

# Faseroptische Schaltmodule

Vom Fachbereich 18  
Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität Darmstadt  
zur Erlangung der Würde  
eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Matthias Voit

geboren am 18. Juli 1972  
in Frankfurt am Main

Referent:	Prof. Dr.-Ing. Helmut F. Schlaak
Korreferent:	Prof. Dr.-Ing. Peter Meißner
Tag der Einreichung:	01.02.2005
Tag der mündlichen Prüfung:	12.04.2005

D 17  
Darmstädter Dissertation



## Kurzfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Entwicklung faseroptischer Schaltmodule. Hierzu werden Einsatzgebiete beschrieben und ein systematisierender Vergleich über optische Schalter, optische Abschwächer und das Signalmonitoring für Schaltmodule beliebiger Größenordnungen gegeben. Am Beispiel eines 2x2-Schaltmoduls für Singlemodedfasern wird die Optimierung durch die Funktionsintegration Schalten und variables Abschwächen dargestellt. Das entwickelte mechanische Schaltkonzept basiert auf einer Freistrahlausbreitung mit kollimierten Lichtstrahlen und einem Umschalten durch bewegte Spiegel, wobei die Abschwächung durch ein definiertes Verrücken der Spiegel und einer daraus resultierenden Fehleinkopplung realisiert wird.

Ein universelles Berechnungsverfahren wird vorgestellt, mit dem sich die erforderliche Positioniergenauigkeit zur Realisierung einer beliebigen Verbindung von Singlemodedfasern bestimmen lässt. Ferner wird die Abschwächung durch in die Freistrahlausbreitungsstrecke eingeführte Blenden untersucht.

Gezeigt wird die Entwicklung von Linearantrieben, die beliebige Positionen einnehmen, sowie diese strom- und spannungslos halten können. Der im Schaltmodul eingesetzte elektrodynamische Linearantrieb mit einem Stellweg  $> 3$  mm basiert auf einer Parallelführung, einer Spule mit Magnetkreis, zwei Klemmaktoren zur Selbsthaltung und einem eingebauten Positionssensor für einen geregelten Betrieb. Die Einhaltung der optischen Anforderungen des 2x2-Schaltmoduls ist weitgehend experimentell nachgewiesen. Konzepte zur Miniaturisierung des Schaltmoduls werden beschrieben.

## Abstract

Topic of this thesis is the development of fiber optic switching modules. A systematic comparison for optical switches, optical attenuators, signal monitoring and applications is given. The optimisation of a 2x2 switching module is shown integrating the functions switching and variable attenuation for single-mode optical waveguides. The developed mechanical switching principle uses free beam propagation with collimated and expanded light beams. Mirrors are used for switching. The attenuation is achieved by controlled misalignment of the beams caused by lateral displacement of the mirrors.

A universal calculation method to determine the required positioning accuracy needed for a free beam propagation system with single-mode optical waveguides is presented. Furthermore, the attenuation by partial shadowing of the beam using an aperture is examined.

Finally, the development of linear actuators is shown. The actuators hold any position without current or voltage. The electrodynamic actuators within the fiber optic module have a travel range  $> 3$  mm. They are based on a parallel guide, a coil with magnetic circuit, two actuators for the clamping mechanism and a position sensor for closed-loop control. The compliance with the optical requirements of the 2x2-switching module have been widely verified in experiments. Concepts for the miniaturisation of the switching module are shown.



# Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Elektromechanische Konstruktionen der Technischen Universität Darmstadt.

Ich bedanke mich herzlich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. H. F. Schlaak, der mir die Gelegenheit gab, auf diesem interessanten und vielschichtigen Gebiet zu arbeiten, mir viele Freiheiten bei der Ausgestaltung des Themas ließ und mich durch seine stete Diskussionsbereitschaft in meiner Arbeit unterstützt hat. Herrn Prof. Dr.-Ing. P. Meißner danke ich für das der Arbeit entgegengebrachte Interesse und für die Übernahme des Korreferates.

Mein besonderer Dank gilt allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts, die durch ihre Freundlichkeit und Offenheit für ein angenehmes kreatives Arbeitsklima gesorgt haben.

Mein Dank gilt weiterhin allen Studenten, die durch Projektseminare, Studien- und Diplomarbeiten ihren Beitrag zur vorliegenden Arbeit geleistet haben.

Schließlich danke ich meinen Eltern für die immer vorhandene Unterstützung und Mäike für ihre Geduld, ihr Verständnis und ihre Zuversicht.

Darmstadt, im April 2005

Matthias Voit



# Inhaltsverzeichnis

<b>Formelzeichen und Abkürzungen</b>	<b>xvi</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
1.1 Strategische Aspekte in der LWL-Forschung . . . . .	2
1.2 Einsatzgebiete von Schaltern und Abschwächern – zum Forschungsstand . . .	3
1.3 Funktionsintegration faseroptischer Schaltmodule . . . . .	7
1.4 Methoden . . . . .	8
1.5 Aufbau der Arbeit . . . . .	8
<b>2 Optische Grundlagen</b>	<b>10</b>
2.1 Feldverteilung in Singlemodefasern . . . . .	10
2.1.1 Reale Feldverteilung in Singlemodefasern . . . . .	11
2.1.2 Beschreibung der Feldverteilung in Singlemodefasern durch eine Gauß- funktion . . . . .	12
2.2 Charakteristische Größen einer optischen Komponente . . . . .	15
2.3 Polarisierung, Reflexion und Transmission . . . . .	16
2.3.1 Polarisationsarten des Lichts . . . . .	17
2.3.2 Reflexion und Transmission an dielektrischen Grenzflächen . . . . .	18
2.3.3 Reflexion bei einer Stirnflächenkopplung mit kleiner Lücke . . . . .	20
2.3.4 Reflexion und Transmission an metallischen Schichten . . . . .	21
2.3.5 Möglichkeiten zur Änderung der Polarisierung . . . . .	22
2.3.6 Rückflussdämpfung . . . . .	23
2.4 Kopplung von Glasfasern . . . . .	25
2.4.1 Verluste bei einer Kopplung . . . . .	25
2.4.2 Numerische Apertur . . . . .	25
2.4.3 Berechnung der Koppeffizienz mit Hilfe des Überlappungsintegrals . .	27
2.5 Transformation von Lichtstrahlen mit dem ABCD-Gesetz . . . . .	28
<b>3 Optische Schalter, Abschwächer und Monitoring</b>	<b>31</b>
3.1 Anforderungen an Schalter, Abschwächer und Monitoring . . . . .	31
3.2 Optische Schalter . . . . .	31
3.2.1 Faserschalter . . . . .	33
3.2.2 Spiegelschalter . . . . .	35
3.2.3 Linsenschalter . . . . .	37
3.2.4 Wellenleiterschalter . . . . .	38

3.2.5	Schalter mit fluidisch angepasster Brechzahl . . . . .	39
3.2.6	Integriert optische Schalter . . . . .	39
3.2.7	Flüssigkristallschalter . . . . .	41
3.2.8	Sonstige Schaltprinzipien . . . . .	41
3.2.9	Zusammengesetzte Schaltmatrizen . . . . .	41
3.2.10	Auswahl und Kennwerte der Schaltprinzipien . . . . .	42
3.3	Optische Abschwächer . . . . .	43
3.4	Lichtauskopplung und Intensitätsmessung . . . . .	46
3.5	Funktionsintegration Schalten, Abschwächen und Monitoring . . . . .	49
3.6	Entwickeltes Schaltkonzept für ein 2x2-Schaltmodul mit VOA und Monitor . . . . .	50
<b>4</b>	<b>Kopplung von Singlemodefasern</b>	<b>52</b>
4.1	Kopplungsarten und Auswirkung der Fehlausrichtung auf die Koppeleffizienz	52
4.1.1	Stirnflächen-Faserkopplung . . . . .	53
4.1.1.1	Faserkopplung mit Stirnflächenkontakt . . . . .	54
4.1.1.2	Kopplung von identischen Fasern . . . . .	56
4.1.1.3	Kopplung mit nur einer Fehlausrichtung . . . . .	56
4.1.2	Kopplungen basierend auf kollimierten Lichtstrahlen . . . . .	57
4.1.2.1	Faserlinsen-Kopplung . . . . .	58
4.1.2.2	Kopplung mit angeschmolzenen Fasern . . . . .	62
4.1.2.3	Kugellinsen-Kopplung . . . . .	65
4.1.2.4	C-Linsen-Kopplung . . . . .	67
4.1.2.5	GRIN-Linsen-Kopplung . . . . .	67
4.1.3	Kopplungsdesign und numerische Beispiele . . . . .	70
4.1.4	Zusammenfassung – Fehlausrichtung bei Kopplungen . . . . .	82
4.2	Abhängigkeit der Kopplungen von Wellenlänge, Polarisation und Richtung . . . . .	83
4.2.1	Wellenlängenabhängigkeit . . . . .	83
4.2.2	Polarisationsabhängigkeit . . . . .	86
4.2.3	Richtungsabhängigkeit . . . . .	86
4.3	Aufbautechnik von Kopplungen für Singlemodefasern . . . . .	87
4.4	Zusammenfassung – Kopplung von Singlemodefasern . . . . .	89
<b>5</b>	<b>Abschwächung durch Blenden</b>	<b>90</b>
5.1	Einführung Abschwächung durch Blenden . . . . .	90
5.2	Abschwächung durch einseitige Blenden – Analytische Lösung . . . . .	90
5.3	Abschwächung durch Blenden – Numerische Simulation . . . . .	95
5.4	Abschwächung durch Blenden – Messungen . . . . .	103
<b>6</b>	<b>Linearantriebe mit Selbsthaltung</b>	<b>109</b>
6.1	Anforderungen an den Linearantrieb für das 2x2-Schaltmodul . . . . .	109
6.2	Prinzipielle Lösungen . . . . .	111
6.2.1	Bewegungserzeugung . . . . .	111



6.2.2	Selbsthaltung . . . . .	113
6.2.3	Linearführung . . . . .	114
6.2.4	Übersicht von anwendbaren Linearantrieben . . . . .	115
6.3	Elektrodynamischer Linearantrieb mit Selbsthaltung durch Reibung . . . . .	116
6.4	Elektrodynamischer Linearantrieb mit Selbsthaltung durch Klemmen . . . . .	117
6.4.1	Linearführung . . . . .	117
6.4.1.1	Parallelführung als Linearführung . . . . .	118
6.4.1.2	Festkörpergelenke . . . . .	121
6.4.1.3	Krafteinleitung an eine Parallelführung . . . . .	123
6.4.1.4	Auslegung und Herstellung der Parallelführung . . . . .	126
6.4.2	Elektrodynamisches Aktorprinzip mit Flachspule . . . . .	128
6.4.2.1	Magnetkreisauslegung des elektrodynamischen Aktors . . . . .	129
6.4.2.2	Spulenauslegung des elektrodynamischen Aktors . . . . .	132
6.4.3	Auslegung der Selbsthaltung . . . . .	134
6.4.3.1	Auswirkung von Kräften senkrecht zur Bewegungsrichtung . . . . .	134
6.4.3.2	Aufbau der Selbsthaltung . . . . .	138
6.4.4	Aufbau und Messergebnisse des elektrodynamischen Linearantriebs . . . . .	141
6.4.5	Positionssensor und Elektronik . . . . .	145
6.5	Zusammenfassung – Linearantriebe mit Selbsthaltung . . . . .	147
<b>7</b>	<b>Aufbauvarianten des 2x2-Schaltmoduls</b>	<b>148</b>
7.1	2x2-Schaltmodul mit elektrodynamischen Aktoren . . . . .	148
7.1.1	Aufbau und Positionierung der optischen Komponenten . . . . .	149
7.1.2	Charakterisierung der optischen Eigenschaften des Schaltmoduls . . . . .	150
7.1.3	Optimierungsmöglichkeiten des Schaltmoduls . . . . .	157
7.2	2x2-Schaltmodule mit piezoelektrischen Biegewandlern . . . . .	157
7.2.1	Schaltkonzept mit der 90°-Strahlumlenkung . . . . .	157
7.2.2	Schaltkonzept mit einer 180°-Strahlumlenkung . . . . .	159
7.2.3	Montage und Herstellung . . . . .	162
7.2.4	Zusammenfassung – Schaltmodule mit Biegewandlern . . . . .	165
7.3	2x2-Schaltmodul mit elektrostatischen Transversalaktoren . . . . .	166
7.3.1	Elektrostatische Transversalaktoren für große Auslenkungen . . . . .	167
7.3.2	Miniaturisierter Aufbau des Schaltmoduls . . . . .	171
7.3.3	Herstellung durch das DRIE-Ätzverfahren . . . . .	171
7.3.4	Integration der Lichtauskopplung für die Intensitätsmessung . . . . .	175
7.3.5	Integration der Selbsthaltung . . . . .	176
7.3.6	Integration einer Positionssensorik . . . . .	177
7.4	Anwendungsmöglichkeiten des 2x2-Schaltmoduls . . . . .	178
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>180</b>
<b>A</b>	<b>Datenblätter</b>	<b>185</b>

<b>B Elektrodynamischer Linearantrieb mit Selbsthaltung durch Reibung</b>	<b>186</b>
B.1 Demonstrator mit Führungsstangen . . . . .	186
B.2 Demonstrator mit Parallelführung . . . . .	188
<b>C Technische Zeichnungen des elektrodynamischen Linearantriebs</b>	<b>191</b>
<b>D Abfolge zur Positionierung der Linsen und Spiegel im 2x2-Schaltmodul</b>	<b>194</b>
<b>E Dimensionierung der elektrostatischen Kammaktoren</b>	<b>196</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>197</b>
<b>Eigene Veröffentlichungen</b>	<b>209</b>
<b>Betreute studentische Arbeiten zum Forschungsgebiet</b>	<b>211</b>

# Formelzeichen und Abkürzungen

## Verwendete Formelzeichen

$\vec{A}, A$	Fläche, Querschnittsfläche einer Spule
$A_M, A_R, A_0$	Querschnittsfläche vom Permanentmagnet, Rückschluss und Luftspalt
$A$	Amplitude skalares elektrisches Potenzial
$\sqrt{A}$	Gradientenkonstante
$\mathcal{A}$	Fläche der Blendenöffnung
$\mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}$	Teilflächen
$A, B, C, D$	Parameter der ABCD-Matrix
$A_i, B_i, C_i, D_i$	Parameter der ABCD-Matrix am Ort $i$
$\vec{B}, B$	Magnetische Flussdichte
$B_0, B_R$	Magnetische Flussdichte im Luftspalt bzw. im Rückschluss
$B_M, B_{M,\max}$	Magnetische Flussdichte im Permanentmagneten, Maximalwert
$B_r$	Remanenzflussdichte
$C$	Kapazität
$C, D$	Übersprechen, Nebensprechen
CT	Übersprechen ( <i>crosstalk</i> )
$\vec{D}$	Verschiebungsstromdichte
DBW, DBW <sub><math>i</math></sub>	Abstand zur Strahltaille ( <i>distance to beamwaist</i> ), am Ort $i$
$E$	Elastizitätsmodul
$\vec{E}, E, E_0$	Elektrische Feldstärke, elektrische Feldamplitude
$E_t$	Transversalkomponente des elektrischen Feldes
$\vec{E}_x, \vec{E}_y$	Elektrische Feldstärke in $x$ - und $y$ -Richtung
$\vec{F}, F, F_i$	Kraft, am Ort $i$
$F_0, F_A$	Aktorkraft im Arbeitspunkt, Aktorkraft
$F_R, F_N$	Reibungskraft, Normalkraft
$F_1, F_2$	Kraftwirkung einer Spule
$F_x, F_y, F_z$	Kraft in $x$ -, $y$ - und $z$ -Richtung
$F, G$	Abkürzung zur Berechnung der Koppeleffizienz
$G$	Green'sche Funktion
$G$	Anzahl der Freiheitsgrade einer Parallelführung
$\vec{H}, H_i$	Magnetische Feldstärke, am Ort $i$
$H_0, H_R, H_M$	Magnetische Feldstärke im Luftspalt, Rückschluss und Permanentmagneten
$H_c$	Koerzitivfeldstärke
$I, I_{\max}, I_{\text{Spule}}$	Elektrischer Strom, maximaler elektrischer Strom, einer Spule
$I, I_0$	Intensität, auf der Ausbreitungsachse

$I$	Seiteninstabilität elektrostatischer Kammaktoren
$I_y, I_z$	Trägheitsmoment um die $y$ - bzw. $z$ -Richtung
$IL, IL_{\text{ges}}$	Einfügedämpfung ( <i>insertion loss</i> ), gesamte Einfügedämpfung
$IL_{\text{Blende}}$	Einfügedämpfung durch eine Blende
$IL_{\text{min}}, IL_{\text{max}}$	Minimale und maximale Einfügedämpfung
$IL_{\lambda, \text{min}}, IL_{\lambda, \text{max}}$	Minimale und maximale Einfügedämpfung bei der Wellenlänge $\lambda$
$\vec{J}, J, J_{1\text{mm}^2}$	Stromdichte, maximale Stromdichte bezogen auf eine Fläche von $1\text{mm}^2$
$J_{\text{Cu, max}}$	Maximale Stromdichte von Kupfer
$J_n, K_n$	Bessel- bzw. Hankelfunktion $n$ -ter Ordnung
$M, N$	Anzahl der Ein- bzw. Ausgänge eines optischen Schalters
$M_A$	Drehmoment eines Aktors
$M_P$	Drehmoment zur Auslenkung einer Parallelführung
$M_y, M_z$	Drehmoment um die $y$ - bzw. $z$ -Achse
$\mathbf{M}_i$	Strahlausbreitungsmatrix
$N$	Komplexe Brechzahl
$N_j$	Von der Faser geführte Leistung
$NA_{\text{MM}}, NA_{\text{SM}}$	Numerische Apertur Multimode- bzw. Singlemodedefasern
$P, P_{\text{ges}}$	Leistung, Gesamtleistung
$P_0, P_j$	Leistung der Grundmode, bzw. einzelner Moden
$P_r, P_t, P_v$	Reflektierte bzw. transmittierte Leistung, Verlustleistung
$P_{v,C}, P_{v,D}$	Verlustleistung durch Übersprechen bzw. durch Nebensprechen
$\mathcal{P}, \mathcal{P}_0, \mathcal{Q}$	Punkte
PDL	Polarisationsabhängige Dämpfung ( <i>polarisation dependent loss</i> )
$R$	Radius bzw. normierter Radius
$R$	Radius der Einkerbung eines Festkörpergelenks
$R, R_i, R_{\text{ges}}$	Reflexion, am Ort $i$ , Gesamtreflexion
$R_{\perp}, R_{\parallel}$	Reflexion für senkrecht bzw. parallel polarisierte E-Felder
$R_C$	Krümmungsradius der Phasenfront
$R_L$	Radius einer Linsenfläche
$R_V$	Elektrischer Vorwiderstand
$R_m$	Magnetischer Widerstand
RL	Rückflussdämpfung ( <i>return loss</i> )
$\mathcal{S}$	Oberfläche eines Volumens
$S$	Streufaktor
$T, T_i, T_{\text{ges}}$	Transmission, am Ort $i$ , Gesamttransmission
$T_{\text{Blende}}$	Transmission an einer Blende
$T_{\perp}, T_{\parallel}$	Transmission für senkrecht bzw. parallel polarisierte E-Felder
$U$	Elektrische Spannung
$U_{\text{soll}}, U_{\text{ist}}$	Elektrische Spannungen, Soll- und Ist-Wert
$U_{\text{St1}}, U_{\text{St2}}$	Steuerspannungen
$U, U_0$	Skalares elektrisches Feld

$V$	Ausbreitungskonstante
$V$	Verlust
$W$	Elektrische Energie
$W, X, Z$	Normierter Fleckradius, normierter Versatz und normierter Abstand
WDL	Wellenlängenabhängige Dämpfung ( <i>wavelength dependent loss</i> )
$Z_{\text{Faser}}, Z_{\text{Kern}}$	Impedanz der Faser und des Faserkerns
$a$	Beschleunigung
$a$	Überlappungslänge der Platten eines Kondensators
$a$	Dämpfungsmaß
$a, a_1, a_2$	Kernradien der Faser
$a_L$	Radius einer Linse
$a_i, a_j$	Amplituden
$a, b$	Hilfsgrößen zur Berechnung der Reflexion an metallischen Grenzflächen
$b$	Breite eines Festkörpergelenks, Strukturbreite
$c$	Konstante
$c, c_y, c_z$	Federsteifigkeit, um die $y$ - bzw. $z$ -Achse
$c_P, c_F, c_B$	Federsteifigkeit der Parallelführung, einer Feder, eines Biegebalkens
$c_M$	Steigungsfaktor des Permanentmagneten
$d$	Abstand, Spaltbreite
$d$	Kristalldicke
$d$	Länge einer Strahlausbreitung
$d$	Linsenlänge
$d, d_{\text{Kern}}$	Durchmesser, Kerndurchmesser eines Kupferlackdrahtes
$f_{\text{Glas}}, f_{\text{Luft}}$	Fokusslänge in Glas bzw. Luft
$f_i$	Anzahl der Freiheitsgrade des $i$ -ten Gelenks
$g$	Anzahl der Gelenke
$h$	Strukturhöhe, Höhe eines Festkörpergelenks
$i, j$	Laufvariable
$j$	Imaginäre Einheit
$k$	Wellenzahl
$k$	Absorptionsbrechzahl bei komplexen Brechzahlen
$k$	Korrekturfaktor bei elektrostatischen Kammaktoren
$\vec{l}, l$	Leiterlänge im Luftspalt
$l, l_1, l_2$	Federlänge, Hebelarmlängen
$l^*$	Ort der Krafteinleitung am Hebelarm
$l_0, l_M, l_R$	Länge des Luftspalts, des Permanentmagneten und des Rückschlusses
$l_i$	Länge der $i$ -ten Komponente
$m, n$	Laufvariable
$m, m_{\text{PP}}, m_{\text{Cu}}$	Masse, von Polypropylen bzw. von Kupfer
$\vec{n}$	Normalenvektor einer Fläche

$n$	Anzahl der Getriebeglieder, Anzahl der Zahnpaare
$n$	Brechzahl bzw. Hauptbrechzahl bei komplexen Brechzahlen
$n_0, n_1, n_2$	Brechzahl an der optischen Achse bzw. der Medien 1 und 2
$n_{\text{Glas}}, n_{\text{Luft}}$	Brechzahl von Glas bzw. Luft
$n_{\text{Kern}}, n_{\text{Mantel}}$	Brechzahl des Faserkerns bzw. des Fasermantels
$n_{\text{Linse}}$	Brechzahl einer Linse
$n_{\perp}, n_{\parallel}$	Brechzahlen eines doppelbrechenden Kristalls
$n, n_1, n_2$	Windungszahlen
$n_{10\text{mm}}$	Anzahl der Windungen auf eine Länge von 10 mm
$p$	Abkürzung zur Berechnung der Koppeleffizienz
$p$	Periodenzahl ( <i>pitch</i> )
$q$	Gaußstrahlparameter
$r$	Radius
$r, s$	Abstand zwischen zwei Punkten
$\vec{r}, \vec{s}$	Ortsvektoren
$r_{\perp}, r_{\parallel}$	Reflexionskoeffizient für senkrecht bzw. parallel polarisierte E-Felder
$s$	Abstand zwischen Faser und Linse
$s$	Abstand zwischen Reflexlichtschranke und Reflektor
$t$	Zeit
$t$	Stegbreite eines Festkörpergelenks
$t_i, t_{\perp}, t_{\parallel}$	Transmissionskoeffizient, für senkrecht bzw. parallel polarisierte E-Felder
$u, w$	Moden-Eigenwerte
$u_{\text{max}}, x, z$	Längendifferenz bzw. Überlappungslänge der Zähne, Zahnlänge
$v$	Normierte Frequenz
$w_0, w_{0,i}, w(z)$	Strahltaille bzw. Fleckradius, am Ort $i$ , im Abstand $z$
$x, x_{\text{ein}}, x_i$	Radialer Versatz, am Ort $i$
$x_{\text{ges}}$	Gesamte Auslenkung
$x_0, x_{\text{max}}$	Aktorauslenkung im Arbeitspunkt, maximaler Aktorstellweg
$x_{12}, x_{21}$	Richtungsabhängiger radialer Versatz
$x_{\text{Blende}}$	Blendenposition
$x_{\text{Luft}}$	Größe eines Luftspalts
$x, y$	Auslenkung und Versatz einer Parallelführung bzw. seitliche Auslenkung
$x, y, z$	Kartesische Koordinaten
$z$	Abstand
$z_0$	Ausgangskoordinate eines Gaußstrahls
$z_{12}, z_{21}$	Richtungsabhängiger Abstand
$z_{\text{R}}, z_{\text{R},i}$	Rayleighlänge, am Ort $i$
$z_{\text{ein}}$	Distanzabweichung
$\alpha$	Winkel bei Blenden
$\alpha_{\text{min}}, \alpha_{\text{max}}$	Minimaler und maximaler Auslenkungswinkel eines Gelenks

$\alpha_y, \alpha_z$	Winkelauslenkung um die $y$ - bzw. $z$ -Achse
$\beta, \gamma$	Hilfsgrößen zur Berechnung der Federsteifigkeit bei Festkörpergelenken
$\gamma, \gamma_{\text{ein}}, \gamma_i$	Fehlwinkel, am Ort $i$
$\gamma_{12}, \gamma_{21}$	Richtungsabhängiger Winkelfehler
$\delta, \xi, \sigma$	Abkürzungen zur Berechnung der Koppeffizienz
$\epsilon_0, \epsilon_r$	Elektrische Feldkonstante, relative Dielektrizitätskonstante
$\eta, \eta_j$	Koppeffizienz, für einzelne Moden
$\eta_{\text{Blende}}$	Blendendämpfungsverhältnis
$\theta$	Reflexionswinkel
$\theta_{\text{Luft}}, \theta_{\text{Glas}}$	Lichtaustrittswinkel bzw. Schrägschliffwinkel einer Faser
$\theta_1, \theta_2$	Einfalls- und Ausfallswinkel
$\vartheta, \vartheta_i$	Öffnungswinkel bzw. Divergenzwinkel, am Ort $i$
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda$	Bewegungsparameter
$\mu, \mu_0, \mu_r$	Permeabilitätszahl, absolute Permeabilitätskonstante, relative Permeabilität
$\mu_R$	Reibungszahl
$\phi, \phi_0$	Magnetischer Fluss, im Luftspalt
$\phi_M, \phi_R$	Magnetischer Fluss im Permanentmagneten bzw. im Rückschluss
$\rho$	Raumladung
$\sigma$	Oberflächenrauigkeit
$\varphi$	Phase
$\vec{\psi}_0$	Von der Faser geführtes elektrisches Feld, entspricht der Fasergrundmode
$\vec{\psi}_i, \vec{\psi}_j$	Von der Faser geführte Moden
$\vec{\psi}_{\text{ab}}$	Von der Faser nicht geführte (abgestrahlte) Moden
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Gamma$	Normierter Fehlwinkel zur Bestimmung der Koppeffizienz
$\Delta$	Brechzahldifferenz
$\Theta$	Magnetische Durchflutung
$\Lambda$	Räumliche Periodenlänge

## Verwendete Abkürzungen

APC	Angled Physical Contact
ASE	Advanced Silicon Etching
DMUX	Demultiplexer
DOS	Digital Optical Switch
DRIE	Deep Reactive Ion Etching
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier
GRIN	Gradienten des Brechungsindex
HARSE	High Aspect Ratio Silicon Etching
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid
LC	Flüssigkristall ( <i>liquid crystal</i> )
LWL	Lichtwellenleiter
MMF	Multimodefaser
MUX	Multiplexer
MZI	Mach-Zehnder-Interferometer
OADM	Optical Add/Drop Multiplexer
OCM	Optical-Channel Monitoring
OXC	Optical Cross Connect
PP	Polypropylen
SMF	Singlemodedefaser
TON	Transparent optisches Netzwerk
VOA	Variabler optischer Abschwächer ( <i>variable optical attenuator</i> )
WDM	Wavelength Division Multiplexing



# Kapitel 1

## Einführung

Die Übertragung von Informationen mit Licht kann auf eine lange Tradition zurückblicken. Die Signale wurden zunächst mit Leuchtfeuer oder Rauchzeichen, später mit Signallampen und Sonnenspiegel über weite Strecken gesendet. Die Versuche von Alexander Bell und John Tyndall um das Jahr 1870 mit Versuchen zum optischen Telefon und Experimenten der Lichtleitung in einem Wasserstrahl gelten als Beginn der modernen optischen Übertragungstechnik.

Die optische Nachrichtentechnik erlangte aber erst in den 1960er Jahren mit der Entwicklung der Elektronik, modulierbarer Halbleiterquellen und dazu passenden Silizium-Photodetektoren an wirtschaftlicher Bedeutung. Charles Kao fertigte 1970 die ersten Lichtwellenleiter (LWL) mit Stufenbrechzahlprofil und einer Dämpfung von 20 dB/km. Bereits 1972 wurde bei der Entwicklung von Lichtwellenleitern mit Gradientenbrechzahlprofil ein Dämpfungswert von ca. 4 dB/km erreicht. Die Diffusion des neuen Mediums stützte sich dabei auch auf technisch wirksamere Komponenten wie Lichtquellen, Detektoren, Kabel, Steckverbinder und anderes mehr.

Heute – rund 30 Jahre später – ist die LWL-Technik mit Millionen verlegter Faserkilometer weitgehend ausgereift. Im Einsatz sind dabei vor allem Singlemodedfasern mit einer Dämpfung von ca. 0,2 dB/km. Die Verluste lassen sich ohne Datenrückwandlung auf die elektrische Ebene durch Faserverstärker ausgleichen.

Der Telefon- und Datenverkehr weist große Wachstumsraten auf – Schätzungen gehen von einem Telefonwachstum von 5 % pro Jahr aus, während die Wachstumsraten des Internet auf mehr als 100 % taxiert werden [1]. Deshalb konzentriert sich die derzeitige Entwicklung auf die effektivere und flexiblere Nutzung der verlegten Fasern – welche noch eine deutliche Erhöhung der Übertragungsdaten zulassen –, auf eine Reduzierung der optisch-elektrisch-optischen Wandlungen in den Netzknoten und eine hohe Ausfallsicherheit der Netze. Hierin liegen große Optimierungsmöglichkeiten. Auf die Realisierung dieser Optimierungen zielen die in dieser Arbeit zu behandelnden Überlegungen zur Entwicklung faseroptischer Schaltmodule.

Dies ist jedoch nicht der einzige Anwendungsbezug faseroptischer Schaltmodule. Denn neben der optischen Telekommunikation mit dem Einsatz von Singlemodedfasern (SMF) gewinnen Single- und Multimodedfasern zunehmend in der optischen Messtechnik an Bedeutung. Auch ist nachweisbar, dass der Markt für optische Schalter zum gegenwärtigen Zeitpunkt stärker am Einsatz in der optischen Messtechnik interessiert ist [2, 3]. Dieser Zusammenhang ist im Rahmen dieser Arbeit deshalb von Bedeutung, weil die ins Auge gefasste Entwicklung der faseroptischen Schaltmodule universell nutzbar ist, und zwar in beiden wirtschaftlichen

Anwendungskontexten.

Die Universalität resultiert aus der angestrebten Integration zweier optischer Funktionen, nämlich die Funktion optischer Schalter zum Schalten von Lichtwegen und die Funktion variabler optischer Abschwächer zur Anpassung der Lichtintensitäten, einschließlich der Intensitätsmessung. Dieses Anliegen erfordert einen kurzen Rückbezug auf Aspekte der ökonomischen und forschungsstrategischen Entwicklung der optischen Telekommunikations-Branche.

## 1.1 Strategische Aspekte in der LWL-Forschung

Teile der Telekommunikations-Branche erlebten einen ausgeprägten wirtschaftlichen Aufschwung Ende der 1990er Jahre, der durch eine spezifische Gründermentalität und eine große Innovationsfreude gekennzeichnet war. Unter den Rahmenbedingungen einer allgemeinen Innovationsförderung im Zuge angebotsorientierter Wirtschaftspolitik gelang es den Unternehmen, eine Vielzahl von Komponenten zu entwickeln. Dieser Trend führte – rückblickend betrachtet – sogar zu einer gewissen Entkopplung von universitärer und betrieblicher Forschung im Segment der Telekommunikations-Branche. Die betrieblichen Entwicklungen rangierten nach Innovation und Patentlage vor den Forschungsanstrengungen der Universitäten.

Nachweislich brach der Markt für diese Komponenten und damit für die innovativen Produkte ab Frühjahr 2001 zusammen. In der Folge beantragten viele kleinere Betriebe das Insolvenzverfahren bei den Gerichten oder sie reduzierten drastisch ihre Belegschaften. Ökonomisch bedingt, stellten die Unternehmen ihr Produktportfolio in aller Regel um.

Mit Blick auf die optischen Schalter lässt sich in einer Art Rückschau nun feststellen, dass die Unternehmen Mitte der 1980er Jahre optische Schalter auf Basis der integrierten Optik entwickelt hatten. Bedingt durch die hohen Anforderungen der Telekommunikation realisierten sie demgegenüber ab Ende der 1990er Jahre im Wesentlichen mechanische Schaltprinzipien (vgl. Kapitel 3). Bedeutende Firmen stellten auf Messen Produkte vor, die zwar einen Prototypenstatus auf einem hohen technischen Niveau besaßen, jedoch dann wegen der ökonomischen Krise nie zur Serienreife gelangten. Der Absatz der Schalter erfolgte nunmehr lediglich verhalten. Möglicherweise waren sie in ihrer Entwicklung der Zeit voraus. Selbst konkurrenzfähige Unternehmen mit verkaufsfähigen Produkten wie z. B. die Firma OMM meldeten Insolvenz an. Vielfach drohte damit auch dem Stand der technischen Erkenntnis die Gefahr, einem temporären Vergessen anheim zu fallen.

Eine wissenschaftliche Arbeit über faseroptische Schaltmodule kann deshalb an den Ergebnissen und Erkenntnissen dieser durch die Betriebe geleisteten Forschungs- und Innovationsarbeit nicht vorbeigehen und muss sich mit ihr kritisch auseinandersetzen. Das wirft in mancher Hinsicht methodische Probleme auf, weil die Prinzipien der Schalter und die Fertigungstechnologie dem Betriebsgeheimnis unterliegen. In Kapitel 3 wird jedoch ein Weg aufgezeigt, wie der Stand der wissenschaftlichen Forschung insgesamt zu bewerten ist.

Eine augenblicklich leichte Belebung des Marktes für Schalter ist vor allem im Bereich der optischen Messtechnik zu spüren. Viele Firmen arbeiten an der Entwicklung optischer

Komponenten und Schalter weiter. Es ist zu erwarten, dass der Einsatz von Schaltern, Abschwächern und weiteren Komponenten dort deutlich ansteigen wird, wo eine Qualitätssteigerung der Netze unvermeidlich ist [3, 4]. Mittlerweile gestalten die Firmen durch WDM (*wavelength division multiplexing*) die vorhandenen Faserkapazitäten deutlich effektiver, so dass für die nähere Zukunft ein ökonomisch angemessenes Preis-Leistungs-Verhältnis und eine zuverlässige Technologie marktbestimmend sein wird.

Hierbei zeigt sich nun ein Nachteil der oben benannten Entkopplungsthese: Die Praxisentwicklungen, gemessen an den Qualitätssteigerungen, genügen eher nicht den erforderlichen Ansprüchen. Hinzuweisen ist darauf, dass für das hier betrachtete Feld sogenannte High-tech-Produkte mit einer Low-tech Fabrikation und Montage hergestellt werden. Diese Produktion zeichnet sich häufig aus durch

- hohe Kosten der Herstellungstechnologie
- geringe Ausbeute bei der Herstellung
- manuelle Montage bei der Gestaltung von Komponenten
- einen Montagekostenanteil von bis zu 70 % sowie
- eine teilweise fehlende Standardisierung

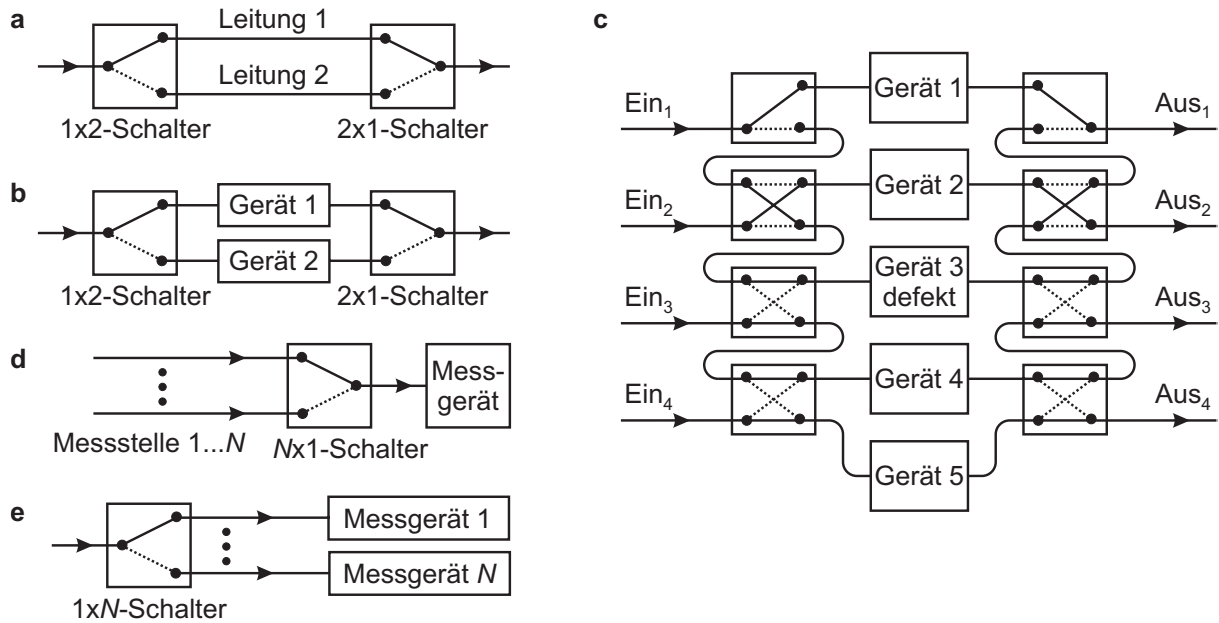
Die in dieser Dissertation erarbeiteten Lösungsvorschläge beheben zwar nicht in Gänze die aufgezählten Defizite, sie bieten aber Ansatzpunkte zur Überwindung der angeführten Nachteile, weil wissenschaftlich universeller, d. h. grundlagentheoretisch vorgegangen wird.

## 1.2 Einsatzgebiete von Schaltern und Abschwächern – zum Forschungsstand

Der Forschungsstand auf dem Gebiet der optischen Schalter und Abschwächer lässt sich plausibel und angemessen durch die Einsatzgebiete dieser Netzwerkkomponenten darstellen. Für die Optimierung von optischen Netzen, z. B. in Richtung einer höheren Ausfallsicherheit, sind optische Schalter zum Schalten von Lichtwegen und variable optische Abschwächer zur Intensitätsanpassung notwendig. Die Kanalzahl von optischen Schaltern wird dabei mit  $M \times N$  bezeichnet, wobei  $M$  für die Anzahl der Eingänge und  $N$  für die der Ausgänge steht. Optische Schalter gelangen in folgenden Anwendungen zum Einsatz:

- Netzwerkrekonfiguration (*protection, restoration, disaster recovery*)
- Messmultiplexer (*instrumentation, monitoring*)
- Signalaustausch (*add/drop*)
- Schaltmatrizen (*crossconnects*)

Zur *Netzwerkrekonfiguration* lassen sich 1x2-Schalter zum Schalten alternativer Leitungen oder zum Umschalten auf Ersatzgeräte einsetzen (Abbildung 1.1 a und b). In Abbildung 1.1 c ist eine Anordnung zur Rekonfiguration mit 1x2- und 2x2-Schaltern beschrieben. Fällt ein Gerät durch einen Defekt oder eine Wartung aus, wird auf ein Ersatzgerät zurückgegriffen.

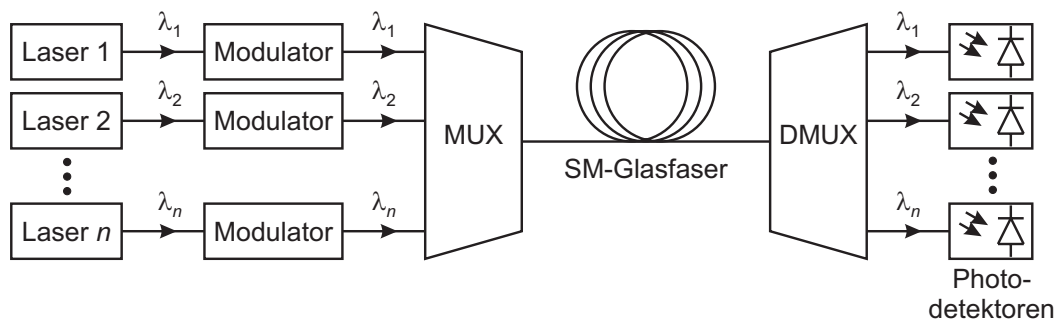


**Abbildung 1.1:** Einsatzgebiete für optische Schalter: **a, b** Netzwerkrekonfiguration durch Schalten alternativer Leitungen oder Umschalten auf Ersatzgeräte; **c** Rekonfiguration nach einem Geräteausfall; **d** Messstellenmultiplexer; **e** Messgerätemultiplexer.

Im Beispiel fällt Gerät 3 aus und die Schalter der Ein- und Ausgänge 3 und 4 schalten so, dass Gerät 4 das defekte Gerät und Ersatzgerät 5 das Gerät 4 ersetzt.

*Messmultiplexer* sind  $1 \times N$ -Schalter zum Umschalten zwischen verschiedenen Messstellen oder Messgeräten (Abbildung 1.1 d und e) [5].  $1 \times 2$ -Schalter werden z. B. als Dunkelschalter zur Eichung von Spektrometern eingesetzt.

Die Anwendungsgebiete *Signalaustausch* und *Schaltmatrizen* finden sich hauptsächlich in WDM-Systemen. Abbildung 1.2 zeigt den Aufbau einer WDM-Übertragungsstrecke. Sie besteht prinzipiell aus den Sende-Lasern mit Modulatoren, dem Multiplexer (MUX), welcher die Daten in der Singlemodefaser zusammenfügt, dem Demultiplexer (DMUX), der sie wieder trennt, und den Photodetektoren.

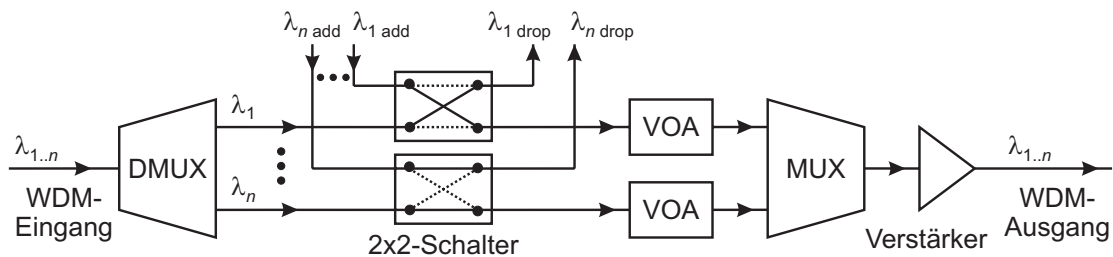


**Abbildung 1.2:** Prinzipieller Aufbau einer WDM-Übertragungsstrecke.

Durch das gleichzeitige Übertragen verschiedener Wellenlängen lassen sich sehr hohe Übertragungsraten realisieren. Im Jahr 2001 wurde eine Datenrate von 10,92 Tbit/s unter Verwendung von 273 verschiedenen Wellenlängen, die jeweils mit 40 Gbit/s moduliert werden, erreicht [6].

Die dargestellte WDM-Übertragungsstrecke ist eine reine Punkt-zu-Punkt-Verbindung. Um die Signale in eine weitere Übertragungsstrecke einzuspeisen, werden die optischen Signale in elektrische gewandelt, aufbereitet, neu verteilt und wieder zurückgewandelt. Transparent optische Netzwerke (TON) bieten das flexiblere Zusammenschalten der Punkt-zu-Punkt-Verbindungen in optischen Netzknoten. In diesen wird die optisch-elektrisch-optische Signalwandlung nicht mehr benötigt. Die Vorteile bestehen in der nicht mehr durch die Elektronik limitierten Übertragungsbandbreite, der höheren Übertragungsgeschwindigkeit durch die wegfallenden Signalwandlungen, der Unabhängigkeit von verwendeten Übertragungsprotokollen und Bitraten sowie deutlich niedrigeren Kosten. Allerdings ist durch die wegfallende elektronische Signalaufbereitung verstärkt die Problematik der Signalverstärkung sowie der Signalform- und Taktrückgewinnung zu berücksichtigen.

In den optischen Netzknoten bieten optische Schalter die Möglichkeit, durch das Schalten der Lichtwege Signale auszutauschen und neu zu verteilen. In Abbildung 1.3 wird ein 2x2-Add/Drop-Schalter zum Austausch von Signalen verwendet.



**Abbildung 1.3:** Signalaustausch mit 2x2-Add/Drop-Schaltern in Netzknoten.

Der Einsatz von  $N \times N$ -Schaltern – sogenannte *optische crossconnects* (OXC) – zum Austausch von Signalen wird in den Abbildungen 1.4 a und b verdeutlicht [7, 8, 9].

Eine weitere Komponente in optischen Netzwerken ist der optische Verstärker zur direkten Verstärkung aller übertragenen Wellenlängen. Ein Problem das hierbei auftreten kann, sind die unterschiedlichen Signalpegel der einzelnen Wellenlängen. Ursachen dafür sind die wellenlängenabhängige Verstärkung der verwendeten faseroptischen Verstärker (z. B. *erbium-doped fiber amplifier* EDFA) oder unterschiedlich hohe Eingangspegel aufgrund verschiedener Laufwege. Die einzelnen Signalpegel lassen sich durch variable optische Abschwächer (VOA) anpassen (Abbildung 1.3). Prinzipiell ist es zwar möglich die einzelnen Signale in den Zweigen zu verstärken, dieses gestaltet sich jedoch deutlich aufwendiger. Die Gruppierung optischer Abschwächer für mehrere Kanäle wird als *optischer Equalizer* bezeichnet. In Abbildung 1.5 ist die Notwendigkeit optischer Abschwächer verdeutlicht.

Eine gleichmäßige Verstärkung bei verschiedenen Eingangspegeln vergrößert den Unterschied der Ausgangspegel. Schwächt man jeden Eingangspegel auf einen identischen Wert

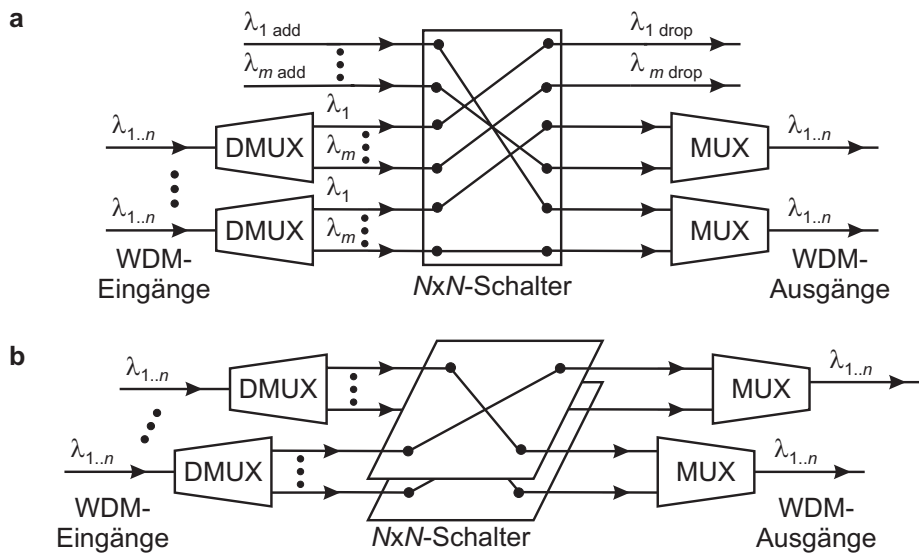


Abbildung 1.4: a, b Signalaustausch mit  $N \times N$ -Schaltern auf Wellenlängenebene in WDM-Netzwerken.

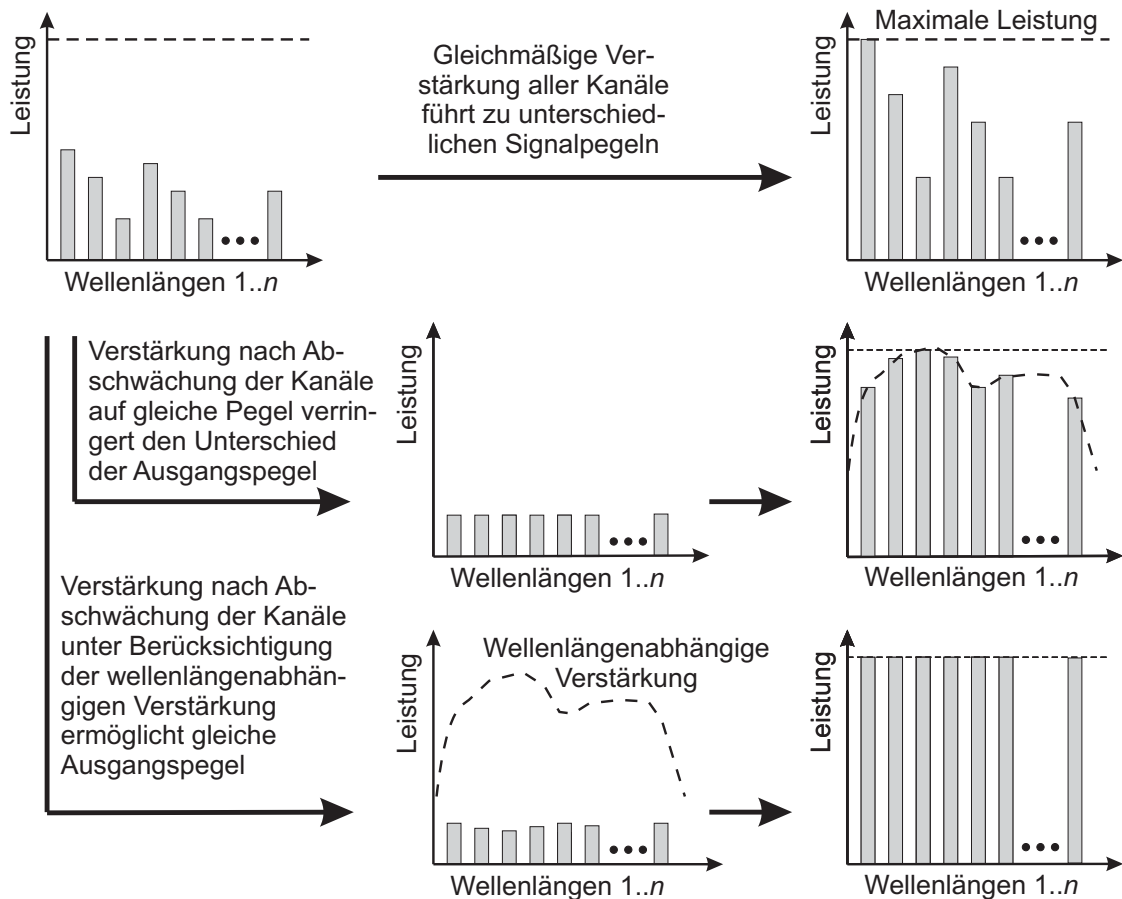


Abbildung 1.5: Anpassung der Intensitäten in WDM-Netzwerken: Gleiche Ausgangspegel nach der Signalverstärkung lassen sich durch den Einsatz von variablen optischen Abschwächern erreichen.

ab, so lassen sich unter Vernachlässigung der wellenlängenabhängigen Verstärkung gleiche Ausgangspegel erreichen. Um die Wellenlängenabhängigkeit ebenfalls zu berücksichtigen, erfolgt die Abschwächung der einzelnen Kanäle invers zur Wellenlängenabhängigkeit, so dass nach der Verstärkung identische Pegel erreicht werden. Für DWDM-Systeme (*dense wavelength division multiplexing*) darf die Abweichung der einzelnen Kanalpegel  $\pm 0,5$  dB nicht übersteigen [10].

Die Einsatzgebiete für variable optische Abschwächer lassen sich wie folgt zusammenfassen [11, 12, 13]:

- Intensitätsanpassung in rekonfigurierbaren optischen Netzwerken, verursacht durch unterschiedliche Eingangspegel und pfadabhängige Dämpfungen
- Reduzierung der durch Wellenlängenabhängigkeiten entstandenen kumulativen Fehler, z. B. von Verstärkern
- Leistungsregelung von WDM-Lasern
- Überlastschutz und Leistungsanpassung an die Empfänger
- Simulation von langen Faserstrecken
- Einsatz in Bit-Fehlerraten-Messplätzen
- Linearitätsprüfung von Leistungsmessgeräten

Der Vollständigkeit halber sei noch der Add/Drop-Multiplexer erwähnt, der dem Add/Drop-Schalter ähnlich ist, mit dem Unterschied, dass je nach Aufbau eine feste oder eine frei wählbare Wellenlänge aus dem WDM-Signal herausgeführt oder ersetzt werden kann [14, 15].

## 1.3 Funktionsintegration faseroptischer Schaltmodule

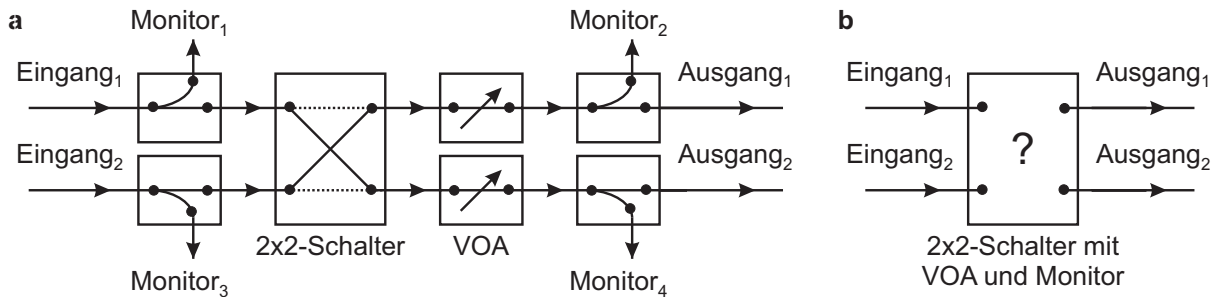
Nachdem im vorherigen Abschnitt generalisierte Einsatzgebiete optischer Schalter und Abschwächer ausgeführt wurden, stellt sich nunmehr die Frage nach dem besonderen Anliegen dieser Arbeit.

Der Gegenstand dieser Arbeit dient der grundlegenden Theorie und der systematischen Entwicklung faseroptischer Schaltmodule. Ziel ist es, zwei optische Funktionen miteinander zu integrieren, nämlich die Funktion optischer Schalter zum Schalten von Lichtwegen und die Funktion variabler optischer Abschwächer zur Anpassung der Lichtintensitäten. Um einen geregelten Betrieb der Abschwächer zu ermöglichen, ist die Funktionsintegration um eine zusätzliche Intensitätsmessung zu erweitern.

Durch die Integration der unterschiedlichen Funktionen in das Schaltmodul ergibt sich ein Gewinn an Effizienz und es lässt sich vielseitig in optischen Netzwerken einsetzen. Der bisherige Blick auf Theorie und Praxis zeigt schlüssig das mögliche Optimierungspotenzial und damit die Motivation für diese Arbeit.

Zur Verdeutlichung des Anliegens wird der in Abbildung 1.6 a gezeigte Schalter der Fa. Lambda Optics [16] betrachtet. Das Schaltmodul besteht aus einer Aneinanderreihung von

Einzelkomponenten – 1 Schalter, 2 VOA, 4 Abzweige für Monitordioden zur Intensitätsmessung – die die Funktionalität eines 2x2-Add/Drop-Schalters für Singlemodfasern erfüllen. Das gewünschte Schaltmodul soll sich durch eine Funktionsintegration und damit einer deutlichen Reduzierung der Koppelstellen und Komponentenzahl auszeichnen (Abbildung 1.6 b).



**Abbildung 1.6:** 2x2-Schalter mit variablen optischen Abschwächern und Signalmonitoring zur Intensitätsregelung: **a** Funktionserfüllung durch Aneinanderreihung von Komponenten; **b** Ziel: Reduzierung der Komponenten und Koppelstellen durch Funktionsintegration.

## 1.4 Methoden

Unter Methodologie wird die Lehre von den wissenschaftlichen Forschungs- und Darstellungsmethoden verstanden. Im Wesentlichen unterscheiden wir empirische, analytische und synthetische sowie hermeneutische Methoden. Für diese Arbeit wurden alle drei Arten von Methoden zur Sicherung des wissenschaftlichen Vorgehens im Feld der faseroptischen Schaltmodule verwendet. Zum Einsatz gelangten vor allem analytische und synthetische Methoden, da es in weiten Teilen dieser Arbeit um die systematische Untersuchung von Strukturzusammenhängen, Funktionen und das Zusammenwirken von Komponenten geht. Die methodische Anlage dieser Arbeit erschließt sich direkt aus den in den einzelnen Kapiteln vorgestellten thematischen Zugriffen. Die Arbeit insgesamt geht methodisch vom Allgemeinen zum Besonderen vor.

## 1.5 Aufbau der Arbeit

Nach einer erläuternden Einführung in den Begründungszusammenhang der Arbeit über „faseroptische Schaltmodule“ im Kapitel 1 werden in Kapitel 2 die notwendigen theoretischen Grundlagen für die Faseroptik ausgeführt. Dieses Wissen existiert zwar bereits, musste jedoch für die vorliegende Arbeit in der nun aufbereiteten Form erschlossen werden. Die Rekonstruktion bietet den Vorteil der Bündelung von Aussagen, die für die technische Entwicklung von faseroptischen Schaltmodulen wesentliche Erleichterungen schafft.



Der generalisierte Lösungskatalog in Kapitel 3 gibt einen ausführlichen Vergleich über Schalter, Abschwächer und die Lichtauskopplung für das Signalmonitoring für Schaltmodule beliebiger Größenordnungen im Sinne einer Systematik. Die Anforderungen an die einzelnen Komponenten sowie prinzipielle Lösungen und Varianten zur Anordnung werden aufgeführt und sinnvolle Kombinationen für die Funktionsintegration ausgearbeitet.

Eine ausführliche Diskussion über Realisierungen zur Freistrahlausbreitung findet in Kapitel 4 statt. Besonders relevant ist für die Aufbau- und Verbindungstechnik die Abhängigkeit der Fehlausrichtung der Komponenten. Entwickelt wird ein universelles Berechnungsverfahren, mit dem sich die Kopplungseffizienz für Kopplungen von Singlemodedfasern unter Berücksichtigung von radialem Versatz, Winkelfehler und Distanzabweichung vom optimalen Abstand bestimmen lässt.

Die Untersuchung der Abschwächung von Blenden in optischen Komponenten erfolgt in Kapitel 5. Auch hier steht die Gewinnung von analytischen Daten mittels spezifischer Rechenverfahren im Mittelpunkt des Interesses.

Die Entwicklung der Aktoren mit Selbsthaltung für den Einsatz in faseroptischen Schaltmodule wird in Kapitel 6 gezeigt. In Kapitel 7 wird das entwickelte Schaltmodul behandelt und Konzepte zur Miniaturisierung vorgestellt. Die Anwendungsmöglichkeiten des Schaltmoduls werden ausgeführt.

Für die Entwicklung des angestrebten 2x2-Schaltmoduls und zur Charakterisierung der Komponenten war die Konstruktion eines Messplatzes erforderlich. Er wird nach Inhalt und Funktion an den entsprechenden Stellen im Abschnitt 5.4 und 7.1.2 beschrieben.

Das Kapitel 8 dient der Zusammenfassung der wesentlichen Erkenntnisse der Arbeit sowie einer Skizzierung der zukünftigen Entwicklungsmöglichkeiten und weiteren Forschungsdesiderata.

## Kapitel 2

### Optische Grundlagen

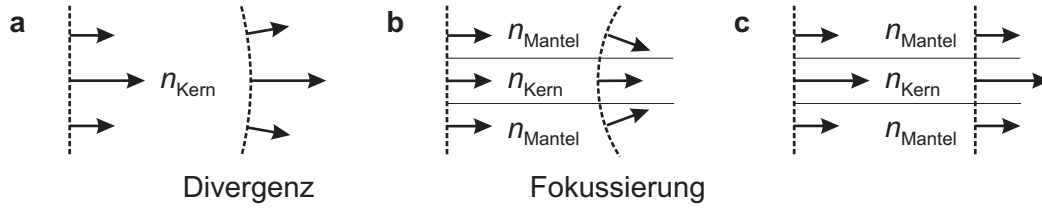
*Dieses Kapitel enthält die für die Entwicklung von faseroptischen Schaltmodulen unentbehrlichen theoretischen Wissensbereiche der Optik. Sie wurden eigens für diese Arbeit aufbereitet und in der vorliegenden Form zusammengestellt. Im Detail handelt es sich um die Feldverteilung in Singlemode-Glasfasern und ihre Darstellung mit Hilfe von Gaußstrahlen. Ferner um die für die Charakterisierung optischer Komponenten notwendigen Messgrößen und die in optischen Komponenten wirksamen Polarisierungen, Transmissionen, Reflexionen sowie Kopplung. Das ABCD-Gesetz schließlich zeigt, wie sich Lichtstrahlen durch ein optisches System verfolgen bzw. transformieren lassen, und zwar mit Hilfe von Matrizen.*

#### 2.1 Feldverteilung in Singlemodefasern

Die optische Datenübertragung basiert auf der Führung von Lichtwellen in Glasfasern. Die Glasfasern bestehen aus einem Kern – dem eigentlichen Lichtleiter – und einem Mantel, dessen Brechzahl geringer ist als die des Kerns. Führen die Fasern mehrere Moden einer eingekoppelten Wellenlänge, bezeichnet man diese als *Multimodefasern* (MMF). In diesen wird das Licht durch Totalreflexion am Mantel aufgrund des Brechzahlunterschiedes geführt. Multimodefasern besitzen typischerweise einen Kerndurchmesser von 50...100  $\mu\text{m}$ . Bedingt durch den Laufzeitunterschied der einzelnen Lichtstrahlen, der zur sogenannten Modendispersion führt, ist die Übertragungsrate beschränkt.

In *Singlemodefasern* (SMF) wird durch eine Reduzierung des Kerndurchmessers auf wenige Mikrometer ( $\approx 9 \mu\text{m}$ ) erreicht, dass nur noch ein einziger Mode – der Grundmode – geführt wird. Die Wellenführung erfolgt nicht mehr durch Totalreflexion am Brechzahlprung zwischen Kern und Mantel, sondern durch eine Fokussierung auf den Faserkern, in dem die Phasengeschwindigkeit langsamer ist. Der Grundmode wird bei keiner Fasergeometrie unterdrückt. Aufgrund der fehlenden Modendispersion lassen sich mit diesem Fasertyp im Vergleich zur MMF deutlich höhere Datenraten erreichen [17].

In Abbildung 2.1 ist die Wellenführung in SM-Fasern veranschaulicht. Bei der Strahlausbreitung in einem homogenen Material divergiert das Licht aufgrund von Beugungseffekten (Abbildung 2.1 a). Wird in die Faser eine ebene Welle mit gleichmäßiger Intensitätsverteilung in Kern und Mantel eingekoppelt, so wird die Welle aufgrund der geringeren Phasengeschwindigkeit im Faserkern auf diesen fokussiert (Abbildung 2.1 b). Durch die Einkopplung eines räumlich begrenzten Lichtstrahls mit gaußförmiger Feldverteilung in die SM-Faser realisiert sich die Wellenführung in der Faser dadurch, dass sich die Effekte der Divergenz und die der Fokussierung gegenseitig kompensieren (Abbildung 2.1 c) [18].



**Abbildung 2.1:** Wellenführung in einer SM-Faser: **a** Ohne Mantel divergiert das Feld; **b** Bei gleicher Feldverteilung in Kern und Mantel wird das Feld fokussiert; **c** Durch die gaußförmige Feldverteilung erfolgt die Wellenführung durch eine Kombination aus Divergenz und Fokussierung.

Der Lösungsweg zur Berechnung der realen Feldverteilung in Singlemodefasern wird im Folgenden kurz skizziert, eine ausführliche Herleitung gibt Kao [19]. Im Anschluss wird die Feldverteilung durch die Näherung von Gaußstrahlen beschrieben, mit der sich die Berechnung deutlich vereinfacht, z. B. die der Freistrahlausbreitung.

### 2.1.1 Reale Feldverteilung in Singlemodefasern

Ausgangspunkt für die Bestimmung der Feldverteilung in einer Glasfaser sind die Maxwell-Gleichungen:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \quad (2.1)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} + \vec{J} \quad (2.2)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

Aufgrund der harmonischen Zeitabhängigkeit des elektromagnetischen Feldes lassen sich die Gleichungen (2.1) und (2.2) in folgender Form schreiben:

$$\text{rot } \vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{H} \quad (2.5)$$

$$\text{rot } \vec{H} = j\omega n^2\epsilon_0\vec{E} \quad (2.6)$$

Für die relative Dielektrizitätskonstante gilt der Zusammenhang  $\epsilon_r = n^2$ . Die Lösung der Gleichungen erfolgt mit einer nochmaligen Anwendung des rot-Operators auf (2.5). Mit (2.6) ergibt sich diese zu

$$\text{rot rot } \vec{E} = \omega^2 n^2 \mu_0 \epsilon_0 \vec{E} \quad (2.7)$$

Zur Vereinfachung der Wellengleichung für SM-Fasern werden sogenannte *schwach führende Fasern* vorausgesetzt. Das bedeutet, dass der Unterschied der Brechzahlen von Kern und Mantel klein ist. Mit den Vektoridentitäten

$$\text{rot rot } \vec{E} = \text{grad} \left( \text{div } \vec{E} \right) - \Delta \vec{E} \quad \text{und} \quad \text{div } \vec{E} = 0 \quad (2.8)$$

berechnet sich die vektorielle Wellengleichung zu

$$\Delta \vec{E} + \omega^2 n^2 \mu_0 \epsilon_0 \vec{E} = 0 \quad (2.9)$$

Bei Singlemodefasern interessiert nur die Ausbreitung der Grundmode, der keine elektrische Feldkomponente in  $z$ -Richtung aufweist. Mit Hilfe der Randbedingungen der Glasfaser lässt sich (2.9) lösen, wobei die Feldverteilung getrennt für Kern und Mantel beschrieben ist:

$$E_t(R) = \begin{cases} \frac{J_0(uR)}{J_0(u)}, & R < 1 \\ \frac{K_0(wR)}{K_0(w)}, & R \geq 1 \end{cases} \quad (2.10)$$

Hierbei ist  $J_0$  die Besselfunktion und  $K_0$  die Hankelfunktion nullter Ordnung.  $R$  beschreibt den auf den Kernradius  $a$  normierten Radius  $r$ :

$$R = \frac{r}{a} \quad (2.11)$$

Die Parameter  $u$  und  $w$  sind Moden-Eigenwerte, die wie folgt mit der normierten Frequenz  $v$  verknüpft sind:

$$u^2 + w^2 = v^2 \quad (2.12)$$

Durch die Anpassung der Felder an der Kern-Mantel-Grenzfläche erhält man die sogenannte Eigenwertgleichung [20], die hier nur der Vollständigkeit halber aufgeführt wird:

$$u \frac{J_1(u)}{J_0(u)} = w \frac{K_1(w)}{K_0(w)} \quad (2.13)$$

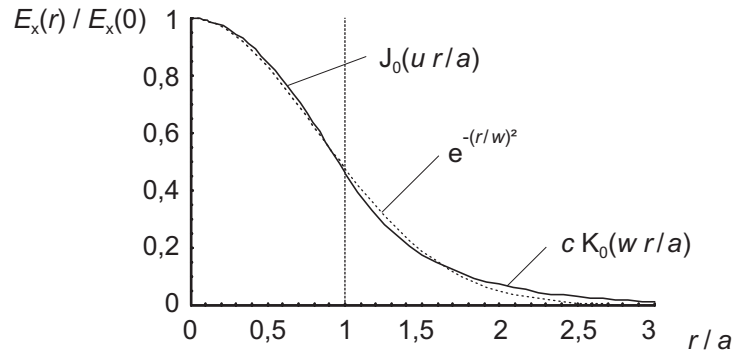
### 2.1.2 Beschreibung der Feldverteilung in Singlemodefasern durch eine Gaußfunktion

Für den praktischen Umgang lässt sich die Bessel- und die Hankelfunktion der Feldverteilung durch eine Gaußfunktion annähern [21]:

$$\frac{E(x, y, z)}{E_0} = \underbrace{\frac{w_0}{w(z)} e^{-\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2}}_{\text{Amplitudenfaktor}} \underbrace{e^{-j \left( n k z - \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_R} \right) \right)}}_{\text{longitudinale Phase}} \underbrace{e^{-j \frac{n k r^2}{2 R_C(z)}}}_{\text{radiale Phase}} \quad (2.14)$$

Die Amplitude  $E_0$  ist so zu wählen, dass die transportierte Energie in den Gleichungen (2.10) und (2.14) gleich groß ist.  $k$  ist die Wellenzahl mit  $k = 2\pi/\lambda$ . Abbildung 2.2 zeigt einen Vergleich der realen Feldverteilungen mit der Gauß-Funktion für eine Faser mit dem Verhältnis von Fleckradius  $w_0$  zu Kernradius  $a$  von  $w_0/a = 1,162$ .

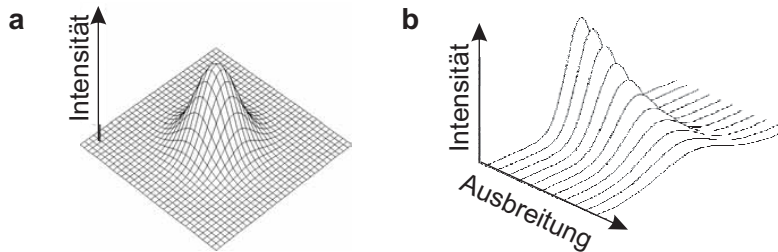
Die Näherung der Feldverteilung durch eine Gauß-Funktion zeigt eine weitgehende Übereinstimmung der Kurven. Zu beachten ist aber, dass das evaneszente Feld bei ebenen Stufenprofil-LWL einen exponentiellen Abfall besitzt. Die Hankelfunktion geht deshalb asymptotisch in eine Exponentialfunktion über. Im Vergleich zur Gaußfunktion fällt die Amplitude



**Abbildung 2.2:** Reale Feldverteilung nach Gleichung (2.10) (durchgezogene Kurve) und Näherung durch eine Gauß-Funktion (gepunktete Kurve) für eine Faser mit  $w_0/a = 1,162$ .

im Randbereich deutlich später ab, so dass die Näherung der Gaußfunktion die evaneszenten Felder grundsätzlich verfälscht. Da für die Dimensionierung optischer Komponenten in der Regel mit Gaußstrahlen gerechnet wird, ist zu berücksichtigen, dass der tatsächliche Strahldurchmesser größer ist. Bei räumlich dicht nebeneinander angeordneten Fasern kann dies zu einem höheren Kanalübersprechen führen.

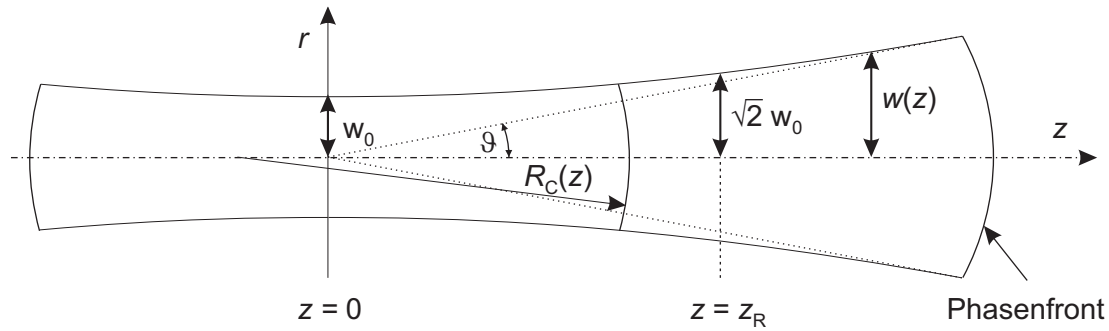
Die Feldverteilung eines Gaußstrahls ist in Abbildung 2.3 a dargestellt. Bei der Strahlausbreitung nimmt die Amplitude ab und das Gaußprofil verbreitert sich (Abbildung 2.3 b).



**Abbildung 2.3:** Feldverteilung eines Gaußstrahls: **a** Querschnitt quer zur Ausbreitungsrichtung; **b** Die Amplitude nimmt in Ausbreitungsrichtung ab und das Profil verbreitert sich.

Die bereits oben verwendete charakteristische Größe von Gaußstrahlen ist die Strahltaile bzw. der Fleckradius  $w_0$ . Für gaußförmige Feldverteilungen gibt  $w_0$  den radialen Abstand  $r$  von der optischen Achse an, bei dem die Feldamplitude auf  $1/e$ , bzw. die Strahlintensität auf  $1/e^2$  abgefallen ist. Die Fleckweite  $w(z)$  beschreibt die Strahlgröße nach einer Distanz  $z$ . An der Stelle  $w(z) = w_0$  besitzt der Gaußstrahl seine geringste Ausdehnung.  $z_R$  ist die Rayleighlänge, die den Abstand auf der optischen Achse angibt, bei der sich der Strahl um den Faktor  $\sqrt{2}$  aufgeweitet hat.

Ein Gaußstrahl ist eine lokale sphärische Welle, wobei der Krümmungsradius der Phasenfront durch  $R_C(z)$  beschrieben wird. In Abbildung 2.4 ist die Ausbreitung eines Gaußstrahls mit den charakteristischen Größen skizziert.



**Abbildung 2.4:** Ausbreitung eines Gaußstrahls.

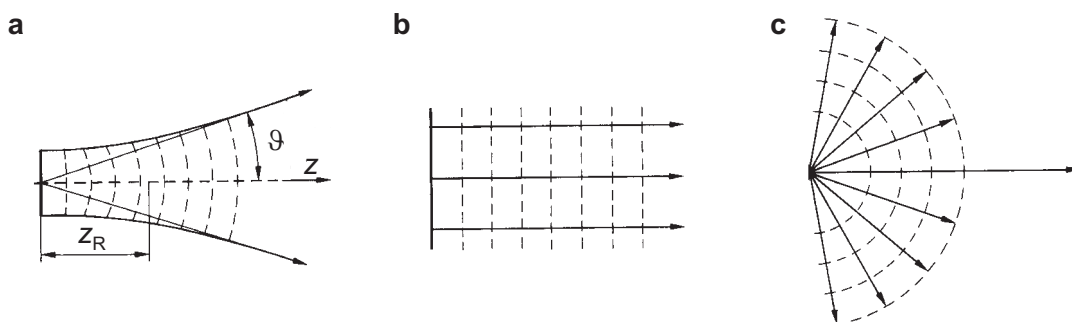
Die voneinander abhängigen Größen lassen sich mit der Wellenlänge  $\lambda$  und der Brechzahl des Mediums  $n$  wie folgt berechnen:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.15)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad (2.16)$$

$$R_C(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right) \quad (2.17)$$

Gaußstrahlen sind vollständig beschrieben durch zwei der drei Parameter  $w(z)$ ,  $R_C(z)$  und  $z_R$ . Für  $z \ll z_R$  befindet man sich im Nahfeld, das Wellenfeld breitet sich als eine nahezu ebene Welle aus. Im Bereich  $z = z_R$  beginnt das Strahlungsfeld auseinanderzulaufen.  $z_R$  kennzeichnet den Übergang zwischen Nah- und Fernfeld des abgestrahlten Lichts. Für  $z \gg z_R$  befindet man sich im Fernfeld. Der Strahl breitet sich mit einem konstanten Öffnungswinkel  $\vartheta$  aus. Diese Form der Vereinfachung wird als *geometrische Optik* bezeichnet. In Abbildung 2.5 sind die beiden Grenzfälle der Gaußstrahlausbreitung mit  $z_R \rightarrow \infty$  und  $z_R \rightarrow 0$  veranschaulicht [22].



**Abbildung 2.5:** **a** Ausbreitung eines Gaußstrahls; **b** Grenzfall ebene Welle mit  $z_R \rightarrow \infty$ ; **c** Grenzfall Kugelwelle mit  $z_R \rightarrow 0$ .

Der Öffnungswinkel, auch Beugungswinkel oder Divergenzwinkel genannt, ergibt sich als

Grenzwert mit  $n = 1$  zu:

$$\vartheta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.18)$$

Durch das Umstellen von (2.18) erkennt man, dass sich eine beliebige Fokussierung auf eine Fläche bei gleichzeitiger paralleler Strahlführung nicht erreichen lässt:

$$w_0 \vartheta = \frac{\lambda}{\pi} \quad (2.19)$$

In der Fernfeldnäherung vereinfacht sich die Berechnung für  $w(z)$  und  $R_C(z)$  zu

$$w(z) = \frac{\lambda z}{\pi w_0 n} \quad (2.20)$$

$$R_C(z) = z \quad (2.21)$$

Da in einigen durchzuführenden Versuchen die Strahlintensität messtechnisch erfasst wird, ist die Intensität  $I$  mit der elektrischen Feldstärke in Zusammenhang zu bringen. Hierbei wird der Phasenwinkel aus (2.14) nicht weiter betrachtet. An jeder Stelle des Feldes ist die Strahlintensität proportional zum Quadrat der Wellenamplitude der Feldstärke:

$$I \sim |\vec{E}|^2 \quad (2.22)$$

Hierdurch lässt sich die Gauß'sche Intensitätsverteilung wie folgt schreiben:

$$I(r, z) = I_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}} \quad (2.23)$$

## 2.2 Charakteristische Größen einer optischen Komponente

Allgemein gilt für jede Stelle in einer optischen Komponente die folgende Leistungsbetrachtung:

$$P_{\text{ges}} = P_t + P_r + P_v \quad (2.24)$$

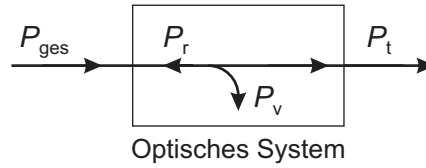
Hierbei ist  $P_{\text{ges}}$  die Gesamtleistung,  $P_t$  die transmittierte Leistung,  $P_r$  die reflektierte Leistung und  $P_v$  die Verlustleistung. Ursache für die Verlustleistung sind z. B. Material-Absorptionen, die insbesondere bei integriert optischen Wellenleitern zu berücksichtigen sind. Die Aufteilung der Leistung in einer optischen Komponente ist in Abbildung 2.6 verdeutlicht.

Setzt man die einzelnen Leistungsanteile ins Verhältnis zur Gesamtleistung, so erhält man die Transmission  $T$ , die Reflexion  $R$  und den Verlust  $V$ :

$$T = \frac{P_t}{P_{\text{ges}}} \quad R = \frac{P_r}{P_{\text{ges}}} \quad V = \frac{P_v}{P_{\text{ges}}} \quad (2.25)$$

Damit lässt sich (2.24) umschreiben zu:

$$T + R + V = 1 \quad (2.26)$$



**Abbildung 2.6:** Aufteilung der Leistung in einem optischen System.

Treten in einem verlustfreien System, d. h.  $T + R = 1$ , mehrere Reflexionsstellen  $m$  auf, so berechnet sich die Gesamttransmission  $T_{\text{ges}}$  aus dem Produkt der Einzeltransmissionen und die Gesamtreflexion  $R_{\text{ges}}$  unter Vernachlässigung von Mehrfachreflexionen zu:

$$T_{\text{ges}} = \prod_{i=1}^m T_i \quad (2.27)$$

$$R_{\text{ges}} = 1 - \prod_{i=1}^m (1 - R_i) \quad (2.28)$$

Die charakteristischen Größen für faseroptische Komponenten sind die Einfügedämpfung IL, die auch häufig als Dämpfungsmaß  $a$  bezeichnet wird, die Rückflussdämpfung RL, die polarisationsabhängige Dämpfung PDL und die wellenlängenabhängige Dämpfung WDL. Tritt ein Dämpfungsunterschied in Abhängigkeit der Eingangspolarisation des Lichts auf, so wird dieser als polarisationsabhängige Dämpfung bezeichnet. Die Größen sind wie folgt definiert [23]:

$$\text{IL} = -10 \lg T \text{ dB} \quad (2.29)$$

$$\text{RL} = -10 \lg R \text{ dB} \quad (2.30)$$

$$\text{PDL} = \text{IL}_{\text{max}} - \text{IL}_{\text{min}} \quad (2.31)$$

$$\text{WDL} = \text{IL}_{\lambda, \text{max}} - \text{IL}_{\lambda, \text{min}} \quad (2.32)$$

In Komponenten mit Verzweigungen, z. B. in Wellenleiterkreuzungen oder Schaltern wird die Leistung, die in einem nichtgeschalteten Ausgang auftritt, als Übersprechen  $C$  und die Leistung, die in einen anderen Eingang reflektiert wird, als Nebensprechen  $D$  bezeichnet. In der Regel werden beide Größen unter dem Begriff *Crosstalk* CT zusammengefasst [23]:

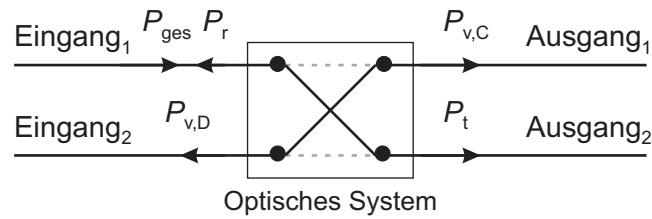
$$\text{CT} = -10 \lg \frac{P_{v,C}}{P_t} \text{ dB} \quad \text{CT} = -10 \lg \frac{P_{v,D}}{P_t} \text{ dB} \quad (2.33)$$

In Abbildung 2.7 wird der Leistungsfluss sowie das Neben- und Übersprechen am Beispiel eines 2x2-Schalters verdeutlicht.

## 2.3 Polarisation, Reflexion und Transmission

Im Folgenden wird die Transmission und Reflexion an metallischen und dielektrischen Grenzflächen im Hinblick auf die Verwendung als Spiegel im Schaltmodul in Abhängigkeit der Polarisation des Lichts beschrieben.

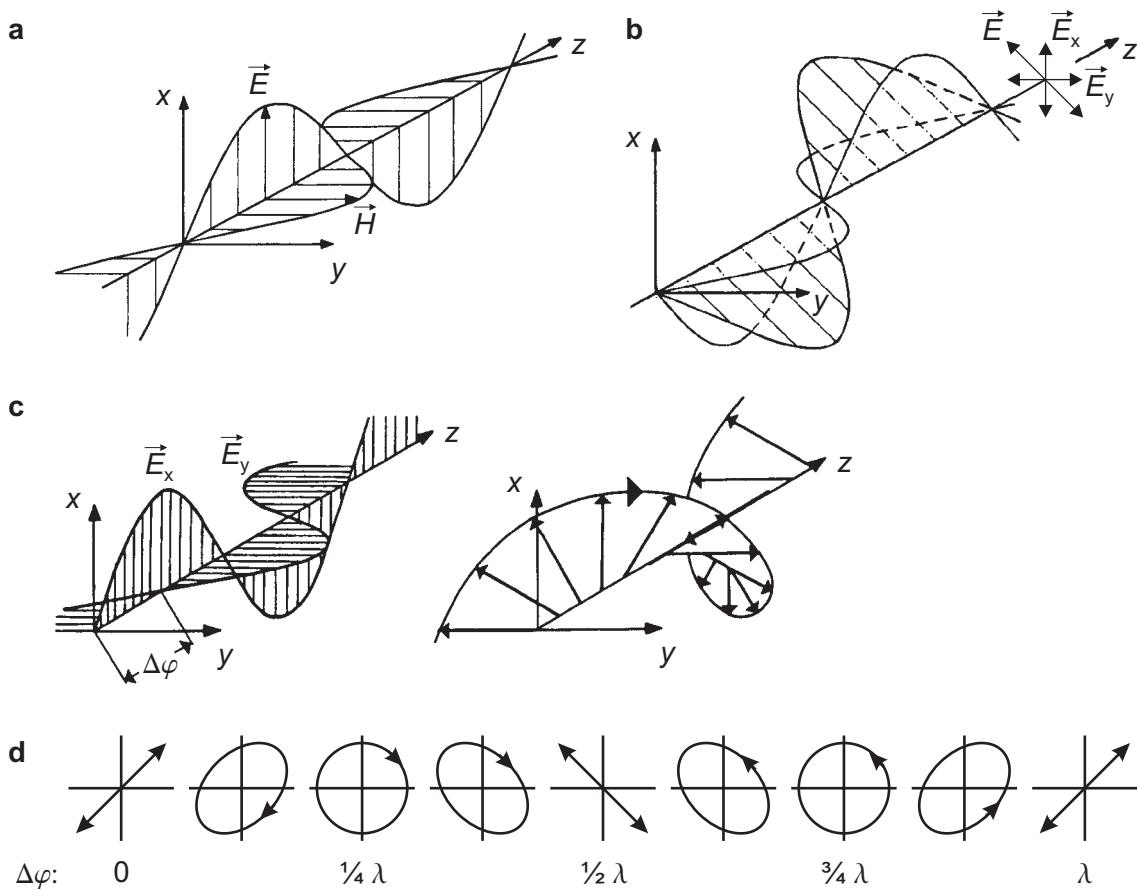




**Abbildung 2.7:** Leistungsaufteilung eines 2x2-Schalters für den Schaltzustand  $\text{Eingang}_1 \rightarrow \text{Ausgang}_2$ ;  $P_{v,C}$  und  $P_{v,D}$  sind Verlustleistungen durch Kanalübersprechen (*Crosstalk*).

### 2.3.1 Polarisationsarten des Lichts

Eine elektromagnetische Welle setzt sich aus dem elektrischen und dem magnetischen Feldvektor zusammen, die immer orthogonal zueinander stehen (Abbildung 2.8 a).



**Abbildung 2.8:** **a** Elektrisches und magnetisches Feld einer elektromagnetischen Welle; **b** Linear polarisiertes Licht als Summe von zwei senkrechten Komponenten; **c** Zirkular polarisiertes Licht; **d** Schwingungsformen des E-Vektors.

Für eine Beschreibung der Polarisation reicht die Betrachtung des elektrischen Feldvektors  $\vec{E}$  aus. Überlagern sich Lichtwellen, so lässt sich die resultierende Welle als Summe der einzelnen Vektoren beschreiben. Dabei sind die Beziehungen zwischen Amplitude und Pha-

se  $\varphi$  der überlagernden Wellen von Bedeutung. Die jeweilige Richtung des Feldvektors heißt Polarisationsrichtung.

Während bei natürlichem Licht der E-Vektor in allen Richtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung schwingt, liegt er bei linear polarisiertem Licht in einer festen Ebene. Linear polarisiertes Licht lässt sich auch durch die Überlagerung zweier linear polarisierter Wellenzüge erzeugen, die keinen Phasenunterschied zueinander besitzen (Abbildung 2.8 b).

Wenn zwei linear polarisierte Wellen senkrecht zueinander stehen, sie die gleiche Amplitude haben und einen Phasenunterschied von  $\Delta\varphi = \lambda/4$  besitzen, so ergibt sich zirkular polarisiertes Licht. Die resultierende Welle ist die Summe aus beiden Komponenten – der E-Vektor dreht sich um die Ausbreitungsrichtung und beschreibt einen Kreis (Abbildung 2.8 c).

Sowohl das linear als auch das zirkular polarisierte Licht sind Sonderfälle des elliptisch polarisierten Lichts. Hierbei können die Phasendifferenz und die Amplituden einen beliebigen Wert annehmen. Der resultierende E-Vektor ändert seinen Betrag während er rotiert und er beschreibt eine Ellipse um die Ausbreitungsrichtung. Eine Zusammenstellung der Schwingungsformen ist in Abbildung 2.8 d aufgeführt.

In der Regel tritt Licht weder völlig polarisiert noch völlig unpolarisiert auf. Unpolarisiertes Licht entspricht einer sehr schnellen Folge wechselnder unterschiedlicher Polarisationszustände, das sich mathematisch durch zwei linear polarisierte Wellen mit einer statistisch schwankenden Phasendifferenz beschreiben lässt. In faseroptischen Systemen ist das Licht in der Regel partiell polarisiert. Die Laserquellen erzeugen zwar nahezu linear polarisiertes Licht, aber nach einer Lichtausbreitung von wenigen Metern in der Faser liegt z. B. aufgrund der Faserkrümmung keine definierte Polarisation mehr vor [24, 25].

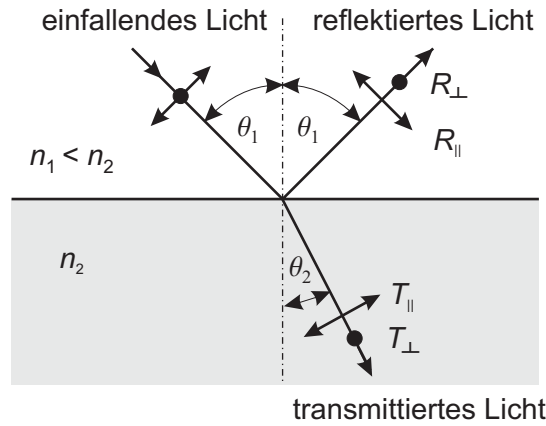
### 2.3.2 Reflexion und Transmission an dielektrischen Grenzflächen

Wechselt die transportierte Lichtleistung das Medium, gehorcht der Strahlengang den Bedingungen des *Snellius'schen Brechungsgesetzes* (Abbildung 2.9):

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \tag{2.34}$$

An der Grenzfläche des Medienwechsels entstehen *Fresnelsche Reflexionsverluste*. Hierbei werden die zur Einfallsebene senkrecht stehenden Komponenten des E-Feldes (Abkürzungen: TE,  $\perp$ , s) und die parallel zur Einfallsebene stehenden Komponenten (Abkürzungen: TM,  $\parallel$ , p) unterschiedlich stark reflektiert. Der nicht reflektierte Anteil transmittiert durch die Grenzfläche. Fällt unpolarisiertes Licht unter einem Winkel  $\theta$  auf eine Grenzfläche, dann sind die transmittierten und die reflektierten Anteile zum Teil polarisiert. Fällt polarisiertes Licht unter einem Winkel  $\theta$  auf eine Grenzfläche, dann sind die transmittierten und reflektierten Anteile abhängig von der Polarisationsrichtung. Der Zusammenhang ist durch die *Fresnelschen Gleichungen* für Dielektrika beschrieben. Die Reflexionskoeffizienten  $r$  und die Transmissionskoeffizienten  $t$  berechnen sich zu:

$$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \tag{2.35}$$



**Abbildung 2.9:** Reflexion und Transmission an einer dielektrischen Grenzfläche.

$$r_{\parallel} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (2.36)$$

$$t_{\perp} = \frac{2 n_2 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_2 + n_1 \cos \theta_1} \quad (2.37)$$

$$t_{\parallel} = \frac{2 n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \quad (2.38)$$

Die Reflexionen berechnen sich aus den Reflexionskoeffizienten zu:

$$R_{\perp} = r_{\perp}^2 \quad (2.39)$$

$$R_{\parallel} = r_{\parallel}^2 \quad (2.40)$$

Die Transmissionen errechnen sich aus den Transmissionskoeffizienten zu:

$$T_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} t_{\perp}^2 \quad (2.41)$$

$$T_{\parallel} = \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} t_{\parallel}^2 \quad (2.42)$$

Es ist zu beachten, dass  $T_i \neq t_i^2$  ist, da die unterschiedlichen Brechzahlen der Medien abweichende Geschwindigkeiten beim Energietransport in die Grenzfläche hinein bzw. aus ihr heraus bedeuten. Zusätzlich fallen die Querschnittsflächen von dem einfallenden und ausfallenden Lichtstrahl aufgrund der Winkeldifferenz von  $\theta_1$  und  $\theta_2$  unterschiedlich aus, wodurch der Energiefluss pro Flächeneinheit beeinflusst wird [24]. An dielektrischen Grenzflächen treten keine Verluste auf, so dass nach (2.26) gilt:

$$R_{\parallel} + T_{\parallel} = 1 \quad (2.43)$$

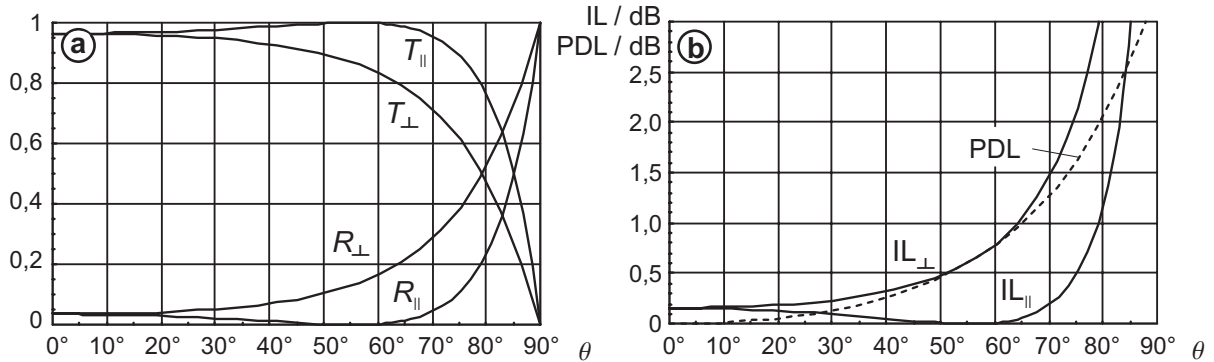
$$R_{\perp} + T_{\perp} = 1 \quad (2.44)$$

Bei  $\theta = 0$  ist die Einfallsebene nicht definiert und die parallelen bzw. senkrechten Komponenten von  $R$  und  $T$  sind nicht mehr zu unterscheiden:

$$R = R_{\parallel} = R_{\perp} = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (2.45)$$

$$T = T_{\parallel} = T_{\perp} = \frac{4 n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.46)$$

Abbildung 2.10 a zeigt die Reflexion und Transmission für eine lineare Polarisation in Abhängigkeit der Einfallsebene des Lichts für einen Übergang von Luft nach Glas oder umgekehrt mit den Brechzahlen  $n_1 = n_{\text{Luft}} = 1$  und  $n_2 = n_{\text{Glas}} = 1,4682$ . Abbildung 2.10 b zeigt jeweils die Dämpfung IL für die Transmission und die polarisationsabhängige Dämpfung PDL nach Gleichung (2.31), wobei hier  $\text{PDL} = \text{IL}_{\perp} - \text{IL}_{\parallel}$  gesetzt wird. PDL nimmt mit ansteigendem Einfallswinkel zu.



**Abbildung 2.10:** **a** Reflexion  $R$  und Transmission  $T$  in Abhängigkeit des Einfallswinkels für einen Übergang von Luft nach Glas oder umgekehrt; **b** Einfügedämpfung IL und polarisationsabhängige Dämpfung PDL.

### 2.3.3 Reflexion bei einer Stirnflächenkopplung mit kleiner Lücke

Zur Bestimmung der Reflexionen einer Stirnflächenkopplung, bei der die Lücke zwischen den Glasfasern in der Größenordnung weniger Betriebswellenlängen liegt und die Quelle annähernd monochromatisch ist, ist die Phasendifferenz der reflektierenden Wellen zusätzlich zu berücksichtigen. Aus diesem Grund dürfen die vorher aufgeführten Gleichungen hier nicht verwendet werden. Näherungsweise erfolgt eine Berechnung durch die Theorie der Reflexionen einer homogenen ebenen Welle an einer dielektrischen Schicht der Dicke  $z$ . Die Reflexion berechnet sich mit der Wellenzahl  $k = 2\pi/\lambda$  zu [18]:

$$R(\lambda, z) = \frac{(n_{\text{Glas}}^2 - 1)^2 \tan^2(kz)}{4n_{\text{Glas}}^2 + (n_{\text{Glas}}^2 + 1)^2 \tan^2(kz)} \quad (2.47)$$

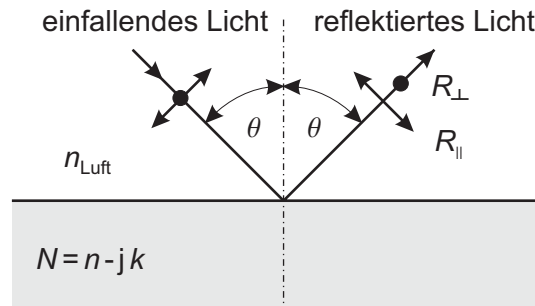
Die Reflexionen der Stirnflächenkopplung mit einem Luftspalt variieren periodisch in Abhängigkeit des Abstands zwischen  $R = 0$  und  $R = 13\%$  und stellen sich nach einer Lücke von ca. 50 Wellenlängen auf den Wert  $R \approx 7\%$  aus Gleichung (2.45) ein [26]. Die variierenden Reflexionen wurden bei Fasersteckern beobachtet [18]. In [27] wurde nachgewiesen, dass die variierenden periodischen Reflexionen deutlich geringer als die in (2.47) berechneten ausfallen und für größere Lücken abnehmen. Begründet wurde dies mit einer zunehmenden Strahlaufweitung in der Lücke und der begrenzten Kohärenzlänge des Lichts.

Zusätzlich zu der Strahlaufweitung tragen wahrscheinlich auch nicht exakt parallel ausgerichtete Stirnflächen zu einer Verminderung der variierenden Reflexionen bei, da die Genauigkeit der Schnittwinkel bei einer reinen Faserkopplung Abweichungen um mehrere zehntel Grad aufweisen kann.

### 2.3.4 Reflexion und Transmission an metallischen Schichten

Im Falle der Totalreflexion an undurchsichtigen Medien wie Metallen behalten die *Fresnel'schen Gleichungen* ihre Gültigkeit, allerdings sind die Reflexions- und Transmissionsverhältnisse komplex, beschrieben durch die komplexe Brechzahl  $N$  (Abbildung 2.11):

$$N = n - jk \quad (2.48)$$



**Abbildung 2.11:** Reflexion an einer metallischen Grenzfläche.

Hierbei ist  $n$  die Hauptbrechzahl und  $k$  die Absorptionsbrechzahl, die ein Maß für die Dämpfung der Lichtwelle im absorbierenden Medium darstellt. Die Reflexion in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\theta$  für die Umgebung Luft ergibt sich zu [28]:

$$R_{\perp} = \frac{a^2 + b^2 - 2a \cos \theta + \cos^2 \theta}{a^2 + b^2 + 2a \cos \theta + \cos^2 \theta} \quad (2.49)$$

$$R_{\parallel} = R_{\perp} \frac{a^2 + b^2 - 2a \sin \theta \tan \theta + \sin^2 \theta \tan^2 \theta}{a^2 + b^2 + 2a \sin \theta \tan \theta + \sin^2 \theta \tan^2 \theta} \quad (2.50)$$

mit

$$2a^2 = \left( (n^2 - k^2 - \sin^2 \theta)^2 + 4n^2 k^2 \right)^{\frac{1}{2}} + (n^2 - k^2 - \sin^2 \theta) \quad (2.51)$$

$$2b^2 = \left( (n^2 - k^2 - \sin^2 \theta)^2 + 4n^2 k^2 \right)^{\frac{1}{2}} - (n^2 - k^2 - \sin^2 \theta) \quad (2.52)$$

Bei senkrechtem Einfall auf die Fläche ( $\theta = 0$ ) ist die Einfallsebene nicht definiert, es ist  $R_{\parallel} = R_{\perp} = R$  mit

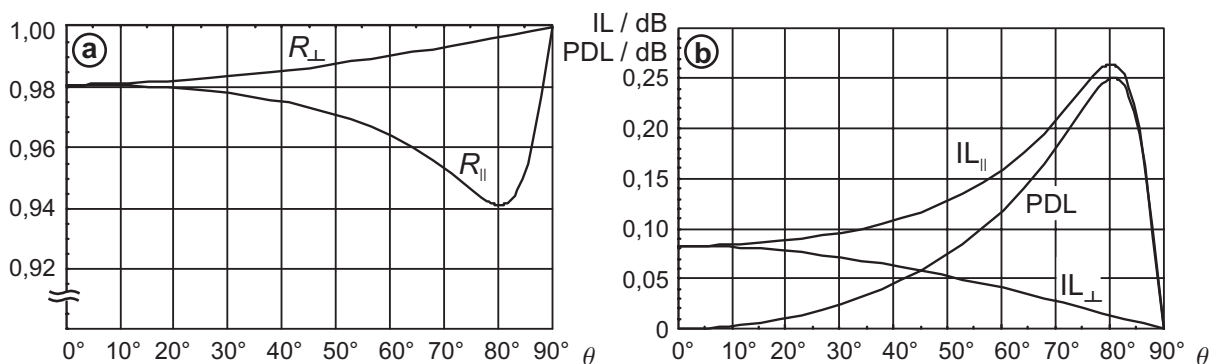
$$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2} \quad (2.53)$$

In Tabelle 2.1 sind die Daten ausgewählter Metalle, die sehr gute Reflexionseigenschaften aufweisen und sich damit gut für die Verwendung als Spiegelmaterial eignen, aufgeführt. Abbildung 2.12a zeigt die Reflexion für linear polarisiertes Licht in Abhängigkeit der Einfallsebene des Lichts für eine aufgedampfte Goldschicht.

**Tabelle 2.1:** Materialdaten ausgewählter Metalle [28]

Material	Struktur	Wellenlänge $\lambda / \mu\text{m}$	Brechzahl $n$	Absorptions- brechzahl $k$	Berechnete Reflexion $R$
Gold	aufgedampft	1	0,179	6,044	0,981
Gold	kristallin	1,5	0,36	10,4	0,987
Aluminium	aufgedampft	0,95	1,75	8,5	0,912
Aluminium	aufgedampft	2	2,3	16,5	0,968

In Abbildung 2.12b sind die Dämpfungskurven für die beiden Polarisationsrichtungen dargestellt. Bis zu einem Winkel  $\theta \leq 45^\circ$  betragen die Verluste durch Absorption an der Spiegelfläche  $IL < 0,15$  dB und die polarisationsabhängige Dämpfung  $PDL = 0,06$  dB. PDL steigt für größere Winkel deutlich an.



**Abbildung 2.12:** a Reflexion an einer aufgedampften Goldschicht; b Resultierende Einfügedämpfung  $IL$  und polarisationsabhängige Dämpfung  $PDL$ .

### 2.3.5 Möglichkeiten zur Änderung der Polarisation

In den Abbildungen 2.10 und 2.12 wurde gezeigt, dass linear polarisiertes Licht abhängig von der Einfallsebene unterschiedlich stark transmittiert bzw. reflektiert wird. In optischen Schaltmodulen sind diese polarisationsabhängigen Dämpfungen zu minimieren.

