

# **Quasistatische Torsionsspiegel auf Basis von AIN-Festkörpergelenken**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktoringenieur  
(Dr.-Ing.)**

vorgelegt der  
Fakultät für Maschinenbau der  
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn

**Dipl.-Ing. Stefan Weinberger**

geboren am 31.07.1981 in Lauterbach (Hessen)

Gutachter:

Herr Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Martin Hoffmann, Technische Universität Ilmenau

Herr Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Stefan Sinzinger, Technische Universität Ilmenau

Herr Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hoc Khiem Trieu, Technische Universität Hamburg-Harburg

Tag der Einreichung: 02.02.2015

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 29.09.2015

urn:nbn:de:gbv:ilm1-2015000469



## Abstract

Micromirrors belong to the most known Micro-Electro-Mechanical Systems (MEMS). The first publication was done by Peterson (IBM), 1980 and up to now, a lot of research activities have been triggered through this publication. Nevertheless, there is still a lack of micromirrors which enable a quasistatically mirror movement with high dynamic and an angle range more than  $\pm 10^\circ$ , as well as a mirror plate size  $> \varnothing 1$  mm which can be used for deflecting a measurement beam. The goal of this work is to make progress on the development of quasistatically driven micromirrors for measurement purposes. The target application is beam deflection for free-space interferometry in an optical microtracker system. Thin film springs with a thickness between 400 and 600 nm are tested. In this work, Aluminum Nitride (AlN) is used for the first time as torsion spring material because of its nanocrystalline structure, which is very beneficial for mechanical properties. Life-cycle and breaking-strength tests show the suitability of AlN as torsion spring material. It has been investigated even if the torsion to bending relation can be increased by the use of a three dimensional shape of springs. The soft torsion springs make possible a large quasistatically movement by the use of a plate actuator. For gimbal mounted mirrors, a quasistatically deflection in an angle range between  $-7.3^\circ$  and  $+9.3^\circ$  for the mirror plate and an angle range between  $-10.9^\circ$  and  $+6.2^\circ$  for the gimbal have been performed before reaching instabilities (pull-in-effect). By actuating the gimbal and the mirror plate, a cross-influence reduces the possible deflection. The reached quasistatically mirror plate deflections of uniaxial micromirrors are around  $\pm 12^\circ$ . The used plate actuators enable a compact construction, are good producible with MEMS-technology and have high dynamics. The normally high nonlinearity of the angle vs. driving voltage curve is overcome by novel actuation methods which allow a nearly linear characteristic curve of the uniaxial micromirrors. Considering a reflectivity about 90% ( $\lambda = 632.8$  nm) and a radius of curvature  $R > 0.8$  m for a plate thickness between 55 and 70  $\mu\text{m}$ , the mirror plates have a high optical quality.



# Zusammenfassung

Mikrospiegel gehören zu den bekanntesten Mikrosystemen überhaupt. Die erste Veröffentlichung über Mikrospiegel geschah durch Peterson (IBM) im Jahr 1980 und löste zahlreiche Forschungsaktivitäten aus, die bis heute anhalten. Trotz all dieser Aktivitäten besteht der Bedarf an Mikrospiegeln, die eine quasistatische Strahlablenkung mit hoher Dynamik über einen großen Winkelbereich von mehr als  $\pm 10^\circ$  ermöglichen und dabei eine Spiegelplattengröße  $> \varnothing 1$  mm aufweisen, die sich zur Ablenkung eines Messstrahls eignet.

Diese Arbeit hat das Ziel, einen Beitrag zur Entwicklung von quasistatischen Mikrospiegeln für messtechnische Zwecke zu liefern. Die vorgesehene Anwendung besteht in der Strahlablenkung für Freistrahlintferometrie in einem optischen Mikrotrackersystem. Es werden Dünnschicht-torsionsfedern mit einer Dicke zwischen 400 bis 600 nm erprobt. Aluminiumnitrid (AlN) wird auf Grund seiner nanokristallinen Struktur, die zu hervorragenden mechanischen Eigenschaften führt, in dieser Arbeit erstmals als Torsionsfedermaterial eingesetzt. Lebensdauer- und Bruchfestigkeitsuntersuchungen bestätigen die Eignung von AlN als Torsionsfedermaterial. Es ist untersucht worden, ob durch eine dreidimensionale Formgebung das Torsions- zu Biegesteifigkeitsverhältnis erhöht werden kann. Die torsionsweichen Federn ermöglichen große quasistatische Auslenkungen bei Verwendung von einem elektrostatischen Plattenaktor. Bei kardanisch aufgehängten Spiegeln sind quasistatische Auslenkungen der Spiegelplatten in einem Bereich von  $-7,3^\circ$  bis  $+9,3^\circ$  und der Rahmen im Bereich von  $-10,9^\circ$  bis  $+6,2^\circ$  erreicht worden, bevor es zur Instabilität (Pull-In-Effekt) kommt. Das Auslenken von Rahmen und Spiegelplatte führt zu einer Querbeflussung, wodurch die mögliche Auslenkung reduziert wird. Die erreichten quasistatischen Spiegelauslenkungen von uniaxialen Mikrospiegeln betragen etwa  $\pm 12^\circ$ . Die verwendeten Plattenaktoren ermöglichen einen kompakten Aufbau, sind gut mit den Technologien der Mikrosystemtechnik herstellbar und haben eine hohe Dynamik. Die übliche hohe Nichtlinearität der Winkel-Antriebsspannungs-Kennlinie wird durch neuartige Ansteuerungsverfahren überwunden, die eine nahezu lineare Kennlinie bei den uniaxialen Mikrospiegeln ermöglichen. Die Spiegelplatten weisen mit einem Reflexionsgrad von ca. 90% ( $\lambda = 632,8$  nm) und einem Krümmungsradius  $R > 0,8$  m, für eine Plattendicke zwischen 55 bis 70  $\mu\text{m}$ , eine hohe optische Qualität auf.



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachgebiet Mikromechanische Systeme im IMN MacroNano<sup>®</sup> der Technischen Universität Ilmenau. Die Arbeit ist im Rahmen des vom BMBF geförderten Verbundprojektes „Kompetenzdreieck Optische Mikrosysteme“ erfolgt.

Dem Leiter des Fachgebietes, Herrn Prof. Martin Hoffmann, danke ich herzlichst für die Möglichkeit zur Promotion und die fachliche Betreuung. Er hatte stets ein offenes Ohr und hat durch zahlreiche Hinweise und Vorschläge die Durchführung dieser Arbeit unterstützt.

Ich möchte mich bei meinen ehemaligen Kollegen vom Fachgebiet und vielen anderen Kollegen des IMN MacroNano<sup>®</sup> für die Hilfestellungen und Diskussionsbereitschaft bedanken, die diese Arbeit vorangebracht haben. Des Weiteren gilt mein besonderer Dank dem technischen Personal des ZMN und des IMN MacroNano<sup>®</sup>, die mich bei der technologischen Umsetzung der Demonstratoren unterstützt haben.

Ein herzliches Dankeschön möchte ich Dr. Arne Albrecht, Stefan Hampl, Yahia Cheriguen, Eric Markweg und Tran Trung Nguyen für ihre Unterstützung aussprechen.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern und meiner Schwester für ihren Rückhalt und ihre Unterstützung bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Lauterbach, im Januar 2015

Stefan Weinberger





# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b>	<b>III</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>V</b>
<b>Danksagung</b>	<b>VII</b>
<b>Häufig verwendete Symbole und Abkürzungen</b>	<b>XIII</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation der Arbeit . . . . .	2
1.2 Gliederung der Arbeit . . . . .	7
<b>2 Konzeptfindung</b>	<b>9</b>
2.1 Prinzipien zur Strahlablenkung . . . . .	9
2.1.1 Strahlablenkung durch Reflexion . . . . .	9
2.1.2 Strahlablenkung durch Refraktion . . . . .	10
2.1.3 Strahlablenkung durch Diffraction . . . . .	11
2.1.4 Bewertung der Strahlablenkungsprinzipien . . . . .	12
2.2 Betriebsform des Mikrospiegels . . . . .	13
2.3 Antriebsmechanismen für Mikrospiegel . . . . .	14
2.3.1 Thermische Aktuierung . . . . .	14
2.3.2 Magnetische Aktuierung . . . . .	15
2.3.3 Piezoelektrische Aktuierung . . . . .	16
2.3.4 Elektrostatische Aktuierung . . . . .	17
2.3.5 Bewertung der Antriebsmechanismen . . . . .	19
2.4 Anforderungen und Abgleich mit dem Stand der Technik . . . . .	19
2.5 Konzept eines Mikrospiegels mit hochflexiblen Dünnschichtfedern . . . . .	22
2.6 Einfluss des Spiegels auf die Messgenauigkeit des Mikrotrackersystems . . . . .	24
<b>3 AlN-Dünnschichtfedern für Mikrospiegel</b>	<b>27</b>
3.1 Aluminiumnitrid als Federmaterial . . . . .	27

3.2	Federformen . . . . .	28
3.2.1	Technologische Herstellungsverfahren . . . . .	30
3.2.2	Herstellung von Testchips . . . . .	34
3.2.3	Planare vs. dreidimensional geformte Federn . . . . .	38
3.3	Bruchfestigkeit . . . . .	46
3.4	Lebensdauertest . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Modellbildung und theoretische Betrachtungen</b>	<b>53</b>
4.1	Analytische Berechnung der Winkel-Spannungs-Kennlinie . . . . .	53
4.2	Berechnungen mit der Finiten-Elemente-Methode . . . . .	58
4.3	Ergebnisdiskussion der Modellbildung . . . . .	59
4.4	Winkellimitierung durch den Pull-In-Effekt . . . . .	60
4.5	Schwingungsanalyse . . . . .	61
<b>5</b>	<b>Entwurf und Herstellung</b>	<b>69</b>
5.1	Design . . . . .	69
5.1.1	Spiegelplattendesign . . . . .	73
5.1.2	Elektrodendesign . . . . .	74
5.1.3	Design der planaren Torsionsfedern . . . . .	78
5.2	Technologische Herstellung der Mikrospiegel . . . . .	80
<b>6</b>	<b>Experimentelle Untersuchung der Funktionsmuster</b>	<b>85</b>
6.1	Experimentalaufbau . . . . .	85
6.1.1	Abstandsbestimmung . . . . .	86
6.1.2	Winkelberechnung für eine einachsige Auslenkung . . . . .	88
6.1.3	Winkelberechnung für einen kardanisch aufgehängten Spiegel . . . . .	89
6.2	Statische Messungen . . . . .	91
6.3	Dynamische Messungen . . . . .	95
6.4	Temperaturabhängigkeit der Federsteifigkeit . . . . .	100
6.5	Optische Eigenschaften . . . . .	101
<b>7</b>	<b>Ansteuerung von einachsigen Mikrospiegeln</b>	<b>105</b>
7.1	Einseiten- und Differenzialansteuerung . . . . .	105
7.2	Optimierung durch modifizierte Spiegelansteuerung . . . . .	108
7.2.1	Ansteuerung mit Gegenmoment . . . . .	109
7.2.2	Ansteuerung mit Ansteuerfunktion . . . . .	112
7.3	Nachführregelungsexperimente . . . . .	115
7.4	Bewertung der Ansteuerverfahren . . . . .	119

---

<b>8 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>121</b>
<b>A Anhang</b>	<b>125</b>
A.1 Berechnung der Torsionsträgheitsmomente . . . . .	125
A.2 Materialparameter . . . . .	126
A.3 Einheitsvektor des abgelenkten Laserstrahls bei kardanisch aufgehängten Spiegeln . . . . .	127
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>131</b>



---

# Häufig verwendete Symbole und Abkürzungen

$A$	Schwingungsamplitude
$B$	Bandbreite
$D$	Dämpfungsgrad
$D_{rot}$	Dämpfungsgrad der rotatorischen Schwingung
$D_{vert}$	Dämpfungsgrad der vertikalen Schwingung
$\Delta t$	Zeitspanne
$E$	Elastizitätsmodul
$\delta$	Abklingkonstante
$\varepsilon_0$	Elektrische Feldkonstante
$\varepsilon_r$	Relative Permittivität
$\eta$	Dämpfungskonstante
$\eta_{rot}$	Dämpfungskonstante der rotatorischen Schwingung
$\eta_{vert}$	Dämpfungskonstante der vertikalen Schwingung
$f$	Frequenz
$f_0$	Eigenfrequenz
$f_{0-rot}$	Eigenfrequenz der rotatorischen Schwingung
$f_{0-vert}$	Eigenfrequenz der vertikalen Schwingung
$f_r$	Resonanzfrequenz
$f_{r-rot}$	Resonanzfrequenz der rotatorischen Schwingung
$f_{r-vert}$	Resonanzfrequenz der vertikalen Schwingung
$\varphi$	Phasenwinkel
$G$	Gleitmodul
$I_t$	Torsionsträgheitsmoment
$I_m$	Massenträgheitsmoment
$I_{yy}$	axiales Flächenträgheitsmoment bei Biegung um y-Achse
$I_{zz}$	axiales Flächenträgheitsmoment bei Biegung um z-Achse
$K_{rot}$	Torsionsfedersteifigkeit einer Torsionsfeder

---

$K_{vert}$	Biegesteifigkeit einer Torsionsfeder
$K_{syst-rot}$	rotatorische Systemsteifigkeit
$K_{syst-vert}$	vertikale Systemsteifigkeit
$m$	Masse
$M$	Moment
$\nu$	Querkontraktionszahl
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_0$	Eigenkreisfrequenz
$\omega_{0-rot}$	Eigenkreisfrequenz der rotatorischen Schwingung
$\omega_{0-vert}$	Eigenkreisfrequenz der vertikalen Schwingung
$\psi$	optischer Winkel
$Q$	Gütefaktor
$R$	Krümmungsradius
$r$	Einspannradius
$R_{kor}^2$	Bestimmtheitsmaß
$\rho$	Materialdichte
$U$	elektrische Spannung
$\theta_1$	Auslenkwinkel des 1-D-Spiegels bzw. Rahmens des 2-D-Spiegels
$\theta_2$	Auslenkwinkel der Spiegelplatte des 2-D-Spiegels
$w_{fe}$	Federbreite
$w_{sp}$	Breite der Spiegelfläche
$w_{ra}$	Breite des Rahmens
$l_{fe}$	Federlänge
$l_{sp}$	Länge der Spiegelfläche
$l_{ra}$	Länge des Rahmens
$\lambda$	Wellenlänge
$T_s$	Abklingzeit
$t_{Al}$	Dicke der Aluminiumschicht
$t_{AlN}$	Dicke der Aluminiumnitridschicht
$t_{fe}$	Federdicke
$t_{Si}$	Siliciumversteifungsdicke der Spiegelplatte
$Q$	Gütefaktor
<i>CAD</i>	Computer-Aided Design
<i>FEM</i>	Finite-Elemente-Methode
<i>TCP</i>	Tool Center Point

# 1 Einleitung

Das aktive Ablenken von Licht wird für eine Vielzahl von technischen Anwendungen benötigt. Dabei kann die Lichtablenkung prinzipiell auf Basis der Reflexion, Refraktion oder Diffraktion erfolgen, dies wird in Kap. 2.1 erläutert. Die Reflexion durch Spiegel mit einstellbaren Neigungswinkeln stellt dabei die geläufigste Form der aktiven Lichtablenkung dar. Dies kann durch makroskopische Strahlableitvorrichtungen erfolgen. Dabei werden häufig Spiegel mit Galvanometerantrieb eingesetzt. Diese ermöglichen große Drehwinkel der Spiegelplatte bei hoher Dynamik und besitzen oft eine integrierte Positionserfassung. Sie sind jedoch im Vergleich zum Lichtstrahldurchmesser sehr groß und auch sehr kostenintensiv. Die Mikrosystemtechnik mit Strukturgrößen im Mikrometerbereich und der parallelen Fertigung ermöglicht die Herstellung von kleinen und preisgünstigen aktivverstellbaren Spiegeln. Petersen hat dies 1980 bei IBM als Erster demonstriert [Pet80]. Er hat einen elektrostatisch betriebenen Mikrospiegel in Siliciumvolumenmikromechanik hergestellt. Der Mikrospiegel mit einer Spiegelplattengröße von etwa 2 mm x 2 mm erreicht bei resonanter Schwingung eine maximale Spiegelplattenauslenkung von etwa  $\pm 1^\circ$  und die maximale statische Auslenkung beträgt etwa  $0,02^\circ$ . Diese erste Publikation über Mikrospiegel hat weltweit eine Vielzahl weiterer Forschungsaktivitäten in Gang gesetzt, die bis heute anhalten. Die geläufigsten Antriebsmechanismen bei Mikrospiegeln sind die elektrostatische, magnetische, thermische und piezoelektrische Aktuierung. Die Vor- und Nachteile werden in Kap. 2.3 erläutert. Auf Grund der guten Kompatibilität mit den Technologien der Mikrosystemtechnik, der kompakten Bauweise und hohen Dynamik wird der Großteil der Mikrospiegel elektrostatisch betrieben. Die Forschungsaktivitäten in dieser Arbeit beziehen sich aus den genannten Gründen ebenfalls auf Spiegel mit elektrostatischer Aktuierung und die nachfolgenden Betrachtungen der Leistungsmerkmale gelten für Mikrospiegel dieses Aktuierungsprinzips. Die Anwendungsmöglichkeiten von Mikrospiegeln hängen von der Art der Spiegelauslenkung ab. Hierbei kann man grundsätzlich zwischen der rotatorischen Spiegelplattenschwingung sowie analogen und digitalen Auslenkwinkeln der Spiegelplatte unterscheiden. Die rotatorische Spiegelschwingung ist in Resonanz am effizientesten und der erzielbare Winkelbereich der Spiegelplattenbewegung ist dementsprechend groß. Auslenkwinkel der Spiegelplatte von mehr als  $\pm 10^\circ$  sind möglich. Bei einer analogen Spiegelauslenkung kann innerhalb des erzielbaren Auslenkbereiches die Spiegelplatte mit ei-

nem beliebigen Winkel ausgelenkt und gehalten werden. Bei einer digitalen Auslenkung hingegen können nur diskrete Auslenkwinkel realisiert werden.

Die kleinen realisierbaren Strukturabmaße der Mikrosystemtechnik ermöglichen Funktionalitäten, die mit der Feinwerktechnik nie erreicht werden könnten. So hat z.B. Texas Instruments Ende der 80er Jahre mit der Entwicklung von Mikrospiegelarrays für Projektionsanwendungen begonnen und dabei Pionierarbeit geleistet. Die einzelnen Mikrospiegel werden auf Grund ihrer digitalen Auslenkung von Texas Instruments als „Digital Micromirror Device“ (DMD) bezeichnet und erzeugen einzelne Lichtpixel, die je nach Spiegelauslenkung ein- oder ausgeblendet werden [Hor90, Hor91]. Derzeit gibt es die DMDs mit Kantenlängen im Bereich von 7,6 bis 13,6  $\mu\text{m}$  und die digitale Spiegelplattenauslenkung beträgt  $\pm 12^\circ$  [Tex14]. Neben Projektionsanwendungen finden digitale Spiegel in der optischen Nachrichtentechnik Anwendung als optische Schalter [Dob02].

Schwingend betriebene Spiegel [Sch01, Le07, Hah04] finden ebenfalls Anwendung in der Lichtprojektion bei analogen Displays [Hofm12], bei Barcodereadern [Kia98], der konfokalen Mikroskopie [Dic97], Endoskopie, LiDAR-Systemen (Light Detection And Ranging) [San10, Hfm12] und vielen weiteren Applikationen. Mikrospiegel mit analogen Auslenkwinkeln finden Anwendung in der optischen Nachrichtentechnik als Schalter [Aks03] oder zur Dämpfung der Intensität, indem eine definierte Fehljustage des Lichtstrahls zum Wellenleiter eingestellt wird. Weitere Anwendungen liegen in Scanneranwendungen, die nicht resonant, sondern quasistatisch erfolgen und jegliche Anwendungen, die ein Positionieren eines Laserstrahls benötigen. Analoge Auslenkungen sind dabei am schwierigsten zu realisieren. Mikrospiegel mit elektrostatischen Plattenaktoren, wie sie z.B. beim DMD von Texas Instruments verwendet werden, erreichen große digitale Auslenkwinkel von mehr als  $\pm 10^\circ$ , der nutzbare analoge Auslenkbereich wird jedoch durch die Instabilität in Form des sogenannten Pull-In-Effektes (siehe Kap. 4.4) begrenzt. Bei elektrostatisch betriebenen Mikrospiegeln sind quasistatische Spiegelauslenkungen von  $\pm 6^\circ$  bis  $\pm 7,5^\circ$  [Mil04, Mir09, San11, IPMS14] als groß anzusehen. In einer recht neuen Publikation wird ein Mikrospiegel vorgestellt, der einen Winkel von bis zu  $\pm 10^\circ$  [San13] erreicht.

## 1.1 Motivation der Arbeit

Diese Arbeit hat das Ziel, einen Beitrag zur Entwicklung von elektrostatisch betriebenen Mikrospiegeln zu liefern, die quasistatische Spiegelauslenkungen von mehr als  $\pm 10^\circ$  ermöglichen. Die Hauptanwendung besteht in der Ablenkung eines Laserstrahls für eine interferometrische



Längenmessung wie es z.B. in einem Lasertrackersystem benötigt wird. Ein Lasertrackersystem ist ein Koordinatenmessgerät, das mit Hilfe eines oder mehrerer Laserstrahlen eine direkte berührungslose Positionsbestimmung ermöglicht. Dazu wird ein Retroreflektor, der den Laserstrahl in die gleiche Richtung zurück reflektiert, an den zu vermessenden Punkt angebracht. Lasertrackersysteme mit sehr teuren feinwerktechnischem Aufbau in Form von Forschungsdemonstratoren [Tak98, Wach09] sind vorgestellt worden und kommerzielle Messsysteme [Far14, Lei14, API14, PI14] sind erhältlich. Derzeit liegt die Anwendung vorwiegend in der Kalibrierung anderer Messsysteme oder im Vermessen großer Objekte. Eine weitere erstrebenswerte Anwendung ist die Positionserfassung eines Roboterarmes oder einer Werkzeugmaschine für dessen Steuerung. Hierbei kann direkt der Punkt des Interesses, der Tool Center Point (TCP), kontaktfrei und entkoppelt vom Kraftfluss erfasst werden. Der Aufbau eines solchen Messsystems aus feinwerktechnischen Komponenten erfordert sehr viel Bauraum und ist viel zu kostenintensiv, um als Positionssensor Anwendung zu finden. Die Mikrosystemtechnik bietet nicht nur die Möglichkeit der Miniaturisierung, sondern vor allem auf Grund der parallelen Fertigung das Potenzial der kostengünstigen Herstellung. Erst dies ermöglicht die industrielle Anwendbarkeit. Im Rahmen des vom BMBF geförderten Verbundprojektes „Kompetenzdreieck Optische Mikrosysteme“ sind im IMN MacroNano<sup>®</sup> der TU Ilmenau Forschungstätigkeiten auf dem Gebiet eines optischen Mikrotrackersystems erfolgt. In dieser Arbeit werden im Projekt gewonnene Forschungsergebnisse über Mikrospiegel vorgestellt.

In der Regel erfolgt die Positionsverfolgung durch eine interferometrische Messung der Abstandsänderung bei Kenntnis der Ablenkungswinkel des Laserstrahls. Der Aufbau eines Lasertrackersystems, bestehend aus mindestens drei Trackern, ermöglicht die ausschließliche Verwendung von interferometrischen Längenmessungen, die in der Regel deutlich genauer als Winkelmessungen sind. Bei Verwendung von vier oder mehr Trackermodulen ist das Gleichungssystem zur Positionsbestimmung des Retroreflektors überbestimmt. Dies ermöglicht die Lagebestimmung der Trackermodule zueinander und die Bestimmung der initialen Abstände zwischen den Modulen und dem Retroreflektor [Mar11]. Eine Absolutpositionsbestimmung des Retroreflektors durch Multilateration kann dadurch erreicht werden. Es müssen dazu mindestens drei Laserstrahlen permanent auf den Retroreflektor gerichtet sein (Trilateration). Die Verwendung von mehr Trackermodulen macht das System robuster gegen eine Strahlabschattung und erhöht die Messgenauigkeit. Abb. 1.1 skizziert, wie ein Mikrotrackersystem bestehend aus mehreren Mikrotrackermodulen zur Positionsbestimmung des Tool Center Points eines Roboterarmes verwendet werden kann.

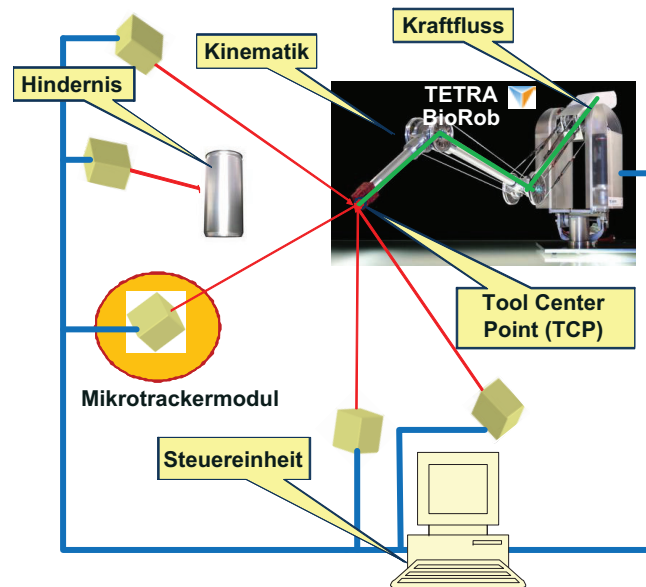


Abb. 1.1: Positionserfassung des Tool Center Points durch ein Mikrotrackersystem

Abb. 1.2 zeigt den schematischen Aufbau zur Realisierung eines Mikrotrackermoduls. Das Konzept dazu ist in [Mar13, Wei11, Mar11] publiziert worden. Der von einem integrierten Interferometer ausgehende Laserstrahl wird über einen Mikrospiegel [Wei12, Wei13, Wei14] derart umgelenkt, dass er auf die Mitte des Retroreflektors trifft. Der Laserstrahl wird vom Retroreflektor richtungsgleich zurückreflektiert. Bei Verschieben des Retroreflektors wird ein Versatz an einer 4-Quadrantendiode mit Durchgangsöffnung [Mark13] detektiert. Das Signal der 4-Quadrantendiode dient zur Nachführregelung des Mikrospiegels [Ngu10, Mar11]. Der Mikrospiegel wird derart aktuiert, dass sich der Strahl wieder in der Mitte des Retroreflektors befindet. Die Distanzänderung des Retroreflektors vom Mikrotrackermodul wird mit Hilfe des integrierten Interferometers mit Vorwärts- Rückwärtserkennung ermittelt.

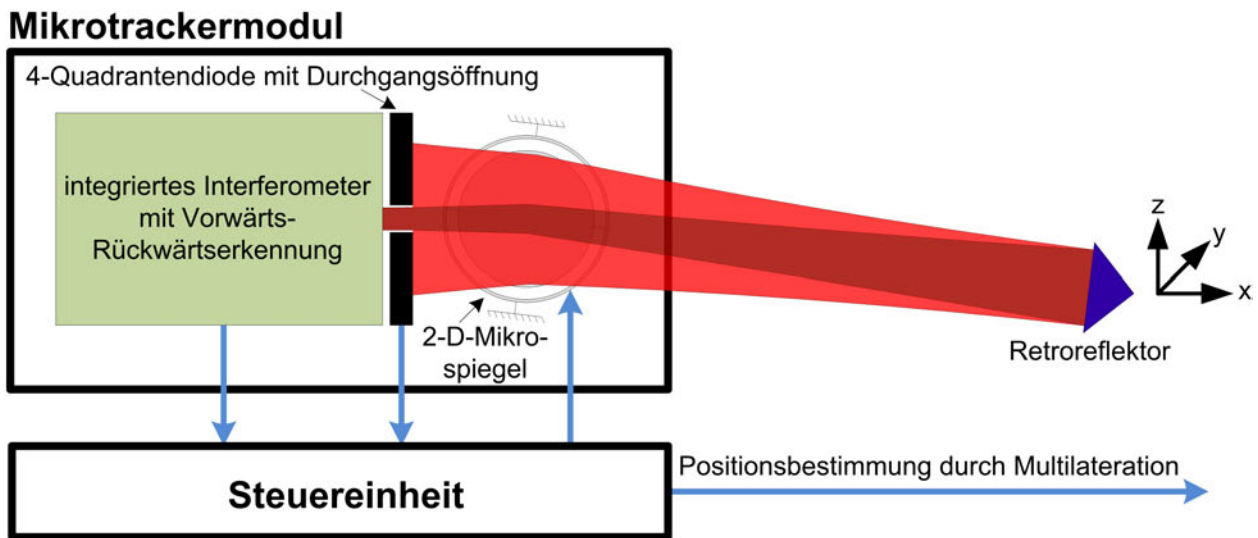


Abb. 1.2: Funktionsweise eines einzelnen Mikrotrackermoduls

Die Verwendung eines 1-D-Spiegels ermöglicht die Positionsverfolgung in einer Ebene und die eines 2-D-Spiegels im Raum. Die Positionsverfolgung in der Ebene kann z.B. für die Steuerung einer Laserschneideanlage dienen, die sich parallel zum Werkstück bewegt. Eine räumliche Positionsverfolgung ermöglicht z.B. die Positionserfassung des Tool Center Points eines Roboterarmes. Abb. 1.3 zeigt den Fall einer ebenen Bewegung des Retroreflektors innerhalb des Messbereiches mit der Breite  $a$  bei Verwendung eines 1-D-Spiegels zur Messstrahlableitung. Der Abstand  $d$  des Mikrospiegels vom Retroreflektor soll maximal 2 m betragen und der Retroreflektor bewegt sich mit einer Maximalgeschwindigkeit von 1 m/s. Der Winkel der Messstrahlableitung ist  $\psi$  und  $\theta$  ist der Winkel der mechanischen Spiegelauslenkung.

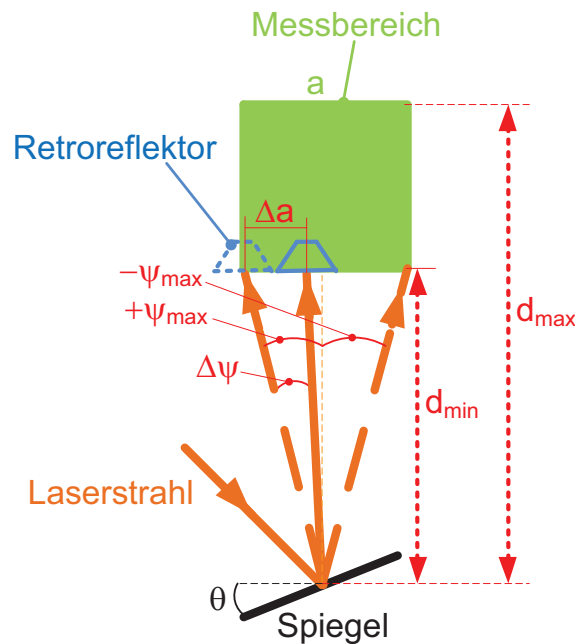


Abb. 1.3: Geometrische Abhängigkeiten für das Anforderungsprofil der Strahlableitung

Im Falle eines 1-D-Spiegels bedeutet eine mögliche Spiegelauslenkung  $\theta$  von  $\pm 10^\circ$ , dass die Bewegung eines Retroreflektors, der sich in einem Abstand  $d$  von 1 m vom Spiegel entfernt befindet, entlang einer Strecke  $a$  von 70 cm verfolgt werden kann. Eine angestrebte Maximalgeschwindigkeit von 1 m/s des Retroreflektors bei dem festgelegten Minimalabstand  $d_{\min} = 1$  m bedingt eine Winkelgeschwindigkeit größer  $22,5^\circ/\text{s}$  des Mikrospiegels. Die Positioniergenauigkeit soll dabei möglichst hoch sein. Es werden Positioniergenauigkeiten von wenigen Milli-grad angestrebt. Die Erreichbarkeit hängt von der Ansteuerkennlinie des Spiegels (Winkel-Spannungs-Kennlinie) ab, die nicht zu steil sein sollte und von der Spannungsauflösung der Anstreuerelektronik. Die Spiegelplatte muss ausreichend groß sein, da der Messstrahl nach der Reflexion am Retroreflektor stark aufgeweitet wieder auf den Spiegel trifft. Die minimale Größe der Spiegelplatte wird auf  $\varnothing 1$  mm festgelegt und die Oberfläche muss die notwendige optische Qualität aufweisen. Zur Vermeidung von Interferenzerscheinungen soll die Unebenheit der Spiegelplatte, damit ist eine Abweichung von einer ideal planaren Fläche gemeint, kleiner als ein Viertel der Wellenlänge ( $\lambda = 632,8$  nm) des Messstrahls sein. Bei einem Durchmesser der Spiegelplatte von 1 mm entspricht dies einem zulässigen Krümmungsradius der Spiegelplatte  $\geq 0,78$  m. Die Oberfläche der Spiegelplatte soll einen möglichst hohen Reflexionsgrad ( $\approx 90\%$ ) für das verwendete HeNe-Laserlicht aufweisen, um eine ausreichend große Signalstärke für die Positionsdioden und die interferometrische Messung zu gewährleisten. Für eine hoch genaue interferometrische Längenmessung wird angestrebt, dass sich das Zentrum der Spiegelplatte bei der Auslenkung  $< 0,5 \mu\text{m}$  bewegt.

In Tab. 1.1 sind die Anforderungen an die Strahlableitvorrichtung allgemeingültig zusammengefasst. Dies ermöglicht einen Vergleich mit anderen Strahlableitungsprinzipien.

Tab. 1.1: Anforderungsprofil zur Strahlableitung

Parameter	Zielwert	Resultat / Abhängigkeit
einachsige Ablenkung $\psi$ (analoge Betriebsform)	$> \pm 20^\circ$	ermöglicht Objektverfolgung entlang einer ebenen Fläche; für $\psi = \pm 20^\circ$ bei $d_{min} = 1$ m kann der Messbereich eine Breite $a$ von 70 cm betragen
zweiachsige Ablenkung $\psi$ (analoge Betriebsform)	$\approx \pm 20^\circ$	ermöglicht räumliche Objektverfolgung; Strahlableitung soll in allen Raumrichtungen möglichst gleich groß sein
Winkelgeschwindigkeit $\Delta\psi/\Delta t$	$> 45^\circ/s$	entspricht dem Verfolgen einer Bewegung mit 1 m/s in einer Entfernung $d = 1$ m; Erfüllbarkeit hängt von der Dynamik des Aktors und der Regelung ab
Winkelauflösung $\Delta\psi$	$< 0,0029^\circ$	entspricht Positioniergenauigkeit von 100 $\mu\text{m}$ in $d_{max} = 2$ m Entfernung; Erfüllbarkeit hängt von der Kennlinie und Ansteuerelektronik ab
Apertur	$> \varnothing 1$ mm	lässt gewisse Strahlaufweitung zu
zulässige Änderung der optischen Weglänge	$< 1$ $\mu\text{m}$	führt unkompensiert zu Fehlern bei der interferometrischen Längenmessung
Gangunterschied ( $\lambda = 632,8$ nm)	$< \lambda/2$	zur Vermeidung von Interferenzerscheinungen der Teilstrahlen
Wirkungsgrad	$\approx 90\%$	für ausreichende Signalstärke

## 1.2 Gliederung der Arbeit

In Kap. 2 erfolgt die Konzeptfindung für die Entwicklung eines Mikrospiegels mit quasistatischer Auslenkung. Das Verhalten der Torsionsfedern aus Aluminiumnitrid hinsichtlich ihrer Stabilität, Ermüdungsverhalten sowie Torsions- und Biegesteifigkeit wird in Kap. 3 getestet. Es wird auch untersucht, ob durch eine dreidimensionale Formgebung das Torsions- zu Biegesteifigkeitsverhältnis erhöht werden kann. Die für die Spiegelentwicklung notwendigen Modellbildungen werden in Kap. 4 erläutert. In Kap. 5 wird das Mikrospiegeldesign und die Herstellungstechnologie beschrieben. Es werden sowohl einachsige als auch zweiachsige kardatisch aufgehängte Mikrospiegel hergestellt. Die experimentelle Erprobung erfolgt in Kap. 6. In Kap. 7 werden verschiedene Ansteuerungsverfahren für die Aktuierung der Mikrospiegel mittels

elektrostatischer Plattenaktoren vorgestellt. Es werden neuartige Ansteuerverfahren zur Linearisierung der Winkel-Antriebsspannungs-Kennlinie vorgestellt. Die Ergebnisse der Arbeit werden in Kap. 8 zusammengefasst und es wird ein Ausblick gegeben.

