



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6514

**Entwicklung einer
opto-elektro-mechanischen
2 x 2 Schaltmatrix in
LIGA-Technik für die
optische Telekommunikation**

A. C. M. Ruzzo, U. Wallrabe, J. Mohr
Institut für Mikrostrukturtechnik

Dezember 2000

**Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt**

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6514

**Entwicklung einer opto-elektro-mechanischen
2x2 Schaltmatrix in LIGA-Technik
für die optische Telekommunikation**

A.C.M. Ruzzu*, U. Wallrabe, J. Mohr
Institut für Mikrostrukturtechnik

*von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2000

**Entwicklung einer opto-elektro-mechanischen
2x2 Schaltmatrix in LIGA-Technik
für die optische Telekommunikation**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Phys. Antonio Claudio Mathia Ruzzu
aus Wädenswil/Schweiz

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Juli 2000

Hauptreferent: Prof. Dr. V. Saile

Korreferent: Prof. Dr. W. Menz

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine optische 2x2-Schaltmatrix mit elektromechanischen Antrieben basierend auf der LIGA-Technik entwickelt. Die Schalteinheit ist für den monomodigen Einsatz in der optischen Nachrichtentechnik ausgelegt und auf größere Kanalzahlen erweiterbar.

Das Konzept der Schaltmatrix basiert auf einem freistrahloptischen Aufbau innerhalb einer galvanisch hergestellten mikrooptischen Bank. Die optischen Elemente, d. h. Kugellinsen und Glasfasern werden mittels passiver Justage eingesetzt. Die Schaltfunktion übernehmen in die optische Bank integrierte elektrostatische Wobblemotoren, welche als Stellelemente für bewegliche Doppelspiegel dienen. Die definierte Endposition der Spiegel wird durch mechanische Anschläge sichergestellt.

Das Galvanisieren der Metallstrukturen im Standard-Nickelbad, d.h. bei 52 °C, führt aufgrund thermischer Ausdehnung sowie Quellen des PMMA durch erhöhte Flüssigkeitsaufnahme zu Maßabweichungen von etlichen Mikrometern. Im Falle der 2x2 Matrix ist für die Monomodeanwendung eine Strukturgenauigkeit von min. 2 μm erforderlich. Dies wurde durch die Einführung der Nickelgalvanik bei Raumtemperatur und durch eine Optimierung des Layouts der Schaltmatrizen unter Einbeziehung von Hilfsstrukturen erzielt.

Die beweglichen Teile der Motoren, die Rotoren, werden als zweistufige Strukturen auf einem separaten Substrat gefertigt. Um eine defektfreie Herstellung dieser Rotoren zu ermöglichen, wurde ein Verfahren zum Aufkleben von Resistplatten auf gestuften Substraten entwickelt. Die beweglichen Spiegel werden monolithisch mit den Rotoren hergestellt.

Die Kontaktierung der elektromechanischen Strukturen erfolgt mittels Dünnschichtleiterbahnen in Kombination mit einer Titan-Opferschichttechnik. Um Kurzschlüsse innerhalb isolierter Leiterbahnunterführungen aufgrund von Löchern und Rissen in der Titanschicht zu vermeiden, erfolgte eine Optimierung der Sputterparameter, d.h. Substrattemperatur und Gasdruck. Hiermit konnten Schichten mit geschlossenen Korngrenzen abgeschieden werden.

Neben der konventionellen Kontaktierungsmethode in Dünnschichttechnik wurde ein neuartiges Verfahren zur Kontaktierung von LIGA-Strukturen entwickelt. Bei diesem Verfahren wird die Kontaktebene auf die Substratunterseite verlegt und in mehrlagiger Dickfilmentechnik hergestellt. Die elektrische Verbindung der metallischen LIGA-Strukturen erfolgt mittels einer Durchkontaktierung der Keramiksubstrate. Die Ausbeute der elektrischen Kontakte lag bei den ersten gefertigten Mustern bei 99%. Ein wesentlicher Vorteil dieses Verfahrens ist neben der hohen Kurzschluß- und Kontaktsicherheit, daß auf der Substratunterseite eine sehr viel höhere Anzahl an Leiterbahnen und Kontaktflächen angeordnet werden kann.

Zur Bestimmung der Systemparameter der Schaltmatrix wurde ein Algorithmus entwickelt, der eine Kopplung der Gleichungen der optischen Abbildung und der geometrischen Randbedingungen unter Berücksichtigung von fertigungstechnischen Aspekten beinhaltet. Für die 2x2-Schaltmatrix wurde ein Motordurchmesser von 1,7 mm, eine minimale Spiegelgröße von $420 \times 135 \mu\text{m}^2$, eine Strukturhöhe von 400 μm sowie eine Kantenlänge des quadratischen Systems von 9,3 mm berechnet. Mit Hilfe einer vektoralgebraischen Strahlverfolgung wurden die bei einer Dejustierung des beweglichen Spiegels auftretenden optischen Verluste abgeschätzt.

Messungen der Schaltzeiten ergaben als niedrigsten Wert 30 ms bei einer Elektrodenspannung von 300 V. Die minimale Anlaufspannung liegt bei 70 V mit einer Schaltzeit von 0,7 s. Die optische Charakterisierung des Systems ergab eine minimale Einfügedämpfung von 7 dB und eine Übersprehdämpfung von 90 dB. Für die Reproduzierbarkeit der Einfügedämpfung beim Schalten wurden Werte unter 1 dB erreicht.

Development of an opto-electromechanical 2 x 2 switch matrix using the LIGA-technique for optical communication

The work presented here focused on the development of an optical 2 x 2 switching matrix with electromechanical actuators by means of the LIGA-technique. The switching unit is designed for mono-mode use in optical communication systems and may be extended to more channels.

The concept of the switching matrix is based on free-space optics within a microoptical bench produced by electroplating. The optical elements, i.e. spherical lenses and glass fibers, are inserted by means of passive alignment. The switching function is accomplished by electrostatic wobble motors integrated into the optical bench. These motors serve to move double mirrors which detour the light paths. The defined end position of the mirrors is ensured by mechanical dead stops.

Electroplating of the metal structures in a standard nickel bath, i.e. at 52°C, results in dimensional deviations of several micrometers due to thermal expansion and swelling of the PMMA by an increased liquid uptake. In the case of the 2x2 matrix, a structural accuracy of at least 2 μm is required for mono-mode use. This is achieved by introducing a nickel electroplating process at room temperature and by optimizing the layout of the switching matrixes with the aid of auxiliary structures.

The movable parts of the motors, the rotors, are manufactured as two-step structures on a separate substrate. For defect-free fabrication of these rotors, a new technique of bonding resist plates onto stepped substrates has been developed. The movable mirrors are manufactured monolithically together with the rotors.

Contacting of the electromechanical structures takes place by thin-film strip conductors in combination with a titanium sacrificial layer technique. To avoid short circuits in the insulated strip conductor subways due to holes and cracks in the titanium layer, the sputtering parameters, i.e. substrate temperature and gas pressure, have been optimized. It is thus ensured that layers are deposited with closed grain boundaries.

In addition to conventional contacting by thin-film technology, a novel method has been developed for the contacting of LIGA structures. In this process, the contact plane is moved to the back side of the substrate and produced by a multi-layer thick-film technology. The metal LIGA structures on the upper side are connected electrically by vias through the ceramic substrates. A yield of the electric contacts of 99% was achieved for the first manufactured demonstrators. Beside the high stability to short circuits and contact reliability this method features the advantage, that a much higher number of strip conductors and contact areas may be arranged on the lower side of the substrate.

To determine the system parameters of the switching matrix, an algorithm has been developed. It is based on equations of optical imaging being coupled with the geometric boundary conditions taking into account aspects of manufacturing technology. For the 2 x 2 switching matrix, a motor diameter of 1.7 mm, a minimum mirror size of 420 x 135 μm², a structural height of 400 μm, and an edge length of the square system of 9.3 μmm have been calculated. Based on a vector-algebraic beam computation, the optical losses occurring in case of a misalignment of the movable mirrors have been estimated.

Measurements of the switching times yielded a minimum value of 30 ms at an electrode voltage of 300 V. Minimum starting voltage amounts to 70 V with a switching time of 0.7 s. In the optical characterization of the system, a minimum insertion loss of 7 dB and a crosstalk of 90 dB have been obtained. Concerning the reproducibility of insertion loss during switching, values below 1 dB have been reached.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen für die Herstellung der Schaltmatrix	7
2.1	Konzept der Schaltmatrix	7
2.2	Herstellungsverfahren	9
3	Design der opto-elektro-mechanischen Schaltmatrix	12
3.1	Elektromechanische Komponente	12
3.1.1	Der Wobblemotor	13
3.1.2	Aufbau und Drehmomentberechnung	14
3.2	Statische optische Komponenten: Mikrooptische Bank	18
3.2.1	Monomodefasern, Gaußstrahlen und Koppeleffizienzen	19
3.2.2	Systembedingte optische Verluste	26
3.2.3	Mikrooptische Bank	30
3.3	Optisches Schaltelement: Beweglicher Spiegel	31
3.3.1	Grundlegende Betrachtungen zum Spiegel	31
3.3.2	Optische Verluste durch Positionsfehler des Spiegels	32
3.3.3	Spiegel-Motorkonzept	43
3.4	Layout der Schaltmatrix	44
3.5	Berechnung der optischen Eigenschaften des Systems	54
4	Herstellung und Prozeßoptimierung	58
4.1	Optische Bank und Statorstrukturen	58
4.1.1	Vorversuche	59
4.1.2	Raumtemperatur-Nickel-Mikrogalvanik	61
4.1.3	Opferschicht- und Kontaktierungstechnik	70

4.2	Spiegelrotoren	74
4.2.1	Fertigung zweistufiger Spiegelrotoren	74
4.2.2	Oberflächenqualität der Spiegel	78
4.3	Fertiggestellte 2x2 Matrizen	80
5	Charakterisierung	83
5.1	Elektronische Steuerung	83
5.2	Elektro-mechanische Charakterisierung	84
5.3	Optische Charakterisierung	90
6	Neue Kontaktierungstechnik für größere Schaltmatrizen	95
7	Zusammenfassung und Ausblick	101
A	Anhang	107
A.1	Berechnung des Drehmomentes	107
A.2	Berechnung der Haltekraft	108
A.3	Lateraler Versatz einer Linse in der optischen Bank	109
A.4	Bestimmung des Öffnungswinkels eines 90°-Reflektors	109
A.5	Berechnung der Strahldejustierung	110
A.5.1	Verdrehung des Spiegelrotors	113
A.5.2	Verkippen des Spiegelrotors	115
A.6	Berechnung der Verringerung der reflektierenden Fläche	116
A.7	Layout der Schaltmatrizen im LIGA-Fensters	117
A.8	Beständigkeit von Siebdruck-Pastensystemen	119
	Literaturverzeichnis	121

Mathematische Symbole und Abkürzungen

Variablen

a	Abstand zwischen Anschlagpunkt des Spiegels und Rotorwand
a_{RR}	Abstand zwischen den Rotorwänden
A_{LSp}	Abstand zwischen Linsenstirnfläche und nächstgelegenen Spiegel
A_{RSp}	Abstand zwischen Rotorwand und Schwenkradius des benachbarten Spiegel
d	Versatz des Anschlagpunktes des Spiegels
d_C	Kondensatorspalt
$d_{C,min}$	minimaler Kondensatorspalt
d_D	Dicke des Rotordeckels
d_h	Lagerspiel
d_L	Dicke des Lagerrings
d_R	Dicke der Rotorwände
d_{St}	Dicke der Statorelektroden
E	elektrische Feldstärke
f	Brennweite
f_A	Kraftdichte
$F_{ }$	Kraft parallel zur Rotorwand
H_L	Höhe des Lagerrings
H_{PMMMA}	Resisthöhe
H_{Ro}	Höhe der Rotorwand
H_{St}	Höhe der Metallstrukturen der Schaltmatrix
I	Intensität
l	Abstand zwischen Rotorauflegepunkt und Angriffspunkt der Kraftdichte
L	Abstand zwischen Auftreffpunkt des Strahls auf der ersten Spiegelebene und Spiegelursprung
L_{EZ}	Länge der Einheitszelle der Matrix
L_{gg}	Länge des Gegengewichtes
L_{Sp}	Länge der Spiegelebenen des Doppelspiegels
L_{Sys}	Kantenlänge der Doppelmatrix
m	optische Vergrößerung
n	Brechungsindex
n_{Kern}	Brechungsindex des Faserkerns
n_{Mantel}	Brechungsindex des Fasermantels
N	Kanalzahl
P	Leistung
q	Abstand zwischen Rotorauflegepunkt und Spiegelursprung
r	radiale Koordinate entlang der optischen Achse
R_{Lager}	Außenradius des Lagerrings
R_L	Radius der Kugellinse
$R_{L,1-2}$	Innen- und Außenradius des Lagerrings
R_M	Radius des Motors
R_q	mittlere quadratische Rauigkeit
$R_{R,i}$	Innenradius der inneren Rotorwand
$R_{R,a}$	Innenradius der äußeren Rotorwand
R_{Rotor}	Innenradius eines Rotorrings
R_{Ro}	Innenradius der äußeren Rotorwand

$R_{Ro,1-2}$	Innen- und Außenradius der inneren Rotorwand
$R_{Ro,3-4}$	Innen- und Außenradius der äußeren Rotorwand
R_S	Außenradius der Statoren
$R_{St,1-2}$	Innen- und Außenradius der Statoren
R_t	maximale Rauigkeit
s	Objektweite, gemessen ab der Linsenmitte
s'	Bildweite, gemessen ab der Linsenmitte
S	axialer Versatz der Strahltaillen
T	Drehmoment
U	Spannung
V_u	Untersetzungsverhältnis
w	maximale am Doppelspiegel reflektierte Strahlbreite
z	axiale Koordinate entlang der optischen Achse
z_0	Abstand einer Strahltaille vom Drehpunkt einer Strahlverkipfung
$z_{0,1}, z_{0,2}$	Abstand unterschiedlicher Strahltaille vom Drehpunkt einer Strahlverkipfung
z_1	Berührungspunkt des Rotors mit dem Lichtstrahl, gemessen ab der Strahltaille
z_2	Abstand der Spiegelkante von der Strahltaille
z_R	Rayleigh-Länge
z_S	Abstand des Spiegels von der Strahltaille innerhalb der Schaltmatrix

Griechische Symbole

α	Winkel zwischen Rotorauflagepunkt und Angriffspunkt der Kraftdichte bzgl. Rotormittelpunkt
β	Winkel zwischen Rotorauflagepunkt und Rotormittelpunkt bzgl. Angriffspunkt der Kraftdichte
γ	Winkel zwischen Rotorauflagepunkt und Angriffspunkt der Kraftdichte bzgl. Statormittelpunkt
δ	lateraler Versatz der Strahltaillen
Δ	lateraler Versatz der Gaußstrahlen
Δ_e	laterale Justiertoleranz
ε	Winkel zwischen Symmetrieachse des Doppelspiegels und x-Achse
ε_0	Dielektrizitätskonstante
η	Koppeffizienz
η_θ	Faktor zur Reduzierung der Koppeffizienz bei Verkipfung der Strahlen
η_Δ	Faktor zur Reduzierung der Koppeffizienz bei lateralem Versatz der Strahlen
ϑ_i, ϑ_a	Einfallswinkel des Strahls auf der ersten bzw. zweiten Spiegelebene
θ	Winkelfehler des Strahles
θ_e	Winkeltoleranz
Θ	Divergenzwinkel des Gaußstrahles im Fernfeld
λ	Wellenlänge
ξ	Winkel zwischen Rotorauflagepunkt und Spiegelursprung bzgl. dem Rotormittelpunkt
ρ	Winkel zwischen Rotormittelpunkt und Rotorauflagepunkt bzgl. dem Spiegelursprung
σ	Flächenladungsdichte
τ	Scheitelwinkel des Gegengewichtes
ϕ	Öffnungswinkel des Doppelspiegels

φ	Winkel einer Kippachse bzgl. der Spiegelsymmetrieachse
Φ	Winkel zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl am Doppelspiegel
ψ	Verdrehwinkel des Spiegelrotors in der optischen Ebene
Ψ	Kippwinkel des Spiegelrotors aus der optischen Ebene heraus
ω	Strahlweite
ω_0	Strahltaile, Strahltaile der Fasermode
$\omega_{0,1}, \omega_{0,1}$	unterschiedliche Strahltaillen
ω'_0	Strahltaile des abgebildeten Strahles bzw. eines verschobenen Strahles

Abkürzungen

AES	Auger-Electron-Spectroscopy
AFM	Atomic-Force-Microscope
BGA	Ball-Grid-Array
CAD	Computer-Aided-Design
CCR	Corner-Cube-Reflektor
DOS	Digital-Optical-Switch
HARMST	High-Aspect-Ratio-MicroStructure-Technology
HF	Hochfrequenz
HS	Hochspannung
ICP	Inductive-Coupled-Plasma
IO	Integrierte Optik
LAN	Local-Area-Network
LIGA	RöntgentiefenLithographie mit Synchrotronstrahlung, Galvanoformung von Metallen und Abformung von Kunststoffen
LWL	Lichtwellenleiter
MMF	Multimodefaser
MZI	Mach-Zender-Interferometer
NT	Nachrichtentechnik
OEO	optisch-elektrisch-optische Signalkonversion
PC	Personal Computer
PMMA	Polymethylmethacrylat
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RT	Raumtemperatur
RTL	RöntgentiefenLithographie
SD	Siebdruck
SMF	Singlemodefaser
WDM	Wavelength-Division-Multiplexing

Kapitel 1

Einleitung

Moderne Telekommunikationsnetze sind ohne den Einsatz von Glasfasern und Licht als Informationsträger undenkbar. Die rasante Zunahme der Datenmengen, die mit immer höheren Übertragungsraten übermittelt werden müssen, machen den Einsatz von optischen Netzwerken unerlässlich. Die Entwicklung der beiden Teilbereiche heutiger Nachrichtentechnik (NT), die Informationsübertragung und -verarbeitung, entspricht jedoch nicht den ständig steigenden Anforderungen hinsichtlich der Übertragungskapazität.

Die Übertragung der Informationen über Lichtwellenleiter erbringt die auch künftig absehbar erforderlichen Datenraten mühelos. An den Schnittstellen und Knotenpunkten eines Netzwerkes müssen heute die Lichtsignale noch in elektrische umgewandelt, nach entsprechender Verarbeitung bzw. Verschaltung in ein optisches Signal zurückgewandelt (sog. *OEO-Konversion*) und wieder in das Glasfasernetz eingespeißt werden. Die Verarbeitung der Signale auf elektronischem Wege bleibt jedoch noch weit hinter den mit Glasfasern möglichen Übertragungsraten zurück. So können zwar über eine einzige Glasfaser Daten weit im THz-Bereich ¹ übertragen werden [1], doch die Verarbeitungskapazität der Elektronik, liegt hier um 3 bis 4 Größenordnungen darunter [2]. Dadurch wird derzeit das enorme Potential der optischen Übertragungstechnik für die gesamte Telekommunikation nicht ausgeschöpft.

Mit den ständig wachsenden Datenmengen wird es somit bald unausweichlich sein, den elektronischen Engpaß an den Schnittstellen durch rein optische Lösungen zu ersetzen. Solche sog. **transparente optische Netzwerke**, bei denen die Informationen von ihrer Generierung im Sender bis zur Ankunft im endgültigen Empfänger als rein optisches Signal erhalten bleiben, sind von der Art des Lichtsignals, d.h. von der Übertragungsgeschwindigkeit, dem Datenformat und dem zugrundeliegenden Protokoll, völlig unabhängig. Weiterhin sind solche rein-optischen Netzwerkelemente auch kosteneffektiver, da die für die OEO-Konversion notwendigen Empfänger- und Sendemodule entfallen. Dies macht sich insbesondere bei Verwendung von mehreren parallelen Kanälen in einem Träger, der sog. Wellenlängenmultiplextechnik (WDM), bemerkbar. Sie sind somit der Schlüssel zur Ära der rein-optischen Nachrichtentechnik, wozu der Einsatz der Glasfasertechnik bereits der erste Schritt war.

Wichtige Schlüsselemente für den Aufbau von Telekommunikationsnetzwerken sind Schalteinheiten, die für das Herstellen, Aufrechterhalten und Umschalten von Verbindungen zuständig sind. Neben dem Anschluß einzelner Teilnehmer in einem vorhandenen Netzwerk ist vor allem die sog. Netzwerkkonfiguration ein typischer Anwendungsbereich. Hierbei müssen in Vermittlungstellen und Netzwerkknoten mehrere Leitungen eines bestehenden Netzes gleichzeitig umgeschaltet werden. Weiterhin kommt auch der Netzwerksicherheit eine große

¹unter Ausnutzung der beiden in der NT üblichen Wellenlängenfenster bei 1300 nm und 1550 nm

Bedeutung zu. Hier muß dafür gesorgt sein, daß bei Ausfall einer Leitung das Signal möglichst schnell umgeschaltet und sogar über andere Knotenpunkte innerhalb des Netzes geleitet wird.

Bevor die Glasfasertechnik die moderne Telekommunikation revolutionierte, wurden elektrische Schaltkreise elektronisch geschaltet, anfangs mit elektro-mechanischen Schaltern wie Relays und später durch Transistoren. Während das Schalten von Strömen und Spannungen, also Elektronen, ausgereift ist, befindet sich die Technologie zum Schalten von Photonen noch in ihren Anfängen. Die Entwicklung rein-optischer Schalter zur Realisierung von transparenten optischen Knotenpunkten ist daher Gegenstand intensiver Forschungsaktivitäten. Die kleinste Einheit solcher Schaltelemente sind, je nach Schaltprinzip, 1x2 bzw. 2x2 Schalter, bei denen ein bzw. zwei optische Eingänge wahlweise auf zwei verschiedene Ausgänge umgeschaltet werden können. Solche einfachen Schalter werden vor allem als sog. Bypassschalter für den Anschluß bzw. die Abtrennung im Störfall von Endverbrauchern in lokalen Netzwerkringen (sog. LANs=Lokal Area Networks) eingesetzt. Um jedoch in Netzwerkknoten und Vermittlungstellen das gleichzeitige Verschalten von N auf N oder allgemeiner von M auf N Kanälen mittels möglichst kompakter Schalteinheiten zu realisieren, werden solche Schalter zu komplexeren Mehrfachschalteinheiten, sog. **M x N Schaltmatrizen** integriert. Die bisherigen Entwicklungen im Bereich der rein-optischen Schalter kann man im wesentlichen den zwei großen Bereichen in der Mikrooptik zuordnen, der sog. **Integrierten Optik** und der **Freistrahloptik**.

Integriert-optische Schaltmodule zeichnen sich vor allem durch das Fehlen jeglicher beweglicher Teile aus. Das Licht wird hier vollständig in einer Wellenleiterstruktur geführt, und das Schalten erfolgt durch eine extern gesteuerte Kopplung der Felder zwischen zwei Lichtwellenleitern (LWL). Als LWL werden hierbei Materialien wie Polymere, dotiertes SiO₂ und LiNbO₃ als auch dotierte Halbleiter eingesetzt. Prinzipiell kann man zwischen Schaltern mit X-förmiger LWL-Anordnung und zwischen solchen basierend auf dem Prinzip eines Mach-Zehnder-Interferometers (MZI) unterscheiden (s. Abb. 1.1).

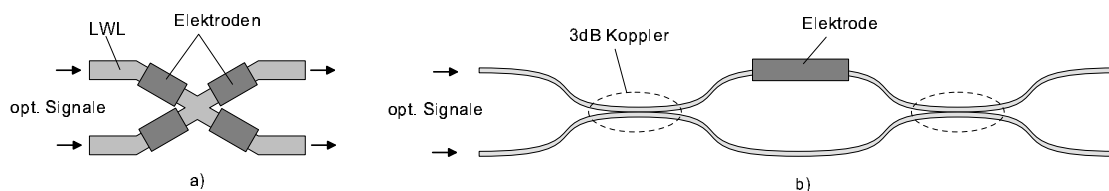


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau a) eines X-Kopplers und b) MZI-Kopplers als integriert-optische 2x2 Schalter (die Elektrodenkonfiguration variiert je nach Bauart der Schalter)

Bei X-Schaltern erfolgt i.allg. das Schalten durch eine Änderung der Modenausbreitung im Kreuzungsbereich der LWL. Die Änderung der Vorzugsrichtung einer bestimmten im LWL geführten Mode erfolgt durch eine asymmetrische Änderung der Ausbreitungskonstanten in den verschiedenen Zweigen der LWL unter Umständen in Kombination mit einer Asymmetrie des Kreuzungspunktes. Der Schaltvorgang kann mittels der integrierten Elektroden sowohl durch elektro-optische [3] als auch durch thermo-optische [4] Änderung des Brechungsindex erfolgen.

2x2 Schalter basierend auf dem Prinzip des MZI haben zwei Koppelstellen, welche im Allgemeinen als sog. direktionale 3dB-Koppler² ausgelegt sind. Durch geringen räumlichen Abstand der LWL an diesen Stellen kommt es zur überlagerten Ausbreitung der Signale in beiden

²D.h. 50% der optischen Leistung des Signals werden in den benachbarten LWL eingekoppelt.

LWL. Für den Schaltvorgang wird mindestens in einem Zweig des MZI der Brechungsindex verändert, wodurch dieser als Phasenschieber wirkt. Nach der zweiten Koppelstelle kommt es aufgrund destruktiver und konstruktiver Interferenz wieder zur Signaltrennung in den jeweiligen Ausgang. Die Phasenverschiebung kann sowohl thermo-optisch [5] als auch elektro-optisch [6] durch Anlegen eines lokalen elektrischen Feldes im Bereich des MZI-Zweiges induziert werden. Das Übersprechen des Licht an den Koppelstellen kann auch, wie im Falle der X-Schalter, durch räumlichen Überlapp der LWL über die Beeinflussung der Modenausbreitung erfolgen [7]. Ein Nachteil der MZI-Schaltern ist ihre periodische Abhängigkeit des Schaltzustandes von der angelegten Spannung, im Gegensatz zu den meisten X-Schaltern, welche ein nichtlineares Schaltverhalten zeigen, weswegen man solche auch als DOS (Digital Optical Switch) bezeichnet.

Insbesondere auf einem elektro-optischem Schaltvorgang basierende integriert-optische Schaltelemente zeichnen sich durch extrem schnelle Schaltzeiten bis zu 10 ns aus, allerdings bei sehr hohen Spannungen [6]. Thermo-optische Schalter erreichen aufgrund des thermisch induzierten Schaltvorganges Schaltzeiten im Millisekundenbereich. Ein Nachteil integriert-optischer Schalter ist die geringe Übersprechdämpfung³, welche durch das Funktionsprinzip der Kopplung zwischen den LWL inherent auftritt. Ein weiterer Nachteil ist, neben der oft hohen Einfügedämpfung⁴, welche vorallem durch die schwierige Kopplung zwischen LWL und Glasfaser bedingt ist, die prinzipielle Polarisationsabhängigkeit solcher Schalter.

Durch Kaskadierung solcher Schalter lassen sich relativ einfach größere Schaltmatrizen realisieren. So wurden bereits unter Verwendung von DOS bzw. MZI-Schaltern 4x4- [8] [9] [10] [11], 8x8- [12] [13] [5] [14] und sogar 16x16- Matrizen [15] entwickelt und zum Teil sogar kommerzialisiert [16] [17]. Die Dimension der einzelnen Schaltelemente dieser Matrizen im cm-Bereich und die hohe Anzahl an Einzelschaltern für die Kaskadierung (zB. 112 Stück für die 8x8-Matrix nach [5], s. Abb. 1.2)) führt allerdings zu relativ großen Schalteinheiten. Ein weiterer Nachteil der Kaskadierung ist, daß die Signale zum Umschalten stets durch mehrere einzelne Schaltelemente laufen und somit Verluste und Übersprechen akkumuliert werden. So ist neben den durch die einzelnen Schaltelemente bedingten Nachteilen der hohen Einfüge- bzw. niedrigen Übersprechdämpfung solcher Matrizen, typischerweise 5-10 dB bzw. 15-40 dB, auch die Größe solcher Schaltmatrizen für die Anwendung in größeren Schaltaufgaben hinderlich.

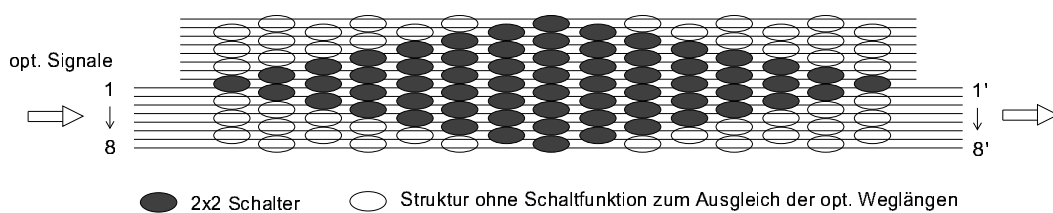


Abbildung 1.2: Schematischer Aufbau einer 8x8-Schaltmatrix durch Kaskadierung von integriert-optischen 2x2 Schaltern [5]

In **freistrahloptischen Schaltern** wird der Lichtweg zwischen Glasfasern, welche die optischen Ein- und Ausgänge bilden, durch die Bewegung von passiven mikrooptischen Elementen oder durch Bewegung der Fasern selbst umgelenkt. Analog zu dem makroskopischen Vorbild werden solche Aufbauten als **mikrooptische Bänke** und aufgrund der beweglichen Teile die freistrahloptischen Schalter auch als mechanische oder **opto-mechanische** Schalter be-

³Verhältnis zwischen der im unbeschalteten Ausgang ankommenden optischen Leistung zu der eingekoppelten Leistung

⁴Verhältnis zwischen der in den Schalter eingekoppelten und am Ausgang zur Verfügung stehenden optischen Leistung

zeichnet. Zur Herstellung solcher Schalter werden Strukturierungsverfahren der Mikrotechnik wie Si-Mikromechanik und LIGA, sowie Kombinationen derselben, auch mit konventioneller Feinwerktechnik, eingesetzt.

Die einfachste Variante ist die der Faserbewegung. Hierbei wird die Faser mit der Stirnseite auf die Ausgangsfasern justiert (s. Abb. 1.3a). Kleinste Schalteinheit ist hierbei ein 1x2-Schalter, welcher aufgrund der bei diesen Schaltern notwendigen Faserbiegung nicht beliebig erweiterbar ist. Als Aktorprinzipien dienen z.B. elektromagnetische, [18], elektrostatische [19], oder thermische Elongations-Aktoren [20] [21]. Durch ausgekugelte Hebelmechanismen wurden auch 1x4- und 2x2-Schalter hergestellt [20]. Größere MxN-Schaltmatrizen können jedoch somit nicht durch einfache Skalierung, d.h. Erweiterung auf mehrere Kanäle sondern nur durch Verbindung von mehreren 1xN-Schaltern hergestellt werden [22] (s. Abb. 1.3b). Solche Matrizen fallen jedoch aufgrund der Größe der Einzelemente (die Bewegung der Faser bedingt eine Länge der Schalter im cm-Bereich) sehr groß aus.

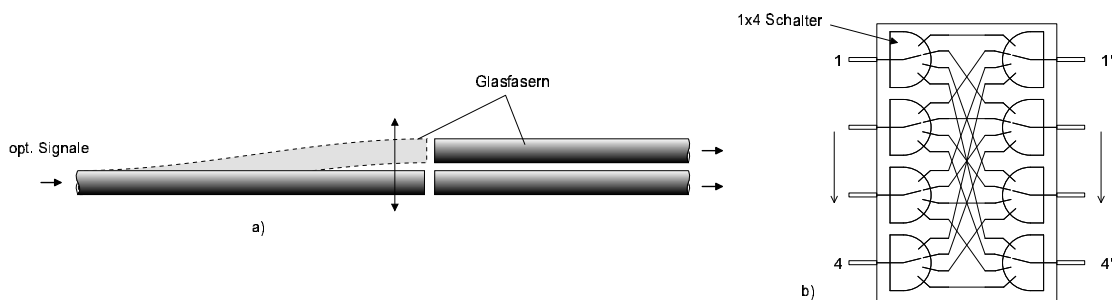


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau a) eines 1x2-Schalters mit bewegter Faser und b) einer aus mehreren 1x4 Schaltern zusammengesetzten 4x4-Schaltmatrix [22]

Aufwendiger, aber für die Entwicklung skalierbarer Schaltmatrizen geeigneter, sind Schalter, bei denen die Lichtstrahlen vom optischen Eingang auf den entsprechenden Ausgang gerichtet werden, indem strahlablekende Elemente in den Strahlengang eingebracht werden. Aufgrund der vergrößerten optischen Weglängen sind hierbei Linsen zur Kollimierung und Fokussierung der divergenten Strahlenbündel notwendig. Eine Möglichkeit sind bewegliche Prismen, welche jeweils als 2x2-Schalter agieren (s. Abb. 1.4a) [23] [24]. Durch Kaskadierung, ähnlich den integriert-optischen Schaltern, wurden in der Vergangenheit hiermit bereits 4x4-Matrizen hergestellt [25] (s. Abb. 1.4b).

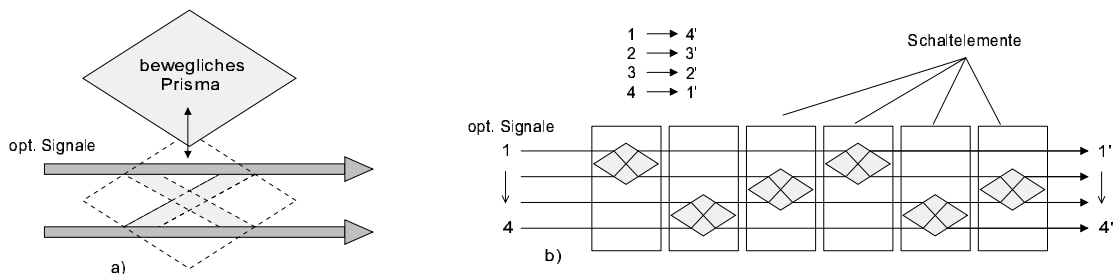


Abbildung 1.4: Schematischer Aufbau eines 2x2-Schalters mit bewegter Prisma und b) einer 4x4-Schaltmatrix mit mehreren Prismen [25]

Am weitesten verbreitet ist die Strahlableitung innerhalb des Schalters durch bewegliche Mikrospiegel. Die einfachste Möglichkeit ist die horizontale Bewegung einer Spiegelfläche senkrecht zu vier x-förmig angeordneten Glasfasern wie in Abb. 1.5a schematisch gezeigt [26]

[27] [28]. In anderen Modellen erfolgt die Spiegelbewegung durch vertikale [29] [30] oder horizontale Kippbewegung [31]. Als Antrieb für den Spiegel werden üblicherweise elektromagnetische, elektrostatische und auch piezoelektrische Aktoren eingesetzt. Solche einfachen 2x2 Schalter eignen sich vorallem als Bypass-Schalter und sind nicht für größere Kanalzahlen erweiterbar. Durch Integration mehrerer solcher Spiegel in einer regelmäßigen Anordnung, entsprechend Abb. 1.5b, können jedoch Schaltmatrizen hergestellt werden. So wurden bereits erste Prototypen von 2x2-Spiegelschaltmatrizen, d.h. Matrizen mit 4 Schaltelementen aber nur 2 Ein- und Ausgängen hergestellt [31] [32], welche prinzipiell für größere Kanalzahlen skalierbar sind. Ein wesentlicher Vorteil solcher Spiegelmatrizen ist, daß die Lichtstrahlen nur einmal umgelenkt werden, d.h. sie im Gegensatz zu integriert-optischen Schaltmatrizen keine Wechselwirkung beim Passieren der restlichen Schaltelemente erfahren. Ein interessanter andersartiger Ansatz für eine Spiegelmatrix wird in [33] und [34] beschrieben. Hier wird das Licht durch Totalreflektion an einer Kavität umgelenkt, welche durch Ausfüllen mit einem indexangepaßten Fluid wieder transparent wird. Mit diesem Prinzip wurden bereits 4x4-Schaltmatrizen hergestellt [35].

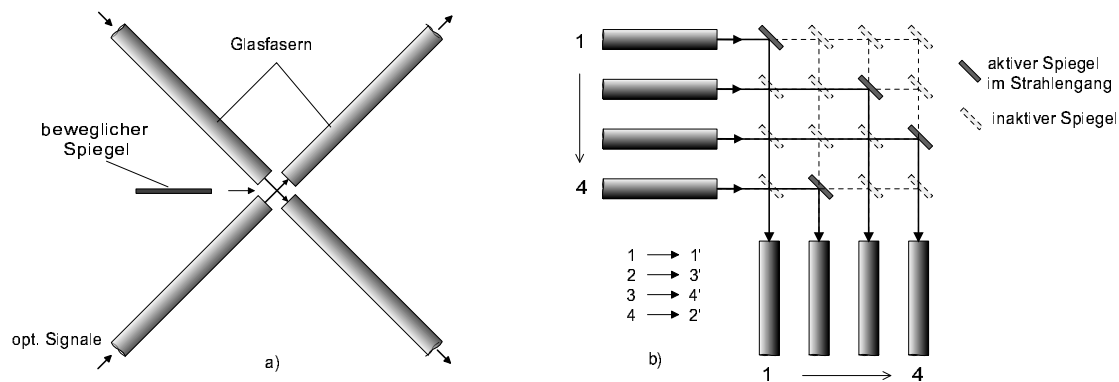


Abbildung 1.5: Schematischer Aufbau a) eines 2x2-Schalters mit bewegtem Spiegel und b) einer 4x4 Schaltmatrix mit regelmäßig angeordneten beweglichen Spiegeln auf den Kreuzungspunkten der Lichtwege

Im Vergleich zu integriert-optischen Schaltern zeichnen sich opto-mechanische Schalter und Schaltmatrizen aufgrund der räumlichen Trennung der Signale durch eine hohe Übersprechdämpfung (typischerweise 40-80dB) aus. Da die optischen Anschlüsse, d.h. die Glasfasern bei diesen Schaltmodulen, bereits bauartbedingt integriert sind und es aufgrund des freien Strahlverlaufs keine Ausbreitungsverluste gibt, haben diese Schalter prinzipiell auch geringe Einfügedämpfung (üblicherweise wenige Dezibel). Im Falle von elektrostatischen und elektromagnetischen Aktoren liegen die Schaltgeschwindigkeiten bei wenigen Millisekunden, während sie für thermisch aktivierte Schalter bis zu mehreren 100 ms betragen. Im Vergleich zu integriert-optischen Schalteinheiten sind freistrahloptischer Schalter damit relativ langsam. Für eine Vielzahl der Anwendungen sind diese Schaltzeiten jedoch ausreichend. Ein weiterer Vorteil solcher mechanischer Schalter ist durch die Möglichkeit bistabiler Schaltzustände gegeben. Im Gegensatz zu LWL-Schaltern erfolgt in diesem Falle nur während des Schaltvorgangs eine Leistungsaufnahme, was insbesondere für Anwendungen in der Netzwerkkonfiguration notwendig ist.

Entscheidend für die geringe Einfügedämpfung mechanischer Schalter ist eine möglichst präzise Strahlableitung und Einkopplung des Lichts mittels der freistrahloptischen Aufbauten in die Ausgangsfasern. Insbesondere der Einsatz der Schalter in der **Monomodetechnik** stellt sehr hohe Anforderungen an die Präzision der mikrooptischen Bänke und der Stell-

elemente. Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich bei zunehmender Kanalzahl durch die zunehmende Länge der optischen Wege. Aufgrund der hierdurch bedingten Aufweitung der Lichtröhren, werden in den optischen Bänken größere und vorallem höhere Strukturen benötigt. Die Funktionalität größerer Schaltmatrizen hängt somit u.a. von der Präzision ab, mit der hohe Strukturen gefertigt werden können.

Das am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelte LIGA-Verfahren⁵ [36] [37] eignet sich für diese Aufgabe. Die hierbei für die Mikrostrukturierung eingesetzte Röntgentiefenlithographie kann sehr hohe Genauigkeitsanforderungen für eine frei wählbare laterale Geometrie der mikrooptischen Aufbauten bei gleichzeitig großer Strukturhöhe erfüllen. Mikrooptische LIGA-Bänke wurden bereits u.a. für Bypassschalter und bidirektionale Send- und Empfangsmodule [28], Faserverstärker [38], Fabry-Perot-Interferometer [39] und Heterodynempfänger⁶ [40] hergestellt. Für den Heterodynempfänger wurden die optischen Elemente in einer direktlithographisch strukturierten optischen Bank aus Kunststoff passiv justiert. Bei einer Strukturhöhe von $500\ \mu\text{m}$ wurde eine Genauigkeit von $1\ \mu\text{m}$ erreicht.

In dieser Arbeit sollen die Vorteile einer freistrahloptischen NxN-Schaltmatrix in Monomode-technik mit den Vorteilen der LIGA-Technik verknüpft werden. Als Schalter sollen bewegliche Spiegel mit einem elektromechanischen Antrieb dienen. Für die elektromechanischen Aktoren werden in der Schaltmatrix metallische Strukturen benötigt. Im Gegensatz zu dem erwähnten Heterodynempfänger handelt es sich bei der Schaltmatrix somit um metallische und frei bewegliche Komponenten. Hierdurch werden an den Herstellungsprozeß sehr viel höhere Anforderungen gestellt. Anhand der Erstellung erster Demonstratoren soll das Potential des LIGA-Verfahrens und die Grenzen der damit zur Verfügung stehenden Prozesse überprüft werden.

Im folgenden Kapitel 2 wird das Konzept der Schaltmatrix und die zur Verfügung stehenden Prozesse vorgestellt. Im dritten Kapitel wird das Design der Matrix aufbauend auf Betrachtungen und Berechnungen zu den elektromechanischen und optischen Komponenten entwickelt und die zu erwartenden optischen Eigenschaften des Systems angegeben. Die Herstellungsschritte und die für die Realisierung des Systems notwendigen Optimierungen der LIGA-Prozesse sowie die hiermit hergestellten Demonstratoren werden in Kapitel 4 vorgestellt. Das fünfte Kapitel beschreibt die elektromechanische und optische Charakterisierung der hergestellten Matrizen und befaßt sich mit dem Vergleich der theoretischen und der gemessenen Systemeigenschaften. In Kapitel 6 wird eine neue Methode zur elektrischen Kontaktierung vorgestellt, welche besonders im Hinblick auf größere Schaltmatrizen und andere komplexe elektromechanische LIGA-Mikrosysteme entwickelt wurde. In Kapitel 7 werden schließlich die Ergebnisse und Erkenntnisse dieser Arbeit zusammengefaßt und weitere Optimierungsmöglichkeiten aufgezeigt.

⁵RöntgentiefenLithographie, Galvanoformung und Abformung, s. Kap. 2.2

⁶Opto-elektrischer Empfänger zum Herausfiltern einzelner Signale in der WDM-Technik

Kapitel 2

Grundlagen für die Herstellung der Schaltmatrix

Ausschlaggebend für die Konkurrenzfähigkeit der Schaltmatrix sind neben der konzeptionellen Realisierbarkeit die optischen, mechanischen und elektrischen Kenndaten. Als Anwendungsgebiet wird hauptsächlich die Netzwerkrekonfiguration angestrebt, wodurch sich eine Reihe von spezifischen Forderungen an eine solche Schaltmatrix ergeben. Das Konzept muß eine Erweiterung auf größere Kanalzahlen der $N \times N$ -Schaltmatrix für den Monomodebetrieb bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ vorsehen. Die Einfügedämpfung sollte hierfür unterhalb 5 dB liegen und auf allen schaltbaren Kanälen den gleichen Wert haben. Die Übersprechdämpfung sollte Werte oberhalb 45 dB erreichen und die Dimensionen einer 4×4 -Matrix $45 \times 45 \text{ mm}^2$ nicht überschreiten [42]. Ferner werden Schaltzeiten von 100 ms angestrebt, wobei größere Schaltzeiten für die meisten Rekonfigurationzwecke unkritisch sind, da die Schaltintervalle hier typischerweise von Stunden bis Monaten reichen. Aus diesem Grunde sollte jedoch die Schaltmatrix im Ruhezustand keine Leistung verbrauchen.

In diesem Kapitel wird das in dieser Arbeit verfolgte Konzept einer opto-elektro-mechanischen Schaltmatrix vorgestellt und die hierfür verwendeten Herstellungsverfahren erläutert.

2.1 Konzept der Schaltmatrix

Um die Forderungen nach geringen Einfüge- und hohen Übersprechdämpfungen einer skalierbaren Schaltmatrix einzuhalten, bietet sich ein freistrahloptischer Aufbau mit beweglichen Spiegeln am besten an (s. Kap. 1). Als Grundkonzept wurde daher eine regelmäßige Anordnung beweglicher Spiegel gewählt [41]. Abbildung 2.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Systems. Ein- und Ausgangskanäle werden mittels Glasfasern an die Matrix herangeführt. Die zu schaltenden Lichtstrahlen werden an den Spiegeln von den optischen Eingängen auf die jeweiligen Ausgänge umgelenkt. Befinden sich die Spiegel im Strahlengang, erfolgt hier eine 90° -Ablenkung der Lichtstrahlen in Richtung der ausgangsseitigen Fasern. Aufgrund der Strahldivergenz der zu verwendenden Monomodefaser¹ muß das Licht mittels Linsen in der optischen Bank kollimiert und am Ende auf die Ausgangsfasern wieder fokussiert werden. Hierzu werden Glaskugellinsen verwendet. Fasern und Linsen werden in Haltestrukturen in der optische Bank mittels passiver Justage eingesetzt.

¹Der Öffnungswinkel des austretenden Strahls einer Monomodefaser beträgt in größerer Entfernung von der Faserstirnfläche ca. 10° , s. Kap.3.2.1.

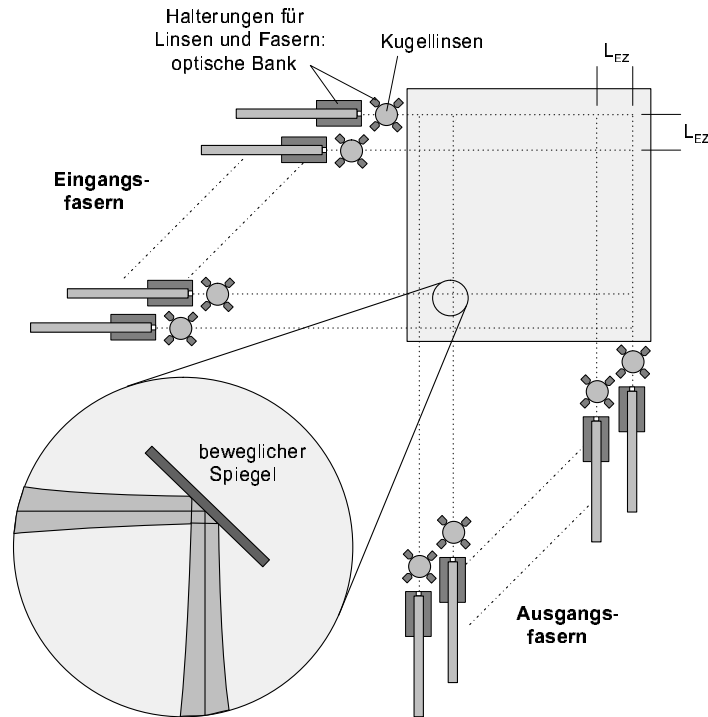


Abbildung 2.1: Prinzipskizze der optischen Schaltmatrix mit beweglichen Spiegeln

Auf dem eigentlichen Schaltfeld der Matrix befinden sich $N \times N$ Einheitszellen der Größe L_{EZ}^2 . Die Abmessungen der Einheitszellen werden vor allem durch die Stellelemente der Spiegel bestimmt. Hierfür werden Rotationsantriebe eingesetzt. Als Antrieb ist auch ein Linearaktor denkbar, wie er in [28] bereits erfolgreich für einen 2×2 -Bypassschalter eingesetzt wurde. Der Einsatz eines Drehantriebs beinhaltet jedoch den Vorteil, daß durch die Schwenkbewegung der Verfahrweg für den Spiegel bei geringerer Aktorgröße wesentlich größer als bei einer linearen Bewegung ist. Insbesondere für größere Matrizen, bei denen der Durchmesser der Strahlenbündel und damit der notwendige Verfahrweg weiter zunimmt, sind Linearaktoren nicht mehr einsetzbar. Die Spiegel befinden sich an der Außenseite dieser Motoren und werden durch die Drehbewegung in den Strahlengang geschwenkt. Daher müssen die Stellelemente exzentrisch zu den Kreuzungspunkten der Lichtwege angeordnet werden. Eine präzise Positionierung der Spiegel, welche für den Einsatz der Schalter in der Monomodetechnik unerlässlich ist, wird durch mechanische Endanschläge gewährleistet. Da der Spiegel in der oberen rechten Ecke einer solchen Matrixanordnung nicht auf einem Kreuzungspunkt der Lichtstrahlen liegt, ist an dieser Stelle ein fester Spiegel ausreichend. Damit erfordert dieses Konzept bei N Ein- und Ausgängen $(N^2 - 1)$ bewegliche Spiegel.

Um eine Gleichheit der Einfügedämpfung zu erreichen, werden die Fasern so angeordnet, daß alle schaltbaren optischen Wege gleichlang sind. Hierzu sind die optischen Elemente benachbarter Kanäle, d.h. Fasern und Linsen, auf der Eingangs- und Ausgangsseite jeweils um die Länge einer Einheitszelle verschoben, wodurch sich die Mitten aller möglichen Lichtwege auf der Matrixdiagonalen befinden.

Wie aus Abb.2.1 ersichtlich, ist das Konzept der $N \times N$ -Matrix prinzipiell auf größere Kanalzahlen erweiterbar. Für die Überprüfung der Machbarkeit hinsichtlich der Herstellungsprozesse und der resultierenden Kenndaten einer solchen LIGA-Matrix, wird als erster Prototyp eine 2×2 -Schaltmatrix mit 3 Spiegelstellelementen entwickelt.

2.2 Herstellungsverfahren

Die Monomodetechnik stellt hohe Anforderungen an Präzision und Qualität der Seitenwände und somit an die Strukturierung der optischen Bank, der Spiegel und der Motoren mit den spiegelanschlügen. So müssen die lateralen Maßtoleranzen weniger als $1\ \mu\text{m}$ betragen (s. Kap. 3.2.1) [40], die reflektierenden Seitenwände in dem gewünschten Spektralbereich möglichst glatt sein, d.h. Rauigkeiten R_q von weniger als 20 nm haben (s. Kap. 3.2.2), und eine möglichst geringe Abweichung von der Vertikalen aufweisen (s. Kap. 3.3.2). Diese Randbedingungen müssen insbesondere auch noch für höhere Strukturen eingehalten werden, da der zunehmende Strahldurchmesser bei größeren Schaltmatrizen neben einem größeren Verfahrensweg auch höhere Strukturen erfordert.

Die LIGA-Technologie bietet als eine führende HARMST²- Technologie das Potential für die Realisierung solcher Schaltmatrizen mit den extremen Anforderungen. Das LIGA-Verfahren wurde in den 80er Jahren zur Herstellung von kostengünstigen und gleichzeitig präzisen Mikrostrukturen mit hohem Aspektverhältnis entwickelt [36] [37]. Das Akronym **LIGA** steht für die Primärstrukturierung eines Polymers, vornehmlich Polymethylmetacrylat (PMMA), mittels Röntgentiefenlithographie, der anschließenden metallischen Auffüllung und Überwachung der Mikrostrukturen mittels Galvanik und der Massenreproduktion durch thermoplastische Abformung mit dem durch die Galvanik gewonnenen metallischen Formeinsatz.

Durch Ausnutzung lediglich der ersten zwei Teilschritte können mit diesem Verfahren hochpräzise Kunststoff- und metallische Mikrostrukturen als Primär- bzw. Sekundärstrukturen hergestellt werden. Die Kombination des LIGA-Verfahrens mit einer Opferschicht ermöglicht bei Bedarf die vollständige oder auch nur teilweise Loslösung der Strukturen von dem Trägersubstrat [43] [44]. Für die Nutzung der metallischen Strukturen als elektromechanische Aktoren oder Sensoren ist eine elektrische Kontaktierung notwendig. Hierzu wird vor dem Aufbringen der Opferschicht eine weitere strukturierte, metallische Beschichtung eingeführt. Diese bildet sowohl die Leiterbahnstrukturen für die elektrische Kontaktierung als auch den Haftuntergrund für die Galvanisierung der mit dem Substrat verbundenen funktionalen Strukturen [44] [45].

Für die Herstellung der Schaltmatrix ist es sinnvoll, die optischen Bänke gleichzeitig mit den statischen Elementen der Motoren als metallische Strukturen zu galvanisieren. Hierdurch können durch Mehrfachstrukturierung oder nachträgliche Montage bedingte Justierfehler vermieden werden. In Abb. 2.2 sind die Herstellungsschritte schematisch dargestellt. Die beweglichen Rotoren mit den Spiegeln werden separat gefertigt und in die Motoren eingesetzt.

Als Trägersubstrat für mit dem Opferschichtprozeß herzustellende elektromechanische Strukturen haben sich Keramiksubstrate aus Al_2O_3 bewährt. Siliziumwafer würden sich aufgrund der höheren Planparallelität prinzipiell besser für optische Anwendungen eignen. Voruntersuchungen zeigten jedoch, daß diese aufgrund mangelhafter Haftung der Strukturen nicht für den Opferschichtprozeß in Kombination mit Dünnschichtleiterbahnen geeignet sind. Als Leiterbahn- und Galvanikhafebene wird eine $1.6\ \mu\text{m}$ dicke Goldschicht aufgesputtert. Um die Haftung zur Keramik sicherzustellen, wird zuvor eine 5 nm Chromschicht aufgesputtert. Nach der Strukturierung dieser Ebene mittels optischer Lithographie und naßchemischen Ätzens (Abb. 2.2a) wird eine 5-6 μm dicke Opferschicht aus Titan durch Sputtern aufgebracht. Nach einem zweiten, auf die erste Ebene justierten Lithographieschritt, wird das Titan ebenfalls naßchemisch strukturiert. Hierbei werden nur die Goldflächen freigelegt, in denen die später galvanisierten Strukturen fest mit dem Substrat verbunden sein sollen (Abb. 2.2b).

²High Aspect Ratio MicroStructures Technology: Überbegriff für Verfahren zur Herstellung von Mikrostrukturen mit großem Aspektverhältnis (= Verhältnis von Breite zu Höhe einer Struktur)

Auf das vorstrukturierte Substrat wird schließlich das PMMA aufgebracht. Dünne Polymer-schichten bis $300\ \mu\text{m}$ werden auf das Substrat aufgegossen und auspolymerisiert. Bei dickeren Schichten führt dieses Verfahren jedoch aufgrund zunehmender innerer Spannungen zu Rissen in den Kunststoffstrukturen. Hierfür wird daher eine auspolymerisierte und durch Tempern spannungsarme PMMA-Platte mit noch flüssigem PMMA aufgeklebt (Abb. 2.2d) [46]. Eine vorhergehende naßchemische Oxidation der Titanschicht erhöht die Haftung des Polymers (Abb. 2.2c) [47].

Der röntgenempfindliche Resist wird über eine auf die bereits vorhandenen Au- und Ti-Strukturen ausgerichtete Röntgenmaske belichtet (Abb. 2.2d). Die hochenergetische Synchrotronstrahlung reduziert in den bestrahlten Bereichen das Molekulargewicht um über einen Faktor 100, wodurch diese selektiv gegen den abgeschatteten durch einen geeigneten Entwickler gelöst werden können. Die hierdurch entstandene Negativform der gewünschten Mikrostruktur wird galvanisch aufgefüllt (Abb. 2.2e). Um lokale Überwachungen in den Randbereichen der Strukturen zu verhindern, geschieht dies bis etwa $2/3$ der Resisthöhe. Weiterhin ist es bei einer ungleichmäßiger Verteilung der zu galvanisierenden Fläche unter Umständen notwendig, zusätzliche Bereiche neben den funktionalen Strukturen mitzugalanvisieren um eine möglichst homogene Galvanikhöhe zu erhalten [48]. Diese Hilfsstrukturen werden am Prozeßende beim Entfernung der Opferschicht abgelöst. Für elektrostatische Aktoren wird eine Nickelgalvanik verwendet, wie sie vorallem für Formeinsätze und diverse Mikrostrukturen [28] [44] [45] [49] eingesetzt wird. Da Nickel sich aufgrund einer Mischungslücke nicht mit dem Gold der Startschicht verbindet, wird zuerst eine Haftschiicht aus $3\ \mu\text{m}$ Kupfer aufgalvanisiert.

Durch eine zweite, unmaskierte Bestrahlung wird der verbliebene Kunststoff entfernt. Der hierbei eingesetzte Entwickler greift die Kupferzwichenschicht an und führt zu seitlichen Unterätzungen. Mögliche Unterplattierungen in der Galvanik, welche durch Ablösungen des Resists an der Unterseite vom Substrat zustande kommen, werden hierdurch entfernt. Nach dem selektiven Ätzen der Opferschicht gegen die galvanisierten Strukturen mittels Flußsäure ist der Herstellungsprozeß beendet. Die Hilfsstrukturen, die zuvor auf der Opferschicht standen, sind nun vom Substrat abgelöst. Durch die vollständige Unterätzung der galvanisch geformten Strukturen in den Bereichen, in denen die Opferschicht anfangs nicht entfernt wurde (vgl. Abb. 2.2b), ist es weiterhin möglich, Leiterbahnen unter den metallischen Strukturen isoliert durchzuführen (Abb. 2.2f). Die Herstellung von vereinzelt Metallstrukturen, wie im Falle der Rotoren, erfolgt analog zu den Hilfsstrukturen.

Mit Hilfe dieses in seinen Einzelschritten weitgehend standartisierten Verfahrens werden erste Prototypen einer Schaltmatrix hergestellt. Die hohen Anforderungen an ein solches System erfordern jedoch eine weitere Entwicklung und Optimierung der Prozesse, wie in Kap. 4 beschrieben wird.

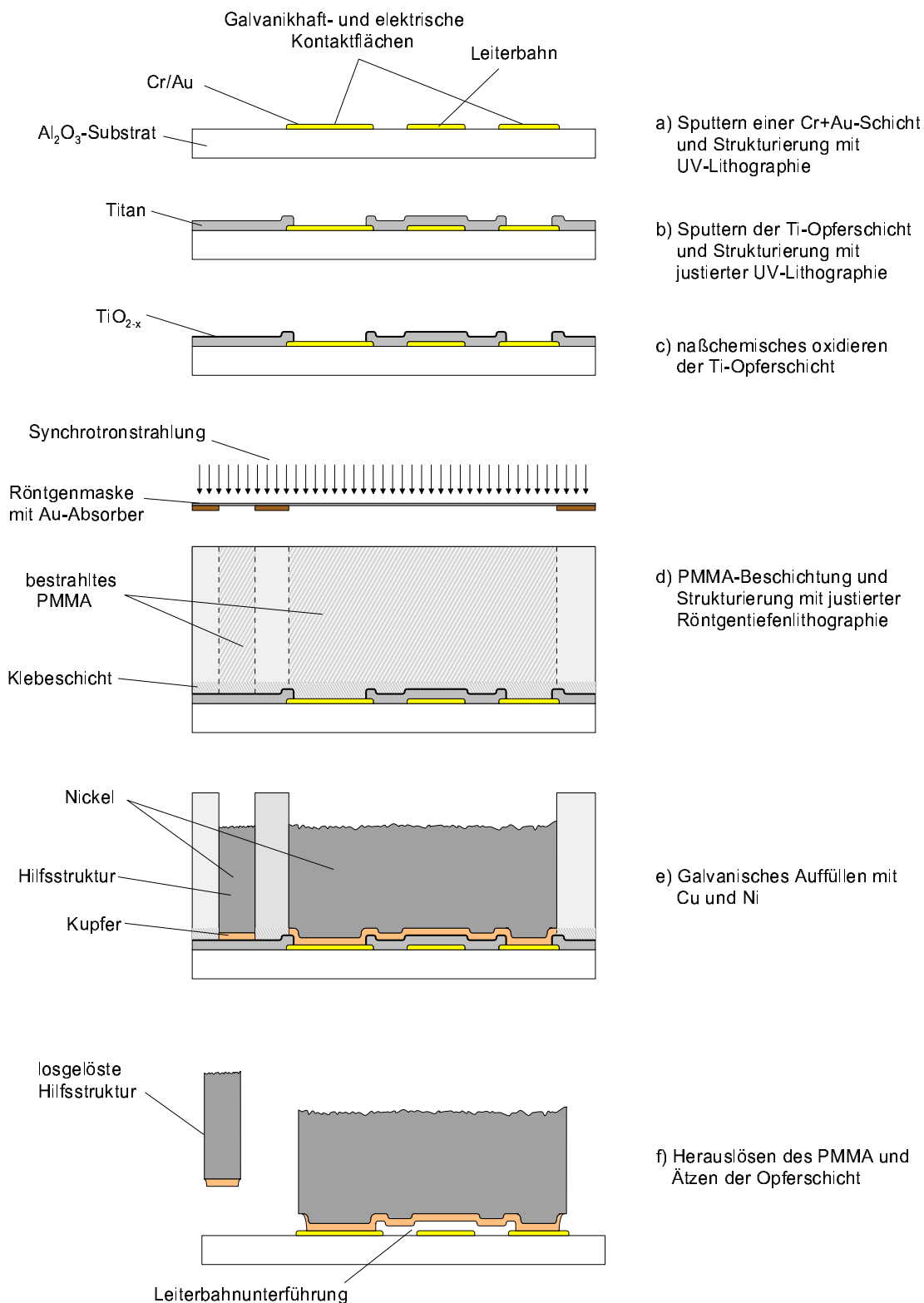


Abbildung 2.2: Prozessschritte für die Herstellung der optischen Bank und der statischen Motorstrukturen mit Hilfe des LIGA-Verfahrens in Kombination mit der Opferschichttechnik (Höhen, bzw. Dickenverhältnisse sind nicht maßstäblich)

Kapitel 3

Design der opto-elektro-mechanischen Schaltmatrix

In diesem Kapitel wird der Entwurf der Schaltmatrix mit ihren beweglichen Komponenten geschildert. Zuerst wird das Funktionsprinzip und der Aufbau der elektromechanischen Stellenelemente, welche für die Bewegung der Spiegel zuständig sind, erläutert und eine Abschätzung für die Dimensionierung der Motoren angegeben. Anschließend werden die für die Berechnung der optischen Eigenschaften des Systems notwendigen Grundlagen der Mikrooptik aufgeführt und hiermit optische Verluste sowohl innerhalb der optischen Bank als auch durch den beweglichen Spiegel berechnet. Mit Hilfe dieser Ergebnisse werden Aussagen bezüglich Geometrie und Position der optischen Halterung und der Spiegel gemacht. Schließlich werden alle relevanten Systemgrößen der Schaltmatrix unter Berücksichtigung der gewonnenen Erkenntnisse und durch Kombination der elektromechanischen und optischen Randbedingungen berechnet und das vollständige opto-elektro-mechanische Layout gezeigt. Im letzten Unterkapitel wird mit den bis dahin erarbeiteten Grundlagen das theoretische optische Verhalten der Schaltmatrix unter Zugrundelegung der bestehenden Herstellungsmöglichkeiten berechnet.

3.1 Elektromechanische Komponente

Rotierende Antriebe in der Mikrotechnik können z.B. als elektrostatische, elektromagnetische oder piezoelektrische Motoren hergestellt werden. Letztere sind mit LIGA-Technik nur in Kombination mit anderen Verfahren möglich und schwierig zu realisieren. Elektrostatische Aktoren eignen sich besonders als Antriebe in der Mikrotechnik, da die zugrundeliegende elektrostatische Kraft proportional zur Oberfläche ist, wohingegen ein elektromagnetischer Antrieb vom Volumen des Aktors abhängt. Da bei Verkleinerung der geometrischen Dimensionen das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen zunimmt, werden elektromagnetische Antriebe in diesem Bereich ineffektiver, während die Leistungsdichte von Elektrostaten zunimmt. Ein weiterer Nachteil elektromagnetischer Antriebe ist, daß eine stabile Ruhestellung im Allgemeinen nicht ohne Strom- und damit Leistungsaufnahme möglich ist. Weiterhin können elektrostatische Antriebe relativ leicht mittels Lithographie und Opferschichttechnik in planarer Bauweise hergestellt werden, was gegenüber den i.d.R. hybriden elektromagnetischen Aufbauten ebenfalls von Vorteil ist. Als Stellelement für die beweglichen Spiegel wird daher ein elektrostatischer Rotationsantrieb eingesetzt, der im folgenden beschrieben wird.