Um z. B. Schaltmodule auf ihre Polarisationsabhängigkeit hin zu untersuchen, ist es notwendig, gezielt die Polarisation zu verändern. Hierfür eignen sich sogenannte Phasenschieber wie die  $\lambda/4$ - oder die  $\lambda/2$ -Platte, die aus einem doppelbrechenden Kristall bestehen. Trifft eine linear polarisierte monochromatische Welle unter einem geeigneten Winkel auf den Kristall, wird sie in die senkrechte und die parallele Komponente aufgespalten. Aufgrund der verschiedenen Brechzahlen breiten sich die beiden Wellen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit

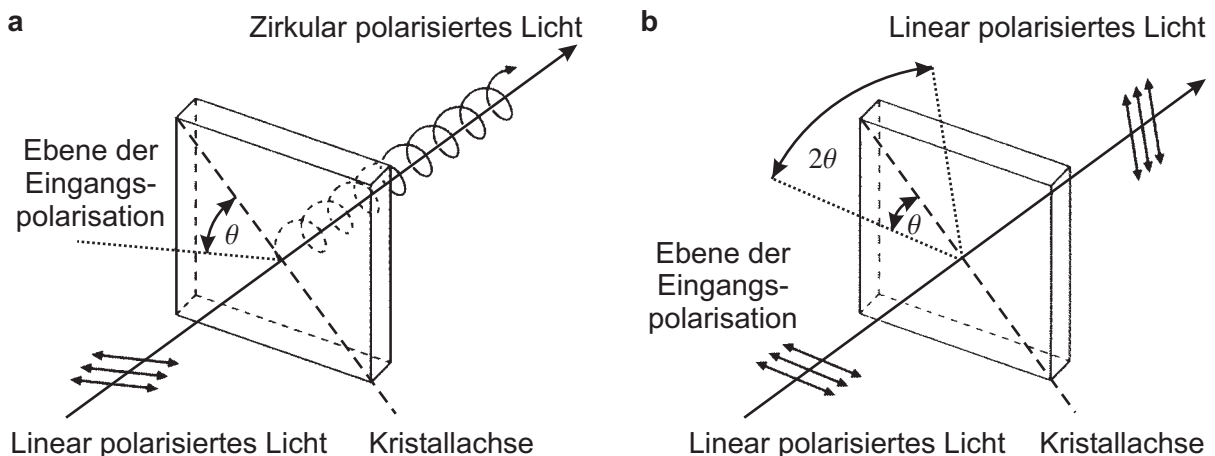
im Kristall aus und die Phasen verschieben sich um  $\Delta\varphi$  [24]:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d |n_{\perp} - n_{\parallel}| \quad (2.54)$$

Durch eine geeignete Wahl der Kristalldicke  $d$  und des verwendeten Materials lässt sich linear polarisiertes Licht in beliebige Polarisationszustände umwandeln. Zu beachten ist, dass alle Phasenschieber nur für eine Wellenlänge exakt arbeiten.

Die  $\lambda/4$ -Platte erzeugt einen Phasenunterschied von  $\Delta\varphi = \pi/2$ . Linear polarisiertes Licht, das unter einem Winkel von  $\theta = 45^\circ$  zu den beiden Hauptachsen einfällt, wird in zirkular polarisiertes Licht umgewandelt und umgekehrt. Andere Einstrahlwinkel ergeben eine elliptische Polarisation (Abbildung 2.13 a).

$\lambda/2$ -Platten werden meist dazu verwendet, die Schwingungsrichtung von linear polarisiertem Licht um einen bestimmten Winkel zu drehen. Die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht, die unter dem Winkel  $\theta$  zur ausgezeichneten Achse des Kristalls liegt, wird beim Durchgang um den Winkel  $2\theta$  gedreht, da die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi = \pi$  beträgt (Abbildung 2.13 b). Die  $\lambda/2$ -Platte wird ebenfalls zur Umkehr der Drehrichtung von zirkular oder elliptisch polarisiertem Licht verwendet. Die Funktion einer  $\lambda/2$ -Platte lässt sich auch durch eine Reihenschaltung von zwei  $\lambda/4$ -Platten erreichen.

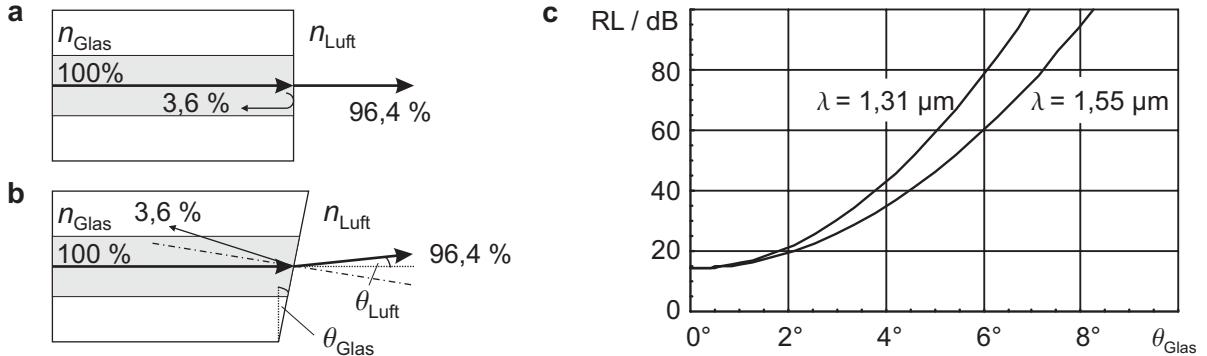


**Abbildung 2.13:** **a** Umwandlung von linear polarisiertem in zirkular polarisiertes Licht mit einer  $\lambda/4$ -Platte unter einem Einfallswinkel von  $\theta = 45^\circ$ ; **b** Winkelverschiebung von linear polarisiertem Licht unter Verwendung einer  $\lambda/2$ -Platte.

### 2.3.6 Rückflussdämpfung

Durch die an Grenzflächen entstehenden Reflexionen verringert sich der transmittierte Anteil des Lichts. Dies äußert sich in einer erhöhten Einfügedämpfung der Komponente. Der reflektierte Anteil wird zurück in die Eingangsfaser geleitet und kann Laserquellen zu unerwünschten Schwingungen anregen. Diese Reflexionen sind in faseroptischen Komponenten

unbedingt zu vermeiden. Ein Maß für die Unterdrückung der Reflexionen ist die Rückflussdämpfung RL. Abbildung 2.14 a verdeutlicht am Beispiel einer Kopplung Faser → Luft die entstehenden Reflexionen. Bei einem Glas-Luft-Übergang ist  $R \approx 3,6\%$  und  $RL = 15,2\text{ dB}$ .



**Abbildung 2.14:** **a** Reflexionen bei einer Faser-Luft-Kopplung; **b** Erhöhung der Rückflussdämpfung RL durch einen Schrägschliff des Faserendes; **c** RL in Abhängigkeit vom Schrägschliffwinkel  $\theta_{\text{Glas}}$  des Faserendes.

Zur Erhöhung von RL gibt es zwei Möglichkeiten, die auch kombinierbar sind. Die erste besteht darin, die Reflexionen durch eine geeignete Entspiegelung (*AR coating*) zu verringern. Stand der Technik ist eine Reduzierung der Reflexionen durch Entspiegelung auf  $R < 0,1\%$  und damit ein  $RL = 30\text{ dB}$  für einen Wellenlängenbereich von 1525...1625 nm [29]. Sehr aufwändig hergestellte breitbandige Multilayer-Entspiegelungsschichten wurden für  $\Delta\lambda = 106\text{ nm}$  mit  $R < 10^{-5}$  und  $RL = 50\text{ dB}$  vorgestellt [30]. Durch die Entspiegelung verringert sich auch IL. Der Aufwand der Entspiegelung steigt mit zunehmender Bandbreite an.

Die zweite Möglichkeit besteht in einem Schrägschliff des Faserendes (Abbildung 2.14 b). Durch die Reflexion am schrägschliffenden Faserende weist der in die Faser reflektierende Anteil einen großen Fehlwinkel auf. Aufgrund dieser Fehlausrichtung reduziert sich der Anteil des Lichts, der von der Faser geführt werden kann. Mit zunehmenden Schrägschliffwinkel verringert sich der Anteil des von der Faser fuhrbaren Lichts, wobei die nicht geführten Anteile in den Mantel abstrahlen (vgl. Kapitel 4). Die Rückflussdämpfung lässt sich mit dem Schrägschliffwinkel  $\theta_{\text{Glas}}$  der Faser folgendermaßen berechnen [31, 32]:

$$RL = -10 \lg \left( \left( \frac{n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}} + n_{\text{Luft}}} \right)^2 e^{-\left( \frac{2\pi n_{\text{Glas}} w_0 \sin \theta_{\text{Glas}}}{\lambda} \right)^2} \right) \text{ dB} \quad (2.55)$$

Abbildung 2.14 c zeigt die Rückflussdämpfung in Abhängigkeit vom Schrägschliffwinkel der Faser. In der optischen Telekommunikation wird für Faserstecker ein Winkel von  $8^\circ$  verwendet. Nachteil des Schrägschliffs ist, dass das Licht nicht mehr in der Faserachse austritt, sondern unter dem Winkel  $\theta_{\text{Luft}}$ , der sich wie folgt berechnet:

$$\theta_{\text{Luft}} = \arcsin \left( \frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Luft}}} \sin \theta_{\text{Glas}} \right) - \theta_{\text{Glas}} \quad (2.56)$$



## 2.4 Kopplung von Glasfasern

In der optischen Telekommunikation ist die Lichteinkopplung in Singlemodefasern mit einem hohen Aufwand verbunden. Der Grund für den Aufwand liegt im einzukoppelnden Lichtstrahl, der sehr präzise auf die Stirnfläche der Ausgangsfaser positioniert werden muss. Dieser Abschnitt enthält deshalb notwendige Grundlagen zur Kopplung von Glasfasern; in Kapitel 4 werden die einzelnen Kopplungsvarianten sowie die notwendige Präzision der Ausrichtung ausführlich diskutiert.

### 2.4.1 Verluste bei einer Kopplung

Werden zwei beliebige Singlemode-Glasfasern mit einem Spleiß oder einer Kopplung verbunden, wird die transportierte Lichtleistung an der Koppelstelle gedämpft. Die Verluste lassen sich unterteilen in [26]:

- faserbedingte *intrinsische* Verluste
- verbindungstechnisch bedingte *extrinsische* Verluste
- Reflexionsverluste

*Intrinsische Verluste* treten selbst bei einer optimalen Kopplung der beiden Glasfasern und fehlerfreien Endflächen auf. Sie sind auf die Unterschiede der zu verbindenden Fasern hinsichtlich Kerndurchmesser und Brechzahlprofil zurückzuführen. Aus beiden resultiert ein unterschiedlicher Strahldurchmesser und eine unterschiedliche numerische Apertur. Nach dem heutigen Stand der Technik spielen intrinsische Verluste bei der Verwendung von Fasern gleichen Typs nur noch eine sehr geringe Rolle.

Zu den *extrinsischen Verlusten* zählen Effekte, die auf die Faserstirnflächenqualität sowie auf die Fehljustage der Fasern oder die der abbildenden Komponenten zurückzuführen sind. Die Faserstirnflächenqualität ist abhängig von Schnittwinkel, Ebenheit, Rauigkeit oder Verschmutzung. Die Verluste durch eine unzureichende Faserstirnflächenqualität lassen sich mathematisch ungenügend erfassen, können aber durch eine präzise Bearbeitung unter sauberen Bedingungen mit anschließender Kontrolle vernachlässigt werden. In Kapitel 4 wird die Fehlanpassung der Feldweite der Glasfasern, sowie die Fehljustage durch radialen Versatz, Winkelfehler und Abweichungen vom optimalen Abstand von Fasern und Linsen diskutiert.

*Reflexionsverluste* entstehen an Grenzflächen mit einer Brechzahländerung (siehe Abschnitt 2.3).

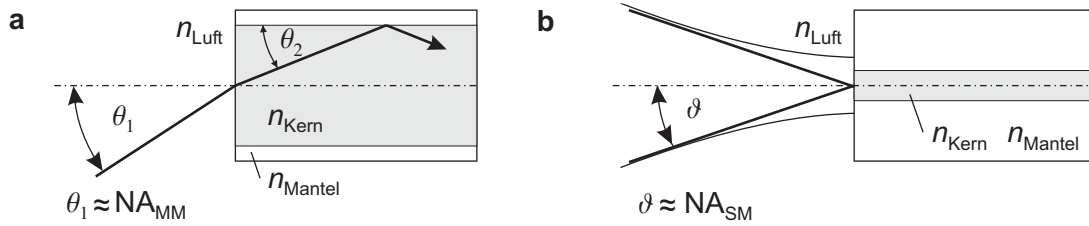
### 2.4.2 Numerische Apertur

Die Numerische Apertur NA gibt für Multimodfasern an, welche Lichtstrahlen sich in die Faser einkoppeln lassen. Sie ist allgemein definiert als

$$NA = \sin \theta_1 \tag{2.57}$$

Die Numerische Apertur vereinfacht sich für paraxiale Strahlen zu  $NA \approx \theta_1$ , wobei  $\theta_1$  der Einfallswinkel der Strahlen ist. Das einfallende Licht wird als Strahlenkegel betrachtet, dessen

Öffnungswinkel für eine erfolgreiche Einkopplung kleiner als NA sein muss, damit in der Faser die Bedingung für eine Totalreflexion erfüllt ist (Abbildung 2.15 a).



**Abbildung 2.15:** Definition der numerischen Apertur für paraxiale Strahlen: **a** MMF; **b** SMF.

Die Definition der NA für den Multimode-Fall ist gegeben mit:

$$NA_{MM} = \sin \theta_1 = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \quad (2.58)$$

Der Wert von  $NA_{MM}$  ist durch die Materialeigenschaften der verwendeten Fasern vollständig beschrieben.

Für Singlemodefasern ist die Verwendung der NA nur dann sinnvoll, wenn sie entsprechend definiert wird, da das Licht nicht als Strahlenbündel darstellbar ist [33]. Aufgrund der in Singlemode-Fasern über die Kern-Mantel-Grenzfläche hinaus abklingenden Felder der geführten Grundmode ist der Modenfelddurchmesser  $2w_0$  größer als der geometrische Kerndurchmesser  $2a$ . Der Modenfelddurchmesser lässt sich näherungsweise für den Singlemodefall mit der normierten Ausbreitungskonstante  $V$  berechnen [34]:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \quad (2.59)$$

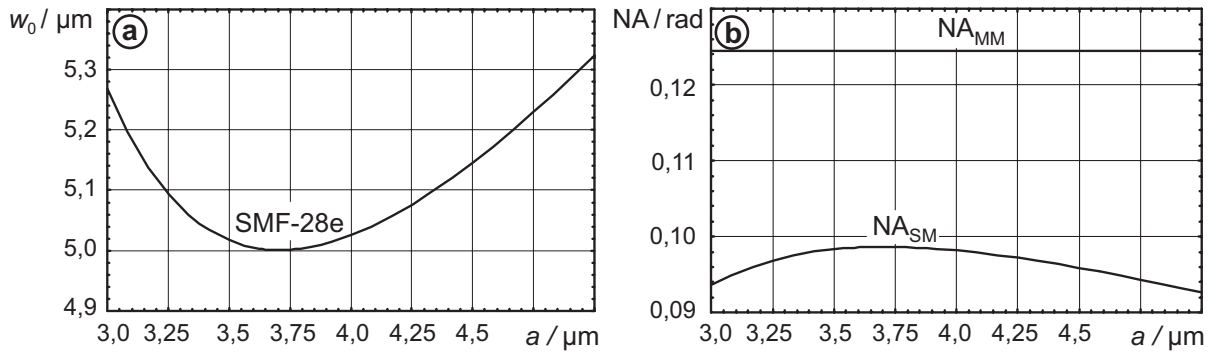
$$w_0 = a \left( 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (2.60)$$

Damit ist  $w_0$  vom Kernradius der Faser und der verwendeten Wellenlänge abhängig. In Abbildung 2.16 a ist die Berechnung von  $w_0$  in Abhängigkeit vom Kernradius  $a$  für die Wellenlänge  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  sowie den Brechzahlen  $n_{\text{Kern}} = 1,4682$  und  $n_{\text{Mantel}} = 1,4629$  der Standard-Singlemodefaser SMF-28e (vgl. Daten in Tabelle A.1) dargestellt.

Eine bessere Näherung ist der Divergenzwinkel der SM-Faser, der in (2.18) für paraxiale Strahlen beschrieben wurde (Abbildung 2.15 b):

$$NA_{SM} = \vartheta = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0(a, \lambda)} \quad (2.61)$$

Der neu definierte Winkel für den SM-Fall ist kleiner als der Winkel für den MM-Fall (Abbildung 2.16 b).



**Abbildung 2.16:** a Strahltaille  $w_0(a, \lambda)$  in Abhängigkeit vom Kernradius für  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ;  
 b Vergleich von  $\text{NA}_{\text{MM}}$  (Strahlenoptik) und  $\text{NA}_{\text{SM}}$  (Gauss-Optik).

### 2.4.3 Berechnung der Koppleffizienz mit Hilfe des Überlappungsintegrals

Im Folgenden wird die Herleitung der Koppleffizienz  $\eta$  skizziert, welche die Effektivität der Einkopplung eines Gaußstrahls in eine Singlemodefaser beschreibt. Es wird ein willkürliches einfallendes Feld  $\vec{E}$  angenommen. Durch Superposition lässt sich das einfallende Feld durch die geführten Moden  $\vec{\Psi}_j$  und die nicht geführten (abgestrahlten) Moden  $\vec{\Psi}_{\text{ab}}$  ausdrücken. Die Moden  $\vec{\Psi}_j$  sind normiert, wobei die Amplituden durch  $a_i$  berücksichtigt sind [18]:

$$\vec{E} = \sum_i a_i \vec{\Psi}_i + \vec{\Psi}_{\text{ab}} \quad (2.62)$$

Um die unbekanntenen Amplituden zu berechnen, wird (2.62) mit den konjugiert komplexen Moden  $\vec{\Psi}_j^*$  multipliziert:

$$\vec{E} \cdot \vec{\Psi}_j^* = \sum_i a_i \vec{\Psi}_i \cdot \vec{\Psi}_j^* + \vec{\Psi}_{\text{ab}} \cdot \vec{\Psi}_j^* \quad (2.63)$$

Die Amplituden lassen sich unter Verwendung der Orthogonalität der Feldfunktionen bei der Integration über die Querschnittsfläche wie folgt berechnen:

$$\int_A \vec{\Psi}_i \cdot \vec{\Psi}_j^* dA = \begin{cases} 0 & \text{für } i \neq j \\ 1 & \text{für } i = j \end{cases} \quad (2.64)$$

$$\int_A \vec{E} \cdot \vec{\Psi}_j^* dA = \int_A a_j |\Psi_j|^2 dA + 0 \quad (2.65)$$

$$a_j = \frac{\int_A \vec{E} \cdot \vec{\Psi}_j^* dA}{\int_A |\Psi_j|^2 dA} \quad (2.66)$$

Um herauszufinden, welche Leistung  $P$  die Stirnfläche  $A$  der Singlemodefaser passieren kann, wird eine ebene Welle angenommen und der Energiefluss des einfallenden Feldes und der geführten Moden  $j$  über  $A$  integriert:

$$P = \frac{1}{2 Z_{\text{Faser}}} \int_A |E|^2 dA \quad (2.67)$$

$$P_j = \frac{1}{2 Z_{\text{Kern}}} \int_A \left( a_j \vec{\Psi}_j \cdot a_j^* \vec{\Psi}_j^* \right) dA = \frac{|a_j|^2}{2 Z_{\text{Kern}}} \int_A |\Psi_j|^2 dA \quad (2.68)$$

$$P_j = |a_j|^2 N_j \quad (2.69)$$

$$N_j = \frac{1}{2 Z_{\text{Kern}}} \int_A |\Psi_j|^2 dA \quad (2.70)$$

$Z_{\text{Faser}}$  und  $Z_{\text{Kern}}$  sind die charakteristischen Impedanzen der Faser und des Faserkerns, für die die Annahme  $Z_{\text{Faser}} = Z_{\text{Kern}}$  getroffen wird. Reflexionsverluste an den Grenzflächen werden später durch die Transmission  $T$  berücksichtigt. Durch Einsetzen von (2.66) in (2.69) erhält man:

$$P_j = \frac{1}{2 Z_{\text{Kern}} N_j} \left| \int_A \vec{E} \cdot \vec{\Psi}_j^* dA \right|^2 \quad (2.71)$$

Damit lässt sich die Koppeffizienz für die Mode  $j$  bezogen auf die Eingangsleistung angeben:

$$\eta_j = \frac{P_j}{P} = \frac{\left| \int_A \vec{E} \cdot \vec{\Psi}_j^* dA \right|^2}{\int_A \vec{E} \cdot \vec{E}^* dA \int_A \vec{\Psi}_j \cdot \vec{\Psi}_j^* dA} \quad (2.72)$$

Gleichung (2.72) wird auch als *Betragsquadrat des normierten Überlappungsintegrals* bezeichnet. Die Gesamtkoppeffizienz berechnet sich als Summe der Koppeffizienzen aller geführten Moden  $j$  zu:

$$\eta = \sum_j \eta_j \quad (2.73)$$

Im Fall einer Singlemode-Kopplung ist nur die Leistung in der Grundmode  $P_0$  zu berücksichtigen. Mit dem von der Faser geführten Feld  $\vec{\Psi}_0$ , das der Grundmode der gewählten SM-Faser entspricht, vereinfacht sich die Gesamtkoppeffizienz zu:

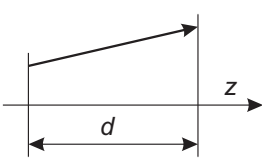
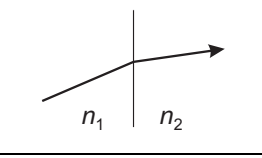
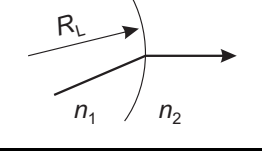
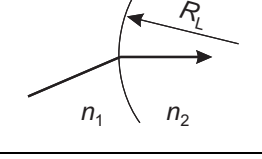
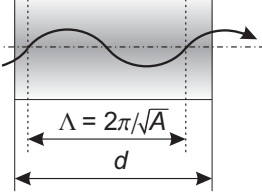
$$\eta = \frac{P_0}{P} = \frac{\left| \int_A \vec{E} \cdot \vec{\Psi}_0^* dA \right|^2}{\int_A \vec{E} \cdot \vec{E}^* dA \int_A \vec{\Psi}_0 \cdot \vec{\Psi}_0^* dA} \quad (2.74)$$

Die Koppeffizienz beträgt  $\eta = 1$ , wenn sich die Felder überlappen und die Parameter Strahltaile, Amplitudenverteilung und Wellenfrontkrümmung der einfallenden Welle und der Grundmode der Faser übereinstimmen. Weisen die beiden Felder keine Überlappung auf, so ist  $\eta = 0$ .

## 2.5 Transformation von Lichtstrahlen mit dem ABCD-Gesetz

Die Ausbreitung und Transformation von Lichtstrahlen in optischen Systemen lässt sich besonders gut mit Hilfe des ABCD-Gesetzes beschreiben. Hierbei wird die Transformationsvorschrift in Form von Matrizen dargestellt. Die Randbedingung ist die Annahme paraxialer Strahlen – das sind achsennahe Lichtstrahlen, die nur kleine Winkel mit der optischen Achse einschließen. Es werden zwei Methoden präsentiert, die eine Transformation von Lichtstrahlen durch ein optisches System mit unterschiedlichen Strahlparametern erlauben. Beide Methoden verwenden die in Tabelle 2.2 zusammengestellten ABCD-Matrizen [21].

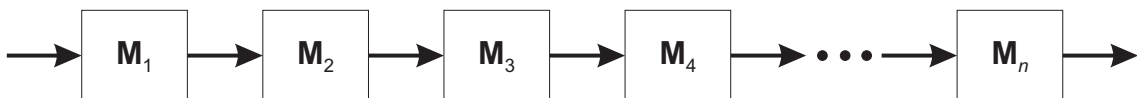
**Tabelle 2.2:** ABCD-Matrizen

Operation	Strahlengang	ABCD-Matrix
Translation		$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Brechung ebene Fläche		$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$
Brechung an konvexer Fläche		$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - n_2}{n_2 (-R_L)} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$
Brechung an konkaver Fläche		$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - n_2}{n_2 R_L} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$
Translation GRIN-Faser		$\begin{pmatrix} \cos(\sqrt{A} d) & \frac{1}{\sqrt{A}} \sin(\sqrt{A} d) \\ -\sqrt{A} \sin(\sqrt{A} d) & \cos(\sqrt{A} d) \end{pmatrix}$

Die Matrizen für die Brechung an einer konkaven oder konvexen Fläche sind mit Ausnahme des Vorzeichens des Radius gleich und die Brechung an einer ebenen Fläche ist hiervon ein Spezialfall mit  $R_L \rightarrow \infty$ .

Durchlaufen Lichtstrahlen mehrere Elemente von Komponenten, die durch Matrizen dargestellt werden, dann lassen sich die einzelnen Matrizen nach der in Abbildung 2.17 dargestellten Reihenfolge zusammenfassen:

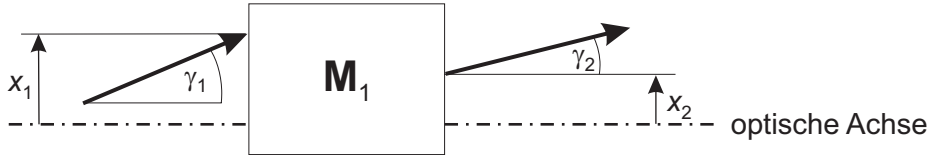
$$\mathbf{M}_{1 \rightarrow n} = \mathbf{M}_n \cdot \mathbf{M}_{n-1} \cdot \dots \cdot \mathbf{M}_4 \cdot \mathbf{M}_3 \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1 \tag{2.75}$$



**Abbildung 2.17:** Beschreibung der Strahltransformation mit ABCD-Matrizen.

Die erste Methode zur Transformation von Lichtstrahlen basiert auf der geometrischen Optik. Abbildung 2.18 zeigt einen Lichtstrahl bei der Durchquerung eines optischen Systems

mit dem Versatz  $x$  und dem Winkel  $\gamma$  bezogen auf die optische Achse. Versatz und Winkel sind positiv, wenn sie wie in der Abbildung 2.18 dargestellt sind. Die Beugungseffekte und die Struktur des Strahlenfeldes werden für die Betrachtung vernachlässigt [21, 35, 36].



**Abbildung 2.18:** Strahltransformation durch ein optisches System.

Versatz und Winkel lassen sich nach der Durchquerung des Systems folgendermaßen bestimmen:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \gamma_2 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_1 \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ \gamma_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{M1} & B_{M1} \\ C_{M1} & D_{M1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

$$x_2 = A_{M1} x_1 + B_{M1} \gamma_1 \quad (2.77)$$

$$\gamma_2 = C_{M1} x_1 + D_{M1} \gamma_1 \quad (2.78)$$

Die zweite Methode transformiert einen Gaußstrahl durch ein optisches System. Hierbei wird der Gaußstrahl durch den komplexen Gaußstrahl-Parameter  $q(z)$  vollständig beschrieben. Für  $q(z)$  existieren zwei Darstellungen [25, 37], die sich zur Charakterisierung des Lichtstrahls an jeder Stelle im System eignen:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R_C(z)} - j \frac{\lambda}{\pi w^2(z) n} \quad (2.79)$$

$$q(z) = z + j z_R \quad (2.80)$$

Der Gaußstrahl-Parameter  $q$  lässt sich mit Hilfe des ABCD-Gesetzes mit den einzelnen Parametern  $A$ ,  $B$ ,  $C$  und  $D$  der ABCD-Matrix folgendermaßen transformieren [21, 38]:

$$q_2 = \frac{A_{M1} q_1 + B_{M1}}{C_{M1} q_1 + D_{M1}} \quad (2.81)$$

Auch hier können die Parameter der zusammengefassten Matrix nach (2.75) verwendet werden.

Mit dem ABCD-Gesetz lässt sich z.B. für Gaußstrahlen zeigen, dass beim Passieren einer Linsenfläche sich nur der Krümmungsradius  $R_C(z)$  ändert und die Fleckweite  $w(z)$  konstant bleibt.

Zum besseren Verständnis des Gaußstrahl-Parameters  $q$  dient die *propagation-circle method*, die in [39] beschrieben ist. Mit Hilfe einer geometrischen Konstruktion lässt sich  $q(z)$  und damit  $R_C(z)$  und  $w(z)$  graphisch an einer beliebigen Stelle im optischen System bestimmen.

## Kapitel 3

### Optische Schalter, Abschwächer und Monitoring

*Dieses Kapitel enthält eine Systematik von prinzipiellen Lösungen und Anordnungen für optische Schalter, Abschwächer und der Lichtauskopplung für eine Intensitätsmessung (Monitoring). Die Systematisierung berücksichtigt dabei zunächst den „Stand der Technik“ in Form wissenschaftlicher Publikationen, marktgängiger Produkte sowie Patenten. Der gewählte Fokus in dieser Arbeit ist bewusst breit angelegt. Ausgehend von den „Vorbild-Lösungen“ sind sodann die selbst entwickelten Prinziplösungen vorzustellen und zu diskutieren. Sie münden in eine realisierte Lösung für einen optischen 2x2-Schalter mit VOA und Monitoring. Die zusammengestellte Systematisierung dient einer grundlagentheoretischen Beschreibung faseroptischer Schaltmodule.*

#### 3.1 Anforderungen an Schalter, Abschwächer und Monitoring

Die Anforderungen an optische Komponenten für eine Produktzertifizierung sind in den internationalen Normen (International Standard IEC und Telcordia) festgelegt. Für Schalter gelten die Normen IEC60876 und Telcordia GR-1221 [23, 40], für Abschwächer entsprechend IEC60869 und Telcordia GR-910 [41, 42]. Tabelle 3.1 zeigt einen Auszug der Anforderungen an optische Schalter.

Allgemein ist eine niedrige Einfügedämpfung gefordert, die für alle Kanäle gleich ist. Sie soll unabhängig von der Wellenlänge und Polarisation des Lichts sein. Das Licht darf nicht auf andere Kanäle überkoppeln (Übersprechen, Nebensprechen). Rückreflexionen in die Eingangsfasern sind zu vermeiden, um die Laserquellen in ihrer Funktion nicht zu beeinträchtigen.

Die Anforderungen an Abschwächer und die Lichtauskopplung sind in den meisten Punkten äquivalent. Es ist eine niedrige Einfügedämpfung, eine geringe Abhängigkeit von Polarisation und Wellenlänge, sowie eine hohe Rückflussdämpfung gefordert. Für Abschwächer in optischen Netzen wird eine Auflösung der Dämpfung von 0,5 dB benötigt (vgl. Kapitel 1).

#### 3.2 Optische Schalter

Dieser Abschnitt orientiert sich in seiner Systematik sowohl der bekannten als auch eigenen Entwicklungen an den möglichen Schaltprinzipien, der Art der bewegten Teile und den Kennwerten für Schaltprinzipien. Ihren Ausdruck findet die Systematik in Tabelle (Tabelle 3.2). Bei der hier verwendeten Einteilung wird zwischen Schaltern mit mechanisch bewegten Bau-

**Tabelle 3.1:** Anforderungen an optische Schalter [40]

Eigenschaft	Mindestanforderung	Zielwert
Wellenlängenbereich	1260...1360 und 1480...1580 nm	
Einfügedämpfung IL bei $N$ Kanälen	$N = 2$ IL $\leq 1,0$ dB	IL $\leq 0,5$ dB
	$N = 4$ IL $\leq 2,0$ dB	IL $\leq 1,0$ dB
	$N = 8$ IL $\leq 3,0$ dB	IL $\leq 1,5$ dB
Gleichförmigkeit der Dämpfung bei mehreren Ausgangskanälen	$N = 2$ $U \leq 0,5$ dB	$U \leq 0,2$ dB
	$N = 4$ $U \leq 1,0$ dB	$U \leq 0,4$ dB
	$N = 8$ $U \leq 1,5$ dB	$U \leq 0,6$ dB
Polarisationsabhängigkeit der Dämpfung	$N = 2$ PDL $\leq 0,2$ dB	
	$N = 4$ PDL $\leq 0,3$ dB	
	$N = 8$ PDL $\leq 0,4$ dB	
Wellenlängenabhängigkeit der Dämpfung	$N = 2$ WDL $\leq 0,2$ dB	
	$N = 4$ WDL $\leq 0,3$ dB	
	$N = 8$ WDL $\leq 0,4$ dB	
Wiederholgenauigkeit der Dämpfung	100 Schaltzyklen $\Delta$ IL $\leq 0,25$ dB	
Übersprechen	$C \geq 60$ dB	
Nebensprechen	$D \geq 50$ dB	$D \geq 60$ dB
Rückflussdämpfung	RL $\geq 50$ dB	RL $\geq 60$ dB
Schaltzeit	$t \leq 20$ ms	$t \leq 10$ ms
Einfluss von Steuerspannungsschwankungen ( $\pm 10\%$ )	Alle optischen Kennwerte innerhalb der hier genannten Anforderungen	

**Tabelle 3.2:** Prinzipien für optische Schalter

Schaltprinzip	Art der bewegten Teile / Physikalisches Prinzip
Mechanisch	Schalter mit bewegten Fasern (Faserschalter)
	Schalter mit bewegten reflektierenden Komponenten (Spiegelschalter)
	Schalter mit bewegten Linsen (Linsenschalter)
	Schalter mit bewegten Wellenleitern (Wellenleiterschalter)
Nichtmechanisch	Schalter mit brechzahlangepasstem Fluid
	Integriert optische Schalter
	Flüssigkristall-Schalter
	Elektroholographie (in Forschung)
	Elektronisch geschaltete Fiber Bragg Gratings (in Forschung)
Hologramme in Kombination mit Flüssigkristallen (in Forschung)	

teilen (mechanisches Schaltprinzip) und Schaltern ohne bewegte Teile (nichtmechanisches Schaltprinzip) unterschieden. Die Schalter mit bewegten Teilen sind weiter untergliedert nach der Art der bewegten Teile. Bei den nichtmechanischen Schaltern erfolgt die Unterteilung aufgrund des physikalischen Prinzips des Schaltvorgangs.

Die Diskussion der prinzipiellen Lösungen erfolgt losgelöst von der Herstelltechnologie, der Art der Aktoren und der Realisierung der Freistrahlausbreitung. In Fällen mit sehr

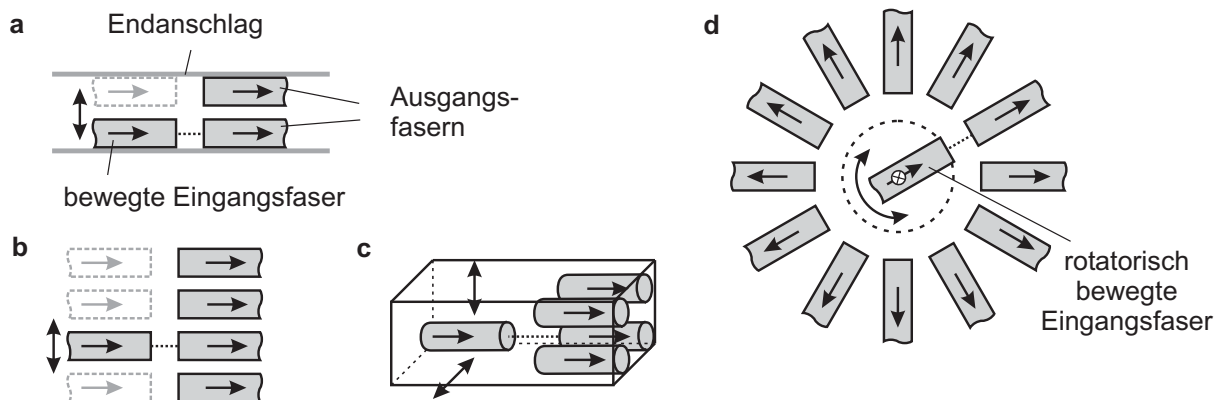


nahe liegenden oder technisch interessanten Lösungen sind diese mit angegeben. Abschließend erfolgt im Abschnitt 3.2.10 ein Vergleich der Schaltprinzipien bezüglich ihrer optischen Eigenschaften.

### 3.2.1 Faserschalter

In Faserschaltern wird die Freistrahlausbreitung angewendet, d. h. das Licht breitet sich zwischen der Auskopplung aus der Eingangsfaser und Einkopplung in die Ausgangsfaser im freien Raum aus. Die Strahlenkung erfolgt durch das Zueinanderbewegen der einzelnen Fasern.

Die kleinste Schalteinheit bilden 1x2-Faserschalter (Abbildung 3.1 a). Die bewegbare Eingangsfaser wird vor die gewünschte feststehende Ausgangsfaser bewegt. Bei dieser Anordnung ist eine einfache Positionierung der Fasern durch die Verwendung von Endanschlägen möglich.



**Abbildung 3.1:** 1xN-Faserschalter: **a** 1x2-Schalter mit Endanschlägen; **b** 1x4-Schalter; **c** 1x4-Schalter mit Endanschlägen durch eine „Vierkantrohr“-Struktur; **d** Rotatorischer 1x12-Schalter.

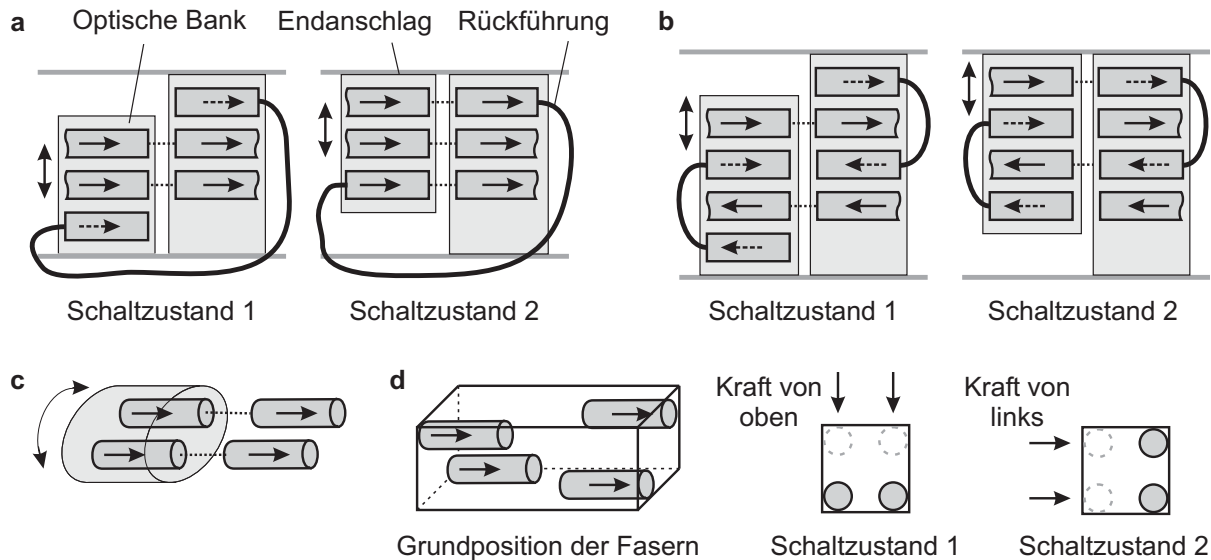
Als Antrieb eignen sich z. B. bistabile Hubmagnete, die die Faser mit Hilfe eines Schiebers bewegen [43, 44], oder elektrostatische Aktoren, in denen die Faser mit Hilfe einer Parallelführung bewegt wird [45]. Verwendet man metallisierte Fasern, dann ist die Faserbewegung ohne weitere Komponenten durch elektrostatische oder elektromagnetischen Feldkräfte möglich [46, 47, 48].

Durch das Hinzufügen von zwei weiteren Ausgängen zum 1x2-Faserschalter erhält man 1x4-Faserschalter (Abbildung 3.1 b). Generell entfällt hierbei die einfache Positionierung durch die Verwendung von Endanschlägen. Ein an der Universität Dortmund entwickelter Schalter umgeht das Problem durch die Positionierung der Fasern in V-förmigen Gruben (V-Gruben). Für den Schaltvorgang sind zwei (thermomechanische) Aktoren notwendig. Der erste senkt die V-Gruben so weit ab, dass die Fasern frei stehen. Der zweite Aktor bewegt die Eingangsfaser zur Ausgangsfaser, anschließend werden wieder alle Fasern durch das Anheben der V-Gruben positioniert [49].

Eine weitere Möglichkeit der Verwendung von Endanschlügen für die Faserpositionierung in 1x4-Faserschalter bietet die in dieser Arbeit entwickelte dreidimensionale Anordnung, in der die Fasern in die Ecken einer „Vierkantrohr“-Struktur gedrückt werden (Abbildung 3.1 c).

Durch eine kreisförmige Anordnung der Ausgangsfasern, in der die Eingangsfaser rotatorisch, z.B. durch einen Schrittmotor bewegt wird, wurden Schalter mit Kanalzahlen bis 1x100 aufgebaut (Abbildung 3.1 d) [50].

Die Realisierung von 2x2-Faserschalter mit Hilfe einer Faser-Rückführung zeigt Abbildung 3.2 a und b [51]. Hierbei sind die Fasern auf der linken Seite fest auf einem gemeinsam bewegten Träger angeordnet, der mit Hilfe von Endanschlügen einfach positionierbar ist. Ein Nachteil ist, dass für das Prinzip aus Abbildung 3.2 a im Schaltzustand 2 für einen Kanal aufgrund der Faserrückführung die Freistrahlausbreitungsstrecke zweimal durchlaufen wird, wodurch die Dämpfung nicht gleichförmig ist. In der Anordnung aus Abbildung 3.2 b ist die Dämpfung für beide Kanäle gleich groß, jedoch in dem Schaltzustand 2 doppelt so hoch wie im Schaltzustand 1.

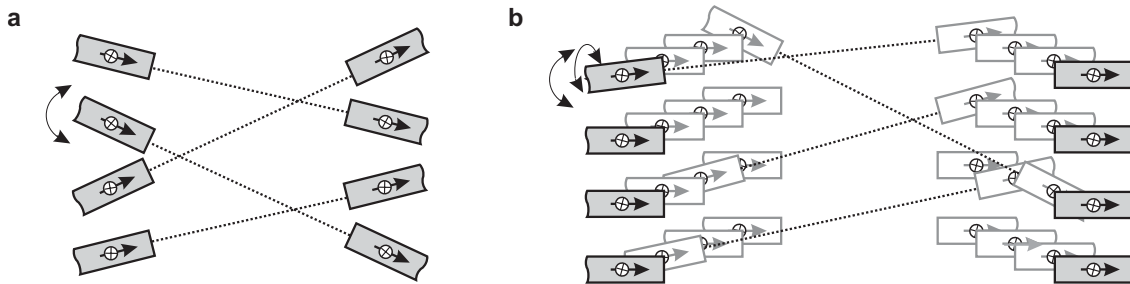


**Abbildung 3.2:** 2x2-Faserschalter: **a** Mit einer Rückführung; **b** Mit zwei Rückführungen; **c** Rotatorischer 2x2-Schalter; **d** 2x2-Schalter mit Endanschlügen.

In Abbildung 3.2 c ist ein rotatorischer 2x2-Faserschalter gezeigt, bei dem beide Fasern gleichzeitig bewegt werden. Die bereits vorgestellte entwickelte dreidimensionale Anordnung, in der die Fasern in die Ecken einer Vierkantrohr-Struktur gedrückt werden, eignet sich auch zur Realisierung von 2x2-Faserschaltern (Abbildung 3.2 d). Für die Faserbewegung sind entweder zwei Aktoren mit Schiebern notwendig, oder es werden metallisierte Fasern verwendet, die durch elektrostatische oder elektromagnetische Feldkräfte angezogen werden.

Bei den bisher aufgeführten Faserschaltern stehen Eingangs- und Ausgangsfasern in sehr geringem Abstand gegenüber. In den nächsten beiden Prinzipien wird eine größere Strahldistanz benötigt, die nur mit Linsen zur Strahlkollimierung realisierbar ist.

In Abbildung 3.3 a ist eine zweidimensionale Anordnung dargestellt, in der sich die Fasern zueinander drehen. Mit der in Abbildung 3.3 b vorgestellten dreidimensionalen Anordnung

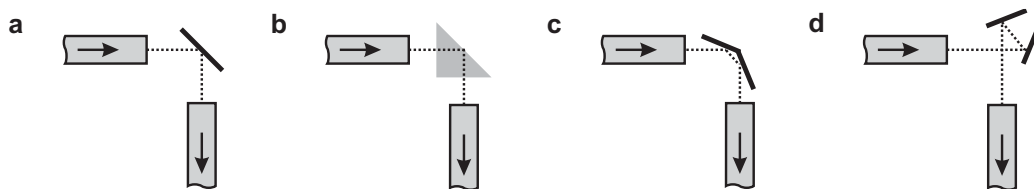


**Abbildung 3.3:** Faserschalter mit drehbaren Fasern: **a** 4x4-Faserschalter mit einer Drehachse; **b** 16x16-Faserschalter mit zwei Drehachsen.

der Fasern, bei der die Fasern um zwei Achsen drehbar sind [52], wurden bereits 576x576-Schalter demonstriert [53].

### 3.2.2 Spiegelschalter

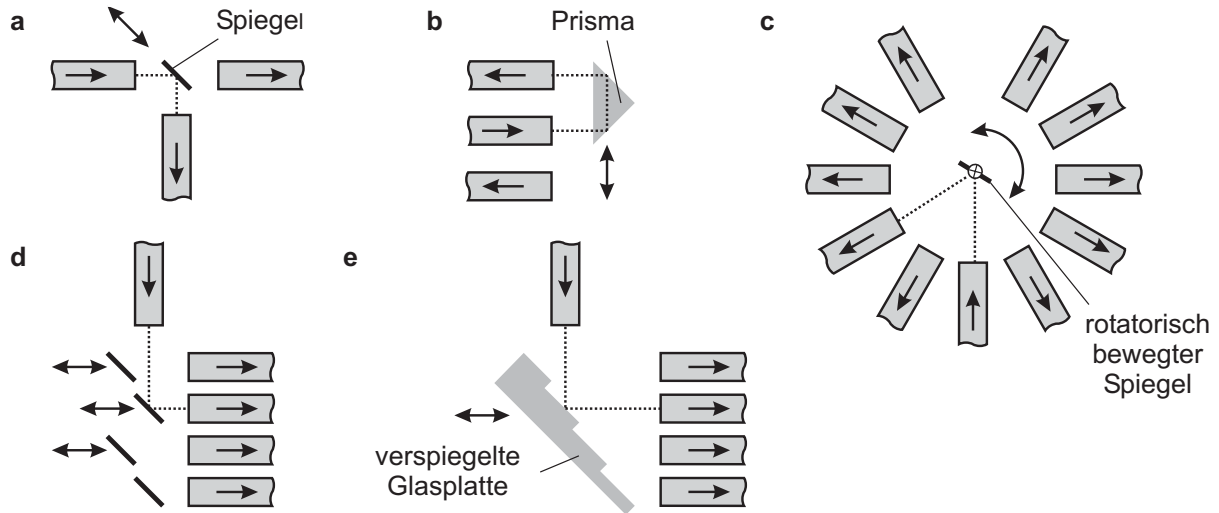
Bei den Spiegelschaltern sind die Fasern fest angeordnet und die ausgekoppelten Lichtstrahlen werden mit Hilfe von strahlumlenkenden Elementen in die Ausgangsfasern gelenkt. Für die Strahlumlenkung eignen sich Spiegel, die innere Reflexion am Prisma oder Doppelspiegel (Abbildung 3.4). Als Doppelspiegel werden zwei Spiegel bezeichnet, die zueinander im 135°- oder 45°-Winkel angeordnet sind und eine definierte 90°-Strahlumlenkung unabhängig vom Einfallswinkel des Lichts ermöglichen.



**Abbildung 3.4:** Möglichkeiten für eine Strahlumlenkung: **a** Spiegel; **b** Innere Reflexion am Prisma; **c, d** 90°-Umlenkung über Doppelspiegel.

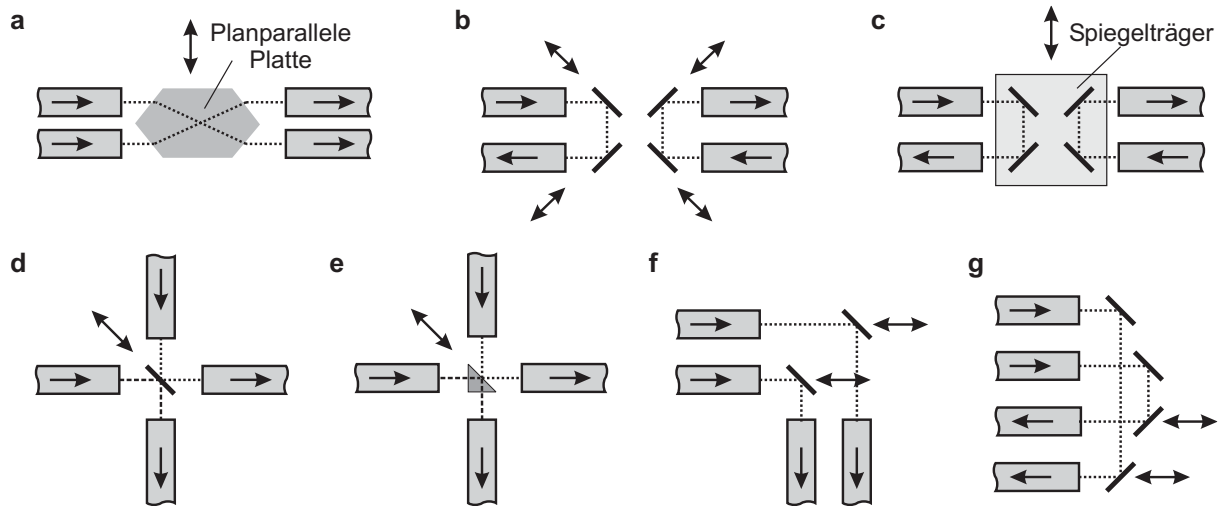
Die im Folgenden gezeigten Schaltprinzipien verwenden maximal zwei Strahlumlenkungen für einen Lichtpfad, da ansonsten die Verluste und der Aufwand zur genauen Positionierung der Strahlumlenkungen überproportional ansteigen. Für eine übersichtlichere Darstellung beträgt der Umlenkungswinkel in allen Schaltprinzipien 90°. Kleinere Umlenkungswinkel führen bei der Verwendung von Spiegeln zu einer geringeren Polarisationsabhängigkeit.

1x2-Spiegelschalter lassen sich mit Umlenkspiegel oder mit einer Prismenumlenkung realisieren (Abbildung 3.5 a und b). Einen 1xN-Spiegelschalter mit einer kreisförmigen Anordnung der Fasern und einem drehbaren Spiegel im Kreismittelpunkt zeigt Abbildung 3.5 c [54]. Ein 1x4-Schalter mit einem bewegten Strahlableitungselement pro Ausgang ist in Abbildung 3.5 d dargestellt. Die gleiche Anordnung mit nur einem Strahlableitungselement enthält Abbildung 3.5 e. Um den Aktorstellweg zu verkürzen, wird ein Spiegel mit einem stufenförmigen Profil verwendet, der sich z. B. durch Aufeinanderlegen verspiegelter Glasplatten gleicher Dicke realisieren lässt.



**Abbildung 3.5:** 1xN-Spiegelschalter: **a** 1x2-Schalter; **b** 1x2-Schalter mit Prisma; **c** 1x10-Schalter; **d, e** 1x4-Schalter.

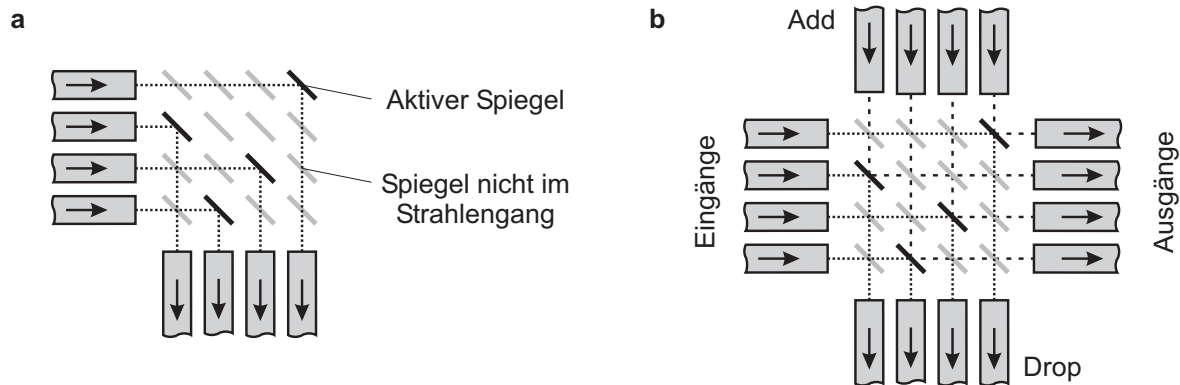
Verschiedene Konzepte für 2x2-Spiegelschalter sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Bei der in Abbildung 3.6 d vorgestellten kreuzförmigen Anordnung der Fasern muss die Spiegeldicke möglichst klein sein, um den Strahlversatz zu minimieren [55, 56]. Setzt man an die Stelle des Spiegels ein Prisma, bei dem die lange Seite verspiegelt und die kurzen Seiten entspiegelt sein müssen, tritt kein Strahlversatz auf (Abbildung 3.6 e).



**Abbildung 3.6:** 2x2-Spiegelschalter: **a** Umlenkung mit planparalleler Platte; **b** Umlenkung über einzeln bewegte Spiegel; **c** Umlenkung über gemeinsam bewegte Spiegel; **d, e** Kreuzförmige Anordnung mit Spiegel oder Prisma; **f** Umlenkung über jeweils einen Spiegel; **g** Umlenkung über jeweils zwei Spiegel.

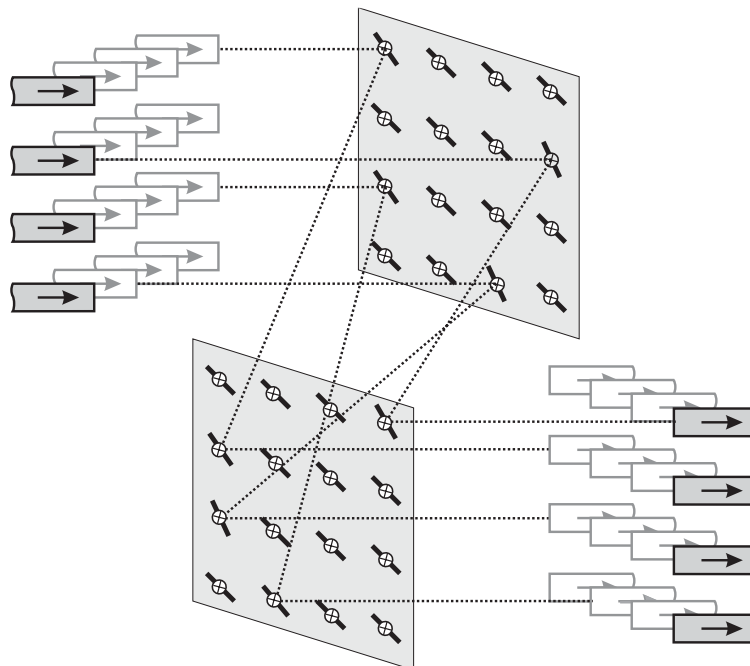
Eine 2D-Anordnung für größere Schaltmatrizen von 4x4 bis 16x16 ist in Abbildung 3.7a dargestellt. In jedem Kreuzungspunkt der Lichtstrahlen befindet sich ein Spiegel [57, 58],

bzw. ein Doppelspiegel [59], der bei Bedarf im Strahlengang positioniert wird. Die in Abbildung 3.7 b dargestellte Anordnung wird für Add/Drop-Anwendungen verwendet.



**Abbildung 3.7:** 2D-Spiegelschalter: **a** 4x4; **b** 8x8.

Ein Schaltprinzip mit Kanalzahlen bis 1000x1000 erreicht man durch eine 3D-Anordnung der Fasern (Abbildung 3.8). In diesem Fall erfolgt die Strahlumlenkung über zwei Spiegelarrays mit in zwei Freiheitsgraden bewegbaren Spiegeln [60].

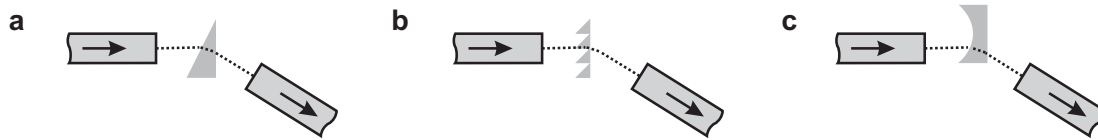


**Abbildung 3.8:** 3D-Spiegelschalter (16x16) mit in zwei Freiheitsgraden bewegbaren Spiegeln.

### 3.2.3 Linsenschalter

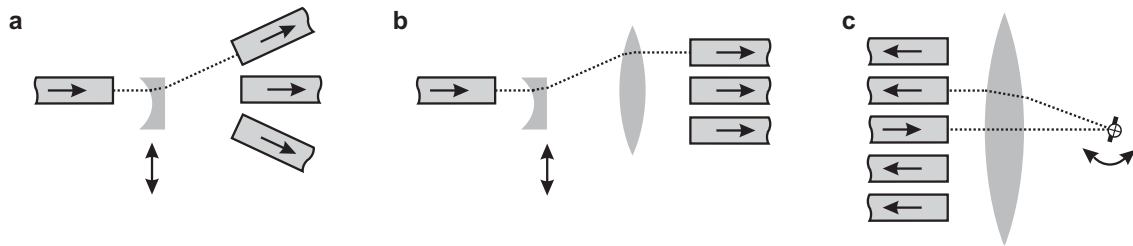
In Linsenschaltern sind die Fasern wie in Spiegelschaltern fest angeordnet und die ausgekoppelten Lichtstrahlen werden mit Hilfe von strahlablenkenden Elementen – z. B. Prismen,

Linsen oder Beugungsgitter – in die Ausgangsfasern gelenkt (Abbildungen 3.9). Verwendet man zur Strahllenkung Linsen, dann ist es möglich, diese gleichzeitig für die Strahlkollimierung zu nutzen.



**Abbildung 3.9:** Möglichkeiten für eine Strahlablenkung: **a** Prisma; **b** Beugungsgitter (*grating*); **c** Linse.

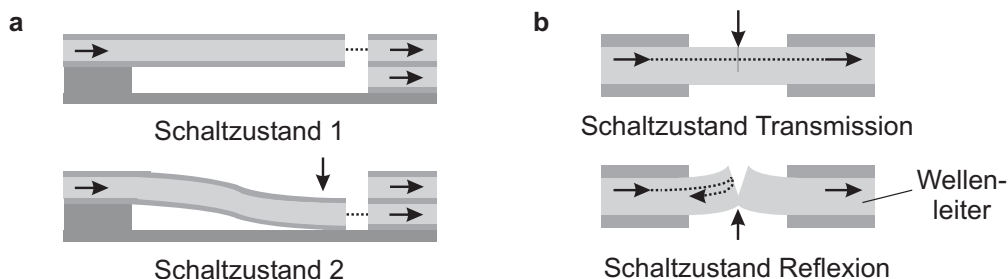
Mögliche Realisierungen von Linsenschaltern sind in den Abbildungen 3.10 a und b am Beispiel von 1x3-Schaltern [61, 62], sowie in 3.10 c am Beispiel eines 1x4-Schalters [63] gezeigt. Ein 4x4-Schalter mit der Faseranordnung aus Abbildung 3.7 a wurde von der Fa. Piezosystem Jena mit Hilfe von Prismen zur Strahlablenkung entwickelt [64].



**Abbildung 3.10:** Linsenschalter: **a, b** 1x3-Schalter; **c** 1x4-Schalter mit Umlenkspiegel und Linse zur Strahllenkung.

### 3.2.4 Wellenleiterschalter

In Wellenleiterschaltern wird das Licht in optischen Wellenleitern geführt, die zum Teil bewegbar ausgeführt sind. In Abbildung 3.11 a ist ein 1x2-Schalter ähnlich einem Schalter mit bewegter Faser gezeigt, mit dem Unterschied, dass hier der Wellenleiter bewegt wird [65].

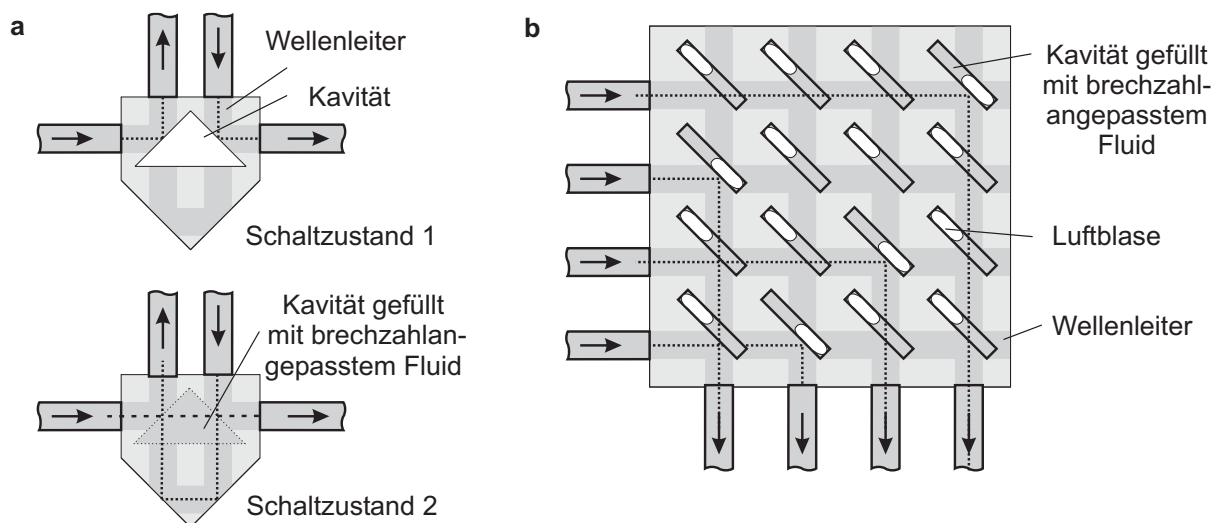


**Abbildung 3.11:** Schalter mit bewegten Wellenleitern: **a** 1x2-Schalter; **b** Lichtführung in teildurchtrennten Wellenleitern: Schaltzustand Transmission durch Zusammendrücken, Schaltzustand Reflexion durch Auseinanderdrücken des Wellenleiters.

Das in Abbildung 3.11 b dargestellte Prinzip nutzt die Faser- und Wellenleiteranordnung aus Abbildung 3.12 b. Anstelle der Kavitäten sind die optischen Wellenleiter an den Kreuzungspunkten an der Oberseite zur Hälfte durchtrennt, so dass durch Drücken des Wellenleiters von oben der Luftspalt geschlossen wird und das Licht transmittiert, während durch Drücken des Wellenleiters von unten der Spalt auseinanderklafft und das Licht durch innere Totalreflexion reflektiert und dadurch umgelenkt wird [66, 67].

### 3.2.5 Schalter mit fluidisch angepasster Brechzahl

In Schaltern mit fluidisch angepasster Brechzahl wird das Licht in optischen Wellenleitern geführt, die durch Kavitäten im  $45^\circ$ -Winkel unterbrochen sind. Eine Füllung der Kavitäten mit Luft lenkt das Licht aufgrund der inneren Totalreflexion ab. Füllt man die Kavitäten mit einem an die Brechzahl der Wellenleiter angepasstem Fluid (*index matching oil*), so ist die Kavität transparent und das Licht kann ungehindert passieren. In Abbildung 3.12 a ist ein 2x2-Schalter dargestellt [68], in 3.12 b ein 4x4-Schalter. Für die technische Realisierung der Füllung mit Luft oder einem Fluid gibt es zwei Möglichkeiten: In Thermokapillar-Saltern ist die Luftblase dauerhaft im System und wird in der Kavität durch örtliche Beheizung verschoben [69]. Bubble-Jet-Salter nutzen eine Technologie ähnlich der Tintendrucktechnik, bei der durch Beheizen eine Luftblase entsteht [70].

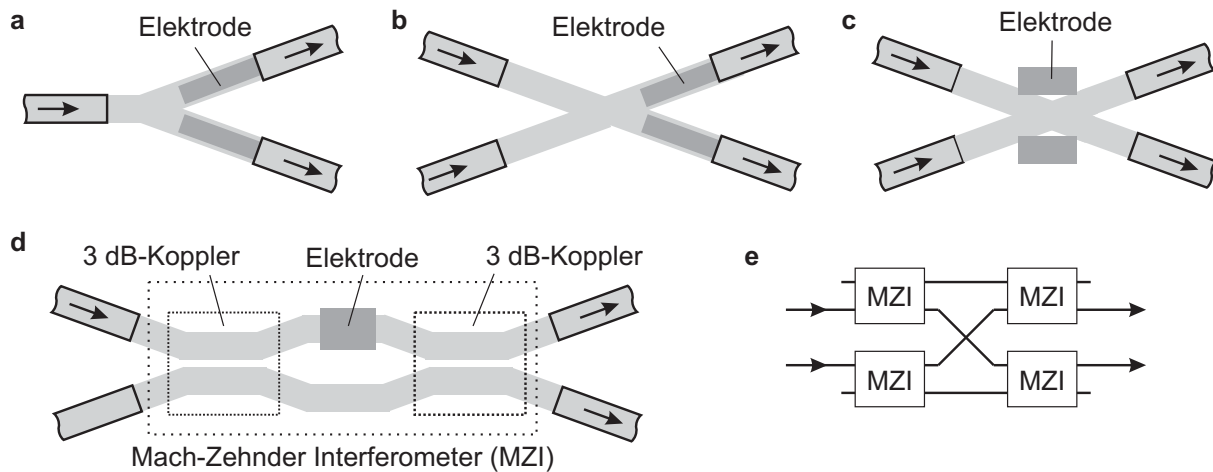


**Abbildung 3.12:** Schalter mit fluidisch angepasster Brechzahl: **a** 2x2-Schalter; **b** 4x4-Schalter.

### 3.2.6 Integriert optische Schalter

In integriert optischen Schaltern wird das Licht ebenfalls in optischen Wellenleitern geführt. Das Umschalten erfolgt durch externe Felder an X- oder Y-förmigen Wellenleiterkreuzungen. Die an integrierten Elektroden angelegten Felder bewirken eine elektro-optisch oder thermo-optisch induzierte Änderung der Brechzahl des Wellenleiters, wodurch sich die Modenausbreitung im Kreuzungsbereich verändert. Eine Änderung der Vorzugsrichtung einer

bestimmten im Wellenleiter geführten Mode kann zusätzlich durch eine asymmetrische Änderung der Ausbreitungskonstanten in den verschiedenen Zweigen, in Kombination mit einer Asymmetrie des Kreuzungspunktes erreicht werden. In Abbildung 3.13 a und b sind sogenannte *digital optical switch* (DOS) dargestellt [71, 72], in 3.13 c ein als X-Schalter bezeichneter 2x2-Schalter [73]. Auf diesen Prinzipien basierend wurden bereits 16x16-Schalter in Form von zusammengesetzten Schaltmatrizen demonstriert (siehe Abschnitt 3.2.9) [74].



**Abbildung 3.13:** Integriert optische Schalter: **a** 1x2-DOS; **b** 2x2-DOS; **c** X-Schalter (2x2); **d** MZI verwendet als 1x2-Schalter; **e** 2x2-Schalter gebildet aus vier MZI.

2x2-Schalter lassen sich aus vier zusammengesetzten Mach-Zehnder-Interferometern (MZI) realisieren (Abbildung 3.13 e). Die MZI besitzen zwei Koppelstellen, die als 3 dB-Koppler ausgelegt sind (Abbildung 3.13 d). Durch den geringen räumlichen Abstand der Wellenleiter in der Koppelstelle kommt es zur überlagerten Ausbreitung der Signale, d. h. 50 % der optischen Leistung verbleiben im Wellenleiter, die anderen 50 % koppeln in den benachbarten Wellenleiter ein. Für den Schaltvorgang wird mindestens in einem Zweig des MZI die Brechzahl verändert, wodurch dieser als Phasenschieber wirkt. Nach der zweiten Koppelstelle kommt es aufgrund konstruktiver und destruktiver Interferenz in den Ausgängen wieder zur Signaltrennung.

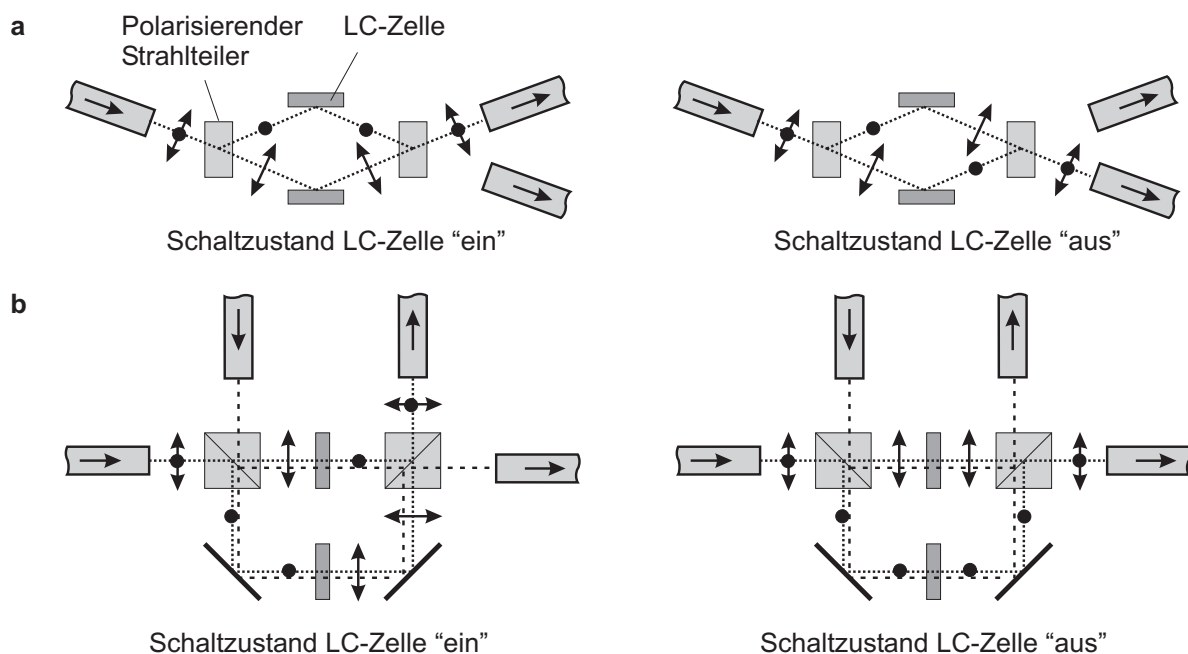
Ein MZI lässt sich als Ein/Aus- oder 1x2-Schalter verwenden. Die Phasenverschiebung kann durch elektro-optisch oder thermo-optisch induzierte Felder erfolgen [75]. Bei der elektro-optisch induzierten Brechzahländerung der Wellenleiter liegt die Schaltzeit im ns-Bereich, die Schaltzeit der thermo-optisch induzierten Brechzahländerung im ms-Bereich.

Ein großer Nachteil integriert optischer Schalter ist die geringe Übersprechdämpfung und ihre Polarisationsabhängigkeit. Die Ursache hierfür ist der nicht kreissymmetrischen Aufbau der Lichtwellenleiter, so dass die Strahlausbreitung abhängig von der Polarisation ist. Hierdurch ist die Phasengeschwindigkeit verschieden groß und die Schaltelemente weisen eine unterschiedliche Koppelstärke auf. Die Polarisationsabhängigkeit integriert optischer Schalter ist für den DOS am geringsten [76].



### 3.2.7 Flüssigkristallschalter

Auf der Basis der Freistrahlausbreitung lassen sich 1x2- und 2x2-Schalter mit polarisierenden Strahlteilern und Flüssigkristallzellen realisieren (Abbildung 3.14). Das einfallende Licht wird in Strahlteilern in senkrecht zueinander polarisierte Lichtstrahlen aufgeteilt. Die polarisierten Lichtstrahlen werden jeweils auf herkömmliche *liquid crystals* (LC) oder *ferroelectric liquid crystals* (FLC) geleitet, die je nach Bauart reflektierend oder transmittierend ausgeführt sein können. Abhängig vom Schaltzustand der Flüssigkristallzellen bleibt hierbei die Polarisationsrichtung erhalten oder sie wird gedreht. Am Ende werden die polarisierten Lichtstrahlen wieder in einem zweiten Strahlteiler vereinigt [77, 78].



**Abbildung 3.14:** Flüssigkristallschalter mit Freistrahloptik: **a** 1x2-Schalter; **b** 2x2-Schalter.

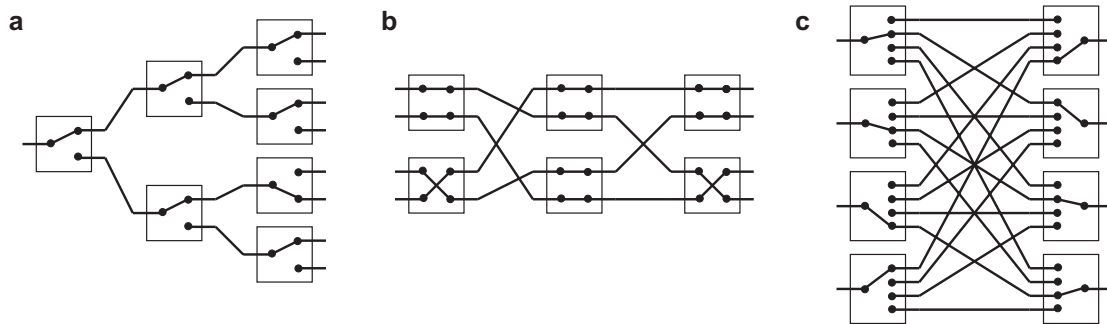
### 3.2.8 Sonstige Schaltprinzipien

Gegenstand der Forschung sind neben den bislang beschriebenen Schaltprinzipien das Schalten durch Elektroholographie, elektronisch geschaltete *fiber bragg gratings* [79], sowie auf Hologramm-Basis mit Flüssigkristallen geschaltete 8x8-Schalter [80].

### 3.2.9 Zusammengesetzte Schaltmatrizen

Einige gezeigte Schaltprinzipien ermöglichen nur eine begrenzte Kanalzahl. Um trotzdem größere Kanalzahlen zu erreichen, lassen sich die einzelnen Schalter zu Schaltmatrizen zusammensetzen. Abbildung 3.15 zeigt Schaltmatrizen, die aus 1x2-, 2x2- und 1x4-Schalter zusammengesetzt sind. In Abbildung 3.15 a ist z. B. ein 1x8-Schalter dargestellt, der aus sieben 1x2-Schaltern zusammengesetzt wird. Durch die Aneinanderreihung – im Beispiel durchläuft

das Licht drei Schalter – addieren sich die Verluste der einzelnen Schalter. Zusammengesetzte Schaltmatrizen eignen sich besonders gut für integriert optische Schalter [76].



**Abbildung 3.15:** Zusammengesetzte Schaltmatrizen: **a** 1x8-Schalter aufgebaut aus 1x2-Schaltern; **b** 4x4-Schalter gebildet aus 2x2-Schaltern; **c** 4x4-Schalter zusammengesetzt aus 1x4-Schaltern, die 1x4-Schalter lassen sich auch jeweils durch drei 1x2-Schalter realisieren.

### 3.2.10 Auswahl und Kennwerte der Schaltprinzipien

Hauptkriterium für die Auswahl eines Schaltprinzips sind die erreichbaren optischen Eigenschaften. Weitere Kriterien sind die Kanalzahl, die erforderliche Positioniergenauigkeit der Aktoren, eine Nutzung von Endanschlüssen zur einfacheren Positionierung und die Technologie zur Herstellung. Weiterhin ist es von Bedeutung, von welcher Seite eine Zuführung der Fasern an das Schaltmodul erfolgen kann. In Tabelle 3.3 sind die Kanalzahl und optische Eigenschaften aktueller Produkte und Forschungsarbeiten zum Vergleich aufgeführt.

**Tabelle 3.3:** Produktvergleich verschiedener Schaltprinzipien; (WDL@1310–1650 nm)

Schaltprinzip	Abb.	IL dB	PDL dB	WDL dB	CT dB	RL dB	$t$ ms
2x2-Faserschalter mit Rückführung [51]	3.2	1,2	0,05	?	80	55	5
16x16-Schalter mit drehbaren Fasern [52]	3.3 b	1,2	0,05	0,2	50	50	10
2x2-Spiegelschalter [55]	3.6 d	0,9	0,1	?	50	50	1
4x4-Spiegelschalter mit Prismen [64]	3.7 a	1,5	0,1	?	70	50	2
238x238-Spiegelschalter [60]	3.8	2	0,1	?	40	?	?
16x16-Thermokapillar-Schalter [81]	3.12 b	3	0,4	0,5	40	40	50
32x32-Bubble-Jet-Schalter [82]	3.12 b	7,5	0,3	0,3	50	50	10
32x32-Wellenleiter-Schalter [67]	3.11 b	11,7	?	?	30	?	0,1
2x2-Schalter, thermo-optisch mit MZI [75]	3.13 e	3	0,5	?	35	40	3
8x8-Schalter, thermo-optisch mit MZI [75]		8	0,5	?	40	40	3
2x2-Schalter, elektro-optisch [83]	3.13 b	1,2	0,2	0,2	45	50	400 ns
8x8-Schalter, elektro-optisch [84]		10	?	?	30	45	100 ns
2x2-Flüssigkristall-Schalter (C-Band) [77]	3.14 b	1	0,1	?	40	45	4

Anhand der Entwicklung der Produkte sind mehrere Trends erkennbar:

- Die hohen Anforderungen bezüglich des Kanalübersprechens aus dem Bereich der Telekommunikation können bisher nur die mechanischen Schaltprinzipien – Faser-, Spiegel-, Linsen-, und Wellenleiterschalter – sowie die Schalter mit fluidisch angepasster Brechzahl erfüllen.
- Aufgrund der zu bewegenden Komponenten der mechanischen Schaltprinzipien liegen die Schaltzeiten im Bereich 1...20 ms, die der Schalter mit fluidisch angepasster Brechzahl im Bereich 10...50 ms. Schaltzeiten im ns-Bereich bieten elektro-optische Schalter, allerdings ist hier das Kanalübersprechen noch relativ hoch.
- Die Einfügedämpfung von mechanischen Schaltern mit maximal zwei Kanälen liegt zwischen 0,5 und 1,2 dB, für größere Kanalzahlen zwischen 2 und 5 dB (die Zahlenwerte sind das Resultat einer umfassenden Produktrecherche).
- Mechanische Schalter für kleine Kanalzahlen werden durch feinwerktechnische oder mikrotechnische Fertigungsverfahren hergestellt. Für große Kanalzahlen sind bisher ausschließlich mikrotechnisch hergestellte Schalter etabliert. Für Schalteinheiten bis 16x16 eignen sich besonders 2D-Spiegelschalter aufgrund der einfachen Spiegelpositionierung, für noch größere Kanalzahlen ist der Übergang zu 3D-Spiegelschaltern notwendig, allerdings ist hier der Aufwand für die Steuerung der zweidimensionalen Spiegelauslenkung höher [85].

### 3.3 Optische Abschwächer

Optische Abschwächer lassen sich unterteilen in Abschwächer mit fest eingestellter Dämpfung und in variable optische Abschwächer. Die Abschwächung kann in der Glasfaser, in optischen Wellenleitern oder innerhalb einer Freistrahlausbreitungsstrecke erfolgen. Prinzipielle Lösungen zur Realisierung einer Abschwächung sind die Fehleinkopplung, reduzierte Modenführung und Abschattung oder Absorption. Eine Übersicht ist in Tabelle 3.4 und in Abbildung 3.16 dargestellt.

Im Folgenden sind einige der vorgestellten Prinzipien ausführlicher zu kommentieren:

Integriert optische Abschwächer basieren auf der Führung des Lichts in optischen Wellenleitern. Durch eine Änderung der Brechzahl (induziert durch thermische oder elektrische Felder) wird eine Verschlechterung der Wellenführung und damit eine Abschwächung ohne Verwendung bewegbarer Teile erreicht. Eine lineare Abschwächung proportional der Ansteuerung ist möglich (Abbildung 3.16 g).

Eine variable Abschwächung durch destruktive Interferenz zeigt Abbildung 3.16 k. Hier wird der Lichtstrahl jeweils zur Hälfte auf eine bewegbare und eine feststehende Platte gelenkt. Im Grundzustand beträgt der Abstand der beiden Platten  $z$  eine Wellenlänge. Wird der Plattenabstand verringert, z.B. auf dreiviertel der Wellenlänge, so überlagern sich die an den Platten reflektierenden Lichtstrahlen und löschen sich durch destruktive Interferenz aus [86].

Tabelle 3.4: Prinzipien für optische Abschwächer.

Prinzip der Abschwächung	Festwert	Variabel
<b>Fehleinkopplung</b>		
Definiert schlecht zusammengespleißte Faserenden	+	-
Fehlausrichtung der Fasern (Versatz, Lücke, Fehlwinkel)	+	+
Fehlausrichtung der Strahlenkung (Spiegel, Glasplatte)	+	+
<b>Reduzierte Modenführung</b>		
Enges Aufrollen der Faser	+	o
Änderung der Brechzahl des Wellenleiters	o	+
<b>Abschattung/Absorption</b>		
Abschwächung durch Filter (Graufilter, Graukeil, LC-Display)	+	+
Abschattung durch Blenden	+	+
Abschwächung durch Interferenz	+	+

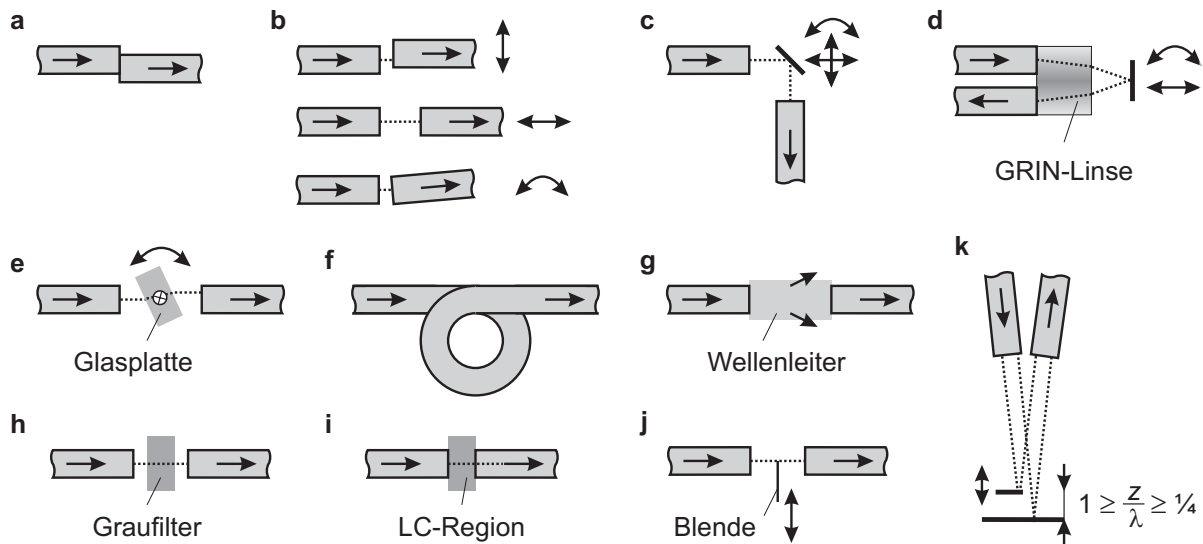
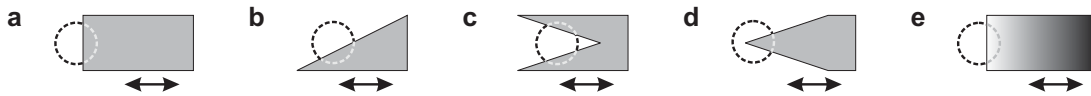


Abbildung 3.16: Prinzipien für optische Abschwächer: **a** Definiert schlecht gespleißte Faserenden; **b** Fehlausrichtung der Fasern (Versatz, Lücke, Fehlwinkel); **c-e** Fehlausrichtung der Strahlenkung; **f** Eng aufgerollte Faser; **g** Brechzahländerung des Wellenleiters; **h** Filter; **i** LC-Display; **j** Blende; **k** Interferenz.

Die Abschwächung durch eine Absorption an Filtern oder eine Abschattung mit Blenden [87] zeigt Abbildung 3.16 h und j. Alternativ ist der Einsatz von Flüssigkristallen möglich (Abbildung 3.16 i) [88].

Blenden zeichnen sich durch ihren einfachen Aufbau aus. Die Dämpfung entsteht zum Einen durch die Abschattung des Gaußstrahls und zusätzlich durch die nicht an die Faser angepasste Intensitätsverteilung. Abbildung 3.17 zeigt verschiedene Blendenformen.

Die Funktion der ersten beiden Blenden ist prinzipiell gleich, jedoch bietet die schräge Form den Vorteil einer kleineren Dämpfungsänderung pro definiertem Blendenvorschub.



**Abbildung 3.17:** a-d Verschiedene Blendenformen; e Graukeil-Filter mit kontinuierlicher Transmissionsänderung.

Eine Blende, die eine lineare Dämpfung über den Aktorstellweg erzeugen soll, ist in Abbildung 3.17c dargestellt [89]. Die Blendenform aus Abbildung 3.17d soll eine Dämpfung unabhängig von der Polarisierung des Lichts bewirken [90]. Allgemein ist bei der Verwendung von Blenden zu berücksichtigen, dass das durch die Blende reflektierte Licht nicht wieder in die Eingangsfaser eingekoppelt wird. Eine ausführliche Diskussion der Abschwächung von Blenden erfolgt in Kapitel 5.

Eine Übersicht über kommerziell erhältliche Abschwächer ist in Tabelle 3.5 zusammengestellt.

**Tabelle 3.5:** Produktvergleich für variable optische Abschwächer (Wellenlängenbereich 1530...1570 nm; WDL und PDL bei einer Abschwächung von 10 dB)

Abschwächung	IL dB	Bereich dB	PDL dB	WDL dB	RL dB	$t$ ms
Tischgerät mit Graukeil-Filter [91]	2,5	0...60	0,1	?	60	?
Abschattung durch einseitige Blende [92]	0,8	0...45	0,15	0,5	50	2
Bewegter Umlenkspiegel [93]	0,8	0...40	0,2	0,3	45	20
Abschwächung durch Flüssigkristall [77]	1,0	0...30	0,2	0,3	45	2
Integriert thermo-optisch [94]	0,2	0...40	0,2	0,3	60	500
Integriert elektro-optisch [94]	0,2	0...25	0,2	0,3	50	1
2x2-Schalter+VOA, elektro-optisch [83]	1,6	0...20	0,2	?	50	400 ns

Anhand der bisherigen Marktentwicklung lassen sich folgende Aussagen treffen:

- Bisher dominieren bei den variablen optischen Abschwächern integriert optische Lösungen. Sie bieten Vorteile gegenüber den mechanischen Prinzipien durch ihren einfacheren Aufbau, da sie keine bewegbaren Komponenten enthalten. Weitere Vorteile bestehen in einer einfacheren Ansteuerung und einer niedrigen Einfügedämpfung. Ein Nachteil ist ihre relativ große Baulänge von ca. 50 mm inklusive der Gehäusung.
- Einige mechanische Abschwächungsprinzipien lassen sich durch mikrotechnische Fertigungsverfahren deutlich in ihrer Baugröße verringern. Zusätzlich gewinnen sie durch ihre niedrigen Schaltzeiten an Bedeutung. Allerdings muss besonders auf ihre Abhängigkeit von der Polarisierung und der Wellenlänge geachtet werden. Allgemein ist die Wellenlängenabhängigkeit der in Tabelle 3.5 vorgestellten Abschwächer im Vergleich zu Schaltern mit  $\approx 0,3$  dB für einen Wellenlängenbereich von 40 nm deutlich größer.

### 3.4 Lichtauskopplung und Intensitätsmessung

Dieser Abschnitt rückt nun das Problem der Messung der Lichtintensität in optischen Schaltmodulen in den Mittelpunkt der Betrachtung. In optischen Netzwerken wird die Lichtintensität zur Kontrolle und Regelung von Laserquellen oder Verstärkern, zur Überprüfung der Signalqualität und zur Intensitätsregelung in Verbindung mit optischen Abschwächern eingesetzt. In optischen Equalizern wird die Lichtintensität in den aufgetrennten Kanälen gemessen (*optical-channel monitoring* OCM). In Schaltern bietet die Messung von lokalen Intensitäten die Möglichkeit, Fehler einfacher zu lokalisieren [10, 95].

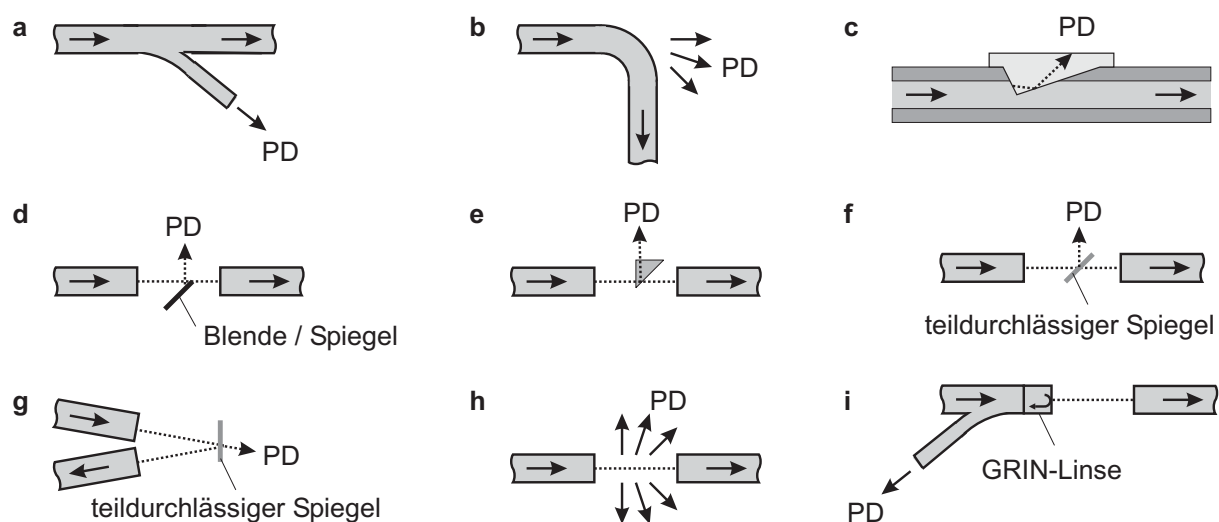
Für die Intensitätsmessung in Verbindung mit variablen optischen Abschwächern sind zwei Betriebsarten zu berücksichtigen: *Abschwächung auf einen bestimmten Wert* und *Abschwächung um einen bestimmten Betrag*. Beide Betriebsarten benötigen eine Messung der Eingangs- und Ausgangsintensität. Die Abschwächung wird solange verändert, bis die gewünschte Ausgangsintensität erreicht ist. Ist die Abschwächungscharakteristik bekannt, so ist nur eine Messung notwendig.

Die Intensitätsmessung benötigt zwei Komponenten: Einen Koppler, der allgemein zur Verzweigung von optischen Signalen dient, und eine Infrarot-Photodiode zur eigentlichen Messung. Für die Intensitätsmessung in optischen Systemen wird ein definierter Betrag (1...2%) ausgekoppelt. Die Lichtauskopplung soll möglichst unabhängig von Polarisation und Wellenlänge sein und den Lichtstrahl nicht deformieren, da sonst zusätzliche Verluste bei der Wiedereinkopplung entstehen können (vgl. Kapitel 5). Für Photodioden eignen sich im Telekommunikationsbereich Indium-Gallium-Arsenid-Materialien (InGaAs), die mit unterschiedlich großen Detektorflächen erhältlich sind. Tabelle 3.6 und Abbildung 3.18 zeigen Möglichkeiten für eine Lichtauskopplung in optischen Systemen.

**Tabelle 3.6:** Prinzipien für eine Lichtauskopplung in optischen Systemen

Ort der Auskopplung	Prinzip
Faser	Lichtauskopplung mit Schmelzkoppler Biegung der Faser Lichtauskopplung durch Anritzen der Faser
Freiraum	Auskopplung über Blenden, Spiegel oder Prismen Auskopplung über teildurchlässige Spiegel bzw. Strahlteiler Messung der Rayleighstreuung
Linse	Auskopplung durch Lichtaufteilung in der GRIN-Linse

Die gängigste Lösung für eine Lichtauskopplung ist der 1x2-Schmelzkoppler, siehe Abbildung 3.18 a. Für die Herstellung wird an der Koppelstelle eine zweite Faser an die eigentliche Faser angefügt. Anschließend werden beide Fasern an der Koppelstelle bis zum Schmelzen erhitzt und auseinander gezogen. Ein Nachteil ist die herstellungsbedingte relativ große Länge von 50...100 mm. Für Schmelzkoppler sind beliebige Aufteilungsverhältnisse realisierbar. Das Licht wird durch die angeschmolzene Faser (Tap) direkt auf eine Photodiode geleitet. Die Dämpfung von Schmelzkopplern mit einer Lichtauskopplung von 1% beträgt 0,1...0,2 dB [96].



**Abbildung 3.18:** Prinzipien für eine Lichtauskopplung in optischen Systemen: **a** Schmelzkoppler; **b** Biegung der Faser; **c** Anritzen der Faser; **d**, **e** Auskopplung über Blenden, Spiegel oder Prismen, die sich nur zum Teil im Strahlengang befinden; **f**, **g** Teildurchlässige Spiegel bzw. Strahlteiler; **h** Messung der Rayleighstreuung; **i** Lichtaufteilung in einer GRIN-Linse.

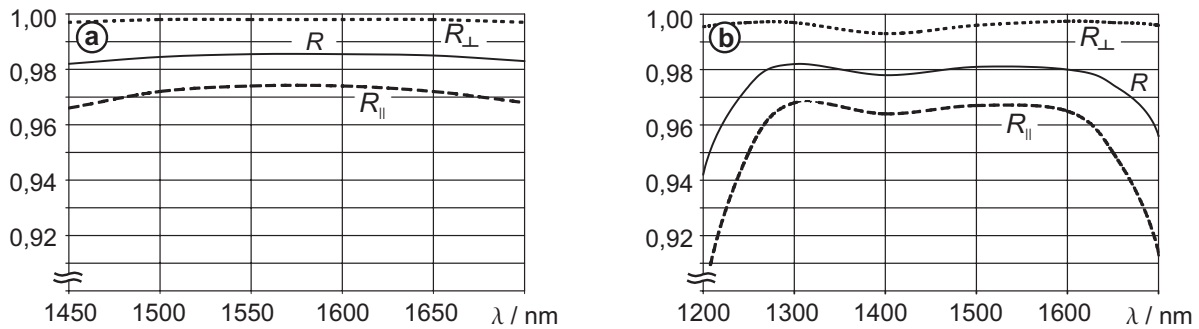
Bei der Lichtauskopplung durch eine gebogene Faser wird die Faser so stark gekrümmt, dass das Licht verstärkt in den Fasermantel übertritt und nach außen abstrahlt. Das abgestrahlte Licht kann mit einer großflächigen Photodiode gemessen werden (Abbildung 3.18 b). Eine weitere Lösung zur Lichtauskopplung besteht im Anritzen der Faser. Damit das Licht austreten kann, muss der Spalt mit einem Material höherer Brechzahl im Vergleich zum Faserkern aufgefüllt werden (Abbildung 3.18 c).

Die bisher beschriebenen Prinzipien teilen das Licht direkt in der SM-Faser auf. In den folgenden Lösungen erfolgt die Lichtaufteilung in der Freistrahlausbreitungsstrecke.

Das Licht lässt sich mit Blenden, Spiegel oder Prismen auskoppeln, die sich nur zum Teil im Strahlengang befinden (Abbildung 3.18 d-e). Hierbei ist zu beachten, dass der Strahldurchmesser abhängig von der Wellenlänge ist und zusätzliche Verluste bei der Wiedereinkopplung durch eine Deformation der gaußförmigen Lichtverteilung entstehen.

Abhilfe schaffen teildurchlässige Spiegel bzw. Strahlteiler, die den gesamten Strahl betreffen (Abbildung 3.18 f, g). In Abbildung 3.19 sind die Reflexionen von zwei dielektrischen Spiegelbeschichtungen für unterschiedliche Wellenlängenbereiche dargestellt [97]. Die nicht reflektierenden Anteile transmittieren durch den Spiegel und lassen sich für eine Intensitätsmessung verwenden. Leider weisen die transmittierenden Anteile eine hohe Polarisationsabhängigkeit auf.

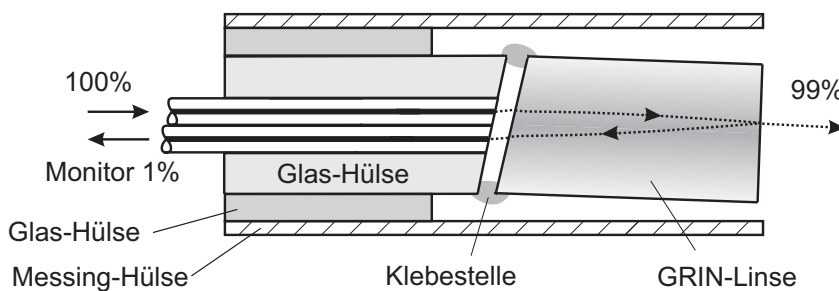
Eine Messung der Rayleighstreuung innerhalb der Freistrahlausbreitungsstrecke wäre ideal, da kein zusätzliches Licht für die Messung abgezweigt wird. Bei der Rayleighstreuung handelt es um die Streuung von Licht an Dichteschwankungen der Luft oder an Unregelmäßigkeiten im Glas, deren Abmessungen kleiner als die Wellenlänge sind. Allerdings ist das



**Abbildung 3.19:** Teildurchlässiger Spiegel zur Lichtauskopplung: **a** Wellenlängenbereich 1500...1650 nm; **b** Wellenlängenbereich 1300...1600 nm.

abgestrahlte Licht der Fasern so gering ( $< 1$  dB/km), dass die Messung nicht praktikabel ist (Abbildung 3.18 h) [17].

Die Auskopplung durch eine Lichtaufteilung in einer GRIN-Linse, Tap-Kollimator genannt, ist eine Lösung, die ohne zusätzliche Komponenten funktioniert. Das ausgekoppelte Licht wird in einer Faser direkt auf die Photodiode geführt, die Einfügedämpfung des Tap-Kollimators beträgt bei einer Lichtauskopplung von 1 % oder 2,5 % jeweils 0,4 dB (Abbildung 3.18 i). Der Aufbau eines Tap-Kollimators ist in Abbildung 3.20 dargestellt [98].



**Abbildung 3.20:** Aufbau eines Tap-Kollimators basierend auf einer GRIN-Linse.

Die Glasfasern sind direkt nebeneinander in einer Glashülse angeordnet. Die GRIN-Linse ist in einem geringen Abstand zu den Stirnflächen der Fasern angeordnet. Die Faserstirnfläche und die den Stirnflächen zugewandte Linsefläche sind im  $8^\circ$ -Winkel poliert, um Rückreflexionen in die Eingangsfaser zu vermeiden. Das Licht propagiert nach dem Verlassen der Eingangsfaser durch den Luftspalt sowie die GRIN-Linse und verlässt diese in Form eines kollimierten Lichtstrahls. An der Ausgangsfläche der GRIN-Linse entstehen Fresnel'sche Reflexionsverluste, die so zurückreflektiert werden, dass sie in den Monitorausgang gelangen. Eventuell ist die Linse schief zu stellen, um Toleranzen des Aufbaus auszugleichen, wodurch das Licht unter einem Fehlwinkel die Linse verlässt (vgl. Abschnitt 4.1.2.5 und 4.3).

Eine sehr niedrige Dämpfung von 0,05 dB besitzt der Monitor der Firma Eigenlight mit einem integrierten Tap, dessen Funktionsprinzip wahrscheinlich ein angeritzter Wellenleiter mit aufgesetzter Photodiode ist [99].



Bei der Anordnung der Messstelle im faseroptischen Schaltmodul ist zu berücksichtigen, dass sich bei einer Messung am Ausgang die von der Faser geführten und nichtgeführten Feldanteile nicht unterscheiden lassen, während bei einer Messung am Eingang nur der geführte Anteil gemessen wird. Prinzipiell ist aber eine Herausrechnung der nicht geführten Anteile möglich. Eine Entfernung der nichtgeführten Anteile ist durch Modenabstreifer, eine Faserbiegung oder ein mehrere Meter langes Faserstück realisierbar.

### 3.5 Funktionsintegration Schalten, Abschwächen und Monitoring

Im Zentrum des nun folgenden Abschnitts steht das zentrale Anliegen dieser Arbeit, nämlich jene Realisierungsmöglichkeiten für optische Schalter, Abschwächer und Monitoring mit dem Ziel der Funktionsintegration zu prüfen. Dabei werden nur die Prinzipien in Betracht gezogen, die den genannten Anforderungen entsprechen. Es war ja nicht das Ziel dieser Arbeit, Prinzipien soweit zu verbessern, dass sie die Anforderungen erfüllen können.

Die wichtigste Funktion ist das Schalten. Hierfür kommen nur mechanische Schaltprinzipien oder ein Schalten mit fluidisch angepasster Brechzahl in Frage, da die anderen Lösungen bisher die Anforderungen bezüglich des Kanalübersprechens nicht erfüllen. Das Schalten mit fluidisch angepasster Brechzahl lässt sich gut mit integriert optischen Abschwächern auf Wellenleiterbasis kombinieren. Allerdings ist die Lösung keine Funktionsintegration, da die einzelnen kommerziell erhältlichen Komponenten nur aneinandergereiht werden müssen. Die Lösung wird daher nicht weiter verfolgt.

Um eine echte Funktionsintegration zu erhalten, muss ein mechanisches Schaltprinzip mit einer mechanischen Lösung der Abschwächung kombiniert werden. Für eine Realisierung der Abschwächung bietet sich besonders eine Fehlausrichtung der Fasern oder der Strahlenelemente an, weil keine zusätzlichen optischen Komponenten benötigt werden.

Eine Integration der Abschwächung in Faserschaltern lässt sich durch eine definierte Fehlausrichtung, z. B. ein Versatz der Fasern, erreichen. Sollen alle Kanäle um den gleichen Betrag abgeschwächt werden, so ist ein Prinzip zu wählen, bei dem sich alle Fasern auf einmal verschieben lassen. Für eine individuelle Abschwächung der einzelnen Kanäle muss für jeden Pfad mindestens eine Faser verschiebbar sein.

In Spiegel- und Linsenschaltern ist die Abschwächung durch ein definiertes Verrücken der optischen Elemente erreichbar. Weitere Möglichkeiten bestehen in der Kombination aus bewegten Fasern und bewegten optischen Elementen, z. B. lassen sich bewegte Fasern zum Abschwächen und bewegte optische Elemente zum Schalten verwenden.

Die Integration der Lichtauskopplung für die Intensitätsmessung erfolgt am besten durch einen Schmelzkoppler, einen angeritzten Wellenleiter oder einen Tap-Kollimator. Beim angeritzten Wellenleiter wird das Licht direkt, bei den anderen beiden über die Faser auf eine Photodiode geführt. Im Gegensatz zu den anderen Lösungen, die großflächige Photodioden benötigen, kann bei diesen Prinzipien die Fläche der Photodiode klein gehalten werden, wodurch sich eine hohe Dynamik und ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis erreichen lässt. Zudem weisen Photodioden mit kleiner Fläche einen ökonomischen Vorteil auf.

Allerdings verhindert der Schmelzkoppler und der angeritzte Wellenleiter eine echte Funktionsintegration, da er als ganze Komponente hinzugefügt wird. Der Tap-Kollimator ist bisher nur sehr eingeschränkt verfügbar.