## 2 Konzeptfindung

### 2.1 Prinzipien zur Strahlablenkung

In diesem Abschnitt werden die Grundprinzipien zur Strahlablenkung (Reflexion, Refraktion und Diffraktion) hinsichtlich ihrer Eignung für die aktive Lichtablenkung in einem Mikrotrackersystem betrachtet. Eine Auswahl von verschiedenartigen Strahlablenkungsanordnungen, die sich mit der Mikrosystemtechnik umsetzen lassen, finden sich in [Bou04, Sinz03].

#### 2.1.1 Strahlablenkung durch Reflexion

Abb. 2.1 zeigt die Strahlablenkung durch Reflexion. Das Verhalten wird durch das Reflexionsgesetz beschrieben (Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel, Gl. 2.1). Der Zusammenhang zwischen mechanischer Spiegelauslenkung  $\theta$  und Strahlablenkungswinkel  $\psi$  ist in Gl. 2.2 dargestellt. Aktiv verstellbare Spiegel lassen sich gut mit den Technologien der Mikrosystemtechnik realisieren und sind erstmals von Petersen (IBM) 1980 demonstriert worden [Pet80].

$$\varepsilon = \varepsilon' \tag{2.1}$$

$$\psi = 2 \cdot \theta \tag{2.2}$$

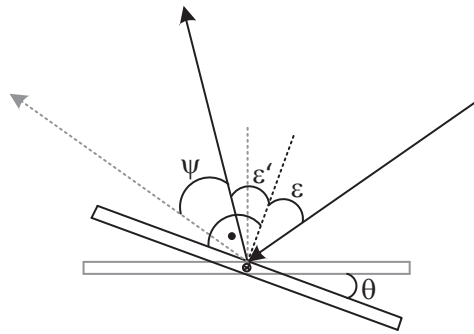


Abb. 2.1: Strahlablenkung durch einen Spiegel

### 2.1.2 Strahlablenkung durch Refraktion

Abb. 2.2 zeigt die Refraktion (Brechung) eines Lichtstrahls beim Übergang vom Medium 1 mit der Brechzahl  $n_1$  zum Medium 2 mit der Brechzahl  $n_2$ . Die Beschreibung der Lichtbrechung geschieht über das Snelliussche Brechungsgesetz (Gl. 2.3).

$$\frac{\sin \delta_1}{\sin \delta_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.3)$$

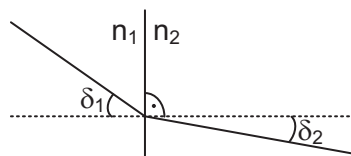


Abb. 2.2: Prinzipskizze zur Lichtbrechung

Aus dem Brechungsgesetz folgt, dass eine aktive Strahlablenkung durch ein Verändern der Brechzahl oder des Einfallswinkels z.B. durch Verformung der Grenzfläche erfolgen kann. Brechzahlen lassen sich jedoch nur in geringem Maße verstimmen, eine einfache Möglichkeit besteht dabei in der thermischen Brechzahländerung, die durch den thermooptischen Koeffizienten  $dn/dT$  beschrieben wird. So liegt beispielsweise der thermooptische Koeffizient bei dem optischen Glas LaSF NF gemessen in trockener Luft in einem Temperaturbereich zwischen  $0-150^\circ\text{C}$  für eine Wellenlänge von  $644\text{ nm}$  nur bei etwa  $4-5 \cdot 10^{-6}\text{ K}^{-1}$  [Bach95]. Linsen stellen gewölbte Grenzflächen dar. Durch Verschieben einer Linse z.B. in einer Teleskopanordnung nach Abb. 2.3a verändert sich der Einfallswinkel und es wird eine aktive Strahlablenkung erreicht.



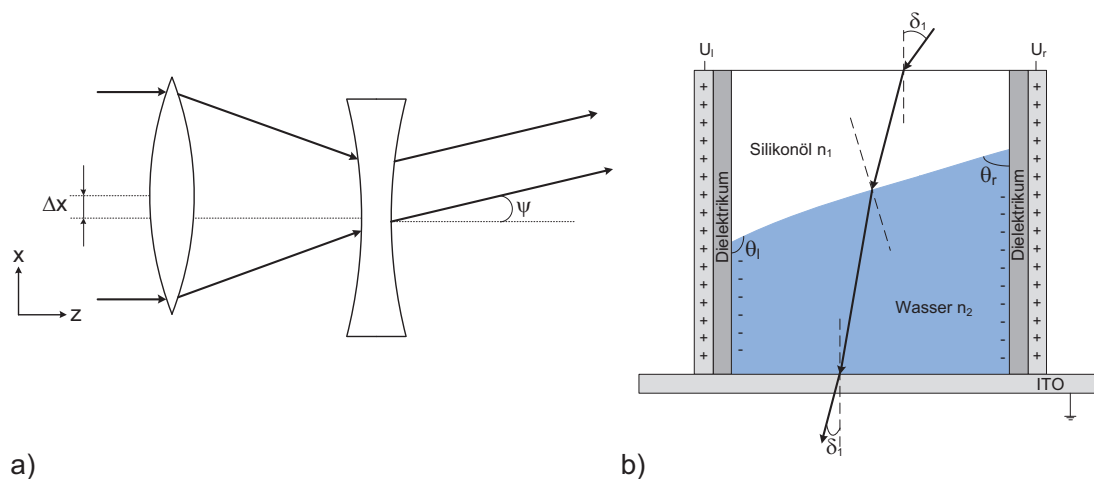


Abb. 2.3: Aktive Strahlableitung durch Refraktion: a) Verschieben einer Linse in einer Teleskopanordnung in Anlehnung an [Sinz03]; b) Strahlableitung durch ein Elektrowetting-Prisma in Anlehnung an [Che11]

Eine aktive Strahlableitung für das Linsensystem aus Abb. 2.3a erfolgt durch Verschieben einer der beiden Linsen in x-Richtung. Der optische Ablenkwinkel  $\psi$  lässt sich nach [Sinz03] mit der Brennweite  $f$  der verschobenen Linse und dem Betrag  $\delta x$  der Verschiebung durch Gl. 2.4 berechnen.

$$\psi = -\arctan \frac{\Delta x}{f} \quad (2.4)$$

Ein sehr einfaches Prinzip, das sich gut in der Mikrosystemtechnik umsetzen lässt, ist ein Prisma mit veränderbarem Winkel. Abb. 2.3b zeigt die Umsetzung auf Basis von Elektrowetting [Che11]. Dabei werden die Kontaktwinkel  $\theta_l$  und  $\theta_r$  durch Anlegen von unterschiedlichen Spannungen  $U_l$  und  $U_r$  an den Seitenwänden gesteuert. Die transparente Bodenelektrode (ITO) hat dabei Nullpotenzial. Dies ermöglicht eine aktive Lichtsteuerung. Silikonöl, das in etwa die gleiche Dichte wie Wasser hat, jedoch eine unterschiedliche Brechzahl aufweist, wird zur Stabilisierung des ansonsten sehr schock- und vibrationsempfindlichen Meniskus verwendet.

### 2.1.3 Strahlableitung durch Diffraktion

Eine Strahlableitung durch Diffraktion (Beugung) kann durch Beugungsgitter erreicht werden, die sich z.B. durch Ätzen erzeugen lassen. In Abb. 2.4 ist die Strahlableitung durch ein rotierendes Beugungsgitter dargestellt. In Folge der Drehung kommt es für die gebeugten Lichtstrahlen, abgesehen von der 0. Beugungsordnung, zu einer Auslenkung mit dem Winkel

$\psi$  in x-Richtung. Dieses Prinzip ist in Form von MEMS-Scannern in [Yas99, Zho04] umgesetzt worden .

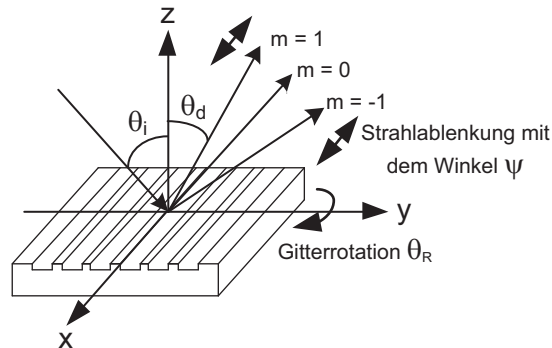


Abb. 2.4: Strahlableitung durch ein rotierendes Beugungsgitter in Anlehnung an [Zho04]

Die Lichtstrahlableitung  $\psi$  lässt sich durch Gl. 2.5 beschreiben [Zho04]. Dabei ist  $m$  die Beugungsordnung,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $\theta_i$  der Einfallswinkel,  $\theta_d$  der Beugungswinkel,  $g$  die Gitterperiode und  $\theta_R$  der Rotationswinkel für die Gitterdrehung.

$$\tan \psi = \frac{\tan \theta_R \cdot \theta_d}{1 - (g \cdot \sin \theta_i) / (m \cdot \lambda \cdot \theta_R)} \quad (2.5)$$

### 2.1.4 Bewertung der Strahlableitungsprinzipien

Ein wichtiger Aspekt im Hinblick auf die Eignung einer Strahlableitungsanordnung in einem Mikrotrackersystem ist, dass die Strahlableitung möglichst keinen Einfluss auf die interferometrische Distanzmessung ausübt. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Umsetzbarkeit des Strahlableitungsprinzips mit den Technologien der Mikrosystemtechnik. Strahlableitungsanordnungen auf Basis der Reflexion lassen sich technologisch gut umsetzen und kompakt aufbauen. Es gibt keine prinzipbedingten interferometrischen Messfehler bei der Strahlableitung. Die häufigsten Messfehler bei der Lichtableitung durch einen Mikrospiegel im Hinblick auf die Anwendung in einem Mikrotrackersystem werden in Kap. 2.6 thematisiert. Nachteilig bei allen aktiven Strahlableitungsprinzipien durch Refraktion ist eine Änderung des optischen Weges in Folge der Aktuierung. Unter der optischen Weglänge versteht man die geometrische Länge multipliziert mit der Brechzahl des Mediums, in dem sich das Licht ausbreitet. Der Sachverhalt ist bei Betrachtung des Elektrowetting-Prismas in Abb. 2.3b leicht ersichtlich. Je nach Verformung des Wassermeniskus ändert sich der optische Weg der Lichtstrahlen. Dies führt zu einem Laufzeitunterschied und in dessen Folge zu einer Änderung in der interferometrischen

Distanzbestimmung, auch bei Bewegung des Retroreflektors mit einem konstanten Radius um die Strahlableitungsvorrichtung. Eine aktive Strahlableitung durch Refraktion ist daher für die vorgesehene Anwendung nur bedingt geeignet. Bei der Lichtableitung durch Diffraktion kommt es zum Auftreten von mehreren Beugungsordnungen. Für die Mikrotrackeranwendung wird das Steuern eines Lichtstrahls benötigt. Das Vorhandensein mehrerer Lichtstrahlen führt zu einem erheblichen Intensitätsverlust, was Probleme mit dem Signal- Rauschverhältnis mit sich bringen kann. Des Weiteren könnten die Lichtstrahlen der ungenutzten Beugungsordnungen unkontrolliert reflektiert werden und zu Störungen bei der Positionserfassung führen. Denkbar ist auch, dass zwei Beugungsordnungen vom Retroreflektor erfasst und reflektiert werden. Durch unterschiedliche Laufzeiten würden diese zu Fehlern oder Störungen bei der interferometrischen Messung führen. Ein weiterer Aspekt ist die potenzielle Gefährdung für Menschen, die durch die ungenutzten Beugungsordnungen geblendet werden könnten.

Ausgehend von den vorhergehenden Betrachtungen wird das Prinzip der Reflexion für die Entwicklung einer Strahlableitungsvorrichtung verfolgt. Im Folgenden wird daher die Entwicklung eines Mikrospiegels für die Anwendung in einem Mikrotrackersystem thematisiert.

## 2.2 Betriebsform des Mikrospiegels

Ein resonanter Betrieb von Mikrospiegeln ist energetisch am effizientesten und ermöglicht sehr große Auslenkwinkel. Dabei bezeichnet man Mikrospiegel, die schwingend betrieben werden, häufig als Mikroscannerspiegel. Zweiachsige Mikroscannerspiegel, die eine horizontale und vertikale Strahlableitung ermöglichen, finden beispielsweise bei der scannenden Laserprojektion Anwendung. Eine resonante horizontale und vertikale Strahlableitung ermöglicht dabei den größten Scannbereich und führt zur Bildung einer Lissajous-Figur, die bei geeigneter Ansteuerung zu einem engmaschigen „Gewebe“ durch den abgelenkten Laserstrahl führt [Spe11]. In Bezug auf die Mikrotrackeranwendung führt ein resonantes Scannen des Messbereiches zu einer vorgegebenen Weg-Zeit-Kennlinie und der Messstrahl kann nicht den gesamten Messbereich, sondern lediglich einzelne Bahnen abtasten. Dies führt dazu, dass der Retroreflektor überhaupt nur an diskreten Punkten zu einem bestimmten Zeitpunkt erfasst werden kann. Des Weiteren ist durch Abscannen des Messbereiches nur ein kurzzeitiges Auftreffen des Strahls auf den zu erfassenden Retroreflektor möglich, was nur zu einem kurzen Lichtreflex in Richtung Mikrotrackermodul führt. Dies ermöglicht aber keine interferometrische Längenmessung, da dies eine permanente Intensitätsmessung des interferierten Laserlichtes bedarf. Dies ist notwendig, da durch Zählen der sich in Folge der Verschiebung bildenden Intensitätsmaxima die Längenänderung ermittelt wird.

Die Positionsbestimmung mittels multilateraler interferometrischer Längenmessung erfordert daher eine kontinuierliche Strahlverfolgung. Es werden daher Mikrospiegel benötigt, die eine ausreichend hohe quasistatische Bewegung über den gesamten Messbereich ermöglichen. Quasistatisch bedeutet, dass die Spiegelplattenbewegung der Aktuierungskraft ohne Phasenverschiebung folgt. Es kommt daher zu keinem Aufschwingen des Federmassesystems, das aus der Spiegelplatte und dessen Torsionsfedern besteht. Die Spiegelplattenbewegung kann daher als Abfolge von Gleichgewichtszuständen betrachtet werden.

## 2.3 Antriebsmechanismen für Mikrospiegel

Im Folgenden werden die geläufigsten Antriebsmechanismen für Mikrospiegel vorgestellt und die Vor- und Nachteile genannt [Bry03, Bou04, Hof06, Beeb04, Mes04].

### 2.3.1 Thermische Aktuierung

Unter einer thermischen Aktuierung wird in diesem Abschnitt eine Bewegung in Folge einer thermischen Materialausdehnung verstanden. Die Aktuierungswärme wird dabei in der Regel durch integrierte Widerstandsheizler erzeugt. Ein guter Überblick über die thermische Aktuierung von Mikrospiegeln findet sich in [Xie06]. Um den Effekt der thermischen Dehnung zu steigern, werden die Aktoren typischer Weise als Bimorphe oder Multimorphe aufgebaut. Dabei werden Materialien mit möglichst unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten verwendet. Üblich sind Metalle wie z.B. Aluminium (Al) auf Grund ihres großen thermischen Ausdehnungskoeffizienten in Kombination mit Siliciumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ). Der Ausdehnungskoeffizient von Al ist etwa 33 Mal größer als der von  $\text{SiO}_2$ . Zur Stabilisierung wird häufig eine Zwischenschicht aus Silicium verwendet, welche eine hohe thermische Leitfähigkeit hat und einen Ausdehnungskoeffizienten, der etwa um den Faktor neun geringer ist als der von Al. Der Vorteil bei thermischen Aktoren mit Bimorph- bzw. Multimorphaufbau liegt im einfachen Aufbau, der sich gut mit den Technologien der Mikrosystemtechnik realisieren lässt. Weitere Vorteile sind die großen Kräfte und Auslenkungen, die erreicht werden können. Es sind Spiegel mit großen statischen Auslenkungen teilweise im zweistelligen Winkelbereich realisiert worden [Jai04, Sin08, Todd06]. Nachteilig ist der vergleichsweise große Leistungsbedarf und die eher großen Zeitkonstanten. Des Weiteren sind thermische Aktoren anfällig gegenüber Schwankungen der Umgebungstemperatur. Abb. 2.5 zeigt die Krümmung  $R$  eines Bimorphes auf Grund der Temperaturänderung  $\Delta T$ , mit den Schichtdicken  $t_1$  und  $t_2$  sowie

dessen E-Moduln  $E_1$  und  $E_2$  und den thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ . Die mathematische Beschreibung erfolgt nach [Xie06] durch Gl. 2.6.

$$\frac{1}{R} = \frac{6(t_1 + t_2) \cdot (\alpha_2 - \alpha_1) \Delta T}{4t_1^2 + 4t_2^2 + 6t_1t_2 + \frac{E_1t_1^3}{E_2t_2} + \frac{E_2t_2^3}{E_1t_1}} \quad (2.6)$$

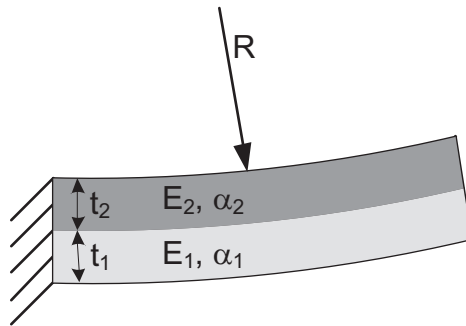


Abb. 2.5: Prinzipskizze eines thermischen Bimorphes

### 2.3.2 Magnetische Aktuierung

Elektromagnetische Aktoren erzeugen eine große Kraft bei mäßigem Leistungsbedarf und schneller Reaktionszeit. Sehr vorteilhaft ist der lineare Zusammenhang zwischen Antriebsmoment und Antriebsstrom. Daraus resultiert eine lineare Winkel-Strom-Kennlinie ohne Instabilität. Zur Aktuierung wird ein äußeres Magnetfeld benötigt. Dies wird üblicher Weise durch eine stromdurchflossene Spule mit Eisenkern hervorgerufen. An der Spiegelplatte wird durch Sputtern oder galvanisches Abscheiden ein ferro- oder dauermagnetisches Material aufgebracht [Cha03, Oka02, Cho03]. Auf Grund der magnetischen Kraftwirkung kommt es zur Spiegelauslenkung. Magnetische Materialien sind häufig nicht mit den gängigen Prozessen der Mikrosystemtechnik kompatibel und müssen daher oft am Ende der Prozesskette aufgebracht werden. Das Herstellen von Spulen mit den Technologien der Mikrosystemtechnik ist nicht einfach und beschränkt sich daher oft auf planare Spulen mit wenigen Windungen. Alternativ erfolgt daher meist ein hybrides Anbringen von makroskopischen Spulen mit Eisenkern. Bei einem anderen Prinzip erfolgt eine Spiegelauslenkung auf Grund der Lorenzkraft, die senkrecht zur Stromrichtung und dem Magnetfeld wirkt [Schi02, Ber03, Can08]. Die Lorenzkraft  $\vec{F}_L$  für eine Leiterbahn der gerichteten Länge  $\vec{l}$ , die mit dem elektrischen Strom  $I$  durchflossen wird und sich im Magnetfeld der Flussdichte  $\vec{B}$  befindet, berechnet sich wie folgt:

$$\vec{F}_L = I \cdot \vec{l} \times \vec{B} \quad (2.7)$$

Zur Erzeugung des äußeren Magnetfeldes wird in der Regel ein makroskopischer Permanentmagnet neben oder unterhalb der Spiegelplatte montiert. Auf der Spiegelplatte wird eine planare Spule aufgebracht und die Kraftwirkung erfolgt gemäß Abb. 2.6.

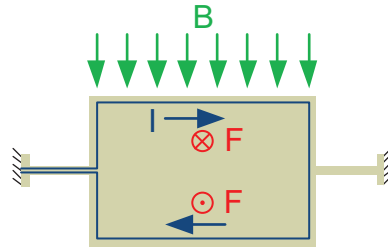


Abb. 2.6: Prinzipskizze eines Mikrospiegels bei Auslenkung durch die Lorentzkraft

Hybride Aufbauten, wie sie bei elektromagnetischen Aktoren oft vorkommen, benötigen ein großes Bauvolumen und sind montageaufwändig. Spulenwindungen auf der Reflexionsseite der Spiegelplatte verringern die nutzbare optische Fläche. Des Weiteren verursacht das Aufbringen von Windungen oder das ganzflächige Abscheiden von magnetischen Materialien häufig mechanische Spannungen in der Spiegelplatte, die zu einer starken Wölbung führen können.

### 2.3.3 Piezoelektrische Aktuierung

Der Mechanismus beruht auf einer Deformation im piezoelektrischen Material, die mit etwa  $10^{-10}$  bis  $10^{-7}$  cm/V sehr gering ist. Dieser Antrieb ist daher dann besonders vorteilhaft, wenn kleine sehr definierte Auslenkungen erreicht werden sollen. Um die Auslenkung zu verstärken, werden oft Bimorphaufbauten mit einer aktiven piezoelektrischen Schicht und einer passiven Schicht oder zwei entgegengesetzt wirkende piezoelektrische Schichten verwendet [Jud06]. Gängig sind auch Hebelanordnungen. Der Mechanismus ist schnell und erzeugt eine sehr große Kraft. Der Leistungsbedarf ist dabei gering, es werden jedoch sehr große Spannungen benötigt und die Kennlinie zeigt ein deutliches Hystereseverhalten. Verwendung finden Dünnschichten aus PZT, ZnO oder AlN, deren Herstellung sehr komplex ist. In der Literatur finden sich einige Beispiele für Spiegel oder Scanner mit piezoelektrischer Aktuierung [Youn01, Aka07, Sto12].

Eine mathematische Beschreibung der Auslenkung  $\delta$  eines Bimorphes nach Abb. 2.7 mit der Länge  $l_0$  findet sich in Gl. 2.8 und ist [Jud06] entnommen. Der Bimorph besteht aus einer aktiven piezoelektrischen Schicht mit der Schichtdicke  $t_{aktiv}$  und einer passiven Schicht  $t_{passiv}$  mit dem E-Modul  $E_{passiv}$  und der Querkontraktionszahl  $\nu_{passiv}$ . Die Auslenkung erfolgt auf Grund der Dehnung der piezoelektrischen Schicht. In Folge der Dehnung wird die intrinsische Spannung  $\sigma_{aktiv}$  verursacht.

$$\delta = \frac{1 - \nu_{passiv}}{E_{passiv}} \cdot \frac{3 \cdot l_0^2}{t_{passiv}} \sigma_{aktiv} \cdot t_{aktiv} \quad (2.8)$$

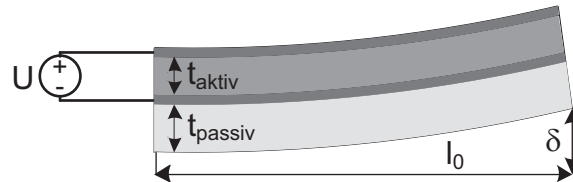


Abb. 2.7: Prinzipskizze eines piezoelektrischen Bimorphes mit einer aktiven und passiven Schicht

### 2.3.4 Elektrostatische Aktuierung

Ein guter Überblick über die elektrostatische Aktuierung von Mikrospiegeln findet sich in [Kri06, Jud06, Hao06]. Bei elektrostatischen Aktoren wird durch eine elektrische Spannung ein elektrisches Feld erzeugt, das zur Anziehung zweier Elektroden führt. Elektrostatische Aktoren zeichnen sich durch einen sehr niedrigen Leistungsbedarf und eine schnelle Reaktionszeit aus. Die Kraft ist jedoch vergleichsweise gering und es werden große elektrische Spannungen von oft mehreren hundert Volt benötigt. Sehr vorteilhaft ist der einfache kompakte Aufbau, der sich meistens gut mit CMOS-kompatiblen Materialien wie z.B. Silicium und Aluminium realisieren lässt. Elektrostatische Aktoren lassen sich daher gut mit Standardprozessen der Mikrosystemtechnik realisieren. Die Kraftwirkung auf zwei Kondensatorplatten, zwischen denen ein elektrisches Feld angelegt wird, ist in Abb. 2.8 dargestellt. Man unterscheidet zwischen elektrostatischen Aktoren mit Plattenarchitektur [Pet80, Hor90, Dok04, Hao03], bei denen es zu einer Änderung des Plattenabstandes  $d$  in Folge der Kraft  $F_z$  in z-Richtung kommt und Aktoren mit Kammstrukturen, die eine laterale Verschiebung der Platten in x- oder y-Richtung nutzen. Spiegel mit Plattenaktoren sind einfach in der Herstellung, weisen aber normalerweise eine hoch nicht lineare Kennlinie auf. Dabei wird die Auslenkung durch den Pull-In-Effekt (Kap 4.4) in der Regel auf etwa  $1/3$  des Luftspaltes limitiert. Bei Verwendung eines Getriebes können Spiegel bzw. Scanner mit Kammaktoren aufgebaut werden, die eine Bewegung in der Ebene (Kraft  $F_y$ ) nutzen [Kia98]. Bei Spiegeln mit Kammaktoren ist jedoch eine Bewegung aus der Ebene heraus durch die Kraft  $F_x$  [Mil04, Hsi08, Hah04] geläufiger. Dazu wird der bewegliche und statische Kamm vertikal versetzt zueinander angeordnet. Dies geschieht meist durch Verwenden von zwei Wafern, die zueinander justiert und durch Bonden miteinander verbunden sind. Dabei ist eine hohe Justagegenauigkeit notwendig, da ein lateraler Versatz der Kammstrukturen zueinander ein seitliches Anziehen bewirkt. Dies kann auch schon durch

Unebenheiten beim Ätzzvorgang verursacht werden. Daher ist bei der Verwendung von Kammaktoren eine ausreichend große Quersteifigkeit der Torsionsfedern notwendig, um einen Pull-In und damit ein Klemmen der Kammstrukturen zu verhindern. Mikrospiegel mit Kammaktoren sind daher häufig technologisch anspruchsvoller in der Herstellung als Spiegel mit Plattenaktoren, weisen aber einen deutlich lineareren Winkel-Spannungs-Kennlinienverlauf auf und sind den gesamten möglichen Auslenkbereich stabil.

Für die in einem Plattenkondensator gespeicherte Energie  $W$ , mit den Geometrieabmaßen der Platten  $a$ ,  $b$  und dem Plattenabstand  $d$  sowie der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0$  und der elektrischen Spannung  $U$  gilt:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot U^2 \cdot \frac{a \cdot b}{d} \quad (2.9)$$

Durch partielles Ableiten der Kondensatorenergie lässt sich die elektrostatische Anziehungskraft in den entsprechenden Raumrichtungen nach Abb. 2.8 ermitteln.

$$F_z = -\frac{\delta W}{\delta d} = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot U^2 \cdot \frac{a \cdot b}{d^2} \quad (2.10)$$

$$F_x = -\frac{\delta W}{\delta a} = -\frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot U^2 \cdot \frac{b}{d} \quad (2.11)$$

$$F_y = -\frac{\delta W}{\delta b} = -\frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot U^2 \cdot \frac{a}{d} \quad (2.12)$$

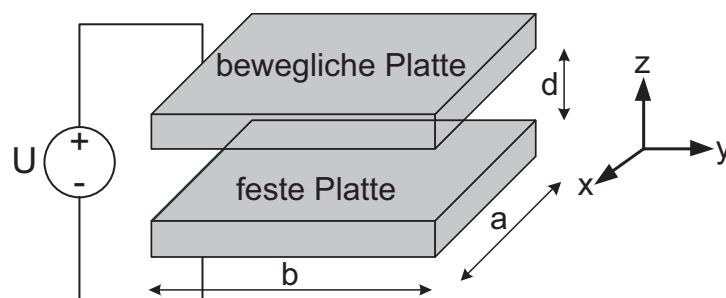


Abb. 2.8: Prinzipskizze eines elektrostatischen Aktors



### 2.3.5 Bewertung der Antriebsmechanismen

In Tab. 2.1 sind die verschiedenen Aktorprinzipien gegenübergestellt. Wichtige Kriterien für die Strahlableitung eines Messstrahls in einem Mikrotrackersystem sind eine große Auslenkung bei hoher Dynamik. Ein weiteres wichtiges Kriterium ist eine gute Herstellbarkeit mit den Technologien der Mikrosystemtechnik.

Thermische Aktoren ermöglichen große Auslenkungen und sind gut mit den Technologien der Mikrosystemtechnik realisierbar. Auf Grund der eher großen Zeitkonstanten und Anfälligkeiten gegenüber Schwankungen der Umgebungstemperatur wird dieses Aktorprinzip jedoch ausgeschlossen. Mit elektromagnetischen Aktoren lassen sich ausreichend große Auslenkungen bei einer schnellen Reaktionszeit erreichen. Das Abscheiden eines ferro- oder dauermagnetischen Materials ist technologisch komplex und das hybride Anbringen eines makroskopischen Permanentmagnetes montageaufwändig und erfordert ein großes Bauvolumen. Auf Grund von technologischen Gesichtspunkten scheidet dieses Aktorprinzip daher aus. Eine piezoelektrische Aktuierung ist reaktionsschnell, die mögliche Auslenkung ist jedoch nur gering und die Herstellung schwierig. Diese Art der Aktuierung kommt daher für die vorgesehene Anwendung nicht in Frage. Elektrostatisch betriebene Mikrospiegel lassen sich gut mit den vorhandenen technologischen Möglichkeiten im Zentrum für Mikro- und Nanotechnologien realisieren. Sie ermöglichen eine hohe Dynamik und die Verwendung von Plattenaktoren mit großem Luftspalt ermöglicht die Realisierung großer Auslenkwinkel. Aus den genannten Gründen wird daher eine elektrostatische Aktuierung verwendet.

Tab. 2.1: Bewertungstabelle der Aktortypen

Aktortyp	Kraft	Auslenkung	Leistungsbedarf	Dynamik	Herstellbarkeit
thermisch	groß	groß	mittel bis groß	mäßig	gut
magnetisch	groß	mittel bis groß	mittel	hoch	komplex
piezoelektrisch	sehr groß	gering	gering	hoch	komplex
elektrostatisch	gering	mittel	gering	hoch	gut

## 2.4 Anforderungen und Abgleich mit dem Stand der Technik

Tab. 2.2 ermöglicht einen Abgleich des Anforderungsprofils (Tab. 1.1) mit dem Stand der Technik. Ausgehend von den Überlegungen aus Kap. 2.3 werden nur noch elektrostatisch betriebene Mikrospiegel betrachtet, die eine quasistatische Auslenkung ermöglichen. Die Vielzahl

der Mikrospiegel weisen für die benötigte Anwendung eine deutlich zu kleine Spiegelplattengröße ( $\ll \varnothing 1 \text{ mm}$ ) auf. Die Mikrospiegel mit den benötigten Spiegelplattengrößen ermöglichen analoge ein- und zweiachsige Auslenkungen zwischen  $\pm 6^\circ$  bis  $\pm 7,5^\circ$  [Mil04, Mir09, San11]. Dies ist deutlich unter den Anforderungen und stellt die Ausgangslage in dieser Arbeit dar. In einer neueren Publikation ist inzwischen ein kardanisch aufgehängter 2-D-Mikrospiegel vorgestellt worden, der in einer Spiegelachse (kardanischer Rahmen) einen Winkel von bis zu  $\pm 10^\circ$  [San13] erreicht. Einachsige oder kardanisch aufgehängte Spiegel haben eine Exzentrizität, die in der Regel der halben Dicke der Torsionsfedern entspricht. Die Torsionsfedern von Mikrospiegeln, die sich zum Ablenken eines Laserstrahls eignen, sind üblicher Weise aus mono- oder polykristallinem Silicium mit einer Dicke im Mikrometerbereich. Es gibt auch Konzepte, bei denen die Spiegelplatte über Hebelanordnungen zur virtuellen Drehachsen geneigt wird [Mil04, Tsa06]. Hierbei müssen die Hebel in gleichem Maße angehoben bzw. gesenkt werden, damit es nur zu einer Neigung und keiner Verschiebung der Spiegelplatte kommt. Verschiebungen der Spiegelplatte in Folge von Exzentrizitäten oder kleinen Unterschieden im Betrag der Hebelbewegung führen schnell zu Messfehlern bei der interferometrischen Längenmessung  $> 1 \mu\text{m}$  (Kap. 2.6). Die Anforderungen bezüglich der Qualität der Spiegelfläche werden von kommerziell erhältlichen Mikrospiegeln erfüllt [Mir09, IPMS14]. Des Weiteren ist die in [Mir09] angegebene Positioniergenauigkeit mit  $0,0005^\circ$  besser als im Anforderungsprofil gefordert. Über die erzielten Winkelgeschwindigkeiten finden sich bei den aufgelisteten Spiegeln keine Angaben.

Bekannte Mikrospiegelkonzepte erfüllen nur Teilaspekte, daher müssen neue Lösungen gefunden werden. Dies bildet die Motivation für diese Arbeit.

Tab. 2.2: Stand der Technik zu elektrostatisch betriebenen Mikrospiegeln, die eine quasistatische Auslenkung ermöglichen

Spiegelplatte stat. Ausl. (mm)	Ausl. (°)	Bemerkungen	Quelle
∅0,1–0,2	±5,4° (x-Achse), ±2,3° (y-Achse)	2-D-Sp. radial angeordnete Kammaktoren; Krümmungsr. 45 mm; Oberflächenmikromechanik (SUMMiT-V)	[Tsa08]
0,2 x 0,2	±6,7°	2-D-Sp. (Hebelanordnung); Antrieb über Getriebe mit tangentialen Kammaktoren; Antriebssp. < 75 V; Oberflächenmikromechanik (SUMMiT-V)	[Tsa06]
0,2 x 0,25 / 0,3 x 0,4	±14° / ±5,5°	1-D-Sp.; Antrieb über Getriebe mit tangentialen Kammaktoren; Positioniergenauigkeit 0,038°; Oberflächenmikromechanik mit Poly-Si	[Kia98]
0,4 x 0,4	±7,5° (x-Achse), ±6,4° (y-Achse)	kardanisch aufgehängter 2-D-Sp.; Plattenaktoren auf zwei Ebenen für Spiegelplatten und Rahmenelektroden durch Mesa-Struktur; Antriebssp. < 200 V; Mäanderfedern aus Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> / Al von etwa 1,8 µm Dicke	[Tae02]
0,4 x 0,4	±7°	kardanisch aufgehängter 2-D-Sp.; Plattenaktoren; Antriebssp. < 70 V; Oberflächenmikromechanik mit Poly-Si	[Fan98]
∅0,5 / ∅0,6	≈ ±9° / ≈ ±8°	kardanisch aufgehängter 2-D-Sp.; Plattenaktoren; Antriebssp. < 200 V; Krümmungsr. > 250 mm; Oberflächenmikromechanik mit Poly-Si	[Aks03]
0,75 x 0,8	±5°	kardanisch aufgehängter 2-D-Sp.; Plattenaktoren; Antriebssp. < 200 V; Siliciumvolumenmikromechanik	[Dok04]
0,8 x 0,8	8° (x-Achse) 6,6° (y-Achse)	kardanisch aufgehängter 2-D-Sp.; Antrieb über Getriebe mit tangentialen Kammaktoren; Antriebssp. < 72 V; SOI/SOI-Bondtechnologie	[Zhou06]
∅0,8–4,2	±6° (x-Achse), ±6° (y-Achse)	2-D-Spiegel (durch Hebelanordnung); Antrieb über Getriebe mit vertikalen Kammaktoren; Antriebssp. < 140 V; Krümmungsr. > 5 m; Positioniergenauigkeit 0,0005°; Aufbau aus monokristallinen Silicium in SOI-Technologie	[Mir09, Mil04]
∅1,2	±7,5°	1-D-Sp.; Antrieb durch aus der Ebene geneigte vertikale Kammaktoren; Antriebssp. < 110 V; Krümmungsr. > 5 m; Aufbau aus monokristallinen Silicium in SOI-Technologie	[IPMS14, San11]
2,6 x 3,6	±10° (Rahmen)	kardanisch aufgehängter 2-D-Sp.; Antrieb des kardanischen Rahmens durch aus der Ebene geneigte vertikale Kammaktoren; Spiegelplatte wird nur resonant betrieben; Antriebssp. < 150 Aufbau aus monokristallinen Silicium in SOI-Technologie	[San13]

## 2.5 Konzept eines Mikrospiegels mit hochflexiblen Dünnschichtfedern

Ausgehend von den Betrachtungen in Kap. 2.3.5 wird eine elektrostatische Aktuierung verwendet. Plattenaktoren ermöglichen bei entsprechend großem Abstand der Plattenelektroden große Spiegelauslenkungen. Der benötigte Plattenabstand ist dabei abhängig von der Größe der Spiegelplatte. Der Plattenabstand muss bei den benötigten Spiegelplattengrößen  $> \varnothing 1 \text{ mm}$  und Auslenkwinkel  $> 10^\circ$  entsprechend groß sein ( $> 100 \mu\text{m}$ ). Die elektrostatische Antriebskraft bei Plattenaktoren nimmt jedoch quadratisch mit dem Plattenabstand ab. Die anlegbaren Antriebsspannungen sind durch elektrische Durchschläge vorwiegend zwischen den Zuleitungen oder den nahe beieinander liegenden Elektroden an der Bodenplatte begrenzt. Um dennoch große quasistatische Spiegelauslenkungen zu erzielen, wird ein Konzept mit sehr torsionsweichen Dünnschichtfedern in einem Dickenbereich zwischen 400 bis 600 nm verfolgt. Entgegen den üblichen mono- oder polykristallinen Siliciumtorsionsfedern wird Aluminiumnitrid auf Grund seiner hervorragenden mechanischen Eigenschaften in dieser Arbeit erstmals als Torsionsfeder material für Mikrospiegel eingesetzt. Auf Grund der geringen Dicke können die Torsionsfedern sehr kurz gehalten werden und dennoch die notwendige Torsionsweichheit aufweisen. Dies ermöglicht eine kompakte Bauweise und ist im Hinblick auf die Herstellung von 2-D-Spiegeln besonders wichtig. Das Konzept der 2-D-Spiegel basiert auf einer kardanischen Aufhängung. Bei kardanisch aufgehängten Mikrospiegeln mit Plattenaktoren hat die Länge der Torsionsfedern, an denen die Spiegelplatte gelagert ist, einen großen Einfluss auf die Breite des kardanischen Rahmens. Dies ist wiederum, wie bereits im Falle der Spiegelplattengröße geschildert, entscheidend für den benötigten Plattenabstand bzw. für die erzielbare Rahmenauslenkung. In Abb. 2.9 ist in einer Prinzipskizze das Konzept für einen 1-D- und 2-D-Spiegel dargestellt.