3.1.1 Der Wobblemotor

Als rotierende elektrostatische Antriebe eignen sich sog. **Wobblemotoren** besonders gut. Bei diesen Motoren erfolgt die Drehbewegung durch das Abrollen zweier Kreise mit unterschiedlichen Durchmessern aufeinander [51] [52]. Die dadurch entstehende exzentrische Kreisbewegung ist Ursache für die Beschreibung dieser Motorart durch den englische Ausdruck *to wobble*. Ein besonderer Vorteil des Wobblemotors gegenüber anderen Motoren ist, daß durch die intrinsische Abrollbewegung am Lager theoretisch nur Rollreibung und keine Gleitreibung auftritt.

Abb. 3.1 zeigt das typische Design eines Wobblemotors. Hauptbestandteile sind mehrere kreisförmig angeordnete feste Statorsegmente und ein dagegen isolierter, frei beweglicher Rotor. Der Stator dient in dieser Bauart gleichzeitig als Lager, da der Rotor auf ihm abrollt.

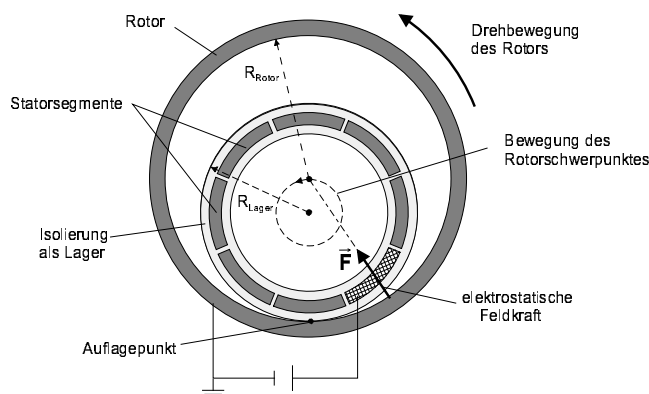


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip des Wobblemotors (nicht maßstäblich)

Im Betrieb wird zwischen Rotor und mindestens einem Statorsegment eine Spannung angelegt. Der Rotor wird durch die elektrische Anziehungskraft der Oberflächenladungen zwischen Rotor und Stator an dieser Stelle gegen den Stator gezogen. Die treibende elektrostatische Kraft des Wobblemotors wirkt somit radial zum Rotormittelpunkt, wodurch die intrinsische Abrollbewegung bedingt ist. Damit unterscheidet sich diese Motorart von elektrostatischen und -magnetischen Motoren mit Tangentialantrieb, d.h. bei denen die treibende Kraft tangential auf den Rotor wirkt [45] [53].

Neben der typischen Abrollbewegung zeichnen sich Wobblemotoren durch eine hohe Untersetzung aus. Durch periodisches Weiterschalten der Elektroden wandert der Auflagerpunkt des Rotors auf dem Stator bzw. der Isolationsschicht in Richtung der beschalteten Elektrode. Ist der Auflagerpunkt einmal auf der Isolationsschicht um den Stator gewandert, hat der Rotorschwerpunkt die Lagermitte auf einem Kreis mit dem Radius $(R_{Rotor} - R_{Lager})$ einmal umkreist, während der Rotor sich lediglich um den Winkel $2\pi \frac{R_{Rotor} - R_{Lager}}{R_{Rotor}}$ um seinen Schwerpunkt gedreht hat. Die Anzahl an Statorumläufen, die benötigt werden, um eine volle Rotorumdrehung zu erhalten, gibt das **Untersetzungsverhältnis** des Motors an:

$$V_U = \frac{R_{Rotor}}{R_{Rotor} - R_{Lager}}$$

Das Untersetzungsverhältnis wird von dem Lagerspiel $d_h := R_{Rotor} - R_{Lager}$ bestimmt. Im Gegensatz zu den meisten Getrieben ergibt sich das Untersetzungsverhältnis des Wobblemotors dadurch, daß nur ein Bauteil, der Rotor, beweglich ist und gleichzeitig zwei Bewegungen ausführt: Eine translatorische Kreisbewegung mit hoher Drehzahl des Rotorschwerpunktes um

den Stator- bzw. Lagermittelpunkt und eine um V_U reduzierte Drehbewegung des Rotors um seinen Schwerpunkt.

Im Idealfall ist der Wobblemotor ein Synchronmotor, da der Rotorumlauf im Tritt mit der umlaufenden Spannung erfolgt. Bei niedrigen Taktfrequenzen für die Statorbeschaltung verhält er sich wie ein Schrittmotor. Trägheit und Reibung des Rotors und insbesondere externe Belastung des Motors führen jedoch zum Schlupf des Rotors, d.h. er läuft nicht mehr synchron zur Antriebsspannung. Dies tritt vorallem bei hohen Taktfrequenzen und damit hohen Drehzahlen des Motors auf. Um diesem entgegenzuwirken, bedarf es einer Regelung, welche aufgrund einer Information über die Position des Rotors durch Rückkopplung die Taktfrequenz anpasst. Die Realisierung einer solchen Synchronregelung für den Mikromotor gestaltet sich jedoch äußerst schwierig [54], weshalb in dieser Arbeit davon abgesehen wird.

3.1.2 Aufbau und Drehmomentberechnung

Um einen Motor entsprechend Abb.3.2 zu realisieren, bedarf es auf den Statoren einer Isolationsschicht mit konstanter Dicke, was die Herstellung erheblich erschwert [54]. Für das Stellement der Schaltmatrix wird daher ein Lagerring einbezogen, auf dem der Rotor abrollen kann und den Rotor auf einem definierten minimalen Abstand zum Stator hält. Da die Spiegel auf der Außenseite der Motoren zu befestigen sind (s. Kap.2.1), wird eine Anordnung mit einem doppelwandigen Rotor als Außenläufer mit acht innenliegenden Statoren verwendet [55] [56]. Die konzentrischen Rotorwände sind durch einen flachen Deckel miteinander verbunden. Der Rotor wird hierfür als zweistufige Struktur separat hergestellt und in den Lagerring eingesetzt. In Abb. 3.2 sind Querschnitt und Aufsicht dieses Motors schematisch dargestellt.

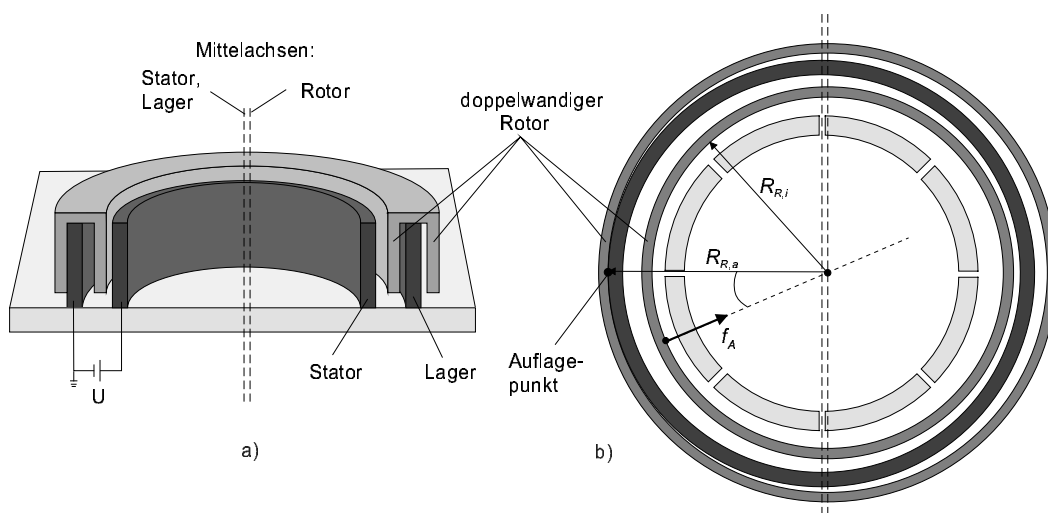


Abbildung 3.2: Aufbau des Wobblemotors mit doppelwandigem Rotor und Lagerring
a) Querschnitt, b) Aufsicht mit Größen zur Drehmomentberechnung

Da das Stellement nur die Aufgabe hat, sein eigenes Gewicht inklusive des Spiegels zu bewegen, muß der Motor lediglich die Reibungskräfte an den Auflagepunkten am Lager überwinden. Reibung erfolgt an der Lageraußenwand bedingt durch die elektrische Feldkraft und auf der Lageroberseite durch die Gewichtskraft (vgl. Abb.3.2a). Im statischen Fall tritt an beiden Stellen Haftreibung auf, während beim Abrollen zwischen Rotor- und Lagerwand nur noch

Rollreibung die Bewegung behindert¹. Entscheidend für die Funktion des Schalters ist also das Anlaufdrehmoment, welches groß genug sein muß, um die Haftreibung zu überwinden und den Motor in Gang zu setzen.

Nach Abb.3.2b beträgt das Drehmoment, welches durch die elektrostatische Kraft auf ein Flächenelement der Rotorinnenwand bezüglich des Auflagepunktes bewirkt wird (s. AnhangA.1):

$$dT = f_A R_{R,a} \sin(\alpha) dA \quad \text{mit} \quad f_A = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2. \quad (3.1)$$

f_A ist hier die Kraftdichte auf die Oberflächenladung des diskreten Flächenelementes $dA = R_{R,i} dh d\alpha$ der Rotorinnenseite im elektrischen Feld E . Integration über die aktive Fläche des Kondensatorspaltes, d.h. dem Bereich, in dem eine Potentialdifferenz zwischen Rotor und Stator anliegt, liefert das gesamte zur Verfügung stehende Drehmoment

Ist der Rotor-Stator-Spalt d_C klein gegen die Rotorhöhe H_{Ro} , welche im wesentlichen der axialen Ausdehnung des durch Rotor und Stator gebildeten Kondensators entspricht (vgl. Abb. 3.2), so kann man für die Berechnung des Drehmomentes die Streufelder in den Randbereichen an der Ober- und Unterseite des Rotors vernachlässigen. Weiterhin können in diesem Fall Rotor und Stator durch eine Anreihung von infinitesimal kleinen Plattenkondensatoren angenähert werden [57]. Das elektrische Feld im Kondensatorspalt wird somit näherungsweise durch

$$E(\alpha) \approx \frac{U(\alpha)}{d_C(\alpha)} \quad (3.2)$$

mit $d_C(\alpha)$ als winkelabhängigen Kondensatorspalt beschrieben.

Das integrale Anlaufdrehmoment kann in dieser **zweidimensionalen Plattenkondensatornäherung** mit der analytisch lösbaren Form

$$T = \frac{1}{2} \varepsilon_0 R_{R,a} R_{R,i} U^2 H_{Ro} \int \frac{\sin(\alpha)}{[d_C(\alpha)]^2} d\alpha \quad (3.3)$$

berechnet werden. Das Integral erstreckt sich über die aktive Fläche des Kondensatorspaltes. In [55] wird anhand von 2D- und 3D-FEM-Simulationen gezeigt, daß der Fehler durch eine solche zweidimensionale Plattenkondensatornäherung bei einem Verhältnis der Kondensatorhöhe zum -spalt von 60 nur wenige Prozent beträgt.

Im statischen Zustand befindet sich der Rotor in einer Gleichgewichtslage symmetrisch zu den an Spannung liegenden Statorelektroden. Das maximale Anlaufdrehmoment wird erreicht, indem man an die Hälfte der in Bewegungsrichtung liegenden Elektroden Spannung anlegt (s. Abb. 3.3). Bei einem Motor mit acht Statoren also an vier Stück.

Der Beitrag der einzelnen Elektroden zum Drehmoment kann mit Hilfe des differentiellen Drehmomentes nach Gl.3.1 berechnet werden. Abbildung 3.4 zeigt den winkelabhängigen Drehmomentbeitrag entlang des halben Umfangs.

Im Schrittbetrieb bewegt sich der Rotor von einer Gleichgewichtslage zur nächsten weiter. Bei einer Aktivierung von jeweils vier Statoren pro Schritt müssen jedoch beim Weiterschalten der Elektroden für ein maximales Drehmoment jeweils die letzten zwei ab- und zwei neue in Abrollrichtung dazugeschaltet werden. Die Spannungsconfiguration wird also in jedem Schritt um 90° geändert. Prinzipiell würden somit für ein maximales Anlaufdrehmoment vier Elektroden ausreichend sein. Insbesondere bei höheren Drehzahlen wird hierbei der Rotor aufgrund

¹Dies gilt nur für den Idealfall, daß kein Schlupf auftritt.

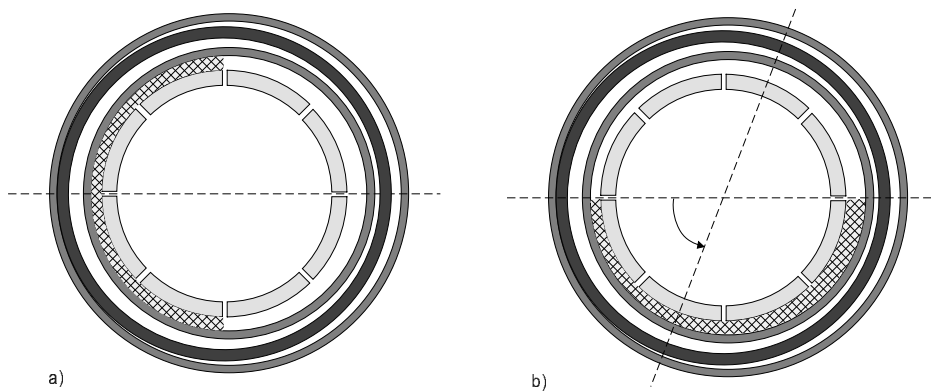


Abbildung 3.3: Elektrische Feldverteilung für 4 spannungsführende Elektroden im a) Gleichgewichtszustand und b) für maximales Anlaufdrehmoment bei Weiterschaltung von 2 Elektroden

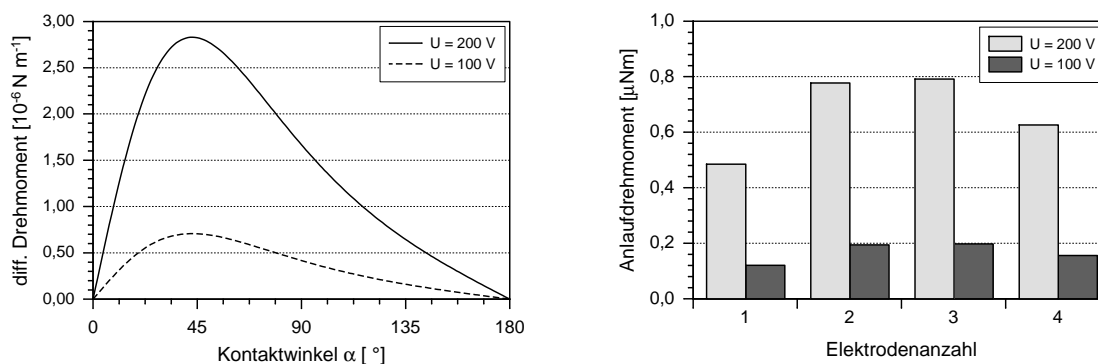


Abbildung 3.4: Links: Winkelabhängigkeit des differentiellen Drehmomentes Rechts: Anlaufdrehmoment für verschiedene Anzahlen an spannungsführenden Stator Elektroden bei Weiterschaltung von jeweils 1 Elektrode pro Takt ($R_{R,a} = 1000 \mu\text{m}$, $d_{C,min} = 5 \mu\text{m}$, $d_h = 5 \mu\text{m}$, $H = 300 \mu\text{m}$)

von Trägheit und Reibung jedoch hinter der Treiberfrequenz zurückbleiben. Es ist daher sinnvoll, kleinere Schritte zu wählen. Dies ist nur durch eine feinere Unterteilung des Statorringes, in diesem Falle acht Elektroden, und ein Weiterschalten von jeweils einer Elektrode möglich. Für das gesamte Drehmoment nach Gl.3.3 ergibt sich das höchste Anlaufdrehmoment hierbei durch die gleichzeitige Beschaltung von zwei oder drei Statoren wie aus Abb. 3.4 ersichtlich. In Tabelle 3.1 sind die Winkelbereiche für die entsprechende Elektrodenanzahl aufgeführt

Tabelle 3.1: Spannungsführende Winkelbereiche abhängig von der Anzahl der beschalteten Elektroden am Anfang der Rotorbewegung bei schrittweisem Weiterschalten von einer Elektrode

Anzahl der Elektroden	1	2	3	4
Winkelbereich[°]	22,5 - 67,5	0 - 90	-22,5 - 112,5	-45 - 135

In Abb.3.5 ist das gesamte Anlaufdrehmoment des Motors für den Fall der Beschaltung von jeweils zwei Elektroden abhängig von der zwischen Rotor und Stator Elektroden angeleg-

ten Spannung und dem Rotorradius für verschiedene minimale Kondensatorspaltweiten und Rotorhöhen dargestellt. Für eine optimale Funktion des Motors sind verständlicherweise ein großer Rotorradius, eine große Rotorhöhe, ein möglichst kleiner Kondensatorspalt sowie der Betrieb bei hohen Spannungen anzustreben. Unter Beachtung von Fertigbarkeit, Handhabung und Betrieb der Matrizen ergeben sich jedoch entgegengesetzte Forderungen und Einschränkungen für die Dimensionierung der Spiegelstelllemente. So sollte der Motorradius für den Einsatz als Stellement in der Schaltmatrix möglichst klein sein. Gleichzeitig ist die Strukturhöhe aufgrund prozekttechnischer Einschränkungen begrenzt. Eine reproduzierbar präzise Strukturierung mittels Röntgentiefenlithographie wird z.Z. mit den vorhandenen Standardprozessen nur bis zu einer Resisthöhe von $500\ \mu\text{m}$ gewährleistet. Da die galvanische Auffüllung bis max $2/3$ der Höhe der Kunststoffstrukturen erfolgen kann (vgl.Kap.2.2), können hiermit metallische Strukturen nur bis zu einer Höhe von max. $350\ \mu\text{m}$ hergestellt werden. Für eine sichere und einfache Handhabung der Matrix im Betrieb darf weiterhin die Spannung nicht zu hoch sein. Als Obergrenze werden hier $200\ \text{V}$ angestrebt. Die minimale Kondensatorspaltweite darf nicht zu klein gewählt werden, da sonst aufgrund der Fertigungstoleranzen das Risiko von elektrischen Kurzschlüssen steigt. Außerdem begrenzt die mit kleinerer Spaltweite abnehmende Durchbruchspannung den Elektrodenabstand. Nach [58] gibt es unterhalb $4\ \mu\text{m}$ Elektrodenabstand starke Abweichungen von der sog. Paschenkurve² [59], so daß zum Beispiel bei $2\ \mu\text{m}$ die Durchbruchspannung nur noch etwa $150\ \text{V}$ beträgt, während ein $4\ \mu\text{m}$ Spalt noch mehr als die doppelte Spannung verträgt³. Außerdem darf der Lagerspalt nicht zu klein gewählt werden, da sonst die Montage der Rotoren erschwert wird und im Betrieb die Rotoren durch Verkippfen leicht verkeilen können.

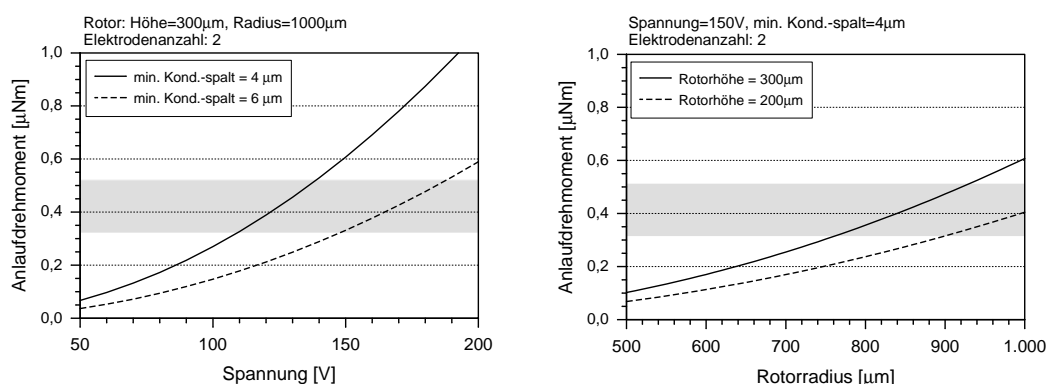


Abbildung 3.5: Theoretisches Anlaufdrehmoment des Wobblemotors nach Abb.3.2 (die grau unterlegten Bereiche kennzeichnen die in [54] berechneten Werte)

Für die endgültige Festlegung der Motorparameter wurden vergleichbare Testmotoren mit einem Rotorradius $R_{R,a}$ von $1125\ \mu\text{m}$, einer Rotorhöhe von $200\ \mu\text{m}$ und einem minimalen Kondensator- und Lagerspalt von $5\ \mu\text{m}$ hergestellt und erfolgreich bei einer Spannung von $100\ \text{V}$ getestet [54]. Das theoretische Drehmoment dieser Motoren beträgt $0,43\ \mu\text{Nm}$ [55]. Dies ist in Abb.3.5 unter Annahme eines Toleranzbereiches von $\pm 0,1\ \mu\text{Nm}$ ebenfalls eingezeichnet. Aufgrund der geschilderten Randbedingungen ergeben sich somit aus Abb.3.5 und im Vergleich zu den Vorversuchen Wertebereiche für die Auslegung der Stellemente der Schaltmatrix. Diese sind in Tab. 3.6 zusammengestellt.

²Diese stellt den Zusammenhang zwischen der Durchbruchfeldstärke und dem Elektrodenabstand für makroskopische Verhältnisse dar.

³Diese Werte wurden in [58] experimentell für Elektroden aus Kupfer, Aluminium und Eisen ermittelt.

Tabelle 3.2: Wertebereiche für die Kenngrößen des Wobblemotors nach Abb.3.2 (der Rotorradius bezieht sich auf die Innenseite der äußeren Rotorwand)

Rotorradius	$\geq 800 \mu\text{m}$
Rotorhöhe	$\geq 300 \mu\text{m}$
min. Kond.-spalt	4 - 6 μm
Lagerspiel	5 μm
Spannung	100 - 200 V
Elektrodenanzahl	2 - 4

Während für das Drehmoment unter Vernachlässigung der Randbereiche des Rotors nur die Kraft senkrecht zur Rotorwand betrachtet wurde⁴, ergibt sich, analog zu einem Linearaktor, durch die Randbereiche eine Kraftkomponente parallel zur Rotorwand [28]. (s. Anhang A.2). Wie aus Abb.3.6 ersichtlich, liegt diese für die in Tab.3.6 angegebenen Wertebereiche 1-2 Größenordnungen über der Gewichtskraft der Spiegelrotoren. Tatsächlich konnten Testmuster aus [54] sogar über Kopf betrieben werden. Diese Komponente sorgt also dafür, daß der Rotor in den Motor hineingezogen wird, wodurch er im Betrieb unabhängig von seiner Lage und relativ unempfindlich gegen Erschütterungen ist.

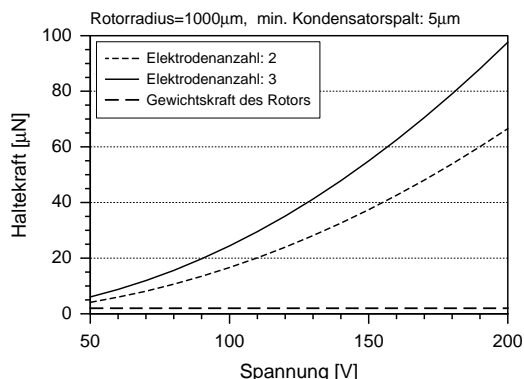


Abbildung 3.6: Kraftkomponente parallel zur Rotorwand des Wobblemotors. Zum Vergleich ist die Gewichtskraft des Rotors mit Spiegel ebenfalls eingezeichnet.

3.2 Statische optische Komponenten: Mikrooptische Bank

Um ein optisches System entwerfen und mögliche optische Verluste berechnen zu können, muß man das Abstrahlverhalten der Lichtquellen, die Ausbreitung der Lichtstrahlen innerhalb der optischen Bank und die Abbildungseigenschaften des optischen Systems kennen. In diesem Kapitel werden zunächst Grundlagen der Mikrooptik im Hinblick auf die monomodige Auslegung der Schaltmatrix vorgestellt. Damit wird der Einfluß von Dejustierungen und Maßveränderungen in der optischen Bank abgeschätzt und weitere Ursachen für systembedingte Verluste aufgeführt. Schließlich wird das Layout der mikrooptischen Bank mit den Haltstrukturen für Fasern und Linsen vorgestellt.

⁴Dies ist zulässig, da die antreibenden Kräfte senkrecht zur Rotorwand etwa drei Größenordnungen größer als diese Haltekraft sind.

3.2.1 Monomodefasern, Gaußstrahlen und Kopleffizienzen

Die optische Datenübertragung basiert auf der Führung der Lichtwellen innerhalb von Glasfasern. Hierzu bestehen diese aus einem Kern, dem eigentlichen Lichtleiter, und einem Mantel, dessen Brechungszahl geringer ist als die des Kerns. Wie in jedem Wellenleiter können auch in Glasfasern im allgemeinen mehrere Moden einer eingekoppelten Wellenlänge geführt werden. Solche Fasern werden als **Multimodefasern (MMF)** bezeichnet und haben typischerweise einen Kerndurchmesser von 50-100 μm . Das Licht wird in diesen Fasern durch Totalreflexion aufgrund des Brechungszahlunterschiedes geführt. Nachteil dieses Fasertyps ist die durch den Laufzeitunterschied der verschiedenen Moden (sog. *Modendispersion*) bedingte eingeschränkte Übertragungsrate.

In **Mono- oder Singlemodedefasern (SMF)** wird durch Reduzierung des Kerndurchmessers auf wenige Mikrometer erreicht, daß nur noch eine einzige Mode, die Grundmode, geführt wird. Diese wird jedoch nicht mehr durch Totalreflexion am Indexsprung zwischen Kern und Mantel geführt, sondern durch Fokussierung auf den Faserkern infolge der darin verlangsamten Phasengeschwindigkeit [60]. Diese fundamentale Mode wird daher bei keiner Fasergeometrie unterdrückt. Aufgrund der fehlenden Modendispersion können mit diesem Fasertyp extrem hohe Datenraten realisiert werden⁵ (s. Kap.1).

Für die optische Schaltmatrix bilden die in die mikrooptische Bank eingesetzten Glasfasern die Lichtquellen. Das Abstrahlverhalten von Einmodenfasern läßt sich mit Hilfe sogenannter **Gaußscher Strahlen** beschreiben. Als solche bezeichnet man die Ausbreitung einer Feldverteilung, welche an jedem Punkt entlang der optischen Achse ein gaußförmiges Profil hat. Die gaußförmige Grundmode, die von einer SMF abgestrahlt wird, ist eine spezielle Lösung der **Helmholtzwellengleichung**, welche allgemein die Ausbreitung von Lichtstrahlen beschreibt [63].

Für die freie Ausbreitung des fundamentalen Gaußstrahls der Wellenlänge λ in einem homogenen Medium mit Brechungsindex n ergibt sich unter Beachtung der Rotationssymmetrie die Amplitudenverteilung der elektrischen Komponente zu

$$E(r, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{r^2}{\omega(z)^2}} e^{-i\left(kz - \Phi + \frac{k r^2}{2R}\right)}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.4)$$

$$\text{mit } \omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad z_R = \frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda}. \quad (3.5)$$

$\omega(z)$ ist die **Strahlweite**, d.h. der Radius des Gaußstrahles, bei dem die Feldamplitude auf $1/e$ abgesunken ist (s. Abb.3.7). R ist der Krümmungsradius der Phasenfront, Φ eine zusätzliche Phasenverschiebung. Da es sich hier nicht um eine ebene Welle handelt, nimmt der Strahldurchmesser entlang der optischen Achse z zu. Die kleinste Strahlweite liegt definitionsgemäß bei $z = 0$ und wird als **Strahltaile** ω_0 bezeichnet. Die Größe z_R ist die **Rayleighlänge**. Am Ort $z = z_R$ auf der optischen Achse ist der Strahl auf des $\sqrt{2}$ -fache der Strahltaile ω_0 aufgeweitet. Mit Gl.(3.4) und (3.5) ist der Gaußstrahl durch Angabe der Größen ω_0 und λ bzw. z_R vollständig bestimmt. Experimentell zugänglich, ist die Intensitätsverteilung die sich aus dem Amplitudenquadrat der Feldverteilung (3.4) ergibt. In normierter Form lautet sie:

$$I(r, z) = \frac{2}{\pi \omega(z)^2} e^{-2 \frac{r^2}{\omega(z)^2}} \quad (3.6)$$

⁵Die chromatische Dispersion bleibt jedoch auch in diesem Falle erhalten.

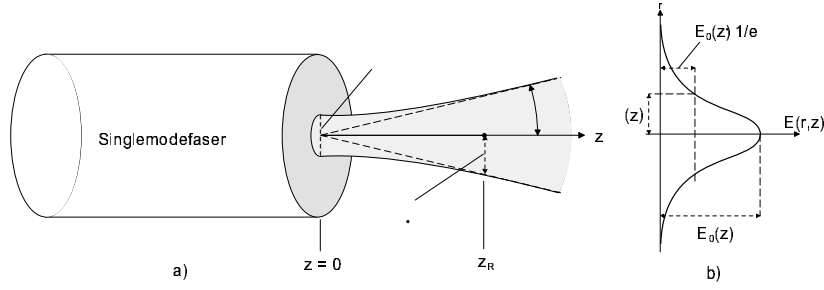


Abbildung 3.7: Profil eines von einer SMF abgestrahlten Gaußstrahles: a) Ausbreitung entlang der optischen Achse b) radiale Amplitudenverteilung

Im Fernfeld, d.h. bei größeren Entfernungen von der Strahltaile, breitet sich das Licht aufgrund der Divergenz des Gaußstrahles wie ein Lichtkegel mit Ursprung in der Mitte der Taille aus. Die Rayleighlänge kennzeichnet den Übergang zwischen Nah- und Fernbereich des abgestrahlten Feldes. Für $z \gg z_R$ kann bei Ausbreitung in Luft, d.h. $n \approx 1$, Gl.(3.5) durch $\omega(z) \approx \frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot \omega_0}$ angenähert werden, wodurch sich der Divergenzwinkel des Strahles ergibt (vgl. Abb. 3.7):

$$\Theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot \omega_0} = \frac{\omega_0}{z_R}.$$

Für den von einer Monomodefaser abgestrahlten Gaußstrahl liegt die Taille am Ort der Faserstirnfläche. Aufgrund des über die Kern-Mantel-Grenzfläche hinaus abklingenden Feldes der geführten Grundmode, ist der **Modenfelddurchmesser** $2\omega_0$ des austretenden Strahles jedoch größer als der geometrische Kerndurchmesser. Nach [62] kann dieser für eine Faser mit Kerndurchmesser $2a$ und den Brechungsindizes n_{Kern} bzw. n_{Mantel} im Kern bzw. Mantel näherungsweise durch

$$\omega_0 = a(0,65 + 1,619 \cdot V^{-1.5} + 2,879 \cdot V^{-6}), \quad (3.7)$$

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{Kern}^2 - n_{Mantel}^2} \quad (3.8)$$

mit der normierten Ausbreitungskonstante V berechnet werden. Der in dieser Arbeit eingesetzte Fasertyp hat mit einem Kernradius von $4,6 \mu\text{m}$ und einem Brechungsindex des Kerns bzw. Mantels von 1,468 bzw. 1,463 bei der Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ nach Gl.(3.7) einen Modenfeldradius von $5,2 \mu\text{m}$.

Die Abbildung eines Gaußstrahles durch ein optisches System kann in Anlehnung an die in der geometrischen Optik gültige Linsenformel berechnet werden. Im einfachsten Falle einer dünnen Linse mit Brennweite f bleibt der Strahldurchmesser nahezu unverändert beim Durchgang durch die Linse. Der Krümmungsradius der Phasenfront ändert sich jedoch um einen Faktor $\frac{1}{f}$ wie in der geometrischen Optik. Die Unterschiede in der Krümmung der Wellenfront einer Kugelwelle und eines Gaußstrahl bedingen jedoch Korrekturen, welche durch den Parameter z_R beschrieben werden können. Nach [65] ergibt sich die Abbildungsgleichung für Gaußsche Strahlen analog zur geometrischen Optik zu

$$\boxed{\frac{1}{s + \frac{z_R^2}{s-f}} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}}. \quad (3.9)$$

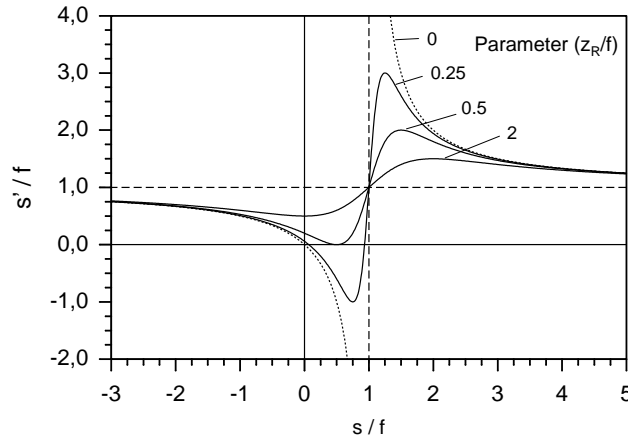


Abbildung 3.8: Abbildungsgleichung für Gaußsche Strahlen in normierter Darstellung (gültig für dünne Linsen und paraxiale Näherung)

Abb.3.8 zeigt die auf die Brennweite f normierte Linsengleichung (3.9) mit der ebenfalls normierten Rayleighlänge als Parameter. Im Grenzfalle einer verschwindenden Strahltaile und somit Rayleighlänge wird eine geometrisch-optische Abbildung erreicht. Für $z_R \neq 0$ ist im Gegensatz zur geometrischen Optik die Polstelle bei $s = f$ verschwunden. Befindet sich die Strahltaile ω_0 des gegenstandsseitigen Gaußstrahles in der Brennweite der Linse, so wird sie in die bildseitige Brennebene abgebildet. Allgemein wird der objektseitige Gaußstrahl wieder in einen gaußschen Strahl mit einer Strahltaile ω'_0 am abgebildet⁶. Die hierbei auftretende Vergrößerung beträgt

$$m = \frac{\omega'_0}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{s}{f}\right)^2 + \left(\frac{z_R}{f}\right)^2}} \quad (3.10)$$

und ist für $s = f$ maximal. Analog zur geometrischen Optik bezeichnet man diesen Fall als *Kollimation*. Die maximal erreichbare Bildweite ergibt sich aus Gl. (3.9) zu

$$s'_{max} = f + \frac{f^2}{2z_R} \quad \text{bei} \quad s_{max} = f + z_R \quad (3.11)$$

Wie auch in der geometrischen Optik sind die Gleichungen (3.9) - (3.11) nur für dünne Linsen und in paraxialer Näherung gültig, d.h. solange die Strahldurchmesser am Ort der Linsenoberfläche klein gegen den Linsendurchmesser ist. Die in der optischen Bank der Schaltmatrix vorgesehenen Kugellinsen sind dicke Linsen, deren Hauptebenen jedoch in der Linsenmitte zusammenfallen. Sie verhalten sich somit im geometrisch optischen Fall hinsichtlich ihrer abbildenden Eigenschaften wie dünne Linsen. Die Brennweite einer Kugellinse mit Radius R_L und Brechungsindex n berechnet sich nach [66]

$$f = \frac{1}{2} \frac{n}{n-1} \cdot R_L \quad . \quad (3.12)$$

Die Berechnung des Strahlverlaufs mittels Propagation der Gaußstrahlen [67] durch die brechenden Grenzflächen einer Kugellinse zeigt, daß in paraxialer Näherung auch die Abbildung von Gaußstrahlen mit Kugellinsen durch Gl. (3.9) beschrieben werden kann. Dies ist in Abb. 3.9 graphisch dargestellt,

⁶Diese Eigenschaft des Gaußstrahls folgt auch anschaulich aus der Beschreibung der Abbildung als Fouriertransformation, da ein Gaußprofil diesbezüglich invariant ist [64].

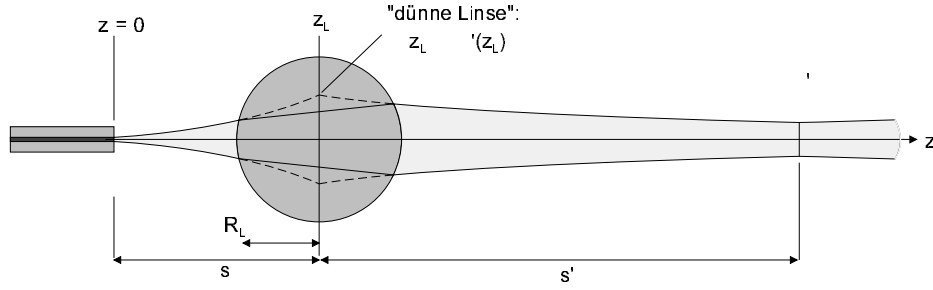


Abbildung 3.9: Strahlpropagation eines Gaußstrahls durch eine Kugellinse (nicht maßstäblich)

Die prinzipielle Funktion der mikrooptischen Bank ist die freistrahloptische Abbildung der Strahlteile der Eingangsfaser auf die Stirnfläche der Ausgangsfaser. Eine Einkopplung des gaußförmigen Lichtstrahls in den Faserkern der ausgangsseitigen Faser bedingt eine optimale Anpassung der ankommenden Mode auf die Fasermode. Aufgrund von Abbildungs- und Justierfehlern kommt es an dieser Stelle jedoch zu Modenfehlanspassungen. Die hierdurch bedingte Dämpfung läßt sich durch die Kopplung der Feldverteilungen des ankommenden Strahls und der Grundmode der Ausgangsfaser berechnen. Mit der Feldverteilung $E(r, z)$ der Moden nach Gl.(3.4) wird die **Koppeffizienz** $\eta = \frac{P_2}{P_1}$, d.h. das Verhältnis zwischen übertragener und eingekoppelter Leistung P_2 bzw. P_1 , durch das Betragsquadrat des normierten **Überlappintegrals** der beiden Wellenfunktionen berechnet:

$$\eta = \frac{|\int \int E_1^*(r, z) E_2(r, z) dA|^2}{\int \int E_1^*(r, z) E_1(r, z) dA \int \int E_2^*(r, z) E_2(r, z) dA} \quad (3.13)$$

Allgemein kann die gaußsche Grundmode des optischen Ausgangs in das System zurückverfolgt werden und die Kopplung der beiden Moden an einem beliebigen Punkt entlang der optischen Achse berechnet werden. Dies ist je nach Dejustierung von Vorteil, da hierdurch die Kopplung nur noch durch die Größe und relative Lage der Strahltaillen der beiden Gaußstrahlen bestimmt wird [68]. Die Koppeffizienz zweier radialsymmetrischer Gaußstrahlen mit unterschiedlicher Größe und Position der Strahltaillen (vgl. Gl.(3.4)), deren optische Achsen aber übereinstimmen, beträgt

$$\eta = \frac{1}{\left(\frac{\omega_{0,2}}{2\omega_{0,1}} + \frac{\omega_{0,1}}{2\omega_{0,2}}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2\pi\omega_{0,1}\omega_{0,2}}\right)^2 \cdot S^2} \quad (3.14)$$

S ist hier der Abstand der beiden Strahltaillen $\omega_{0,1}$ und $\omega_{0,2}$ auf der optischen Achse und kommt einer axialen Dejustierung gleich (s. Abb. 3.10a für $d = 0$). Die maximale Koppeffizienz wird für $S = 0$ erreicht, d.h. wenn die Strahltaillen am gleichen Ort liegen.

Führen Justierfehler zu winkligen und lateralen Strahlversätzen (s. Abb. 3.10a und b), so ergeben sich aus der Berechnung des Überlappintegrals Gl.(3.13) zusätzliche Faktoren. Eine relative Verkippung der beiden Strahlen um einen Winkel θ führt zu einer um

$$\eta_\theta = e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_e}\right)^2} \quad \text{mit} \quad \theta_e = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi\eta\sqrt{\omega_2(z_{0,2})^2 + \omega_1(z_{0,1})^2}} \quad (3.15)$$

reduzierten Koppeffizienz⁷ mit $\omega(z)$ nach Gl.(3.5). Bei einem Winkelversatz um die **Winkeltoleranz** θ_e sinkt die Koppeffizienz um $1/e$. Die Auswirkung der Verkippung wird

⁷Dies gilt näherungsweise nur für kleine Winkel.

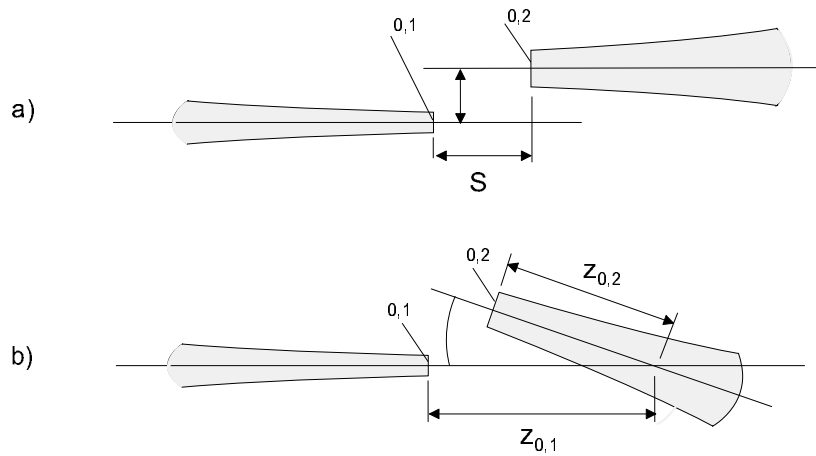


Abbildung 3.10: Kopplung zweier Gaußstrahlen mit verschiedenen Strahltaillen bei a) axialem und lateralem Versatz sowie b) einem Winkelfehler

durch die Unterschiede in Größe und Position der Strahltaillen nach Gl.(3.14) beeinflusst. Der Abstand der beiden Strahltaillen ergibt sich hier durch den jeweiligen Abstand der Strahltaillen von dem Schnittpunkt der verkippten Achsen: $S = z_{0,2} - z_{0,1}$.

Kommt es in der Ebene senkrecht zur Kippebene⁸ zusätzlich zu einem lateralen Versatz d der Strahlen, so wird die Kopplung um einen weiteren Faktor

$$\eta_{\Delta} = e^{-\left(\frac{\Delta}{\Delta_e}\right)^2} \quad \text{mit} \quad \Delta_e = \frac{\sqrt{2}}{\eta \sqrt{\left(\frac{1}{\omega_{0,2}^2} + \frac{1}{\omega_{0,1}^2}\right)}} \quad (3.16)$$

mit der **Lateraltoleranz** Δ_e verringert.

Die gesamte Koppel-effizienz zweier Gaußstrahlen mit unterschiedlichen Strahltaillen im Abstand S und sowohl winkliger als auch lateraler Dejustierung ergibt sich mit Gl.(3.14)-(3.16) zu

$$\eta_{tot} = \eta \cdot \eta_{\theta} \cdot \eta_{\Delta} . \quad (3.17)$$

Die übliche Angabe optischer Verluste durch Berechnung der Koppel-effizienz oder der Gesamtintensität $I(z)$ an einer Stelle der optischen Achse (s. Gl.(3.6)) oder durch Messungen der Leistung P erfolgt in *Dezibel*(dB) entsprechend der logarithmischen Definition

$$\eta[dB] = -10 \cdot \log(\eta) = -10 \cdot \log\left(\frac{I_2}{I_1}\right) = -10 \cdot \log\left(\frac{P_2}{P_1}\right) . \quad (3.18)$$

Für die **Einfügedämpfung** eines optischen Bauteils oder Systems ist P_1 die am System ankommende Leistung und P_2 die nach dem Durchgang durch das System noch vorhandene Leistung. Für den Einsatz optischer Funktionsmodule, insbesondere optischer Schalter ist auch die sog. **Übersprechdämpfung** zwischen zwei Kanälen wichtig. Diese wird aus dem Verhältnis der Leistung in dem unbeschalteten Kanal zu der eingekoppelten Leistung ermittelt.

Im Falle der Schaltmatrix handelt es sich um eine Faser-Linse-Linse-Faser-Kopplung, wie sie in Abb. 3.11 schematisch dargestellt ist. Der Spiegel ist hier nicht beachtet, da er bei optimaler

⁸Der Strahlversatz lässt sich im allgemeinen immer in einen lateralen und einen winkligen Anteil in zwei aufeinander senkrechten Ebenen separieren. Liegt der laterale Versatz jedoch innerhalb der Kippebene, so kann dieser durch eine Verschiebung des Drehpunktes entlang der optischen Achse beschrieben werden (s. S. 24).

Positionierung nichts an der Koppelleffizienz ändert⁹. Die Strahltaile ω_0 der Fasermode wird über die erste Linse in eine vergrößerte Taille ω'_0 abgebildet, welche durch die zweite Linse wiederum in eine Strahltaile ω''_0 auf die Stirnfläche der Ausgangsfaser abgebildet wird. Ist die Ausgangsfaser mit dem Eingang identisch, so muß für eine optimale Kopplung $\omega''_0 \equiv \omega_0$ gelten.

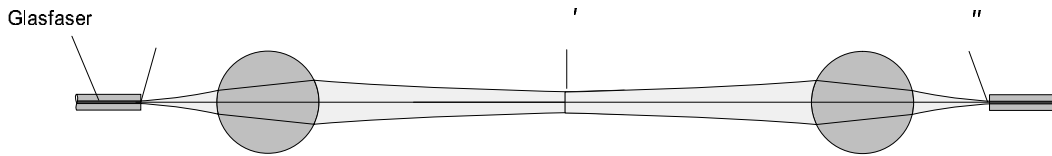


Abbildung 3.11: Prinzipieller Aufbau einer Faser-Linse-Linse-Faser-Kopplung, wie sie für die Schaltmatrix verwendet wird (der Spiegel ist hier nicht berücksichtigt)

Für die Berechnung der Koppelleffizienz ist es unerheblich von welcher Seite das Licht in das optische System eintritt. Wie auf S. 22 erläutert, können die Grundmoden der Ein- und Ausgangsfaser in das System verfolgt werden und die Koppelleffizienz je nach Dejustierung an einer geeigneten Stelle entlang der optischen Achse bestimmt werden. Die Strahltaillen der zu koppelnden Strahlen sind in diesem Fall (abgesehen von Abbildungsfehlern) gleich. Wird die Kopplung ein- oder ausgangsseitig berechnet, so gilt $\omega_{0,1} = \omega_{0,2} \equiv \omega_0$. Innerhalb der Matrix, d.h. zwischen den Linsen, gilt entsprechendes für die vergrößerte Strahltaile ω'_0 . Aufgrund der Gleichheit der Strahltaillen beträgt die Koppelleffizienz nach Gl.(3.14)

$$\eta = \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi\omega'_0}\right)^2 \cdot S^2} \quad . \quad (3.19)$$

Eine optimale Kopplung der Felder wird demnach, in Abwesenheit von Winkel- und Lateralversätzen, durch einen symmetrischen Aufbau der Faser-Linse-Linse-Faser-Kopplung erreicht. Die Strahltaile ω'_0 liegt hierbei in der Mitte zwischen den Linsen. Nach den Überlegungen zum prinzipiellen Aufbau der Schaltmatrix in Kap. 2.1 liegen die Strahltaillen innerhalb der eigentlichen Matrix somit auf der Matrixdiagonalen (vgl. Abb. 2.1).

In Abb. 3.12 sind die durch einen axialen Versatz verursachten Koppelverluste für verschiedenen Strahltaillen aufgezeichnet. Mit abnehmender Größe der Strahltaile nehmen die Verluste zu. Selbst für sehr kleine Strahltaillen, wie im Falle der Fasermode mit typischerweise $5\ \mu\text{m}$, liegen die Verluste jedoch bis zu einem Versatz von $10\ \mu\text{m}$ weit unterhalb 0.1 dB. Verluste durch einen axialen Versatz der Strahltaillen sind im Rahmen der üblichen Dejustierung von wenigen Mikrometern also generell in der optischen Bank vernachlässigbar und werden im weiteren nicht mehr beachtet.

Unter Vernachlässigung von axialen Versätzen gilt $z_{0,1} = z_{0,2} \equiv z_0$ und somit $S = 0$. Mit $\eta = 1$ vereinfachen sich die Justiertoleranzen für einen Lateralversatz bzw. Verkippung um einen Punkt z_0 auf der optischen Achse (gemessen vom Ort der gemeinsamen Strahltaile). Gl.(3.15) und (3.16) lauten somit:

$$\theta_e = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{\omega_0^2 + \left[\frac{z_0 \lambda}{\pi \omega_0}\right]^2}}, \quad \Delta_\epsilon = \omega_0 \quad . \quad (3.20)$$

⁹Der Einfluß einer Fehlstellung des Spiegels wird in Kap. 3.3 behandelt.

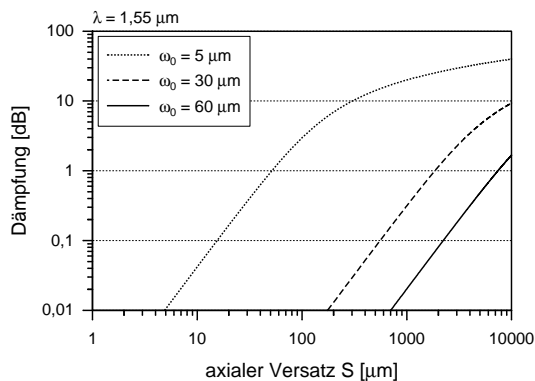


Abbildung 3.12: Koppelverluste durch axialen Versatz zweier Gaußstrahlen mit gleicher Strahltaille

Für eine Strahlverkipfung kann alternativ der Abstand z_0 des Drehpunktes von der gemeinsamen Strahltaille auch durch den Strahltaillenversatz δ nach $z_0 = \frac{\delta}{\theta}$ angegeben werden, wie in Abb. 3.13 erläutert.

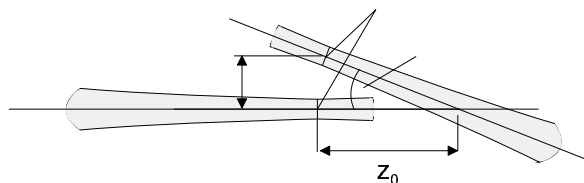


Abbildung 3.13: Kopplung zweier Gaußstrahlen gleicher Strahltaille unter einem Winkelfehler und einem lateralen Versatz der Taillen in der Drehebene

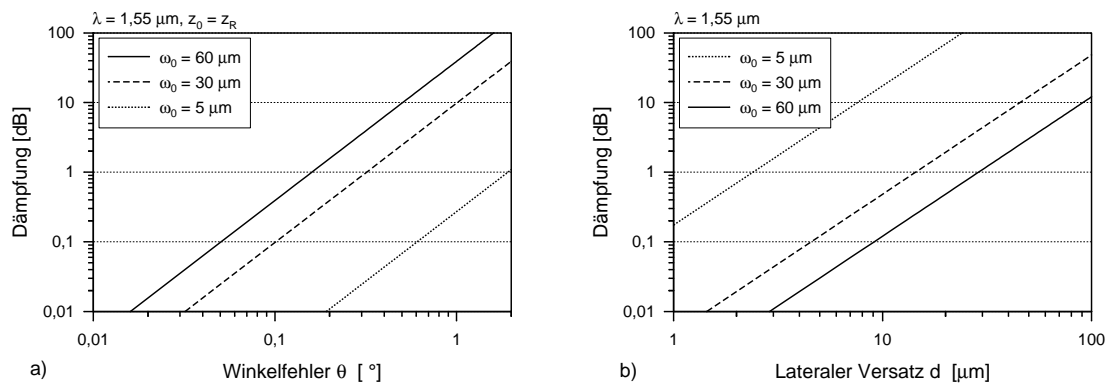


Abbildung 3.14: Koppelverluste durch a) winkligen und b) lateralen Versatz zweier Gaußstrahlen mit gleicher Strahltaille (Verluste durch Winkelfehler sind mit Drehpunkt bei $z_0 = z_R$ berechnet)

In Abb. 3.14 sind die Verluste für Winkel- und Lateralversätze für den Fall gleicher Strahltaillen und $S = 0$ abgebildet. Als Abschätzung nach oben wurde für z_0 bei den Zusatzverluste aufgrund von Winkel Fehlern die Rayleighlänge z_R (vgl. S. 19) angenommen. Während die

Verluste aufgrund eines Winkelfehlers mit zunehmender Strahltaile ansteigen, sind größere Strahltaillen gegenüber lateralen Versätzen weniger empfindlich. So führen zum Beispiel Winkelfehler von einem halben Grad bei Strahltaillen von mehreren $10\ \mu\text{m}$ zu hohen Verlusten mit mehreren Dezibel. Die Zusatzdämpfung durch einen lateralen Versatz von $5\ \mu\text{m}$ liegt für solche Taillen dagegen unterhalb $0,1\ \text{dB}$, während sie für kleine Strahltaillen, d. h. im Bereich von einigen Mikrometern, mehrere Dezibel beträgt. Im Gegensatz zu den axialen Versätzen sind somit laterale Versätze und Winkelfehler je nach Größe der Strahltaile nicht vernachlässigbar. Insbesondere für größere Strahltaillen, wie sie für die aufgeweiteten Felder innerhalb der Matrix zu erwarten sind, sind Winkelfehler besonders kritisch.

3.2.2 Systembedingte optische Verluste

Bei einem freistrahloptischen Aufbau treten **Reflexionsverluste** auf, die unabhängig von der Anordnung der optischen Elemente innerhalb der mikrooptischen Bank sind. Hierbei handelt es sich um Fresnelverluste, die durch Reflexion an den Glas-Luft-Glas-Grenzflächen der optischen Komponenten entsprechend

$$R_{refl} = \left[\frac{n(\lambda) - 1}{n(\lambda) + 1} \right]^2 \quad (3.21)$$

auftreten, sowie um Verluste an den nicht-idealen Spiegelementen aufgrund von Streuung und Absorption.

Bei den hier verwendeten Einmodenfasern (vgl. S.20) führt jeder Faser-Luft-Übergang bei der Wellenlänge $1.55\ \mu\text{m}$ zu Reflexionsverlusten nach Gl. 3.21 von $0.16\ \text{dB}$. Unter Verwendung von Glaslinsen mit einem Brechungsindex von 1.5 (bei gleicher Wellenlänge) ergibt sich weiterhin ein Verlust von $0.18\ \text{dB}$ pro Linsengrenzfläche. Durch Antireflexschichten auf den Grenzflächen können diese Verluste reduziert werden. Da die Herstellung solcher Schichten recht aufwendig ist, wird in dieser Arbeit für die Realisierung erster Prototypen der Schaltmatrix davon abgesehen.

An den Spiegeln treten aufgrund des wellenlängenabhängigen Reflexionsgrades weitere Verluste auf. Durch den Einsatz von galvanischem Nickel als Spiegelmaterial beträgt die Reflektivität bei $\lambda = 1.55\ \mu\text{m}$ etwa 75% [27], was einen Verlust von etwa $1.2\ \text{dB}$ zur Folge hat. Mit zunehmendem Einfallswinkel macht sich zusätzlich die Polarisationsabhängigkeit bemerkbar. So unterscheiden sich bei einem Einfallswinkel von 45° auf Nickel die TM- und TE-Moden um etwa 20% . Wird auf den Ni-Spiegel eine weitere, hochreflektierende Schicht in hinreichender Dicke aufgebracht (z.B. Gold mit einer Dicke $> 50\ \text{nm}$ [27]), so können die Reflexionsverluste auf etwa $0.13\ \text{dB}$ gesenkt werden.

Zusätzlich erfolgt durch der Rauigkeit der Spiegeloberflächen eine Streuung des Lichtes, wodurch sich der direkt reflektierte Anteil weiter reduziert. Dieser kann nach [69] durch

$$\frac{P_{refl}}{P_{tot}} = \left[2 - e^{-\left(\frac{4\pi R_q \cos(\vartheta_i)}{\lambda} \right)^2} \right]^{-1} \quad (3.22)$$

abgeschätzt werden. R_q ist die mittlere quadratische Rauigkeit der Oberfläche und ϑ_i der Einfallswinkel des Lichtstrahls. Typische R_q -Werte für metallische LIGA-Seitenwände liegen bei $10\text{-}20\ \text{nm}$ [70] wodurch sich eine vernachlässigbare Zusatzdämpfung $\leq 0.1\ \text{dB}$ ergibt (s. Abb.3.15). Die systembedingten optischen Verluste sind in Tab.3.2.2 zusammengestellt.

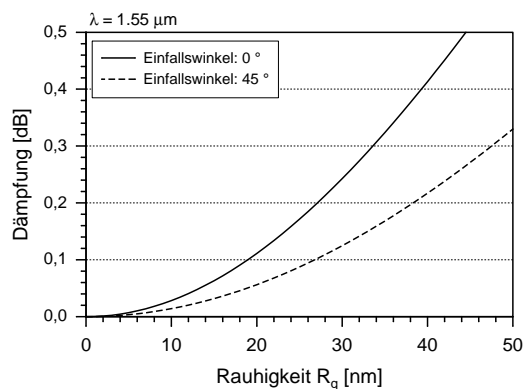


Abbildung 3.15: Verluste durch Rauigkeit der Spiegeloberfläche abh. vom Einfallswinkel

Verluste an:	Anzahl	Verluste [dB]
Faserende	2	0,16
Linsengrenzfläche	4	0,18
Spiegel(Absorption)	1	1,2 (0,13*)
Spiegel(Streuung)	1	< 0,1
Gesamt		< 2,34 (1,27*)

*: mit Au-Beschichtung

Tabelle 3.3: Aufbauunabhängige Verluste für Licht der Wellenlänge $1,55 \mu\text{m}$, Linsen mit Brechungsindex 1,5, Glasfasern mit Kernindex 1,478 bei $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ und LIGA-Ni-Spiegeln

Neben den beschriebenen Verlusten sind **aufbauabhängige Verluste** durch Herstellung, Anordnung und Dimensionierung der Komponenten zu beachten. So führt die Verwendung eines Spiegels zwangsläufig zu einer Begrenzung der reflektierten Feldverteilung. Um die Verluste durch diese Beschneidung gering zu halten, wird der Spiegel so dimensioniert, daß der Strahl bei einer Weite von $\frac{1}{e^2}$, d.h. nach Gl.(3.4) bei $r = \sqrt{2}\omega(z)$ begrenzt wird. Damit ergibt sich mit Gl.(3.6) und (3.18) eine Zusatzdämpfung von 0.1 dB. Durch die herstellungsbedingte rechteckige Form des Spiegels ist die gesamte reflektierte Intensität größer, wodurch die zusätzlichen Verluste auf 0.04 dB sinken¹⁰.

Bei der Realisierung von Schaltmatrizen nach dem in Kap.2.1 vorgestellten freistrahloptischen Konzept spielt insbesondere für größere Matrizen die Planarität des Substrats eine wichtige Rolle. Unebenheiten des Substrates machen sich vorallem durch einen Versatz zwischen den optischen Ein- und Ausgangsfasern bemerkbar. Infolge von Höhen- oder Winkelversätzen kommt es hier zu Koppelverlusten durch Dejustierung der Strahlen innerhalb der Matrix. Abb. 3.16 verdeutlicht diese Dejustierungen für die Faser-Linse-Linse-Faser-Kopplung der Matrix.

Für die Herstellung von elektromechanischen Komponenten nach dem LIGA-Verfahren in Kombination mit einem Opferschichtprozeß (vgl. Kap.2.2) werden 4-Zoll Keramikwafer (Al_2O_3) eingesetzt. Abb. 3.17a zeigt repräsentative Tastschnittmessungen der Topographie solcher Substrate. Herstellungsbedingt weisen sie eine Welligkeit bzw. Balligkeit von bis zu $100 \mu\text{m}$ auf einer Strecke von 80 mm auf¹¹.

¹⁰Tatsächlich kommt es aufgrund der rechteckigen Beschneidung auch zu Deformationen der Wellenfronten, die jedoch vernachlässigbar sind, da innerhalb des reflektierten Bereiches mehr als 99% der Gesamtintensität enthalten sind. Ferner werden auch polarisationsabhängige Verluste vernachlässigt.

¹¹Die in Kap. 2.2 beschriebenen verschiedenen Beschichtungen der Keramiksubstrate führen zu einer zusätzlichen Durchbiegung von 10 – 20 μm . Messungen während der Herstellung der Schaltmatrizen zeigten

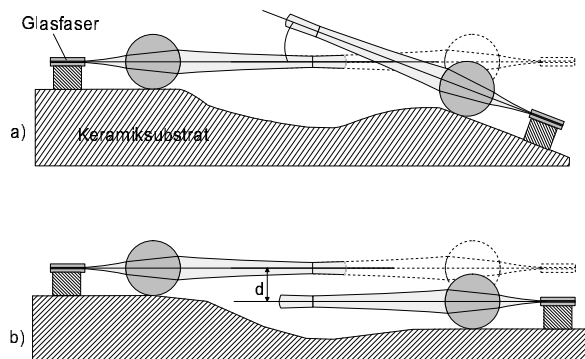


Abbildung 3.16: a) Höhen- und b) Winkelfehler in der mikrooptischen Bank durch Unebenheiten des Substrates (nicht maßstäblich; die beweglichen Spiegel sind hier nicht berücksichtigt)

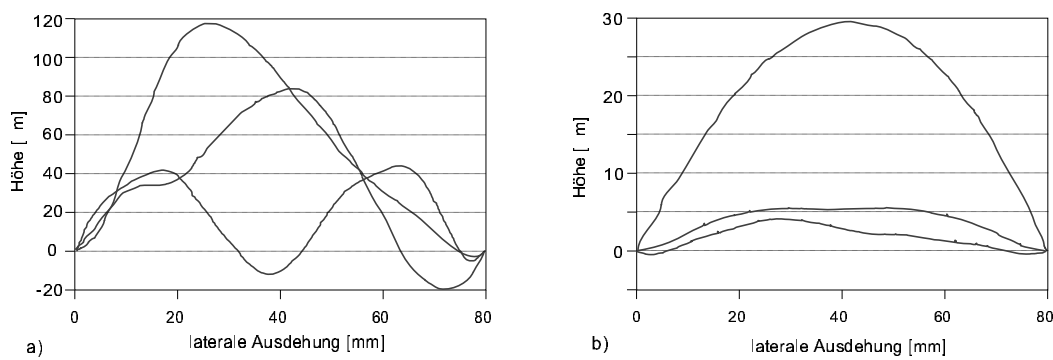


Abbildung 3.17: Tastschnittmessungen a) ungeläppter und b) geläppter 4-Zoll Keramikwafer

Geht man von einer optischen Weglänge von 10 mm aus, so sind in der optischen Bank auf solchen Substraten Höhendifferenzen bis zu mehreren $10 \mu\text{m}$ und Winkelfehler bis zu 1° möglich. Nach Abb. 3.14 sind für Strahltaillen zwischen 30 und $60 \mu\text{m}$ daher Koppelverluste bis zu mehreren 10 dB möglich. Solche Substrate sind somit für größere optische Bänke unbrauchbar.

Durch Läppen der Keramikwafer können die Unebenheiten stark reduziert werden (s. Abb. 3.17b). Die hier auftretenden, möglichen Höhen- und Winkelfehler liegen für geläppte Substrate, deren Welligkeit kleiner als $50 \mu\text{m}$ ist, unterhalb $2 \mu\text{m}$ bzw. 0.01° für die erwarteten optischen Weglängen. Die zusätzlichen Verluste durch Unebenheiten liegen somit bei diesen Substraten für die aufgeweiteten Felder innerhalb der Matrix unterhalb 0.01 dB. Bei Verwendung solcher Substrate sind die Lagefehler der optischen Ein- und Ausgänge vernachlässigbar.