Bekannte Lösungen für eine echte Funktionsintegration sind ein 1x2-DOS-Schalter auf Polymerbasis mit integrierten Abschwächern [100], ein integriert optischer Abschwächer mit Monitoring [101] und ein Strahlteiler zur Lichtauskopplung in optischen Crossconnects [102].

### 3.6 Entwickeltes Schaltkonzept für ein 2x2-Schaltmodul mit VOA und Monitor

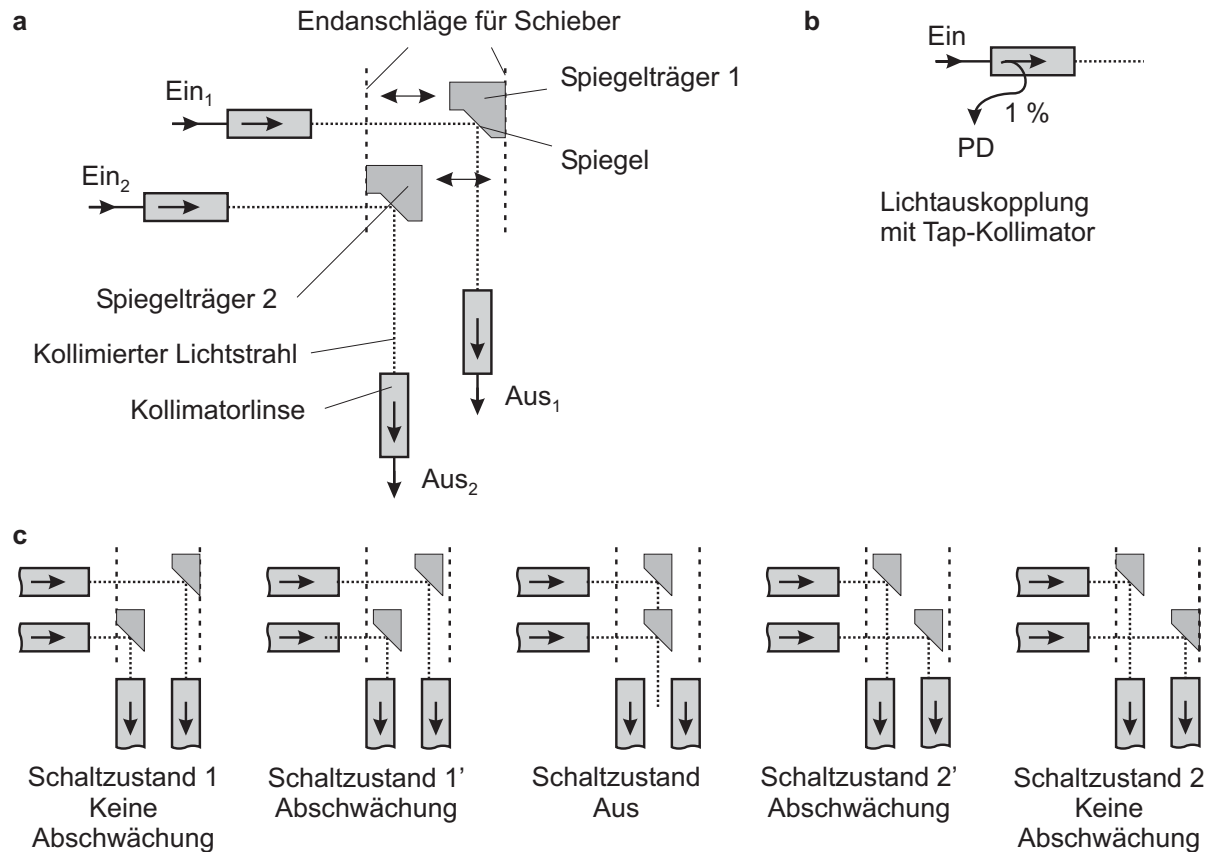
Das in dieser Arbeit entwickelte mechanische Schaltkonzept basiert auf einem Spiegelschalter, siehe Abbildung 3.21 a. Das Umschalten erfolgt durch zwei bewegte Spiegel, die auf Spiegelträgern befestigt sind und sich durch Endanschlüsse positionieren lassen (Schaltzustände 1 und 2). Die individuelle Abschwächung wird durch ein Verrücken der Spiegel erreicht (Schaltzustände 1' und 2'). Hierdurch trifft der Lichtstrahl nicht mehr komplett die Ausgangslinse und die Abschwächung resultiert aus der Fehleinkopplung. Diese Form der Abschwächung bietet den Vorteil, dass die fehleingekoppelte Leistung durch die Ausgangsfaser abgeführt wird. Im Gegensatz hierzu bleibt bei einem Einsatz von Blenden die abgeschattete Leistung im Schaltmodul, was zu einem erhöhtem Übersprechen führen kann. In Abbildung 3.21 c ist die Funktion des 2x2-Schalters mit VOA verdeutlicht.

Die Lichtauskopplung für das Signal-Monitoring erfolgt idealerweise durch Tap-Kollimatoren (Abbildung 3.21 b). Sollte der Markt solche Linsen nicht zur Verfügung stellen, ist die Lichtauskopplung und die Intensitätsmessung durch angeritzte Wellenleiter und einer aufgesetzten Photodiode aufgrund ihrer niedrigen Einfügedämpfung und des geringen Bauraums zu realisieren.

Für die Kopplung der SM-Fasern werden bei der Verwendung von Tap-Kollimatoren GRIN-Linsen verwendet. Alternativ lassen sich zur Realisierung der Strahlkopplung ohne Lichtauskopplung auch C-Linsen einsetzen (vgl. Abschnitt 4.1.2.4). Eine sehr gleichförmige Dämpfung in den einzelnen Schaltzuständen wurde folgendermaßen erreicht: Erstens sind die Linsen so angeordnet, dass sich der Spiegel für die Strahlumlenkung immer im Strahlengang befindet. Die Dicke des Spiegels ist bei diesem Schaltkonzept nicht relevant. Zweitens sind die Linsen versetzt zueinander angeordnet, damit die Freistrahlausbreitungsstrecke immer die gleiche Distanz besitzt und Kopplungsverluste aufgrund von Distanzfehlern vermieden werden (Abbildung 3.21 a).

Die Funktionen Schalten und individuelles Abschwächen der beiden Kanäle erfolgt mit nur zwei Aktoren. Die Aktoren müssen zur Realisierung des Schaltvorgangs zwei Positionen – definiert durch Endanschlüsse – einnehmen. Für die Abschwächung muss mit den Aktoren eine beliebige Position über den gesamten Stellweg angefahren werden.

Unter Vorwegnahme der Ergebnisse aus Kapitel 4 lässt sich sagen, dass die für die Kopplung verwendeten Linsen praktisch unabhängig von der Wellenlänge und Polarisation des Lichts sind. Die wellenlängenabhängige Dämpfung WDL steigt mit zunehmender Abschwä-



**Abbildung 3.21:** **a** Aufbau des 2x2-Schalters mit VOA; **b** Lichtauskopplung mit Tap-Kollimator; **c** Funktion des 2x2-Schalters mit VOA.

chung an. Eine polarisationsabhängige Dämpfung entsteht ohne Abschwächung nur durch die Strahlumlenkung am Spiegel und steigt minimal an für größere Abschwächungswerte. Zur Vermeidung von Rückreflexionen sind die Stirnflächen der Linsen durch eine Antireflexbeschichtung entspiegelt. In Tabelle 3.7 sind charakteristische Eigenschaften des 2x2-Schaltmoduls zusammengefasst.

**Tabelle 3.7:** Charakteristische Eigenschaften des entwickelten 2x2-Schaltmoduls

Kriterien	Eigenschaften des 2x2-Schaltmoduls
Gleiche optische Weglänge	Ja
Optische Elemente im Strahlengang	Immer ein Spiegel
Abschwächung	Fehleinkopplung
Polarisationsabhängige Verluste	Reflexion am Spiegel
Positionierung der Spiegelträger	Zwei Endanschläge

## Kapitel 4

### Kopplung von Singlemodefasern

*Die Aufbau- und Verbindungstechnik für Singlemodefasern ist eine allgegenwärtige kostenbestimmende Herausforderung in der optischen Telekommunikation. In diesem Kapitel werden verschiedene Kopplungsmöglichkeiten inklusive ihrer Dimensionierung vorgestellt. Ein neu entwickelter Rechenweg ermöglicht die Verfolgung der Lichtstrahlen durch das optische System, so dass sich die Auswirkung von Fehlausrichtungen auf die Koppeffizienz bestimmen und die Genauigkeitsanforderungen für die Aufbau- und Verbindungstechnik ableiten lassen. Die analytische Beschreibung ermöglicht einen einfachen Vergleich der Kopplungsarten hinsichtlich ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge und Richtung. Ein kurzer Überblick über kommerzielle Kopplungssysteme und Möglichkeiten zur Positionierung schließt sich an.*

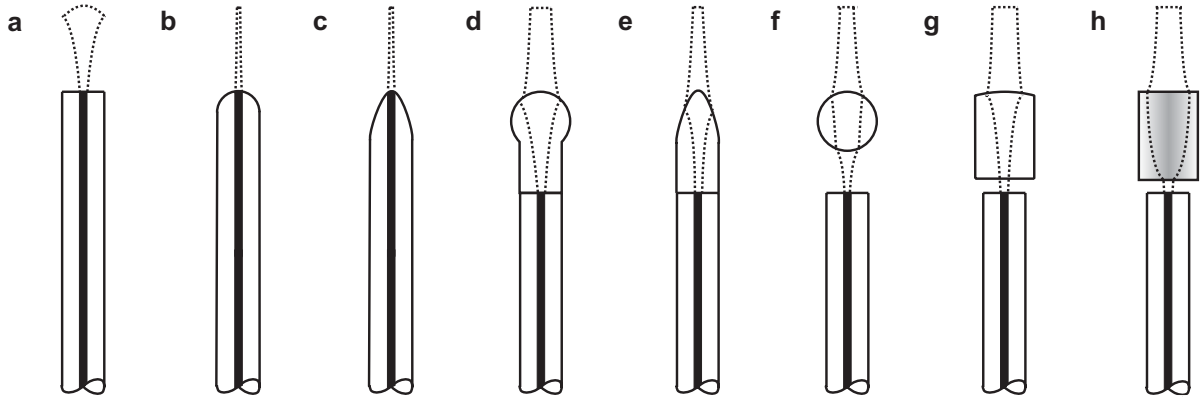
#### 4.1 Kopplungsarten und Auswirkung der Fehlausrichtung auf die Koppeffizienz

Die Kopplung von Singlemodefasern ist notwendig zur Verbindung von Fasern und Komponenten. Beispiele hierfür sind der Faserstecker, faseroptische Schalter oder Abschwächer. Um größere Distanzen möglichst verlustfrei zu überbrücken, werden Linsen zur Strahlkollimation verwendet, d. h. die Strahlausbreitung verläuft annähernd parallel.

In Abbildung 4.1 sind verschiedene Varianten für die Kopplung von zwei Singlemodefasern dargestellt, wobei jeweils nur der transmittierende Teil gezeigt ist. Die Wahl der Kopplungsart ist z. B. abhängig von der zu überbrückenden Distanz, dem benötigten Strahldurchmesser oder dem zur Verfügung stehenden Bauraum.

Die einfachste Möglichkeit der Kopplung ist die Stirnflächenkopplung (*butt fiber coupling*), siehe Abbildung 4.1 a. Bei dieser Variante divergiert das Licht direkt nach dem Faseraustritt. In allen anderen Kopplungsarten erfolgt eine Kollimation der Lichtstrahlen. Bei der *tapered fiber* ist das Faserende so angeschmolzen, dass es eine Linse bildet (Abbildung 4.1 b und c). Faserlinsen (*lensed fibers*) besitzen ein an die Faser angesetztes Glasstück, das eine Aufweitung des Lichtstrahls innerhalb der Linse ermöglicht (Abbildung 4.1 d und e). Eine Strahlkollimation mit Kugellinsen, C-Linsen oder GRIN-Linsen ist in Abbildung 4.1 f-h dargestellt. Hier verlässt das Licht die Faser und divergiert, bevor es in die Linse eintritt.

Im Folgenden werden die Kopplungsarten auf die erreichbare Strahldistanz und die Abhängigkeit der Koppeffizienz durch eine fehlerhafte Ausrichtung untersucht. Die Berechnung der Koppeffizienz wird für achsnahe Gaußstrahlen in einer planaren Anordnung durchgeführt. Eine genauere Kalkulation ist zwar durch die Verwendung der Besselfunktionen

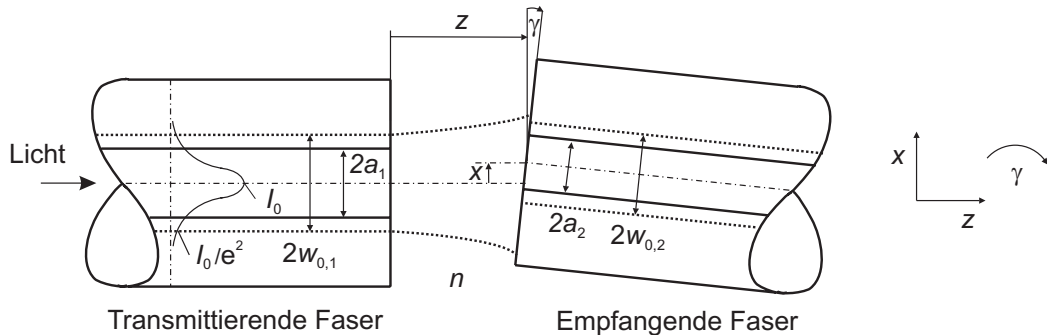


**Abbildung 4.1:** Kopplungsarten für SM-LWL: **a** Stirnflächenkopplung; **b, c** Ange-schmolzene Faser; **d, e** Faserlinsen; **f** Kugellinse; **g** C-Linse; **h** GRIN-Linse.

möglich, sie ist aber für den praktischen Umgang nicht empfehlenswert.

#### 4.1.1 Stirnflächen-Faserkopplung

Abbildung 4.2 zeigt die Anordnung für die Kopplung von zwei nichtidentischen Singlemodefasern mit radialem Versatz  $x$ , Lücke  $z$  und Fehlwinkel  $\gamma$ .



**Abbildung 4.2:** Stirnflächenkopplung von zwei SM-Fasern;  $2a_1, 2a_2 =$  Kerndurchmesser.

Die Koppeffizienz berechnet sich mit Gleichung (2.74) an der Stirnfläche der empfangenden Faser durch die Überlagerung des einfallenden und des von der Faser geführten Gaußstrahls. Basierend auf der Analyse von Marcuse [34] entwickelten Nemoto und Makimoto [103] eine generelle Formel zur Berechnung der Koppeffizienz:

$$\eta(\sigma, F, G, \gamma) = \frac{T 4 \sigma}{G^2 + (\sigma + 1)^2} e^{-\frac{p(\sigma + 1) F^2 + 2 \sigma F G \sin \gamma + \sigma (G^2 + \sigma + 1) \sin^2 \gamma}{G^2 + (\sigma + 1)^2}} \quad (4.1)$$

Die in dieser Gleichung enthaltenen Abkürzungen lassen sich durch die Größen  $w_{0,1}$ ,  $w_{0,2}$ ,  $x$  und  $z$  messtechnisch erfassen:

$$\sigma = \left( \frac{w_{0,2}}{w_{0,1}} \right)^2 \quad p = 2 \left( \frac{\pi n w_{0,1}}{\lambda} \right)^2 \quad (4.2)$$

$$F = \frac{x}{z_R} \quad G = \frac{z}{z_R} \quad z_R = \frac{\pi n w_{0,1}^2}{\lambda} \quad (4.3)$$

Die Transmission  $T$  ist abhängig von Fresnelreflexionen bei einem Wechsel der Ausbreitungsmedien. Der Abstand der Fasern  $z$  ist immer positiv, der laterale Versatz  $x$  und der Fehlwinkel  $\gamma$  sind positiv, wenn sie entsprechend der Abbildung ausgerichtet sind. Im Folgenden werden nur kleine Winkel betrachtet, so dass  $\sin \gamma \approx \gamma$  gilt.

Gleichung (4.1) ist für eine allgemeine Beschreibung einer Faserkopplung nicht praktikabel, da aufgrund der enthaltenen Faserparameter immer nur Spezialfälle betrachtet werden.

Durch die Einführung der normierter Größen  $W$ ,  $X$ ,  $\Gamma$  und  $Z$ , lässt sich Gleichung (4.1) umschreiben. Die normierten Größen sind so gewählt, dass sie eine ähnliche Größenordnung besitzen und dimensionslos sind.  $W$  ist hierbei das Verhältnis der Fleckradien, die Fehlausrichtungen  $x$ ,  $\gamma$  und  $z$  werden auf die charakteristischen Größen Strahltaile, Divergenzwinkel und Rayleighlänge der transmittierenden Faser bezogen:

$$W = \frac{w_{0,2}}{w_{0,1}} \quad X = \frac{x}{w_{0,1}} \quad \Gamma = \frac{\gamma}{\vartheta_1} \quad Z = \frac{z}{z_{R,1}} \quad (4.4)$$

$$\text{mit} \quad \vartheta_1 = \frac{w_{0,1}}{z_{R,1}} \quad z_{R,1} = \frac{\pi n w_{0,1}^2}{\lambda} \quad (4.5)$$

Die Koppeffizienz  $\eta(W, X, \Gamma, Z)$  berechnet sich zu:

$$\eta(W, X, \Gamma, Z) = \frac{T 4 W^2}{(1+W^2)^2 + Z^2} e^{-2 \frac{(1+W^2)X^2 + W^2(1+W^2)\Gamma^2 + W^2\Gamma^2 Z^2 + 2W^2 X \Gamma Z}{(1+W^2)^2 + Z^2}} \quad (4.6)$$

Die Koppeffizienz ist jetzt nur noch von den neu eingeführten normierten Größen abhängig. In Folge dessen lässt sich die Koppeffizienz der Faserkopplung allgemein für beliebige Singlemodefasern beschreiben. An dieser Stelle wird vorwegnehmend erwähnt, dass sich Gleichung (4.6) ebenfalls zur Beschreibung einer beliebigen Kopplung von zwei Gaußstrahlen verwenden lässt.

Zum tieferen Verständnis der Stirnflächen-Faserkopplung sind einige Beispiele aufgeführt.

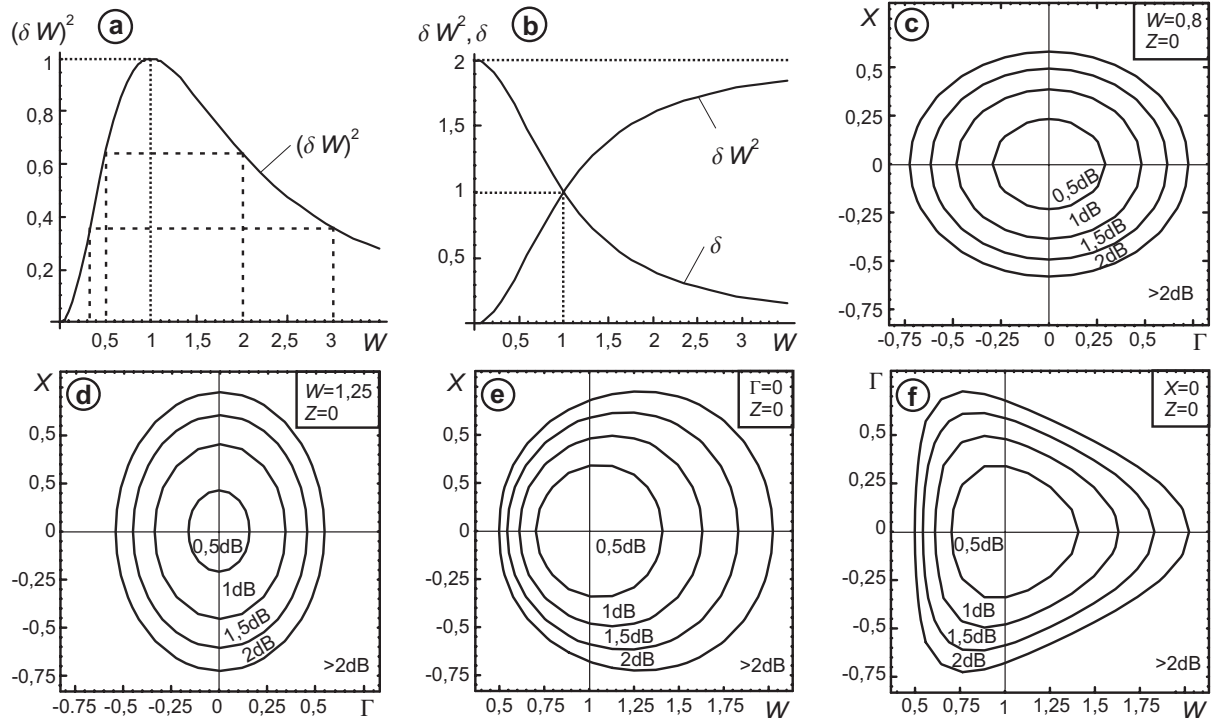
#### 4.1.1.1 Faserkopplung mit Stirnflächenkontakt

Im Fall einer Faserkopplung mit Stirnflächenkontakt (*physical contact*), z. B. bei Fasersteckern, beträgt die Distanz  $z = 0$ . Die Berechnung der Koppeffizienz mit (4.6) vereinfacht sich zu:

$$\eta(W, X, \Gamma) = T (\delta W)^2 e^{-(\delta X^2 + \delta W^2 \Gamma^2)} \quad \text{mit} \quad \delta = \frac{2}{1+W^2} \quad (4.7)$$

In den folgenden Diagrammen ist die Einfügedämpfung IL in Form von Konturgraphen dargestellt, die es ermöglichen, die Toleranzen für eine Fehlausrichtung mit akzeptablem Verlust direkt abzulesen. In allen Graphen ist die Transmission  $T = 1$ .

Abbildung 4.3 a stellt  $(\delta W)^2$  in Abhängigkeit von  $W$  dar. Für  $W \neq 1$  ist  $(\delta W)^2 < 1$ , d. h. jede Fehlanpassung der Feldweiten der Fasern führt zu Verlusten. Beträgt die eine Feldweite



**Abbildung 4.3:** Singlemode-Faserkopplung mit  $W \neq 1$  und  $Z = 0$ .

ein Bruchteil der anderen oder umgekehrt, z. B.  $W = 0,5$  und  $W = 2$ , ist die Abhängigkeit gleich.

Die Abhängigkeiten der Faktoren  $\delta$  und  $\delta W^2$  von  $W$  zeigt Abbildung 4.3 b.  $X$  wird durch den Term  $\delta$  skaliert. Für  $W < 1$  ist  $\delta > 1$ . Mit ansteigendem  $W$ , sinkt der Fehler durch lateralen Versatz.  $\Gamma$  wird durch  $\delta W^2$  skaliert. Für  $W > 1$  ist  $\delta W^2 > 1$ . Ein abnehmendes  $W$  reduziert die Winkelfehler. Ein Zwischenergebnis ist, dass die Koppeffizienz für  $W < 1$  durch den Versatz und für  $W > 1$  durch den Winkelfehler dominiert wird.

Abbildung 4.3 c und d zeigt Dämpfungskurven abhängig von  $X$  und  $\Gamma$  für  $W \neq 1$ . Der Exponent in (4.7) ist die Gleichung einer Ellipse. Die Hauptachsen  $X$  und  $\Gamma$  sind skaliert mit den Parametern  $\delta$  und  $\delta W^2$ . Für  $W < 1$  sind die Toleranzen für lateralen Versatz kleiner als die Toleranzen für Winkelfehler, für  $W > 1$  verhält es sich umgekehrt.

Dämpfungskurven ohne Winkelfehler stellt Abbildung 4.3 e dar. Für  $W < 1$  (z. B.  $W = 0,8$ ) sind die Toleranzen kleiner als für  $W > 1$  (z. B.  $W = 1,25$ ), unter Voraussetzung des gleichen Verlustes (z. B. 1dB). Abbildung 4.3 f zeigt Dämpfungskurven ohne Versatz. Die Toleranzen für Winkelfehler sind kleiner für  $W > 1$  im Vergleich zu  $W < 1$ .

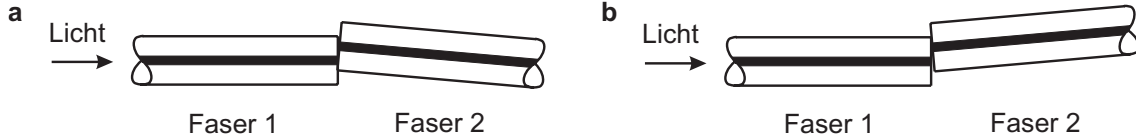
Sind die Feldweiten gleich groß ( $W = 1$ ), reduziert sich Gleichung (4.6) zu:

$$\eta(X, \Gamma) = T e^{-(X^2 + \Gamma^2)} \quad (4.8)$$

Mit den selben Skalierungsfaktoren ist der Einfluss von Versatz und Winkelfehler gleich und die Dämpfungskurven stellen sich als Kreise dar.

Abbildung 4.4 zeigt eine Faserkopplung mit identischen Fasern ( $W = 1$ ), lateralem Ver-

satz  $x$ , kein Abstand ( $z = 0$ ) und Winkelfehler  $+\gamma$  bzw.  $-\gamma$ . Mit (4.8) ist bei dieser Anordnung der Verlust unabhängig vom Vorzeichen von  $\gamma$ . Die Begründung ist die planare Wellenfront, da im Fall von  $z = 0$  noch keine Freistrahlausbreitung erfolgt ist.



**Abbildung 4.4:** Kopplung von Faser 1 in Faser 2: Der Verlust ist in beiden Fällen gleich:  
**a** Kopplung mit  $+x$ ,  $+\gamma$ ,  $z = 0$ ; **b** Kopplung mit  $+x$ ,  $-\gamma$ ,  $z = 0$ .

#### 4.1.1.2 Kopplung von identischen Fasern

Bei der Kopplung von zwei identischen Fasern im Abstand  $z$  sind die Feldweiten  $w_{0,1}$  und  $w_{0,2}$  gleich groß ( $W = 1$ ) und Gleichung (4.6) vereinfacht sich zu:

$$\eta(X, \Gamma, Z) = T \xi e^{-\xi \left( X^2 + \Gamma^2 + \frac{1}{2} \Gamma^2 Z^2 + X\Gamma Z \right)} \quad \text{mit} \quad \xi = \frac{4}{4 + Z^2} \quad (4.9)$$

Abbildung 4.5a zeigt die Abhängigkeit des Faktors  $\xi$  von  $Z$ . Für  $Z > 0$  ist  $\xi < 1$ . Der Faktor  $\xi$  außerhalb des Exponentialterms erhöht den Verlust für  $Z > 0$ . Der Faktor  $\xi$  im Exponentialterm reduziert die Einflüsse der anderen Faktoren. In Folge dessen führt jede Distanz zu Verlusten.

Der Konturgraph für Versatz und Winkelfehler und  $Z = 0$  ist in Abbildung 4.5b dargestellt. Durch den selben Skalierungsfaktor besitzen die Verlustkurven die Form von Kreisen. Abbildung 4.5c zeigt Versatz und Winkelfehler für  $Z = 0,5$ . Für kleine Distanzen ist die Reduzierung des Verlustes durch den Faktor  $\xi$  im Exponentialterm deutlich sichtbar. Aufgrund des linearen Terms  $X\Gamma Z$  ist es wichtig, die Vorzeichen von  $x$  und  $\gamma$  zu berücksichtigen. Besitzen beide das gleiche Vorzeichen, sinken die Toleranzen.

In Abbildung 4.5d sind die Verluste ohne Winkelfehler aufgetragen, in Abbildung 4.5e die Verluste ohne Versatz. Die Toleranzen reduzieren sich deutlich mit der Zunahme von  $Z$ .

#### 4.1.1.3 Kopplung mit nur einer Fehlansrichtung

Tritt bei einer Faserkopplung nur ein einziger Verlustfaktor auf, oder sind nur die Feldweiten ungleich groß, so reduziert sich Gleichung (4.6) zu:

$$\eta(W) = T \frac{4W^2}{(1 + W^2)^2} \quad (4.10)$$

$$\eta(X) = T e^{-X^2} \quad (4.11)$$

$$\eta(\Gamma) = T e^{-\Gamma^2} \quad (4.12)$$



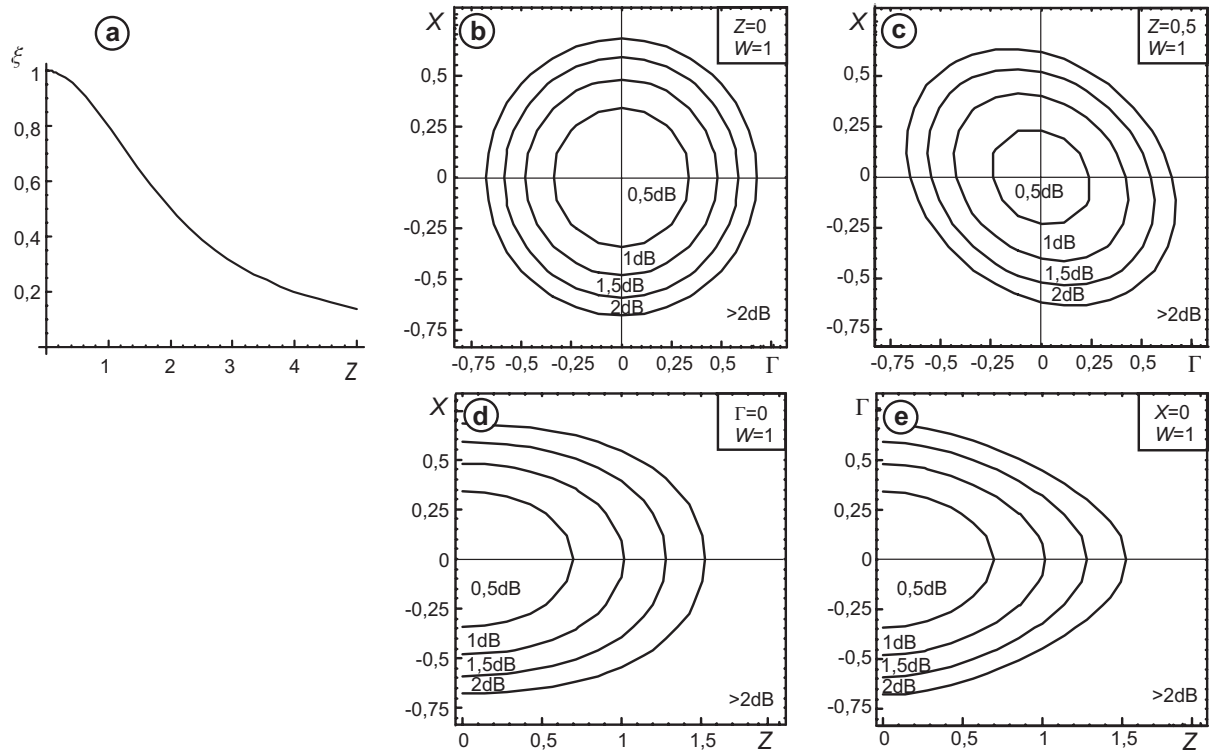


Abbildung 4.5: Singlemode-Faserkopplung mit  $W = 1$

$$\eta(Z) = T \frac{4}{4 + Z^2} \quad (4.13)$$

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse für die Faserkopplung ergibt, dass keine großen Positionierungstoleranzen möglich sind. Eine Toleranzerhöhung von einem Einflussfaktor bedeutet gleichzeitig eine Verringerung der Toleranzen für die anderen Faktoren.

#### 4.1.2 Kopplungen basierend auf kollimierten Lichtstrahlen

Die Kopplungsarten aus Abbildung 4.1 b-h kollimieren das Licht. In einer symmetrisch aufgebauten Kopplung wird die Strahltaile der transmittierenden Faser auf die empfangende Faser ohne Veränderung abgebildet. Dadurch lassen sich im Gegensatz zur Faserkopplung größere Distanzen ohne Verluste überbrücken.

Der empfangende Teil der Kopplung ist mit einem Versatz  $x_{\text{ein}}$ , einem Winkelfehler  $\gamma_{\text{ein}}$  und einer Distanzabweichung  $z_{\text{ein}}$  vom optimalen Abstand fehlausgerichtet. Aufgrund der hinzukommenden brechenden Flächen ist die Auswirkung einer Fehlausrichtung auf die Koppelleffizienz schwieriger zu verstehen. Frühere Arbeiten berücksichtigen nur einen Ausrichtungsfehler, so dass sich deren Ansätze nicht für eine generelle Beschreibung eignen [26, 59].

Um die Berechnung zu vereinfachen, wird angenommen, dass der Aufbau der Kopplung auf der Eingangs- und Ausgangsseite identisch ist. In den Freiräumen zwischen den Fasern und Linsen gilt die Brechzahl  $n_{\text{Luft}}$ , da diese in der Regel nicht mit einem an die Brechzahl von Glas angepasstem Fluid gefüllt sind.

Die entwickelten Berechnungsschritte zur Kalkulation der Koppeffizienz sind für die verschiedenen Kopplungsarten identisch:

1. Beschreibung der Strahlausbreitung mit ABCD-Matrizen
2. Bestimmung der optimalen Länge der eigentlichen Freiraumstrecke
3. Berechnung der neuen Strahltaile (die vor oder in der Ausgangsfaser liegen kann), nachdem das Licht alle Elemente inklusive der Freiraumstrecke passiert hat
4. Evaluierung der Strahleinkopplung in die Ausgangsfaser, um den Versatz  $x$ , Fehlwinkel  $\gamma$  und Distanz  $z$  zu bestimmen
5. Aufstellen der normierten Fehlausrichtungen und Berechnung der Koppeffizienz

Da in einer symmetrisch aufgebauten Kopplung ohne Fehlausrichtung die Strahltaile der transmittierenden Faser auf die empfangende Faser ohne Veränderung abgebildet wird, und eine Fehlausrichtung nur eine Verschiebung bzw. Verkipfung der Gaußstrahlen in der Ausgangsfaser bewirkt, kann die Koppeffizienz mit Gleichung (4.6) als Lösung des Überlappungsintegrals berechnet werden.

Die Kopplungsarten werden im folgenden Abschnitt einzeln beschrieben und Grundlagen zur Berechnung angeführt. Eine komplette analytische Lösung wird nur bei der Faserlinsenkopplung angegeben, da die Lösungen umfangreich und nicht sehr anschaulich sind. Die analytischen Lösungen der anderen Kopplungen lassen sich mit den vorgestellten Ansätzen durch die Eingabe in ein Mathematikprogramm wie *Mathematica* leicht erstellen. Der Vergleich der Eigenschaften der einzelnen Kopplungen erfolgt in Graphen und die Darstellung der Abhängigkeit von Fehlausrichtungen über Konturgraphen.

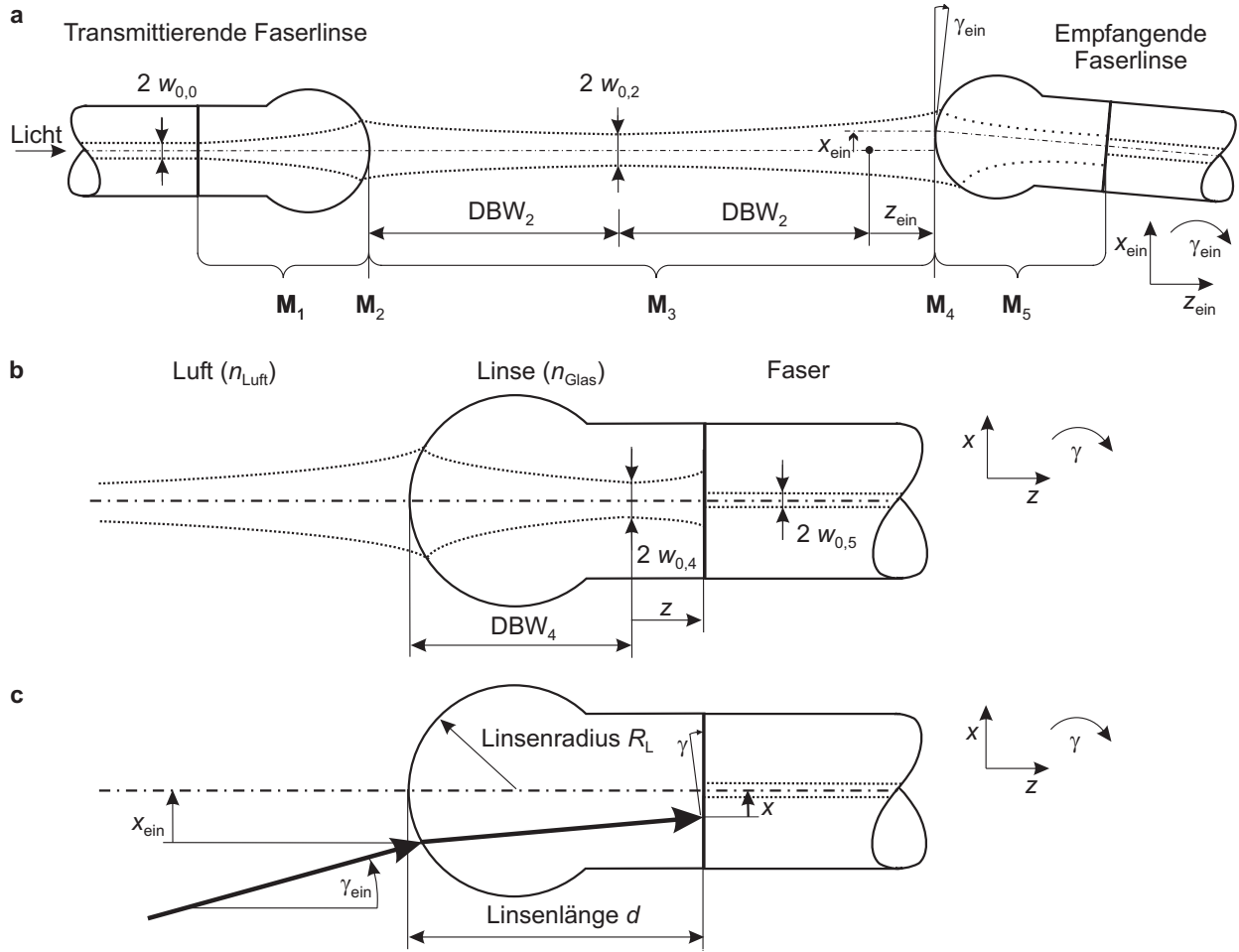
#### 4.1.2.1 Faserlinsen-Kopplung

Eine Kopplung mit Faserlinsen ist in Abbildung 4.6 a dargestellt. Das Licht verlässt die Faser, divergiert im Glaskörper und wird beim Austritt aus der Linse an der gekrümmten Fläche gebrochen und auf einen Punkt im Abstand DBW (*distance to beamwaist*) von der Linse fokussiert. An diesem Punkt befindet sich die neue Strahltaile. Anschließend divergiert der Lichtstrahl und tritt nach der Länge DBW in die empfangende Linse ein. Beim Eintritt in die Linse wird der Lichtstrahl durch die Brechung auf die Ausgangsfaser fokussiert und koppelt in diese ein.

Die empfangende Faserlinse ist fehlausgerichtet mit einem Versatz  $x_{\text{ein}}$ , einem Winkelfehler  $\gamma_{\text{ein}}$  und einer Distanzabweichung  $z_{\text{ein}}$  vom optimalen Abstand.

### Beschreibung der Strahlausbreitung mit ABCD-Matrizen

Die Strahlausbreitung lässt sich mit ABCD-Matrizen wie in Abbildung 4.6 a dargestellt beschreiben. In der Reihenfolge der Strahlausbreitung können die ABCD-Matrizen mit dem



**Abbildung 4.6:** Faserlinsenkopplung: **a** Fehlausrichtung  $x_{\text{ein}}$ ,  $\gamma_{\text{ein}}$  und  $z_{\text{ein}}$  der empfangenden Linse; **b** Distanz  $z$ , Strahlweite  $w_{0,4}$  in der Empfängerlinse, Strahlweite  $w_{0,5}$  der Ausgangsfaser; **c** In die Empfängerlinse einfallender Lichtstrahl.

Abstand  $2\text{DBW}_2 + z_{\text{ein}}$  zwischen den Linsen und der in Abbildung 4.6 c gezeigten Linsenlänge  $d$  sowie dem Linsenradius  $R_L$  wie folgt angegeben werden:

$$\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}_{\text{Translation transmittierende Faserlinse}} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

$$\mathbf{M}_2 = \mathbf{M}_{\text{Brechung konvexe Flaechе}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Luft}} (-R_L)} & \frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Luft}}} \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

$$\mathbf{M}_3 = \mathbf{M}_{\text{Translation Freiraum}} = \begin{pmatrix} 1 & 2\text{DBW}_2 + z_{\text{ein}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

$$\mathbf{M}_4 = \mathbf{M}_{\text{Brechung konkave Flaechе}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Luft}} - n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Glas}} R_L} & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

$$\mathbf{M}_5 = \mathbf{M}_{\text{Translation empfangende Faserlinse}} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Die Matrizen lassen sich mit der Fokusslänge  $f$  vereinfachen:

$$f_{\text{Luft}} = R_L \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}} \quad f_{\text{Glas}} = R_L \frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}} \quad (4.19)$$

### Optimaler Linsenabstand und Berechnung der Strahltaile im Freiraum

Der optimale Abstand der Faserlinsen beträgt zweimal die Distanz zur Strahltaile, also  $2 \text{DBW}_2$  (Abbildung 4.6 a). Mit dem Strahlparameter  $q_0$  auf der Stirnfläche der transmittierenden Faser lässt sich der Strahlparameter  $q_2$  nach Verlassen der Linse errechnen:

$$q_0 = j z_{R,0} = j \frac{\pi n_{\text{Glas}} w_{0,0}^2}{\lambda} \quad (4.20)$$

$$\mathbf{M}_{1 \rightarrow 2} = \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1 \quad (4.21)$$

$$q_2 = \frac{A_{M1 \rightarrow 2} q_0 + B_{M1 \rightarrow 2}}{C_{M1 \rightarrow 2} q_0 + D_{M1 \rightarrow 2}} \quad (4.22)$$

Die Distanz  $\text{DBW}_2$  und die Strahltaile  $w_{0,2}$  berechnen sich zu:

$$\text{DBW}_2 = -\text{Re}\{q_2\} = \frac{f_{\text{Luft}} (d^2 - d f_{\text{Glas}} + z_{R,0}^2)}{d^2 - 2 d f_{\text{Glas}} + f_{\text{Glas}}^2 + z_{R,0}^2} \quad (4.23)$$

$$z_{R,2} = \text{Im}\{q_2\} = \frac{f_{\text{Luft}} f_{\text{Glas}} z_{R,0}}{d^2 - 2 d f_{\text{Glas}} + f_{\text{Glas}}^2 + z_{R,0}^2} \quad (4.24)$$

$$w_{0,2} = \sqrt{\frac{\lambda z_{R,2}}{\pi n_{\text{Luft}}}} = \sqrt{\frac{\lambda f_{\text{Luft}} f_{\text{Glas}} z_{R,0}}{\pi n_{\text{Luft}} (d^2 - 2 d f_{\text{Glas}} + f_{\text{Glas}}^2 + z_{R,0}^2)}} \quad (4.25)$$

### Berechnung der Distanz $z$ und der Strahltaile $w_{0,4}$

Die Distanz  $z$  ist abhängig von  $z_{\text{ein}}$  und wird mit dem Abstand zur Strahltaile  $\text{DBW}_4$  bestimmt (Abbildung 4.6 b):

$$\mathbf{M}_{1 \rightarrow 4} = \mathbf{M}_4 \cdot \mathbf{M}_3 \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1 \quad (4.26)$$

$$q_4 = \frac{A_{M1 \rightarrow 4} q_0 + B_{M1 \rightarrow 4}}{C_{M1 \rightarrow 4} q_0 + D_{M1 \rightarrow 4}} \quad (4.27)$$

$$\text{DBW}_4 = -\text{Re}\{q_4\} \quad (4.28)$$

$$z_{R,4} = \text{Im}\{q_4\} \quad (4.29)$$

$$w_{0,4} = \sqrt{\frac{\lambda z_{R,4}}{\pi n_{\text{Glas}}}} \quad (4.30)$$

Es ergibt sich:

$$\text{DBW}_4 = \frac{f_{\text{Glas}} ((d z_{\text{ein}} + (f_{\text{Luft}} - z_{\text{ein}}) f_{\text{Glas}}) (-d f_{\text{Luft}} + z_{\text{ein}} (f_{\text{Glas}} - d)) - z_{\text{ein}} (z_{\text{ein}} + f_{\text{Luft}}) z_{R,0}^2)}{(z_{\text{ein}} d + (f_{\text{Luft}} - z_{\text{ein}}) f_{\text{Glas}})^2 + z_{\text{ein}}^2 z_{R,0}^2} \quad (4.31)$$

$$z_{R,4} = \frac{f_{\text{Luft}}^2 f_{\text{Glas}}^2 z_{R,0}}{2 d z_{\text{ein}} (f_{\text{Luft}} - z_{\text{ein}}) f_{\text{Glas}} + (z_{\text{ein}} - f_{\text{Luft}})^2 f_{\text{Glas}}^2 + z_{\text{ein}}^2 (d^2 + z_{R,0}^2)} \quad (4.32)$$

$$w_{0,4} = \sqrt{\frac{\lambda f_{\text{Luft}}^2 f_{\text{Glas}}^2 z_{R,0}}{\pi n_{\text{Glas}} (2 d z_{\text{ein}} (f_{\text{Luft}} - z_{\text{ein}}) f_{\text{Glas}} + (z_{\text{ein}} - f_{\text{Luft}})^2 f_{\text{Glas}}^2 + z_{\text{ein}}^2 (d^2 + z_{R,0}^2))}} \quad (4.33)$$

Der Abstand  $z$  berechnet sich zu:

$$z = d - \text{DBW}_4 \quad (4.34)$$

$z$  ist positiv, wenn die Strahltaile vor der Ausgangsfaser liegt und negativ, wenn sich die Strahltaile in der Ausgangsfaser befindet.

### Berechnung von $x$ und $\gamma$

Die Strahlausbreitung des in die Empfängerlinse einfallenden Lichtstrahls mit der Fehlausrichtung  $x_{\text{ein}}$  und  $\gamma_{\text{ein}}$  wird durch die Linse mit dem ABCD-Gesetz nach Abbildung 4.6 c. verfolgt. Gesucht wird, mit welchem Versatz  $x$  und Fehlwinkel  $\gamma$  der Lichtstrahl in die Ausgangsfaser einfällt:

$$\mathbf{M}_{4 \rightarrow 5} = \mathbf{M}_5 \cdot \mathbf{M}_4 \quad (4.35)$$

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \gamma_2 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{4 \rightarrow 5} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

Die Vorzeichen müssen entsprechend Abbildung 2.18 beachtet werden:

$$x_1 = -x_{\text{ein}} \quad \gamma_1 = \gamma_{\text{ein}} \quad x = -x_2 \quad \gamma = \gamma_2 \quad (4.37)$$

Als Resultat ergeben sich die beiden folgenden Gleichungen, in denen  $x$  und  $\gamma$  abhängig von  $x_{\text{ein}}$  und  $\gamma_{\text{ein}}$  sind:

$$x = \left(1 - \frac{d}{f_{\text{Glas}}}\right) x_{\text{ein}} - \left(\frac{d f_{\text{Luft}}}{f_{\text{Glas}}}\right) \gamma_{\text{ein}} \quad (4.38)$$

$$\gamma = \left(\frac{1}{f_{\text{Glas}}}\right) x_{\text{ein}} + \left(\frac{f_{\text{Luft}}}{f_{\text{Glas}}}\right) \gamma_{\text{ein}} \quad (4.39)$$

### Berechnung der Koppeffizienz mit normierten Größen

Die normierten Größen zur Bestimmung der Koppeffizienz sind:

$$W = \frac{w_{0,5}}{w_{0,4}} \quad X = \frac{x}{w_{0,4}} \quad \Gamma = \frac{\gamma}{\vartheta_4} \quad Z = \frac{z}{z_{R,4}} \quad (4.40)$$

$$\text{mit} \quad \vartheta_4 = \frac{w_{0,4}}{z_{R,4}} \quad z_{R,4} = \frac{\pi w_{0,4}^2 n_{\text{Glas}}}{\lambda} \quad (4.41)$$

Sie berechnen sich zu:

$$W = \sqrt{\frac{w_{0,5}^2 \pi n_{\text{Glas}} (2 d z_{\text{ein}} (f_{\text{Luft}} - z_{\text{ein}}) f_{\text{Glas}} + (z_{\text{ein}} - f_{\text{Luft}})^2 f_{\text{Glas}}^2 + z_{\text{ein}}^2 (d^2 + z_{R,0}^2))}{\lambda f_{\text{Luft}}^2 f_{\text{Glas}}^2 z_{R,0}}} \quad (4.42)$$

$$X = ((f_{\text{Glas}} - d) x_{\text{ein}} - d f_{\text{Luft}} \gamma_{\text{ein}}) \cdot \sqrt{\frac{\pi n_{\text{Glas}} (2d z_{\text{ein}} (f_{\text{Luft}} - z_{\text{ein}}) f_{\text{Glas}} + (z_{\text{ein}} - f_{\text{Luft}})^2 f_{\text{Glas}}^2 + z_{\text{ein}}^2 (d^2 + z_{\text{R},0}^2))}{\lambda f_{\text{Luft}}^2 f_{\text{Glas}}^4 z_{\text{R},0}}} \quad (4.43)$$

$$\Gamma = \sqrt{\frac{\pi n_{\text{Glas}} f_{\text{Luft}}^2 z_{\text{R},0}}{\lambda (2d z_{\text{ein}} (f_{\text{Luft}} - z_{\text{ein}}) f_{\text{Glas}} + (z_{\text{ein}} - f_{\text{Luft}})^2 f_{\text{Glas}}^2 + z_{\text{ein}}^2 (d^2 + z_{\text{R},0}^2))}} (x_{\text{ein}} + f_{\text{Luft}} \gamma_{\text{ein}}) \quad (4.44)$$

$$Z = \frac{z_{\text{ein}} (d(3z_{\text{ein}} - 2f_{\text{Luft}}) f_{\text{Glas}}^2 + (f_{\text{Luft}} - z_{\text{ein}}) f_{\text{Glas}}^3 + d z_{\text{ein}} (d^2 + z_{\text{R},0}^2) - f_{\text{Glas}} (f_{\text{Luft}} (z_{\text{R},0}^2 - d^2) + z_{\text{ein}} (3d^2 + z_{\text{R},0}^2)))}{f_{\text{Luft}}^2 f_{\text{Glas}}^2 z_{\text{R},0}} \quad (4.45)$$

Die resultierenden normierten Größen sind abhängig von  $x_{\text{ein}}$ ,  $\gamma_{\text{ein}}$  and  $z_{\text{ein}}$ . Mit den Linsenparametern und der Wellenlänge lässt sich die Koppleffizienz mit Gleichung (4.6) berechnen.

#### 4.1.2.2 Kopplung mit angeschmolzenen Fasern

Eine Kopplung mit angeschmolzenen Fasern (*tapered fiber*) ist in Abbildung 4.7 a dargestellt. Das Licht wird beim Verlassen der transmittierenden Faser an der gewölbten Stirnfläche gebrochen und auf einen Punkt hinter der Faser im Abstand DBW fokussiert. An diesem Punkt befindet sich die neue Strahltaile. Für eine optimale Kopplung liegt der Punkt in der Mitte zwischen den Fasern. Anschließend divergiert das Licht und wird nach der Distanz DBW an der Stirnfläche der empfangenden Faser gebrochen. Im Normalfall ist der Linsenradius  $R_L$  der angeschmolzenen Fasern herstellungsbedingt deutlich kleiner als der halbe Faserdurchmesser (Abbildung 4.7 d). Bei der Berechnung wird angenommen, dass die Faser hinsichtlich des Brechzahlunterschieds oder der geometrischen Abmessungen des Faserkerns durch den Herstellungsprozess nicht verändert wird.

Die empfangende Faser ist fehlausgerichtet mit einem Versatz  $x_{\text{ein}}$ , einem Winkelfehler  $\gamma_{\text{ein}}$  und einer Distanzabweichung  $z_{\text{ein}}$  vom optimalen Abstand.

#### Beschreibung der Strahlausbreitung mit ABCD-Matrizen

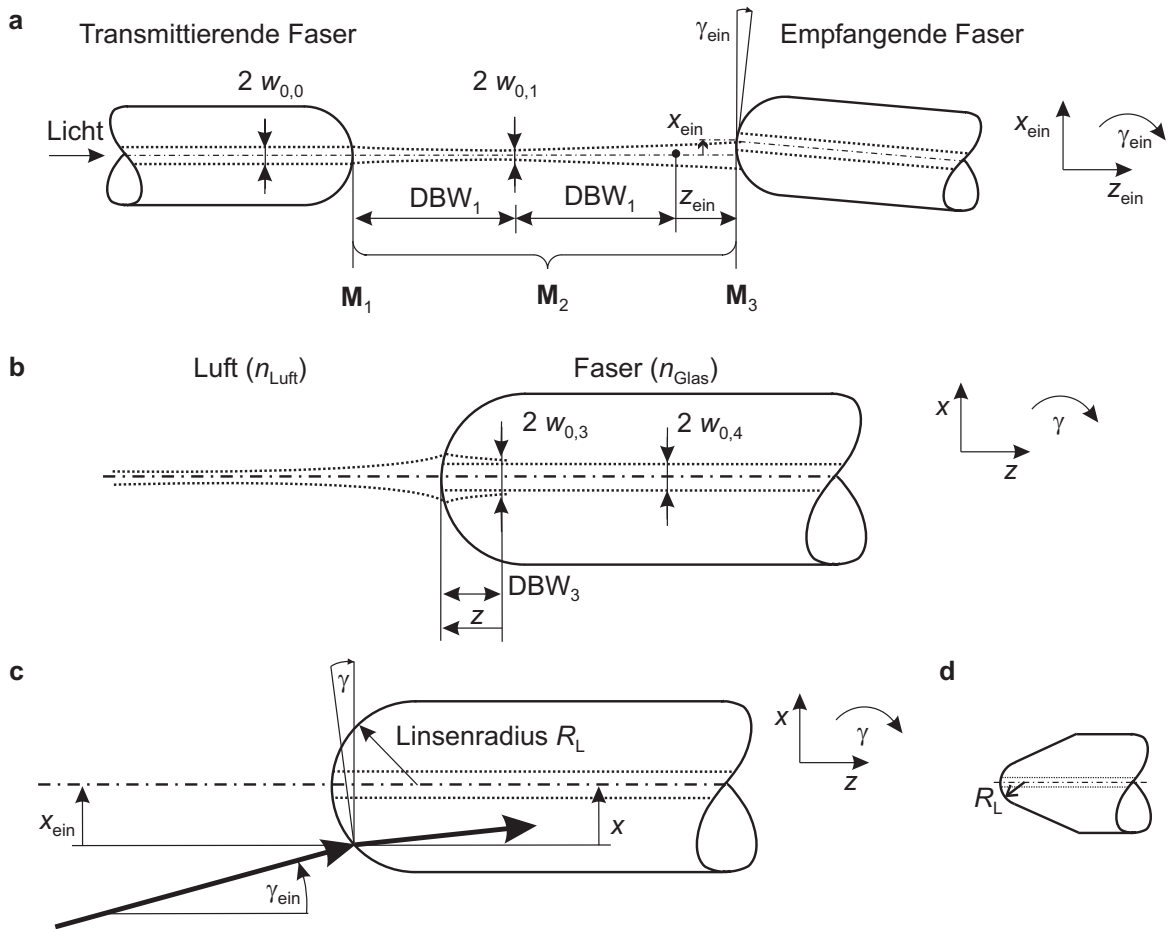
Die Berechnung der Strahlausbreitung erfolgt mit den folgenden ABCD-Matrizen:

$$\mathbf{M}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Luft}} (-R_L)} & \frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Luft}}} \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 2 \text{DBW}_1 + z_{\text{ein}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.46)$$

$$\mathbf{M}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Luft}} - n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Glas}} R_L} & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \end{pmatrix} \quad (4.47)$$

#### Optimaler Faserabstand und Berechnung der Strahltaile im Freiraum

Der optimale Abstand der beiden Fasern beträgt zweimal die Distanz zur Strahltaile der Freistrahlausbreitung, also  $2 \text{DBW}_1$  (Abbildung 4.6 a). Mit dem Strahlparameter  $q_0$  auf der



**Abbildung 4.7:** Kopplung mit angeschmolzenen Fasern: **a** Fehlausrichtung der empfangenden Faser  $x_{ein}$ ,  $\gamma_{ein}$  und  $z_{ein}$ ; **b** Distanz  $z$ , Strahlweite  $w_{0,3}$  des einfallenden Lichtstrahls und  $w_{0,4}$  der Ausgangsfaser; **c** In die Ausgangsfaser einfallender Lichtstrahl; **d** Angeschmolzene Faser mit  $R_L$  kleiner als der halbe Faserdurchmesser.

Ausgangsfläche der transmittierenden Faser lässt sich der Strahlparameter  $q_1$  nach der Brechung an der Stirnfläche bestimmen:

$$q_1 = \frac{A_{M1} q_0 + B_{M1}}{C_{M1} q_0 + D_{M1}} \quad q_0 = j z_{R,0} = j \frac{\pi w_{0,0}^2 n_{Glas}}{\lambda} \quad (4.48)$$

$DBW_1$  und die Strahlweite  $w_{0,1}$  berechnen sich zu:

$$DBW_1 = -\text{Re}\{q_1\} \quad (4.49)$$

$$w_{0,1} = \sqrt{\frac{\lambda z_{R,1}}{\pi n_{Luft}}} \quad z_{R,1} = \text{Im}\{q_1\} \quad (4.50)$$

### Berechnung der Distanz $z$ und der Strahltaile $w_{0,3}$

Die Distanz  $z$ , die von  $z_{\text{ein}}$  abhängt, und die Strahltaile  $w_{0,3}$  berechnen sich nach Abbildung 4.6 b mit dem Abstand zur Strahltaile  $\text{DBW}_3$  zu:

$$\text{DBW}_3 = -\text{Re}\{q_3\} \quad q_3 = \frac{A_{\text{M1} \rightarrow 3} q_0 + B_{\text{M1} \rightarrow 3}}{C_{\text{M1} \rightarrow 3} q_0 + D_{\text{M1} \rightarrow 3}} \quad (4.51)$$

$$w_{0,3} = \sqrt{\frac{\lambda z_{\text{R},3}}{\pi n_{\text{Glas}}}} \quad z_{\text{R},3} = \text{Im}\{q_3\} \quad (4.52)$$

$$z = -\text{DBW}_3 \quad (4.53)$$

### Berechnung von $x$ und $\gamma$

Die Berechnung erfolgt mit dem ABCD-Gesetz nach Abbildung 4.6 c. Der in die empfangende Faser einfallende Lichtstrahl mit der Fehlausrichtung  $x_{\text{ein}}$  und  $\gamma_{\text{ein}}$  muss aufgrund der gekrümmten Stirnfläche transformiert und der Versatz  $x$  und der Fehlwinkel  $\gamma$  berechnet werden. Die Vorzeichen sind entsprechend Abbildung 2.18 und (4.37) zu beachten:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \gamma_2 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_3 \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (4.54)$$

### Berechnung der Koppelleffizienz mit normierten Größen

Die normierten Größen zur Bestimmung der Koppelleffizienz lassen sich äquivalent zur Faserkopplung aufstellen. Der einzige Unterschied besteht darin, dass das Medium Glas anstatt Luft verwendet wird:

$$W = \frac{w_{0,4}}{w_{0,3}} \quad X = \frac{x}{w_{0,3}} \quad \Gamma = \frac{\gamma}{\vartheta_3} \quad Z = \frac{z}{z_{\text{R},3}} \quad (4.55)$$

$$\text{mit} \quad \vartheta_3 = \frac{w_{0,3}}{z_{\text{R},3}} \quad z_{\text{R},3} = \frac{\pi w_{0,3}^2 n_{\text{Glas}}}{\lambda} \quad (4.56)$$

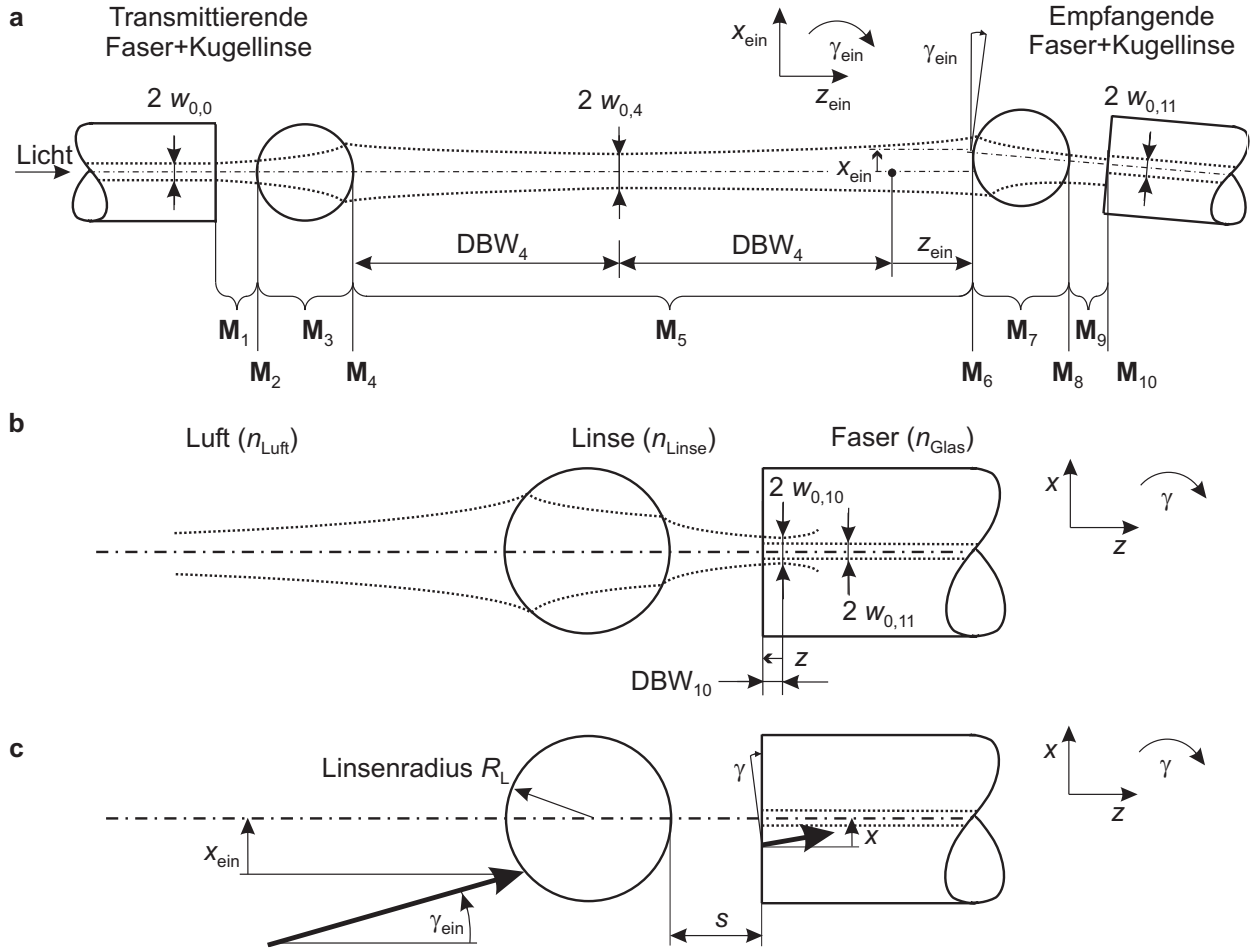
Die resultierenden normierten Größen sind abhängig von  $x_{\text{ein}}$ ,  $\gamma_{\text{ein}}$  and  $z_{\text{ein}}$ . Mit den Linsenparametern und der Wellenlänge lassen sich die Verluste mit Gleichung (4.6) errechnen.

Die nächsten drei Kopplungen verwenden jeweils einzelne Linsen zur Kopplung. Die Faser und die Linse werden hierbei immer als Linseneinheit zusammengefasst. Untersucht wird die Fehlausrichtung der ganzen Linseneinheit. Ebenso interessant ist, wie genau die Positionierung der Faser zur Linse erfolgen muss. Diese Kalkulation ist identisch mit der in Abschnitt 4.1.1.1 vorgestellten Berechnung einer Stirnflächen-Faserkopplung mit (4.6), wenn die Linsen im optimalen Abstand zueinander ausgerichtet sind.



## 4.1.2.3 Kugellinsen-Kopplung

Abbildung 4.8 a veranschaulicht eine Kopplung mit Kugellinsen. Faser und Kugellinse werden hierbei zur Linseneinheit zusammengefasst. Die Linseneinheit ist fehlausgerichtet mit einem Versatz  $x_{\text{ein}}$ , einem Winkelfehler  $\gamma_{\text{ein}}$  und einer Distanzabweichung  $z_{\text{ein}}$  vom optimalen Abstand.



**Abbildung 4.8:** Kugellinsenkopplung: **a** Fehlausrichtung  $x_{\text{ein}}$ ,  $\gamma_{\text{ein}}$  und  $z_{\text{ein}}$  der empfangenden Linseneinheit; **b** Distanz  $z$ , Strahlentaille  $w_{0,10}$  des einfallenden Lichtstrahls und  $w_{0,11}$  der Ausgangsfaser; **c** In die Ausgangsfaser einfallender Lichtstrahl.

## Beschreibung der Strahlausbreitung mit ABCD-Matrizen

Die ABCD-Matrizen in Richtung der Strahlausbreitung lassen sich mit dem Abstand  $s$  zwischen Faser und Linse und dem Linsenradius  $R_L$  wie folgt angeben (Abbildung 4.8 a):

$$\mathbf{M}_1 = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Luft}} - n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Glas}} R_L} & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \end{pmatrix} \quad (4.57)$$

$$\mathbf{M}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 2R_L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Luft}}(-R_L)} & \frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Luft}}} \end{pmatrix} \quad (4.58)$$

$$\mathbf{M}_5 = \begin{pmatrix} 1 & 2\text{DBW}_4 + z_{\text{ein}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_6 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Luft}} - n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Glas}}R_L} & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \end{pmatrix} \quad (4.59)$$

$$\mathbf{M}_7 = \begin{pmatrix} 1 & 2R_L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Luft}}(-R_L)} & \frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Luft}}} \end{pmatrix} \quad (4.60)$$

$$\mathbf{M}_9 = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_{10} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \end{pmatrix} \quad (4.61)$$

### Optimaler Linsenabstand und Berechnung der Strahltaile im Freiraum

Der optimale Abstand der beiden Linsen beträgt  $2\text{DBW}_4$  (Abbildung 4.8 a). Mit dem Strahlparameter  $q_0$  auf der Ausgangsfläche der transmittierenden Faser lässt sich der Strahlparameter  $q_4$  nach dem Austritt aus der Kugellinse bestimmen:

$$q_4 = \frac{A_{\text{M1} \rightarrow 4} q_0 + B_{\text{M1} \rightarrow 4}}{C_{\text{M1} \rightarrow 4} q_0 + D_{\text{M1} \rightarrow 4}} \quad q_0 = j z_{\text{R},0} = j \frac{\pi w_{0,0}^2 n_{\text{Luft}}}{\lambda} \quad (4.62)$$

Es ergibt sich der Abstand  $\text{DBW}_4$  und die Strahltaile  $w_{0,4}$ :

$$\text{DBW}_4 = -\text{Re}\{q_4\} \quad (4.63)$$

$$w_{0,4} = \sqrt{\frac{\lambda z_{\text{R},4}}{\pi n_{\text{Luft}}}} \quad z_{\text{R},4} = \text{Im}\{q_4\} \quad (4.64)$$

### Berechnung der Distanz $z$ und der Strahltaile $w_{0,10}$

Die Distanz  $z$  ist abhängig von  $z_{\text{ein}}$  und berechnet sich mit dem Abstand zur Strahltaile  $\text{DBW}_{10}$  nach Abbildung 4.9 b zu:

$$\text{DBW}_{10} = -\text{Re}\{q_{10}\} \quad q_{10} = \frac{A_{\text{M1} \rightarrow 10} q_0 + B_{\text{M1} \rightarrow 10}}{C_{\text{M1} \rightarrow 10} q_0 + D_{\text{M1} \rightarrow 10}} \quad (4.65)$$

$$w_{0,10} = \sqrt{\frac{\lambda z_{\text{R},10}}{\pi n_{\text{Glas}}}} \quad z_{\text{R},10} = \text{Im}\{q_{10}\} \quad (4.66)$$

$$z = -\text{DBW}_{10} \quad (4.67)$$

### Berechnung von $x$ und $\gamma$

Die Bestimmung von  $x$  und  $\gamma$  erfolgt mit dem ABCD-Gesetz nach Abbildung 4.8 c. Der in die empfangende Kugellinse einfallende Lichtstrahl mit der Fehlausrichtung  $x_{\text{ein}}$  und  $\gamma_{\text{ein}}$  wird

unter Berücksichtigung der Vorzeichen aus Abbildung 2.18 und (4.37) zur Ausgangsfaser transformiert. An dieser Stelle wird der Versatz  $x$  und der Fehlwinkel  $\gamma$  bestimmt:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \gamma_2 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{6 \rightarrow 10} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (4.68)$$

### Berechnung der Koppeffizienz mit normierten Größen

Die Koppeffizienz errechnet sich mit (4.6) und folgenden normierten Größen:

$$W = \frac{w_{0,11}}{w_{0,10}} \quad X = \frac{x}{w_{0,10}} \quad \Gamma = \frac{\gamma}{\vartheta_{10}} \quad Z = \frac{z}{z_{R,10}} \quad (4.69)$$

$$\text{mit} \quad \vartheta_{10} = \frac{w_{0,10}}{z_{R,10}} \quad z_{R,10} = \frac{\pi w_{0,10}^2 n_{\text{Glas}}}{\lambda} \quad (4.70)$$

#### 4.1.2.4 C-Linsen-Kopplung

Abbildung 4.9 a zeigt eine Kopplung mit C-Linsen. Faser und C-Linse werden hierbei als Linseneinheit zusammengefasst, die fehlausgerichtet ist mit einem Versatz  $x_{\text{ein}}$ , einem Winkelfehler  $\gamma_{\text{ein}}$  und einer Distanzabweichung  $z_{\text{ein}}$  vom optimalen Abstand.

Die Berechnung ist praktisch identisch mit der Kalkulation der Kugellinsen-Kopplung aus Abschnitt 4.1.2.3. Sie wird aus diesem Grund nicht weiter ausgeführt. Der einzige Unterschied besteht in einigen unterschiedlichen ABCD-Matrizen. Die Matrizen in Richtung der Strahlausbreitung mit dem Abstand  $s$  zwischen Faser und Linse, der Linsenlänge  $d$  und dem Linsenradius  $R_L$  lassen sich wie in Abbildung 4.9 a beschrieben angeben:

$$\mathbf{M}_1 = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \end{pmatrix} \quad (4.71)$$

$$\mathbf{M}_3 = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Luft}} (-R_L)} & \frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Luft}}} \end{pmatrix} \quad (4.72)$$

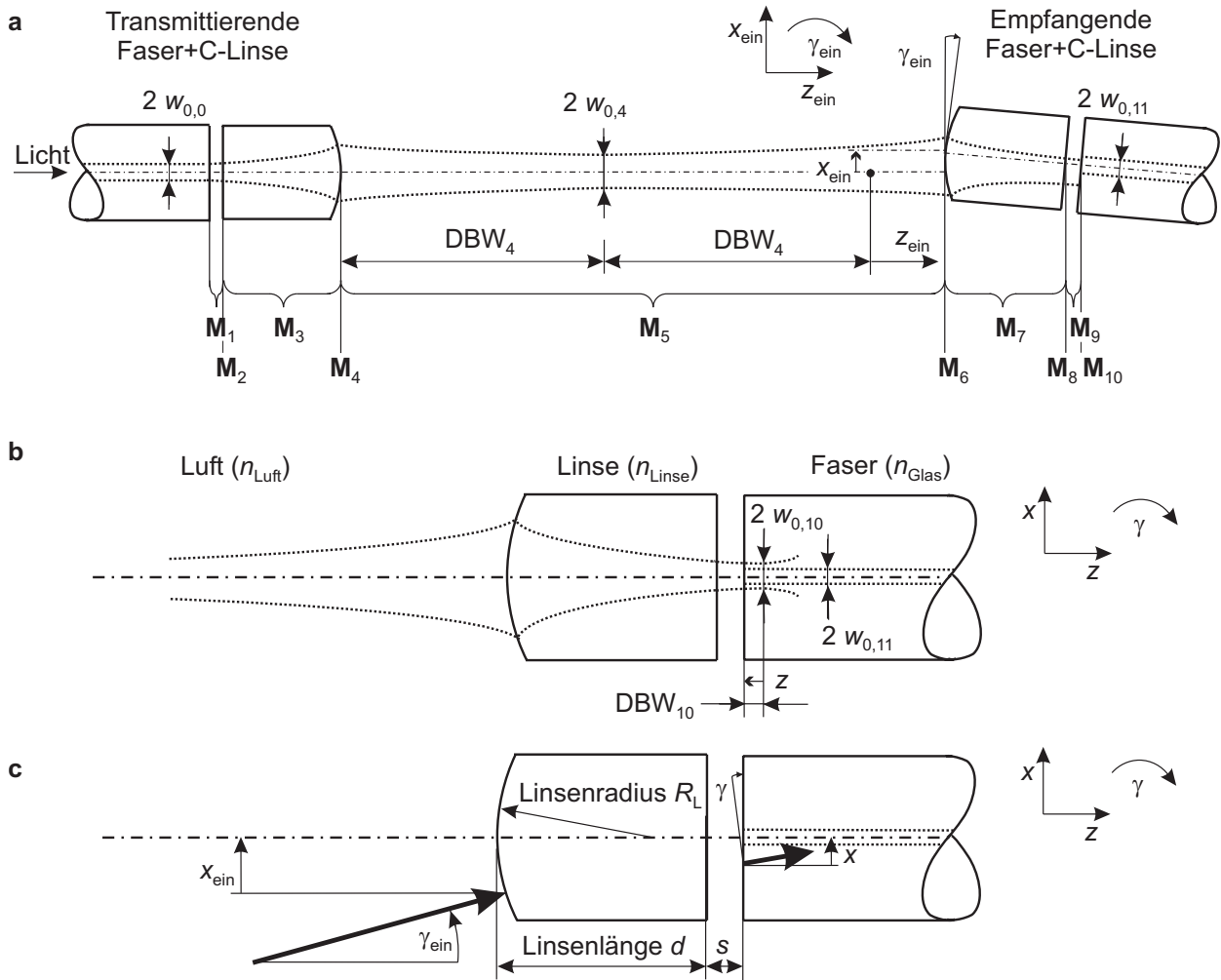
$$\mathbf{M}_5 = \begin{pmatrix} 1 & 2 \text{DBW}_4 + z_{\text{ein}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_6 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_{\text{Luft}} - n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Glas}} R_L} & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \end{pmatrix} \quad (4.73)$$

$$\mathbf{M}_7 = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Luft}}} \end{pmatrix} \quad (4.74)$$

$$\mathbf{M}_9 = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_{10} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \end{pmatrix} \quad (4.75)$$

#### 4.1.2.5 GRIN-Linsen-Kopplung

Eine Kopplung mit GRIN-Linsen (*Gradienten des Brechungsindex*) veranschaulicht Abbildung 4.10 a. Faser und GRIN-Linse werden als fehlausgerichtete Linseneinheit mit einem



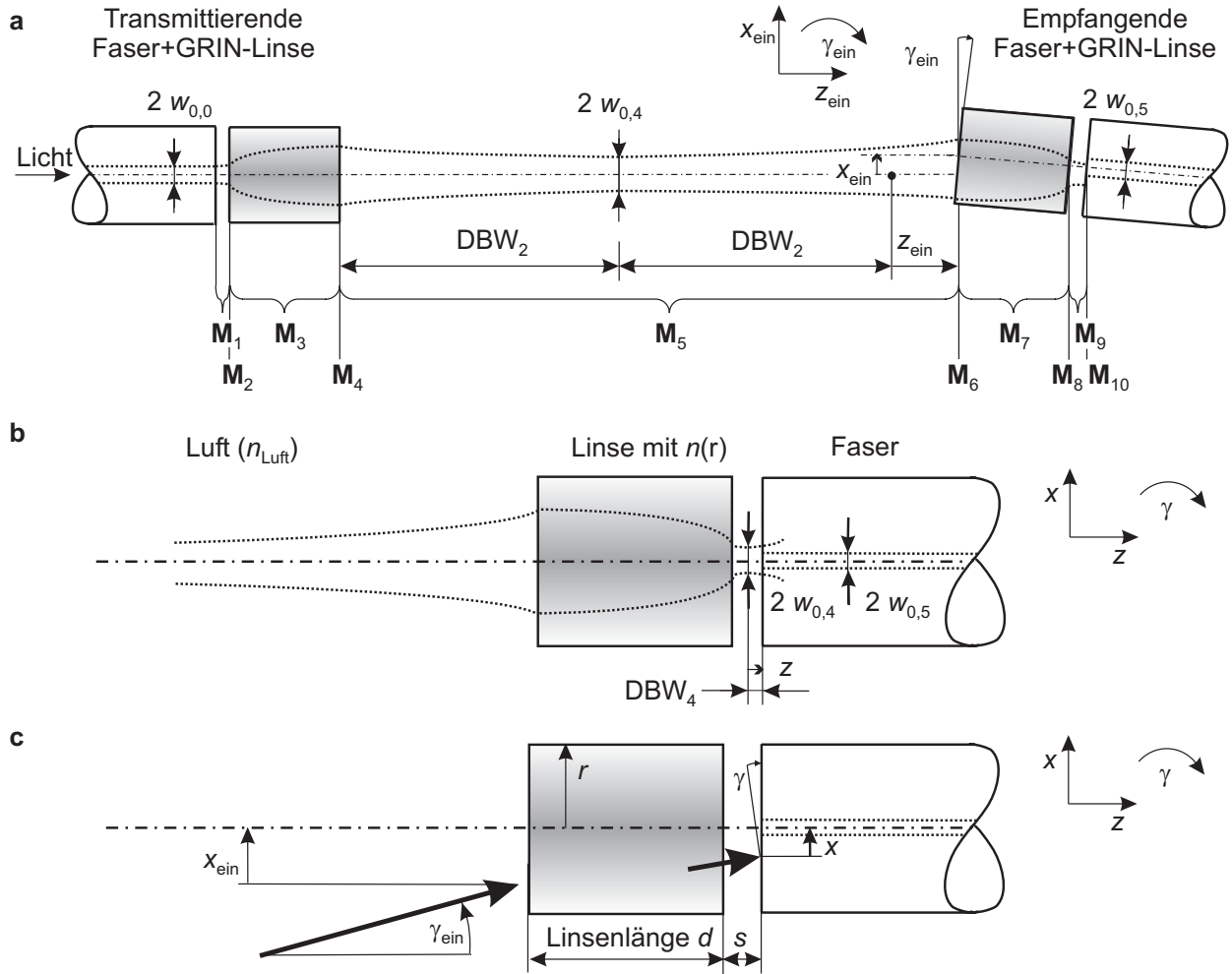
**Abbildung 4.9:** C-Linsen-Kopplung: **a** Fehlausrichtung  $x_{\text{ein}}$ ,  $\gamma_{\text{ein}}$  und  $z_{\text{ein}}$  der empfangenden Linseneinheit; **b** Distanz  $z$ , Strahlweite  $w_{0,10}$  des einfallenden Lichtstrahls und  $w_{0,11}$  der Ausgangsfaser; **c** In die Ausgangsfaser einfallender Lichtstrahl.

Versatz  $x_{\text{ein}}$ , einem Winkelfehler  $\gamma_{\text{ein}}$  und einer Distanzabweichung  $z_{\text{ein}}$  vom optimalen Abstand zusammengefasst.

GRIN-Linsen bestehen aus einem Material mit einer Brechzahl  $n_0$  an der optischen Achse. Die Brechzahl nimmt mit dem Abstand  $r$  von der optischen Achse parabelförmig ab. Mit der Gradientenkonstante  $\sqrt{A}$ , die von der Wellenlänge und dem verwendeten Material abhängt, lässt sich die Brechzahlverteilung näherungsweise angeben:

$$n(r) = n_0 \left( 1 - \frac{(\sqrt{A}r)^2}{2} \right) \quad (4.76)$$

Ein Lichtstrahl durchläuft die GRIN-Linse in sinusförmig variierendem Achsenabstand mit der räumlichen Periodenlänge  $\Lambda$  (Tabelle 2.2). Um eine Kollimation zu erreichen, muss die Linsenlänge  $d$  eine Viertelperiode oder etwas weniger betragen, was durch die Periodenzahl  $p$



**Abbildung 4.10:** GRIN-Linsen-Kopplung: **a** Fehlausrichtung  $x_{ein}$ ,  $\gamma_{ein}$  und  $z_{ein}$  der empfangenden Linseneinheit; **b** Distanz  $z$ , Strahlentaille  $w_{0,10}$  des einfallenden Lichtstrahls und  $w_{0,11}$  der Ausgangsfaser; **c** In die Ausgangsfaser einfallender Lichtstrahl.

(*pitch*) ausgedrückt wird. Die Werte liegen in der Regel zwischen  $p = 0,23 \dots 0,25$ . Mit der relativen Brechzahldifferenz  $\Delta$  und dem Linsendurchmesser  $2a_L$  gilt für die Linsenlänge:

$$d = \Lambda p = \frac{2\pi}{\sqrt{A}} p = \frac{2\pi a_L}{\sqrt{2\Delta}} p \quad \text{mit} \quad \Delta = \frac{n_0^2 - n_1^2}{2n_0^2} \quad (4.77)$$

Die Berechnung der GRIN-Linsen-Kopplung ist ebenfalls identisch mit der Kalkulation der Kugellinsen-Kopplung aus Abschnitt 4.1.2.3. Der einzige Unterschied besteht in den unterschiedlichen ABCD-Matrizen, die sich nach Abbildung 4.10 a bestimmen lassen. Sie lassen sich in Richtung der Strahlausbreitung mit dem Abstand  $s$  zwischen Faser und Linse, der Linsenlänge  $d$  sowie der Gradientenkonstante  $\sqrt{A}$  wie folgt angeben:

$$\mathbf{M}_1 = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_{Luft}}{n_0} \end{pmatrix} \quad (4.78)$$

$$\mathbf{M}_3 = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{A}d) & \frac{1}{\sqrt{A}} \sin(\sqrt{A}d) \\ -\sqrt{A} \sin(\sqrt{A}d) & \cos(\sqrt{A}d) \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_0}{n_{\text{Luft}}} \end{pmatrix} \quad (4.79)$$

$$\mathbf{M}_5 = \begin{pmatrix} 1 & 2 \text{DBW}_4 + z_{\text{ein}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_6 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_0} \end{pmatrix} \quad (4.80)$$

$$\mathbf{M}_7 = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{A}d) & \frac{1}{\sqrt{A}} \sin(\sqrt{A}d) \\ -\sqrt{A} \sin(\sqrt{A}d) & \cos(\sqrt{A}d) \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_0}{n_{\text{Luft}}} \end{pmatrix} \quad (4.81)$$

$$\mathbf{M}_9 = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_{10} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \end{pmatrix} \quad (4.82)$$

### 4.1.3 Kopplungsdesign und numerische Beispiele

In den folgenden Beispielen wird das Kopplungsdesign und die Fehlausrichtung der einzelnen Koppelvarianten für die Wellenlänge  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  und der Transmission  $T = 1$  für Strahldistanzen bis 20 mm diskutiert. In allen Beispielen wird die Standard-Singlemodefaser SMF-28e von Corning verwendet. Deren Daten sind in Tabelle A.1 zusammengefasst.

#### Faserkopplung mit identischen Fasern

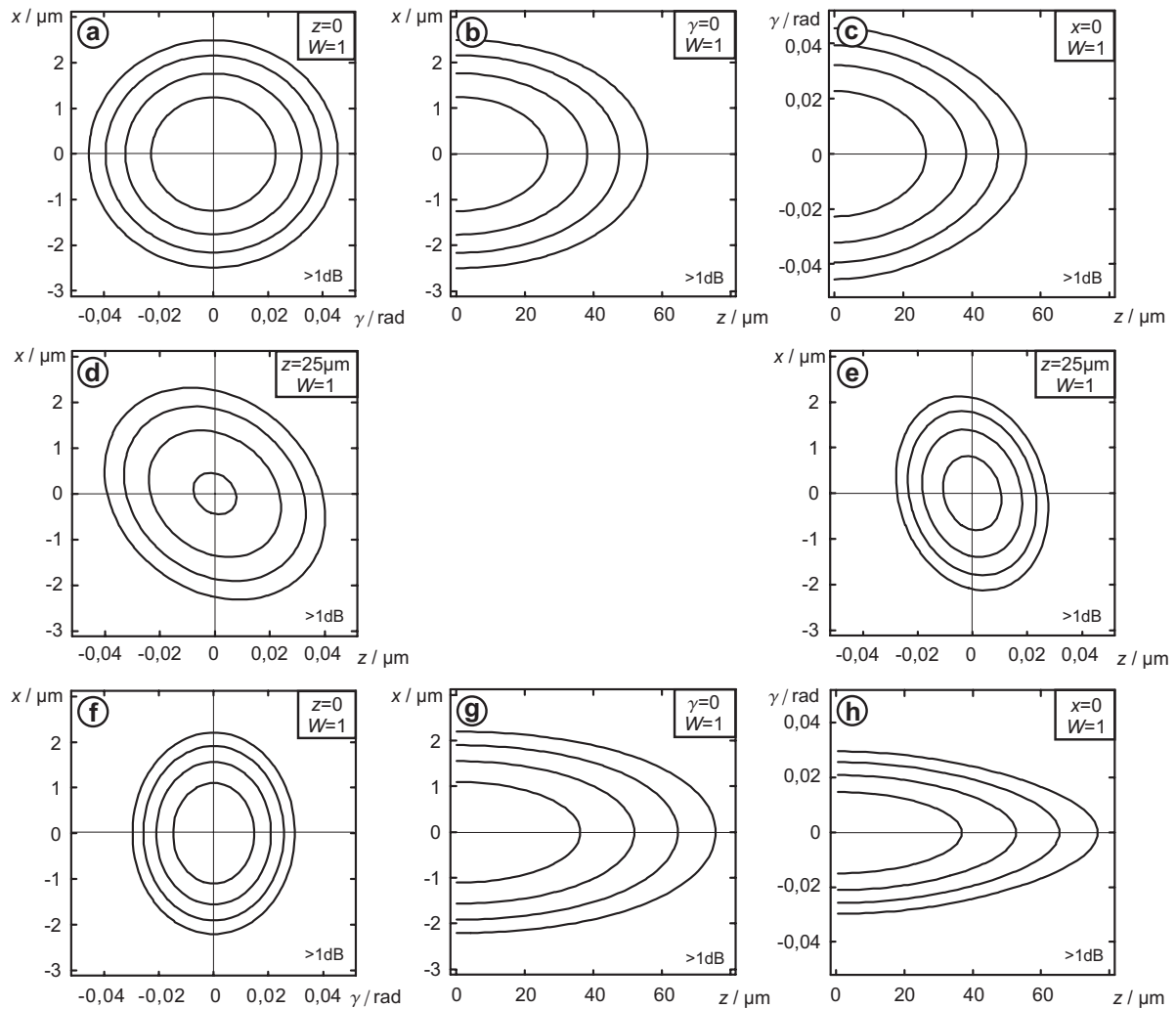
Abbildung 4.11 a-d zeigt eine Kopplung von SM-Fasern mit der Brechzahl  $n = n_{\text{Luft}}$  zwischen den Fasern; in Abbildung 4.11 e-h ist die Lücke mit einem an die Brechzahl der Faser angepassten Fluid ( $n = n_{\text{Glas}}$ ) gefüllt. Die Form der Konturgraphen ist identisch mit der normierten Darstellung der Koppeleffizienz aus Abbildung 4.5. In der Tabelle in Abbildung 4.11 sind der Strahldurchmesser  $2w_0$  und der Divergenzwinkel  $\vartheta$  des aus der Faser austretenden Lichtstrahls angegeben.

Wenn die Lücke zwischen den Fasern mit einem an die Brechzahl der Faser angepassten Fluid gefüllt ist, lässt sich die Strahldistanz bei gleichbleibenden Verlusten erhöhen, da sich die Divergenz des Lichtstrahls verringert. Die Toleranzen für radialen Versatz bleiben in der gleichen Größenordnung, während sich die Toleranzen für Winkelfehler verringern.

#### Kopplung mit angeschmolzenen Fasern

In Abbildung 4.12 sind charakteristische Größen einer Kopplung mit angeschmolzenen Fasern dargestellt. Abbildung 4.12 a zeigt die Größen  $\text{DBW}_2$  und  $w_{0,2}$  in Abhängigkeit vom Linsenradius  $R_L$ . Für  $R_L = 25 \mu\text{m}$  ist  $\text{DBW}_2$  maximal. Abbildung 4.12 b beschreibt die Größe  $\text{DBW}_3$  in Abhängigkeit von  $z_{\text{ein}}$ . Die Strahltaile liegt immer in der Ausgangsfaser, d. h.  $z \leq 0$ . Für  $z_{\text{ein}} = 0$  ist  $w_{0,3} = w_{0,0} = 5,2 \mu\text{m}$ .

In Abbildung 4.13 sind die Konturgraphen der Koppeleffizienz für eine Kopplung mit fehlausgerichteten angeschmolzenen Fasern dargestellt.



Kopplungsparameter	Strahlparameter	
	$2 w_0$	$\vartheta$
$n = n_{\text{Luft}}$	10,4 $\mu\text{m}$	5,4°
$n = n_{\text{Glas}}$	10,4 $\mu\text{m}$	3,5°

**Abbildung 4.11:** Konturgraphen gleicher Dämpfung (0,25 dB; 0,5 dB; 0,75 dB; 1 dB) für eine Kopplung mit identischen Fasern: **a-d** In der Lücke zwischen den Fasern befindet sich Luft; **e-h** Die Lücke ist mit einem an die Brechzahl der Faser angepassten Fluid gefüllt.

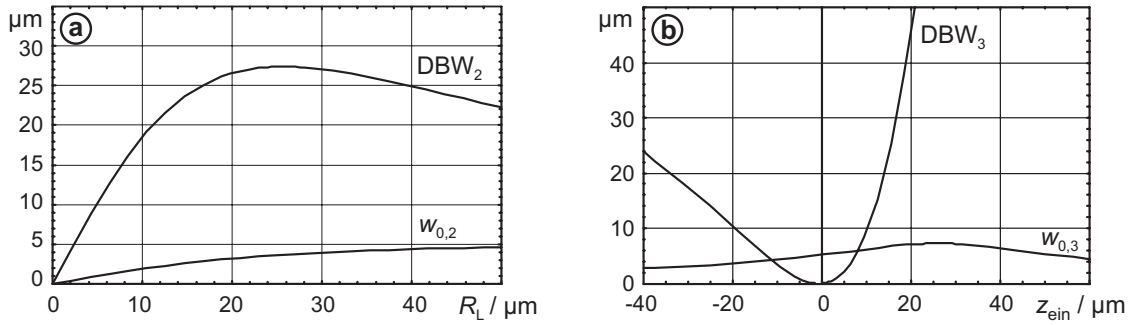
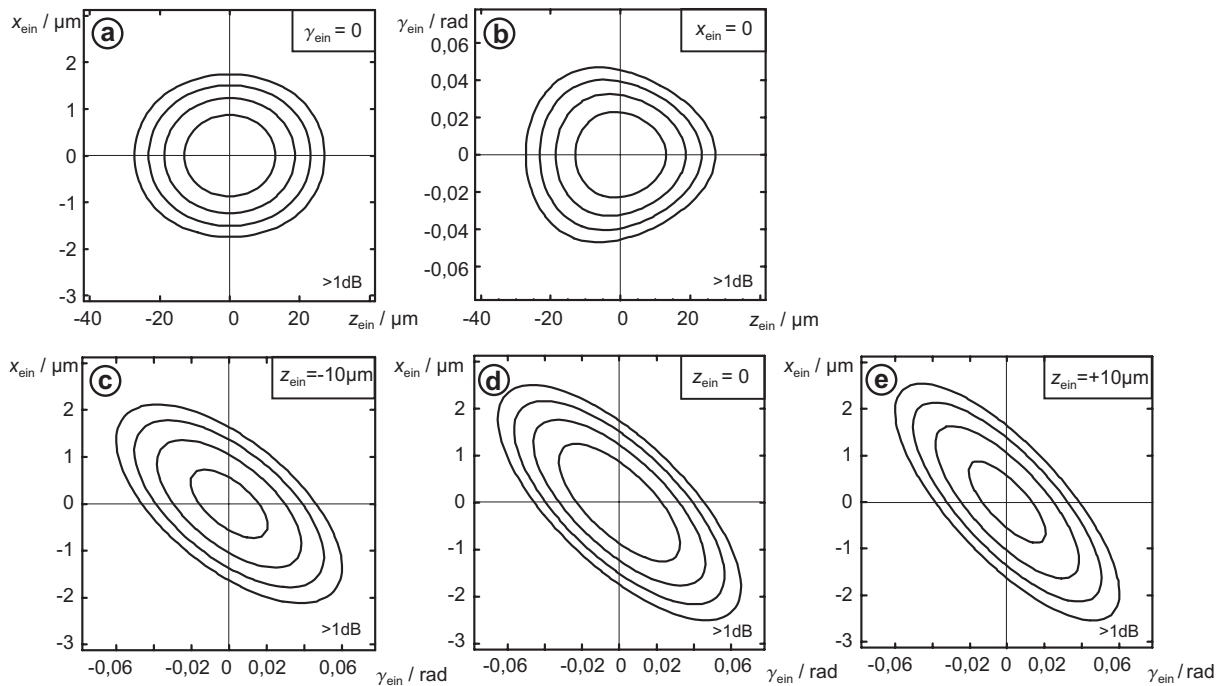


Abbildung 4.12: **a** DBW<sub>2</sub> und  $w_{0,2}$  in Abhängigkeit von  $R_L$ ; **b** DBW<sub>3</sub> und  $w_{0,3}$  in Abhängigkeit von  $z_{\text{ein}}$ .



Kopplungsparameter	Strahlparameter		
	2 DBW <sub>2</sub>	2 w <sub>0,2</sub>	ϑ <sub>2</sub>
R <sub>L</sub> = 25 μm	54 μm	7,2 μm	7,8°

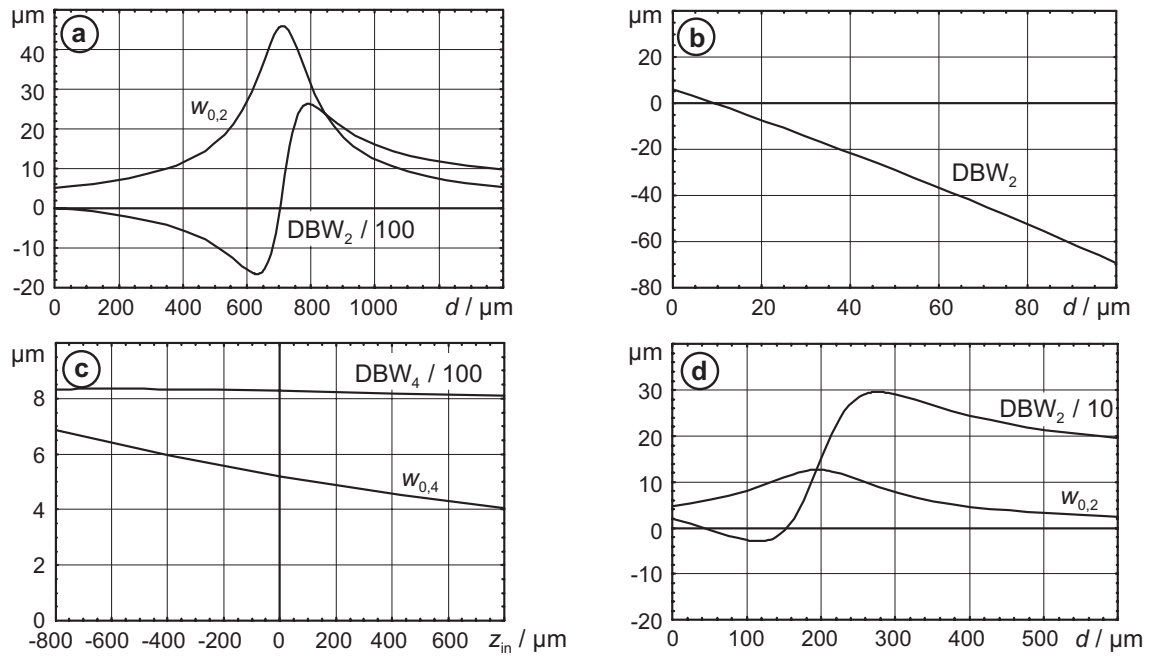
Abbildung 4.13: Konturgraphen gleicher Dämpfung (0,25 dB; 0,5 dB; 0,75 dB; 1 dB) für eine Kopplung mit angeschmolzenen Fasern und  $R_L = 25 \mu\text{m}$ .

### Faserlinsen-Kopplung

In Abbildung 4.14 sind wichtige Parameter einer Faserlinsenkopplung beschrieben. DBW<sub>2</sub> und  $w_{0,2}$  sind in Abbildung 4.14 a in Abhängigkeit von der Linsenlänge  $d$  für einen Radius  $R_L = 227 \mu\text{m}$  aufgetragen [29].

Um einen kollimierten Strahl zu erhalten, muss DBW<sub>2</sub> > 0 gewählt werden. Für DBW<sub>2</sub> < 0 ist keine reale Abbildung möglich, d. h. der Strahl divergiert, nach dem er die transmittierende Faserlinse verlassen hat. Bei DBW<sub>2</sub> = 0 tritt der Lichtstrahl wie bei der geometrischen





**Abbildung 4.14:** Kopplung mit Faserlinsen: a-c  $R_L = 227 \mu\text{m}$ ; d  $R_L = 62,5 \mu\text{m}$ .

Optik parallel aus der transmittierenden Faserlinse aus.

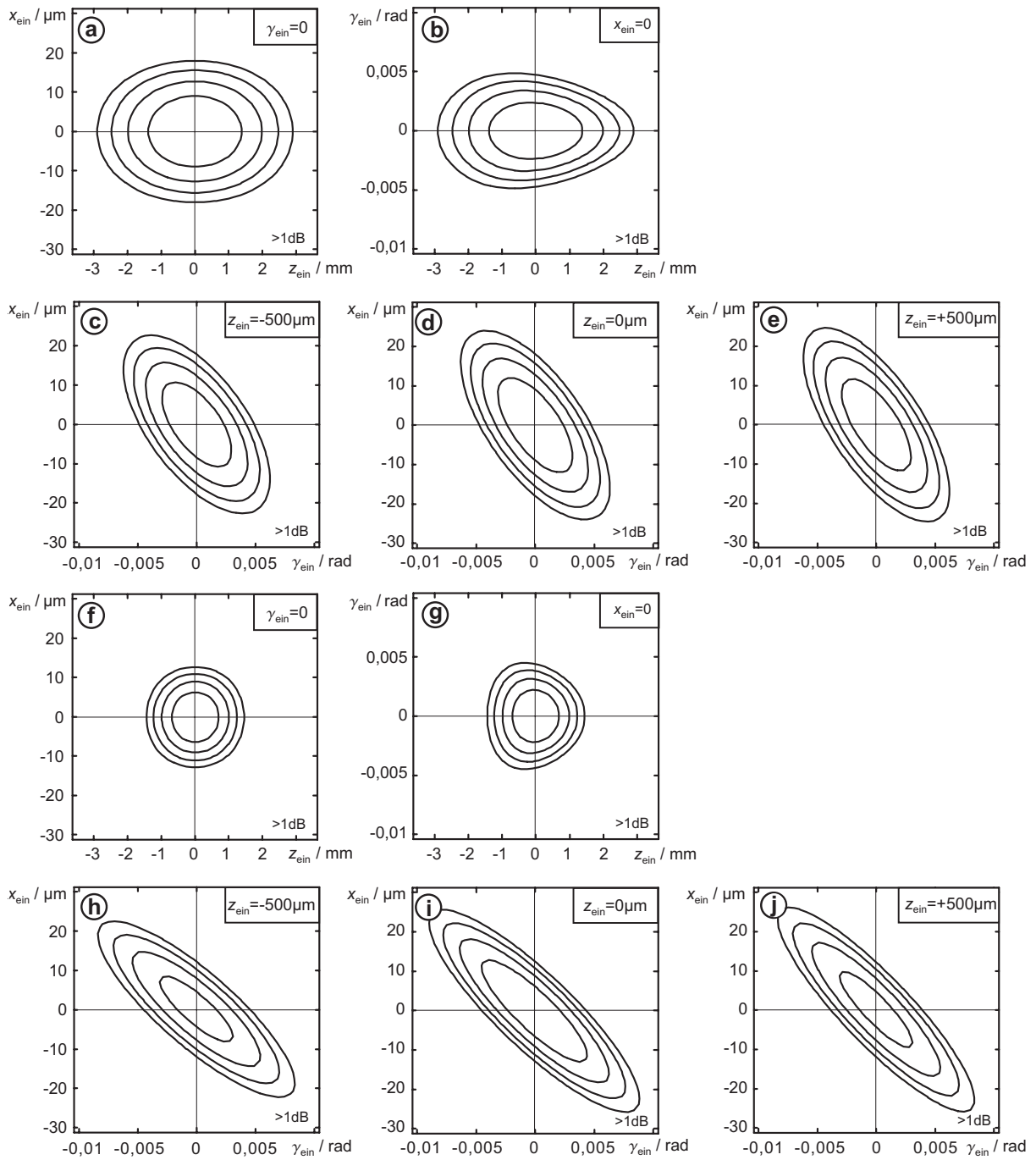
Bei der Faserlinse wird eine Kollimation, d. h.  $DBW_2 > 0$ , nur für bestimmte Linsenlängen erreicht. In dem Beispiel mit  $R_L = 227 \mu\text{m}$  muss  $d > 700 \mu\text{m}$  gewählt werden, da die Linsenlänge  $d < 7 \mu\text{m}$  zu sehr kurzen Linsen führt, siehe Abbildung 4.14 b. Bei sehr kurzen Faserlinsen entspricht die erreichbare Strahldistanz annähernd der Strahldistanz einer Kopplung mit angeschmolzenen Fasern.

Die größte Reichweite wird im Maximum von  $DBW_2$  bei  $d \approx 800 \mu\text{m}$  erreicht. Für eine Reichweite von  $DBW_2 = 2500 \mu\text{m}$  ist es möglich, die Linsenlänge mit  $d \approx 769 \mu\text{m}$  links und mit  $d \approx 826 \mu\text{m}$  rechts vom Maximum zu legen. Die Unterschiede lassen sich anhand der Konturgraphen der Koppeffizienz erkennen (Abbildung 4.15).

Hier zeigt sich, dass für die Faserlinse mit  $d = 769 \mu\text{m}$  die Toleranzen für radialen Versatz etwas und für den Abstand um den Faktor 2 größer als bei der Faserlinse mit  $d = 826 \mu\text{m}$  sind. Die Toleranzen für Winkelfehler liegen in der gleichen Größenordnung (Abbildung 4.15). Um den Einfluss von Herstellungstoleranzen auf die Strahldistanz zu verringern, wird im Fall der Standard-Faserlinse von Corning eine Linsenlänge von  $d = 826 \mu\text{m}$  gewählt [29].