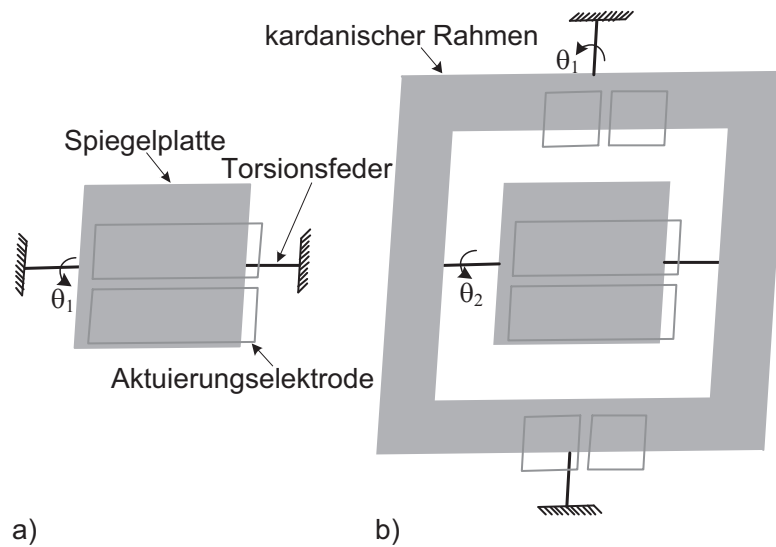


Abb. 2.9: Mikrospiegelkonzept mit Plattenaktoren: a) 1-D-Spiegel; b) kardanisch aufgehängter 2-D-Spiegel

Abb. 2.10 zeigt die Verwendung von zwei 1-D-Spiegel für eine 2-D-Strahlableitung. Dies ermöglicht eine horizontale und vertikale Messstrahlbewegung. Diese Methode findet z.B. in [Wach09] bei einem makroskopischen Trackersystem mit 1-D-Spiegeln mit Galvanometerantrieb Anwendung. Bei genauer Justage der Spiegel zueinander wird die horizontale Messstrahlbewegung nur über den ersten Spiegel und die vertikale Bewegung nur über den zweiten Spiegel gesteuert. Die beiden Drehachsen der Spiegel müssen dazu jeweils senkrecht zueinander sein und der Messstrahl so gerichtet sein, dass er nach der Reflexion am ersten Spiegel stets auf die Drehachse des zweiten Spiegels trifft. Des Weiteren muss die Spiegelplatte des zweiten Spiegels lang genug sein, dass sich der Messstrahl entlang der Drehachse bewegen kann. Dabei ist die erforderliche Spiegellänge abhängig von dem Abstand der Spiegel zueinander. Die Bewegung des Messstrahls entlang der Drehachse verursacht Unterschiede im optischen Weg und führt daher, falls dies nicht berücksichtigt wird, zu einem Messfehler bei der interferometrischen Längenmessung. Auf Grund des hohen Justageaufwandes und der Schwierigkeit, die Spiegel kompakt zueinander anzuordnen, wird von dieser Methode abgesehen und statt dessen das Konzept eines kardanisch aufgehängten Mikrospiegel (Abb. 2.9b) für die 2-D-Messstrahlableitung verwendet. Die Herstellung von kardanisch aufgehängten Mikrospiegeln ist dabei auf Grund der komplexeren Struktur und größeren Masse schwieriger umzusetzen als die von einachsigen Spiegeln. Eine weitere Problematik bei kardanisch aufgehängten Spiegeln ist die Querbeeinflussung. So übt z.B. die Aktuierung der Spiegelplatte auch immer eine Kraftwirkung auf den ausgelenkten Rahmen aus. Die geschilderte Problematik der Strahlbewegung und dem daraus resultierenden Messfehler entfällt bei einem 2-D-Spiegel. Das Spiegelzentrum

eines idealen kardanisch aufgehängten Spiegels führt nur neigende Bewegungen aus. Ein auf das Spiegelzentrum gerichteter Messstrahl wird daher nur abgelenkt und ändert nicht seine optische Weglänge. Dies führt zu einer höheren Messgenauigkeit bzw. einer einfacheren Modellbeschreibung im Falle der Mikrotrackeranwendung.

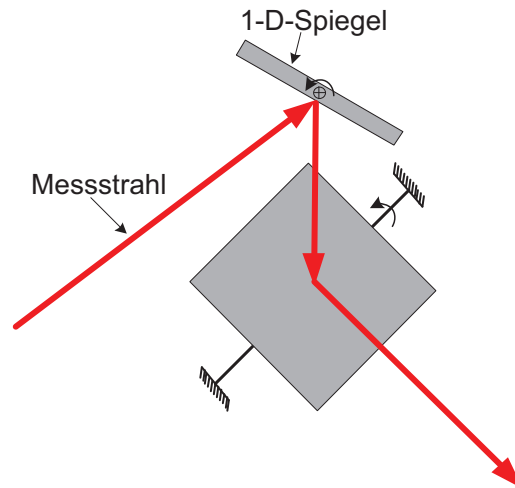


Abb. 2.10: Anordnung von zwei 1-D-Spiegel zur 2-D-Messstrahlableitung

## 2.6 Einfluss des Spiegels auf die Messgenauigkeit des Mikrotrackersystems

Im Folgenden wird auf potenzielle Messfehler für das Mikrotrackersystem eingegangen, die von den Mikrospiegeln verursacht werden können. Fehler in der interferometrischen Längenmessung sind in Abb. 2.11 dargestellt [Kni07]. Durch Auslenken des Mikrospiegels kommt es für einen Laserstrahl, der sich außerhalb des Rotationszentrums befindet, zu einer fehlerhaften Abstandsmessung (Abb. 2.11a). Der Weg des Messstrahls verändert sich, ohne dass sich der Abstand des Retroreflektors vom Rotationszentrum ändert. Eine Modellbeschreibung für den Fehlereinfluss bei kardanisch aufgehängten Spiegeln ist von Zhuang et al. aufgestellt worden [Zhu94, Zhu95]. Um dem Messfehler entgegenzuwirken, muss eine möglichst genaue Strahljustage erfolgen. Die Spiegelfläche wird dabei so ausgelegt, dass sie in etwa der Größe des Messstrahls entspricht. Dies minimiert den Fehler. Ein Verschieben des auftreffenden Strahls auf der Spiegelfläche ist dadurch kaum möglich und führt nur zu einem leichten Abschneiden des Strahldurchmessers. Der Messfehler durch eine Exzentrizität  $e$  zwischen der Rotationsachse und der Spiegelfläche ist in Abb. 2.11b dargestellt. Dies führt ebenso zu einer fehlerhaften Distanzbestimmung bei einer kreisförmigen Bewegung des Retroreflektors

um die Rotationsachse. Es werden Mikrospiegel mit Torsionsfedern  $< 1 \mu\text{m}$  Dicke verwendet, die direkt mit der Spiegelfläche verbunden sind. Der Fehler durch Exzentrizität ist daher im Vergleich zu makroskopischen Spiegeln sehr gering. Ist die Exzentrizität genau bekannt und wird die Position des Spiegels während der Messung bestimmt, so kann mit einer geeigneten Modellbeschreibung dieser Messfehler herausgerechnet werden. Eine Exzentrizität kann auch durch ein Durchwölben der Torsionsfedern entstehen. Um dies zu vermeiden, sind die Torsionsfedern zugverspannt. Für die hergestellten Mikrospiegel (Kap. 5) ist die Verschiebung der Spiegelplatte in Folge der elektrostatischen Aktuierung messtechnisch mit Hilfe eines Weißlichtinterferenzmikroskops untersucht worden. Die Verschiebung ist im Bereich der Messunsicherheit, aber ganz sicher  $\ll 1 \mu\text{m}$ .

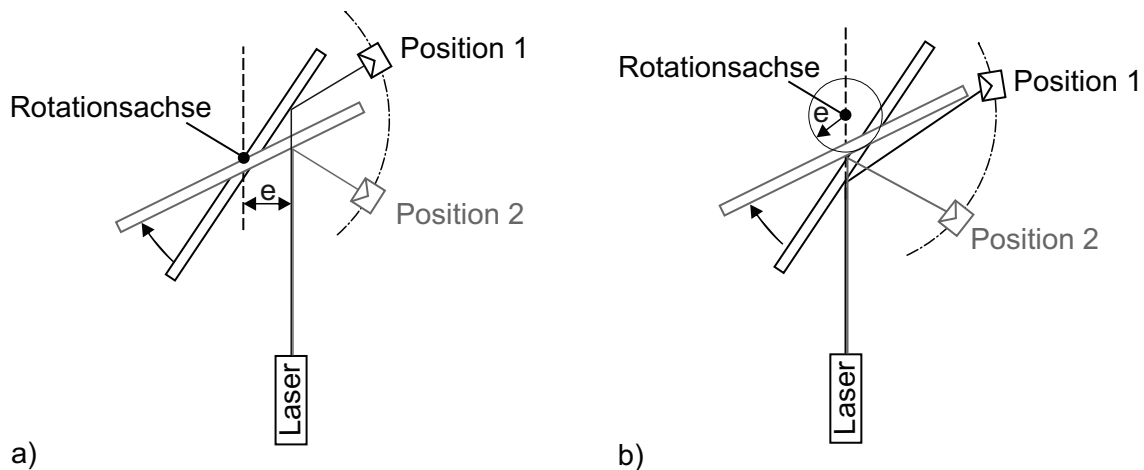


Abb. 2.11: Messfehler durch Strahlversatz in Anlehnung an [Kni07]: a) dejustierter Strahl; b) Exzentrizität des Spiegels

Vibrationen der Spiegelfläche während der Aktuierung führen ebenfalls zu Messfehlern. Um dies zu vermeiden, wird die Spiegelplatte möglichst steif ausgelegt und die Spiegel werden nur quasistatisch mit Frequenzen deutlich unterhalb der 1. Eigenfrequenz betrieben. Eine weitere Beeinflussung der Messgenauigkeit kann durch ungewollte Interferenzerscheinungen auf Grund von Unebenheiten der Spiegelfläche erfolgen. Um diese Beeinflussung auszuschließen, muss die Abweichung der Spiegelfläche von einer ideal planaren Fläche kleiner als ein Viertel der Wellenlänge des Messstrahls sein. Schwankungen der Umgebungstemperatur können auf Grund von Änderungen des intrinsischen Spannungszustandes der Spiegelbeschichtung die Unebenheit der Spiegelfläche verändern. Um Verformungen der Spiegelfläche entgegenzuwirken, wird die Spiegelplatte daher möglichst steif ausgelegt.





## 3 AlN-Dünnschichtfedern für Mikrospiegel

Für die Lagerung der Mikrospiegel werden torsionsweiche aber biegesteife Federn als Festkörpergelenke benötigt (Kap. 2.5). Die in dieser Arbeit vorgestellte Lösung besteht in der Verwendung von Dünnschichtfedern aus Aluminiumnitrid (AlN) als neuartiges Torsionsfedermaterial [Wei14, Wei13, Wei12, Wei10]. Dazu wird in Kap. 3.1 auf die Materialeigenschaften und in Kap. 3.2 auf verschiedene Federformen eingegangen mit der Zielstellung eines möglichst hohen Biegesteifigkeits- zu Torsionssteifigkeitsverhältnisses. Ausgehend von experimentellen Ergebnissen werden in Kap. 3.2.3 die Federformen miteinander verglichen. Der experimentelle Beweis für die Eignung von AlN als Torsionsfedermaterial erfolgt durch Zerstörungs- und Lebensdauertests (Kap. 3.3 und 3.4).

### 3.1 Aluminiumnitrid als Federmaterial

AlN kann kostengünstig in einem CMOS-kompatiblen Reaktivsputterprozess hergestellt werden und kristallisiert bevorzugt in der orientierten Wurtzit-Struktur [Alb07, Pol08, Leo13, Meh13, Zha05, Aba10]. Auf Grund der nanokristallinen Struktur zeichnet sich AlN durch hervorragende mechanische Eigenschaften aus. Die nanokristalline Struktur (Abb. 3.1) führt zu hoher Stabilität und verhindert Rissausbreitungen durch die große Dichte an Korngrenzen sehr effektiv.

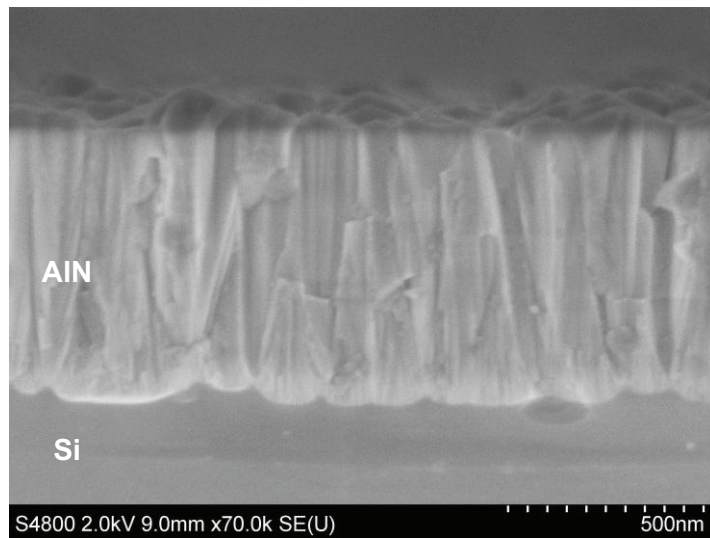


Abb. 3.1: REM-Aufnahme der Bruchkante einer nanokristallinen Aluminiumnitridschicht auf einem  $\{100\}$ -Siliciumsubstrat

Dies ist ein großer Vorteil im Vergleich zu monokristallinen und amorphen siliciumbasierten Materialien. Im Gegensatz zu Silicium-Volumenmikromechanik können hochflexible AlN-Torsionsfedern auf einfache Art und Weise durch Abscheiden einer dünnen Schicht hergestellt werden. Ein weiterer wichtiger Vorteil von AlN gegenüber Si besteht in der Ätzbeständigkeit gegenüber trockenchemischen Fluorätzprozessen. Dadurch kann Si selektiv zu AlN geätzt werden, was ein wichtiger Aspekt für die Herstellung der Mikrospiegel ist. Reines Aluminium hat eine geringe Bruchfestigkeit und ist bekannt für seine Materialermüdung. Die hervorragenden Eigenschaften von AlN ermöglichen die Herstellung von Torsionsfedern mit großem Aspektverhältnis. Es sind Torsionsfedern mit einem Verhältnis der Federlänge zu Federdicke  $> 500$  bei einem Verhältnis der Federbreite zu Federdicke  $< 100$  realisiert worden.

## 3.2 Federformen

Abb. 3.2 zeigt die Profile der untersuchten Federformen. Es können flache Torsionsfedern mit einer rein planaren Technologie sowie Federn, die ihre Formgebung durch einen vorhergehenden Strukturierungsprozess im Silicium erhalten, hergestellt werden. Die Federn mit der planaren Technologie werden durch Abscheiden von AlN und Al sowie anschließendes Strukturieren erzeugt. Diese Federn werden im Folgenden als „planare Federn“ bezeichnet, wenn gleich auch sie durch einen Gradienten des Spannungszustandes der AlN-Schicht eine gewisse Dreidimensionalität aufweisen. Als Alternative zu diesen „planaren Federn“ werden

Gräben in dem Siliciumwafer geätzt und dann das Federmaterial abgeschieden und strukturiert. Hierdurch erhält man Torsionsfedern mit einer deutlichen Dreidimensionalität. Diese Federn werden daher im Folgenden als dreidimensional geformte Federn bzw. abgekürzt als „3-D-Federn“ bezeichnet.

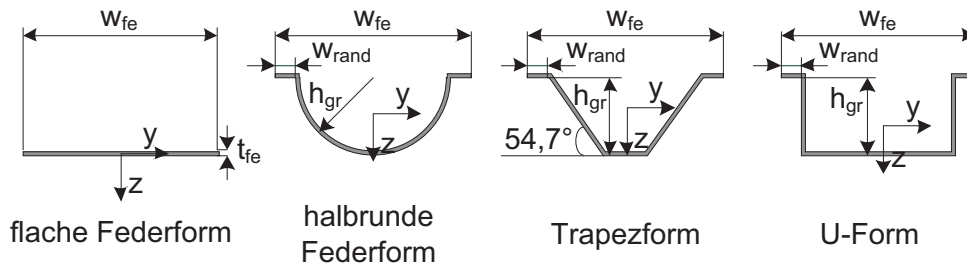


Abb. 3.2: Untersuchte Federformen

Die Motivation für die Herstellung von Federn mit einem dreidimensionalen Querschnitt besteht darin, die Federn biegesteifer zu machen, gleichzeitig aber die Torsionssteifigkeit im Vergleich zu einer perfekt planaren Feder mit Rechteckquerschnitt nach Möglichkeit nicht zu erhöhen. In Tab. 3.1 werden für exemplarische Geometrieparameter die berechneten axialen Flächenträgheitsmomente  $I_{yy}$ ,  $I_{zz}$  und das berechnete Torsionsträgheitsmoment  $I_t$  für die verschiedenen Federformen miteinander verglichen. Die Berechnung der axialen Flächenträgheitsmomente erfolgt numerisch mit Hilfe eines CAD-Programmes und die analytische Berechnung der Torsionsträgheitsmomente erfolgt mit Hilfe der Zusammenhänge in Kap. A.1. Die Federn haben sowohl die gleiche Breite  $w_{fe}$  sowie Schichtdicke  $t_{fe}$  und die 3-D-Profile haben zusätzlich eine identische Tiefe  $h_{gr}$ . Auf Grund von technologischen Überlegungen haben alle 3-D-Profile ein Randstück der identischen Breite  $w_{rand}$ . Dies vereinfacht die für deren Strukturierung notwendige Fotolithografie. Ein Spezialfall des Trapezprofils ist ein V-Profil, das sich in Abhängigkeit von der Federbreite  $w_{fe}$  nach einer bestimmten Tiefe  $h_{gr}$  ergibt. Die ausgerechneten Trägheitsmomente lassen sich durch Skalieren auch auf andere Geometrien übertragen. Dabei gilt, dass durch Skalieren der Profilgeometrien um den Faktor  $S$  sich die Trägheitsmomente um den Faktor  $S^4$  ändern. Das axiale Trägheitsmoment  $I_{yy}$  ist bei allen 3-D-Federformen deutlich größer als bei der flachen Feder. Die größte Steigerung der Biegesteifigkeit ergibt sich für das U-Profil, jedoch erhöht sich hier auch die Torsionssteifigkeit am meisten. Die halbrunde und trapezförmige Form scheint daher am besten geeignet zu sein.

Tab. 3.1: Vergleich der Flächenträgheitsmomente  
 Parameter:  $w_{fe}$ : 28,5  $\mu\text{m}$ ;  $w_{rand}$ : 3  $\mu\text{m}$ ;  $t_{fe}$ : 0,6  $\mu\text{m}$ ;  $h_{gr}$ : 11,25  $\mu\text{m}$

	$I_{yy}$ ( $\mu\text{m}^4$ )	$I_{zz}$ ( $\mu\text{m}^4$ )	$I_t$ ( $\mu\text{m}^4$ )	$I_{yy}/I_t$	$I_{zz}/I_t$
flache Form	0,5	1157,4	2,1	0,25	564,0
halbrunde Form	423,9	1912,6	3,0	142,4	642,5
Trapezform	414,2	1547,6	2,9	143,3	535,5
U-Form	598,0	2776,0	3,7	162,9	956,0

### 3.2.1 Technologische Herstellungsvarianten

Im Vorfeld sind Gräben in Silicium mit unterschiedlichen Ätztechnologien erzeugt und mit AlN beschichtet worden (Abb. 3.3). Gräben mit isotropem Profil sind in einem fluorbasierten trockenchemischen Ätzprozess mit einer ICP-RIE hergestellt worden (Abb. 3.3a). Durch nasschemisches KOH-Ätzen lassen sich Gräben mit V- bzw. Trapezprofil herstellen (Abb. 3.3b). Gräben mit U-Profil sind durch einen fluorbasierten trockenchemischen Cryoätzprozess in einer RIE-Anlage erzeugt worden (Abb. 3.3c). Die Abscheidung vom Aluminiumnitrid wird durch Reaktivsputtern von Aluminium in einer Argon-/ Stickstoffatmosphäre bei einer Substrattemperatur von ca. 300 °C erzeugt [Meh13, Pol08, Alb07]. Bei der verwendeten Anlage handelt es sich um eine DC gepulste Magnetronspalteranlage der Firma VON ARDENNE GmbH (CS400 ES).

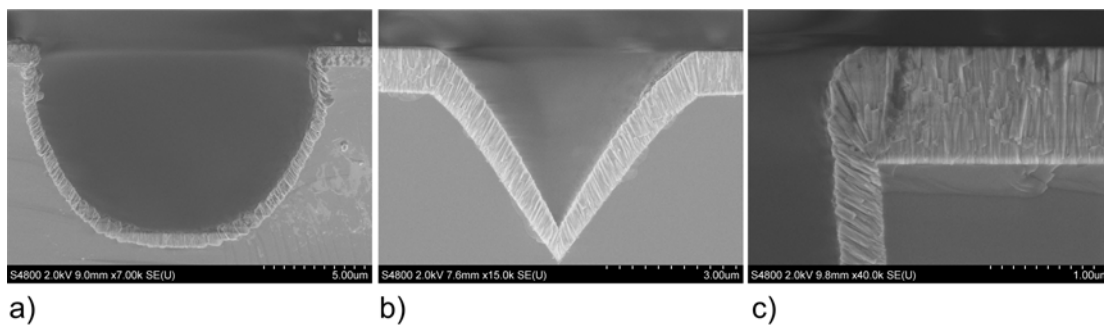


Abb. 3.3: Mit AlN beschichtete 3-D-Strukturen; a) trockenchemisch isotrop geätzte Struktur (ICP-RIE); b) nasschemisch mit KOH geätzte Struktur; c) trockenchemisch anisotrop geätzte Struktur (Cryoätzen in RIE)

Auf der Grundlage der Berechnungen zu den Flächenträgheitsmomenten und technologischer Überlegungen wird das Erzeugen von KOH-Trapezstrukturen zur Formgebung der 3-D-Federn präferiert. Technologisch betrachtet lassen sich Trapezstrukturen sehr definiert mit sehr glatten Seitenwänden durch KOH-Ätzen herstellen. Dies ist ein deutlicher technologischer Vorteil

gegenüber dem trockenchemischen isotropen Ätzprozess. Beim isotropen Ätzprozess ist die Struktur nicht so gut definiert und die Seitenwände sind deutlich rauer. Dadurch wird das Schichtwachstum gestört und die Textur ist nicht so stark ausgeprägt wie bei den glatten KOH- und cryogeätzten Seitenwänden. Dies wirkt sich vermutlich negativ auf die Bruchfestigkeit der Federn aus. Abb. 3.4 zeigt einen Teilausschnitt einer beschichteten Trapezstruktur. Es ist eine gut ausgeprägte nanokristalline Struktur von AlN erkennbar und eine sehr konforme Bedeckung. Eine Grubentiefe von  $6\ \mu\text{m}$  ermöglicht die Herstellung von Torsionsfedern mit einer deutlichen Dreidimensionalität bei ausreichend homogener Schichtdicke. Diese Tiefe wird daher für die Herstellung der 3-D-Federn verwendet. Bei einer Grubentiefe von ca.  $6\ \mu\text{m}$  entspricht die mittlere Schichtdicke bei einer KOH-Seitenwand etwa dem 0,7 bis 0,75 fachen der Schichtdicke auf der Waferoberfläche. Die Bodendicke entspricht etwa dem 0,9 bis 1 fachen der Schichtdicke auf der Waferoberfläche.

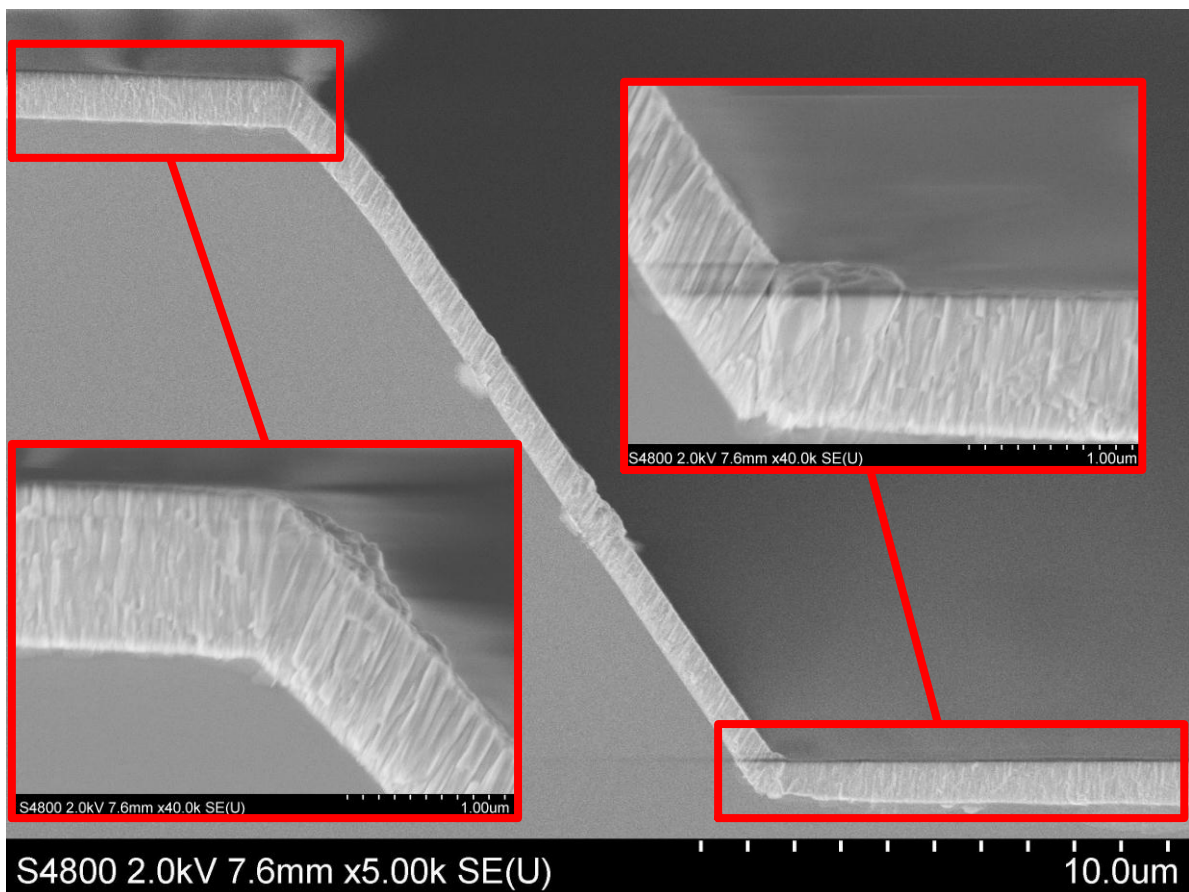


Abb. 3.4: Teilausschnitt einer in Silicium geätzten mit AlN beschichteten Trapezstruktur

Die nanokristalline AlN-Schicht zeigt eine stark ausgeprägte Textur der kolumnaren Kristallite, deren Ausrichtung von der Neigung der Substratoberfläche während des Beschichtungsprozesses abhängig ist. Abb. 3.5 stellt den Zusammenhang zwischen der Texturneigung und

Oberflächenneigung dar. Die Oberflächenneigung  $\vartheta$  wird definiert als Winkel zwischen der Oberflächennormalen  $\vec{n}$  und der y-Richtung. Der Winkel der Texturneigung  $\Psi$  wird auf die Oberflächennormale des betrachteten Substratflächenstücks bezogen.  $\vartheta$  und  $\Psi$  bilden dabei den kleinst möglichen Winkel zur Oberflächennormalen  $\vec{n}$  und werden als positive Winkel definiert. Der Zusammenhang ist durch das Auswerten von REM-Aufnahmen von Bruchkanten der Teststrukturen mit V-, Trapez-, U-Profil und isotrop geätzten Strukturen untersucht worden. Aus dem isotropen Profil lassen sich dabei durch Anlegen von Tangenten an dem Profil zahlreiche Texturausrichtungen bezüglich der Oberflächenneigung auswerten. Die Winkelbestimmung aus REM-Bildern ist kein besonders genaues Messverfahren, jedoch deutet sich ein Zusammenhang zwischen Texturneigung und Oberflächenneigung an, der qualitativ gut mit den Experimenten von Fiedler et al. übereinstimmt [Fie88]. Fiedler et al. haben die Orientierung des kolumnaren Schichtwachstums von aufgedampften Aluminium in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der schichtbildenden Teilchen untersucht. Die Untersuchungen in dieser Arbeit zeigen, dass die Texturneigung  $\Psi$  von etwa  $0^\circ$  bei einer geraden Oberfläche ( $\vartheta = 0^\circ$ ) auf etwa  $20^\circ$  ( $\vartheta = 54,7^\circ$ ) für die schrägen Seitenwände beim KOH-Profil und etwa  $35^\circ$  bei den senkrechten Seitenwänden ( $\vartheta = 90^\circ$ ) beim U-Profil übergeht. An dem Kantenübergang von unterschiedlich geneigten Oberflächen ergibt sich ein Übergangsbereich. Wie in Abb. 3.4 erkennbar, erfolgt an den konvexen Kanten ein sehr kontinuierlicher Übergang, während an den konkaven Kanten eine Nahtstelle sichtbar ist. In der Literatur existieren Modellvorstellungen für das Aufdampfen von Metallschichten, bei denen Abschattungseffekte und eingeschränkte Teilchenmigration als Ursache für die Bildung einer Vorzugsorientierung bei einem kolumnaren Schichtwachstum genannt werden. Es kommt zu Abschattungseffekten durch bereits angelagerte Teilchen, hierbei spielt der Einfallswinkel des Teilchenstroms die dominierende Rolle [Fie88, Tai93]. Die verwendete Aluminiumnitridschicht wird nicht aufgedampft, sondern durch Reaktivsputtern in einer DC gepulsten Magnetronsputteranlage bei etwa  $300^\circ\text{C}$  Substrattemperatur erzeugt. Es ist jedoch davon auszugehen, dass der grundlegende Effekt, der zu einer Texturbildung führt, identisch ist. Es wird vermutet, dass es in den ebenen und konstant geneigten Oberflächen auf Grund eines Hauptteilchenstroms zur Ausbildung einer konstant geneigten Textur kommt. An den Übergangsstellen zwischen stark unterschiedlich geneigten Ebenen gibt es keine direkte Abschattung durch benachbarte Teilchen, so dass sich Kristallite mit anderen Wachstumsrichtungen bilden, bis es zum Zusammenwachsen oder Überwachsen der Kristallite kommt. Bei den konvexen Kanten erhält man einen sehr kontinuierlichen Übergang, während es bei den konkaven Kanten vereinzelt zur Bildung von kleinen Hohlräumen durch Überwachsen von Kristallite kommt. Die Verbindungsstellen scheinen sowohl bei den konvexen als bei den konkaven Übergängen ausreichend fest zu sein, da auch nach mechanischen Dauerbelastungen der 3-D-Federn (Kap. 3.4) kein Aufreißen der Nahtstellen festgestellt werden konnte.

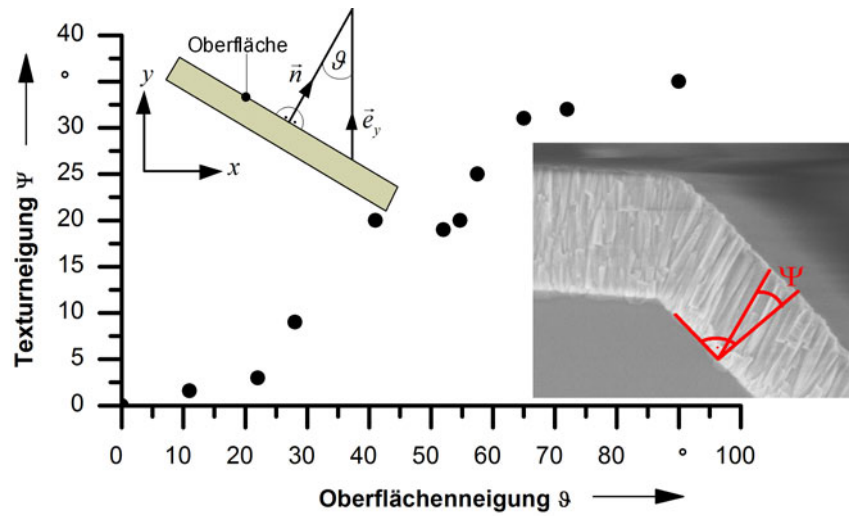


Abb. 3.5: Auswertung der Texturteilung in Abhängigkeit der Siliciumoberflächeneigung

Abb. 3.6 zeigt eine freigestellte Trapezstruktur aus AlN und Al. Man erkennt eine gute Homogenität der Schichtdicke und Formtreue der Struktur. Es gibt keine erkennbare Rissbildung an den Kanten.

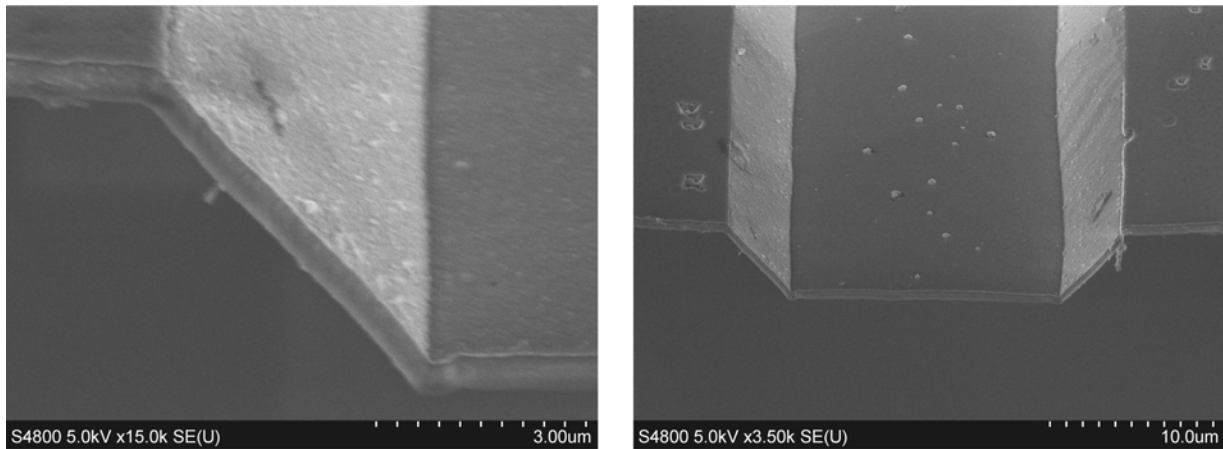


Abb. 3.6: Dünnschichttrapezstruktur mit 500 nm AlN und 100 nm Al (kein tragendes Si mehr vorhanden)

In Abb. 3.7 sind freigestellte einseitig eingespannte Balken (Zungenstrukturen) mit planarem und dreidimensionalem Profil aus 500 nm AlN und 100 nm Al erkennbar. Die Zungen mit planarem Profil sind stark gekrümmt, während die Zungen mit trapezförmigem Profil keine Krümmung zeigen. Hier führt das Profil zu einem Versteifen, das eine durch intrinsische Spannungen induzierte Krümmung verhindert. Die Krümmung resultiert hierbei aus zwei sich überlagernden Effekten. Zum ersten besteht der Schichtaufbau aus zwei Materialien mit unterschiedlichem Spannungszustand und E-Moduln. Dies führt zu einem unter-

schiedlichen Ausdehnen der Schichten und dadurch zu einem Krümmen der Zungenstruktur (Bimorph-Effekt). Die Schichtspannungsbestimmung ist auf Waferebene durch Messen der Waferkrümmung vor und nach dem Abscheiden unter Verwendung des Zusammenhanges von Stoney erfolgt [Lac06]. Die gemessene Schichtspannung von AlN liegt bei etwa 100 MPa Zugspannung. Die Al-Schicht ist beim Abscheiden nahezu spannungsfrei, verändert jedoch ihren Spannungszustand auf etwa 60 MPa Zugspannung in Folge von Temperaturbelastungen während des Herstellungsprozesses der Proben. Der zweite Effekt ist ein Gradient in der AlN-Schichtspannung in Schichtrichtung. Aluminiumnitrid wächst erst mit einer Druckspannung auf und wird mit zunehmender Schichtdicke immer stärker zugverspannt. Dies bedeutet, dass die auf Waferebene gemessene AlN-Schichtspannung nur die resultierende Spannung ist. Beide Effekte, der Bimorph-Effekt und der AlN-Schichtspannungsgradient, überlagern sich und führen bei der Zunge mit planarem Profil zu einer deutlich erkennbaren Krümmung. Die Al-Schicht wird nicht für die mechanische Stabilität, sondern bei der vorgesehenen Anwendung als Festkörpergelenk für die elektrische Kontaktierung der Spiegelplatte benötigt.