Ein weiterer kritischer Punkt ist die durch passive Justage definierte Lage von Fasern und Linsen in der mikrooptischen Bank. Durch ungenügende Maßhaltigkeit der Haltestrukturen für diese Komponenten sowie durch Partikel kommt es zu Dejustierungen der optischen Komponenten. Für die Fasern ist ein Winkelfehler aufgrund der kleinen Strahltaille nach Abb. 3.14 unkritisch. Laterale Dejustierungen von wenigen Mikrometern machen sich hier jedoch umso mehr bemerkbar. So sind für Zusatzverluste von max. 1 dB Winkelfehler bis 2° zulässig. Ein lateraler Versatz darf für die gleiche Dämpfung jedoch lediglich $2,4 \mu\text{m}$ betragen.

jedoch, daß diese durch die Strukturierung und zum Teil großflächige Entfernung der Schichten weitestgehend wieder aufgehoben werden.

Ein lateraler Versatz der Linse führt zu einer Strahlverkipfung um den Ort der Linse. Die hierdurch verursachte Zusatzdämpfung (s. Anhang A.3) ist in Abb. 3.18 für verschiedene Strahltaillen dargestellt. Die Zusatzverluste für einen seitlichen Versatz der Faser sind ebenfalls eingezeichnet. Dejustierungen der Linse haben einen größeren Einfluß auf die Zusatzdämpfung als ein Versatz der Fasern. Die Werte sind für Versätze in einem Ein- oder Ausgang berechnet. Treten sie an beiden Stellen auf, so erhöhen sich die Verluste entsprechend. Während die Dämpfungswerte für einen Versatz der Faser unabhängig von der Strahlweite innerhalb der Matrix und dem Linsendurchmesser sind, variiert der Einfluß des Linsenversatzes auch mit der Brechkraft, d.h. dem Durchmesser und dem Brechungsindex der Linse. Die Positionierung der Linsen und Fasern in der optischen Bank erfordert somit eine Genauigkeit von wenigen Mikrometern, um die montagebedingten Zusatzdämpfungen unter 1 dB zu halten. In Tab.3.4 sind die Anforderungen an das Substrat für die optische Bank sowie an die Positionierung von Fasern und Linsen zusammengefaßt.

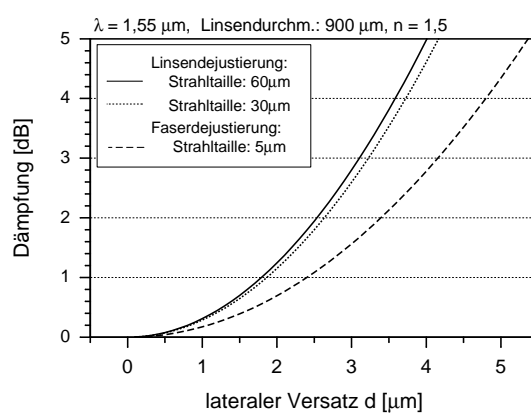


Abbildung 3.18: Optische Verluste durch laterale Dejustierung einer Linse mit 900 µm Durchmesser und Brechungsindex 1,5 für verschiedene Strahltaillen ω'_0 (Die Berechnung erfolgte unter der Annahme, daß sich die Linse im Abstand der Rayleighlänge von der aufgeweiteten Strahltaille, d.h. $z_0 = z'_R$, befindet); die Werte für eine laterale Dejustierung der Faser sind ebenfalls eingezeichnet

Komponente	Kriterium
Substrat	Ebenheit $R_t \ll 50 \mu\text{m}$
Fasern	lateraler Versatz $d < 2,5 \mu\text{m}$ Winkelfehler $\theta < 2^\circ$
Linsen	lateraler Versatz $d < 2 \mu\text{m}$

Tabelle 3.4: Anforderungen an Beschaffenheit und Lage der statischen Komponenten der optischen Bank, um aufbedingte Zusatzverluste unterhalb 1 dB zu halten (berechnet für $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$; Linsen: $\varnothing = 600 - 900 \mu\text{m}$, $n = 1,5$)

3.2.3 Mikrooptische Bank

Die Höhe der optischen Achse wird in der mikrooptischen Bank durch die Größe der Linsen bestimmt. Um den Faserkern auf die Linsenmitte zu justieren, muß die Auflage der Fasern um den Faserradius unterhalb der Linsenmitte liegen (vgl. Abb. 3.16). Weiterhin müssen, um eine präzise Positionierung der Linsen zu gewährleisten, die Linsenalterungen höher als der Linsenradius sein. Ferner müssen auch die Spiegel aufgrund der Strahlaufweitung innerhalb der Matrix über die Linsenmitte herausragen. Die maximale Höhe der herzustellenden Strukturen wird somit durch die Strahlweite am Ort des des Spiegels bestimmt (vgl. die Überlegungen zur Spiegelgröße auf S. 26).

Für die Herstellung der Schaltmatrix werden in der optischen Bank also verschiedene Ebenen benötigt. Für die Realisierung der Schaltmatrix wird daher ein modulares Konzept, wie bereits in [40] beschrieben, verfolgt. Die Anordnung der optischen Elemente in der optischen Bank erfolgt hierbei durch Montage und passive Justage. Durch speziell angepasste Halteelemente werden die Fasern auf die Höhe der optischen Achse gehoben und dort befestigt. Diese Faserhalteelemente werden separat in LIGA-Technik gefertigt und in die optische Bank eingesetzt. Die laterale und axiale Justierung der Fasern und Linsen erfolgt durch Anschläge und Führungsstrukturen. Abb. 3.19 zeigt diesen Aufbau.

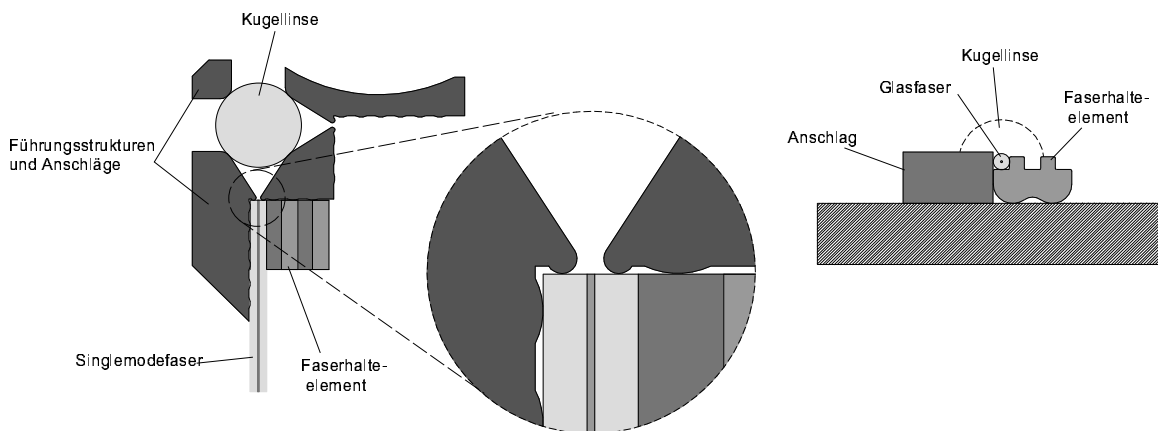


Abbildung 3.19: Aufbau der optischen Bank mit eingesetzten Linsen und mittels Halteelementen justierten Fasern

Die Führungs- und Anschlagstrukturen sind so geformt, daß die Berührungsflächen der Komponenten möglichst klein ausfallen. Im besten Falle sind dies Punkt- bzw. Linienkontakte. Hierdurch wird das Risiko einer zusätzlichen Fehlpositionierung durch Partikel verringert. Um weiterhin die laterale Justierung der Faser zu verbessern, wird diese mit Hilfe der Halteelemente gegen die Führungsstruktur gedrückt. Hierdurch hat ein laterales Fehlmaß des Halteelementes keine Auswirkung auf die seitliche Lage der Faser¹².

Nach [40] ist die Maßhaltigkeit von galvanisch geformten Strukturen im Vergleich zu direkt lithographisch erzeugten PMMA-Strukturen um etwa $0.5 \mu\text{m}$ geringer. Die separat gefertigten Faserhalteelemente werden daher in PMMA hergestellt, während die Führungsstrukturen zusammen mit den statischen Komponenten der Motoren in Ni-Galvanik hergestellt werden müssen.

¹²Die symmetrische Gestaltung der Faserhalteelemente mit einer zusätzlichen Klemmstruktur in der Mitte dient lediglich dem Einsatz in anderen optischen Bänken.

3.3 Optisches Schaltelement: Beweglicher Spiegel

Die bisherigen Betrachtungen beschäftigten sich mit den ortsfesten Strukturen der optischen Bank und den hier entstehenden Zusatzverlusten. Die kritischste Komponente bezüglich optischer Verluste durch Dejustierungen ist jedoch der bewegliche Spiegel. Im folgenden wird der in der Matrix verwendete Spiegel beschrieben und justierabhängige Verluste desselben abgeschätzt.

3.3.1 Grundlegende Betrachtungen zum Spiegel

Will man die rechtwinklige Strahlumlenkung innerhalb der Matrix (vgl. Kap. 2.1, Abb. 2.1) mittels eines einfachen Spiegels realisieren, so muß dieser extrem genau positioniert werden. Selbst für kleinere Strahltaillen ω'_0 führt ein Winkelfehler des Spiegels von nur wenigen Zehntel Grad schon zu einer Zusatzdämpfung durch Koppelverluste von mehreren Dezibel (vgl. Kap. 3.2.1, Abb. 3.14).

Für die Realisierung der Schaltmatrix mit beweglichen Spiegeln muß demnach ein geeignetes Spiegel-Motorkonzept entworfen werden, welches eine Reduzierung bzw. im besten Falle eine Aufhebung der Winkelfehler ermöglicht. Mehrfachspiegel, die das einfallende Licht unabhängig von ihrer relativen Lage zurückreflektieren sind als *Katzenaugen* oder *Corner Cube Reflektor* (CCR) [71] bekannt. Hierbei besteht der Spiegel aus drei senkrecht zueinander stehenden Spiegelflächen. Durch zwei- oder dreifache Reflexion wird der Strahl immer in seine ursprüngliche Richtung zurückgeworfen. Ein Analogon für eine rechtwinklige Reflektion des Lichtes, d.h. das Licht wird in jeder Position rechtwinklig abgelenkt, existiert nicht. Durch eine Doppelreflexion an zwei Spiegelflächen kann jedoch in der Ebene eine vom Einfallswinkel unabhängige 90° -Reflektion ermöglicht werden. Eine einfache Winkelbetrachtung (s. Anhang A.4) ergibt, daß dies für Spiegel, welche in einem Winkel von 45° bzw. 135° angeordnet sind, der Fall ist¹³. In Abb. 3.20 sind diese zwei möglichen Varianten dargestellt. Eine symmetrische und damit optimale Ausleuchtung der beiden Spiegelflächen erhält man bei beiden Varianten für den Fall, daß die Symmetrieachse des Spiegels in einem Winkel von 45° zum einfallenden bzw. reflektierten Strahl liegt. Doppelspiegel mit einem Öffnungswinkel von 45° sind auch in der gläsernen Variante des *Pentaprismas* bekannt [66]. In [74] wurden solche spitzen Doppelspiegel bereits für eine passive freistrahloptische Matrix mit fest verschalteten Kanälen eingesetzt.

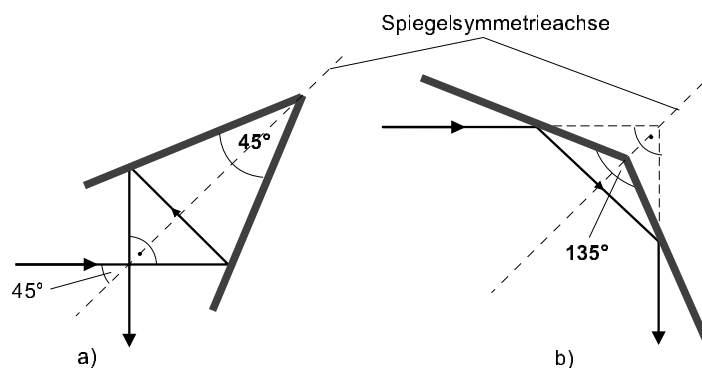


Abbildung 3.20: Varianten eines Doppelspiegel für senkrechte Reflektion

¹³Eine Abweichung vom idealen Öffnungswinkel eines solchen Doppelspiegels hat natürlich eine Strahldejustierung wie im Falle eines Einfachspiegels zur Folge.

Für die Befestigung eines solchen Doppelspiegels an den Stellelementen existieren prinzipiell zwei Möglichkeiten. Die kompakteste Lösung hinsichtlich der Lateralabmessungen der gesamten Matrix ist eine Befestigung auf der Rotoroberseite. Hiermit können die Motoren direkt unterhalb der Kreuzungspunkte der Lichtwege angeordnet werden. Dies erfordert jedoch die Herstellung von dreidimensionalen Spiegel-Rotor-Strukturen oder einen zusätzlichen Montageschritt. Ersteres ist mit LIGA-Technik nur schwer realisierbar und erreicht nicht die für die optische Anwendung erforderliche Präzision [72] [73]. Solche Spiegelrotoren erfordern weiterhin sehr hohe Strukturen in der optischen Bank, da die Motorhöhe, um ein hinreichendes Drehmoment zu erzeugen (vgl. Kap. 3.1.2), nicht zu klein gewählt werden kann.

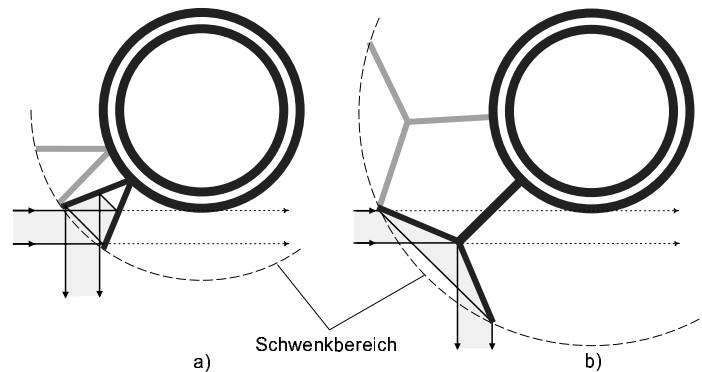


Abbildung 3.21: Befestigungsmöglichkeiten des spitzen und stumpfen Doppelspiegels am Rotor (Das Licht ist hier idealisiert als paralleles Lichtbündel gezeichnet)

Eine seitliche Befestigung der Spiegel an den Rotoren benötigt aufgrund des Schwenkbereiches mehr Platz, was eine Vergrößerung der Einheitszellen der Schaltmatrix zur Folge hat (vgl. Abb. 3.21a). Jedoch lassen sich solche **Spiegelrotoren** vergleichsweise einfach monolithisch als zweidimensionale Strukturen herstellen, wodurch keine Justierfehler zwischen Spiegel und Stellelement auftreten können. Da in einer Matrix immer mehrere Spiegelrotoren hintereinander stehen, ist es wichtig, daß die hinteren Spiegel nicht im Schatten der vorderen Stellelemente liegen. Deshalb muß im Falle des 135° -Doppelspiegels der Schwenkradius sehr viel größer als für einen 45° -Doppelspiegel sein, d. h. er wird an einem entsprechenden Arm befestigt, wie in Abb. 3.21b gezeigt. Der Einsatz eines Doppelspiegels mit $\varphi = 135^\circ$ als Außenspiegel ist daher nicht sinnvoll. Für die Realisierung der Schaltmatrix werden somit monolithische Spiegelrotoren mit einem Doppelspiegel als Außenspiegel mit 45° -Öffnungswinkel eingesetzt.

3.3.2 Optische Verluste durch Positionsfehler des Spiegels

Bei dem Spiegelrotor handelt es sich um eine frei bewegliche Struktur. Ihre Bewegung wird nur in der optischen Ebene¹⁴ durch den Lagerring und noch zu definierende mechanische Endanschläge der Schwenkbewegung eingeschränkt. Im allgemeinen kann es daher zu einer Verkippung des Rotors und damit des integrierten Spiegels aus der optischen Ebene heraus kommen. Dies führt auch bei dem im vorherigen Kapitel vorgestellten Doppelspiegel zu einer Winkelabweichung des Strahls. Kann das Verkippen des Spiegels durch zusätzliche Führungen verhindert werden, so kann immer noch eine Abweichung des Spiegelrotors von seiner idealen Position durch eine Verdrehung in der optischen Ebene erfolgen. Der Zweifachspiegel verhindert hier zwar einen Winkelfehler der reflektierten Strahlen, doch führt die Verdrehung

¹⁴ Als *optische Ebene* wird die Ebene bezeichnet, die durch den idealen Verlauf der Strahlen in der Matrix definiert wird (vgl. Kap. 2.1).

des Spiegelrotors zu einem lateralen Strahlversatz. In einer einfachen Betrachtung kann diese Verdrehung um den Rotormittelpunkt angenommen werden, wie in Abb. 3.22 skizziert ist.

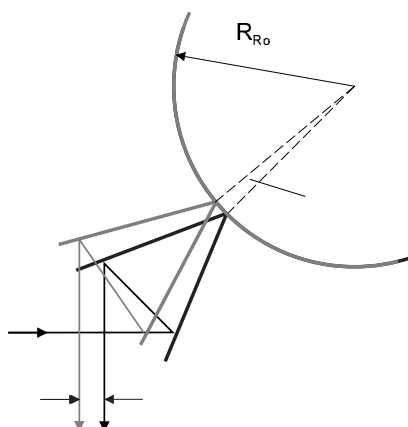


Abbildung 3.22: Lateraler Strahlversatz durch Verdrehung des Stellements in der optischen Ebene um den Rotormittelpunkt

In Abb. 3.23a ist der laterale Versatz d als Funktion des Verdrehwinkels ψ für verschiedene Rotorradien dargestellt. Aus dem lateralen Versatz ergibt sich nach Gl. (3.20) und (3.16) eine Zusatzdämpfung aufgrund von Koppelverlusten, wie in Abb. 3.23b für verschiedene Rotorradien dargestellt¹⁵. Zum Vergleich sind auch die Verluste, die bei Verdrehung eines einfachen Spiegels auftreten, eingezeichnet.

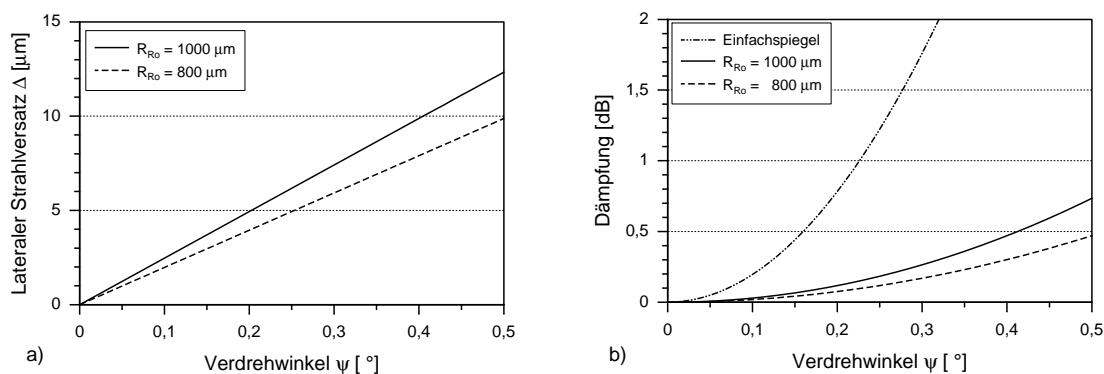


Abbildung 3.23: a) Lateraler Strahlversatz und b) Zusatzverluste durch den Strahlversatz infolge einer Verdrehung des Stellements um den Rotormittelpunkt (Verluste für einen Einfachspiegel mit Winkelfehler sind ebenfalls eingezeichnet; die Dämpfung wurde für eine Strahltaile von $30 \mu\text{m}$ berechnet)

Wie erwartet nehmen die Koppelverluste mit kleiner werdendem Radius ab. Ein Winkelfehler von einem halben Grad führt für Rotorradien von etwa $1000 \mu\text{m}$ zu einem lateralen Versatz im Bereich von $10 \mu\text{m}$ und damit zu Verlusten zwischen 0,5 und 1 dB. Die Verwendung eines Einfachspiegels führt dagegen bereits bei wenigen zehntel Grad Verdrehung zu einigen Dezibel an Zusatzverlusten.

¹⁵ Der ebenfalls vorhandene axiale Strahlversatz ist etwa zwei Größenordnungen geringer und somit nach Abb. 3.12 vernachlässigbar.

Der geschilderte Fall einer Verdrehung um den Rotormittelpunkt ist jedoch nur eine vereinfachte Darstellung zur Abschätzung der Größenordnung der Verluste. Tatsächlich ist der reale Fall aufgrund der *Wobble*-Bewegung des Rotors um den Lagerring komplexer. Dieser wird anhand eines realistischen Modells des Spiegelrotors und des Anschlags ab S. 38 behandelt.

Im folgenden werden die Auswirkung einer Verkippung des Spiegelrotors aus der optischen Ebene heraus sowie einer Verdrehung innerhalb dieser auf die Strahldejustierung untersucht. Ferner wird noch die Veränderung des reflektierten Strahlquerschnitts bei einer Verdrehung des Spiegelrotors betrachtet. Die Berechnung der Strahldejustierung kann allgemein mit Hilfe einer vektoralgebraischen Strahlverfolgung der Doppelreflexion bestimmt werden. Hierbei wird die Lage der Strahltaile und die Richtung des Strahls nach der zweifachen Reflexion in Abhängigkeit von der Lage des Spiegelrotors analytisch berechnet. Die hierfür durchgeführten Berechnungen sind in Anhang A.5 beschrieben¹⁶. In diesem Kapitel werden hauptsächlich die Ergebnisse geschildert und diskutiert.

Verkippung des Spiegelrotors Eine Verkippung des Spiegelrotors kann vorallem durch Partikel am Anschlag und am Auflagepunkt des Rotors im Motor hervorgerufen werden. Im folgenden wird der Einfluß verschiedener Kipprichtungen auf die Strahldejustierung und der darausfolgenden Zusatzdämpfung untersucht. Ebenfalls wird der Einfluß der Position der Kippachse entlang des Rotorumfangs betrachtet. Die Endposition des Stellementes wird zwar durch einen Anschlag bestimmt, doch kann hier der Abrollpunkt des Rotors auf dem Lagerring und damit die Kippachse an einem beliebigen Ort entlang seines Umfangs liegen. In Abb. 3.24 ist das für die Berechnung verwendete Modell skizziert.

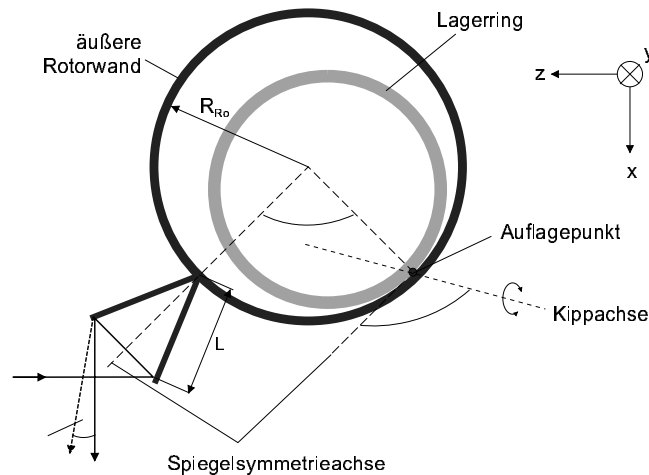


Abbildung 3.24: Verkippung des Spiegelrotors um beliebige Achsen mit verschiedenen Achspositionen entlang des Rotorumfangs

Der Strahlenschwerpunkt trifft im Abstand L vom Ursprung der beiden Spiegelflächen auf den ersten Spiegel. Der Spiegelrotor mit Radius R_{Ro} wird am Auflagepunkt um eine Achse verkippert, welche in der optischen Ebene, d. h. der x - z -Ebene und in einem Winkel φ zur Symmetrieachse des Doppelspiegels liegt. Der Winkel ξ gibt die Position der Kippachse des Spiegelrotors auf dem Lagerring bezüglich des Doppelspiegels an. Er ist definiert als der Winkel zwischen dem Rotorauflagepunkt und dem Spiegelursprung bezogen auf den Rotormittelpunkt. Die vorgestellten Ergebnisse beziehen sich, falls nicht anders erwähnt, auf einen

¹⁶Die dort dargestellten Algorithmen können auch für den Doppelspiegel mit einem Öffnungswinkel von 135° angewendet werden. Die Ergebnisse entsprechen denen des hier verwendeten Doppelspiegels mit $\phi = 45^\circ$.

Rotor mit $1000\ \mu\text{m}$ Radius, einem Kippwinkel Ψ von $0,5^\circ$ um die betrachtete Kippachse und einem Abstand $L = 500\ \mu\text{m}$ des ideal auftreffenden Strahls zum Ursprung des Doppelspiegels.

Vorerst wird nur eine Kippung um den Spiegelursprung, d. h. $\xi = 0$ betrachtet. Um die Richtung und die Lage des reflektierten und dejustierten Strahls zu bestimmen, wird der Winkelfehler bezüglich des ideal reflektierten Strahl in eine Komponente senkrecht und parallel zur optischen Ebene, d. h. in y - und z -Richtung zerlegt. Dies ist in Abb. 3.25a anschaulich dargestellt. Abb. 3.25b zeigt die Winkelkomponenten in Abhängigkeit vom Winkel φ zwischen Kippachse und Spiegelsymmetrieachse. Die Komponente parallel zur optischen Ebene, d. h. in der x - z -Ebene ist etwa zwei Größenordnungen kleiner als die Verkippung senkrecht dazu und damit vernachlässigbar. Damit erfolgt die Verkippung des idealen Strahles nach der Umlenkung am verkipperten Doppelspiegel hauptsächlich senkrecht zur optischen Ebene. Der maximale Winkelfehler ergibt sich bei einer Verkippung um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse des Doppelspiegels. Für eine Verkippung des Spiegels von $0,5^\circ$ um diese Achse beträgt die Strahlverkippung für das berechnete Modell etwa $0,7^\circ$.

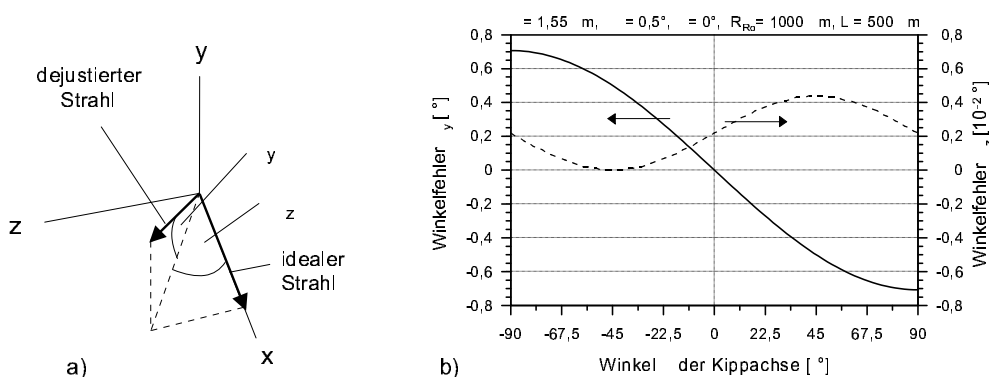


Abbildung 3.25: Verkippung des reflektierten Strahls durch Kippen des Spiegelrotors: Komponenten des Winkelfehlers des dejustierten Strahls senkrecht und parallel zur optischen Ebene in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Kippachse und Spiegelsymmetrieachse

Für die Berechnung der Koppelverluste muß neben dem Winkelfehler der Strahlen auch der Strahltaillenversatz bestimmt werden (vgl. Kap. 3.2.1, S. 25). Für eine Faser-Linse-Linse-Faser-Kopplung wie im Falle der Matrix liegt die Strahltaille ω'_0 für eine optimale Ankopplung der Felder in der Mitte zwischen den Linsen und damit auf der Diagonalen der Matrix (vgl. Kap. 3.2.1, Abb. 3.11 und Kap. 2.1, Abb. 2.1). Für die Größe des Strahltaillenversatzes ist aufgrund des Winkelfehlers des reflektierten Strahls die Position des Spiegels innerhalb der Matrix entscheidend. Abb. 3.26 zeigt den Versatz der Strahltaille in Abhängigkeit von φ für den Fall, daß sich der Spiegel auf der Matrixdiagonalen befindet (d. h. $z_S = 0$; die Taile befindet sich hier aus Symmetriegründen zwischen den zwei Spiegelebenen, s. auch Kap. 3.4). Wie aus der Graphik ersichtlich, ist die Verschiebung der Taile in y -Richtung, d. h. senkrecht zur optischen Ebene, etwa zwei Größenordnungen größer als der Versatz parallel zur optischen Ebene. Damit erfolgt bei einer Dejustierung der laterale Taillenversatz hauptsächlich in der Ebene, in der die Strahlverkippung liegt. Ein zusätzlicher lateraler und axialer Versatz in einer dazu senkrechten Ebene, ist vernachlässigbar. Der maximale Strahlversatz erfolgt für diese Spiegelposition bei einer Verkippung um die Spiegelsymmetrieachse und beträgt für eine Spiegelkipplung von $0,5^\circ$ mehrere Mikrometer.

Weitaus kritischer ist eine Dejustierung eines Spiegels unmittelbar an der Linse, da dieser den größten Abstand zur Matrixdiagonalen und damit zur Strahltaille hat. In Abb. 3.27 ist eine Skizze für diesen Fall und die Verschiebung der Taile senkrecht und parallel zur

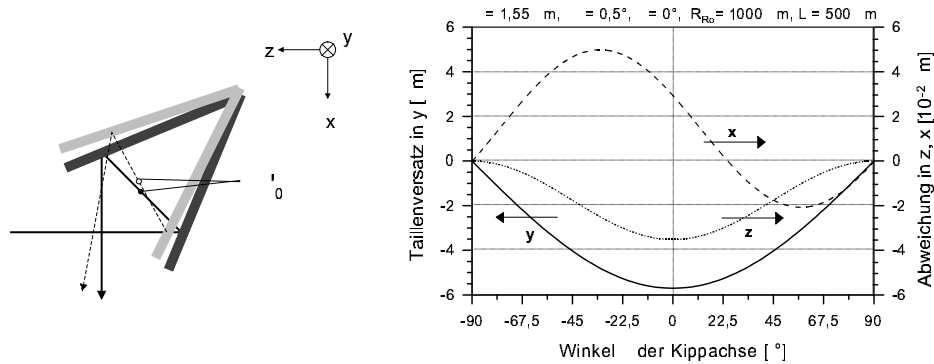


Abbildung 3.26: Versatz des reflektierten Strahls durch Verkippung des Spiegelrotors auf der Matrixdiagonalen, d. h. am Ort der Strahlteile ($z_S = 0$)

optischen Ebene dargestellt. Als Abschätzung wurde hier angenommen, daß der Spiegel sich im Abstand der Rayleighlänge von der Taille befindet. Auch hier sind die Versätze parallel zur optischen Ebene vernachlässigbar. Der maximale Strahlversatz erfolgt in diesem Fall bei einer Verkippung des Spiegels um eine Achse senkrecht zu seiner Symmetrieachse und beträgt für eine Kippung von $0,5^\circ$ mehrere 10 Mikrometer. Aufgrund des großen Abstandes der Strahlteile vom Drehpunkt spiegelt der Graph in Abb. 3.27 den Verlauf des Winkelfehlers in Abhängigkeit von φ aus Abb. 3.25b wieder.

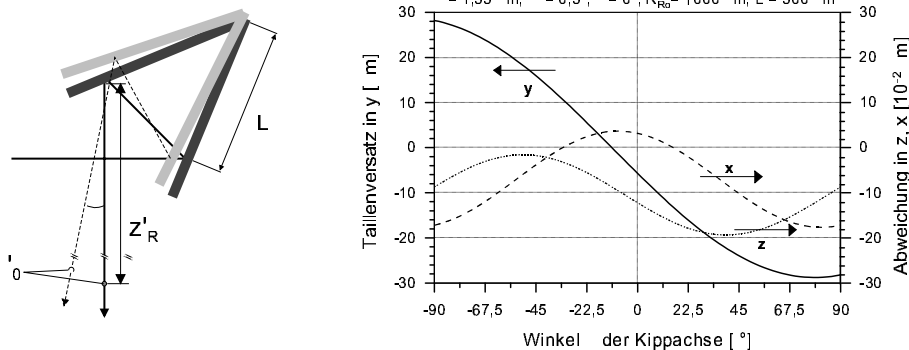


Abbildung 3.27: Versatz des reflektierten Strahls durch Verkippung des Spiegelrotors vor der Linse, (als Entfernung z_S von der Strahlteile wurde die Rayleighlänge z'_R mit $\omega'_0 = 30 \mu\text{m}$ angenommen)

Während der Winkelfehler des Strahles unabhängig von dem Punkt ist, um den die Verkippung des Spiegelrotors erfolgt, gilt dies jedoch nicht für den lateralen Versatz der Strahlteilen. Neben der starken Abhängigkeit von der Position des Spiegels innerhalb der Matrix entsprechend Abb. 3.26 und 3.27 variiert dieser auch mit dem Abstand des Spiegels von der Kippachse, d. h. er hängt von der Position der Kippachse auf dem Lagerring ab (vgl. Abb. 3.24). Abb. 3.28 zeigt die Abweichung der Verschiebung der Strahlteile senkrecht zur optischen Ebene, bezogen auf den Wert für $\xi = 0^\circ$, in Abhängigkeit vom Positionswinkel ξ der Kippachse. Es wurde eine Verkippung um eine Achse parallel ($\varphi = 0^\circ$) bzw. senkrecht ($\varphi = 90^\circ$) zur Symmetrieachse des Spiegels betrachtet, da diese nach Abb. 3.26 und 3.27 den größten Versatz im Falle des Spiegels auf der Matrixdiagonalen bzw. vor der Linse verursachen. Die Abweichungen von dem jeweils für $\xi = 0^\circ$ berechneten Wert liegen im Sub-Nanometerbereich und sind daher vernachlässigbar.

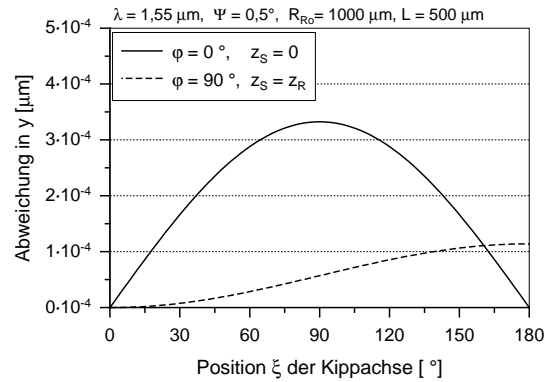


Abbildung 3.28: Einfluß der Position der Kippachse entlang des Rotorumfangs auf den Tail­lenversatz: Abweichung der Tail­lenverschiebung senkrecht zur optischen Ebene bezogen auf den Wert bei $\xi = 0^\circ$ für Kippung parallel ($\varphi = 0^\circ$) und senkrecht ($\varphi = 90^\circ$) zur Symmetriachse des Doppelspiegels und Position des Spiegel auf der Matrixdiagonalen ($z_S = 0$) bzw. an der Linse ($z_S = z'_R$)

Die Zusatzverluste durch Modenfehl­anpassung infolge einer Verkippung des Stelle­mentes werden also durch einen Winkel­fehler und eine lateralen Versatz der Strahl­taille senkrecht zur optischen Ebene verursacht. Nach Gl. (3.20), (3.15) und (3.17) ergeben sich damit die in Abb. 3.29 dargestellten Verluste für die beiden Fälle einer Spiegelposition auf der Matrixdiagonalen und direkt an der Linse. Für letzteren Fall wurde wieder ein Abstand des Spiegel von der Strahl­taille gleich der Rayleighlänge angenommen.

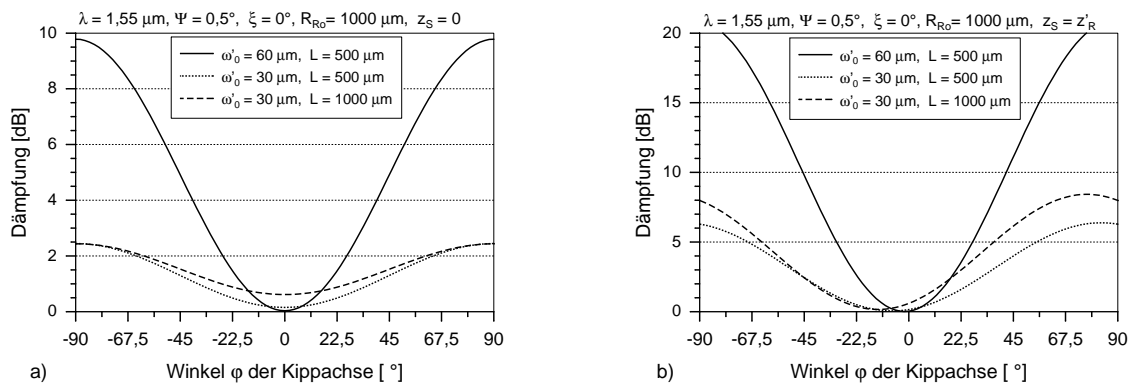


Abbildung 3.29: Koppelverluste durch Verkippung des Spiegelrotors bei verschiedenen Strahl­tail­len und Spiegelgrößen a) Spiegel auf Matrixdiagonale, d.h. am Ort der Strahl­taille, und b) Spiegel an der Linse in der Entfernung z'_R von der Strahl­taille (Berechnungen für einen Kippwinkel des Stelle­mentes von $\Psi = 0,5^\circ$)

Die Koppelverluste sind bei einer Verkippung des Stelle­mentes aufgrund des hier auftretenden Winkel­fehlers für größere Strahl­tail­len (vgl. Abb. 3.14) sehr hoch. Dies gilt insbesondere für den Fall, daß sich der Spiegel an der Linse befindet, d.h. also die größte Entfernung von der Strahl­taille auf der Matrixdiagonalen hat. Die größten Verluste entstehen dabei durch eine Verkippung des Stelle­mentes senkrecht zur Symmetriachse des Doppelspiegels und verringern sich, je näher die Kippachse der Symmetriachse kommt. Erfolgt die Kippung entlang der Spiegelachse bzw. um eine Achse parallel zu dieser, so ist die Zusatzdämpfung minimal. Bei einer Kippung senkrecht zur Spiegelachse um $0,5^\circ$ liegt die Zusatzdämpfung

für Strahltaillen von $30\ \mu\text{m}$ bei einigen Dezibel, während sie hier bei Strahltaillen von $60\ \mu\text{m}$ etwa vier mal so hoch liegen. Bei Kippung um die Spiegelsymmetrieachse liegt die Dämpfung in beiden Fällen unterhalb 1 dB. Hier macht sich umso mehr der Abstand L des Auftreffpunktes des Strahles auf dem Spiegel vom Spiegelursprung bemerkbar (vgl. Abb. 3.24), d. h. die Verluste nehmen mit größer werdendem Abstand zu.

Verdrehung des Spiegelrotors Wird die Rotorbewegung auf eine Drehbewegung parallel zur optischen Ebene beschränkt, so kann es durch Fehlpositionierung der Anschläge oder Partikel an denselben immer noch zu einem Versatz des Anschlagpunktes und somit zu einer Verdrehung des Spiegelrotors kommen. In Abb. 3.22 wurde hierfür bereits eine Abschätzung für den vereinfachten Fall einer Verdrehung um den Rotormittelpunkt vorgenommen.

Da der laterale Versatz in der Ebene vom Abstand des Spiegels zum Angelpunkt der Verdrehung abhängt, wird analog zur Verkippung der Einfluß einer Verdrehung des Spiegelrotors mit Drehpunkt am Auflagepunkt des Rotors am Lagerring untersucht¹⁷. Aufgrund der Erkenntnisse bei der Untersuchung der dreidimensionalen Spiegelverkippung, wird der Anschlag direkt am Spiegel angenommen, wie in Abb. 3.30 dargestellt. Weiterhin wird auch der Einfluß der Dicke d_R der Rotorwand und des Abstandes a des Anschlagpunktes vom Rotor betrachtet.

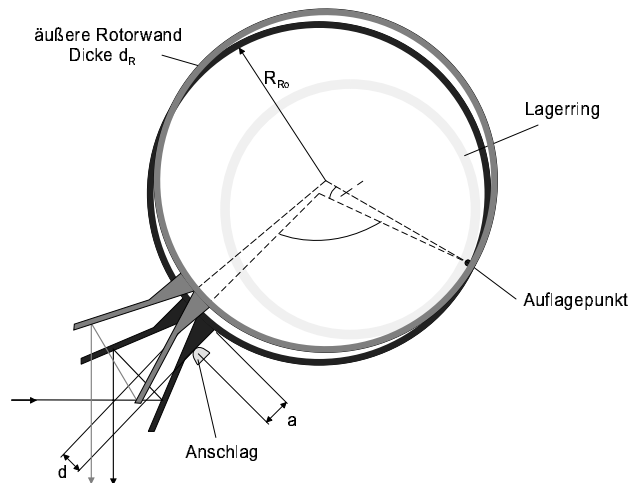


Abbildung 3.30: Lateraler Strahlversatz infolge einer Verdrehung des Spiegelrotors in der optischen Ebene durch Dejustierung des Anschlags mit Drehpunkt entlang des Rotorumfangs

Der Versatz d des Anschlagpunktes verursacht einen Winkelfehler ψ des Stellelementes abhängig von der Position ξ des Drehpunktes auf dem Rotor bzw. Lagerring. In Abb. 3.31a ist dieser Zusammenhang für verschiedene Versätze des Anschlags aufgezeichnet. Die Winkelfehler sind umso größer, je näher der Auflagepunkt des Rotors, d. h. der Drehpunkt der Dejustierung an der idealen Position des Spiegels liegt. Selbst für Dejustierungen von wenigen Mikrometern liegen die Winkelfehler hier bei über 1° . Dennoch sind die Verluste am geringsten, wenn der Auflagepunkt direkt am Spiegel liegt, wie in Abb. 3.31b gezeigt. Dieser scheinbare Widerspruch erklärt sich durch die in Abb. 3.23 bereits gezeigte Tatsache, daß der laterale Strahlversatz abnimmt, je kleiner der Hebel, d. h. der Abstand des Spiegels vom Drehpunkt ist. Aus dem gleichen Grunde sind die Zusatzverluste auch kaum vom Rotorradius abhängig, wie Abb. 3.31b ebenfalls zeigt. Bei größerem Radius nimmt zwar der Hebel für eine laterale Verschiebung des Spiegels zu, doch dafür nimmt, bei gleichem Versatz d , der Winkelfehler ψ ab.

¹⁷ Für kleine Winkelfehler wird von der Abrollbewegung des Rotors auf dem Lagerring abgesehen.

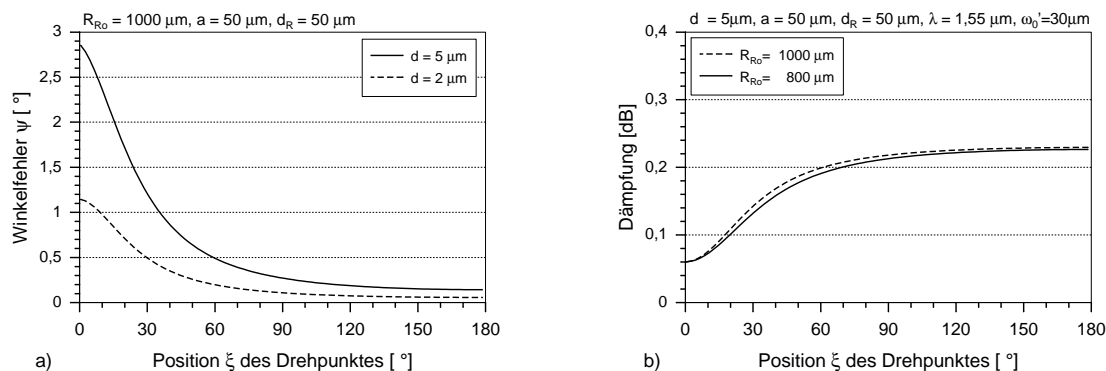


Abbildung 3.31: a) Winkelfehler des Stellelementes in der optischen Ebene und hierdurch bedingte b) Zusatzverluste infolge eines Versatzes d am Anschlag in Abhängigkeit von der Position des Drehpunktes entlang des Rotorumfanges

Der Einfluß der Rotorwanddicke und des Abstandes des Anschlags vom Rotor auf den Strahlversatz bzw. die dadurch bedingten Zusatzverluste sind in Abb. 3.32a und b für einen festen Versatz von $5 \mu\text{m}$ dargestellt. Für $\xi = 0^\circ$ nimmt die Dämpfung mit zunehmender Wandstärke zu, da hierdurch der Abstand des Spiegels zum Drehpunkt zunimmt. Die Werte liegen jedoch erst für Rotorwandstärken oberhalb $90 \mu\text{m}$ über $0,1 \text{ dB}$. Liegt der Auflage- und Drehpunkt auf der gegenüberliegenden Seite des Rotors ($\xi = 180^\circ$), so ist diese Änderung im Vergleich zum Rotorradius und somit der Einfluß auf die Dämpfung vernachlässigbar. Diese ist mit $0,2 \text{ dB}$ größer als im Falle $\xi = 0^\circ$, aber immer noch gering. Der Abstand a des Anschlagpunktes vom Rotor zeigt ein umgekehrtes Verhalten. Hier nehmen die Verluste mit zunehmendem Abstand ab, da bei konstantem Versatz d der Winkelfehler ψ abnimmt. Für $\xi = 180^\circ$ ist die Abhängigkeit auch hier nur gering und die Dämpfung beträgt etwa $0,2 \text{ dB}$. Bei $\xi = 0^\circ$ liegen die Verluste für Abstände größer als $30 \mu\text{m}$ unterhalb $0,1 \text{ dB}$. Demzufolge kann der Strahlversatz durch einen größeren Abstand des Anschlagpunktes vom Rotor prinzipiell verringert werden. Soweit Geometrie und Stabilität des realisierbaren Anschlags nicht degegen sprechen, ist es somit vorteilhaft, ihn möglichst weit weg von der Rotorwand zu platzieren. Die Rotorwanddicke sollte ferner nicht zu groß gewählt werden, doch hat sie nur geringen Einfluß auf die Zusatzverluste. Aus Stabilitätsgründen sollte sie jedoch nicht kleiner als $50 \mu\text{m}$ gewählt werden.

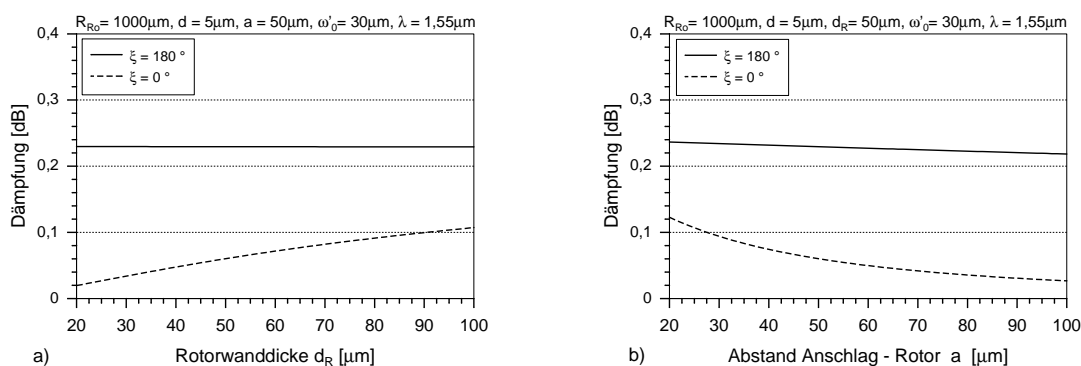


Abbildung 3.32: Einfluß der a) Rotorwanddicke und b) des Abstandes Anschlagpunkt - Rotorwand auf die Zusatzverluste durch Winkelfehler des Stellelementes in der optischen Ebene infolge eines Versatzes $d = 5 \mu\text{m}$ am Anschlag

Abb. 3.33 zeigt die Zusatzdämpfung in Abhängigkeit von der Größe des Versatzes am Anschlag für verschiedene Strahltaillen¹⁸. Aufgrund des lateralen Strahlversatzes führen größere Strahltaillen zu geringeren Zusatzverlusten. So führen Versätze des Anschlagpunktes von $12\ \mu\text{m}$ für $30\ \mu\text{m}$ große Strahltaillen bereits zu Verlusten von einigen zehntel Dezibel, während sie für Strahltaillen von $60\ \mu\text{m}$ noch unterhalb $0,1\ \text{dB}$ liegen und vernachlässigbar sind.

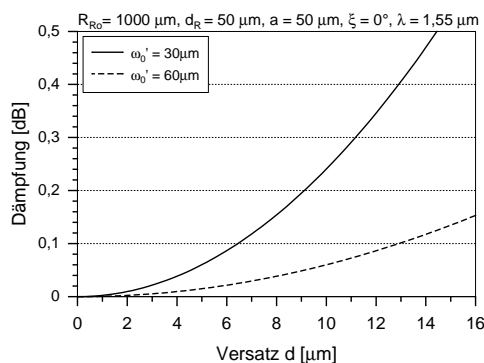


Abbildung 3.33: Zusatzverluste durch Winkelfehler des Stellelementes in der optischen Ebene infolge eines Versatzes d am Anschlag für verschiedene Strahltaillen

Bei einer Montage der Matrizen in Laminarflowboxen liegt die mittlere Partikelgröße bei etwa $1\ \mu\text{m}$ ¹⁹. Versätze durch Partikel zwischen Anschlag und Spiegel sind somit im Bereich von wenigen Mikrometern zu erwarten. Nach Abb. 3.33 sind die dadurch verursachten Zusatzverluste vernachlässigbar.

Werden die Anschläge sowie die statischen Strukturen des Motors in verschiedenen Herstellungsschritten strukturiert, so kommt es zu weiteren Versätzen. Diese betragen im Falle der justierter Röntgentiefenlithographie z. Z. $5 - 15\ \mu\text{m}$. Die hierdurch entstehenden Koppelverluste sind nach Abb. 3.33 insbesondere für kleinere Strahltaillen nicht mehr vernachlässigbar. Eine Verringerung der durch die Verdrehung des Stellelementes in der optischen Ebene bedingten Zusatzverluste erfordert demnach eine einheitliche Herstellung der Anschläge für die Spiegel mit den Motorstrukturen.

Strahlbeschnidung Der Spiegel wird so dimensioniert, daß der Strahl mit einem Durchmesser von $2\sqrt{2}\omega(z)$ reflektiert wird. Die hierdurch bedingten Zusatzverluste liegen unterhalb $0,11\ \text{dB}$ (vgl. S. 3.2.2). Dies muß vorallem für den Spiegel unmittelbar vor der Linse gelten, da hier der größte Abstand z zur Strahltaille auf der Matrixdiagonalen besteht und somit der zu reflektierende Durchmesser am größten ist. Durch eine Verdrehung des Stellelementes ändert sich auch der reflektierte Bereich des Strahls. So kommt es neben einem Strahlversatz zu einer zusätzlichen Beschneidung des Strahl, wie in Abb. 3.34 dargestellt. Für die Berechnung der zusätzlichen Beschneidung durch eine Veränderung der Spiegelposition wurde das Modell aus Abb. 3.30 mit dem Auflagepunkt des Rotors als Drehpunkt untersucht (s. Anhang A.5 und A.6). Als Abstand des Spiegels von der Strahltaille auf der Matrixdiagonalen wurde zur Abschätzung die Rayleighlänge z'_R angenommen. Die hierfür durchgeführten Berechnungen sind im Anhang A.6 beschrieben.

Die Zusatzdämpfung durch einen seitlichen Versatz des Strahles ist von der Richtung der

¹⁸Die Zusatzverluste sind bei einer Verdrehung, im Gegensatz zu Verkippung, nicht von der Spiegellänge, bzw. dem Auftreffpunkt des Strahles abhängig, da der laterale Versatz unabhängig vom Reflexionspunkt auf dem Spiegel ist.

¹⁹Sog. *Flowboxen* haben eine Reinraumklasse von 100, d.h. im Mittel befinden sich 100 Partikel mit Durchmesser $0,5\ \mu\text{m}$ in einem Volumen von $0,3^3\ \text{m}^3$. Während der Montage erhöht sich dieser Wert natürlich.

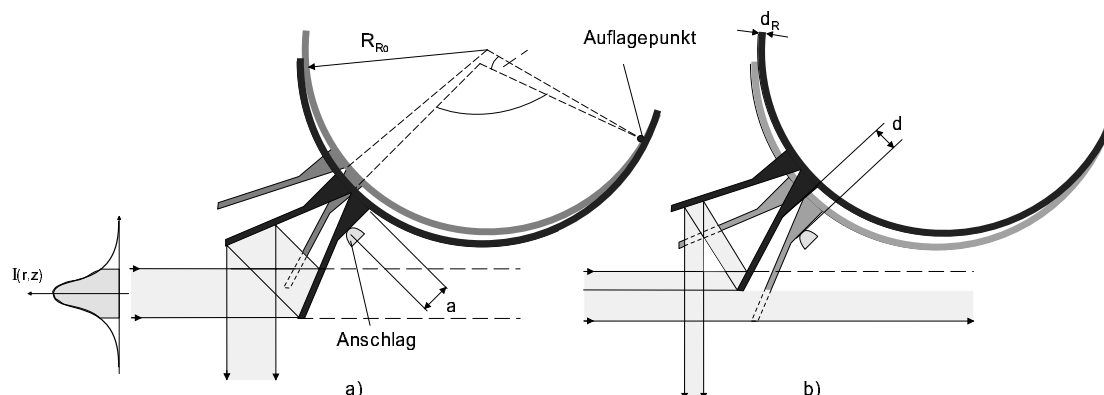


Abbildung 3.34: Beschneidung des Strahles infolge einer Verdrehung des Spiegelrotors mit Drehpunkt entlang des Rotorumfangs (vgl. Abb.3.30)

Verdrehung des Stellelementes unabhängig. Eine Verdrehung in mathematisch positiver oder negativer Richtung verursacht den gleichen lateralen Strahlversatz. Für die zusätzlichen optischen Verluste durch Beschneidung des Strahls ist dies jedoch nicht der Fall. Ursache hierfür ist die Asymmetrie in der Lage des Spiegels und des einfallenden Strahls.

Wie in Abb. 3.35a dargestellt, kommt es bei einer Verdrehung in positiver Richtung für größere Positionswinkel ξ sogar zu einer Zunahme der reflektierten Gesamtintensität. Für kleinere Werte von ξ erfolgt eine Abnahme der reflektierten Intensität. Diese ist deutlich geringer als bei Verdrehung in negativer Richtung und somit vernachlässigbar. Für den Fall einer negativen Verdrehung nehmen die Verluste zu, je näher der Drehpunkt an der idealen Spiegelposition liegt. Dies ist verständlich, da nach Abb. 3.31 der Verdrehwinkel des Spiegelrotors in diesem Fall stark zunimmt. Für sehr kleine Positionswinkel ξ verringert sich die Zusatzdämpfung etwas, da hier der endliche Abstand des Anschlagpunktes vom Drehpunkt zum Tragen kommt (im berechneten Beispiel sind dies $d_R + a = 100 \mu\text{m}^{20}$).

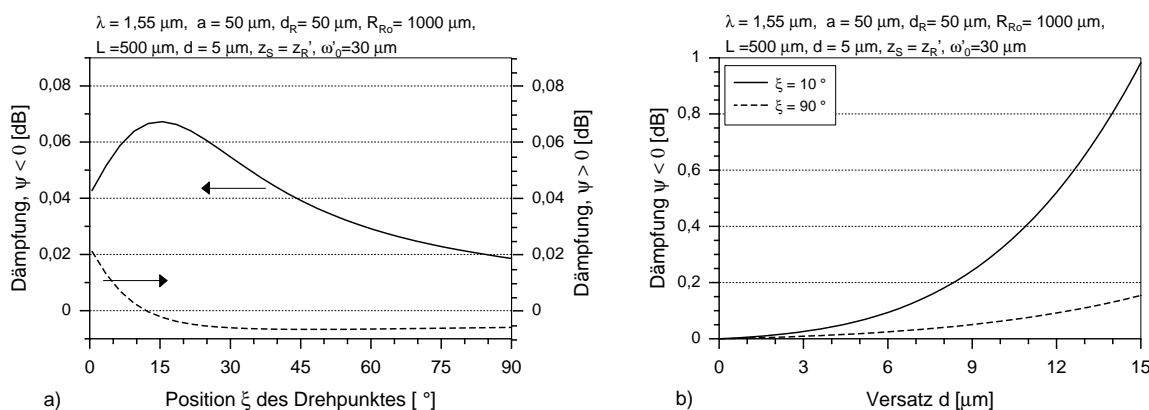


Abbildung 3.35: Verluste durch Veränderung des reflektierten Bereiches des Lichtstrahls infolge von Verdrehungen des Stellelementes: a) i. Abh. von der Position des Drehpunktes auf dem Rotor für positive und negative Verdrehung und b) abhängig von der Dejustierung am Anschlagpunkt für negative Verdrehung (die Verlustkurve für eine Strahltaile von $60 \mu\text{m}$ bei $\xi = 10^\circ$ liegt auf der Kurve für die Strahltaile von $30 \mu\text{m}$ bei $\xi = 90^\circ$)

²⁰ Wird dieser Minimalabstand verringert, nehmen die Verluste hier drastisch zu.

Abb. 3.35b zeigt die Abhängigkeit der Zusatzverluste von der Größe der Dejustierung am Anschlagpunkt für verschiedene Positionen des Auflagepunktes des Rotors bei Verdrehung in negativer Richtung. Liegt der Drehpunkt nahe am Anschlag (Beispiel: $\xi = 10^\circ$), so liegen die Zusatzverluste bereits für Dejustierungen größer $6 \mu\text{m}$ oberhalb $0,1 \text{ dB}$ und sind nicht mehr vernachlässigbar. Je weiter der Auflagepunkt des Rotors in der Anschlagposition vom Anschlag entfernt liegt, desto geringer machen sich Dejustierungen desselben bemerkbar. Bereits bei einem Winkel von $\xi = 90^\circ$, d.h. der Auflagepunkt liegt einen Viertelkreis vom Anschlag entfernt, sind die Zusatzverluste für Versätze bis $12 \mu\text{m}$ unterhalb $0,1 \text{ dB}$ und sind vernachlässigbar. Für größere Strahltaillen ist die Beschneidung im Vergleich zur gesamten reflektierten Fläche aufgrund der größeren Strahlweite am Spiegelort geringer, wodurch die Verluste ebenfalls geringer sind.

Selbst für den idealen Fall der Abwesenheit jeglicher Partikel und Maßverluste, kann der Spiegel in seiner Anschlagposition aufgrund des Lagerspiels verschiedene Positionen einnehmen. Eine Verschiebung des Rotors in Richtung der Symmetrieachse des Spiegels bewirkt keinen Strahlversatz und eine verringerte Reflektionsfläche kann hier durch eine Verlängerung des Spiegels ausgeglichen werden. Nach den bisherigen Überlegungen soll der Rotor jedoch seine Gleichgewichtslage mit dem Auflagepunkt im rechten Winkel zum Anschlag einnehmen. Die Abweichung von der symmetrischen Position des Rotors zum Lagerring durch das Lagerpiel bewirkt hier eine Verdrehung des Spiegels um den Anschlagpunkt. Der Winkelfehler des Spiegels beträgt in diesem Fall für das in Abb. 3.30 und Abb. 3.34 gezeigte Modell mit $R_{Ro} = 1000 \mu\text{m}$, $a = d_R = 50 \mu\text{m}$ und einem Lagerspiel von $d_{off} = 5 \mu\text{m}$ etwa $0,2^\circ$. Der laterale Strahlversatz ist nach Abb. 3.23 hier vernachlässigbar, zumal der Drehpunkt nahe am Spiegelursprung liegt. Bei einer Spiegellänge von $500 \mu\text{m}$ entspricht diese Bewegung einer Verschiebung der Spiegelkante von etwa $2 \mu\text{m}$. Die Veränderung der reflektierten Fläche ist somit ebenso vernachlässigbar.

Die Betrachtungen und Berechnungen in diesem Kapitel ergaben, daß eine Verkippung des Spiegel bzw. des Spiegelrotors aus der optischen Ebene den größten Einfluß auf eine Zusatzdämpfung hat. Diese kann erheblich verringert werden, indem für die aufgeweiteten Felder innerhalb der Schaltmatrix die Strahltaillen möglichst klein gewählt werden. Weiterhin müssen die mechanischen Anschläge, welche die Endposition der Spiegel bestimmen, so positioniert werden, daß eine Verkippung des Rotors an dieser Stelle lediglich um die Symmetrieachse des Doppelspiegels erfolgen kann. Ebenso muß die Elektrodenkonfiguration des Wobblemotors in der Anschlagposition so gewählt werden, daß der Berührungspunkt, d. h. der Auflagepunkt zwischen Rotor und Lager bezogen auf den Rotormittelpunkt senkrecht zur Spiegelachse liegt (vgl. Abb. 3.3 und Abb. 3.24). So erfolgt eine Kippung aufgrund von Partikeln an dieser Stelle ebenfalls nur um eine Achse parallel zur Spiegelachse. Ferner müssen die optische Bank und die Spiegelrotoren so aufeinander abgestimmt werden, daß der Strahl möglichst nahe am Spiegelursprung reflektiert wird. Dabei darf der Strahlverlauf bei herausgeschwenktem Spiegel durch den Rotor nicht beeinträchtigt werden.

Wird die Rotorbewegung zum Beispiel durch eine vertikale Führung auf die optische Ebene eingeschränkt, so kann immer noch eine Verdrehung des Stellelementes auftreten. Diese führt zu lateralen Strahlversätzen und Verringerung der reflektierenden Fläche. Die hierdurch entstehenden optischen Verluste sind für beide Effekte von der gleichen Größenordnung und können durch größere Strahltaillen verringert werden. Die Abhängigkeit von der Position des Rotorauflagepunktes ist jedoch für die beiden Effekte gegensätzlich. Die Summe der Verluste ist hier aber aufgrund der gleichen Größenordnung bei verschiedenen Positionen etwa gleich.

Die durch die Verdrehung verursachten Verluste sind jedoch gering im Vergleich zu einer Zusatzdämpfung bei einer Verkippung des Spiegelrotors. Daher werden die zu den Ergebnissen

für eine Verkippung zum Teil gegensätzlichen Forderungen für die Größe der Strahlteile und die Position des Auflagepunktes nicht berücksichtigt, solange eine Verkippung nicht ausgeschlossen werden kann.

3.3.3 Spiegel-Motorkonzept

Im folgenden werden die wichtigsten Erkenntnisse der Kap. 3.3.1 und 3.3.2 für den Entwurf des Spiegel-Motorkonzept nochmals zusammengefaßt.

Für die Realisierung einer Schaltmatrix mit beweglichen Spiegeln als lichtschaltende Elemente ist nach den Überlegungen in Kap. 3.3.1 ein Doppelspiegel erforderlich. Dieser hat einen Öffnungswinkel von 45° und ist an der Außenseite eines doppelwandigen Rotors befestigt. Spiegel und Rotor werden in einem Herstellungsschritt monolithisch gefertigt, wodurch an dieser Stelle keine Dejustierung durch eine weitere Montage auftritt. Die Endpositionen der Stellelemente, in der über den Spiegel das Licht umgelenkt wird, wird durch mechanische Anschläge definiert. Die Anschläge müssen entlang der Symmetrieachse des Doppelspiegels und die Anschlagfläche des Spiegels parallel zu dieser liegen, um eine mögliche Verkippung nur um diese Achse zuzulassen. Der Spiegel wird so dimensioniert, daß der Strahl am Spiegelrand reflektiert wird und bei herausgeschwenktem Spiegel ungehindert, d. h. mit der gewünschten Strahlweite, am Rotor vorbeilaufen kann. Weiterhin zeigte sich, daß eine gleichzeitige Strukturierung der Anschläge und der statischen Motorstrukturen notwendig ist, um die mit einer Dejustierung an dieser Stelle verbundenen optischen Verluste zu verringern.