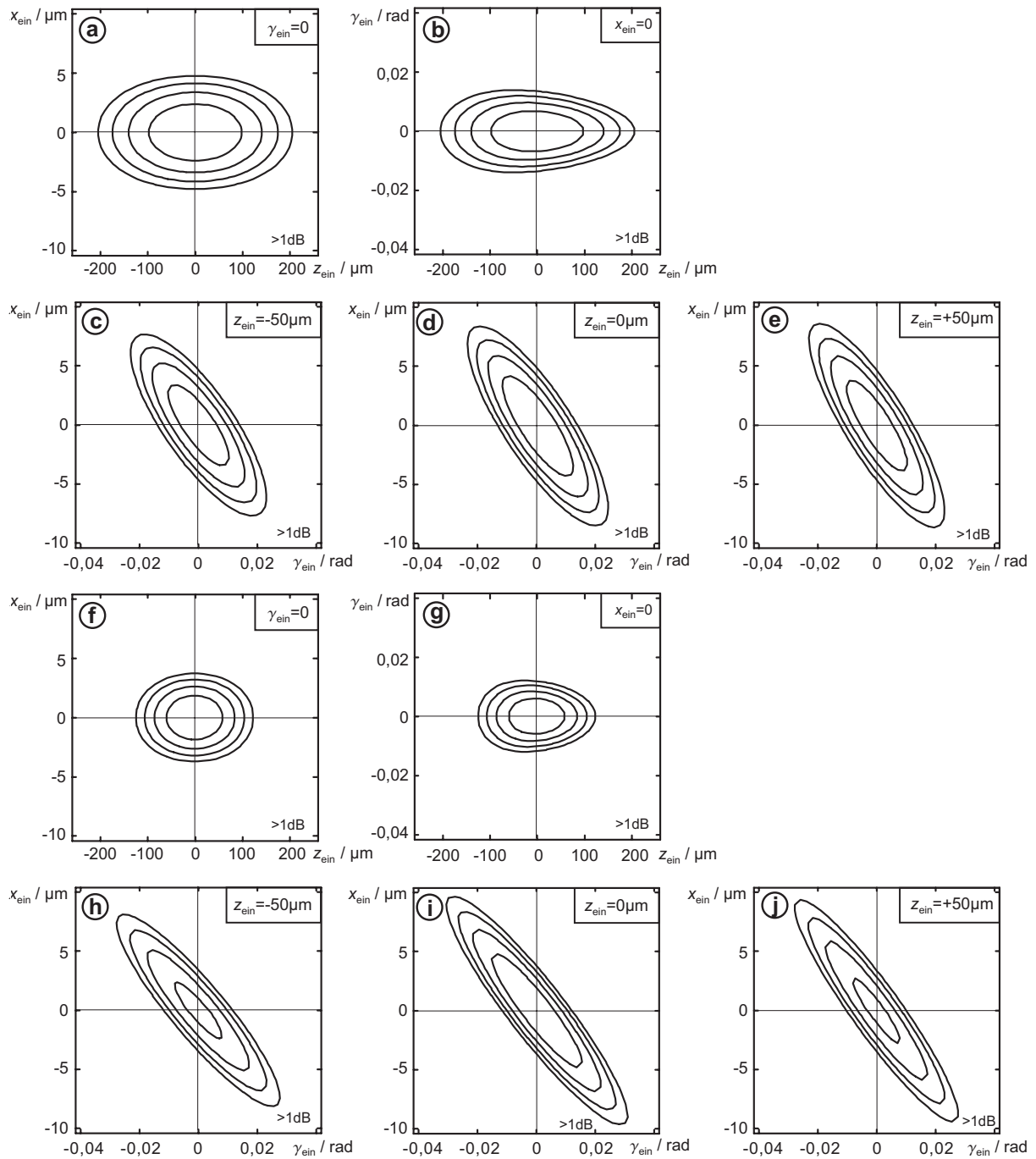
Sind die Linsen im optimalen Abstand  $2DBW_2$  angeordnet und beträgt  $z_{\text{ein}} = 0$ , dann liegt die Strahltaile auf der Stirnfläche der Ausgangsfaser  $w_{0,4} = w_{0,0} = 5,2 \mu\text{m}$  (Abbildung 4.14 c).

Abbildung 4.14 d zeigt  $DBW_2$  und  $w_{0,2}$  einer Faserlinse mit einem Linsenradius  $R_L = 62,5 \mu\text{m}$  [29]. Auch hier muss  $DBW_2 > 0$  gewählt werden, um einen kollimierten Strahl zu erhalten. Für eine Reichweite von  $DBW_2 = 290 \mu\text{m}$  beträgt die Linsenlänge links vom Maximum  $d \approx 259 \mu\text{m}$  und rechts vom Maximum  $d \approx 300 \mu\text{m}$ . Die Konturgraphen für die Kopplung sind in Abbildung 4.16 dargestellt.



Kopplungsparameter	Strahlparameter		
	$2 \text{ DBW}_2$	$2 w_{0,2}$	$\vartheta_2$
$R_L = 227 \mu\text{m}; d = 769 \mu\text{m}$	5000 $\mu\text{m}$	75 $\mu\text{m}$	$0,75^\circ$
$R_L = 227 \mu\text{m}; d = 826 \mu\text{m}$	5000 $\mu\text{m}$	53 $\mu\text{m}$	$1,07^\circ$

**Abbildung 4.15:** Konturgraphen gleicher Dämpfung (0,25 dB; 0,5 dB; 0,75 dB; 1 dB) für eine Kopplung mit Faserlinsen und  $R_L = 227 \mu\text{m}$ : **a-e**  $d = 769 \mu\text{m}$ ; **f-j**  $d = 826 \mu\text{m}$ .



Kopplungsparameter	Strahlparameter		
	$2 \text{ DBW}_2$	$2 w_{0,2}$	$\vartheta_2$
$R_L = 62,5 \mu\text{m}; d = 259 \mu\text{m}$	582 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$	$2,8^\circ$
$R_L = 62,5 \mu\text{m}; d = 300 \mu\text{m}$	582 $\mu\text{m}$	15,6 $\mu\text{m}$	$3,65^\circ$

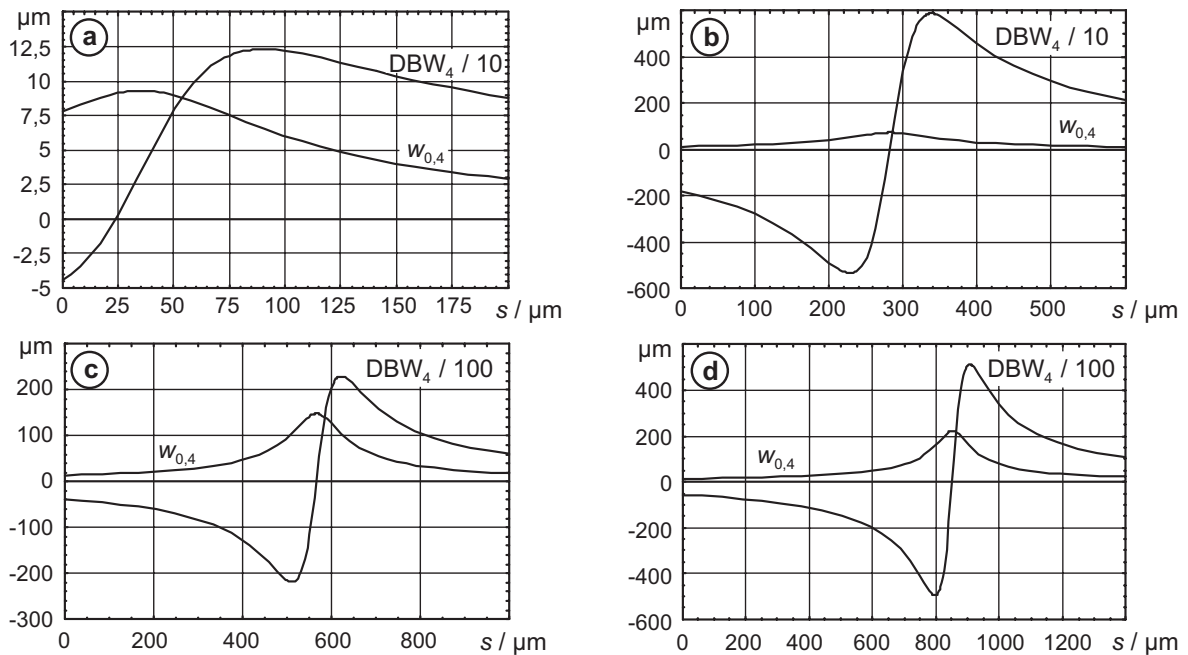
**Abbildung 4.16:** Konturgraphen gleicher Dämpfung (0,25 dB; 0,5 dB; 0,75 dB; 1 dB) für eine Kopplung mit Faserlinsen und  $R_L = 62,5 \mu\text{m}$ : **a-e**  $d = 259 \mu\text{m}$ ; **f-j**  $d = 300 \mu\text{m}$ .

Es zeigt sich auch hier, dass für die Faserlinse mit  $d = 259 \mu\text{m}$  die Toleranzen für radialen Versatz und für Winkelfehler etwas und für den Abstand um den Faktor 2 größer als bei der Faserlinse mit  $d = 300 \mu\text{m}$  sind (Abbildung 4.16).

Bei den untersuchten Faserlinsen mit  $R_L = 62,5 \mu\text{m}$  bzw.  $R_L = 227 \mu\text{m}$  ist es zur Erhöhung der Toleranzen für die FehlAusrichtung sinnvoll, jeweils die kleinere Linsenlänge zu wählen, um den Arbeitspunkt  $\text{DBW}_2$  möglichst nahe an das Maximum von  $w_{0,2}$  zu legen. Zur Erhöhung der Herstellungstoleranzen auf die Strahldistanz ist die größere Linsenlänge vorzuziehen.

### Kugellinsen-Kopplung

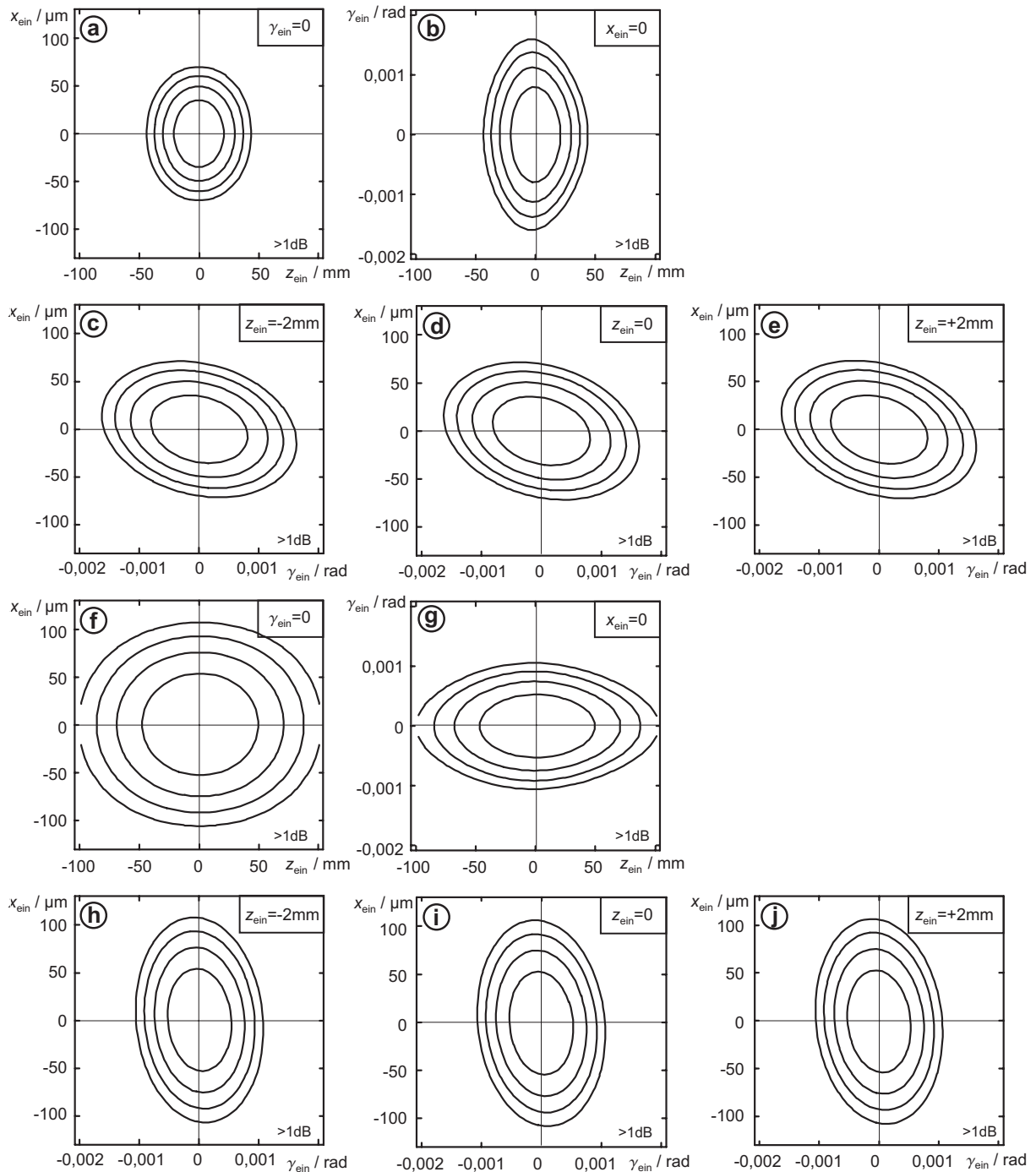
In Abbildung 4.17 ist  $\text{DBW}_4$  und  $w_{0,4}$  für verschiedene Linsenradien  $R_L$  in Abhängigkeit des Abstands der Faser zur Kugellinse  $s$  dargestellt. In Abbildung 4.17 a ist  $R_L = 62,5 \mu\text{m}$ , in 4.17 b ist  $R_L = 500 \mu\text{m}$ , in 4.17 c ist  $R_L = 1000 \mu\text{m}$  und in 4.17 d ist  $R_L = 1500 \mu\text{m}$ . Für eine Kollimation bzw. eine reale Abbildung muss  $\text{DBW}_4 > 0$  sein, und  $s$  entsprechend groß gewählt werden. Mit einem größerem Linsenradius vergrößert sich  $\text{DBW}_4$  und entsprechend auch  $s$ .



**Abbildung 4.17:** Kopplung mit Kugellinsen:  $\text{DBW}_4$  und  $w_{0,4}$  in Abhängigkeit von  $s$ :  
**a**  $R_L = 62,5 \mu\text{m}$ ; **b**  $R_L = 500 \mu\text{m}$ ; **c**  $R_L = 1000 \mu\text{m}$ ; **d**  $R_L = 1500 \mu\text{m}$ .

Mit den folgenden Kopplungen soll eine Strahldistanz von  $2\text{DBW}_4 = 20 \text{mm}$  realisiert werden. Diese Strahldistanz wird auch in dem zu entwickelnden faseroptischen Schaltmodul benötigt.

In Abbildung 4.18 a-e ist die Koppeleffizienz für eine Kugellinsenkopplung mit  $R_L = 1000 \mu\text{m}$  und in Abbildung 4.18 f-j mit  $R_L = 1500 \mu\text{m}$  dargestellt. Da hier die endgültige Einstellung der Strahldistanz über den Abstand  $s$  erfolgt, wird der Arbeitspunkt jeweils in



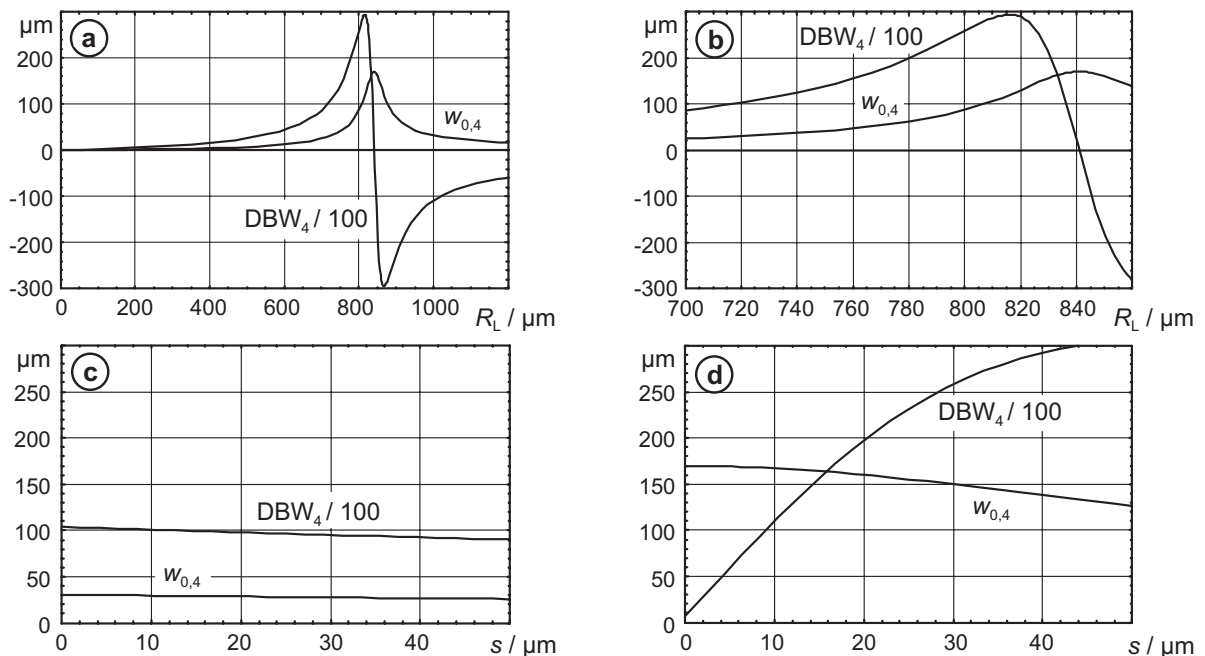
Kopplungsparameter	Strahlparameter		
	$2 \text{ DBW}_4$	$2 w_{0,4}$	$\vartheta_4$
$R_L = 1000 \mu\text{m}; s = 580 \mu\text{m}$	19994 $\mu\text{m}$	290 $\mu\text{m}$	$0,19^\circ$
$R_L = 1500 \mu\text{m}; s = 857 \mu\text{m}$	20400 $\mu\text{m}$	444 $\mu\text{m}$	$0,13^\circ$

**Abbildung 4.18:** Konturgraphen gleicher Dämpfung (0,25 dB; 0,5 dB; 0,75 dB; 1 dB) für eine Kopplung mit Kugellinsen: **a-e**  $R_L = 1000 \mu\text{m}$ ,  $s = 580 \mu\text{m}$ ; **f-j**  $R_L = 1500 \mu\text{m}$ ,  $s = 857 \mu\text{m}$ .

den steileren Kurventeil und damit näher an das Maximum von  $w_{0,4}$  gelegt. Der Arbeitspunkt im flacheren Kurventeil verschlechtert deutlich die Toleranzen für eine Fehlausrichtung.

### C-Linsen-Kopplung

Die Größen  $DBW_4$  und  $w_{0,4}$  einer C-Linsenkopplung sind in Abbildung 4.19 a in Abhängigkeit von  $R_L$  für einen Linsenabstand von  $s = 10 \mu\text{m}$  und eine Linsenlänge von  $d = 2620 \mu\text{m}$  dargestellt [104]. Abbildung 4.19 b zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der Kurve. Für eine Kollimation bzw. eine reale Abbildung muss  $DBW_4 > 0$  gewählt werden. Um eine Strahldistanz von  $2 DBW_4 = 20 \text{ mm}$  zu realisieren, wird ein Linsenradius von  $R_L = 717 \mu\text{m}$  bzw.  $R_L = 836 \mu\text{m}$  gewählt. Die Abbildungen 4.19 c und d zeigen jeweils die erforderliche Positioniergenauigkeit für den Abstand  $s$  bei den gewählten Linsenradien.

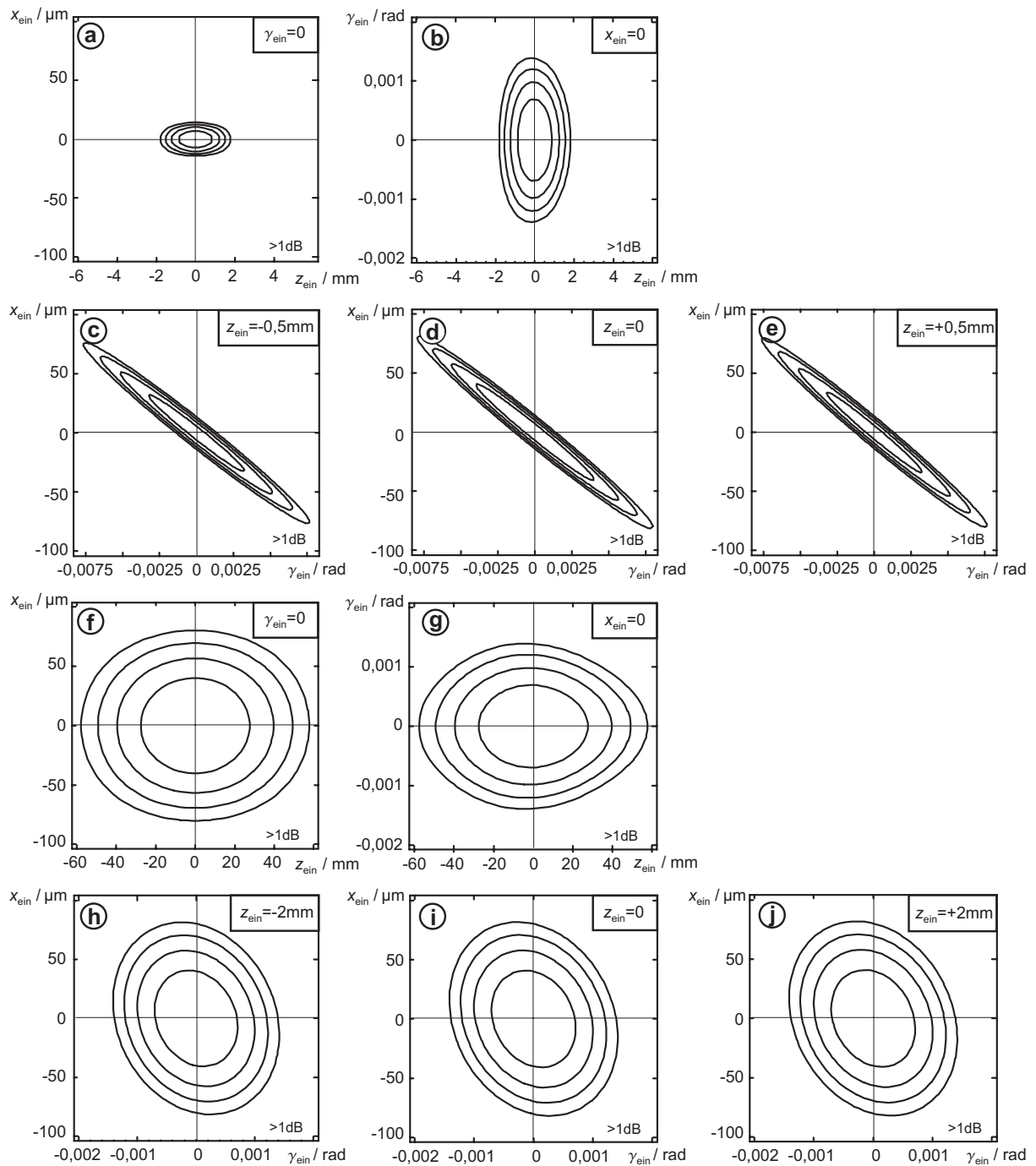


**Abbildung 4.19:** Kopplung mit C-Linsen: **a, b**  $DBW_4$  und  $w_{0,4}$  als Funktion von  $R_L$  für  $s = 10 \mu\text{m}$  und  $d = 2620 \mu\text{m}$ ; **c**  $DBW_4$  und  $w_{0,4}$  in Abhängigkeit von  $s$  für  $R_L = 717 \mu\text{m}$ ; **d**  $DBW_4$  und  $w_{0,4}$  in Abhängigkeit von  $s$  für  $R_L = 836 \mu\text{m}$ .

Den Einfluss von Fehlausrichtungen auf die Koppeleffizienz zeigt Abbildung 4.20. Die Kopplung mit  $R_L = 836 \mu\text{m}$  besitzt für alle Fehlausrichtung deutlich größere Toleranzen.

### GRIN-Linsen-Kopplung

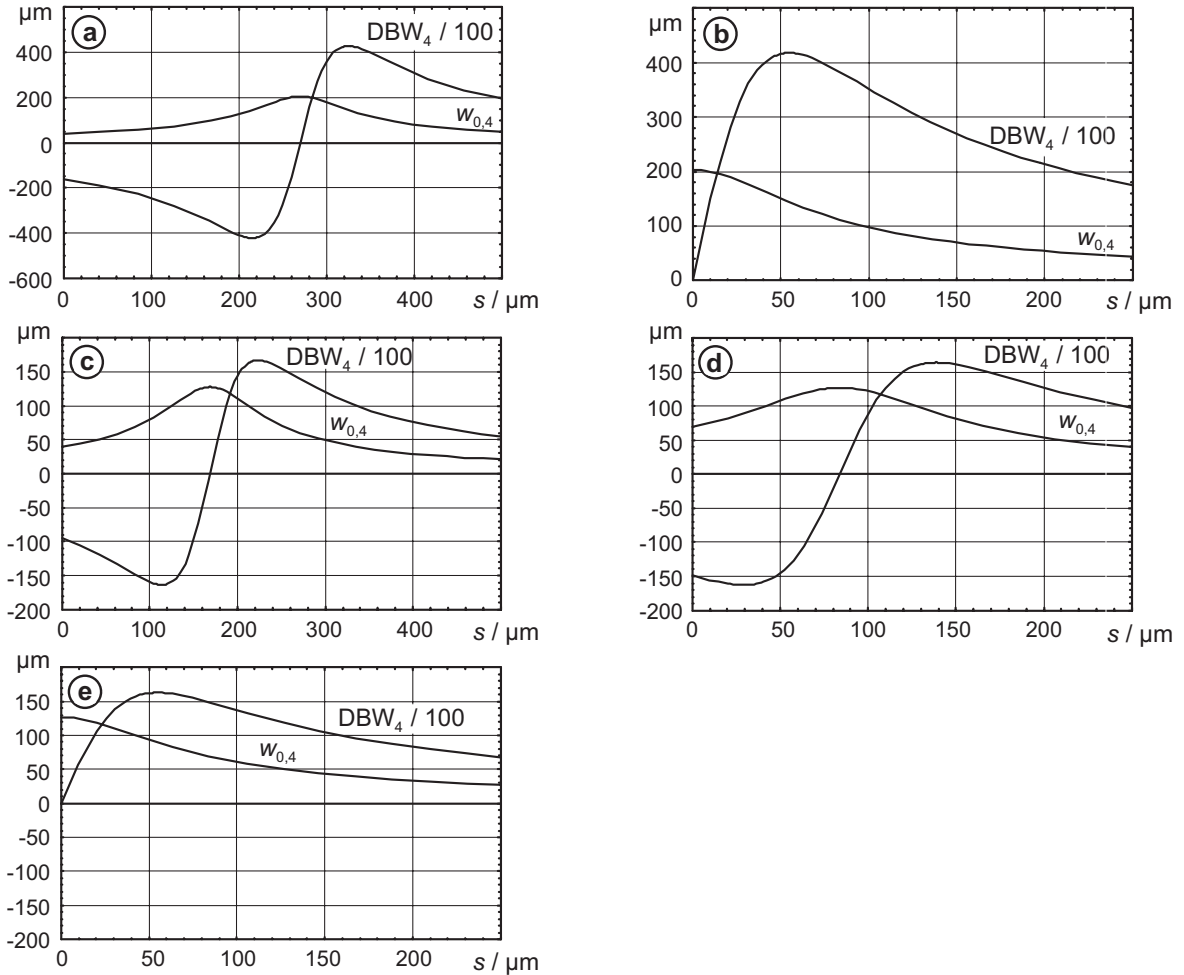
Abbildung 4.21 a-b zeigen die Größen  $DBW_4$  und  $w_{0,4}$  für eine GRIN-Linsenkopplung mit  $\sqrt{A} = 0,304 \text{ mm}^{-1}$  in Abhängigkeit vom Abstand  $s$  für  $p = 0,23$  (Abbildung 4.21 a) und  $p = 0,25$  (Abbildung 4.21 b) [105]. Interessant ist, dass für  $p = 0,25$  für jeden Abstand  $s$  eine Kollimation erfolgt, d. h. die Distanz  $DBW_4$  ist an jeder Stelle positiv. Für  $p \neq 0,25$  muss  $DBW_4 > 0$  gewählt werden, um einen kollimierten Strahl zu erhalten.



Kopplungsparameter	Strahlparameter		
	$2 \text{ DBW}_4$	$2 w_{0,4}$	$\vartheta_4$
$d = 2620 \mu\text{m}, s = 10 \mu\text{m}, R_L = 717 \mu\text{m}$	20148 $\mu\text{m}$	59,2 $\mu\text{m}$	0,95°
$d = 2620 \mu\text{m}, s = 10 \mu\text{m}, R_L = 836 \mu\text{m}$	22050 $\mu\text{m}$	334 $\mu\text{m}$	0,17°

**Abbildung 4.20:** Konturgraphen gleicher Dämpfung (0,25 dB; 0,5 dB; 0,75 dB; 1 dB) für eine Kopplung mit C-Linsen und  $d = 2620 \mu\text{m}$ ,  $s = 10 \mu\text{m}$ : **a-e**  $R_L = 717 \mu\text{m}$ ; **f-j**  $R_L = 836 \mu\text{m}$ ; Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Achsen.

In den Abbildungen 4.21 c-e ist  $DBW_4$  und  $w_{0,4}$  für  $\sqrt{A} = 0,487 \text{ mm}^{-1}$  in Abhängigkeit von  $s$  für  $p = 0,23$ ,  $p = 0,24$  und  $p = 0,25$  aufgetragen [105]. Die maximale Reichweite  $DBW_4$  ist für alle Periodenzahlen etwa gleich groß. Für eine größere Periodenzahl  $p$  verringert sich der Abstand  $s$ , da die Strahlaufweitung verstärkt in der Linse erfolgt. Auch hier ist für  $p = 0,25$  die Größe  $DBW_4$  immer positiv.

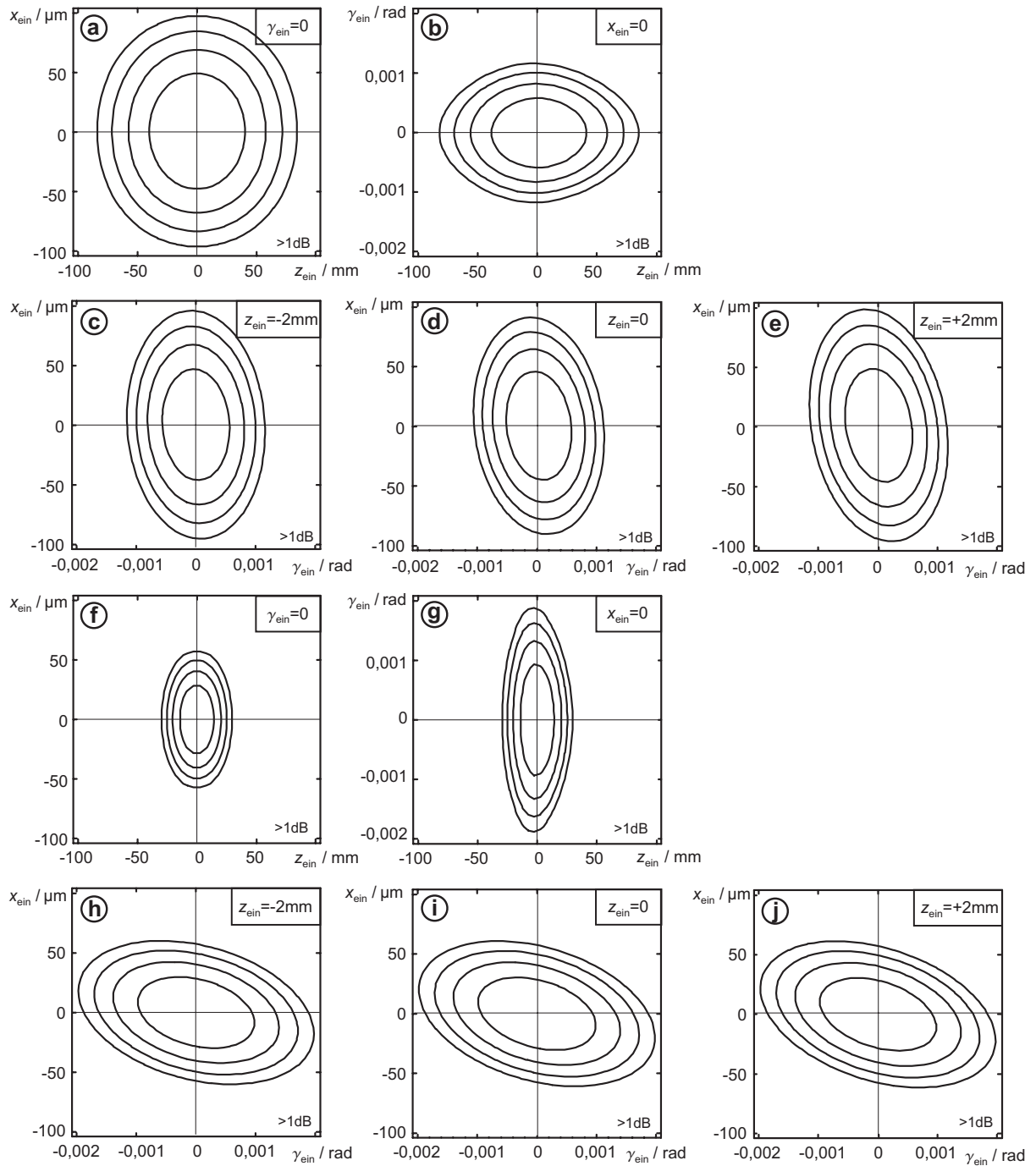


**Abbildung 4.21:**  $DBW_4$  und  $w_{0,4}$  als Funktion von  $s$  bei einer Kopplung mit GRIN-Linsen: **a**  $\sqrt{A} = 0,304 \text{ mm}^{-1}$ ,  $p = 0,23$ ; **b**  $\sqrt{A} = 0,304 \text{ mm}^{-1}$ ,  $p = 0,25$ ; **c**  $\sqrt{A} = 0,487 \text{ mm}^{-1}$ ,  $p = 0,23$ ; **d**  $\sqrt{A} = 0,487 \text{ mm}^{-1}$ ,  $p = 0,24$ ; **e**  $\sqrt{A} = 0,487 \text{ mm}^{-1}$ ,  $p = 0,25$ .

Um den Abstand  $s$  klein zu halten, wird die Periodenzahl  $p = 0,25$  gewählt. In Abbildung 4.22 a-e ist die Koppeffizienz für eine GRIN-Linsenkopplung mit  $\sqrt{A} = 0,487 \text{ mm}^{-1}$  und in Abbildung 4.22 f-j mit  $\sqrt{A} = 0,304 \text{ mm}^{-1}$  jeweils für eine Strahldistanz von  $2 DBW_4 = 20 \text{ mm}$  in Abhängigkeit der Fehlausrichtungen dargestellt.

Bei der GRIN-Linse mit  $\sqrt{A} = 0,304 \text{ mm}^{-1}$  kann  $DBW_4$  sehr groß gewählt werden. Wird die GRIN-Linse für kurze Distanzen eingesetzt, so sind die Toleranzen für den radialen Versatz und für die Distanz deutlich größer, die Toleranzen für Winkelfehler kleiner als für die Linse mit  $\sqrt{A} = 0,487 \text{ mm}^{-1}$ .





Kopplungsparameter	Strahlparameter		
	$2 \text{ DBW}_4$	$2 w_{0,4}$	$\vartheta_4$
$\sqrt{A} = 0,304 \text{ mm}^{-1}$ , $p = 0,25$ , $s = 7 \mu\text{m}$	21006 $\mu\text{m}$	402 $\mu\text{m}$	$0,14^\circ$
$\sqrt{A} = 0,487 \text{ mm}^{-1}$ , $p = 0,25$ , $s = 19 \mu\text{m}$	20158 $\mu\text{m}$	240 $\mu\text{m}$	$0,24^\circ$

**Abbildung 4.22:** Konturgraphen gleicher Dämpfung (0,25 dB; 0,5 dB; 0,75 dB; 1 dB) für eine Kopplung mit GRIN-Linsen: **a-e**  $\sqrt{A} = 0,304 \text{ mm}^{-1}$ ,  $p = 0,25$ ,  $s = 7 \mu\text{m}$ ; **f-j**  $\sqrt{A} = 0,487 \text{ mm}^{-1}$ ,  $p = 0,25$ ,  $s = 19 \mu\text{m}$ .

## 4.1.4 Zusammenfassung – Fehlausrichtung bei Kopplungen

Ein qualitativer Vergleich der Konturgraphen der untersuchten Kopplungen zeigt für alle Kopplungsvarianten dieselbe Form. Die Begründung hierfür ist, dass alle Kopplungen auf einer Strahlausbreitung mit Gaußstrahlen basieren. Der einzige Unterschied besteht im unterschiedlichen Aufbau der Kopplung.

Um den Vergleich der Kopplungen zu quantifizieren, sind in Tabelle 4.1 die diskutierten Kopplungsvarianten zusammengestellt. Die Kopplungen sind hierbei sortiert für verschiedene Reichweiten. In den letzten drei Spalten der Tabelle 4.1 ist die errechnete Fehlausrichtung für eine Einfügedämpfung von  $IL = 0,25$  dB aufgetragen.

**Tabelle 4.1:** Vergleich der Fehlausrichtungen Versatz, Fehlwinkel und Distanzfehler verschiedener Kopplungen jeweils für  $IL = 0,25$  dB

Kopplung	Parameter	$2 w_0$ <sup>1</sup>	$x_{\text{ein}}$ <sup>2</sup>	$\gamma_{\text{ein}}$ <sup>2</sup>	$z_{\text{ein}}$ <sup>2</sup>
		$\mu\text{m}$	$\mu\text{m}$	rad	$\mu\text{m}$
<b>Reichweite:</b> $< 40 \mu\text{m}$					
Faserkopplung	$n = n_{\text{Luft}}$	10,4	1,3	0,023	27
Faserkopplung	$n = n_{\text{Glas}}$	10,4	1,3	0,016	40
<b>Reichweite:</b> $2 \text{ DB } W_2 \approx 54 \mu\text{m}$					
Tapered Fiber	$R_L = 25 \mu\text{m}$	7,2	0,87	0,023	13
<b>Reichweite:</b> $2 \text{ DB } W_2 \approx 580 \mu\text{m}$					
Faserlinse	$R_L = 62,5 \mu\text{m}; d = 259 \mu\text{m}$	20	2,4	0,0068	98
Faserlinse	$R_L = 62,5 \mu\text{m}; d = 300 \mu\text{m}$	15,6	1,86	0,0059	60
<b>Reichweite:</b> $2 \text{ DB } W_2 \approx 5 \text{ mm}$					
Faserlinse	$R_L = 227 \mu\text{m}; d = 769 \mu\text{m}$	75	9	0,0024	1390
Faserlinse	$R_L = 227 \mu\text{m}; d = 826 \mu\text{m}$	53	6,4	0,0024	700
<b>Reichweite:</b> $2 \text{ DB } W_4 \approx 20 \text{ mm}$					
Kugellinse	$R_L = 1000 \mu\text{m}; s = 580 \mu\text{m}$	290	35	0,0008	20900
Kugellinse	$R_L = 1500 \mu\text{m}; s = 857 \mu\text{m}$	444	54	0,00053	48700
C-Linse	$d = 2,62 \text{ mm}; s = 10 \mu\text{m}; R_L = 717 \mu\text{m}$	59,2	7,2	0,0007	870
C-Linse	$d = 2,62 \text{ mm}; s = 10 \mu\text{m}; R_L = 836 \mu\text{m}$	334	41	0,0007	27600
GRIN-Linse	$\sqrt{A} = \frac{0,487}{\text{mm}}; p = 0,25; s = 19 \mu\text{m}$	240	29	0,00094	14200
GRIN-Linse	$\sqrt{A} = \frac{0,304}{\text{mm}}; p = 0,25; s = 7 \mu\text{m}$	402	49	0,00059	40100

<sup>1</sup> Tapered Fiber und Faserlinse:  $w_{0,2}$ ; für alle anderen Linsenkopplungen:  $w_{0,4}$

<sup>2</sup> für die Faserkopplung gilt:  $x, \gamma, z$

Allgemein lässt sich sagen, dass die Koppelleffizienz der Kopplungen für größere Reichweiten empfindlicher für Winkelfehler und unempfindlicher für radialen Versatz sowie Abweichungen vom optimalen Abstand wird. Dabei liegen die Toleranzen für den Abstand mindestens eine Größenordnung über den Toleranzen für radialen Versatz.

Die Toleranzen für die Fehlausrichtungen lassen sich verbessern, wenn der Arbeitspunkt

der Kopplungen DBW möglichst nahe an das Maximum der Strahltaile im Freiraum gelegt wird. Hierbei vergrößert sich auch der Strahldurchmesser deutlich und die Divergenz des Gaußstrahls verringert sich. In Folge ist der Gaußstrahl besser kollimiert.

Bei Linsen kann das Licht unter einem Fehlwinkel aus der Linse heraustreten, was als *Schiel* der Linsen bezeichnet wird. Zur Verringerung des Schiels sollte der Abstand  $s$  zwischen Faser und C-Linse bzw. Faser und GRIN-Linse möglichst klein sein (vgl. Abschnitt 4.3). Bei einer Strahlkopplung mit Kugellinsen muss ein deutlich größerer Abstand zwischen Faser und Kugellinse gewählt werden.

Die Werte der Fehlausrichtung unterscheiden sich bei Kopplungen mit ähnlichen Reichweiten nur minimal. Damit existiert kein Kopplungsdesign, das bauartbedingt fehlertoleranter ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass hier eine Kopplung von Gaußstrahlen betrachtet wird – der einzige Unterschied ist die durch unterschiedliche Komponenten erwirkte Strahlkollimation. Lässt sich die Strahlausbreitung mit Hilfe von Gaußstrahlen nicht in hinreichender Näherung beschreiben, so ist die Gültigkeit dieser Aussage durch eine exakte Rechnung zu prüfen.

Generell ist bei dem Design von Linsen zu berücksichtigen, dass bei Brechungen an gekrümmten Flächen der Strahldurchmesser in erster Näherung um den Faktor drei kleiner sein muss als der Linsendurchmesser, da sonst Abbildungsfehler zusätzliche Verluste hervorrufen [22, 106].

Für die Aufbau- und Verbindungstechnik resultiert daraus, dass der Aufbau einer Kopplung ohne eine genaue Ausrichtung nicht möglich ist. Für sehr kurze Reichweiten der Kopplung werden die Ausrichtungsfehler durch radialen Versatz dominiert, für größere Reichweiten von Winkelfehlern.

## 4.2 Abhängigkeit der Kopplungen von Wellenlänge, Polarisierung und Richtung

Nach der Diskussion der Auswirkung von Fehlausrichtungen auf die Koppeleffizienz, werden im weiteren die Abhängigkeiten der Kopplungen von der verwendeten Wellenlänge, Polarisierung und Richtung untersucht, um festzustellen, ob Unterschiede der einzelnen Kopplungen existieren.

### 4.2.1 Wellenlängenabhängigkeit

Die Wellenlängenabhängigkeit einer Kopplung beschreibt, wie sich die Dämpfung einer Kopplung über einen Wellenlängenbereich ändert. Die wellenlängenabhängige Dämpfung berechnet sich gemäß (2.32):

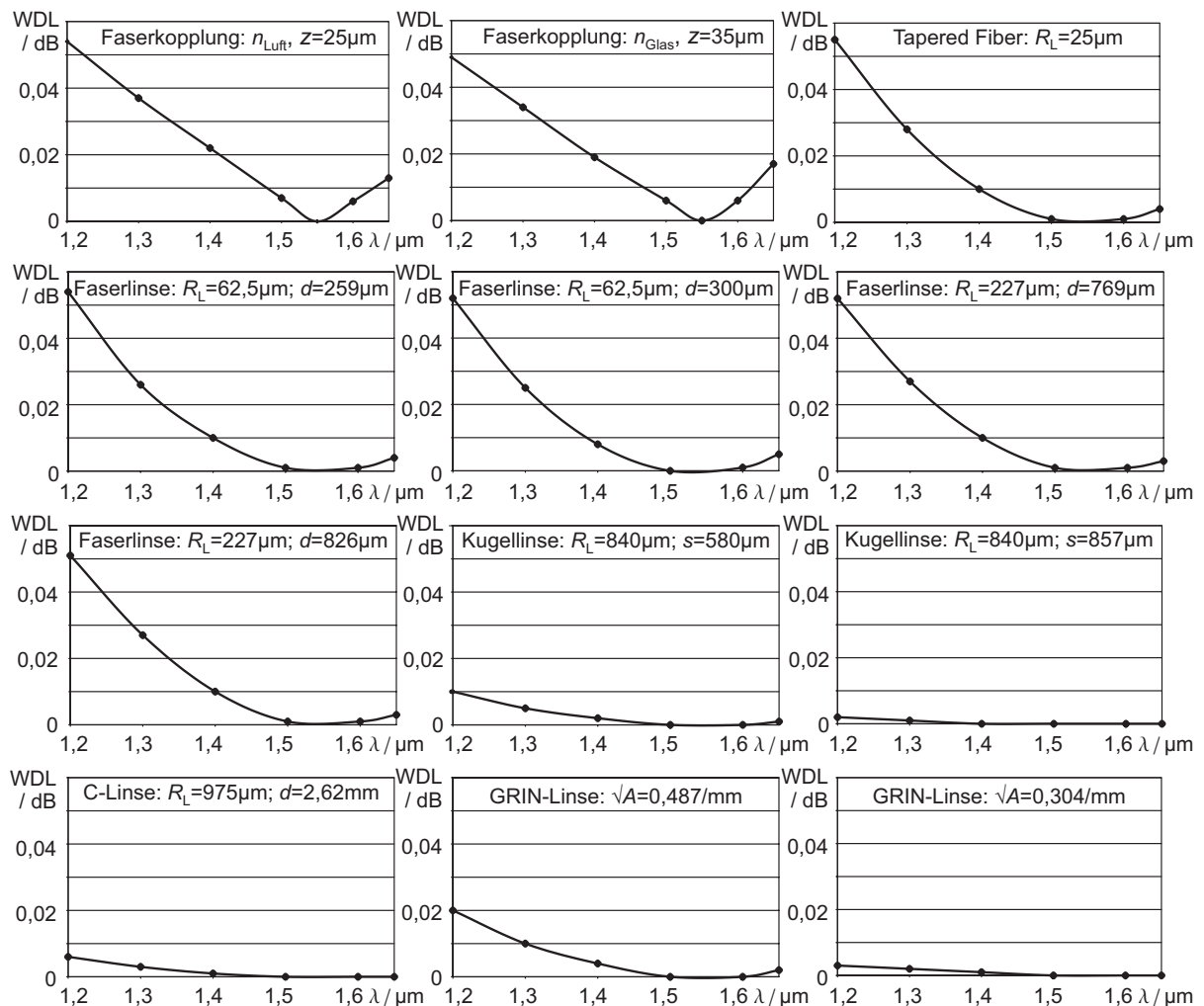
$$\text{WDL} = \text{IL}_{\lambda, \text{max}} - \text{IL}_{\lambda, \text{min}}$$

Jede Kopplung muss für eine Betriebswellenlänge ausgelegt werden. Diese beträgt hier  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Bei der Faserkopplung wird der Abstand der Fasern so gewählt, dass bei der Betriebswellenlänge die Einfügedämpfung  $\text{IL} = 0,2 \text{ dB}$  beträgt. Die Linsenkopplungen sind für

die Betriebswellenlänge ausgelegt, und die Linsen im entsprechenden Abstand positioniert, so dass  $IL = 0$  dB ist.

Durch die Definition von WDL ist der resultierende Wert immer positiv. Liegt die Betriebswellenlänge in der Mitte des betrachteten Wellenlängenbereichs, so ist WDL kleiner als wenn die Betriebswellenlänge mit dem unteren oder oberen Ende des Wellenlängenbereichs übereinstimmt.

In der ersten Untersuchung werden die in Tabelle 4.1 beschriebenen Kopplungen auf ihre wellenlängenabhängige Dämpfung hin untersucht. Die Wellenlänge wird im Bereich  $\lambda = 1,2 \dots 1,65 \mu\text{m}$  variiert. Für die Berechnung der wellenlängenabhängigen Dämpfung WDL ist berücksichtigt, dass sich mit der Wellenlänge  $\lambda$  auch die Strahltaile  $w_0$  der Singlemodedfasern ändert (Abbildung 4.23).



**Abbildung 4.23:** Wellenlängenabhängige Dämpfung der Kopplungen mit der Betriebswellenlänge  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  (Kopplungsparameter siehe Tabelle 4.1).

Für alle Kopplungen ist  $WDL < 0,055$  dB. Bei den Faserkopplungen ist WDL bei geringen Abweichungen von der Betriebswellenlänge etwas größer als bei den Linsenkopplungen. Wenn die gewählte Reichweite bei Linsenkopplungen im Arbeitspunkt deutlich kleiner als die maxi-

male Reichweite ist und sich der Arbeitspunkt im Kurventeil nahe der maximalen Strahltaile befindet, dann ist WDL deutlich kleiner. Insgesamt liegt die Wellenlängenabhängigkeit bei den Kopplungen in einer ähnlichen Größenordnung und ist praktisch vernachlässigbar.

Ein interessantes Ergebnis resultiert aus einer Zwischenrechnung: Für die Kopplung mit angeschmolzenen Fasern ist die optimale Distanz zwischen den Fasern bei kleineren Wellenlängen kürzer, und bei allen anderen Kopplungen verlängert sich die optimale Distanz.

In optischen Abschwächern kann die Abschwächung durch eine stark fehlausgerichtete Kopplung realisiert werden. Hierzu wurde die wellenlängenabhängige Dämpfung für eine Kopplung mit C-Linsen und einer Fehlausrichtung durch radialen Versatz  $x_{\text{ein}}$  berechnet. Die Betriebswellenlänge der Kopplung beträgt  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , die Kopplungsparameter sind  $d = 2620 \mu\text{m}$ ,  $R_L = 836 \mu\text{m}$  und  $s = 10 \mu\text{m}$  (Tabelle 4.2).

**Tabelle 4.2:** Wellenlängenabhängige Dämpfung für eine durch radialen Versatz fehlausgerichtete Kopplung mit C-Linsen (Betriebswellenlänge  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ )

$x_{\text{ein}}$ $\mu\text{m}$	IL / dB $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	WDL / dB					
		$\lambda = 1,2 \mu\text{m}$	$\lambda = 1,3 \mu\text{m}$	$\lambda = 1,4 \mu\text{m}$	$\lambda = 1,5 \mu\text{m}$	$\lambda = 1,6 \mu\text{m}$	$\lambda = 1,65 \mu\text{m}$
0	0	0,006	0,003	0,001	0	0	0
80	1	0,16	0,10	0,05	0,01	0,02	0,04
114	2	0,35	0,23	0,14	0,05	0,01	0,05
140	3	0,53	0,37	0,22	0,10	0,01	0,05
180	5	0,84	0,56	0,32	0,12	0,05	0,13
220	7,5	1,22	0,81	0,45	0,15	0,11	0,22
254	10	1,6	1,1	0,6	0,2	0,15	0,3
359	20	3,2	2,1	1,2	0,4	0,3	0,6
440	30	4,9	3,2	1,8	0,6	0,4	0,9
508	40	6,5	4,3	2,4	0,8	0,6	1,2
568	50	8,2	5,4	3,0	1,0	0,7	1,5
622	60	9,7	6,4	3,6	1,2	0,9	1,8

WDL ist im Bereich der Betriebswellenlänge sehr gering und steigt sowohl in Richtung kürzerer Wellenlängen, als auch für einen größeren Faserversatz deutlich an.

Im Folgenden wird die Auswirkung der Wellenlängenabhängigkeit für die Verwendung optischer Abschwächer basierend auf einer Fehleinkopplung durch radialen Versatz diskutiert:

- Arbeitet der Abschwächer nur für eine Wellenlänge, so lässt sich für jede Wellenlänge die jeweilige Dämpfungskurve berechnen.
- Wird der Abschwächer für Wellenlängen im Bereich  $\pm 25 \text{ nm}$  um die Betriebswellenlänge eingesetzt, so kann die Wellenlängenabhängigkeit vernachlässigt und die Dämpfungskurve der Betriebswellenlänge verwendet werden.
- Wird der Abschwächer gleichzeitig für Wellenlängen von  $\lambda = 1,2 \dots 1,65 \mu\text{m}$  eingesetzt, so tritt für größere Abschwächungen eine große Wellenlängenabhängigkeit auf.

Die Ergebnisse der Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit der Kopplungen lassen sich wie folgt zusammenfassen: Bei einer konstanten Dämpfung ist WDL in guter Näherung unabhängig von der verwendeten Kopplung. Für optimal ausgerichtete Kopplungen ist WDL vernachlässigbar. Bei fehlausgerichteten Kopplungen steigt WDL sowohl für größere Fehl- ausrichtungen als auch für größere Abweichungen von der Betriebswellenlänge deutlich an.

### 4.2.2 Polarisationsabhängigkeit

Neben der Dämpfung, die abhängig von der verwendeten Wellenlänge des Lichts ist, spielt auch die Dämpfung, die abhängig von der Polarisation des Lichts ist, eine Rolle. In der Literatur ist keine Lösung bekannt, die eine Untersuchung der Polarisationsabhängigkeit in Kombination mit Gaußstrahlen ermöglicht.

Die möglichen Abhängigkeiten der beschriebenen Kopplungsarten von der Polarisation sind sehr begrenzt. Die verwendeten Koppelemente sind rotationssymmetrisch aufgebaut und besitzen keine doppelbrechenden Eigenschaften. Die einzige Ursache für eine polarisationsabhängige Dämpfung besteht in der unterschiedlichen Transmission  $\Delta T$  an den dielektrischen Grenzflächen. Wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, ist für Luft-Glas-Übergänge bei einem Einfallswinkel  $\theta < 10^\circ$  der Unterschied der Transmissionen  $\Delta T = T_{\parallel} - T_{\perp} \approx 0$ . Je nach verwendetem Schichtaufbau erhöht sich  $\Delta T$  unter Umständen minimal durch die Entspiegelung der Grenzflächen.

In kommerziell erhältlichen Linsensystemen ist die Polarisationserhaltung  $> 99\%$ , d. h. die polarisationsabhängige Dämpfung  $\text{PDL} < 0,05 \text{ dB}$  und damit vernachlässigbar [98].

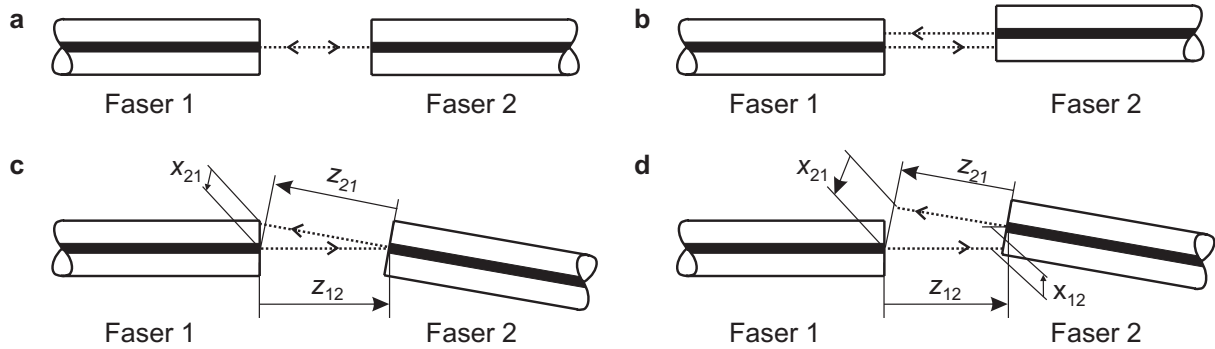
Als Ergebnis der Untersuchung der Polarisationsabhängigkeit der Kopplungen lässt sich sagen, dass die betrachteten Kopplungen praktisch unabhängig von der Polarisation des Lichts sind.

### 4.2.3 Richtungsabhängigkeit

Breitet sich das Licht in einer Faserkopplung von Faser 1 nach Faser 2 bzw. in umgekehrter Richtung aus, so stellt sich die Frage, ob die Koppeffizienz richtungsabhängig ist. Nach dem *Reziprozitätstheorem* gilt für alle linearen Medien bzw. Übertragungssysteme grundsätzlich die Umkehrbarkeit des Signalweges.

Die Reziprozität einer Kopplung lässt sich in den meisten Fällen aufgrund des symmetrischen Aufbaus direkt erkennen (Abbildung 4.24 a und b). Tritt bei der Kopplung ein Winkelfehler auf, so ist die Reziprozität nicht mehr sichtbar (Abbildung 4.24 c und d).

Abbildung 4.24 c zeigt eine Kopplung von Faser 1 nach Faser 2 mit einer Distanz  $z_{12}$ , einem Fehlwinkel  $+\gamma_{12}$  und Versatz  $x_{12} = 0$ . In Richtung Faser 2 nach Faser 1 beträgt die Distanz  $z_{21} < z_{12}$ , der Fehlwinkel ist  $-\gamma_{21}$  mit  $|\gamma_{12}| = |\gamma_{21}|$  und einem Versatz  $x_{21} \neq 0$ . Abbildung 4.24 d zeigt einen ähnlichen Fall mit zusätzlichem Versatz in Richtung von Faser 1 nach Faser 2. Obwohl in diesen Beispielen bei einem Richtungswechsel alle Fehlansichtungen ihre Größe und teilweise auch ihre Vorzeichen ändern, bestätigt die Berechnung der Koppeffizienz die Richtungsunabhängigkeit.



**Abbildung 4.24:** Untersuchung der Faserkopplung auf ihre Richtungsabhängigkeit: **a, b** Die Reziprozität ist aufgrund des symmetrischen Aufbaus direkt erkennbar; **c** Fehlausrichtung für Richtung 1 → 2:  $x_{12} = 0, +\gamma, z_{12}$ ; Richtung 2 → 1 mit  $x_{21} \neq 0, -\gamma, z_{21}$ ; **d** Fehlausrichtung für Richtung 1 → 2 mit  $x_{12}, +\gamma, z_{12}$ ; Richtung 2 → 1 mit  $x_{21} \neq 0, -\gamma, z_{21}$ .

Für eine Kopplung mit Linsen lassen sich die gleichen Überlegungen anstellen. Hierzu müssen die in Abbildung 4.24 dargestellten Fasern durch Linsen ersetzt werden. Aufgrund der größeren Reichweiten kann bei Winkelfehlern ein großer radialer Versatz hinzukommen. Obwohl sich die Fehlausrichtungen bei Linsen teilweise noch extremer als bei der Faserkopplung verändern, zeigt die Berechnung der Koppeffizienz auch hier keine Richtungsabhängigkeit.

Die Richtungsunabhängigkeit wurde in Versuchen mit Faser- und Linsenkopplungen überprüft. Hierbei ist eine Messung der Koppeffizienz mit definierter Fehlausrichtung sehr schwierig zu realisieren, da sich die einzelnen Fehlausrichtungen schwer separieren lassen und es sich nicht nur um einen planaren Aufbau handelt. Die Messung der Richtungsabhängigkeit erfolgte daher folgendermaßen: Bei einer stark fehlausgerichteten Kopplung (z. B. IL  $\approx$  10 dB) wurde durch Wechseln der Anschlussstecker die Richtung getauscht und die Dämpfung gemessen. Vorteil dieser Methode ist, dass kleine Dämpfungsschwankungen der Stecker und Fasern gegenüber der Dämpfung durch die Fehlausrichtung vernachlässigbar sind. Die Versuchsergebnisse bestätigen die Richtungsunabhängigkeit fehlausgerichteter Kopplungen.

Das entwickelte theoretische Modell zur Berechnung der Koppeffizienz bestätigt die Richtungsunabhängigkeit aller Kopplungen. Bei der Berechnung müssen die Fehlausrichtungparameter angepasst und insbesondere die Vorzeichen berücksichtigt werden.

### 4.3 Aufbautechnik von Kopplungen für Singlemodefasern

Der Aufbau einer Kopplung für Singlemodefasern ist immer mit einem hohen Aufwand verbunden. Das liegt daran, dass die Fasern und Linsen sehr genau zueinander ausgerichtet werden müssen.

Die Ausrichtung der Singlemodefasern in einer Faserkopplung erfolgt in den meisten Fällen durch Anschläge, wodurch sich der radiale Versatz reduzieren lässt. Der Abstand der

Fasern wird häufig mit Hilfe von Markierungsmarken, die sich auf dem Träger befinden, eingestellt. Der Träger für optische Komponenten wird auch als *optische Bank* bezeichnet. Als Anschlüsse lassen sich sehr gut sogenannte Silizium-V-Gruben verwenden. Diese sehr präzisen V-förmigen Gruben entstehen durch anisotropes Ätzen von Silizium in (100)-Richtung. Mit dieser Technologie lassen sich z. B. auch Gruben für die Aufnahme von Kugellinsen herstellen [107, 108].

Eine weitere Möglichkeit zur Faserpositionierung bieten die mit dem DRIE-Ätzverfahren (*deep reactive ion etching*) hergestellten Strukturen in Silizium, mit dem sich auch Federelemente zur besseren Positionierung mit integrieren lassen [87].

Häufig wird bei Stirnflächenkopplungen die Lücke mit einem an die Brechzahl von Glas angepassten Fluid (*index matching oil*) gefüllt. Dadurch lässt sich zum Einen die Strahldistanz erhöhen und zum Anderen reduzieren sich die Reflexionen. Nachteile bestehen in den Alterungseffekten des verwendeten Fluids wie Trübung oder Schlieren- bzw. Blasenbildung [18].

Wird eine Linsen-Kopplung aufgebaut, so erfolgt nach dem bekannten Stand der Technik zuerst eine Grobausrichtung der Linsen zueinander und dann die Positionierung der Fasern zu den Linsen. Hierbei erfolgt die Montage der Fasern in der Regel aktiv, d. h. es wird während der Ausrichtung z. B. die Intensität gemessen. Zu beachten ist, dass bei Kugel-, GRIN- und C-Linsen der Abstand zwischen Faser und Linse eine große Auswirkung auf die Strahlkollimierung besitzt. Für Kanalzahlen  $> 4$  lässt sich die Anzahl der zu positionierenden Komponenten durch die Verwendung von Linsenarrays verringern [109].

Montierte Linsen sind ebenfalls erhältlich, d. h. die Faser und die Linse sind bereits verbunden. Sie basieren auf C- oder GRIN-Linsen und werden im Weiteren als Kollimatorlinsen bezeichnet. Ein entscheidender Nachteil besteht im *Schielen* dieser Linsen, d. h. das Licht kommt nicht in der Linsenachse aus der Linse, sondern unter einem Fehlwinkel. Der Fehlwinkel wird als *pointing accuracy* bezeichnet und liegt zwischen  $0,5^\circ \dots 2^\circ$ .

Aufgrund des Schielens ist es nicht möglich, die montierten Kollimatorlinsen zueinander passiv durch Anschlüsse auszurichten. Abbildung 4.25 zeigt den Aufbau einer Kollimatorlinse entsprechend einer C-Linsen-Kopplung. Die Faser und die Linsenrückseite sind im  $8^\circ$ -Winkel geschliffen, um die Rückflussdämpfung zu erhöhen. Ohne die Toleranzen des Glaskörpers, die Toleranzen der  $8^\circ$ -Schliffe sowie die Zentrierung des Linsenradius zu berücksichtigen, tritt aufgrund des Luftspalts zwischen Faser und Linsenkörper der Strahl schief aus der Linse aus.

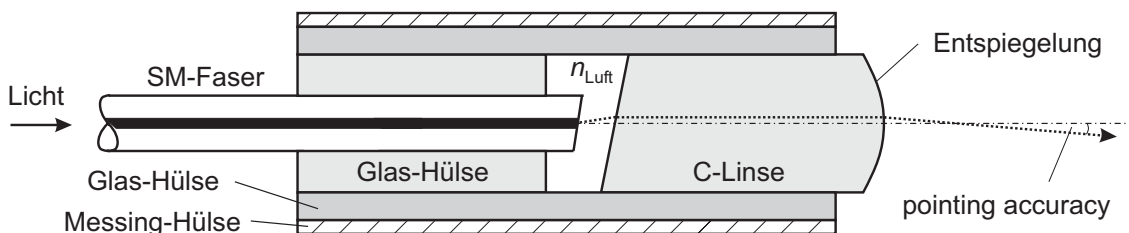


Abbildung 4.25: Aufbau einer Kollimatorlinse basierend auf einer C-Linse.



Einen reduzierten Montageaufwand bringen Faserlinsen mit sich. Die eigentlichen Linsen sind hierbei an die Faser angeschmolzen, so dass zwar auch hier eine Positionierung der Faser erfolgen muss. Der Vorteil besteht darin, dass die Toleranzen für den Abstand der Linsen mindestens eine Größenordnung über der der Faserkopplung liegen. Bei Faserlinsen beträgt die *pointing accuracy*  $< 0,1^\circ$ , so dass die zusätzlichen Verluste bei einer passiven Ausrichtung durch Anschläge  $< 0,1$  dB betragen. Der Nachteil von Faserlinsen ist die begrenzte Strahldistanz von  $\approx 5$  mm [29].

Weitere Möglichkeiten zur Faser- und Linsenpositionierung sind beschrieben in [110, 111]. Lösungen zum einfachen Aufbau von Linsenkopplungen ohne aufwendige Positionierung der Faser zur Linse oder der Linsen zueinander sind in der Literatur nicht bekannt.

#### 4.4 Zusammenfassung – Kopplung von Singlemodefasern

Entwickelt wurde ein universelles Berechnungsverfahren, mit dem sich die Koppeffizienz für Kopplungen von Singlemodefasern unter Berücksichtigung von radialem Versatz, Winkelfehler und Distanzabweichung vom optimalen Abstand bestimmen lässt. Durch die Darstellung der Dämpfung in Form von Konturgraphen ist ein direktes Ablesen der zulässigen Fehlansrichtungen für die gewünschte Dämpfung möglich. Die Konturgraphen zeigen für alle Kopplungen die gleiche Form, d. h. im Endeffekt wird die Kopplung von Gaußstrahlen betrachtet und die Achsen sind nur unterschiedlich skaliert.

Die analytische Berechnung zur Kopplung von Gaußstrahlen erfolgt in einer allgemeinen Form mit Hilfe normierter Größen. Die vorgestellten Berechnungen gelten für achsnahe Gaußstrahlen in einer planaren Anordnung. Das Design der Kopplungen wurde anhand von Beispielen ausführlich beschrieben.

Alle untersuchten Kopplungen weisen für eine konstante Dämpfung dieselbe Wellenlängenabhängigkeit auf. Diese vergrößert sich, wenn sich die Koppeffizienz verringert. Auch hier zeigt sich die Unabhängigkeit der Kopplungseigenschaften der Gaußstrahlen von der verwendeten Bauform der Kopplung.

Die Kopplungen sind unabhängig von der Richtung und praktisch unabhängig von der Polarisation des Lichts. Damit weisen alle Kopplungen dieselben Eigenschaften auf und für die Auswahl ist nur noch die notwendige Strahldistanz von Bedeutung und evtl. die Art der verwendeten Linsen.

Die Positionierung kann für Faser- und Faserlinsenkopplungen mit Hilfe präziser Anschläge, z. B. aus Silizium, erfolgen. Faserkopplungen benötigen im Gegensatz zu Faserlinsen zusätzlich eine genaue Ausrichtung des Abstands. Bei Linsenkopplungen muss aufgrund der größeren Strahldistanz eine sehr genaue Justierung der Winkel vorgenommen werden.

# Kapitel 5

## Abschwächung durch Blenden

*Eine Möglichkeit zur Realisierung der Abschwächung in faseroptischen Schaltmodulen bieten Blenden, die in die Freistrahlausbreitungstrecke eingeführt werden. Anhand verschiedener Blendenformen wird die Abschwächung in Abhängigkeit von der Blendenposition untersucht. Detailliert wird in diesem Kapitel die Fragestellung behandelt, wie sich die Beschneidung der gaußförmigen Intensitätsverteilung und Beugungseffekte auf die Koppeffizienz auswirken. Die Abhängigkeiten unterschiedlicher Wellenlängen und Polarisationen des Lichts sind beschrieben.*

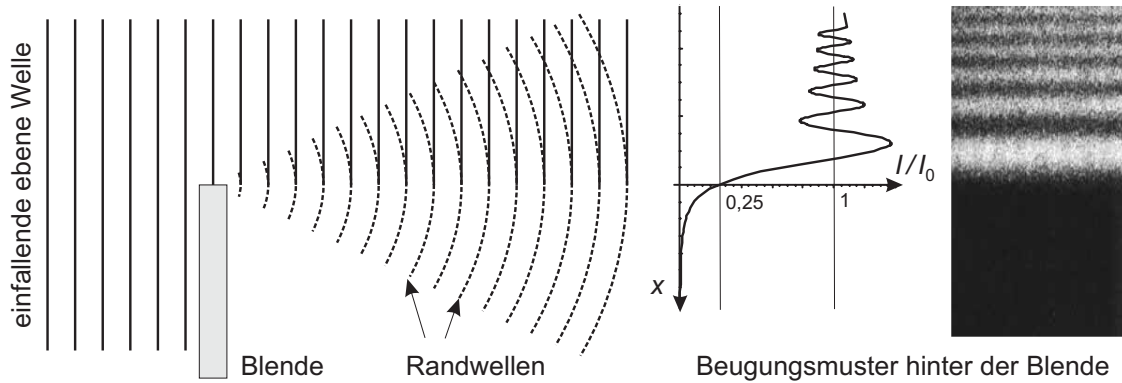
### 5.1 Einführung Abschwächung durch Blenden

Durch den Einsatz von Blenden in optischen Schaltmodulen lässt sich eine variable optische Abschwächung realisieren. Die Blende wird seitlich in den Strahlengang eingeführt. Dabei erfährt die gaußförmige Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der Blendenform eine Beschneidung. Zusätzlich treten an der Blendenkante Beugungseffekte auf. Für die Berechnung der Wiedereinkopplung des Lichts in die empfangende Faser ist die Intensitätsverteilung hinter der Blende zu bestimmen und das Überlappungsintegral zur Bestimmung der Koppeffizienz zu lösen.

Für den praktischen Aufbau sind bei der geringen Größenordnung der Faseroptik einseitige Blenden müheloser zu realisieren. Die Blenden müssen hierbei aus einem lichtundurchlässigen Material bestehen. Wegen ihres einfachen Aufbaus ist es sinnvoll, die einseitige Blende schwerpunktartig zu beschreiben. Untersucht werden weiterhin spitze und gekerbte Blenden, sowie vergleichend Blenden mit kreisförmigen variablem Öffnungsdurchmesser.

### 5.2 Abschwächung durch einseitige Blenden – Analytische Lösung

Trifft Licht auf ein Hindernis und ändert sich dabei die Amplitude oder die Phase eines Teils der Wellenfront, tritt eine Beugung durch das Interferieren der verschiedenen Abschnitte der Wellenfront hinter dem Hindernis auf. Abbildung 5.1 veranschaulicht die Entstehung der Beugung durch das Einfallen einer ebenen Welle auf eine einseitige Blende, die für die Modellierung als halbunendlicher undurchsichtiger Schirm angenommen wird. Die eintreffenden Wellenfronten treten zunächst ungestört durch die Öffnung hindurch, während an den Kanten der Blende Zylinderwellen entstehen. Diese sogenannten *Randwellen* wandern mit der durchlaufenden ebenen Welle mit. An einem Schirm interferieren Randwelle und ebene



**Abbildung 5.1:** Beugung an einer einseitigen Blende, errechnete Intensität und Schattenbild [24].

Welle und es kommt zu den dargestellten Helligkeitsverteilungen, die als Beugungsmuster bezeichnet werden.

Ende des siebzehnten Jahrhunderts beschrieb Huygens als erster den Wellencharakter von Licht. Mit Hilfe der *Huygensschen Elementarwellen* konnte er ausgehend von einer Wellenfront zum Zeitpunkt  $t$  den Zustand der Wellenfront zu einem späteren Zeitpunkt  $t + \Delta t$  beschreiben: Jeder Punkt der Wellenfront zum Zeitpunkt  $t$  ist Ausgangspunkt einer Elementarwelle. Die Einhüllende aller Elementarwellen ergibt die Wellenfront zum Zeitpunkt  $t + \Delta t$ . Da sich die Elementarwellen in alle Richtungen ausbreiten, ergibt sich eine hinlaufende und eine rücklaufende Welle.

Fresnel zeigte Anfang des neunzehnten Jahrhunderts, dass bei der Addition zweier Wellen ihre jeweiligen Phasen berücksichtigt werden müssen. Als Folge kommt es zu Interferenzen zwischen den Wellen. Das Problem der hinlaufenden und rücklaufenden Welle umgeht Fresnel mit Hilfe eines Richtungsfaktors, der in Ausbreitungsrichtung maximal wird und in entgegengesetzter Richtung gegen Null strebt.

Kirchhoff konnte eine mathematisch strengere Formulierung durch Lösung der skalaren Wellengleichung herleiten. Zentrales Element seiner Theorie ist das *Kirchhoffsche Integraltheorem*, dessen Herleitung u. a. in [24] und [112] dargestellt ist. Es soll hier das Ergebnis für den Fall gezeigt werden, dass eine rechteckige Öffnung in einem unendlich ausgedehnten Schirm mit einer Punktquelle beleuchtet wird (Abbildung 5.2).

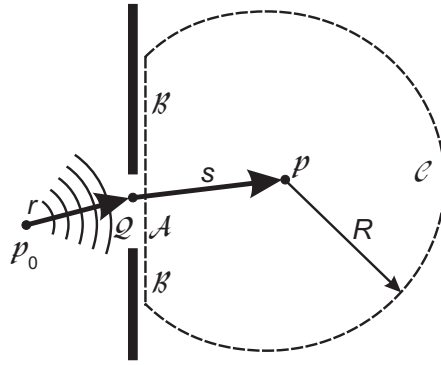
Gesucht ist die Erregung im Punkt  $\mathcal{P}$ , die durch eine monochromatische skalare Welle vom Ausgangspunkt  $\mathcal{P}_0$  verursacht wird

$$U(\mathcal{P}, t) = U_0(\mathcal{P}_0) e^{j\omega t} \quad (5.1)$$

und die Helmholtz-Gleichung erfüllt:

$$(\nabla^2 + k^2)U(\mathcal{P}, t) = 0 \quad (5.2)$$

Die Helmholtz-Gleichung enthält Ableitungen in alle drei Raumrichtungen. Für die Bestimmung von  $U$  müsste dementsprechend über das gesamte Volumen integriert werden. Kirchhoff gelang es nun mit Hilfe seines Theorems zu zeigen, dass der Wert des Volumenintegrals



**Abbildung 5.2:** Herleitung des Kirchhoff'schen Beugungsintegrals: Die durch eine Punktlichtquelle beleuchtete Blende.

auch durch ein Integral über die entsprechende Hüllfläche bestimmt werden kann. Für einen Punkt  $\mathcal{P}$  lautet der Ansatz:

$$U(\mathcal{P}) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\mathcal{S}} \left\{ U \frac{\partial}{\partial n} G - G \frac{\partial U}{\partial n} \right\} d\mathcal{S} \quad (5.3)$$

Hierbei beschreibt  $G$  eine geeignet zu wählende Green'sche Funktion. Kirchhoff setzte hierfür eine Kugelwelle an:

$$G = \frac{e^{jks}}{s} \quad (5.4)$$

Mit (5.4) ergibt (5.3) die Lösung für  $U$  in einem Punkt  $\mathcal{P}$ :

$$U(\mathcal{P}) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\mathcal{S}} \left\{ U \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{jks}}{s} \right) - \frac{e^{jks}}{s} \frac{\partial U}{\partial n} \right\} d\mathcal{S} \quad (5.5)$$

Hierbei beschreibt  $\mathcal{S}$  eine Oberfläche um den Punkt  $\mathcal{P}$  und  $s$  bezeichnet den Abstand von einem Punkt  $\mathcal{Q}$  in der Blendenöffnung bis zum Punkt  $\mathcal{P}$ . In Abbildung 5.2 ist die Oberfläche  $\mathcal{S}$  in drei Teilflächen zerlegt. Teil  $\mathcal{A}$  entspricht der Blendenöffnung, Teil  $\mathcal{C}$  ist eine Kugelfläche mit dem Radius  $R$  um den Punkt  $\mathcal{P}$ . Teil  $\mathcal{B}$  liegt auf der Blendenfläche und verbindet die Teile  $\mathcal{A}$  und  $\mathcal{C}$ . Mit dieser Definition lässt sich (5.5) wie folgt schreiben:

$$U(\mathcal{P}) = \frac{1}{4\pi} \left( \iint_{\mathcal{A}} + \iint_{\mathcal{B}} + \iint_{\mathcal{C}} \right) \left\{ U \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{jks}}{s} \right) - \frac{e^{jks}}{s} \frac{\partial U}{\partial n} \right\} d\mathcal{S} \quad (5.6)$$

Die Werte von  $U$  und  $\partial U/\partial n$  sind auf den Teilflächen im Allgemeinen nicht bekannt. Um die Gleichung lösen zu können, hat Kirchhoff folgende Annahmen getroffen: Der Radius  $R$  wird so groß gewählt, dass die Feldstärke ausreichend abgeklungen ist und der Beitrag von  $\mathcal{C}$  vernachlässigt werden kann. Die Blende wird als unendlich leitfähig angenommen, so dass die Feldstärke und deren Ableitung auf der Fläche verschwinden. Für den Bereich  $\mathcal{A}$  nimmt Kirchhoff an, dass das Feld sich nicht wesentlich ändert, wenn die Blende entfernt werden würde.

Zusammenfassend gilt damit für  $U$ :

$$\begin{aligned}
 \text{Bereich } \mathcal{A} : \quad & U = U_0 \\
 & \frac{\partial U}{\partial n} = \frac{\partial U_0}{\partial n} \\
 \text{Bereich } \mathcal{B} : \quad & U = 0 \\
 & \frac{\partial U}{\partial n} = 0
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

Für den Fall einer auf die Blende einfallenden Kugelwelle ist

$$U_0 = \frac{A e^{jk r}}{r} \quad \text{und} \quad \frac{\partial U_0}{\partial n} = \frac{A e^{jk r}}{r} \left( jk - \frac{1}{r} \right) \cos(\vec{n}, \vec{r}) \tag{5.8}$$

Setzt man (5.8) in (5.6) ein, so kann der Term  $1/r$  bzw.  $1/s$  aus den Normalenableitungen gegenüber  $jk$  vernachlässigt werden und es folgt das *Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsintegral*:

$$U(\mathcal{P}) = -\frac{jA}{2\lambda} \iint_{\mathcal{A}} \frac{e^{jk(r+s)}}{rs} (\cos(\vec{n}, \vec{r}) - \cos(\vec{n}, \vec{s})) d\mathcal{S} \tag{5.9}$$

Die Ergebnisse dieser Formel liegen sehr nahe an der Realität, obwohl die von Kirchhoff angenommenen Randbedingungen nicht widerspruchsfrei sind. So besagt ein Theorem der Potenzialtheorie, dass eine zweidimensionale Potenzialfunktion in einer Ebene identisch Null ist, wenn sie selbst und ihre Normalenableitung auf einem endlichen Kurvenstück verschwinden. Übertragen auf den hier vorliegenden Fall, müsste hinter dem Schirm also Dunkelheit herrschen [113].

Dieser Widerspruch kann überwunden werden, wenn für (5.3) eine Funktion  $G$  gewählt wird, für die auf der Fläche  $\vec{S}$  gilt, dass entweder die Funktion  $G$  selbst oder ihre Ableitung verschwindet. Solch eine Funktion konnte Sommerfeld finden, indem er eine zweite Punktquelle annahm, die sich symmetrisch zur Blende am Punkt  $\vec{\mathcal{P}}$  befindet. Haben beide Quellen einen Phasenunterschied von  $180^\circ$ , so gilt für  $G$ :

$$G(\mathcal{P}) = \frac{e^{jks}}{s} - \frac{e^{jk\tilde{s}}}{\tilde{s}} \tag{5.10}$$

Durch Einsetzen dieser Green'schen Funktion in (5.3) erhält man die Beugungsformel von *Rayleigh-Sommerfeld*, die nicht mehr die oben genannte Inkonsistenz der Formel von Kirchhoff aufweist:

$$U(\mathcal{P}) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{\mathcal{A}} U(\mathcal{P}) \frac{e^{jks}}{s} \cos(\vec{n}, \vec{s}) d\mathcal{A} \tag{5.11}$$

Mit Hilfe des Kirchhoffschen Integrals bzw. der Formel von Rayleigh-Sommerfeld lässt sich die Beugung an runden, rechteckigen und einseitigen Blenden berechnen. Voraussetzung ist, dass die Blende von einer Punktlichtquelle beleuchtet wird. In Abbildung 5.1 ist die berechnete Helligkeitsverteilung und das Schattenbild einer einseitigen Blende dargestellt.

Soll die Beugung eines Gaußstrahls an einer einseitigen Blende untersucht werden, so ist der Ursprung des Gaußstrahls als punktförmige Lichtquelle wie bei der Fernfeldnäherung zu betrachten. Der von einem Punkt  $\mathcal{P}_0(0, 0, z_0)$  ausgehende Gaußstrahl lässt sich wie folgt beschreiben:

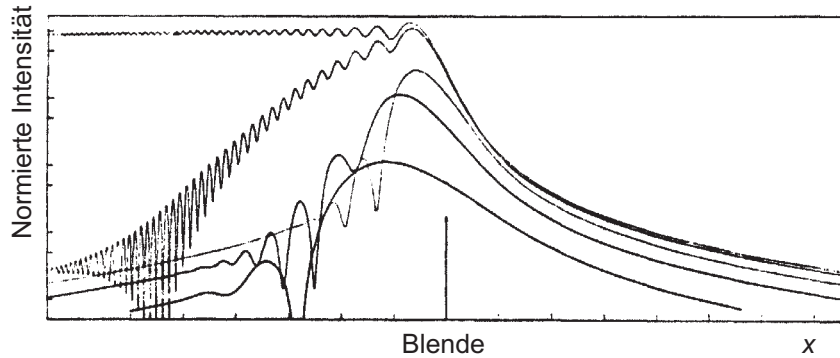
$$\frac{E_0(\mathcal{P}_0)}{\hat{E}_0} = \frac{w_0}{w(z_0)} e^{-\left(\frac{r}{w(z_0)}\right)^2} e^{-j\left(kz_0 - \tan^{-1}\left(\frac{z_0}{z_R}\right)\right)} e^{-j\frac{kr^2}{2R(z_0)}} \quad (5.12)$$

Die Berechnung der Feldverteilung nach der Blende erfolgt mit dem Rayleigh-Sommerfeld Integral aus (5.11), in die Gleichung (5.12) eingesetzt werden muss:

$$E(\mathcal{P}) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{\mathcal{A}} E_0(\mathcal{P}_0) \frac{e^{jk_s}}{s} \cos(\vec{n}, \vec{s}) \, d\mathcal{A} \quad (5.13)$$

Hierbei beschreibt  $\mathcal{A}$  die Blendenöffnung, die sich in  $x$ -Richtung von  $x_0$  bis  $\infty$  und in  $y$ -Richtung von  $-\infty$  bis  $\infty$  erstreckt.

Ein analytischer Lösungsversuch ist in [114] beschrieben. Da die Ergebnisse mit zunehmendem Abstand von der Blende stark von den weiter unten beschriebenen Simulationen abweichen, wird die Lösung nicht weiter aufgeführt. Eine weitere analytische Beschreibung der Intensitätsverteilung mit einem ähnlichen Ansatz wurde von Pearson 1969 veröffentlicht [115]. Leider ist eine Reproduktion der in der Veröffentlichung angegebenen Intensitätsverteilungen nicht gelungen (Abbildung 5.3).



**Abbildung 5.3:** Berechnete Intensitätsverteilung für von Gaußstrahlen beleuchtete einseitige Blenden [115].

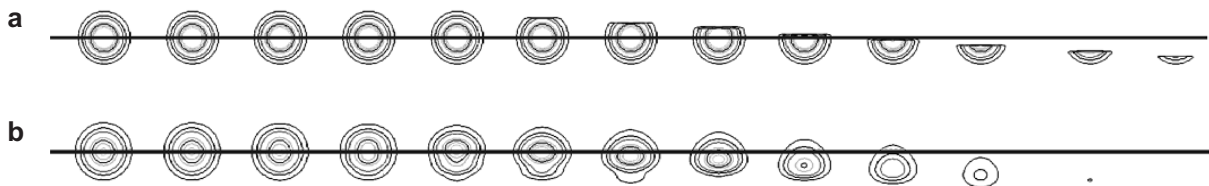
Auch wenn die Lösungsansätze zu vernünftigen Ergebnissen führen würden, fehlt noch die Berechnung des Überlappungsintegrals (2.74) um die Einkopplung in die Faser zu berechnen. Aufgrund des nicht geschlossenen lösbaren Integrals  $e^{-r^2}$  ist die zweite Integration bei beiden Lösungen nicht möglich.

Wie dargestellt ist eine analytische Berechnung der Koppeleffizienz für eine gaußförmige Intensitätsverteilung nicht möglich. Aus diesem Grund wird der Einfluss von Blenden auf die Koppeleffizienz und die Abhängigkeit von der Wellenlänge und Polarisation des Lichts mit Hilfe numerischer Simulationen und Messungen untersucht.

### 5.3 Abschwächung durch Blenden – Numerische Simulation

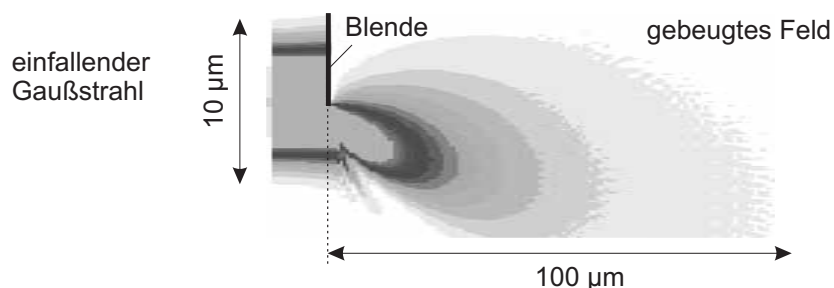
Die Simulationen zur Bestimmung der Koppeffizienz wurden mit dem Programm GLAD (*General Laser Analysis and Design*) von *Applied Optics Research* und dem Programm ZEMAX von *Development Corporation* durchgeführt. In GLAD erfolgt die Darstellung der optischen Strahlen durch komplexe Amplituden, so dass die Simulation optischer Systeme, die auf den Welleneigenschaften des Lichts beruhen, möglich ist. ZEMAX ist ein *Ray Tracing*-Programm, es basiert also auf der geometrischen Optik. Die Stärken des Programms liegen im Entwurf von abbildenden Systemen. Neuere Programmversionen ermöglichen auch die Simulation von Gaußstrahlen und von Beugungseffekten. In beiden Programmen wurden dieselben Untersuchungen durchgeführt, wobei die Ergebnisse von GLAD deutlich plausibler und daher im Folgenden dargestellt sind. Einen Überblick über alle Simulationsergebnisse gibt [114].

Die Beschneidung des Gaußstrahls bei einer Faserkopplung direkt an einer einseitigen Blende ist in Abbildung 5.4a dargestellt. Der Durchmesser der größten Konturlinien an der Blende beträgt  $\approx 15 \mu\text{m}$ . Abbildung 5.4b zeigt die Deformation des Gaußstrahls  $50 \mu\text{m}$  hinter der Blende.



**Abbildung 5.4:** **a** Deformation des Intensitätsprofils durch eine einseitige Blende; **b** Intensitätsprofil  $50 \mu\text{m}$  hinter der Blende.

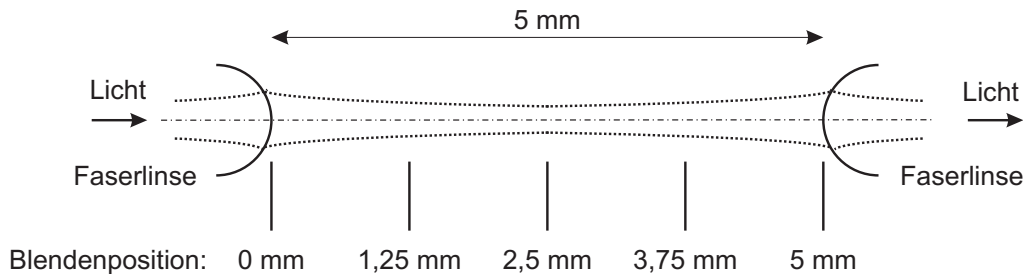
Zusätzlich zur auftretenden Deformation des Gaußstrahls bewegt sich der Strahlmittelpunkt von der Blende weg (Abbildung 5.4b und 5.5).



**Abbildung 5.5:** Gebeugte Intensitätsverteilung an einer einseitigen Blende in einem Schnitt parallel zur optischen Achse.

Im Folgenden erfolgt ein Vergleich der verschiedenen Blendenformen. Als Graphen sind die Transmission  $T_{\text{Blende}}$  und die Einfügedämpfung  $IL_{\text{Blende}}$  direkt hinter der Blende, die Gesamttransmission  $T_{\text{ges}}$  bzw. die Gesamteinfügedämpfung  $IL_{\text{ges}}$  nach der Einkopplung in die

Ausgangsfaser und das Verhältnis  $IL_{\text{Blende}}/IL_{\text{ges}}$  dargestellt. Die Berechnungen wurden für eine Faserlinsenkopplung mit einer Strahldistanz von 5 mm durchgeführt. Die Blende befindet sich in den Abständen 0 mm, 1,25 mm, 2,5 mm, 3,75 mm und 5 mm hinter der transmittierenden Faserlinse (Abbildung 5.6).



**Abbildung 5.6:** Blendenposition im Abstand von der transmittierenden Linse.

Die Graphen sind eher aus qualitativen Gesichtspunkten zu betrachten. Dies liegt an der numerischen Auflösung der Software GLAD, die für Abmessungen im Zentimeterbereich optimiert ist, so dass die Kurvenverläufe teilweise relativ kantig aussehen.

Befindet sich die gerade Blende in der mittleren Position bei 2,5 mm und schattet sie genau die Hälfte des Strahls ab ( $x_{\text{Blende}} = 0$ ), dann sollte  $T_{\text{Blende}} = 0,5$  und  $IL_{\text{Blende}} = 3$  dB sein. Die Transmission  $T_{\text{Blende}}$  und damit auch  $IL_{\text{Blende}}$  sollte für die Blendenposition 1,25 mm und 3,75 mm bzw. 0 mm und 5 mm aufgrund des symmetrischen Aufbaus identisch sein. Für  $x_{\text{Blende}} = 0$  ist  $IL_{\text{ges}} \approx 6$  dB (Abbildung 5.7).

Interessant ist die Betrachtung des Quotienten  $IL_{\text{Blende}}/IL_{\text{ges}}$ , was im Folgenden als Blendendämpfungsverhältnis  $\eta_{\text{Blende}}$  bezeichnet wird:

$$\eta_{\text{Blende}} = \frac{IL_{\text{Blende}}}{IL_{\text{ges}}} \quad (5.14)$$

Beträgt  $\eta_{\text{Blende}} = 1$ , dann ist die Blende ideal, d.h. es treten keine zusätzlichen Verluste durch die Beschneidung des gaußförmigen Intensitätsprofils bei der Wiedereinkopplung auf. Geht  $\eta_{\text{Blende}} \rightarrow 0$ , dann wird entweder das Licht von der Blende komplett abgeschattet, oder das Intensitätsprofil wird so deformiert oder gebeugt, dass keine Einkopplung stattfindet.

Für die gerade Blende ist in der Position 2,5 mm bei einer Abschattung von der Hälfte des Gaußstrahls  $\eta_{\text{Blende}} \approx 0,5$ . Befinden sich die Blenden näher an der Eingangsfaser (Position 0 mm und 1,25 mm), dann ist  $\eta_{\text{Blende}} < 0,5$ . Sind die Blenden näher an der Ausgangsfaser angeordnet (Position 3,75 mm und 5 mm), dann ist  $\eta_{\text{Blende}} > 0,5$ . Begründung ist, dass die Beugungseffekte eine Verschiebung und eine Aufweitung der Intensitätsverteilung bewirken. Befindet sich die Blende weiter von der Ausgangsfaser weg, dann steigen die Verluste durch die Einkopplung in die Faser und  $\eta_{\text{Blende}}$  verringert sich.

Die Transmission, die Einfügedämpfung und das Blendendämpfungsverhältnis sind in Abbildung 5.8 für eine spitze Blende, in Abbildung 5.9 für eine gekerbte Blende und in Abbildung 5.10 für eine Iris-Blende dargestellt.



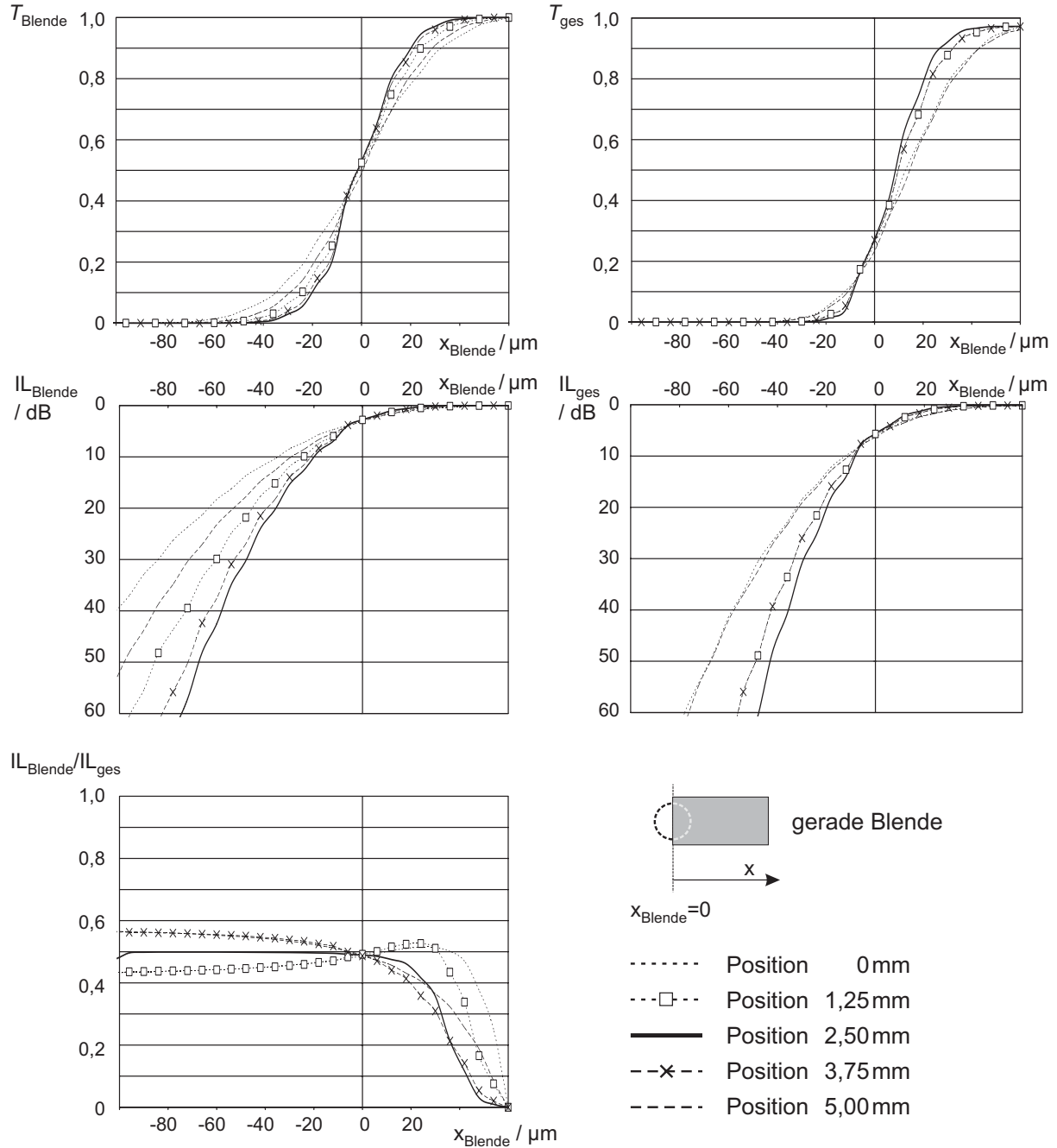


Abbildung 5.7: Transmission, Einfügedämpfung und Blendendämpfungsverhältnis bei einer geraden Blende.

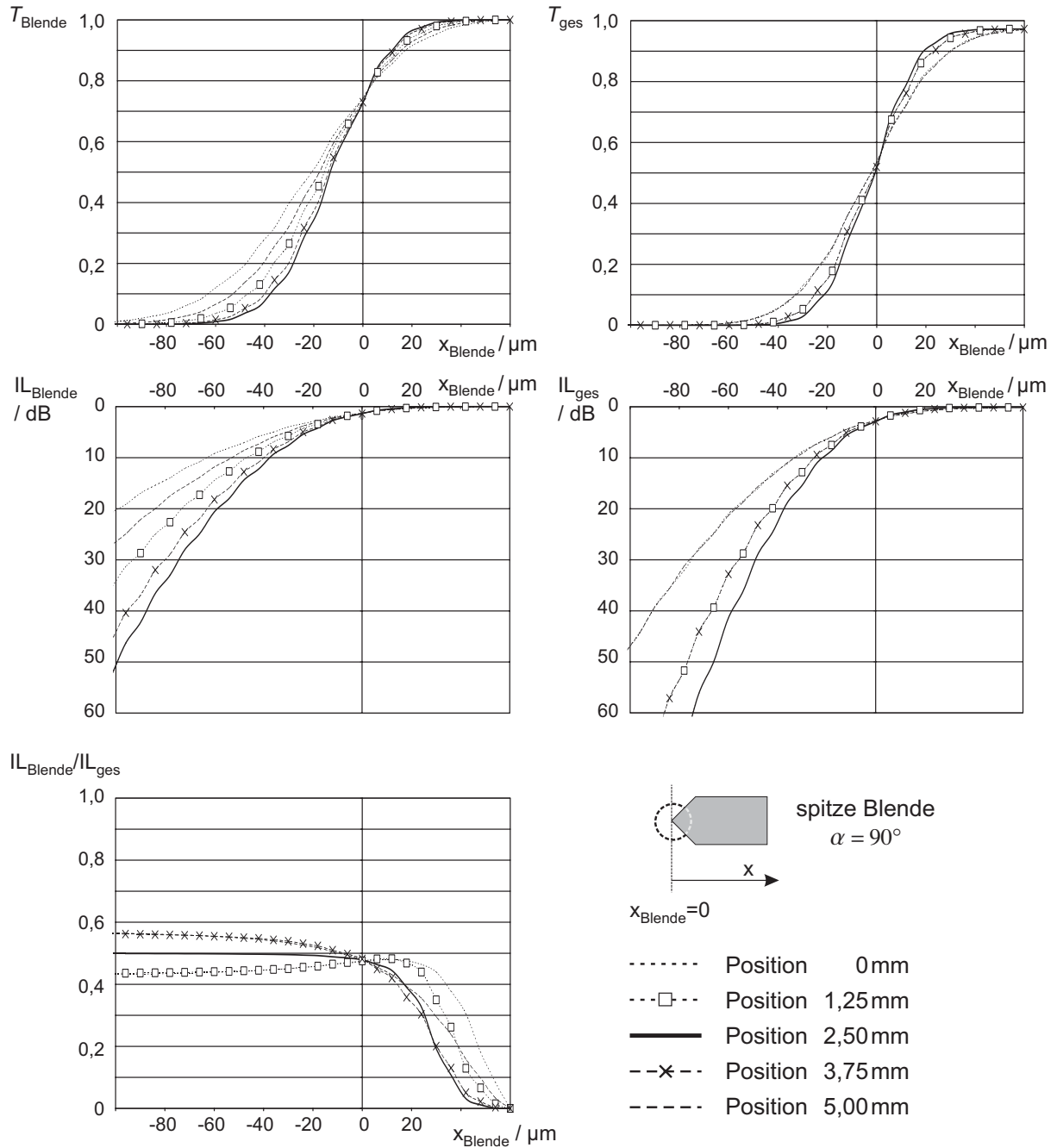


Abbildung 5.8: Transmission, Einfügedämpfung und Blendendämpfungsverhältnis bei einer spitzen Blende.