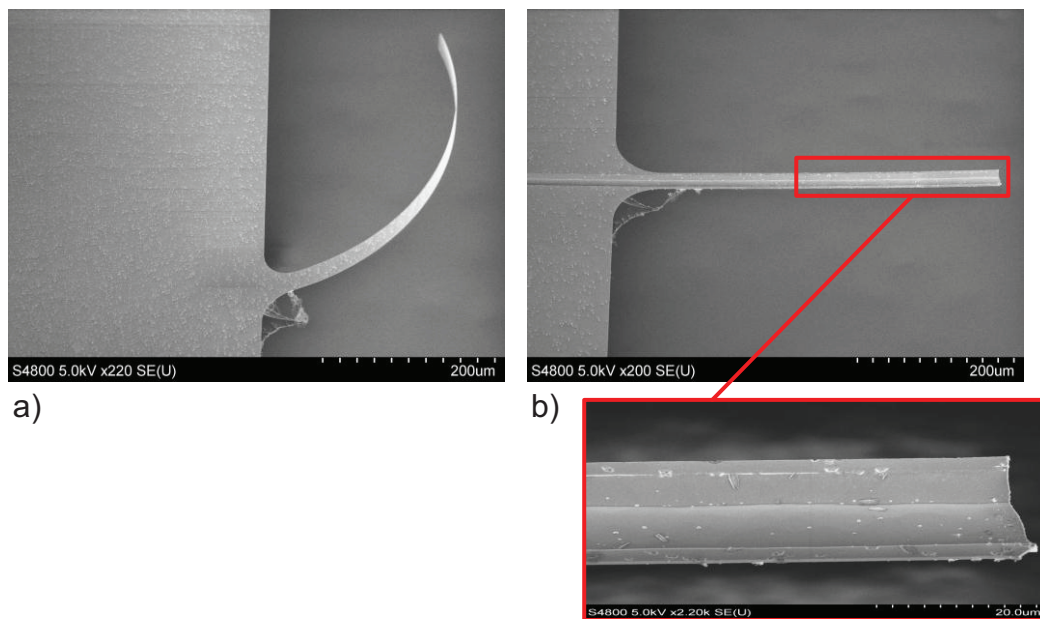


Abb. 3.7: REM-Aufnahmen von Zungenstrukturen; a) „planares“ Profil, b) trapezförmiges Profil

### 3.2.2 Herstellung von Testchips

Für einen experimentellen Vergleich der Eigenschaften von planar aufgebauten und 3-D-Federn sind Testchips nach Abb. 3.8 hergestellt worden. Auf dem Chip sind jeweils Spiegel mit planaren und dreidimensional geformten Federn direkt nebeneinander angeordnet. Auf



Grund der räumlichen Nähe ist davon auszugehen, dass die Schichteigenschaften von AlN und Al auf der Waferoberfläche an den Stellen der Vergleichsspiegel identisch sind.

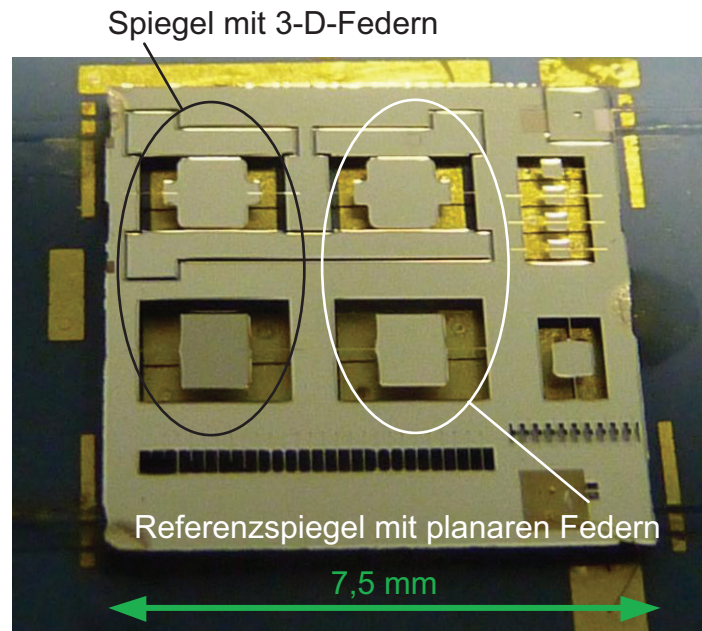


Abb. 3.8: Testchip zum Vergleich von dreidimensional geformten Federn mit planaren Torsionsfedern

In Abb. 3.9 sind Detailaufnahmen von einer planaren und dreidimensional geformten Feder sowie vom Testchip abgebildet.

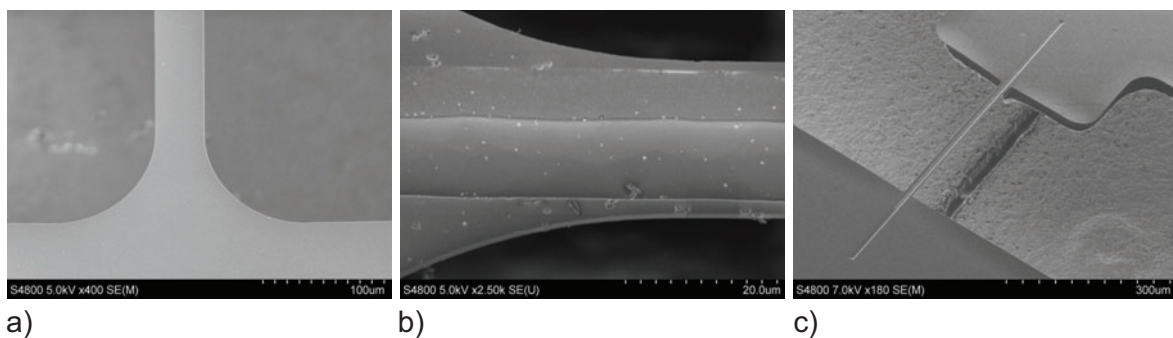


Abb. 3.9: REM-Aufnahmen; a) planare Feder; b) trapezförmige Feder; c) Detailaufnahme eines Testchips

Der Prozessablaufplan für die Herstellung des Testchips ist in Abb. 3.10 dargestellt. Ein {100}-Siliciumwafer wird mit LPCVD-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (80 nm) als KOH-Ätzmaske beschichtet (Schritt 1). Anschließend wird die Ätzmaske mittels RIE strukturiert (Schritt 2). In Schritt 3 erfolgt das Strukturieren des Siliciumwafers durch Ätzen von trapezförmigen Gruben mit KOH (40 %

bei 70 °C). Das Prozessfenster ist so gewählt, dass die Ätzgeschwindigkeit niedrig genug ist, um die gewünschte Grubentiefe sehr exakt erreichen zu können und die Seitenwände eine sehr geringe Rauheit aufweisen. Glatte Seitenwände sind eine wichtige Voraussetzung für ein gut ausgerichtetes nanokristallines AlN-Schichtwachstum. Bei den Spiegelstrukturen mit planaren Federn entfällt dieser Strukturierungsschritt. Alle weiteren Fertigungsschritte sind jedoch identisch. In Schritt 4 wird die KOH-Ätzmaske durch BOE auf der Waferoberseite entfernt. Die Waferunterseite wird beim Ätzvorgang durch eine Einseitenätzvorrichtung geschützt. Durch die Verwendung von BOE wird das Si kaum angeraut, was sich günstig auf das AlN-Schichtwachstum auswirkt. In Schritt 5 erfolgt das Reaktivsputtern von 500 nm AlN als Federmaterial und Aufputtern von 100 nm Al. Das Aluminium dient hierbei als Reflexionsschicht, Spiegelplattenelektrode und deren elektrischen Kontaktierung. Die Strukturierung der AlN/Al-Schicht erfolgt durch Ätzen (Schritt 6). Hierbei wird zuerst das Al durch Phosphorsäure und anschließend das AlN mit einer chlorbasierten ICP-RIE geätzt. Als Ätzmaske dient hierbei eine SiO<sub>2</sub>-Schicht, die durch ein ICP-CVD-Verfahren abgeschieden und durch trockenchemisches Ätzen in einer RIE strukturiert worden ist. Nach dem Strukturieren der AlN/Al-Schicht wird die SiO<sub>2</sub>-Maske wieder durch HF-Dampfätzen entfernt. Ein 800 nm dickes Al-Bondpad wird unter Zuhilfenahme einer Schattenmaske aufgedampft. Durch das Ätzen einer Siliciummembran in Schritt 7 (ca. 55 µm) mit KOH wird die Spiegelplatte definiert und Justagestrukturen (V-Gruben) geätzt. Die Waferoberseite wird beim Ätzvorgang durch eine Einseitenätzvorrichtung geschützt und die Unterseite ist durch das LPCVD-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> aus Schritt 1 maskiert. Nun werden die Chips durch Sägen vereinzelt. Mit Hilfe von isotropen trockenchemischem Ätzen mit einer fluorbasierten ICP-RIE erfolgt das Freistellen der Spiegelstruktur und der Torsionsfedern (Schritt 8). Das Silicium unter den AlN/Al-Federn wird durch das trockenchemische Unterätzen vollständig entfernt. Zur elektrostatischen Anregung der Spiegelplatte wird ein LTCC-Chip mit Elektrodenstrukturen hergestellt. LTCC bietet den Vorteil, dass die Elektroden durch Vias einfach und platzsparend kontaktiert werden können. In Schritt 9 werden Vias in eine Keramiklage gestanzt und mit Paste befüllt. Durch Siebdruck werden zuerst Löt pads aus AgPd aufgebracht (Schritt 10) und dann Elektrodenstrukturen und Bondpads aus Au (Schritt 11). In einer anderen Keramiklage werden Leiterbahnen durch Siebdruck aus Au aufgebracht (Schritt 12). In Schritt 13 werden die beiden Keramiklagen und zwei weitere zur Stabilisierung zueinander ausgerichtet, laminiert und gesintert. Durch Laserstrahlschneiden werden die Elektroden in Schritt 14 voneinander getrennt. Dadurch lässt sich ein Elektrodenabstand von ca. 20 bis 30 µm realisieren, was mit dem Auflösungsvermögen vom Siebdruck nicht möglich ist. Die Keramik wird in Schritt 15 durch Sägen vereinzelt und es werden Sägespalten als Justagehilfe eingesägt. Für eine einfache aber ausreichend genaue Handmontage der Spiegelplatte zu den Elektroden auf der LTCC werden zwei Glasfasern verwendet (Schritt 16). Diese werden auf dem LTCC-Chip in die Sägespalten gelegt und durch

UV-Kleber fixiert. Auf der Rückseite des Siliciumchips befinden sich eingätzte V-Gruben. Der Siliciumchip wird nun so ausgerichtet, dass die Glasfasern in den V-Gruben liegen. Mittels warmhärtenden Epoxydkleber werden die Chips miteinander fixiert. Die Kontaktierung der Spiegelplattenelektrode erfolgt durch Drahtbonden. Alle Elektrodenkontakte und das Bondpad sind durch in der LTCC integrierte Leiterbahnen zu Löt pads herausgeführt, auf denen ein SMD-Steckverbinder aufgelötet ist.

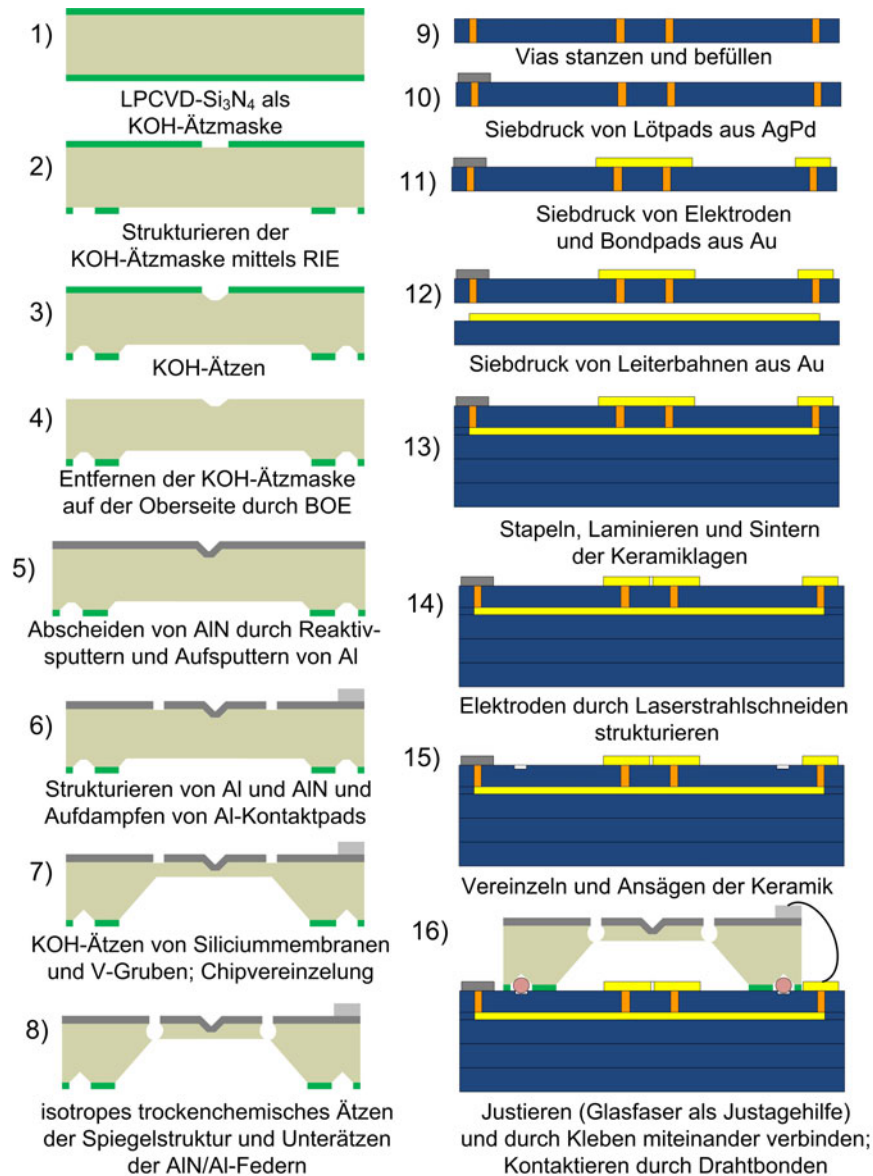


Abb. 3.10: Prozessablaufplan zur Herstellung der Spiegeltestchips mit 3-D-Federn

### 3.2.3 Planare vs. dreidimensional geformte Federn

Ein Vergleich mittels FEM-Simulation zwischen einer idealen planaren und idealen 3-D-Feder mit Trapezstruktur ist in Abb. 3.11 dargestellt. Unter „ideal“ wird hierbei verstanden, dass Geometrieabweichungen des Federprofils, wie sie bei den „realen“ Federn vorkommen, nicht berücksichtigt werden. Es handelt sich um eine nichtlineare Rechnung, wodurch Versteifungseffekte durch Dehnen der neutralen Faser in Folge großer Verformungen mit berücksichtigt werden. Die Kräfteinprägungen erfolgen entsprechend der Skizze an der Spiegelplatte und nicht wie bei der Berechnung der Flächenträgheitsmomente im Flächenschwerpunkt der Profilquerschnitte. Dies entspricht einem realen Belastungsfall in Folge einer elektrostatischen Kraft- oder Schockbelastung auf die Spiegelplatte. Die folgende Berechnung liefert daher einen Vergleich der Steifigkeiten bezogen auf eine Bewegung der Spiegelplatte. Der Betrag der Kräfte ist so gewählt, dass die resultierenden Auslenkungen jeweils im relevanten Bereich für die reale Spiegelnutzung liegen und die Linearität der Auslenkungs-Kraft-Kennlinien hoch genug ist, um daraus die entsprechenden Steifigkeiten berechnen zu können. Die simulierten Durchbiegungen in Folge der Kraft  $F_1$  liegen bei etwa  $1\ \mu\text{m}$ . Dies entspricht in etwa der Amplitude der Vertikalschwingungen, die später zur experimentellen Steifigkeitsermittlung (Abb. 3.14b) verwendet wird. Simulationen zeigen, dass eine Vergrößerung der Kraft  $F_1$  über den in Abb. 3.11 dargestellten Bereich bei der planaren Feder zu einer deutlichen Nichtlinearität der Auslenkungs-Kraft-Kennlinien in Folge von Versteifungseffekten führt. Die maximalen Auslenkungswinkel in Folge der Kraft  $F_2$  betragen etwa  $13^\circ$ , was den Bereich der in Kap. 6.2 gemessenen Spiegelauslenkungen abdeckt. Die Kräfte in den  $F_3$ - und  $F_4$ -Richtungen sind so gewählt, dass man gut auswertbare Auslenkungs-Kraft-Kennlinien erhält, die einen Vergleich zwischen den beiden Federformen ermöglichen. Die FEM-Simulationen erlauben es, sowohl geometrische Einflüsse in Form von Radien am Einspannbereich als auch Änderungen des Spannungszustandes durch die Einspannung bei der Ermittlung der Steifigkeiten mit zu berücksichtigen. Diese Berechnung liefert daher einen realistischeren Vergleich zwischen den planaren und 3-D-Federn als eine einfache Vergleichsrechnung der Flächenträgheitsmomente. Die Federn haben eine Breite von  $28,5\ \mu\text{m}$ , eine Länge von  $350\ \mu\text{m}$  und bestehen aus einer Schichtfolge von  $500\ \text{nm}$  AlN und  $100\ \text{nm}$  Al ohne Einprägen von Schichtspannungen und Berücksichtigung der Schichtdickenänderung. Die Geometrieparameter entsprechen denen von hergestellten Torsionsfedern. Bei der Herstellung der 3-D-Federn kommt es zu einer Abnahme der Schichtdicke an den Seitenwänden (Kap. 3.2.1), dies ist bei dieser Rechnung vernachlässigt worden. Die Tiefe der Trapezstruktur beträgt  $6\ \mu\text{m}$ . An den Einspannstellen sind Radien angebracht, die durch FEM-Berechnungen so optimiert worden sind, dass sich keine Spannungsspitzen bilden, die sonst zu einem Reißen der Federn führen können (Kap. 5.1.3). Da für die verwendeten Federmaterialien AlN und Al die Hookschen-Matrizen nicht bekannt

sind, wird mit einem isotropen Materialverhalten gerechnet. Die Materialparameter sind in Kap. A.2 aufgelistet. Die Simulationen sind jeweils für vier verschiedene Richtungen einer punktförmigen Krafteinprägung durchgeführt worden. Um die Ergebnisse der Vergleichssimulation in einem Diagramm darstellen zu können, sind die Ergebnisse normiert. Hierbei ist für jede Krafteinprägungsrichtung jeweils die Kraft und Auslenkung der planaren und 3-D-Federn zum jeweiligen Maximalwert normiert worden.

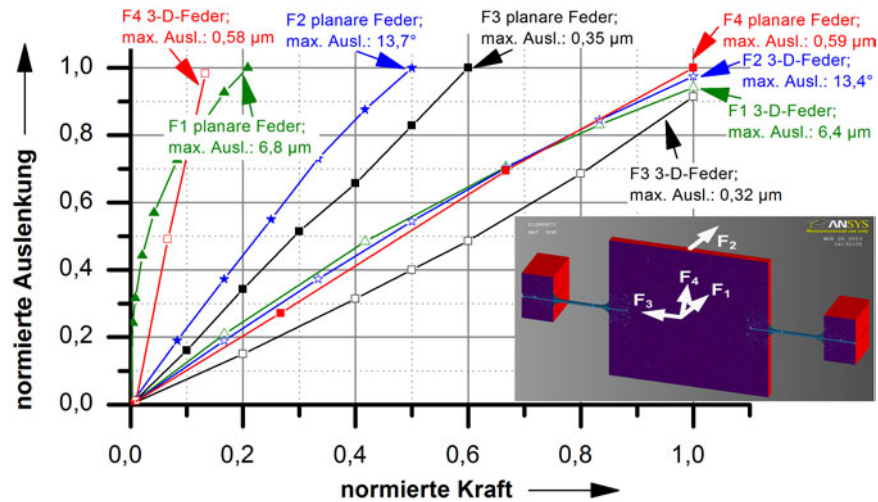


Abb. 3.11: FEM-Simulation der Krafteinprägungen

Mit Hilfe der linearen Regression sind aus den Simulationen Geradengleichungen ermittelt worden, die den Zusammenhang zwischen Auslenkung und eingepprägter Kraft bzw. resultierendem Moment beschreiben. Aus dem Reziprokwert der Kurvensteigungen lassen sich die Systemsteifigkeiten  $K_{syst}$  (Gesamtsteifigkeit aus beiden Federn) für die verschiedenen Krafteinprägungsrichtungen innerhalb des simulierten Bereiches ermitteln. Die Qualität der Übereinstimmung der Regressionsgeraden mit den simulierten Werten wird durch das Bestimmtheitsmaß  $R_{kor}^2$  angegeben. Ein Wert nahe 1 bedeutet eine hohe Übereinstimmung und somit die Gültigkeit der angegebenen Steifigkeiten für den betrachteten Auslenkungsbereich. Dies erlaubt einen Vergleich der idealen planaren mit den idealen trapezförmigen 3-D-Federn. Die Ergebnisse sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Es ist erkennbar, dass die Biegesteifigkeit in F1-Richtung bei den 3-D-Federn 95 mal größer ist als bei den planaren Federn, hingegen sich die Torsionssteifigkeit (F2-Richtung) nur verdoppelt. Die 3-D-Federn sind deutlich steifer bezüglich einer Bewegung in F3-Richtung, aber anfälliger für eine Querbewegung in F4-Richtung. Die deutlich geringere Steifigkeit in F4-Richtung bei den 3-D-Federn lässt sich dadurch erklären, dass der Kraftangriff nicht wie bei den planaren Federn im Schwerpunkt des Profils stattfindet, sondern bedingt durch die Spiegelaufhängung an der Profilloberseite. Dies bewirkt eine leichte Kippbewegung.

Tab. 3.2: Vergleich der Steifigkeiten für die verschiedenen Krafteinprägungsrichtungen (Federn vom Typ C siehe Tab. 3.3); das Hochkomma kennzeichnet die planaren Federn und der Stern die 3-D-Federn

	3-D-Feder		planare Feder		Bereich	$K^*_{syst}/K'_{syst}$
	$K^*_{syst}$	$R^2_{kor}$	$K'_{syst}$	$R^2_{kor}$		
F1	20,96 N/m	1,000	0,22 N/m	0,900	0-1 $\mu\text{m}$	95,27
F2	$2,50 \cdot 10^{-09}$ Nm/rad	0,997	$1,11 \cdot 10^{-09}$ Nm/rad	0,997	0-13°	2,25
F3	25000 N/m	0,993	12500 N/m	0,999	0-0,3 $\mu\text{m}$	2,00
F4	51,28 N/m	0,997	188,68 N/m	0,999	0-0,6 $\mu\text{m}$	0,27

Abb. 3.12 definiert die in Tab. 3.3 aufgelisteten Geometrieparameter der experimentell untersuchten Federgeometrien. Für die Untersuchung sind die bereits beschriebenen Testchips nach Abb. 3.8 verwendet worden. Dabei handelt es sich bei den sehr schmalen 3-D-Federn vom Typ A\* und Typ B\* um Federn mit V-Profil, während die anderen 3-D-Federn ein Trapezprofil haben.

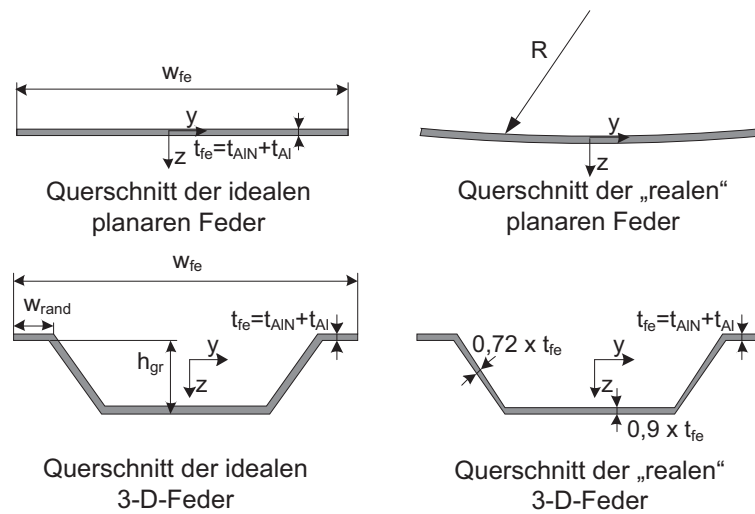


Abb. 3.12: Skizze mit Parametern der planaren und dreidimensional geformten Torsionsfedern (Schichtdickenverteilung bei dreidimensionalem Profil folgt aus REM-Untersuchungen)

Tab. 3.3: Geometrieparameter der Testchips; das Hochkomma kennzeichnet die planaren Federn und der Stern die 3-D-Federn;  $l_{fe}$  ist die Federlänge

Notation	$l_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{rand}$ ( $\mu\text{m}$ )	$h_{gr}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{Al}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{AlN}$ ( $\mu\text{m}$ )
A'	350	12,5	-	-	0,1	0,5
A*	350	12,5	2,5	5,3	0,1	0,5
B'	550	12,5	-	-	0,1	0,5
B*	550	12,5	2,5	5,3	0,1	0,5
C'	350	28,5	-	-	0,1	0,5
C*	350	28,5	3	6	0,1	0,5
D'	550	28,5	-	-	0,1	0,5
D*	550	28,5	3	6	0,1	0,5
E'	550	40	-	-	0,1	0,5
E*	550	40	5	6	0,1	0,5

Wie bereits in Kap. 3.2.1 für den Fall einer Zunge mit planarem Profil (Abb. 3.7a) beschrieben, kommt es auf Grund von intrinsischen Spannungen im AlN/Al-Schichtaufbaus zu einer Verformung der Struktur. Eine optische Profilmessung einer planaren Feder in Abb 3.13 zeigt ein Wölben in Querrichtung. Die Messstelle ist dabei die halbe Federlänge. Auf Grund der Größe des Messstrahls kann ein Randbereich von etwa  $2\ \mu\text{m}$  nicht ausgewertet werden und ist daher nicht dargestellt.

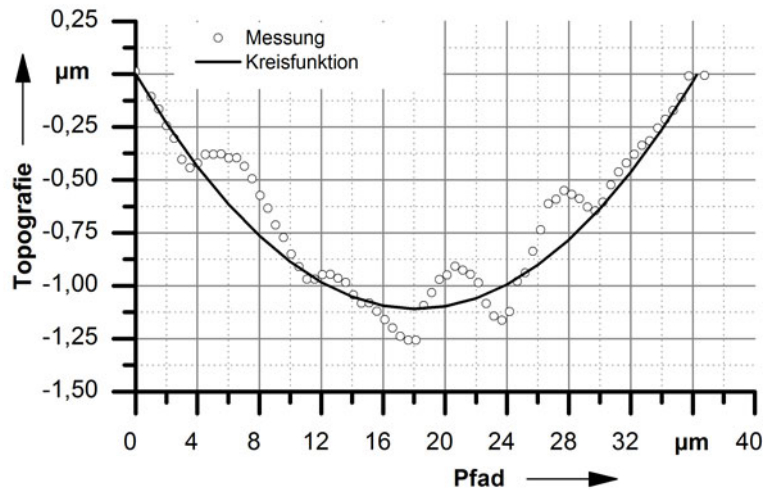


Abb. 3.13: Profil einer planaren Feder mit 500 nm AlN und 100 nm Al; Typ E'

Um den Einfluss der Federwölbung zu überprüfen, sind die Flächenträgheitsmomente berechnet worden und in Tab. 3.4 aufgelistet. Die Erhöhung der Biegesteifigkeit in Folge der Federwölbung wird durch die Erhöhung des axialen Flächenträgheitsmoments  $I_{yy}$  ausgedrückt.

Hierbei ist  $I_{yy-ideal}$  das Trägheitsmoment für die ideale planare Geometrie und  $I_{yy-real}$  das Trägheitsmoment in Folge der Wölbung. Der Krümmungsradius  $R$  für die Berechnung des Trägheitsmomentes für die gewölbte Feder ist mit Hilfe von optischen Profilmessungen ermittelt worden. Da der Randbereich bei den Messungen nicht ausgewertet werden kann und die Durchbiegungen viel kleiner als die nominellen Federbreiten sind, wird von konstant gewölbten Federn mit nomineller Breite ausgegangen. Nach dem Zusammenhang in Kap. A.1 ändert sich das Torsionsträgheitsmoment  $I_t$  in Folge der Federwölbung nicht. Bei den schmalen Federn vom Typ A' und Typ B' ist der Krümmungsradius auf Grund der geringen Federbreite und Wölbung nicht ermittelbar. Es ist mit zunehmender Federbreite ein Steigen der Federwölbung und damit eine deutliche Erhöhung der Biegesteifigkeit erkennbar.

Tab. 3.4: Flächenträgheitsmomente der Testchips mit planaren Federn; n.a.: nicht auswertbar

Notation	$w_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$R$ ( $\mu\text{m}$ )	$I_{yy-ideal}$ ( $\mu\text{m}^4$ )	$I_{yy-real}$ ( $\mu\text{m}^4$ )	$I_t$ ( $\mu\text{m}^4$ )	$\Delta I_{yy}/I_{yy-ideal}$ (%)
A', B'	12,5	n.a.	0,2	n.a.	0,9	n.a.
C', D'	28,5	157-211	0,5	0,9-1,1	2,1	68-123
E'	40	149	0,7	4,6	2,9	539

Tab. 3.5 zeigt die berechneten Trägheitsmomente der 3-D-Federn. Hierbei erfolgt wiederum die Betrachtung einer Idealgeometrie und einer Geometrie, die der Realität näher kommt, indem die Änderung der Schichtdicke berücksichtigt ist. Die angenommene Schichtdickenänderung geht aus vorherigen REM-Untersuchungen an Teststrukturen hervor (Kap. 3.2.1). Es ist eine Abnahme der Biegesteifigkeit in Folge der Berücksichtigung der Schichtdickenveränderung erkennbar. Dies wirkt sich für die schmalen Federn am stärksten aus.

Tab. 3.5: Flächenträgheitsmomente der Testchips mit 3-D-Federn

Notation	$w_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$h_{gr}$ ( $\mu\text{m}$ )	$I_{yy-ideal}$ ( $\mu\text{m}^4$ )	$I_{yy-real}$ ( $\mu\text{m}^4$ )	$I_t$ ( $\mu\text{m}^4$ )	$\Delta I_{yy}/I_{yy-ideal}$ (%)
A*, B*	12,5	6	31,1	24,5	1,3	-21
C*, D*	28,5	6	126,9	118,5	2,5	-7
E*	40	6	183,8	173,7	3,3	-5

Für einen experimentellen Vergleich zwischen den planaren und 3-D-Federn werden die Testchips verwendet (Abb. 3.8) und die Spiegelplatten jeweils zu einer mechanischen Schwingung angeregt. Hierbei wird eine elektrische Sinusspannung zwischen einer Aktuierungselektrode auf der LTCC-Keramik und der Spiegelplatte angelegt (Abb. 3.14a).



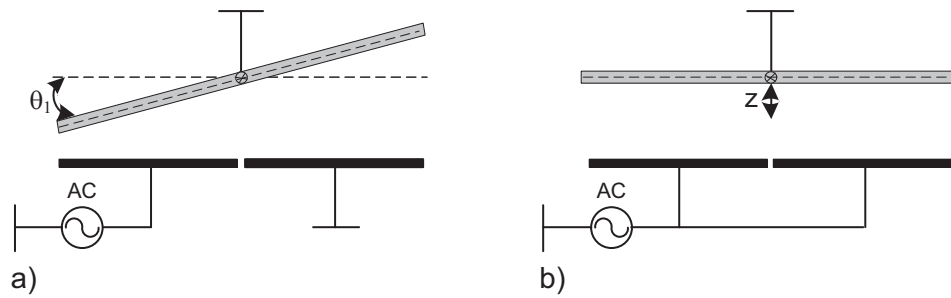


Abb. 3.14: Elektrodenkonfiguration der Schwingungsanalyse; a) Rotationsschwingung; b) Vertikalschwingung

Durch Messen der Frequenzantwort mit einem Einstrahlvibrometer wird die Eigenfrequenz der rotatorischen Schwingung  $f_{0-rot}$  und dadurch die rotatorische Systemsteifigkeit  $K_{syst-rot}$  ermittelt (Abb. 3.15). Zum Messen der Eigenfrequenz der Vertikalschwingung  $f_{0-vert}$  und Bestimmung der vertikalen Systemsteifigkeit  $K_{syst-vert}$  wird eine Sinusspannung zwischen der Spiegelplattenelektrode und den zusammengeschalteten Aktuierungselektroden nach Abb. 3.14b angelegt. Abb. 3.16 zeigt das Ergebnis der Frequenzantwort einer Vertikalschwingung. Die Grundlagen der Schwingungsanalyse werden in Kap. 4.5 detailliert beschrieben.

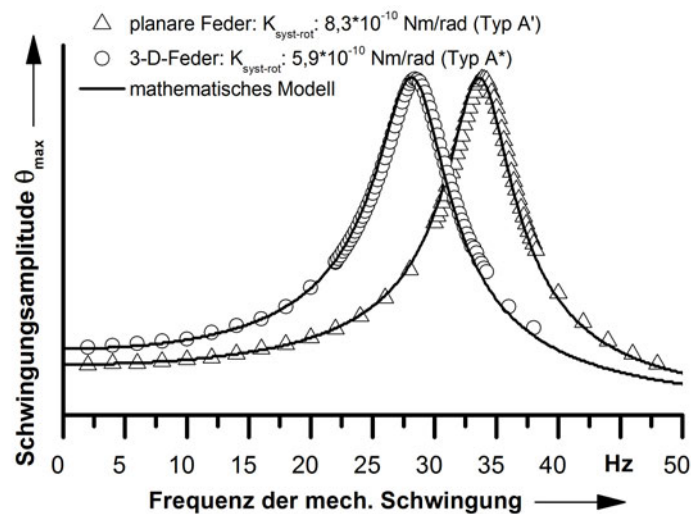


Abb. 3.15: Vergleich der rotatorischen Systemsteifigkeit zwischen einem Spiegel mit planaren und dreidimensional geformten Torsionsfedern

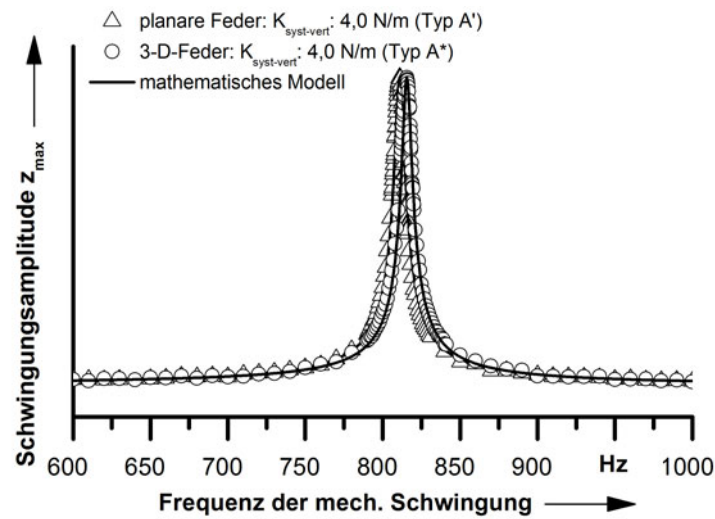


Abb. 3.16: Vergleich der vertikalen Systemsteifigkeit zwischen einem Spiegel mit planaren und dreidimensional geformten Torsionsfedern

Die experimentellen Ergebnisse sind in Tab. 3.6 zusammengefasst. Es lässt sich feststellen, dass fast alle getesteten 3-D-Federn eine geringere Torsionssteifigkeit haben als die planaren Vergleichsfedern. Dies steht im Widerspruch zu den berechneten Flächenträgheitsmomenten aus den Tab. 3.4, 3.5 und den FEM-Simulationsergebnissen aus Tab. 3.2, die eine größere Rotationssteifigkeit bei den 3-D-Federn erwarten lassen.