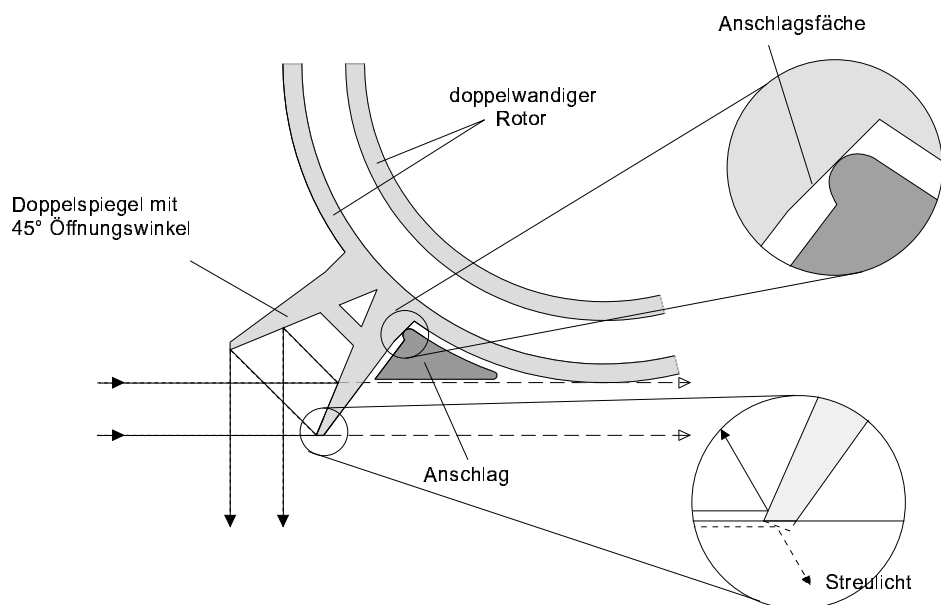


Abbildung 3.36: Konzept des Spiegelrotors mit Doppelspiegel und mechanischem Anschlag

In Abb. 3.36 ist die sich aus den bisherigen Überlegungen ergebende Geometrie und Anordnung des am Rotor befestigten Außenspiegels zusammen mit dem Anschlag skizziert.

Der Anschlagspunkt wird punkt bzw. linienartig gestaltet. Hierdurch wird das Risiko einer Dejustierung infolge von Partikeln an der Anschlagfläche reduziert. Die Spitzen der Spiegelebenen werden in Strahlrichtung abgeschrägt, um Streulicht zu vermeiden.

Durch die Befestigung des Spiegels an der Rotorausenseite neigt dieser verstärkt zum Kippen.

Daher wird für den Spiegel zusätzlich ein Gegengewicht auf der gegenüberliegenden Seite des Spiegels am Rotor vorgesehen. In Abb. 3.37 ist dies schematisch dargestellt. Für eine optimale

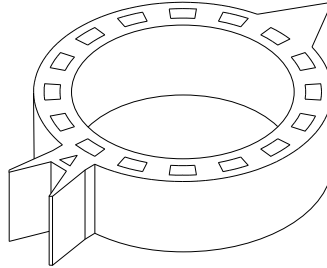


Abbildung 3.37: Spiegelrotor mit einem integriertem Gegengewicht zur Auswuchtung (die Struktur des Rotorsdeckels wird in Kap. 4.2.1 erläutert)

Anpassung des Strahlverlaufs und eine Minimierung der Systemgröße müssen die Länge des Spiegels und der Rotordurchmesser auf die optische Bank und die darin eingesetzten optischen Komponenten abgestimmt werden. Im folgenden Kapitel werden hierfür die exakten Werte bei der Berechnung der gesamten Matrix bestimmt. Basierend auf den Abmessungen des Spiegelrotors wird dort ebenso die Berechnung des Gegengewichtes dargestellt.

3.4 Layout der Schaltmatrix

In diesem Kapitel werden basierend auf den bisher vorgestellten Grundlagen und Überlegungen alle systembestimmenden Größen der Schaltmatrix berechnet. Die Dimensionen der Matrix sowie die Größe und Anordnung aller optischen und elektromechanischen Elemente werden durch die Verknüpfung der optischen Abbildung mit den geometrischen Abmessungen der festen und beweglichen Bauteile bestimmt. Neben der Wellenlänge $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ des verwendeten Lichts wird die Schaltmatrix durch folgende Größen, wie sie im weiteren verwendet werden, bestimmt:

ω_0	: Strahltaille der Fasermode ($5,2 \mu\text{m}$)
ω'_0	: Strahltaille des aufgeweiteten Strahls innerhalb der Matrix
s	: Abstand zwischen Faser und Linsenmitte
s'	: Abstand zwischen Linsenmitte und Strahltaille ω'_0
f	: Linsenbrennweite
R_L	: Radius der Linse
R_M	: Radius des Wobblemotors
L_{Sp}	: Länge des Spiegels
A_{LSp}	: Abstand zwischen Linsenstirnfläche und nächstgelegenen Spiegel
A_{RSp}	: Abstand zwischen Rotorwand und Schwenkradius des benachbarten Spiegel
N	: Kanalzahl

Die Linsenbrennweite berechnet sich aus dem Linsenradius R_L und der wellenlängenabhängigen Brechzahl n nach Gl. (3.12). Die Länge des Spiegels L_{Sp} wird vom Schnittpunkt bzw. der Schnittlinie der beiden Spiegelflächen bis zu Außenkante einer Spiegelebene gemessen. Der Radius R_M des Motors entspricht dem äußeren Radius des Rotors unter Berücksichtigung des Lagerspiels d_h . Mit den in Kap. 3.1.2 und 3.3.2 verwendeten inneren Rotorradien $R_{R,a} \equiv R_{R,o}$ lautet der Zusammenhang $R_M = R_{R,o} + d_R + d_h$. Aufgrund der Anforderung

nach Erweiterbarkeit des Konzeptes auf größere Kanalzahlen wird weiterhin der Parameter N , die Kanalzahl einer quadratischen Schaltmatrix, eingeführt.

Die optische Abbildung in der mikrooptischen Bank ist vollständig durch die Eigenschaften der Gaußstrahlen, d.h. der Wellenlänge und der Strahltaillen bzw. der Rayleighlänge, sowie der Abbildungseigenschaften der Linsen festgelegt. Letztere werden nach Kap. 3.2.1 durch die Abbildungsgleichung und die Vergrößerung bestimmt:

$$s' = f + f^2 \frac{s - f}{(s - f)^2 + z_R^2}, \quad \frac{z'_R}{z_R} = \frac{f^2}{(f - s)^2 + z_R^2} \quad (3.23)$$

mit $z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}, \quad z'_R = \frac{\pi \omega_0'^2}{\lambda}.$

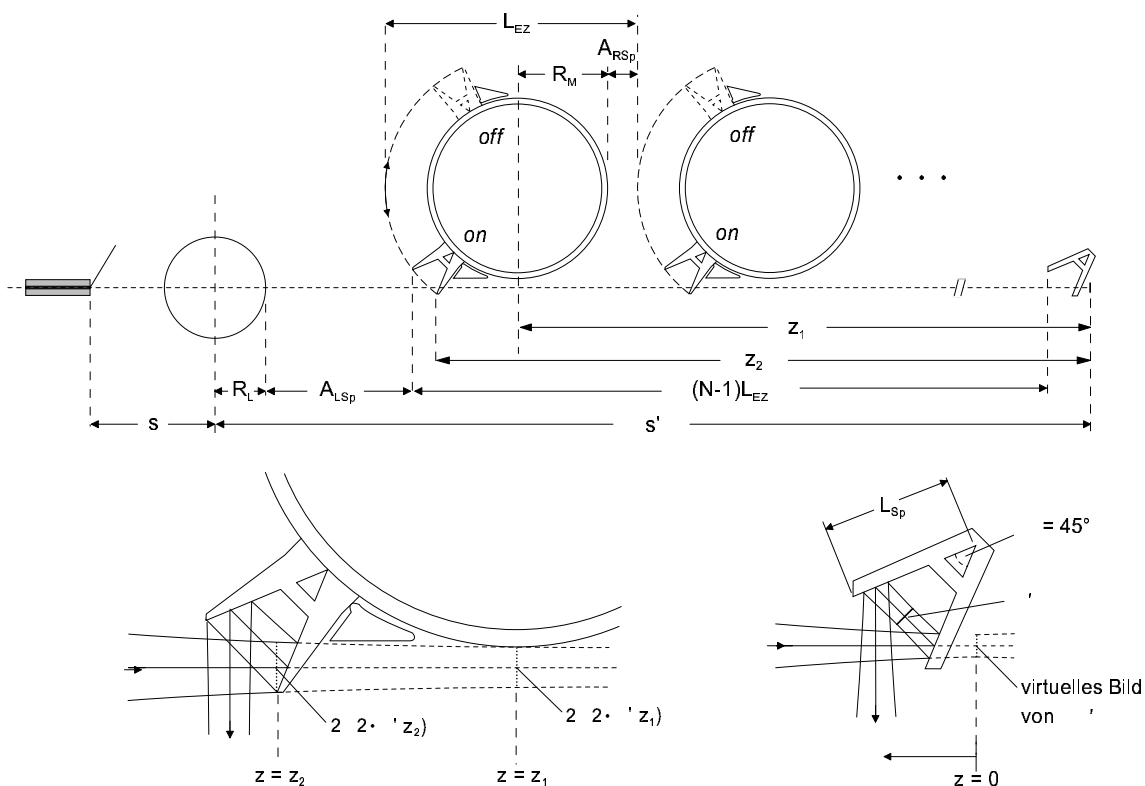


Abbildung 3.38: Modell zur Berechnung der systembestimmenden Größen der Schaltmatrix: Anordnung von Fasern, Linsen sowie Spiegelrotoren bzw. festem Spiegel auf der optischen Achse

In Abb. 3.38 ist das für die weitere Berechnung zugrundeliegende Modell mit den Systemgrößen skizziert. Die Spiegel werden durch den Motor zwischen zwei Anschlägen hin und herbewegt. Befindet sich der Spiegel in der oberen Position (*OFF*-Stellung), so kann der Strahl die Zelle ungehindert passieren. In der unteren Anschlagposition (*ON*-Stellung) wird der Strahl reflektiert.

Für eine optimale Koppelleffizienz müssen die Strahltaillen mittig zwischen den Linsen liegen, d.h. auf der Matrixdiagonalen (vgl. Kap. 3.2.1, S. 24). Die Darstellung entspricht dem ersten Kanal in Abb. 2.1 (Kap. 2.1), d.h. die Strahltaille liegt hier am Ort des äußerst rechten Spiegels. Da der Strahl hier nur abgelenkt wird, diese Zelle aber nicht passieren muß, genügt an dieser Stelle ein fester Spiegel. Aufgrund der Symmetrie in der Anordnung der Linsen und

Spiegel ist es ausreichend, den ersten Kanal bis zum Ort der Strahltaile zu betrachten. Die Positionen der Linsen und Motoren in weiteren Kanälen ergeben sich durch entsprechende Vervielfältigung der Elementarzelle. Die Kantenlänge der Elementarzelle in Abb.3.38 beträgt:

$$L_{EZ} = \sqrt{R_M^2 + L_{Sp}^2 + 2 R_M L_{Sp} \cos\left(\frac{\phi}{2}\right)} + R_M + A_{RSp}. \quad (3.24)$$

Für die Bildweite ergibt sich damit folgender Zusammenhang zwischen mit den geometrischen Größen der Matrix:

$$s' = (N - 1) L_{EZ} + L_{Sp} \left[\sin\left(\frac{\phi}{2}\right) + \sqrt{1 - \cos(\phi)} \right] + R_L + A_{LSp}. \quad (3.25)$$

Für die Länge der Spiegel ist der erste Spiegel unmittelbar vor der Linse entscheidend. Hier hat der Strahl seine größte Weite bei einer Reflexion. Die Kante der unteren Spiegelebene, welche den Strahl beschneidet, befindet sich im Abstand z_2 von der Strahltaile entfernt (s. Abb. 3.38 unten links). Die Spiegelflanken müssen so dimensioniert werden, daß der Strahl an dieser Stelle bis zu einer Weite von $1/e^4$ in der Intensität, d. h. bei $r = \sqrt{2}\omega'(z_2)$ reflektiert wird (vgl. S. 26). Befindet sich der Spiegel in OFF-Stellung, so wird der Strahl bei z_1 durch den Rotor abgeschattet. Um die Spiegellänge zu minimieren, soll der Strahl hier ebenfalls nur bei einer Weite von $1/e^4$, d. h. in diesem Fall also $r = \sqrt{2}\omega'(z_1)$ beschnitten werden. Für die Spiegellänge gilt demnach:

$$L_{Sp} = \frac{1}{\cos\left(\frac{\phi}{2}\right)} \left[\sqrt{2}\omega'_0 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{z_1}{z'_R}\right)^2} + \sqrt{1 + \left(\frac{z_2}{z'_R}\right)^2} \right) + \left(1 - \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\right) R_M \right]$$

mit $\begin{cases} z_1 = (N - 1) L_{EZ} + L_{Sp} \left[\sin\left(\frac{\phi}{2}\right) + \sqrt{1 - \cos(\phi)} \right] - \left[\frac{1}{\sqrt{2}} R_M + L_{Sp} \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \right] \\ z_2 = (N - 1) L_{EZ} + L_{Sp} \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \end{cases} \quad (3.26)$

Neben den bisher betrachteten Abmessungen und Positionen der optischen und elektromechanischen Elemente in der optischen Ebene, ergeben sich durch die erforderliche bzw. realisierbare Höhe der Strukturen weitere Randbedingungen. So ist die Maßhaltigkeit von LIGA-Strukturen von der zu strukturierenden Höhe abhängig. In [40] wurden an PMMA-Strukturen Maßverluste von $1,5 \mu\text{m}$ pro Kante bei einer Gesamthöhe von $900 \mu\text{m}$ gemessen. Nach [75] sind für PMMA-Strukturen mit einer Höhe von $650 \mu\text{m}$ Maßabweichungen von $0,2$ bis $2 \mu\text{m}$ zu erwarten. Die hieraus galvanisierten Metallstrukturen haben somit entsprechende Maßveränderungen. Um die laterale Präzision der metallischen Haltestrukturen für die optische Bank zu gewährleisten, sollten die Haltestrukturen daher möglichst niedrig sein. Die Strukturhöhe innerhalb der optischen Bank wird durch den Radius der Kugellinsen bzw. durch die Höhe der optischen Achse und durch die Strahlweite am Ort z_2 des linsennächsten Spiegel bestimmt. Der Einsatz kleinerer Linsen bedingt aufgrund der größeren Krümmung eine höhere Brechkraft, d.h. eine geringere Brennweite und damit ein geringere Bildweite. Hierdurch können

zwar die Systemdimensionen verringert werden, doch die verkleinerten Einheitszellen erfordern ebenso eine Verringerung der Motorgröße. Damit nimmt aber auch das Drehmoment der Wobblemotoren ab, wodurch u.U. die Funktion der Stellemente nicht mehr gesichert ist (vgl. Kap. 3.1.2). Die höhere Brechkraft kann durch eine geringere Brechzahl n kompensiert werden und somit trotz kleiner Linsenradien die Bildweite erhalten bleiben.

Aus dem gleichen Grunde wird für die Bildweite der maximale Wert nach Gl. (3.11) angenommen:

$$s' := s'_{max} = f(n) + \frac{[f(n)]^2}{2 z_R} \quad (3.27)$$

mit der brechzahlabhängigen Brennweite nach Gl. (3.12).

Die Gleichungen (3.23) sowie die Bedingungen (3.25), (3.26) und (3.27) ergeben ein System von 5 nichtlinearen, impliziten Gleichungen in den 11 Systemgrößen, welche über die Länge L_{EZ} der Elementarzelle nach Gl. (3.24) verknüpft sind. Unter Vorgabe von 6 der 11 Größen, zum Beispiel $\lambda, \omega_0, R_M, n, A_{LSp}$ und A_{RSp} kann das Gleichungssystem numerisch für die verbleibenden fünf Größen s, s', R_L, L_{Sp} und ω'_0 gelöst werden.

Weiterhin ergibt sich aus der Lösung des Gleichungssystem die für die Realisierung der Strukturen erforderliche PMMA-Höhe. Dabei ist zu beachten, daß zu galvanisierende Strukturen nur bis etwa 2/3 der Resist-Höhe aufgefüllt werden sollen (vgl. Kap. 2.2). Mit der Strahlweite am Ort z_2 des Spiegels vor der Linse beträgt die benötigte Resisthöhe:

$$H_{PMMA} = \frac{3}{2} \left[R_L + \sqrt{2} \sqrt{1 + \left(\frac{z_2}{z'_R} \right)^2} \omega'_0 \right]. \quad (3.28)$$

Mit $N = 2$ für eine 2x2 Schaltmatrix ergeben sich aus dem Gleichungssystem die in Abb. 3.39a dargestellten Werte für die notwendige Höhe der zu strukturierenden PMMA-Strukturen in Abhängigkeit des Motorradius für verschiedene Brechzahlen. Um genügend Platz für die Halterungen der Linse zu behalten, wurde für A_{LSp} 200 μm und weiterhin für A_{RSp} 50 μm angenommen.

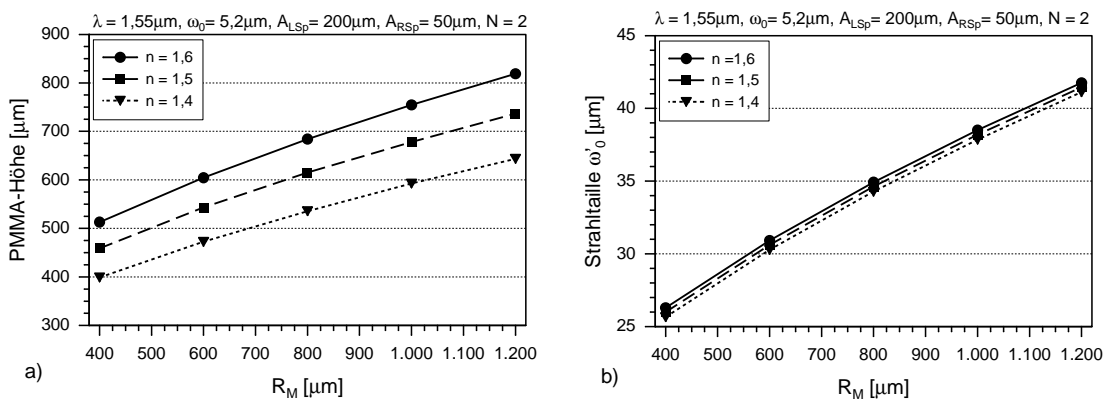


Abbildung 3.39: a) Notwendige Höhe des zu strukturierenden Resists für die Herstellung der Schaltmatrix und b) Taille des Strahls innerhalb der Matrix für verschieden Brechungsindizes der Kugellinsen in Abhängigkeit von dem Radius des Wobblemotors

Die röntgentiefenlithographische Strukturierung gewährleistet derzeit eine reproduzierbare Präzision der Strukturen bis zu einer Höhe von 500 μm (vgl. Kap. 2.2). Will man Linsen aus

handelsüblichen BK7-Glas mit Brechungsindex $n = 1.5$ (für $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) für die optische Bank einsetzen, so müssen nach Abb. 3.39a Motoren mit einem Radius unterhalb $500 \mu\text{m}$ eingesetzt werden. Das Drehmoment für Motoren mit diesen Dimensionen ist nach Kap. 3.1.2 jedoch zu gering, um die sichere Funktion der Stellelemente zu gewährleisten. Der Rotorradius muß hiernach größer als $800 \mu\text{m}$ sein, d. h. bei einer Rotorwandstärke von etwa $50 \mu\text{m}$ sollte der Motorradius mindestens $850 \mu\text{m}$ betragen. Um also Motoren mit größeren Radien ohne eine Vergrößerung der Strukturhöhe einsetzen zu können, benötigt man nach Abb. 3.39a Linsen mit geringerem Brechungsindex. Unterhalb einem Brechungsindex von 1,5 ist die Verfügbarkeit von Linsenmaterial jedoch sehr begrenzt. Hierfür bietet sich reines Quarzglas mit $n = 1,444$ bei $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ an. Um die Forderung nach dem Mindestmaß des Motordurchmessers einhalten zu können, wird daher nach Abb. 3.39 eine Erhöhung der PMMA-Struktur in Kauf genommen.

In Abb. 3.39b sind die Strahltaillen innerhalb der Matrix in Abhängigkeit vom Motorradius dargestellt. Für Motorradien größer $850 \mu\text{m}$ liegen die Strahltaillen oberhalb $35 \mu\text{m}$. In Kap. 3.3.2 wurde aufgrund erheblicher optischer Verluste durch eine mögliche Verkippung des Spiegelrotors die Forderung nach möglichst kleinen Strahltaillen aufgestellt. Nach Abb. 3.29 in Kap. 3.3.2 sind Strahltaillen im Bereich von $35 \mu\text{m}$ noch akzeptabel. Für die Herstellung der Schaltmatrix wird somit der Motorradius auf $855 \mu\text{m}$ festgelegt (dies entspricht einem Rotoraußenradius von $850 \mu\text{m}$ bei einem Lagerspiel von $5 \mu\text{m}$). Nach Gl. (3.23) bis (3.29) ergeben sich hiermit die in Tab. 3.5 aufgelisteten Werte für die Systemgrößen.

Größe		Wert
Kanalzahl	N	2
Wellenlänge	λ	$1,55 \mu\text{m}$
Strahltaille der Fasermode	ω_0	$5,2 \mu\text{m}$
Strahltaille im System	ω'_0	$35,5 \mu\text{m}$
Abstand Faser zu Linsen-HE	s	$583 \mu\text{m}$
max. Abstand Spiegel-Taille	z_2	$2303 \mu\text{m}$
optische Weglänge	$2 s'$	$6153 \mu\text{m}$
Brechungsindex	n	1,444
Linsenradius	R_L	$325 \mu\text{m}$
Motorradius	R_M	$855 \mu\text{m}$
Spiegellänge	L_{Sp}	$408 \mu\text{m}$
Abstand Linse zu 1.Spiegel	A_{LSp}	$228 \mu\text{m}$
Abstand Motor zu nächstem Spiegel	A_{RSp}	$50 \mu\text{m}$
Kantenlänge der Elementarzelle	L_{EZ}	$2147 \mu\text{m}$
min. Resisthöhe	H_{PMMMA}	$589 \mu\text{m}$
min. Strukturhöhe	H_{St}	$393 \mu\text{m}$
min. Systemkantenlänge	L_{Sys}	$8995 \mu\text{m}$

Tabelle 3.5: Systemgrößen der optischen 2x2 Schaltmatrix

Aufgrund der jeweils um die Länge einer Elementarzelle versetzten optischen Ein- und Ausgänge, bleibt bei Annahme einer quadratischen Grundfläche $1/4$ der Substratfläche der Schaltmatrix ungenutzt (vgl. Kap. 2.1, Abb. 2.1). Daher wird die Systemgrundfläche durch Integration einer zweiten Matrix doppelt belegt. In Abb. 3.40 ist dies für die 2x2 Matrix dargestellt. Die Linsen werden in dieser Anordnung von beiden Matrizen zur Strahlführung genutzt.

Die minimale Kantenlänge dieses Systems kann nach

$$L_{Sys} = 2(N-1)L_{EZ} + 2 \left[\frac{1}{\sqrt{2}} R_M + L_{Sp} \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \right] + 2 \left[R_M \sin(\rho - \phi) + L_{Sp} \sin\left(\rho - \frac{\phi}{2}\right) \right] + A_{LSp} + R_L - \sqrt{2} \omega'(z_2) \quad (3.29)$$

berechnet werden. Hierbei ist ρ der Winkel zwischen den zwei Anschlagpositionen. Da der Spiegel in der OFF-Stellung die Strahlen, welche die entsprechende Zelle passieren, nicht behindern darf, wird hierfür ein Winkel von $\rho = 103^\circ$ gewählt. In Abb. 3.41 ist die minimale Systemkantenlänge in Abhängigkeit von der Motorgröße, d.h. dem Motorradius dargestellt. Der Bereich auf einem Wafersubstrat, welcher zur Herstellung von LIGA-Strukturen zur Ver-

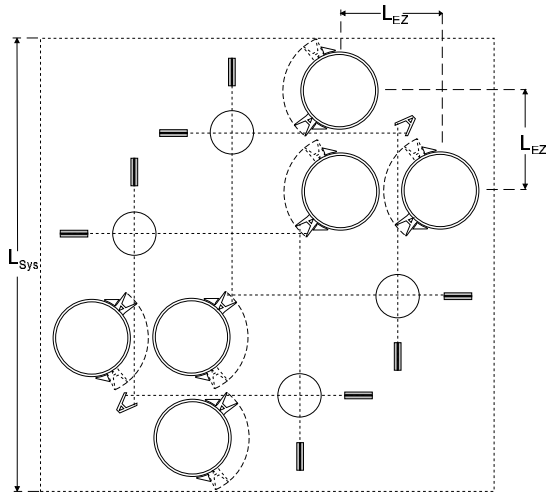


Abbildung 3.40: Schalteinheit mit zwei Matrizen auf einer quadratischen Grundfläche unter gemeinsamer Ausnützung der Kugellinsen

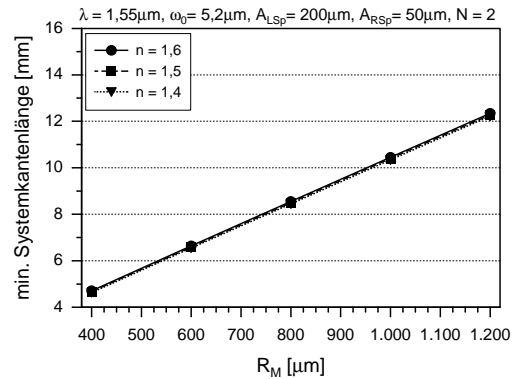


Abbildung 3.41: Minimale Kantenlänge eines Systems mit zwei Schaltmatrizen in Abhängigkeit vom Motorradius für verschiedenen Brechungsindizes der Kugellinsen

fügung steht, wird durch die Fläche, die in der Röntgentiefenlithographie bestrahlt werden kann, bestimmt. Nach derzeitigem Stand der Technik ist dies eine $60 \times 20 \text{ mm}^2$ Fläche²¹. Unter Verwendung von Motoren mit einem Radius von $855 \mu\text{m}$ für die Schaltmatrix, liegt die Systemkantenlänge deutlich unterhalb 10 mm, wodurch 12 Doppelmatrizen entsprechend Abb. 3.40 gleichzeitig hergestellt werden können.

Mit dem Motorradius können auch die Kenngrößen des Motors, d.h. die Radien der Statoren, des Lagerrings und der Rotorwände bestimmt werden. Der minimale Abstand zwischen Rotor und Statoren, d.h. der minimale Kondensatorspalt, wird auf $d_{c,min} = 4 \mu\text{m}$ festgelegt. Für das Lagerspiel wird $d_h = 5 \mu\text{m}$ gewählt. In Tab. 3.6 sind die in Abb. 3.42 erläuterten Motorgrößen aufgeführt. Da auf dem Substratboden die Leiterbahnen zur elektrischen Kontaktierung verlaufen (s. Abb. 3.45, S. 53), müssen die Rotoren im Betrieb auf dem Lagerring aufliegen. Die maximale Rotorhöhe wird somit durch die Höhe der statischen Strukturen bestimmt. Um ungleichmäßiges Wachstum der Nickelgalvanik zu berücksichtigen, wird ein Abstand der Rotorunterseite zum Substrat von $50 \mu\text{m}$ festgelegt. Bei einer Höhe von $400 \mu\text{m}$ für den Lagerring beträgt die maximale Rotorhöhe somit $350 \mu\text{m}$. Die Struktur des Deckels, welcher die beiden Rotorwände verbindet, wird in Kap. 4.2 erläutert. Die Dicke dieses Deckels beträgt $25 \mu\text{m}$.

²¹Dies gilt für die Forschungseinrichtung, an dem diese Arbeit durchgeführt wurde.

min. Kondensatorspalt	$d_{c,min}$	4
Lagerspiel	d_h	5
Untersetzung	V_u	160

Rotor					Lager			Stator	
$R_{Ro,4}$	$R_{Ro,3}$	$R_{Ro,2}$	$R_{Ro,1}$	H_{Ro}	$R_{L,2}$	$R_{L,1}$	H_L	$R_{St,2}$	$R_{St,1}$
850	800	684	634	350	795	695	400	625	525

Tabelle 3.6: Kenngrößen des elektrostatischen Motors für die 2x2 Schaltmatrix nach Tab. 3.5 (in μm ; für die Berechnung wurde die Rotorwanddicke auf $d_R = 50 \mu\text{m}$, der Abstand der Rotorwände auf $a_{RR} = 116 \mu\text{m}$ und die Dicke der Statoren und des Lagerrings auf $d_L = d_{St} = 100 \mu\text{m}$ festgelegt; die Deckeldicke beträgt $d_D = 25 \mu\text{m}$)

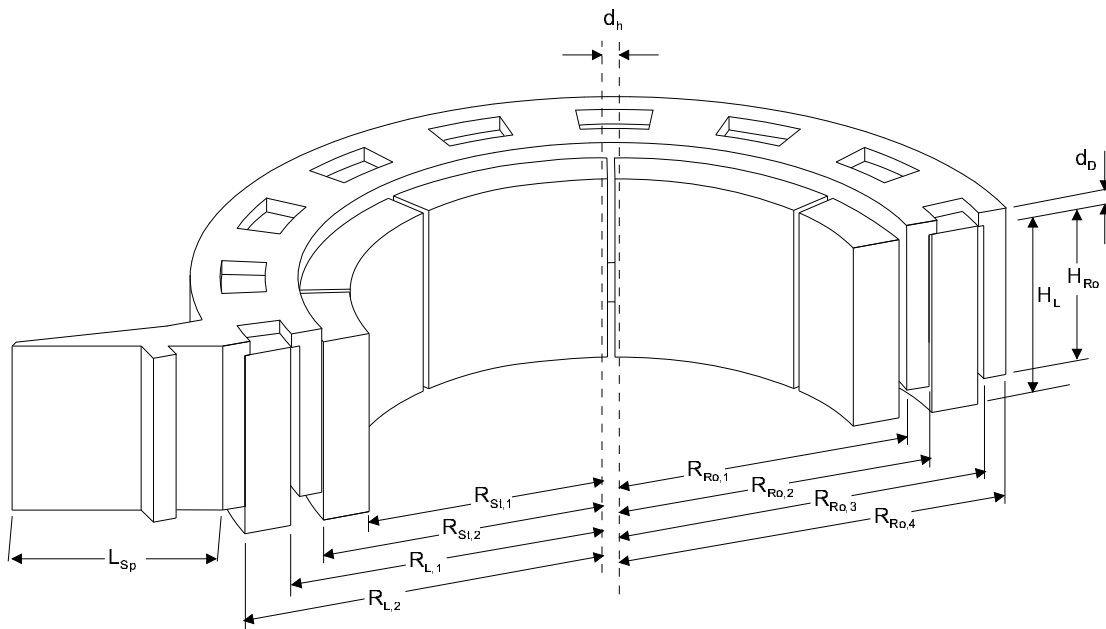


Abbildung 3.42: Schnitt durch den Motor mit eingesetztem Spiegelrotor: Erläuterung der Motorkenngrößen

Eine Überprüfung der berechneten Werte für die Abmessungen der Bauteile und die sich daraus ergebende Anordnung der optischen und elektromechanischen Elemente der Schaltmatrix gestaltet sich aufgrund der Komplexität des Systems schwierig. Für diesen Zweck wurde ein Programm entwickelt, mit dem das System einschließlich der Rotorbewegung und der Ausbreitung der Gaußstrahlen begleitend zu den Berechnungen visualisiert werden kann. Hierdurch ist es möglich, Berechnungsfehler vor Beginn der Herstellung zu erkennen. Abb.3.43 zeigt die Bildschirmdarstellung der doppelten Matrix mit einem vergrößertem Ausschnitt zur Überprüfung des Strahlverlaufs am linsennächsten Spiegel entsprechend den berechneten Werten nach Tab. 3.5 und 3.6. In beiden Darstellungen ist der Verlauf der gaußschen Strahlen für alle schaltbaren Lichtwege dargestellt. Insbesondere im vergrößerten Ausschnitt erkennt man die korrekte Position des Spiegels in der reflektierenden *ON*-Position²². Am unteren Rand des Ausschnitts ist ein Spiegel in Stellung *OFF* zu sehen. Die Strahlen können an dieser Stelle ungehindert die Zelle passieren.

²²Die Ebenen des Doppelspiegels sind hier bereits um $7 \mu\text{m}$ verlängert worden, um eine Reflektion der vollen $1/e^4$ Strahlweite trotz des Lagerspiels sicherzustellen.

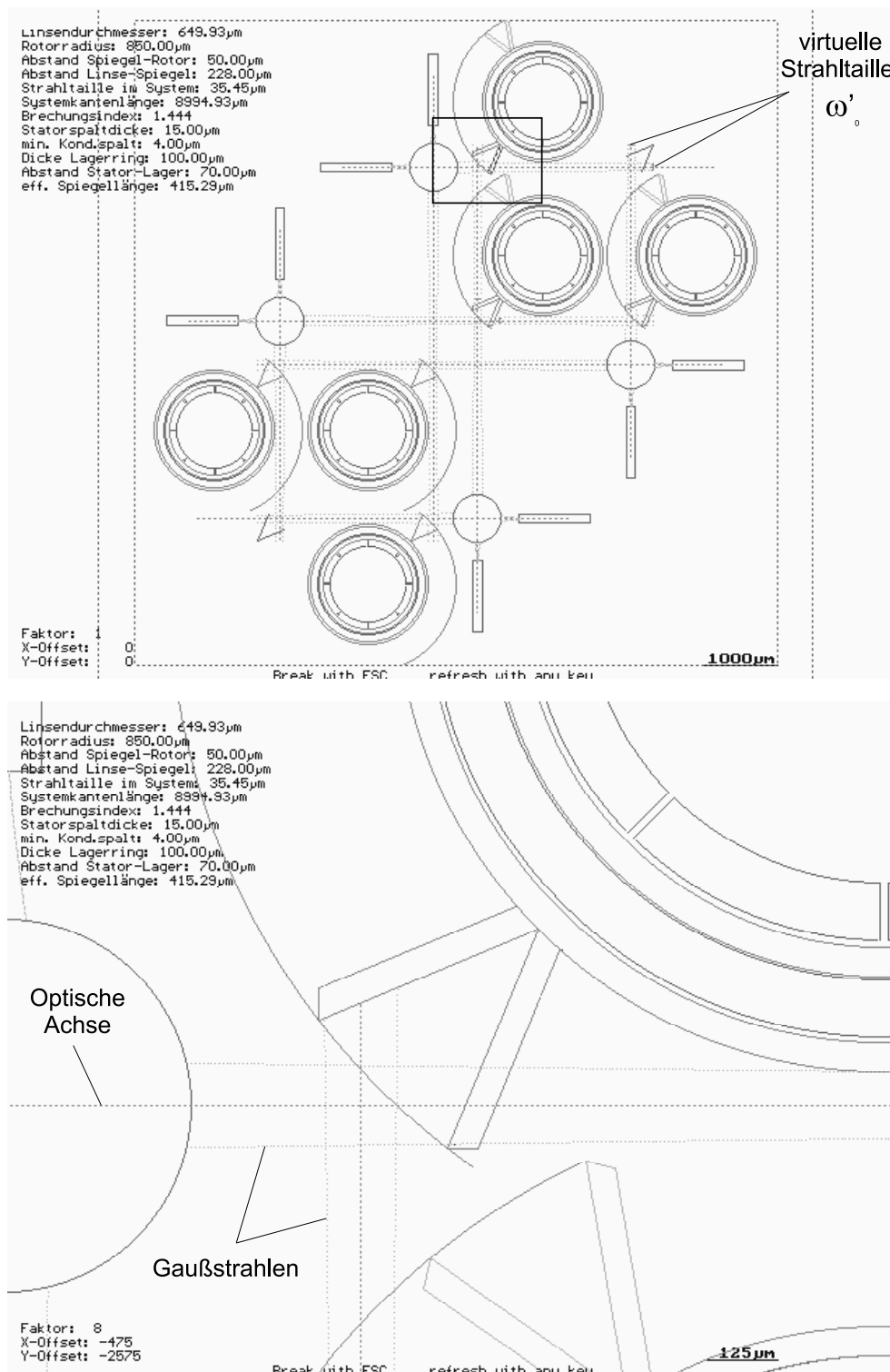


Abbildung 3.43: Visualisierung der doppelten Matrix basierend auf den berechneten Systemgrößen aus Tab.3.5 und 3.6: Bildschirmdarstellung der gesamten Matrix (oben) und eines vergrößerten Ausschnitts zur Überprüfung des Strahlverlaufs am linsennächsten Spiegel (unten)

Abb.3.44 zeigt das mit den berechneten Daten entworfene Layout der Schaltmatrix. Dargestellt sind sämtliche statischen Strukturen der Matrix, welche mittels Nickelgalvanik herge-

stellt werden. Die Halterungen und Anschläge für Fasern und Linsen, sowie die Anschläge für die beweglichen Spiegel werden entsprechend den Ergebnissen aus Kap. 3.2.3, 3.3.3 und diesem Kapitel berücksichtigt. Die Spalte zwischen den Statorelektroden sind $30\ \mu\text{m}$ weit und die Dicke des feststehenden Doppelspiegels beträgt $50\ \mu\text{m}$. In der unteren Matrix ist der Einsatz von drei Spiegelrotoren in einer Anschlagposition skizziert.

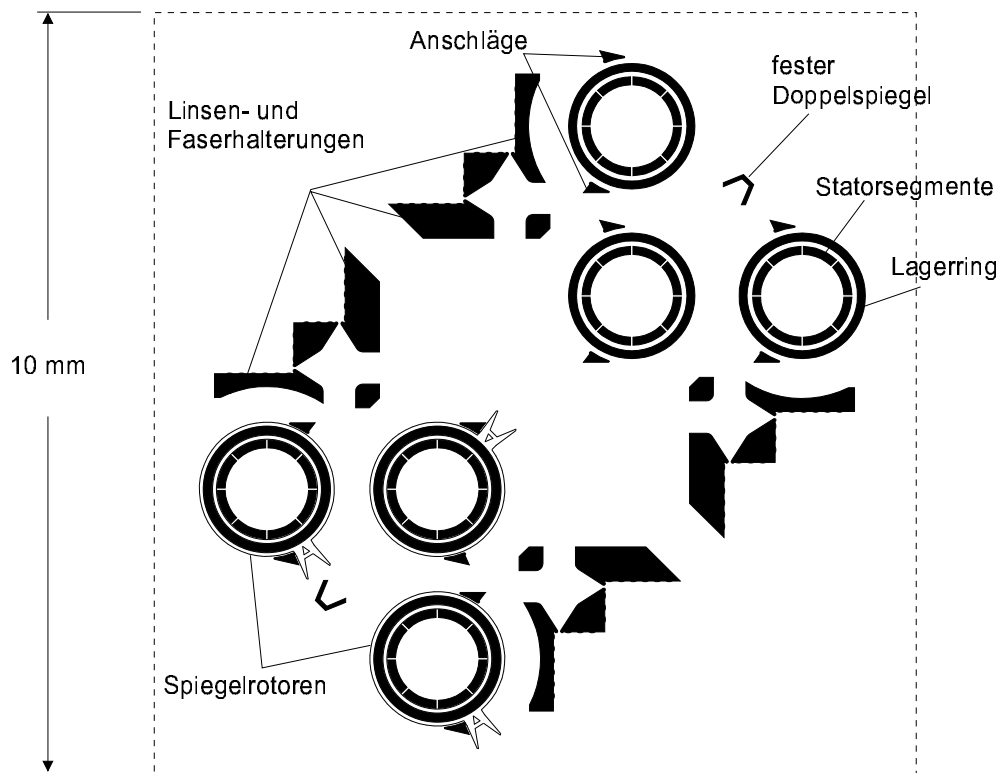


Abbildung 3.44: CAD-Layout der doppelten 2x2-Schaltmatrix mit 2x3 Motoren mit Anschlägen für die beweglichen Spiegel, 2 festen Spiegeln sowie optischen Bänken mit Halterungen bzw. Anschlägen für Fasern und Linsen (in der unteren Matrix ist der Einsatz von 3 Spiegelrotoren skizziert)

Für die elektrische Kontaktierung der Schaltmatrix werden pro Motor 8 Kontakte für die Statoren und ein Massekontakt für den Rotor, bzw. den Lagerring benötigt (vgl. Kap. 3.1.2). Die Anschläge für die beweglichen Spiegel werden ebenfalls kontaktiert, um im Betrieb das Erreichen der Endposition des Spiegels elektronisch detektieren zu können. Damit werden 11 Kontakte pro Schalter und daher 66 Kontakte für die doppelte Schaltmatrix benötigt. Abb. 3.45 zeigt das zu Abb. 3.44 entworfene Layout der Leiterbahnen. In der gleichen Ebene liegen die Galvanikstart- bzw. -haftflächen für die zu galvanisierenden Strukturen. Für die Statoren und Lagerringe bilden die Haftflächen gleichzeitig die elektrische Kontaktierung. Die Leiterbahnen haben eine Breite von $40\ \mu\text{m}$ und der kleinste Abstand zwischen beträgt ebenfalls $40\ \mu\text{m}$. Die Kontaktflächen am Substratrand haben eine Kantenlänge von $200\ \mu\text{m}$. An den Galvanikstartflächen der Lagerringe (vgl. Abb. 3.44) sind die vorgesehenen Leiterbahnunterführungen zur Kontaktierung der innenliegenden Statoren als Unterbrechung der ringförmigen Au-Fläche zu erkennen. Mit der Anordnung der Kontaktflächen am Substratrand ist die Größe des Systems festgelegt²³. Die Kantenlänge der Doppelmatrix beträgt $9300\ \mu\text{m}$.

²³Die unsymmetrische Anordnung der Kontaktflächen ist durch den Platzbedarf der Justierkreuze für die Röntgentiefenlithographie bedingt (vgl. auch Anhang A.7).

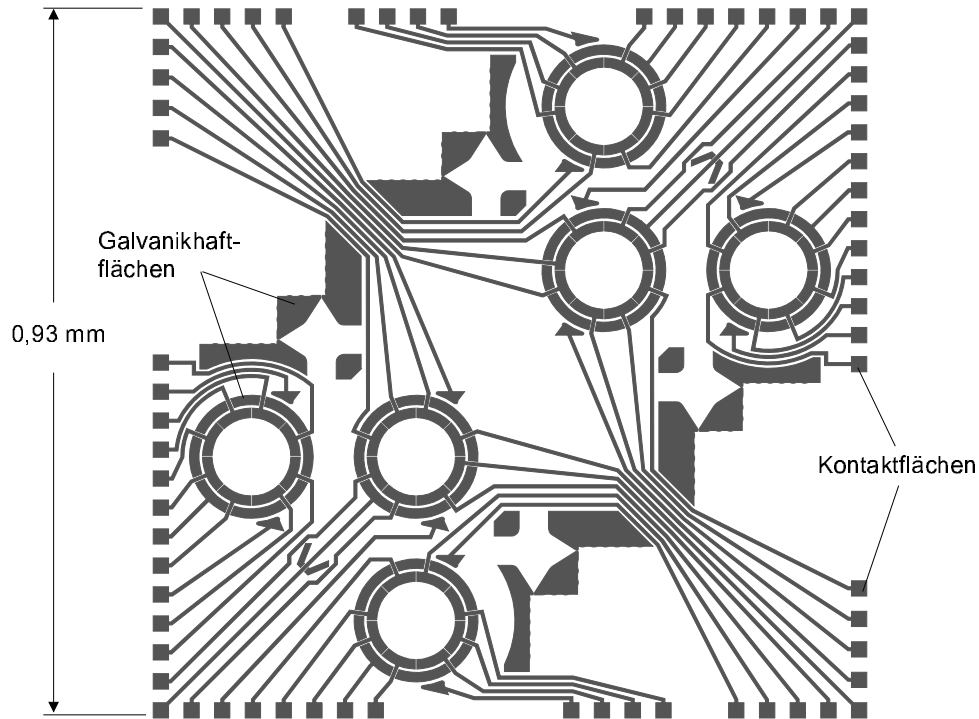


Abbildung 3.45: CAD-Layer der Leiterbahnebene mit Galvanikhaftflächen für die doppelte 2x2 Schaltmatrix entsprechend Abb. 3.44

Der Spiegel stellt für den Rotor eine Unwucht dar. Im Betrieb kann dies zu einer Taumelbewegung führen und sich auf die Schaltzeit auswirken, d. h. die Zeit, die der Motor benötigt, um den Spiegel von einem Anschlag zum nächsten zu bewegen. Neben den bereits in Kap. 3.3.2 betrachteten optischen Zusatzverlusten aufgrund einer Verkippung des Spiegels steigt damit auch das Risiko eines Verkeilens des Rotors. Wie bereits in Kap. 3.3.3 erwähnt (vgl. Abb. 3.37) wird daher ein Gegengewicht zum Ausgleich des Trägheitsmomentes des Spiegels als dreieckige Struktur auf der gegenüberliegenden Seite des Spiegels am Rotor berechnet.

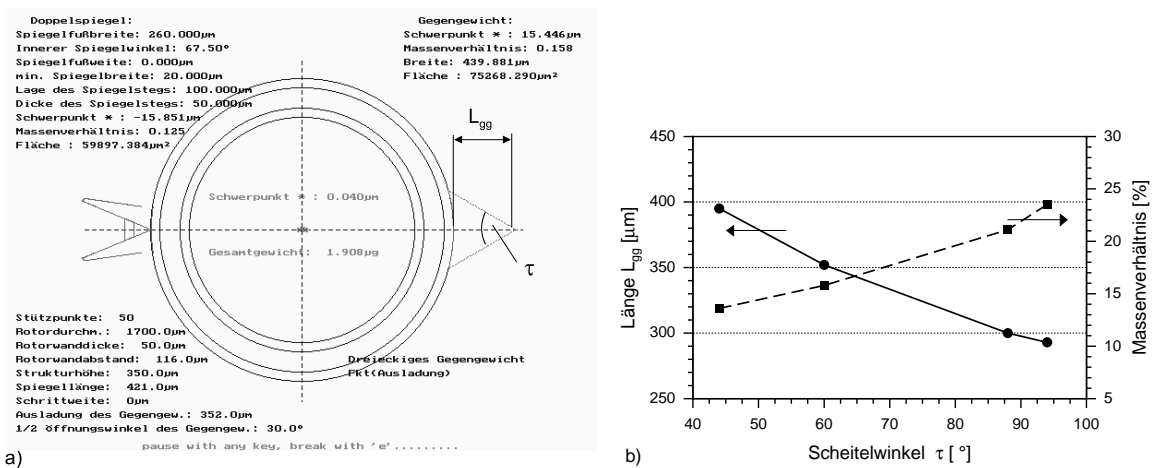


Abbildung 3.46: Berechnung eines Gegengewichtes zur Auswuchtung des Spiegelrotors: a) Bildschirmausdruck des Rechenprogramms, b) Länge des Gegengewichtes und Verhältnis der Masse des Gegengewichtes zu Masse des Spiegelrotors für eine Rotorhöhe von 350 µm in Abhängigkeit vom Scheitelwinkel

Abb. 3.46a zeigt einen Bildschirmausdruck des für die Berechnung entwickelten Programms. Die hiermit bestimmten Werte der Länge, d.h. der radialen Ausdehnung und des Verhältnisses der Masse des Gewichtes zum einfachen Spiegelrotor in Abhängigkeit vom Scheitelwinkel des Gewichtes sind in Abb. 3.46b aufgetragen. Mit zunehmendem Öffnungswinkel kann zwar die Länge des Gegengewichtes reduziert werden, jedoch erhöht sich dadurch die Gesamtmasse des Spiegelrotors. Dies erhöht die Gleitreibung zwischen der Lageroberseite und dem Rotordeckel (vgl. Abb. 3.42), wodurch sich die Schaltzeiten verringern. Bei einer zu großen Ausdehnung des Gegengewichtes ragt dieses in den Strahlengang der benachbarten Zelle hinein. Für die Schaltmatrix wurde daher ein Öffnungswinkel von 60° und damit eine Länge von $352 \mu\text{m}$ gewählt.

3.5 Berechnung der optischen Eigenschaften des Systems

Im folgenden werden anhand der Überlegungen aus den Kapiteln 3.2.2, 3.3.1 und 3.3.2 die für die im letzten Kapitel vorgestellte Schaltmatrix zu erwartenden optischen Verluste abgeschätzt.

Wie in Kap. 3.2.2 erläutert, verursachen die Glas-Luft-Grenzflächen an Fasern und Linsen Reflexionsverluste. Für die Glasfasern wurden sie bereits in Tab. A.22 mit 0,3 dB angegeben. Bei den Linsen mit einem Brechungsindex von 1,444 betragen die Zusatzverluste nach Gl. (3.21) 0,6 dB. Je nach Reflexionsgrad der Spiegelflächen verringert sich die übertragene Leistung weiterhin. Für den Doppelspiegel aus Nickel betragen die Verluste etwa 2,4 dB und können durch eine Beschichtung mit Gold auf 0,3 dB gesenkt werden.

Die Oberflächenrauigkeit der Spiegel führt zu einer teilweisen diffusen Reflexion und damit zu weiteren Verlusten. Typische Rauigkeiten von metallischen LIGA-Seitenwänden liegen bei $R_q = 10 - 20 \text{ nm}$. Nach Gl. 3.22 ergeben sich bei einem Einfallswinkel von 22.5° am Doppelspiegel dadurch maximale Verluste von 0,2 dB.

Da an den Spiegeln die Lichtstrahlen nur entsprechend der Größe der reflektierenden Fläche abgelenkt werden, wirken die Spiegel wie eine rechteckige Blende. Da die Spiegel so dimensioniert sind, daß der Strahl bis zu einer Intensität von $1/e^4$ des Intensitätsmaximums reflektiert wird, sind die Zusatzverluste hier vernachlässigbar.

Neben diesen optischen Verlusten aufgrund einer Intensitätsverringering, führen Abweichungen vom idealen Strahlengang zu Koppelverlusten aufgrund von Fehlanpassungen der Moden von Eingangs- und Ausgangsfaser. Eine Dejustierung der Strahlen durch Unebenheiten des Untergundes kann durch den Einsatz von geläppten Keramiksubstraten auf vernachlässigbare Werte verringert werden.

Weitere Abweichungen vom optimalen Strahlverlauf entstehen durch Positionfehler der Fasern und Linsen in der mikrooptischen Bank. Diese werden durch Maßfehler, aber auch durch Partikel verursacht. Die Halterungen und Anschläge für die passive Justage der optischen Elemente werden als metallische LIGA-Strukturen hergestellt. Die Kantenpräzision für die hierfür erforderliche Resisthöhe von $600 \mu\text{m}$ liegt bei etwa $0,5 - 1,5 \mu\text{m}$. Bei den herstellungsbedingten Maßveränderungen handelt es sich um eine Kantenschräge [40] [75], d.h. die Resistseitenwände weichen im oberen Bereich herstellungsbedingt zurück, während sie am Fußpunkt annähernd Sollmaß haben (vgl. Abb. 3.47). Bei den niedrigeren Metallstrukturen sind die Maßveränderungen daher etwas geringer. Für die seitlichen Anschläge der Fasern und Linsen an den festen Strukturen der optischen Bank kommen diese Maßverluste voll zum tragen, da diese auf Höhe der optischen Achse auftreten (vgl. Abb. 3.19, Kap. 3.2.3). Unter Berücksichtigung von Partikeln, welche zwischen dem jeweiligen optischen Element und

dem Anschlag liegen können, werden als gesamte Abweichung $1 - 2 \mu\text{m}$ angenommen.

Nach Kap. 3.2.2 ist bei einem seitlichen Versatz der Fasern sowohl am Ein- als auch am Ausgang daher mit einer gesamten Zusatzdämpfung bis zu 1,2 dB zu rechnen.

Im Falle der Linsen betragen die Zusatzverluste aufgrund Maßveränderungen der Halterungen bis zu 2,1 dB. Die Linsen werden kommerziell hergestellt [76] und haben eine Fertigungstoleranz von $\pm 1 \mu\text{m}$. Eine gegenüber dem berechneten Layout der Matrix veränderter Linsendurchmesser bewirkt eine axiale Verschiebung und eine Größenänderung der Strahltaile. Der axiale Versatz kann nach Kap. 3.2.1 vernachlässigt werden. Die Änderung der Strahltaile liegt nach Gl. (3.23) unterhalb $1 \mu\text{m}$ und die Zusatzdämpfung ist nach Gl. (3.14) vernachlässigbar. Durch den veränderten Linsendurchmesser verschiebt sich jedoch die Linsenmitte in der optischen Ebene und auch senkrecht dazu bezüglich der idealen optischen Achse. Dies liefert daher zusätzlich zu den durch die Maßveränderungen der Anschlüsse bedingten Dämpfung weitere Zusatzverluste von bis zu 1,2 dB.

Die Höhe der Faser wird durch die Faserhalteelemente bestimmt. Diese werden aufrechtstehend strukturiert und danach seitlich umgelegt [40]. Daher bestimmen die bei der Fertigung lateralen Abmessungen der Halteelemente die vertikale Lage der Fasern. In Abb. 3.47 ist dies graphisch dargestellt.

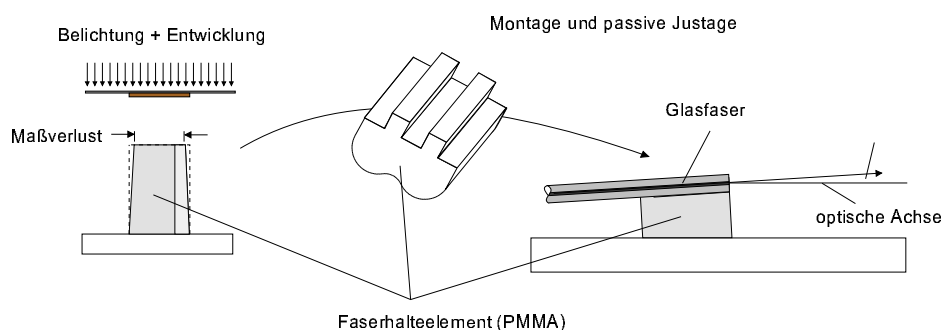


Abbildung 3.47: Winkelfehler der Glasfaser in der optischen Bank durch Kantenschräge der Halteelemente

Aufgrund der Kantenschräge der Haltelemente hat die Faser einen Winkelfehler von bis zu $2,5 \text{ mrad}$ gegen die optische Achse. Wird das Faserhalteelement wie in Abb. 3.47 mit der Unterseite in Abstrahlrichtung eingesetzt, so sind die Verluste nach Kap. 3.2.1, Abb. 3.14 aufgrund der kleinen Strahltaile der Fasermode für solche Verkippungen vernachlässigbar. Bei einem umgekehrten Einbau liegt die Strahltaile zusätzlich zum Winkelfehler unterhalb ihrer Sollposition. Bei einer Höhe von $500 \mu\text{m}$ für das Halteelement beträgt der Versatz etwa $1,3 \mu\text{m}$, wodurch es nach Gl. 3.20 zu einem Zusatzverlust von 0,3 dB kommt.

Die herstellungsbedingten Kantenschrägen betreffen auch die Spiegel. Durch die beschriebenen Maßverluste besitzen beide Spiegelebenen eine Abweichung von der Lotrechten, wodurch der zweifach reflektierte Strahl einen nichtvernachlässigbaren Winkelfehler erhält (s. Abb. 3.48). Dieser kann mit dem im Anhang A.5.2 beschriebenen Formalismus ähnlich der dreidimensionalen Verkippung des Spiegelrotors berechnet werden. Abb. 3.49 zeigt die Verluste in Abhängigkeit von der Wandschräge. Für die möglichen Kantenschrägen der LIGA-Seitenwände muß mit Zusatzverlusten bis zu 3 dB für den Fall des Spiegels vor der Linse (dieser liegt im Abstand $z = z_2$ von der Strahltaile entfernt; vgl. Gl. 3.26, Kap. 3.4) gerechnet werden.

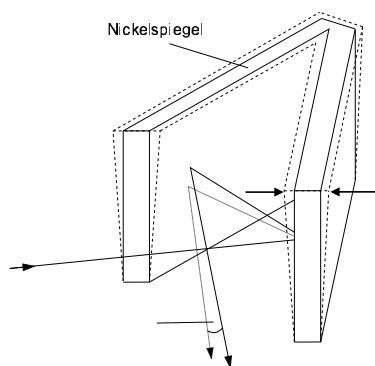


Abbildung 3.48: Abweichung der Ni-Spiegelebenen von der Lotrechten infolge von Kantenschrägen des Resists nach der Röntgentiefenlithographie

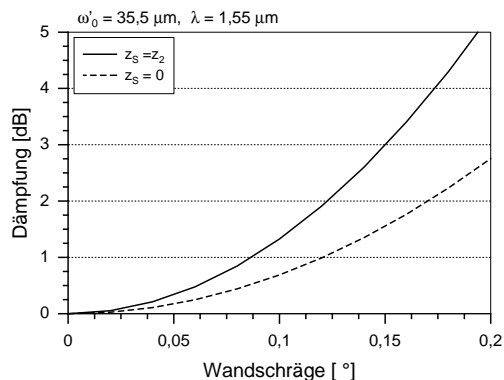


Abbildung 3.49: Koppelverluste infolge eines Winkelfehlers des Lichtstrahles nach Reflektion am Doppelspiegel mit schrägen Spiegelebenen

Die Verkippung des Spiegelrotors aus der optischen Ebene heraus verursacht die Dejustierung des Strahls und damit die größten Verluste. Diese können erheblich verringert werden, indem die Kippung nur um die Symmetrieachse des Doppelspiegels erfolgt. Eine Verkippung ist prinzipiell durch Partikel am Anschlag als auch innerhalb des Motors möglich. Partikel von $1\ \mu\text{m}$ am Anschlag führen bei einer Rotorhöhe von $350\ \mu\text{m}$ zu einem Kippwinkel von $0,3^\circ$. Da die Kippung durch die Positionierung des Anschlags am Spiegel wie gefordert um die Spiegelachse erfolgt, sind die Verluste nach Kap. 3.3.2 und Anhang A.5.2²⁴ vernachlässigbar. Die Verkippung des Rotors durch Partikel zwischen Rotorwand und Lagerring ist in Abb. 3.50 schematisch dargestellt.

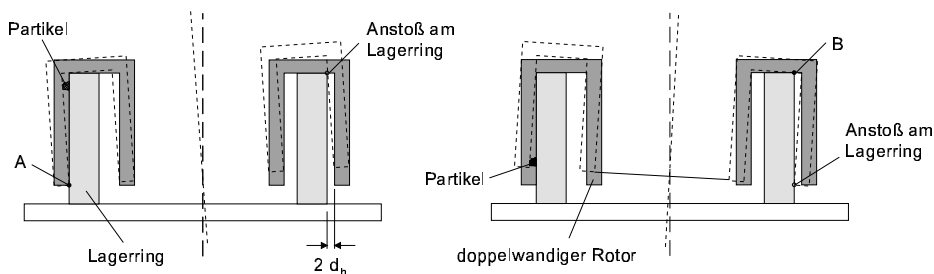


Abbildung 3.50: Verkippung des Rotors auf dem Lagerring aufgrund des Lagerspiel

Je nachdem, ob die Kippung um Punkt A oder B erfolgt, liegt der maximal mögliche Kippwinkel, d.h. bei dem der Rotor am Lagerring anstößt, für die Motorgrößen aus Tab. 3.6 bei $1,9^\circ$ bzw. $1,6^\circ$. Dies ist somit eine Obergrenze für die Verkippung des Spiegels. Wird der Idealfall einer Verkippung nur um die Symmetrieachse des Spiegels angenommen, so betragen die maximalen Verluste $0,9\ \text{dB}$.

Wird ein Verkippen durch eine vertikale Führung des Spiegels verhindert, so kann es immer noch zu einer Verdrehung des Spiegels in der optischen Ebene kommen. Die Verluste sind hier jedoch hier für Partikel bis $3\ \mu\text{m}$ Größe vernachlässigbar. Die in Kap. 3.3.2 ebenfalls untersuchte zusätzliche Beschneidung des reflektierten Strahlquerschnitts ist für Partikel dieser Größe ebenfalls vernachlässigbar.

²⁴Der für die Berechnung verwendete sog. Auftreffpunkt des Strahlschwerpunktes auf der ersten Spiegelebene errechnet sich aus der Spiegelgröße mit Hilfe der Strahlweite an diesem Ort.

Die Ursachen für die optischen Verluste und die Abschätzung der Größe der Zusatzdämpfung sind in Tab. 3.7 zusammengefasst. Für die hier entwickelte 2x2 Schaltmatrix können demnach theoretisch Einfügedämpfungen unter 3 dB mit etwa 5% Unterschieden zwischen den einzelnen Kanälen erreicht werden. In der Praxis sind jedoch für den festen Spiegel Werte im Bereich von 7 dB und für die beweglichen bis 10 dB und mehr zu erwarten. Letzteres gilt insbesondere für den realistischeren Fall einer zusätzlichen Verkippung der Spiegelrotoren um andere Achsen als die Symmetrieachse des Spiegels. Sofern dies durch entsprechende Führungen des beweglichen Spiegelrotors nicht ausgeschlossen werden kann, können die hierdurch nach Kap. 3.3.2 zu erwartenden Zusatzverluste drastisch ansteigen.

Ursache	optische Verluste (max./min.) [dB]			Bemerkung
optische Bank				
Fresnelverluste: Fasern	0,3			SMF, 2 Grenzflächen
Linsen	0,6			n = 1,444, 4 Grenzflächen
Substratunebenheiten	< 0,1			geläppte Al ₂ O ₃ -Wafer
passive Justage:				
Fasern: horizontal	1,2 / 0,3			Maßverluste und Partikel
vertikal	0,3 / < 0,1			~
Linsen: horizontal	2,1 / 0,6			~
	1,2 / < 0,1			Fertigungstoleranzen
Doppelspiegel	fester Spiegel	beweglicher Spiegel		
	$z_S = 0$	$z_S = 0$	$z_S = z_2^{**}$	
Reflexionsgrad	2,4 / 0,3*			*: mit Goldbeschichtung
Rauhigkeit	0,2 / < 0,1			
Größe	< 0,1			$I_{\text{refl}} / I_0 = 1/e^4$
Kantenschräge	1,5 / < 0,1	1,5 / < 0,1	3 / 0,1	
Verkippung	-	0,9 / < 0,1	0,9 / < 0,1	Rotorauflagepunkt bei $\alpha = 90^\circ$
Verdrehung:				
lateraler Strahlversatz	-	< 0,1	< 0,1	
reduzierte Spiegelfläche	-	< 0,1	< 0,1	Rotorauflagepunkt bei $\alpha = 90^\circ$
Gesamter Verlust	9,8 / 2,1	10,7 / 2,1	12,2 / 2,2	

** $z_S = 0$: Spiegel auf der Matrixdiagonalen, $z_S = z_2$: Spiegel an der Linse (größte Entfernung zur Strahltaile)

Tabelle 3.7: Abschätzung der optischen Verluste der 2x2 Schaltmatrix nach Tab. 3.5 und 3.6 (als Partikelgröße wurde $1 \mu\text{m}$ angenommen; die Werte sind auf 0.1 dB gerundet; Werte unter 0,1 dB wurden beim Gesamtverlust vernachlässigt)

Kapitel 4

Herstellung und Prozeßoptimierung

Im diesem Kapitel wird auf die Herstellung der Komponenten der optischen Schaltmatrix, d. h. die optische Bank, die Statorstrukturen, die Rotoren mit den integrierten Spiegeln und die Leiterbahnebene zur Kontaktierung der Motoren eingegangen. Die hohen Anforderungen, die ein komplexes System wie die Schaltmatrix an die Fertigbarkeit stellt, können mit Hilfe der Standardprozesse (s. Kap. 2.2) nicht erfüllt werden. Es wurden daher umfassende Verbesserungen zur Optimierung dieser Prozesse erarbeitet und designspezifische Aspekte berücksichtigt. So wurden die Grundlagen für das Galvanisieren von Nickel bei Raumtemperatur, eine Erhöhung der Ausbeute in der Dünnfilmkontaktierung mittels Opferschichttechnik, sowie das Aufbringen von PMMA auf gestuften Substraten erarbeitet. Die Ergebnisse dieser Arbeiten sowie die daraus resultierenden funktionsfähigen Strukturen werden im folgenden vorgestellt.