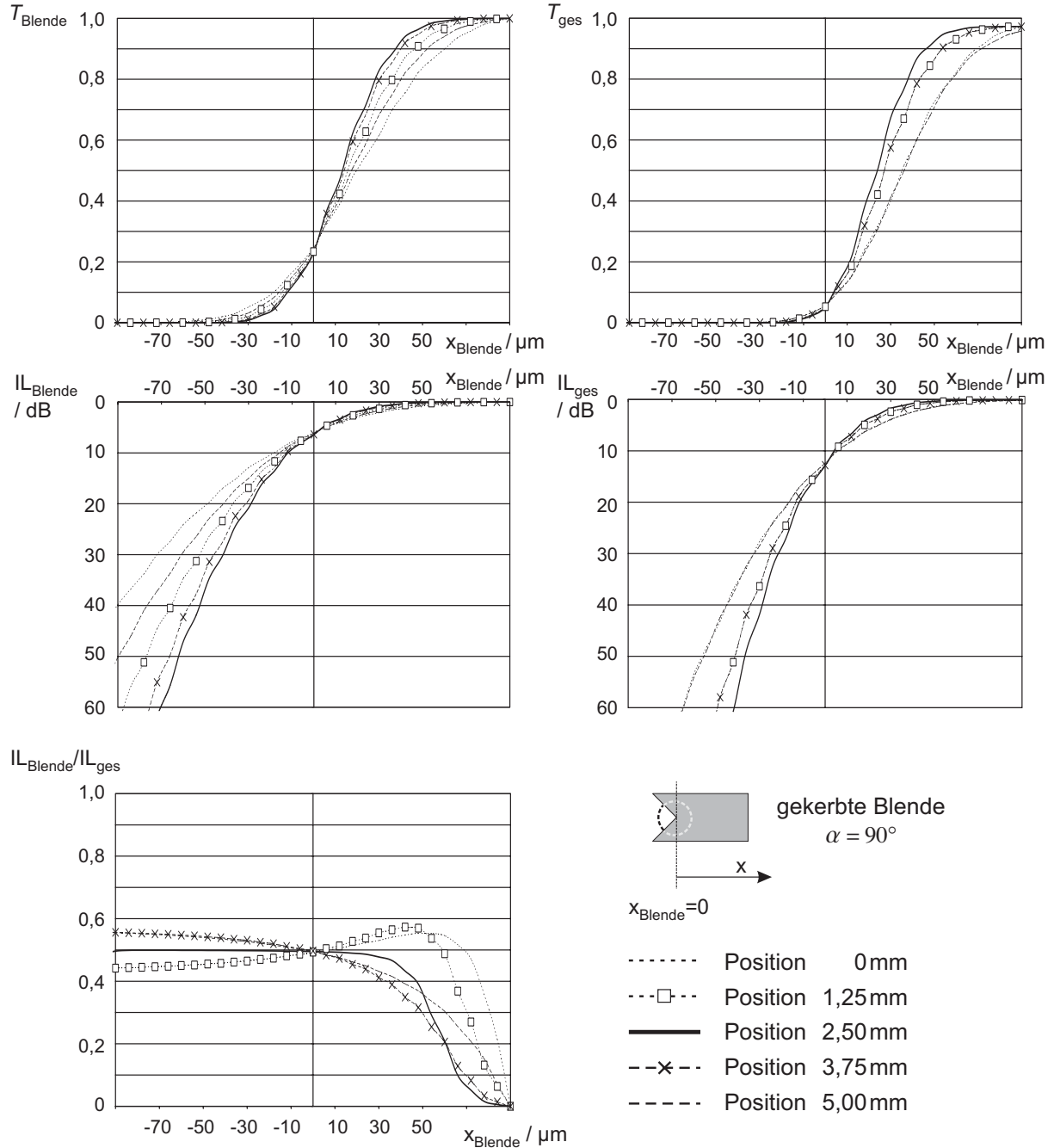
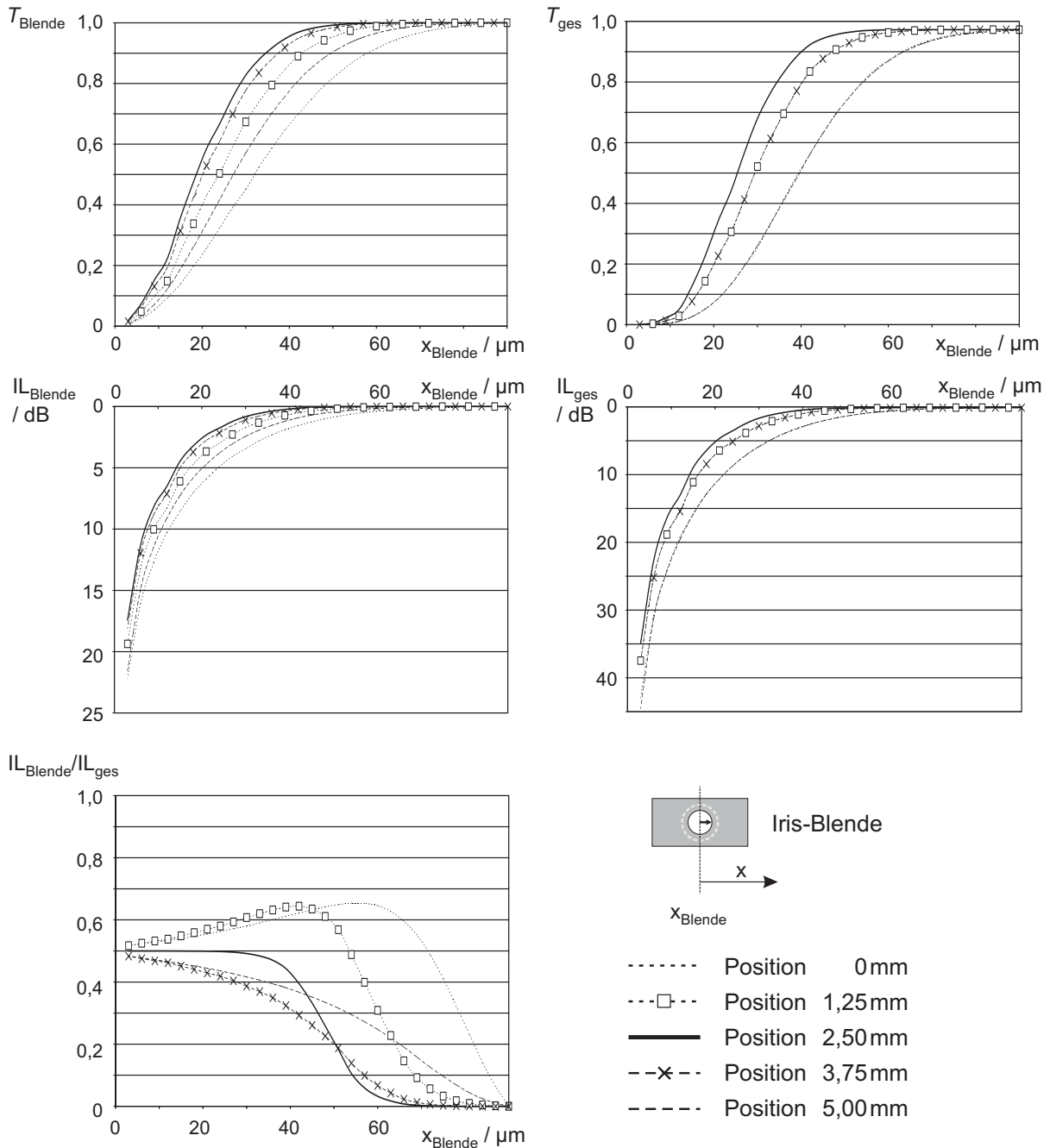


Abbildung 5.9: Transmission, Einfügedämpfung und Blendendämpfungsverhältnis bei einer gekerbten Blende.

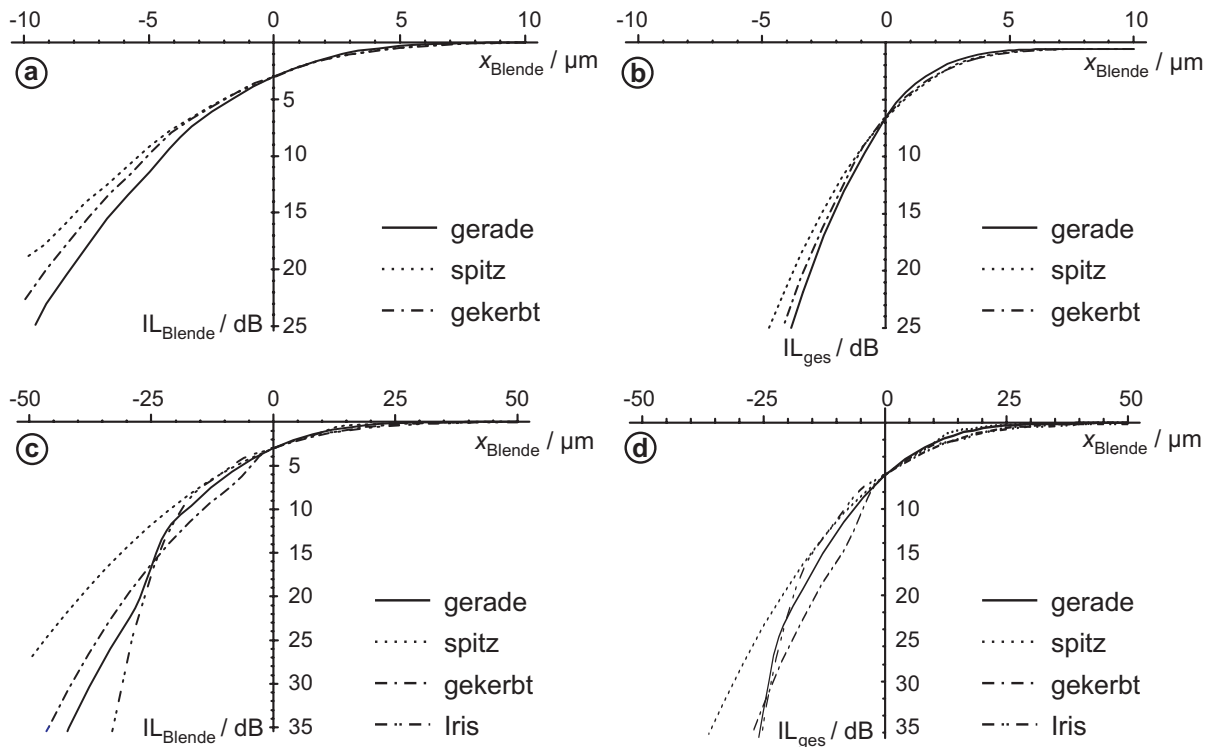


**Abbildung 5.10:** Transmission, Einfügedämpfung und Blendendämpfungsverhältnis bei einer Iris-Blende.

Bei allen Blendenformen ist in der Blendenposition 2,5 mm das Blendendämpfungsverhältnis für größere Abschwächungen  $\eta_{\text{Blende}} = 0,5$ . Auch hier bewirken die Blenden eine Verschiebung und eine Aufweitung der Intensitätsverteilung, die  $\eta_{\text{Blende}}$  erniedrigen, je weiter sich die Blende vor der Ausgangsfaser befindet.

Das Blendendämpfungsverhältnis von  $\eta_{\text{Blende}} = 0,5$  ist insofern von Bedeutung, weil durch eine beliebige Beschneidung des Gaußstrahls  $\eta_{\text{Blende}}$  immer konstant bleibt. Bestimmt man den Zusammenhang der Transmissionen für  $\eta_{\text{Blende}} = 0,5$ , so ist  $T_{\text{ges}} = T_{\text{Blende}}^2$ .

Zur Verdeutlichung der Auswirkung der unterschiedlichen Blendenformen erfolgt in Abbildung 5.11 ein Vergleich der Dämpfungskurven. Diese sind so verschoben, dass an der Blendenposition  $x_{\text{Blende}} = 0$  die Dämpfung  $IL_{\text{Blende}} = 3 \text{ dB}$  beträgt. Die Steigung der Dämpfungskurven wächst bei allen Blendenformen mit größer werdender Dämpfung.



**Abbildung 5.11:**  $IL_{\text{Blende}}$  und  $IL_{\text{ges}}$  für verschiedene Blendenformen; **a, b** Faserkopplung mit  $z = 35 \mu\text{m}$ ; **c, d** Faserlinsenkopplung mit  $5 \text{ mm}$  Reichweite.



Um vorgegebene Dämpfungsschritte realisieren zu können, lässt sich anhand der Steigung der Dämpfungskurve die nötige Auflösung für den Blendenantrieb abschätzen. Je steiler die Kurve ist, desto kleiner müssen die Schritte des Antriebs ausfallen. In Tabelle 5.1 sind die mittleren Steigungen der Dämpfungskurven für verschiedene Dämpfungsbereiche für eine Verschiebung der Blende um  $\Delta x_{\text{Blende}} = 1 \mu\text{m}$  angegeben.

**Tabelle 5.1:** Steigung der Dämpfungskurven  $IL_{\text{ges}}$  für verschiedene Blendenformen und Kopplungsarten für  $\Delta x_{\text{Blende}} = 1 \mu\text{m}$

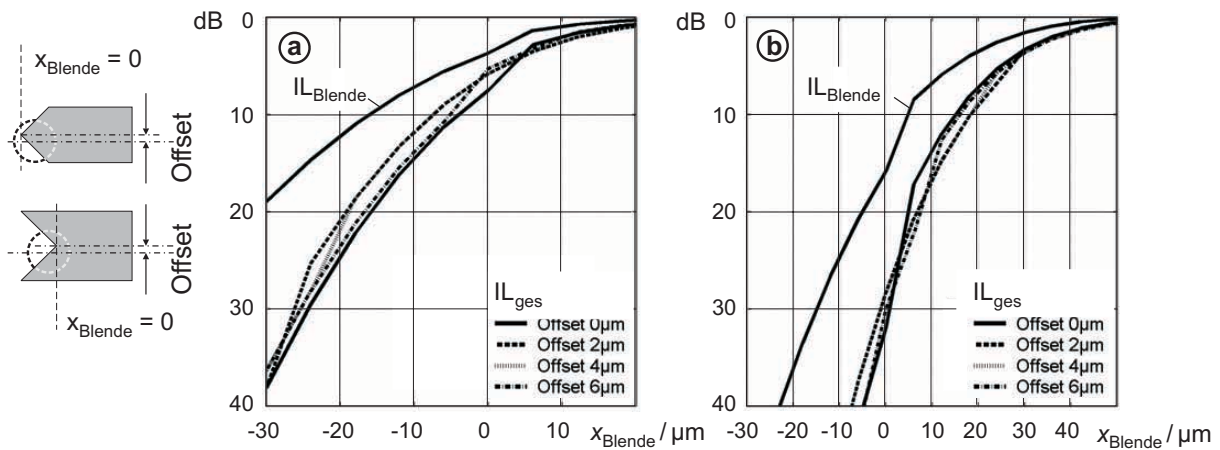
Blendenform	mittlere Steigung $IL_{\text{ges}}$ in $\text{dB}/\mu\text{m}$ im Bereich					
	Faserkopplung			Faserlinsenkopplung		
	0...3 dB	3...10 dB	10...30 dB	0...3 dB	3...10 dB	10...30 dB
gerade Kante	0,24	2,79	5,55	0,17	0,41	0,85
spitze Blende	0,17	2,22	4,52	0,29	0,35	0,71
gekerbte Blende	0,40	2,16	5,15	0,14	0,33	0,82
Irisblende	—	—	—	0,22	0,61	2,22

Insgesamt bietet die spitze Blende die niedrigste Steigung der Dämpfungskurve, während die Irisblende für große Dämpfungen eine sehr hohe Steigung aufweist. Ein Vergleich der Steigungen der Dämpfungskurven für unterschiedliche Winkel  $\alpha$  der Blenden ist in Tabelle 5.2 gegeben.

**Tabelle 5.2:** Steigungen der Dämpfungskurven  $IL_{ges}$  für die gekerbte und spitze Blende bei verschiedenen Winkeln für  $\Delta x_{Blende} = 1 \mu\text{m}$  bei einer Faserlinsenkopplung

Winkel $\alpha$	mittlere Steigung $IL_{ges}$ in dB/ $\mu\text{m}$ im Bereich					
	spitze Blende 			gekerbte Blende 		
	0...3 dB	3...10 dB	10...30 dB	0...3 dB	3...10 dB	10...30 dB
45°	0,06	0,25	0,36	0,11	0,29	0,71
60°	0,06	0,30	0,49	0,09	0,31	0,75
90°	0,05	0,35	0,71	0,06	0,33	0,83
120°	0,07	0,44	0,88	0,05	0,45	0,85
135°	0,09	0,41	0,91	0,05	0,43	0,93

Bei spitzen und gekerbten Blenden kann eine Verschiebung der Blende senkrecht zur Strahlachse auftreten. Ursache der im Folgenden als Offset bezeichneten Verschiebung können z. B. Montagefehler sein. In Abbildung 5.12 sind die Auswirkungen des Offsets für eine Faserlinsenkopplung dargestellt. In erster Näherung zeigen Offsetfehler keine großen Auswirkungen auf den Dämpfungsverlauf.



**Abbildung 5.12:** Auswirkung von Offset-Fehlern auf  $IL_{ges}$  für eine Faserlinsenkopplung: **a** bei spitzen Blenden; **b** bei gekerbten Blenden.

Im Weiteren wird die Transmission und die Einfügedämpfung auf ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge und Polarisation des Lichtes für unterschiedliche Blendenformen und Blendenmaterialien untersucht.

Ändert sich die Wellenlänge des Lichtes, so ergeben sich nur geringfügige Abweichungen, die in [114] beschrieben sind.

Zur Beschreibung der Abhängigkeiten von der Polarisation des Lichts stellten Siegmann et al. ein Beschreibungsmodell der Intensitätsverteilung nach der Beugung an einem Spalt vor, dass die Blendendicke, Material und Polarisation berücksichtigt [116]. Barnett und Harris zeigten, dass sich bei einseitigen Blenden weder die Leitfähigkeit noch die Kantenschärfe auf die gebeugte Intensitätsverteilung auswirken [117]. Jedoch wurden von Giles et al. unterschiedliche Polarisationsabhängigkeiten abhängig vom Blendenmaterial durch Messungen und Simulationen nachgewiesen [118].

Eine Untersuchung der Koppeleffizienz bei Blenden in Abhängigkeit der Polarisation des Lichts ist mit den verfügbaren Software-Programmen GLAD und ZEMAX nicht möglich. Ebenso lässt sich das Material und die Dicke der Blende, die als unendlich dünn und scharfkantig angenommen wird, nicht verändern. Die Untersuchung der Abhängigkeit der Koppeleffizienz von der Polarisation des Lichts kann daher nur über Messungen erfolgen.

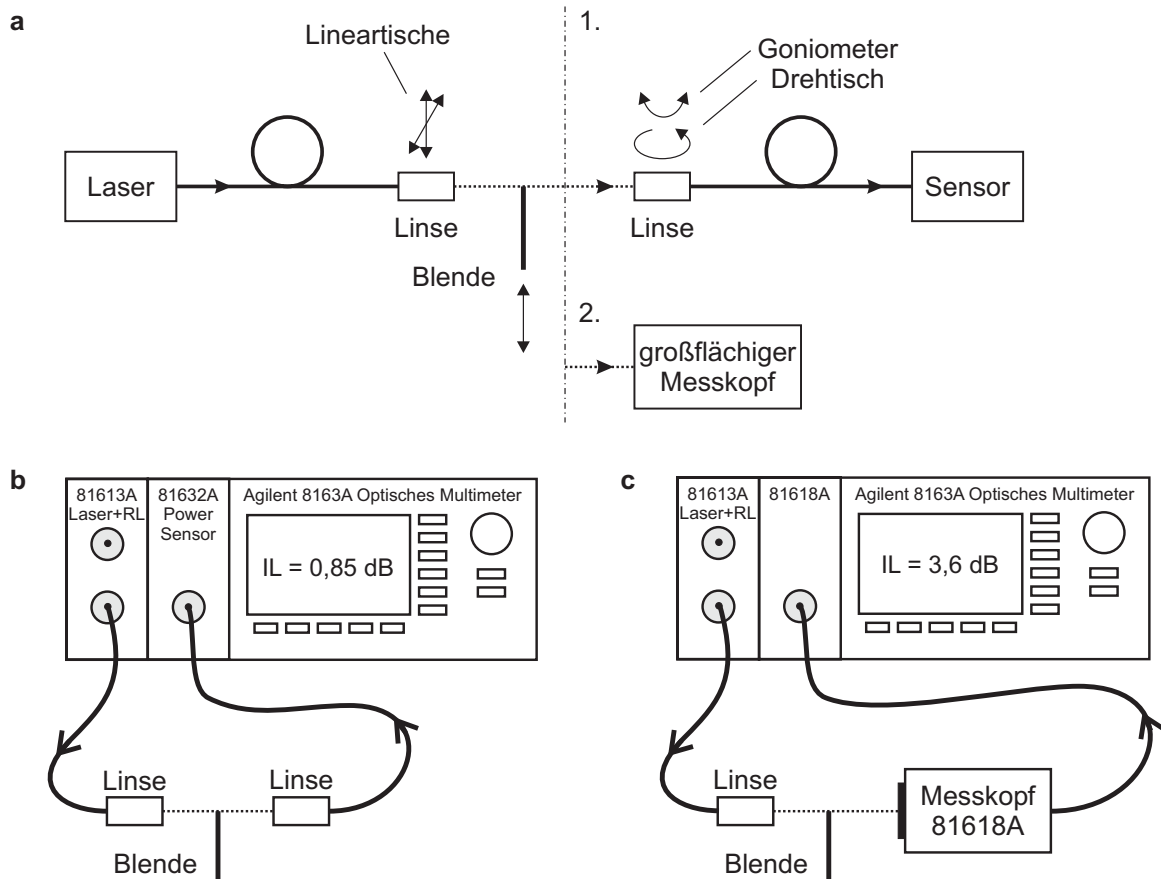
## 5.4 Abschwächung durch Blenden – Messungen

In diesem Abschnitt wird der Messplatz vorgestellt und die Messungen zur Verifizierung der Ergebnisse der numerischen Simulationen beschrieben. Die Polarisationsabhängigkeit verschiedener Abschwächungsprinzipien wird untersucht.

Zur Untersuchung der Abschwächungscharakteristik von einseitigen Blenden wird eine C-Linsen-Kopplung betrachtet. Die Dämpfung  $IL_{\text{ges}}$  verursacht durch die Blende und die Fehleinkopplung lässt sich durch eine Intensitätsmessung nach der Einkopplung in die empfangende Linse erhalten. Um nur die durch die Blende verursachte Dämpfung  $IL_{\text{Blende}}$  zu messen, wird die empfangende Linse durch einen großflächigen Detektor ersetzt. In Abbildung 5.13 a ist das Blockschaltbild der Messung gezeigt.

Der jeweilige Messaufbau ist in 5.13 b und c dargestellt. Zur Messung der optischen Eigenschaften wird das optische Multimeter 8163A der Firma Agilent verwendet. Das Gerät besitzt drei Einschübe: das Sensor-Modul 81632A, den zum optischen Messkopf zugehörigen Einschub 81618A und das Return Loss-Modul 81613A [119, 120, 121, 122, 123]. Der Messkopf besitzt eine Detektorfläche mit 5 mm Durchmesser. Das Return Loss-Modul enthält intern die Laserquellen für die Wellenlängen  $\lambda = 1310$  nm und  $\lambda = 1550$  nm. Die Kalibrierung des Messgeräts ist in Abschnitt 7.1.2 beschrieben.

Für eine präzise Ausrichtung der Linsen und der Blende werden mechanische Justageeinheiten verwendet. Die Ausrichtung erfolgt hier mit drei motorisierten Lineartischen des Typs MFN der Firma Newport mit einem Stellweg von 25 mm und einer Auflösung von  $< 1$   $\mu\text{m}$  [124], die über einen ESP300 Motion Controller steuerbar sind [125]. Zur genauen Winkelausrichtung der Linsen werden Drehtische und Goniometer eingesetzt. Hierbei ist besonders darauf zu achten, dass sich die Stirnfläche der auszurichtenden Linse möglichst in der Drehachse befindet, um zusätzliche Positionierungsfehler durch Versatz zu vermeiden. Die optischen Messgeräte und die motorisierten Lineartische lassen sich automatisiert über einen PC betreiben, dessen Software zur Steuerung mit dem Programm LabView erstellt wurde.



**Abbildung 5.13:** **a** Blockschaltbild zur Messung von  $IL_{ges}$  durch die Wiedereinkopplung in die Ausgangsfaser (1.) und der Messung von  $IL_{Blende}$  mit einem großflächigen Detektor bei Blenden (2.); **b** Aufbau zur Messung von  $IL_{ges}$ ; **c** Aufbau zur Messung von  $IL_{Blende}$ .

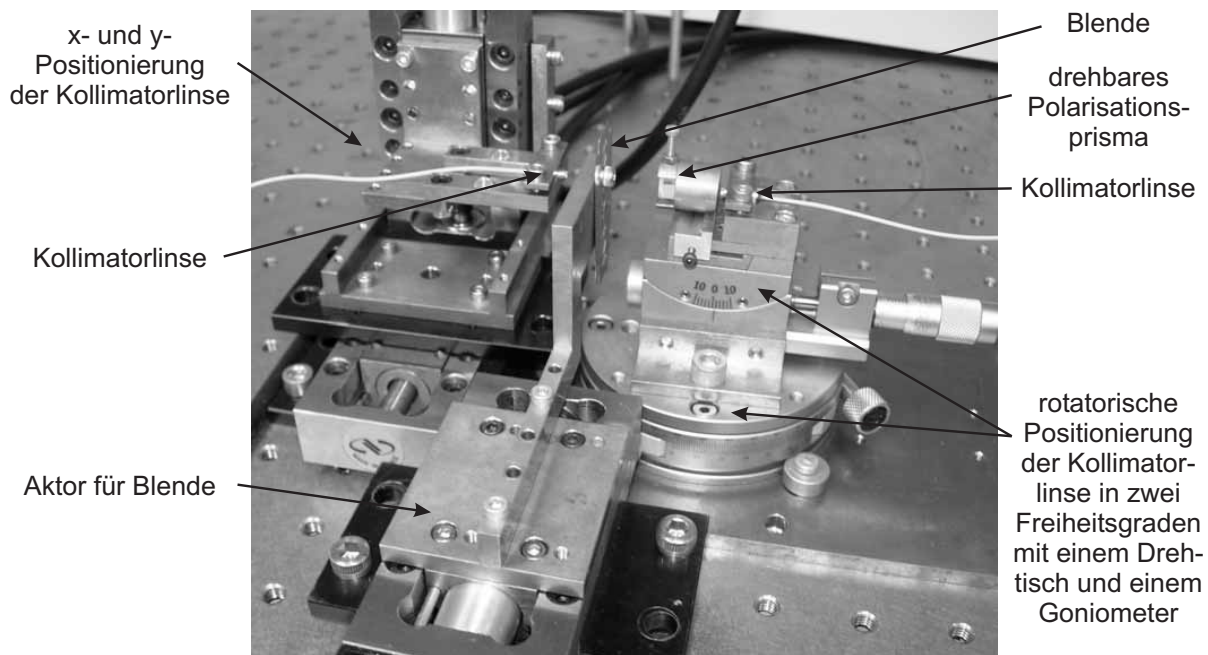
In Abbildung 5.14 ist der mechanische Aufbau zur Charakterisierung der Eigenschaften von Blenden in einer Freiraumausbreitungsstrecke dargestellt.

Die Freiraumausbreitungsstrecke von 50 mm Länge wird durch eine C-Linsen-Kopplung realisiert. Als scharfkantige Blende fand eine Rasierklinge Verwendung und als dicke Blende ein Stab mit einem Durchmesser von  $d = 4 \text{ mm}$ . Die Blenden wurden direkt hinter der transmittierenden Linse (*vorne*), in der Mitte der Freistrahlausbreitungsstrecke (*mitte*) und direkt vor der empfangenden Linse (*hinten*) in den Strahlengang eingeführt. Die erste Messung bezog sich auf die Dämpfung  $IL_{ges}$ , die zweite auf die Dämpfung  $IL_{Blende}$ ; sie sind beide in Abbildung 5.15 dargestellt.

In Abbildung 5.15 a ist  $IL_{ges}$  in Abhängigkeit von der Blende und von Position für alle Messungen aufgetragen. Die gemessenen Kurven zeigen eine weitgehende Übereinstimmung.

In Abbildung 5.15 b ist  $IL_{Blende}$  entsprechend in Abhängigkeit der Blende und Position für alle Messungen aufgetragen. Auch diese Messkurven zeigen eine weitgehende Übereinstimmung. Für hohe Abschwächungswerte beginnen die Kurven auseinander zu laufen. Dies begründet sich dadurch, dass durch die *hinten* angeordneten Blenden im Gegensatz zu den





**Abbildung 5.14:** Mechanischer Aufbau zur Charakterisierung der Eigenschaften von Blenden in einer Freiraumübertragungsstrecke.

in der *Mitte* und *Vorne* angeordneten Blenden praktisch kein Streulicht auf den Detektor einfällt. Das Streulicht entsteht durch Vielfachreflexionen, und zwar bedingt durch das an den Blenden reflektierte Licht.

Als Ergebnis ist die Koppeffizienz unabhängig von der Blendendicke und unabhängig von der Anordnung der Blende im Strahlengang. Minimale Verschiebungen der jeweiligen Kurven aus Abbildung 5.15 a bzw. b sind durch den für jede Messung benötigten Umbau und eine nicht perfekte Grundpositionierung der Blende im Strahlengang begründet.

In Abbildung 5.15 c ist das Verhältnis von  $IL_{\text{Blende}}/IL_{\text{ges}}$  aufgetragen. Ab Dämpfungswerten von ca. 3 dB ist das Verhältnis für alle Kurven ungefähr 0,5. Für Abschwächungswerte  $< 3$  dB variieren die Kurven sehr stark. Begründung für die starke Variation der Kurven ist, dass bei den Dämpfungsmessungen nur zwei Nachkommastellen aufgenommen wurden und durch die Rundungsfehler die Sprünge entstehen. Für große Abschwächungen sinkt das Verhältnis von  $IL_{\text{Blende}}/IL_{\text{ges}}$  aufgrund des begrenzten Messbereichs des großflächigen Detektors und des schon beschriebenen Einfalls von Streulicht.

In den Abbildungen 5.15 d-h sind die jeweiligen Messungen für eine Blende und das Verhältnis von  $IL_{\text{Blende}}/IL_{\text{ges}}$  dargestellt.

Anhand des Blendendämpfungsverhältnisses  $\eta_{\text{Blende}}$  lassen sich sehr gut die numerischen Ergebnisse mit den Ergebnissen der Messungen vergleichen. Die Messungen an unterschiedlichen Positionen zeigen keine wesentlichen Unterschiede. An allen Positionen beträgt  $\eta_{\text{Blende}} \approx 0,5$ . Der Einfluss der Kantenform (scharfkantig, dick) zeigt ebenfalls keine Differenzierung der Kurven. Damit kann das Verhältnis  $\eta_{\text{Blende}} = IL_{\text{Blende}}/IL_{\text{ges}} \approx 0,5$  ab einer Dämpfung von  $IL_{\text{Blende}} \approx 3$  dB bestätigt werden.

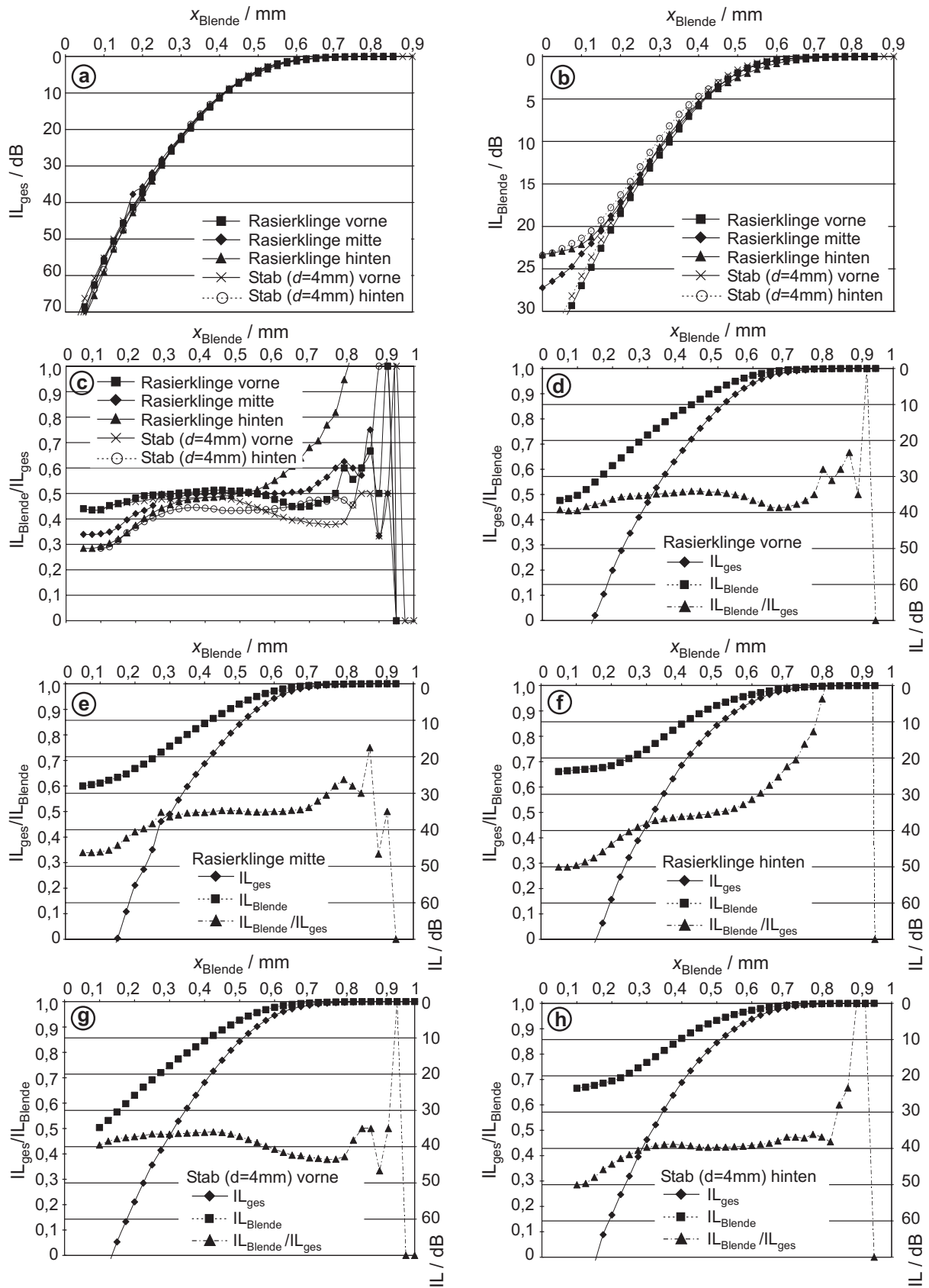
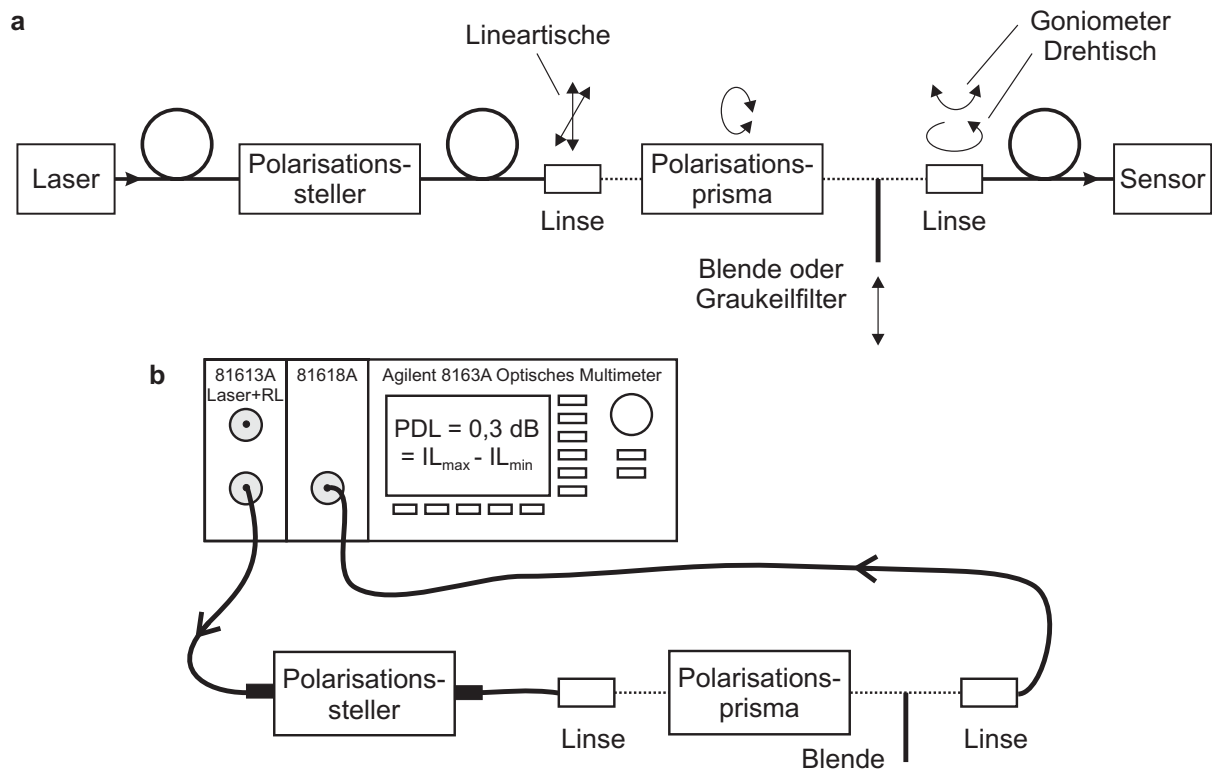


Abbildung 5.15: Messung der Abschwächung bei einseitigen Blenden.

Die Einflüsse durch Beugungseffekte, die eine Verschiebung und eine Aufweitung der Intensitätsverteilung bewirken, ließen sich in den Messungen nicht nachweisen.

Andere Blendenformen wurden messtechnisch nicht untersucht, da die Herstellung der Blenden und die exakte Positionierung im Strahlengang bei den geringen Dimensionen einer Untersuchung entgegenstanden.

Im Weiteren wird die Abhängigkeit verschiedener Abschwächungsprinzipien von der Polarisation untersucht. Das Blockschaltbild des Messaufbaus zeigt Abbildung 5.16 a.

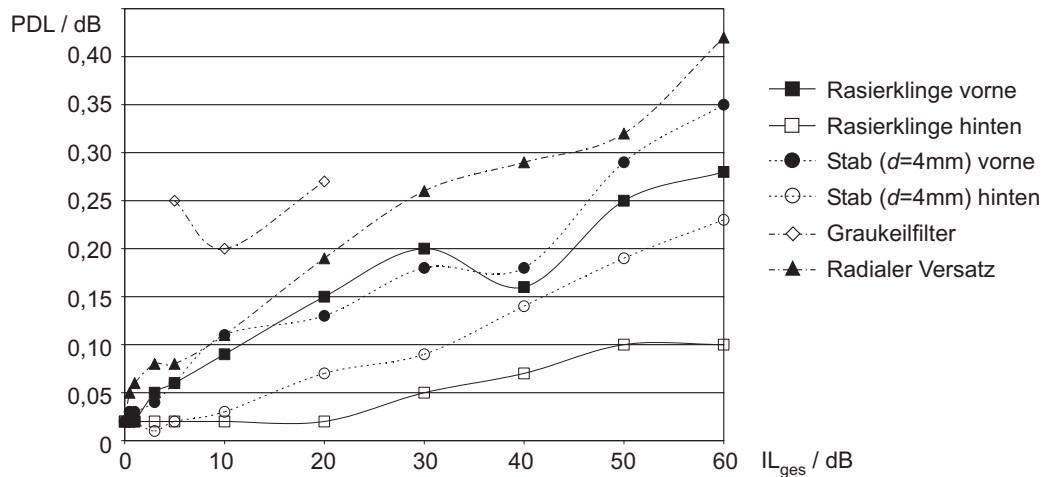


**Abbildung 5.16:** a) Blockschaltbild zur Messung der polarisationsabhängigen Dämpfung PDL; b) Messaufbau.

Die Messung der Polarisationsabhängigkeit einer Komponente erfolgt durch die Min-Max-Methode nach (2.31). Das annähernd linear polarisierte Licht der Laserquelle wird durch einen Polarisationssteller, bestehend aus zwei drehbaren  $\lambda/4$ -Platten, in seiner Ausrichtung geändert. Die Schwingungsrichtung des linear polarisierten Lichts ist hierbei mit Hilfe eines Polarisationsprismas feststellbar.

Der Messaufbau für die Untersuchung der Polarisationsabhängigkeit von Blenden ist in Abbildung 5.13 b dargestellt. Verwendet wird eine C-Linsen-Kopplung mit einer Strahldistanz von 50 mm. Für die Messung wurden Dämpfungswerte zwischen 0 und 60 dB eingestellt, jeweils die Polarisation des Lichts mit einem Polarisationscontroller verändert und die polarisationsabhängige Dämpfung gemessen (Abbildung 5.17).

Die Polarisationsabhängigkeit der verwendeten C-Linsen beträgt  $PDL = 0,02 \text{ dB}$ . PDL steigt unabhängig vom verwendeten Abschwächungsprinzip mit zunehmender Dämpfung an. Bei Blenden ist PDL kleiner, wenn die Blende *hinten* und nicht *vorne* angeordnet ist. Bei



**Abbildung 5.17:** Polarisationsabhängigkeit verschiedener Abschwächungsprinzipien in Abhängigkeit der eingestellten Dämpfung.

scharfkantigen Blenden ist PDL kleiner als bei dicken Blenden. Im Vergleich zu den untersuchten Abschwächungsprinzipien ist PDL bei dem Graukeilfilter, mit dem nur ein Teil des Abschwächungsbereich abgedeckt werden konnte, am größten. Die Werte von PDL für eine Abschwächung mit radialem Versatz liegen zwischen denen des Graukeilfilters und der der Blenden. Allerdings beträgt bei einer Abschwächung von 60 dB die maximale polarisationsabhängige Dämpfung  $PDL \approx 0,42$  dB.

Als Ergebnis der Untersuchung der Polarisationsabhängigkeit sind alle untersuchten Abschwächungsprinzipien für einen Einsatz in faseroptischen Schaltmodulen geeignet. Wenn Blenden eingesetzt werden, sollten diese *hinten*, also möglichst nahe der empfangenden Faser, angeordnet werden. Dadurch kann weniger Streulicht in die Faser einfallen und andererseits verringert sich die polarisationsabhängige Dämpfung.

## Kapitel 6

### Linearantriebe mit Selbsthaltung

*Das folgende Kapitel beschreibt die konstruktive Entwicklung von Linearantrieben mit Selbsthaltung. Diskutiert werden die Anforderungen an den Linearantrieb zur Bewegung der Spiegel im 2x2-Schaltmodul, prinzipielle Lösungsmöglichkeiten für das Aktorprinzip, die Selbsthaltung und die Führung. Daran anschließend wird der Aufbau des entwickelten Linearantriebs vorgestellt und die messtechnische Charakterisierung beschrieben. Der Linearantrieb lässt sich durch die Verwendung eines Positionssensors geregelt betreiben und universell in faseroptischen Schaltmodulen einsetzen.*

#### 6.1 Anforderungen an den Linearantrieb für das 2x2-Schaltmodul

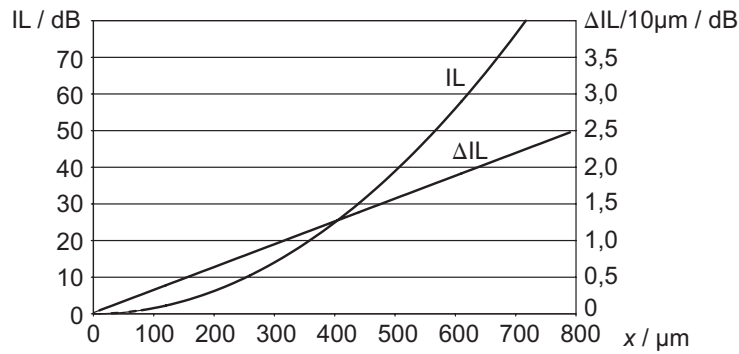
Gesucht wird ein Antrieb zur Bewegung der Spiegel für das in Abschnitt 3.6 entwickelte 2x2-Schaltmodul mit VOA für Singlemodedfasern. In diesem Schaltmodul bewegen zwei Antriebe jeweils einen Spiegel linear zwischen zwei Endpositionen. Für einen universellen Einsatz sollen diese Linearantriebe so konstruiert sein, dass sie einzeln in das Schaltmodul einsetzbar sind. Die Anforderungen für die Linearantriebe sind im Weiteren beschrieben:

Der notwendige Stellweg und die Positionsauflösung wird maßgeblich von der Baugröße der verwendeten Strahlkopplung bestimmt. Die Freistrahlausbreitung wird durch C-Linsen mit einem Linsendurchmesser von 1,5 mm realisiert, die Strahldistanz der Linsen beträgt 20 mm. Die Strahltaile der Strahlkopplung in der Mitte der Freistrahlausbreitungsstrecke beträgt  $w_0 \approx 167 \mu\text{m}$ . Unter Vernachlässigung der evaneszenten Felder ist die Intensität im Abstand  $2w_0$  von der Strahlachse praktisch auf Null abgefallen, so dass für ein Versatz von  $4w_0$  kein Licht mehr in die Linse einfällt.

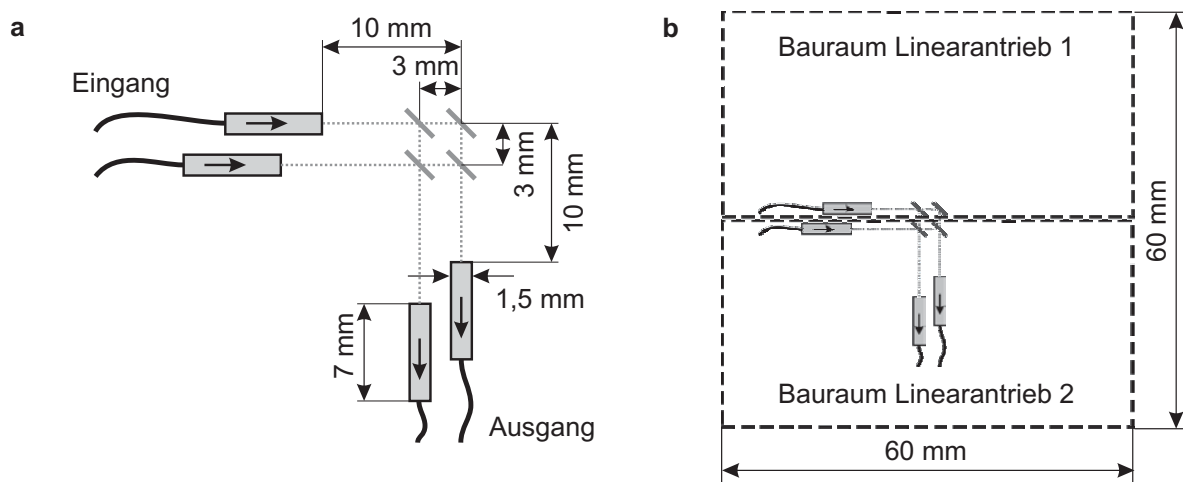
Die Auflösung des Linearantriebs ergibt sich aus der berechneten Abschwächungskennlinie bei einer Fehleinkopplung durch radialen Versatz bei den verwendeten C-Linsen und der Vorgabe, im Dämpfungsbereich  $IL = 0 \dots 15 \text{ dB}$  eine Auflösung  $IL < 1 \text{ dB}$  zu erhalten (Abbildung 6.1). Damit wird eine Auflösung des Linearantriebs  $< 10 \mu\text{m}$  benötigt.

Der Abstand der beiden Eingangs- bzw. der beiden Ausgangslinsen wird auf 3 mm festgelegt, damit bei der Abschwächung durch radialen Versatz unter Berücksichtigung der evaneszenten Felder kein Übersprechen in den anderen Kanal möglich ist. Ein weiterer Grund ist, dass für die Ausrichtung und das Greifen der Linsen bei der Montage des Schaltmoduls Platz benötigt wird. Der Aktorstellweg von 3 mm ist identisch mit dem Abstand der Linsen. Die geometrischen Daten sind in Abbildung 6.2a zusammengestellt.

Durch den relativ groß gewählten Aktorstellweg ist der zu entwickelnde Linearantrieb universell in Schaltmodulen einsetzbar, z. B. in Schaltern für Multimodefasern.



**Abbildung 6.1:** Berechnete Abschwächungskennlinie bei einer Fehleinkopplung durch radialen Versatz der verwendeten C-Linsen-Kopplung und Dämpfungsänderung bei einer Schrittweite des Antriebs von 10 μm.



**Abbildung 6.2:** **a** Geometrische Daten der Linsenordnung: Linsendurchmesser: 1,5 mm; Linsenlänge: 7 mm; Länge der Freistrahlausbreitungsstrecke: 20 mm; Abstand zwischen den Linsen: 3 mm; Stellweg der Linearantriebe: 3 mm; **b** Anordnung bzw. Bauraum der zwei Linearantriebe zur Bewegung der Spiegel im Schaltmodul mit den Abmessungen 60 · 60 · 20 mm<sup>3</sup> (Fasern und Linsen sind ortsfest).

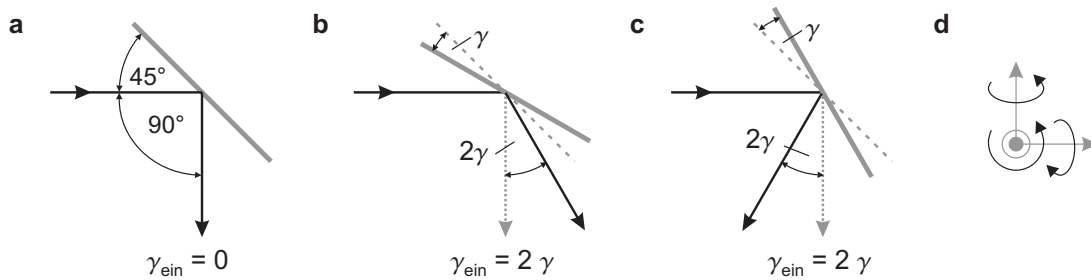
Die Abmessungen des gesamten Schaltmoduls sollen 60 · 60 · 20 mm<sup>3</sup> nicht überschreiten. Damit beträgt der zur Verfügung stehende Bauraum für einen Linearantrieb 60 · 30 · 15 mm<sup>3</sup>. Die Anordnung der beiden Linearantriebe im Schaltmodul ist in Abbildung 6.2 b dargestellt.

Da das Schaltmodul als Lichtwegeschalter zur Netzwerkkonfiguration eingesetzt werden soll, ist eine Schaltzeit  $t < 100$  ms ausreichend. Zum Vergleich benötigte das aktuelle Netz der Deutschen Telekom AG im Jahr 2003 für eine Netzwerkkonfiguration 300 ms, die maßgeblich durch die Elektronik bestimmt war<sup>1</sup>.

Eine wichtige Anforderung an den Linearantrieb ist die Verkippung der Führung, auf die der Spiegel zur Strahlumlenkung montiert wird. Eine Verkippung des Spiegels um den Win-

<sup>1</sup>Diskussionsergebnis der 4. ITG-Fachtagung „Photonische Netze“ vom 05.-06. Mai 2003 in Leipzig

kel  $\gamma$  bewirkt eine Abweichung um  $2\gamma$ , so dass der Lichtstrahl unter dem Winkel  $\gamma_{\text{ein}} = 2\gamma$  in die Ausgangslinse eintritt (vgl. Abbildung 4.9). In Abbildung 6.3 ist die Verkippung bzw. Verdrehung des Spiegels am Beispiel um eine der drei möglichen Raumachsen dargestellt. Um die Verluste in Form einer erhöhten Einfügedämpfung auf 0,25 dB zu begrenzen, darf die Verkippung des Spiegels  $0,02^\circ$  nicht übersteigen, wobei die Verluste für jede Raumachse gelten (vgl. Abbildung 4.20).



**Abbildung 6.3:** **a** Strahlumlenkung am Spiegel ohne Verkippung; **b, c** Beispiel für die Verkippung bzw. Verdrehung des Spiegels; **d** Verkippung des Spiegels um die Raumachsen.

Um den Stromverbrauch des Schaltmoduls zu minimieren, soll jede Schalt- bzw. Abschwächungsposition strom- und spannungslos selbthaltend sein. Hierin besteht eine große Herausforderung, da die bisher für Schalter eingesetzten auf mono- oder bistabilen Prinzipien basierenden Aktoren nicht verwendet werden können. Bisher bekannte Aktoren für variable optische Abschwächer halten den eingestellten Dämpfungswert ebenfalls nicht stromlos, mit Ausnahme von Lösungen die auf einem Schrittmotor basieren. Die Problemstellung des Linearantriebs mit einer Selbthaltung an jeder Position ist daher grundsätzlich zu lösen.

## 6.2 Prinzipielle Lösungen

Im Weiteren sind prinzipielle Lösungen für die Bewegungserzeugung, die Linearführung und die Selbthaltung kurz beschrieben.

### 6.2.1 Bewegungserzeugung

Zur Bewegungserzeugung eignen sich verschiedene Aktorprinzipien, die im Folgenden aufgeführt und kurz diskutiert werden:

*Elektrostatistische Aktoren* lassen sich nach dem Prinzip des Plattenkondensators oder durch kammförmige Transversalaktoren realisieren. Das Plattenkondensatorprinzip besitzt eine stark nichtlineare Spannungs-Auslenkungskennlinie. Bei beiden Prinzipien sind Stellwege im mm-Bereich problematisch, bei den Transversalaktoren besonders aufgrund der notwendigen seitlichen Führung und der geringen Auslenkungskräfte. Für deutlich reduzierte Stellwege ( $\approx 40 \mu\text{m}$ ) sind die Transversalaktoren aufgrund technisch ausgereifter Herstellungsverfahren (z. B. durch Tiefentrockenätzen) sehr gut einsetzbar; Stellwege  $> 100 \mu\text{m}$  wurden bereits demonstriert (vgl. Abschnitt 7.3.1).

*Elektromagnetische Aktoren* besitzen Stellwege im mm-Bereich, wobei große Kräfte erreichbar sind. In der Regel werden sie in Anordnungen eingesetzt, die die Normalkraft verwenden, wodurch sich eine stark nichtlineare Strom-Auslenkungskennlinie ergibt. Reluktanzantriebe bieten eine annähernd lineare Kennlinie, allerdings benötigen sie eine Führung, die hohe Seitenkräfte aufnehmen muss, so dass sie einen großen Bauraum benötigen.

Mit *elektrodynamischen Aktoren* lassen sich große Stellwege realisieren, wobei die Führung entsprechend ausgelegt sein muss. Die Kraft hängt linear vom angelegten Strom ab, so dass sich eine hohe Positioniergenauigkeit erreichen lässt.

*Piezoelektrische Aktoren* lassen sich in Stapel- und Biegeaktoren unterteilen. Mit diesen Aktoren sind hohe Genauigkeiten erreichbar. Stapelaktoren bringen große Kräfte bei Auslenkungen  $\ll 100 \mu\text{m}$  auf. Biegeaktoren ermöglichen größere Auslenkungen, einige Bauformen erreichen sogar Auslenkungen im mm-Bereich, wobei die Kräfte im Vergleich zu den Stapelaktoren deutlich niedriger ausfallen. Allerdings ist die Anordnung der Biegeaktoren in dem gegebenen Bauraum schwierig zu realisieren.

*Thermomechanische Aktoren* zeichnen sich durch den in die Führung integrierten Antrieb aus. Die Auslenkungsgeschwindigkeit ist aufgrund der aufbaubedingten thermischen Zeitkonstante im Vergleich zu den anderen Aktorprinzipien geringer. Aufgrund der relativ kleinen Auslenkungen eignen sie sich besonders in Aufbauten, die durch mikrotechnische Herstellungsverfahren realisiert sind.

In Tabelle 6.1 sind die Aktorprinzipien zur Bewegungserzeugung in Form eines qualitativen Vergleichs bewertet.

**Tabelle 6.1:** Vergleich verschiedener Aktorprinzipien für die gestellten Anforderungen

Kriterien	Aktorprinzipien					
	Elektro- statisch	Elektro- magnetisch	Elektro- dynamisch	Piezo- elektrisch		Thermo- mechanisch
				Stapel	Bieger	
Auslenkung	-	+	+	-	o	o
Genauigkeit	+	o	+	+	+	+
Geschwindigkeit	+	+	+	+	+	o
Kraft	-	+	o	+	o	o
Skalierbarkeit	+	o	o	-	-	+

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die gestellten Anforderungen bezüglich des Stellwegs und der Auflösung auf ein Problem hinweisen. Dieses besteht darin, dass Stellwege von 3 mm in aller Regel durch Aktoren realisiert sind, die mit feinwerktechnischen Fertigungsverfahren hergestellt werden. Die notwendige Auflösung liegt dagegen im Mikrometer-Bereich, die bevorzugt durch Aktoren realisiert ist, die mit mikrotechnischen Fertigungsverfahren erstellt werden.

Diese technische Herausforderung kann im vorliegenden Fall durch eine feinwerktechnische Realisierung und der Auswahl des elektrodynamischen Aktorprinzips gelöst werden.

Elektrostatische Normalkraftaktoren nach dem Plattenkondensatorprinzip sowie elektro-



magnetische Normalkraftaktoren lassen sich für eine kontinuierliche Auslenkung nicht verwenden, da die Auslenkungskräfte quadratisch mit zunehmender Auslenkung ansteigen und sie deshalb nur in einem kleinen Arbeitsbereich stabil betrieben werden können [126].

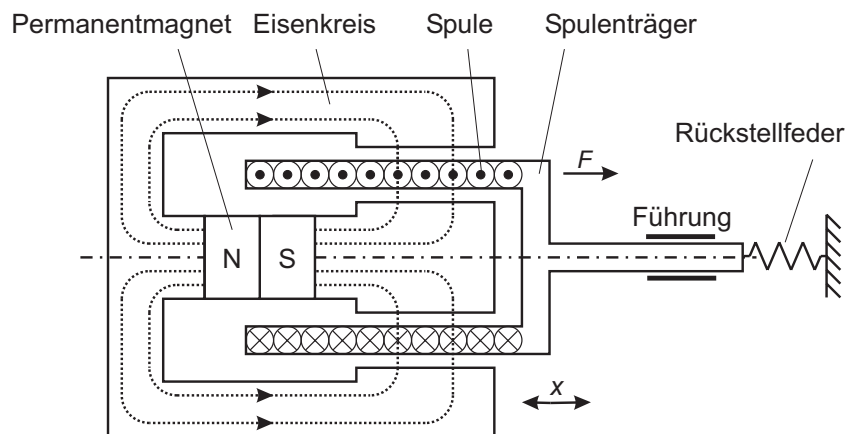
Wenn im Schaltmodul der für die Spiegelauslenkung notwendige Stellweg deutlich reduziert wird, bieten andere Aktorprinzipien Vorteile gegenüber dem elektrodynamischen Aktor. In Kapitel 7 werden hierfür Lösungen mit piezoelektrischen Biegeaktoren bzw. mit elektrostatischen Transversalaktoren präsentiert. Allerdings sind die Antriebe im Vergleich zu dem im Folgenden vorgestellten elektrodynamischen Linearantrieb aufgrund der reduzierten Stellwege nicht universell in faseroptischen Schaltmodulen einsetzbar.

Beim elektrodynamischen Aktor setzt sich die Kraft  $\vec{F}$  wie folgt zusammen [127]:

$$\vec{F} = I \vec{l} \times \vec{B} \quad (6.1)$$

Für den Fall, dass die stromführenden Leitungen senkrecht zum Magnetfeld  $\vec{B}$  angeordnet sind, kann mit skalaren Größen gerechnet werden. Unter Annahme eines konstanten Magnetfeldes und einer konstanten Leiterlänge  $l$  im Magnetfeld ist  $F \sim I$ .

Abbildung 6.4 zeigt den typischen Aufbau eines elektrodynamischen Aktors, wie er z. B. in Lautsprechern [128] oder Voice-Coil-Aktoren [129] verwendet wird. Aufgrund der geringeren Masse und der daraus resultierenden höheren Dynamik ist anstatt des Magneten die Spule beweglich ausgeführt. Da die Länge der Spule immer größer als die Länge des Luftspalts ist, befindet sich stets die gleiche Windungsanzahl im Luftspalt.

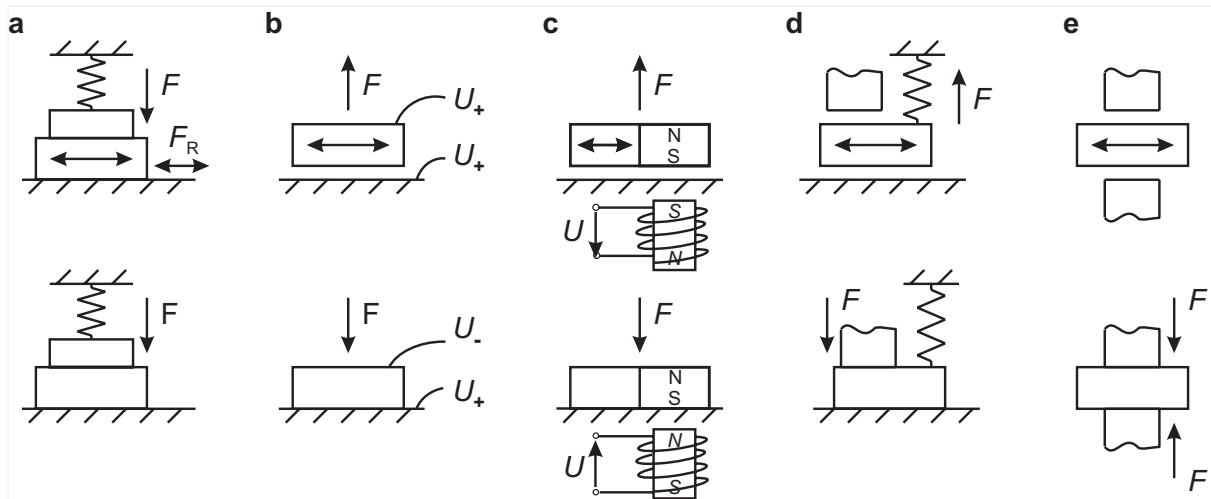


**Abbildung 6.4:** Aufbau eines elektrodynamischen Aktors mit Tauchspule.

### 6.2.2 Selbsthaltung

Gefordert ist eine Selbsthaltung des Linearantriebs in jeder Position. Hierbei wird der bewegliche Teil des Linearantriebs im Weiteren als Spiegelträger bezeichnet (vgl. Abschnitt 3.6). Eine Auswahl von Möglichkeiten zur Selbsthaltung des Spiegelträgers zeigen die in Abbildung 6.5 dargestellten Prinzipien:

- Beaufschlagen des Spiegelträgers mit einer Reibung (Abbildung 6.5 a)
- Elektrostatische Anziehung des Spiegelträgers im Ruhezustand (Abbildung 6.5 b)
- Elektromagnetische Anziehung des Spiegelträgers im Ruhezustand (Abbildung 6.5 c)
- Klemmen des Spiegelträgers mit einer Klemmbacke (Abbildung 6.5 d) oder mit zwei Klemmbacken (Abbildung 6.5 e)



**Abbildung 6.5:** Möglichkeiten der Selbsthaltung: jeweils oben der bewegte und unten der selbsthaltende Zustand.

Für die Selbsthaltung der vorgestellten Linearantriebe werden die Prinzipien „Beaufschlagen mit einer Reibung“ bzw. „Klemmen mit einer Klemmbacke“ verwendet.

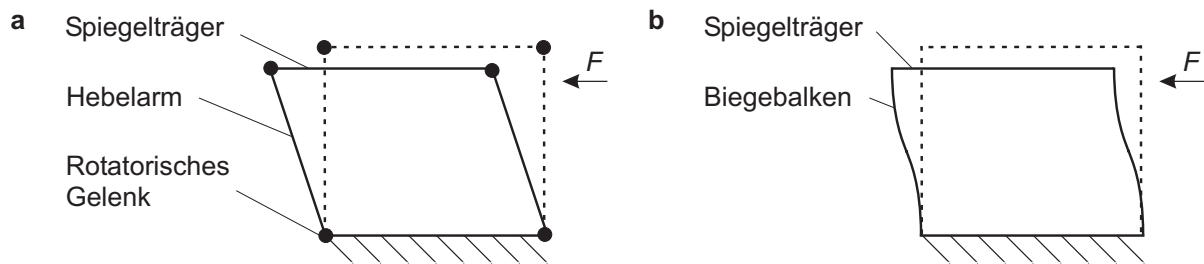
### 6.2.3 Linearführung

Eine geradlinige Bewegung des Spiegelträgers lässt sich mit Hilfe einer Linearführung erreichen. Für die Verwendung des Aktors im Schaltmodul ist besonders darauf zu achten, dass der Spiegelträger keine Winkelfehlstellungen aufweist.

Die gebräuchlichste Form bei feinwerktechnischen Konstruktionen ist die Lineargleitführung. Neben der aufwändigen Herstellung sind die Reibungseinflüsse und der sogenannte Stick-Slip-Effekt zu berücksichtigen. Bei niedrigen Auslenkungskräften ist der Stick-Slip-Effekt relativ groß, wodurch die Genauigkeit reduziert wird.

Flüssigkeits-, Luft- oder Magnetführungen zeigen keine Einflüsse durch Reibung, benötigen aber im Gegensatz zu den anderen Führungen einen sehr großen Bauraum. Die Luft- und Magnetführungen benötigen zusätzlich eine dauerhafte Energiezufuhr. Aus diesem Grund werden diese Führungen nicht verwendet.

Eine annähernde Linearführung bieten Parallelführungen. Diese lassen sich entweder mit steifen Hebelarmen und rotatorischen Lagern (Abbildung 6.6 a) oder mit nachgiebigen Hebelarmen in Form von Biegebalken realisieren (Abbildung 6.6 b).



**Abbildung 6.6:** Linearführung in Form einer Parallelführung: **a** Mit rotatorischen Lagern und steifen Hebelarmen; **b** Mit Hebelarmen in Form von Biegebalken.

Wenn die rotatorischen Lager der Parallelführung aus Abbildung 6.6 a als Festkörpergelenke ausgeführt werden, lässt sich die Linearführung als ein Bauteil in einem Fertigungsschritt herstellen. Parallelführungen, deren Hebelarme aus Biegebalken bestehen, sind in der Regel durch mikrotechnische Fertigungsverfahren hergestellt. Realisiert man die Biegebalken durch piezoelektrische Biegewandler, so lässt sich eine sehr lagestabile Linearführung ohne Verkippung erreichen; allerdings lässt sich diese Lösung schwierig mit einer Selbsthaltung kombinieren.

#### 6.2.4 Übersicht von anwendbaren Linearantrieben

In diesem Abschnitt sind ausgewählte bekannte Lösungen und eine Übersicht über die entwickelten Linearantriebe aufgeführt.

Die Standardlösung ist ein Motor mit Spindelantrieb, bei dem die Selbsthaltung durch eine entsprechende Auslegung der Gewindesteigung erreicht wird.

Andere Lösungen zur Erzeugung einer Linearbewegung mit Selbsthaltung sind z. B. der Inchworm-Motor [130] oder auf dem Inchworm-Prinzip basierende Antriebe, die den Läufer zu jedem Zeitpunkt mechanisch fixieren [131, 132, 133]. Bei beiden Prinzipien erfolgt die Bewegung schrittweise, große Stellwege werden durch Summation kleiner Aktorauslenkungen erreicht.

In dieser Arbeit werden neuartige Antriebskonzepte realisiert. Diese Antriebe decken direkt den gesamten Stellweg ab, so dass eine Summation der Aktorauslenkungen nicht erforderlich ist. Eine Übersicht über die entwickelten Linearantriebe ist in Abbildung 6.7 dargestellt.

Die Antriebskonzepte mit einer elektrodynamischen Bewegungserzeugung werden im Folgenden vorgestellt. Das piezoelektrische und das elektrostatische Antriebskonzept besitzen einen deutlich kleineren Stellweg. Sie werden in den Abschnitten 7.2 bzw. 7.3 diskutiert.

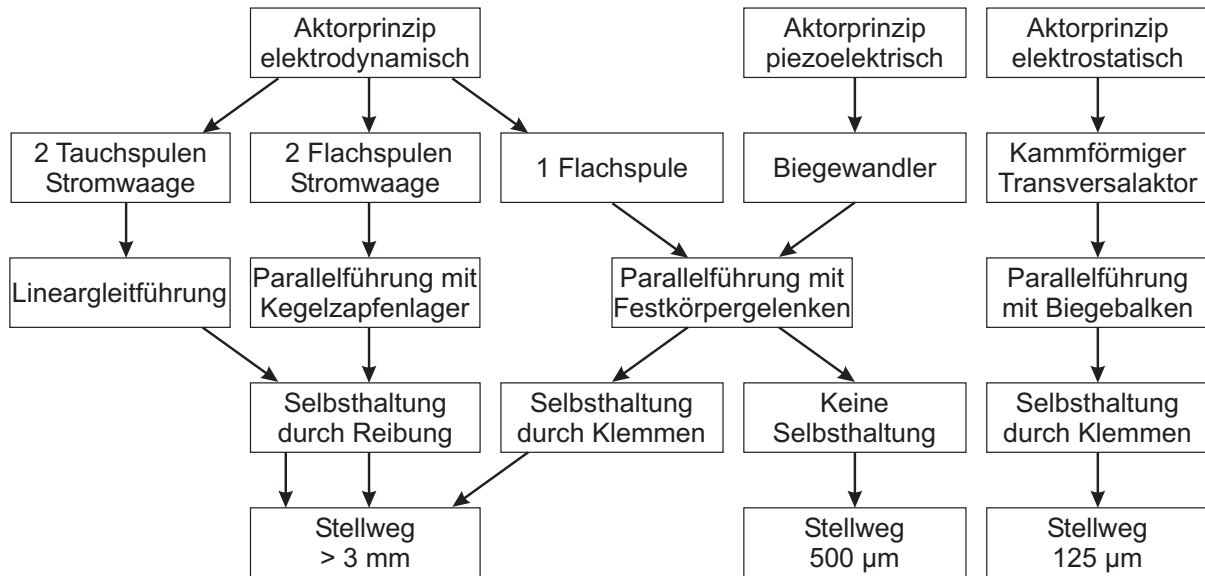


Abbildung 6.7: Übersicht über die entwickelten Linearantriebe.

### 6.3 Elektrodynamischer Linearantrieb mit Selbsthaltung durch Reibung

Entwickelt wurde ein elektrodynamisches Aktorprinzip, das auf zwei in Gegenrichtung bestromten Spulen im Luftspalt eines Magnetkreises basiert. Die Spulenlänge ist gleich der Länge des Luftspaltes. Im Gegensatz zu dem in Abbildung 6.4 gezeigten Aufbau wird keine Rückstellfeder benötigt. Die Stromrichtung der Spulen auf dem gemeinsamen Spulenkörper ist so gewählt, dass sich die bestromten Spulen aus dem Magnetfeld herausziehen. Werden beide Spulen mit dem gleichen Strom beaufschlagt, bewegt sich der Aktor in die Mittelstellung (Abbildung 6.8 a).

Eine unterschiedliche Bestromung der Spulen bewirkt, dass sich die stärker bestromte Spule aus dem Magnetkreis heraus zieht und ihren Krafteinfluss verringert, da sich weniger Leiter im Magnetkreis befinden. Die schwächer bestromte Spule wird weiter in den Magnetkreis hineingezogen und erhöht ihren Krafteinfluss, da sich die Anzahl der Leiter im Magnetkreis erhöht. Es stellt sich eine Gleichgewichtsposition ein.

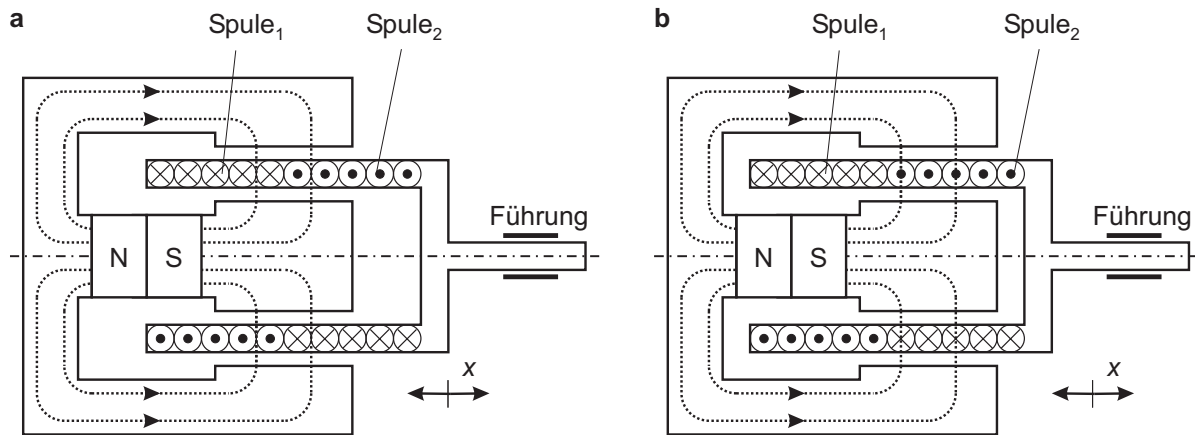
In Abbildung 6.8 b gilt im Kräftegleichgewicht  $I_{\text{Spule 1}} = 4 I_{\text{Spule 2}}$  und  $4 n_1 = n_2$ , wobei die Streufelder des Magnetkreises vernachlässigt werden:

$$F_{\text{Spule 1}} = F_{\text{Spule 2}} \tag{6.2}$$

$$I_{\text{Spule 1}} n_1 = I_{\text{Spule 2}} n_2 \quad \text{bzw.} \quad \frac{I_{\text{Spule 1}}}{I_{\text{Spule 2}}} = \frac{n_2}{n_1} \tag{6.3}$$

Wird nur eine Spule des Aktors bestromt, zieht sich diese komplett aus dem Magnetkreis heraus. Mit Hilfe von Anschlägen sind sehr schnelle und genaue Schaltvorgänge realisierbar.

Mit dem gezeigten Prinzip ist es möglich, beliebige Positionen anzufahren. Außerdem werden keine Rückstellfedern benötigt, die eine Selbsthaltung des Aktors erschweren.



**Abbildung 6.8:** Aufbau des elektrodynamischen Aktors mit zwei in Gegenrichtung bestromten Spulen **a** Auslenkung des Aktors mit gleich stark bestromten Spulen ( $I_{\text{Spule}_1} = I_{\text{Spule}_2}$ ); **b** Auslenkung des Aktors mit unterschiedlich bestromten Spulen ( $I_{\text{Spule}_1} = 4 I_{\text{Spule}_2}$ ).

Im Anhang B werden die Kombinationen des Aktors mit einer Linearführung des Spulenträgers und der Selbsthaltung durch Beaufschlagen mit einer Reibung kurz beschrieben. Der Demonstrator mit den Führungsstangen eignet sich z. B. als Antrieb für 1xN-Schalter. Der Aufbau, der eine Parallelführung verwendet, eignet sich z. B. als Antrieb einer Blende in einem variablen optischen Abschwächer. Aufgrund ihres Stellwegs im mm-Bereich, einer Positioniergenauigkeit im  $\mu\text{m}$ -Bereich und der strom- und spannungslosen Selbsthaltung bieten die entwickelten Linearantriebe für viele Anwendungsgebiete eine interessante Alternative zu herkömmlich verwendeten Linearantrieben.

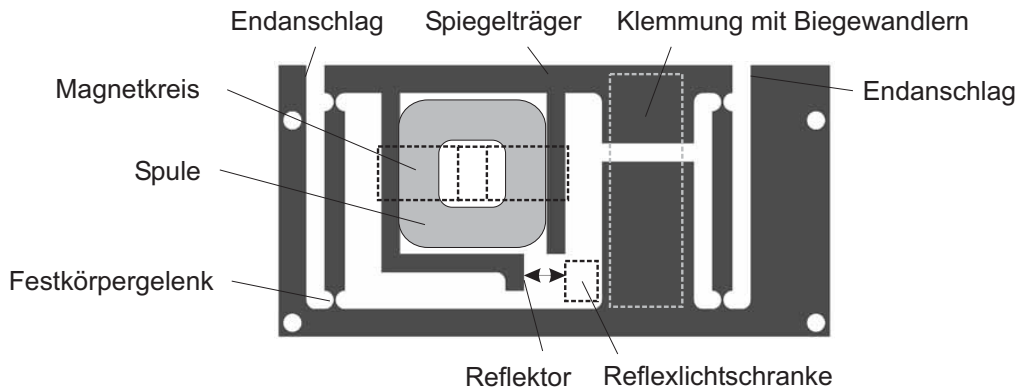
## 6.4 Elektrodynamischer Linearantrieb mit Selbsthaltung durch Klemmen

In diesem Abschnitt wird der Linearantrieb vorgestellt, der auch im Prototypen des Schaltmoduls verwendet wird. Der Linearantrieb basiert auf dem elektrodynamischen Prinzip mit einer flach gewickelten Spule. Die aus einem Teil bestehende Linearführung ist durch eine Parallelführung mit Festkörpergelenken aus Kunststoff realisiert. Die Selbsthaltung erfolgt durch beidseitiges Klemmen mit piezoelektrischen Biegewandlern. Der prinzipielle Aufbau des Linearantriebs ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Um die Position des Antriebs zu regeln, wird ein Abstandssensor basierend auf dem Prinzip der Reflexlichtschranke eingesetzt.

Zum besseren Verständnis sind die einzelnen Bestandteile des Linearantriebs unterteilt in die Beschreibung der Linearführung, des Aktorprinzips und der Selbsthaltung.

### 6.4.1 Linearführung

Die Diskussion der Linearführung ist untergliedert in die Beschreibung der Parallelführung und der Festkörpergelenke, der Krafteinleitung sowie der Auslegung und Herstellung.



**Abbildung 6.9:** Prinzipieller Aufbau des elektrodynamischen Linearantriebs mit Selbsthaltung durch Klemmen.

#### 6.4.1.1 Parallelführung als Linearführung

Um den Montage- bzw. Herstellungsaufwand der Linearführung zu reduzieren, soll diese aus einem Bauteil bestehen. Wie in Abschnitt 6.2.3 beschrieben, eignen sich hierfür besonders Parallelführungen. Da die Herstellung des Linearantriebs mit feinwerktechnischen Verfahren erfolgt, wird die Bauform mit den rotatorischen Gelenken verwendet, wobei diese als Festkörpergelenke ausgeführt sind. In Festkörpergelenken wird eine reduzierte Biegesteifigkeit durch eine Querschnittsverjüngung des Materials erreicht (vgl. Abschnitt 6.4.1.2). In Abbildung 6.10 sind verschiedene Varianten von Parallelführungen für eine Verwendung mit Festkörpergelenken aufgeführt. Der Ort der Krafteinleitung ist bei allen Anordnungen angegeben.

Die Anzahl der Freiheitsgrade  $G$  einer Parallelführung, bzw. allgemein eines Getriebes, lässt sich mit der Gleichung nach *Grübler* wie folgt berechnen [134]:

$$G = \lambda(n - g - 1) + \sum_{i=1}^g f_i \quad (6.4)$$

Der Bewegungsparameter  $\lambda$  beträgt 3 für ebene und 6 für räumliche Kinematiken,  $n$  ist die Anzahl der Getriebeglieder,  $g$  die Anzahl der Gelenke und  $f_i$  die Anzahl der Freiheitsgrade die dem  $i$ -ten Gelenk zugeordnet sind.

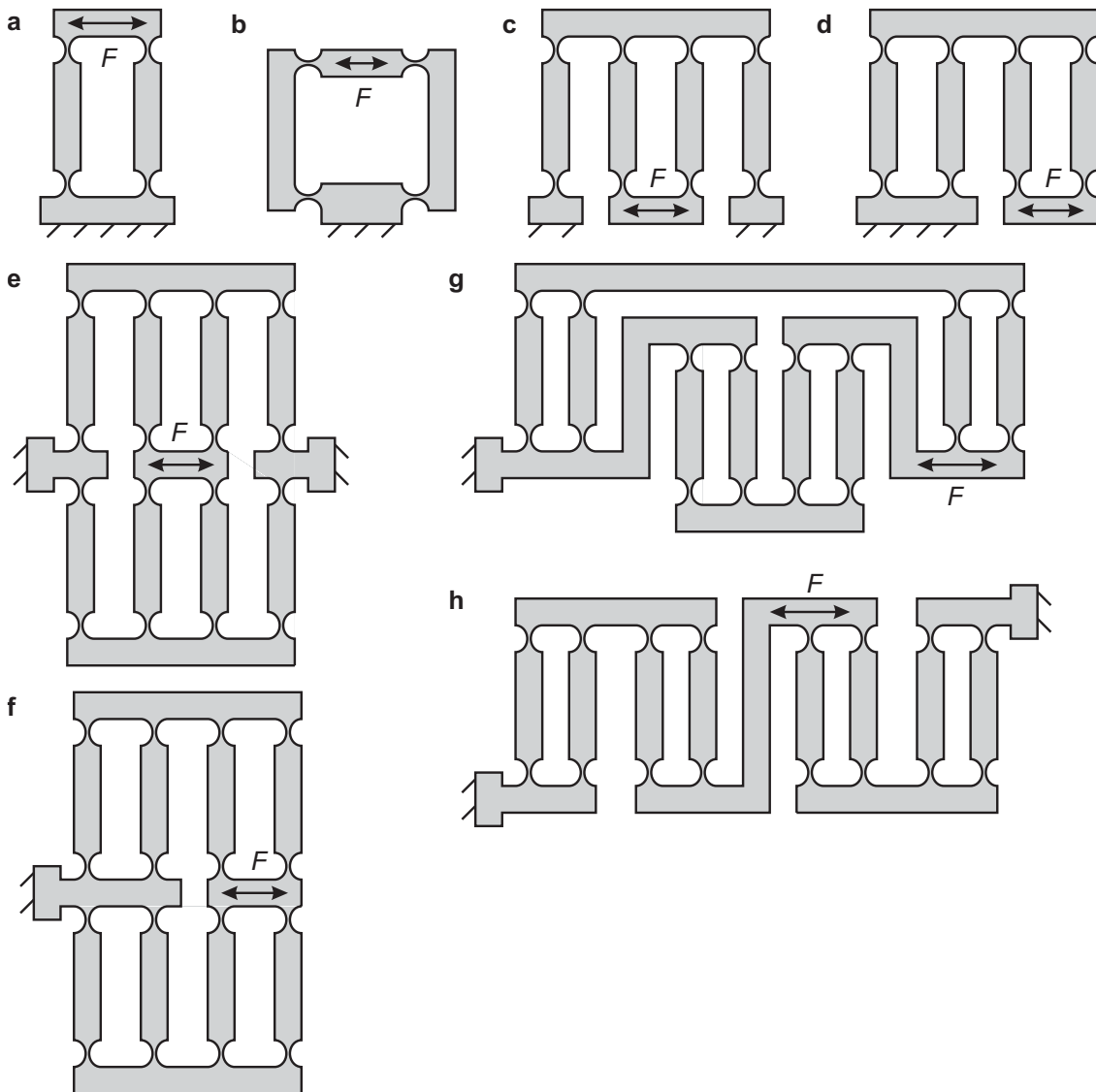
Abbildung 6.10 a und b stellen Varianten für eine einseitige Parallelführung dar. Der Freiheitsgrad berechnet sich mit (6.4) wie folgt:

$$G = 3(4 - 4 - 1) + \sum_{i=1}^4 1 = 1 \quad (6.5)$$

Der Freiheitsgrad  $G = 1$  bedeutet, dass die Bewegung zwangsgeführt ist.

In Abbildung 6.10 c und d sind kompensierte Parallelführungen dargestellt, die Bewegung ist jedoch nicht zwangsgeführt, da  $G > 1$ :

$$G = 3(7 - 8 - 1) + \sum_{i=1}^8 1 = 2 \quad (6.6)$$



**Abbildung 6.10:** Parallelführungen mit Festkörpergelenken und dem Ort der Krafteinleitung; **a, b** Einseitig zwangsgeführte Parallelführung; **c, d** Nicht zwangsgeführte kompensierte Parallelführung; **e-h** Zwangsgeführte kompensierte Parallelführung.

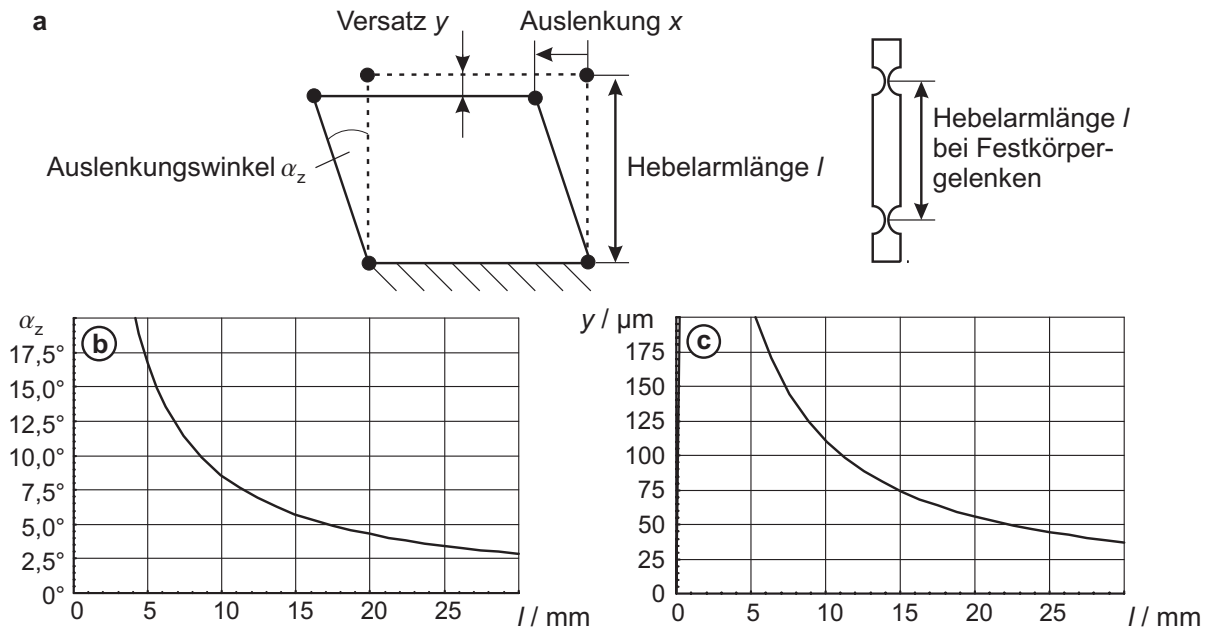
Wenn alle Festkörpergelenke dieselbe Federsteifigkeit zeigen, verhält sich die kompensierte Parallelführung wie eine zwangsgeführte Parallelführung mit  $G = 1$ .

Zwangsgeführte kompensierte Parallelführungen zeigen die Abbildungen 6.10 e-h in verschiedenen Anordnungen:

$$G = 3 (12 - 16 - 1) + \sum_{i=1}^{16} 1 = 1 \quad (6.7)$$

Ihr Nachteil besteht in der hohen Gelenkzahl.

Bei einseitigen Parallelführungen tritt im Gegensatz zu den kompensierten Parallelführun-



**Abbildung 6.11:** a Aufbau einer einseitigen Parallelführung; b Maximaler Auslenkungswinkel  $\alpha_z(l)$  für eine Auslenkung  $x = \pm 1,5 \text{ mm}$ ; c Maximaler Versatz  $y(l)$ .

gen ein Versatz der Linearbewegung auf (Abbildung 6.11 a).

Der Auslenkungswinkel  $\alpha_z$  und der Versatz  $y$  berechnen sich mit der Auslenkung  $x$  und der Hebelarmlänge  $l$  zu:

$$\sin \alpha_z = \frac{x}{l} \quad y = l(1 - \cos \alpha_z) \quad (6.8)$$

In Abbildung 6.11 b und c ist die Abhängigkeit des maximalen Auslenkungswinkels  $\alpha_z$  und des maximal auftretenden Versatzes  $y$  in Abhängigkeit der Hebelarmlänge  $l$  für die Auslenkung von  $x = \pm 1,5 \text{ mm}$  dargestellt. Die Länge der Hebelarme sollte möglichst groß gewählt werden, um den maximalen Auslenkungswinkel und den Versatz zu minimieren.

In Tabelle 6.2 sind die Eigenschaften der Parallelführungen zusammengefasst.

**Tabelle 6.2:** Vergleich verschiedener Parallelführungen

Parallelführung	Abbildung 6.10	Gelenke	Versatz	Federsteifigkeit
Einseitig zwangsgeführt	a, b	4	ja	c
Kompensiert	c, d	8	möglich	$c/2$
Zwangsgeführt kompensiert	e-h	16	nein	c

Da für die Anwendung des Linearantriebs im Schaltmodul ein Versatz der Linearbewegung tolerierbar ist, wird die einseitige zwangsgeführte Parallelführung aufgrund ihres einfachen Aufbaus ausgewählt. Die Dimensionierung der Parallelführung ist im Abschnitt 6.4.1.4 beschrieben.

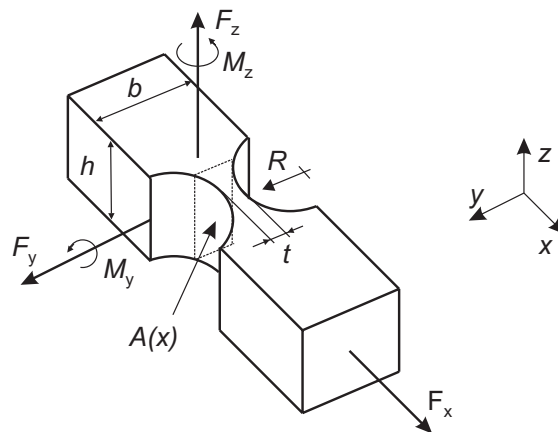


### 6.4.1.2 Festkörpergelenke

Festkörpergelenke weisen eine reduzierte Biegesteifigkeit durch eine lokale Querschnittsverjüngung des Materials aus. Hierbei kann die lokale Querschnittsverjüngung unterschiedliche Formen aufweisen. Festkörpergelenke bieten folgende Vorteile:

- einfache Herstellung z. B. durch Bohren, Fräsen, Laserschneiden, Spritzgießen, Heißprägen, Erodieren, Galvanoabformung
- es tritt nur innere Reibung auf
- kein Lagerspiel
- Gelenke sorgen für eine Rückstellkraft
- sofern keine Ermüdungsbrüche auftreten, besteht ein wartungs- und verschleißfreier Betrieb

Abbildung 6.12 zeigt Abmessungen, Kräfte und Momente eines Festkörpergelenks mit einer kreisförmigen Verjüngung. Hierbei ist  $t$  die Stegbreite der dünnsten Stelle,  $h$  ist die Gelenkhöhe,  $b$  die Gelenkbreite und  $R$  der Radius der Einkerbung. Die Auslenkung lässt sich leicht bestimmen, da physikalische Deformationen nur in der dünnen Federstruktur – dem eigentlichen Drehgelenk – auftreten. Die Aufhängung und der Hebel sind deutlich breiter und können in sehr guter Näherung als nicht deformierbar angesehen werden.



**Abbildung 6.12:** Abmessungen, Kräfte und Momente eines Festkörpergelenkes.

Eine gute asymptotische Näherung der Federsteifigkeit für die ein- und zweidimensionale Auslenkung ist in [135] unter Verwendung der linearen Biegetheorie beschrieben. Die Auslenkung bestimmt sich allgemein mit dem Elastizitätsmodul  $E$ , dem Flächenträgheitsmoment  $I$  um die entsprechende Achse und dem angreifenden Drehmoment  $M$  zu:

$$E I_z(x) \frac{d^2 y}{dx^2} = M_z(x) \quad E I_y(x) \frac{d^2 z}{dx^2} = M_y(x) \quad (6.9)$$

Das Elastizitätsmodul  $E$  lässt sich mit der Querschnittsfläche  $A(x)$  an der Stelle  $x$  wie folgt schreiben:

$$E = \frac{F_x/A(x)}{d\Delta x/dx} \quad (6.10)$$

Für die Winkelauslenkung um die entsprechenden Achsen ergibt sich:

$$\alpha_z = \frac{dy}{dx} = \int \frac{M_z(x)}{E I_z(x)} dx \quad \alpha_y = \frac{dz}{dx} = \int \frac{M_y(x)}{E I_y(x)} dx \quad (6.11)$$

Nach [135] berechnet sich die reziproke Biegesteifigkeit bzw. die Biegenachgiebigkeit für eine Winkelauslenkung  $\alpha_z$  um die  $z$ -Achse verursacht durch ein Moment  $M_z$  zu:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_z}{M_z} = \frac{1}{c_z} = & \frac{3}{2 E h R^2 (2\beta + \beta^2)} \left( \sqrt{1 - (1 + \beta - \gamma)^2} \left( \frac{1 + \beta}{\gamma^2} + \frac{3 + 2\beta + \beta^2}{\gamma(2\beta + \beta^2)} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{6(1 + \beta)}{(2\beta + \beta^2)^{\frac{3}{2}}} \arctan \left( \sqrt{\frac{(2 + \beta)(\gamma - \beta)^2}{\beta - \beta(1 + \beta - \gamma)^2}} \right) \right) \end{aligned} \quad (6.12)$$

Hierbei sind  $\beta$  und  $\gamma$  dimensionslose Größen, die wie folgt definiert sind:

$$\beta = \frac{t}{2R} \quad \gamma = \frac{b}{2R} \quad (6.13)$$

In der Regel ist  $\beta \ll 1$  und  $\gamma \gg \beta$ . Dadurch gilt  $\beta/\gamma \ll 1$  und Gleichung (6.12) vereinfacht sich zu

$$\frac{\alpha_z}{M_z} = \frac{1}{c_z} \approx \frac{9\pi}{2 E h} \sqrt{\frac{R}{t^5}} \quad (6.14)$$

Die Berechnung für eine Auslenkung um die  $y$ -Achse erfolgt äquivalent:

$$\frac{\alpha_y}{M_y} = \frac{1}{c_y} = \frac{24}{E h^3} \left( \frac{1 + \beta}{\sqrt{2\beta + \beta^2}} \arctan \left( \sqrt{\frac{(2 + \beta)(\gamma - \beta)^2}{\beta - \beta(1 + \beta - \gamma)^2}} \right) + \right. \quad (6.15)$$

$$\left. - \arctan \left( \frac{\gamma - \beta}{\sqrt{1 - (1 + \beta - \gamma)^2}} \right) \right) \quad (6.16)$$

Mit  $\beta \ll 1$  ergibt sich die folgende Vereinfachung, in der  $\gamma$  aufgrund der starken Abhängigkeit von  $b$  weiterhin enthalten ist:

$$\frac{\alpha_y}{M_y} = \frac{1}{c_y} \approx \frac{12\pi}{E h^3} \left( \sqrt{\frac{R}{t}} - \frac{2}{\pi} \arctan \sqrt{\frac{\gamma}{2 - \gamma}} \right) \quad (6.17)$$

Die Dimensionierung von Festkörpergelenken ist immer noch Gegenstand der Forschung. Ergebnisse, auch für unterschiedliche Gelenkformen, findet man z. B. in [136, 137, 138, 139].

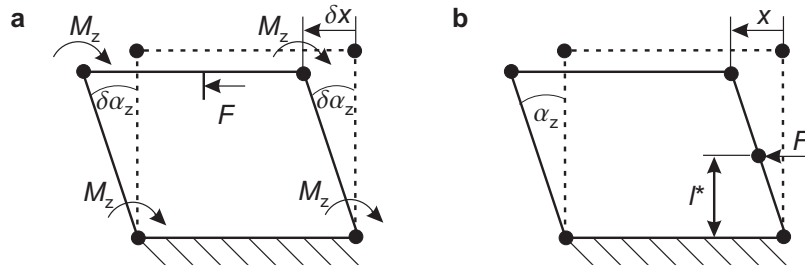
### 6.4.1.3 Krafteinleitung an eine einseitige Parallelführung mit Festkörpergelenken

Soll die Parallelführung allgemein durch einen Aktor ausgelenkt werden, so ist für die Dimensionierung des Aktors die Federsteifigkeit der Parallelführung und der Ort der Krafteinleitung zu berücksichtigen.

Soll ein Aktor mit gegebener Kraft-Weg-Kennlinie an die einseitige Parallelführung angekoppelt werden, existieren zwei Möglichkeiten: Ist der Aktorstellweg  $x_{\max}$  größer als die erforderliche Auslenkung  $x$  der Parallelführung, dann kann die Krafteinleitung zwischen den Hebelarmen erfolgen (Abbildung 6.13 a). Ist der Aktorstellweg  $x_{\max}$  kleiner als die erforderliche Auslenkung  $x$ , so muss die Krafteinleitung am Hebelarm erfolgen und die Parallelogrammstruktur als Getriebe zur Stellwegvergrößerung verwendet werden (Abbildung 6.13 b).

#### Krafteinleitung zwischen den Hebelarmen

Bei einer Krafteinleitung zwischen den Hebelarmen muss die Aktorkraft  $F$  größer als die maximale Gegenkraft der Gelenke sein (Abbildung 6.13 a). Bei der Parallelführung werden die vier Festkörpergelenke jeweils um den gleichen Winkel  $\alpha$  ausgelenkt.



**Abbildung 6.13:** a Krafteinleitung zwischen den Hebelarmen der Parallelführung und Bestimmung der Auslenkung durch das Prinzip der *virtuellen Verrückung*; b Krafteinleitung am Hebelarm im Abstand  $l^*$ .

Mit dem Prinzip der *virtuellen Verrückung* lässt sich die Auslenkung abhängig von der Kraft berechnen. Dafür wird das System virtuell verschoben, wobei die virtuelle Arbeit  $\delta W$  aller am System angreifenden Kräfte und Momente für reibungsfreie Systeme im Gleichgewicht gleich null ist [140].

Aufgrund der differentiellen Kleinheit der Verrückungen dürfen die geometrischen Zwangsbedingungen linearisiert werden:

$$\delta \alpha_z = \frac{1}{l} \delta x \quad (6.18)$$

Die virtuelle Arbeit der anliegenden Kräfte und Momente ist

$$\sum_i \delta W_i = -4 M_z \delta \alpha_z + F \delta x = -4 M_z \delta \alpha_z + F l \delta \alpha_z \quad (6.19)$$

Mit  $\delta W = 0$  für alle  $\delta\alpha_z$  ergibt sich für die Kraft im Gleichgewicht:

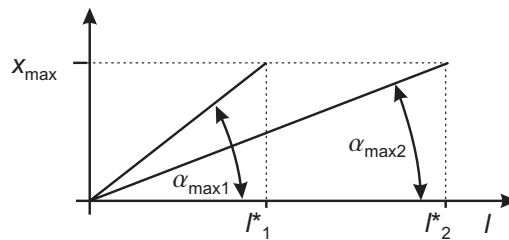
$$F = \frac{4 M_z}{l} = \frac{4 c_z}{l} \alpha_z = \frac{4 c_z}{l^2} x \quad (6.20)$$

### Krafteinleitung am Hebelarm

Ist der Aktorstellweg  $x_{\max}$  kleiner als die benötigte Auslenkung  $x$ , muss die Krafteinleitung des Aktors über den Hebelarm im Abstand  $l^*$  vom Drehgelenk erfolgen (Abbildung 6.13 b). Die Parallelführung dient in diesem Fall als Getriebe zur Stellwegvergrößerung. Wird ein Aktor mit einer nicht konstanten Kraft-Weg-Kennlinie eingesetzt, ist es notwendig, den optimalen Krafteinleitungspunkt  $l^*$  zum Erreichen der maximalen Auslenkung zu finden. Für die Bestimmung von  $l^*$  muss die geforderte Auslenkung  $x$  und die Hebelarmlänge der Parallelführung  $l$  bekannt sein, aus der sich der notwendige Auslenkungswinkel  $\alpha_{\min}$  der Parallelführung errechnet:

$$\sin \alpha_{\min} = \frac{x}{l} \quad (6.21)$$

Im Folgenden wird der maximale Auslenkungswinkel  $\alpha_{\max}$  betrachtet, um den der Aktor die Parallelführung auslenken kann. Wird die Hebelarmlänge  $l^*$  vergrößert, verringert sich der Auslenkungswinkel  $\alpha_{\max}$ . Wird die Hebelarmlänge  $l^*$  verringert, vergrößert sich der Auslenkungswinkel  $\alpha_{\max}$ , der Aktor benötigt aber eine höhere Kraft (Abbildung 6.14). Ziel der Berechnung ist es, die gegensätzlichen Anforderungen bestmöglich zu erfüllen.



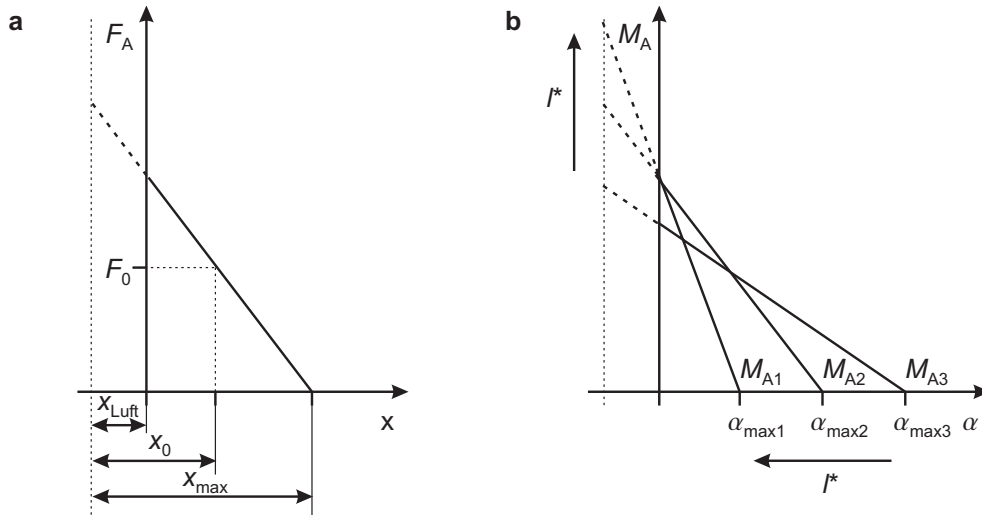
**Abbildung 6.14:** Maximale Auslenkungswinkel  $\alpha_{\max}$  der Parallelführung für unterschiedliche Hebelarmlängen  $l^*$  mit dem Aktorstellweg  $x_{\max}$ .

Ausgangspunkt ist die Kraft-Weg-Kennlinie des verwendeten Aktors mit der Kraft  $F_A$  und der Maximalauslenkung  $x_{\max}$ . Verursacht durch Toleranzen wird ein Luftspalt  $x_{\text{Luft}}$  zwischen Aktor und beweglicher Struktur berücksichtigt (Abbildung 6.15 a):

$$F_A(x) = -\frac{F_0}{x_{\max} - x_0} (x - (x_{\max} - x_{\text{Luft}})) \quad (6.22)$$

Die bewegliche Struktur weist die Rückstellsteifigkeit  $c_P$  auf, die bei der einseitigen Parallelführung  $c_P = 4 c_z$  beträgt. Das Rückstellmoment ist abhängig vom Auslenkungswinkel  $\alpha$ . Da der Aktor eine Kraft liefert, wird die Kraft-Weg-Kennlinie in eine Drehmoment-Auslenkungswinkel-Kennlinie überführt:

$$M_A(\alpha, l^*) = -\frac{F_0 l^*}{x_{\max} - x_0} (\alpha l^* - (x_{\max} - x_{\text{Luft}})) \quad (6.23)$$



**Abbildung 6.15:** **a** Kraft-Weg-Kennlinie des Aktors mit Luftspalt zwischen Aktor und beweglicher Struktur; **b** Drehmoment-Auslenkungswinkel-Kennlinien des Aktors: Lange Hebelarme erhöhen das Drehmoment bei reduziertem Auslenkungswinkel.

Für längere Hebelarme  $l^*$  steigt das maximale Drehmoment, aber der maximale Auslenkungswinkel nimmt ab (Abbildung 6.15 b).

Abbildung 6.16 a zeigt verschiedene Funktionen für das Drehmoment  $M_A$  und das Rückstellmoment  $M_P$ . Gültige Schnittpunkte zwischen  $M_A$  und  $M_P$  sind die, die eine größere Auslenkung als  $\alpha_{\min}$  aufweisen. Gesucht wird der Schnittpunkt und damit die Hebelarmlänge  $l^*(\alpha)$ , für die die Auslenkung maximal wird.