Tab. 3.6: Vergleich der Messergebnisse zwischen den planaren und dreidimensional geformten Federn; das Hochkomma kennzeichnet die planaren Federn und der Stern die 3-D-Federn

Typ	$f_{0-rot}$ (Hz)	$K_{syst-rot}$ (Nm/rad)	$f_{0-vert}$ (Hz)	$K_{syst-vert}$ (N/m)	$f_{0-vert}/f_{0-rot}$
A'	34	$8,3 \cdot 10^{-10}$	811	4,0	24
A*	28	$5,9 \cdot 10^{-10}$	816	4,0	29
B'	35	$8,7 \cdot 10^{-10}$	1435	12,4	41
B*	31	$7,0 \cdot 10^{-10}$	1477	13,1	48
C'	54	$2,1 \cdot 10^{-09}$	759	3,5	14
C*	55	$2,2 \cdot 10^{-09}$	1161	8,1	21
D'	55	$2,2 \cdot 10^{-09}$	1274	9,8	23
D*	53	$2,1 \cdot 10^{-09}$	1066	6,8	20
E'	77	$4,4 \cdot 10^{-09}$	1372	11,3	18
E*	70	$3,6 \cdot 10^{-09}$	1188	8,5	17

Bei den Berechnungen sind einige Effekte nicht berücksichtigt. Schichtspannungen, die einen signifikanten Einfluss sowohl auf die Torsions- als auch auf die Biegesteifigkeit ausüben, spie-

len bei den Betrachtungen zu den Flächenträgheitsmomenten keine Rolle, da dort nur die Geometrie in den Berechnungen mit eingeht. Messtechnisch lässt sich über die Änderung der Waferkrümmung mit dem Zusammenhang von Stoney [Lac06] die globale Schichtspannung ermitteln, über den Spannungszustand an den schrägen Seitenwänden der 3-D-Federn gibt dies jedoch keinen Aufschluss. Auf Grund dessen ist bei den FEM-Simulationen auf das Einprägen von intrinsischen Spannungen verzichtet worden. Prinzipiell lässt sich sagen, dass Zugspannungen zu einem Versteifen der Federn führen. In Kap. 5.1.3 wird später auf die lineare Abhängigkeit bei planaren Torsionsfedern zwischen intrinsischer Zugspannung und Torsionssteifigkeit eingegangen (Abb. 5.14). Die Schichtdickenänderung bei den 3-D-Federn und das durch intrinsische Spannungen verursachte Wölben der planaren Federn (Abb. 3.12) ist bei den FEM-Simulationen ebenso unberücksichtigt geblieben. Die analytischen Betrachtungen zeigen jedoch, dass dies für die Berechnung der Torsionssteifigkeit vernachlässigbar ist, da der Umfang und nicht eine leichte Variation der Seitenwanddicke die dominierende Rolle für die Torsionssteifigkeit darstellt (Kap. A.1). Des Weiteren ist bei den FEM-Simulationen mit einem isotropen Materialverhalten gerechnet worden. Dies ist eine notwendige Näherung, da für die verwendeten Schichten die Hookschen Matrizen nicht bekannt sind. Eine weitere Unbekannte sind die Übergangsstellen zwischen den schrägen und geraden Ebenen bei den 3-D-Federn. Es wird vermutet, dass insbesondere an den konkaven Kanten die Festigkeit nicht so hoch ist (Abb. 3.4), was eine Erklärung für eine geringere Torsionssteifigkeit darstellt. Die Biegesteifigkeit ist bei den 3-D-Federn bis auf die sehr breiten und langen Federn vom Typ D\* und Typ E\* etwas größer als bei den planaren Federn, der Unterschied ist jedoch deutlich geringer als erwartet. Allgemein gilt, dass das Verhältnis zwischen Biege- und Torsionssteifigkeit bei torsionsweichen Federn größer ist. Die größte Steigerung des Biege- zu Torsionssteifigkeitsverhältnisses im Vergleich zu den planaren Federn gleicher Breite wird bei den 3-D-Federn vom Typ C\* erreicht. Dies sind die schmalsten Federn mit Trapezprofil mit der kürzeren Federlänge und weisen eine größere Steigerung des Biege- zu Torsionssteifigkeitsverhältnisses auf als die Federn mit V-Profil vom Typ A\* mit geringerer Breite aber identischer Länge. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in der größeren Profiltiefe  $h_{gr}$  der Feder vom Typ C\* im Vergleich zu der Feder vom Typ A\* begründet. Die Biegesteifigkeit ist bei den planaren Federn auf Grund ihrer Wölbung höher als erwartet, was den geringen Einfluss der dreidimensionalen V- bzw. Trapezform auf die Biegesteifigkeit erklärt. Die Berechnungen der axialen Flächenträgheitsmomente  $I_{yy}$  bestätigen den großen Einfluss der Wölbung auf die Biegesteifigkeit der planaren Federn, indem die Trägheitsmomente von gewölbten mit perfekt planaren Federn verglichen werden (Tab. 3.4). Die Federwölbung ist bei breiten Federn am stärksten ausgeprägt. Profilmessungen in der Federmitte zeigen bei Federn gleicher Breite aber unterschiedlicher Länge etwa identische Verformungen. Die höhere Biegesteifigkeit bei den längeren Federn lässt vermuten, dass die Verformung über einen größeren Bereich statt-

findet und daher die Biegesteifigkeit trotz größerer Länge steigt. Daher ist bei den planaren Federn die Biegesteifigkeit bei den sehr breiten aber längeren Federn höher als bei den kürzeren mit gleicher Breite (siehe Typ C' und Typ D'). Die vergleichsweise breiten und langen planaren Federn vom Typ D' und Typ E' weisen auf Grund der Wölbung sogar eine höhere Biegesteifigkeit als die entsprechenden 3-D-Federn vom Typ D\* und Typ E\* auf.

V- bzw. trapezförmige dreidimensionale Federn stellen nur bei sehr schmalen Federn eine signifikante Erhöhung des Biege- zu Torsionssteifigkeitsverhältnisses dar. Die dreidimensionale Form wirkt einer Verformung durch intrinsische Spannungen entgegen. Dies bietet den Vorteil, dass das Federverhalten weniger vom Spannungszustand, sondern mehr durch die designbedingte Formgebung bestimmt wird. Das Wölben der planaren Federn kann durch das Kontrollieren des AlN-Schichtspannungsgradientens gesteuert werden. Der Schichtspannungsgradient von AlN kann durch eine geeignete Prozessführung beim Reaktivputtern gesteigert oder nahezu kompensiert werden [Meh13]. Dies ist eine technologische Möglichkeit, um das Federverhalten einzustellen.

### 3.3 Bruchfestigkeit

Zur experimentellen Bestimmung der Bruchfestigkeit der AlN/Al-Torsionsfedern sind Zerstörungstests durchgeführt worden. Die Kenntnis der Bruchfestigkeit ermöglicht einen Vergleich mit anderen Federmaterialien bezüglich der Festigkeit. Des Weiteren ist die Bruchfestigkeit der Torsionsfedern ein wichtiger Designparameter. Es sind Spiegel mit planaren Federn aus 500 nm AlN und 100 nm Al verwendet worden. Abb. 3.17a zeigt den experimentellen Ablauf. Ein Kraftsensor mit Tastspitze (Femto Tools-S10000) ist an einem Manipulator (Femto Tools-FS1000) befestigt. Die Tastspitze des Kraftsensors wird so positioniert, dass sie die Mitte der Spiegelplatte berührt. Die Tastspitze wird nun vertikal zur Spiegelplatte in 0,5  $\mu\text{m}$ -Schritten bewegt. Die Tastkraft wird durch den Kraftsensor gemessen. Die Bewegung wird so lange fortgesetzt, bis es zur Zerstörung der Federn in Folge von Reißen an der Einspannstelle kommt (Abb. 3.17b). Die Schrittweite der Tastkraft kurz vor der Federzerstörung liegt dabei bei etwa 150  $\mu\text{N}$ . Die experimentell bestimmte Bruchkraft  $F_b$  ist die maximal gemessene Tastkraft vor dem Reißen der Federn. Die bestimmten Bruchkräfte sind jeweils als Punktkraft in FEM-Simulationen nach Abb. 3.17c in die Mitte der Spiegelplatte eingepreßt worden. Dazu ist ein FEM-Modell des verwendeten Spiegeltyps mit den Materialparametern aus Kap. A.2 aufgebaut worden.

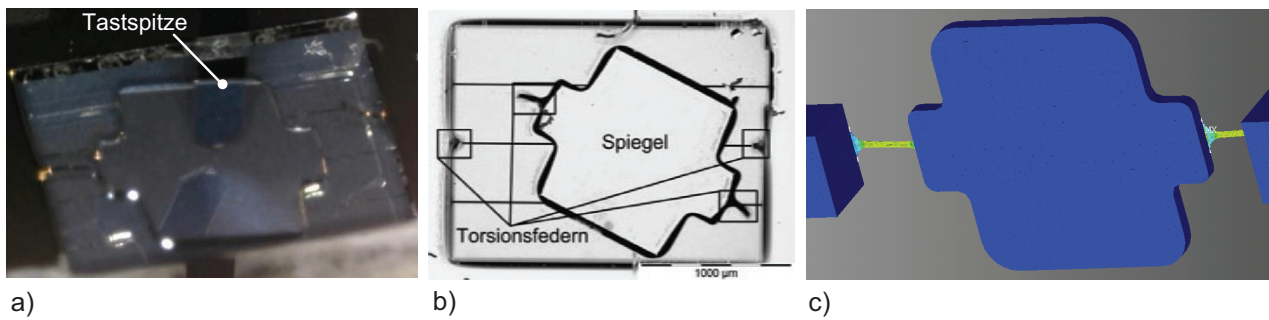


Abb. 3.17: a) Messung der Bruchkraft; b) Spiegel nach Zerstörungstest; c) FEM-Simulation zur Berechnung der Maximalspannung

Das Modell ist aus Schalenelementen aufgebaut und es werden die messtechnisch ermittelten Schichtspannungen eingepreigt. Wie bereits in Kap. 3.2.1 berichtet worden ist, wird die Schichtspannung auf Waferenebene durch den Zusammenhang von Stoney bestimmt. Die für die Simulationen verwendeten Schichtspannungen stellen daher nur einen Mittelwert dar. Beim FEM-Modell sind für eine möglichst exakte Berechnung der mechanischen Spannungen die Federn und der Einspannbereich besonders sorgfältig vernetzt. Zur Ermittlung der Bruchspannung  $\sigma_b$  wird die von Mises-Vergleichsspannung verwendet und der Maximalwert wird als Wert für die Bruchspannung angegeben. Das Spannungsmaximum befindet sich im Bereich der Einspannung (Abb. 3.18).

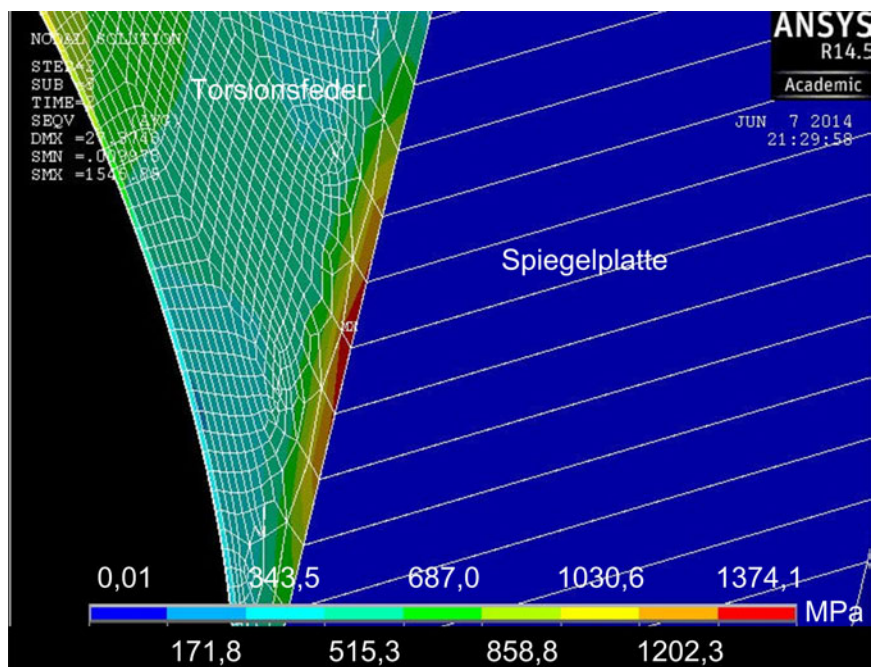


Abb. 3.18: FEM-Simulation: von Mises-Vergleichsspannung

Die Parameter der Proben und die ermittelten Ergebnisse sind in der Tab. 3.7 aufgelistet. Dabei sind  $l_{fe}$  die Federlänge,  $w_{fe}$  die Federbreite,  $r$  der Einspannradius,  $t_{AlN}$  die AlN-Schichtdicke,  $t_{Al}$  die Al-Schichtdicke,  $\sigma_{AlN}$  die AlN-Schichtspannung und  $\sigma_{Al}$  die Al-Schichtspannung.

Tab. 3.7: Probenparameter und ermittelte Festigkeiten

$l_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$r$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{AlN}$ (nm)	$t_{Al}$ (nm)	$\sigma_{AlN}$ (MPa)	$\sigma_{Al}$ (MPa)	$F_b$ ( $\mu\text{N}$ )	$\sigma_b$ (GPa)
350	30	70	500	100	100	240	2338-2798	1,5-1,7

Die ermittelte Bruchspannung der Torsionsfedern beträgt etwa 1,5 GPa. Als Einschränkung muss jedoch genannt werden, dass das verwendete Gerät für die Bestimmung der Bruchkraft für die vorliegende Arbeit nicht zur Verfügung stand. Es konnten nur zwei Messungen im Rahmen einer Gerätevorführung zur Ermittlung der Federbruchfestigkeit genutzt werden. Die ermittelte Bruchspannung bestätigt jedoch die beobachtete hohe mechanische Festigkeit des Federmaterials und ist größer als die Bruchspannung von strukturiertem monokristallinem Silicium. Die Zugfestigkeit von monokristallinem Silicium liegt bei bis zu 7 GPa [Mehn00], [Heu89], [Gad02], reduziert sich in Folge von Materialschädigungen während der Fertigung jedoch deutlich [Mehn00], [Heu89]. Bei Mikrostrukturen kann man von einem Wert von 0,5 bis 1 GPa ausgehen [Mehn00].

### 3.4 Lebensdauertest

Dauerbelastungstests sollen die Eignung der Dünnschichttorsionsfedern zur Lagerung von Mikrosiegeln demonstrieren. Ein geringes Ermüdungsverhalten in Folge der Torsionsbelastung ist eine wichtige Voraussetzung für dessen Eignung, damit die Stabilität der Spiegel über die gesamte Nutzungsdauer gewährleistet ist. Es werden daher Lebensdauertests von planaren und dreidimensional geformten Torsionsfedern (trapezförmiger Querschnitt) durchgeführt. Die Torsionsfedern bestehen aus einer Schichtfolge von 500 nm AlN und 100 nm Al. Die Schichtspannung von AlN beträgt etwa 100 MPa Zugspannung und das Aluminium weist eine Schichtspannung von etwa 60 MPa auf. Zur Untersuchung des Ermüdungsverhaltens der Torsionsfedern werden Testspiegel zu einer resonanten rotatorischen Schwingung angeregt. Die Schwingungsanregung erfolgt jeweils durch Anlegen einer Sinushalbwelle an die beiden Aktuierungselektroden. Der Schaltungsaufbau ist in Abb. 3.19 dargestellt.

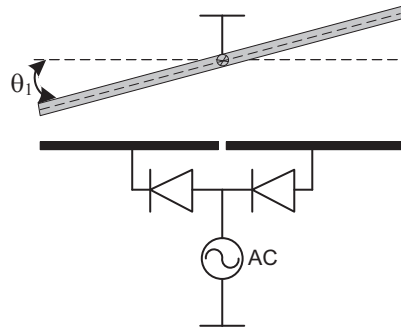


Abb. 3.19: Schaltungsaufbau für die Schwingungsanregung

Abb. 3.20 zeigt exemplarisch die Frequenzantwort vor und nach der Dauerschwingung. Es ist ein leichtes Verschieben der Eigenfrequenz  $f_{0-rot}$  erkennbar. Da sich das Massenträgheitsmoment des Spiegels nicht ändert, bedeutet eine Verschiebung der Eigenfrequenz eine Änderung der Federsteifigkeit durch Materialumformungen oder Rissbildungen im Federmaterial. Experimentell ist die Resonanzfrequenz  $f_{r-rot}$  exakter bestimmbar, weshalb die Änderung der Resonanzfrequenz  $\Delta f_{r-rot}$  im Folgenden als Kriterium für Veränderungen im Federmaterial herangezogen wird. Die Spiegel sind immer mit identischer Anregespannung bei vergleichbaren Umgebungsbedingungen betrieben worden. Es kann daher von einem identischen Dämpfungsverhalten ausgegangen werden. In Folge dessen wird ein Verschieben der Resonanzfrequenz nur durch eine Änderung der Federsteifigkeit verursacht. Des Weiteren schwingen die verwendeten Spiegel mit hoher Güte  $Q > 10$ , so dass der Unterschied zwischen der Eigen- und Resonanzfrequenz sehr gering ist. Zur Überprüfung dient die mathematische Modellkurve in Abb. 3.20, in der die experimentell ermittelte Resonanzfrequenz an Stelle der Eigenfrequenz in das Modell eines gedämpften Federmassenschwingers eingesetzt ist. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Modellkurve und der Messung erkennbar. Auf die Modellbildung zur Schwingungsanalyse wird in Kap. 4.5 näher eingegangen. Gl. 3.1 zeigt den Zusammenhang zwischen der Resonanzkreisfrequenz  $\omega_{r-rot}$ , der Eigenkreisfrequenz  $\omega_{0-rot}$  und der Abklingkonstante  $\delta_{rot}$  der rotatorischen Schwingung.

$$\omega_{r-rot} = \sqrt{\omega_{0-rot}^2 - 2\delta_{rot}^2} \quad (3.1)$$

Für den vorhandenen Fall einer konstanten Dämpfung lässt sich die Änderung der Eigenkreisfrequenz durch Gl. 3.2 beschreiben.

$$\omega_{r-rot2}^2 - \omega_{r-rot1}^2 = \omega_{0-rot2}^2 - \omega_{0-rot1}^2 \quad (3.2)$$

Gl. 3.3 beschreibt den Zusammenhang zwischen der rotatorischen Federsteifigkeit  $K_{syst-rot}$

mit der Eigenkreisfrequenz  $\omega_{0-rot}$  und dem Massenträgheitsmoment  $I_m$ .

$$\omega_{0-rot} = \sqrt{\frac{K_{syst-rot}}{I_m}} \quad (3.3)$$

Die Änderung der Federsteifigkeit wird mit Hilfe von Gl. 3.2 und 3.3 beschrieben.

$$\Delta K_{syst-rot} = I_m \cdot (\omega_{r-rot2}^2 - \omega_{r-rot1}^2) \quad (3.4)$$

Die relative Änderung wird durch Gl. 3.5 beschrieben.

$$\frac{\Delta K_{syst-rot}}{K_{syst-rot1}} = \frac{\omega_{r-rot2}^2 - \omega_{r-rot1}^2}{\omega_{r-rot1}^2} \quad (3.5)$$

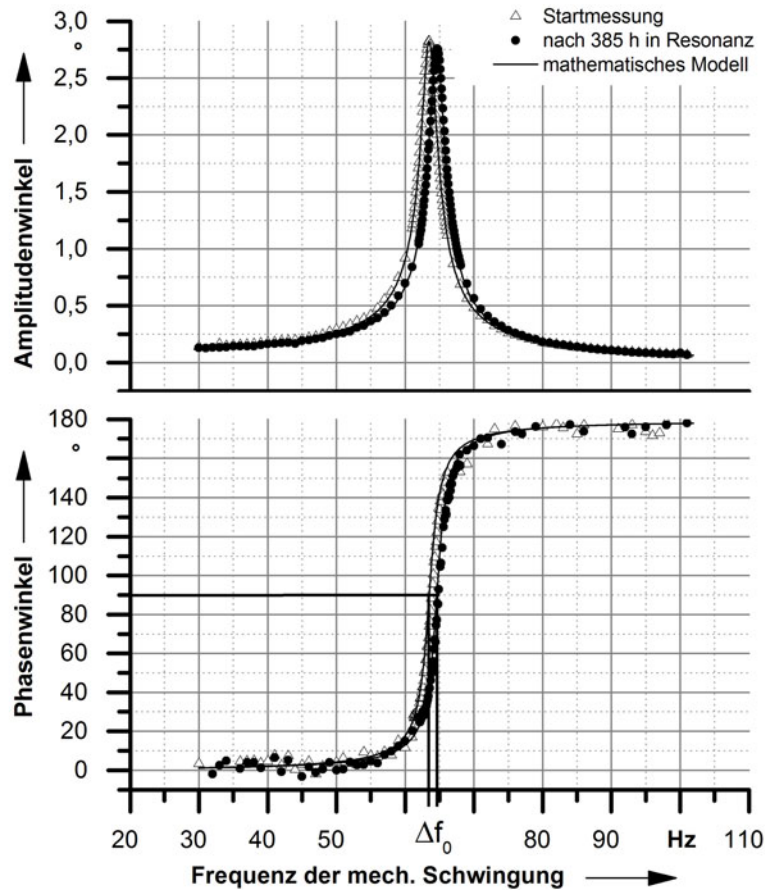


Abb. 3.20: Veränderung der Frequenzantwort nach 385 h rotatorischer Schwingung in Resonanz (ca.  $85 \cdot 10^6$  Schwingungen); Probe 3 mit planaren Torsionsfedern; die Spiegel sind bei beiden Messungen identisch angeregt worden

Die Ergebnisse der Lebensdauertests sind in Tab. 3.8 und Tab. 3.9 aufgelistet. Planare Federn



mit einer Breite von 30  $\mu\text{m}$  und einer Länge von 350  $\mu\text{m}$  sind getestet worden (Tab. 3.8). Nach ca.  $85 \cdot 10^6$  Schwingungen (385 h Dauerschwingung) mit einer Schwingungsamplitude von ca.  $\pm 3^\circ$  ist ein Ansteigen der Federsteifigkeit von bis zu 4 % erkennbar. Es sind keine äußerlichen Veränderungen an den Federn erkennbar. Die Ursache liegt vermutlich in Materialumformungen. Die Torsionsbelastung führt wahrscheinlich zu einer Zunahme der Versetzungen im Aluminium, die sich gegenseitig an der Bewegung hindern und somit zur Festigkeitssteigerung führen. Dieser Effekt ist als Kaltverfestigung bekannt.

Tab. 3.8: Steifigkeitsänderung in Folge resonanter Rotationsschwingung bei planaren Torsionsfedern

Bez.	$f_r(0h)$ (Hz)	$f_r(385h)$ (Hz)	$\Delta K_{syst}/K_{syst}(385h)$ (%)
1	60,7	61,9	4,0
2	67,6	68,9	3,9
3	63,5	64,6	3,5

Tab. 3.9 zeigt die Ergebnisse des Lebensdauertests von dreidimensional geformten Torsionsfedern mit einer Breite von 20  $\mu\text{m}$ , einer Länge von 350  $\mu\text{m}$  und einer Tiefe von 6  $\mu\text{m}$ . Es ist sowohl ein Steigen als auch ein Sinken der Federsteifigkeit nach insgesamt  $91 \cdot 10^6$  Schwingungen in Resonanz (757 h Dauerschwingung) von ca.  $\pm 2,5^\circ$  erkennbar. Eine optische Inspektion am Ende des Experimentes zeigt bei Probe 1 einen deutlichen Defekt durch Rissbildung in einer der Torsionsfedern (Abb. 3.21). Die Probe ist jedoch während der gesamten Versuchszeit über schwingfähig gewesen.

Tab. 3.9: Steifigkeitsänderung in Folge resonanter Rotationsschwingung bei dreidimensional geformten Torsionsfedern

Bez.	$f_r(0h)$ (Hz)	$f_r(396h)$ (Hz)	$\Delta K_{syst}/K_{syst}(396h)$ (%)	$f_r(757h)$ (Hz)	$\Delta K_{syst}/K_{syst}(757h)$ (%)
1	34,1	36,2	12,7	33,2	-5,2
2	33,1	32,1	-6,0	31,8	-7,7
3	32,6	33,2	3,7	33,6	6,2
4	33,7	34,2	3,0	35,4	10,3

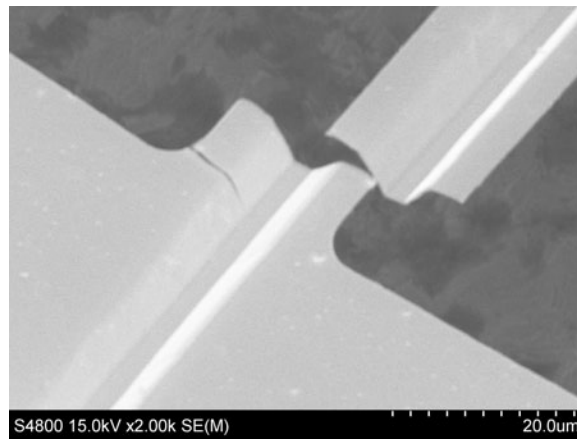


Abb. 3.21: Rissbildung in der dreidimensional geformten Torsionsfeder von Probe 1 nach  $91 \cdot 10^6$  Schwingungen in Resonanz

Die Amplituden der Dauerschwingung liegen bei etwa  $1/4$  der vorgesehenen maximalen Spiegelauslenkung. Für einen Vergleich der Beanspruchung zwischen den getesteten planaren und 3-D-Federn sind FEM-Simulationen durchgeführt worden. Es ist ein statischer Belastungsfall bei Einprägen der maximalen Auslenkung von  $3^\circ$  bei den planaren bzw.  $2,5^\circ$  bei den 3-D-Federn betrachtet worden. Die Berechnungen ergeben keine großen Änderungen des Maximalwertes der von Mises-Vergleichsspannung bei den Torsionsfedern in Folge der Spiegelauslenkungen. Bei den 3-D-Federn beträgt die Änderung etwa 20 MPa und bei den planaren nur etwa 3 MPa. Die Maximalwerte bei Berücksichtigung der Schichtspannungen liegen bei den planaren Federn bei etwa 117 MPa und den 3-D-Federn bei 188 MPa. Dies ist kein signifikanter Unterschied der Belastungsfälle und die Maximalwerte der Spannungen liegen deutlich unterhalb der in Kap. 3.3 ermittelten Bruchspannung. Bei einem Spiegel ist es zu deutlichen Ermüdungserscheinungen in Form von Rissbildung gekommen. Bei allen anderen Spiegeln konnten keine äußerlichen Veränderungen der Torsionsfedern festgestellt werden. Die getesteten dreidimensional geformten Federn zeigen eine größere Änderung der Federsteifigkeit als die planaren. Da die Anzahl der untersuchten Proben zu gering ist und jeweils nur ein Probentyp der planaren und der 3-D-Federn miteinander verglichen worden ist, lässt sich jedoch keine endgültige Aussage darüber treffen, ob die beobachteten Unterschiede im Ermüdungsverhalten durch die Federform verursacht werden. Die Lebensdauertests zeigen die grundsätzliche Eignung des AlN/Al-Schichtaufbaus für die Herstellung hoch flexibler Festkörpergelenke. Im vorgesehenen Einsatzzweck einer quasistatischen Messstrahlnachführung werden die Spiegel weit unterhalb der Resonanzfrequenz mit deutlich weniger Lastwechseln betrieben. Die gemessenen Steifigkeitsänderungen sind für die vorgesehene Applikation nicht kritisch, da die Spiegel geregelt betrieben werden.

## 4 Modellbildung und theoretische Betrachtungen

Im Folgenden wird ein analytisches Modell zur Berechnung der statischen Spiegelauslenkung aufgestellt und mit einer FEM-Simulation und Messung verglichen. Des Weiteren wird die Winkellimitierung durch den Pull-In-Effekt und die theoretischen Grundlagen der Schwingungsanalyse erörtert.

### 4.1 Analytische Berechnung der Winkel-Spannungs-Kennlinie

Eine vereinfachte analytische Beschreibung der elektrostatischen Spiegelauslenkung für einachsige Spiegel (1-D-Spiegel) und kardanisch aufgehängte Spiegel (2-D-Spiegel) wird im Folgenden vorgestellt. Dabei wird der mechanische Spannungszustand, die Durchbiegung in Folge der elektrostatischen Anziehung und die Federversteifung durch zunehmende Torsion vernachlässigt. Des Weiteren wird vereinfacht von einem homogenen elektrischen Feld ausgegangen. Die Parameter für die einachsigen und kardanisch aufgehängten Spiegel sind in Abb. 4.1 dargestellt.

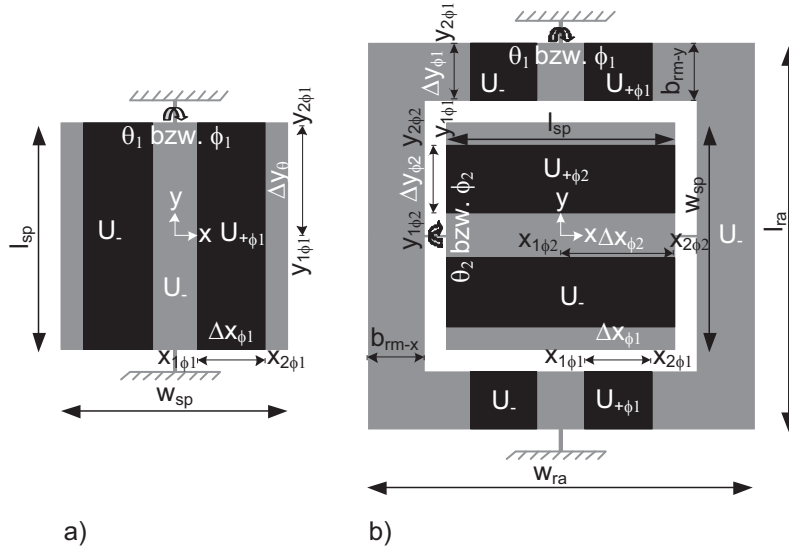


Abb. 4.1: Schematische Darstellung von a) einachsiger Spiegel; b) kardanisch aufgehängter Spiegel; in schwarz sind die Aktuierungselektroden dargestellt, die sich durch einen Luftspalt getrennt unterhalb der grau gezeichneten Spiegelplatte bzw. des kardanischen Rahmens befinden

Im statischen Fall befindet sich das elektrische Antriebsmoment  $M_{el}$  im Gleichgewicht zum mechanischen Rückstellmoment  $M_{mech}$  der Torsionsfedern. Die Beträge der Momente sind deshalb gleich groß.

$$M_{el} = M_{mech} \quad (4.1)$$

Das infinitesimale elektrische Antriebsmoment  $dM_{el\theta_1}$  für einen 1-D-Spiegel oder Rahmen des 2-D-Spiegels berechnet sich nach Gl. 4.2. Dabei ist  $dF_{el\phi_1}$  die wirkende infinitesimale elektrostatische Kraft.

$$dM_{el\theta_1} = dF_{el\phi_1}(x) \cdot x \quad (4.2)$$

In Analogie gilt für das infinitesimale elektrische Antriebsmoment  $dM_{el\theta_2}$  für die Spiegelplatte des 2-D-Spiegels:

$$dM_{el\theta_2} = dF_{el\phi_2}(x, y) \cdot y \quad (4.3)$$

Die infinitesimale elektrische Kraft  $dF_{el\phi_1}$  ist abhängig von der infinitesimalen Kapazität  $dC_{\phi_1}$ , dem Abstand zwischen der Spiegelplattenelektrode und den Aktuierungselektroden  $z(x, y)$  sowie der angelegten elektrischen Spannung  $U_{\phi_1}$ . Die Spannung  $U_{\phi_1}$  ist die Potentialdifferenz des elektrischen Potentials der Antriebselektrode  $U_{+\phi_1}$  und dem Spiegelplattenpotential  $U_-$ .

$$dF_{el\phi_1} = \frac{1}{2} \cdot U_{\phi_1}^2 \cdot \frac{dC_{\phi_1}(x)}{z(x)} \quad (4.4)$$

Die Gl. 4.5 zeigt das Äquivalent für  $dF_{el\phi_2}$ .

$$dF_{el\phi_2} = \frac{1}{2} \cdot U_{\phi_2}^2 \cdot \frac{dC_{\phi_2}(x, y)}{z(x, y)} \quad (4.5)$$

Die infinitesimale Kapazität  $dC$  zwischen der Oberfläche der Spiegelplatte bzw. des Rahmens mit den jeweiligen Aktuierungselektroden ist ein Ergebnis aus dem Luftspalt und der Dicke der Spiegelplatte bzw. des Rahmens. Die Spiegelplatte und der Rahmen bestehend aus einer AlN-Schicht mit Siliciumversteifung.

$$\frac{1}{dC} = \frac{1}{dC_{Luft}} + \frac{1}{dC_{AlN}} + \frac{1}{dC_{Si}} \quad (4.6)$$

Mit Hilfe der Plattenkondensatorgleichung, dem infinitesimalen Flächenelement  $dA$ , den Dicken  $t_{AlN}$ ,  $t_{Si}$  und der Permittivität im Vakuum  $\varepsilon_0$ , den relativen Permittivitäten  $\varepsilon_{Luft}$ ,  $\varepsilon_{AlN}$  und  $\varepsilon_{Si}$  wird die Kapazität berechnet. Die Veränderungen des Dielektrikums in Folge der Verkipfung der Spiegelplatte wird vernachlässigt.

$$\frac{1}{dC} = \frac{z(x, y) - t_{AlN} - t_{Si}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot dA} + \frac{t_{AlN}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{AlN} \cdot dA} + \frac{t_{Si}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Si} \cdot dA} \quad (4.7)$$

Für den Abstand zwischen der Spiegelplattenelektrode und den Aktuierungselektroden  $z(x, y)$  in Abhängigkeit vom Abstand zwischen den Aktuierungselektroden und der Rotationsachse  $z_0$  und den Winkeln zwischen den Spiegelplattenelektroden und den Aktuierungselektroden  $\phi_1$  und  $\phi_2$  gilt:

$$z(x, y) = z_0 - z(x) - z(y) = z_0 - x \cdot \tan \phi_1 - y \cdot \tan \phi_2 \quad (4.8)$$

Zur Vereinfachung wird der Parameter  $\zeta$  eingeführt. Für die Technologievariante ohne AlN-Zwischenschicht und damit elektrischer Kontaktierung der Siliciumspiegelplatte bzw. des Siliciumrahmens gilt  $\zeta = 0$ .

$$\zeta = -t_{AlN} - t_{Si} + \frac{t_{AlN} \cdot \varepsilon_{Luft}}{\varepsilon_{AlN}} + \frac{t_{Si} \cdot \varepsilon_{Luft}}{\varepsilon_{Si}} \quad (4.9)$$

Die Gl. 4.10 ergibt sich durch Einsetzen von Gl. 4.8 und Gl. 4.9 in Gl. 4.6.

$$dC = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot \frac{dA}{z_0 + \zeta - x \cdot \tan \phi_1 - y \cdot \tan \phi_2} \quad (4.10)$$

Für die infinitesimale Kapazität  $dC_{\phi_1}$  für den 1-D-Spiegel bzw. Rahmen des 2-D-Spiegels gilt:

$$dC_{\phi_1}(x) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot 2 \cdot \frac{dx \cdot \Delta y_{\phi_1}}{z_0 + \zeta - x \cdot \tan \phi_1} \quad (4.11)$$

In Analogie dazu gilt für  $dC_{\phi_2}$ :

$$dC_{\phi_2}(x, y) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot \frac{dx \cdot dy}{z_0 + \zeta - x \cdot \tan \phi_1 - y \cdot \tan \phi_2} \quad (4.12)$$

Die infinitesimale elektrische Kraft  $dF_{el\phi_1}$  und  $dF_{el\phi_2}$  berechnet sich mit Hilfe der Gl. 4.4, 4.5 und 4.8.