4.1 Optische Bank und Statorstrukturen

Die optische Bank, die Statorstrukturen und Lagerringe der Motoren sowie die Spiegelanschlüge werden zusammen als metallische Strukturen mit dem LIGA-Verfahren hergestellt. Wie in Kap. 2.2 erläutert wird hierzu auf einem Keramiksubstrat zuerst eine Cr/Au-Schicht aufgesputtert und mittels optischer Lithographie strukturiert. Diese dient als Leiterbahnebene zur elektrischen Kontaktierung der elektromechanischen Elemente und gleichzeitig als Galvanikstartschicht für die feststehenden Strukturen. Hierauf wird eine Titanopferschicht aufgesputtert und ebenfalls lichtoptisch strukturiert. Durch naßchemische Oxidation, d. h. Aufrauhung der Oberfläche dient sie gleichzeitig als Haftgrund für den anschließend aufgetragenen Resist. Die mittels Röntgentiefenlithographie (RTL) strukturierte PMMA-Schicht wird galvanisch mit Kupfer und Nickel aufgefüllt. Die dünne Kupferschicht dient als Haftvermittler zwischen dem Nickel und den Galvanikstartflächen aus Gold. Nach Entfernen des Resists wird die Opferschicht durch Ätzen entfernt. Dies ermöglicht sowohl das Loslösen von Strukturen vom Substratgrund als auch die Herstellung von isolierten Leiterbahndurchführungen unterhalb der metallischen Strukturen. Für die Realisierung der Schaltmatrix mußten sowohl das Galvanisieren als auch die Kontaktierung der Strukturen gegenüber dem bisherigen Vorgehen optimiert werden. Dies wird in den folgenden Unterkapiteln erläutert.

4.1.1 Vorversuche

Ein Hauptproblem bei der galvanischen Befüllung der Resiststrukturen (vgl. Kap. 2.2) ist das gleichmäßige Wachstum der galvanischen Schichten. Insbesondere bei Strukturen von mehreren $100\ \mu\text{m}$ Höhe kommt es bei einer ungleichmäßigen Verteilung der Strukturen innerhalb des Strukturfeldes zu lokal unregelmäßigem Wachstum der Galvanikschicht [48] [87]. So neigen zum Beispiel kleine Metallstrukturen, welche von großen PMMA-Flächen berandet sind, zu Überhöhungen bzw. im schlimmsten Fall zum Übergalvanisieren. Die Schaltmatrix nach Abb. 3.44 weist eine sehr ungleichmäßige Verteilung der Galvanikfläche auf. Es wurde daher eine Hilfsstruktur entworfen, welche die restliche Fläche mit etwa dem gleichen Flächenbedeckungsgrad ausfüllt. Abb. 4.1 zeigt einen Ausschnitt dieses Layouts mit einer optischen Bank und den Statorstrukturen eines Motors. Die Hilfsstrukturen sind schraffiert gekennzeichnet. Kritisch ist insbesondere eine gleichmäßige Höhe des Lagerrings, auf dem der Rotor später aufgesetzt wird. Um hier ein gleichmäßiges Wachstum zu gewährleisten, sind ringsherum Kreissegmente angeordnet. Weiterhin befinden sich Hilfsstrukturen innerhalb des Statorkreises und im Bereich der Linsen und Faserhalterungen. Die Hilfsstrukturen sind, soweit möglich, alle miteinander über dünne Stege verbunden. Hierdurch können sie am Ende des Herstellungsprozesses an einem Stück vom Substrat gelöst werden (vgl. Kap. 2.2, Abb. 2.2). Die maximale Breite der Hilfsstrukturen beträgt $100\ \mu\text{m}$.

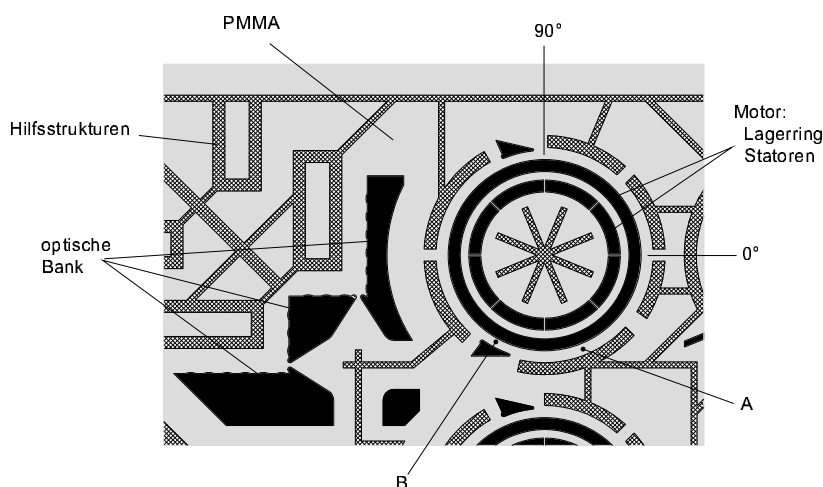


Abbildung 4.1: Detail des Layouts der optischen Schaltmatrix mit Galvanik-Hilfsstrukturen (die Winkelangaben und Markierungen beziehen sich auf Abb. 4.2)

Mit diesen Hilfsstrukturen wurden entsprechend den in Kap. 3.4 berechneten Werten (s. Tab. 3.5) erste Versuchsmuster mit einer Höhe von $400\ \mu\text{m}$ in $600\ \mu\text{m}$ hohen PMMA-Strukturen hergestellt. Dabei erfolgte die Galvanik in einem Standard-Nickelbad¹. Während sich bei diesen ersten Mustern durch die beschriebenen Maßnahmen keine Übergalvanisierungen zeigten, wiesen die Strukturen jedoch sehr große laterale Maßabweichung auf. In Abb. 4.2a und b sind die gemessenen Maßabweichungen der Radien des Lagerrings und der Statoren in Abhängigkeit von der jeweiligen Winkelposition im Motor dargestellt (für die Definition der Winkelangabe s. Abb. 4.1).

Insbesondere die Außenkante des galvanisierten Lagerrings zeigt Maßabweichungen von -3 bis $+12\ \mu\text{m}$ im Radius. Ursache für diese Maßabweichungen ist eine Ausdehnung des Resists während der Galvanik. Wie in Abb. 4.1 erkennbar, besteht die Resiststruktur zur Herstellung

¹Der hier eingesetzte Nickel-Elektrolyt besteht aus einer wässrigen Nickelsulfamatlösung mit Borsäure und Netzmittel bei einem pH-Wert von 3,5 - 3,7. Das Bad wird bei $52\ ^\circ\text{C}$ betrieben.

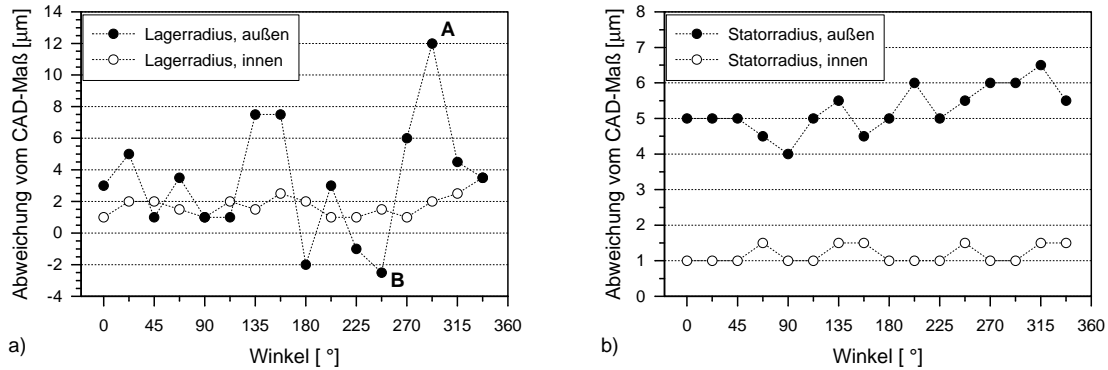


Abbildung 4.2: Abweichungen der Radien in der galvanisierten Nickelstruktur des Motors von den Layout-Werten (Meßgenauigkeit $\pm 1 \mu\text{m}$)

der Statoren und des Lagerrings hauptsächlich aus konzentrischen Kreisen bzw. Kreisringen. Die starke Winkelabhängigkeit der Außenkante des Lagerrings erklärt sich hiermit durch die Ausdehnung des PMMA-Ringes außerhalb des Lagerrings aufgrund der asymmetrischen Umgebung. So ist z. B. die starke Ausbeulung bei $292,5^\circ$ (Punkt A in Abb. 4.1 und 4.2) durch den relativ langen Hilfsstrukturbogen an dieser Stelle erklärbar. An dieser Stelle wird die Ausdehnung des PMMA-Rings über einen großen Bereich nicht behindert. In Punkt B, d. h. bei $247,5^\circ$ wird diese Deformation dagegen durch die Ausdehnung der großen Resistfläche außerhalb des Motors sogar überkompensiert und es kommt zu einer Verschiebung der PMMA-Kante nach innen. Die Innenkante des Lagerrings zeigt dagegen eine geringe und gleichmäßige Auswölbung, was sich durch den symmetrischen Aufbau der PMMA-Struktur innerhalb des Lagerrings erklärt. Weiterhin zeigt die Außenkante der Statoren in Abb. 4.2b eine größere Radiuszunahme als die Innenkante². Dies bedeutet, daß durch die starke Ausdehnung des PMMA-Ringes zwischen Stator und Lager die PMMA-Trennstege zwischen den Statoren um mehrere Mikrometer gestreckt werden. Tatsächlich konnten an diesen auch vermehrt Risse und Brüche festgestellt werden, wie in Abb. 4.3 dargestellt ist. Aufgrund der

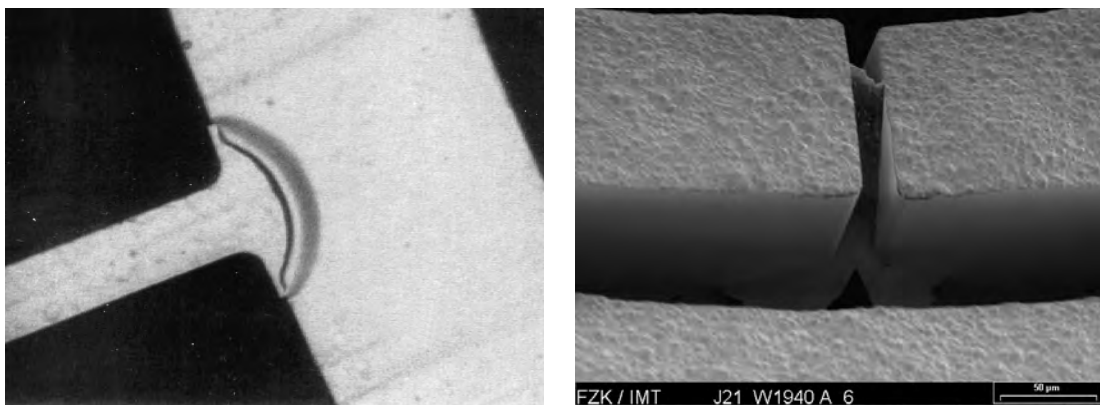


Abbildung 4.3: Strukturdefekte durch Ausdehnung des Resists; links: ausgerissener PMMA-Steg zwischen zwei Statoren, rechts: galvanisierte PMMA-Risse zwischen den Nickelstatoren

²Die Differenz zwischen der Abweichung der Innenseite des Lagerrings und der Außenseite der Statoren rührt vom Maßverlust in der Röntgentiefenlithographie her. So wurde an der Oberkante des PMMA-Ringes zwischen Statoren und Lagering in diesen Mustern anstatt dem CAD-Wert von $70 \mu\text{m}$ eine durchschnittliche Breite von $67 \mu\text{m}$ gemessen.

hierdurch galvanisierten Kurzschlüsse zwischen den Statoren aber vor allem wegen der großen Maßabweichungen der Radien sind die in diesem Versuch hergestellten Motoren nicht funktionsfähig.

An den Halte- und Anschlagstrukturen der optischen Bank werden in diesen Versuchsmustern ebenso Maßveränderungen von mehreren Mikrometern gemessen. Insbesondere an den Linsehalterungen führen die Deformationen zu einer Verschiebung der Anschlagpunkte. Die für die elektromechanische und optische Funktion der Schaltmatrix erforderliche Präzision der Strukturen kann demnach nicht erreicht werden. Die für die Realisierung notwendigen Untersuchungen und Verbesserungen der erforderlichen Prozessschritte werden im folgenden erläutert.

4.1.2 Raumtemperatur-Nickel-Mikrogalvanik

Die Nickelgalvanik wird standardmäßig bei 52 °C betrieben. Durch die erhöhte Temperatur kommt es zur thermischen Ausdehnung der PMMA-Strukturen. Dieser Effekt reicht jedoch nicht aus, um die beobachteten Deformationen zu erklären. Tatsächlich kommt es neben dem thermischen Effekt vor allem zu einem **Quellen** des Resists im wässrigen Nিকেlelektrolyten.

Zur Untersuchung dieses Phänomens wurde das Quellverhalten von dem für die RTL zur Verfügung stehenden PMMA³ mit Hilfe eines Dilatometers quantitativ bestimmt. Hierzu wurde die Dickenzunahme an 1 mm starken und 7 x 7 mm² großen PMMA-Plättchen im Nickel-elektrolyten bei 52 °C gemessen. Um die Temperaturabhängigkeit der Flüssigkeitsaufnahme abzuschätzen, wurden die Messungen auch bei Raumtemperatur durchgeführt. Um eine gleichmäßige Benetzung der Proben von allen Seiten zu erreichen, wurden diese auf einem speziell angefertigten Probenhalter mit Mehrpunktaufgabe gelagert. In Tab. 4.1 sind die Versuchsergebnisse aufgelistet. Abb.4.4 zeigt die prozentuale Längenänderung, d. h. Dickenzunahme der Proben als Funktion der Einlagerungsdauer. Die Dickenzunahme des PMMA durch thermische Ausdehnung ist als konstanter Wert zusätzlich aufgeführt. Sie wird bei den Dilatometer-Messungen nicht mitgemessen, so daß es sich bei den Meßkurven um die reine Maßveränderung durch Flüssigkeitsaufnahme handelt.

Medium	Temperatur [°C]	Volumen- zunahme [Vol. %]	Längen- änderung [%]	Sättigungszeit [h]
Ni-Bad	52	0,84	0,28 0.01	20
Ni-Bad	23	0,24	0,09 0.01	~ 90
Thermische Ausdehnung ($\alpha_T = 30 \text{ K}^{-1}$, $\alpha_T = 70 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$)		0,63	0,2	

Tabelle 4.1: Flüssigkeitsaufnahme und Maßveränderungen an GS233-Plättchen (7x7x1mm³) bei 52 °C und Raumtemperatur (23 °C)

Wie aus Abb. 4.4 ersichtlich, beträgt die Längenänderung allein durch thermische Ausdehnung im Ni-Bad, d. h. bei 52 °C nur etwa 70% der Zunahme durch Flüssigkeitsaufnahme. Ferner diffundiert der Ni-Elektrolyt bei höherer Temperatur sehr viel schneller und in größerem Maße in das PMMA. So liegt die max. Dickenzunahme bei 52 °C ca. 3 mal höher als

³GS233-Plattenmaterial

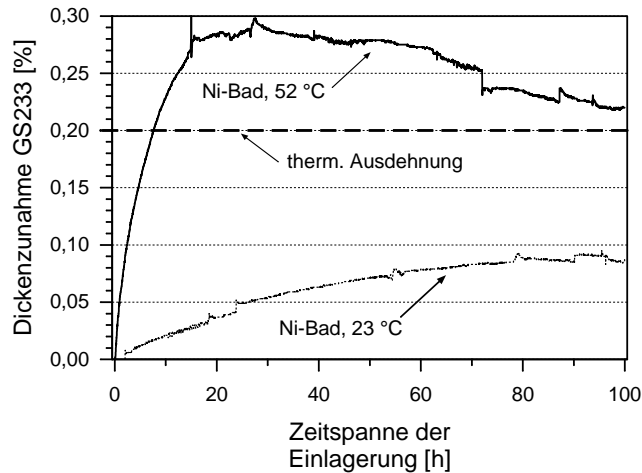


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf der prozentualen Dickenzunahme von GS233-Plättchen ($L \times B \times H: 7 \times 7 \times 1 \text{ mm}^3$) bei 52°C und Raumtemperatur (23°C)

bei Raumtemperatur. Eine Absenkung der Temperatur des Nickelbades müsste demzufolge eine deutliche Verminderung der Deformationen bewirken. Die Übertragung der Absolutwerte aus diesen Messungen auf LIGA-Strukturen ist jedoch nicht ohne weiteres möglich, da es sich bei diesen Versuchen um unbestrahltes Material handelt. Weiterhin können sich die vermessenen makroskopischen Plättchen in alle Raumrichtungen frei ausdehnen, was bei den auf einem Substrat haftenden Mikrostrukturen nicht der Fall ist. Die Ergebnisse sind daher nur als allgemeine Tendenz zu werten, um Aussagen über das Quellverhalten und die Temperaturabhängigkeit von Resiststrukturen zu erhalten.

Zur weiteren Untersuchung des Einflusses der Flüssigkeitsaufnahme und der Temperaturabhängigkeit auf die Deformationen von LIGA-Strukturen wurden Teststrukturen hergestellt, welche den besonders kritischen PMMA-Ringstrukturen im Bereich der Motoren (vgl. Abb. 4.1) entsprechen. Diese bestehen aus PMMA-Ringen mit einem Außendurchmesser von $2,25 \text{ mm}$, einer Breite von $100 \mu\text{m}$ und einer Höhe von $500 \mu\text{m}$. Die Ausdehnung des Resists ist hier als Vergrößerung des Ringdurchmessers gut zu beobachten. In Abb. 4.5 ist ein Schnittbild eines solchen Testringes mit der erwarteten Deformation skizziert. Als Meßkante für die Deformation dient hier die Außenkante des PMMA-Ringes. Sie entspricht der Innenkante des Lagerrings im Falle des Motors (vgl. Abb. 4.1).

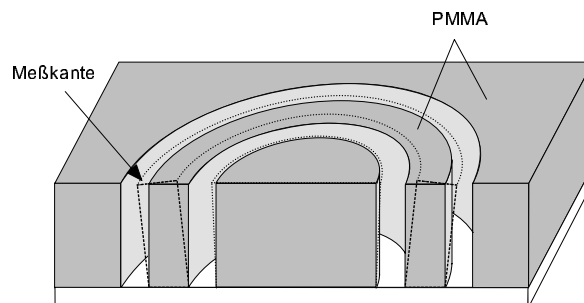


Abbildung 4.5: Schnittbild der ringförmigen Teststruktur mit angedeuteter Deformation infolge einer Ausdehnung des Resists

Die Teststrukturen wurden bis zu einer Höhe von $350\ \mu\text{m}$ mit Nickel bei $52\ ^\circ\text{C}$ galvanisiert. An der Außenkante des $500\ \mu\text{m}$ hohen PMMA-Ringes wurde nach der Galvanik eine Radiuszunahme von $5\ \mu\text{m}$ gemessen (bezogen auf das Maß nach der Röntgentiefenlithographie), und die galvanisierte Ringstruktur zeigte an dieser Stelle eine Radiuszunahme von etwa $4\ \mu\text{m}$ an der Oberkante, wie in Abb. 4.6 dargestellt. Wurden diese Ringstrukturen bei Raumtemperatur galvanisiert, so betrug die Maßveränderung der PMMA-Kante etwa $3\ \mu\text{m}$ und die der Nickelstruktur $1,5\ \mu\text{m}$.

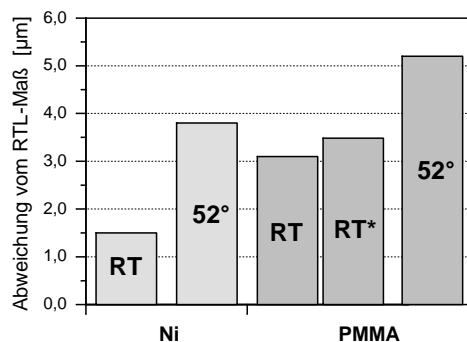


Abbildung 4.6: Maßabweichungen der Außenkante des Teststrings in der Nickelgalvanik gemessen an PMMA und Nickel bei $52\ ^\circ\text{C}$ und Raumtemperatur (PMMA-Höhe: $500\ \mu\text{m}$, Ni-Höhe: $350\ \mu\text{m}$; Meßgenauigkeit: PMMA $\pm 0,5\ \mu\text{m}$, Ni $\pm 1\ \mu\text{m}$); der RT*-Wert wurde nach stromloser Einlagerung im Ni-Elektrolyten gemessen und ist ein Maß für das reine Quellen

Die Deformation der PMMA-Struktur durch Galvanisierung bei Raumtemperatur liegt im Verhältnis zu dem Wert bei $52\ ^\circ\text{C}$ höher als nach Tab. 4.1 erwartet. Nach [82] ist das bestehende Nickelbad für die Herstellung von Formeinsätzen spannungsoptimiert eingestellt, d. h. die inneren Spannungen des abgelagerten Nickels sind minimal. Das Absenken der Temperatur des Galvanikbades kann daher bezüglich der dadurch entstehenden Spannungen problematisch sein. Um die Deformation aufgrund einer Flüssigkeitsaufnahme getrennt von einer möglichen Beeinflussung durch innere Spannung der galvanisierten Nickelstruktur zu beobachten, wurden die PMMA-Teststrukturen bei Raumtemperatur stromlos in den Nickelelektrolyten eingelegt. Die Maßveränderung betrug in diesem Falle etwa $3,5\ \mu\text{m}$. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmt dies mit dem in der Nickelgalvanik bei Raumtemperatur erhaltenen Wert überein. Der Einfluß von inneren Spannungen kann also bei diesen Mikrostrukturen vernachlässigt werden.

Da es sich beim Quellen um einen diffusiven Prozeß handelt, stellt sich die Frage nach der Sättigungszeit. Aus Abb. 4.7 folgt, daß die untersuchten $100\ \mu\text{m}$ breiten PMMA-Ring-Strukturen in weniger als zwei Stunden bereits gesättigt sind. Bei einer üblichen Abscheidungsrate von $0,2\ \mu\text{m}/\text{min}$ in der Nickelgalvanik beträgt die Einlagerungszeit für die $400\ \mu\text{m}$ hohen Statorstrukturen etwa 33 Stunden. Da nach Abb. 4.4 bei der erhöhten Temperatur des Nickelbades die Diffusionsgeschwindigkeit noch höher liegt, bedeutet dies, daß die PMMA-Strukturen bereits vollständig deformiert sind, wenn erst wenige Mikrometer Nickel abgeschieden wurden.

Da die PMMA-Strukturen am Fuße auf dem Substrat verankert sind, ergibt sich die Maßveränderung nicht einfach durch lineare Ausdehnung. Viel mehr sind für die Auswirkungen der Flüssigkeitsaufnahme (und auch der Temperatur) die **Geometrie** und die **Höhe** der Strukturen entscheidend. Die Geometrie der Strukturen bestimmt, wie die Kräfte, welche durch die Volumenzunahme als Druckspannungen auf die Struktur einwirken, angreifen, d. h. welches

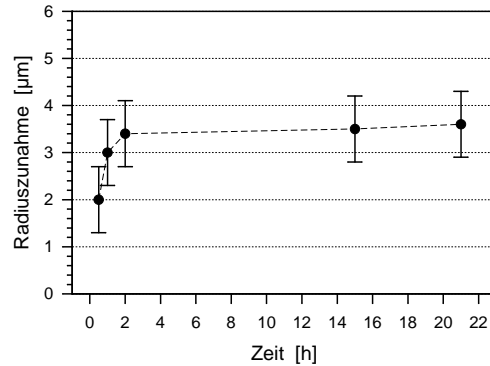


Abbildung 4.7: Radiuszunahme an den PMMA-Ringen durch Quellen im Nickelelektrolyten bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Einlagerungsdauer (die Proben wurden an den Meßpunkten aus der Flüssigkeit entnommen)

Flächenträgheitsmoment die Deformation bestimmt. So wirken die resultierenden Kräfte bei einer langen Wand hauptsächlich parallel zu dieser, während sie bei einem abgeknickten Steg oder einem Kreisring senkrecht dazu wirken (s. Abb. 4.8). Für einen Kreisring sind daher die größten Maßveränderungen zu erwarten. Dies erklärt auch die Differenz in der Radiuszunahme der Außen- und Innerradien der Statoren in Abb. 4.2, da ein am Strukturboden befestigter Kreis sich aufgrund des größeren Flächenträgheitsmomentes weniger ausdehnt als eine Ring.

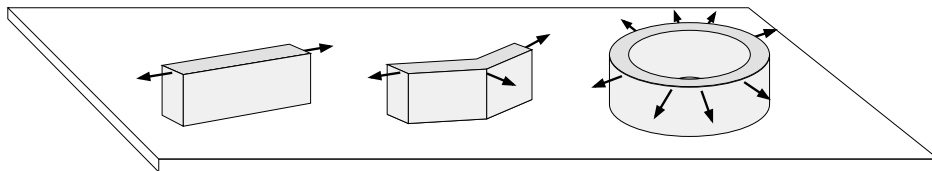


Abbildung 4.8: Hauptkraftrichtungen aufgrund von Druckspannungen bei unterseitig verankerten Strukturen

Zum Vergleich wurde neben den ringförmigen Teststrukturen auch an geraden PMMA-Stegen die Deformation durch Flüssigkeitsaufnahme gemessen. Die Querschnittsfläche der Stege war mit dem Querschnitt der PMMA-Ringe vergleichbar und die Länge entsprach in etwa dem Umfang der Ringe ($B = 100 \mu\text{m}$, $H = 580 \mu\text{m}$, $L = 7,6 \text{ mm}$). Tatsächlich betrug die an diesen Stegen an der Oberkante gemessene Längenzunahme nur 30% der Zunahme im Umfang der PMMA-Ringe nach Abb. 4.6.

Die Abhängigkeit der Deformation von der Höhe der Struktur kann in einfachster Näherung durch die Beschreibung einer Biegung erläutert werden. Dies gilt zum Beispiel für den PMMA-Ring bei dem der Querschnitt des Ringes als Biegebalken angenommen wird. Unter konstanter seitlicher Kraft F geht die Höhe hier mit der 4. Potenz in die Biegelinie ein [81]:

$$w = \frac{F H^4}{24 EI} \left[3 - 4 \frac{H - y}{H} + \left(\frac{H - y}{H} \right)^4 \right] \quad (4.1)$$

mit H der Gesamthöhe des Biegebalkens bzw. der Struktur, I dem Flächenträgheitsmoment und E dem Elastizitätsmodul des verwendeten Materials. Die mit Gl. 4.1 berechneten Biege-

linien in Abb. 4.9 machen deutlich, daß in dieser Näherung die Deformation an der Strukturoberkante bei gleicher Geometrie und Kraft für einen $500\ \mu\text{m}$ hohen Ring, fast 8 mal so groß ist wie bei $300\ \mu\text{m}$.

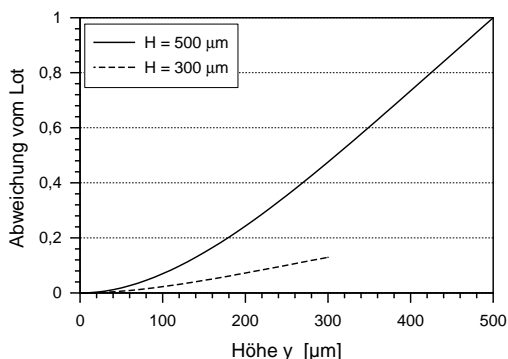


Abbildung 4.9: Dimensionslose Abweichung der Biegelinie eines Balkens nach Gl. (4.1) bezogen auf die Abweichung bei $500\ \mu\text{m}$ Strukturhöhe

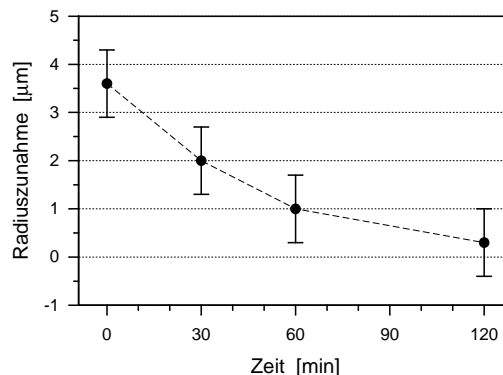


Abbildung 4.10: Zeitlicher Verlauf der Maßveränderung der PMMA-Ring-Außenkante nach Einlagerung im Ni-Elektrolyten bei Raumtemperatur; die Entnahme erfolgte bei $t = 0\ \text{min}$

Bei der Vermessung der Deformationen von PMMA-Kanten ist zu beachten, daß die Flüssigkeitsaufnahme reversibel ist. Wie in Abb. 4.10 dargestellt, wird durch Auslagerung an Luft das Ursprungsmaß, d. h. die durch die Röntgentiefenlithographie bestimmten Abmessungen, nach wenigen Stunden wieder erreicht. Aufgrund dieser Relaxation der Deformation ist darauf zu achten, daß die Messungen der Maßveränderungen unmittelbar nach Entnahme aus der Flüssigkeit erfolgen.

Dies gilt auch für galvanisch aufgefüllte Strukturen. Trotz der Abstützung der deformierten PMMA-Strukturen durch die Nickelgalvanik, kann es hier je nach Aspektverhältnis des über der Galvanik verbleibenden PMMA-Anteils, d. h. ja nach Höhe und Breite der aus der Nickelstruktur noch herausragenden PMMA-Struktur, zu einer Rückbildung kommen, wie in Abb. 4.11 skizziert ist.

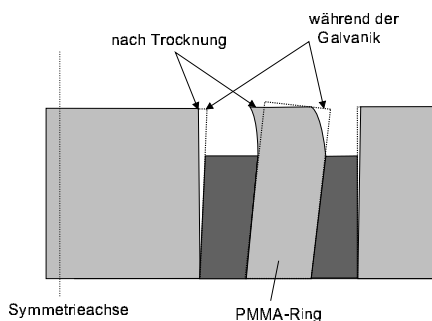


Abbildung 4.11: Rückbildung der Deformation einer galvanisch aufgefüllten, ringförmigen PMMA-Struktur nach Entnahme aus dem Ni-Bad

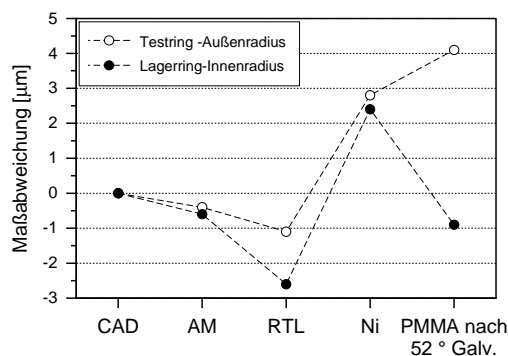


Abbildung 4.12: Maßverfolgung an Test- und Motorstrukturen nach Abb. 4.5 und 4.1; der Wert nach der Galvanik wurde nach Abkühlung und Trocknung der Strukturen aufgenommen (Meßgenauigkeit $\pm 0,5\ \mu\text{m}$)

Zum Vergleich wurde die Außenkante des Testringes und die Innenkante des Lagerrings des Motors nach Abb. 4.1 in den verschiedenen Prozeßschritten vermessen. Beide stellen die Außenkante eines PMMA-Ringes dar. Im Falle der Teststruktur hat der über der Nickelgalvanik verbleibende PMMA-Ring ein Aspektverhältnis von 1,5 (Differenzhöhe $150\ \mu\text{m}$, Breite $100\ \mu\text{m}$), wohingegen beim Motor (Differenzhöhe $200\ \mu\text{m}$, Breite $70\ \mu\text{m}$) das Verhältnis etwa 3 beträgt. In Abb. 4.12 sind diese Werte aufgetragen. In der Röntgentiefenlithographie kommt es zu einem strukturabhängigen Maßverlust bezogen auf den CAD-Wert und die Abmessungen auf der Röntgenmaske (AM). Durch die Ausdehnung der PMMA-Struktur liegt der Radius der galvanisierten Nickelstruktur deutlich über dem CAD-Wert und erst recht über dem verringerten RTL-Wert. Nach Trocknung der Strukturen bildet sich die Deformation im Falle des Motors aufgrund des doppelt so großen Aspektverhältnis zum Teil wieder zurück.

Die Voruntersuchungen an makroskopischen PMMA-Plättchen sowie die Ergebnisse der Versuche mit Teststrukturen zeigen in eindeutiger Weise, daß durch das Galvanisieren der Mikrostrukturen aus Nickel bei Raumtemperatur die Deformationen der Strukturen aufgrund einer Ausdehnung der PMMA-Strukturen deutlich reduziert werden. Da es zur Zeit keine Alternative zu dem für die Röntgentiefenlithographie verwendeten PMMA gibt⁴, ist dies derzeit die einzige Möglichkeit, den Ursachen der Maßveränderungen entgegenzuwirken. Abb. 4.13 zeigt das Ergebnis dieser Raumtemperaturgalvanik für die Motorstruktur nach Abb. 4.1.

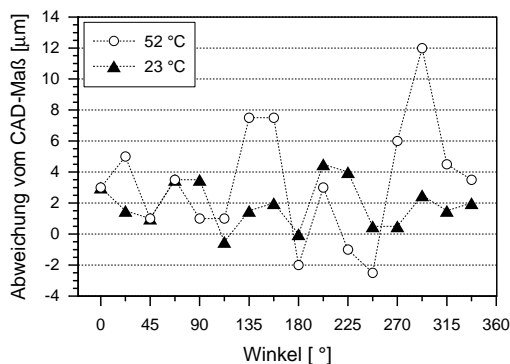


Abbildung 4.13: Abweichungen der Lagerringaußenkante des Motors nach Abb. 4.1 für die bei Raumtemperatur galvanisierte Nickelstruktur (zum Vergleich sind die Werte des bei $52\ \text{°C}$ galvanisierten Motors eingezeichnet; Meßgenauigkeit $\pm 1\ \mu\text{m}$)

Dargestellt ist wieder die Abweichung der Außenkante des Lagerrings in der Nickelstruktur vom CAD-Wert. Die Werte für die Abweichung der Standardgalvanik bei $52\ \text{°C}$ aus Abb. 4.2 für diese Strukturkante sind zum Vergleich ebenfalls eingezeichnet.

Die niedrige Temperatur führt im Standardelektrolyten zum Ausfallen von Salzen, weswegen eine Relativbewegung von Probe und Elektrolyt zum konvektiven Transport unterbleiben muß. Da der Transport der Metallionen in den Mikrostrukturen jedoch hauptsächlich diffusiv abläuft, erscheint diese Einschränkung nicht kritisch. Bezüglich Seitenwandqualität und Haftung auf dem Substrat unterscheiden sich diese Ni-Strukturen nicht von den nach Standardbedingungen hergestellten. Die Oberfläche der galvanisierten Strukturen weist sogar eine geringere Rauigkeit auf. Die erhöhten inneren Spannungen führten, wie bereits geschildert zu keinen weiteren Deformationen. Aus diesem Grunde werden alle Nickelstrukturen der optischen Schaltmatrix durch Galvanisieren bei Raumtemperatur hergestellt.

⁴Das Quellen hängt vom Vernetzungsgrad des Kunststoffes ab. Versuche zum Quellen wurden auch mit quervernetztem PMMA, sog. M727, durchgeführt. Die Maßabweichung ist hier tatsächlich geringer, doch liegt die Verbesserung bei weniger als $1\ \mu\text{m}$. Die Herstellung von Proben in der geforderten Dicke aus diesem Material ist sehr aufwendig. Aufgrund des nur geringen Einflusses ist der Mehraufwand daher nicht gerechtfertigt.

Wie aus Abb. 4.13 ersichtlich, betragen die Maßabweichungen für die bei Raumtemperatur galvanisierten Strukturen immer noch mehrere Mikrometer. Die bereits erläuterte Geometrieabhängigkeit der Deformationen erfordert weiterhin eine Berücksichtigung beim Entwurf der Strukturen. So wurde das Layout der optischen Bänke und der Motorstrukturen durch Berücksichtigung des Verhaltens der angrenzenden PMMA-Bereiche unter Einbeziehung der Hilfsstrukturen optimiert. Abb. 4.14 zeigt dieses Layout.

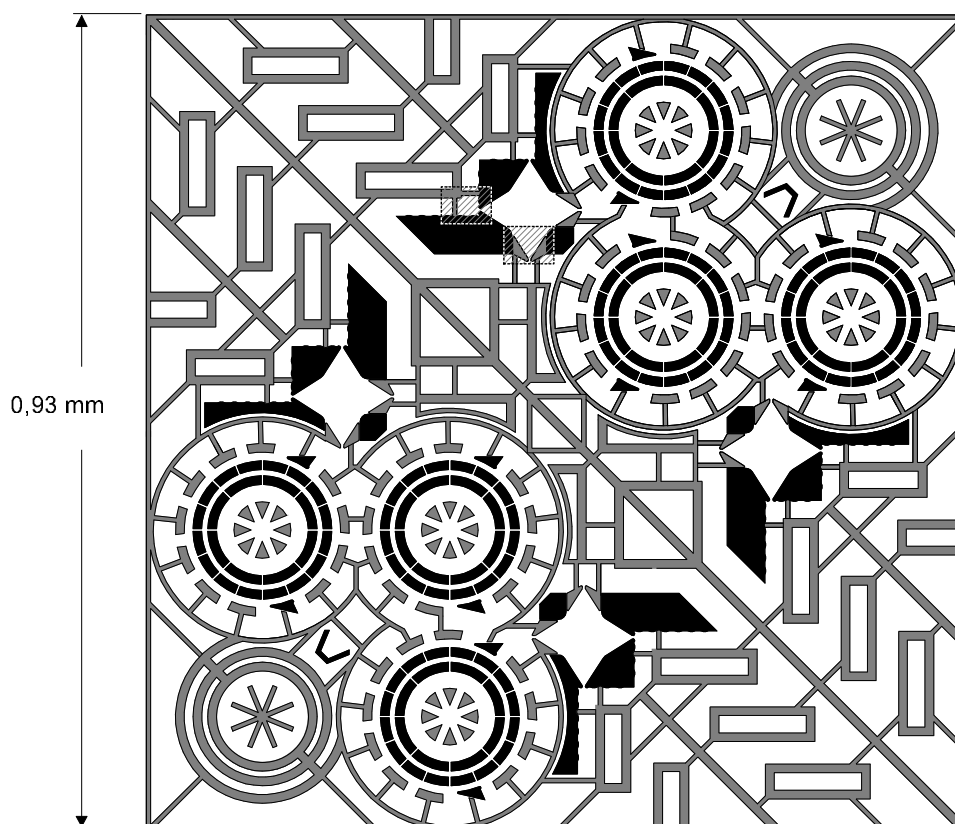


Abbildung 4.14: Optimiertes Layout der doppelten Schaltmatrix (schwarz) mit Galvanik-Hilfsstrukturen (grau); die markierten Bereiche sind in Abb. 4.15 und 4.16 vergrößert dargestellt

Die für ein gleichmäßiges Wachstum der Galvanik erforderlichen Hilfsstrukturen um den Lagerring herum sind radialsymmetrisch angeordnet. Damit wird der PMMA-Ring, welcher den Lagerring nach außen begrenzt, symmetrisch nach dem Torbogenprinzip abgestützt und die Ausdehnung verhindert. Um den umgekehrten Effekt, d. h. eine Deformation des PMMA-Ringes nach Innen wie in Punkt B in Abb. 4.2 zu verhindern, wurden die angrenzenden Bereiche zur Abstützung des PMMA-Rings soweit möglich gleichgroß dimensioniert und zwar mit einer radialen Ausdehnung von etwa $250\ \mu\text{m}$ (s. Abb. 4.15). Diese ergibt sich aus den Messungen der Deformationen in den Strukturen der Vorversuche nach Abb. 4.1, da an den Stellen, an denen die angrenzenden PMMA-Bereiche dieses Maß hatten, die geringste Deformation auftrat. Durch eine Unterteilung des Lagerrings in mehrere Segmente, wird weiterhin der PMMA-Ring zwischen Statoren und Lager abgestützt.

Im Bereich der optischen Bank sind die Linsenhalterungen mit Hilfe von Hilfsstrukturen symmetrisch angeordnet. Hierzu sind zwischen den Hilfsstrukturen und den Linsenanschlüssen $10\ \mu\text{m}$ breite PMMA-Stege eingebaut (s. Abb. 4.16a). Eine Ausdehnung der PMMA-Fläche innerhalb der Linsenhalterung erfolgt somit symmetrisch unter Verbiegung dieser Stege. Weiterhin sind die länglichen PMMA-Flächen zur Berandung der Faseranschlüsse

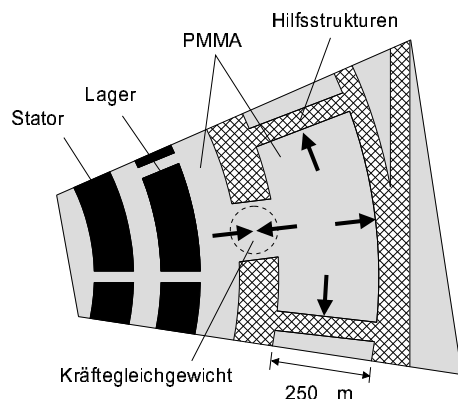


Abbildung 4.15: Detail des Layouts der optischen Schaltmatrix nach Abb. 4.14: Abstimmung des PMMA-Ringes zwischen Lager und Stator

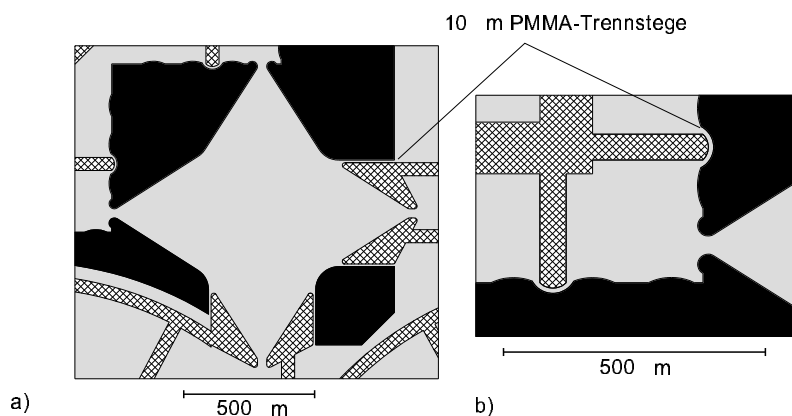


Abbildung 4.16: Detail des Layouts der optischen Schaltmatrix nach Abb. 4.14: a) Symmetrisierung der Linsenhalterungen und b) Dehnungsfugen an den Faseranschlügen

durch Stege in der Hilfsstruktur unterbrochen (s. Abb. 4.16b). Diese werden durch $10\ \mu\text{m}$ breite PMMA-Bögen von der eigentlichen Anschlagsstruktur getrennt, welche die Ausdehnung der PMMA-Fläche entlang des Faseranschlages aufnehmen.

Aufgrund des nichtlinearen Zusammenhanges zwischen Strukturhöhe und Deformation (s. Abb. 4.9) können die Maßveränderungen auch durch die Höhe der PMMA-Strukturen beeinflusst werden. Neben der eingangs geschilderten Problematik einer lokalen Überhöhung der Nickelstrukturen kommt es in der Galvanik auch zu einem sog. *Badewannen-* oder *Hundeknocheneffekt*. Dieser führt zu einer Überhöhung der Strukturen im Randbereich des Strukturfeldes, während sie in der Mitte niedriger als das angestrebte Sollmaß sind. Grund hierfür ist wie im Falle der lokalen Überhöhungen eine ungleichmäßige Feldlinienverteilung über die gesamte Probe, da der zu galvanisierende Bereich im allgemeinen kleiner als die Anode ist. Durch den Einsatz von dielektrischen Blenden kann jedoch eine gleichmäßigere Feldlinienverteilung im Randbereich und damit eine gleichmäßigere Galvanikhöhe erzielt werden [87].

Die Galvanisierung der Nickelstrukturen für die optischen Schaltmatrix wurde daher mit einer 1 cm dicken, rechteckigen Kunststoff-Blende durchgeführt⁵. Zum Vergleich wurden auch Strukturen ohne Blende galvanisiert. Dabei betrug die PMMA-Höhe $600\ \mu\text{m}$ und die Sollhöhe des Nickels $400\ \mu\text{m}$. Wie in Abb. 4.17 dargestellt, wurde im Falle der Substrate mit

⁵Der Einsatz dickerer Blenden zeigt keinen nennenswerten Einfluß auf die Höhenverteilung in der Galvanik.

den optischen Bänken und den Statorstrukturen (s. Anhang A.7) hierdurch die anfängliche Randüberhöhung von über $100\ \mu\text{m}$ auf Unebenheiten unter $50\ \mu\text{m}$ gesenkt. Die Höhe des Resists zur Herstellung der optischen Bänke und Statoren kann mit Hilfe dieser Maßnahme von 600 auf $500\ \mu\text{m}$ verringert werden.

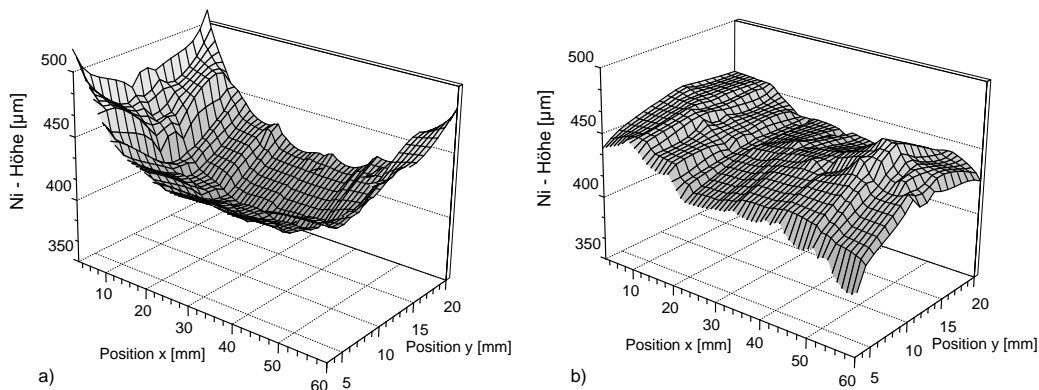


Abbildung 4.17: Höhenverteilung der Ni-Strukturen im LIGA-Fenster für die optischen Schaltmatrizen: a) ohne Blende, b) mit 1 cm dicker rechteckiger PMMA-Blende

Durch die Optimierung des Layouts der Schaltmatrix mit entsprechenden Hilfsstrukturen, die Verringerung Resisthöhe und vorallem das Galvanisieren bei Raumtemperatur wurde die Maßabweichungen der funktionalen Nickelstrukturen der Matrix von den Layout-Werten um bis zu 80% auf etwa $2\ \mu\text{m}$ pro Kante verringert, wie in Abb. 4.18 dargestellt.

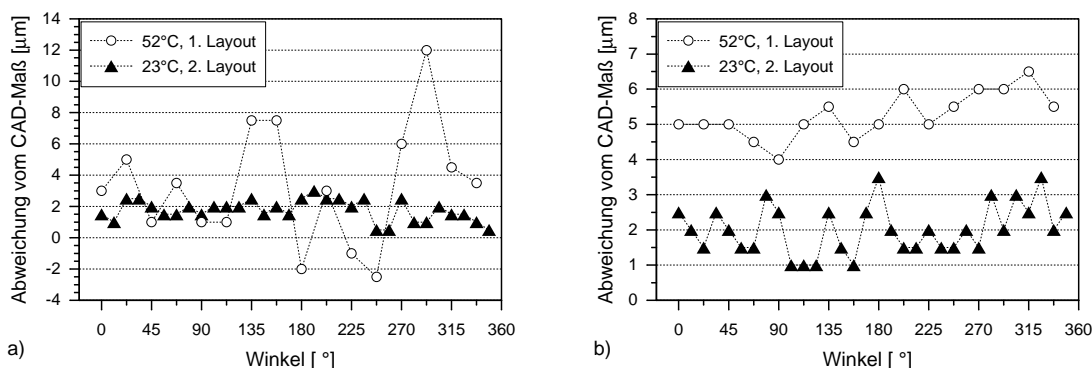


Abbildung 4.18: Abweichungen der Radien der a) Lagerring- und b) Statoraußenkante für die bei Raumtemperatur ($23\ ^\circ\text{C}$) galvanisierte Nickelstruktur des Motor mit optimiertem Layout nach Abb. 4.14 und reduzierter Resisthöhe; zum Vergleich sind die Maßabweichungen der entsprechenden Motorstruktur nach Abb. 4.1, welche nach dem herkömmlichen Verfahren bei $52\ ^\circ\text{C}$ galvanisiert wurde, eingezeichnet (Meßgenauigkeit $\pm 0,5\ \mu\text{m}$)

Die verbleibenden Maßabweichungen werden wesentlich durch die Maßveränderung der PMMA-Struktur in der RTL beeinflusst. Sie sind insbesondere als Maßverluste an der PMMA-Oberkante zu messen, da es sich i. d. R. vorallem um eine Kantenschräge der Resist-Strukturen handelt. Wie an den Strukturen der Matrix gemessen wurde, sind diese designabhängig. So wurden ja nach vermessener Struktur Maßverluste an der Oberkante von 0 bis $3\ \mu\text{m}$ pro Kante bei einer Resisthöhe von $500\ \mu\text{m}$ gemessen. Da die Entwicklung der Resiststrukturen in wäßrigen Entwicklersystemen erfolgt, ist eine Quellen auch hier nicht auszuschließen. Tatsächlich wurden an vereinzelt Strukturen nach der Entwicklung auch Strukturdeformationen beobachtet. Die an den Resist- und Metallstrukturen zu messenden Maßveränderungen sind daher als eine Summe beider Effekte anzusehen.

4.1.3 Opferschicht- und Kontaktierungstechnik

Zur elektrischen Kontaktierung der Statorelektroden ist eine Durchführung der Leiterbahnen unter dem Lagerring notwendig. Hierzu wird zwischen dem entsprechenden Leiterbahnabschnitt und dem darüberliegenden Lagerring während der galvanischen Abscheidung der Kupferhaftschrift und der Nickelstruktur in einem definierten Bereich die Ti-Opferschicht belassen und erst zum Schluß des Prozesses durch Unterätzen entfernt (vgl. Abb. 2.2, Kap. 2.2). Abb. 4.19 zeigt eine solche Durchführung schematisch.

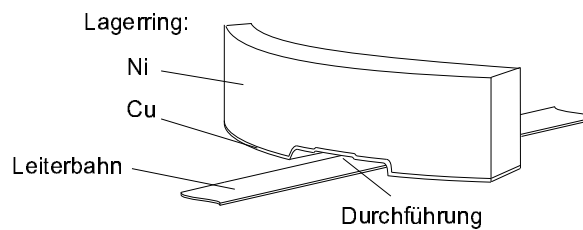


Abbildung 4.19: Elektrische Durchführung unter dem Lagerring

Abb. 4.20a zeigt eine REM-Aufnahme einer solchen Unterführung. In dem Spalt zwischen Leiterbahn und Lagerring sind säulenartige Strukturen zu erkennen. In Abb. 4.21b ist die Unterseite eines vom Substrat abgelösten Lagerringsegmentes mit der Aussparung für die Leiterbahndurchführung zu sehen. Deutlich sind auch hier auf den durch die Leiterbahn bedingten Stufen säulenähnliche Strukturen zu erkennen. Mittels AES-Untersuchungen [86]

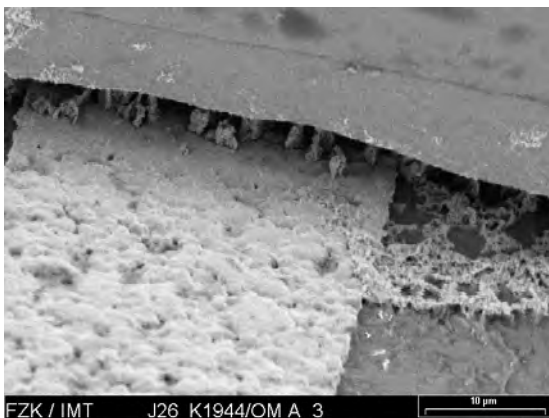


Abbildung 4.20: Leiterbahndurchführung unter dem Lagerring

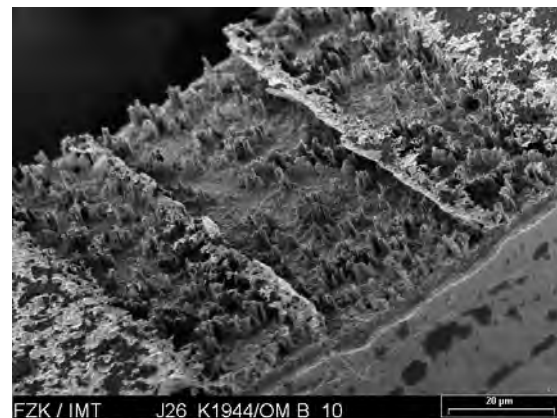


Abbildung 4.21: Unterseite eines Lagerringsegmentes mit galvanisierten Kurzschlüssen

konnte festgestellt werden, daß es sich bei diesen Strukturen um Kupfer handelt. Diese Strukturen entstehen durch das galvanische Auffüllen von Löchern in der Titanoxid-Schicht und bilden nach dem Entfernen der Opferschicht hiervon ein Abbild, welches durch Abb. 4.20 und 4.21 wiedergegeben wird. Die Grate entlang der Stufen in Abb. 4.21 sind Fragmente der Cr/Au-Leiterbahn. Aufgrund dieser Strukturen werden die Leiterbahnen mit der darüberliegenden Struktur elektrisch verbunden. Bedingt durch diese Kurzschlüsse lag die Ausbeute der nach diesem Verfahren hergestellten Schaltmatrizen bei wenigen Prozent. In Abb. 4.22 ist das Zustandekommen der Kurzschlüsse nochmals anhand einer Skizze verdeutlicht.

Ursache für die Löcher sind einerseits zu lange Oxidationszeiten der Opferschicht [79]. Ande-

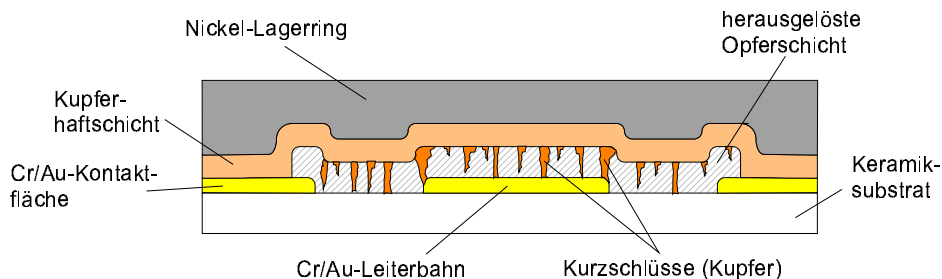


Abbildung 4.22: Entstehung der Kurzschlüsse zwischen Lagerring und Leiterbahn an den elektrischen Durchführungen

rerseits ist ist vorallem die Beschaffenheit des Substrates, auf dem die Opferschicht mittels Sputtern aufgebracht wird, und die Wahl der Sputterparameter für die löchrige und rissige Struktur der Opferschicht verantwortlich.

In Kap. 3.2.2 wurde aus Gründen der Planarität der Einsatz von geläppten Substraten insbesondere für die Realisierung von mikrooptischen Bänken mit großen optischen Weglängen bestimmt. Tatsächlich führt jedoch die mechanische Bearbeitung der Keramiksubstrate zu einer erhöhten Rauhmigkeit. Vergleichsmessungen mittels eines AFM an beiden Substratsorten ergaben Rauhmigkeitswerte für ungeläppte Keramiksubstrate von 80 ± 10 nm und für geläppte von 160 ± 5 nm. Aufgrund der erhöhten Rauhmigkeit wächst die gesputterte Titanschicht auf den geläppten Substraten bereits grobkörnig und unregelmäßig auf, wie in Abb. 4.23a anhand einer REM-Aufnahme gezeigt ist. Abb. 4.23b zeigt zum Vergleich eine Titanschicht, welche unter denselben Bedingungen auf einem unbehandeltem Substrat aufgebracht wurde. Die Schicht stellt sich gleichmäßiger und feinkörniger dar und es kommt nicht mehr zu großen Rissen.

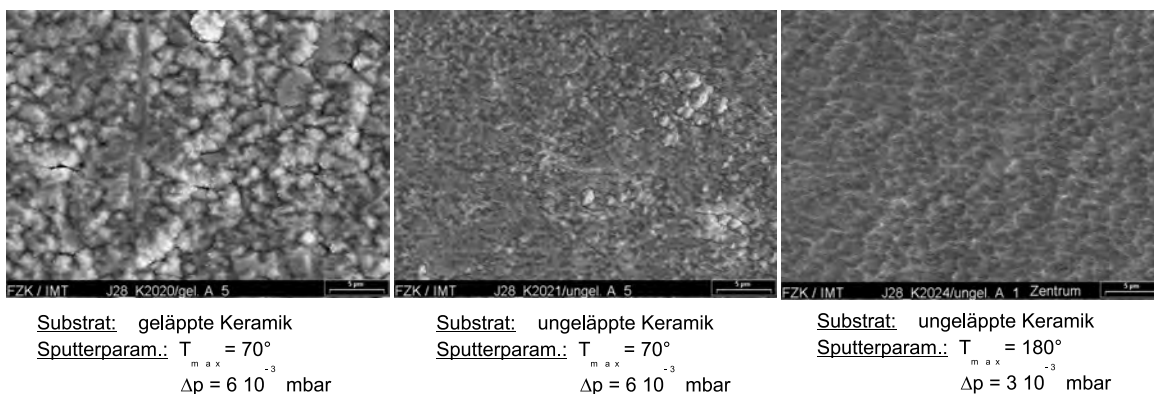


Abbildung 4.23: Gesputterte Titanschichten auf verschiedenen Substraten und unter verschiedenen Sputterparametern

Die Forderung nach geläppten Keramiksubstraten wird daher in dieser Arbeit fallengelassen. Um die in Kap. 3.2.2 geforderte Welligkeit der Substrate unterhalb $50 \mu\text{m}$ dennoch einzuhalten, werden für die Herstellung der Matrizen ungeläppte Wafer mittels Messungen der Topographie sorgfältig hinsichtlich ihrer Durchbiegung und Welligkeit sortiert.

Zu hohe Sputtertemperaturen der Titanschicht, d. h. oberhalb 200°C , verringern die Haftung

der Cr/Au-Schichten unterhalb der Opferschicht [50]⁶. Zu niedrige Sputtertemperaturen führen andererseits zu grobkörnigen, rissigen Schichten. Eine exaktere Einteilung der Schichtmorphologie wird in [83] in Form eines Zonendiagramms angegeben. In Abb. 4.24 ist dieses Diagramm dargestellt.

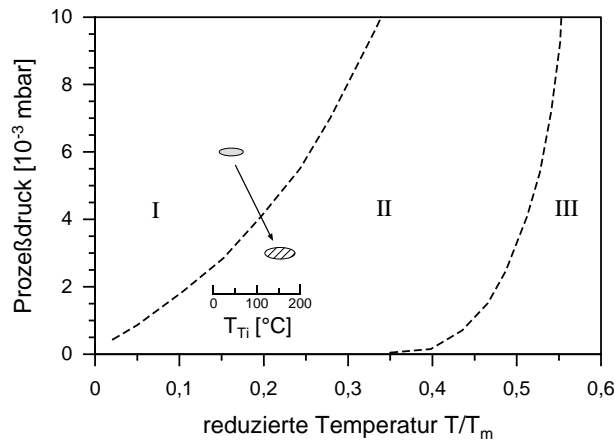


Abbildung 4.24: Zonenmodell nach Thornton [83]: Einteilung des Schichtwachstums gesputterter Metallschichten in verschiedene Bereiche abhängig von Prozeßgasdruck und reduzierter Temperatur (bezogene auf die Schmelztemperatur); eingezeichnet sind die bisherigen und die optimierten Parameter zum Sputtern der Ti-Opferschicht

Demzufolge werden in Abhängigkeit vom Prozeßgasdruck und Substrattemperatur drei Bereiche unterschieden: in Bereich I kommt es zu konischen Kristalliten mit offenen Korngrenzen, Bereich II führt zu einem geschlossenen Gefüge mit säulenförmigen Kristalliten und in Bereich III erhält man ein geschlossenes Gefüge mit gleichachsigen Kristalliten. Die Temperatur ist als reduzierte Temperatur aufgetragen, d. h. Substrattemperatur im Verhältnis zur Schmelztemperatur des Metalls. Auf einer zweiten Abszisse ist die absolute Substrattemperatur für die Titanbeschichtung eingetragen. Wie aus dem Diagramm ersichtlich, liegt der bisherige Parameterbereich für das Aufsputtern der Opferschicht in Zone I, was anhand der rissigen Schichten deutlich wird. In diesem Bereich hängt ferner die Ausbildung offener Korngrenzen wesentlich von der Substratrauhigkeit ab [80], wie ebenfalls am Beispiel der verschiedenen Keramiksubstrate sichtbar ist. Durch eine Erhöhung der Substrattemperatur auf 110 – 180 °C bei gleichzeitiger Verringerung des Prozeßgasdruckes von 0,6 auf 0,3 · 10⁻³ mbar kann eine gleichmäßige, geschlossene Titanschicht erzielt werden, wie Abb. 4.23c im Vergleich zu 4.23b zeigt⁷.

Aufgrund der gleichmäßigeren Oberfläche der mit diesen Parametern aufgetragenen Titanschicht wird auch das Risiko eines Lochfrases während der anschließenden Oxidation verringert. Abb. 4.25 zeigt eine REM-Aufnahme eines geläppten und mit den herkömmlichen Parametern beschichteten Keramiksubstrates nach 3 min Oxidationszeit⁸ und ein ebenso oxidiertes ungeläpptes Substrat mit einer Titanbeschichtung entsprechend den verbesserten Sputterparametern. Während das nach dem bisherigen Verfahren hergestellte Substrat Löcher bis zu einigen Mikrometern Größe aufweist, zeigt das mit dem optimierten Verfahren hergestellte Substrat nur eine leichte Aufrauung der Oberfläche.

⁶Weitere hier nicht aufgeführte Details zum Opferschichtprozeß, der Aufbringung der Cr/Au-Ebene und der Haftung der Nickelstrukturen auf den Keramiksubstraten sind ebenfalls in [50] zu finden.

⁷Bias-Spannung und Sputter-Leistung lagen für alle Proben bei 60 V bzw. 1,9 kW und wurden nicht variiert.

⁸Die Oxidation erfolgt in 6%iger H₂O₂-Lösung mit 20 g NaOH bei 65 °C. Hierzu ist zu bemerken, daß aufgrund von Inhomogenitäten sowohl in der Struktur der gesputterten Titanschicht als auch in der Rauigkeit der Keramiksubstrate die Ergebnisse lokal variieren können.

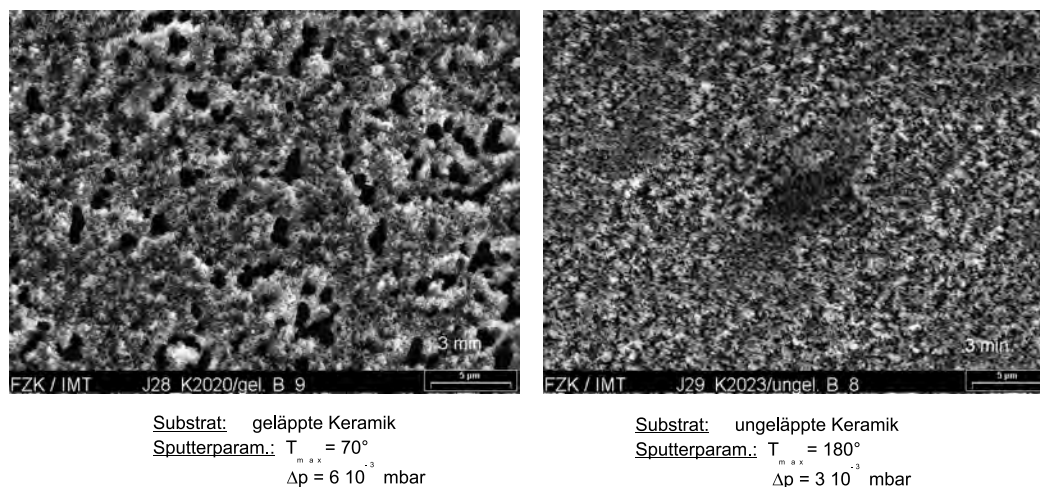


Abbildung 4.25: Naßchemisch oxidierte Titanschichten auf verschiedenen Substraten und unter verschiedenen Sputterparametern

Die mit dem verbesserten Verfahren hergestellten Schaltmatrizen können mit einer Ausbeute bis zu 30% gefertigt werden. Abb. 4.26 zeigt die Unterseite eines solchen Lagerringsegmentes mit einer Leiterbahndurchführung entsprechend Abb. 4.21. Die säulenartigen Kurzschlußbrücken sind hier verschwunden.