Die beste Kraftübertragung lässt sich ermitteln, indem das Momentengleichgewicht zwischen Aktor und Last

$$M_A(\alpha, l^*) - M_P(\alpha) = 0 \quad \alpha \stackrel{!}{>} \alpha_{\min} \quad (6.24)$$

mit  $M_A(\alpha, l^*)$  nach (6.23) und mit  $M_P(\alpha) = c_P \alpha$  nach  $\alpha(l^*)$  aufgelöst wird:

$$\alpha(l^*) = \frac{F_0 l^* (x_{\max} - x_{\text{Luft}})}{F_0 l^{*2} + c_P (x_{\max} - x_0)} \quad (6.25)$$

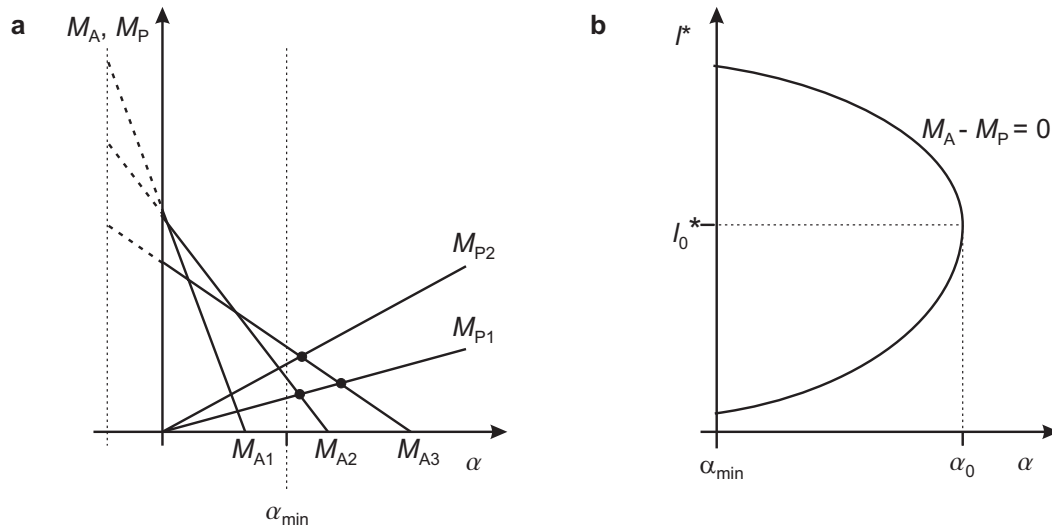
Die implizit gegebene Umkehrfunktion von  $\alpha(l^*)$  liefert  $l^*(\alpha)$ , siehe Abbildung 6.16 b. Mit der Ableitung

$$\frac{d\alpha}{dl^*} \stackrel{!}{=} 0 \quad (6.26)$$

und Auflösen nach  $l^*$  ist es möglich, den optimalen Kraftereinleitungspunkt zu berechnen:

$$l^* = \sqrt{\frac{c_P}{F_0} (x_{\max} - x_0)} \quad (6.27)$$

Die Berechnung der notwendigen Kräfte zur Auslenkung anderer Parallelführungen erfolgt äquivalent.



**Abbildung 6.16:** a Gültige Schnittpunkte der Aktorkennlinien mit den Rückstellmomenten: Gesucht werden Schnittpunkt und Hebellänge mit maximaler Auslenkung; b Hebelarmlänge  $l^*$  als Funktion des Auslenkungswinkels  $\alpha$ .

#### 6.4.1.4 Auslegung und Herstellung der Parallelführung

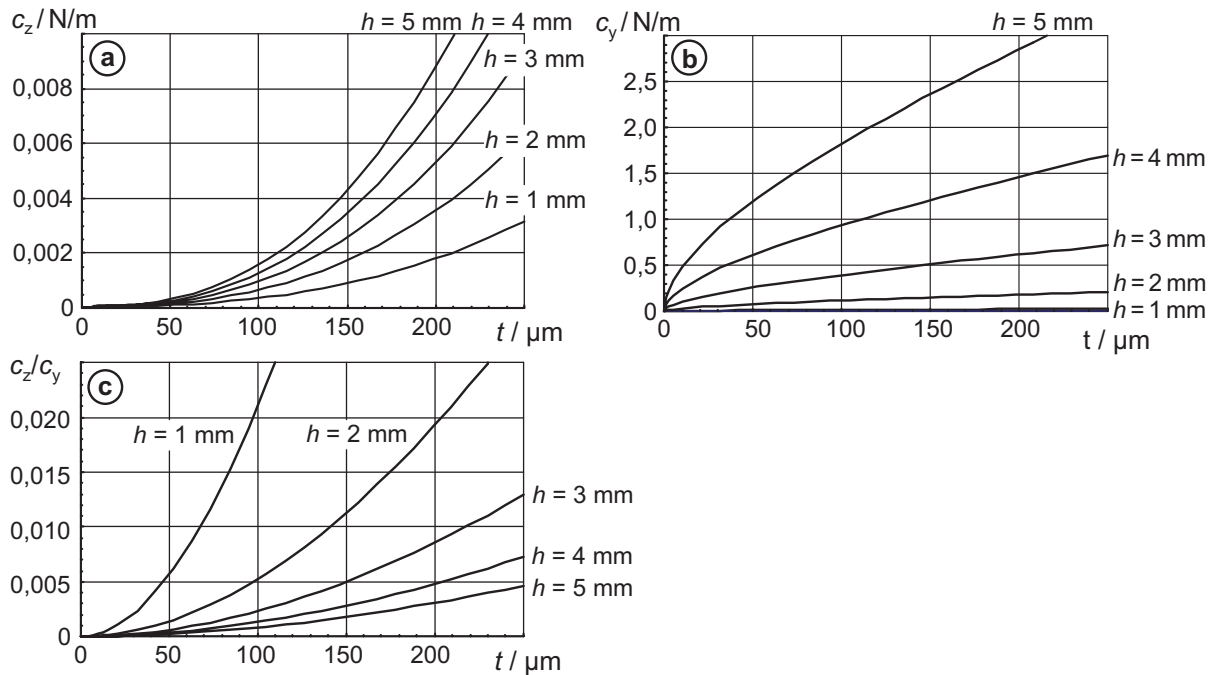
Die erforderliche Auslenkung von  $x = \pm 1,5 \text{ mm}$  ist für eine Parallelführung mit Festkörpergelenken relativ groß. Um den maximalen Auslenkungswinkel der Gelenke  $\alpha_{\max}$  klein zu halten, müssen die Hebelarme der Parallelführung möglichst lang sein. Hierdurch verringert sich auch die für die Auslenkung notwendige Aktorkraft  $F$  (vgl. Abschnitt 6.4.1.3). Es wird daher eine Hebelarmlänge  $l = 21,5 \text{ mm}$  gewählt. Der maximale Auslenkungswinkel der Gelenke beträgt für diese Hebelarmlänge  $\alpha_{\max} = \pm 4^\circ$ .

Zur Realisierung des Auslenkungswinkels ist ein Material zu wählen, das ein großes Verhältnis zwischen der Dehngrenze und dem Elastizitätsmodul aufweist [141]. In Frage kommen hier nur Kunststoffe, da Gelenke aus Metall reißen würden. Bezüglich der Verarbeitbarkeit und der Materialeigenschaften erweist sich der Kunststoff Polypropylen (PP) als sehr geeignet für die Herstellung der kompletten Parallelführung. In [142, 143] wurde außerdem gezeigt, dass Festkörpergelenke, die aus PP hergestellt sind, eine hohe Dauerbiegewechselfestigkeit besitzen und mehr als  $10^7$  Lastspiele erreichen können.

In den weiteren Berechnungen wird für das Zug-Elastizitätsmodul  $E$  von Polypropylen ein Wert von  $1350 \text{ N/mm}^2$  zugrunde gelegt, allerdings können die Werte je nach Zusammensetzung des Materials zwischen  $1000 \dots 1500 \text{ N/mm}^2$  variieren.

In Abbildung 6.17 a und b ist die Federsteifigkeit  $c_z$  und  $c_y$  für die Auslenkung in  $z$ - und  $y$ -Richtung eines Festkörpergelenks aus PP dargestellt. Die analytischen Berechnungen der Gelenksteifigkeiten wurden durch numerische Simulationen mit der Software ProMechanica verifiziert – die Fehler betragen weniger als 1%.

Das Verhältnis der Federsteifigkeiten  $c_z/c_y$  ist ein Maß für die Qualität eines Gelenks (Abbildung 6.17c). Für ideale Gelenke beträgt das Verhältnis  $c_z/c_y = 0$ , d.h. es besitzt eine geringe Steifigkeit in der erwünschten Bewegungsrichtung und eine hohe Steifigkeit



**Abbildung 6.17:** a, b Federsteifigkeit  $c_z$  und  $c_y$  eines Festkörpergelenks aus PP ( $b = 2R + t$ ;  $R = 1$  mm); c Verhältnis der Federsteifigkeiten: für ideale Gelenke ist  $c_z/c_y = 0$ .

in der unerwünschten Bewegungsrichtung. Hinsichtlich dieses Verhältnisses verbessern sich die Eigenschaften der Festkörpergelenke mit zunehmender Gelenkhöhe  $h$ . Um eine hohe Steifigkeit in der unerwünschten Bewegungsrichtung zu erhalten, werden die Gelenke mit einer Höhe von  $h = 5$  mm ausgeführt.

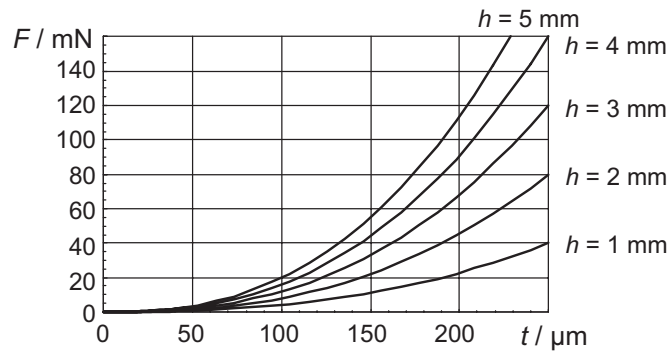
Für den Prototypen werden die Radien der Gelenke durch Bohren und die Parallelführung durch Fräsen hergestellt. Die Gelenke werden mit der Gelenkdicke  $t = 200$   $\mu\text{m}$  realisiert. Bei der Herstellung kleinerer Gelenkdicken sind die Ergebnisse nicht mehr reproduzierbar, zudem verringert sich die Lebensdauer der Gelenke [143].

In Abbildung 6.18 ist die Kraft aufgetragen, die für eine Auslenkung der Parallelführung um  $x = \pm 1,5$  mm bei einer Hebelarmlänge von  $l = 21,5$  mm,  $R = 1$  mm und  $b = 2R + t$  notwendig ist. Hierbei ist die Stegbreite  $b$  immer so groß gewählt, dass das Gelenk eine halbkreisförmige Einkerbung aufweist.

Die für die Auslenkung notwendige Kraft ist stark abhängig von der Gelenkhöhe  $h$  und der Gelenkdicke  $t$ . Um z.B. den durch Herstellungstoleranzen verursachten Einfluss unterschiedlicher Gelenkdicken zu verringern, ist es sinnvoll, diese möglichst groß zu wählen [144].

In Tabelle 6.3 sind die geometrischen Daten der Parallelführung und die erforderliche Aktorkraft aufgeführt. In den letzten beiden Zeilen ist auch die notwendige Auslenkungskraft für eine Abweichung der Gelenkdicke von  $\pm 10\%$  aufgetragen. Unter Berücksichtigung der Toleranzen muss eine Kraftreserve von ca. 30% vorgesehen werden.

Die Berechnungen für Festkörpergelenke aus Kunststoff sind kritisch zu prüfen, da die Gelenkeigenschaften aufgrund der viskoelastischen Eigenschaften des Materials stark von der



**Abbildung 6.18:** Erforderliche Kraft für die Auslenkung der Parallelführung aus PP in Bewegungsrichtung um  $x = \pm 1,5$  mm bei einer Hebellänge von  $l = 21,5$  mm,  $R = 1$  mm und  $b = 2R + t$ .

**Tabelle 6.3:** Auslegung der Festkörpergelenke und der Parallelführung aus Polypropylen

Größe	Parallelführung
Gelenkhöhe $h$	5 mm
Gelenkdicke $t$	200 $\mu\text{m}$
Gelenkradius $R$	1 mm
Hebelarmbreite $b$	2,2 mm
Länge der Hebelarme $l$	21,5 mm
Auslenkung $x_{\text{max}}$	$\pm 1,5$ mm
Maximaler Auslenkungswinkel $\alpha_{\text{max}}$	$\pm 4^\circ$
Elastizitätsmodul $E$	1350 N/mm <sup>2</sup>
Notwendige Aktorkraft $F$	114 mN
Aktorkraft $F$ für $t = t + 10\% = 220 \mu\text{m}$	145 mN ( $\hat{=}$ 127 %)
Aktorkraft $F$ für $t = t - 10\% = 180 \mu\text{m}$	87 mN ( $\hat{=}$ 62 %)

Herstellung des Gelenks und der Belastung abhängen können. Bei der Belastung des Gelenks hängt die für eine Auslenkung notwendige Kraft aufgrund der auftretenden elastischen und plastischen Verformungsvorgänge von der Auslenkungsgeschwindigkeit, vom Ausgangswinkel des Gelenks sowie der Temperatur und der Zeit, in der sich das Gelenk schon in dieser Position befunden hat, ab.

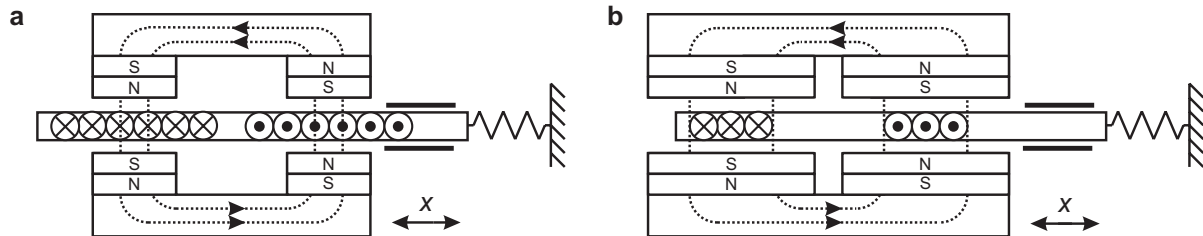
Wird die komplette Parallelführung durch Spritzgießen hergestellt, so lassen sich die Gelenkeigenschaften verbessern, indem die Gelenke sofort nach dem Entformen durch mehrmaliges Biegen gereckt werden. Hierbei muss die Recktemperatur deutlich über der Glasstemperatur von PP liegen und der Dehnvorgang möglichst mit einer konstanten Geschwindigkeit erfolgen. Durch das Recken verbessert sich die Orientierung der Moleküle in den Gelenken, wodurch sich die Reiß- und die Zugfestigkeit erhöht [143].

### 6.4.2 Elektrodynamisches Aktorprinzip mit Flachspule

Die Auslenkung der Parallelführung erfolgt nach dem Prinzip des in Abbildung 6.4 gezeigten Aufbaus eines elektrodynamischen Aktors mit Tauchspule. Da sich der rotationssymmetri-



sche Aufbau schwer miniaturisieren lässt, wurde ein planarer Aufbau mit einer flach gewickelten Spule entworfen. In der Anordnung werden beide Seiten der Spule für die Kraftwirkung verwendet, wodurch sich die Kraft  $F$  in Gleichung (6.1) verdoppelt. Die konstante Leiterlänge im Magnetfeld des Luftspalts ist realisierbar durch Spulen, die entweder deutlich länger (Abbildung 6.19 a) oder deutlich kürzer als die Länge des Luftspalts sind (Abbildung 6.19 b).



**Abbildung 6.19:** Elektrodynamischer Aktor mit flach gewickelter Spule: **a** Mit kurzer Spule; **b** Mit langer Spule.

Im Folgenden wird die Auslegung des Magnetkreises und der Spule des elektrodynamischen Aktors beschrieben, wobei die Anordnung mit der kürzeren Spulenlänge gewählt wird, da der notwendige Bauraum kleiner ist und aufgrund der geringeren Masse eine größere Dynamik erreicht wird.

#### 6.4.2.1 Magnetkreisauslegung des elektrodynamischen Aktors

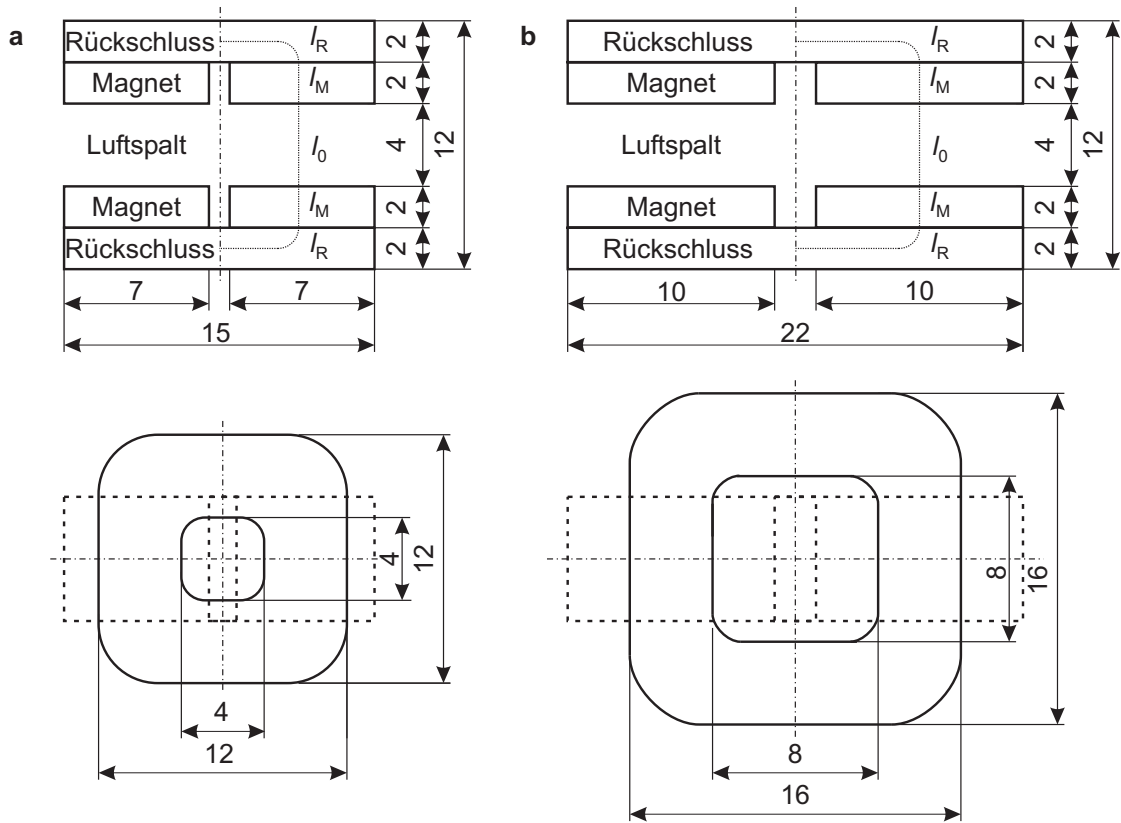
Für die Berechnung der Aktorkraft ist die Bestimmung der durch Permanentmagnete erzeugten Flussdichte im Luftspalt  $B_0$  notwendig. In Abbildung 6.20 sind zwei Magnetkreise und die Abmessungen der Spulen dargestellt.

Die beiden Spulen besitzen dieselbe Windungszahl – der Unterschied besteht nur in der unterschiedlichen Querschnittsfläche des Wickelkerns. Wie die folgende Berechnung zeigt, kann mit beiden Magnetkreisen die gleiche Flussdichte im Luftspalt erzeugt werden, so dass die gleiche Kraft erreicht wird. Obwohl der Magnetkreis aus Abbildung 6.20 a von den Abmessungen kompakter ist, wird der Magnetkreis aus Abbildung 6.20 b verwendet, da bei dieser Bauform aufgrund des größeren Magneten das Feld im Randbereich homogener ist und aufgrund der größeren Spule die Leiter im Luftspalt noch keine Krümmung aufweisen.

Die Magnetkreisberechnung erfolgt im Zustand stromloser Aktorspulen, deren Verhalten mit Luft gleichzusetzen ist. Bei feststehenden Permanentmagneten besitzen die magnetischen Größen keine zeitliche Abhängigkeit, so dass sich der Magnetkreis durch die Magnetostatik beschreiben lässt. Der magnetische Fluss  $\phi$  ist definiert als:

$$\phi = \iint_A \vec{B} \, d\vec{A} \quad (6.28)$$

Es wird die Annahme getroffen, dass  $\phi$  vollständig innerhalb des Magnetkreises geführt wird und die Querschnittsflächen  $A$  orthogonal durchdringt. Aufgrund der Quellenfreiheit des magnetischen Feldes nimmt der Fluss im Permanentmagneten  $\phi_M$  und im Rückschluss  $\phi_R$



**Abbildung 6.20:** Geometrische Abmessungen der Magnetkreise (Seitenansicht) mit einer Breite von 6 mm für 3 mm hohe Spulen (Draufsicht): **a** Für eine Spule mit kleiner Querschnittsfläche; **b** Für eine Spule mit großer Querschnittsfläche (Alle Abmessungen in mm).

dieselbe Größe an. Im Luftspalt verringert sich der Fluss  $\phi_0$ , da sich die Magnetfeldlinien ausweiten. Dies wird durch den Streufaktor  $S$  mit  $S \leq 1$  berücksichtigt. Damit gilt für den Fluss  $\phi$ :

$$\phi = \phi_M = \phi_R = \phi_0 S^{-1} \quad (6.29)$$

$$= B_M A_M = B_R A_R = B_0 A_0 S^{-1} \quad (6.30)$$

Die magnetische Feldstärke wird durch das Durchflutungsgesetz beschrieben:

$$\Theta = \oint \vec{H} \, d\vec{l} \quad (6.31)$$

Die Durchflutung  $\Theta$  ist gleich null, wenn innerhalb der vom Wegintegral umschlossenen Fläche kein Strom fließt. Unter der Annahme, dass die Feldstärken in den einzelnen Bestandteilen des Magnetkreises konstant sind, ergibt sich für die in Abbildung 6.20 dargestellten Magnetkreise:

$$\Theta = \oint \vec{H} \, d\vec{l} = \sum_{i=1}^n H_i l_i = 4 H_M l_M + 2 H_R l_R + 2 H_0 l_0 = 0 \quad (6.32)$$

Den Zusammenhang zwischen  $\vec{B}$  und  $\vec{H}$  stellt die Permeabilitätszahl  $\mu$  her:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (6.33)$$

Der magnetische Widerstand  $R_m$  lässt sich allgemein wie folgt beschreiben:

$$R_m = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \frac{l}{A} \quad (6.34)$$

Eine Übersichtsrechnung ergibt, dass der Widerstand des Rückschlusses  $R_{m,R}$  mit  $\mu_r > 1000$  gegenüber dem Widerstand des Luftspalts  $R_{m,0}$  mit  $\mu_r = 1$  vernachlässigbar ist:

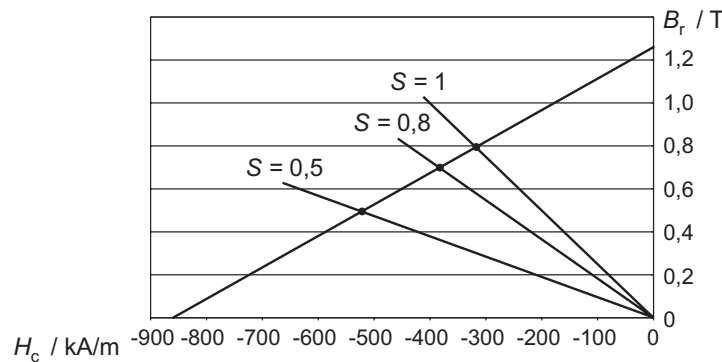
$$R_{m,R} \ll R_{m,0} \quad (6.35)$$

Bei der Dimensionierung des Rückschlusses aus einem ferromagnetischen Material ist die Sättigungspolarisation zu berücksichtigen. Für das verwendete Eisen liegt die maximale magnetische Flussdichte bei  $B \approx 2,18$  T.

Durch Einsetzen von (6.33) in (6.32) ergibt sich:

$$H_M = -\frac{1}{2\mu_0} \frac{l_0}{l_M} B_0 \quad (6.36)$$

Die Permanentmagneten aus Neodym-Eisen-Bor N40 besitzen eine Remanenzflussdichte  $B_r = 1,26$  T und eine Koerzitivfeldstärke  $H_c = 856$  kA/m. Sie zeigen im Arbeitsbereich ein lineares Verhalten (Abbildung 6.21) [145].



**Abbildung 6.21:** Entmagnetisierungskurve von Permanentmagneten des Typs Neodym-Eisen-Bor N40 mit den Arbeitsgeraden des Magnetkreises;  $c_M = 1,26$  T/860 kA/m.

Der Arbeitspunkt auf der Entmagnetisierungskurve stellt sich in Abhängigkeit der Magnetkreisgeometrie ein.  $B_M$  lässt sich mit der Steigung  $c_M$  unter Verwendung von (6.36) schreiben als:

$$B_M = f(H_M) = B_{M,\max} + c_M H_M = B_{M,\max} - c_M \frac{1}{2\mu_0} \frac{l_0}{l_M} B_0 \quad (6.37)$$

Durch Einsetzen von (6.37) in (6.30) erhält man mit  $A_0 = A_M$  die Flussdichte  $B_0$  im Luftspalt:

$$B_0 = B_{M,\max} \left( \frac{1}{S} + c_M \frac{1}{2\mu_0} \frac{l_0}{l_M} \right)^{-1} \quad (6.38)$$

Die Ergebnisse der Berechnung von  $B_0$  sowie die Ergebnisse der Messung der Flussdichte im Luftspalt mit einer Hall-Sonde sind in Tabelle 6.4 dargestellt. Der Magnetkreis wurde zum Vergleich unter Verwendung finiter Elemente mit dem Programm *Finite Element Method Magnetics Version 4.0* (FEMM) simuliert. Die Ergebnisse der Simulation sind ebenfalls in Tabelle 6.4 beschrieben.

**Tabelle 6.4:** Bestimmung der magnetischen Flussdichte im Luftspalt

Magnetabmessungen	Ergebnis FEMM	Ergebnis analytisch	Messung
$2 \cdot 6 \cdot 7 \text{ mm}^3$	$\bar{B}_0 = 0,45 \text{ T}$	$S = 1,0 \quad B_0 = 0,796 \text{ T}$	$\bar{B}_0 \approx 0,45 \text{ T}$
		$S = 0,8 \quad B_0 = 0,687 \text{ T}$	
		$S = 0,5 \quad B_0 = 0,488 \text{ T}$	
$2 \cdot 6 \cdot 10 \text{ mm}^3$	$\bar{B}_0 = 0,47 \text{ T}$	$S = 1,0 \quad B_0 = 0,796 \text{ T}$	$\bar{B}_0 \approx 0,45 \text{ T}$
		$S = 0,8 \quad B_0 = 0,687 \text{ T}$	
		$S = 0,5 \quad B_0 = 0,488 \text{ T}$	

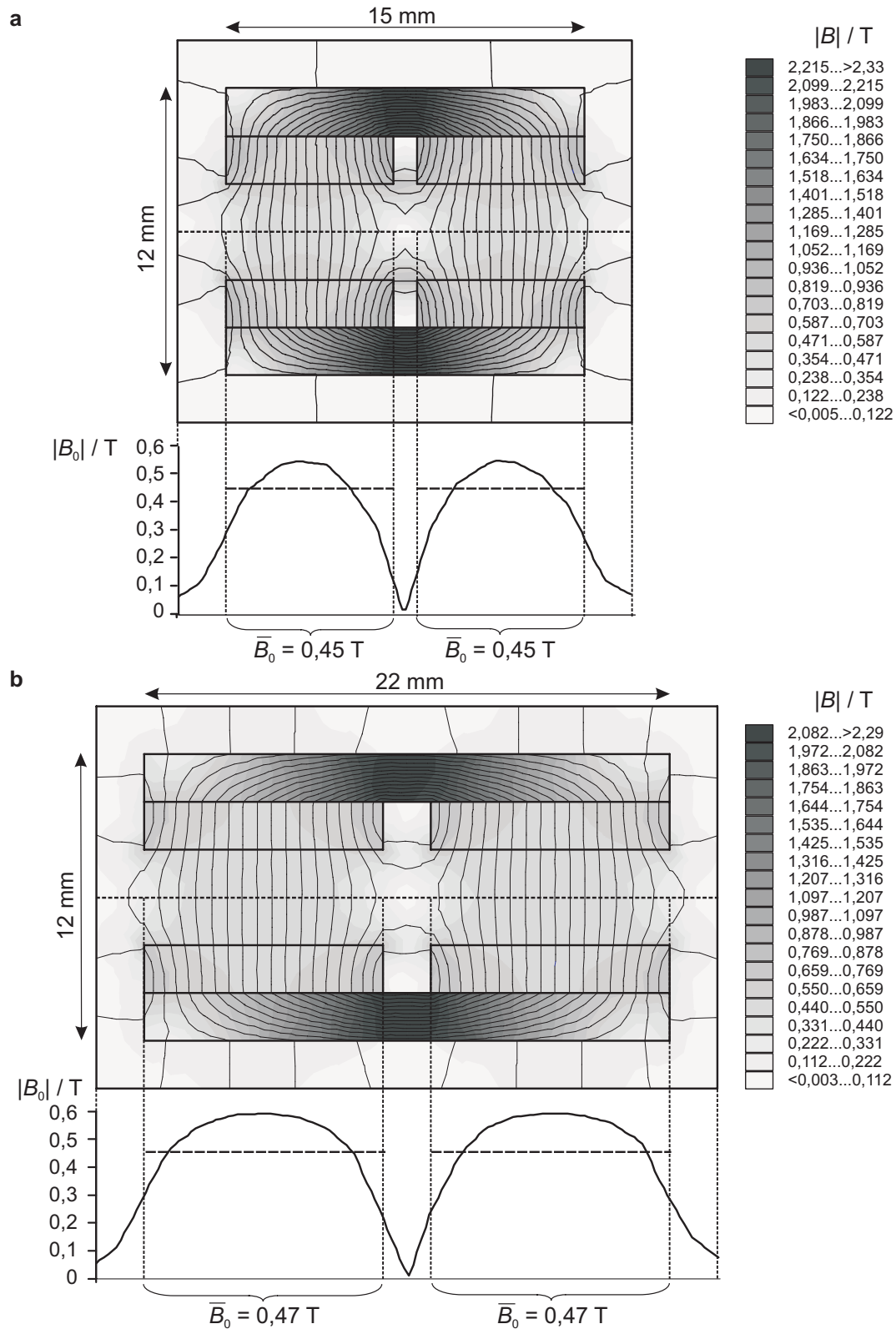
Für einen Streufaktor  $S = 0,5$  stimmt die Kalkulation von  $B_0$  mit der Simulation und der Messung überein. Der niedrige Streufaktor resultiert daraus, dass die Magnete sehr dicht nebeneinander angeordnet sind und die Länge des Luftspalts mit 4 mm relativ groß ist.

Die aus der Simulation erhaltenen Feldlinienverläufe der Magnetkreise sind in Abbildung 6.22 dargestellt. Der Magnetkreis mit den Magnetabmessungen  $2 \cdot 6 \cdot 10 \text{ mm}^3$  weist insgesamt ein homogeneres Feld auf, da die Spule nicht bis zum Rand des Magneten bewegt werden muss.

#### 6.4.2.2 Spulenauslegung des elektrodynamischen Aktors

Die geometrischen Abmessungen der Spule wurden bereits in Abbildung 6.20 angegeben. An dieser Stelle ist kurz beschrieben, wie eine hohe Kraftausbeute der Spule erreicht wird. Die Kraftausbeute ist hoch, wenn die Stromdichte und damit der Strom im Verhältnis zur Wickelquerschnittsfläche möglichst groß wird.

Für Kupferlackdrähte beträgt die maximal zulässige Stromdichte  $J_{Cu,\max}$  für außenliegende Wicklungen bei entsprechender Kühlung mit Luft im Dauerbetrieb  $4 \text{ A/mm}^2$  [146]. Da die Isolationsdicke der Kupferlackdrähte annähernd konstant ist, steigt die resultierende Stromdichte, wenn möglichst dicke Kupferlackdrähte bei einer gegebenen Wickelfläche verwendet werden. Die höchste Stromdichte wird mit einer Windung erreicht. Der Nachteil von großen Drahtstärken ist die schlechtere Wickelbarkeit aufgrund der hohen Steifigkeit und der große Strom, den die Steuerungselektronik erzeugen muss. Als Kompromiss wird ein Drahtdurchmesser von  $d_{\text{Kern}} = 0,3 \text{ mm}$  gewählt. In Tabelle A.2 ist die effektive Stromdichte verschiedener Kupferlack-Drahtstärken berechnet.



**Abbildung 6.22:** Feldlinienverläufe der Magnetkreise und magnetische Flussdichte im Luftspalt berechnet durch numerische Simulation; Die Luftspalllänge beträgt in beiden Magnetkreisen 4 mm (vgl. Abbildung 6.20): **a** Magnetabmessungen  $2 \cdot 6 \cdot 7 \text{ mm}^3$ ; **b** Magnetabmessungen  $2 \cdot 6 \cdot 10 \text{ mm}^3$ .

Die resultierende Kraft des elektrodynamischen Aktors berechnet sich unter Einhaltung der maximalen Stromdichte mit der Windungslänge im Magnetfeld  $l = 6 \text{ mm}$  zu

$$F = 2 B_0 l I n = 157 \text{ mN} \quad (6.39)$$

Damit ist der Aktor prinzipiell im Dauerbetrieb einsetzbar, allerdings ist aufgrund des geschlossenen Gehäuses eine entsprechende Kühlung durch zirkulierende Luft nur bedingt gewährleistet.

Wenn für eine entsprechend lange Abkühlung gesorgt wird, darf der Strom  $I$  im Bedarfsfall deutlich höher gewählt werden. Das ist z. B. dann von Bedeutung, wenn die notwendige Auslenkungskraft der Parallelführung fertigungsbedingt deutlich größer als die der berechneten ist.

### 6.4.3 Auslegung der Selbsthaltung

Eine wichtige Anforderung der Selbsthaltung ist es, dass der Spiegelträger keine Winkelverkipfung erfährt. Auslenkungen senkrecht zur Bewegungsrichtung, die keine Verkipfung des Spiegelträgers bewirken, sind für die Anwendung des Linearantriebs im faseroptischen Schaltmodul tolerierbar. Im Folgenden wird die Auswirkung von Kräften senkrecht zur Bewegungsrichtung diskutiert und anschließend die Auslegung und der Aufbau der Selbsthaltung beschrieben.

#### 6.4.3.1 Auswirkung von Kräften senkrecht zur Bewegungsrichtung

Ursachen für eine Auslenkung bzw. Verkipfung des Spiegelträgers senkrecht zur Bewegungsrichtung sind das Eigengewicht, das nicht homogene Magnetfeld der Spule sowie durch die Selbsthaltung eingeleitete Kräfte.

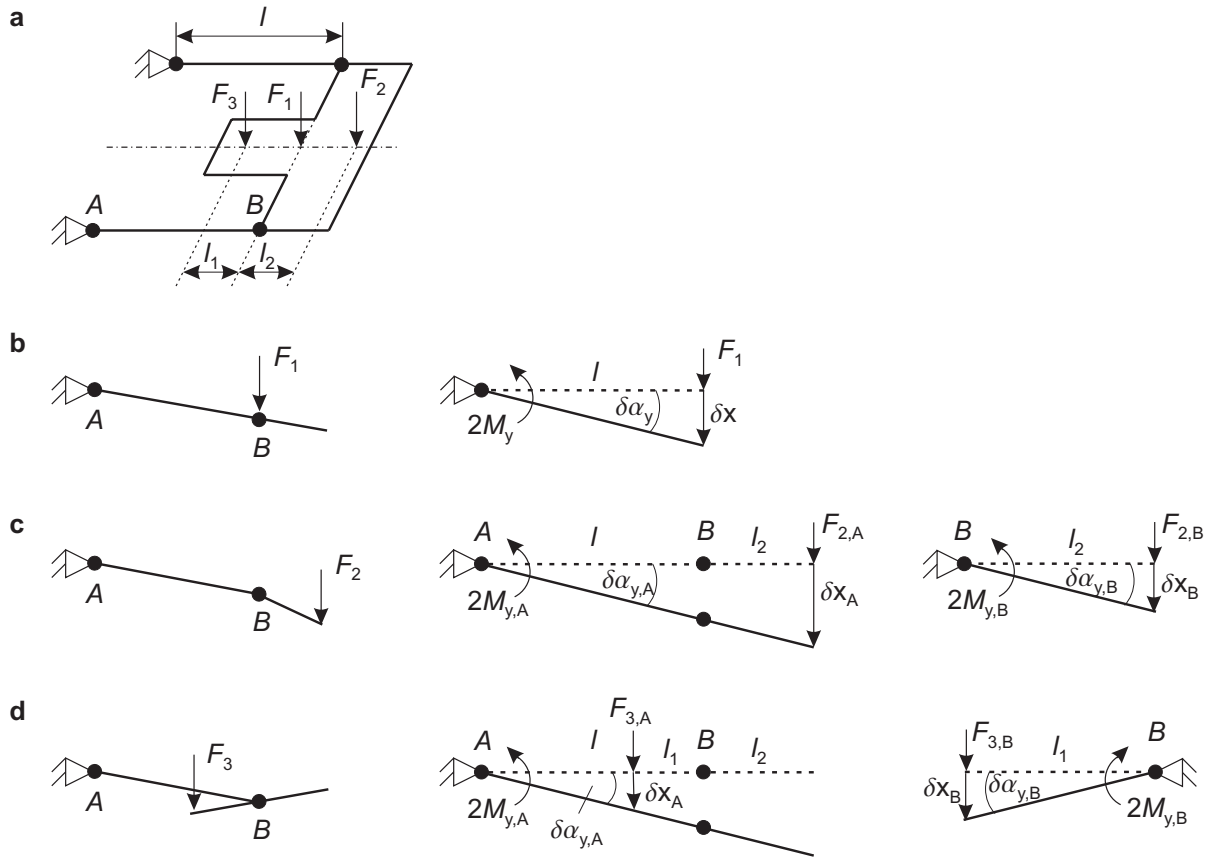
Die Krafteinleitung erfolgt für eine einfache Berechnung symmetrisch zwischen den Hebelarmen der Parallelführung. Da die Auslenkung bzw. die Verkipfung abhängig vom Ort der Krafteinleitung ist, werden die Abhängigkeiten für drei unterschiedliche Orte der Krafteinleitung mit dem Prinzip der virtuellen Verrückung berechnet (Abbildung 6.23 a).

Der erste Ort der Krafteinleitung mit der Kraft  $F_1$  befindet sich in Höhe der Gelenke am Spiegelträger (Abbildung 6.23 b), allerdings werden hier nur die Gelenke an der Einspannungsseite durch das einwirkende Drehmoment belastet:

$$F_1 = \frac{2 M_y}{l} = \frac{2 c_y}{l} \alpha_y = \frac{2 c_y}{l^2} x \quad (6.40)$$

Der zweite zu untersuchende Ort der Krafteinleitung mit der Kraft  $F_2$  befindet sich auf dem Spiegelträger. Durch Superposition lassen sich die Auslenkungen um die Gelenke bestimmen, wobei die resultierende Auslenkung bzw. der resultierende Verkipfungswinkel des Spiegelträgers eine Addition der Einzelauslenkungen bzw. der Einzelverkipfungen ist (Abbildung 6.23 c):

$$F_{2,A} = F_{2,B} = F \quad (6.41)$$



**Abbildung 6.23:** a Auslenkung der Parallelführung senkrecht zur Bewegungsrichtung; b-d Berechnung der Auslenkung für drei verschiedene Orte der Krafteinleitung mit dem Prinzip der *virtuellen Verrückung*.

$$F_{2,A} = \frac{2 M_{y,A}}{l + l_2} = \frac{2 c_y}{l + l_2} \alpha_{y,A} = \frac{2 c_y}{(l + l_2)^2} x_A \quad (6.42)$$

$$F_{2,B} = \frac{2 M_{y,B}}{l_2} = \frac{2 c_y}{l_2} \alpha_{y,B} = \frac{2 c_y}{l_2^2} x_B \quad (6.43)$$

$$x_{\text{ges}} = x_A + x_B \quad \alpha_{y,\text{ges}} = \alpha_{y,A} + \alpha_{y,B} \quad (6.44)$$

Der dritte zu untersuchende Ort der Krafteinleitung mit der Kraft  $F_3$  befindet sich in Höhe der Hebelarme. Auch hier wird die Auslenkung um die Gelenke durch Superposition bestimmt, wobei die resultierende Auslenkung die Addition der Einzelauslenkungen und der resultierende Verkippungswinkel die Differenz der einzelnen Verkippungswinkel ist (Abbildung 6.23 d):

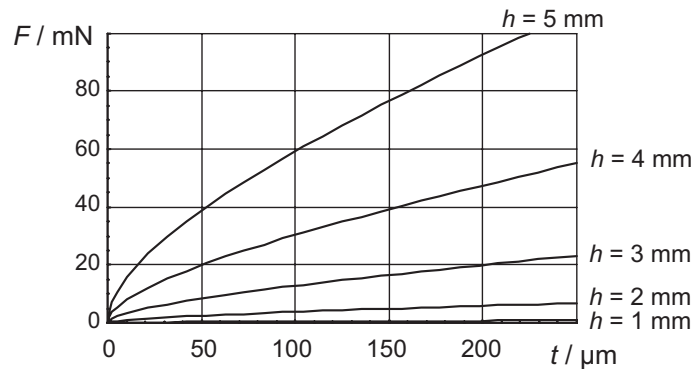
$$F_{3,A} = F_{3,B} = F \quad (6.45)$$

$$F_{3,A} = \frac{2 M_{y,A}}{l - l_1} = \frac{2 c_y}{l - l_1} \alpha_{y,A} = \frac{2 c_y}{(l - l_1)^2} x_A \quad (6.46)$$

$$F_{3,B} = \frac{2 M_{y,B}}{l_1} = \frac{2 c_y}{l_1} \alpha_{y,B} = \frac{2 c_y}{l_1^2} x_B \quad (6.47)$$

$$x_{\text{ges}} = x_A + x_B \quad \alpha_{y,\text{ges}} = \alpha_{y,A} - \alpha_{y,B} \quad (6.48)$$

In Abbildung 6.24 sind die maximalen Kräfte aufgetragen, die auf die Parallelführung einwirken dürfen, um die Verkippung auf  $\alpha_y = 0,02^\circ$  zu begrenzen. Die Krafteinleitung erfolgt hierbei in Höhe der Gelenke am Spiegelträger, was der diskutierten Kraft  $F_1$  entspricht, und einer Hebelarmlänge  $l = 21,5 \text{ mm}$ .



**Abbildung 6.24:** Maximal auf die Parallelführung aus PP wirkende Kraft, damit diese um nicht mehr als  $\alpha_y = 0,02^\circ$  ausgelenkt wird (Hebelarmlänge  $l = 21,5 \text{ mm}$ ).

Die gewählte Geometrie der Parallelführung mit der Gelenkhöhe  $h = 5 \text{ mm}$  und der Gelenkdicke  $t = 200 \mu\text{m}$  vermindert sehr gut die Winkelverkippung bei der Einleitung von Kräften senkrecht zur Bewegungsrichtung. Die erlaubten Kräfte für die Auslenkung senkrecht zur Bewegungsrichtung sind etwas niedriger als die Kräfte für eine Auslenkung in Bewegungsrichtung.

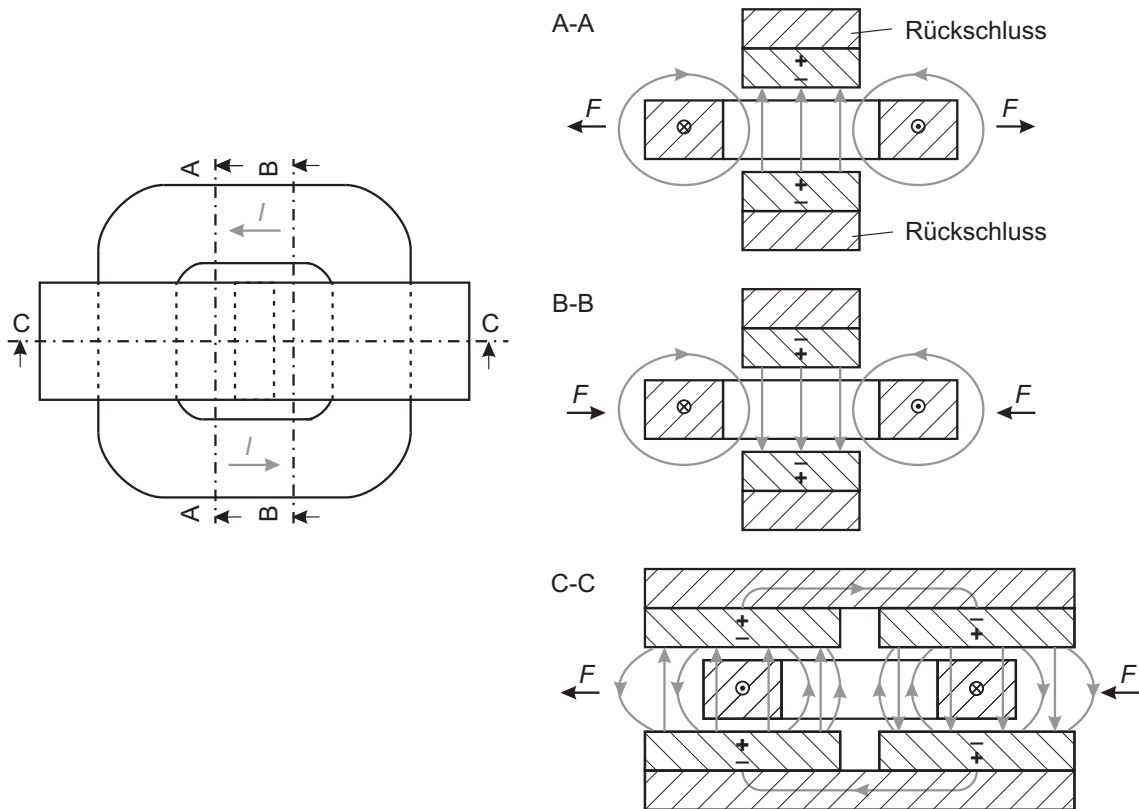
Um die durch das Eigengewicht der Parallelführung verursachte Auslenkungskraft zu berechnen, wird eine Masse der Parallelführung von  $m_{\text{PP}} = 2 \text{ cm}^3 \cdot 0,91 \text{ g/cm}^3$  und eine Masse der Spule von  $m_{\text{Cu}} = 0,5 \text{ cm}^3 \cdot 8,9 \text{ g/cm}^3$  angenommen. Daraus ergibt sich eine Kraft  $F \approx 62 \text{ mN}$ . Diese Kraft ist kleiner als die erlaubte Kraft, die maximal auf den Spiegelträger einwirken darf.

Eine weitere Ursache für eine Auslenkung senkrecht zur Bewegungsrichtung bzw. eine Verkippung des Spiegelträgers ist dass durch den Spulenstrom bedingte nicht homogene Magnetfeld der Spule mit der Ausrichtung parallel zu der magnetischen Flussdichte im Luftspalt.

Für die Untersuchung der Auswirkungen durch das Magnetfeld wird die Spule in die seitlichen Leiter, die nicht zur elektrodynamischen Kraftwirkung beitragen, und in die Leiter, die im Luftspalt des Magnetkreises die Kraftwirkung bestimmen, aufgeteilt. In Abbildung 6.25 ist der Magnetkreis mit der bestromten Spule für die Spule mit der großen Querschnittsfläche ( $A = 8 \cdot 8 \text{ mm}^2$ ) dargestellt.

Die seitlichen Leiter sind nicht direkt im Luftspalt angeordnet, so dass ihr Einfluss generell geringer als der Einfluss der Leiter im Magnetfeld ist. In den Schnitten A-A und B-B in Abbildung 6.25 sind die qualitativen Feldlinien der seitlichen Leiter dargestellt. Im Schnitt A-A zeigen die Feldlinien der Spule im Bereich der Permanentmagneten in die entgegengesetzte Richtung, so dass eine Kraftwirkung entsteht, die die Spule auseinander drückt. Im





**Abbildung 6.25:** Untersuchung der Auswirkungen der Magnetfelder durch die bestromte Spule: Querschnittsfläche der Spule:  $A = 8 \cdot 8 \text{ mm}^2$ .

Schnitt B-B besitzen die Feldlinien der Spule im Bereich der Permanentmagneten dieselbe Richtung, so dass hier eine Kraftwirkung entsteht, die die Spule zusammendrückt. Beide Kräfte zeigen keine Auswirkung, da sie sich kompensieren und die hohe Steifigkeit der Spule eine Verformung verhindert.

Neben den seitlich wirkenden Kräften besitzen die Leiter im Schnitt A-A und B-B ein Feld im Bereich des Permanentmagneten, das eine Kraftwirkung in Richtung der Eisenrückschlüsse erzeugt. Da der Aufbau des Magnetkreises symmetrisch ist und die beiden Felder entgegengerichtet sind, hebt sich ihr Krafteinfluss auf.

Die Leiter der Spule, die sich in den beiden Luftspalten des Magnetkreises befinden, erzeugen die gewünschte Auslenkung der Spule. In Schnitt C-C in Abbildung 6.25 wird die Spule nach links ausgelenkt. Die Feldlinien in der Spule zeigen in dieselbe Richtung, die Feldlinien außerhalb der Spule zeigen in die entgegengesetzte Richtung. Prinzipiell kompensieren sich die Einflüsse der Felder. Die Kompensation erfolgt allerdings nicht vollständig, da die magnetische Flussdichte in der Spule aufgrund der räumlichen Nähe der Leiter und der dadurch verhinderten freien Ausbreitung größer als außerhalb ist. Der hieraus resultierende magnetische Fluss durch die Spule erzeugt eine Kraftwirkung in Richtung des Eisenrückschlusses, die nicht kompensiert wird.

Die Kraftwirkung lässt sich abschätzen, indem gedanklich die Permanentmagneten durch ein weichmagnetisches Material ersetzt und dann die Anziehungskraft berechnet wird. Hier-

für wird eine Auslenkung  $\Delta d$  der Spule angenommen, die sich in der Mitte des Luftspalts (Luftspatllänge  $l_0 = 2d$ ) im Abstand  $d$  zu den Permanentmagneten befindet. Die Kräfte  $F_1$  und  $F_2$  ziehen die Spule in Richtung des oberen bzw. des unteren Permanentmagneten, wobei sich die resultierende Kraft aus der Kraftdifferenz berechnet [126]:

$$\Delta F = F_2 - F_1 \quad (6.49)$$

$$F_1 = \frac{\mu_0}{2} A \frac{\Theta^2}{(d + \Delta d)^2} = \frac{\mu_0}{2} A \frac{(nI)^2}{(d + \Delta d)^2} \quad (6.50)$$

$$F_2 = \frac{\mu_0}{2} A \frac{\Theta^2}{(d - \Delta d)^2} = \frac{\mu_0}{2} A \frac{(nI)^2}{(d - \Delta d)^2} \quad (6.51)$$

Mit der Querschnittsfläche der Spule  $A = 8 \cdot 8 \text{ mm}^2$ , der Windungszahl  $n = 95$ , dem Strom  $I = 0,3 \text{ A}$ , dem Abstand  $d = 2 \text{ mm}$  und einer angenommenen Auslenkung  $\Delta d = 200 \text{ }\mu\text{m}$  ergibt sich eine Kraftwirkung von  $\Delta F \approx 3,3 \text{ mN}$ . Die resultierende Kraftwirkung ist deutlich kleiner als die Gegenkraft der Gelenke, so dass eine Auslenkung der Spule senkrecht zur Bewegungsrichtung vernachlässigbar ist.

Die im Folgenden beschriebene konstruktive Maßnahme reduziert den Einfluss der Spulenkräfte auf die Verkippung: Hierzu wird die Spule zwischen den Hebelarmen mit dem Abstand  $l_1$  zum Spiegelträger angeordnet (vgl. Abbildung 6.23). Hierbei wird der Vorteil ausgenutzt, dass der resultierende Auslenkungswinkel  $\alpha_{y,\text{ges}}$  der Spiegelträgerebene nach (6.48) die Differenz der einzelnen Verkippungswinkel ist. Mit (6.46) und (6.47) und  $\alpha_{y,\text{ges}} = 0$  berechnet sich die Länge  $l_1$  zu

$$\alpha_{y,\text{ges}} = \frac{F}{2c_y} ((l - l_1) - l_1) = 0 \quad (6.52)$$

$$l_1 = \frac{l}{2} \quad (6.53)$$

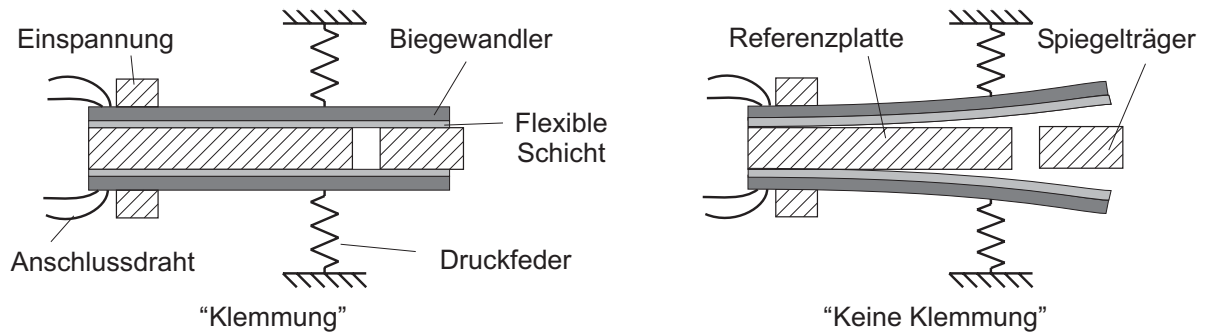
Als Resultat sollte der Spulenmittelpunkt für die Hebelarmlänge  $l = 21,5 \text{ mm}$  im Abstand  $l_1 = 10,75 \text{ mm}$  angeordnet werden. Der Spiegelträger erfährt zwar eine Auslenkung senkrecht zur Bewegungsrichtung, aber keine Verkippung. Dieser Punkt ist unabhängig vom Aufbau und von der Bestromung der Spule.

Das Ergebnis der Untersuchung der Auswirkung von Kräften senkrecht zur Bewegungsrichtung lässt sich folgendermaßen zusammenfassen: Die Steifigkeit der Parallelführung für Auslenkungen oder Verkippungen senkrecht zur Bewegungsrichtung ist so groß, dass die Kraftwirkungen durch das Eigengewicht oder die Magnetfelder der Spule keine nennenswerten Verkippungen ermöglichen. Durch eine gezielte Platzierung der Spule zeigt der Spiegelträger bei der Einleitung von Kräften keine Verkippung.

### 6.4.3.2 Aufbau der Selbsthaltung

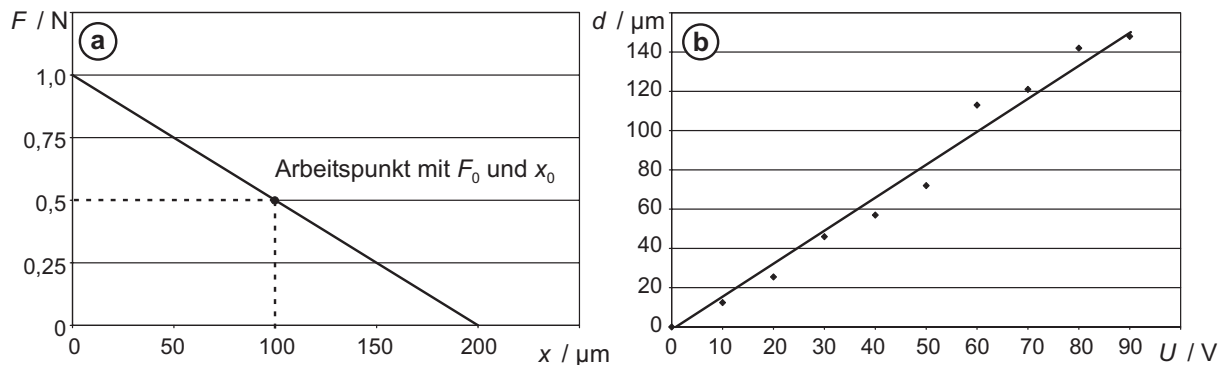
Die Selbsthaltung ist so zu konstruieren, dass keine zusätzlichen Kräfte, die zur Verkippung führen können, auf die Parallelführung bzw. den Spiegelträger einwirken.

Die realisierte Selbsthaltung des Linearantriebs basiert daher auf einer beidseitigen Klemmung des bewegten Spiegelträgers. Als Klemmfaktoren werden zwei piezoelektrische Monomorph-Multilayer-Biegeumformer verwendet [147]. Die Biegeumformer mit den Abmessungen  $25 \cdot 8 \text{ mm}^2$  klemmen den Spiegelträger fest und richten ihn beim Klemmvorgang an einer Referenzplatte aus (Abbildung 6.26). Durch das Ausrichten des Spiegelträgers an der Referenzplatte erfährt dieser keine Auslenkung senkrecht zur Bewegungsrichtung und keine Verkipfung. Um eine hohe Haftreibung an der Klemmstelle aufzubringen, sind die Biegeumformer mit einer flexiblen Schicht versehen und über eine Feder vorgespannt.



**Abbildung 6.26:** Anordnung der piezoelektrischen Biegeumformer zur Klemmung des Spiegelträgers; Die Bewegungsrichtung des Spiegelträgers ist senkrecht zur Blattebene.

Die Biegeumformer mit einer Leerlaufauslenkung  $> 200 \mu\text{m}$  benötigen eine Maximalspannung von  $92 \text{ V}$ . Sie liefern bei einer Auslenkung von  $100 \mu\text{m}$  eine Kraft von  $0,5 \text{ N}$  (Abbildung 6.27 a). In Abbildung 6.27 b ist die Auslenkung  $d$  der Biegeumformer in Höhe des Spiegelträgers in Abhängigkeit der Spannung gezeigt. Im Linearantrieb werden die Biegeumformer mit der Spannung  $U = 30 \text{ V}$  betrieben, was einer Auslenkung von  $d \approx 50 \mu\text{m}$  entspricht.



**Abbildung 6.27:** a Kraft-Auslenkungskennlinie des piezoelektrischen Biegeumformers; b Gemessene Auslenkung  $d$  des Biegeumformers im Linearantrieb.

Mittlerweile stellt die Firma Argillon piezoelektrische Biegeumformer mit Betriebsspannungen von  $24 \text{ V}$  kommerziell mit den gleichen Leistungsdaten zur Verfügung, so dass ein Betrieb der Selbsthaltung mit einer Spannung von  $\approx 10 \text{ V}$  möglich und der Aufwand der Spannungserzeugung minimiert ist.

Beide piezoelektrischen Biegewandler sind über eine bügelförmige Feder vorgespannt. Eine Bestimmung der Federsteifigkeit durch die Messung der Auslenkung und der Federkraft ergibt einen Wert von  $c = 4,94 \text{ N/mm}$ .

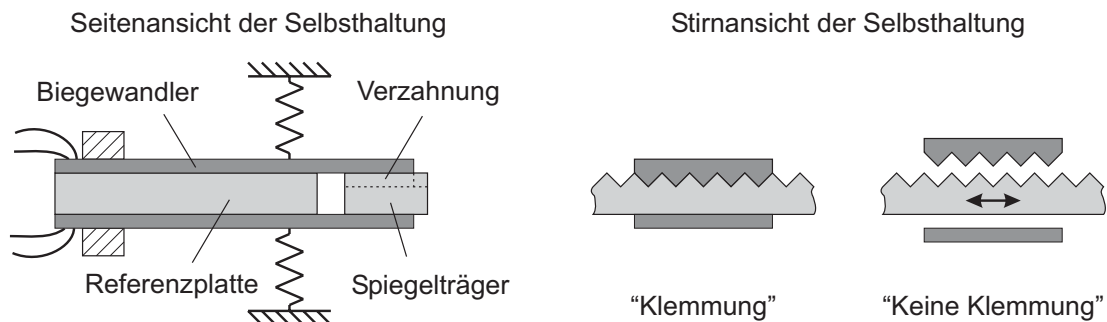
Die an der Klemmstelle wirkende Reibungskraft  $F_R$  berechnet sich mit der Reibungszahl  $\mu_R$  und der Normalkraft  $F_N$  zu:

$$F_R = \mu_R F_N \tag{6.54}$$

Die Normalkraft  $F_N$  entspricht hierbei der wirkenden Federkraft von  $F = 0,593 \text{ N}$ . Für Polypropylen gegen Stahl gilt für den Trockenlauf die Reibungszahl  $\mu_R = 0,3$  [148]. Da die flexible Schicht die Reibung erhöht, wird für die Reibungszahl ein Wert von  $\mu_R = 0,4$  angenommen. Somit beträgt die Reibungskraft als grobe Abschätzung  $F_R \approx 237 \text{ mN}$ . Durch die beidseitige Klemmung verdoppelt sich die wirksame Reibungskraft. Mit  $F_R \approx 474 \text{ mN}$  ist die Reibungskraft deutlich größer als die maximale Rückstellkraft der Gelenke mit  $F = 156 \text{ mN}$ .

Insgesamt zeichnet sich die Selbsthaltung durch einen einfachen Aufbau aus, da neben den Biegewandlern und der Feder keine weiteren Bauteile benötigt werden. Die Biegewandler werden bei der Montage des Linearantriebs zwischen der Parallelführung und der als Magnethalter bezeichneten Platten eingespannt.

Prinzipiell lässt sich die Selbsthaltung auch mit einer Verzahnung realisieren. Die Verzahnung ist an einem Biegewandler und an einer Seite des Spiegelträgers anzubringen (Abbildung 6.28). Alternativ lassen sich auch beide Biegewandler und beide Seiten des Spiegelträgers mit einer Verzahnung ausrüsten.



**Abbildung 6.28:** Aufbau einer Selbsthaltung mit piezoelektrischen Biegewandlern in Kombination mit einer Verzahnung zur definierten Klemmung des Spiegelträgers.

Durch die Verzahnung kann der Linearantrieb definierte Positionen einnehmen, die durch den Abstand der Zähne bestimmt sind. Zur Realisierung der geforderten Positionsauflösung  $< 10 \mu\text{m}$  muss der Abstand der Zähne in der gleichen Größenordnung liegen. Da die realisierte Selbsthaltung ohne Verzahnung sehr zuverlässig funktioniert, bietet eine Verzahnung im Verhältnis zum zusätzlichen Herstellungsaufwand nur dann Vorteile, wenn z. B. Positionen im Zahnabstand zwischen  $50 \mu\text{m}$  und  $200 \mu\text{m}$  mit einer sehr hohen Positionsauflösung angefahren werden müssen.

Die Herstellung einer Verzahnung in dem Größenbereich 50...200  $\mu\text{m}$  kann z.B. durch Spritzgießen oder Heißprägen erfolgen, während durch Präzisionsfräsen nur eine Verzahnung im Größenbereich 100...200  $\mu\text{m}$  realisierbar ist.

#### 6.4.4 Aufbau und Messergebnisse des elektrodynamischen Linearantriebs

Der Aufbau des Linearantriebs ist in Abbildung 6.29 in Form einer Explosionsdarstellung gezeigt. Die technischen Zeichnungen für die Konstruktion sind in Anhang C abgebildet.

Für die Kontaktierung der bewegten Spule wurden sehr flexible Drähte ausgewählt, so dass die Auslenkung nicht beeinflusst wird.

In Abbildung 6.30 ist der für die Messung zur Verfügung stehende Linearantrieb dargestellt. Bei diesem Aufbau ist die Selbsthaltung noch außerhalb der beiden Hebelarme angeordnet.

Der in Abbildung 6.29 und 6.30 dargestellte Prototyp besitzt einen Bewegungsbereich von  $x = \pm 2\text{ mm}$ , der sich durch seitliche Anschläge, die durch Schrauben realisiert sind, auf  $x = \pm 1,5\text{ mm}$  reduzieren lässt.

Die Schaltzeit des Aktors  $t$  lässt sich mit der Beschleunigungskraft  $F$  und der Beschleunigung  $a$  wie folgt abschätzen:

$$F = m a \quad x = \frac{1}{2} a t^2 \quad (6.55)$$

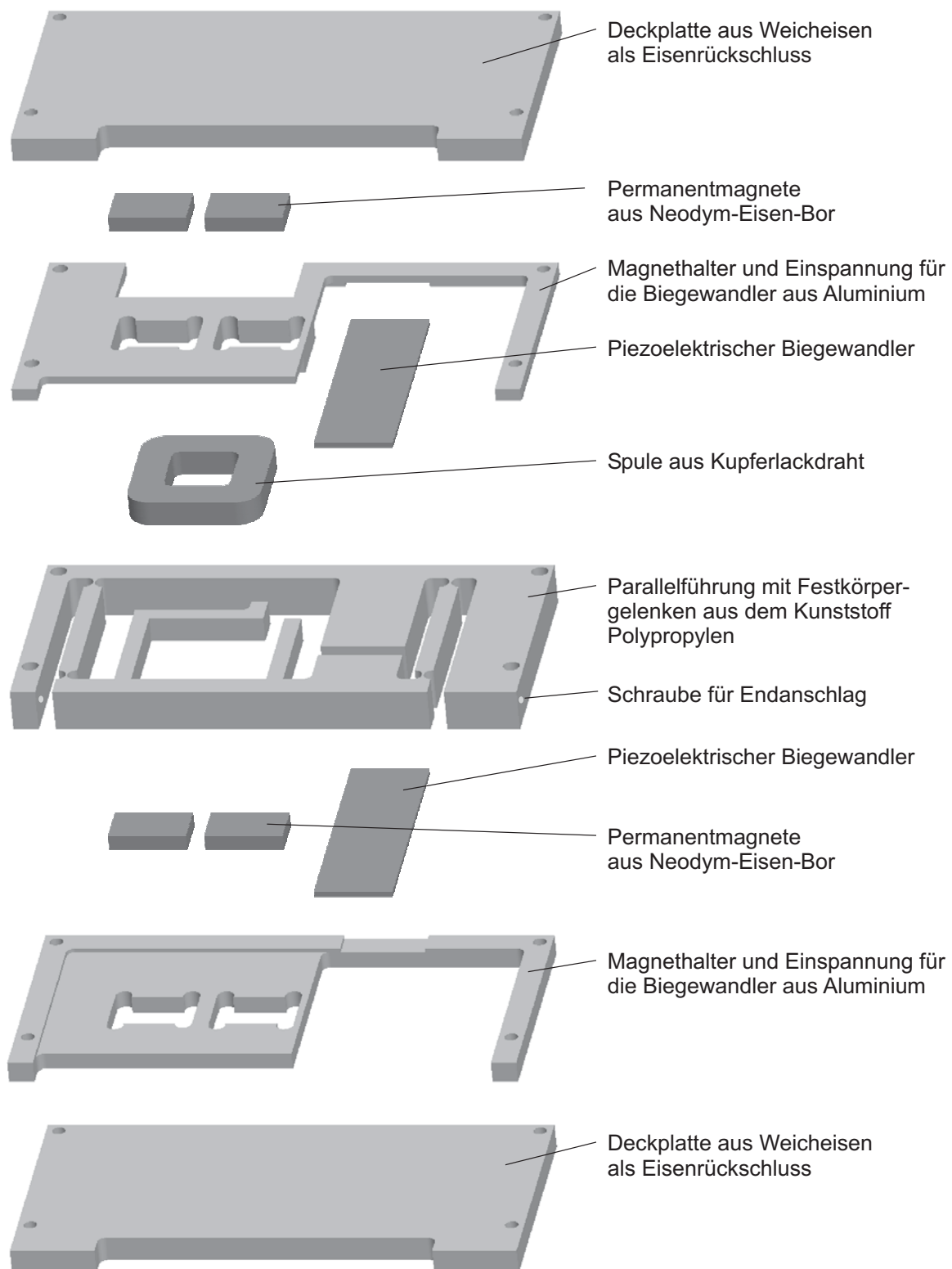
$$t = \sqrt{\frac{2 x m}{F}} \approx 18 \text{ ms} \quad (6.56)$$

Für den maximalen Stellweg von  $x = 4\text{ mm}$  und der Masse  $m = 6,2\text{ g}$  beträgt die gemessene Schaltzeit  $t \approx 20\text{ ms}$ . Sie liegt damit in der selben Größenordnung wie die berechnete Schaltzeit.

Im folgenden Versuch wird die Positionsabweichung durch den Klemmvorgang untersucht. Hierbei wurde der Linearantrieb an eine definierte Position gefahren und anschließend der Spiegelträger geklemmt. Gemessen wurde die Position des Spiegelträgers vor und nach dem Klemmvorgang, siehe Tabelle 6.5. Die Position des Spiegelträgers verschiebt sich durch die Klemmung nur um wenige  $\mu\text{m}$ .

**Tabelle 6.5:** Messung zur Positionsabweichung während des Klemmvorgangs

Eingestellte Position	Mittelwert nach dem Klemmen	Standardabweichung
400 $\mu\text{m}$	399,95 $\mu\text{m}$	0,84 $\mu\text{m}$
600 $\mu\text{m}$	600,19 $\mu\text{m}$	0,79 $\mu\text{m}$
800 $\mu\text{m}$	800,90 $\mu\text{m}$	0,87 $\mu\text{m}$
1000 $\mu\text{m}$	998,82 $\mu\text{m}$	0,72 $\mu\text{m}$
1200 $\mu\text{m}$	1197,64 $\mu\text{m}$	0,77 $\mu\text{m}$
1400 $\mu\text{m}$	1396,82 $\mu\text{m}$	0,94 $\mu\text{m}$
1600 $\mu\text{m}$	1598,45 $\mu\text{m}$	1,56 $\mu\text{m}$



**Abbildung 6.29:** Explosionszeichnung des Linearantriebs mit den Abmessungen  $60 \cdot 30 \cdot 15 \text{ mm}^3$ ; Nicht dargestellt sind die Feder zur Vorspannung der Biegewandler und die elektrischen Versorgungsleitungen.

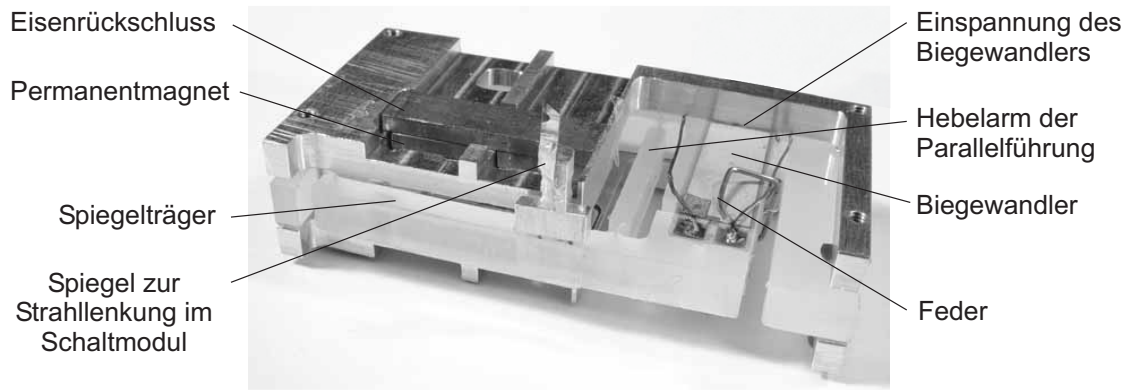


Abbildung 6.30: Prototyp des Linearantriebs.

Die Reproduzierbarkeit des Linearantriebs ist in Abbildung 6.31 für einen konstanten Strom gezeigt. Hierbei wurde die Position  $x = +1,6$  mm angefahren und der Strom protokolliert. Anschließend wurde der Linearantrieb in die andere Richtung ausgelenkt und wieder mit dem gleichen Strom angesteuert. In Abbildung 6.31 a sind die Positionen vor und nach dem Klemmen aufgetragen. In Abbildung 6.31 b und c sind die Messwerte für die Positionen  $x = +1,2$  mm und  $x = -1,6$  mm dargestellt.

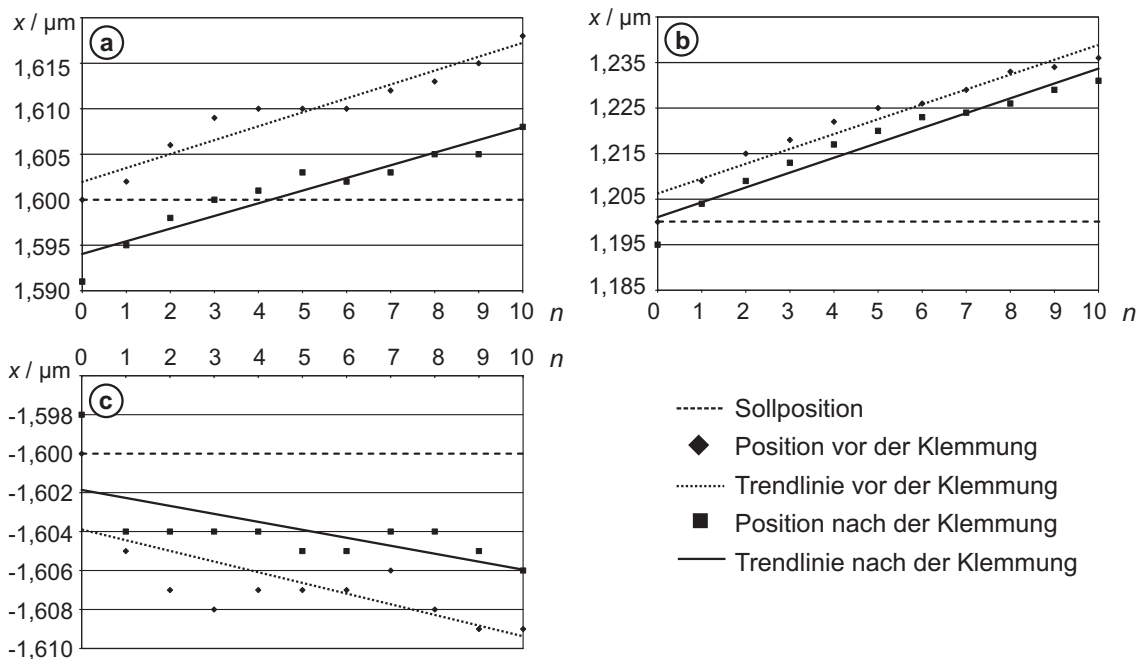
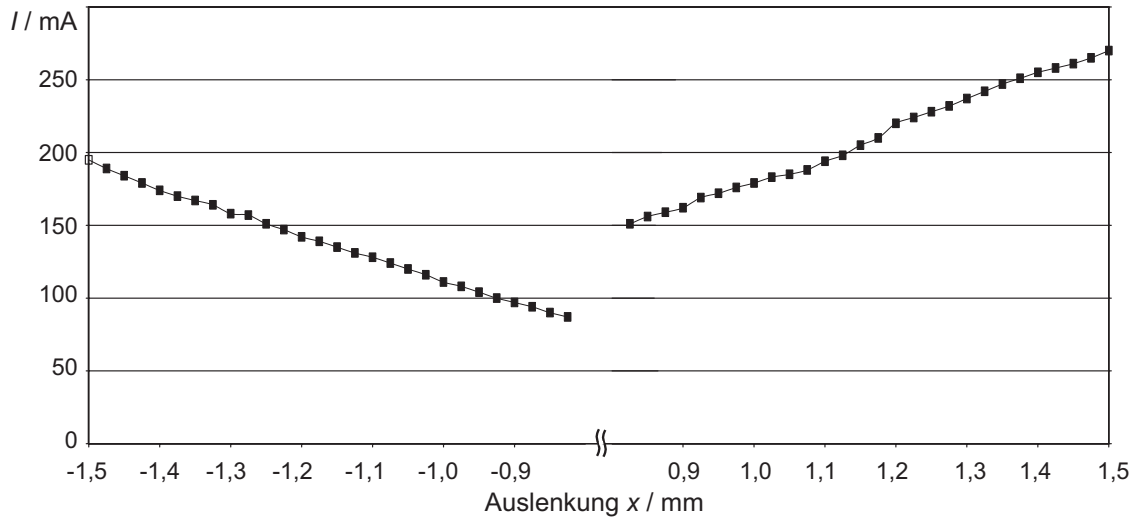


Abbildung 6.31: Reproduzierbarkeit der Auslenkung des Linearantriebs für einen konstanten Strom: **a** Ausgangsposition  $x = +1,6$  mm; **b** Ausgangsposition  $x = +1,2$  mm; **c** Ausgangsposition  $x = -1,6$  mm.

Bei diesen Messungen zeigt sich deutlich die Relaxationseigenschaft des Kunststoffs. Die für eine Auslenkung erforderlichen Kräfte sinken, so dass sich die Auslenkungen vergrößern, wenn die Positionen mehrmals nacheinander angefahren wird. Die Positionsabweichung des

Klemmvorgangs ist immer in Richtung der Nullposition orientiert.

In Abbildung 6.32 ist der für eine Auslenkung der Parallelführung erforderliche Strom aufgetragen.



**Abbildung 6.32:** Strom-Auslenkungs-Kennlinie des Linearantriebs.

In den für die Verwendung im Schaltmodul benötigten Bereichen zeigt die Kennlinie ein reproduzierbares lineares Verhalten. Im Bereich um die Nullposition konnte keine reproduzierbare Kennlinie aufgenommen werden. Festgestellt wurde eine deutliche Verschiebung der Nullposition in Richtung negativer Auslenkungen, wodurch der Strom für die Endpositionen in Abbildung 6.32 unterschiedlich hoch ist. Zudem weist die Kennlinie einen Bereich um die Nullposition auf, indem die Federsteifigkeit der Gelenke konstant ist, was auf die Relaxationseigenschaften des Kunststoffes zurückgeführt werden kann.

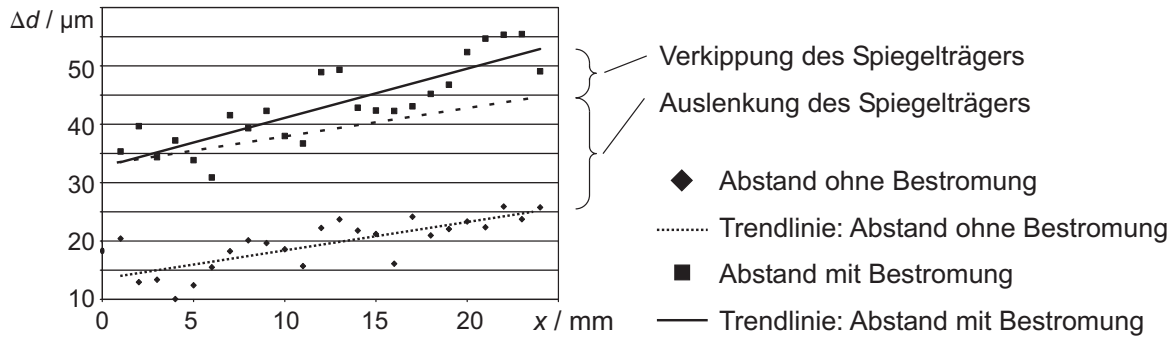
In den Versuchen zur Charakterisierung des Linearantriebs zeigte sich, dass sich die reproduzierbaren Gelenkeigenschaften verschlechtern, wenn die Parallelführung  $> \pm 1,5 \mu\text{m}$  ausgelenkt wird. Dies wird auf die verstärkten Relaxationseigenschaften bei größeren Auslenkungen zurückgeführt. Für den Einsatz im Schaltmodul wird nur eine Auslenkung  $x = \pm 1,5 \mu\text{m}$  benötigt.

Die Messwerte eines Versuchs zur Auslenkung senkrecht zur Bewegungsrichtung bzw. zur Verkippung des Spulenträgers um die  $y$ -Achse der Gelenke ohne Selbsthaltung zeigt Abbildung 6.33. Hierbei wurde eine Messfläche von 24 mm Länge zwischen den Hebelarmen auf dem Spiegelträger befestigt und der Abstand im unbestromten Zustand erfasst. Anschließend wurde der Linearantrieb dem Maximalstrom entsprechend um 1,5 mm ausgelenkt, und die Position erneut gemessen. Die Differenz der Messwerte ergibt die Summe aus der Auslenkung und der Verkippung.

Nach Abbildung 6.33 beträgt die Auslenkung senkrecht zur Bewegungsrichtung  $\Delta d \approx 20 \mu\text{m}$ . Die Verkippung des Spiegelträgers berechnet sich zu  $\alpha_y \approx 0,019^\circ$ .

Alle in diesem Abschnitt beschriebenen Auslenkungsmessungen erfolgten mit einem Laser-Entfernungsmessgerät nach dem Triangulationsprinzip mit einem Messbereich  $\pm 1 \text{ mm}$  und





**Abbildung 6.33:** Messung der Auslenkung und der Verkipfung des Spiegelträgers.

einer minimalen Auflösung von  $1 \mu\text{m}$ .

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der Linearantrieb die gestellten Anforderungen erfüllt. Die Probleme durch die Relaxationseigenschaften der Festkörpergelenke aus Kunststoff lassen sich unter Verwendung einer Positionsregelung beherrschen.

#### 6.4.5 Positionssensor und Elektronik

Zur Messung der Auslenkung des Linearantriebs wird ein Positionssensor verwendet, so dass ein geregelter Betrieb des Linearantriebs möglich ist. Prinzipiell ist eine Positionsregelung bei elektrodynamischen Aktoren nicht notwendig, da sich die Kraftwirkung im Arbeitsbereich proportional zum Strom verhält. Allerdings können aufgrund der viskoelastischen Eigenschaften der verwendeten Festkörpergelenke aus Kunststoff elastische und plastische Verformungsvorgänge im Gelenk auftreten, so dass die für eine Auslenkung notwendige Kraft vom Ausgangswinkel des Gelenks, der Temperatur und der Zeit, in der sich das Gelenk schon in dieser Position befindet, abhängen kann.

Als Positionssensor wird eine Reflexlichtschranke verwendet. Diese besteht aus einer Lichtquelle und einem Lichtempfänger in einem Gehäuse, wobei in der Regel eine Leuchtdiode und ein Phototransistor eingesetzt wird. Befindet sich in dem Abstrahlkegel der Lichtquelle ein Objekt mit reflektierenden Eigenschaften, so ist der auf den Empfänger einfallende Lichtanteil eine Funktion des Objektabstands.

Die Vorteile der Reflexlichtschranke gegenüber anderen Positionssensoren bestehen in dem berührungslosen Messverfahren, ihrem kleinen Bauraum und dem geringen Aufwand für die Ansteuerung und Signalauswertung. Das Schaltbild der verwendeten Reflexlichtschranke des Typs SFH 9201 ist in Abbildung 6.34 a dargestellt [149].

Die Reflexlichtschranke besitzt einen linearen Arbeitsbereich für Abstände  $s < 0,5 \text{ mm}$  und einen nichtlinearen Arbeitsbereich für Abstände  $s > 1 \text{ mm}$  (Abbildung 6.34 b). Durch Messungen wurden verschiedene Reflektormaterialien untersucht und die resultierende Kennlinie der Reflexlichtschranke aufgenommen.

Als Resultat zeigt sich, dass die Größe des Arbeitsbereiches und der Kennlinienverlauf stark vom verwendeten Reflektormaterial abhängen (Abbildung 6.35 a). Mit einer retroreflektierenden Folie lässt sich ein fast linearer Arbeitsbereich über einen Abstand von ca.

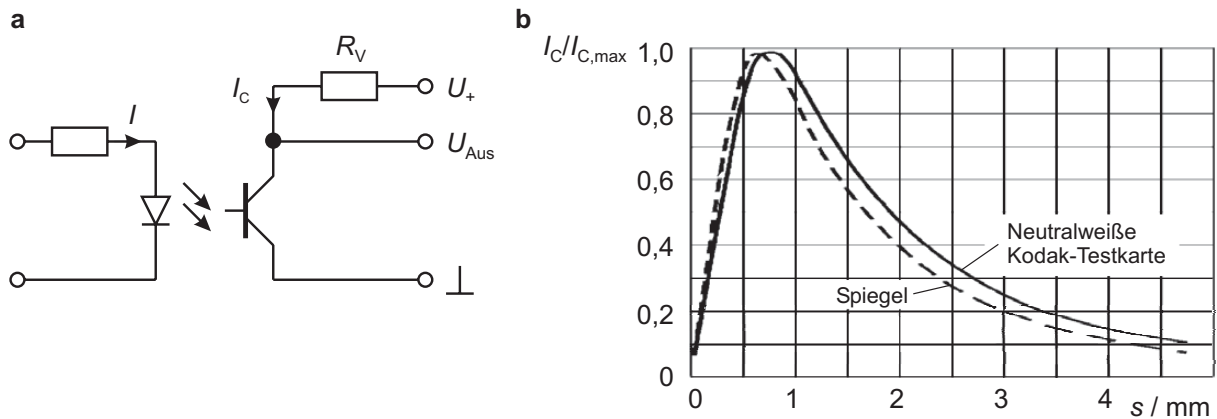


Abbildung 6.34: a Schaltbild der Reflexlichtschranke SFH 9201; b Strom-Abstands-Kennlinie der Lichtschranke [149].

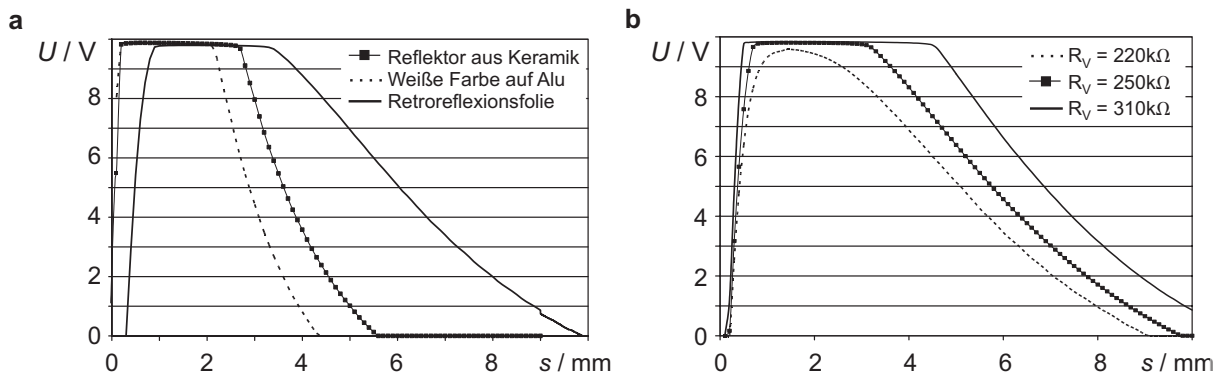


Abbildung 6.35: a Spannungs-Abstands-Kennlinie der Reflexlichtschranke für verschiedene Reflektormaterialien; b Spannungs-Abstands-Kennlinie der Reflexlichtschranke mit einer Retroreflexionsfolie als Reflektor in Abhängigkeit verschiedener Vorwiderstände  $R_V$ .

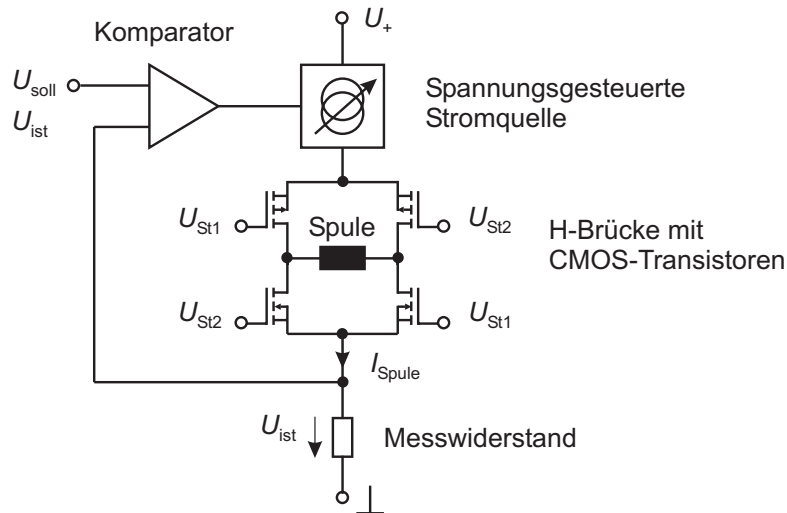
3,5...9,5 mm erreichen.

Im Versuchsaufbau wird die Ausgangsspannung der Reflexlichtschranke über eine Analog-Digital-Messkarte mit einer Auflösung von 16 bit für die weitere Bearbeitung im Messplatzrechner digitalisiert [150]. In Abbildung 6.35 b ist die Spannungs-Abstands-Kennlinie mit der Reflexionsfolie in Abhängigkeit verschiedener Vorwiderstände  $R_V$  dargestellt. Mit dem Vorwiderstand lässt sich grob der Abstand  $s$  einstellen. Verwendet wird ein Widerstand der Größe  $R_V = 220\text{k}\Omega$ . Eine Verkleinerung des Vorwiderstands reduziert die Ausgangsspannung, so dass der Spannungsbereich der Messkarte von 10 V nicht mehr komplett ausgenutzt wird.

Die Elektronik zur Ansteuerung der Aktoren und der Auswertung der Sensoren ist in [151] beschrieben. An dieser Stelle soll nur die Regelung und die Richtungsänderung des Spulenstroms des elektrodynamischen Aktors skizziert werden (Abbildung 6.36).

Der Spulenstrom  $I_{Spule}$  wird durch eine spannungsgesteuerte Stromquelle in Form eines steuerbaren Widerstands eingestellt und über einen Messwiderstand geführt. Ein Kompara-

tor vergleicht die Spannung am Messwiderstand  $U_{\text{ist}}$  mit der Vorgabespannung der Analog-Digital-Messkarte  $U_{\text{soll}}$  und führt die Spannungsdifferenz an die spannungsgesteuerte Stromquelle. Zusätzlich wird eine H-Brücke basierend auf CMOS-Transistoren eingesetzt, wodurch eine für die Regelung notwendige schnelle Umkehrung des Spulenstroms möglich wird.



**Abbildung 6.36:** Schaltbild zur Richtungsänderung und zur Regelung des Spulenstroms.

## 6.5 Zusammenfassung – Linearantriebe mit Selbsthaltung

In diesem Kapitel sind die entwickelten Linearantriebe sowie in allgemeiner Form die Aktorprinzipien, die Selbsthaltung, Parallelführungen mit Festkörpergelenken und die Krafteinleitung beschrieben.

Der schwerpunktmäßig vorgestellte Linearantrieb, der auch im Prototypen des 2x2-Schaltmoduls verwendet wird, basiert auf der aus einem Bauteil bestehenden Linearführung mit Festkörpergelenken, dem elektrodynamischen Aktorprinzip mit einer flach gewickelten Spule, dem Magnetkreis und zwei piezoelektrischen Biegewandlern als Klemmaktoren für die strom- und spannungslose Selbsthaltung. Der Linearantrieb zeichnet sich durch seine geringe Komponentenzahl und seine einfache Montage aus. Er besitzt einen Stellweg  $> 3$  mm und eine Schaltzeit  $\approx 20$  ms. Der Linearantrieb ist in jeder Position strom- und spannungslos selbsthaltend, wobei die Positionsänderung während des Klemmvorgangs  $< 5$   $\mu\text{m}$  ist. Die Auslenkung des Spiegelträgers senkrecht zur Bewegungsrichtung ist im bestromten Zustand  $< 20$   $\mu\text{m}$ , die Verkippung  $< 0,02^\circ$ .

Aufgrund der elastischen und plastischen Verformungen der Festkörpergelenke sollte der Linearantrieb geregelt betrieben werden. Für die Regelung lässt sich ein Positionssensor in Form einer Reflexlichtschranke im Linearantrieb einsetzen. Durch den Einsatz einer Retroreflexionsfolie ist die Spannungs-Abstands-Kennlinie der Reflexlichtschranke annähernd linear.

# Kapitel 7

## Aufbauvarianten des 2x2-Schaltmoduls

*Der Aufbau von 2x2-Schaltmodulen steht im Mittelpunkt dieses Kapitels. Gezeigt wird die Realisierung eines Schaltmoduls, bei dem der vorgestellte elektrodynamische Linearantrieb mit der Parallelführung und zwei Biegewandlern zur Selbsthaltung verwendet wird. Der Messplatz zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften wird beschrieben und die Messergebnisse erörtert. Daneben werden zwei weitere Konzepte für 2x2-Schaltmodule, bei denen sich der Montageaufwand durch die Verwendung von Faserlinsen reduzieren lässt, vorgestellt. In beiden Konzepten kommen ebenfalls Linearaktoren in Kombination mit einer Parallelführung zum Einsatz. Abschließend werden die vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten des Schaltmoduls erörtert.*

Die drei in diesem Kapitel gezeigten Aufbauvarianten für 2x2-Schaltmodule basieren auf dem in Abschnitt 3.6 vorgestellten Schaltkonzept mit einer Freistrahlausbreitung und einer Strahlumlenkung über Spiegel. Der notwendige Stellweg der Linearantriebe zur Spiegelbewegung ist abhängig von den eingesetzten Linsen. Aufgrund der unterschiedlich großen Stellwege werden verschiedene Aktorprinzipien verwendet (vgl. Abschnitt 6.2.4). Die Führung der Bewegung wird bei allen Antrieben durch eine Parallelführung realisiert.

### 7.1 2x2-Schaltmodul mit elektrodynamischen Aktoren

Für diesen Prototypen des Schaltmoduls werden die im Abschnitt 6.4 vorgestellten elektrodynamischen Linearantriebe verwendet. Die Anforderungen an die Linearantriebe sowie die geometrischen Abmessungen der Linsenanordnung wurden bereits im Abschnitt 6.1 diskutiert.

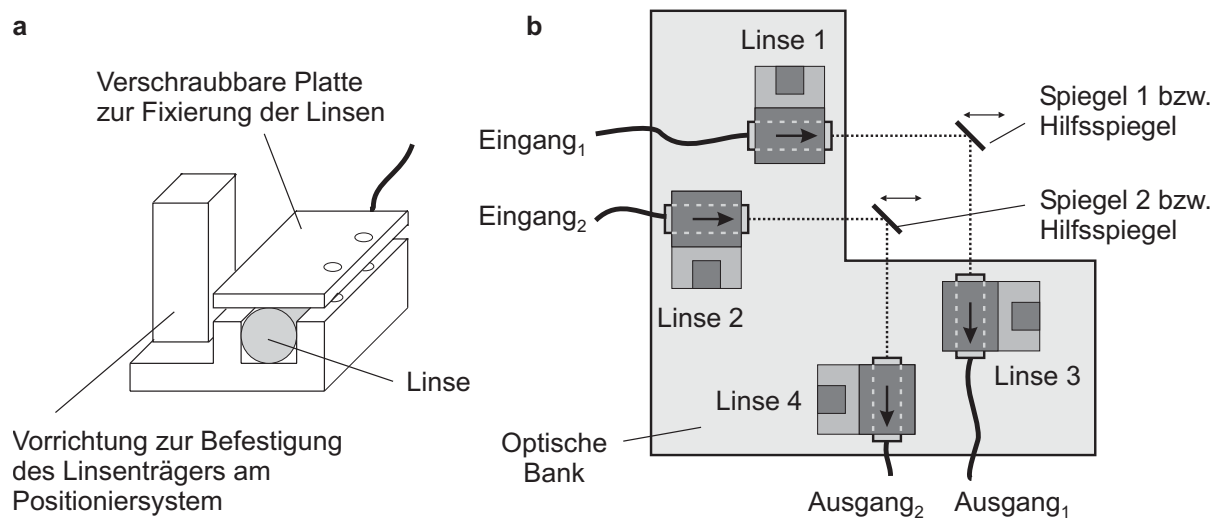
Wie in Kapitel 3 beschrieben, soll die Strahlkollimation und die Lichtauskopplung zur Intensitätsmessung mit auf GRIN-Linsen basierenden Tap-Kollimatoren erfolgen. Allerdings sind diese Linsen zur Zeit nicht verfügbar, so dass für diesen Prototypen C-Linsen verwendet werden (vgl. Abschnitt 4.1.3 und 6.1). Eine alternative Lichtauskopplung durch einen vorgeschalteten Monitor, basierend auf einer angeritzten Faser, wurde vorerst nicht realisiert.

In den folgenden Abschnitten werden die Positionierung der optischen Komponenten, die Charakterisierung der optischen Eigenschaften des Schaltmoduls und die Optimierungsmöglichkeiten diskutiert.

### 7.1.1 Aufbau und Positionierung der optischen Komponenten

Um den Aufwand der Faserpräparierung zu vermeiden, werden für das Schaltmodul bereits montierte Kollimatorlinsen verwendet [104]. Da die Pointing Accuracy der Linsen nur  $< 1^\circ$  beträgt, die Linsen aber mit einer Winkelgenauigkeit  $< 0,02^\circ$  ausgerichtet werden müssen, sind Anschläge nicht verwendbar. Die Linsen bedürfen daher einer sehr genauen Ausrichtung in drei Achsen und in zwei rotatorischen Freiheitsgraden.

Um bei der Entwicklung des Schaltmoduls flexibler zu sein, werden die Linsen zwecks Austausch- und weiterer Verwendbarkeit jeweils auf einem Linsenträger durch eine mit Schrauben lösbare Verbindung befestigt (Abbildung 7.1 a).



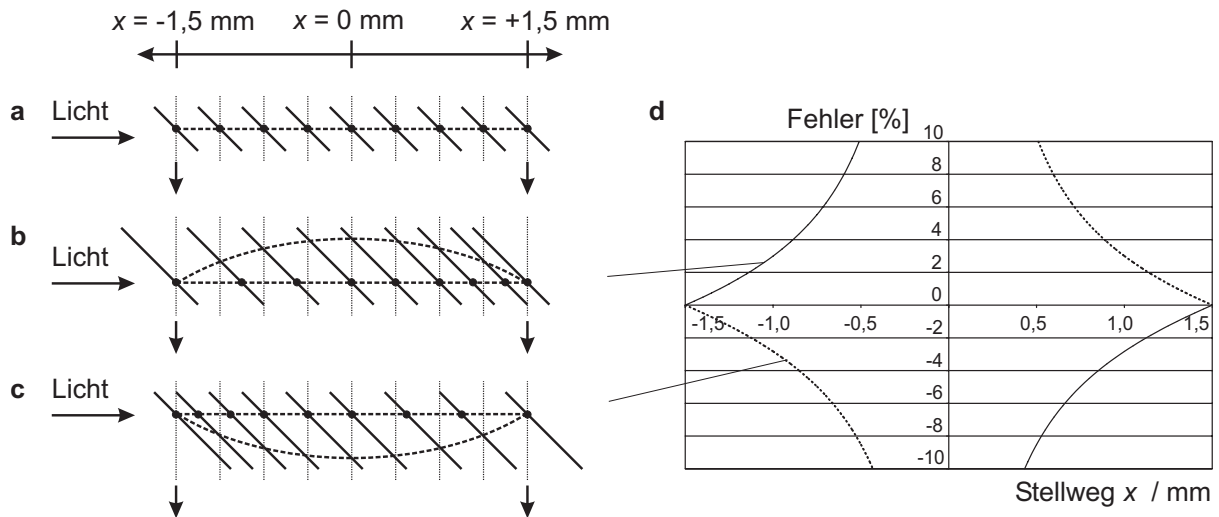
**Abbildung 7.1:** a) Aufbau eines Linsenträgers, Abmessungen  $10 \cdot 10 \cdot 6 \text{ mm}^3$ ; b) Anordnung der vier Linsenträger auf der optischen Bank mit den Abmessungen  $60 \cdot 60 \cdot 3 \text{ mm}^3$ .

Die Linsenträger werden anschließend zueinander über Hilfsspiegel ausgerichtet und auf einer optischen Bank fixiert (Abbildung 7.1 b). Die praktische Realisierung der Linsen- und Spiegelausrichtung ist im Anhang D beschrieben. Der Vorteil der separaten optischen Bank besteht darin, dass beliebige Antriebe zur Spiegelbewegung getestet und eingesetzt werden können. Für den Test muss auf dem Antrieb ein Spiegel zur Strahlenlenkung befestigt und der Antrieb zu den Linsen ausgerichtet werden.

Die auf den Antrieben montierten Spiegel besitzen eine Größe von  $2 \cdot 2 \text{ mm}^2$ . Bei einem Strahldurchmesser von  $4 w_0 \approx 670 \mu\text{m}$  sind die Spiegel groß genug, damit bei dem Versatz der Parallelführung und unter Berücksichtigung der evaneszenten Felder keine Verluste durch eine Beschneidung des Lichtstrahls auftritt. Um sehr gute beständige Reflexionseigenschaften der Spiegel zu erhalten, sind diese durch mit Gold bedampfte Glasplatten realisiert (vgl. Abbildung 2.12).

Die Spiegel sind auf der Parallelführung im Winkel von  $45^\circ$  zur Bewegungsrichtung angeordnet. Bei einer idealen Linearführung trifft der Lichtstrahl immer die Mitte des Spiegels (Abbildung 7.2 a). Bei der eingesetzten einseitigen Parallelführung tritt der Versatz  $y$  auf.

Durch die 45°-Anordnung des Spiegels kommt ein zusätzlicher Versatz hinzu, abhängig davon, ob die Parallelführung oberhalb oder unterhalb angeordnet ist. Abbildung 7.2 b und c zeigen die kreisförmige Bewegung des Spiegels auf der Parallelführung und die Verschiebung des Auftreffpunktes des Lichtstrahls. In Abbildung 7.2 b vergrößert sich die eingestellte Auslenkung im linken Bereich, im rechten Bereich wird sie verringert. Für die Anordnung in Abbildung 7.2 c ist es umgekehrt.



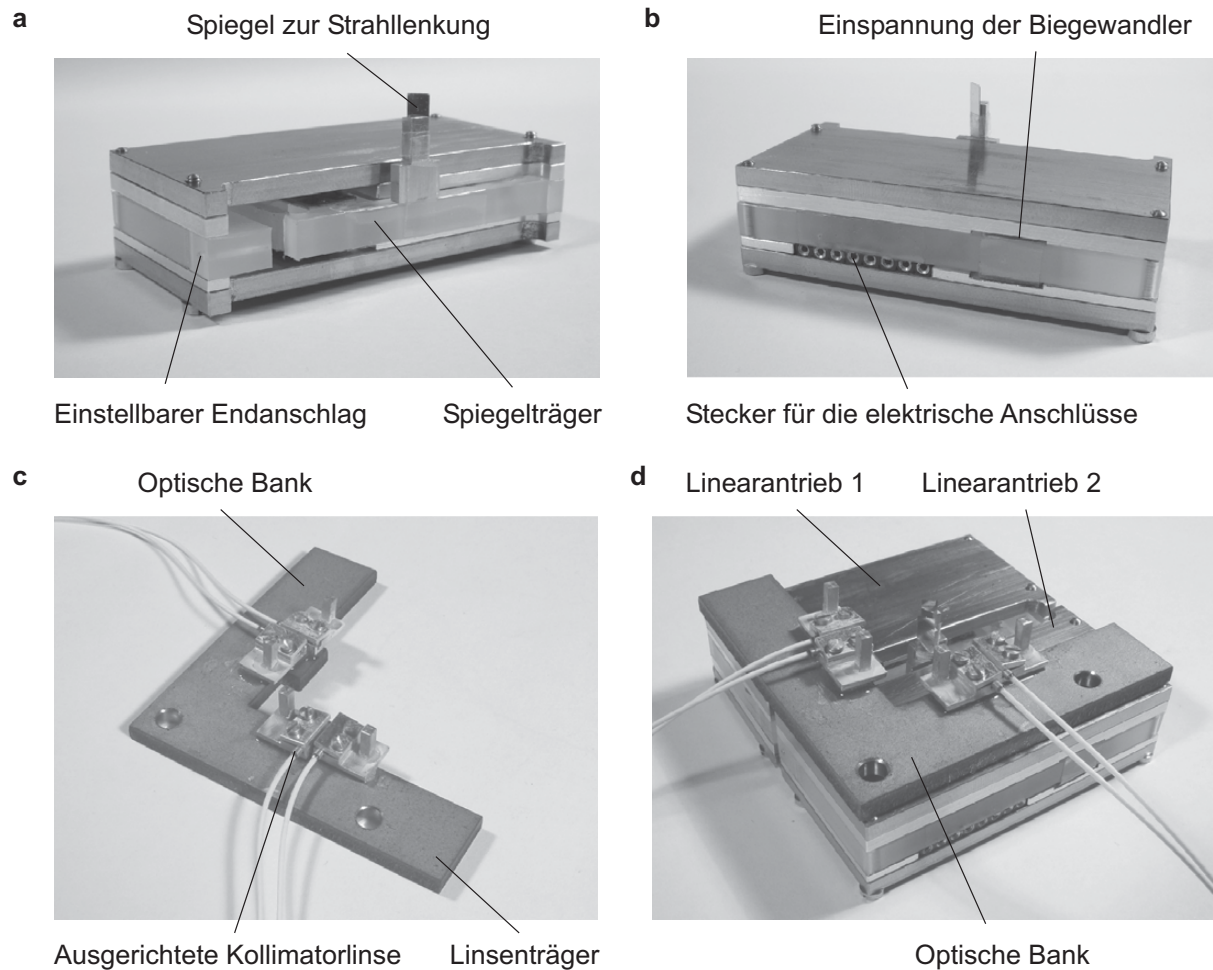
**Abbildung 7.2:** **a** Keine Verschiebung des Auftreffpunktes des Lichtstrahls für eine ideale Linearführung; **b** Verschiebung des Auftreffpunktes für die unterhalb angeordnete Parallelführung; **c** Verschiebung des Auftreffpunktes für die oberhalb angeordnete Parallelführung; **d** Relative Positionsfehler.