$$dF_{el\phi_1}(x) = \frac{1}{2} \cdot U_{\phi_1}^2 \cdot \frac{dC_{\phi_1}(x)}{z(x)} = \frac{1}{2} \cdot U_{\phi_1}^2 \cdot \frac{dC_{\phi_1}(x)}{z_0 - x \cdot \tan \phi_1} \quad (4.13)$$

$$dF_{el\phi_2}(x, y) = \frac{1}{2} \cdot U_{\phi_2}^2 \cdot \frac{dC_{\phi_2}(x, y)}{z(x, y)} = \frac{1}{2} \cdot U_{\phi_2}^2 \cdot \frac{dC_{\phi_2}(x, y)}{z_0 - x \cdot \tan \phi_1 - y \cdot \tan \phi_2} \quad (4.14)$$

Das elektrische Moment  $M_{el\theta_1}$  für den 1-D-Spiegel oder Rahmen des 2-D-Spiegels berechnet sich mit den Integrationsgrenzen  $x_{1\phi_1}$  und  $x_{2\phi_1}$  wie folgt:

$$M_{el\theta_1} = U_{\phi_1}^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \Delta y \cdot \int_{x_{1\phi_1}}^{x_{2\phi_1}} \frac{x \cdot dx}{(z_0 - x \cdot \tan \phi_1) \cdot (z_0 + \zeta - x \cdot \tan \phi_1)} \quad (4.15)$$

Das elektrische Moment  $M_{el\theta_2}$  für die Spiegelplatte des 2-D-Spiegels berechnet sich wie folgt:

$$M_{el\theta_2} = \frac{1}{2} \cdot U_{\phi_2}^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot \int_{y_{1\phi_2}}^{y_{2\phi_2}} \int_{-x_{2\phi_2}}^{+x_{2\phi_2}} \frac{y \cdot dx \cdot dy}{(z_0 - x \cdot \tan \phi_1 - y \cdot \tan \phi_2) \cdot (z_0 + \zeta - x \cdot \tan \phi_1 - y \cdot \tan \phi_2)} \quad (4.16)$$

Das mechanische Widerstandsmoment  $M_{mech\theta_1}$  lässt sich durch Gl. 4.17 mit Hilfe der Torsionsfedersteifigkeit  $K_{rot}$  und dem Torsionswinkel  $\theta_1$  beschreiben.

$$M_{mech\theta_1} = 2 \cdot K_{rot} \cdot \theta_1 \quad (4.17)$$

Für die Spiegelplatte des 2-D-Spiegels gilt analog:

$$M_{mech\theta_2} = 2 \cdot K_{rot} \cdot \theta_2 \quad (4.18)$$

Die Torsionsfedersteifigkeit  $K_{rot}$  lässt sich mit dem Gleitmodul  $G$ , dem Torsionsträgheitsmoment  $I_t$  und der Federlänge  $l_{fe}$  beschreiben.

$$K_{rot} = \frac{G \cdot I_t}{l_{fe}} \quad (4.19)$$

Formelzusammenhänge zur Berechnung des Torsionsträgheitsmoments  $I_t$  finden sich in Kap. A.1. Der effektive G-Modul für die Dünnschichtfeder lässt sich mit Hilfe der G-Moduln der Einzelmaterialien und deren Schichtdicken wie folgt berechnen:

$$G = \frac{G_{AlN} \cdot G_{Al}}{\frac{t_{Al}}{t_{fe}} \cdot G_{AlN} + \frac{t_{AlN}}{t_{fe}} \cdot G_{Al}} \quad (4.20)$$

Die Randbedingungen zum Lösen der Gleichungen mit den geometrisch limitierten Maximalwinkeln  $\phi_{1max}$  und  $\phi_{2max}$  sowie die Berücksichtigung der Verkleinerung der wirkenden Elektrodenfläche sind wie folgt:

Für den Fall eines 1-D-Spiegels:

$$\frac{|w_{sp} \cdot \cos \phi_1|}{2} \geq (x_{2\phi_1} - x_{1\phi_1}) \quad (4.21)$$

$$\phi_{1max} = \arcsin\left(\frac{2 \cdot z_0}{w_{sp}}\right) \quad (4.22)$$

Für den Fall eines 2-D-Spiegels:

$$\frac{|w_{sp} \cdot \cos \phi_2|}{2} \geq (y_{2\phi_2} - y_{1\phi_2}) \quad (4.23)$$

$$\frac{|w_{ra} \cdot \cos \phi_1|}{2} \geq (x_{2\phi_1} - x_{1\phi_1}) \quad (4.24)$$

$$x_{2\phi_2} = \frac{|l_{sp} \cdot \cos \phi_1|}{2} \quad (4.25)$$

$$\phi_{1 \max} = \arcsin\left(\frac{2 \cdot z_0}{w_{ra}}\right) \quad (4.26)$$

$$\phi_{2 \max} = \arcsin\left(\frac{z_0 - \frac{l_{sp}}{2} \cdot \sin \phi_1}{\frac{w_{sp}}{2}}\right) \quad (4.27)$$

Die Beziehungen zwischen den Winkeln  $\phi_1$  und  $\phi_2$  für die Berechnung des elektrischen Momentes und den mechanischen Torsionswinkeln  $\theta_1$  und  $\theta_2$  lassen sich unter Zuhilfenahme von Abb. 4.2 wie folgt darstellen:

$$\phi_1 = \theta_1 \quad (4.28)$$

$$\phi_2 = \arctan(\tan \theta_2 \cdot \cos \theta_1) \quad (4.29)$$

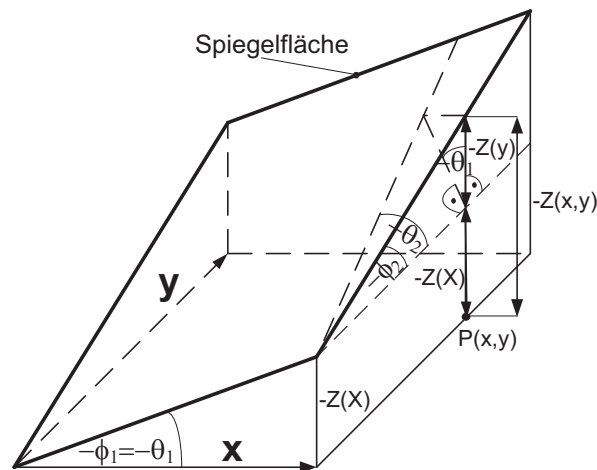


Abb. 4.2: Winkelbeziehung einer viertel Spiegelfläche: ortsfestes Koordinatensystem am Spiegelmittelpunkt;  $\theta_1$  und  $\theta_2$  sind die Torsionswinkel der Federn;  $\phi_1$  und  $\phi_2$  sind die Winkel zu der x- bzw. y-Achse und  $z(x,y)$  ist der Elektodenabstand an der Position  $P(x,y)$

## 4.2 Berechnungen mit der Finiten-Elemente-Methode

Das elektrostatische Antriebsmoment ist mit Hilfe der Finiten-Elemente-Methode (FEM) berechnet worden. Dazu ist die Software COMSOL Multiphysics eingesetzt worden. Zur



Verringerung des Rechenaufwandes ist ein 2-D-Modell für die Berechnungen verwendet worden. Dies erlaubt die Berechnung des elektrostatischen Antriebsmomentes bei den einachsigen aber auch den kardanisch aufgehängten Spiegeln, wenn immer nur eine Achse ausgelenkt wird. Für die Berechnung der Winkel-Spannungs-Kennlinie ist das mechanische Widerstandsmoment durch die analytische Beschreibung in MATLAB erfolgt (Gl. 4.17). Dazu ist die Möglichkeit einer Schnittstelle zwischen COMSOL Multiphysics und MATLAB verwendet worden, welche eine Skriptsteuerung von COMSOL Multiphysics durch die MATLAB-Skriptsprache ermöglicht. Dies reduziert die notwendige Rechenzeit, da lediglich die elektrische und nicht auch die mechanische Domäne mittels FEM berechnet wird.

Die FEM-Berechnungen in der mechanischen Domäne sind mit der Software ANSYS Classic erfolgt. Hier sind Berechnungen zu Spannungsspitzen, Verformungen oder die Berechnung der Federsteifigkeiten erfolgt. Die Berechnungen sind in der Regel nicht linear und bei Berücksichtigung von Schichtspannungen erfolgt.

### 4.3 Ergebnisdiskussion der Modellbildung

In Abb. 4.3 wird ein Vergleich zwischen der analytischen Modellbildung für einen einachsigen Mikrospiegel mit einer FEM-basierten Berechnung und einer Messung durchgeführt. Die Kurven sind bis zum Erreichen des Pull-In-Effektes (Kap. 4.4) abgebildet. Sowohl bei der analytischen wie bei der FEM-basierten Berechnung ist mit den messtechnisch ermittelten Federsteifigkeiten gerechnet worden, mit der Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Spiegelauslenkung und dem mechanischen Widerstandsmoments (Gl. 4.17). Die gute Übereinstimmung zwischen dem FEM-basierten Ergebnis und der Messung lässt folgen, dass diese Annahme zulässig ist. Der Unterschied zwischen der analytischen Lösung und der Messung folgt daher aus einer zu ungenauen Berechnung des elektrostatischen Antriebsmomentes. Es ist zu vermuten, dass das vernachlässigte elektrische Streufeld bei der analytischen Lösung zu dieser Abweichung führt. Das Streufeld verursacht eine Kraftwirkung an der äußeren Spiegelplatte, die zu einem signifikant größeren elektrischen Antriebsmoment und daher zu einer steileren Winkel-Spannungs-Kurve und somit auch zu einem früheren Eintreten des Pull-In Effektes führt. Die FEM-basierte Berechnung des elektrostatischen Antriebsmomentes wird für die Optimierung der Elektroden in Kap. 5.1.2 verwendet, während die analytische Beschreibung wichtig für das Verständnis der Einflussparameter und Ansteuerverfahren in Kap. 7 ist.

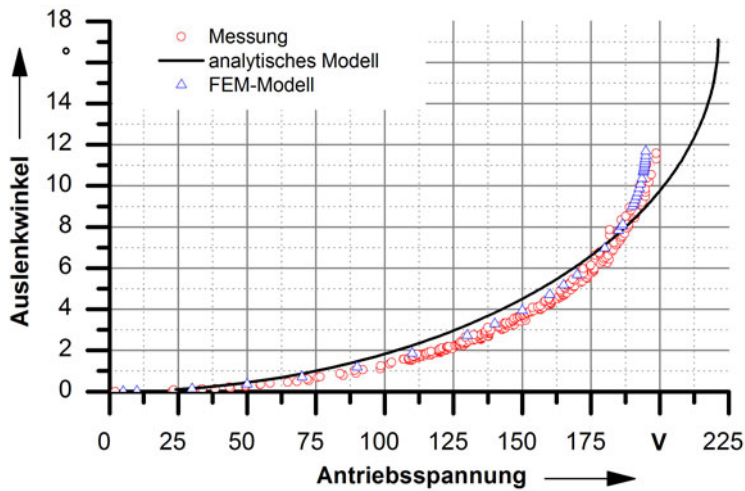


Abb. 4.3: Ergebnisvergleich zwischen Messung und Modellbildung

## 4.4 Winkellimitierung durch den Pull-In-Effekt

Die maximal erreichbare Auslenkung von elektrostatisch betriebenen Mikrospiegeln mit Plattenanordnung wird durch den Pull-In-Effekt begrenzt [Deg98]. Das elektrische Antriebsmoment  $M_{el}$  steht in Beziehung zu der Antriebsspannung und dem Abstand zwischen Spiegelplattelektrode und Aktuierungselektrode (Gl. 4.15). Die Spiegelauslenkung führt zu einer Reduktion des Elektrodenabstandes und damit zu einem starken nicht linearen Anstieg des elektrischen Antriebsmomentes. Das mechanische Widerstandsmoment  $M_{mech}$  zeigt hingegen für die verwendeten Torsionsfedern ein lineares Verhalten. Beim Überschreiten eines bestimmten Maximalwinkels, dem sogenannten Pull-In-Winkel  $\theta_{Pull-In}$  bei der Pull-In-Spannung  $U_{Pull-In}$ , überschreitet das elektrische Antriebsmoment das mechanische Widerstandsmoment. Dies führt zu einer Instabilität, die zu einem schlagartigen maximalen Auslenken des Mikrospiegels führt. Die Auslenkung wird dann nur noch durch einen mechanischen Anschlag begrenzt. In Abb. 4.4 ist der Sachverhalt qualitativ dargestellt. Für eine Antriebsspannung kleiner der Pull-In-Spannung  $U_{Pull-In}$  gibt es zwei Schnittpunkte zwischen dem elektrischen Moment  $M_{el}$  und dem mechanischen Moment  $M_{mech}$ . Hierbei ist lediglich der erste Schnittpunkt eine stabile Lösung. Bei Erreichen der Pull-In-Spannung gibt es nur noch einen Schnittpunkt und bei Überschreiten der Pull-In-Spannung gibt es keine Schnittpunkte und damit auch kein stabiles Verhalten mehr. Für eine große quasistatische Spiegelauslenkung ist es das Ziel, durch ein geeignetes Design und eine geeignete Ansteuerung den Pull-In erst nach einer möglichst großen Spiegelauslenkung einsetzen zu lassen.

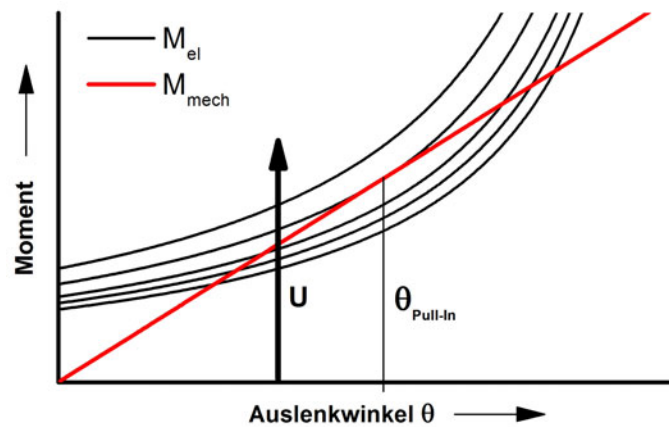


Abb. 4.4: Winkellimitierung durch den Pull-In-Effekt

## 4.5 Schwingungsanalyse

Mit Hilfe des Amplitudenfrequenzganges eines schwingfähigen Systems können wichtige Kenngrößen wie der Gütefaktor  $Q$ , die Dämpfungskonstante  $\eta$  und die Systemsteifigkeit  $K_{\text{sys}}$  experimentell bestimmt werden. In Abb. 4.5 ist das mechanische Ersatzmodell eines einachsigen Spiegels für die rotatorische und vertikale Schwingung dargestellt.

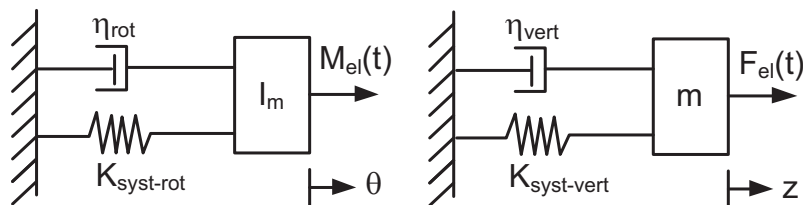


Abb. 4.5: Mechanisches Ersatzschaltbild für die Rotations- und Vertikalschwingung

Die Bilder aus der FEM-Analyse (Abb. 4.6) zeigen qualitativ die 1. und 2. Eigenschwingungsform im Falle eines einachsigen Mikrospiegels.

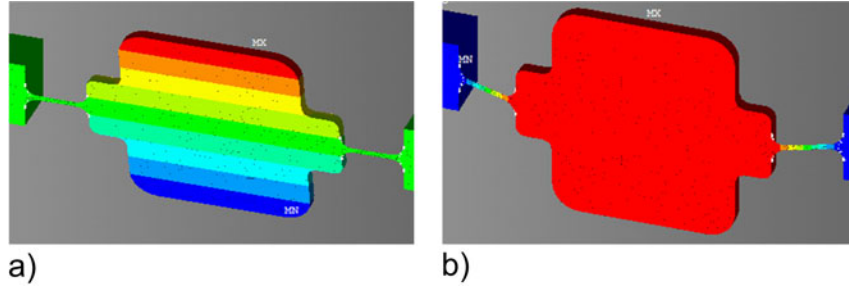


Abb. 4.6: Simulation der relevanten Eigenschwingungsformen: a) Rotationsschwingung; b) Vertikalschwingung

Mit Hilfe des Eulerschen Drehimpulssatzes lässt sich die fremderregte rotatorische Schwingung beschreiben. Dabei ist  $I_m$  das Massenträgheitsmoment des Spiegels,  $\theta$  beschreibt den Winkel der mechanischen Spiegelschwingung und die Fremderregung erfolgt durch ein oszillierendes elektrisches Moment  $M_{el}$  mit der Amplitude  $M_{el0}$ .

$$I_m \cdot \ddot{\theta} + \eta \cdot \dot{\theta} + K_{syst-rot} \cdot \theta = M_{el0} \cdot \sin(\omega_{rot} \cdot t) \quad (4.30)$$

Durch das Verwenden üblicher Abkürzungen lässt sich die Differentialgleichung wie folgt schreiben:

$$\ddot{\theta} + 2 \cdot \delta_{rot} \cdot \dot{\theta} + \omega_{0-rot}^2 \cdot \theta = M_0 \cdot \sin(\omega_{rot} \cdot t) \quad (4.31)$$

Die Abklingkonstante  $\delta_{rot}$  ist wie folgt definiert:

$$\delta_{rot} = \frac{\eta_{rot}}{2 \cdot I_m} \quad (4.32)$$

Die Kreisfrequenz des ungedämpften Systems  $\omega_{0-rot}$  beträgt:

$$\omega_{0-rot}^2 = \frac{K_{syst-rot}}{I_m} \quad (4.33)$$

Und als weitere Vereinfachung gilt:

$$M_0 = \frac{M_{el0}}{I_m} \quad (4.34)$$

Für den Schwingfall ( $\delta_{rot} < \omega_{0-rot}$ ) ist die Lösung der homogenen Differentialgleichung in Gl. 4.35 dargestellt. Hierbei ist  $\omega_{d-rot}$  die Eigenkreisfrequenz der gedämpften Schwingung,  $\varphi_{d-rot}$  der Phasenwinkel und  $\tilde{C}$  die Amplitude der gedämpften Schwingung.

$$\theta_h = \tilde{C} \cdot e^{-\delta_{rot} \cdot t} \cdot \sin(\omega_{d-rot} \cdot t + \varphi_{d-rot}) \quad (4.35)$$

$$\omega_{d-rot} = \sqrt{\omega_{0-rot}^2 - \delta_{rot}^2} \quad (4.36)$$

Eine partikuläre Lösung der inhomogenen Differentialgleichung ist durch folgenden Lösungsansatz gegeben:

$$\theta_p = A_{rot} \cdot \sin(\omega_{rot} \cdot t - \varphi_{rot}) \quad (4.37)$$

Man erhält für die Amplitude der fremderregten Schwingung  $A$  und den Phasenwinkel  $\varphi_{rot}$  folgende Lösungen:

$$A_{rot} = \frac{M_{el0}}{I_m \sqrt{(\omega_{0-rot}^2 - \omega_{rot}^2)^2 + 4\delta_{rot}^2 \cdot \omega_{rot}^2}} \quad (4.38)$$

$$\varphi_{rot} = \begin{cases} \arctan\left(\frac{2\delta_{rot} \cdot \omega_{rot}}{\omega_{0-rot}^2 - \omega_{rot}^2}\right) & \omega_{rot} < \omega_{0-rot} \\ \frac{\pi}{2} & \omega_{rot} = \omega_{0-rot} \\ \arctan\left(\frac{2\delta_{rot} \cdot \omega_{rot}}{\omega_{0-rot}^2 - \omega_{rot}^2}\right) + \pi & \omega_{rot} > \omega_{0-rot} \end{cases} \quad (4.39)$$

$$\theta(t) = \theta_h + \theta_p \quad (4.40)$$

$$\theta(t) = \tilde{C} \cdot e^{-\delta_{rot} \cdot t} \cdot \sin(\omega_{d-rot} \cdot t + \varphi_d) + A_{rot} \cdot \sin(\omega_{rot} \cdot t - \varphi_{rot}) \quad (4.41)$$

Die homogene Lösung der Differentialgleichung  $\theta_h$  beschreibt hierbei eine gedämpfte Schwingung mit der Eigenkreisfrequenz  $\omega_{d-rot}$ , die nach der Einschwingphase nahezu verschwunden ist. Die partikuläre Lösung hingegen zeigt die ungedämpfte erzwungene Schwingung mit der Kreisfrequenz  $\omega_{rot}$ . In den Schwingungsexperimenten ist die Schwingung immer nur nach Beendigung der Einschwingphase betrachtet worden. Die Schwingung lässt sich daher durch die partikuläre Lösung beschreiben.

$$\theta(t) = A_{rot} \cdot \sin(\omega_{rot} \cdot t - \varphi_{rot}) \quad (4.42)$$

Durch Analogiebetrachtung lässt sich die Vertikalschwingung wie folgt beschreiben:

$$z(t) = A_{vert} \cdot \sin(\omega_{vert} \cdot t - \varphi_{vert}) \quad (4.43)$$

$$A_{vert} = \frac{F_{el0}}{m \sqrt{(\omega_{0-vert}^2 - \omega_{vert}^2)^2 + 4\delta_{vert}^2 \cdot \omega_{vert}^2}} \quad (4.44)$$

$$\delta_{vert} = \frac{\eta_{vert}}{2 \cdot m} \quad (4.45)$$

$$\varphi_{vert} = \begin{cases} \arctan\left(\frac{2\delta_{vert} \cdot \omega_{vert}}{\omega_{0-vert}^2 - \omega_{vert}^2}\right) & \omega_{vert} < \omega_{0-vert} \\ \frac{\pi}{2} & \omega_{vert} = \omega_{0-vert} \\ \arctan\left(\frac{2\delta_{vert} \cdot \omega_{vert}}{\omega_{0-vert}^2 - \omega_{vert}^2}\right) + \pi & \omega_{vert} > \omega_{0-vert} \end{cases} \quad (4.46)$$

In Abb. 4.7 ist der experimentell ermittelte Amplituden- und Phasenfrequenzgang einer rotatorischen Schwingung mit dem theoretischen aus Gl. 4.38 überlagert. Bei der Modellkurve des Amplitudengangs erfolgte eine Normierung der Amplitude zur experimentell ermittelten. Es ist eine gute Übereinstimmung der Kurven erkennbar.

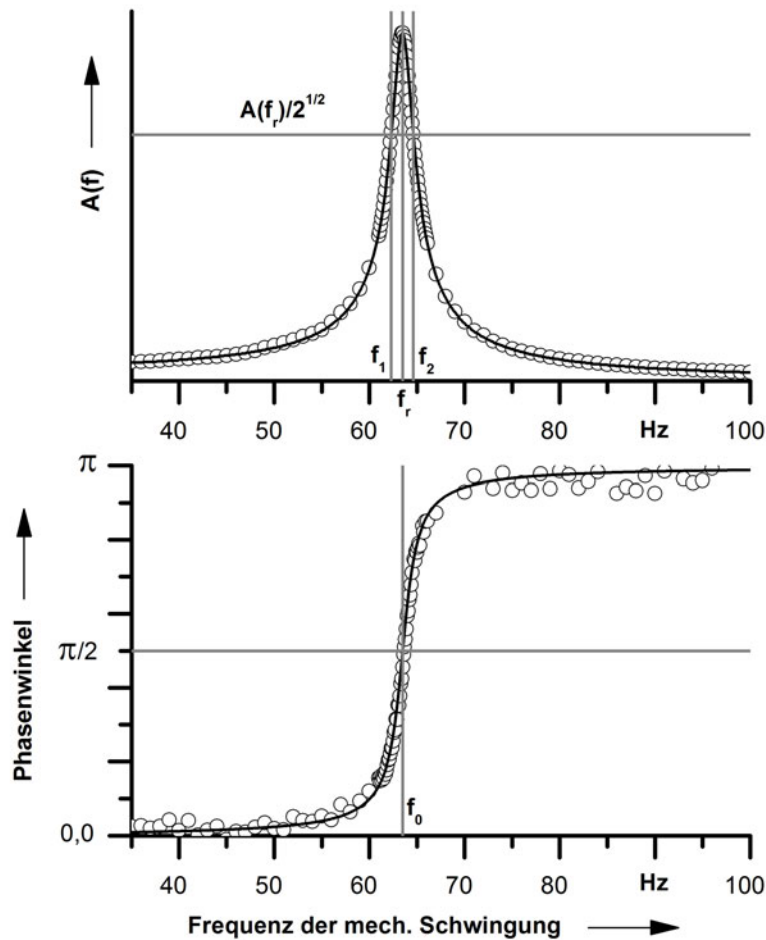


Abb. 4.7: Amplituden- und Phasenfrequenzgang einer einachsigen Spiegelschwingung

Abgesehen vom Massenträgheitsmoment  $I_m$  bzw. der Masse  $m$  werden alle benötigten Parameter für den theoretischen Amplituden- und Phasenfrequenzgang experimentell ermittelt. Die Parameter zur Beschreibung des gedämpften Federmassesystems für die rotatorische und vertikale Schwingung lassen sich nun wie folgt beschreiben:

Die Bandbreite  $B$  einer Frequenzantwort ist der Frequenzbereich, an dessen Grenzen sich die Amplitude um den Faktor  $1/\sqrt{2}$  gegenüber der Amplitude der Resonanzfrequenz  $f_r$  ändert.

$$B = f_2 - f_1 \quad (4.47)$$

Die Bandbreite und die Resonanzfrequenz  $f_r$  lassen sich aus der experimentellen Frequenzantwort ermitteln. In Abb. 4.7 sind die Bandbreite, Resonanzfrequenz und Eigenfrequenz eingezeichnet. Daraus lässt sich der Gütefaktor  $Q$  berechnen, welcher ein Maß für die Güte eines schwingfähigen Systems darstellt.

$$Q = \frac{f_r}{B} \quad (4.48)$$

Für den Dämpfungsgrad  $D$  gilt:

$$D = \frac{1}{2Q} = \frac{\delta}{\omega_0} \quad (4.49)$$

Mit Hilfe des Dämpfungsgrades und der experimentell ermittelten Eigenkreisfrequenz  $\omega_0$  lässt sich die Dämpfungskonstante  $\eta$  ermitteln. Für die rotatorische Schwingung gilt:

$$\eta_{rot} = 2 \cdot I_m \cdot \omega_{0-rot} \cdot D_{rot} \quad (4.50)$$

Analog dazu gilt für die Vertikalschwingung.

$$\eta_{vert} = 2 \cdot m \cdot \omega_{0-vert} \cdot D_{vert} \quad (4.51)$$

Die Systemsteifigkeit für eine rotatorische Schwingung  $K_{syst-rot}$  lässt sich wie folgt berechnen:

$$K_{syst-rot} = I_m \cdot \omega_{0-rot}^2 \quad (4.52)$$

Für die Systemsteifigkeit einer vertikalen Schwingung  $K_{syst-vert}$  gilt:

$$K_{syst-vert} = m \cdot \omega_{0-vert}^2 \quad (4.53)$$

Da der schwingende Spiegel mit zwei Torsionsfedern gelagert ist, ergibt sich für die Torsionsfedersteifigkeit  $K_{rot}$  und Biegesteifigkeit einer Torsionsfeder  $K_{vert}$ :

$$K_{rot} = \frac{1}{2} \cdot K_{syst-rot} \quad (4.54)$$

$$K_{vert} = \frac{1}{2} \cdot K_{syst-vert} \quad (4.55)$$

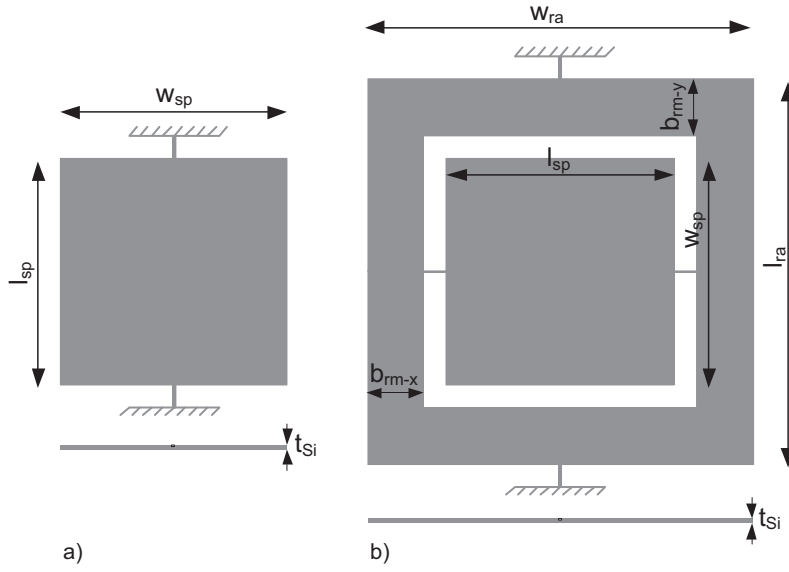


Abb. 4.8: Parameterskizze: a) einachsiger Spiegel; b) kardanisch aufgehängter Spiegel

Das Massenträgheitsmoment  $I_m$  der rechteckigen Spiegelplatte eines einachsigen Spiegels mit der Länge  $w_{sp}$  und der Spiegelplattendicke  $t_{Si}$  wird rechnerisch ermittelt [Balk06]. Berücksichtigt werden muss, dass die Torsionsfedern parallel mit dem Abstand  $t_{Si}/2$  zum Massenschwerpunkt angeordnet sind (Satz von Steiner). Bei der Berechnung des Massenträgheitsmomentes ist nur die Siliciumversteifung berücksichtigt, alle anderen Schichten werden vernachlässigt.

$$I_m = \frac{m_{sp}}{12} \cdot (w_{sp}^2 + t_{Si}^2) + \frac{m_{sp}}{4} \cdot t_{Si}^2 \quad (4.56)$$

Für die Masse der Spiegelplatte  $m_{sp}$  mit der Materialdichte  $\rho_{Si}$  gilt:

$$m_{sp} = \rho_{Si} \cdot w_{sp} \cdot l_{sp} \cdot t_{Si} \quad (4.57)$$

Das Massenträgheitsmoment für einen kardanisch aufgehängten Spiegel für die Rotation der Spiegelplatte zusammen mit dem Rahmen um die Rahmenachse ist:

$$I_m = \frac{m_{sp}}{12} \cdot (l_{sp}^2 + t_{Si}^2) + \frac{m_{sp}}{4} \cdot t_{Si}^2 + \frac{m_{ra1}}{12} \cdot (w_{ra}^2 + t_{Si}^2) + \frac{m_{ra1}}{4} \cdot t_{Si}^2 - \frac{m_{ra2}}{12} \cdot [(w_{ra} - 2 \cdot b_{mr-x})^2 + t_{Si}^2] - \frac{m_{ra2}}{4} \cdot t_{Si}^2 \quad (4.58)$$

$$m_{ra1} = \rho_{Si} \cdot w_{ra} \cdot l_{ra} \cdot t_{Si} \quad (4.59)$$

$$m_{ra2} = \rho_{Si} \cdot (w_{ra} - 2 \cdot b_{rm-x}) \cdot (l_{ra} - 2 \cdot b_{rm-y}) \cdot t_{Si} \quad (4.60)$$



Eine weitere wichtige Größe, die eine Aussage über die Dynamik des Mikrospiegels gibt, ist die Abklingzeit  $T_s$ . Sie beschreibt, wie lange eine angeregte Schwingung z.B. durch eine Sprungfunktion benötigt, damit die Schwingungsamplitude auf den Wert von  $\varkappa$  von der Anfangsamplitude abklingt.

$$T_s = \frac{-\ln(\varkappa)}{\delta} \quad (4.61)$$

Üblich ist die Zeitangabe, bis die Schwingung auf 5% der Anfangsschwingung abgeklungen ist.

$$T_s = \frac{-\ln(0,05)}{\delta} \approx \frac{3}{\delta} \quad (4.62)$$



## 5 Entwurf und Herstellung

Die Designerstellung der einachsigen und kardanischn aufgehängten Spiegel wird in diesem Kapitel vorgestellt. Teilaspekte dieses Kapitels sind in [Wei14, Wei13, Wei12] veröffentlicht worden. Es wird insbesondere auf das Spiegelplatten-, Elektroden- und Federdesign eingegangen. Ausgehend von Berechnungen des elektrostatischen Antriebsmomentes wird die zulässige Federsteifigkeit ermittelt. Die benötigten Federsteifigkeiten liegen in einem Bereich, in dem dreidimensional geformte Federn keinen Vorteil bieten. Auf Grund der einfacheren technologischen Umsetzbarkeit werden daher planare Federn für die Herstellung der Mikrospiegel verwendet. Die technologische Herstellung der Mikrospiegelchips wird am Ende des Kapitels erläutert.

### 5.1 Design

Abb. 5.1 zeigt Fotos von Chips mit einachsigen Mikrospiegeln (1-D-Spiegel) und kardanischn aufgehängten Mikrospiegeln (2-D-Spiegel). Die Chipabmaße sind 5,5 mm x 6 mm bzw. 5,5 mm x 8 mm. Zur besseren Platzausnutzung sind jeweils zwei einachsige Spiegel auf einem Chip angeordnet. Entsprechend dem Anforderungsprofil aus Tab. 1.1 beträgt die Spiegelplattengröße  $> \varnothing 1$  mm. Die Festkörpergelenke sind mit einer Torsionsfederdicke zwischen 400 bis 600 nm und einer Länge zwischen 200 bis 350  $\mu\text{m}$  bei einer Breite zwischen 20 bis 40  $\mu\text{m}$  sehr nachgiebig für eine rotatorische Bewegung.

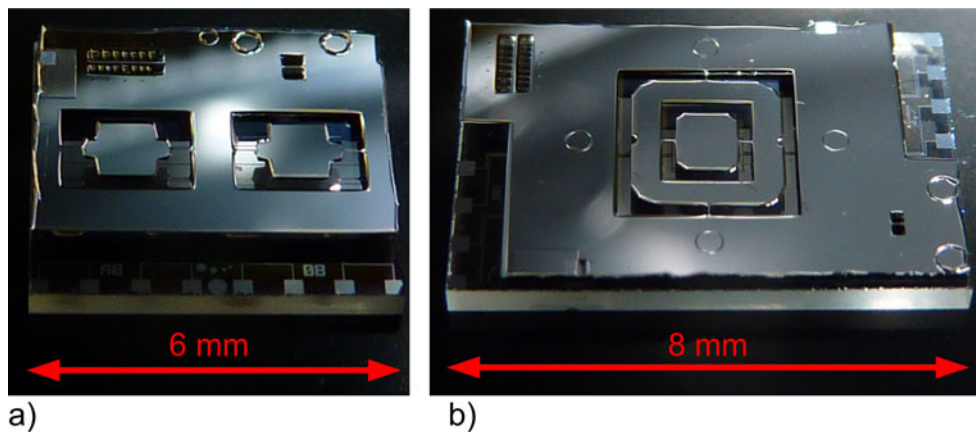


Abb. 5.1: a) Chip eines einachsigen Mikrospiegels; b) Chip eines kardanischn aufgehängten Mikrospiegels

Abb. 5.2 zeigt Skizzen der Spiegelchips, in der die Bestandteile bezeichnet sind. Die AlN-Federn werden nur durch Ankerflächen mit der Spiegelplatte bzw. dem kardanischn Rahmen befestigt. Dies reduziert, wie in Kap. 5.1.1 thematisiert wird, die Spiegelplattenwölbung in Folge der AlN-Schichtspannung. Auf Grund der einfacheren technologischen Herstellung sind auch Spiegel hergestellt worden, bei denen die Al- und AlN-Schicht mit der gleichen Maske strukturiert werden. Die AlN-Schicht befindet sich dadurch zwischen der Al-Schicht und der Siliciumspiegelplatte bzw. dem Rahmen.