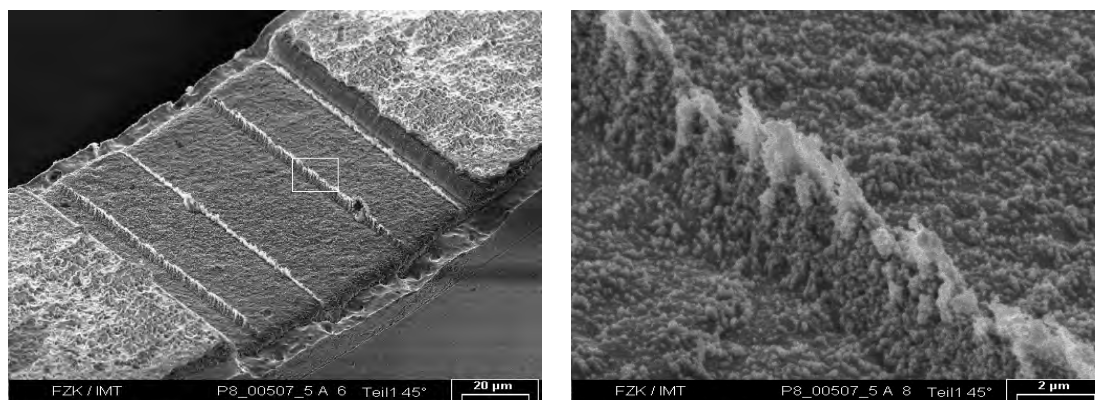


Abbildung 4.26: Unterseite eines Lagerringsegments von einem ungeläpften Substrat mit optimierten Sputterparametern für die Opferschichtherstellung; links: Abbild einer Leiterbahndurchführung (vgl. Abb. 4.22) rechts: Detailaufnahme mit galvanisierten Rissen

Entlang der Leiterbahnkanten kommt es jedoch weiterhin zu galvanisierten Rissen in der Opferschicht, wie an den Graten entlang der Stufen in der Detailaufnahme in Abb. 4.26 erkennbar ist. Die hierdurch noch auftretenden Kurzschlüsse können durch einen anschließenden Kupferätzschritt verringert werden. Hierbei ist darauf zu achten, daß die dabei entstehende Unterätzung der Nickelstrukturen die Haftung derselben verringert. Für eine 20%ige ammoniakalische Kupferätze [88] wurde eine Ätzrate von $5 \mu\text{m}/\text{min}$ bestimmt, wie in Abb. 4.27 dargestellt⁹. Durch einen dreiminütigen zusätzlichen Ätzschritt konnte die Ausbeute der Schaltmatrix-Substrate auf bis zu 60% gesteigert werden.

⁹Die Ätzrate kann je nach Geometrie der Strukturen, Temperatur und Bewegung der Lösung stark von diesen Ergebnissen abweichen.

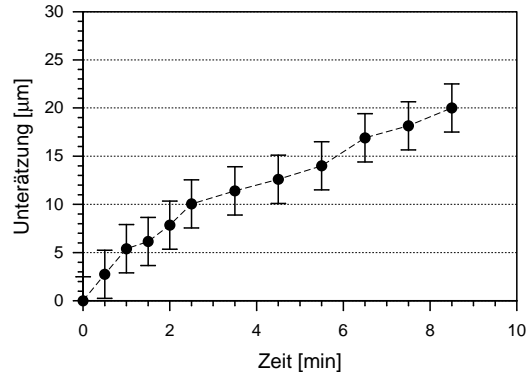


Abbildung 4.27: Unterätzung der Motorelektroden in einer 20%igen ammoniakalischen Kupferätzlösung bei Raumtemperatur ohne zusätzliche Konvektion

4.2 Spiegelrotoren

Die doppelwandigen Spiegelrotoren, die aus einem flachen Deckel und den hohen Rotorwänden bestehen, werden auf einem weiteren Substrat als zweistufige Struktur hergestellt. Dies wird durch eine Kombination von optischer Lithographie dicker Schichten, klassischer LIGA-Technik und Opferschichttechnik ermöglicht (vgl. Kap. 2.2). Hierzu mußte zusätzlich ein Verfahren für das Aufkleben von PMMA-Platten auf gestuften Substraten entwickelt werden.

4.2.1 Fertigung zweistufiger Spiegelrotoren

Abb. 4.28 zeigt die für die Herstellung der Rotoren notwendigen Schritte. Dargestellt ist ein diametraler Schnitt durch den Rotor. Als Trägersubstrat dient ein Si-Wafer mit einer naßchemisch oxidierten Titanschicht, welche gleichzeitig als Haftschicht für den Resist und als Opferschicht dient. Die Rotoren werden auf dem Kopf stehend hergestellt, d. h. zuerst wird der Deckel gefertigt. Hierzu wird mittels optischer Lithographie eine $32\ \mu\text{m}$ dicke Lackschicht strukturiert¹⁰ und galvanisch mit $25\ \mu\text{m}$ Nickel aufgefüllt (Abb. 4.28a). Auf das so vorstrukturierte Substrat wird der Resist als PMMA-Platte aufgebracht. Für die Herstellung der Rotorwände ist eine PMMA-Schicht von $500\ \mu\text{m}$ notwendig. Schichten dieser Dicke werden üblicherweise als bereits auspolymerisierte und spannungsarm getemperte PMMA-Platte auf das Substrat aufgeklebt. Als Klebstoff wird flüssiges PMMA verwendet. Das Auspolymerisieren der Klebeschicht erfolgt unter Druck (4 - 10 bar). Aufgrund der bereits vorhandenen relativ hohen Ni-Strukturen, führt dieses Verfahren jedoch zu Luft einschließen zwischen Platte und Substrat. Da die Resist-Platte unmittelbar auf die Metallstrukturen gedrückt wird, kommt es weiterhin zu Spannungsrissen infolge der lokal erhöhten Druckspannungen an den Auflagepunkten der Platte auf den Strukturen (s. Abb. 4.29a). Daher werden die Ni-Strukturen des Deckels zuerst mit flüssigem PMMA eingegossen. Diese Schicht zeigt nach dem Auspolymeri-

¹⁰Bei der optischen Lithographie dicker Schichten ist auf eine langsame Aushärtung des Lackes zu achten. Die bei dünnen Schichten übliche schnelle Härtung auf einer Heizplatte führt hier zu erheblichen Maßverlusten aufgrund innerer Spannungen.

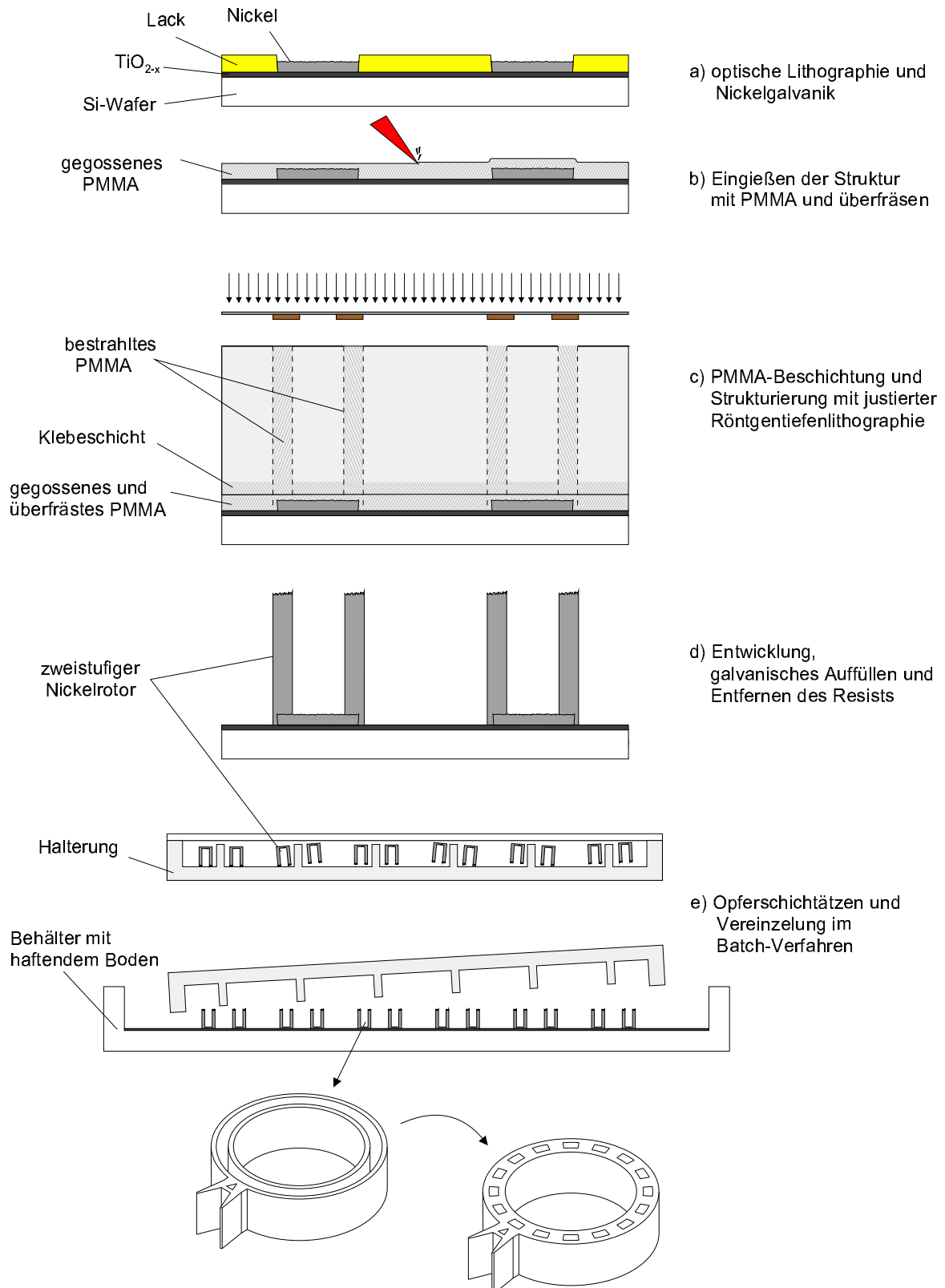


Abbildung 4.28: Herstellung und Vereinzelung der zweistufigen Spiegelrotoren für die Stellelemente der optischen Schaltmatrix (für die Struktur des Rotordeckels siehe S. 76)

sieren immer noch das Abbild der Ni-Strukturen, wodurch weiterhin Spannungsrisse auftreten können. Mittels Polierfräsen wird sie daher planarisiert (s. Abb. 4.28b). Auf diese ebene Resistfläche kann schließlich die PMMA-Platte blasenfrei aufgeklebt und die Rotorwände mit Hilfe justierter Röntgentiefenlithographie rißfrei strukturiert werden (s. Abb. 4.28c). Die RTL-Kante überdeckt hierbei den durch die optische Lithographie definierten Rand des Deckels. Dadurch kann auch bei dieser zweistufigen Struktur für die Außenabmessungen die Präzision der LIGA-Struktur erhalten werden (s. Abb. 4.28d). Nach der Galvanik und Entfernen des Resists werden die Spiegelrotoren durch Ätzen der Titanopferschicht mittels Flußsäure schließlich vom Substrat gelöst.

Die Vereinzelung der Spiegelrotoren als Schüttgut ist hier aufgrund der filigranen Spiegel nicht möglich. Die Vereinzelung erfolgt daher im *Batch*-Verfahren, d.h. alle Strukturen (pro Wafer werden 188 Rotoren gefertigt) werden gleichzeitig vom Substrat gelöst und geordnet in einen Aufbewahrungsbehälter abgelegt. Hierzu wird vor dem Opferschichtätzen eine Halterung über den Rotoren befestigt, welche mit dünnen Stiften in die Rotoren hineinragt. Nach dem Entfernen der Opferschicht liegen die Rotoren in dieser Halterung, zentriert durch die Stifte (s. Abb. 4.28e), und können in den Aufbewahrungsbehälter¹¹ abgelegt werden.

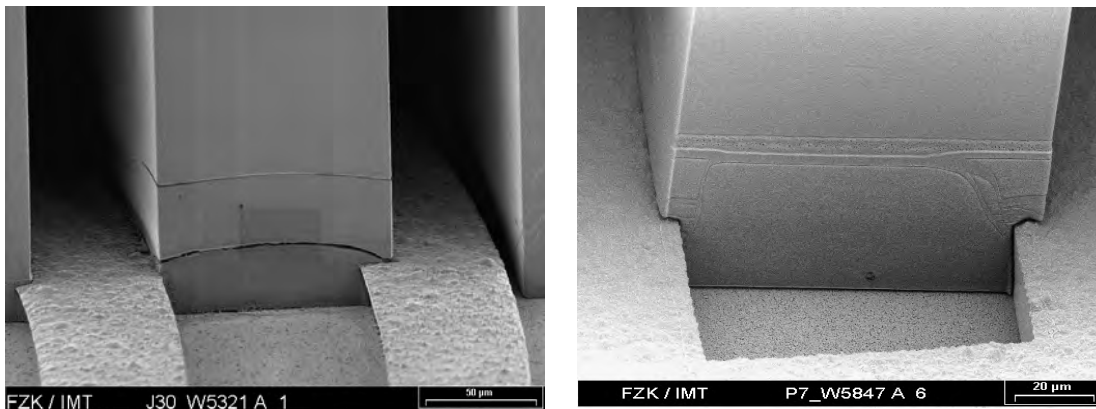


Abbildung 4.29: Querschnitt des PMMA-Ringes zwischen den Spalten zur Galvanisierung der Rotorwände (dargestellt ist das untere Ende des Ringes auf dem durchbrochenen Nickeldeckel); links: Rißbildung durch direktes Aufkleben der PMMA-Platte auf die Ni-Struktur, rechts: rißfreie PMMA-Struktur durch Eingießen der Ni-Strukturen, Überfräsen des auspolymerisierten Resists und Aufkleben der PMMA-Platte (die Klebeschicht zwischen der Resistplatte und dem gegossenen Teil ist hier gut erkennbar; sie beeinträchtigt die Funktion der Rotoren jedoch nicht)

Für die Herstellung der Rotorwände ist ein geschlossener PMMA-Ring notwendig. Da die Haftung des Resists auf dem Nickel des galvanisierten Deckels unzureichend ist, weist der Rotordeckel Durchbrüche auf (vgl. auch Abb. 4.28e und Abb. 4.29). Durch diese steht der PMMA-Ring nur noch zum Teil auf Nickel während der Rest der Haftfläche mit dem oxidierten Titan des Substrats verbunden ist.

Die PMMA-Ringe, welche den Abstand der Rotorwände während der Herstellung definieren (vgl. Abb. 4.28c), sind wie die im vorherigen Kapitel untersuchten Teststrukturen für eine Maßveränderung aufgrund thermischer Dehnung und Quellen besonders anfällig. Neben der Galvanik bei Raumtemperatur wurde auch hier die notwendige Höhe der PMMA-Strukturen durch den Einsatz einer Kunststoffblende während der Galvanik reduziert. Weiter-

¹¹Hierzu werden sog. *Gel-Packs* mit einem haftenden Boden verwendet.

hin wurde durch Designvariationen versucht, die Ausdehnung des PMMA-Ringes zu verringern. Abb. 4.30 zeigt diese Varianten. Bei Modell A und B ist der Ring durch PMMA-Stege nach außen abgestützt bzw. wird von innen festgehalten. Bei Variante C wird der Ring durch Löcher unterbrochen, wodurch die Spannung innerhalb des Ringes reduziert wird. Die hier galvanisierten Säulen stehen auf dem Substratboden innerhalb der Aussparungen des Rotordeckels. Modell D ist das Grundmodell mit durchgehendem PMMA-Ring.

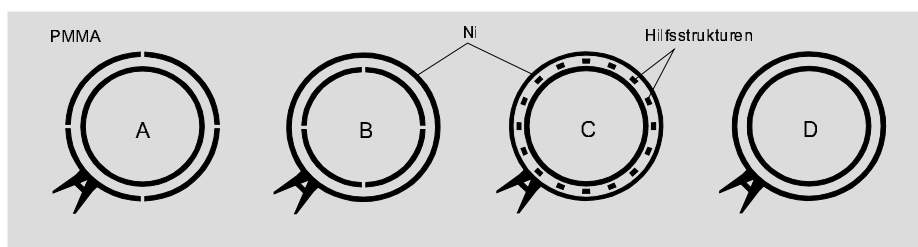


Abbildung 4.30: Variationen der Geometrie der Rotorwände zur Reduzierung der Maßveränderungen

In Abb. 4.31 sind die Maßabweichungen der auf $350\ \mu\text{m}$ galvanisierten Rotorwände (die PMMA-Höhe betrug $500\ \mu\text{m}$), d. h. des Innenradius der äußeren Rotorwand für diese Varianten dargestellt. Variante A zeigt in der Nähe der PMMA-Stege eine geringe Maßabweichung von einem halben Mikrometer, was in der Größenordnung des Maßverlust in der RTL liegt. In den Bereichen zwischen diesen Stegen kommt es zur Auswölbung des PMMA-Ringes und damit zu einem vergrößerten Radius der Nickelkante von $2\ \mu\text{m}$. Dies entspricht auch der Maßveränderung für die nicht abgestützten PMMA-Ringe der Varianten C und D. Die Unterbrechungen des PMMA-Ringes in Variante C zeigen hier keinen meßbaren Einfluß. Die geringste Maßabweichung weist Variante B mit $1,5\ \mu\text{m}$ Radiusvergrößerung auf.

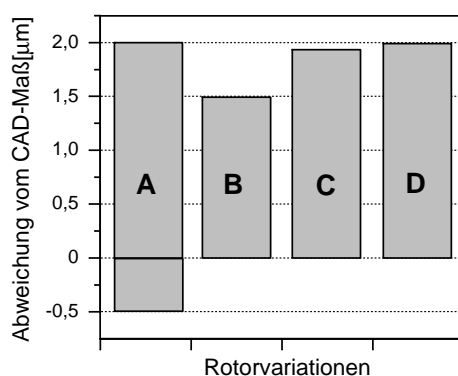


Abbildung 4.31: Maßveränderungen der Rotorvariationen nach Abb. 4.30: Abweichung des Innenradius der äußeren Rotorwand in der bei Raumtemperatur galvanisierten Nickelstruktur (bei $500\ \mu\text{m}$ hohen PMMA-Strukturen; Meßgenauigkeit $\pm 0,5\ \mu\text{m}$)

Um die Maßabweichungen weiter zu reduzieren, wurden ebenfalls Rotoren in $300\ \mu\text{m}$ PMMA auf $250\ \mu\text{m}$ galvanisiert. Die Maßabweichungen der verschiedenen Varianten liegen hier unterhalb $1\ \mu\text{m}$. Da die Modelle A und B aufgrund der unterbrochenen Rotorwände eine geringere Stabilität haben, wurden für den Aufbau und die Charakterisierung der Schaltmatrix die gleichwertigen Varianten C und D verwendet.

4.2.2 Oberflächenqualität der Spiegel

Neben der elektromechanischen Funktion muß auch die Eignung der optischen Komponente der Spiegelrotoren, d.h. des Spiegels, durch den Herstellungsprozeß gewährleistet werden. Die Seitenwände der Spiegelrotoren müssen optische Qualität aufweisen, damit die Verluste durch diffuse Reflektion an den Spiegeln minimal sind. Für Licht der Wellenlänge $1,55\ \mu\text{m}$ bedeutet dies eine Rauigkeit R_q unterhalb 20 nm (vgl. Kap. 3.2.2 und 3.5).

Für die Haftung der galvanischen Strukturen ist insbesondere nach der Röntgentiefenlithographie eine restlose Entfernung von Kohlenwasserstoffresten auf den Galvanikstartflächen essentiell [84]. Hierzu werden die PMMA-Strukturen nach der Entwicklung in einem anisotropen Sauerstoffplasma gereinigt. Da der anisotrope Ätzvorgang am Substratboden durch die umgebenden PMMA-Strukturen behindert wird, hängt die Zeitdauer von der Höhe und dem Aspektverhältnis der PMMA-Strukturen ab.¹² Dieser Reinigungsschritt greift jedoch ebenso die Seitenwände der PMMA-Strukturen an, wodurch die anschließend galvanisierten Spiegel eine erhöhte Rauigkeit aufweisen. Um eine Abschätzung dieses Effektes nach oben zu erhalten, wurde eine polierte PMMA-Platte direkt dem Sauerstoffplasma ausgesetzt und die Topographie der Oberfläche danach vermessen. Abb. 4.32 zeigt die aus AFM-Messungen erhaltenen Rauigkeitswerte (mittlere quadratische Rauigkeit) in Abhängigkeit von der Ätzdauer. Zu Beginn kommt es zu einer Verringerung der Rauigkeit, da durch das Plasma Spitzen abgetragen werden. Die anschließende Zunahme der Rauigkeit bis zu 5 nm ist unter Berücksichtigung der Tatsache, daß es sich um eine Abschätzung nach oben handelt, im Vergleich zu typischen LIGA-Seitenwandrauigkeit von 10-20 nm (vgl. Kap. 3.2.2) unkritisch.

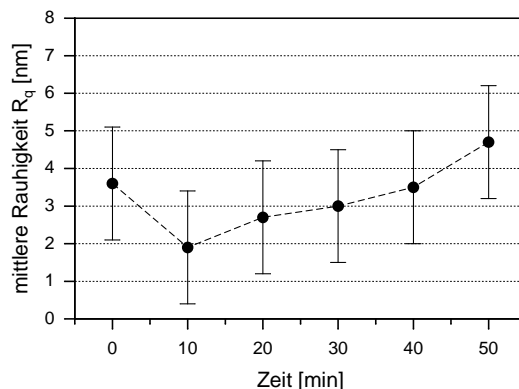


Abbildung 4.32: Rauigkeit einer polierten PMMA-Oberfläche in Abhängigkeit von der Ätzdauer mit anisotropen Sauerstoffplasma (Leistung 100 W)

Auf den Nickelspiegeln der Rotoren wurden jedoch R_q -Werte von 10 - 100 nm gemessen, wie in Abb. 4.33 anhand von AFM-Aufnahmen gezeigt ist. Grund hierfür sind Ablagerungen und ein Angriff der Nickeloberflächen durch die für den Ätzschritt verwendete Flußsäurelösung. Mittels einer ICP-Elementanalyse¹³ [85] konnte in 100 ml Proben der Ätzlösung eine Konzentration von 35 mg/l Nickel festgestellt werden, was einem Abtrag von mehreren 10 nm entspricht. Durch das in Lösung gegangene Nickel kommt es beim Trocknen zu kristallinen Ablagerungen auf den Rotoren. Mit Hilfe von AES-Untersuchungen¹⁴ [86] wurden diese als

¹²Üblich sind hier 40 min bei 100 W HF-Leistung für das Plasma.

¹³Inductive Coupled Plasma

¹⁴Auger-Elektronen-Spektroskopie

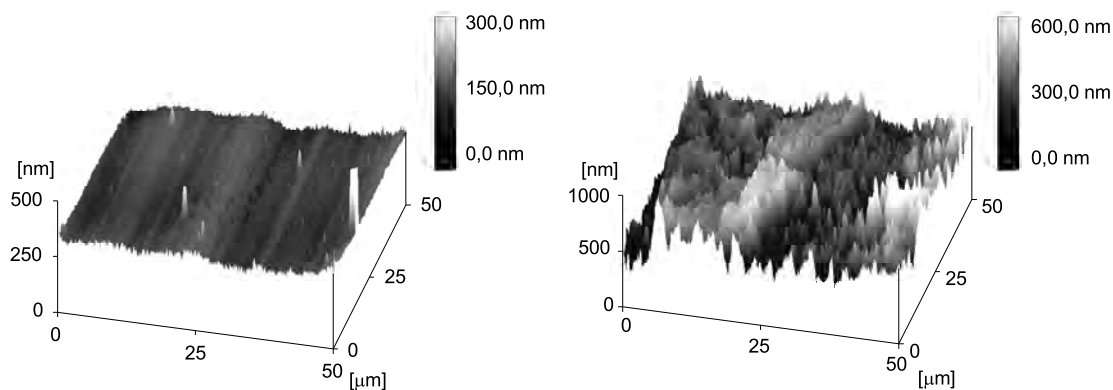


Abbildung 4.33: Topographie der Spiegeloberflächen der Rotoren (AFM-Messungen)

eine Mischung aus Nickelfluorid, Nickeloxiden bzw. -hydroxiden identifiziert. Abb. 4.34 zeigt eine REM¹⁵-Aufnahme dieser Ablagerungen auf der Rotoroberseite im Bereich des Spiegels und die zugehörige AES-Elementanalyse.

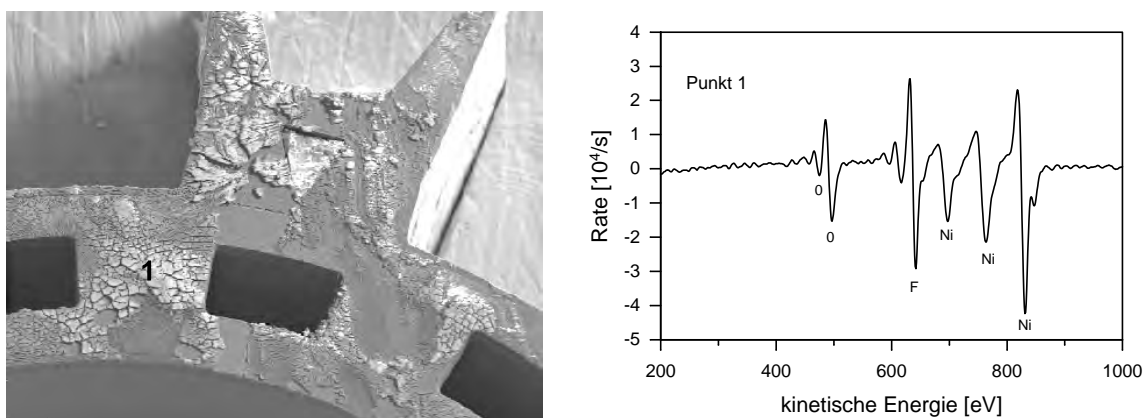


Abbildung 4.34: Ablagerungen auf den Spiegelrotoren nach Loslösung vom Substrat durch Flußsäureätzen: a) REM-Aufnahme und b) AES-Untersuchung der Ablagerung (der Messpunkt ist in Bild a) eingezeichnet)

Neben einer drastischen Verringerung der Reflektivität beeinträchtigen diese Ablagerungen vor allem die Bewegung des Rotors. Während die Ablagerung der Nickelsalze durch längere Spülschritte verhindert werden kann, ist der Oberflächenangriff bei Verwendung des Titanopferschichtprozesses nicht zu vermeiden. Lediglich die Stärke des Abtrags kann durch die Einhaltung einer minimalen Ätzzeit verringert werden. Der Einsatz einer Titanopferschicht ist nach diesen Untersuchungen für die Herstellung von Spiegelflächen auf der Basis einer LIGA-Struktur aus Nickel daher sehr kritisch.

¹⁵Raster-Elektronen-Mikroskop

4.3 Fertiggestellte 2x2 Matrizen

Die Schaltmatrizen werden aus 5 verschiedenen Bauteilen zusammengesetzt. Neben dem Grundsubstrat, dem Keramikträger mit der Kontaktierungsebene und den galvanisierten Statorstrukturen bzw. optischen Bänke, sind dies die separat gefertigten Rotoren und Faserhalteelemente sowie die Kugellinsen und Fasern. Für die Häusung kommen noch eine Multilayer-Platine zur elektrischen Kontaktierung sowie ein Metallgehäuse hinzu.

In Abb.4.35 ist eine Fotografie der bestückten und kontaktierten Schaltmatrix auf der Platine im Größenvergleich mit einer Ameise abgebildet. Gut zu erkennen sind neben den Leiterbahnen und Kontaktflächen die Nickelstrukturen der optischen Bänke, der Statoren und der feststehenden Spiegel. Weiterhin sind die Linsen und Fasern sowie in der hinteren der zwei auf dem Substrat befindlichen Matrizen drei Spiegelrotoren zu sehen.



Abbildung 4.35: Fotografie einer vollständig bestückten und kontaktierten Schaltmatrix mit einer Ameise als Größenvergleich; Abmessungen des Keramiksubstrates: ca. $10 \times 10 \text{ mm}^2$, Höhe der Nickelstrukturen $400 \mu\text{m}$

Zum Aufbau der kompletten Matrix werden zuerst Kugellinsen und Faserhalteelemente in die optische Bank eingeklebt (s. Abb. 4.36). Die Linsen werden hierzu in der Halterung mit einem Manipulator festgehalten und mittels sog. *Pin-Transfer*¹⁶ wird Klebstoff an die Anschlagstellen seitlich angebracht. Hierfür wird UV-härtender Kleber verwendet, da so ein unmittelbares Aushärten des Klebstoffes nach dem Aufbringen möglich ist und ein Verlaufen auf der Linsenoberfläche aufgrund des hohen Benetzungsgrades vermieden wird. Wichtig ist hier eine geringe Dosierung der Klebstoffmenge. Aufgrund der geringen Abmessungen der Bauteile bieten sich für Pin-Transfer zum Beispiel Aluminium- oder Wolframdrähte mit Durchmes-

¹⁶ Als solches bezeichnet man die Aufnahme und Ablagerung von geringen Klebstoffmengen mit einem schmalen stiftähnlichen Gegenstand am Klebepunkt.

sern von $25\text{-}50\ \mu\text{m}$ an. Die Faserhalteelemente werden ähnlich mittels Manipulatoren gegen den Anschlag geschoben und auf das Substrat gedrückt. Die Verklebung erfolgt wie im Falle der Linsen.

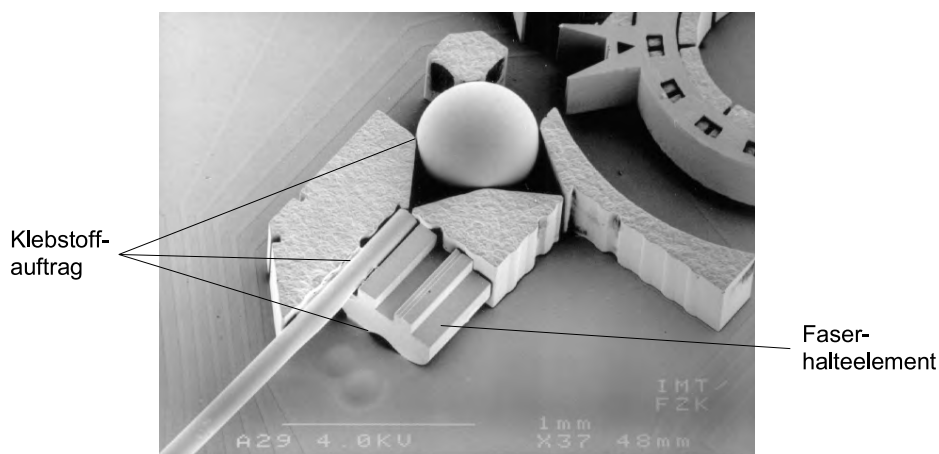


Abbildung 4.36: REM-Aufnahme der optischen Bank mit eingeklebten Linsen, Fasern und Halteelementen; im Hintergrund ist ein beweglicher Spiegel zu erkennen

Die soweit aufgebauten Matrizen werden auf die Platine geklebt und mittels Drahtbonden mit dieser verbunden. Hierzu werden $25\ \mu\text{m}$ starke Golddrähte verwendet. Mit Hilfe der mehrschichtigen Platine werden die 66 am Rand des Keramiksubstrats angeordneten Kontakte auf standardisierte Steckverbinder auf der Platinenunterseite geleitet. Diese Platine wird in das Gehäuse eingeklebt, welches auf der Unterseite eine Aussparung für die Steckkontakte und an den Seitenwänden Öffnungen für die Glasfasern hat. Letztere werden zur Fertigstellung der Schalteinheit in die Halteelemente von oben eingelegt, niedergedrückt und ebenfalls mit UV-härtendem Kleber eingeklebt. Anschließend werden sie in der Gehäusedurchführung verklebt. Abb. 4.37 zeigt einen schematischen Querschnitt durch die vollständige Schalteinheit.

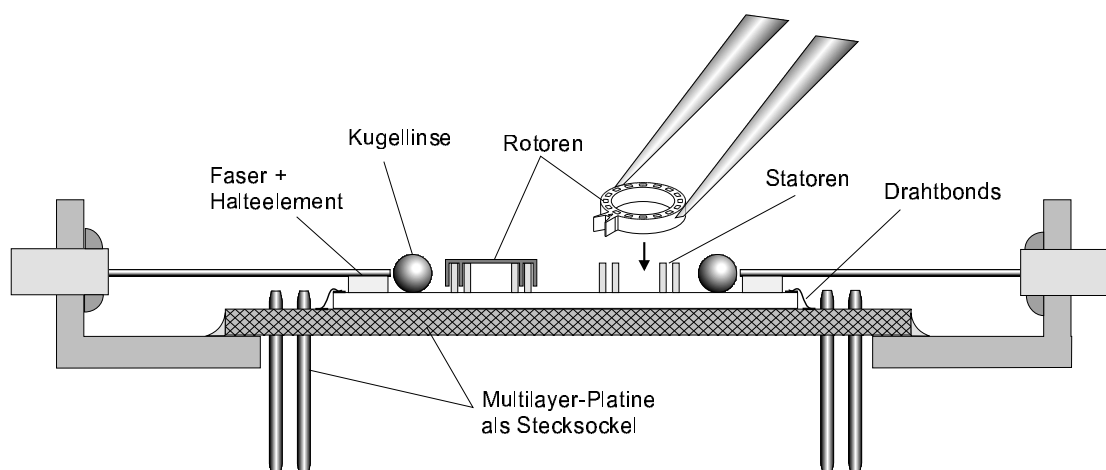


Abbildung 4.37: Schematischer Querschnitt durch die vollständig aufgebaute Schalteinheit

Die Rotoren werden als letztes von oben mit einer Pinzette in die Motoren eingesetzt. Abb. 4.38 und 4.39 zeigen REM-Aufnahmen eines solchen Spiegelrotors von der Oberseite und der Statorstruktur mit Lagerring und Spiegelanschlag. Demonstratoren und Testmuster der Schaltmatrix werden schließlich mit einem durchsichtigen Staubdeckel verschlossen.

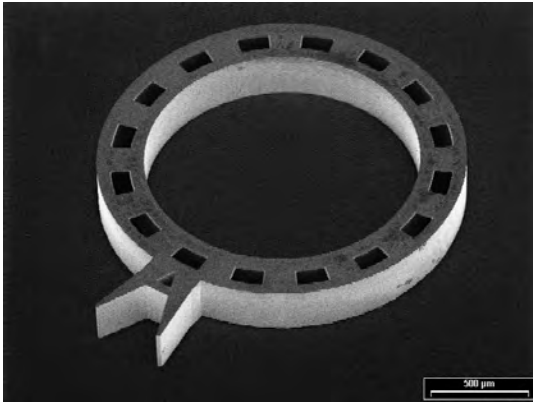


Abbildung 4.38: REM-Aufnahme eines Spiegelrotors: Durchmesser 1,7 mm, Höhe 250 µm, Breite der Spiegelspitzen 20 µm

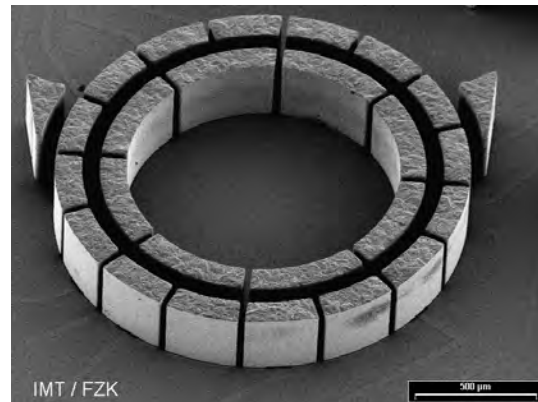


Abbildung 4.39: REM-Aufnahme der Statorstruktur: Höhe 400 µm, Abstand zwischen den Statoren und Lagerringsegmenten 30 µm

In Abb. 4.40 ist eine Fotografie der fertig aufgebauten und gehäufteten Schalteinheit mit einem Zentimetermaßstab als Größenvergleich abgebildet. Das Gehäuse ist symmetrisch aufgebaut, um bei Bedarf beide auf dem Substrat befindlichen Matrizen ausnützen zu können.

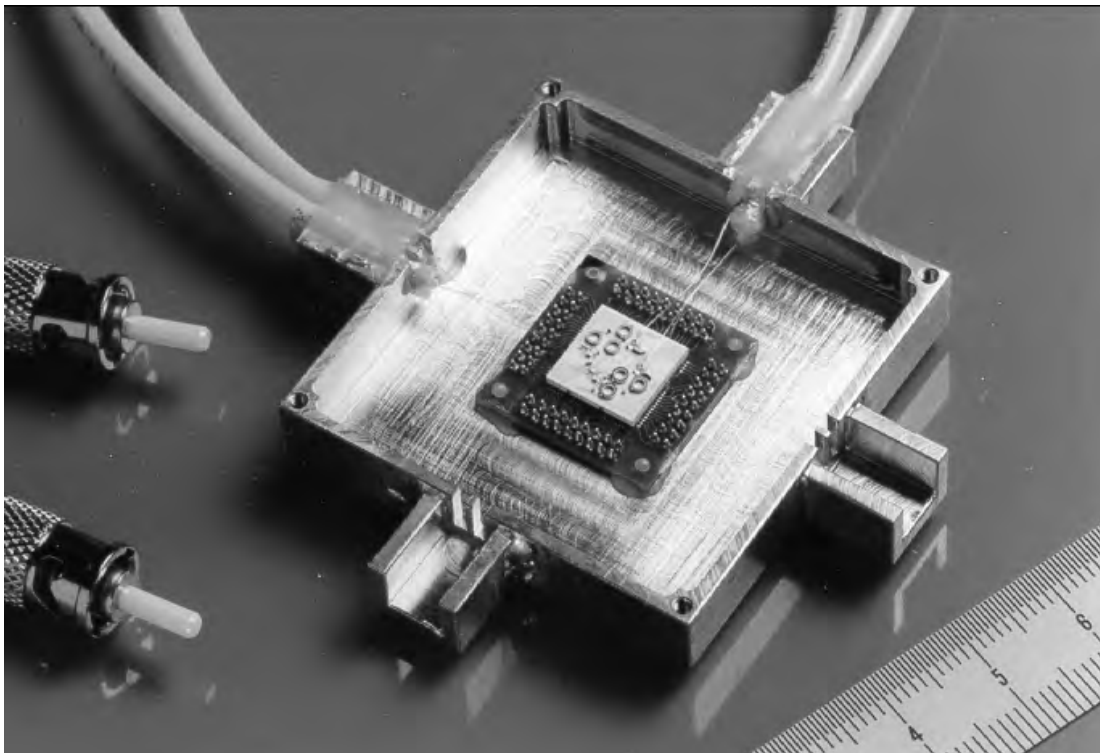


Abbildung 4.40: Fotografie einer vollständig bestückten und kontaktierten Schaltmatrix im Gehäuse; der Zentimetermaßstab im Bild dient als Größenvergleich

Kapitel 5

Charakterisierung

Die Funktion der hergestellten Schaltmatrizen wird in diesem Kapitel untersucht. Das Schaltverhalten wird durch die elektromechanische Funktion des Motors und durch den optischen Aufbau bestimmt. Demzufolge wird nach der Erläuterung der elektronischen Ansteuerung zuerst der Motor als Stellelement hinsichtlich der Schaltzeit und der Laufeigenschaften der Rotoren charakterisiert. Danach wird die gesamte opto-elektro-mechanische Funktion der Matrix, d. h. die optische Übertragungsqualität in allen schaltbaren Kanälen, anhand von vollständig aufgebauten und gehäusten Prototypen untersucht.

5.1 Elektronische Steuerung

Die Schaltelemente der Matrix, d. h. die elektrostatischen Wobble-Motoren, werden durch eine dreikanalige Treiberschaltung, wie in dem Blockschaltbild in Abb. 5.1 dargestellt, angesteuert. Hiermit können sowohl ein einzelner Motor als auch, wie beim Betrieb der gesamten Matrix, die drei Motoren gleichzeitig angesteuert werden¹.

Die Eingabe aller Informationen wie Nummer des zu testenden Motors, Anzahl der gleichzeitig beschalteten Elektroden sowie Konfiguration der beschalteten Elektroden in der Anschlagposition erfolgt über eine Eingabeoberfläche am PC und wird über eine serielle Schnittstelle an die Steuerung geleitet. Von der Steuerung wird ein externes Taktsignal entsprechend der Eingabeinformationen auf die verschiedenen Motoren gegeben und die Elektroden mit der vorgegebenen Spannung beschaltet. Dies erfolgt über eine separate Hochspannungstreiberstufe, an die das Matrixsystem angeschlossen ist. Die Information über die Endposition der Spiegelrotoren wird über die Spiegelanschlüsse an die Steuerung geleitet. Hierzu sind die Anschlüsse elektrisch kontaktiert. Berührt der über den Rotor und Lagerring geerdete Nickelspiegel den Anschlag, so wird der Spannungsabfall von der Steuerung detektiert. Je nach Wahl der Elektrodenkonfiguration in der Anschlagposition, werden die Elektroden noch bis zu dieser gewünschten Position weitergetaktet. In der Endposition bleiben die ausgewählten Elektroden unter Spannung. Die Spiegelrotoren werden dadurch am Anschlag fixiert, wodurch beide Schaltzustände der Matrix stabil sind. Aufgrund der elektrostatischen Haltekraft erfolgt im Ruhezustand dennoch keine Leistungsaufnahme durch den Motor. Die Bestimmung der Schaltzeit, d. h. der Zeit, die der Spiegelrotor für die Bewegung zwischen den beiden Anschlägen benötigt, erfolgt über die Anzahl und Dauer der Taktpulse während dieser Zeitspanne.

¹Zur Ansteuerung der zweiten Matrix auf dem Substrat wird das System in der elektronischen Steuerung umgesteckt.

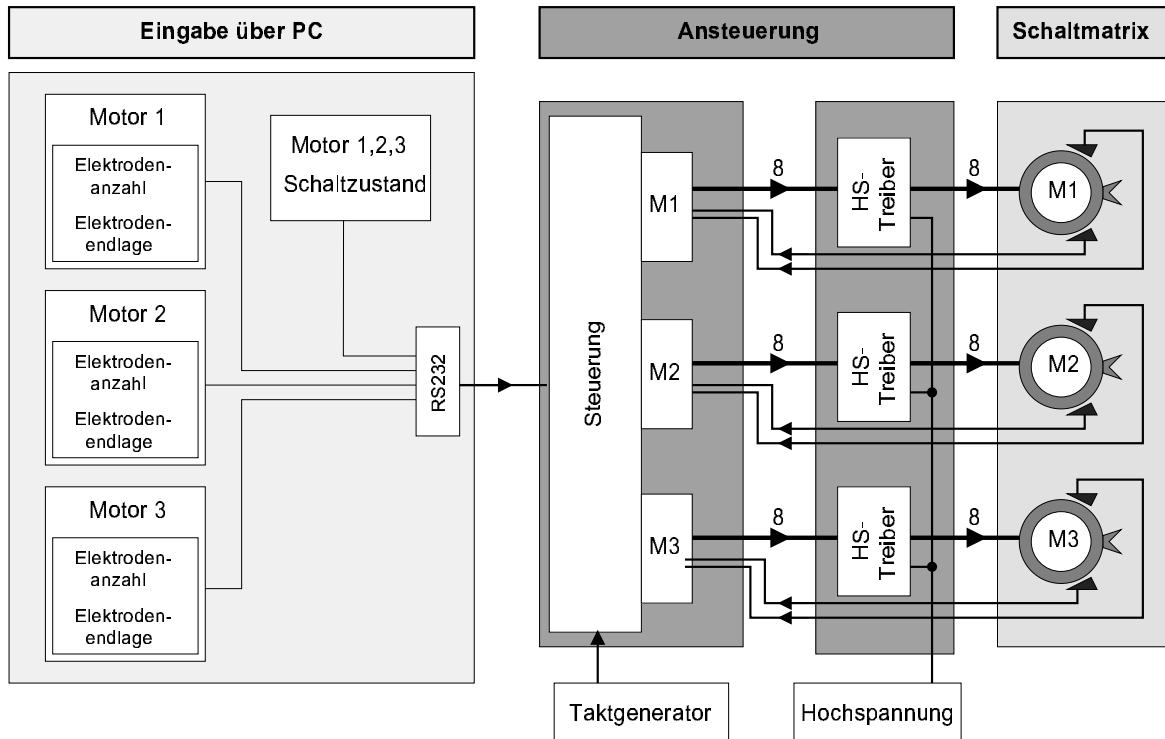


Abbildung 5.1: Blockschaltbild der elektronischen Ansteuerung für die Schaltmatrix bzw. für die einzelnen Motoren

5.2 Elektro-mechanische Charakterisierung

Eine der wichtigsten mechanischen Eigenschaften der Motoren ist die Schaltzeit. Sie wird als Funktion der Taktfrequenz sowie der angelegten Spannung analysiert. Die Motoren wurden bei Taktfrequenzen bis zu 35 kHz und Spannungen bis zu 300 V getestet. Oberhalb 320 V kam es, wie nach Kap. 3.1.2 erwartet, bei einem minimalen Kondensatorspalt von $4\ \mu\text{m}$ zu Spannungsüberschlägen. In Abb. 5.2a sind für verschiedene Spannungen die Schaltzeiten über der Taktfrequenz in einer doppellogarithmischen Darstellung aufgetragen.

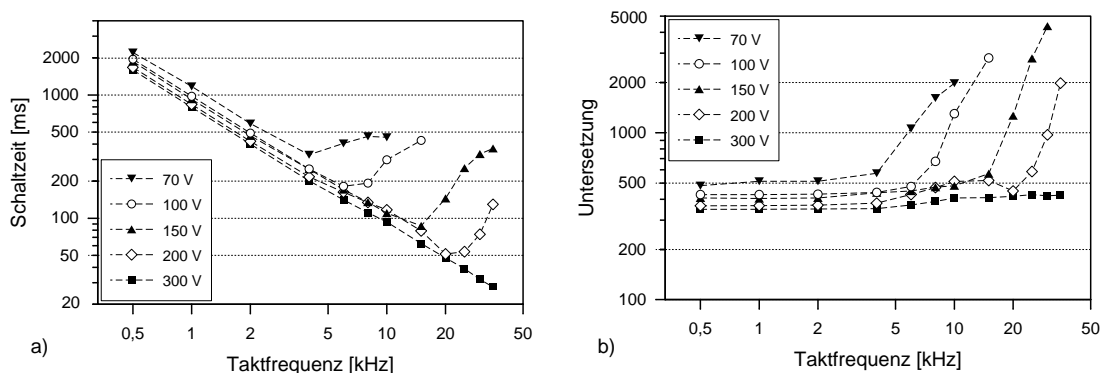


Abbildung 5.2: a) Schaltzeit und b) Untersetzungsverhältnis eines Motors der Schaltmatrix in Abhängigkeit von der externen Taktfrequenz für verschiedene Elektroden Spannungen (Rotorhöhe: $250\ \mu\text{m}$, Anzahl der beschalteten Elektroden: 4)

Eine lineare Abhängigkeit der Schaltzeit von der externen Taktung ist gut zu erkennen. Ab einer für jede Spannung unterschiedlichen Taktfrequenz weichen die Meßwerte zu höheren Schaltzeiten hin ab. Das aus den Schaltzeitmessungen abgeleitete Untersetzungsverhältnis ist in Abb. 5.2b dargestellt. Bei der Bestimmung aus der Schaltzeit und der Taktfrequenz ist zu berücksichtigen, daß die Rotorbewegung nur $\frac{103^\circ}{360^\circ}$ der vollen Umdrehung beträgt und das Taktsignals durch die Elektroden zusätzlich um den Faktor acht untersetzt wird. Entsprechend der gemessenen Proportionalität zwischen Schaltzeit und Taktfrequenz ist die Untersetzung im linearen Bereich nahezu unabhängig von der Taktfrequenz. Dies deutet darauf hin, daß der Motor im Schrittbetrieb arbeitet. Wie aus Abb. 5.2 ersichtlich, nehmen jedoch Schaltzeiten und Untersetzungsverhältnisse mit zunehmender Spannung ab. Die Absolutwerte der Untersetzung liegen in diesem Bereich mit 350-400 deutlich über dem theoretischen Wert von 160 (vgl. Kap. 3.4). Dies wurde auch in [56] an vergleichbaren Wobble-Motoren beobachtet. Grund hierfür ist ein mechanisches Hakeln des Rotors, das durch Reibung und Strukturfehler hervorgerufen wird. Das anhand der Schaltzeitmessungen ermittelte Untersetzungsverhältnis ergibt sich somit als ein Mittelwert aus den Taktzyklen, in denen der Motor mit der tatsächlichen Untersetzung synchron zur Taktfrequenz läuft, und den Zyklen, in denen er aufgrund des Hakelns von der getakteten Spannung für einige Statorumläufe überbrundet wird, bis er wieder synchron läuft. Da mit der Spannung auch das Drehmoment des Rotors zunimmt, spielen solche Störungen bei höherer Spannung eine geringere Rolle und die gemessenen Schaltzeiten und Untersetzungsverhältnisse nehmen ab.

Bei höheren Frequenzen kann der Rotor mit der getakteten Spannung nicht mehr Schritt halten. Ursachen hierfür sind neben den erwähnten Defekten und der Reibung die Massenträgheit des Rotors und eine Taumelbewegung infolge eines Verkippens des Rotors. Dadurch kommt es ab einer bestimmten Frequenz zu einem Abknicken der Schaltzeitkurven zu höheren Schaltzeiten, was sich ebenso im Untersetzungsverhältnis bemerkbar macht (s. Abb. 5.2). Dies geschieht bereits bei umso kleineren Frequenzen je niedriger die vorgegebene Spannung und somit das zur Verfügung stehende Drehmoment ist. Aufgrund dieser Spannungsabhängigkeit der Schaltzeiten ergibt sich bei jeder Spannung eine charakteristische minimale Schaltzeit. In Abb. 5.3a sind diese über fünf Motoren gemittelten Werte in Abhängigkeit von der Elek-

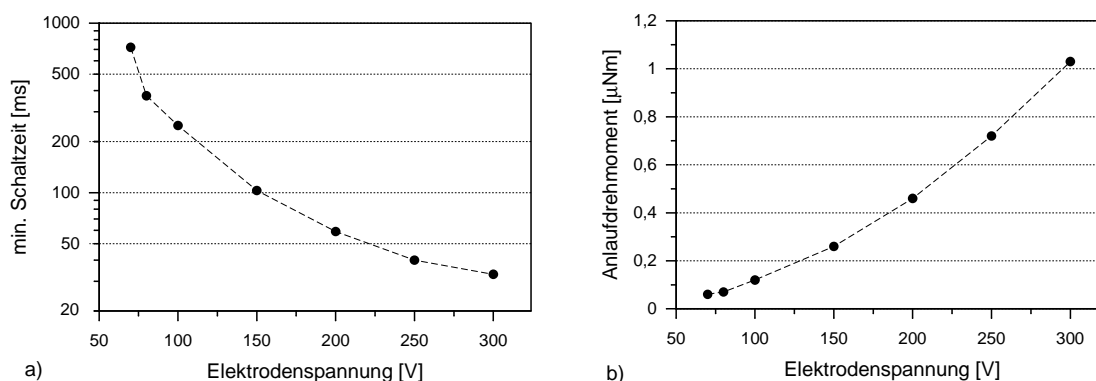


Abbildung 5.3: a) Minimale Schaltzeit in Abhängigkeit von der Elektroden-Spannung (gemittelt über fünf Motoren) und b) theoretisches Drehmoment für diese Werte (Rotorhöhe: 250 µm, Anzahl der beschalteten Elektroden: 4)

trodenspannung dargestellt. Die minimale Anlaufspannung liegt demnach für die getesteten Motoren bei etwa 70 V und liefert hier eine Schaltzeit von etwa 700 ms. Als kleinste Schaltzeit werden 30 ms bei 300 V erreicht.

²Der Winkelabstand der Anschläge beträgt 103° (vgl. Kap. 3.4).

Abb. 5.3b zeigt das für diese Spannungen nach Kap. 3.1.2 theoretisch berechnete Anlaufdrehmoment. Wie man erkennen kann, liegt das aufgrund von Vorversuchen für die Funktion des Motors als notwendig angenommene Drehmoment von $0,43 \pm 0,1 \mu\text{Nm}$ (s. Kap. 3.1.2) innerhalb des erreichten Wertebereiches. Die minimale Anlaufspannung von 70 V zeigt weiterhin, daß die Schaltfunktion bereits bei einem um etwa einen Faktor 5 geringeren Drehmoment gegeben ist.

Nach Kap. 3.1.2 ist das Drehmoment abhängig von der Anzahl der beschalteten Elektroden. Hierdurch wird auch die minimale Schaltzeit durch die Anzahl der Elektroden beeinflusst. Abb. 5.4 zeigt die von der Spannung abhängige minimale Schaltzeit für eine bis vier gleichzeitig beschaltete Elektroden.

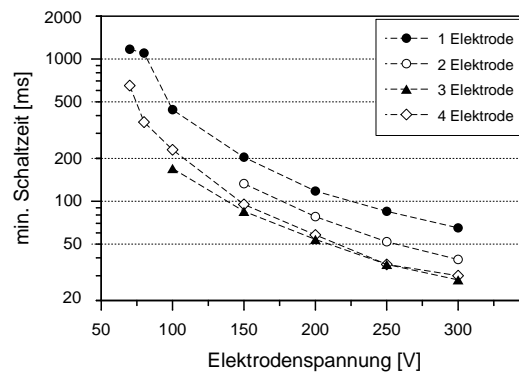


Abbildung 5.4: Minimale Schaltzeit abhängig von der Elektrodenspannung für verschiedene Anzahlen an beschalteten Elektroden (Rotorhöhe: $250 \mu\text{m}$)

Wie nach Kap. 3.1.2, Abb. 3.4 erwartet, zeigen die Messungen für eine und drei Elektroden die höchsten bzw. niedrigsten Schaltzeiten. Entgegen der theoretischen Vorhersage, liegen die Schaltzeiten bei zwei Elektroden trotz höherem Drehmoment unter denen für vier Elektroden. In [54] wird das Kippverhalten eines vergleichbaren Motors simuliert und gezeigt, daß mit steigender Anzahl an spannungsführenden Elektroden die Kippneigung des Rotors abnimmt. Das höhere Drehmoment für zwei Elektroden wird somit durch das stärkere Taumeln des Rotors kompensiert, wodurch sich die Schaltzeiten erhöhen. Weiterhin ermöglicht die höhere Stabilität bei vier Elektroden auch Messungen bei niedrigen Spannungen, was für zwei und drei Elektroden nicht möglich ist.

Die vorgestellten Meßergebnisse wurden an Rotoren mit einer Rotorhöhe von etwa $250 \mu\text{m}$ erzielt. In Abb. 5.5a ist die Schaltzeitkurve bei 200 V für einen Rotor mit einer Höhe von $350 \mu\text{m}$ im Vergleich zur Messung aus Abb. 5.2a an dem niedrigeren Rotor bei gleicher Spannung dargestellt. Der höhere Rotor liefert im linearen Bereich ca. 25% niedrigere Schaltzeiten. Ebenso liegt das Untersetzungsverhältnis in diesem Bereich deutlich unter dem des niedrigeren Rotors (s. Abb. 5.5b). Dies ist eine Folge des höheren Anlaufdrehmoments aufgrund der größeren Kondensatorfläche (vgl. Kap. 3.1.2). Die minimale Untersetzung liegt für diesen Rotor bei 250. Neben dem bereits geschilderten Problem der Strukturdefekte und der Reibung, die zu einem erhöhten Untersetzungsverhältnis führen, liegt ein weiterer Grund hierfür in den Maßveränderungen der Motorstrukturen. Geht man von der in Kap. 4.1.2 gemessenen Radiuszunahme der Lagerringe von ca. $2 \mu\text{m}$ aus, so ergibt sich aufgrund der hierdurch bedingten Verkleinerung des Lagerspiels eine effektive Untersetzung von 267, was gut mit dem experimentellen Wert übereinstimmt.

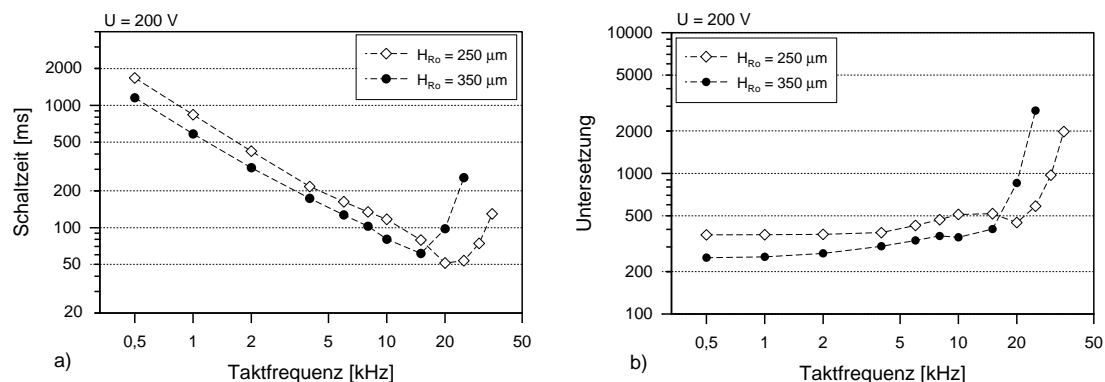


Abbildung 5.5: a) Schaltzeit und b) Untersetzungsverhältnis eines Motors der Schaltmatrix für verschiedene Rotorhöhen in Abhängigkeit von der externen Taktfrequenz bei 200 V (Anzahl der beschalteten Elektroden: 4)

Weiterhin kann durch das höhere Drehmoment die Anlaufspannung im Vergleich zu den niedrigen Rotoren auf 50 V (mit Schaltzeiten von etwa 2 s) gesenkt werden. Das theoretische Anlaufdrehmoment beträgt hierfür $0,05\ \mu\text{Nm}$ und entspricht etwa dem minimalen Wert für die niedrigen Rotoren bei 70 V. Die Rotoren mit hohen Rotorwänden neigen im Vergleich zu den niedrigen jedoch stärker zum Verkanten, wodurch konsistente Messungen im unteren Spannungsbereich kaum möglich sind. So konnten reproduzierbare Messungen hier erst ab 150 V durchgeführt werden. Bei hohen Taktfrequenzen (über 15 kHz in Abb. 5.5) macht sich dies ebenfalls durch erhöhte Schaltzeiten bemerkbar.

Die Spiegelrotoren neigen generell stark zum Taumeln und damit zum Verkanten. Hierfür sind vor allem die Abweichungen der Rotor- und Lagermaße von den CAD-Werten verantwortlich. Nach Kap. 4.1.2 und 4.2.1 können die Lagerringe und Rotorwände nur mit einer endlichen Schräge der Kanten hergestellt werden. Diese ist aufgrund der umgedrehten Herstellung der Spiegelrotoren, für Rotor und Stator entgegengesetzt. Durch die Anziehung des Rotors auf den Lagerring kommt es daher zu einem Verkappen des Rotors, wie in Abb. 5.6 schematisch dargestellt. Durch die unregelmäßige Oberfläche des Lagerrings und den für die Herstellung notwendigen Ausparungen im Rotordeckel wird der Hang der Rotoren zum Verkappen weiter verstärkt. Nach Kap. 4.1.2 liegen die Maßabweichungen an der Außenseite des Lagerrings

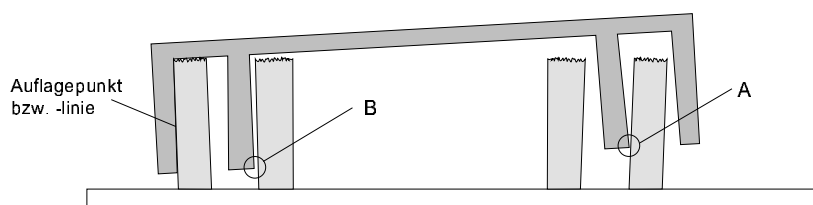


Abbildung 5.6: Verkippung des Rotors durch eine Schräge der Lagerring- und Rotorwandkanten infolge von Maßabweichungen

bei $1 - 3\ \mu\text{m}$ und nach Kap. 4.2.1 für die hohen Rotoren ($H_{Ro} = 350\ \mu\text{m}$) an der Innenseite des äußeren Rotorbeckers bei $2\ \mu\text{m}$. Hiedurch ist eine theoretische Verkippung entsprechend Abb. 5.6 von $0,5 - 1^\circ$ möglich. Durch die Verkippung verringert sich der Abstand des Rotors vom Lagerring in Punkt A von $6\ \mu\text{m}$ auf $1\ \mu\text{m}$. Der minimale Kondensatorspalt in Punkt B verkleinert sich hierdurch auf $3\ \mu\text{m}$, wodurch es bei hohen Spannungen zu Überschlügen und Kurzschlüssen kommen kann.

Das mechanische Hakeln, was selbst ohne eine Taumelbewegung bei manchen Rotoren beobachtet werden kann und zu einer Erhöhung der gemessenen Untersetzung führt, deutet auf immer noch bestehende galvanisierte Risse zwischen den Rotorwänden hin (vgl. Abb. 4.29 in Kap. 4.2.1). Eine Beeinflussung durch PMMA-Reste, welche durch ein unvollständiges Entfernen der Resistschicht nach der Galvanik zurückbleiben können, ist ebenfalls möglich. Weiterhin führt die raue Oberfläche des Lagerrings zusätzlich zu einer von Motor zu Motor unterschiedlichen Reibung. Die genannten Effekte haben einen erheblichen Einfluß auf die Laufeigenschaften der Rotoren und bewirken eine starke Schwankung der Meßwerte. In Abb. 5.7 sind für verschiedene Spannungen die einzelnen Meßwerte der minimalen Schaltzeit in verschiedenen Motoren dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß die Streuung bei niedrigen Spannungen drastisch zunimmt. So kann diese bei 150 V bis zu 100% betragen, während sie für 300 V bei etwa 30% liegen. Dies ist einsichtig, da die Störeffekte bei niedrigeren Spannungen aufgrund des geringeren Drehmomentes einen größeren Einfluß haben.

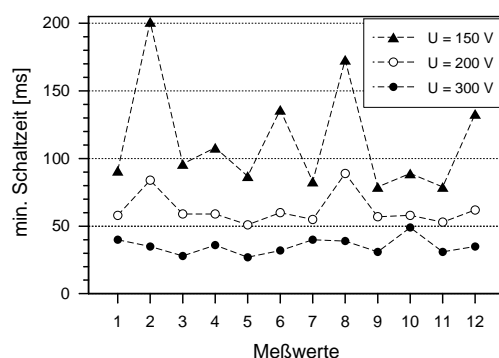


Abbildung 5.7: Schwankungen der minimalen Schaltzeit für unterschiedliche Motoren bei verschiedenen Spannungen (Rotorhöhe: $250\ \mu\text{m}$, Anzahl der beschalteten Elektroden: 4)

Neben der Kantenschräge des Lagerrings und der Rotorwände wird das Taumeln auch durch den Spiegel verursacht bzw. verstärkt. Um die Taumelbewegung der Spiegelrotoren zu verringern, werden daher auch Rotoren mit einem Gegengewicht zum Spiegel eingesetzt (vgl. Kap. 3.3.3 und 3.4). Tatsächlich ist bei Verwendung solcher Rotoren das Taumeln merklich reduziert. Die Laufeigenschaften dieser Rotoren sind jedoch gegenüber einem unausgewuchteten Rotor gleicher Höhe nicht verbessert, wie in Abb. 5.8 gezeigt.