Da eine gleichzeitige Verringerung der Auslenkung auf der linken und der rechten Seite nicht möglich ist, spielt es keine Rolle, ob die Parallelführung oberhalb oder unterhalb angeordnet ist. Der durchgezogene Graph in Abbildung 7.2 d zeigt den Fehler der Position für die in Abbildung 7.2 b gezeigte Anordnung, der gepunktete Graph den Fehler für die in Abbildung 7.2 c gezeigte Anordnung, wobei die Fehler so aufgetragen sind, dass sie für die Auslenkungen  $x = \pm 1,5$  mm gleich Null sind.

Der endgültige Aufbau mit der optischen Bank und den überarbeiteten Linearantrieben ist in Abbildung 7.3 dargestellt.

### 7.1.2 Charakterisierung der optischen Eigenschaften des Schaltmoduls

Für die Charakterisierung des Schaltmoduls sind die optischen Kennwerte IL, RL, PDL, WDL sowie CT aufzunehmen. Die Blockschaltbilder für die Messungen sind in Abbildung 7.4 aufgeführt. Abbildung 7.4 a zeigt die Anordnung zur Messung der Einfügedämpfung IL, Abbildung 7.4 b die Anordnung zur Messung der Rückflussdämpfung RL und in Abbildung 7.4 c ist der Aufbau zur Messung der polarisationsabhängigen Dämpfung PDL dargestellt. Die Messung der wellenlängenabhängigen Dämpfung WDL basiert auf einer Messung von IL,

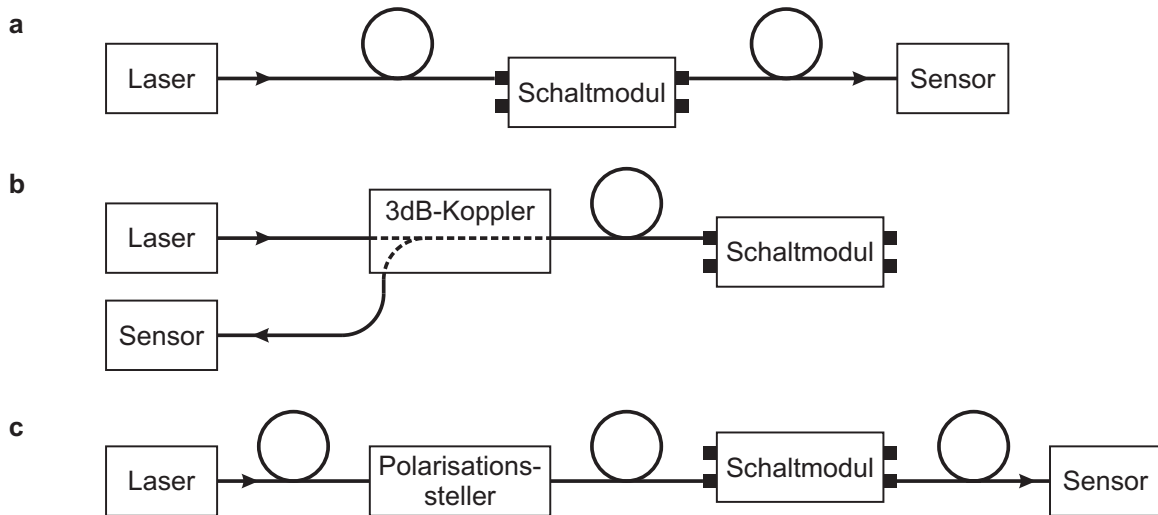


**Abbildung 7.3:** **a, b** Vorder- und Rückansicht des überarbeiteten Linearantriebs mit Umlenkspiegel (Abmessungen  $60 \cdot 30 \cdot 15 \text{ mm}^3$ ); **c** Optische Bank mit vier zueinander ausgerichteten Linsen; **d** Gesamtaufbau des 2x2-Schaltmoduls mit den Abmessungen  $60 \cdot 60 \cdot 20 \text{ mm}^3$ .

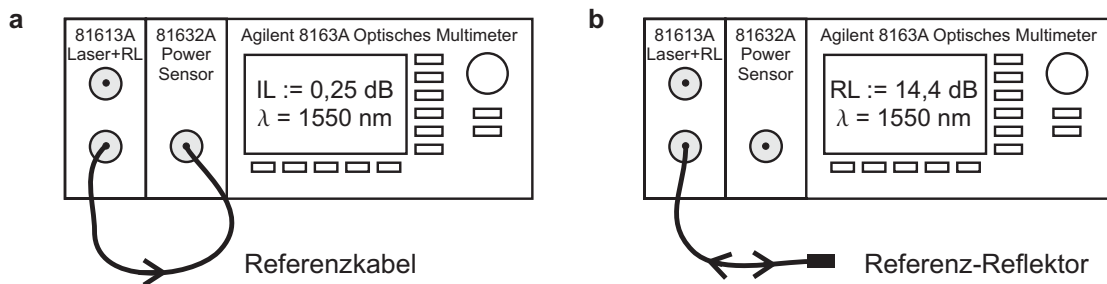
nur bei verschiedenen Wellenlängen, Crosstalk CT wird bestimmt durch die Messung von IL an den nichtgeschalteten Aus- bzw. Eingängen (vgl. Abbildung 2.7).

Für die Messung wird das optische Multimeter 8163A der Firma Agilent mit dem Return Loss-Modul 81613A und dem Sensor-Modul 81632A [119, 120, 121, 123] verwendet. Das Return Loss-Modul enthält intern die Laserquellen für die Wellenlängen  $\lambda = 1310 \text{ nm}$  und  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ . Ein im Modul integrierter Sensor misst direkt die Rückflussdämpfung. Um die Messung von RL nicht zu beeinflussen, besitzt das Messgerät APC-8°-Faserstecker (*angled physical contact*), bei denen die Stirnflächen im 8°-Winkel ballig poliert sind und direkt aufeinander stoßen.

Die Kalibrierung des Messgeräts zur Messung der Einfügedämpfung erfolgt mit einem Referenzkabel inklusive Stecker bekannter Dämpfung. Die Kalibrierung zur Messung der Rückflussdämpfung erfolgt über einen Referenzreflektor, hier ein Glas-Luft-Übergang (Abbildung 7.5).



**Abbildung 7.4:** Blockschaltbilder zur Messung der optischen Kennwerte: **a** Messung der Einfügedämpfung IL; **b** Messung der Rückflussdämpfung RL; **c** Messung der polarisationsabhängigen Dämpfung PDL



**Abbildung 7.5:** Kalibrierung des Messgerätes: **a** Einfügedämpfung IL; **b** Rückflussdämpfung RL.

Die notwendigen Messaufbauten sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Die Messung der Rückfluss- und der Einfügedämpfung erfolgen gleichzeitig (Abbildung 7.6 a).

Die minimal zu erwartende Einfügedämpfung des Schaltmoduls lässt sich unter Vernachlässigung der Faserverluste wie folgt abschätzen:

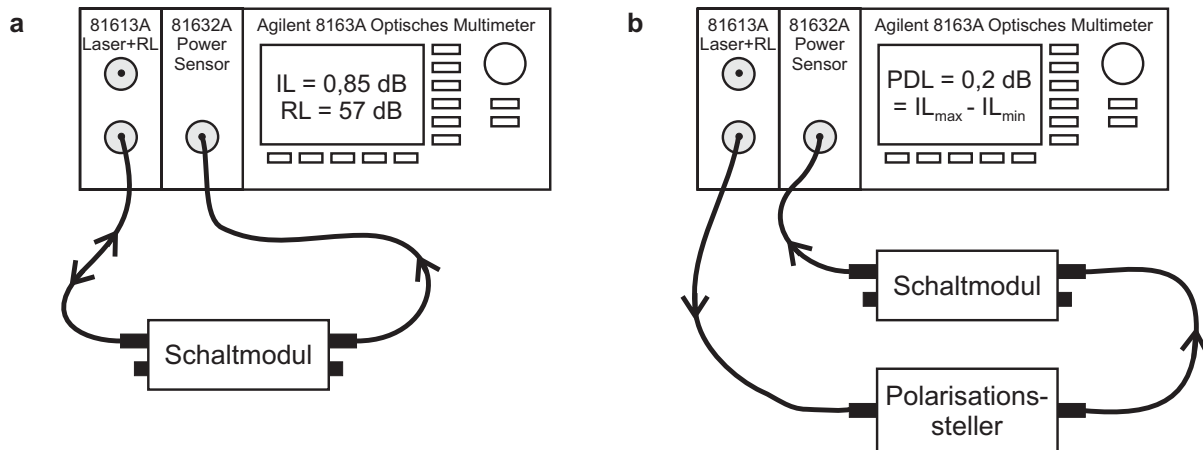
$$IL_{\min} = 2 IL_{\text{Stecker}} + 2 IL_{\text{Linse}} + IL_{\text{Spiegel}} \quad (7.1)$$

Die Dämpfung der verwendeten C-Linsen liegt nach Herstellerangaben ohne Stecker bei  $IL = 0,11 \dots 0,14$  dB für  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  und bei  $IL = 0,17 \dots 0,21$  dB für  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ . Die Dämpfung für eine Steckverbindung beträgt  $IL \approx 0,1$  dB. Die Dämpfung durch den Spiegel beträgt für unpolarisiertes Licht  $IL \approx 0,08$  dB. Damit ergeben sich die folgenden minimalen Dämpfungswerte für eine optimale Ausrichtung in Abhängigkeit der Wellenlänge zu:

$$IL_{\min@1,55\mu\text{m}} \approx 0,56 \text{ dB} \quad (7.2)$$

$$IL_{\min@1,31\mu\text{m}} \approx 0,7 \text{ dB} \quad (7.3)$$





**Abbildung 7.6:** **a** Aufbau zur Messung von IL und RL; **b** Aufbau zur Messung von PDL.

Ziel ist es, für das Schaltmodul eine Einfügedämpfung mit Steckern von  $IL < 1$  dB zu erreichen.

Wie im Abschnitt 7.1.1 beschrieben, erfolgt die Ausrichtung der vier Linsen über einen Hilfsspiegel, der sich an jede Position bewegen lässt. Bei der Ausrichtung wurden Dämpfungswerte für die vier optimalen Spiegelpositionen von  $IL = 0,6 \dots 1,1$  dB für  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  erreicht. Schon während der Ausrichtung wurde eine gewisse Fehlausrichtung der Linsen festgestellt. Sie ist auf den Schwund des verwendeten Klebstoffes bei der Aushärtung zurückzuführen. Die Dämpfungswerte, die nach kompletter Aushärtung des Klebstoffes erreicht werden, sind in Tabelle 7.1 dargestellt. Sie liegen bei einer optimalen Ausrichtung des Spiegels gegenüber den theoretisch zu erwartenden Werten um den Faktor zwei höher. Wird nur ein Spiegel für jeden Eingang verwendet und dieser mit einem Linearantrieb zur anderen Position bewegt, so vergrößert sich die Dämpfung weiter.

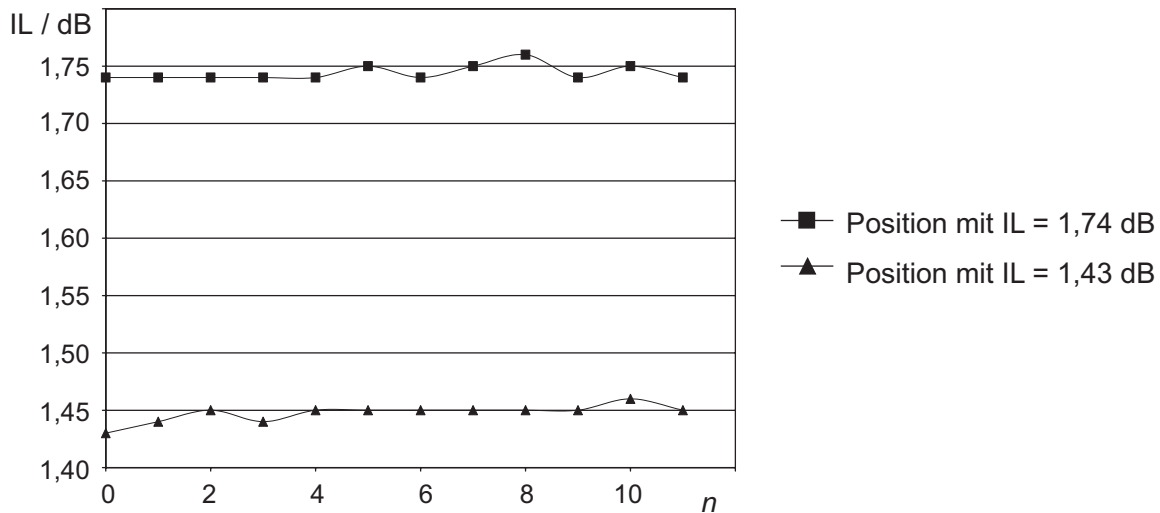
**Tabelle 7.1:** Erreichte Einfügedämpfung in den einzelnen Schaltzuständen

Kanal	IL ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ )	
	Optimale Ausrichtung des Spiegels	Ein Spiegel für jeden Eingang
Eingang <sub>1</sub> → Ausgang <sub>1</sub>	1,43 dB	1,43 dB
Eingang <sub>1</sub> → Ausgang <sub>2</sub>	1,92 dB	2,43 dB
Eingang <sub>2</sub> → Ausgang <sub>1</sub>	1,74 dB	1,74 dB
Eingang <sub>2</sub> → Ausgang <sub>2</sub>	1,47 dB	2,49 dB

Die Reproduzierbarkeit der Position des Linearantriebs für bestimmte Dämpfungswerte, im Beispiel die Endposition mit  $IL = 1,43$  dB bzw.  $IL = 1,74$  dB mit Selbsthaltung ohne die Nutzung von Endanschlägen zeigt Abbildung 7.7. Die Dämpfung weicht nur geringfügig von der einzustellenden Dämpfung ab.

Die gemessenen Dämpfungskennlinien sind in Abbildung 7.8 aufgetragen und werden im Folgenden diskutiert.

In Abbildung 7.8 a ist die Anordnung der Parallelführung dargestellt. Um eine Kennlinie



**Abbildung 7.7:** Wiederholgenauigkeit der Einfügedämpfung für die Endpositionen ohne die Nutzung von Endanschlüssen.

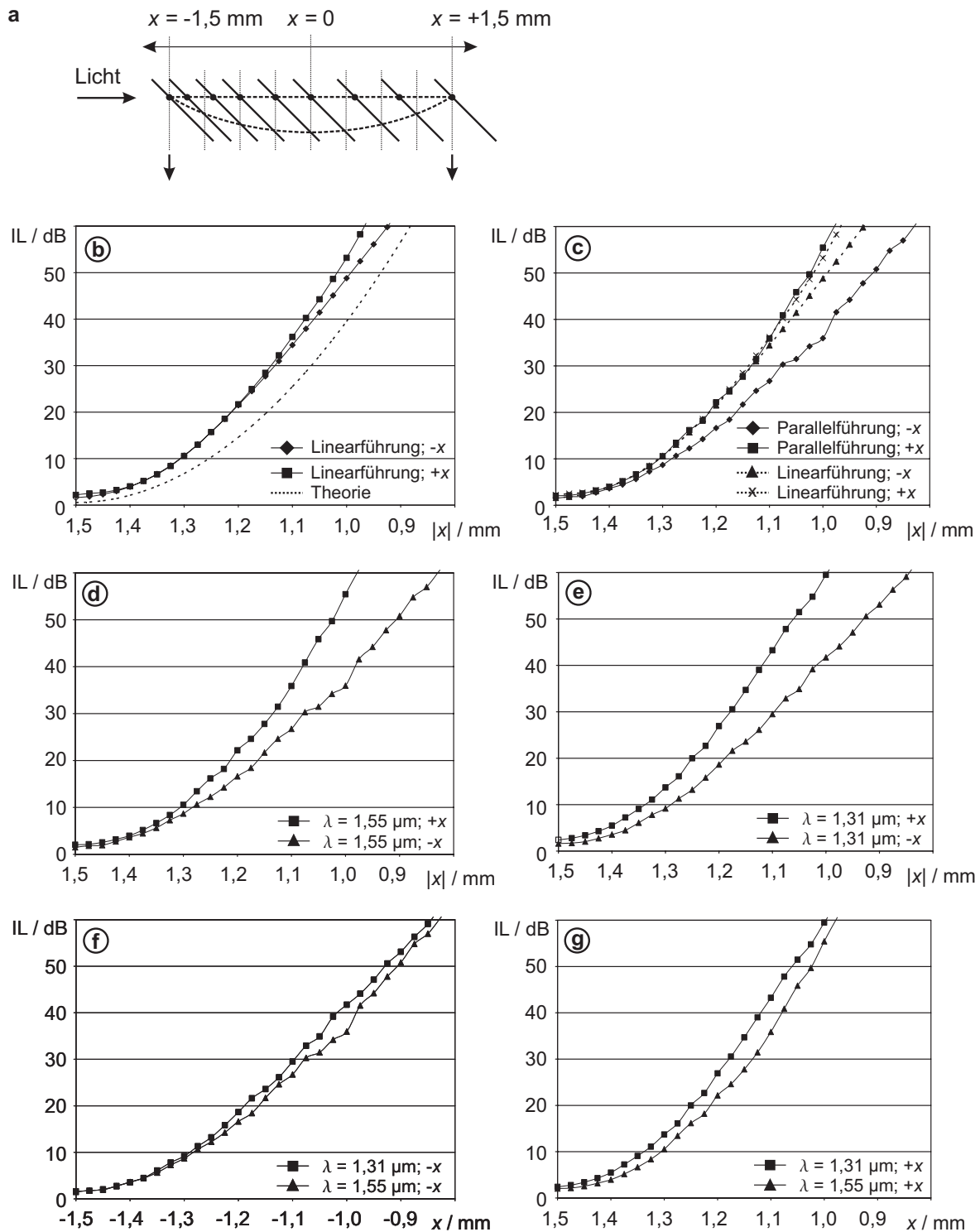
ohne den Versatz der Parallelführung zu erhalten, wurde der Spiegel mit einem Lineartisch verschoben und die Dämpfungskurven gemessen (Abbildung 7.8 b). Die gemessenen Kurven zeigen eine weitgehende Übereinstimmung im Vergleich zu einer theoretischen Dämpfungskurve. Die Abweichungen von der theoretischen Kurve sind auf die Fehlansrichtungen und die Toleranzen der Linsen zurückzuführen.

Den Vergleich der mit dem Linearantrieb erhaltenen Dämpfungskurven mit denen der idealen Führung zeigt Abbildung 7.8 c. Deutlich ist die Abweichung der Dämpfungskurven mit der Parallelführung und dem auftretenden Versatz zu erkennen. Die Steigung der Kurven ist entweder größer oder kleiner als die mit der idealen Führung.

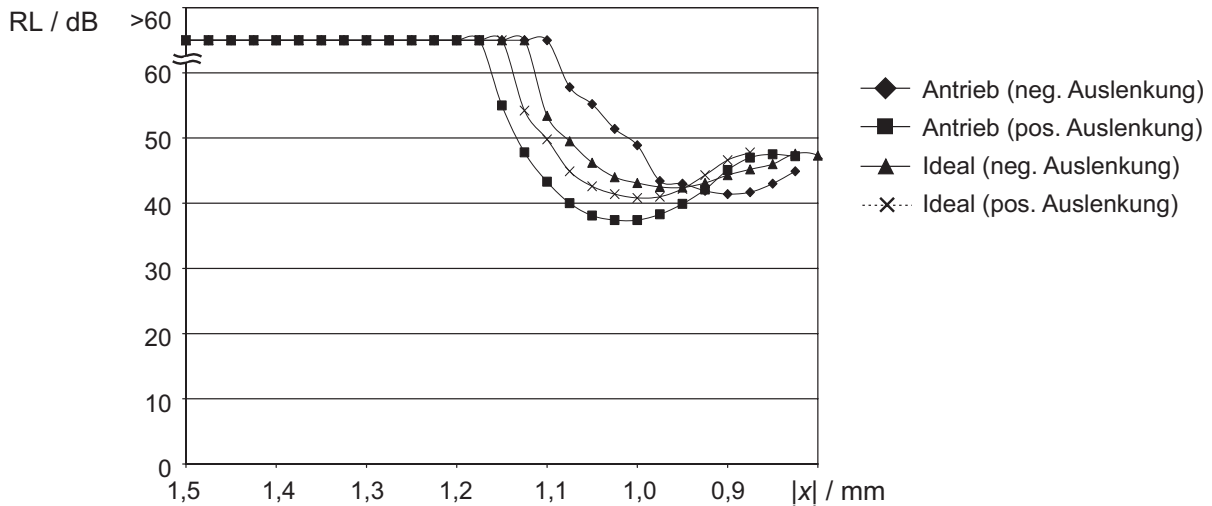
In Abbildung 7.8 d und e sind die Kurven der Parallelführung für die Wellenlängen  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  bzw.  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$  aufgetragen. Der Unterschied der Kurvenverläufe aufgrund des Versatzes und des wandernden Auftreffpunktes des Lichtstrahls auf dem Spiegel ist deutlich erkennbar. Im Bereich  $x < 0$  ist die Steigung deutlich kleiner als im Bereich  $x > 0$  (Abbildung 7.8 a).

Die Abbildung 7.8 f und g zeigen die Dämpfungskurven in Abhängigkeit der Wellenlängen  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ . Die Differenz der Kurven entspricht der wellenlängenabhängigen Dämpfung WDL. WDL beträgt für hohe Dämpfungen  $\approx 5 \text{ dB}$ . Die Kurvenverläufe entsprechen den analytischen Berechnungen aus Kapitel 4.

Zur Vermeidung von Reflexionen sind die Linsenflächen durch eine entsprechende Beschichtung entspiegelt. Die Messung der Rückflussdämpfung RL ist in Abbildung 7.9 für den Linearantrieb mit der Parallelführung und dem Lineartisch für  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  dargestellt. Im Bereich niedriger Einfügedämpfungen ist  $RL > 65 \text{ dB}$ . Die auftretenden Reflexionen für größere Einfügedämpfungen entstehen an der Gehäusung der Linsen, die aus einer Messinghülse besteht (vgl. Abbildung 4.25).

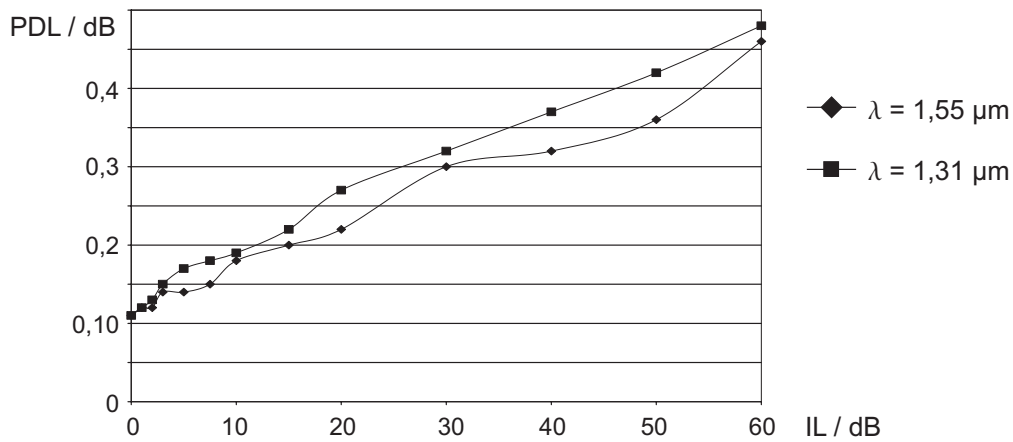


**Abbildung 7.8:** **a** Anordnung der Parallelführung im Strahlengang; **b** Theoretische und mit einer idealen Führung bestimmte Dämpfungskurven für  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ; **c** Dämpfungskurven mit Parallelführung und einer idealen Führung für  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ; **d** Dämpfungskurven mit Parallelführung für  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ; **e** Dämpfungskurven mit Parallelführung für  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ ; **f, g** Dämpfungskurven mit Parallelführung in Abhängigkeit der Wellenlänge.



**Abbildung 7.9:** Messung der Rückflussdämpfung RL für den Linearantrieb mit der Parallelführung und dem Lineartisch.

In Abbildung 7.10 ist die Messung der polarisationsabhängigen Dämpfung PDL gezeigt. Im Zustand minimaler Dämpfung ist  $PDL \approx 0,11$  dB und steigt für die maximale Dämpfung bis auf  $PDL \approx 0,5$  dB an. Für eine Dämpfung bzw. Abschwächung von 10 dB beträgt  $PDL \approx 0,18$  dB.



**Abbildung 7.10:** Messung der polarisationsabhängigen Dämpfung PDL.

Der Crosstalk wurde mit  $CT > 80$  dB gemessen, d. h. dass sowohl in den Schaltzuständen mit minimaler sowie maximaler Dämpfung tritt kein Übersprechen auf andere Ausgänge bzw. kein Nebensprechen auf andere Eingänge auf.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die optischen Eigenschaften insgesamt sehr gut sind und den Erwartungen entsprechen. Allerdings muss die Fehlausrichtung der Linsen bei der Montage verringert werden, so dass insgesamt eine deutlich niedrigere Einfügedämpfung erreicht werden kann. Zudem sind die Reflexionen, die an der Gehäusung der Linsen auftreten, zu vermeiden.

### 7.1.3 Optimierungsmöglichkeiten des Schaltmoduls

Die Hauptprobleme des bestehenden Aufbaus liegen in der Ausrichtung und Fixierung der optischen Komponenten, insbesondere beim Verkleben der Spiegelträger auf der optischen Bank. Verbesserungen lassen sich durch Verwendung eines anderen Klebstoffs mit weniger Schwund bei der Austrocknung sowie einer Verringerung der Größe der Klebespalte erreichen.

Um das Problem generell zu lösen, müssen anstelle der bereits montierten Linsen die einzelnen Linsenkomponenten selbst zusammengesetzt werden. Hierbei werden die in Glashülsen eingesetzten C-Linsen oder GRIN-Linsen durch seitliche Anschläge direkt auf der optischen Bank positioniert und fixiert. Die Feinjustage erfolgt durch die Ausrichtung der einzelnen eingefassten Fasern zu den Linsen (vgl. Abbildung 4.25). Die Fixierung der Fasern durch Verkleben ist hier weniger kritisch, da der Klebespalt sehr klein ausfällt und rotationssymmetrisch ausgeführt ist.

Die Linearantriebe sind so aufgebaut, dass die mechanischen Bauteile – dazu zählen die Führung, die beiden Magnethalter und die beiden Deckplatten – für beide Linearantriebe gemeinsam gefertigt werden können. Hierzu sind die im Anhang C dargestellten Konstruktionszeichnungen spiegelsymmetrisch zu erweitern. Die gemeinsame Deckplatte der Antriebe lässt sich direkt als optische Bank verwenden, so dass insgesamt die Anzahl der Bauteile und die Abmessungen des Schaltmoduls deutlich reduziert werden.

Um die Reflexionen an der Linsengehäusung zu verringern, sind Glashülsen ohne die umgebende Messinghülse einzusetzen.

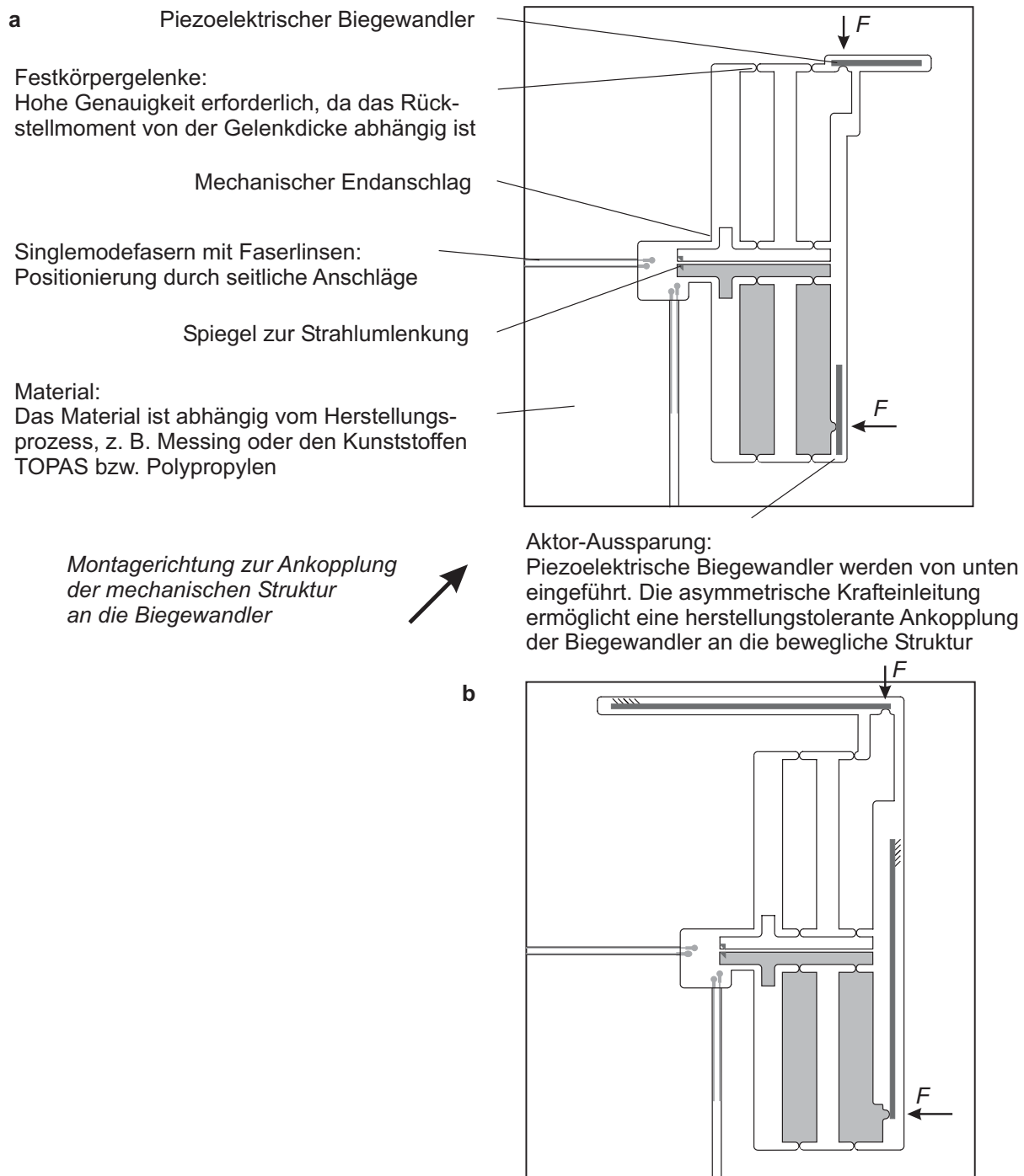
Im Folgenden sind Lösungskonzepte beschrieben, bei denen der Aufwand zur Positionierung und Montage der optischen Komponenten verringert wird.

## 7.2 2x2-Schaltmodule mit piezoelektrischen Biegewandlern

Um die Anzahl der Komponenten zu reduzieren und die Ausrichtung der Linsen zu vereinfachen, werden zur Realisierung der Freistrahlausbreitung Faserlinsen eingesetzt. Diese sind direkt an die Singlemodefaser angeschweißt. Um eine große Strahldistanz zu erhalten, wird die Standard-Faserlinse von Corning mit der Linsenlänge  $d = 826 \mu\text{m}$  und einem Linsenradius  $R_L = 227 \mu\text{m}$  verwendet (vgl. Abschnitt 4.1.3) [29]. Die optimale Strahldistanz der Linsen beträgt 5 mm, die Einfügedämpfung beträgt  $IL = 0,4 \text{ dB}$  pro Linsenpaar. Da die Pointing Accuracy der Linsen  $< 0,1^\circ$  ist, lassen sich diese unter Inkaufnahme einer Dämpfungserhöhung von 0,2 dB passiv durch seitliche Anschläge ausrichten.

### 7.2.1 Schaltkonzept mit der 90°-Strahlumlenkung

Für den in Abbildung 7.11 gezeigten Aufbau wird die Anordnung der Linsen und Spiegel entsprechend dem in Abschnitt 3.6 vorgestellten Schaltkonzept verwendet. Die Linearbewegung der beiden Spiegelträger wird durch eine einseitige Parallelführung mit Festkörpergelenken realisiert. Die Linsen sind im Abstand von  $500 \mu\text{m}$  nebeneinander angeordnet, so dass die erforderliche Auslenkung der Spiegelträger  $x = 500 \mu\text{m}$  beträgt.



**Abbildung 7.11:** Design der mechanischen Struktur mit den Abmessungen  $40 \cdot 45 \text{ mm}^2$ :  
**a** Mit senkrecht eingebauten piezoelektrischen Biegewandlern; **b** Mit quer eingebauten Biegewandlern.

Aufgrund der kleineren Auslenkung der Parallelführung werden anstelle der elektrodynamischen Linearantriebe piezoelektrische Multilayer-Biege wandler eingesetzt. Diese werden von unten an die mechanische Struktur angesetzt und lenken die Parallelführung in eine Richtung aus. Verwendet werden die Biege wandler, die auch zur Selbsthaltung im Abschnitt 6.4.3.2 vorgestellt wurden [147]. Die Parallelogrammstruktur dient in diesem Aufbau als Übersetzung des Aktorstells von typisch  $100\ \mu\text{m}$ . Das Design des mechanischen Aufbaus ist in Abbildung 7.11 a mit senkrecht eingebauten Biege wandlern dargestellt. Um die Bauhöhe zu verringern, können die Biege wandler auch quer in die mechanische Struktur eingebaut werden (Abbildung 7.11 b).

Die Optimierung der Krafteinleitung der Biege wandler an die Parallelführung zum Erreichen der maximalen Auslenkung basiert auf den theoretischen Betrachtungen zur Krafteinleitung aus Abschnitt 6.4.1.3. Der Abstand zwischen dem Festkörpergelenk und dem Punkt der Krafteinleitung am Hebelarm beträgt  $l^* = 2,85\ \text{mm}$ .

Die linke Endposition des Spiegelträgers lässt sich für eine genaue Positionierung durch einen mechanischen Endanschlag realisieren.

Die geometrischen Abmessungen der mechanischen Struktur sind in Tabelle 7.2 für eine Herstellung in Messing oder dem Kunststoff TOPAS angegeben. Mögliche Verfahren der Herstellung und die Montage des Schaltmoduls werden in Abschnitt 7.2.3 diskutiert.

**Tabelle 7.2:** Geometrische Abmessungen der mechanischen Struktur für die Materialien Messing und dem Kunststoff TOPAS

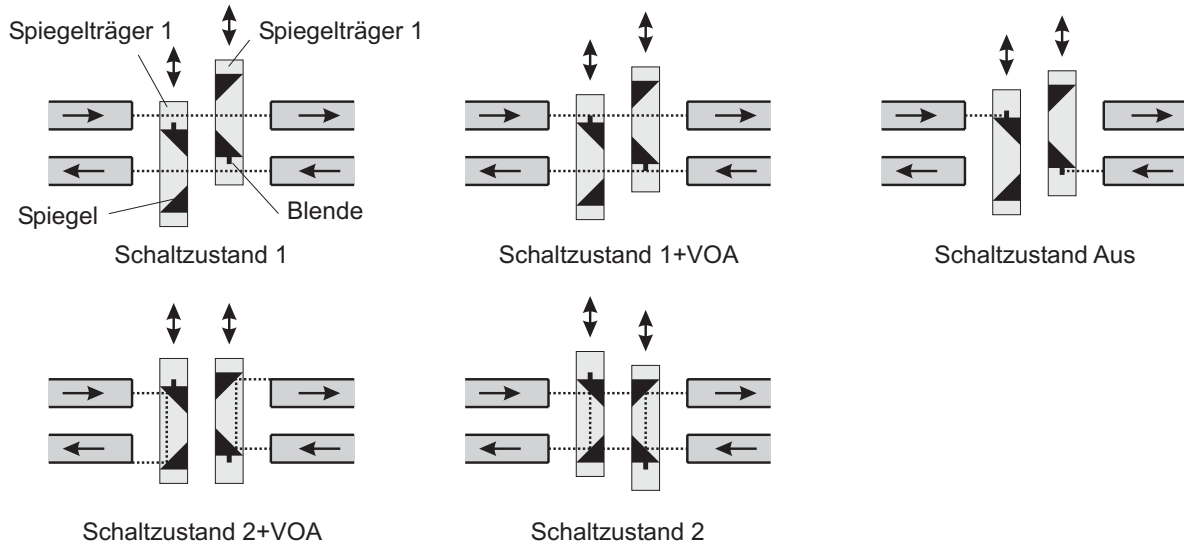
Parameter	Symbol	Messing	TOPAS
Dichte	$\rho$	$8,55\ \text{g/cm}^3$	$1,02\ \text{g/cm}^3$
Elastizitätsmodul	$E$	110 GPa	2,6 GPa
Gelenkradius	$R$	400 $\mu\text{m}$	400 $\mu\text{m}$
Gelenkhöhe	$h$	1,35 mm	1,35 mm
Gelenkdicke	$t$	45 $\mu\text{m}$	200 $\mu\text{m}$
Hebelarmlänge	$l$	15,8 mm	15,8 mm
Krafteinleitung am Hebelarm	$l^*$	2,85 mm	2,85 mm
Auslenkung	$x$	500 $\mu\text{m}$	500 $\mu\text{m}$
Auslenkungswinkel	$\alpha$	1,8°	1,8°

### 7.2.2 Schaltkonzept mit einer 180°-Strahlumlenkung

An dieser Stelle wird noch eine weitere Anordnung zur Realisierung eines 2x2-Schaltmoduls vorgestellt, da für diese Anordnung die gleichen Faserlinsen verwendet werden und die Bewegungserzeugung des Spiegelträgers inklusive der geometrischen Abmessungen der Parallelführung identisch ist. Um eine geschlossene Darstellung der Lösung zu erhalten, wird die Funktion des Aufbaus inklusive der optischen Eigenschaften beschrieben.

Die Anordnung der Strahlengänge basiert auf der in Abbildung 3.6 c gezeigten Lösung eines 2x2-Schalters. In dem Schaltmodul sind zwei Strahlengänge parallel zueinander angeordnet (Abbildung 7.12). Das Umschalten und Abschwächen erfolgt durch Spiegel und Blenden. Die

optischen Komponenten sind auf zwei Spiegelträgern mit einer Bewegungsrichtung senkrecht zu den Strahlengängen angeordnet. Die Funktionsweise des Schaltmoduls wird im Folgenden anhand des Spiegelträgers 1 in Abbildung 7.12 beschrieben.



**Abbildung 7.12:** Funktionsprinzip des 2x2-Schalters mit VOA.

Im Schaltzustand 1 befinden sich keine optischen Elemente im Strahlengang – die ausgekoppelten Lichtstrahlen werden direkt in die gegenüberliegende Singlemodefaser eingekoppelt. Eine Abschwächung im Schaltzustand 1 wird durch das seitliche Einführen der sich auf dem Spiegelträger befindenden Blende erreicht, wodurch der Lichtstrahl partiell abgeschattet wird.

Der Schaltzustand Aus wird durch ein weiteres Einschieben des Spiegelträgers in den Strahlengang erzielt. Hierbei schattet die Blende den Lichtstrahl komplett ab. Die Form bzw. die Anordnung der Blende ist so zu wählen, dass kein Licht zurück in die Eingangsfaser reflektiert wird.

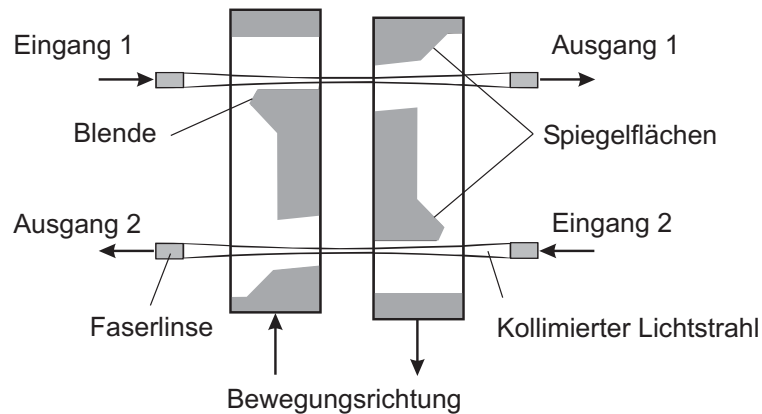
Ein weiteres Bewegen des Spiegelträgers führt zum Schaltzustand 2 mit Abschwächung. Der Lichtstrahl wird über zwei Spiegel auf den anderen Ausgang gelenkt. Allerdings führt das noch nicht vollständige Einschieben des Spiegelträgers zu einem radialen Versatz des Lichtstrahls im Ausgang. Das Licht wird zwar in die Singlemodefaser eingekoppelt, allerdings kann es der Faserkern nur zum Teil führen, so dass als Abschwächungsmechanismus eine Fehleinkopplung vorliegt.

Der Schaltzustand 2 ohne Abschwächung wird durch ein vollständiges Einführen des Spiegelträgers in den Strahlengang erreicht.

In Abbildung 7.13 ist die Anordnung der Linsen und der optischen Elemente dargestellt.

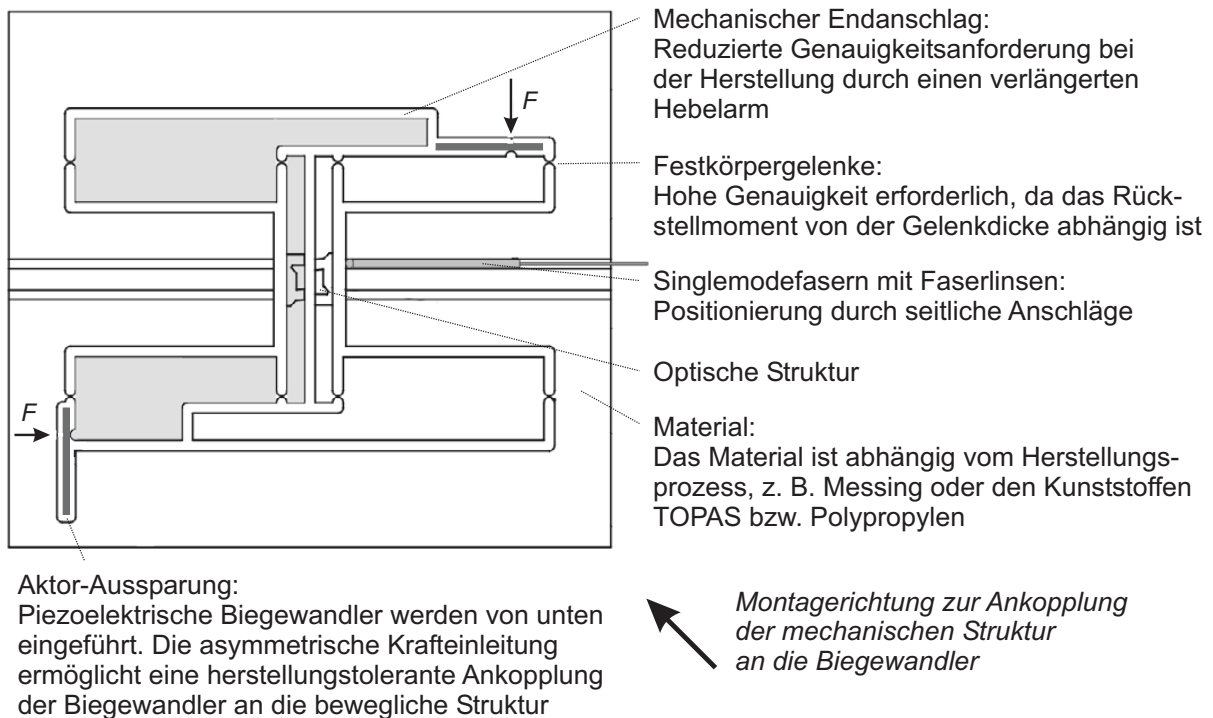
Das Design der mechanischen Struktur ist in Abbildung 7.14 dargestellt. Die geometrischen Abmessungen sind in Tabelle 7.2 für eine Herstellung in Messing und dem Kunststoff TOPAS angegeben. Da im Schaltzustand 2 eine genaue Positionierung der optischen Elemente für die Strahlumlenkung über die beiden Spiegel erforderlich ist, wird diese durch einen Anschlag





**Abbildung 7.13:** Anordnung der optischen Elemente im Schaltmodul.

realisiert. Hierzu wird ein Hebelarm für den mechanischen Endstopp verwendet. Durch die Verlängerung des Armes reduziert sich die erforderliche Genauigkeit bei der Herstellung.



**Abbildung 7.14:** Design der mechanischen Struktur mit den Abmessungen  $40 \cdot 45 \text{ mm}^2$  und senkrecht eingebauten Biege wandlern.

Nachteile dieses Schaltmoduls gegenüber der bisher verwendeten Lösung aus Abschnitt 3.6 bzw. 7.2.1 sind die pfadabhängige Dämpfung und die Strahlumlenkung über die zwei Spiegel, da hierbei eine große Präzision bei der Spiegelherstellung gewährleistet sein muss. Prädestinierte Einsatzgebiete sind daher Add-Drop-Anwendungen, da sich im Durchgangszustand kein optisches Element im Strahlengang befindet. Meistens erfolgt im Add-Drop-Schaltzustand ohnehin eine Intensitätsanpassung, so dass die pfadabhängige Dämpfung für

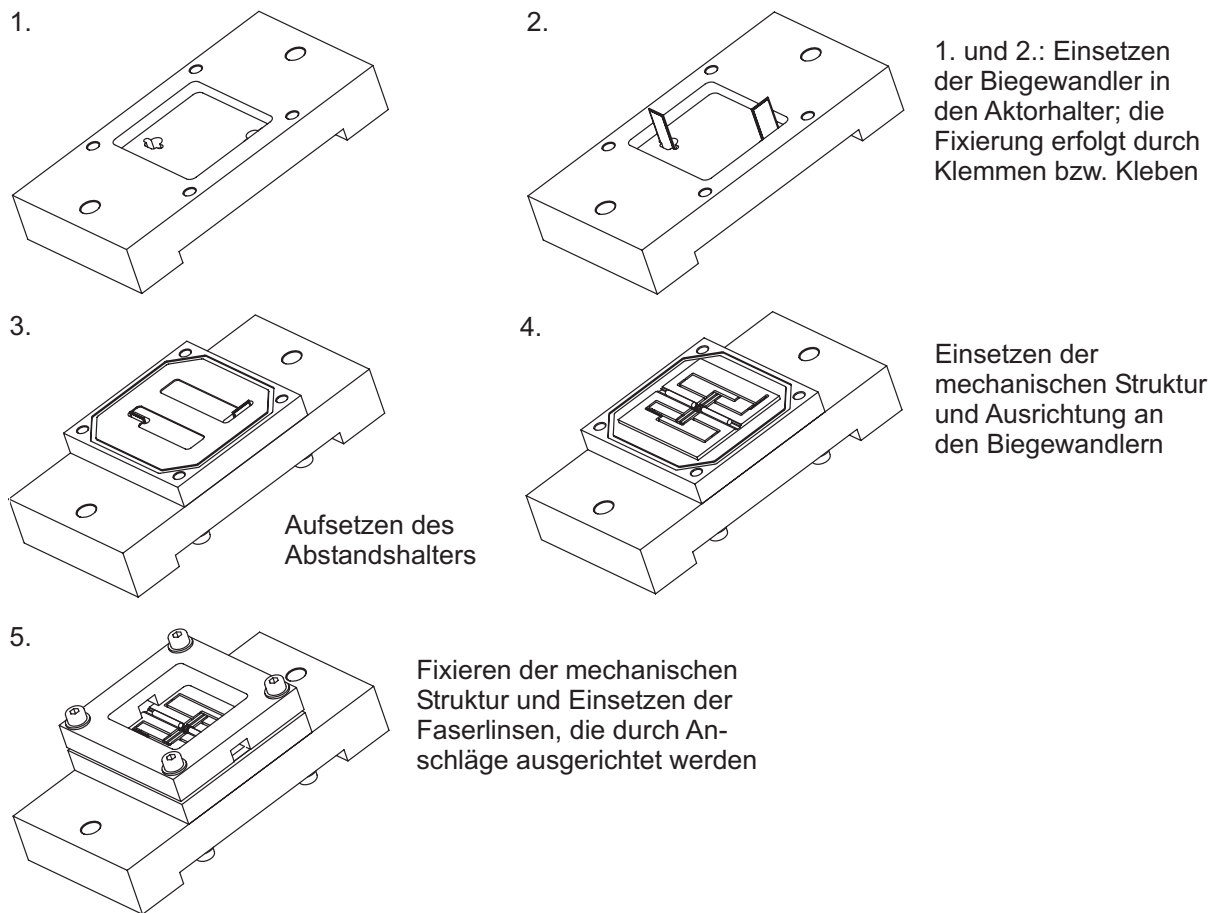
diese Anwendungen nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die optischen Eigenschaften des Schaltmoduls sind in Tabelle 7.3 zusammengefasst.

**Tabelle 7.3:** Optische Eigenschaften des entwickelten 2x2-Schaltmoduls

Kriterien	Eigenschaften des 2x2-Schaltmoduls
Gleiche optische Weglänge	Ja
Optische Elemente im Strahlengang	Keine oder zwei Spiegel
Abschwächung	Abschattung durch eine Blende oder Fehleinkopplung
Polarisationsabhängige Verluste	Reflexion an zwei Spiegeln
Positionierung der optischen Bank	Ein Endanschlag

### 7.2.3 Montage und Herstellung

Die folgende Beschreibungen der Montage und der Herstellung gelten für die in Abbildung 7.11 und 7.14 gezeigten mechanischen Strukturen. Die Montage des Schaltmoduls ist in Abbildung 7.15 am Beispiel der mechanischen Struktur aus Abbildung 7.14 dargestellt.

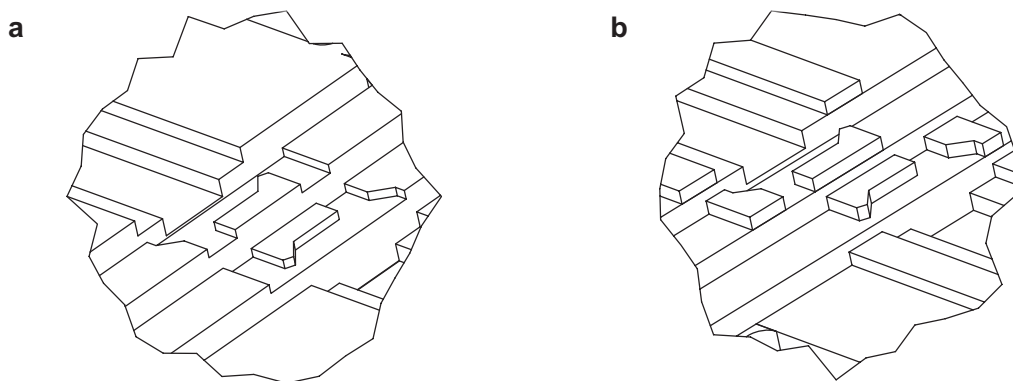


**Abbildung 7.15:** Montage des Schaltmoduls.

Die Biegewandler werden in den Aktorhalter eingeklemmt bzw. eingeklebt (Schritt 1 und 2). Der Aktorhalter ist für diesen Demonstrator zur Befestigung auf einem Labortisch deutlich größer ausgeführt. In Schritt 3 wird ein Abstandshalter, der für die senkrecht eingebauten Biegewandler notwendig ist, aufgesetzt. Anschließend wird die mechanische Struktur eingesetzt. Zur Vereinfachung der Ausrichtung sind die Biegewandler asymmetrisch im Winkel von  $90^\circ$  zueinander angeordnet. Dadurch lässt sich die mechanische Struktur in der in Abbildung 7.14 dargestellten Montagerichtung an die Biegewandler ankoppeln, wodurch mögliche Toleranzen beim Einsetzen der Biegewandler kompensiert werden. In Schritt 5 wird zuerst die mechanische Struktur fixiert. Anschließend werden die Faserlinsen mit einer Genauigkeit von  $\pm 100 \mu\text{m}$  eingesetzt, wobei die seitliche Ausrichtung durch die Anschläge erfolgt. Eine aktive Ausrichtung der Linsen ist nicht notwendig.

Für die Herstellung der mechanischen und optischen Struktur gibt es für Prototypen zum Erreichen der notwendigen Genauigkeit die Möglichkeit durch ein subtraktives Verfahren wie Fräsen oder Drahterodieren. Die in Abbildung 7.14 dargestellte Struktur lässt sich komplett durch Präzisionsfräsen mit einem Fräskopfdurchmesser von  $0,8 \text{ mm}$  z. B. aus Messing oder aus den Kunststoffen TOPAS bzw. Polypropylen herstellen. Ein Vorteil bei dieser Anordnung der Strahlengänge besteht darin, dass die optischen Strukturen zur Strahlumlenkung deutlich größer ausgeführt werden können, wodurch sich eine größere Stabilität bei der Herstellung ergibt.

Für die in Abbildung 7.11 dargestellten Strukturen wird im Bereich der Spiegelträger bei der Herstellung durch Präzisionsfräsen ein Fräskopfdurchmesser von  $0,4 \text{ mm}$  benötigt, die restliche Struktur kann ebenfalls mit einem Fräskopfdurchmesser von  $0,8 \text{ mm}$  hergestellt werden. Für die Realisierung der Spiegel aus Kunststoff ist in diesem Bereich zusätzlich eine metallische Beschichtung aufzubringen (Abbildung 7.16 a).



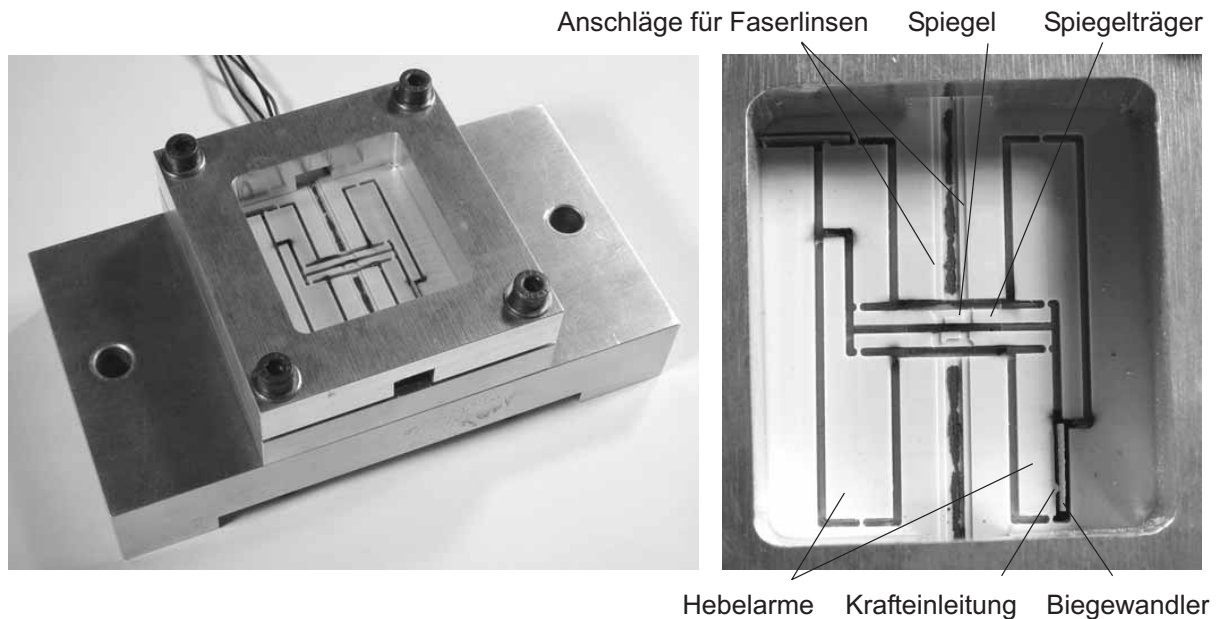
**Abbildung 7.16:** Herstellung der mechanischen und optischen Struktur: **a** Substraktives Verfahren (Fräsen, Drahterodieren); **b** Additives Verfahren (RmPD®).

Die Herstellung durch ein additives Verfahren bietet für Prototypen das RmPD®-Verfahren (*Rapid micro Product Development*). In diesem Stereo-Lithographie-Verfahren wird ein Kunststoff schichtweise durch einen Excimer-Laser ausgehärtet. Damit ist es möglich, die komplette Struktur herzustellen oder die optische Struktur nachträglich auf eine durch subtraktive Verfahren hergestellte mechanische Struktur aufzusetzen (Abbildung 7.16 b). Die

Spiegelflächen müssen in einem zusätzlichen Prozessschritt (nanoFACE) beschichtet werden. Bei diesem Prozessschritt wird ein Tropfen Flüssigkeit auf die Oberfläche dosiert, wobei durch die Oberflächenspannung eine Beschichtung mit einer Rauigkeit besser 1 nm entsteht [152].

Für eine Massenproduktion existiert die Möglichkeit, die komplette Struktur durch Heißprägen oder Spritzgießen und einer anschließenden metallischen Beschichtung der Spiegellelemente herzustellen.

In Abbildung 7.17 ist ein mechanischer Demonstrator mit einer gefrästen Struktur aus Kunststoff dargestellt.



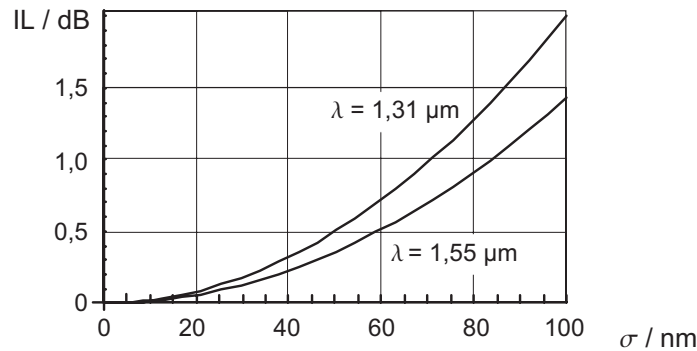
**Abbildung 7.17:** Mechanischer Aufbau des 2x2-Schaltmoduls mit VOA; Abmessungen des kompletten Aufbaus:  $120 \cdot 60 \cdot 40 \text{ mm}^3$ ; Abmessungen der mechanischen Struktur:  $45 \cdot 40 \cdot 1,35 \text{ mm}^3$ .

Für die Herstellung der Spiegel ist die exakte Winkelausrichtung und die Oberflächenrauigkeit von Bedeutung. Die Verkippung des Spiegels darf für eine zusätzliche Einfügedämpfung von  $IL = 0,25 \text{ dB}$  bei der Strahlumlenkung über einen Spiegel  $0,06^\circ$  und bei der Strahlumlenkung über zwei Spiegel  $0,03^\circ$  nicht übersteigen.

Die Einfügedämpfung durch die Oberflächenrauigkeit  $\sigma$  der Spiegel berechnet sich mit dem Einfallswinkel des Lichts  $\theta$  wie folgt [153]:

$$IL = -10 \lg \left( e^{-\left( \frac{4\pi n_{\text{Luft}} \sigma \cos \theta}{\lambda} \right)^2} \right) \text{ dB} \quad (7.4)$$

In Abbildung 7.18 ist die Einfügedämpfung für die Wellenlängen  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  aufgetragen. Sie steigt mit zunehmender Oberflächenrauigkeit deutlich an. Alle vorgestellten Herstellungsverfahren ermöglichen die Herstellung der optischen Struktur mit einer Oberflächenrauigkeit  $\sigma < 20 \text{ nm}$ .



**Abbildung 7.18:** Einfügedämpfung in Abhängigkeit der Oberflächenrauigkeit  $\sigma$  für die Wellenlängen  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .

#### 7.2.4 Zusammenfassung – Schaltmodule mit piezoelektrischen Biege wandlern

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die vorgestellten Aufbauten auf einem skalierbaren planaren Layout mit Festkörpergelenken basieren. Das Herstellungsverfahren ist tauglich für eine Massenproduktion, da die komplette mechanische und optische Struktur in zwei Prozessschritten – z. B. durch Heißprägen oder Spritzgießen mit anschließender Beschichtung der Spiegel – herstellbar ist. Durch das gewählte Layout lassen sich Toleranzen bei der Herstellung bzw. bei der Montage zum Teil kompensieren. Die Anzahl der notwendigen Komponenten zum Aufbau des 2x2-Schaltmoduls wurde deutlich reduziert.

Durch die Verwendung von Faserlinsen müssen diese nur an Anschlängen ausgerichtet werden, da die Pointing Accuracy der Linsen  $< 0,1^\circ$  beträgt. Eine aktive Justage ist nicht erforderlich. Die Genauigkeit des Böschungswinkels der Spiegel verringert sich bei der Strahlumlenkung mit einem Spiegel um den Faktor drei gegenüber der in Abschnitt 7.1 beschriebenen Lösung.

Die piezoelektrischen Biege wandler sind kostengünstig und sie bieten Schaltzeiten  $< 20$  ms. Durch eine in die Biege wandler integrierte Wegsensorik lassen sich diese positionsgeregelt betreiben. Eine kompaktere Bauform kann durch quer in die Struktur eingebaute Biege wandler erreicht werden. Bei der in Abbildung 7.14 dargestellten Lösung geht hierbei allerdings der Vorteil verloren, dass die mechanische Struktur durch Heranschieben an die Biege wandler ausgerichtet werden kann.

Die Integration einer Selbsthaltung ist möglich; sie lässt sich z. B. durch ein Klemmen der mechanischen Struktur von oben erreichen. Die Lichtauskopplung für einen vorgeschalteten Monitor lässt sich durch angeritzte Fasern realisieren, wofür auf der mechanischen Struktur genügend Bauraum vorhanden ist.

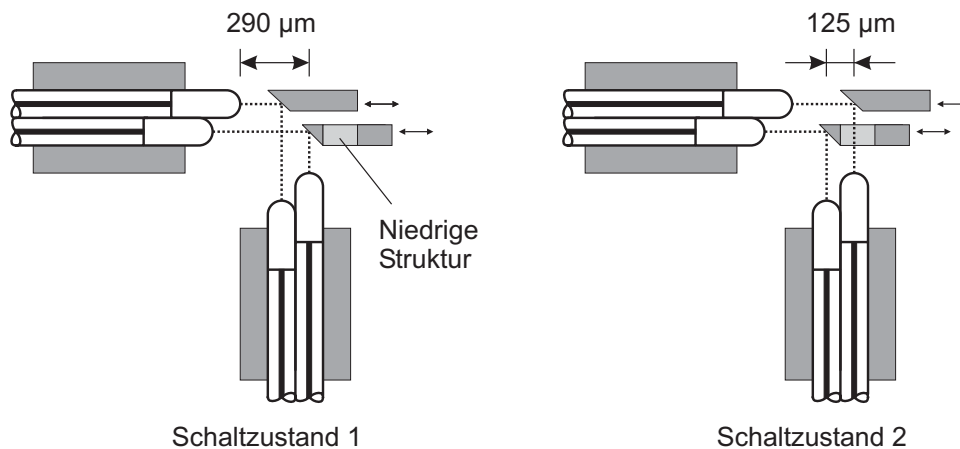
Vorgestellt wurde ferner ein Konzept für ein 2x2-Schaltmodul mit VOA, das sich sehr gut für Add-Drop-Anwendungen eignet. Weitere Details sind den folgenden Veröffentlichungen zu entnehmen [154, 155, 156].

### 7.3 2x2-Schaltmodul mit elektrostatischen Transversalaktoren

Die im vorigen Abschnitt beschriebene Lösung mit ihren unterschiedlichen Anordnungsmöglichkeiten zeichnet sich durch eine Reduzierung des Justierungs- und Montageaufwands aus, da neben dem Einsetzen der Faserlinsen nur noch die optische Struktur zu den Biegewandlern ausgerichtet werden muss. Allerdings sind die Abmessungen des Schaltmoduls bedingt durch den notwendigen Stellweg in Kombination mit der Linearführung relativ groß.

Aus den im Rahmen dieser Arbeit bisher gesammelten und diskutierten Erfahrungen wird in diesem Abschnitt ein weiteres Lösungskonzept vorgestellt, das sich ebenfalls durch den reduzierten Justierungsaufwand der Linsen auszeichnet. Zusätzlich wird bei dem Lösungskonzept der Montageaufwand des Schaltmoduls weiter reduziert und die gesamte Baugröße deutlich verringert.

Verwendet werden Faserlinsen mit einem Linsenradius  $R_L = 62,5 \mu\text{m}$  und einer Linsenlänge  $d = 259 \mu\text{m}$  [29]. Bei diesen Faserlinsen ist der Linsendurchmesser nicht größer als der Faserdurchmesser, so dass die Fasern direkt nebeneinander angeordnet und an seitlichen Anschlängen ausgerichtet werden können. In Abbildung 7.19 ist ein miniaturisierter Aufbau nach dem in Abschnitt 3.6 vorgestellten Schaltkonzept unter Verwendung dieser Linsen dargestellt. Die Strahldistanz für die verwendeten Linsen beträgt  $\approx 580 \mu\text{m}$  (vgl. Abschnitt 4.1.3), die Spiegel müssen  $125 \mu\text{m}$  ausgelenkt werden.



**Abbildung 7.19:** Miniaturisierter Aufbau des 2x2-Schaltmoduls mit Faserlinsen.

Durch die verringerte Strahldistanz der Linsen wird die Toleranz für Winkelfehler bei der Strahlkopplung erhöht (vgl. Kapitel 4). Die Verkippung des Spiegels darf für eine zusätzliche Einfügedämpfung von  $IL = 0,25 \text{ dB}$  bei der Strahlumlenkung über einen Spiegel einen Winkel von  $0,2^\circ$  nicht übersteigen. Damit reduziert sich die erforderliche Genauigkeit der Winkelausrichtung der Spiegel um den Faktor zehn gegenüber der feinwerktechnisch realisierten Lösung mit den elektrodynamischen Aktoren.

Der im Folgenden vorgestellte Entwurf miniaturisierter Linearantriebe zeichnet sich durch die gleichen Merkmale wie die bisherigen Antriebskonzepte mit voneinander unabhängigen Linearaktoren und einer Parallelführung sowie einer Selbsthaltung durch Klemmen auf.

### 7.3.1 Elektrostatische Transversalaktoren für große Auslenkungen

Das elektrodynamische Aktorprinzip lässt sich zwar prinzipiell miniaturisieren, da die Kraftwirkung aber vom Magnetkreisvolumen abhängt, verringern sich die Kräfte überproportional. Piezoelektrische Biegeumformer sind im Verhältnis zur resultierenden Auslenkung überproportional groß. Für einen miniaturisierten Aufbau wird daher das auf Oberflächenkräften basierende elektrostatische Aktorprinzip mit kammförmigen Transversalaktoren verwendet.

In Abbildung 7.20 a ist der typische Aufbau eines kammförmigen Transversalaktors dargestellt. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung erfolgt eine Auslenkung der beweglichen in Richtung der feststehenden Kammstruktur. Die Rückstellung erfolgt durch die Federkraft der Führung. Eine Auslenkung in zwei Richtungen lässt sich durch eine spiegelsymmetrische Anordnung erreichen (Abbildung 7.20 b).

Die Führung der Bewegung in Abbildung 7.20 a und b wird durch eine zwangsgeführte kompensierte Parallelführung realisiert (vgl. Abbildung 6.10 e-h). Um die Parallelführung zu miniaturisieren, werden die Festkörpergelenke und die steifen Hebelarme durch nachgiebige Hebelarme in Form von Biegebalken realisiert. Durch die zwangsgeführte kompensierte Parallelführung ist im Arbeitsbereich keine Berührung der Kämme möglich.

Mit den beiden Anordnungen ist es möglich, statische Auslenkungen von  $x \leq 40 \mu\text{m}$  bzw.  $x \leq \pm 40 \mu\text{m}$  zu realisieren [157]. Die erreichbaren dynamischen Auslenkungen liegen bei  $x > 50 \mu\text{m}$  [158]. Die maximale Auslenkung wird limitiert durch die Seiteninstabilität der Kammstruktur, die zum seitlichen Durchzug führt (*side snap-over*).

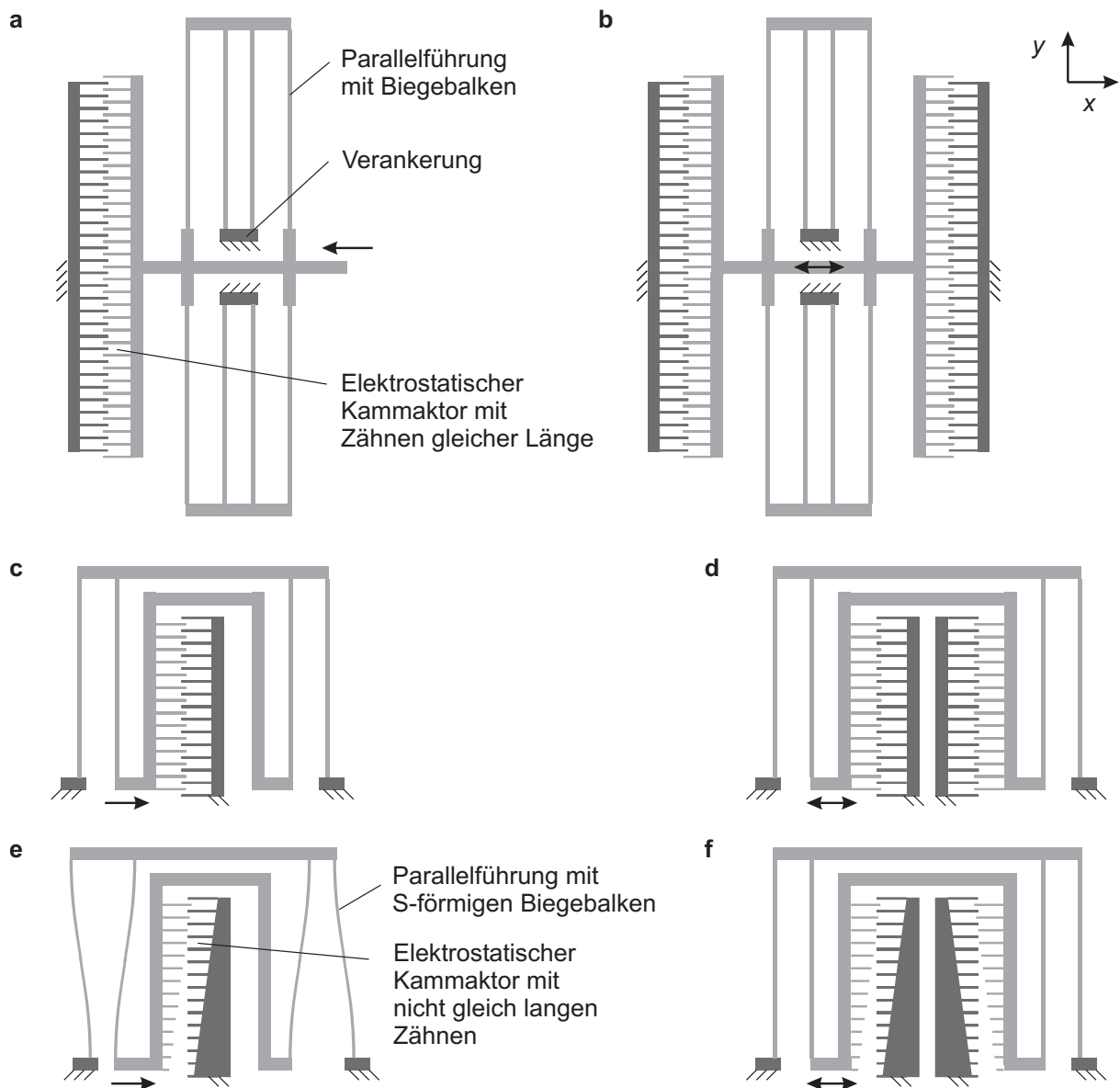
Ursache für den seitlichen Durchzug ist die angelegte Spannung und die Überlappungsfläche der Kammstrukturen, die mit zunehmender Auslenkung ansteigen und zu einer großen elektrostatischen Kraftwirkung in normaler Richtung ( $y$ -Richtung) führen.

Die in Abbildung 7.20 c und d dargestellten Anordnungen benötigen im Gegensatz zu dem gezeigten typischen Aufbau nur 50 % des Bauraums. Mit der Hälfte der Zähne und der kompensierten Parallelführung, die sich bei gleichen Federsteifigkeiten wie eine zwangsgeführte kompensierte Parallelführung verhält, lässt sich die selbe Auslenkung erreichen. Durch die Halbierung der Zähne halbiert sich ebenfalls die elektrostatische Kraftwirkung in normaler Richtung. Die Anordnung des Kamms zwischen der Parallelführung erhöht zusätzlich die rotatorische Steifigkeit [157].

Der in Abbildung 7.20 e dargestellte Aufbau besitzt zwei weitere wesentliche Verbesserungen, die die elektrostatische Instabilität verringern. Die Optimierungen bestehen in der Verwendung von Kammzähnen unterschiedlicher Länge und S-förmig hergestellten Biegefedern [159].

Durch die Verwendung von Kammzähnen unterschiedlicher Länge reduziert sich die Überlappungsfläche der Zähne und damit die Kraftwirkung in normaler Richtung bei der maximalen Auslenkung um den Faktor zwei. Die Kraftwirkung des transversalen Kammaktors in  $x$ -Richtung  $F_x$  berechnet sich nach [157] zu:

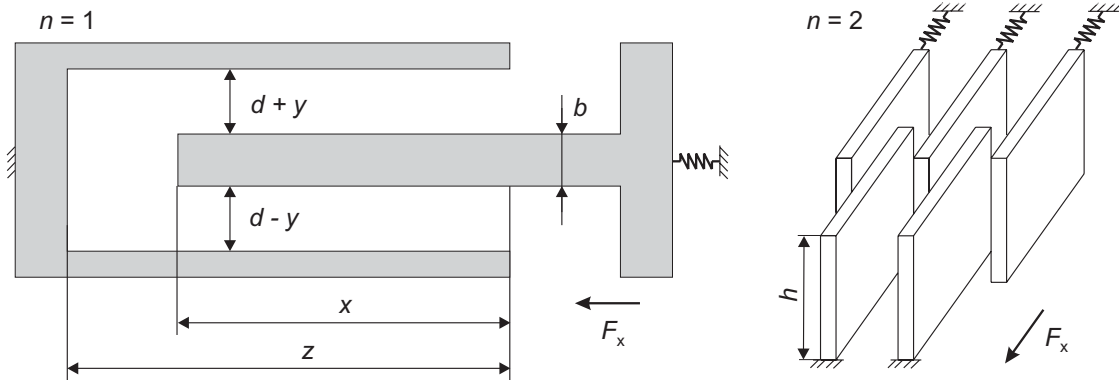
$$F_x = \frac{n \varepsilon_0 \varepsilon_r h b U^2}{(z - x)^2} + \frac{n \varepsilon_0 \varepsilon_r h U^2}{2d} \left( \frac{x + k}{u_{\max}} \right) \left( \frac{1}{1 - \frac{y}{d}} + \frac{1}{1 + \frac{y}{d}} \right) \quad (7.5)$$



**Abbildung 7.20:** Schematische Anordnungen kammförmiger Transversalaktoren: **a, b** Herkömmliche Anordnung zur Auslenkung in einer bzw. in zwei Richtungen; **c, d** Anordnung mit reduzierter Baugröße zur Auslenkung in einer bzw. in zwei Richtungen; **e** Große Auslenkungen in eine Richtung lassen sich mit einer modifizierten Führung und verschieden langen Kammzähnen realisieren; **f** Anordnung für große Auslenkungen in zwei Richtungen mit verschieden langen Kammzähnen.



Die geometrischen Abmessungen sind am Beispiel eines Zahnpaars sind in Abbildung 7.21 verdeutlicht. Hierbei beschreibt  $n$  die Anzahl der Zahnpaare,  $h$  die Strukturhöhe,  $b$  die Strukturbreite,  $U$  die elektrische Spannung,  $z$  die Zahnlänge,  $x$  die Überlappungslänge der Zähne,  $d$  den Abstand der Zähne,  $y$  die Seitenauslenkung des Kammes,  $k$  ist ein Korrekturfaktor und  $u_{\max}$  ist die Längendifferenz des längsten und des kürzesten Zahns. Durch den Korrekturfaktor  $k$  wird die auftretende Krümmung und die seitliche Auslenkung der Zähne beim Eintauchen der Kämme berücksichtigt.



**Abbildung 7.21:** Schema und Abmessungen des elektrostatischen Transversalaktors.

Die kompensierte Parallelführung besitzt vier Federn in Form von Biegebalken mit der Länge  $l$ . Die Federanordnung lässt sich als Reihenschaltung von jeweils zwei parallelgeschalteten Federn beschreiben. Die Gesamtsteifigkeit der Parallelführung in  $x$ -Richtung  $c_{P,x}$  berechnet sich mit der Federsteifigkeit  $c_F$  einer einzelnen Feder zu:

$$c_{P,x} = \frac{1}{\frac{1}{c_F + c_F} + \frac{1}{c_F + c_F}} = c_F \quad (7.6)$$

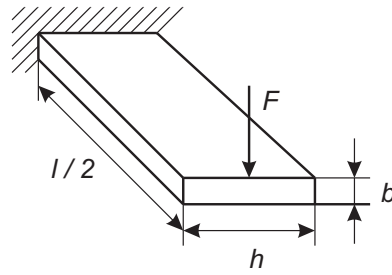
Die Federn mit der Länge  $l$  lassen sich durch zwei aneinandergesetzte einseitig eingespannte Biegebalken der Länge  $l/2$  beschreiben, deren Federsteifigkeit  $c_B$  sich mit der Balkendicke  $b$ , der Balkenbreite  $h$  und dem Elastizitätsmodul  $E$  wie folgt berechnet (Abbildung 7.22):

$$c_B = \frac{1}{4} \frac{b^3 h}{(l/2)^3} E \quad (7.7)$$

Die Federsteifigkeit  $c_F$  berechnet sich aus der Reihenschaltung der Federsteifigkeiten der beiden Biegebalken  $c_B$ , so dass sich die Gesamtsteifigkeit  $c_{P,x}$  wie folgt kalkulieren lässt:

$$c_{P,x} = c_F = \frac{1}{\frac{1}{c_B} + \frac{1}{c_B}} = \frac{c_B}{2} = \frac{b^3 h}{l^3} E \quad (7.8)$$

Die Federsteifigkeit der Parallelführung in seitlicher Richtung  $c_{P,y}$  setzt sich aus der axialen Steifigkeit der einzelnen Federn und der geometrischen Steifigkeit der kompletten Führung zusammen. Die stark nichtlineare Federsteifigkeit verringert sich quadratisch mit zunehmender



**Abbildung 7.22:** Einseitig eingespannter Biegebalken.

Auslenkung  $x$ . Sie berechnet sich nach [160] zu:

$$c_{P,y} = \frac{8 E h b^3}{3 l x^2 + 8 l b^2} \quad (7.9)$$

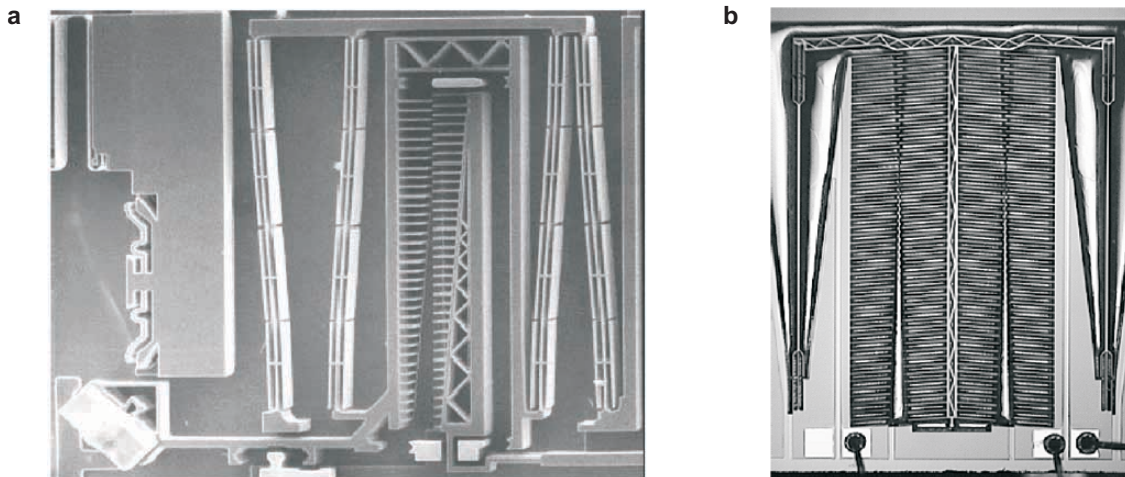
An dieser Stelle zeigt sich der Vorteil der S-förmig hergestellten Biegefedern. Die Federn sind so dimensioniert, dass sie bei einer nichtausgelenkten Parallelführung einen Versatz entsprechend der maximal gewünschten Auslenkung besitzen. Wird die Parallelführung ausgelenkt, so verringert sich die S-förmige Krümmung der Biegefedern. Beim Erreichen der maximalen Auslenkung weisen die Biegebalken keine Krümmung mehr auf, wodurch ihre Federsteifigkeit maximiert ist. In [157] wurde demonstriert, dass sich die Seiteninstabilität mit der in Abbildung 7.20 e dargestellten Anordnung um den Faktor 30 verringern lässt. Die Seiteninstabilität  $I$  beschreibt hierbei das Verhältnis der seitlichen elektrostatischen Auslenkungskräfte zu der Federsteifigkeit der Parallelführung in seitlicher Richtung. Sie berechnet sich wie folgt [157]:

$$I = \frac{3 x^4 + 8 b^2 x^2}{8 d^2 l^2} \frac{1 + 3 \left(\frac{y}{d}\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{y}{d}\right)^2\right)^2} \quad (7.10)$$

Für ein robustes Design sollte die Seiteninstabilität  $I < 20 \%$  betragen.

Durch die beschriebenen Optimierungsmöglichkeiten lässt sich die erreichbare Auslenkung elektrostatischer Transversalaktoren im Vergleich zu der typischen Anordnung dramatisch erhöhen. Demonstriert wurden Auslenkungen nach dem in Abbildung 7.20 e beschriebenen Aufbau von  $x = 150 \mu\text{m}$ , siehe Abbildung 7.23 a [157]. Mit dem in Abbildung 7.20 f dargestellten bidirektionalen Aufbau wurde eine Auslenkung von  $x = \pm 175 \mu\text{m}$  erreicht (Abbildung 7.23 b) [161]. Da in diesem Aufbau die S-förmigen Federn nicht verwendbar sind, wurde hier die Seitenstabilität durch schräggestellte Kammzähne in Kombination mit versetzten Zähnen in Form einer Differentialanordnung realisiert. Beide Aktoren benötigen für die Auslenkung eine Spannung  $U < 150 \text{ V}$ .

Aufgrund der demonstrierten erreichbaren Auslenkungen in Kombination mit einer Linearführung ist das Prinzip des elektrostatischen Kammaktors sehr gut zur Bewegung der Spiegel um  $x = 125 \mu\text{m}$  im Schaltmodul geeignet.



**Abbildung 7.23:** a) Elektrostatischer Kammaktor mit 150 µm Stellweg; Die den Biegefedern vorgelagerten Hilfsstrukturen ermöglichen bei der Herstellung eine gleichmäßige Federdicke [157]; b) Bidirektionaler Kammaktor mit einer Auslenkung von  $\pm 175$  µm [161].

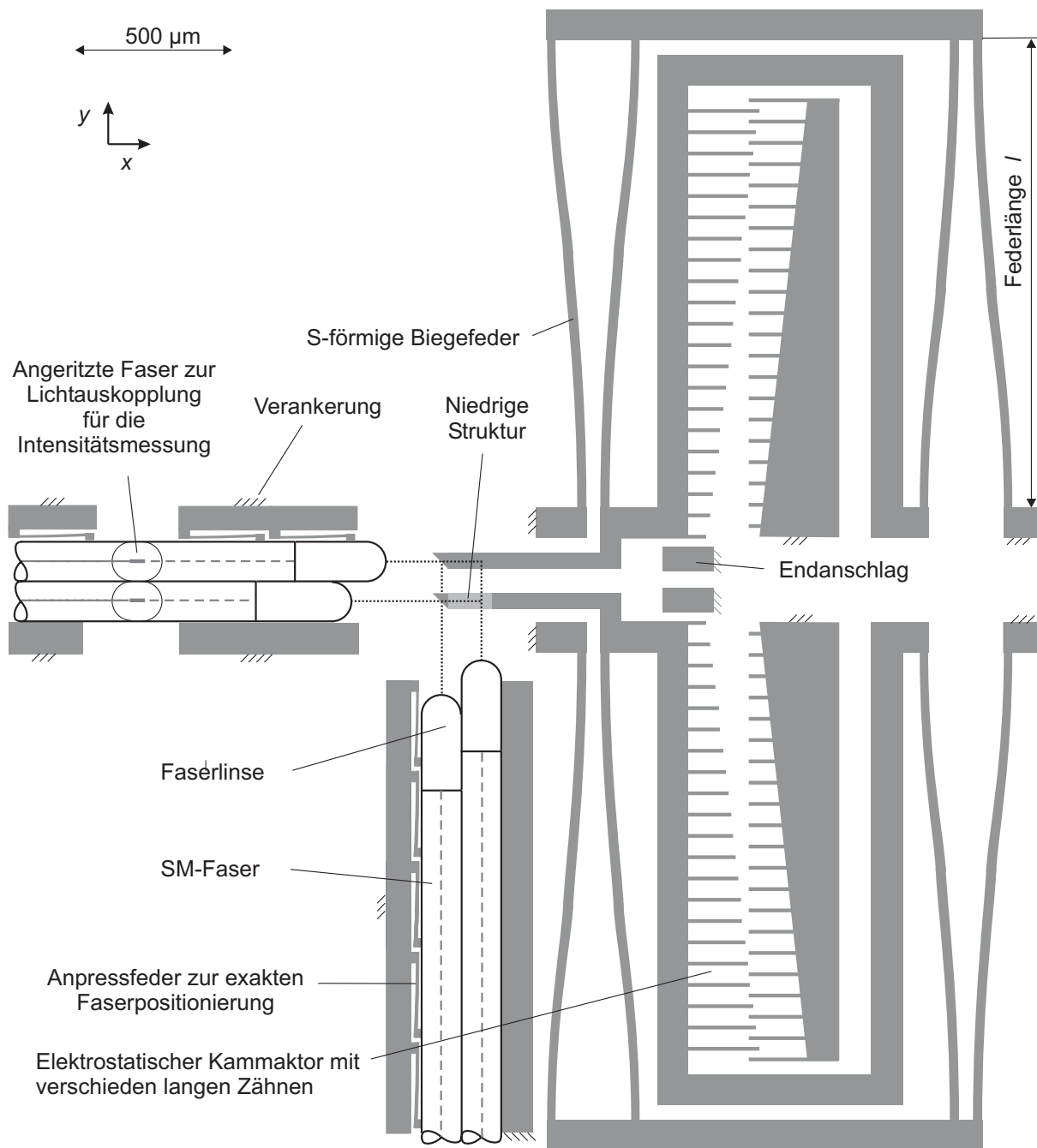
### 7.3.2 Miniaturisierter Aufbau des Schaltmoduls

In Abbildung 7.24 ist der miniaturisierte Aufbau des Schaltmoduls mit Faserlinsen, Spiegel zur Strahlenkung elektrostatischen Kammaktoren mit jeweils einer kompensierten Parallelführung und angeritzten Fasern zur Lichtauskopplung für die Intensitätsmessung dargestellt. An den Gruben für die Lichtwellenleiter sind seitliche Federstrukturen angebracht, die die Fasern an den gegenüberliegenden Anschlag drücken, wodurch die Toleranzen des Faserdurchmessers kompensiert werden [55]. Der dargestellte Aufbau besitzt die Abmessungen  $3 \cdot 3,5 \cdot 1$  mm<sup>3</sup>.

Die Spiegel zur Strahlenkung sind an dem beweglichen Kamm befestigt, der nur einen minimalen Versatz aufweist. Im Ruhezustand befinden sich beide Spiegel in der linken Schaltposition. Die rechte Schaltposition ist durch einen Endanschlag definiert. Um ein Abkippen des Spiegels zu vermeiden, wird die freitragende Länge des Spiegelträgers möglichst kurz gehalten. Der untere Spiegelträger benötigt zur Strahlführung eine Verjüngung der Struktur (Abbildung 7.19).

### 7.3.3 Herstellung durch das DRIE-Ätzverfahren

Die hier erforderliche Herstellung des in Abbildung 7.24 gezeigten miniaturisierten Aufbaus basiert auf der Bulk-Mikromechanik mit dem Grundmaterial Silizium. Das Herauslösen der Strukturen erfolgt durch das DRIE-Ätzverfahren (*Deep Reactive Ion Etching*), bei dem abwechselnd ein Ätzprozess und eine Oberflächenpassivierung der durch den Ätzprozess freigelegten Seitenflächen erfolgt. Das Verfahren wurde von der Robert Bosch GmbH entwickelt [162] und wird bei der Strukturierung von Silizium auch mit HARSE (*High Aspect Ratio Silicon Etching*) oder ASE (*Advanced Silicon Etching*) bezeichnet (Handelsname der Firma



**Abbildung 7.24:** Miniaturisierter Aufbau des Schaltmoduls mit den Faserlinsen, den Spiegeln zur Strahlenlenkung, den elektrostativen Kammaktoren mit jeweils einer zwangsgeführten kompensierten Parallelführung, den Federstrukturen zur Positionierung der Fasern und der Möglichkeit einer Lichtauskopplung für die Intensitätsmessung basierend auf angeritzten Fasern.

STS Surface Technology Systems, GB).

Mit diesem Trockenätzverfahren lassen sich Strukturen mit einem Aspektverhältnis  $> 20$  herstellen, wobei Ätztiefen bis  $800\ \mu\text{m}$  realisierbar sind. Die Böschungswinkel betragen  $90^\circ \pm 2^\circ$ , die Oberflächenrauigkeit der Böschung ist  $< 10\ \text{nm}$  [163]. Dadurch ist es möglich, alle wichtigen Elemente des Schaltmoduls in einem Prozessschritt herzustellen, und zwar die Aufnahme für die Faserlinsen, die Spiegel zur Strahlumlenkung, sowie die beiden Aktoren inklusive der Linearführungen [55].

Um die notwendige Strukturhöhe zu bestimmen, ist die Position des Lichtstrahls auf den Spiegeln zu berechnen. Die Höhe des Lichtaustritts der Faser ist gleich dem Faserradius von  $62,5\ \mu\text{m}$ . Bei einem Strahldurchmesser von  $4w_0 \approx 31,2\ \mu\text{m}$  muss die Strukturhöhe  $h = 62,5\ \mu\text{m} + 15,6\ \mu\text{m} = 78,1\ \mu\text{m}$  betragen. Um einen Kompromiss zwischen einer niedrigen Strukturhöhe und einer Berücksichtigung der evaneszenten Felder zu erhalten, wird die Strukturhöhe mit  $h = 80\ \mu\text{m}$  realisiert. Die kleinste Strukturbreite  $b$  wurde mit einem realisierbaren Aspektverhältnis von 20 dimensioniert. Die niedrige Struktur zur Strahlführung wird mit einer Strukturhöhe von  $h = 40\ \mu\text{m}$  ausgeführt (Abbildung 7.19).

Durch die gewählte Strukturhöhe können nahezu senkrechte Böschungswinkel realisiert werden. Bei der Herstellung ist darauf zu achten, dass die Struktur in Höhe der Spiegelflächen mit  $h = 50\dots 75\ \mu\text{m}$  nur geringste Winkelabweichungen  $< 0,2^\circ$  aufweist, wobei auch eine leichte Wölbung mit fokussierender Wirkung tolerabel wäre. In den Bereichen, die nicht als Spiegelflächen benötigt werden, sind größere Abweichungen von der Senkrechten unproblematisch.

Die Herstellbarkeit von Strukturen mit einer Ätztiefe  $h = 100\ \mu\text{m}$ , einem Aspektverhältnis von 20 und einer Abweichung vom Böschungswinkel  $< \pm 0,25^\circ$  von der senkrechten wurden z. B. in [163] demonstriert. Freistehende Spiegelstrukturen mit einer Dicke von  $1,6\ \mu\text{m}$  bei einer Strukturhöhe von  $h = 75\ \mu\text{m}$  wurden für Spiegelflächen, die im Bereich  $10\ \mu\text{m}$  bis  $20\ \mu\text{m}$  unter der Waferoberfläche liegen, vorgestellt [55].

Die geometrischen Abmessungen der Kammaktoren zur Dimensionierung des Antriebs sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst. Bis auf den zu realisierenden Böschungswinkel sind die übrigen Strukturen bei der Herstellung unkritisch. Die Abfolge der Dimensionierung ist im Anhang E ausführlich beschrieben.

Zur Herstellung der beweglichen Struktur mit dem DRIE-Ätzverfahren bestehen zwei Varianten, die in Tabelle 7.5 dargestellt sind [55, 157]. Der Tiefen-Ätzprozess erfolgt mit zwei Masken, da der eine Spiegelträger für die Strahlführung verjüngt werden muss.

Die prinzipielle Abfolge der Herstellung ist in Abbildung 7.25 dargestellt. Um gute Reflexionseigenschaften der Spiegel zu erhalten, sind diese z. B. mit Gold zu bedampfen.

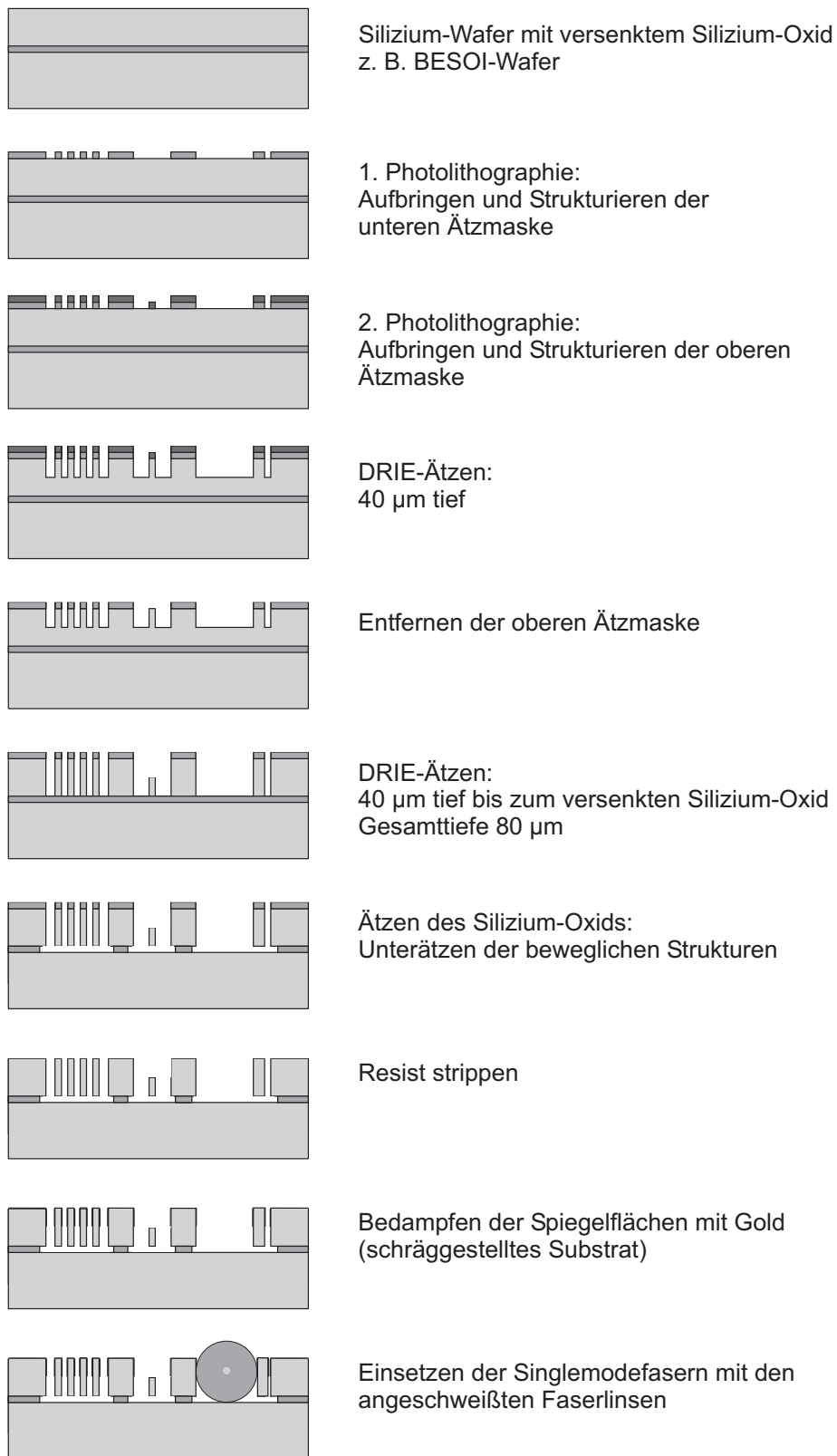


Abbildung 7.25: Prozessschritte zur Herstellung und Montage des Schaltmoduls nach Variante 1.

**Tabelle 7.4:** Dimensionierung der Kammaktoren für eine Auslenkung von 125  $\mu\text{m}$ 

Parameter	Symbol	Wert
Federlänge	$l$	1500 $\mu\text{m}$
Strukturhöhe	$h$	80 $\mu\text{m}$
Struktur- und Federbreite	$b$	4 $\mu\text{m}$
Spaltbreite	$d$	16 $\mu\text{m}$
Anzahl der Zahnpaare	$n$	40
Zahnlänge	$z$	135 $\mu\text{m}$
Überlappungslänge der Zähne	$x$	130 $\mu\text{m}$
Längendifferenz der Zähne	$u_{\text{max}}$	125 $\mu\text{m}$
Seitenauslenkung	$y$	1 $\mu\text{m}$
Korrekturfaktor	$k$	7 $\mu\text{m}$
Elastizitätsmodul	$E$	170 GPa
Elektrische Spannung	$U$	100 V
Federsteifigkeit in $x$ -Richtung	$c_{\text{P},x}$	0,258 N/m
Federsteifigkeit in $y$ -Richtung	$c_{\text{P},y}$	91,3 N/m
Aktorkraft in $x$ -Richtung	$F_x$	0,065 mN
Aktorkraft in $y$ -Richtung	$F_y$	3,6 $\mu\text{N}$
Seiteninstabilität	$I$	19 %

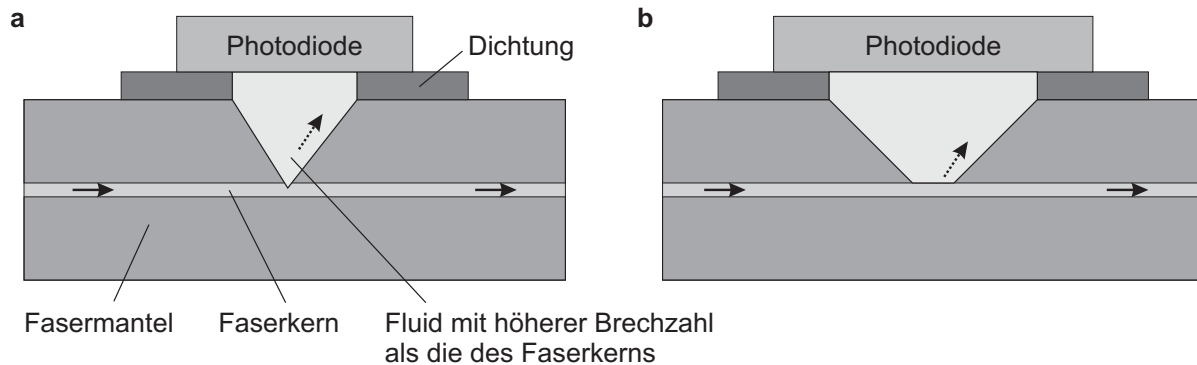
### 7.3.4 Integration der Lichtauskopplung für die Intensitätsmessung

Die Lichtauskopplung für das Signalmonitoring lässt sich direkt auf dem Substrat realisieren. Hierzu werden die Fasern angeritzt und der entstandene Hohlraum mit einem Fluid aufgefüllt, dessen Brechzahl größer als die des Faserkerns ist. In Abbildung 7.26 sind zwei Möglichkeiten zur Realisierung dargestellt. In der ersten wird direkt der Faserkern angeritzt, in der zweiten ist der Hohlraum etwas länger ausgeführt, er reicht aber nur bis an den Faserkern heran. Das im Faserkern und zum Teil auch im Fasermantel geführte Licht koppelt aufgrund der höheren Brechzahl des Fluids aus und wird zu der auf die Faser aufgesetzte Photodiode geleitet. Zwischen der Faser und der Photodiode ist eine Dichtung angebracht,

**Tabelle 7.5:** Varianten zur Herstellung der beweglichen Struktur mit dem DRIE-Ätzverfahren ohne Berücksichtigung der Verjüngung des einen Spiegelträgers

Prozessschritte Variante 1	Prozessschritte Variante 2
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Ausgangsmaterial Silizium-Wafer mit versenktem Silizium-Oxid</li> <li>• Photolithographie</li> <li>• DRIE-Ätzen bis zum versenkten Oxid</li> <li>• Ätzen des Oxids = Unterätzen der beweglichen Strukturen</li> <li>• Resist strippen</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Ausgangsmaterial Silizium-Wafer</li> <li>• Wafer auf einen zweiten Wafer mit geätzter Vertiefung bonden</li> <li>• Dünnätzen des ersten Wafers</li> <li>• Photolithographie</li> <li>• DRIE-Ätzen (durchätzen des ersten Wafers)</li> <li>• Resist strippen</li> </ul>

deren Unterseite sich an die Faser anpassen kann, so dass der fluidgefüllte Hohlraum hermetisch abgedichtet ist.



**Abbildung 7.26:** Lichtauskopplung für das Signalmonitoring durch eine angeritzte Singlemodefaser mit einem Durchmesser von  $125\ \mu\text{m}$ : **a** Der Hohlraum reicht bis in den Faserkern; **b** Der Hohlraum ist etwas länger ausgeführt, reicht aber nur bis an den Faserkern.

### 7.3.5 Integration der Selbsthaltung

Die Selbsthaltung des elektrostatischen Antriebs kann durch ein Klemmen mit Klemmbacken realisiert werden. In Abbildung 7.27 a ist die Anordnung der Selbsthaltung an der Parallelführung des elektrostatischen Aktors gezeigt. Die Klemmung basierend auf einer aufgebracht Reibung ist in Abbildung 7.27 b dargestellt, die Variation mit einer formschlüssigen Selbsthaltung zeigt Abbildung 7.27 c.