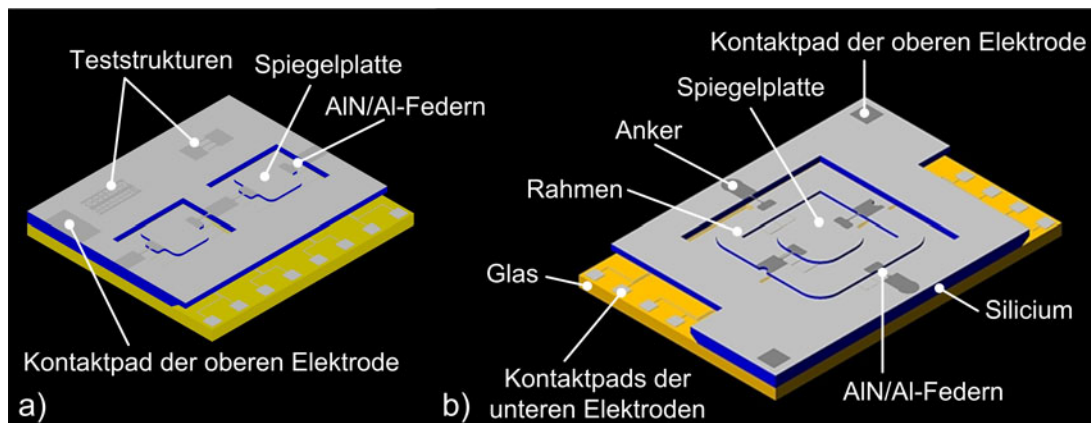


Abb. 5.2: a) Skizze des 1-D-Spiegelchips; b) Skizze des 2-D-Spiegelchips

Abb. 5.3 und Abb. 5.4 definieren die Designparameter der 1-D- und 2-D-Spiegel und zeigen das Elektrodenlayout. Zur Vermeidung von Aufladungseffekten ist die Fläche auf dem Bodenwafer, die sich unter der Spiegelplatte bzw. dem Rahmen befindet, nahezu vollständig metallisiert. Die Elektroden, Metallflächen und Leiterbahnen werden nur durch Abstände von 10 bis 25  $\mu\text{m}$  voneinander getrennt. Jede einzelne Metallfläche ist durch Leiterbahnen kontaktiert und lässt

sich so auf ein definiertes elektrisches Potenzial legen. Die  $15\ \mu\text{m}$  breiten Leiterbahnen werden nach Möglichkeit von den beweglichen Spiegelementen ferngehalten, um so eine mögliche Beeinflussung zu vermeiden. Die Leiterbahnen werden durch geätzte Siliciumkanäle zu den Kontaktpads herausgeführt. Um im Falle eines Vollausschlages des kardanischnen Rahmens einen Kurzschluss mit den Zuführungen der Spiegelplattenelektroden zu vermeiden, sind im Rahmen Aussparungen durch Ätzen erzeugt worden.

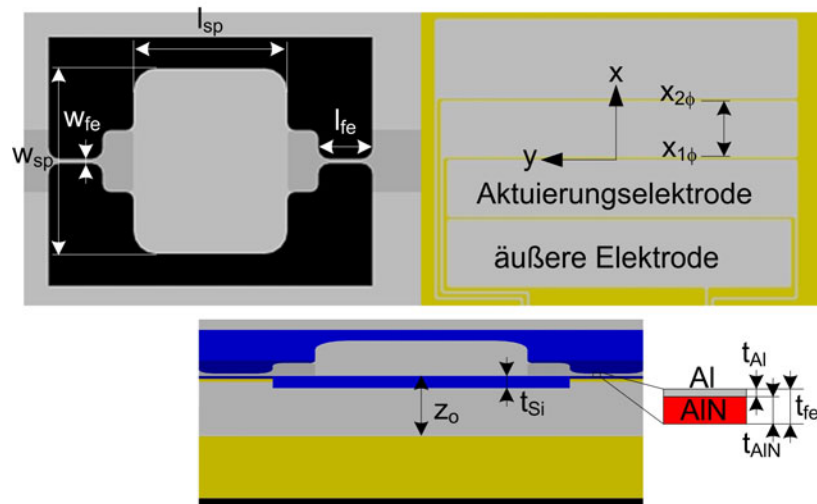


Abb. 5.3: Prinzipskizze mit den 1-D-Spiegelparametern

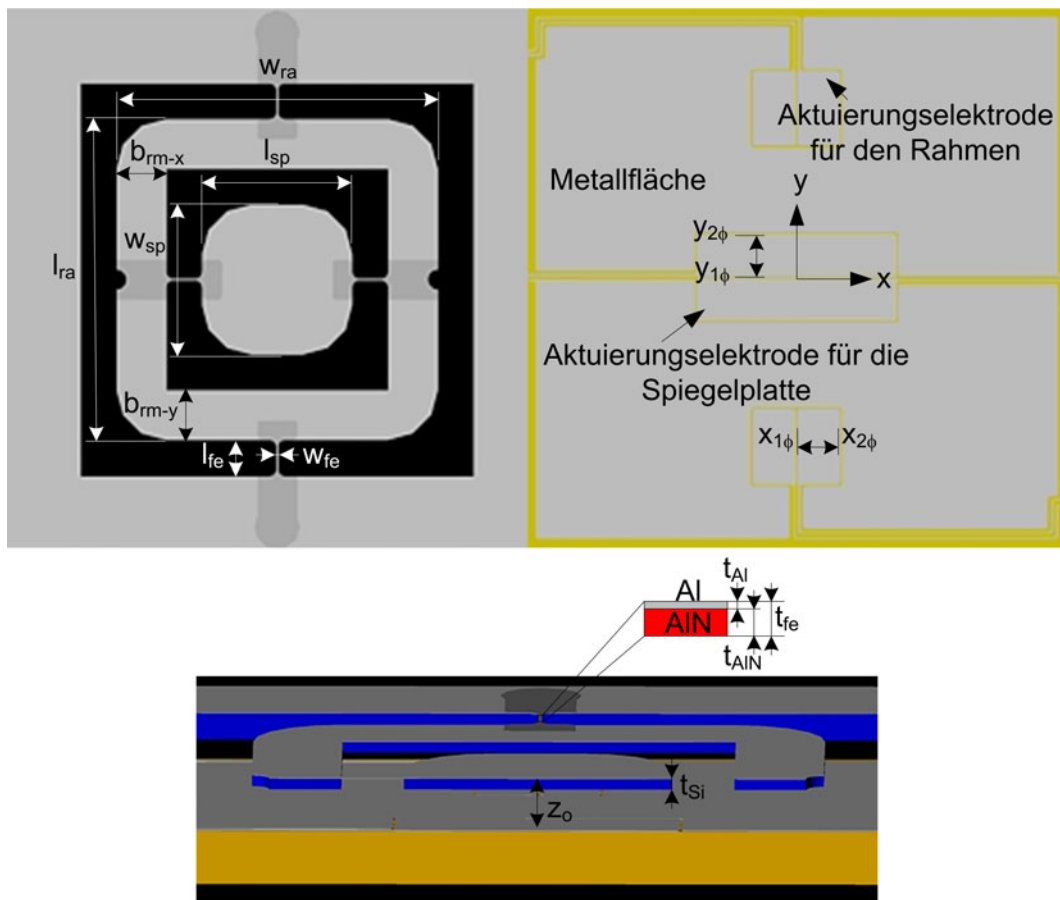


Abb. 5.4: Prinzipskizze mit den 2-D-Spiegelparametern

Die Designparameter der hergestellten Mikropiegel sind in Tab. 5.1 und Tab. 5.2 aufgelistet.

Tab. 5.1: Geometrieparamter der 1-D-Spiegel

Notation	$l_{sp}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{sp}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{Si}$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )
1	1000	1200	70	350	20	0,4
2	1000	1200	70	350	30	0,4
3	1000	1200	70	200	30	0,4
4	1000	1200	28	350	40	0,4
5	1000	1200	15	350	30	0,4
6	1000	1200	15	200	20	0,4

Tab. 5.2: Geometrieparamter der 2-D-Spiegel

Notation	$l_{sp}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{sp}$ ( $\mu\text{m}$ )	$b_{rm-x}$ ( $\mu\text{m}$ )	$b_{rm-y}$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_{rm}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{rm}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{Si}$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )
K1	1000	1200	500	500	3600	3400	63	350	20	0,6
K2	1000	1200	500	500	3300	3100	63	200	20	0,6
K3	1000	1200	500	500	3300	3100	13	200	30	0,6

Im Folgenden wird auf den Designprozess der einzelnen Bestandteile der Mikrospiegel näher eingegangen.

### 5.1.1 Spiegelplattendesign

Abb. 5.5 zeigt die Abhängigkeit der Spiegelplattenwölbung von der Siliciumversteifungsdicke  $t_{Si}$ . Die Berechnungen sind mittels FEM erfolgt. Dabei ist eine Kurvenschar der technologischen Variante mit einer AlN-Schicht zwischen der Al-Schicht und der Siliciumversteifung berechnet worden. Die mechanische Funktionsschicht AlN hat dabei eine moderate Zugspannung von 100 MPa, wie sie in der technologischen Umsetzung präferiert worden ist. Die Al-Schichtspannung beträgt 240 MPa, wie sie in Folge eines Temperschrittes zur besseren Kontaktierung des Al-Kontaktpads mit dem p-dotierten Silicium entsteht. Es ist ersichtlich, dass bezogen auf eine möglichst ebene Spiegelfläche eine sehr dicke Spiegelplatte zu bevorzugen ist. Zum Erreichen einer Planaritätsabweichung  $< \lambda/4$  ( $< 0,16 \mu\text{m}$ ), wie sie in den Anforderungen aus Kap. 1.1 definiert ist, bedarf es nach der Simulation in Abb. 5.5 eine Spiegelplattendicke  $> 50 \mu\text{m}$ . Im Hinblick auf eine hohe Dynamik bei der Spiegelansteuerung ist jedoch eine möglichst große 1. Eigenfrequenz anzustreben und daher eine möglichst dünne und damit leichte Spiegelplatte. Durch das Entfernen der AlN-Schicht von der Spiegelplatte bis auf die Ankerflächen und des Verzichts auf den optionalen Al-Temperschritt kann die Spiegelwölbung und damit auch die notwendige Spiegelplattendicke deutlich reduziert werden. Im Diagramm ist eine Vergleichsrechnung für eine Siliciumversteifung von  $20 \mu\text{m}$  für die technologische Variante ohne AlN-Zwischenschicht mit und ohne Al-Schichtspannung dargestellt. Die Simulation zeigt, dass neben dem möglichst großflächigen Entfernen der zugverspannten AlN-Schicht von der Spiegelfläche eine möglichst spannungsarme Al-Schicht für die Herstellung von dünnen Spiegelflächen  $< 50 \mu\text{m}$  mit der geforderten Planarität notwendig ist.

Die Spiegelplattenlänge von 1 mm ergibt sich durch die notwendige nutzbare Reflexionsfläche von etwa  $\varnothing 1 \text{ mm}$ . Die Breite ist mit 1,2 mm etwas größer. Dies ermöglicht, dass die Spiegel

im Falle einer Anwendung als Digitalspiegel immer auf den äußeren Elektroden bzw. Metallflächen landen. Diese sind in diesem Fall auf das gleiche elektrische Potenzial wie die Spiegelplattenelektroden gelegt.

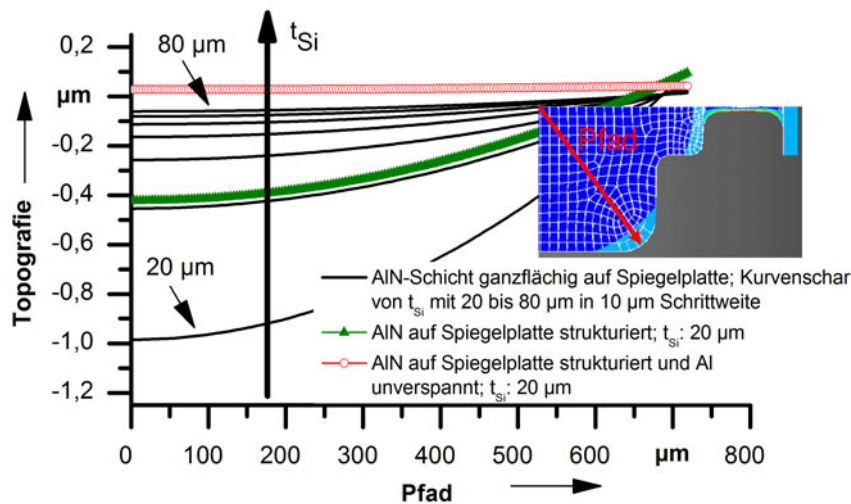


Abb. 5.5: Spiegelwölbung in Abhängigkeit der Siliciumversteifungsdicke für eine Spiegelplatte mit den Abmaßen 1 mm x 1,2 mm bei einer Beschichtung mit 300 nm AlN mit 100 MPa Schichtspannung und 100 nm Al mit 240 MPa Schichtspannung

### 5.1.2 Elektrodendesign

Das Elektrodenlayout für die 1-D- und 2-D-Spiegel ist in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 dargestellt. Die Parameter des Elektrodendesigns sind in Tab. 5.3 und Tab. 5.4 aufgelistet.

Tab. 5.3: Elektrodendesignparameter der 1-D-Spiegel

Notation	$x_1$ (µm)	$x_2$ (µm)	$z_0$ (µm)	$t_{Si}$ (µm)	$t_{AlN}$ (nm)	$t_{Al}$ (nm)
a	5	350	300	70	300	100
b	5	390	300	70	300	100
c	12,5	390	300	70	300	100
d	12,5	350	300	28	300	100
e	5	350	295	15	300	100



Tab. 5.4: Elektrodendesignparameter der 2-D-Spiegel

Notation	$y_{1\Phi}$ ( $\mu\text{m}$ )	$y_{2\Phi}$ ( $\mu\text{m}$ )	$x_{1\Phi}$ ( $\mu\text{m}$ )	$x_{2\Phi}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{Si}$ ( $\mu\text{m}$ )	$z_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{AlN}$ (nm)	$t_{Al}$ (nm)
K1	5	350	5	350	63	300	500	100
K2	5	350	5	350	63	300	500	100
K3	12,5	350	12,5	350	13	300	500	100

Abb. 5.6 zeigt qualitativ die Abhängigkeit der erreichbaren maximalen Spiegelauslenkung in Abhängigkeit des Abstandes der Aktuierungselektroden zur Rotationsachse  $z_0$  und des Abstandes zwischen der Rotationsachse und dem äußeren Elektrodenrand  $x_2$ . Die maximale Auslenkung wird durch den Pull-In-Effekt begrenzt. Die Berechnungen sind mit Hilfe der analytischen Beschreibung aus Kap. 4.1 erfolgt. Es ist ersichtlich, dass ein großer vertikaler Abstand der Spiegelplattenelektrode von den Aktuierungselektroden und schmale Elektroden nahe der Rotationsachse eine große Spiegelauslenkung ermöglichen. Der Nachteil liegt jedoch in dem Steigen der benötigten Antriebsspannung durch zunehmendem Abstand  $z_0$  und Reduktion der Elektrodenbreite.

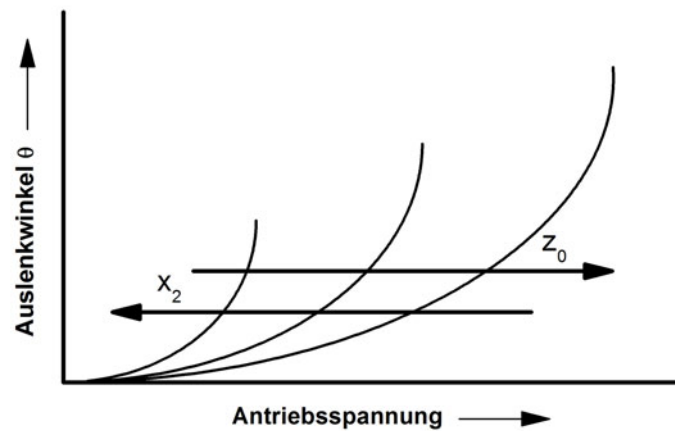


Abb. 5.6: Abhängigkeit der Winkel-Spannungs-Kennlinie in Abhängigkeit der Elektrodenbreite und dem Abstand zur Spiegelfläche

Das Elektrodendesign ist mit Hilfe der FEM berechnet worden. Bei der Dimensionierung der Elektroden des 2-D-Spiegels ist das Problem auf eine 1-D-Bewegung reduziert worden, in dem die Spiegelplattenelektroden und die Rahmenelektroden unabhängig voneinander betrachtet worden sind. Dies ist zulässig, wie in den qualitativen Kurvenverläufen in Abb. 5.7 ersichtlich, die mit der analytischen Beschreibung aus Kap. 4.1 erzeugt worden sind. Die Kurven zeigen die Winkel-Spannungs-Kennlinien bis zum Erreichen des Pull-In-Effektes. Es ist ersichtlich, dass für den Fall des unausgelenkten kardanisches Rahmens, die größte Antriebsspannung

aufgebracht werden muss. Die Spiegelplattenaktuierungselektroden des 2-D-Spiegels werden daher für den Fall des unausgelenkten Rahmens betrachtet und auf identische Weise wie die eines 1-D-Spiegels dimensioniert. Die Aktuierungselektroden des kardanischen Rahmens werden genauso wie die Aktuierungselektroden eines 1-D-Spiegels betrachtet. Der Unterschied besteht jedoch darin, dass die Elektrodenlänge nur halb so lang ist, dafür aber jeweils zwei Elektroden zur Aktuierung des Rahmens verwendet werden.

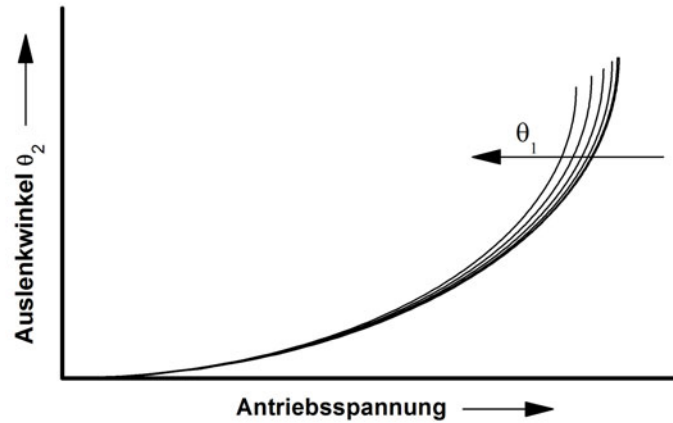


Abb. 5.7: Kurvenschar der Winkel-Spannungs-Kennlinie zur Auslenkung der Spiegelplatte  $\theta_2$  für verschiedene Rahmenauslenkungen  $\theta_1$  bei einem 2-D-Spiegel

Der vertikale Abstand der Aktuierungselektroden zur Rotationsachse des Spiegels  $z_0$  ist auf  $300\ \mu\text{m}$  festgelegt worden. Dieser Abstand ist groß genug, um ein Auslenken des 1-D- und 2-D-Spiegels mit Winkeln  $>10^\circ$  zu ermöglichen. Der Abstand wird über die Dicke des Siliciumwafers definiert. Hierbei handelt es sich um eine marktübliche Waferdicke. Siliciumsubstrate mit  $300\ \mu\text{m}$  sind ausreichend stabil für den Spiegelherstellungsprozess und sind einfach und kostengünstig erhältlich. Abb. 5.8 zeigt eine durch FEM-Simulation berechnete Winkel-Spannungs-Kennlinie bis zum Erreichen des Pull-In-Effektes für verschiedene Elektrodenbreiten. Die Simulation zeigt, dass Auslenkungen von  $\geq 10^\circ$  für den Elektrodenparameter  $x_2 \leq 390\ \mu\text{m}$  möglich sind. Die Federsteifigkeit beeinflusst dabei nur die benötigte Antriebsspannung und nicht den Maximalwinkel. Für das Layout sind daher Werte von  $x_2 = 390\ \mu\text{m}$  bzw.  $x_2 = 350\ \mu\text{m}$  verwendet worden. Noch geringere Werte verbessern den erreichbaren Winkel kaum noch, aber erhöhen deutlich die benötigte Antriebsspannung. Es zeigt sich, dass schon geringfügige Änderungen von  $x_2$  einen großen Einfluss auf die Winkel-Spannungs-Kennlinie ausüben. Dies zeigt auch, wie notwendig eine hoch genaue Justage der Spiegelstruktur zu den Aktuierungselektroden ist.

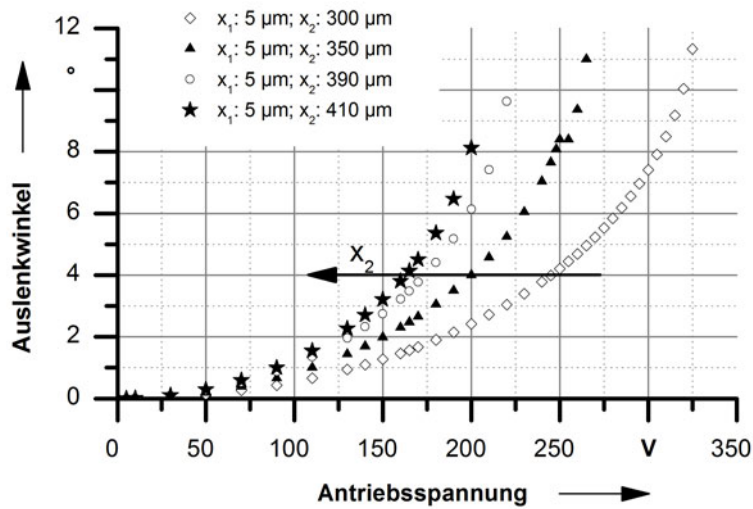


Abb. 5.8: Berechnete Winkel-Spannungs-Kennlinie in Abhängigkeit der Aktuierungselektrodenbreite; Siliciumspiegelplatte unkontaktiert;  $z_0 = 300 \mu\text{m}$ ;  $t_{Si} = 60 \mu\text{m}$ ;  $l_{sp} = 1 \text{ mm}$ ;  $K_{\text{sys-rot}} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ Nm/rad}$

Die Antriebsspannung wird durch die elektrische Durchbruchfeldstärke begrenzt. Für einen Elektrodenabstand von max.  $25 \mu\text{m}$  zwischen den Aktuierungselektroden und äußeren Elektroden bzw. Metallflächen am Bodenwafer liegt die maximal anlegbare Spannung bei etwa  $400 \text{ V}$  [Tor99]. Die simulierten elektrostatischen Antriebsmomente für die maximal sinnvoll anlegbaren Antriebsspannungen für unterschiedliche Elektrodenvarianten sind in Abb. 5.9 dargestellt. Ausgehend von den maximalen Antriebsmomenten kann die maximal mögliche Federsteifigkeit abgeleitet werden, die als Grundlage für das Federdesign in Kap. 5.1.3 dient.

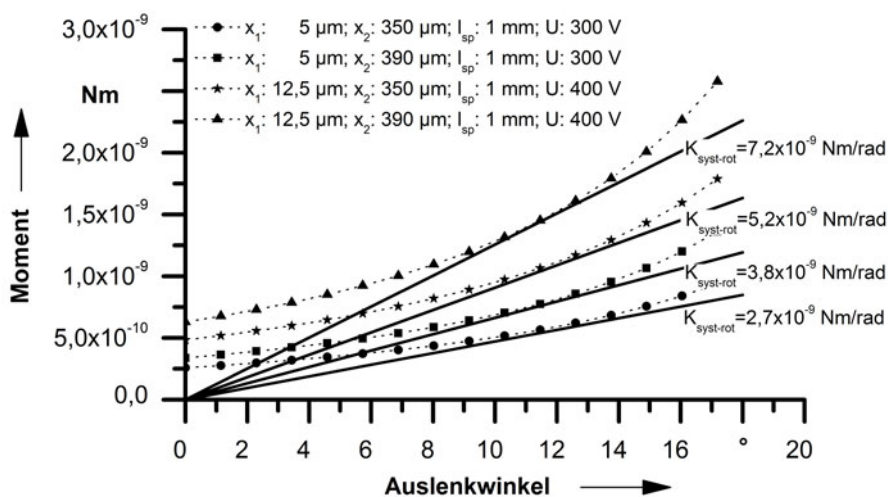


Abb. 5.9: Berechnete charakteristische Kennlinien für die maximal möglichen elektrischen und mechanischen Momentenkennlinien; Siliciumspiegelplatte hat Spiegelplattenelektrodenpotenzial;  $z_0 = 300 \mu\text{m}$ ;  $t_{Si} = 60 \mu\text{m}$ ;  $l_{sp} = 1 \text{ mm}$

### 5.1.3 Design der planaren Torsionsfedern

Im Folgenden wird das Design der planaren Torsionsfedern thematisiert. An den Einspannstellen der zugverspannten Torsionsfedern müssen Radien angebracht werden, da es sonst zu starken Spannungsspitzen kommt, die an dieser Stelle zum Reißen der Torsionsfedern führen können. Die Optimierung der Einspannradien ist mit der FEM erfolgt. In Abb. 5.10 ist eine simulierte Einspannstelle dargestellt. Bei geeigneter Radienwahl lässt sich, wie in Abb. 5.11 dargestellt, das Spannungsmaximum etwa auf den globalen Schichtspannungszustand reduzieren.

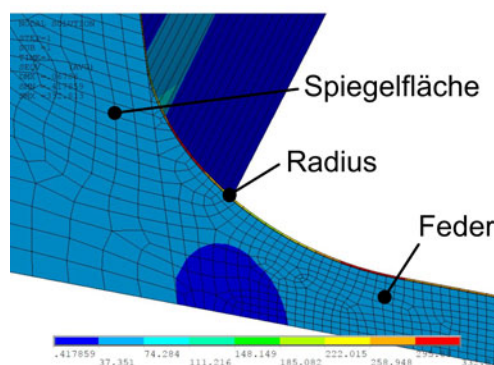


Abb. 5.10: Einspannradius zur Verhinderung von Spannungsspitzen (FEM-Simulation)

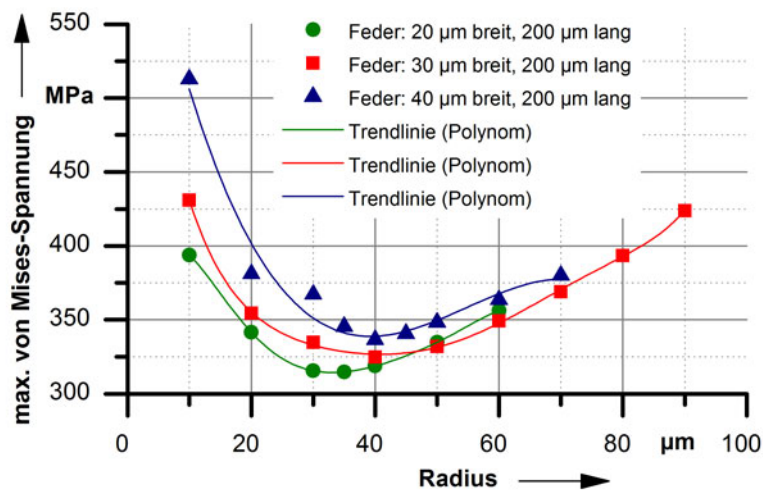


Abb. 5.11: Berechnete maximale von Mises-Vergleichsspannung in Abhängigkeit vom Einspannradius (FEM-Simulation); 500 nm AlN mit einer Schichtspannung von 300 MPa, 100 nm Al mit einer Schichtspannung von 60 MPa

Die so optimierten Torsionsfedern ermöglichen einen Vollausschlag (Pull-In) der Spiegel ohne

Überschreiten der Bruchbelastungsgrenze. Abb. 5.12 zeigt ein Mikroskopbild eines mit etwa  $21^\circ$  ausgelenkten einachsigen Mikrospiegels.

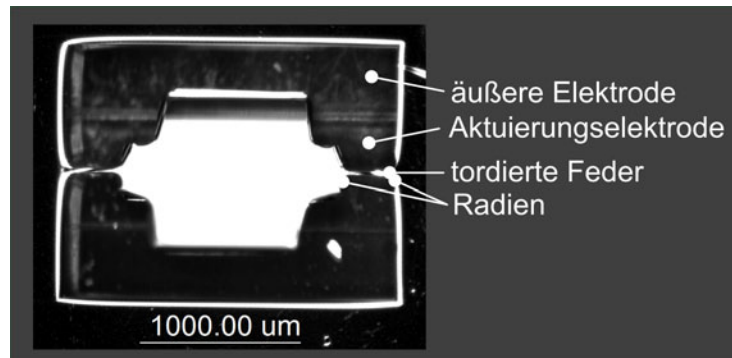


Abb. 5.12: Voll ausgelenkter Mikrospiegel mit 400 nm dicken Torsionsfedern (100 nm Al und 300 nm AlN)

In Abb. 5.13 sind mit FEM-simulierte Federkennlinien von exemplarischen Federgeometrien dargestellt. Die Simulationen zeigen ein lineares Kennlinienverhalten. Die Simulationen erfolgen für eine perfekt planare Federform. Dies wird durch die gute Übereinstimmung der simulierten Winkel-Spannungs-Kennlinie mit der Messung in Abb. 4.3 bestätigt, in der bei der Simulation von einem linearen Federkennlinienverlauf ausgegangen worden ist. Ein direktes Messen der Federkennlinien konnte nicht erfolgen, da ein geeignetes Messgerät nicht zur Verfügung stand.

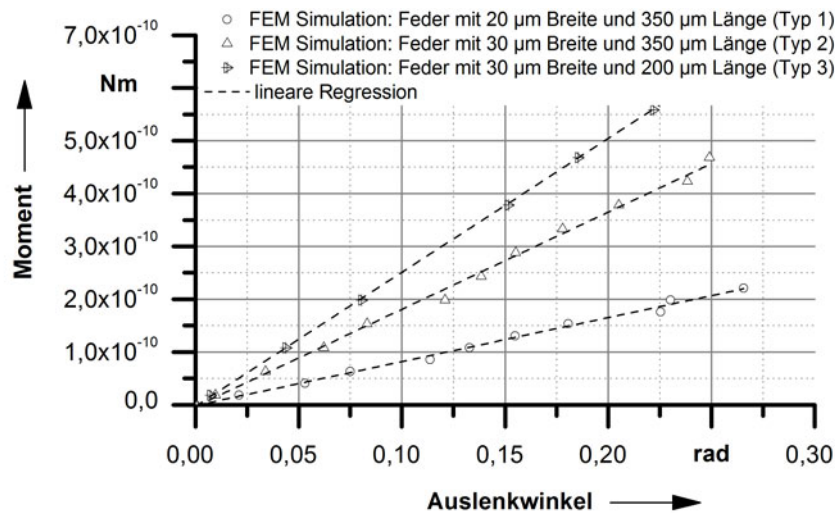


Abb. 5.13: Berechnete Federkennlinien der rotatorischen Systemsteifigkeit (FEM-Simulation); 300 nm AlN mit 110 MPa Schichtspannung und 100 nm Al mit 240 MPa Schichtspannung

Die Federsteifigkeit der Torsionsfedern in Abhängigkeit der AlN-Schichtspannung ist in Abb. 5.14

dargestellt. Durch Dehnen der neutralen Faser kommt es zu einem Versteifen der Federn. Es ist eine lineare Abhängigkeit erkennbar. Dies ist eine Möglichkeit, die Federsteifigkeit ohne Änderung des Designs durch geeignete Wahl der Sputterparameter einzustellen.

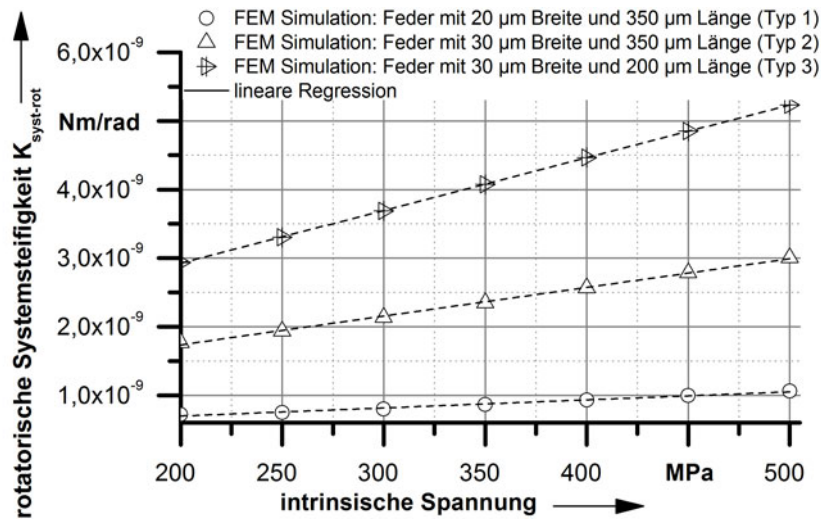


Abb. 5.14: Berechnete Federsteifigkeit in Abhängigkeit der AlN-Schichtspannung (300 nm AlN und 100 nm Al mit 240 MPa Schichtspannung)

## 5.2 Technologische Herstellung der Mikrospiegel

In Abb. 5.15 sind exemplarische REM-Aufnahmen von einem hergestellten einachsigen und einem kardanischn aufgehängten Mikrospiegel abgebildet. Die Dicke der Torsionsfedern aus AlN/Al beträgt 400 bis 600 nm in einer Länge zwischen 200 bis 350  $\mu\text{m}$  bei einer Breite zwischen 20 bis 40  $\mu\text{m}$ . Die Spiegelplatte hat eine Größe von 1 mm x 1,2 mm bzw. 1,5 mm x 1,5 mm.

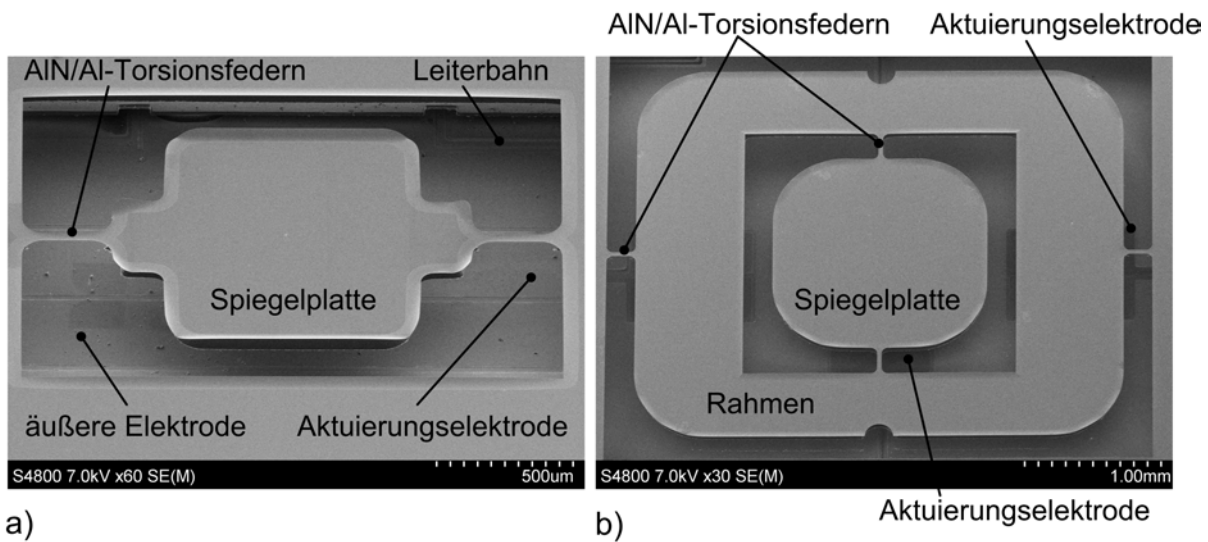


Abb. 5.15: a) REM-Aufnahme eines einachsigen Mikrospiegels; b) REM-Aufnahme eines kardanisch aufgehängten Mikrospiegels

Ein vereinfachter Prozessablauf für die Herstellung der einachsigen und kardanisch aufgehängten Mikrospiegel ist in Abb. 5.16 erkennbar. Die Spiegelherstellung erfolgt in einem 2-Waferprozess aus einem  $300\ \mu\text{m}$   $\{100\}$ -p-dotierten-Siliciumwafer und einem  $500\ \mu\text{m}$  Glaswafer (Borofloat). In Schritt 1 wird der Siliciumwafer mit einer KOH-Ätzmaske aus  $80\ \text{nm}$  LPCVD- $\text{Si}_3\text{N}_4$  beschichtet. Die KOH-Ätzmaske wird auf der Wafervorderseite durch BOE entfernt, wobei die Rückseite durch eine Einseitenätzvorrichtung geschützt ist. Die Siliciumoberfläche wird durch das BOE kaum angeraut. Das Abscheiden der mechanischen Funktionsschicht aus  $300$  bzw.  $500\ \text{nm}$  AlN auf der Waferoberseite erfolgt durch Reaktivsputtern von einem Aluminiumtarget in einer Argon- Stickstoffatmosphäre bei einer Substrattemperatur von etwa  $300^\circ\text{C}$ . Durch geeignete Wahl der Sputterparameter wird der Schichtspannungszustand eingestellt [Pol08, Meh13, Alb07]. In Schritt 2 wird die AlN-Schicht bei Verwendung einer  $\text{SiO}_2$ -Ätzmaske durch Ätzen mit  $25\%$  KOH bei Raumtemperatur geätzt. Die  $\text{SiO}_2$ -Ätzmaske ist zuvor in einem ICP-CVD-Verfahren abgeschieden und durch trockenchemisches Ätzen (RIE) strukturiert worden. Nach dem Strukturieren der AlN-Schicht wird die  $\text{SiO}_2$ -Maske wieder durch HF-Dampfätzen entfernt. Die KOH-Ätzmaske wird auf der Waferrückseite durch RIE-Ätzen strukturiert. Eine  $100\ \text{nm}$  dicke Al-Schicht wird durch Sputtern in Schritt 3 aufgebracht und dient zur elektrischen Kontaktierung der Spiegelplatte und Spiegelschicht. Die Al-Schicht wird durch Ätzen mit Phosphorsäure strukturiert. Ein  $800\ \text{nm}$  dickes Al-Bondpad wird unter Zuhilfenahme einer Schattenmaske aufgedampft. In einer vereinfachten Technologievariante wird auf das Strukturieren des AlN in Schritt 2 verzichtet und stattdessen erfolgt ein gemeinsames Strukturieren der AlN-Schicht mit der Al-Schicht in Schritt 3. Hierbei ergibt sich eine AlN-Zwischenschicht zwischen der Al-Schicht und der Si-Spiegelplatte. Durch Ätzen

einer Siliciummembran mit KOH (40%, 80 °C) in Schritt 4 wird die Spiegelplatte definiert, je nach Variante in einer Dicke zwischen 13 bis 70  $\mu\text{m}$ . Die KOH-Maske wird durch RIE-Ätzen in Schritt 5 ganzflächig entfernt und es werden Kanäle zum Herausführen der Leiterbahnen auf der Rückseite des Siliciumwafers durch trockenchemisches Ätzen mit einer ICP-RIE-Anlage erzeugt. Als Maskierung dient Fotolack, der auf Grund des stark vorstrukturierten Wafers durch Sprühbelacken aufgebracht wird. In Schritt 6 wird durch Sputtern eine AlCu-Schicht auf einem Glaswafer erzeugt und durch nasschemisches Ätzens mit Phosphorsäure werden die Elektroden strukturiert. Glaswafer und Siliciumwafer werden unter Zuhilfenahme des Maskaligners hoch genau zueinander justiert (Schritt 7). Dazu wird der Glaswafer durch Fotolacktropfen auf einem Maskenblank befestigt und kann so durch Verwendung von Justagemarken zu dem Siliciumwafer justiert werden. Eine genaue Justage ist für die Funktionalität der Spiegel von großer Bedeutung, da schon kleine Justagefehler zu einem unsymmetrischen Ansteuerverhalten führen. Das Verbinden der beiden Wafer miteinander erfolgt durch Verwenden von warm- und UV-härtenden Epoxydklebern, die auf dem Siliciumwafer aufgetragen werden. Der warmhärtende Kleber stellt die eigentliche Klebeverbindung her und kann auch an lichtundurchlässigen Stellen verwendet werden. Der UV-härtende Kleber dient lediglich dem sicheren Fixieren des Waferverbundes nach der Justage und wird nur an einzelnen Stellen aufgetragen und durch UV-Belichtung mit dem Maskaligner ausgehärtet. Anschließend wird der Waferverbund vom Maskenblank gelöst und in einem Ofen zum Aushärten des warmhärtenden Klebers gelegt. Die Chipvereinzelnung erfolgt durch Sägen (Schritt 8). Mit Hilfe von isotropen trockenchemischem Ätzen mit einer fluorbasierten ICP-RIE erfolgt in Schritt 9 das Freistellen der Spiegelstruktur und der Torsionsfedern. Das Silicium unter den AlN/Al-Federn wird durch das trockenchemische Unterätzen vollständig entfernt.