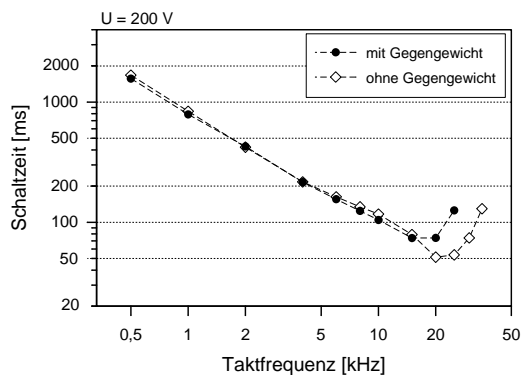


Abbildung 5.8: Schaltzeit eines Motors der Schaltmatrix für Rotoren mit und ohne Gegengewicht in Abhängigkeit von der externen Taktfrequenz bei 200 V (Rotorhöhe: $250\ \mu\text{m}$, Anzahl der beschalteten Elektroden: 4)

Insbesondere können diese Rotoren erst ab 200 V betrieben werden. Da durch das Gegengewicht die Taumelbewegung unterbleibt, liegen die Rotoren mit Gegengewicht mit dem Deckel ganz auf dem Lagering auf. Daher muß im Falle der ausgewuchteten Rotoren die Haft- und Gleitreibung auf dem Lagerring überwunden werden. Bei den Rotoren ohne Gegengewicht spielt dies eine untergeordnete Rolle, da diese sich aufgrund der Taumelbewegung zum Teil von der Lageroberseite abheben. Die verbesserte Laufruhe wird hier also bezüglich der Schaltzeiten durch die erhöhte Reibung wieder aufgehoben.

Die elektromechanische Charakterisierung der hergestellten Matrizen bzw. Motoren zeigt, daß die Funktionsfähigkeit der Schaltelemente mit dem vorgestellten Konzept gegeben ist. So können minimale Anlaufspannungen von 70 V und minimale Schaltzeiten von 30 ms bei entsprechend hohen Schaltzeiten bzw. Spannungen erzielt werden. Die charakteristischen Daten sind in Tab. 5.1 nochmals zusammengefaßt.

minimale Anforderung		maximale Ergebnisse	
Anlaufspannung	th. Drehmoment	Schaltzeit	th. Drehmoment
70 V mit 0,7 0,1s	0,06 0,002 μNm	30 3 ms bei 300 V	1,03 0,04 μNm

Tabelle 5.1: Charakteristische Daten der Motoren der Schaltmatrix, ermittelt unter Einsatz von Rotoren mit einer Höhe von $250 \pm 10 \mu\text{m}$ und vier aktiven Statorelektroden

Die Laufeigenschaften der Motoren und damit Schaltzeiten werden im Wesentlichen durch zwei Faktoren beeinflusst: Zum Einen führt das Verkippen aufgrund von Wandschrägen und Unwuchten zu einem unruhigen Lauf, was zu einer starken Taumelbewegung der Rotoren und damit zu einer erhöhten Gefahr des Verklemmens führt; zum anderen behindert die rauhe Oberseite des Lagerrings die Bewegung des Rotors durch Reibung bzw. verstärkt die Kippneigung der Rotoren. Beide Effekte können prinzipiell durch eine vertikale Führung und ein definiertes Anheben des Rotors vermieden werden.

Dies kann zum Beispiel durch elektrostatisches Hochziehen des Motors gegen eine Glasplatte erfolgen. Hierzu wird die Platte mit einem definierten Abstand zur Rotoroberseite über der Matrix befestigt. Durch Anlegen einer Spannung zwischen dem Rotor und einer auf der Glasplatte aufgebrachtene Elektrode wird der Rotor gegen die Glasplatte gezogen. Die exakte Einstellung der Höhe der Platte über den Motoren kann durch PMMA-Abstandssäulen auf dem Substrat erfolgen. Die Herstellung solcher PMMA-Strukturen kann ermöglicht werden, indem nach dem Galvanisieren der Metallstrukturen der Resist nicht restlos entfernt wird (vgl. Kap. 2.2), sondern durch eine weitere justierte Belichtung in ausgewählten Bereichen die notwendigen PMMA-Strukturen erhalten bleiben. Alternativ kann eine planparallele Platte auch auf den Linsen abgelegt werden. Da die Linsen die höchste Stelle der Matrix darstellen, muß der notwendige Abstand zur Rotoroberseite hier durch eine untergelegte Glasplatte eingestellt werden.

5.3 Optische Charakterisierung

Neben den im vorangehenden Kapitel ermittelten Schaltzeiten sind die Einfüge- und Übersprechdämpfung entscheidende Kenngrößen der optischen Schaltmatrix. Zur Messung dieser Größen wird Licht der Wellenlänge $1,55\ \mu\text{m}$ von einer Laserdiode in die Glasfaser des optischen Eingangs der Schaltmatrix eingekoppelt. Für die Bestimmung der Einfügedämpfung eines Kanals der Matrix wird zuerst die von der Laserquelle emittierte Leistung mittels eines sog. *Powermeters* gemessen. Anschließend wird die Leistung des Signals nach Durchgang durch das System in der Ausgangsfaser gemessen. Die Übersprechdämpfung wird durch Messung der Leistung in der Ausgangsfaser des unbeschalteten Kanals und Vergleich mit der eingekoppelten Leistung bestimmt. Als Rotoren für die Schalter wurden nach den Ergebnissen des letzten Kapitels nur niedrige ($H_{Ro} = 250\ \mu\text{m}$) verwendet. Zum Teil wurden Spiegelrotoren mit vergoldeten Spiegelflächen eingesetzt.

Für die optische Charakterisierung der Schaltmatrix wurden zwei Systeme bestückt, gehäust und vermessen. Bedingt durch systematische Probleme in der Aufbau- und Verbindungstechnik für die Schaltmatrix wurden zum Teil große Unterschiede in den Einfügedämpfungen zwischen den einzelnen Kanälen beobachtet. Weiterhin konnten von den möglichen 4 Kanälen pro Schaltmatrix nur je zwei Kanäle vermessen werden. Ursache hierfür sind Druckspannungen in den Fasern, welche nach dem Einkleben der Fasern in das Gehäuse entstehen und eine Verbiegung derselben bewirken. Hierdurch können die Fasern trotz Verklebung aus der vorgesehenen Halterung gedrückt werden. Im schlimmsten Fall führt dies zu einem Faserbruch.

Die Vermessung der Einfüge- und Übersprechdämpfung erfolgte entsprechend der in Abb. 5.9 definierten Zuordnung der Kanäle.

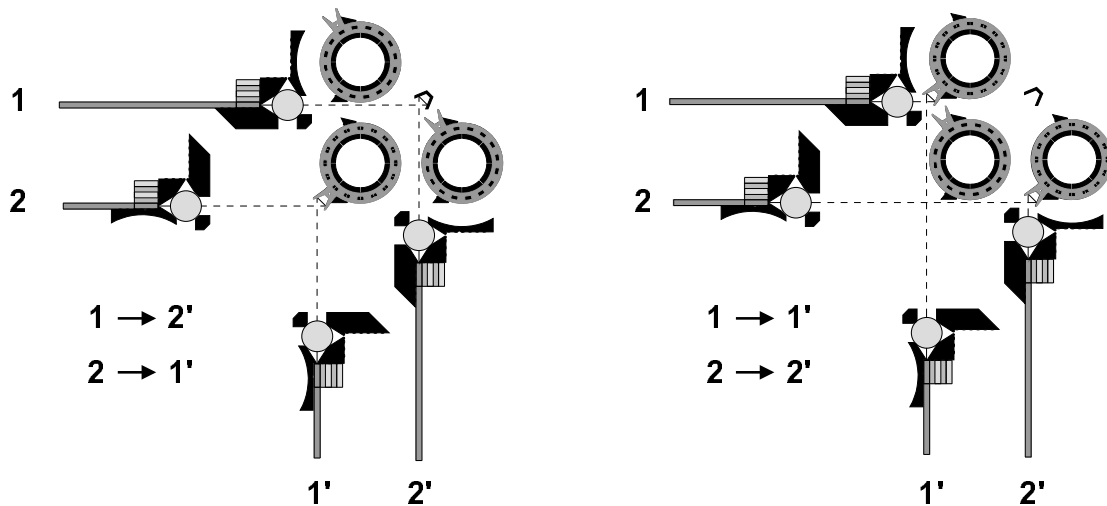


Abbildung 5.9: Zuordnungsschema für die vier schaltbaren Kanäle der 2x2-Schaltmatrix (die zweite auf dem Substrat befindliche Matrix ist hier der Einfachheit halber nicht berücksichtigt)

Die Übersprechdämpfung liegt in allen meßbaren Kanälen bei $90 \pm 2\ \text{dB}$. Dieser für optische Module sehr gute Wert ist durch den freistrahloptischen Aufbau bedingt. Abb. 5.10a zeigt die Einfügedämpfung für das System 1 im Kanal $1 \rightarrow 1'$, d. h. für den beweglichen Spiegel nahe an der Einkoppellinse mit vergoldeten Spiegelflächen. Die obere Meßreihe wurde mit der in Kap. 4.3 beschriebenen passiven Justage und Verklebung der Fasern in den Halteelementen gemessen. Die mittlere Dämpfung liegt hier bei $14,5\ \text{dB}$. Die untere Meßreihe wurde hingegen

mit einer zusätzlichen externen Fixierung der Fasern im Halteelement erhalten und erreicht eine mittlere Einfügedämpfung von 9 dB. Durch die zusätzliche Fixierung der Fasern in der Halterung kann die mittlere Einfügedämpfung somit um 5,5 dB verringert werden. Dabei betragen die kleinsten Dämpfungswerte 7 dB. Gleiches wurde auch im Kanal mit dem festem Spiegel, d. h. $1 \rightarrow 2'$, beobachtet. Hier lag die Einfügedämpfung jedoch bei 43 dB und konnte durch eine zusätzliche Fixierung der Fasern nur auf 18 dB gesenkt werden.

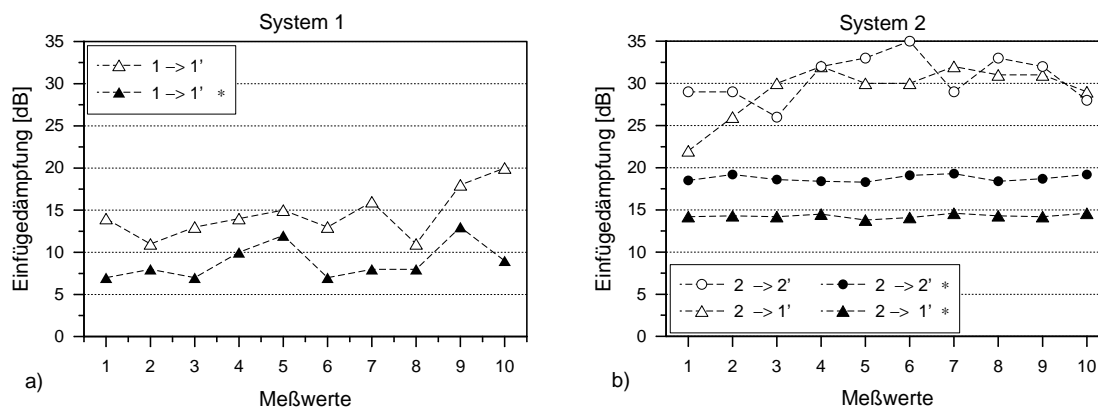


Abbildung 5.10: Einfügedämpfung der Schaltmatrix: a) in einem Kanal von System 1 für einen Spiegel an der Linse (mit vergoldeten Spiegelflächen) und b) für 2 Kanäle in System 2 mit beweglichem Spiegel auf der Matrixdiagonalen ($2 \rightarrow 1'$) bzw. an der Linse ($2 \rightarrow 2'$); die mit * gekennzeichneten Werte wurden durch zusätzliche Fixierung der Fasern in der Halterung erhalten (Positionswinkel des Auflagepunktes des Rotors auf dem Lagerring in der reflektierenden Anschlagposition: 180°)

In Abb. 5.10b sind die Meßwerte für das zweite System in den Kanälen $2 \rightarrow 1'$ und $2 \rightarrow 2'$, d. h. für einen beweglichen Spiegel auf der Matrixdiagonalen bzw. unmittelbar an der Auskoppellinse dargestellt. Die Spiegel sind hier nicht vergoldet. Die unteren zwei Meßreihen wurden wie für das System 1 mit einer zusätzlichen externen Fixierung der Fasern im Halteelement erhalten, während die oberen zwei Messungen ohne diese erfolgten. Auch hier zeigt sich ein starker Einfluß auf die Einfügedämpfung durch die zusätzliche Fixierung. So wird der Mittelwert im Kanal $2 \rightarrow 2'$ von 30,5 dB auf 18,5 dB und im Kanal $2 \rightarrow 1'$ sogar um 15 dB auf einen mittleren Wert von 14 dB gesenkt. Wie nach Kap. 3.3.2 und 3.5 erwartet, liegen die Dämpfungswerte im System 2 für den beweglichen Spiegel mit größerem Abstand zur Strahltaile höher als für den auf der Matrixdiagonalen.

Die Meßreihen in den verschiedenen Systemen und Kanälen weisen zum Teil große Schwankungen auf. So liegt die Streuung der Meßwerte in System 1 bei ± 2 bzw. 3 dB und im System 2 für die unteren Kurven nur bei ca. $\pm 0,5$ dB. Die unterschiedlich große Streuung der Meßwerte hängt vom Kippverhalten der Spiegelrotoren ab. Wie in Kap. 5.2 geschildert, neigen die Rotoren allgemein sehr stark zum Verkippen, wobei dies von Rotor zu Rotor unterschiedlich ist. Abb. 5.11 zeigt die untere Messreihe aus Abb. 5.10a im Vergleich zu einer Messung im gleichen Kanal mit einem anderen Rotor gleicher Höhe und Bauart. Neben einem höheren Mittelwert weist der Rotor B enorme Schwankungen in der erzielten Einfügedämpfung auf.

Nach Kap. 3.3.2 hängt die Dämpfung bei einer Verkipfung des Spiegels von der Achse ab, um die die Kippung erfolgt, d. h. es ist eine Abhängigkeit der Verluste von der Position des Auflagepunktes bzw. -linie des Rotors auf dem Lagerring zu erwarten. In Abb. 5.12a sind die Verluste in Abhängigkeit des Positionswinkels des Auflagepunktes bzgl. des Spiegels (vgl. Kap. 3.3.2) für den Kanal $2 \rightarrow 1'$ in System 2 aufgetragen.

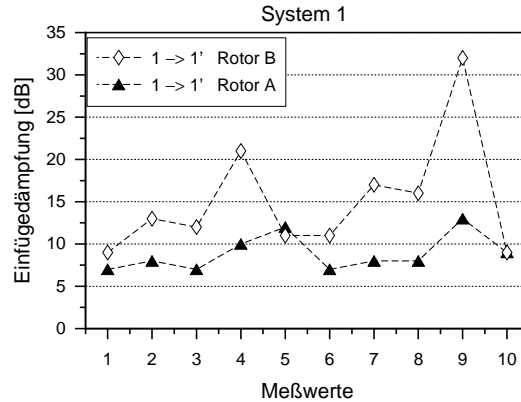


Abbildung 5.11: Einfügedämpfung im Kanal $1 \rightarrow 1'$ von System 1 unter Verwendung von zwei verschiedenen Rotoren (Rotorhöhe $250 \mu\text{m}$; die Fasern wurden in beiden Fällen zusätzlich in der Halterung fixiert; Positionswinkel des Auflagepunktes des Rotors auf dem Lagering in der reflektierenden Anschlagposition: 180°)

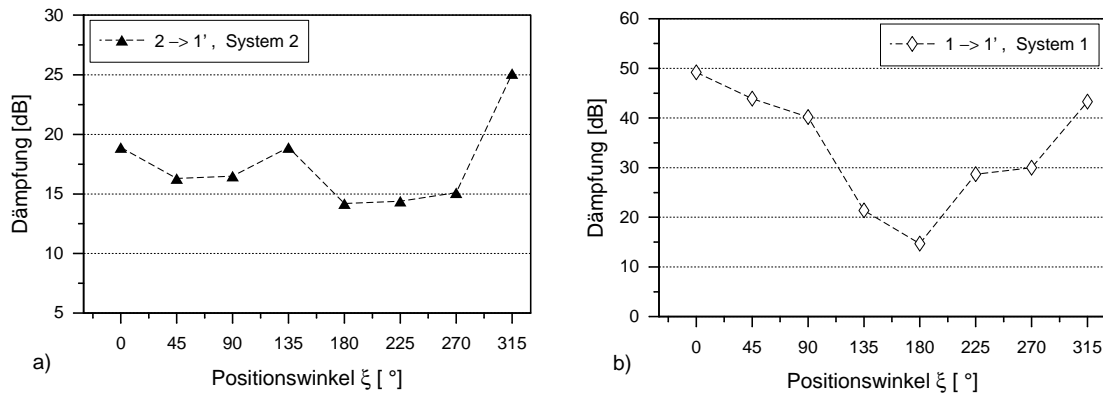


Abbildung 5.12: Einfügedämpfung abhängig vom Positionswinkel des Auflagepunktes bzgl. des Spiegels in verschiedenen Kanälen

Die Meßwerte liegen auf einer Kurve mit zwei relativ symmetrischen Minima. In einem anderen Kanal ($1 \rightarrow 1'$ in System 1) wurde ein davon abweichendes Verhalten gemessen. Dies ist in Abb. 5.12b dargestellt. Hier liegt ein ausgeprägtes Minimum in der Mitte der Kurve vor, mit hohen Verlusten an den Rändern, d. h. bei 0 und 360° . Die Messung an System 1 wurde mit dem Rotor B durchgeführt, der in Abb. 5.11 eine sehr hohe Streuung der Meßwerte aufgrund eines verstärkten Taumelns bzw. Kippens lieferte. Dagegen wurde die Messung an System 2 mit dem gleichen Rotor durchgeführt, der für die Messungen in Abb. 5.10b eingesetzt wurde. Dieser zeigte eine geringe Schwankung der Dämpfungswerte, was auf eine geringere Kippneigung schließen läßt. Die enormen Verluste bei der Messung in System 1 lassen sich somit nach Kap.3.3.2 durch das Verkippen des Rotors insbesondere um eine Achse senkrecht zur Spiegelsymmetrieachse erklären. Bei der Messung in Abb. 5.12a sind diese Einflüsse entsprechend der verringerten Kippneigung geringer, wodurch der in Kap. 3.3.2 ebenfalls theoretisch vorhergesagte Kurvenverlauf mit zwei Minima hier erkennbar ist³.

³Vgl. Abb. 3.29, Kap. 3.3.2; dort ist die Kurve für eine Lage der Kippachse bzgl. der Spiegelsymmetrieachse zwischen -90 und $+90^\circ$ aufgetragen, was einer Position des Rotorauflagepunktes zwischen 0 und 180° entspricht. Es ist davon auszugehen, daß sie zwischen 180 und 360° entsprechend verläuft.

Prinzipell scheint die theoretische Annahme über die mögliche Verkippung des Rotors an seinem Auflagepunkt um eine Achse senkrecht zur Auflagelinie und parallel zur Rotorwand richtig zu sein, doch kommt es je nach Rotor zu einer überlagerten Verkippung um andere Achsen.

Wie in Kap.4.2.1 erläutert, können aufgrund der Neigung der Seitenwände von Rotoren und Lagerring theoretisch Kippwinkel bis zu 1° auftreten. Je nach Position des Spiegels in der Matrix und vorallem abhängig von der Lage der Kippachse können hierdurch nach den Berechnungen in Kap.3.3.2 Verluste von wenigen zehntel bis einigen 10 dB auftreten. Zur Bestimmung der real zu erwartenden Verluste müssen daneben auch die systembedingten aufbauunabhängigen und -abhängigen Faktoren berücksichtigt werden, wie in Kap.3.5 bereits zur Abschätzung erläutert wurde. So haben die Fasern aufgrund eines Maßfehlers der Haltelemente⁴ einen senkrechten Versatz von etwa $3\ \mu\text{m}$. Für den Versatz parallel zur optischen Ebene am Nickel-Anschlag der Fasern wird ein mittlerer Wert von $1\ \mu\text{m}$ angenommen. Die metallischen Linsenhalterungen weisen ein Untermaß von $1\ \mu\text{m}$ auf, wodurch nur Linsen mit einem Durchmesser von $649\ \mu\text{m}$ eingesetzt werden können. Für die erhöhte Rauigkeit der Spiegeloberflächen aufgrund des Angriffs während dem Ätzen der Opferschicht wurden $30\ \text{nm}$ angenommen. Die Kantenschräge der Spiegel wurde mit $0,1^\circ$ angenommen, was der Maßabweichung der metallischen Faseranschlänge entspricht. Wird ein vergoldeter Spiegel eingesetzt, so verringern sich die Verluste um $2,1\ \text{dB}$. Die einzelnen Beiträge sowie die gesamte Einfügedämpfung sind in Tab. 5.2 zusammengefaßt⁵.

Ursache	optische Verluste (max./min.) [dB]		
optische Bank			
Fresnelverluste:	0,9		
passive Justage: Fasern:	3,3		
Linsen:	1,2		
Doppelspiegel	fester Spiegel	beweglicher Spiegel	
	$z_s = 0$	$z_s = 0$	$z_s = z_2$
Reflexionsgrad Ni / Au	2,4 / 0,3		
Rauigkeit	0,4		
Kantenschräge	0,7	0,7	1,3
Verkippung	-	14 / 0,2	31 / 0,2
Gesamter Verlust: Ni-Spiegel	8,9	22,9 / 9,1	40,5 / 9,7
Au-Spiegel	6,8	20,8 / 7,0	38,4 / 7,6

Tabelle 5.2: Theoretisch berechnete Verluste der hergestellten Schaltmatrizen (z_s ist der Abstand des Spiegels von der Strahltaile, z_2 die Position an der Linse)

Die theoretisch abgeschätzten Werte sind mit den gemessenen vergleichbar. So stimmt die niedrigste gemessene Dämpfung von $7\ \text{dB}$ für den Kanal $1 \rightarrow 1'$ im System 1, d. h. für einen vergoldeten beweglichen Spiegel an der Linse, mit dem theoretischen Wert von $7,6\ \text{dB}$ sehr gut überein. Die Mittelwerte für die unvergoldeten Spiegelrotoren in System 2 auf der Matrixdiagonalen ($14\ \text{dB}$) bzw. an der Linse ($19\ \text{dB}$) weichen um 5 bzw. $9\ \text{dB}$ von den theoretischen

⁴Bedingt durch einen Fehler in der Herstellung der Röntgenmaske, weisen die PMMA-Faserhaltelemente eine Maßzunahme von $1 - 2\ \mu\text{m}$ pro Kante auf.

⁵Aufgrund der relativ hohen Dämpfungswerte spielt eine zusätzliche Verdrehung des Spiegelrotors wie in Kap. 3.3.2 beschrieben eine untergeordnete Rolle und wird hier vernachlässigt.

ab. Die geringe Streuung der entsprechenden Meßwerte in Abb. 5.10 deutet auf eine weitere Fehlpositionierung der optischen Elemente hin. So bewirkt z.B. ein lateraler Versatz von $5\ \mu\text{m}$ hier bereits eine Zusatzdämpfung von 4 dB. Die Reproduzierbarkeit beträgt im günstigsten Fall $\pm 0,5$ dB. Aussagen über die Gleichheit der Dämpfung in verschiedenen Kanälen können aufgrund der geringen Anzahl an bisher meßbaren Kanälen noch nicht getroffen werden. Sowohl die Absolutwerte der Einfügedämpfung als auch die Streuung unterliegen großen Abweichungen, die durch das Verkippen der Spiegelrotoren bedingt ist.

Die gemessene minimale Einfügedämpfung von 7 dB und die für diesen Fall gute Übereinstimmung mit der theoretischen Abschätzung zeigen, daß der Einsatz der Schaltmatrix prinzipiell möglich ist.

Die mit den in dieser Arbeit hergestellten Schaltmatrizen im optimalen Fall erreichten Werte sind nochmals in Tab. 5.3 zusammengefaßt.

Größe	Wert
Einfügedämpfung	7 dB
Übersprechdämpfung	90 dB
Reproduzierbarkeit	0,5 dB

Tabelle 5.3: Erreichte optische Daten der hergestellten 2x2-Schaltmatrizen

Kapitel 6

Neue Kontaktierungstechnik für größere Schaltmatrizen

Die Kontaktierung elektromechanischer Strukturen mit einer Kombination aus Dünnschicht- und Opferschichttechnik ist vor allem bezüglich der Kurzschlußsicherheit von isolierten Leiterbahndurchführungen unter den Metallstrukturen kritisch (vgl. Kap. 4.1.3). Weiterhin stößt die Kontaktierung komplexer Systeme mit sehr vielen elektrischen Kontakten mit dieser zweidimensionalen Anordnung der Leiterbahnen und Kontaktflächen zwischen den LIGA-Strukturen an geometrische Grenzen. So steigt die Anzahl der Kontakte für eine 4x4-Schaltmatrix, sofern sie nach dem gleichen Prinzip wie die hier vorgestellte 2x2 Matrix aufgebaut würde, von den jetzigen 66 auf 330 Kontakte¹. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein neuartiges Kontaktierungsverfahren entwickelt, welches in diesem Kapitel vorgestellt wird.

Die grundlegende Idee des neuen Konzeptes besteht in der räumlichen Trennung von Kontaktierungs- und LIGA-Ebene. Hierzu wird die Leiterbahnebene auf die Unterseite des Keramiksubstrats verlegt und in mehrlagiger Siebdrucktechnik hergestellt. Die Kontaktierung der LIGA-Strukturen auf der Oberseite des Substrates erfolgt über eine **Durchkontaktierung** der Keramikplatte, ebenfalls mittels Siebdrucktechnik. Abb. 6.1 zeigt einen schematischen Querschnitt durch ein solches hybrides LIGA-System.

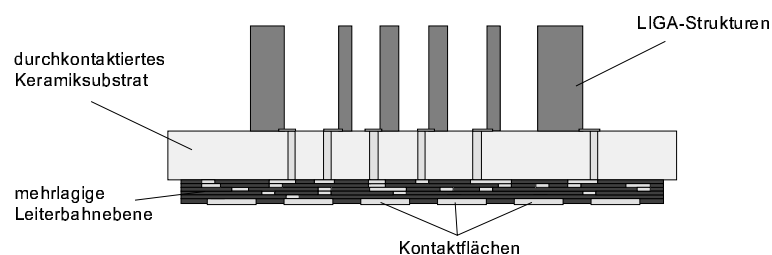


Abbildung 6.1: Schematischer Querschnitt eines LIGA-Systems mit durchkontaktiertem Substrat und rückseitiger Kontaktierungsebene

Der wesentliche Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, daß einerseits auf der Substratunterseite die gesamte Fläche zur Verfügung steht. Andererseits kann hier eine beliebige Anzahl

¹Da auch hier wieder ein Spiegel von den 16 pro Matrix benötigten nicht beweglich sein muß, ergibt sich die Anzahl der Kontakte für eine Doppelmatrix zu 2 x 15 x 11.

und Anordnung von Leiterbahnen in mehreren Lagen entflochten werden. Somit kann für die Anordnung der Kontaktflächen ebenfalls die gesamte Fläche genutzt werden, wodurch diese größer dimensioniert werden können als im Falle der oberseitigen Dünnschichtkontaktierung.

Abb. 6.2 verdeutlicht die Fertigungsschritte für die Herstellung der durchkontaktierten Substrate und der mehrlagigen Leiterbahnschicht.

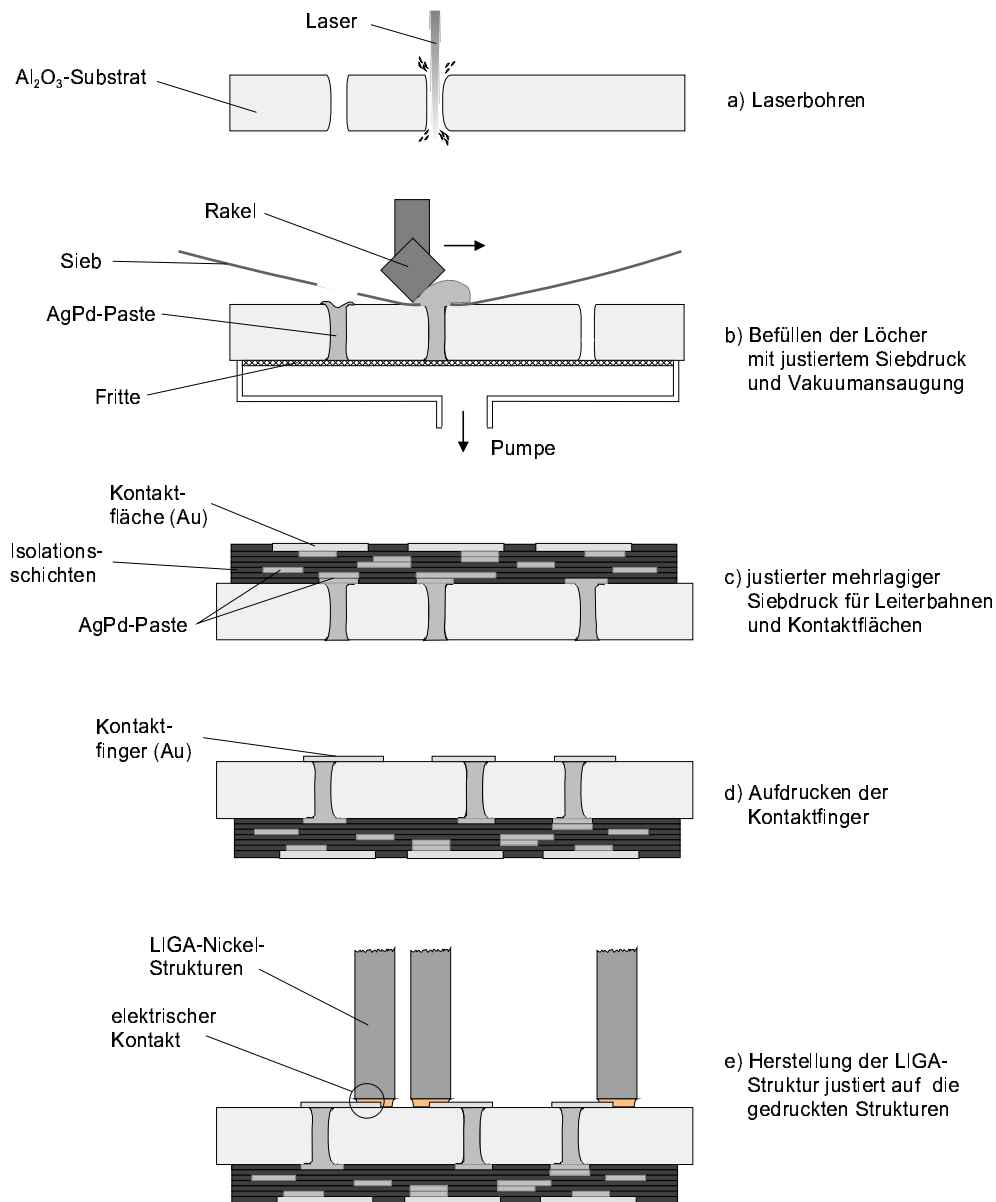


Abbildung 6.2: Herstellung von rückseitig kontaktierten LIGA-Strukturen mittels durchkontaktierter Keramiksubstrate

Zuerst werden mit Hilfe eines Lasers die Löcher für die Durchkontaktierung an den Stellen, die durch die LIGA-Strukturen vorgegeben werden, in die Keramikplatte gebohrt (s. Abb. 6.2a). Die hierbei entstehenden Grate werden in einem Polierschritt entfernt. Die Durchgangslöcher werden anschließend durch justiertes Siebdrucken mit einer AgPd-Paste die ein gutes Fließverhalten aufweist [89], aufgefüllt. Hierzu wird die Druckpaste mit einer Vakuumvorrichtung

in die Löcher gezogen (s. Abb. 6.2b). Die Ausrichtung des Siebes erfolgt über die Löcher im Substrat. Damit die Paste nicht aus den Löchern herausgezogen wird, wird das gelochte Substrat auf eine Fritte gelegt.

Auf das somit durchkontaktierte Substrat werden die Leiterbahnen in Dickfilmtechnik justiert aufgedruckt. Durch abwechselndes Aufbringen von Leiterbahn- und Isolationsschichten in mehreren Lagen werden die Durchkontaktierungen mit einer für die weitere Verbindungstechnik geeigneteren Anordnung von Kontaktflächen verbunden (s. Abb. 6.2c). Für den Aufbau der mehrlagigen Leitungsschicht wird ebenfalls AgPd-Paste verwendet. Dies verhindert bei den Sinterschritten der einzelnen Siebdrucklagen² eine Diffusion zwischen verschiedenen Pastensystemen, was zu erhöhten Widerständen an den Grenzschichten führen würde. Die Kontaktflächen werden schließlich mit einer Au-Paste gedruckt, da diese aufgrund der höheren Korrosionsbeständigkeit zu den anschließenden LIGA-Prozessen kompatibel ist (vgl. Anhang A.8).

Der elektrische Anschluß der LIGA-Strukturen erfolgt durch einen weiteren justierten Siebdruck auf der Substratoberseite. Hierfür wird wie im Falle der rückseitigen Kontaktflächen ebenfalls Au-Paste verwendet (s. Abb. 6.2d). Das durchkontaktierte Substrat stellt somit eine fertige Keramikleiterplatte dar, auf der die Herstellung der Strukturen in LIGA-Technik erfolgt. Als erste Ebene des LIGA-Verfahrens wird die Cr/Au-Ebene (vgl. Kap. 2.2) justiert zu den gedruckten Kontaktfingern hergestellt. Die leitende Verbindung zwischen den Siebdruckstrukturen und den metallischen LIGA-Strukturen wird durch einen lokal begrenzten Überlapp der gedruckten Strukturen mit der Galvanikstartfläche der LIGA-Struktur erzielt (s. Abb. 6.2e).

Da die Höhe der Siebdruckstrukturen bis zu $20\ \mu\text{m}$ beträgt, erfolgt das Aufkleben der PMMA-Platte mit dem in dieser Arbeit entwickelten Verfahren, d.h. das gestufte Substrat wird zuerst mit flüssigem PMMA eingegossen (vgl. Kap. 4.2.1) und somit eingeebnet. Die PMMA-Beschichtung ist auch aufgrund des mehrfachen Siebdruckes im Bereich des LIGA-Fensters auf der Waferunterseite kritisch. Um ein Zerschneiden des Wafers während dem Aufkleben der PMMA-Platte mit Druck zu verhindern, werden um die rückseitige Kontaktierungsebene herum Hilfsstrukturen mitgedruckt, welche die gleiche Höhe wie die Kontaktierungsbereiche haben. Diese Bereiche werden segmentiert, um eine Verbiegung des Wafers infolge von unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zu verhindern (s. Abb. 6.3).

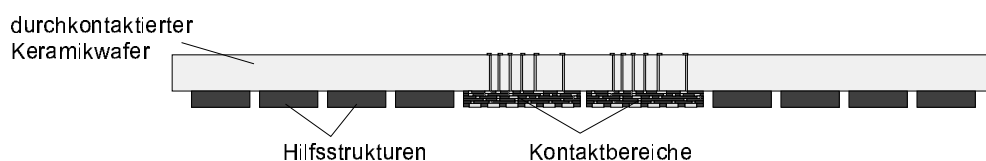


Abbildung 6.3: Schematische Querschnitt eines rückseitig kontaktierten Substrates mit Hilfsstrukturen neben den Kontaktierungsbereichen

Abb. 6.4 gibt eine Fotografie der Rückseite eines durchkontaktierten Substrates wieder. In der Wafermitte sind entsprechend den 12 auf der Vorderseite hergestellten LIGA-Schaltmatrizen (vgl. Abb. A.8 in Anhang ??) die Kontaktflächen der einzelnen Matrixsysteme zu erkennen. Weiterhin sind zwischen den flächenfüllenden quadratischen Hilfsstrukturen die vier Justierrahmen für die Ausrichtung der Siebdrucklagen zu erkennen.

²Die Siebdruckpasten werden bei $950\ ^\circ\text{C}$ 10 min unter Schutzatmosphäre gesintert.

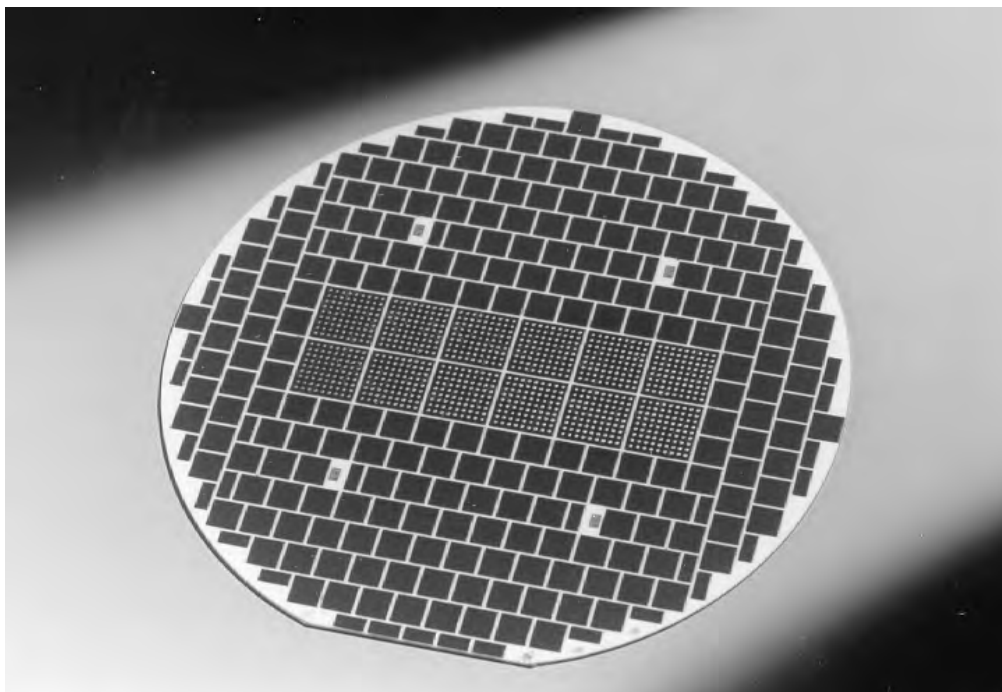


Abbildung 6.4: Rückseite eines durchkontaktierten Keramikwafers: die 12 Quadrate in der Wafermitte sind die Kontaktflächen der LIGA-Schaltmatrizen auf der Substratoberseite

Abb. 6.5 zeigt ein vereinzeltes Doppelmatrixsystem auf einem durchkontaktierten Substrat und die Rückseite dieser Systeme mit den regelmäßig angeordneten, quadratischen Kontaktflächen.

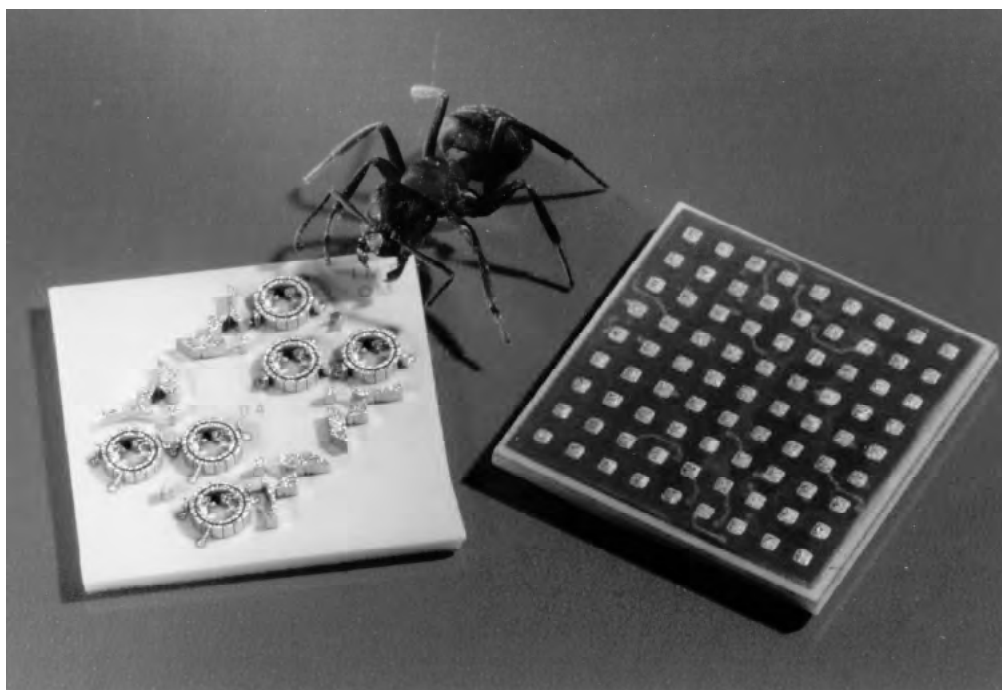


Abbildung 6.5: Doppelte 2x2-Schaltmatrix auf einem durchkontaktierten Substrat (links, i. Vgl. zu einer Ameise) und Rückseite des Substrates (rechts) mit sichtbaren Kontaktflächen

Für die Kontaktierung der 2x2-Schaltmatrix mit diesem Verfahren werden $600\ \mu\text{m}$ dicke Keramiksubstrate verwendet. Der Durchmesser der lasergebohrten Löcher beträgt $100\ \mu\text{m}$ und der kleinste Lochabstand $250\ \mu\text{m}$. Die rückseitigen Kontaktflächen haben eine Kantenlänge von $500\ \mu\text{m}$. Die Ausbeute lag bei den ersten nach diesem Verfahren gefertigten durchkontaktierten und rückseitig bedruckten Substraten bei 99%. Ausfälle sind auf Kurzschlüsse und fehlende Verbindungen zurückzuführen.

Diese hybriden Matrizen werden zur weiteren elektrischen Kontaktierung auf einer entsprechenden Multilayer-Steckplatine befestigt. Die elektrische Verbindung zwischen den rückseitigen Kontaktflächen der hybriden Systeme und der Platine erfolgt in einer abgewandelten BGA³-Technik. Hierzu werden auf den Platine-Kontaktflächen kugelförmige Metallkontakte aufgebracht. Dies erfolgt durch Aufrakeln einer Lotpaste auf die Kontaktfläche mittels einer Maske (s. Abb. 6.6a). Durch anschließendes Aufschmelzen und Aushärten bilden sich infolge der Oberflächenspannung Kugeln auf den Kontaktflächen aus (s. Abb. 6.6b). Auf diese wird leitfähiger Klebstoff aufgebracht. Dies geschieht, indem der Leitkleber auf eine Glasplatte aufgestrichen wird und diese auf die Kugeln abgesetzt wird (s. Abb. 6.6c). Die Kleberschichtdicke auf der Glasplatte wird mit Hilfe von Abstandstreifen auf etwa $50 - 100\ \mu\text{m}$ eingestellt. Schließlich wird das System mit Hilfe eines Justierrahmens positionsgenau aufgelegt. Der Leitkleber bildet dabei einen Meniskus zwischen den Kontaktflächen der Matrix und den Lotkugeln. Durch Aushärten des Leitklebers ist die elektrische Verbindung zur Platine hergestellt. (s. Abb. 6.6d).

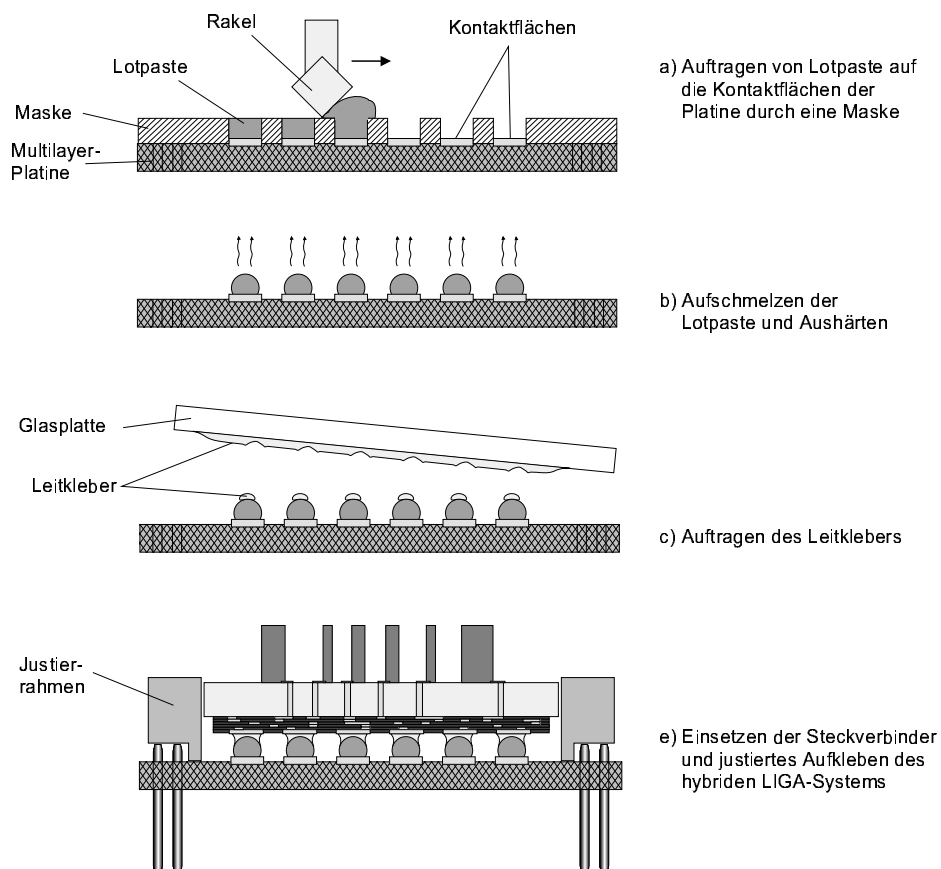


Abbildung 6.6: Herstellung der leitfähigen Verbindung zwischen durchkontaktierten Substraten und einer Leiterplatine

³Ball-Grid-Array

In Abb. 6.7 ist eine fertigkontaktierte hybride Schaltmatrix auf einer Multilayer-Steckplatine gezeigt. Die nach diesem neuen Verfahren hergestellten und kontaktierten Matrizen wurden hinsichtlich ihrer elektromechanischen Funktion (vgl. Kap. 5.2) erfolgreich getestet. Die Messung der Schaltzeiten und notwendigen Spannungen ergab keine Unterschiede zu den herkömmlich kontaktierten Systemen.

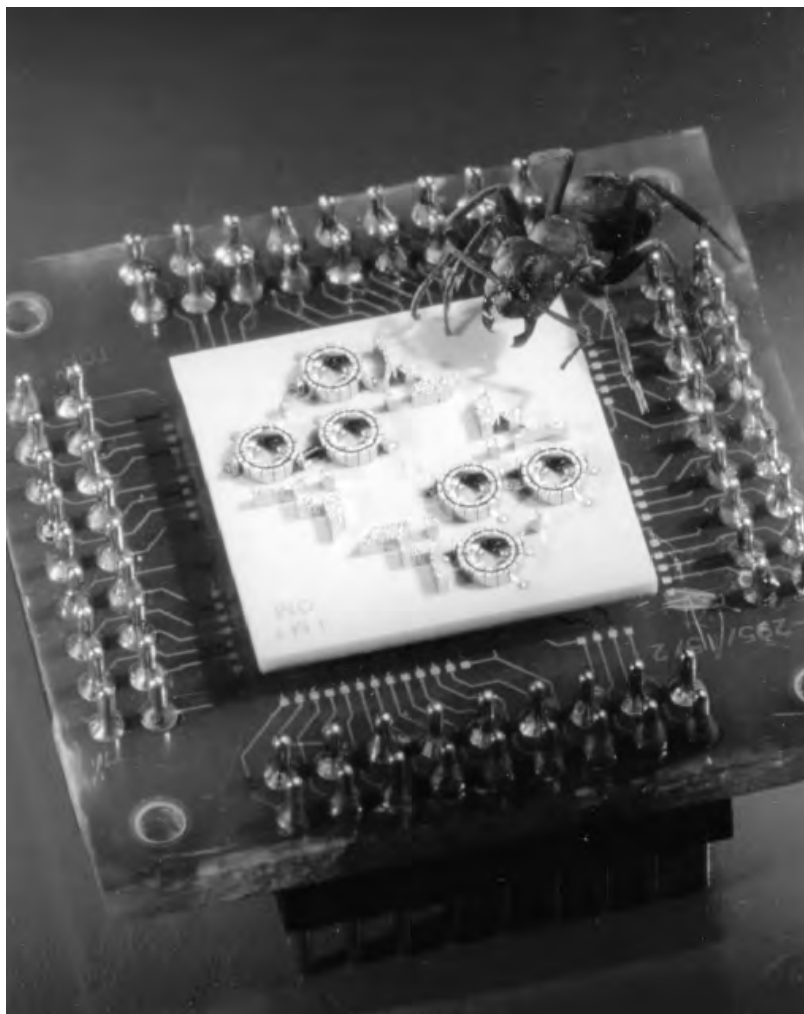


Abbildung 6.7: Durchkontaktiertes Matrixsystem in BGA-Technik mit einer Multilayer-Steckplatine verbunden

Das vorgestellte Verfahren eröffnet vielfältige neue Möglichkeiten für die Realisierung von elektromechanischen LIGA-Strukturen. So können aufgrund der hohen Kurzschluß- und Kontaktsicherheit der Durchkontaktierung und rückseitigen Leiterbahnanordnung zukünftig sehr viel komplexere Strukturen kontaktiert werden. Ein weiterer großer Vorteil besteht darin, daß durch die Verlegung der Kontaktierungsebene auf die Substratunterseite große Bereiche der Substratoberseite freibleiben und für den Aufbau von weiteren Strukturen zur Verfügung steht, wie in Abb. 6.7 erkennbar ist.

Um die hohe Ausbeute der rückseitigen Kontaktierung im gesamten Herstellungsprozeß zu erzielen, ist es zukünftig vorteilhaft, die Leitungsebene gänzlich von der LIGA-Ebene zu trennen. So können die LIGA-Strukturen auf einem durchkontaktierten Keramikwafer hergestellt und nach Auswahl der funktionsfähigen Systeme mit der separaten gefertigten Kontaktebene verbunden werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine optische 2x2-Schaltmatrix mit elektromechanisch verstellbaren Spiegeln basierend auf der LIGA-Technik entwickelt. Die Schalteinheit ist für den monomodigen Einsatz in der optischen Nachrichtentechnik ausgelegt und auf größere Kanalzahlen erweiterbar. Durch Erweiterung und umfassende Optimierung der Herstellungsprozesse konnten erste funktionstüchtige Demonstratoren auf einer Systemfläche von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ hergestellt werden.

Das Konzept der Schaltmatrix basiert auf einer galvanisch hergestellten **mikrooptischen Bank**, in die optische Elemente, d. h. Kugellinsen und Glasfasern mittels passiver Justage eingesetzt werden. Die Schaltfunktion übernehmen in die optische Bank integrierte elektrostatische Rotationsantriebe, sog. **Wobblemotoren**, welche als Stellelemente für **bewegliche Spiegel** dienen. Die definierte Schaltposition der Spiegel wird durch mechanische Anschläge sichergestellt. Neben den großen Verfahrenswegen der beweglichen Spiegel besteht ein wesentlicher Vorteil dieses Konzeptes in der elektrostatischen Fixierung der Spiegel an den Anschlüssen. Die Motoren erfüllen hierdurch die Funktion eines bistabilen Schalters ohne Leistungsaufnahme im Ruhezustand. Die Realisierung solcher komplexer Systeme erfordert im Falle der 2x2-Schaltmatrix die Herstellung von $400 \mu\text{m}$ hohen metallischen Mikrostrukturen mit einer Kantenpräzision $\leq 1 \mu\text{m}$. Ferner ist für die leitfähige Verbindung der Wobble-Motoren eine zuverlässige Kontaktierungstechnik notwendig. Da es sich zeigte, daß die Herstellung dieses Systems mit den zur Verfügung stehenden Prozessen der LIGA-Technik und der hiermit verbundenen Opferschichttechnik nicht möglich ist, wurden im Rahmen dieser Arbeit die Herstellungsprozesse weiterentwickelt und neue Prozeßvarianten erarbeitet.

Als äußerst problematisch erwies sich die Einhaltung der geforderten Präzision. Insbesondere das Galvanisieren der metallischen Strukturen nach Standardbedingungen führt zu erheblichen Maßveränderungen infolge von Deformationen der Resiststruktur. Diese werden neben der thermischen Ausdehnung durch eine erhöhte Flüssigkeitsaufnahme des Resists bei der für Nickelgalvanikbäder üblichen Temperatur von $52 \text{ }^\circ\text{C}$ verursacht. Durch Einsatz einer **Raumtemperatur-Nickelgalvanik** können die Deformationen stark verringert werden. So wurden an motorähnlichen Teststrukturen durch Absenken der Badtemperatur auf $23 \text{ }^\circ\text{C}$ die Maßveränderungen um 40% reduziert. Weiterhin ist die Maßveränderung von der **Geometrie** und vor allem von der **Höhe** der Strukturen abhängig. So sind zum Beispiel Kreisringe und lange Stege mit hohem Aspektverhältnis aus dem für die LIGA-Technik verwendeten PMMA besonders anfällig für Deformationen. Neben der Absenkung der Badtemperatur wurden daher auch Designregeln für die Optimierung des Layouts erarbeitet. Entscheidend ist hierbei das Einbeziehen von **Hilfsstrukturen**, d. h. Strukturen, welche neben den funktionalen Elementen mitgalvanisiert werden und am Prozeßende entfernt werden. Sie dienen neben einer

gleichmäßigeren Verteilung der zu galvanisierenden Fläche vorallem der Stabilisierung von empfindlichen Strukturen. Weiterhin werden hiermit sehr große Resistbereiche zerteilt und damit die absolute Ausdehnung verringert sowie Dehnungsfugen im Layout vorgesehen, welche die Ausdehnung an unkritischen Stellen aufnehmen. Der Zunahme der Maßveränderungen mit zunehmender Strukturhöhe wurde insofern Rechnung getragen, daß in der Galvanik dielektrische Blenden eingesetzt wurden, was zu einer Einebnung der galvanisierten Strukturen führt. Damit konnte die für die Galvanik notwendige Resisthöhe der Strukturen vermindert werden. Mit Hilfe all dieser Maßnahmen konnten die Maßveränderungen innerhalb der Schaltmatrix um bis zu 80% auf $1 - 3 \mu\text{m}$ verringert werden. Die verbleibenden Maßabweichungen sind neben den restlichen Quellen in der Galvanik auf Maßveränderungen während der röntgentiefenlithographischen Strukturierung zurückzuführen. Hier treten sowohl Maßverluste als auch Deformationen aufgrund der wäßrigen Entwicklungsbäder auf, die ebenfalls abhängig von Höhe und Geometrie der Strukturen sind. Die letztlich in den Resist- und Metallstrukturen zu messenden Maßveränderungen sind daher als eine Kombination beider Effekte anzusehen, welche sich verstärken aber auch kompensieren können.

Um zukünftig die Auswirkungen solcher Maßveränderungen auf die Präzision der Positionierung optischer Elemente minimal zu halten, ist die Ermittlung strukturspezifischer Vorhalte anhand von Testmodellen unerlässlich. Diese Ergebnisse müssen dann in einem zweiten Durchgang berücksichtigt werden. Um den Fertigungsaufwand zu reduzieren, ist auch die Entwicklung von Simulationswerkzeugen zur Bestimmung des designspezifischen Ausdehnungsverhalten notwendig. Um die hauptsächliche Ursache der Deformationen, die Flüssigkeitsaufnahme, zu vermeiden, ist der Einsatz neuartiger Resistsysteme oder eine Versiegelung der PMMA-Oberfläche erforderlich.

Die beweglichen Teile der Motoren, die Rotoren, werden als zweistufige Strukturen auf einem separaten Substrat gefertigt. Um eine defektfreie Herstellung dieser Rotoren zu ermöglichen, wurde ein Verfahren zum **Aufkleben von Resistplatten auf gestuften Substraten** entwickelt. Die beweglichen Spiegel werden monolithisch mit den Rotoren hergestellt. Zur Vereinzelung dieser empfindlichen Komponenten wurde weiterhin ein **Batchverfahren** zur geordneten Ablösung der Spiegelrotoren vom Trägersubstrat entwickelt.

Für die elektrische Kontaktierung der Motorkomponenten wurden zwei verschiedene Varianten untersucht. Das für LIGA-Strukturen übliche Verfahren erfolgt in Dünnschichtleiterbahntechnik in Kombination mit einer Titan-Opferschichttechnik. Hierdurch werden insbesondere isolierte Leiterbahnunterführungen hergestellt. Um Kurzschlüsse zwischen den Leiterbahnen und den darüberliegenden Strukturen aufgrund von Löchern und Rissen in der Titanschicht infolge von ungeeigneten Prozessparametern zu vermeiden, war eine **Optimierung der Sputterparameter** notwendig. Dabei mußten die Prozeßtemperatur und der Gasdruck derart modifiziert werden, daß Schichten mit geschlossenen Korngrenzen hergestellt werden können. Darüberhinaus ist es notwendig, Keramiksubstrate mit geringerer Rauigkeit einzusetzen und die Oxidationszeiten zu verringern. Durch diese Optimierung konnten funktionstaugliche Motoren hergestellt werden. Die gesputterten Titanschichten neigen jedoch zu Rissen entlang der Leiterbahnkanten. Durch einen zusätzlichen Ätzschritt wurde schließlich in der elektrischen Kontaktierung eine Ausbeute von 60% erreicht.

Die Entwicklung eines neuartigen Kontaktierungsverfahren ermöglicht es, die Kurzschlußproblematik der herkömmlichen Dünnschichtkontaktierung gänzlich zu eliminieren. Bei diesem Verfahren werden die elektromechanischen LIGA-Strukturen von der Substratunterseite her mittels mehrlagiger Dickfilmtechnik kontaktiert. Die elektrische Verbindung erfolgt mittels einer **Durchkontaktierung** der Keramiksubstrate. Die Ausbeute der hiermit hergestellten elektrischen Kontakte lag bei den ersten gefertigten Mustern bei 99%. Die nach diesem Ver-

fahren hergestellten **hybriden 2x2-LIGA-Schaltmatrizen** wurden ebenfalls hinsichtlich ihrer elektromechanischen Funktion erfolgreich getestet.

Ein wesentlicher Vorteil dieses Verfahrens ist neben der hohen Kurzschluß- und Kontaktsicherheit, daß auf der Substratunterseite eine sehr viel höhere Anzahl an Leiterbahnen und Kontaktflächen angeordnet werden kann. Es ermöglicht somit die Kontaktierung von komplexen Mikrosystemen mit einer hohen Anzahl an elektrischen Kontakten, wie zum Beispiel elektromechanischen Schaltmatrizen mit größeren Kanalzahlen. Weiterhin bleiben durch die rückseitige Kontaktierung große Teile des Substrates, welche zuvor von Leiterbahnen und Kontaktflächen belegt wurden, unbenutzt. Auf diesen Flächen können zukünftig weitere LIGA-Strukturen angeordnet oder auch Teile der für die Steuerung der elektromechanischen Komponenten notwendigen Elektronik untergebracht werden. Um die hohe Ausbeute dieses Kontaktierungsverfahrens auch im gesamten Herstellungsprozeß der LIGA-Strukturen zu erzielen, ist zukünftig eine vollständige Trennung der Leitungsebene von der LIGA-Ebene während der Fertigung sinnvoll. Die LIGA-Strukturen werden hierbei auf einem durchkontaktierten Substrat gefertigt und nach Auswahl der funktionsfähigen Einheiten mit einer separat hergestellten Kontaktebene verbunden. Diese kann zum Beispiel als Polymerleiterplatte oder in Green-Tape-Technik hergestellt werden.

Neben der beschriebenen Rißanfälligkeit stellte sich der Einsatz von Titan als Opferschichtmaterial als kritisch für die Herstellung von Nickel-LIGA-Strukturen als Spiegelflächen heraus, da die zum Titan-Ätzen notwendige Flußsäure die Nickeloberfläche angreift. Hier müssen weiterhin Alternativen wie zum Beispiel die Passivierung der Nickelstrukturen entwickelt werden. Da die Nickelspiegel ohnehin aufgrund ihrer geringen Reflektivität mit hochreflektierenden Metallschichten versehen werden müssen, bietet sich hier eine Beschichtung vor dem Ätzschritt an. Generell sind jedoch auch neue Opferschichten, wie zum Beispiel Kupfer-, Aluminium- oder Polymerschichten für die LIGA-Technik anzudenken.

Zur Bestimmung der Systemparameter der Schaltmatrix wurde ein Algorithmus entwickelt, der eine Kopplung der Gleichungen der optischen Abbildung und der geometrischen Randbedingungen unter Berücksichtigung von fertigungstechnischen Aspekten beinhaltet. Als Parameter wurden u. a. die Motor-, Linsen- und Spiegelgröße, die Linsenbrechzahl und die Strukturhöhe sowie die Position der Elemente innerhalb der Matrix berücksichtigt. Für die 2x2-Schaltmatrix wurde ein **Motordurchmesser** von **1,7 mm**, ein Linsendurchmesser von $650 \mu\text{m}$ bei einem Brechungsindex von 1,444, eine minimale Spiegelgröße von $420 \times 135 \mu\text{m}^2$ sowie eine Strukturhöhe von $400 \mu\text{m}$ berechnet. Zur Verringerung der optischen Verluste durch den Einsatz eines beweglichen Spiegels wurde dieser als **Doppelspiegel** ausgelegt. Mit Hilfe einer vektoralgebraischen Strahlverfolgung wurden die bei einer Dejustierung des beweglichen Spiegels auftretenden optischen Verluste abgeschätzt. Hiermit wurden Aussagen über die Lage der Anschläge und die Endposition der Spiegelrotoren am Anschlag sowie über die Dimensionierung der Strahlgröße in der optischen Abbildung getroffen.

Mit den weiter- und neuentwickelten Fertigungsprozessen sowie unter Einbeziehung der theoretisch gewonnenen Erkenntnisse konnten erste Prototypen der Schaltmatrix hergestellt und charakterisiert werden. Die **niedrigste Schaltzeit** beträgt **30 ms** bei Spannungen von 300 V und die **minimale Anlaufspannung** der Motoren liegt bei **70 V** mit einer Schaltzeit von 0,7 s. Die angestrebte Schaltzeit von 100 ms wird bei einer Elektrodenspannung von 150 V erreicht. Die Tatsache, daß die Schaltzeiten nicht nur von der Taktfrequenz der Ansteuerung sondern auch von der Elektrodenspannung abhängig sind, ist auf die Reibung der Rotoren auf ihrem Lagering und eine Taumelbewegung zurückzuführen. Diese Effekte spielen bei höheren Spannungen aufgrund des höheren Drehmomentes eine geringere Rolle.

Das für die experimentell ermittelte minimale Anlaufspannung berechnete Drehmoment des Motors liegt um einen Faktor 5 unterhalb des aufgrund von Vorversuchen als notwendig angenommenen Drehmomentes. Damit ist zukünftig die Realisierung von kleineren Motoren möglich. Zur Verbesserung der Laufeigenschaften und damit der Schaltzeit-Spannungsverhältnisse müssen die Rotoren mit Hilfe einer Führung am Verkappen gehindert und vom Lagerring abgehoben werden. Dies kann durch elektrostatisches Anheben der Rotoren erfolgen. Hierzu kann zum Beispiel eine Glasplatte in einem definierten Abstand zur Rotoroberseite über der Matrix befestigt werden und eine Spannung zwischen dem Rotor und einer auf der Glasplatte aufgebrachtene Elektrode angelegt werden. Die hierfür notwendige exakte Einstellung der Höhe der Platte kann durch PMMA-Abstandssäulen auf dem Substrat erfolgen. Alternativ kann eine planparallele Platte auch auf den Linsen, welche die höchste Stelle der Matrix darstellen, abgelegt werden. Der notwendige Abstand zur Rotoroberseite wird hier durch eine untergelegte Glasplatte mit der Elektrode eingestellt.