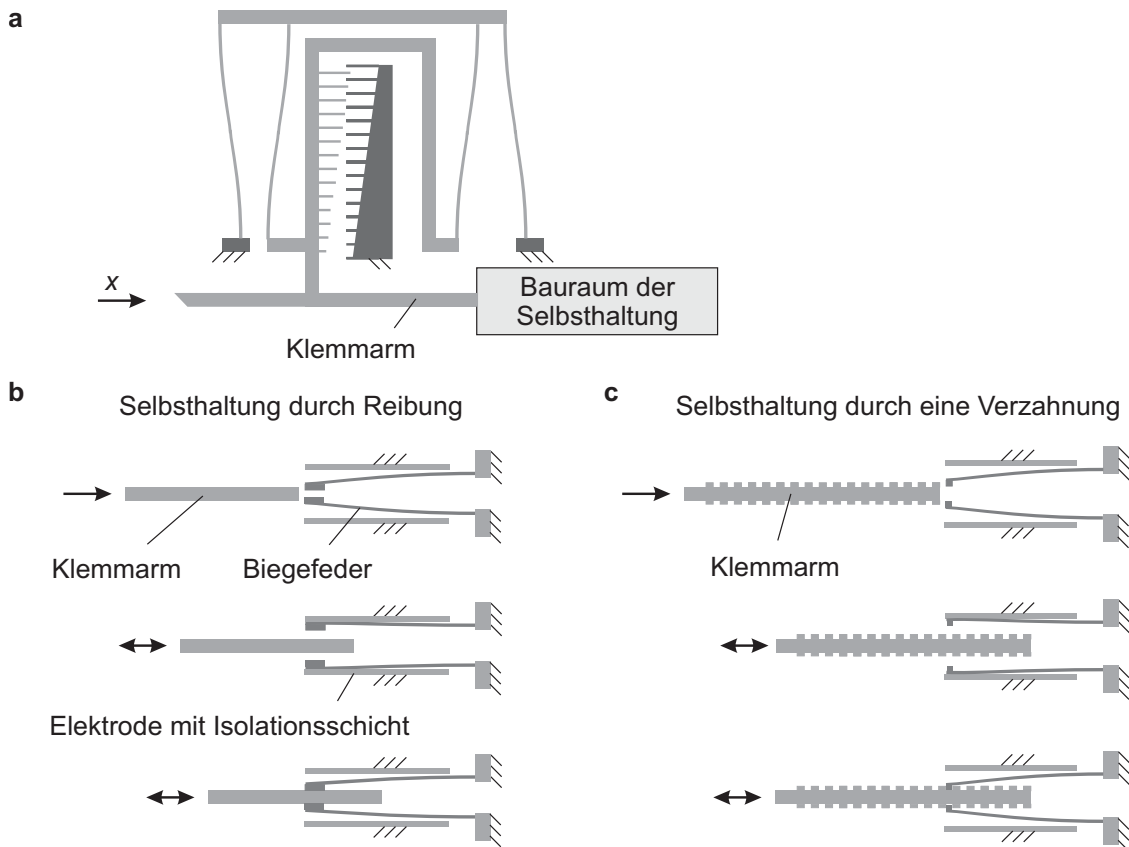
Die obere Grafik in Abbildung 7.27 b und c zeigt den Zustand der Selbsthaltung bei der Herstellung. Der Klemmarm befindet sich noch nicht im Klemmbereich. Die an den S-förmigen Biegefedern angebrachten Klemmbacken befinden sich in dieser Stellung in der Position der Klemmung.

Die mittlere Grafik zeigt den Zustand der Selbsthaltung bei der Aktorbewegung. Hierzu wird an die Biegefedern und an die Elektroden eine Spannung angelegt, so dass die Biegefedern durch die fest angeordneten Elektroden angezogen werden. Die Auslenkung basiert auf der elektrostatischen Anziehungskraft, vergleichbar mit der Kraftwirkung eines Wanderkeilantriebs [126]. Damit der Klemmarm überhaupt in den Klemmbereich eingeführt werden kann und jede Position des notwendigen Aktorstellwegs selbsthaltend ausgeführt ist, muss die maximale Aktorauslenkung größer gewählt werden.

Die untere Grafik in Abbildung 7.27 b und c zeigt den Zustand der strom- und spannungslosen Selbsthaltung. Durch den in den Klemmbereich eingeführten Klemmarm werden die S-förmigen Biegefedern aus ihrer Ruhelage ausgelenkt und blockieren den Klemmarm durch die aufgebracht Reibung bzw. durch die Verzahnung.

Unter Umständen kann die Selbsthaltung in diesem Schaltkonzept auch weggelassen werden. Der Verzicht auf die Klemmung ist begründet durch den praktisch auf Null reduzierten Energieverbrauch, da bei den verwendeten elektrostatischen Aktoren nur Leckströme fließen.





**Abbildung 7.27:** **a** Anordnung der Selbsthaltung; **b** Selbsthaltung durch Klemmen mit Klemmböcken; **c** Variation der Selbsthaltung mit verzahnten Klemmböcken.

### 7.3.6 Integration einer Positionssensorik

Ist eine Positionsregelung der elektrostatischen Kammaktoren gewünscht, so lässt sich die Kapazität der Kammelektroden auswerten. Hierzu wird die Gleichspannung zur Ansteuerung der Kammaktoren mit einer hochfrequenten Wechselspannung überlagert. Durch die Überlappung der Kammzähne steigt die Kapazität der kammförmigen Kondensatorplatten mit einer zunehmenden Auslenkung an. Die Auswertung erfolgt mit Hilfe eines Schwingkreises, bei dem die Kapazitätsänderung eine Verschiebung der Resonanzfrequenz bewirkt.

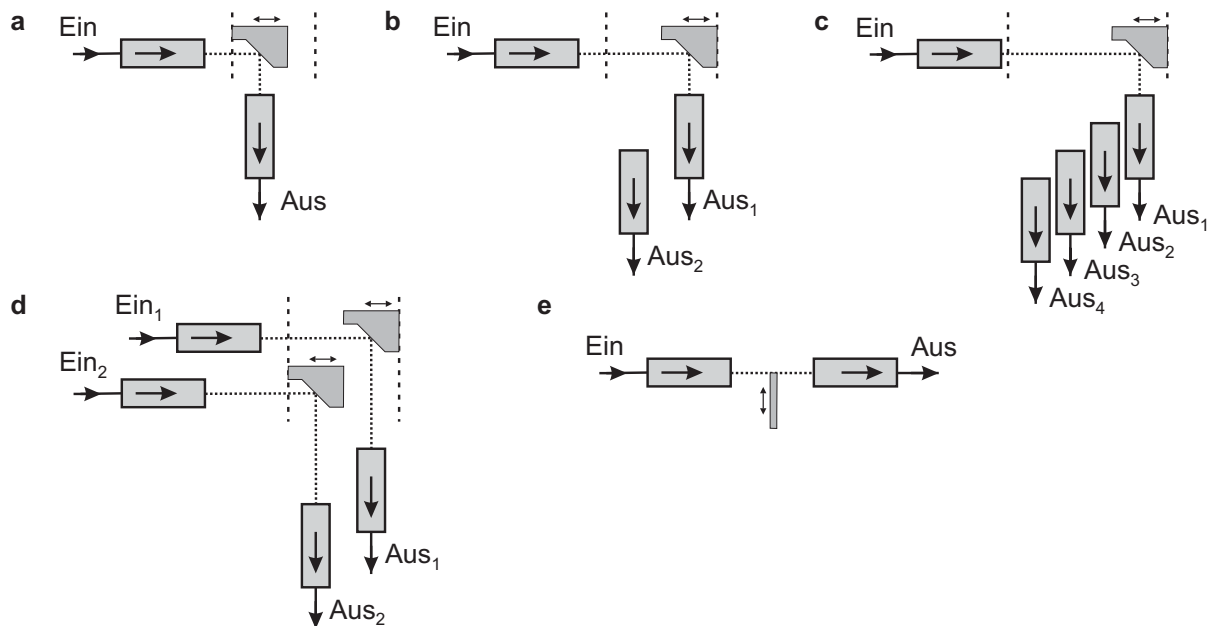
Das vorgestellte Konzept zur Miniaturisierung des Schaltmoduls bietet einen deutlich verminderten Montageaufwand, bei dem nur die Linsen passiv durch seitliche Anschläge und in axialer Richtung mit einer Genauigkeit  $\pm 50 \mu\text{m}$  auszurichten sind. Die Spiegel zur Strahl lenkung, die elektrostatischen Kammaktoren mit der Linearführung und die Strukturen zur Positionierung der Fasern werden alle durch Tiefentrockenätzen auf einem Substrat hergestellt. Die Lichtauskopplung für die Intensitätsmessung basierend auf angeritzten Fasern sowie eine Selbsthaltung lässt sich direkt auf dem Substrat realisieren. Die Baugröße des miniaturisierten Aufbaus kann kleiner als  $10 \cdot 10 \cdot 2 \text{ mm}^3$  dimensioniert werden.

## 7.4 Anwendungsmöglichkeiten des 2x2-Schaltmoduls

Für das entwickelte 2x2-Schaltmodul bestehen, unabhängig vom Aufbau oder der Herstellungsmethode, vielseitige Einsatzmöglichkeiten in optischen Netzwerken oder in der optischen Messtechnik. In der folgenden Aufstellung wird angenommen, dass das Schaltmodul eine Intensitätsmessung beinhaltet, wodurch ein geregelter Betrieb der optischen Abschwächung möglich ist. Die optische Abschwächung bietet die Möglichkeit der kompletten Abschattung der Kanäle. Für das entwickelte Schaltmodul bestehen folgende Einsatzmöglichkeiten:

- Zweikanal-Intensitätsmessung
- Zwei Festwertabschwächer oder zwei VOA
- Zwei 1x1-Schalter ohne/mit VOA
- 1x2-Schalter ohne/mit VOA
- 2x2-Schalter ohne/mit VOA

Mit dem entwickelten selbsthaltenden Linearantrieb mit 3 mm Stellweg lässt sich auch eine Schaltmodul-Plattform sowohl für Singlemodefasern als auch für Multimodefasern realisieren, wobei jeweils nur die notwendigen Komponenten eingebaut sind. Auch hier ist die Intensitätsmessung nicht explizit aufgeführt (Abbildung 7.28):



**Abbildung 7.28:** Schaltmodul-Plattform: **a** 1x1-Schalter bzw. VOA; **b** 1x2-Schalter ohne/mit VOA; **c** 1x3-Schalter ohne/mit VOA; **d** 2x2-Schalter ohne/mit VOA; **e** 1x1-Schalter bzw. VOA mit Blende.

- 1x1-Schalter, Festwertabschwächer bzw. VOA (Abbildung 7.28 a)
- 1x2-Schalter ohne/mit VOA (Abbildung 7.28 b)

- 1x4-Schalter ohne/mit VOA (Abbildung 7.28 c);  
Hierfür sind Linsen mit einem Durchmesser von 1 mm zu verwenden.
- 2x2-Schalter ohne/mit VOA (Abbildung 7.28 d)
- 1x1-Schalter bzw. VOA mit Blende (Abbildung 7.28 e)

Das konzipierte miniaturisierte Schaltmodul mit den elektrostatischen Kammaktoren ermöglicht ebenfalls bei nur geringfügigen Änderungen des Layouts die Realisierung der Schaltmodul-Plattform, allerdings nur für Singlemodedfasern. Der Stellweg zur Realisierung der 1x4-Schalter ist hierfür auf  $375\ \mu\text{m}$  zu vergrößern.

Das größenmäßig skalierbare Konzept des 2x2-Schaltmoduls bietet deshalb als komplettes Modul vielfältige Einsatzmöglichkeiten, zusätzlich lässt sich mit der entwickelten Schaltmodul-Plattform ein großer Anwendungsbereich abdecken.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit ist die Entwicklung faseroptischer Schaltmodule. Dafür wurden die theoretischen Grundlagen der Faseroptik aufbereitet und so gebündelt, dass eine ingenieurwissenschaftliche Anwendung möglich wird.

### **Lösungskatalog für optische Schalter, optische Abschwächer und die Lichtauskopplung**

Ein generalisierter Lösungskatalog enthält einen systematisierenden und ausführlichen Vergleich über optische Schalter, optische Abschwächer und die Lichtauskopplung für das Signalmonitoring für Schaltmodule beliebiger Größenordnungen. Die Anforderungen an die einzelnen Komponenten, prinzipielle Lösungen und Varianten zur Anordnung und der Stand der Technik werden vorgestellt. Sinnvolle Kombinationen für eine Funktionsintegration sind ausgeführt.

### **Schaltkonzept für einen 2x2-Schalter mit variablen optischen Abschwächern und Integration einer Intensitätsmessung für das Signalmonitoring**

Ziel ist es, zwei optische Funktionen am Beispiel eines 2x2-Schalters für Singlemodedefasern zu integrieren, nämlich die Funktion optischer Schalter zum Schalten von Lichtwegen und die Funktion variabler optischer Abschwächer zur Anpassung der Lichtintensitäten.

Das entwickelte mechanische Schaltkonzept basiert auf einer Freistrahlausbreitung mit kollimierten Lichtstrahlen und einem Umschalten durch bewegte Spiegel, die sich durch Endanschlüsse positionieren lassen. Die individuelle Abschwächung wird durch ein Verrücken der Spiegel erreicht, so dass der Lichtstrahl nicht mehr komplett die Ausgangslinse trifft. Die Abschwächung resultiert aus der Fehleinkopplung in die Ausgangsfaser mit dem Vorteil, dass die Leistung durch die Ausgangsfaser abgeführt wird.

Die Lichtauskopplung für das Signal-Monitoring erfolgt durch das Anritzen der Eingangsfaser und einer aufgesetzten Photodiode oder durch Tap-Kollimatoren, die auf einer Strahlkollimation mit GRIN-Linsen basieren.

### **Untersuchung der Kopplung für Singlemodedefasern**

Diskutiert werden Realisierungsmöglichkeiten für Verbindungen von Singlemodedefasern basierend auf einer Freistrahlausbreitung. Für die Aufbau- und Verbindungstechnik ist die erforderliche Genauigkeit zur Positionierung der Komponenten relevant. Das in dieser Ar-

---

beit entwickelte universelle Berechnungsverfahren basiert auf Gaußstrahlen. Mit ihm lässt sich die Kopplungseffizienz für verschiedene Verbindungen unter Berücksichtigung von radialem Versatz, Winkelfehler und Distanzabweichung vom optimalen Abstand bestimmen. Die analytische Berechnung erfolgt in einer allgemeinen Form mit Hilfe normierter Größen, gültig für paraxiale Gaußstrahlen in einer planaren Anordnung. Das Berechnungsverfahren verwendet das ABCD-Gesetz, mit dem sich Lichtstrahlen durch ein optisches System mit Hilfe von Matrizen transformieren lassen.

Anhand von Design-Beispielen wird die Dimensionierung der optischen Verbindungen beschrieben. Durch die Darstellung der Dämpfung in Form von Konturgraphen ist ein direktes Ablesen der zulässigen Fehlausrichtungen für die gewünschte Dämpfung möglich. Alle untersuchten Kopplungen sind praktisch unabhängig von der Wellenlänge und Polarisation des Lichts. Die wellenlängenabhängige Dämpfung steigt mit zunehmender Fehlausrichtung an. Die polarisationsabhängige Dämpfung entsteht z. B. an zur Strahlumlenkung genutzten Spiegeln; allgemein steigt sie minimal für größere Abschwächungswerte an. Es lässt sich zeigen, dass die Dämpfung einer Kopplung immer unabhängig von der Richtung der Lichtausbreitung ist.

Kurz beschrieben sind kommerziell erhältliche Linsensysteme sowie Möglichkeiten zur Positionierung. Diese kann für Faser- und Faserlinsenkopplungen mit Hilfe präziser Anschläge, z. B. aus dem Werkstoff Silizium, erfolgen. Faserlinsenkopplungen besitzen im Gegensatz zu Faserkopplungen eine deutlich größere Abstandstoleranz. Bei Linsenkopplungen für Strahldistanzen  $> 5$  mm ist eine sehr genaue Justierung der Winkel vorzunehmen.

### **Abschwächung durch Blenden**

Untersucht wird ferner die Abschwächung durch Blenden, die in die Freistrahlausbreitungsstrecke eingeführt werden. Bei allen untersuchten Blendenformen ist für größere Abschwächungen das Verhältnis der Einfügedämpfung direkt hinter der Blende und der Gesamteinfügedämpfung nach der Einkopplung in die Ausgangsfaser  $\approx 0,5$ . Das ist insofern von Bedeutung, da durch eine beliebige Beschneidung des Gaußstrahls durch die Blende das Verhältnis immer konstant bleibt. Als weiteres Ergebnis ist das Verhältnis unabhängig von der Blendendicke und unabhängig von der Anordnung der Blende im Strahlengang. Die in Simulationen festgestellten Beugungseffekte an der Blendenkante, die eine Verschiebung und eine Aufweitung der Intensitätsverteilung bewirken, ließen sich in den Messungen nicht nachweisen. Wenn Blenden eingesetzt werden, sind diese möglichst nahe der empfangenden Faser anzuordnen. Dadurch kann weniger Streulicht in die Faser einfallen und die Polarisationsabhängigkeit verringert sich. Bei scharfkantigen Blenden ist die Polarisationsabhängigkeit kleiner als bei dicken Blenden.

### **Entwicklung von Linearantrieben für den Einsatz in optischen Schaltmodulen**

Die Funktionen Schalten und individuelles Abschwächen der beiden Kanäle des 2x2-Schaltmoduls erfolgen mit nur zwei Linearantrieben, die zur Realisierung des Schaltvorgangs zwei

Positionen einnehmen. Für die Abschwächung muss mit den Linearantrieben eine beliebige Position über den gesamten Stellweg angefahren werden, wobei eine strom- und spannungslose Selbsthaltung des Linearantriebs an jeder Position realisiert wird.

Der vorgestellte elektrodynamische Linearantrieb basiert auf einer aus einem Bauteil bestehenden Parallelführung, einer flach gewickelten Spule, dem Magnetkreis und zwei piezoelektrischen Biegewandlern als Klemmfaktoren zur Selbsthaltung. Der Linearantrieb besitzt einen Stellweg  $> 3$  mm, eine Positioniergenauigkeit  $< 5$   $\mu$ m und eine Schaltzeit  $< 20$  ms. Die Führung zeigt mit  $0,02^\circ$  praktisch keine Verkippung. Der Linearantrieb zeichnet sich durch seine geringe Komponentenanzahl und seine einfache Montage aus. Aufgrund der Relaxationseigenschaften der eingesetzten Parallelführung aus Polypropylen ist der Linearantrieb mit einem Positionssensor für eine benötigte Regelung ausgerüstet. Der Positionssensor basiert auf einer Reflexlichtschranke mit einer annähernd linearen Spannungs-Abstands-Kennlinie.

Zur Konstruktion einer Linearführung werden die Eigenschaften von Festkörpergelenken, verschiedene Parallelführungen sowie die Krafterleitung ausführlich diskutiert.

Weitere vorgestellte Antriebsprinzipien die auf einer strom- und spannungslosen Selbsthaltung basieren, bieten für viele Anwendungsgebiete eine interessante Alternative zu herkömmlich verwendeten Linearantrieben.

### **Aufbau und Messergebnisse des 2x2-Schaltmoduls**

Der Aufbau des Schaltmoduls besteht aus zwei Linearantrieben, auf die jeweils ein Umlenkspiegel montiert ist, und einer oberhalb angeordneten optischen Bank, auf der die vier zueinander ausgerichteten Linsen fixiert sind.

Die Einfügedämpfung ohne Abschwächung beträgt in den Schaltzuständen zwischen  $IL = 1,4 \dots 2,5$  dB und ist aufgrund einer unzureichenden Klebeverbindung der Linsen höher als theoretisch erwartet. Realisiert wurde ein Abschwächungsbereich von  $IL = 0 \dots > 60$  dB. Das Übersprechen beträgt in allen Positionen  $CT > 80$  dB, die wellenlängenabhängige Dämpfung steigt mit zunehmender Abschwächung auf maximal  $WDL \approx 5$  dB an. Die polarisationsabhängige Dämpfung  $PDL \approx 0,1$  dB und steigt für die maximale Abschwächung auf  $PDL \approx 0,5$  dB an. Die Rückflussdämpfung beträgt  $RL < 65$  dB und sinkt erst für größere Abschwächungen verursacht durch eine nicht notwendige Messing-Gehäusung der Linsen.

Die optischen Eigenschaften sind insgesamt sehr gut, allerdings muss die Fehlausrichtung der Linsen bei der Montage verringert werden.

### **Optimierung und Miniaturisierung des Schaltmoduls**

Möglichkeiten der Optimierung bestehen in der Verwendung selbst zu montierender Kollimatorlinsen, die sich durch Anschläge ausrichten lassen. Die notwendige Ausrichtung der Fasern zu den Linsen und die Fixierung ist deutlich unkritischer für entstehende Fehlausrichtungen der Linsen.

Das Schaltmodul kann aufgrund des skalierbaren Layouts deutlich in seiner Baugröße verkleinert werden. Ein vorgestelltes Konzept basiert auf der Herstellung durch das DRIE-

---

Trockenätzverfahren aus dem Werkstoff Silizium. Mit diesem lassen sich die Spiegel zur Strahlenkung, die elektrostatischen Kammaktoren mit der Linearführung und die Strukturen zur Positionierung der Fasern direkt auf dem Substrat herstellen. Die Montage beschränkt sich auf das Einsetzen der Linsen, die durch seitliche Anschläge und in axialer Richtung nur mit einer Genauigkeit  $\pm 50 \mu\text{m}$  auszurichten sind. Eine Lichtauskopplung für die Intensitätsmessung basierend auf angeritzten Fasern sowie die Selbsthaltung lässt sich direkt integrieren. Die Baugröße des miniaturisierten Aufbaus kann kleiner als  $10 \cdot 10 \cdot 2 \text{ mm}^3$  dimensioniert werden.

Für Add-Drop-Anwendungen wird ein Konzept für ein 2x2-Schaltmodul mit VOA vorgestellt, das einen sehr geringen Montageaufwand besitzt und für die Massenproduktion tauglich ist.

### **Vielseitige Einsatzmöglichkeiten des Schaltmoduls**

Für das entwickelte 2x2-Schaltmodul bestehen aufgrund der integrierten Funktionen vielfältige Einsatzmöglichkeiten. Bei einem fast identischen Aufbau lassen sich auch 1x1-, 1x2- oder 1x3-Schalter mit oder ohne Abschwächung bzw. nur variable optische Abschwächer realisieren. Diese Schaltmodul-Plattform deckt also einen großen Produktbereich ab. Bei Verwendung anderer Kollimatorlinsen lässt sich das Schaltmodul mit den entwickelten Linearantrieben auch für Multimodefasern einsetzen.

### **Ausblick**

Aus dieser Arbeit ergeben sich weitere Forschungsdesiderata. Sie seien im Folgenden kurz beschrieben. So ist vertiefend die Abschwächung durch Blenden in der Freistrahlausbreitung zu untersuchen. Die messtechnische Charakterisierung kann durch eine visuelle Beobachtung mit Hilfe einer Infrarot-Kamera ergänzt werden.

Ein weiteres Forschungsdesiderat bieten selbsthaltende Aktoren. In diesem Zusammenhang ist der realisierte Linearantrieb weiter zu entwickeln und eine Regelung zu implementieren. Schließlich ist der Linearantrieb durch eine kompaktere Anordnung in seiner Baugröße zu reduzieren. Andere Realisierungsmöglichkeiten ergeben sich z.B. durch die UV-LIGA-Technologie mit Dickschichtresisten, so dass neben der Aktorik ebenfalls weitere mechanische Funktionen integrierbar sind. Einsatzgebiete für solche Aktoren können z.B. Schalter für Multimodefasern sein.

Das auf den elektrostatischen Transversalaktoren basierende miniaturisierte Schaltkonzept bietet gute Perspektiven zur Herstellung montagearmer Schaltmodule und ist praktisch zu realisieren.

Schalter mit einem einfachen Aufbau – basierend auf bewegten Fasern – lassen sich mit Hilfe metallisierter Fasern realisieren, die durch elektromagnetische oder elektrostatische Felder ausgelenkt werden. Der Vorteil besteht darin, dass zwar die Fasern im Schalter positioniert, ansonsten aber nur die Anschläge gefertigt werden müssen.

Auf Basis von Multimodefasern sind zusätzliche Schaltprinzipien zu untersuchen. Die in

dieser Arbeit vorgestellten mechanischen Schaltprinzipien decken bereits einen Teil des Lösungsraums ab, allerdings werden nichtmechanische Schaltprinzipien in dieser Arbeit nicht und in der Literatur nur ungenügend untersucht. Zukünftige Einsatzgebiete für Multimode-Schalter und für Singlemode-Schalter sind z. B. optische Leiterplatten in Backplane-Anwendungen der Telekommunikation. Hierin besteht ein großer Forschungsbedarf, der bisher nur unzureichend bearbeitet wird, da aktuell erst der Übergang von der elektrischen zur optischen Leiterplatte stattfindet.



# Anhang A

## Datenblätter

**Tabelle A.1:** Parameter der Standard-Singlemodefaser SMF-28e [164]

Faser-Parameter		SMF-28e	Einheit
Modenfelddurchmesser (@1,55 $\mu\text{m}$ )	$2 w_0$	$10,4 \pm 0,8$	$\mu\text{m}$
Modenfelddurchmesser (@1,31 $\mu\text{m}$ )	$2 w_0$	$9,2 \pm 0,4$	$\mu\text{m}$
Effektive Brechzahl (@1,55 $\mu\text{m}$ )	$n_{\text{eff}}$	1,4682	-
Brechzahldifferenz	$\Delta$	0,36	%
Dämpfung (@1,55 $\mu\text{m}$ )	—	0,2	dB/km
Kerndurchmesser	$2 a$	$\approx 8,2$	$\mu\text{m}$
Manteldurchmesser	—	$125 \pm 0,7$	$\mu\text{m}$
Coating-Durchmesser	—	$245 \pm 5$	$\mu\text{m}$

**Tabelle A.2:** Stromdichte bei unterschiedlichen Kupferlack-Drahtstärken [146]; Der Abstand der Windungen ist durch einen Zuschlag von 5 % berücksichtigt.

Drahtstärke $d_{\text{Kern}} / \text{mm}$	Durchmesser $d_{\text{Aussen}} / \text{mm}$	Anzahl der Windungen je 10 mm Wickellänge	Strom $I_{\text{max}} / \text{A}$	Stromdichte $J_{1\text{mm}^2} / \text{A}/\text{mm}^2$
0,10	0,107...0,123	78	0,031	1,91
0,15	0,160...0,180	53	0,071	1,99
0,20	0,209...0,231	41,2	0,126	2,13
0,25	0,265...0,285	33,5	0,196	2,20
0,30	0,313...0,337	28,3	0,283	2,26
0,35	0,366...0,394	24,2	0,385	2,25
0,40	0,416...0,444	21,5	0,503	2,32
0,45	0,469...0,501	19	0,636	2,32
0,50	0,519...0,551	17,3	0,785	2,35

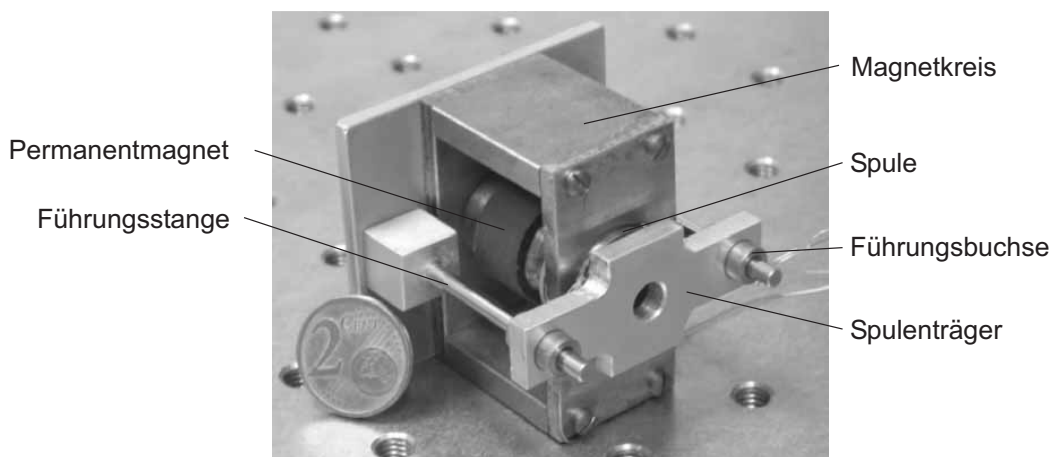
## Anhang B

### Elektrodynamischer Linearantrieb mit Selbsthaltung durch Reibung

In diesem Abschnitt sind die auf einem elektrodynamische Linearantrieb mit zwei in Gegenrichtung bestromten Spulen basierenden Demonstratoren in Kombination mit einer Parallelführung und einer Selbsthaltung durch Reibung beschrieben.

#### B.1 Demonstrator mit Führungsstangen

Einen Demonstrator mit dem in Abbildung 6.8 dargestellten Aufbau zeigt Abbildung B.1. Der Permanentmagnet befindet sich im runden Joch des Eisenkreises, der Spulenträger mit den zwei Spulen sitzt auf zwei Führungsstangen aus poliertem Stahl, die in Führungsbuchsen aus Messing gelagert werden. Nachteil dieser Anordnung ist die für eine Selbsthaltung notwendige horizontale Einbaulage, da die Bewegungsrichtung senkrecht zur Schwerkraft liegen muss.



**Abbildung B.1:** Demonstrator mit Führungsstangen; Die Selbsthaltung ist nur bei horizontaler Einbaulage gewährleistet; Abmessungen:  $50 \cdot 50 \cdot 45 \text{ mm}^3$ .

Für eine Auslenkung des Spulenträgers müssen die Spulen entsprechend bestromt werden. Zum Erreichen der geforderten Genauigkeit muss der Stick-Slip-Effekt aufgrund der Lagerreibung und das Schwingungsverhalten um die Sollposition berücksichtigt werden.

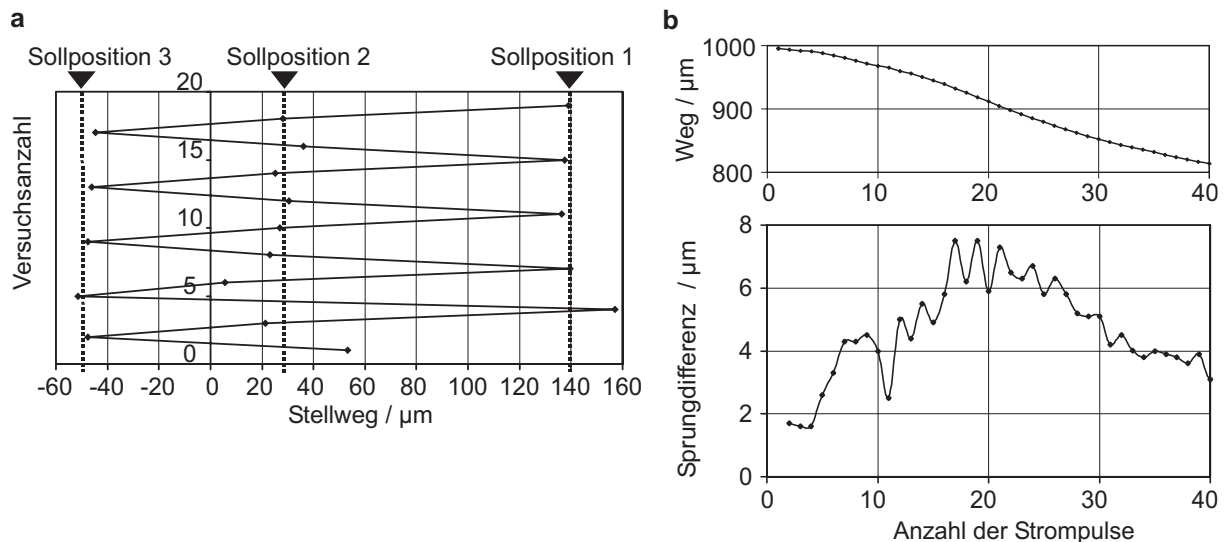
Da die Haftreibung prinzipiell größer als die Gleitreibung ist, wird eine größere Kraft benötigt, um den Spulenträger in Bewegung zu versetzen, als ihn in Bewegung zu halten.

Überwiegt die konstante Antriebskraft die Haftkraft, wird der Körper beschleunigt; wird die Antriebskraft auf Null reduziert, gleitet der Spulenträger langsam aus, wenn seine Kraft aufgrund der Trägheit unter die der Gleitreibung fällt. Somit müsste die Kraft kurz vor Erreichen der Sollposition abgeschaltet werden.

Die Differentialanordnung der Spulen hat den Vorteil, dass die resultierende Kraft bei einer Annäherung an die Sollposition immer kleiner wird. Wird die Sollposition überschritten, dreht sich die Krafrichtung um. Dadurch kann es zu Schwingungen des Spulenträgers um die Sollposition kommen, besonders wenn der Spulenträger eine größere Entfernung zurücklegt. Andererseits ist bei sehr kleinen Entfernungen die resultierende Kraft kleiner als die Haftkraft, so dass sich der Spulenträger gar nicht bewegt.

Um die Wirkung von Kraftpulsen zu erhalten, ist die konstante durch eine gepulste Bestromung zu ersetzen. Die Pulse werden so ausgelegt, dass der Spulenträger in sehr kleinen Schritten bewegt wird, wodurch ein relevantes Überschreiten der Sollposition ausgeschlossen wird. Bei den Stromimpulsen kann die Pulsform, Pulsdauer und Pulshöhe variiert werden.

Abbildung B.2a zeigt Versuche zur Reproduzierbarkeit. Hierbei wurden drei Soll-Positionen alternierend angefahren und die jeweilige Ist-Position mit einem Laser-Entfernungsmessgerät nach dem Triangulationsprinzip bestimmt. Bis auf wenige Ausreißer wird die erforderliche Positioniergenauigkeit von  $< 10 \mu\text{m}$  erreicht. Ungenauigkeiten liegen in der unzureichenden Führung des Spulenträgers begründet.



**Abbildung B.2:** a Reproduzierbarkeit des Aktors; b Weg des Spulenträgers und Sprungdifferenz in Abhängigkeit von der Anzahl der Strompulse.

Abbildung B.2b zeigt den Verfahrensweg in Abhängigkeit von der Zeit, hier dargestellt durch die Anzahl der Strompulse für eine Spulenspannung von 2 V bei einer Impulslänge von 0,3 ms. Die Schrittweite in Folge der einzelnen Strompulse liegt deutlich unter  $10 \mu\text{m}$ .

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass durch das entwickelte elektrodynamische Aktorprinzip mit zwei in Gegenrichtung bestromten Spulen die gestellten Anforderungen erfüllt werden können. Allerdings ist die Führung des Aktors zu optimieren und eine lageunabhän-

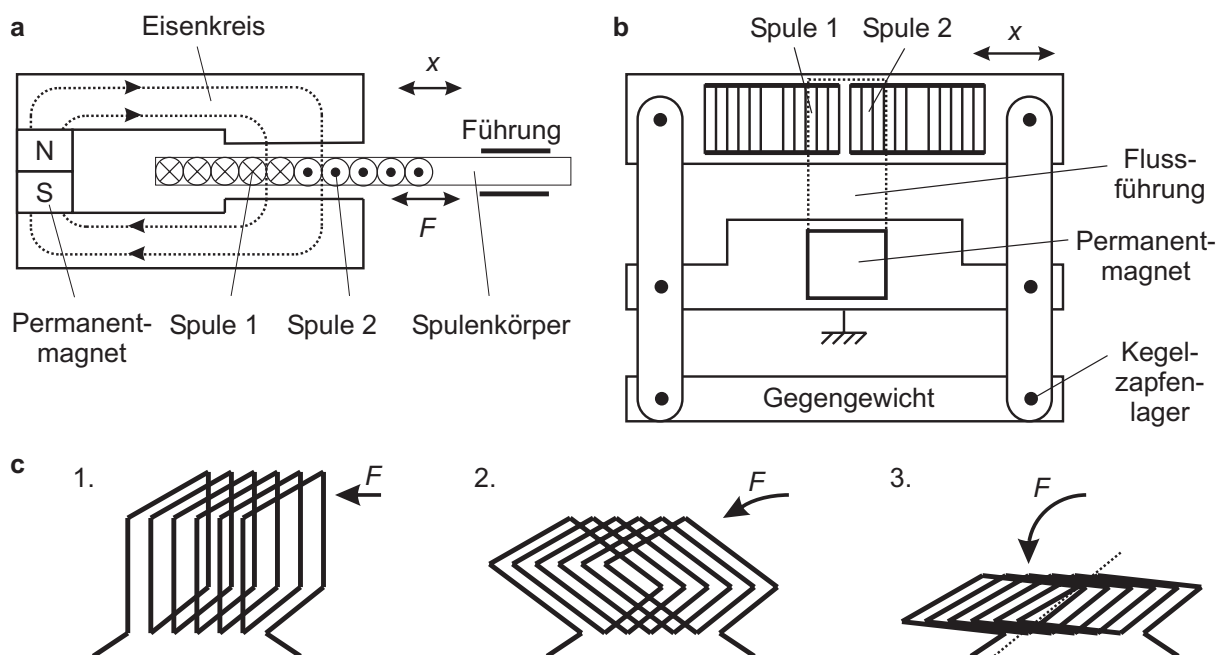
gige Selbsthaltung zu implementieren.

Eine lageunabhängige Selbsthaltung lässt sich mit einem zusätzlichen Aktor z. B. durch einen auf der Führungsstange sitzenden piezoelektrischen Klemmring realisieren, der die Führungsstange klemmt und für die Bewegungsphase freigibt. Hierdurch sind auch beliebige Einbaulagen möglich, wenn im einzustellenden Stromverhältnis die Gewichtskraft des Spulenträgers mitberücksichtigt wird.

Da der Stellweg des elektrodynamischen Antriebs aufgrund der Führungsstangen problemlos für den cm-Bereich erweiterbar ist, lässt sich der Antrieb beispielsweise für 1xN-Schaltmodule mit variabler Abschwächung (z. B. als Messstellenumschalter in der Spektroskopie) einsetzen.

## B.2 Demonstrator mit Parallelführung

Bei diesem Demonstrator wird zur Führung des Spulenträgers eine Parallelführung verwendet. Die Spulenanordnung erfolgt in Form von Flachspulen auf dem Spulenträger (Abbildung B.3 a), das komplette System ist in Abbildung B.3 b dargestellt.

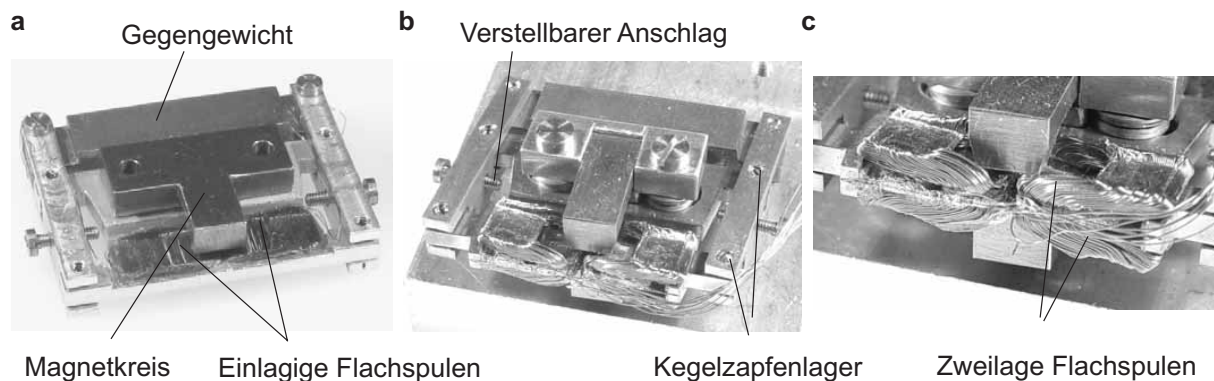


**Abbildung B.3:** a Aufbau des Demonstrators mit Flachspulen; nicht dargestellt sind die Windungen der Spule die nicht zur Kraftwirkung beitragen; b Aktor mit Flachspulen, Parallelführung und Gegengewicht (die Flussführung ist gepunktet angedeutet); c Herstellung der Flachspule durch Umklappen.

Als Lager werden Kegelzapfenlager eingesetzt, die den Vorteil der Spielfreiheit besitzen. Die Selbsthaltung wird durch eine definierte Beaufschlagung der Kegelzapfenlager mit einer Reibung erzeugt. Zum Gewichtsausgleich für die lageunabhängige Selbsthaltung wird zusätzlich ein Gegengewicht eingesetzt.

Die Herstellung der Flachspulen erfolgt durch die herkömmliche Wickeltechnik mit Kupferlackdraht. Die Spule wird auf einen quadratischen Wickelkörper gewickelt und so umgeklappt, dass Ober- und Unterseite der Spule nebeneinander zu liegen kommen (Abbildung B.3 c). Die Wickelköpfe liegen außerhalb des Luftspalts.

Aufgebaut wurde ein Demonstrator mit einlagigen Spulen und einem maximalen Stellweg von 4,7 mm [165], sowie ein Demonstrator mit vierlagigen Spulen und einem maximalen Stellweg von 3,5 mm [166] (Abbildung B.4). Die Stellwege lassen sich mit verstellbaren Anschlägen auch verringern. Aufgrund des Gegengewichts sind sie unabhängig von der Einbaulage selbsthaltend.



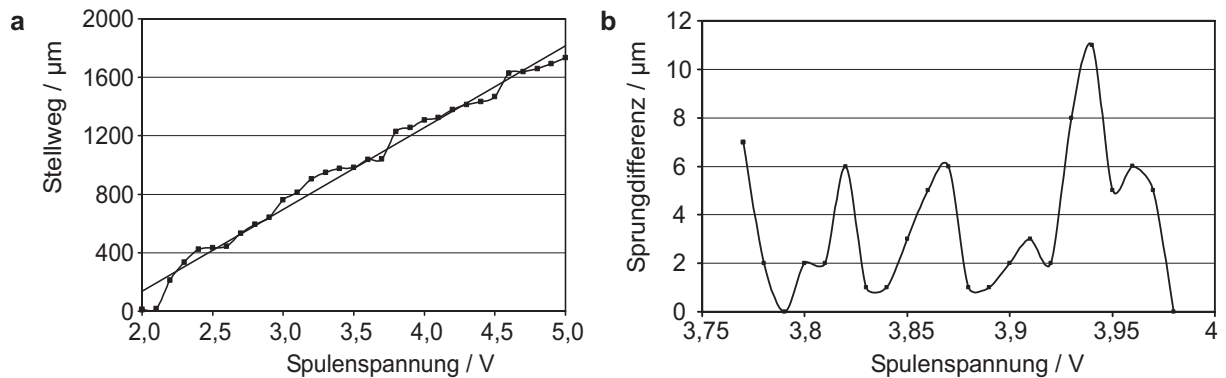
**Abbildung B.4:** **a** Demonstrator mit einlagigen Flachspulen (Drahtdurchmesser 50  $\mu\text{m}$ ), Abmessungen: 30 · 24 · 8 mm<sup>3</sup>; **b** Demonstrator mit vierlagigen Flachspulen (Drahtdurchmesser 100  $\mu\text{m}$ ), Abmessungen: 30 · 24 · 10 mm<sup>3</sup>; **c** Vergrößerte Darstellung der Flachspulen.

Die Spulenträger neigen besonders bei dem Aufbau mit den einlagigen Flachspulen zu Sprüngen in der Linearbewegung. Die Sprünge lassen sich auf die Unregelmäßigkeiten in der Wicklung zurückführen, da die Anzahl der Leiter im Magnetfeld sich direkt proportional zur Kraft verhält. Zudem müssen die Kegelpapfenlager fester als für eine reibungsarme Bewegung erforderlich eingestellt werden, um Verkippungen des Spulenträgers zu vermeiden und die Selbsthaltung durch Reibung zu realisieren.

Das Problem der Lager lässt sich durch eine verbesserte Materialpaarung – hartes Material für den Lagerkegel, weiches für die Spitze der Achse – verringern. Eine homogene Wicklung wurde im Demonstrator mit der vierlagigen Flachspule erreicht. Die vierlagige Flachspule wurde durch zweilagige Spulen mit je 70 Windungen realisiert, die an der Ober- und Unterseite des Spulenträgers symmetrisch angeordnet sind. Die Länge der Leiter im Magnetfeld beträgt in beiden Aufbauten 3,5 mm, die Flussdichte im Luftspalt 0,4 T. Durch die vierlagigen Spulen lässt sich der für die Auslenkung notwendige Strom deutlich reduzieren.

Die Schaltzeit bei beiden Demonstratoren ist < 100 ms, die erreichte Genauigkeit bei Verwendung der beschriebenen Strompulsung ist < 10  $\mu\text{m}$ , allerdings nicht über den kompletten Stellweg. Der vierlagige Demonstrator zeigt eine Auflösung < 10  $\mu\text{m}$  bei Spannungsänderungen < 10 mV (Abbildung B.5).

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der entwickelte elektrodynamische Linearan-



**Abbildung B.5:** **a** Stellweg des Demonstrators mit der vierlagigen Flachspule in Abhängigkeit der Spulenspannung; **b** Sprungdifferenz des Aktors bei Spannungsänderungen  $< 10$  mV.

trieb mit zwei in Gegenrichtung bestromten Spulen in Kombination mit einer Parallelführung und einer Selbsthaltung durch Reibung die gestellten Anforderungen erfüllen kann. Zudem zeichnet er sich durch seine geringen Abmessungen von  $30 \cdot 24 \cdot 10 \text{ mm}^3$  aus. Ein Nachteil ist die aufwändige Herstellung und Einstellung der Lager, um unerwünschte Sprünge und Verkippungen des Spulenträgers zu vermeiden.

Die Verwendung des Linearantriebs im Schaltmodul ist prinzipiell möglich, allerdings ist er eher für Einsätze z. B. zur Bewegung einer Blende zur variablen Abschwächung in Schaltmodulen prädestiniert, da hier geringere Anforderungen an die Verkippung bestehen. Eine ausführliche Darstellung der Linearantriebe erfolgt in [167, 165, 166].

# Anhang C

## Technische Zeichnungen des elektrodynamischen Linearantriebs

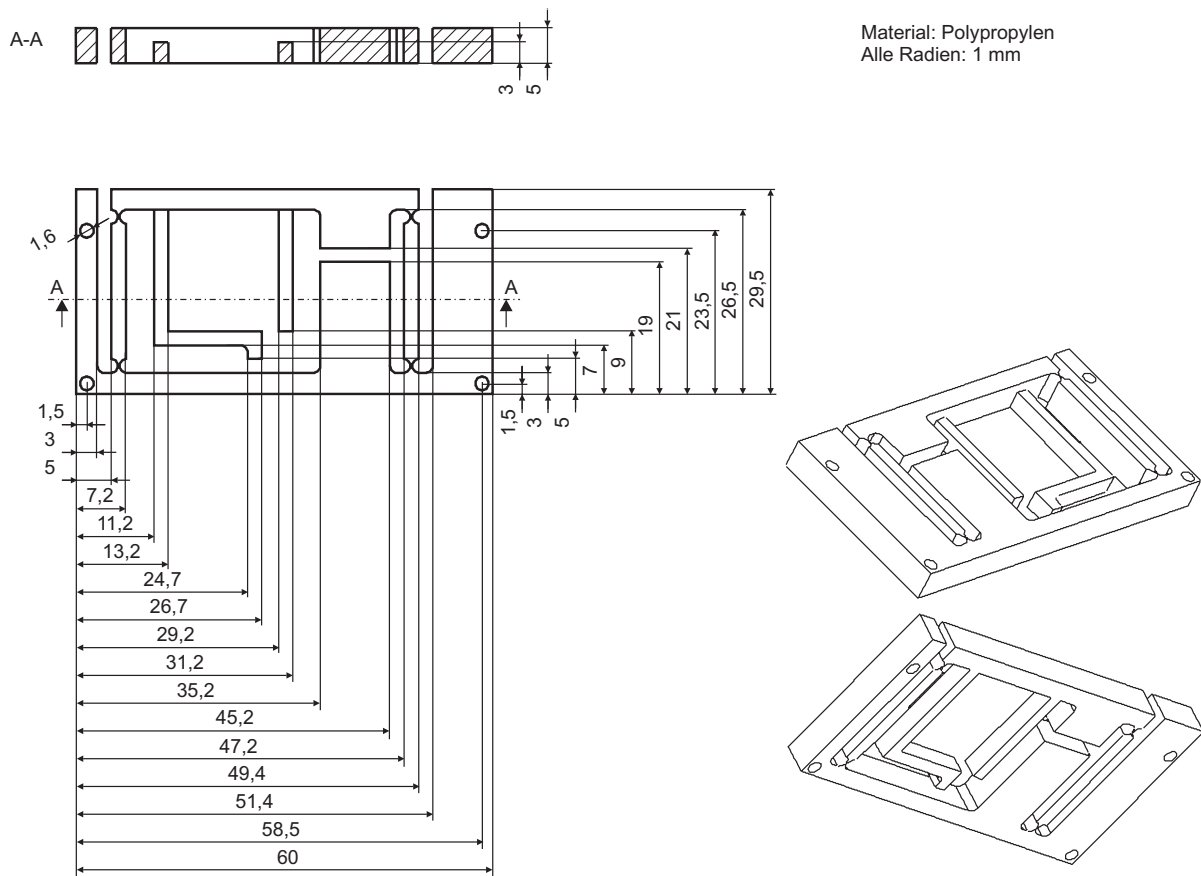


Abbildung C.1: Konstruktionszeichnung des Linearantriebs: Parallelführung.

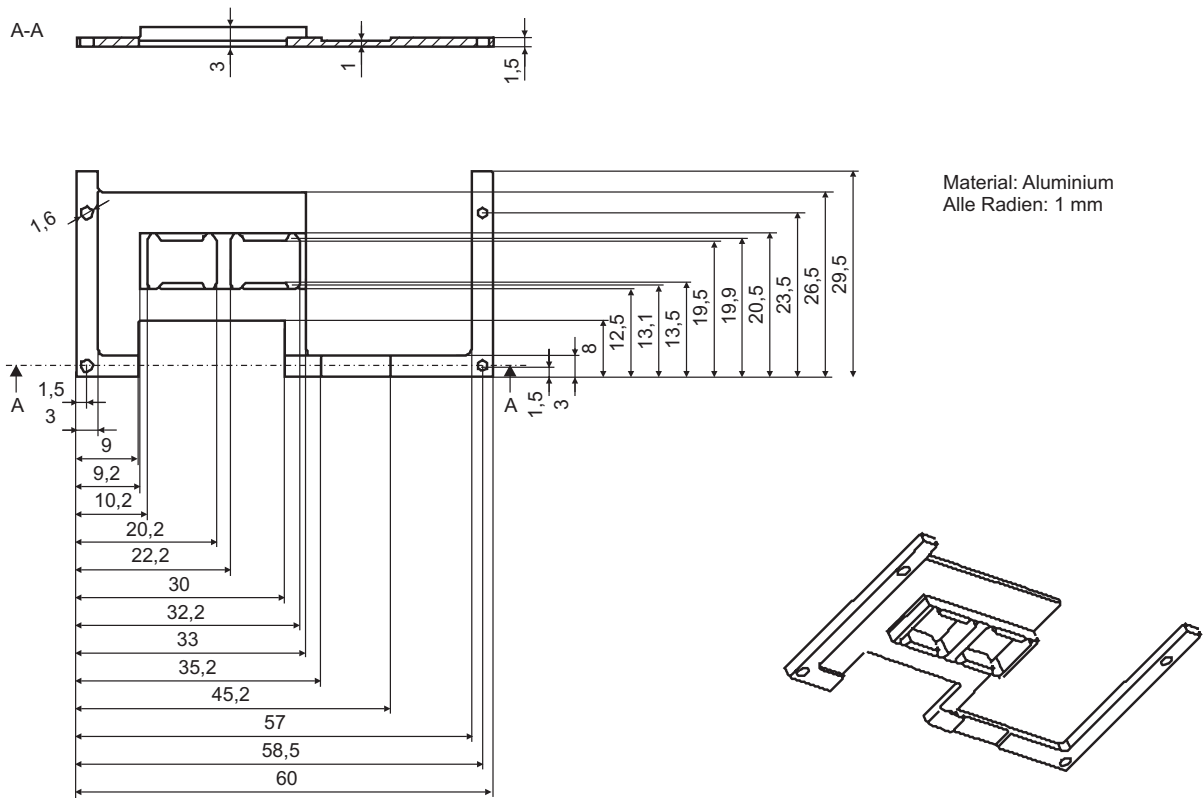


Abbildung C.2: Konstruktionszeichnung des Linearantriebs: Magnethalter I.

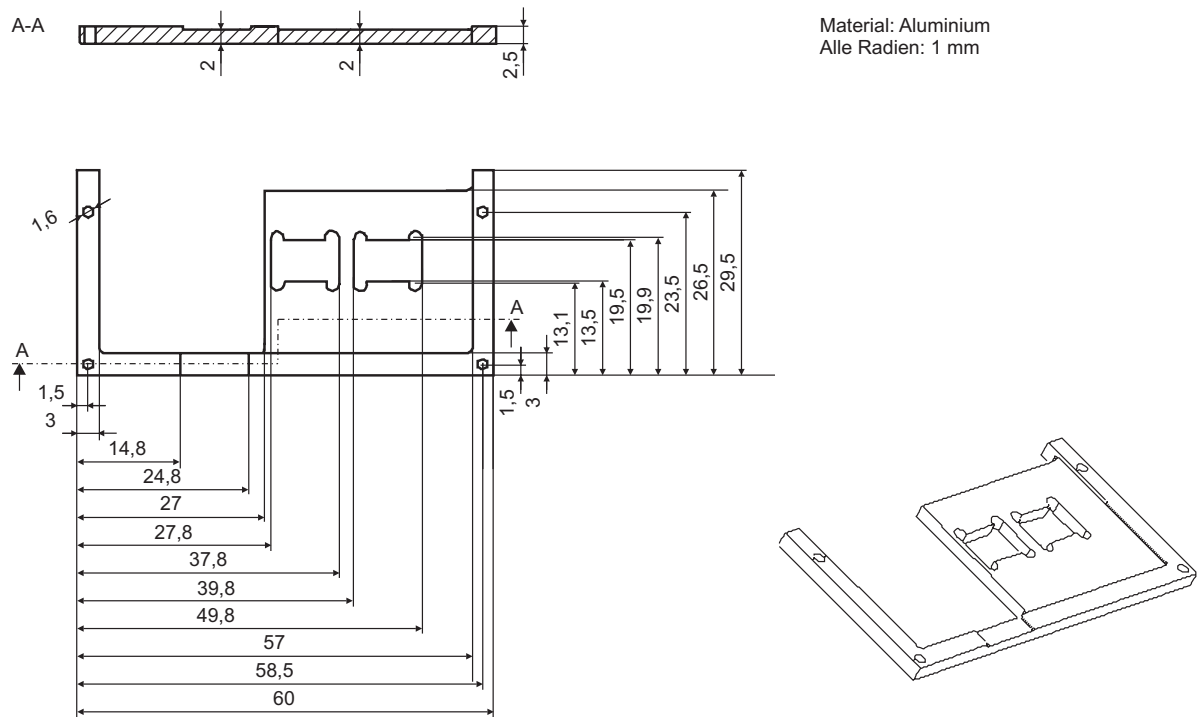
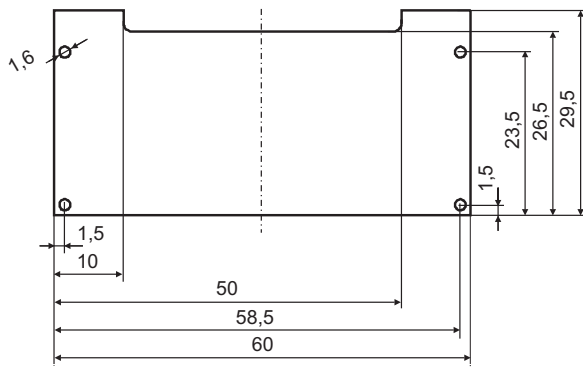


Abbildung C.3: Konstruktionszeichnung des Linearantriebs: Magnethalter II.





Stückzahl: 2  
 Material: Weicheisen  
 Materialstärke: 3 mm  
 Alle Radien: 1 mm

Abbildung C.4: Konstruktionszeichnung des Linearantriebs: Deckplatte.

## Anhang D

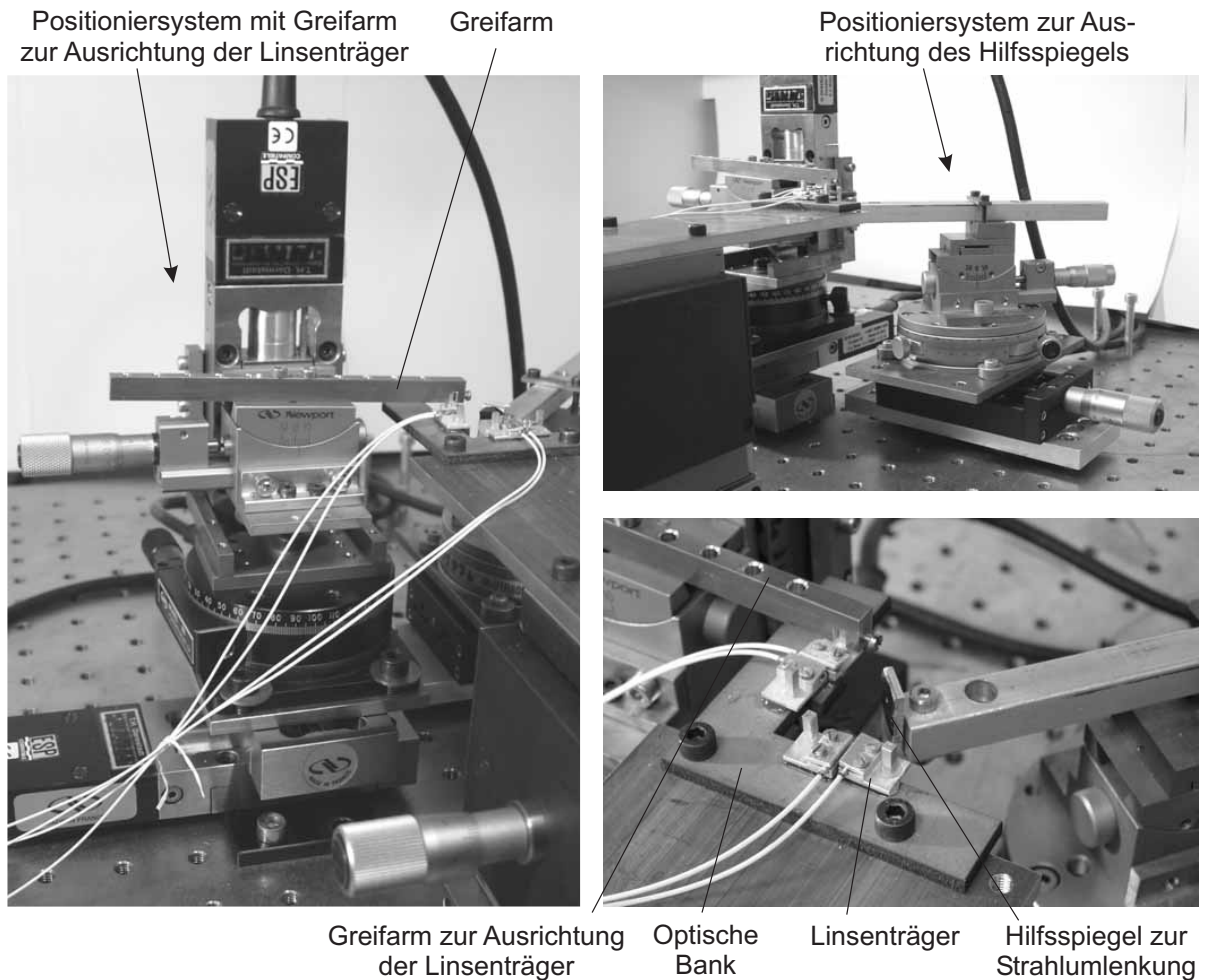
### Abfolge zur Positionierung der Linsen und Spiegel im 2x2-Schaltmodul

Im Folgenden ist die Abfolge beschrieben, nach der die Linsen und Spiegel im Schaltmodul ausgerichtet werden müssen. Die auszurichtenden Linsen sind zwecks ihrer Austauschbarkeit jeweils auf einem Linsenträger befestigt. Nach der Ausrichtung der vier Linsenträger über Hilfsspiegel werden diese auf einer optischen Bank durch Kleben fixiert (Abbildung 7.1 b). Der Vorteil der separaten optischen Bank besteht darin, dass nun beliebige Antriebe zur Spiegelbewegung getestet und eingesetzt werden können. Für den Test muss auf dem Antrieb ein Spiegel zur Strahllenkung befestigt und der Antrieb zu den Linsen ausgerichtet werden.

Die Linsen- und Spiegel des 2x2-Schaltmoduls werden nach Abbildung 7.1 b in der folgenden Abfolge zueinander ausgerichtet, wobei während der Ausrichtung die Einfügedämpfung kontrolliert wird:

1. Ausrichten und Fixieren von Linse 1
2. Lichteinkopplung in Linse 1: Ausrichten des Hilfsspiegels zur Strahlumlenkung von Linse 1 nach Linse 3
3. Lichteinkopplung in Linse 1, Intensitätsmessung an Linse 3: Ausrichten und Fixieren von Linse 3
4. Lichteinkopplung in Linse 1: Verschieben des Hilfsspiegels zur Strahlumlenkung von Linse 1 nach Linse 4
5. Lichteinkopplung in Linse 1, Intensitätsmessung an Linse 4: Ausrichten und Fixieren von Linse 4
6. Lichteinkopplung in Linse 4: Verschieben des Hilfsspiegels zur Strahlumlenkung von Linse 4 nach Linse 2
7. Lichteinkopplung in Linse 4, Intensitätsmessung an Linse 2: Ausrichten und Fixieren von Linse 2

Der Aufbau zur Positionierung der Linsen sowie zur Ausrichtung und Verschiebung des Hilfsspiegels ist in Abbildung D.1 dargestellt. Die Ausrichtung der Linsenträger erfolgt jeweils durch ein Positioniersystem mit drei linearen und zwei rotatorischen Freiheitsgraden. Für die Ausrichtung kann der Linsenträger mit Hilfe der in Abbildung 7.1 a gezeigten Vorrichtung am Greifarm des Positioniersystems angeklemt werden. Der Linsenträger wird nach erfolgter Ausrichtung durch Verkleben mit der optischen Bank fixiert.



**Abbildung D.1:** Positioniersysteme zur Ausrichtung der Linsen und Spiegel.

Das Positioniersystem zur Ausrichtung des Hilfsspiegels muss zwei lineare und zwei rotatorische Freiheitsgrade besitzen. In dem abgebildeten Positioniersystem besitzt der Aufbau zur Ausrichtung der Hilfsspiegel nur einen linearen Freiheitsgrad, der zweite lineare Freiheitsgrad erfolgt über das Bewegen der optischen Bank.

Zur Ausrichtung des Umlenkspiegels auf dem Antrieb existieren zwei Möglichkeiten: Bei der ersten werden die Spiegel mit einem Positioniersystem ausgerichtet und dann auf dem Antrieb fixiert; bei der zweiten werden erst die Spiegel auf den Antrieben befestigt und anschließend der Antrieb zu den Linsen ausgerichtet und fixiert.

Im endgültigen Aufbau ist eine Positionierung über die Hilfsspiegel nicht mehr notwendig.

## Anhang E

### Dimensionierung der elektrostatischen Kammaktoren

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die Dimensionierung elektrostatischer Transversalaktoren gegeben. Neben den Anforderungen an den Stellweg und die Schaltgeschwindigkeit ist auch die Höhe der Maximalspannung zu beachten, die durch die Durchbruchspannung zwischen den Elektroden limitiert ist. Um eine hohe Zuverlässigkeit und eine hohe Standfestigkeit zu erreichen, sind stabile und reproduzierbare Herstellungsprozesse unabdingbar.

Die grundlegenden Parameter bei der Dimensionierung elektrostatischer Transversalaktoren sind die Auslegung der Federarme der Parallelführung, die Abmessungen der Kammstrukturen, die Anzahl und das Profil der Kämme sowie die Freiheitsgrade der Parallelführung [157].

In Abhängigkeit des Herstellungsprozesses wird in der Regel die Struktur- und die Federbreite  $b$  zur Reduzierung der Aktorfläche auf das Minimum reduziert. Benötigt wird eine Strukturhöhe von  $h = 80 \mu\text{m}$ , so dass mit einem bei dieser Strukturhöhe realisierbaren Aspektverhältnis von 30 die Strukturbreite  $b = 2,7 \mu\text{m}$  betragen könnte. In diesem Entwurf bildet allerdings der erreichbare Böschungswinkel der Spiegelfläche den kritischsten Designparameter. Da für ein Aspektverhältnis von 20 Böschungswinkel mit einer Abweichung  $< \pm 0,25^\circ$  von der senkrechten herstellbar sind, wird hier ebenfalls mit diesem Aspektverhältnis dimensioniert [163]. Die Struktur- und die Federbreite beträgt dementsprechend  $b = 4 \mu\text{m}$ .

Um die erforderliche Auslenkung von  $125 \mu\text{m}$  zu erreichen, wird die Überlappungslänge der Zähne auf  $x = 130 \mu\text{m}$ , die Zahnlänge auf  $z = 135 \mu\text{m}$  und die Längendifferenz der Zähne auf  $u_{\text{max}} = 125 \mu\text{m}$  festgelegt, sowie die Seitenauslenkung der Parallelführung mit  $y = 1 \mu\text{m}$  angenommen. Der Korrekturfaktor wurde mit  $k = 7 \mu\text{m}$  aus [157] übernommen. Die Parameter lehnen sich an das in den Veröffentlichungen [157, 161] vorgestellte Layout an, mit dem diese Auslenkungen bereits demonstriert wurden.

Mit Hilfe von Gleichung (7.10) und der Anforderung einer Seiteninstabilität  $I < 20 \%$  lässt sich nun die minimale Spaltbreite im Verhältnis zur Federlänge berechnen. Für die Federlänge  $l = 1500 \mu\text{m}$  wird dementsprechend eine Spaltbreite  $d = 16 \mu\text{m}$  benötigt. Aus der Federsteifigkeit der Parallelführung in  $x$ -Richtung  $c_{P,x} = 0,258 \text{ N/m}$  berechnet sich die erforderliche Aktorkraft zu  $F = 0,065 \text{ mN}$ .

Da nur ein Elektrodenkamm mit der Breite entsprechend der maximalen Federlänge verwendet werden soll, beträgt die Anzahl der Zahnpaare  $n = 40$  mit  $n < l/(b + 2d)$ . Mit Hilfe von Gleichung (7.5) bestimmt sich die für die Auslenkung notwendige Spannung zu  $U = 100 \text{ V}$ , wobei hier eine Kraftreserve von  $100 \%$  eingerechnet wurde.

## Literaturverzeichnis

- [1] A. Bergh; P. Kaiser. *OIDA Communications Roadmap*. at „Into the Optical Communications Age“, A Presentation of European, US and Japanese Roadmaps for the Evolution of Communications Networks using Optical Technologies, 29 Mai 1998, Brüssel.
- [2] Laser Components GmbH; Firmenzeitschrift. *Optische Schalter erhöhen Flexibilität und Einsatzbreite fasergekoppelter optischer Messsysteme und Sensoren*. 30(2003)6, S. 2.
- [3] kmi research. *Optical Networking: Worldwide Equipment Markets Update 2004*. www.kmiresearch.com, Aug. 2004.
- [4] kmi research. *Fixed and Variable Fiberoptic Attenuators: A Worldwide Market Assessment*. www.kmiresearch.com, Dez. 2001.
- [5] R. Appellmann, Z. Zalevsky, J. Vertman, J. Goede. *All-Optical Switches – The Evolution of Optical Functionality*. Whitepaper, www.civcom.com, 2003.
- [6] K. Fukuchi, et al. *10,92 Tbit/s (273x40 Gbit/s) triple-band ultra dense WDM optical repeatered transmission experiment*. Optical Fiber Communication Conference OFC, 17.-22. März 2001, Anaheim, Postdeadline Paper PD24.
- [7] J. Barthel, T. Chuh. *Optical switches enable dynamic optical add/drop modules*. WDM Solutions, (2001)8, Pennwell-Verlag.
- [8] J. Ford, K. Falta. *Optical Switching in Metro Networks*. IDC B24226, Mai 2001.
- [9] J. Rebello, A. Olson, N. Zhang. *Low-port-count MEMS switches provide metro potential*. WDM Solutions, (2001)8, Pennwell-Verlag.
- [10] S. J. Matthews. *Keeping an eye on everything*. Laser Focus World, (2002)12, Pennwell-Verlag.
- [11] K. Affolter. *Integrating active components improves system design*. WDM Solutions, (2001)6, Pennwell-Verlag.
- [12] N. Cockroft. *Array-based VOAs offer compact signal control*. WDM Solutions, (2001)6, Pennwell-Verlag.

- [13] J. Jiang, F. Q. Zhou. *Intelligent Liquid Chrystal VOAs Make Dynamic Optical Networks Possible*. Fiber Optic Product News, (2003)10.
- [14] S. DeMange. *Thin-film filters give flexibility to OADMs*. WDM Solutions, (2002)6, Pennwell-Verlag.
- [15] S. Sumriddetchkajorn, K. Chaitavon. *A reconfigurable thin-film filter-based 2x2 add-drop fiber-optic switch structure*. IEEE Photonics Technology Letters, 15(2003)7, S. 930-932.
- [16] Lambda Optics, Produktinformation. *Stingray 8-2x2 All-Optical Switch Modules with VOAs*. [www.lambdaoptics.net](http://www.lambdaoptics.net), 2002.
- [17] H. Hultsch. *Optische Telekommunikation*. Physik, Komponenten und Systeme; Pilotprojekte und Serientechnik im Netz der Deutschen Telekom AG. Damm-Verlag KG, Gelsenkirchen, 1996.
- [18] E. G. Neumann. *Single-Mode Fibers*. Springer Verlag, Berlin, 1988.
- [19] C. K. Kao. *Optical Fibre*. IEEE Materials & Devices, Series 6, Peter Peregrinus, London, 1988.
- [20] S. Geckeler. *Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtenübertragung – Grundlagen und Eigenschaften eines modernen Übertragungsmediums*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1990.
- [21] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science, Mill Valley CA, 1986.
- [22] S. Bergmann. *Lehrbuch der Experimentalphysik*. Bd. 3, Optik, Hrsg. Heinz Niedrig, 9. Auflage, de Gruyter Verlag, Berlin, New York, 1993.
- [23] IEC 60876-1. *Fibre optic spatial switches*. International Standard, International Electrotechnical Commission, Third Edition, Switzerland, Apr. 2001.
- [24] E. Hecht. *Optik*. 3. Auflage. Oldenbourg Verlag, München, Wien, Oldenburg, 2001.
- [25] J. Jahns. *Photonik – Grundlagen, Komponenten und Systeme*. Oldenbourg Verlag München Wien, 2001.
- [26] W. Feyerabend. *Nachrichtentechnische Berichte, Lichtwellenleitertechnik*. 3(1986)12.
- [27] R. E. Wagner; C. R. Sandahl. *Interference effects in optical fiber connectors*. Applied Optics 21(1982), S. 1381-1385.
- [28] McGraw-Hill. *American Institute of Physics Handbook*. 3. ed., New York, 1972.
- [29] Corning. *Corning OptiFocus™ Collimating Lensed Fiber, Produktinformation*. [www.corning.com/photonicmaterials](http://www.corning.com/photonicmaterials), Sep. 2003.

- [30] J. Lee; T. Tanaka; S. Sasaki; S. Uchiyama; M. Tsuchiya; T. Kamiya. *Novel design procedure of broad-band multilayer antireflection coatings for optical and optoelectronic devices*. IEEE Journal of Lightwave Technology, 16(1998)5, S. 884-891.
- [31] D. Marcuse. *Reflection losses from imperfectly broken fiber ends*. Applied Optics 14(1975)12, S. 3016-3220.
- [32] R. Ulrich; S. C. Rashleigh. *Beam-to-fiber coupling with low standing wave ratio*. Applied Optics 19(1980)14, S. 2453-2456.
- [33] J. Moisel. *Entwurf und Realisierung refraktiver mikrooptischer Abbildungssysteme*. Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Naturwissenschaftliche Fakultäten, 1996.
- [34] D. Marcuse. *Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices*. The Bell System Technical Journal, 56(1977)5, S. 703-718.
- [35] T. Walther. *Optik I*. Vorlesungsskript, TU Darmstadt, Okt. 2003.
- [36] T. Walther. *Applied Optics and Photonics*. Vorlesungsskript, TU Darmstadt, Okt. 2003.
- [37] P. F. Goldsmith. *Quasioptical Systems – Gaussian Beam, Quasioptical Propagation and Applications*. IEEE Press, 1997.
- [38] P. Meißner. *Optische Nachrichtentechnik I*. Vorlesungsskript, Institut für Hochfrequenztechnik, TU Darmstadt, 2001.
- [39] OSLO. *Optics Reference*. Version 6.1, Lambda Research Corporation, Littleton, MA., 2001.
- [40] GR-1221-CORE. *Generic Reliability Assurance Requirements for Passive Optical Components*. Telcordia Technologies, Jan. 1999.
- [41] IEC 60869-1. *Fibre optic attenuators*. International Standard, International Electrotechnical Commission, Third Edition, Switzerland, Nov. 1999.
- [42] GR-910-CORE. *Generic Requirements for Fiber Optic Attenuators*. Telcordia Technologies, Dez. 1998.
- [43] IMM Institut für Mikrotechnik Mainz. *Patent DE 100 00 483 C1*. www.imm-mainz.de, 2000.
- [44] IMM Institut für Mikrotechnik Mainz, Produktinformation. *Optical 1x2 switch*. www.imm-mainz.de, 2000.
- [45] M. Hoffman, D. Nüsse, E. Voges. *An Electrostatically Actuated 1x2 Moving-Fiber Switch*. IEEE Photonics Technology Letters, 15(2003)1.

- [46] R. Jebens, W. Trimmer, W. Walker. *Mircoactuators for Aligning Optical Fibers*. Sensors & Actuators, 20(1989), S. 65-73.
- [47] M. Herding, U. Tietjen, G. Urban, P. Woias. *A Polymer-Based Optical 1x2 Fiber Switch*. 9th International Conference on New Actuators, Actuator 2004, 14.-16. Juni 2004, Bremen, Conference Proceedings.
- [48] Siemens AG. *Patent DE 27 04 984 A1*. www.siemens.de, 1977.
- [49] M. Hoffman, P. Kopka, E. Voges. *All-Silicon Bistable Micromechanical Fiber Switch Based on Advanced Bulk Micromachining*. IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 5(1999)1.
- [50] Agilent, Produktinformation. *HP86062C Lighthwave Switch*. www.agilent.com, 2000.
- [51] Hitachi Metals America, Produktinformation. *Optical Switch*. www.HitachiMetals.com, 2004.
- [52] Polatis, Produktinformation. *Polatis Switch Module PSM 16x16*. www.polatis.com, 2004.
- [53] B. H. Lee, R. J. Capik. *Demonstration of a very low-loss 576x576 servo-controlled, beam-steering optical switch fabric*. 26th European Conference on Optical Communication ECOC, 4.-7. Sep. 2000, München, Conference Proceedings.
- [54] A. A. Yassen et al. *A Rotary Electrostatic Micromotor 1x8 Optical Switch*. IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 5(1999)1.
- [55] C. Marxer, N. F. de Rooij. *Micro-Opto-Mechanical 2x2 Switch for Single-Mode Fibers Based on Plasma-Etched Silicon Mirror and Electrostatic Actuation*. IEEE Journal of Lightwave Technology, 17(1999)1.
- [56] D. Jungeblodt; P. Lotz; M. Söhn. *Entwicklung eines mechanischen optischen Schalters*. Projektseminar 18.122.4.2, WS01, Institut EMK, TU Darmstadt, 2002.
- [57] L. Fan et al. *Digital MEMS switch for planar photonic crossconnects*. Optical Fiber Communication Conference OFC, 17.-22. März 2002, Anaheim, Conference Proceedings, TuO4.
- [58] L. Y. Lin et al. *Free-Space Micromachined Optical Switches for Optical Networking*. IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 5(1999)1.
- [59] A. C. M. Ruzzu, U. Wallrabe, J. Mohr. *Entwicklung einer opto-elektro-mechanischen 2x2 Schaltmatrix in LIGA-Technik für die optische Telekommunikation*. Dissertation; Universität Karlsruhe, 2000.



- 
- [60] V. A. Aksyuk et al. *238x238 Surface Micromachined Optical Crossconnect With 2 dB Maximum Loss*. Optical Fiber Communication Conference OFC, 17.-22. März 2002, Anaheim, Conference Proceedings.
- [61] S. Glöckner. *Micro-opto-mechanical beam deflectors*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers SPIE, 36(1997)5, S. 1339-1345.
- [62] S. Glöckner, B. Götz, A. Rose. *Piezoelectrically driven micro-optic fiber switches*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers SPIE, 37(1998)4, S. 1229-1234.
- [63] J. E. Ford, D. J. DiGiovanni, D. J. Reiley. *1xN fiber bundle scanning switch*. Optical Fiber Communication Conference OFC, 22.-27. Feb. 1998, San Jose, Conference Proceedings.
- [64] R. Göring et al. *Fiber optic switches using transmissive microoptical components*. VDE World Microtechnologies Congress MICRO.tec, 25.-27. Sep. 2000, Hannover, Conference Proceedings.
- [65] I. Shubin; P. LiKam. *Micro-Mechanical Electrostatically Actuated Optic Switch for NxN Crossconnect Array*. Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO, 6.-11. Mai 2001, Baltimore, Conference Proceedings, CTuL2.
- [66] T. Saito et al. *Mechanical optical switch using flexible polymeric waveguide*. Optical Fiber Communication Conference OFC, 17.-22. März 2002, Anaheim, Conference Proceedings, TuC2.
- [67] S. Tabata et al. *Reliability of Bascule Optical Switch*. 29th European Conference on Optical Communication ECOC, 21.-25. Sep. 2003, Rimini, Conference Proceedings, TFD51-2003-044.
- [68] IMM Institut für Mikrotechnik Mainz. *Patent DE 197 115 59 C2*. [www.imm-mainz.de](http://www.imm-mainz.de), 1997.
- [69] M. Makihara; M. Sato; F. Shimokawa; Y. Nishida. *Micromechanical Optical Switches Based on Thermocapillary Integrated in Waveguide Substrate*. IEEE Journal of Lightwave Technology, 17(1999)1.
- [70] J. E. Fouquet. *Compact optical cross-connect switch based on total internal reflection in a fluid-containing planar lightwave circuit*. Optical Fiber Communication Conference OFC, 6.-10. März 2000, Baltimore, Conference Proceedings, TuM1-1.
- [71] W. H. Nelson, A. N. M. Masum et al. *Large angle 1.3  $\mu\text{m}$  InP/InGaAsP digital optical switch with extinction ratios exceeding 20 dB*. Optical Fiber Communication Conference OFC, Feb. 1994, San Jose, Conference Proceedings Vol. 4, S. 53-54.
- [72] R. Moosburger. *Digital-Optische Schalter auf der Basis polymerer Rippenwellenleiter*. Dissertation; D83; Fachbereich 12 für Elektrotechnik der TU Berlin, 2000.

- [73] A. Neyer. *Electrooptic X-switch using single-mode Ti:LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides*. Electronic Letters 19(1983), S. 553-554.
- [74] E. J. Murphey et al. *16x16 Strictly Nonblocking Guided-Wave Optical Switching System*. IEEE Journal of Lightwave Technology, 14(1996)3.
- [75] NEL, Produktinformation. *2x2 Optical Switches & 8x8 Matrix Switches*. www.NEL-world.com, 2004.
- [76] R. Hauffe. *Integriert optische Schaltmatrizen aufgebaut aus digital optischen Schaltern basierend auf Rippenwellenleitern in Polymeren*. Dissertation, TU Berlin, 2002.
- [77] Spectraswitch, Produktinformation. *WaveWalker<sup>TM</sup> 2x2 Optical Switch & VOA*. www.spectraswitch.com, 2004.
- [78] W. Haase, F. Podgornov. *Fast switchable devices based on ferroelectric liquid crystals*. J. Opt. Tech. 68(2001), S. 677-681.
- [79] T. Cahall. *Holographic switches can open up the bottlenecks*. FibreSystems Europe, (2001)5, Institute of Physics Publishing Ltd.
- [80] N. Wolffer et al. *8x8 Holographic Liquid Crystal Switch*. 26th European Conference on Optical Communication ECOC, 4.-7. Sep. 2000, München, Conference Proceedings, 2000.
- [81] M. Sato et al. *Thermo-capillary Optical Switch*. Hitachi Cable Review, No. 20, Aug. 2001.
- [82] Agilent, Produktinformation. *Agilent Photonic Switching Platform; N3565A 32x32 Photonic Switch*. www.agilent.com, 2000.
- [83] Civcom Produktinformation. *Free-X<sup>TM</sup> Family*. www.civcom.com, 2004.
- [84] EOspace, Produktinformation. *High-Speed Switches & High-Speed Switch Matrices*. www.eospace.com, 2004.
- [85] T. Freeman. *Optical switching: unravelling the myths about MEMS*. FibreSystems Europe, Juni 2002.
- [86] A. Godil. *Diffraction MEMS technology offers a new platform for optical networks*. Laser Focus World, (2002)5, Pennwell-Verlag.
- [87] C. Marxer, P. Griss, N. F. de Rooij. *A Variable Optical Attenuator Based on Silicon Micromechanics*. IEEE Photonics Technology Letters, 11(1999)2.
- [88] H. R. Andrianavalona, P. Chanclou, B. Vinouze, L. Dupont. *Atténuateur variable à fibré base de cristal liquide*. Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG, S. 122-124, 2002.

- 
- [89] S. S. O’Keefe, K. D. Anderson. *Patent US 2001/0033731 A1*. Nortel Networks, 2001.
- [90] A. Janssen. *Patent WO 01/75503 A2*. Nortel Networks, 2001.
- [91] Agilent, Produktinformation. *Agilent 8156A Optical Attenuator*. [www.agilent.com](http://www.agilent.com), 2001.
- [92] Sercalo, Produktinformation. *MEMS Variable Optical Attenuator VP1-30*. [www.Sercalo.com](http://www.Sercalo.com), 2004.
- [93] Lightconnect, Produktinformation. *Fast VOA 4000, Dynamic Gain Equalizer*. [www.lightconnect.com](http://www.lightconnect.com), 2004.
- [94] MOEC, Produktinformation. *Shadow<sup>TM</sup> & Shadow<sup>+TM</sup> Variable Optical Attenuator*. [www.moec.com](http://www.moec.com), 2004.
- [95] P. Bonenfant. *Evolving designs make WDM more like SONET/SDH*. WDM Solutions, (2003)3, Pennwell-Verlag.
- [96] Diamond, Produktinformation. *LWL-Koppler*. [www.diamond.de](http://www.diamond.de), 2004.
- [97] OIB, Produktinformation. *Optische Interferenz Bauelemente GmbH*. Jena, Thüringen, [www.oib-jena.de](http://www.oib-jena.de), 2003.
- [98] CASIX – A JDS Uniphase Company. *Fiber Optics*. Produktinformation, 2001.
- [99] Eigenlight, Produktinformation. *Series 100 – Power Monitors for OEM*. [www.eigenlight.com](http://www.eigenlight.com), 2004.
- [100] U. Siebel, R. Hauffe, J. Bruns, K. Petermann. *Polymer Digital Optical Switch With an Integrated Attenuator*. IEEE Photonics Technology Letters, 13(2001)9.
- [101] S. Lee, Y. Jin, Y. Son, T. Yoo. *Polymeric Tunable Optical Attenuator with an Optical Monitoring Tap for WDM Transmission Network*. IEEE Photonics Technology Letters, 11(1999)5.
- [102] L. Y. Lin, E. L. Goldstein, L. M. Lunardi. *Integrated Signal Monitoring and Connection Verification in MEMS Optical Crossconnects*. IEEE Photonics Technology Letters, 12(2000)7.
- [103] S. Nemoto, T. Makimoto. *Analysis of splice loss in single-mode fibers using a Gaussian field approximation*. Optical Quantum Electronics (1979)11, S. 447-457.
- [104] Koncent, Produktinformation. *Micro Optics for Telecom – Catalog*. Koncent Communication, Inc., 2002.
- [105] Corning. *Corning QuantumFocus<sup>TM</sup> Gradient Index Lens, Produktinformation*. [www.corning.com/photonicmaterials](http://www.corning.com/photonicmaterials), Sep. 2003.

- [106] S. Sinzinger, J. Jahns. *Microoptics*. Wiley-VCH-Verlag, Weinheim, 1999.
- [107] A. Greil; H. Haltenorth; F. Taumberger. *Novel Fiber-lens-array In Silicon Planar Technology For Multiple Single Mode Fiber Coupling*. Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting LEOS, 16.-19. Nov. 1992, Boston, IEEE, Conference Proceedings, S. 262-263.
- [108] G. E. Blonder. *Silicon Optical Bench Research at AT&T Bell Laboratories*. Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting LEOS, 4.-9. Nov. 1990, IEEE, Conference Proceedings, S. 350-353.
- [109] a $\mu$ s, Produktinformation. *Advanced microoptic systems*. www.amus.de, 2004.
- [110] M. Hoffmann; S. Dickhut; E. Voges. *Fiber Ribbon Alignment Structures Based on Rhombus-Shaped Channels in Silicon*. IEEE Photonics Technology Letters, 12(2000)7, S. 828-830.
- [111] A. Mueller; J. Göttert; J. Mohr; A. Rogner. *Fabrication of stepped microoptical benches for fibre and free space applications*. Microsystem Technologies 2, Seiten 40-45, Springer Verlag, 1996.
- [112] M. Born; E. Wolf. *Principles of Optics – Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Pergamon. Press Oxford, London, 4th Edt., 1970.
- [113] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. Mc-Graw Hill. San Francisco, New York, 1968.
- [114] P. Lotz. *Untersuchung der Beugungseffekte an einseitigen Blenden die mit einem Gaußstrahl beleuchtet werden*. Studienarbeit 1530; Institut EMK; TU Darmstadt, Aug. 2003.
- [115] J. E. Pearson; T. C. McGill; S. Kurtin; A. Yariv. *Diffraction of Gaussian Laser Beams by a Semi-Infinite Plane*. Journal of the Optical Society of America, 59(1969)11, S. 1440-1445.
- [116] P. Siegmann; L. M. Sánchez-Brea; J. C. Martínez-Antón; E. Bernabeu. *Diffraction in wide slits with semi-cylindrical edges*. International Journal for Light and Electron Optics, 113(2002)2.
- [117] J. D. Barnett; F. S. Harris, Jr. *Test of the Effect of Edge Parameters on Small-Angle Fresnel Diffraction of Light at a Straight Edge*. Journal of Optical Society of America, 52(1962)6, S. 637.
- [118] C. R. Giles; V. Aksyuk; B. Barber; R. Ruel; L. Stulz; D. Bishop. *A Silicon MEMS Optical Switch Attenuator and Its Use in Lightwave Subsystems*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 5(1999)1.

- [119] Agilent Technologies. *Agilent 8163A Lightwave Multimeter, Agilent 8164A Lightwave Measurement System, & Agilent 8166A Lightwave Multichannel System – Programming Guide*. Fourth Edition, Aug. 2000.
- [120] Agilent Technologies. *Agilent 8163A Lightwave Multimeter, Agilent 8164A Lightwave Measurement System, & Agilent 8166A Lightwave Multichannel System – User’s Guide*. Fifth Edition, Aug. 2000.
- [121] Agilent Technologies. *Agilent 81632A/3A/4A Power Sensor Module and Agilent 81635A Dual Power Sensor Module, User’s Guide*. Second Edition, Jan. 2000.
- [122] Agilent Technologies. *Agilent 81618A/9A Optical Head Interface Modules and Agilent 81623B/4B/6B Optical Heads*. First Edition, 2000.
- [123] Agilent Technologies. *Agilent 81610A/11A/12A/13A/14A Return Loss Module*. Third Edition, Feb. 2001.
- [124] Newport. *MFN Series – Compact Motorized Translation Stages – User’s Manual*. Newport Corporation, Apr. 1998.
- [125] Newport. *ESP300 Motion Controller/Driver – User’s Manual*. Newport Corporation, First Printing, Juli 1999.
- [126] H. F. Schlaak. *Mikrotechnische Systeme*. Vorlesungsskript, Institut für Elektromechanische Konstruktionen, TU Darmstadt, 2004.
- [127] H. Clausert; G. Wiesemann. *Grundgebiete der Elektrotechnik 1*. Oldenbourg-Verlag München, 1992.
- [128] A. Lenk; G. Pfeifer; R. Werthschützky. *Elektromechanische Systeme*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2001.
- [129] Maccon, Produktinformation. *Vor- und Nachteile von Voice-Coil-Motoren gegenüber Hubmagneten*. [www.maccon.de](http://www.maccon.de), 2003.
- [130] W. G. May, Jr. *Piezoelectric Electromechanical Translation Apparatus*. United States Patent 3.902.084, Aug. 1975.
- [131] U. Jungnickel; D. Eicher; H. F. Schlaak. *Miniaturised Micro-Positioning System for Large Displacements and Large Forces Based on an Inchworm Platform*. 8th International Conference on New Actuators, Actuator 2002, 10.-12. Juni 2002, Bremen, Conference Proceedings, S. 684-687.
- [132] J. Park; S. Keller; G. P. Carman; H. T. Hahn. *Development of a compact displacement accumulation actuator device for both large force and large displacement*. *Sensors & Actuators*, A 90 (2001), S. 191-202.

- [133] J. W. Judy; D. L. Polla; W. P. Robbins. *A Linear Piezoelectric Stepper Motor With Submicrometer Step Size and Centimeter Travel Range*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 37(1990)5.
- [134] M. Grübler. *Getriebelehre: Eine Theorie des Zwanglaufes und der ebenen Mechanismen*. Springer; Berlin, 1917.
- [135] J. M. Paros, L. Weisbord. *How to design flexure hinges*. Machine Design, 37(1965).
- [136] Y. M. Tseytlin. *Notch flexure hinges: An effective theory*. Review of Scientific Instruments, 73(2002)9.
- [137] S. T. Smith. *Flexures: Elements of Elastic Mechanisms*. Gordon & Breach Science Publishers, Nov. 2000.
- [138] S. T. Smith, V. G. Badami, J. S. Dale, Y. Xu. *Elliptical flexure hinges*. Review of Scientific Instruments, 68(1997)3.
- [139] Y. Wu, Z. Zhou. *Design calculations for flexure hinges*. Review of Scientific Instruments, 73(2002)8.
- [140] R. Markert. *Einführung in die Technische Mechanik*. Skriptum zur Vorlesung für Elektrotechniker, TU Darmstadt, 1994.
- [141] L. L. Howell. *Compliant Mechanisms*. John Wiley & Sons, New York, 2001.
- [142] A. Grüner. *Plotter-Schreibwerk*. Studienarbeit 478; Institut EMK; TU Darmstadt, 1983.
- [143] L. Kapp. *Filmscharniere*. Studienarbeit 594; Institut EMK; TU Darmstadt, 1984.
- [144] M. Voit; T. Schary; H. F. Schlaak. *Kräfte fein dosiert – Dimensionierung einer Parallelführung mit Festkörpergelenken und optimaler Krafteinleitung der Aktoren*. F&M Mechatronik, Ausgabe 8-9/2003, S. 26-29, Carl-Hanser-Verlag, München, 2003.
- [145] PIC GmbH, Produktinformation. *Neodym-Eisen-Bor-Magnete*. [www.pic-gmbh.com](http://www.pic-gmbh.com), 2004.
- [146] D. Nährmann. *Das große Werkbuch Elektronik*. Band 1, Franzis-Verlag, 1998.
- [147] Argillon, Datenblatt. *Piezo Monomorph-Multilayer-Biege wandler*. Argillon GmbH, Redwitz, Mai 2001.
- [148] Aberle Kunststoffverarbeitung, Produktinformation. *Werkstoffrichtwerte*. [www.aberle-kunststoffverarbeitung.de](http://www.aberle-kunststoffverarbeitung.de), 2004.
- [149] Osram, Datenblatt. *Reflexlichtschranke SFH 9201*. [www.osram.de](http://www.osram.de), 2003.

- [150] Addi-Data, Datenblatt. *Störsichere Multifunktions-Datenerfassungskarte, 16-Bit*. www.addi-data.com, 2004.
- [151] D. Jungeblodt. *Optimierung eines geregelten elektrodynamischen Linearantriebs mit Selbsthaltung für den Einsatz in faseroptischen Schaltmodulen*. Studienarbeit 1558, Institut EMK, TU Darmstadt, Nov. 2004.
- [152] R. Götzen; A. Reinhardt. *Werkzeuglose Serienfertigung von MST Produkten*. microTEC Gesellschaft für Mikrotechnologie mbH, www.microtec-d.com, 2004.
- [153] P. Beckmann; A. Spizzichino. *The Scattering of Electromagnetic waves from Rough Surfaces*. Artech; Norwood/Massachusetts, 1987.
- [154] T. Schary. *Optical 2x2 Switch with Integrated Variable Attenuators and Output Monitors*. Diplomarbeit 1511, Institut EMK, TU Darmstadt, Sep. 2002.
- [155] M. Voit; T. Schary; H. F. Schlaak. *Innovierter mechanischer optischer 2x2-Schalter mit variablen optischen Abschwächern unter Verwendung von nur zwei Aktoren*. 4. ITG-Fachtagung Photonische Netze, 05.-06. Mai 2003, Leipzig, VDE-Verlag, Berlin.
- [156] M. Voit; T. Schary; H. F. Schlaak. *Novel Micromechanical Fiber Optic Modules with Integrated 2x2-Switches and Variable Optical Attenuator*. MICRO.tec 2003 - 2nd VDE World Microtechnologies Congress, 13.- 15. Okt. 2003, München, S. 185-190.
- [157] J. D. Grade; H. Jerman; T. W. Kenny. *Design of Large Deflection Electrostatic Actuators*. IEEE Journal of Microelectromechanical Systems 12(2003)3.
- [158] M. Sasaki; F. Bouno; K. Hane. *Electrostatically Driven Two-dimensional MEMS Actuator*. First International Workshop on Networked Sensing Systems INSS, University of Tokyo, Japan, 22.-23. Juni, 2004.
- [159] H. Jerman; J. D. Grade; J. D. Drake. *Electrostatic microactuator and method for use thereof*. U.S. Patent 5998906, 1999.
- [160] J. D. Grade. *Large-deflection high-speed electrostatic actuators for optical switching applications*. Ph.D. dissertation; Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Standford, CA, Jan. 2000.
- [161] J. D. Grade; K. Y. Yasumura; H. Jerman. *A DRIE comb-drive actuator with large, stable deflection range for use as an optical shutter*. Transducers – 12th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 8.-12. Juni 2003, Boston.
- [162] F. Lärmer; A. Schilp. *Method of Anisotropically Etching Silicon*. US Patent 5501893, German Patent DE4241045.

- [163] J. Bhardwaj, H. Ashraf. *Anisotropic Dry Silicon Etching*. Symposium on Microstructures and Microfabricated Systems at the Annual Meeting of the Electrochemical Society, Montreal, Quebec, Canada, May 4-9, 1997.
- [164] Corning. *Corning SMF-28e Optical Fiber, Produktinformation*. [www.corning.com/photonicmaterials](http://www.corning.com/photonicmaterials), Apr. 2002.
- [165] F. Freiwald. *Aktorentwicklung zum Schalten und Abschwächen von Licht in optischen Schaltmodulen*. Studienarbeit 1520, Institut EMK, TU Darmstadt, Apr. 2003.
- [166] M. Voit; F. Freiwald; H. F. Schlaak. *Elektrodynamischer Linearantrieb mit Selbsthaltung*. ETG-/GMM-Fachtagung Innovative Klein- und Mikroantriebstechnik, 03.-04. März 2004, Darmstadt, VDE-Verlag, Berlin.
- [167] A. Kolb; F. Lippold; J. Maurer; C. Tittas. *Aktorentwicklung für optische Schaltmodule*. Projektseminar 18.282.4.1, SS02, Institut EMK, TU Darmstadt, 2002.



## Eigene Veröffentlichungen

R. Blechschmidt, C. Doerrer, M. Jungmann, M. Voit, R. Werthschützky, C. Zahout: *Projektseminare am Institut für Elektromechanische Konstruktionen*; In: W. Görts: Projektveranstaltungen im Studium an der TUD - Bestandsaufnahme 2001, TUD-Schriftenreihe Wissenschaft und Technik, Band 82, Lehrdruckerei der TU Darmstadt, 2001, ISBN 3-88607-130-8, S. 199-216.

H. F. Schlaak, M. Voit: *Fabrication Technologies and Economic Aspects for Components in Microtechnology*; MICRO.tec 2000 - VDE World Microtechnologies Congress, Vol. 2, 25.- 27. Sep. 2000, Hannover, S. 649-653.

M. Voit, T. Schary, H. F. Schlaak: *Innovierter mechanischer optischer 2x2-Schalter mit variablen optischen Abschwächern unter Verwendung von nur zwei Aktoren*; 4. ITG-Fachtagung Photonische Netze, 05.-06. Mai 2003, Leipzig, VDE-Verlag, Berlin.

H. F. Schlaak, R. Werthschützky, D. Eicher, M. Voit (Hrsg.): *Vierzig Jahre Institut für Elektromechanische Konstruktionen - Von der Elektromechanik zur Mechatronik und Mikrosystemtechnik - TU Darmstadt 1963/2003*; TUD-Schriftenreihe Wissenschaft und Technik, Band 85, Lehrdruckerei der TU Darmstadt, 2003, ISBN 3-88607-148-0.

M. Voit: *Faseroptische Schaltmodule*; In: Vierzig Jahre Institut für Elektromechanische Konstruktionen; TUD-Schriftenreihe Wissenschaft und Technik, Band 85, Lehrdruckerei der TU Darmstadt, 2003, ISBN 3-88607-148-0, S. 164-172.

M. Voit, T. Schary, H. F. Schlaak: *Kräfte fein dosiert - Dimensionierung einer Parallelführung mit Festkörpergelenken und optimaler Krafteinleitung der Aktoren*; F&M Mechatronik, Ausgabe 8-9/2003, S. 26-29, Carl-Hanser-Verlag, München.

M. Voit, T. Schary, H. F. Schlaak: *Novel Micromechanical Fiber Optic Modules with Integrated 2x2-Switches and Variable Optical Attenuator*; MICRO.tec 2003 - 2nd VDE World Microtechnologies Congress, 13.-15. Okt. 2003, München, S. 185-190.

R. Blechschmidt, C. Doerrer, M. Jungmann, M. Voit, R. Werthschützky, C. Zahout: *Projektseminare am Institut für Elektromechanische Konstruktionen*; In: W. Görts; Projektveranstaltungen in Mathematik, Informatik und Ingenieurwissenschaften; Hochschulwesen Wissenschaft und Praxis, Universitätsverlag Webler Bielefeld, 2003.

M. Voit, F. Freiwald, H. F. Schlaak: *Elektrodynamischer Linearantrieb mit Selbsthaltung*; ETG-/GMM-Fachtagung Innovative Klein- und Mikroantriebstechnik, 03.-04. März 2004, Darmstadt, VDE-Verlag, Berlin.

A. J. Schmid, R. Ballas, M. Voit, H. F. Schlaak, U. Töpfer, N. Pothineni, R. Riehl, S. Ledermann: *Smart Piezoelectric micro Actuator - An integrated system to detect bending Deflection and external load*, Adaptronic Congress 2004, 27.-28. April.

M. Voit, H. F. Schlaak: *Universelles Berechnungsverfahren für Singlemode-Faserkopplungen mit Fehlansrichtungen*; 11. ITG-Fachtagung Kommunikationskabelnetze, 07. Dez. 2004, Köln, VDE-Verlag, Berlin.

## Betreute studentische Arbeiten zum Forschungsgebiet

S. Kammann: *Entwicklung eines mechanischen variablen optischen Abschwächers mit Verriegelung*; Studienarbeit 1494, Institut EMK, TU Darmstadt, Juli 2002.

T. Schary: *Optical 2x2 Switch with Integrated Variable Attenuators and Output Monitors*; Diplomarbeit 1511, Institut EMK, TU Darmstadt, Sep. 2002.

F. Freiwald: *Aktorentwicklung zum Schalten und Abschwächen von Licht in optischen Schaltmodulen*; Studienarbeit 1520, Institut EMK, TU Darmstadt, Apr. 2003.

M. Mäncher: *Entwicklung und messtechnische Charakterisierung von Komponenten für optische Schaltmodule*; Studienarbeit 1521, Institut EMK, TU Darmstadt, Juli 2003.

P. Lotz: *Untersuchung der Beugungseffekte an einseitigen Blenden die mit einem Gaußstrahl beleuchtet werden*; Studienarbeit 1530, Institut EMK, TU Darmstadt, Aug. 2003.

C. Tittas: *Entwicklung und Realisierung eines optischen 2x2-Schalters für Single-Mode-Lichtwellenleiter*; Studienarbeit 1524, Institut EMK, TU Darmstadt, Okt. 2003.

D. Jungeblodt: *Optimierung eines geregelten elektrodynamischen Linearantriebs mit Selbsthaltung für den Einsatz in faseroptischen Schaltmodulen*; Studienarbeit 1558, Institut EMK, TU Darmstadt, Nov. 2004.

F. Freiwald, M. Mäncher, S. Skopp: *Linearaktoren für wenige diskrete Positionen*; Projektseminar 18.122.4.4, WS00, Institut EMK, TU Darmstadt, 2001.

D. Jungeblodt, P. Lotz, M. Söhn: *Entwicklung eines mechanischen optischen Schalters*; Projektseminar 18.122.4.2, WS01, Institut EMK, TU Darmstadt, 2002.

A. Kolb, F. Lippold, J. Maurer, C. Tittas: *Aktorentwicklung für optische Schaltmodule*; Projektseminar 18.282.4.3, SS02, Institut EMK, TU Darmstadt, 2002.

F. König, S. Müller, H. Rörup, I. Stöhr: *Entwicklung eines geregelten elektrodynamischen Linearaktors mit Selbsthaltung*; Projektseminar 18.122.4.3, WS03, Institut EMK, TU Darmstadt, 2004.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Matthias Voit  
geb. am 18. Juli 1972 in Frankfurt am Main  
Familienstand: ledig

## Schulausbildung

1979            Grundschule in Walldorf, Wilhelm-Arnoul-Schule  
1980 – 1983    Grundschule Erich-Kästner-Schule, Frankfurt am Main  
1983 – 1989    Realschule Geschwister-Scholl-Schule, Frankfurt am Main  
1989 – 1992    Berufliches Gymnasium Fachrichtung Elektrotechnik  
                  Heinrich-Kleyer-Schule, Frankfurt am Main  
                  Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

## Zivildienst

1992 – 1993    Zivildienst im Evangelischen Jugendwerk, Frankfurt am Main

## Studium

1993 – 1995    Grundstudium Elektrotechnik und Informationstechnik  
                  Technische Universität Darmstadt  
1995 – 1999    Hauptstudium Elektrotechnik und Informationstechnik  
                  Studienrichtung Elektromechanische Konstruktionen  
                  Technische Universität Darmstadt  
                  Abschluss: Diplom-Ingenieur

## Berufliche Tätigkeit

1999 – 2004    Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut  
                  für Elektromechanische Konstruktionen im Fachgebiet Mikrotechnik  
                  Technische Universität Darmstadt

Darmstadt, 05. Januar 2005