Die optische Charakterisierung des Systems ergab eine **minimale Einfügedämpfung** von **7 dB** und eine **Übersprechdämpfung** von **90 dB**. Für die **Reproduzierbarkeit** der Einfügedämpfung beim Schalten wurden Werte **unter 1 dB** erreicht. Die gemessene minimale Einfügedämpfung der Schalter entspricht der theoretisch berechneten für eine Präzision der Faser- und Linsenjustierung von $1 - 3 \mu\text{m}$. Um niedrigere Einfügedämpfungen zu erreichen, sind daher vor allem Verbesserungen der Justage der Fasern und Linsen in der optischen Bank notwendig. Damit sind Werte besser als 5 dB erreichbar. Problematisch sind starke Schwankungen der Einfügedämpfung von Kanal zu Kanal, die durch das unterschiedliche Kippverhalten der Spiegelrotoren verursacht werden. Hierdurch kommt es unter Umständen zu Einfügedämpfungen von einigen 10 dB. Für eine verlässliche Funktion der Schaltmatrix ist sowohl in elektro-mechanischer als auch in optischer Hinsicht daher eine vertikale Führung der Rotoren essentiell.

Das vorgestellte Konzept der Schaltmatrix ist für eine Erweiterung der Kanalzahl vorgesehen. Der in dieser Arbeit entwickelte Algorithmus ermöglicht es, alle Systemparameter für größere Matrizen anzugeben. Mit dem für die 2×2 -Matrix entworfenen Motor wird bei einer Spannung von 150 V eine Schaltzeit von 100 ms erreicht. Sind für die Schaltfunktion höhere Schaltzeiten akzeptierbar, z. B. 250 ms, so kann ohne Erhöhung der Spannung der Motorradius von $855 \mu\text{m}$ auf $630 \mu\text{m}$ verringert werden (bei gleicher Rotorhöhe und Kondensatorspalt). Für die Realisierung einer 4×4 -Schaltmatrix ergeben sich unter Einsatz solcher Motoren die in Tab. 7.1 aufgeführten Systemparameter.

Größe		Wert	
Kanalzahl	N	4	4
Motorradius	R_M	$855 \mu\text{m}$	$630 \mu\text{m}$
Strahltaile im System	ω'_0	$58,71 \mu\text{m}$	$51,09 \mu\text{m}$
optische Weglänge	$2 s'$	$15720 \mu\text{m}$	$12104 \mu\text{m}$
Brechungsindex	n	1,444	1,444
Linsenradius	R_L	$538 \mu\text{m}$	$468 \mu\text{m}$
Spiegellänge	L_{Sp}	$517 \mu\text{m}$	$413 \mu\text{m}$
Kantenlänge der Elementarzelle	L_{EZ}	$2232 \mu\text{m}$	$1684 \mu\text{m}$
min. Strukturhöhe	H_{St}	$655 \mu\text{m}$	$570 \mu\text{m}$
min. Systemkantenlänge	L_{Sys}	$18595 \mu\text{m}$	$14159 \mu\text{m}$

Tabelle 7.1: Systemgrößen einer optischen 4×4 Schaltmatrix

Die Kantenlänge des Doppelmatrixsystems liegt in beiden Fällen unterhalb 20 mm, wodurch auf dem zur Verfügung stehenden LIGA-Fenster 3 solche Doppelmatrizen gefertigt werden können. Für den Fall der kleineren Motoren verringert sich die Kantenlänge des Systems um 24%. Die Vergrößerung der Strahlteile in größeren Systemen ist aufgrund der längeren optischen Wege unvermeidbar. Hier ist eine Vorrichtung, welche das Verkippfen der Spiegelrotoren verhindert, für die Funktion einer solchen Matrix unerlässlich. Ebenso nimmt die Höhe der Strukturen infolge der Vergrößerung der Linse zu. Unter Verwendung des kleineren Motors kann die Linsengröße und somit die Strukturhöhe jedoch verringert werden. Generell kann auch durch den Einsatz von Plankonvex-Linsen, welche eine geringere Brechkraft als die Kugellinsen haben, die Linsengröße und damit die notwendige Strukturhöhe weiter verringert werden.

Abschließend läßt sich sagen, daß anhand der hergestellten Demonstratoren die Tragfähigkeit des Konzeptes einer optischen Schaltmatrix in LIGA-Technik unter optimierten und neuentwickelten Prozessbedingungen erfolgreich demonstriert wurde. Die für die Matrix aufgestellten Forderungen hinsichtlich der elektromechanischen Funktion wurden mit dem erarbeiteten Design sehr gut erfüllt. Im Rahmen der herstellungstechnischen Möglichkeiten erreichen die hergestellten Schaltmatrizen die optischen Anforderungen gut. Die Grundanforderung der Erweiterbarkeit der Schaltmatrix wurde durch die Berechnung der Systemparameter einer 4x4-Schaltmatrix basierend auf den theoretischen und experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit nachgewiesen.

Anhang A

Anhang

A.1 Berechnung des Drehmomentes des Wobblemotors

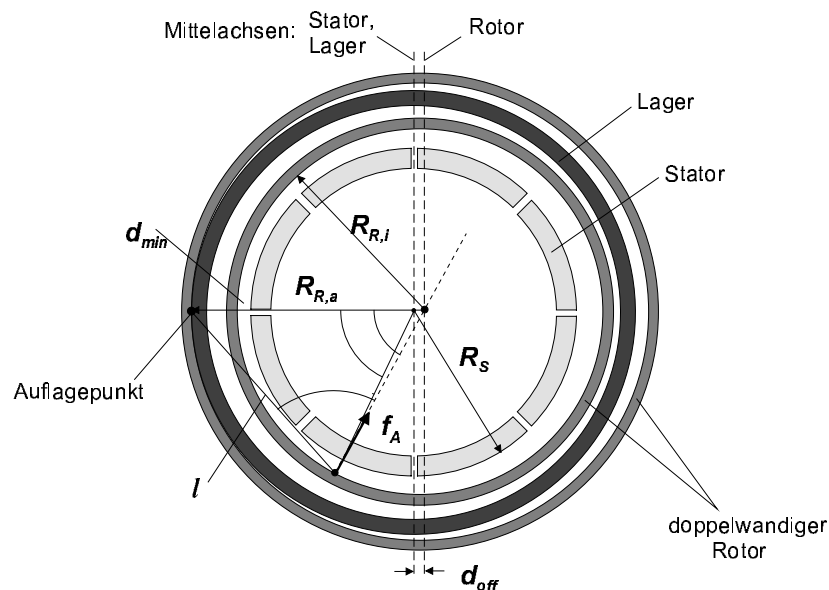


Abbildung A.1: Aufsicht des Wobblemotors zur Herleitung des statischen Drehmomentes

Die Kraftdichte auf ein geladenes Flächenelementes in einem homogenen elektrischen Feld mit Vakuum bzw. Luft als Medium beträgt

$$f_A = \frac{1}{2} \sigma E \quad \text{mit} \quad \sigma = \varepsilon_0 E.$$

σ ist hierbei die Oberflächenladung. Nach Abb.A.1 ist der Beitrag eines Flächenelementes $d\alpha$ zum Drehmoment bzgl. des Auflagepunktes

$$dT = f_A l \sin(\beta) dA = f_A R_{R,a} \sin(\alpha) dA \quad .$$

Integration über die Rotorinnenwandfläche liefert für das gesamte Drehmoment

$$T = \int \int \frac{1}{2} \varepsilon_0 R_{R,a} E(\alpha)^2 \sin(\alpha) dA \quad \text{mit} \quad dA = R_{R,i} dh d\alpha.$$

Bei großem Verhältnis von Rotorhöhe H_{Ro} zur Spaltweite d_C zwischen Rotor und Stator kann von den Randbereichen abgesehen werden und in zweidimensionaler Näherung das Integral über die Kondensatorhöhe H_{Ro} ausgeführt werden. Weiterhin kann das Feld in diesem Spalt durch viele kleine Plattenkondensatoren angenähert werden, d.h. es gilt

$$E(\alpha) \approx \frac{U(\alpha)}{d_C(\alpha)}$$

Durch Beschränkung des Integrals auf die aktive Fläche des Motors, d.h. der Bereich in dem eine Potentialdifferenz zwischen Rotor und Statorelektroden herrscht, erhält man

$$T = \frac{1}{2} \varepsilon_0 R_{R,a} R_{R,i} U^2 H_{Ro} \int \frac{\sin(\alpha)}{[d_C(\alpha)]^2} d\alpha \quad .$$

Der winkelabhängige Kondensatorspalt $d_C(\alpha)$ ergibt sich aus der vektoriellen Differenz zweier Punkte auf Rotor- und Statorumfang und wird nach

$$d_C(\alpha) = \sqrt{R_{R,i}^2 + R_S^2 + d_h^2 - 2 R_{R,i} d_h \cos(\alpha) + 2 R_S d_h \cos(\gamma(\alpha)) - 2 R_{R,i} R_S \cos(\alpha - \gamma(\alpha))}$$

$$\text{mit } \gamma(\alpha) = \arcsin \left[\frac{1}{R_S} \left(d_h \cos(\alpha) + \sqrt{(d_h \cos(\alpha))^2 + R_S^2 - d_h^2} \right) \sin(\alpha) \right]$$

berechnet. Hierbei ist d_h das Lagerspiel, d.h. die Differenz zwischen den Radien des Lagerrings und der Innenseite der äußeren Rotorwand.

A.2 Berechnung der zum Rotor parallelen Haltekraft

Die Energie eines Volumenelementes dV des elektrischen Feldes im Spalt lautet in der Plattenkondensatornäherung

$$dW = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \frac{U^2}{[d_C(\alpha)]^2} \cdot dV \quad \text{mit } dV = R_{R,i} d\alpha dh dr \quad .$$

Durch Differentiation in axialer Richtung erhält man die Kraftkomponente parallel zur Rotorwand:

$$dF_{||}(\alpha) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 R_{R,i} \frac{U(\alpha)^2}{[d_C(\alpha)]^2} d\alpha dr \quad .$$

Für eine Größenabschätzung wird der Beitrag des oberen und unteren Rotorrandes als gleich groß angenommen. Aufgrund der Winkelabhängigkeit des Spaltes liefert die Integration über den Kondensatorspalt für den Randbereich des Rotors

$$F_{||} = \varepsilon_0 R_{R,i} U^2 \int \frac{d\alpha}{d_C(\alpha)} \quad .$$

A.3 Berechnung der Strahldejustierung durch lateralen Versatz einer Linse in der optischen Bank

Durch eine laterale Verschiebung Δ der Linse wird der Strahl innerhalb der Matrix verkippt. Da für den Drehpunkt der Verkipfung in etwa der Linsenort angenommen werden kann, ist der Abstand der Taille ω'_0 innerhalb der Matrix vom Drehpunkt gerade gleich der Bildweite. Durch Strahlverkipfung um den Linsenort wird die Taille in der Kippebene seitlich verschoben. Der Tailenversatz entspricht aufgrund der Abbildung durch die Linse dem um den Vergrößerungsfaktor m verstärkten Linsenversatz. Der Kippwinkel beträgt somit

$$\theta = \frac{m \Delta}{s'} \quad \text{mit} \quad m = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{s}{f}\right)^2 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda f}\right)^2}}, \quad s = f + \frac{s' - f}{\left(\frac{s'}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda f}\right)^2}$$

und der Brennweite f der Kugellinse nach Gl.(3.12).

Die gesamte Koppeffizienz ergibt sich dann nach Gl. 3.20 mit $z_0 = s'$ zu

$$\eta_\theta = e^{-\frac{(m \Delta \pi)^2 \left[(\omega'_0)^2 + \left(\frac{s' \lambda}{\pi \omega'_0}\right)^2 \right]}{(\lambda s')^2}} .$$

A.4 Bestimmung des Öffnungswinkels eines 90°-Reflektors

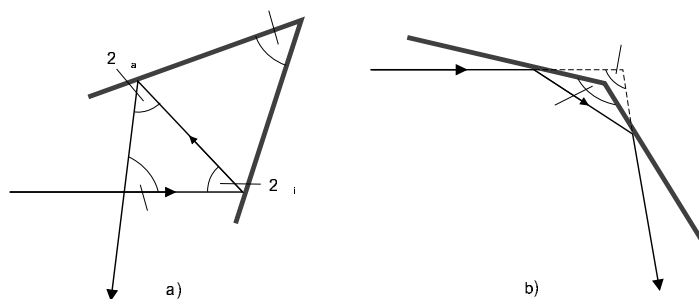


Abbildung A.2: Doppelspiegel für senkrechte Reflexion mit verschiedenen Öffnungswinkel

Aus Abb. A.2a ergibt sich:

$$\Phi = 180^\circ - 2\vartheta_i - 2\vartheta_a \quad \text{und} \quad \phi = 180^\circ - (90^\circ - \vartheta_i) - (90^\circ - \vartheta_a) .$$

Mit der Forderung $\Phi = 90^\circ$ folgt:

$$\phi = 45^\circ$$

Für $\Phi = -90^\circ$ erhält man als weitere Lösung

$$\phi = 135^\circ$$

Diese Lösung entspricht dem Doppelspiegel in Abb. A.2b.

A.5 Berechnung der Strahldejustierung infolge einer Bewegung des Spiegelrotors um einen festen Punkt

Die Strahldejustierung wird mit einer vektoralgebraischen Strahlverfolgung der Doppelreflexion bestimmt. Hierbei wird die Lage der Strahltaile und die Richtung des Strahls nach der zweifachen Reflexion in Abhängigkeit von der Lage des Spiegelrotors analytisch berechnet. Die Dejustierung des Spiegels sowie die Reflexion an diesen wird durch Transformationsmatrizen ausgedrückt. Abb. A.3 zeigt das für die Berechnung der Strahldejustierung infolge einer Dejustierung des Spiegelrotors verwendete Modell.

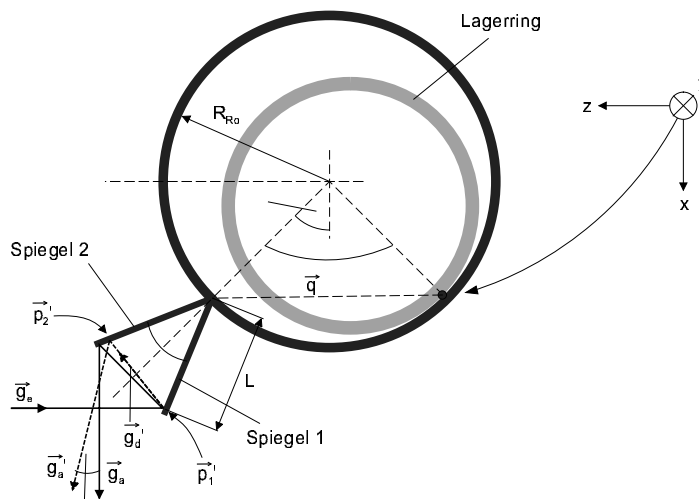


Abbildung A.3: Modell zur Berechnung der Strahldejustierung infolge einer Rotorbewegung um den Auflagepunkt auf dem Lagerring

Die in den weiteren Ausführungen benützten Größen sind:

- \vec{g}_e : Gerade des einfallenden Strahls in vektorieller Schreibweise
- \vec{e}_r : Richtungsvektor des einfallenden Strahls
- \vec{q} : Verbindungsvektor zwischen dem Rotorauflagepunkt und dem Spiegelursprung
- \vec{e}_0 : Verbindungsvektor vom Spiegelursprung zum Auftreffpunkt des Strahls
- L : Abstand zwischen Auftreffpunkt des Strahls am ersten Spiegel und Spiegelursprung
- R_{Ro} : Rotorradius auf der Innenseite der äußeren Rotorwand
- ε : Winkel zwischen Symmetrieachse des Doppelspiegels und x-Achse
- ϕ : Öffnungswinkel des Doppelspiegels
- ξ : Winkel zwischen Rotorauflagepunkt und Spiegelursprung bezüglich dem Rotormittelpunkt
- \vec{E}_i : Ebenengleichungen der beiden Spiegel
- $\vec{S}_{1,i}$: Richtungsvektoren der ersten Spiegelebenen
- $\vec{S}_{2,i}$: Richtungsvektoren der zweiten Spiegelebenen
- M_j : Transformationsmatrizen
- R : Reflexionsmatrix
- \vec{g}_d : Gerade des reflektierten Strahls zwischen den Spiegelebenen
- \vec{d}_r : Richtungsvektor des reflektierten Strahls zwischen den Spiegelebenen
- \vec{p}_1 : Ortsvektor des ersten Reflexionspunktes
- \vec{g}_a : Gerade des doppelt reflektierten Strahls
- \vec{a}_r : Richtungsvektor des doppelt reflektierten Strahls

- \vec{p}_2 : Ortsvektor des zweiten Reflexionspunktes
 θ : Winkelfehler des dejustierten Strahls
 \vec{r}_{ω_0} : Ortsvektor der Strahltaile
 $\vec{\Delta}$: Lateraler Versatz der Strahltaillen.

Die gestrichenen Größen beziehen sich auf den Fall eines dejustierten Spiegels. Im Idealfall gilt für den Winkel ε zwischen Symmetrieachse des Doppelspiegels und der x-Achse $\varepsilon = 45^\circ$ (vgl. Kap. 3.3.1, S. 31).

Für die Berechnung der Dejustierung des Lichtstrahls durch Reflektion am beweglichen Doppelspiegel wird im folgenden nur der Strahlschwerpunkt betrachtet. Im ideal justierten Zustand werden der einfallende Strahl und die Spiegelebenen in dem in Abb. A.3 definierten Koordinatensystem bezüglich des Abrollpunktes auf dem Lagerring beschrieben durch:

$$\vec{g}_\varepsilon = \vec{q} + L \vec{e}_0 + a \vec{e}_r \quad (\text{A.1})$$

$$\text{mit } \vec{q} = R_{Ro} \begin{pmatrix} \cos(\varepsilon) - \cos(\xi - \varepsilon) \\ 0 \\ \sin(\varepsilon) + \sin(\xi - \varepsilon) \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_0 = \begin{pmatrix} \cos(\varepsilon - \phi/2) \\ 0 \\ \sin(\varepsilon - \phi/2) \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_r = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$$

$$\vec{E}_1 = \vec{q} + b \vec{S}_{1,1} + c \vec{S}_{1,2}, \quad \vec{E}_2 = \vec{q} + h \vec{S}_{2,1} + n \vec{S}_{2,2} \quad (\text{A.2})$$

$$\text{mit } \vec{S}_{1,1} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{S}_{1,2} = \begin{pmatrix} \cos(\varepsilon - \phi/2) \\ 0 \\ \sin(\varepsilon - \phi/2) \end{pmatrix}, \quad \vec{S}_{2,1} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{S}_{2,2} = \begin{pmatrix} \cos(\varepsilon + \phi/2) \\ 0 \\ \sin(\varepsilon + \phi/2) \end{pmatrix}.$$

Eine Lageänderung der Spiegelebenen kann allgemein durch die Transformation

$$\vec{E}'_{1/2} = M_1 \cdot \vec{E}_{1/2} \quad (\text{A.3})$$

beschrieben werden.

Der Reflexionspunkt \vec{p}_1' auf der ersten Spiegelebene ergibt sich durch Schnitt des Eingangsstrahls \vec{g}_ε mit dem Spiegel \vec{E}'_1 . Die Lösung des linearen Gleichungssystems

$$\vec{g}_\varepsilon = \vec{E}'_1 \Rightarrow A \cdot \vec{X} = \vec{B}$$

$$\text{mit } A = (\vec{e}_r, -\vec{S}'_{1,1}, -\vec{S}'_{1,2}), \quad \vec{B} = \vec{q}' - \vec{q} - L \vec{e}_0, \quad \vec{X} = \begin{pmatrix} a' \\ b' \\ c' \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

durch Invertierung von A ergibt mit Gl.(A.1) den ersten Reflexionspunkt $\vec{p}_1' = \vec{g}_\varepsilon|_{a'}$.

Die Richtung des reflektierten Strahles kann nach

$$\vec{d}_r' = M_2^{-1} R M_2 \cdot \vec{e}_r \quad (\text{A.5})$$

berechnet werden. Durch die Koordinatentransformation M_2 wird der Eingangsstrahl in dem System des Spiegels betrachtet, dort reflektiert und wieder zurücktransformiert. Zwischen den zwei Spiegeln wird der Strahl somit allgemein durch

$$\vec{g}_a' = \vec{p}_1' + m \vec{d}_r' \quad (\text{A.6})$$

beschrieben. Der Reflektionspunkt auf der zweiten Ebene des Spiegels ergibt sich wiederum als Schnittpunkt von Strahl und Spiegel:

$$\vec{g}_a' = \vec{E}_1' \Rightarrow C \cdot \vec{Y} = \vec{J}$$

$$\text{mit } C = (\vec{d}_r', -\vec{S}_{2,1}', -\vec{S}_{2,2}') , \quad \vec{J} = \vec{p}_1' + \vec{q}' , \quad \vec{Y} = \begin{pmatrix} m' \\ h' \\ n' \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

zu $\vec{p}_2' = \vec{g}_a'|_{m'}$ nach Gl.(A.6).

Der an dem gesamten Doppelspiegel reflektierten Strahl ergibt sich mit \vec{d}_r' bzw. \vec{d}_r analog zu Gl.(A.6) und (A.5) zu

$$\vec{g}_a' = \vec{p}_2' + k \vec{a}_r' \quad (\text{A.8})$$

$$\vec{a}_r' = M_3^{-1} R M_3 \vec{a}_r' . \quad (\text{A.9})$$

Der Winkelfehler des am bewegten Doppelspiegels reflektierten Strahls ergibt sich dann aus dem Skalarprodukt der dejustierten Richtung mit dem idealen Strahl:

$$\theta = \arccos(\vec{a}_r' \cdot \vec{a}_r) . \quad (\text{A.10})$$

Die Winkelkomponenten senkrecht und parallel zur optischen Ebene erhält man aus dem Einheitsvektor des reflektierten Strahls \vec{a}_r' durch Projektion auf die jeweilige Ebene.

Für den lateralen Versatz der Strahlteile muß die Position des Spiegels in der optischen Bank der Matrix beachtet werden. So wird einmal ein Spiegel auf der Matrixdiagonalen, d.h. am Ort der Strahlteile, und weiterhin unmittelbar vor der Linse betrachtet.

Befindet sich der Spiegel auf der Matrixdiagonalen, so liegt die Strahlteile auf der Mitte des Strahles zwischen den zwei Spiegelebenen. Die Berechnung der Koppeffizienz an diesem Ort gestaltet sich schwierig, da sowohl ein- als auch ausgangsseitiger Strahlverlauf berechnet werden muß. Daher wird das virtuelle Bild der Strahlteile durch Entfaltung der zweifachen Reflektion für beide Strahlen bestimmt, wie in Abb. A.4a skizziert.

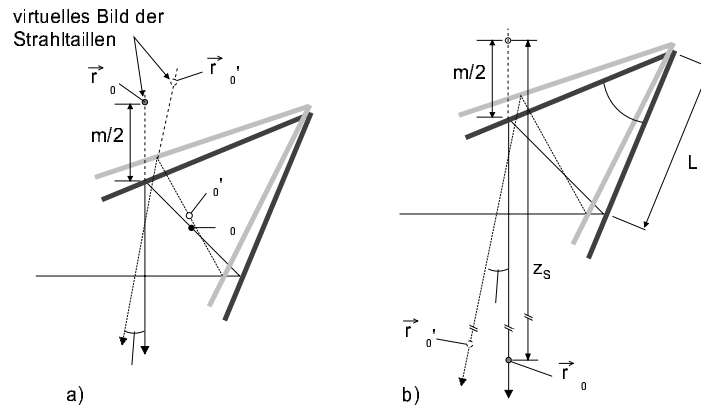


Abbildung A.4: Schematischer Strahlverlauf beim dejustierten Doppelspiegel in 2-dimensionaler Projektion: Lage der Strahlteile für einen Spiegel a) auf der Matrixdiagonale und b) unmittelbar an der Linse

Der Ort der virtuellen Strahlteile ergibt sich in diesem Falle nach Gl.(A.8) mit

$$\vec{r}_{w_0}' \equiv \vec{g}_a' , \quad \text{mit } k' = -m' + \frac{m}{2} + a' \quad (\text{A.11})$$

und m' , m , a' , a aus Gl.(A.4) und Gl.(A.7).

Allgemein kann die ideale und die verschobene Position der Strahltaillen analog zu Gl.(A.11) für einen Spiegel mit einem Abstand z_S von der Strahltaille (vgl. Abb. A.4b) durch

$$k' = -m' + \frac{m}{2} + a' + z_S \quad (\text{A.12})$$

berechnet werden. Für z_S kann o.B.d.A als Abschätzung die Rayleighlänge $z_R(\omega_0)$ eingesetzt werden. Der Versatz der Strahltaillen ergibt sich dann aus der vektoriellen Differenz der Tailenpositionen:

$$\vec{\Delta} = \vec{r}_{w'_0} - \vec{r}_{w_0} \quad . \quad (\text{A.13})$$

A.5.1 Verdrehung des Spiegelrotors in der optischen Ebene

Drehungen des Koordinatensystems (KS) können allgemein durch die Koordinatentransformationen

$$D_{K,x}(\alpha_x) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha_x) & \sin(\alpha_x) \\ 0 & -\sin(\alpha_x) & \cos(\alpha_x) \end{pmatrix}, \quad D_{K,y}(\alpha_y) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha_y) & 0 & -\sin(\alpha_y) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\alpha_y) & 0 & \cos(\alpha_y) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.14})$$

$$D_{K,z}(\alpha_z) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha_z) & \sin(\alpha_z) & 0 \\ -\sin(\alpha_z) & \cos(\alpha_z) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

beschrieben werden. Die inversen Matrizen für die Umkehrtransformation ergeben sich bei diesen orthogonalen Matrizen durch einsetzen des negativen Winkel. Eine Drehung oder Verkipfung des Spiegels kann durch Drehungen um die drei Raumrichtungen beschrieben werden. Die Vektortransformation D_V hierfür entspricht gerade der Koordinatentransformation mit entgegengesetztem Winkel:

$$D_V(\alpha) = D_K(-\alpha). \quad (\text{A.15})$$

Ist die Bewegung des Rotors auf die optische Ebene beschränkt, so erfolgt nur eine Verdrehung des Spiegels um den Auflagepunkt mit einem Winkel ψ . Die Transformation der Spiegelebenen lautet in diesem Fall nach Gl. (A.3), (A.14) und (A.15) einfach

$$M_1 = D_{V,y}(\psi)$$

d.h. die Spiegelebenen werden um die y-Achse verdreht. Die Reflektion des Strahles an der ersten Spiegelebene wird durch Gl. (A.5) mit

$$M_2 = D_{K,y}\left(\psi - \left[\varepsilon - \frac{\phi}{2}\right]\right), \quad R = R_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

beschrieben. Das KS wird hierbei mit der x-Achse auf die Spiegelebene gedreht, der Strahl reflektiert und die Transformation wieder rückgängig gemacht. Die Reflektion am zweiten Spiegel erfolgt analog mit

$$M_3 = D_{K,y}\left(\frac{\pi}{2} - \psi - \left[\varepsilon + \frac{\phi}{2}\right]\right), \quad R = R_x = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.17})$$

Der Winkelfehler nach Gl. (A.10) verschwindet in diesem Fall und der laterale Strahlversatz berechnet sich nach Gl. (A.13). Die Gl.n (A.11) und (A.12) führen in diesem Fall zum gleichen Ergebnis.

Eine einfache Verdrehung des Spiegelrotors um den Rotormittelpunkt, wie auf S. ?? betrachtet, wird in diesem Modell durch $\xi = 180^\circ$ und die Ersetzung $R_{Ro} \rightarrow R_{Ro}/2$ beschrieben.

Will man den lateralen Strahlversatz in Abhängigkeit von einem Versatz am Spiegelanschlag bestimmen, so behalten die obigen Überlegungen ihre Gültigkeit. Jedoch muß der Verdrehwinkel ψ in Abhängigkeit von diesem Versatz berechnet werden. Abb. A.5 zeigt das Modell hierfür unter Berücksichtigung der Rotorwandstärke d_R und des Abstandes a zwischen Anschlagpunkt und Rotorwand, sowie eine vereinfachte Darstellung zur Bestimmung des Verdrehwinkels ψ ¹.

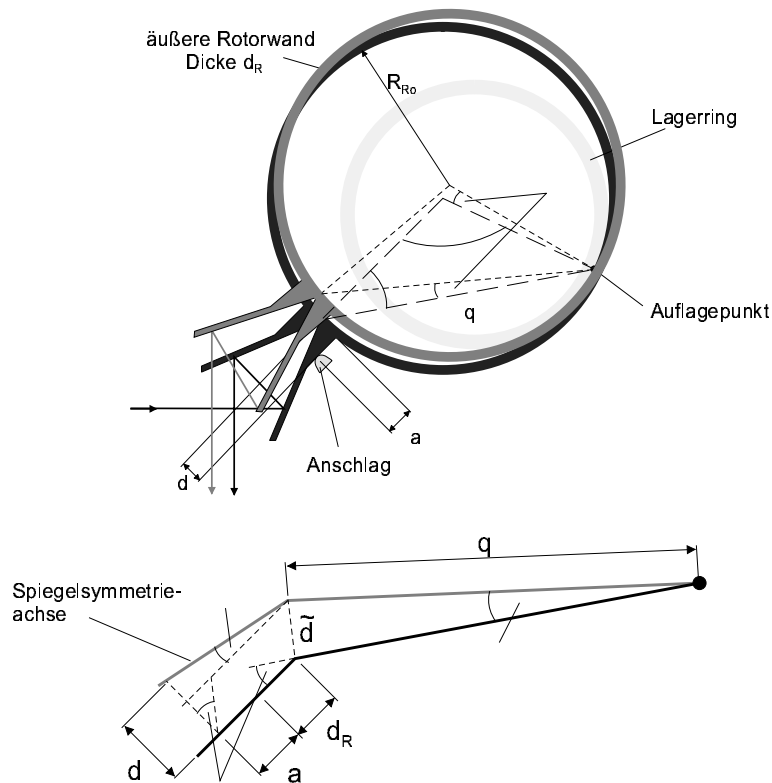


Abbildung A.5: Modell zur Berechnung des lateralen Strahlversatzes infolge einer Verdrehung um den Auflagepunkt des Rotors auf dem Lagering

Für kleine Verdrehwinkel kann der Versatz d am Anschlag durch

$$d = \check{d} \cos(\rho) + [a + d_R + \check{d} \sin(\rho)] \cdot \psi, \quad \check{d} = q \cdot \psi \quad (\text{A.18})$$

$$\text{mit } q = |\vec{q}| = \sqrt{2} R_{Ro} \sqrt{1 - \cos(\xi)} \quad (\text{A.19})$$

¹Der Verbindungsvektor \vec{q} endet in diesem Modell auf der Rotorwandinnenseite, d. h. er ist vom Spiegelsprung durch die Rotorwanddicke d_R getrennt.

nach Gl. A.1 beschrieben werden. Mit $\rho = \frac{\pi - \xi}{2}$ folgt:

$$\psi = -\frac{q}{t} + \sqrt{\left(\frac{q}{t}\right)^2 + \frac{2d}{t}} \quad (\text{A.20})$$

mit $q = q \sin(\xi/2) + a + d_R$, $t = 2q \cos(\xi/2)$

für $\xi \neq 0, 180^\circ$. In diesem Fall folgt aus (A.19)

$$\psi = \frac{d}{a + d_R} \quad \text{bzw.} \quad \psi = \frac{d}{q + a + d_R}.$$

A.5.2 Verkippen des Spiegelrotors aus der optischen Ebene heraus

Für die Untersuchung der Strahldejustierung durch die Verkippung des Spiegelrotors wird ein einfaches Modell, wie in Abb. A.6 gezeigt, verwendet. Eine Kippung um den ψ erfolgt um den Auflagepunkt des Rotors auf dem Lagerring. Die Position des Auflagepunktes bezüglich des Spiegels wird durch den Winkel ξ beschrieben. Die Lage der Kippachse bezüglich der Spiegelsymmetrieachse wird durch den weiteren Winkel φ festgelegt.

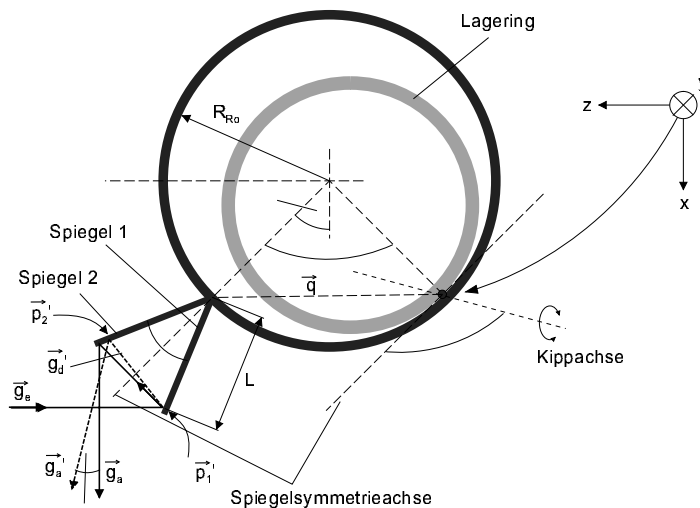


Abbildung A.6: Verkippung des Spiegelrotors um beliebige Achsen mit verschiedenen Achspositionen entlang des Rotorumfangs

Die Verkippung der Spiegelebenen nach Gl. (A.3) und (A.14) wird in diesem Fall mit

$$M_1 = D_{K,y} \left(-\varphi + \frac{\phi + \varepsilon}{2} \right) D_{V,x}(\Psi) D_{K,y} \left(\varphi - \frac{\phi + \varepsilon}{2} \right)$$

durchgeführt. Die Winkel sind so gewählt, daß für $\varphi = 0$ die Kippung um die Symmetrieachse des Doppelspiegels erfolgt. Durch die Drehung wird das Koordinatensystem mit der x-Achse auf die betrachtete Kippachse eingedreht, die Ebene mit der Vektortransformation um Ψ gekippt und schließlich die Koordinatentransformation wieder rückgängig gemacht.

Die Reflexion des Strahles an der ersten verkippten Spiegelebene wird nach Gl. (A.5) mit

$$M_2 = D_{K,y} \left(-\varphi + \frac{\phi}{2} \right) D_{K,x}(\Psi) D_{K,y} \left(\varphi - \frac{\phi + \varepsilon}{2} \right)$$

und $R = R_z$ analog zu Gl. (A.16) beschrieben. Durch die Transformation M_2 wird das KS in das KS der verkippten Spiegelebene gedreht, in dem der Eingangsstrahl analog zum zweidimensionalen Fall einer reinen Verdrehung reflektiert wird.

Die Reflexion am zweiten Spiegel erfolgt wieder analog nach Gl.(A.9) mit

$$M_3 = D_{K,y} \left(\varphi + \frac{\phi}{2} \right) D_{K,x}(\Psi) D_{K,y} \left(\varphi - \frac{\phi + \varepsilon}{2} \right)$$

und $R = R_x$ wie in Gl. (A.17).

Lösen der linearen Gleichungssysteme (A.4) und (A.7) liefert nach Gl. A.10 und A.13 den Winkelfehler des dejustierten Strahls und den lateralen Versatz der Strahltaillen.

A.6 Berechnung der Verringerung der reflektierenden Fläche infolge der Bewegung des Spiegelrotors

Da der Strahl am Spiegelrand reflektiert wird, ändert sich durch die Verdrehung des Spiegelrotors auch die Größe der reflektierenden Fläche. Die Strahlweite, die am verdrehten Spiegel reflektiert wird, kann durch Berechnung der Position der Spiegelkanten bestimmt werden. In der optimalen Position wird der Strahl in einer Breite

$$w = L_{Sp} \sqrt{1 - \cos \phi} \quad (\text{A.21})$$

reflektiert, welche im allgemeinen größer als die Strahlweite $\omega(z)$ an dieser Stelle ist. Es wird nur der Spiegel unmittelbar an der Linse betrachtet, d. h. für z ist dann der Abstand von der Strahltaille, welcher im weiteren als z_0 bezeichnet wird.. Ändert der Spiegel seine Position, so verändert sich die reflektierte Breite.

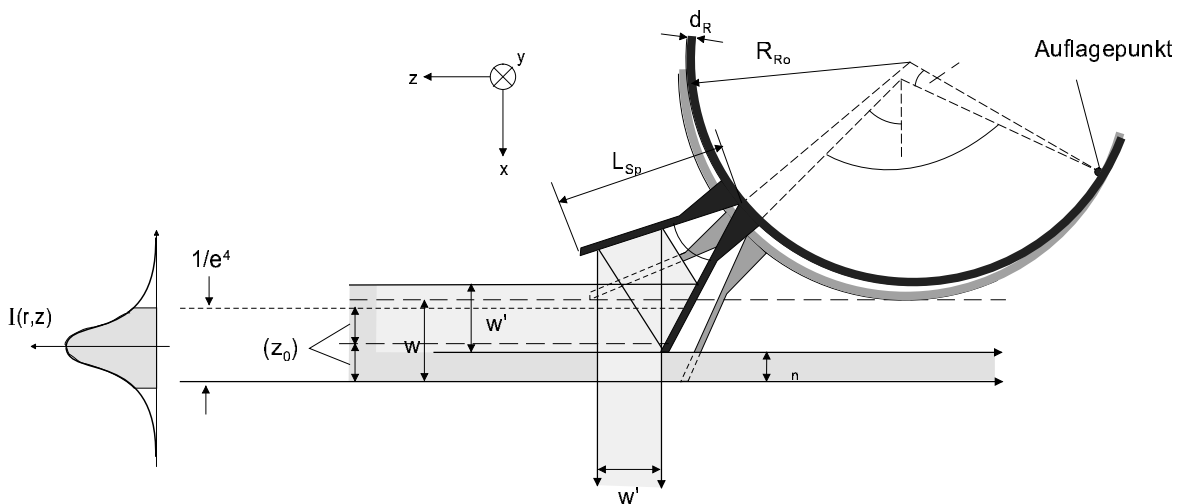


Abbildung A.7: Verkleinerung der effektiv reflektierenden Fläche des Doppelspiegels durch Verdrehung des Rotors um den Auflagepunkt

In Abb. A.7 ist dies für eine Verdrehung ψ in negativer Richtung dargestellt. Die verringerte Strahlbreite berechnet sich nach

$$w' = L_{Sp} \frac{\sin(\phi) \cos\left(2\left(\varepsilon - \frac{\phi}{2} - \psi\right)\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{2}\phi + \varepsilon - \psi\right)} \quad (\text{A.22})$$

Die x-Koordinate der unteren Spiegelkante ergibt sich mit den x-Komponenten aus Gl. A.1 zu

$$x_n(\psi) = R_{Ro} [\cos(\varepsilon) - \cos(\xi - \varepsilon)] + d_R \sin(\varepsilon + \psi) + L_{Sp} \cos(\varepsilon - \phi/2 + \psi). \quad (\text{A.23})$$

Die Breite des Strahlanteils, welcher im unteren Bereich am Spiegel vorbeiläuft, beträgt demnach

$$\Delta_n = x_n(0) - x_n(\psi) \quad (\text{A.24})$$

Die gesamte am rechteckigen Spiegel reflektierte Intensität beträgt nach Gl. 3.6

$$I'_n(z_0) = \frac{2}{\pi \omega(z_0)^2} \int_{-[w'+\Delta_n-\omega(z_0)]}^{\omega(z_0)-\Delta_n} e^{-2\frac{x^2}{\omega(z_0)^2}} dx \int_{-[H-\omega(z_0)]}^{\omega(z_0)} e^{-2\frac{y^2}{\omega(z_0)^2}} dy \quad (\text{A.25})$$

mit der Rotorhöhe H .

Für eine Verdrehung in positiver Richtung führen analoge Überlegungen zu

$$x_p(\psi) = R_{Ro} [\cos(\varepsilon) - \cos(\xi - \varepsilon)] + d_R \sin(\varepsilon + \psi) + L_{Sp} \cos(\varepsilon + \phi/2 + \psi)$$

und zu einer reflektierten Gesamtintensität von:

$$I'_p(z_0) = \frac{2}{\pi \omega(z_0)^2} \int_{-[w-\omega(z_0)-\Delta_p]}^{\omega(z_0)-w+w'+\Delta_p} e^{-2\frac{x^2}{\omega(z_0)^2}} dx \int_{-[H-\omega(z_0)]}^{\omega(z_0)} e^{-2\frac{y^2}{\omega(z_0)^2}} dy$$

Mit Gl. (A.20) können die Zusatzverluste hiermit in Abhängigkeit von der Position des Auflagepunktes und der Größe des Versatzes entsprechend Anhang A.5.1 berechnet werden.

A.7 Layout der Schaltmatrizen im LIGA-Fensters

Da die Kantenlänge der doppelten Schaltmatrizen unterhalb 10 mm liegt, können im LIGA-Fenster 12 dieser Systeme gefertigt werden. Abb. A.8 zeigt diese Anordnung. Um durch die Justierkreuze keine funktionalen Strukturen weglassen zu müssen, werden die Matrizen zum Teil gespiegelt hergestellt, was für ihre Funktion keinen Unterschied macht. Lediglich bei der elektrischen Kontaktierung ist ein Konverter, d. h. ein elektrischer Zwischenstecker, erforderlich, der die Spiegelung der unsymmetrischen Kontaktebene (vgl. Abb. 3.45 in Kap. 3.4) berücksichtigt. Die Rahmen außerhalb des Strukturfeldes dienen zum Ausgleich der Galvanikhöhe.

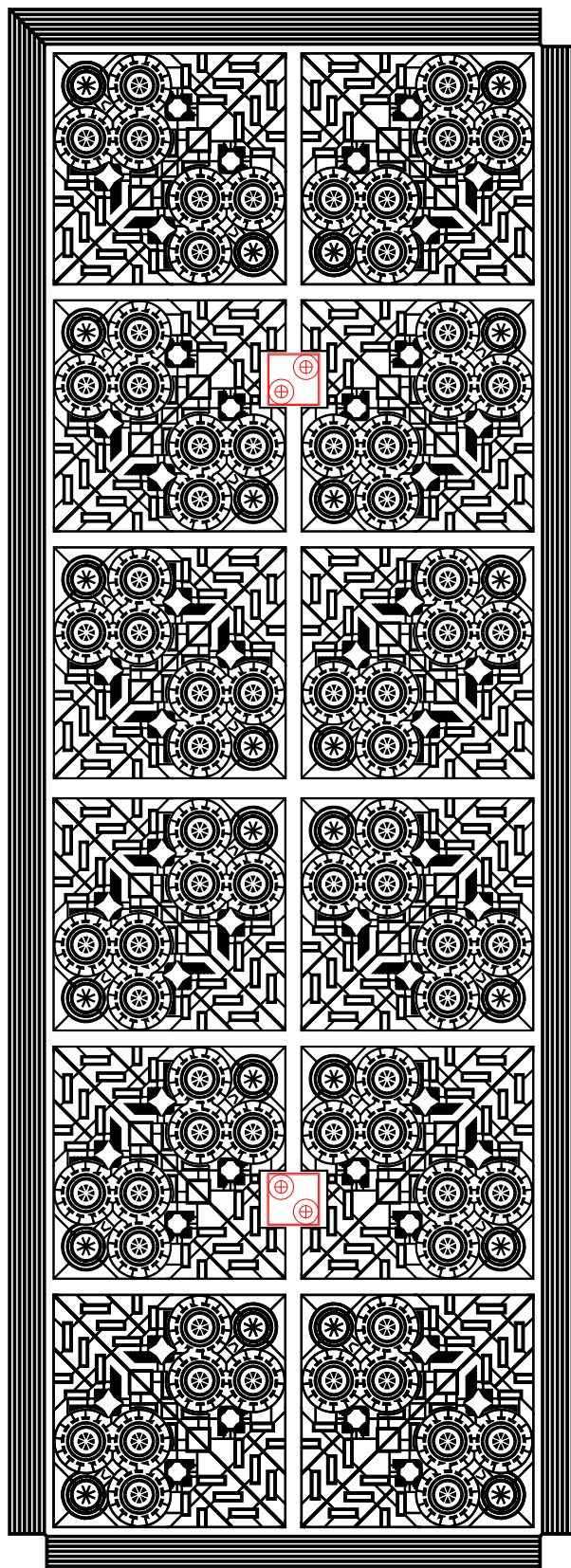


Abbildung A.8: Layout des gesamten LIGA-Fensters für die Schaltmatrizen mit 12 Systemen und entsprechenden Hilfsstrukturen

A.8 Beständigkeit von Siebdruck-Pastensystemen

Prozeßschritt	Medium	Ag	AgPd	Au	Isolation
Waferreinigung	Aceton	+	+	+	+
	Isopropanol + Ultraschall	+	+	+	+
	O ₂ -Plasma	-	-	+	+
Au Ätzen	wäßrige Jod-Jodidlösung	-	-	-	+
Cr Ätzen	Cer-Ammoniumnitrat ¹⁾	n.a.	+	+	+
AZ-Lack entfernen	wäßrige Kaliumhydroxidlösung ²⁾	n.a.	+	+	+
Ti Oxidieren	wäßrige Natriumhydroxidlösung mit Wasserstoffperoxid	n.a.	-	+	+
RTL-Entwicklung	gg-Entwickler	n.a.	+	+	+
	BDG	n.a.	+	+	+
Cu Galvanisieren	schwefelsaurer Kupfer-Elektrolyt	n.a.	+	+	+
Ni Galvanisieren	Nickelsulfamat-Elektrolyt	n.a.	+	+	+
Resist Entfernen	gg-Entwickler + Megaschall	n.a.	+	+	+
	Ethylacetat	n.a.	+	+	+
Cu Ätzen	ammoniak. Kupferätze [88]	n.a.	+	+	+
Ti Ätzen	wäßrige Flußsäurelösung mit Nitromethan	n.a.	+	+	-

+: beständig, - : nicht beständig

¹⁾ Chrome Etch 3 MOS, Fa. Sotracem

²⁾ AZ-Lack Stripper AZ400K, Fa. Hoechst

Tabelle A.1: Beständigkeit verschiedener Pastensysteme gegen Medien der LIGA-Prozeßschritte

Da die Ag-Pasten gegen den für die Haftung der Strukturen essentiellen Reinigungsschritt in einem Sauerstoffplasma nicht beständig sind, wurden diese nicht weiter untersucht. Der Oberflächenangriff der Au-Paste durch die Au-Ätze kann vermieden werden, indem die gedruckten Bereiche mit Lack abgedeckt werden. Das gleiche gilt für die Isolationspaste, welche von der Flußsäurelösung angegriffen wird.

Literaturverzeichnis

- [1] C. Baack, C. Walf, *Photonics in Future Telecommunications*, Proc. of the IEEE **81**, 1993, pp. 1624-1632
- [2] T. Yasui, K. Kikuchi, *Photonic Switching System/network Architectural Possibilities* in Gustafson, Smith (Hrsg.), *Photonic Switching* Springer Verlag, 1988
- [3] Y. Silberberg, P. Perlmutter, J.E. Baran, *Digital optical switch*, Appl. Phys. Lett.**51**(61), 1987, pp. 1230-1232
- [4] N. Keil, K.H. Yao, C. Zawadzki, *(2x2)digital optical switch realised by low cost polymer waveguide technology*, Electron. Lett.**32**(16), 1996, pp. 1470-1471
- [5] M. Okuno, K. Kato, Y. Ohmori, M. Kawachi, T. Matsunaga, *Improved 8x8 Integrated Optical Matrix Switch Using Silica-Based Planar Lightwave Circuits*, J. Lightwave Techn.**13**(9), 1994, pp. 1597-1606
- [6] M. Abe, T.Kitagawa, K. Hattori, A. Himeno, Y. Ohmori, *Electro-optic switch constructed with a poled silica-based waveguide on a Si substrate*, Electron. Lett.**32**(10), 1996, pp. 893-894
- [7] S.G. Han, H.J. Lee, M.-H. Lee, H.J. Lee, H.-Y. Kim Y. H. Won, *High performance 2x2 polymeric electro-optic switch with modified bifurcation optically active waveguide structure*, Electron. Lett.**32**(21), 1996, pp. 1994-1995
- [8] P. Granestrand, B. Lagerstrom. P. Svensson. L. Thylen. B. Stoltz, K. Bergvall, J.E. Falk, H. Olofsson, *Integrated optic 4x4 switch matrix with digital optical switches*, Electron. Lett**26**(1), 1990, pp. 4-5
- [9] J.F. Vinchant, M. Renaud, A. Goutelle, J.L.Peyre. P. Jarry, M. Erman, *First polarisation insensitive 4x4 switch matrix on InP with digital optical switches*, Tech. Digest ECOC'92 TuB7.3, 1992, pp. 341-344
- [10] K. Hamamoto, S. Sugou, K. Komatsu, M. Kitamura, *Extremely low loss 4x4 GaAs/AlGaAs optical matrix switch*, Tech. Digest OFC'93 ITuA2-2, 1993, pp. 172-175
- [11] E. Lallier, A. Enard, D. Rondi, G. Glastre, R. Blondeau, M. Papuchon, N. Vodjdani, *In-GaAsP/InP 4x4 optical switch matrix with current injection tuned directional couplers*, Tech. Digest ECOC'91, 1991, pp. 44-47
- [12] H. Nishimoton, M. Iwasaki, S. Suzuki, M. Kondo, *Polarization independent LiNbO₃ 8x8 Matrix Switch*, IEEE Photon. Techn. Lett. **2**(9), 1990, pp. 634-636
- [13] K. Hamamoto, T. Anan, K. Komatsu, M. Sugimoto, I. Mito, *First 8x8 semiconductor optical matrix switches using GaAs/AlGaAs electro-optic guided-wave directional couplers*, Electron. Lett **28**(5), 1992

- [14] A. Sugita, M. Okuno, T. Matsunaga, M. Kawachi, Y. Ohmori, *Strictly non-blocking 8x8 integrated optical matrix switch with silica-based waveguides on silicon substrate*, Tech. Digest ECOC'90, WeG4.1, 1990, pp. 545-548
- [15] S.S. Bergstein, A.F. Ambrose, B.H. Lee, M.T. Fatehi, E.J. Murphy, T.O. Murphy, G.W. Richards, F. Heismann, F.R. Feldmann, A. Jozan, P. Peng, K.S. Liu, A. Yorinks, *A fully implemented strictly non-blocking 16x16 photonic switching system*, Tech. Digest OFC'93 PD30, 1993, pp. 123-126
- [16] T. Matsunaga, M. Yamaguchi, M. Okuno, *Photonic SD-switching for subscriber network in B-ISDN*, Tech. Digest Photonic Switching Topical Meeting'90 13C-1, 1990, pp. 50-52
- [17] 8x8 Optical Matrix Switch SWP8M, NEL/NTT Electronics Corporation, Japan
- [18] Faseroptischer 1x2-Monomode-Schalter, Institut für Mikrotechnik Mainz GmbH, Mainz, Deutschland
- [19] E. Ollier, P. Labeye, F. Revol, *A micro-optico-mechanical Switch integrated on silicon for optical fiber network*, Proc. Optical MEMS'96 FB2, 1996, pp. 71-72
- [20] P. Kopka, M. Hoffmann, E. Voges, *Coupled U-shaped Cantilever Actuators for 1x4 and 2x2 optical Fibre Switches*, Proc. MME'99, 1999, pp. 231-234
- [21] L.A. Field, D.L. Burriesci, P.R. Robrish, R. C. Ruby, *Micromachined 1x2 optical-fibre switch*, Sensors and Actuators A **53**, 1996, pp. 311-315
- [22] General Purpose Fiberoptic Switch GP700, DiCon Fiberoptics Inc., USA
- [23] J. Minowa, Y. Fujii, T. Auyama, K. Dei, *Mechanical Optical Switching Devices*, United States Patent 4322126, 1982
- [24] J. Anderson, J.C. Goodwin, *Fiber Optic Switch with Prism mounted for Reciprocal and rotational movement*, United States Patent 4789215, 1988
- [25] Y. Fujii, J. Minowa, T. Aoyama, K. Doi, *Low-Loss 4x4 Optical Matrix Switch for Fibre-Optic Communication*, Electron. Lett. **15**(14), 1979, pp. 427-428
- [26] S.S. Lee, A. Motamedi, M.C. Wu, *Surface-Micromachined Free-Space Fiber Optic Switches With Integrated Microactuators for Optical Fiber Communication Systems*, Proc. Transducers'97 1A4.07P, 1997, pp. 85-88
- [27] C. Marxer, M. Gretillat, N.F. De Rooij, R. Bättig, O. Anthamatten, B. Valk, P. Vogel, *Vertical Mirrors Fabricated by Reactive Ion Etching for Fiber Optical Switching Applications*, Proc. MEMS'97, 1997, pp. 49-54
- [28] A. Müller, J. Götttert, J. Mohr, *Aufbau hybrider mikrooptischer Funktionsmodule für die optische Nachrichtentechnik mit dem LIGA-Verfahren*, Dissertation an der Universität Karlsruhe, FZKA-Bericht 5786, 1996
- [29] R. A. Miller, Y.C. Tai, G. Xu, J. Bartha, F. Lin, *An Electromagnetic MEMS 2x2 Fiber Optic Bypass Switch*, Proc. Transducers'97 1A4.08P, 1997, pp. 89-92
- [30] M.F. Dautartas, A.M. benzoni, Y.C. Chen, G.E. Blonder, B.H. Johnson, C.R. Paola, E. Rice, Y.-H. Wong, *A Silicon-Based Moving-Mirror Optical Switch*, J. Lightwave Techn. **10**(8), 1992, pp. 1078-1085

- [31] H. Toshiyoshi, H. Fujita, *electrostatic Torsion Mirrors for an Optical Switch Matrix*, J. Lightwave. Techn. **5**(4), 1996, pp. 231-237
- [32] W.H. Juan, S.W. Pang, *Batch-Micromachined, High Aspect Ratio Si Mirror Arrays for Optical Switching Applications*, Proc. Transducers'97 1A4.09P, 1997, pp. 93-96
- [33] J.S. Kolodzey, G.S. Stillwell, E.C. Uberbacher, *Fiber Optic Light Switch*, United States Patent 4245886, 1981
- [34] M. Neumeier, W. Ehrfeld, J. Jäger, A. Picard, J. Schulze, *Miniaturized fiber optical switches with non-moving polymeric mirrors for tele- and datacommunication networks fabricated using the LIGA-technology*, Spie Vol.3276, 1998
- [35] J. Hossfeld, W. Ehrfeld, M. Neumeier, S. Sigloch, E. Hoedt, *Polymeric Micromechanical Optical Switches*, Proc. MOEMS'99, 1999, pp. 92-99
- [36] E. W. Becker, H. Betz, W. Ehrfeld, W. Glashauser, A. Heuberger, H.J. Michel, D. Münchmeyer, *Production of Separation Nozzle Systems for Uranium Enrichment by a Combination of X-Ray Lithography and Galvanoplastics*, Naturwissenschaften **69**(11), 1982, pp. 50-523
- [37] E. W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, A. Maner, J. Mohr und D. Münchmeyer, *Konzept für die Herstellung von Spinddüsenplatten durch Röntgenlithographie mit Synchrotronstrahlung, Galvanoformung und Kunststoffabformung (LIGA-Verfahren)*, KfK-Bericht 3961, 1985
- [38] T. v. Freyhold, *Aufbau eines Erbium-dotierten Faserverstärkers unter Verwendung einer mikrooptischen LIGA-Bank und ungehäuteten aktiven Komponenten*, Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe, 1997
- [39] J. Wengeling, J. Mohr, *Micro Optical Wavelength Filter Realized Using LIGA-Technology*, Proc. MOEMS'99 K1077, 1996, pp. 136-139
- [40] P. Ziegler, J. Wengeling, J. Mohr, *Aufbau von optisch-elektrischen Funktionsmodulen mit Hilfe des LIGA-Verfahrens für die optische Übertragungstechnik*, Dissertation an der Universität Karlsruhe, FZKA-Bericht 5786, 1999
- [41] Lightway-Technology GmbH, *Verfahren und Vorrichtung zum Umschalten von optischen Signalleitungen*, Offenlegungsschrift DE 195 00 214 A eingereicht beim deutschen Patentamt, 1995
- [42] Robert Bosch GmbH, *persönliche Mitteilung*, 1996
- [43] H. Guckel, K.J. Skrobis, T.R. Christenson, J. Klein, S. Han, B. Choi, E.G. Lovell, *On the Application of Deep X-Ray Lithography with Sacrificial Layers to Sensor and Actuator Construction*, Proc. Transducers'91, 1991, pp. 393-396
- [44] C. Burbaum, J. Mohr, P. Bley, W. Menz, *Fabrication of Electrostatic Microdevices by the LIGA Technique*, Sensors and Materials **3**(2), 1991, pp. 75-85
- [45] U. Wallrabe, P. Bley, J. Mohr, *Entwicklung, Optimierung und Test von elektrostatischen Mikromotoren nach dem LIGA-Verfahren*, Dissertation an der Universität Karlsruhe, KfK-Bericht 5088, 1992
- [46] B. Menz, *Untersuchungen zum Kleben von PMMA-Folien auf titanbeschichteten Substraten*, Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe, 1992

- [47] J. Mohr, *Analyse der Defekturache und Genauigkeit der Strukturübertragung bei der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung*, Dissertation an der Universität Karlsruhe, KfK-Bericht 4414, 1988
- [48] C. Leßmöllmann, *Fertigungsgerechte Gestaltung von Mikrostrukturen für die LIGA-Technik*, Dissertation an der Universität Karlsruhe, 1992
- [49] K. Schumacher, U. Wallrabe, J. Mohr, *Design, Herstellung und Charakterisierung eines mikromechanischen Gyrometers auf der Basis der LIGA-Technik*, Dissertation an der Universität Karlsruhe, FZKA-Bericht 6361, 1999
- [50] Th. Kunz, M. Kohl, A. Ruzzu, K.D. Skrobanek, U. Wallrabe, *Adhesion of Ni-Structures on Al₂O₃ Ceramic Substrates Used for the Sacrificial Layer Technique*, *Microsyst. Techn.* **6**, 2000, pp. 121-125
- [51] B. Bollée, *Electrostatic micromotors*, *Phillips Technical Review* **30**(6/7), 1969, pp. 178-194
- [52] S.C. Jacobsen, H. Price, J.E. Wood, T.H. Rytting, M. Rafaelof, *A design overview of an eccentric-motion electrostatic microactuator (the wobble motor)*, *Sensors and Actuators* **20**(1/2), 1989, pp. 1-16
- [53] M. Mehregany, S.F. Bart, L.S. Tavrow, J.H. Lang, S.D. Senturia, *Principles in design and microfabrication of variable-capacitance side-drive motors*, *J. Vac. Science and Techn.* **8**(4), 1990, pp. 3614-3624
- [54] V.D. Samper, *An Electromechanical Microactuator for Minimally Invasive Medical Applications*, Dissertation an der Heriot Watt University, Edinburgh, 1996
- [55] A.J. Sangster, V.D. Samper, *Accuracy Assessment of 2-D and 3-D Finite-Element Models of a Double-Stator Electrostatic Wobble Motor*, *J. Microelectro. Mech. Systems* **6**(2), 1997, pp. 142-150
- [56] V.D. Samper, A.J. Sangster, R.L. Reuben, U. Wallrabe, *Multistator LIGA-Fabricated Electrostatic Wobble Motors with Integrated Synchronous Control*, *J. Microelectro. Mech. Systems* **7**(2), 1998, pp. 214-223
- [57] W. Trimmer, R. Jebens, *Harmonic Electrostatic Motors*, *Sensors and Actuators* **20**, 1989, pp. 17-24
- [58] R.S. Dhariwal, N.G. Milne, S.J. Yang, U. Beerschwinger, G.F.A. Rump, P.C. King, *Breakdown Electric Field Strength between Small Electrode Spacings in Air*, *Microsystem Techn.*, 1994, pp. 663-672
- [59] T.W. Dakin, G. Luxa, G. Oppermann, J. Vibreux, G. Wind, H. Winkelkemper, *Breakdown of gases in uniform fields Paschen curves for nitrogen, air and sulfur hexafluoride*, *Electra* **32**, 1974, pp. 61-82
- [60] E.G. Neumann, *Single-Mode Fibers Fundamentals*, Springer Series in Optical Sciences **57**, Springer Verlag, 1988, pp. 9-15
- [61] G. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, Wiley, New York, 1992, pp. 58-59
- [62] D. Marcuse, *Gaussian Approximation of the Fundamental Modes of Graded-Index Fibers*, *J. Opt. Soc. Amer.* **68**, 1978, pp. 103-109

- [63] H. Kogelnik, T. Li, *Laser Beams and Resonators*, Appl. Optics **5**(10), 1966, pp. 1550 - 1567
- [64] J.W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill, San Francisco, 1968,
- [65] S.A. Self, *Focusing of Spherical Gaussian Beams*, Appl. Optics **22**(5), 1983, pp. 658-661
- [66] E. Hecht, *Optics*, Addison-Wesley, 1987, p. 165
- [67] D.S. O'Shea, *Elements of Modern Optical Design*, Wiley, 1990
- [68] W.B. Joyce, B.C. DeLoach, *Alignment of Gaussian Beams*, Appl. Optics **23**(23), 1984, pp. 4187-4196
- [69] P. Beckmann, A. Spizzichino, *The Scattering of Electromagnetic waves from Rough Surfaces*, Artech, Norwood/Mass., 1987
- [70] U. Erhart, *Untersuchungen zum Reflexionsvermögen von metallischen und metallisierten LIGA-Mikrostrukturen*, Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe, 1993
- [71] P.B. Chu, N. R. Lo, E.C. Berg, K. S. J. Pister, *Optical Communication Using Micro Corner Cube Reflectors*, Proc. MEMS'97, 1997, pp. 350-355
- [72] A. Schmidt, W. Ehrfeld, H. Lehr, L. müller, F. Reuther, M. Schmidt, Th. Zetterer, *Aligned Double Exposure in X-ray Lithography*, Microelectr. Eng. **30**, 1996, pp. 235-238
- [73] A. Ruzzu, J. Fahrenberg, M. Hecke, Th. Schaller, *Multi-functional Valve Components Fabricated by Combination of LIGA-Processes and Mechanical Microengineering*, Microsys. Techn. **4**, 1998, pp. 128-131
- [74] M. Foulger, C.D. Hannaford, W. Henderson, *X-Ray Lithography of Self Aligning Micro Structures for Fibre Optic Applications*, IEE Coll. on Microeng. Appl. in Optoelectr., 1996, pp. 4/1-7
- [75] S. Achenbach, *Optimierung der Prozeßbedingungen zur Herstellung von Mikrostrukturen durch ultratiefe Röntgentiefenlithographie (UDXRL)*, Dissertation an der Universität Karlsruhe, 2000
- [76] Fa. Guinchard, Grenoble/Schweiz
- [77] F.-J. Pantenburg, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter des Instituts für Mikrostrukturtechnik des Forschungszentrums Karlsruhe, 1998
- [78] AES-Analyse durchgeführt am Institut für Materialforschung I des Forschungszentrums Karlsruhe, mit freundlicher Genehmigung E. Nold, 2000
- [79] D. Maas, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter des Instituts für Mikrostrukturtechnik des Forschungszentrums Karlsruhe, 1999
- [80] G. Stern, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter des Instituts für Mikrostrukturtechnik des Forschungszentrums Karlsruhe, 2000
- [81] Dubbel, *Taschenbuch für den Maschinenbau*, 17. Auflage, Springer, 1990
- [82] S. Harsch, *Untersuchungen zur Herstellung von Mikrostrukturen größer Strukturehöhe durch Galvanoformung in Nickelsulfamatelektrolyten*, Dissertation an der Universität Karlsruhe, KfK-Bericht 4455, 1988

-
- [83] J.A. Thornton, *Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings*, J. Vac. Sci. Technol. **11**, 1974, pp. 666-670
- [84] K.-D. Skrobanek, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter des Instituts für Mikrostrukturtechnik des Forschungszentrums Karlsruhe, 1998
- [85] ICP-Analyse durchgeführt am Institut für Materialforschung I des Forschungszentrums Karlsruhe, mit freundlicher Genehmigung C. Adelhelm, 2000
- [86] AES-Analyse durchgeführt am Institut für Materialforschung I des Forschungszentrums Karlsruhe, mit freundlicher Genehmigung E. Nold, 2000
- [87] E. Kiwitt, *Untersuchungen zum Einfluß dielektrischer Blenden bei der galvanischen Abscheidung von Mikrostrukturen*, Diplomarbeit an der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe, 1994
- [88] W. Bacher, R. Schwarz, *Selektive Ätzlösung für Kupfer und Kupferlegierungen*, Patentschrift DE 4024909 C2, 1993
- [89] P. Gross, INTRATEC GmbH, *persönliche Mitteilung*, 1999