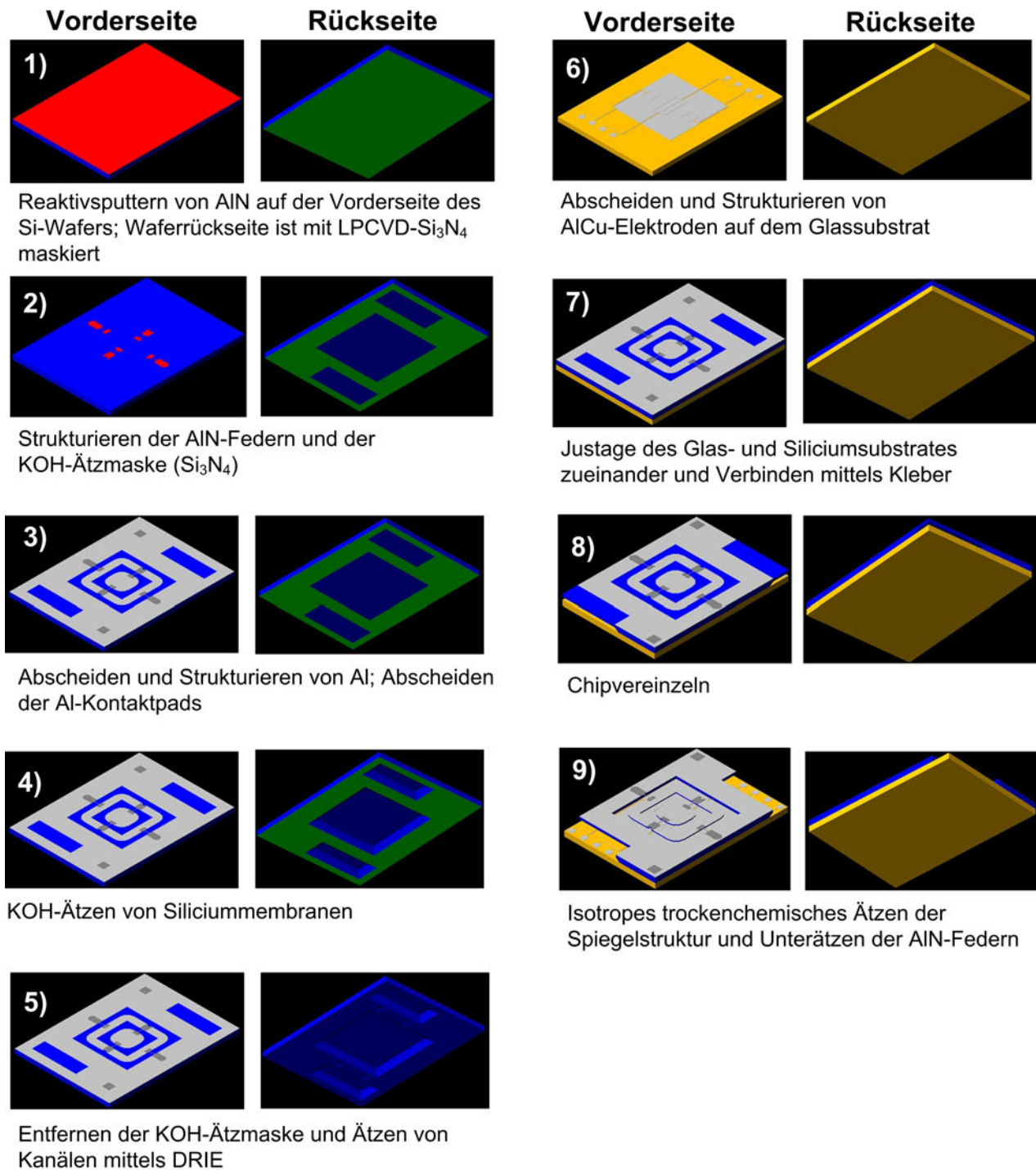


Abb. 5.16: Vereinfachter Prozessablaufplan

Die nun fertigen Chips werden auf eine Leiterplatte aufgeklebt und durch Ball-Wedge-Draht-bonden kontaktiert. Mit Hilfe eines Steckverbinders wird die Leiterplatte zur Spiegelansteuerung kontaktiert (Abb. 5.17).

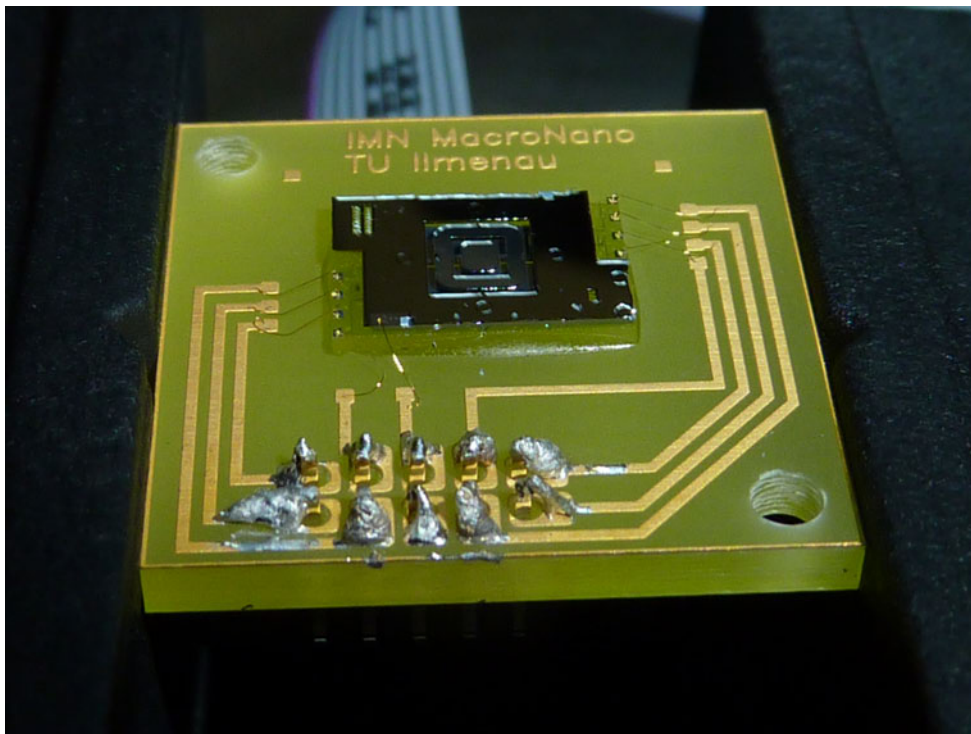


Abb. 5.17: Spiegelchip nach erfolgter Aufbau- und Verbindungstechnik auf der Leiterplatte

## 6 Experimentelle Untersuchung der Funktionsmuster

Die experimentelle Charakterisierung der hergestellten Funktionsmuster wird in diesem Kapitel thematisiert. Es ist das statische und dynamische Verhalten der Mikrospiegel untersucht worden. Des Weiteren sind Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit, Temperaturabhängigkeit und den optischen Eigenschaften durchgeführt worden. Ein Großteil der experimentellen Ergebnisse ist in [Wei14] publiziert worden.

### 6.1 Experimentalaufbau

Zur Charakterisierung der Mikrospiegel ist ein automatisierter Versuchsstand aufgebaut worden (Abb. 6.1). Der Versuchsstand besteht im Wesentlichen aus einem automatisierten xyz-Koordinatentisch, einem Positionsdetektor (PSD), einer fokussierbaren Laserdiode, einem Spannungsverstärker und einem PC mit einer I/O-Karte. Der Laserstrahl wird unter einem Winkel auf den Mikrospiegel gerichtet und der reflektierte Strahl am Positionsdetektor erfasst. Zur Aufnahme von Messkurven werden die Ansteuerspannungen durch ein LabVIEW basiertes Messprogramm in kleinen Inkrementen verändert. Die aus der Karte ausgegebenen Ansteuerspannungen werden verstärkt und lenken den Mikrospiegel aus. Die Auslenkung des Spiegels verursacht eine Strahlverschiebung am Positionsdetektor. Der automatisierte Koordinatentisch verschiebt sich mit einer Vertikal- und Horizontalbewegung um den Betrag, der am Positionsdetektor erfassten Strahlverschiebung, so dass der Laserstrahl sich immer in der Mitte des Positionsdetektors befindet. Die detektierten Strahlverschiebungen werden vom Messprogramm erfasst. Durch Aufsummieren der Positionsdetektorverschiebungen bei Kenntnis des Spiegelabstandes wird der bzw. werden die Auslenkwinkel ermittelt.

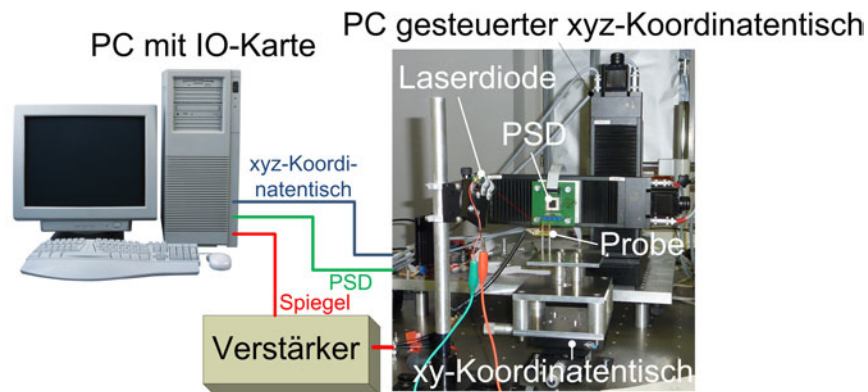


Abb. 6.1: Versuchsanordnung

### 6.1.1 Abstandsbestimmung

Zur Ermittlung der mechanischen Spiegelauslenkung muss der horizontale Abstand  $d$  und vertikale Abstand  $c$  zwischen Spiegelmittelpunkt und Positionsdetektor (PSD) bekannt sein. In Abb. 6.2 sind die geometrischen Zusammenhänge zur Abstandsbestimmung dargestellt.

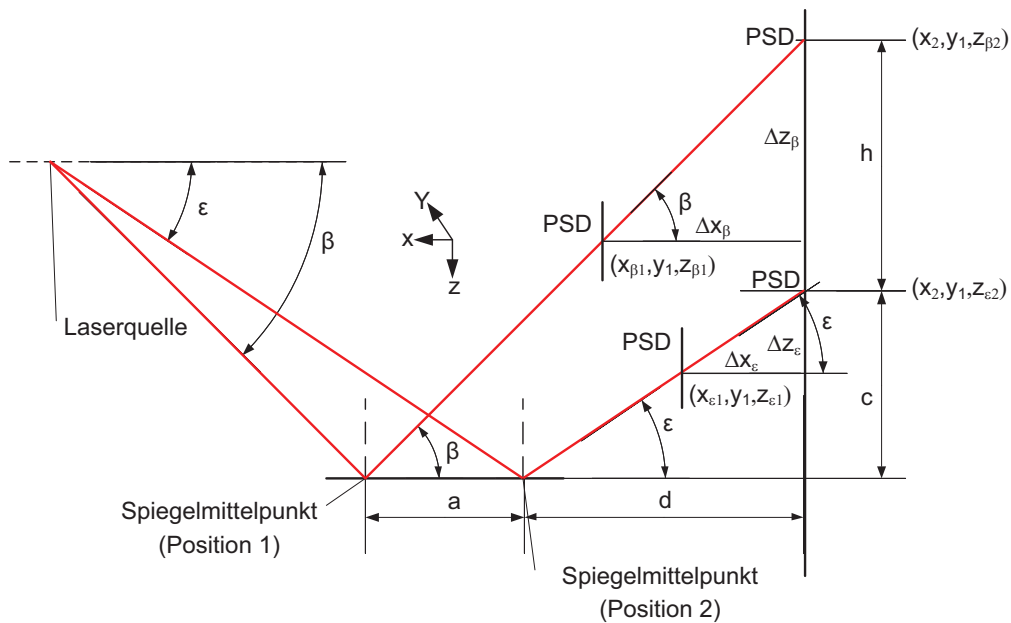


Abb. 6.2: Prinzipskizze zur Abstandsbestimmung

Bei Betrachtung von Abb. 6.2 werden die Formelzusammenhänge in Gl. 6.2-6.5 zur Berechnung der Abstände  $d$  und  $c$  ersichtlich.

$$h = z_{\beta 2} - z_{\varepsilon 2} \quad (6.1)$$

$$d = \frac{h - a \cdot \tan(\beta)}{\tan(\beta) - \tan(\varepsilon)} \quad (6.2)$$

$$c = d \cdot \tan(\varepsilon) \quad (6.3)$$

$$\beta = \arctan\left(\frac{\Delta z_{\beta}}{\Delta x_{\beta}}\right) \quad (6.4)$$

$$\varepsilon = \arctan\left(\frac{\Delta z_{\varepsilon}}{\Delta x_{\varepsilon}}\right) \quad (6.5)$$

Mit Hilfe der folgenden Schritte werden die für die Berechnung benötigten Parameter  $z_{\beta 2}$ ,  $z_{\varepsilon 2}$ ,  $a$ ,  $\Delta z_{\beta}$ ,  $\Delta x_{\beta}$ ,  $\Delta z_{\varepsilon}$  und  $\Delta x_{\varepsilon}$  bestimmt. Es wird die Versuchsanordnung aus Abb. 6.1 mit den geometrischen Zusammenhängen aus Abb. 6.2 verwendet. Die Vorgehensweise zur Abstandsbestimmung wird im Folgenden erläutert.

- Laserstrahl durch Neigen der Laserdiode und Verschieben der Spiegelprobe mit xy-Koordinatentisch auf den Spiegelmittelpunkt richten (Position 1)
- Den reflektierten Laserstrahl in der Mitte des PSD erfassen, dazu den PSD mit dem xyz-Koordinatentisch in x-Richtung möglichst nahe heranfahren
- Die Koordinaten des xyz-Koordinatentisches erfassen ( $x_{\beta 1}$ ,  $y_1$ ,  $z_{\beta 1}$ )
- Den PSD mit dem xyz-Koordinatentisch mit dem möglichst maximalen Wert  $\Delta x_{\beta}$  in -x-Richtung vom Spiegel entfernen
- PSD mittels xyz-Koordinatentisch so in -z-Richtung verschieben, dass sich der reflektierte Laserstrahl in der Mitte der PSD befindet
- Die Koordinaten des xyz-Koordinatentisches erfassen ( $x_2$ ,  $y_1$ ,  $z_{\beta 2}$ )
- Die Differenz  $\Delta z_{\beta}$  durch Koordinatensubtraktion ermitteln
- Spiegelmittelpunkt durch xy-Koordinatentisch möglichst maximal um den Weg  $a$  in -x-Richtung verschieben (Position 2)

- Laserstrahl durch Neigen der Laserdiode auf den Spiegelmittelpunkt richten
- Den reflektierten Laserstrahl mit dem PSD detektieren, dazu den PSD möglichst nahe in x-Richtung heranzufahren
- PSD mittels xyz-Koordinatentisch so verschieben, dass sich der Laserstrahl in der Mitte der PSD befindet
- Die Koordinaten des xyz-Koordinatentisches erfassen  $(x_{\varepsilon 1}, y_1, z_{\varepsilon 1})$
- Die PSD mit dem xyz-Koordinatentisch in -x-Richtung zur Koordinate  $x_2$  verschieben, die Distanz  $\Delta x_{\varepsilon}$  ermitteln
- PSD mittels xyz-Koordinatentisch so in -z-Richtung verschieben, dass sich der Laserstrahl in der Mitte der PSD befindet
- Die Koordinaten des xyz-Koordinatentisch erfassen  $(x_2, y_1, z_{\varepsilon 2})$
- Die Differenz  $\Delta z_{\varepsilon}$  aus Koordinatensubtraktion ermitteln

### 6.1.2 Winkelberechnung für eine einachsige Auslenkung

Mit Hilfe der bestimmten Abstände  $d$  und  $c$  durch das in Kap. 6.1.1 beschriebene Verfahren und dem beim Messen erfassten Werten  $c_{mess}$  für die jeweiligen Ansteuerspannungen erfolgt die Bestimmung der entsprechenden Auslenkwinkel  $\theta_1$  der einachsigen Spiegel. In Abb. 6.3 werden die für die Berechnung benötigten Werte dargestellt. Hierbei ist  $\psi$  der optische Ablenkwinkel,  $\theta_1$  die Spiegelauslenkung,  $\alpha$  die Verkippung des Spiegelchips und  $\Omega$  der Lichteinfallswinkel.

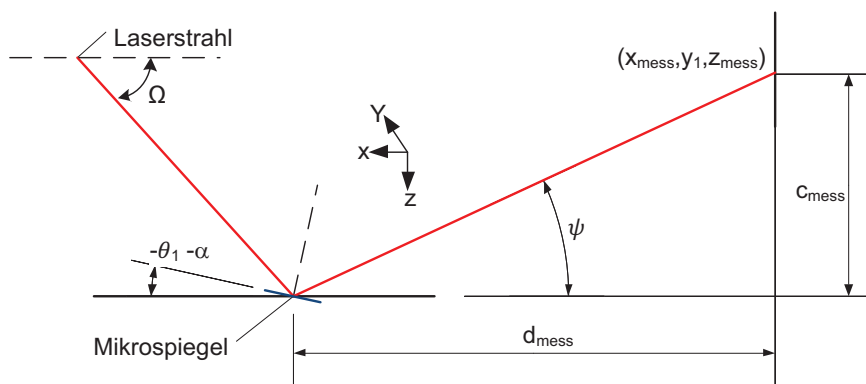


Abb. 6.3: Prinzipskizze zum Errechnen des Auslenkwinkels  $\theta_1$  eines einachsigen Spiegels

Vor Beginn der Messung wird der Messabstand  $d_{mess0}$  durch eine definierte Relativverschiebung zum zuvor ermittelten Abstand  $d$  (Kap. 6.1.1) in Abhängigkeit der zu erwartenden Spiegelauslenkung eingestellt. Die initiale Vertikalhöhe  $c_{mess0}$  zu Beginn der Messung ergibt sich ebenfalls aus einer definierten Relativbewegung zur zuvor ermittelten Höhe  $c$  (Kap. 6.1.1). Der Messwert  $c_{mess}$  ergibt sich durch Addieren der PSD erfassten Verschiebung zum initialen Wert  $c_{mess0}$ . Der Abstand  $d_{mess}$  hingegen bleibt im Normalfall konstant ( $d_{mess} = d_{mess0}$ ). Der optische Ablenkwinkel  $\psi$  lässt sich mit Hilfe von Gl. 6.6 und der initiale optische Ablenkwinkel  $\psi_0$  durch Gl. 6.7 berechnen.

$$\psi = \arctan\left(\frac{c_{mess}}{d_{mess}}\right) \quad (6.6)$$

$$\psi_0 = \arctan\left(\frac{c_{mess0}}{d_{mess0}}\right) \quad (6.7)$$

Die Winkelzusammenhänge von Gl. 6.8 und Gl. 6.9 sind bei Betrachtung von Abb. 6.3 ersichtlich.

$$\psi_0 = \Omega + 2 \cdot \alpha \quad (6.8)$$

$$\psi = \Omega + 2 \cdot \alpha + 2 \cdot \theta_1 \quad (6.9)$$

Durch Einsetzen von Gl. 6.8 in Gl. 6.9 ergibt sich Gl. 6.10. Bei Verwendung der Messwerte und den Zusammenhängen aus Gl. 6.6 und Gl. 6.7 lassen sich die jeweiligen Auslenkwinkel  $\theta_1$  ermitteln.

$$\theta_1 = \frac{\psi - \psi_0}{2} \quad (6.10)$$

### 6.1.3 Winkelberechnung für einen kardanisch aufgehängten Spiegel

Für das Ermitteln der Auslenkwinkel von kardanisch aufgehängten Mikrospiegeln aus den Messergebnissen wird im Folgenden eine geeignete mathematische Modellbeschreibung vorgenommen. Die Auslenkung der Spiegelplatte eines kardanisch aufgehängten Spiegels lässt sich nach Abb. 6.4 durch den Vektor  $\vec{t}$  beschreiben.

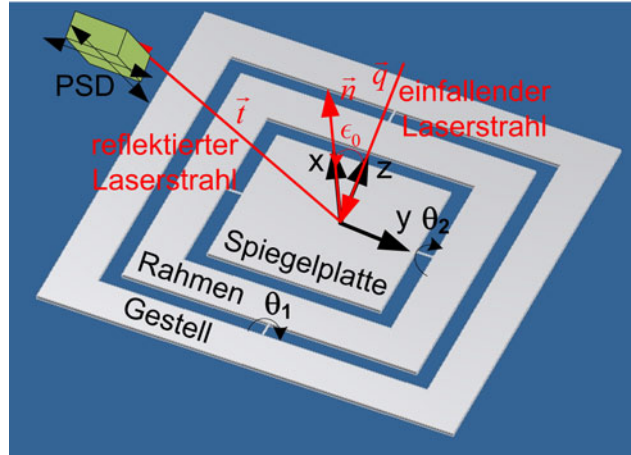


Abb. 6.4: Prinzipskizze zum Errechnen der Auslenkwinkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  eines kardanisch aufgehängten Spiegels

Durch die Positionserfassung des Vektors  $\vec{t}$  mit dem im Kap. 6.1 beschriebenen Messverfahren lassen sich die Auslenkwinkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  berechnen.

Für die zu detektierende Vektorbewegung  $\vec{t}$  gilt:

$$\vec{t} = l_t \cdot \vec{t}_e \quad (6.11)$$

Die Herleitung des Einheitsvektors  $\vec{t}_e$  kann Kap. A.3 entnommen werden.

Die messtechnisch erfasste Vektorkoordinate lautet:

$$\vec{t} = \begin{pmatrix} c_{mess} \\ b_{mess} \\ -d_{mess} \end{pmatrix} \quad (6.12)$$

Die Vektorlänge  $l_t$  wird durch folgenden Zusammenhang berechnet:

$$l_t = \sqrt{c_{mess}^2 + b_{mess}^2 + d_{mess}^2} \quad (6.13)$$

Durch Anwenden der Abstandsbestimmung zwischen Spiegelmittelpunkt und PSD (Kap. 6.1.1) lässt sich der konstante Winkel  $\epsilon_0$  zwischen dem Vektor des Eingangsstrahls  $\vec{q}$  und dem Einheitsvektor  $\vec{x}_b$  des Basiskoordinatensystems mit den initialen Abständen  $c_{mess0}$  und  $d_{mess0}$



errechnen. Für den Fall  $\theta_1 = 0$  und  $\theta_2 = 0$  gilt für die Strahllänge zwischen Spiegelmittelpunkt und PSD:

$$l_0 = \sqrt{c_{mess0}^2 + d_{mess0}^2} \quad (6.14)$$

Für den Winkel  $\epsilon_0$  gilt:

$$\epsilon_0 = \arcsin\left(\frac{d_{mess0}}{l_0}\right) \quad (6.15)$$

Aus den Messwerten  $c_{mess}$ ,  $b_{mess}$  und  $d_{mess}$  mit dem numerischen Lösen von Gl. 6.11 unter Zuhilfenahme von Gl. 6.13 lassen sich die Auslenkwinkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  bestimmen.

## 6.2 Statische Messungen

Im Folgenden werden die Ergebnisse für die statischen Spiegelauslenkungen vorgestellt. Die Messungen und Auswertungen sind durch die vorgestellten Verfahren erfolgt. Die Elektrodenverschaltung zur Charakterisierung des statischen Verhaltens der einachsigen Mikrospiegel ist in Abb. 6.5 abgebildet. Bei den Messungen wird jeweils eine Aktuierungselektrode verwendet (Einseitenansteuerung) und die Spiegelplattenelektrode sowie die restlichen Elektroden werden auf Nullpotenzial gelegt.

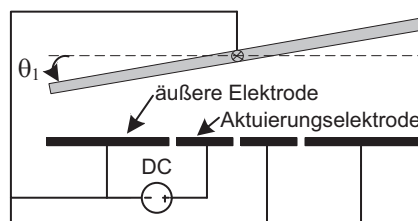


Abb. 6.5: Elektrodenkonfiguration zur statischen Messung der einachsigen Mikrospiegel

Abb. 6.6 zeigt exemplarische statische Messkurven von einachsigen Mikrospiegeln. Dabei erfolgt die Messung durch Auslenken des Spiegels in die negative und positive Winkelrichtung bei Verwendung jeweils einer Aktuierungselektrode. Es ist eine geringfügige Asymmetrie der Kennlinie in Folge von Justagefehlern der Aktuierungselektroden zu der Rotationsachse der Spiegelplatte erkennbar. Die Auslenkwinkel für die Spiegel mit den besonders schmalen Aktuierungselektroden vom Typ a (Tab. 5.3) betragen etwa  $\pm 12^\circ$ . Die etwas breiteren Aktuierungselektroden vom Typ b und Typ c haben mit  $\pm 10^\circ$  eine erwartungsgemäß etwas geringere

Auslenkung, benötigen dafür aber auch eine geringere Antriebsspannung. Die erreichten Auslenkungen sind deutlich größer als üblich (Kap. 2.4). Allgemein sind die Spiegel so ausgelegt, dass sie mit Antriebsspannungen  $<400$  V betrieben werden. Bei Überschreiten der Pull-In-Spannung sind digitale Winkel von etwa  $\pm 21^\circ$  möglich.

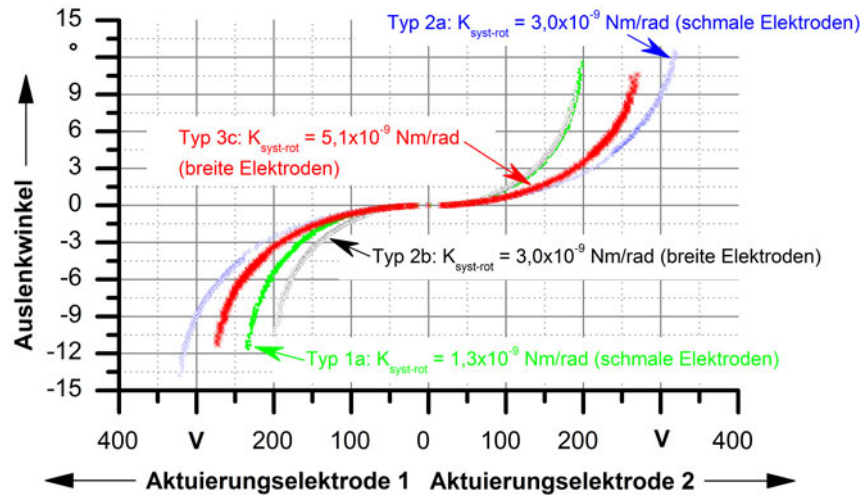


Abb. 6.6: Gemessene Winkel-Spannungs-Kurven von einachsigen Mikrospiegeln

In Abb. 6.7 ist die Antriebsspannung einer Aktuierungselektrode bis zu einer bestimmten Spiegelauslenkung gesteigert und dann wieder bis zur Nullage des Spiegels gesenkt worden. Danach ist der identische Vorgang mit der Aktuierungselektrode auf der gegenüberliegenden Seite durchgeführt worden. Der Verstärker hat eine Offsetspannung von etwa 17 V, daher existiert keine 0 V Spannung in der Kennlinie. Der Vorgang ist zwölf Mal wiederholt worden. Es ist ein reproduzierbares Aktorverhalten erkennbar. Die Winkel-Spannungs-Kurve zeigt ein Hystereseverhalten. Die Ursache für das Hystereseverhalten konnte nicht identifiziert werden. Bei Strozewski et al. [Str93] und Shin et al. [Shin97] ist jedoch im analogen Auslenkungsbereich von Mikrospiegelarrays mit Plattenaktoren ebenfalls ein Hystereseverhalten festgestellt worden.

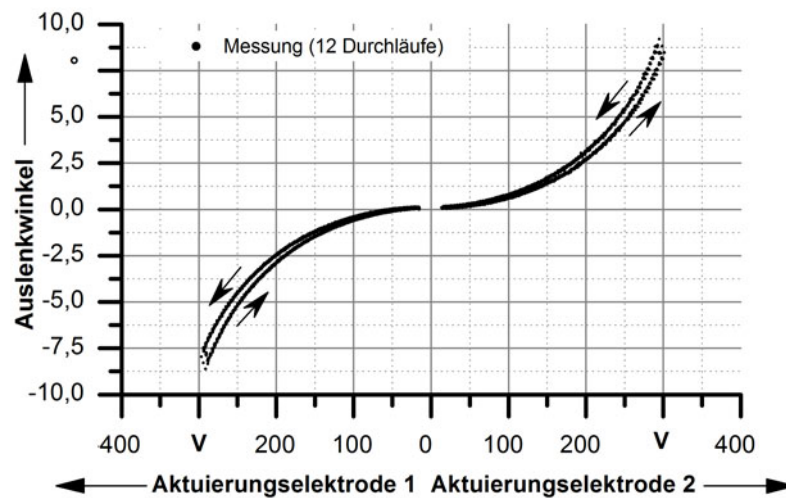


Abb. 6.7: Hystereseverhalten eines Spiegels vom Typ 2a

Im Folgenden werden die Messergebnisse der statischen Auslenkung eines kardanisch aufgehängten Spiegels gezeigt. Zu Beginn ist jeweils die Spiegelplatten- und Rahmenauslenkung nach Abb. 6.8 untersucht worden. Das prinzipielle Vorgehen entspricht der Vermessung eines einachsigen Spiegels. Für die Auslenkung ist jeweils eine Aktuierungselektrode verwendet worden und alle anderen Elektroden, Metallflächen sowie die Spiegelplatte und der Rahmen sind auf Nullpotenzial gelegt worden.

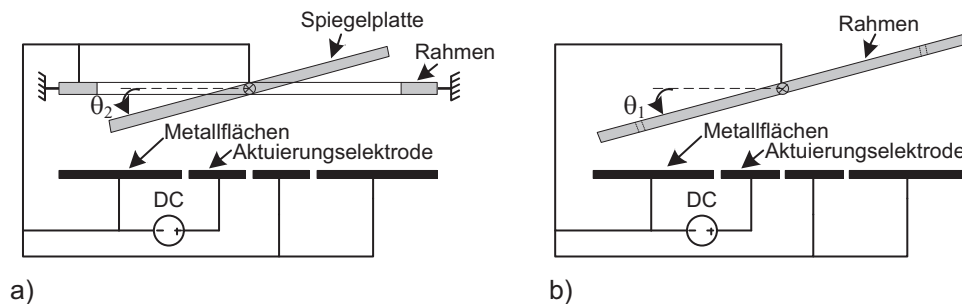


Abb. 6.8: Ansteuerung eines kardanisch aufgehängten Spiegels bei Verwendung einer Aktuierungselektrode: a) Spiegelauslenkung; b) Rahmenauslenkung

Abb. 6.9 zeigt die statische Auslenkung der reinen Spiegelplatten- bzw. Rahmenauslenkung. Die erreichten Winkel der Spiegelplattenauslenkung liegen im Bereich  $-7,3^\circ$  bis  $+9,3^\circ$  und für die Rahmenauslenkung im Bereich  $-10,9^\circ$  bis  $+6,2^\circ$ . Auf Grund von Justagefehlern der Aktuierungselektroden zum kardanisch aufgehängten Spiegel sind die Kennlinienverläufe unsymmetrisch.

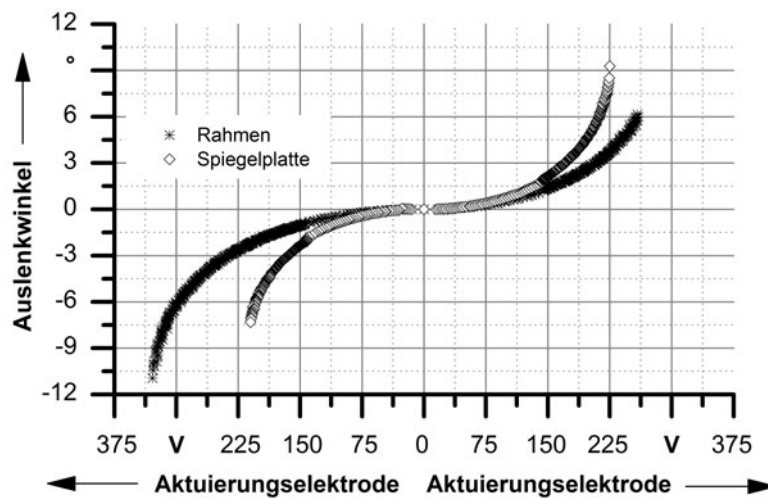


Abb. 6.9: Winkel-Spannungs-Kennlinie für einen kardanisch aufgehängten Spiegel bei Aktuierung jeweils von Rahmen oder Spiegelplatte; Typ K1

In Abb. 6.10 ist der stabile Arbeitsbereich eines Spiegelquadranten dargestellt. Dazu ist der Rahmen durch eine konstante Spannung ausgelenkt worden und die Spiegelplatte durch eine zunehmend steigende Antriebsspannung. Die Vorgehensweise ist für unterschiedliche Spannungen an den Rahmenaktuierungselektroden durchgeführt worden. Es ist erkennbar, dass mit zunehmender Rahmenauslenkung die mögliche Spiegelplattenauslenkung sinkt. Die Rahmenauslenkung bleibt nicht konstant, sondern wird durch die Kraftwirkung auf die Spiegelplatte zunehmend in die entgegengesetzte Richtung ausgelenkt. Der Arbeitsbereich wird daher nicht in erster Linie durch den Pull-In der Spiegelplatte, sondern durch eine zunehmende Rahmenbewegung und der daraus folgenden Instabilität limitiert. Eine Vergrößerung des Arbeitsbereiches wäre daher durch eine Stabilisierung der Rahmenauslenkung mit Hilfe einer Regelung möglich. Dazu wird jedoch eine echtzeitfähige Winkelsensorik zur Bestimmung der Rahmenauslenkung benötigt.

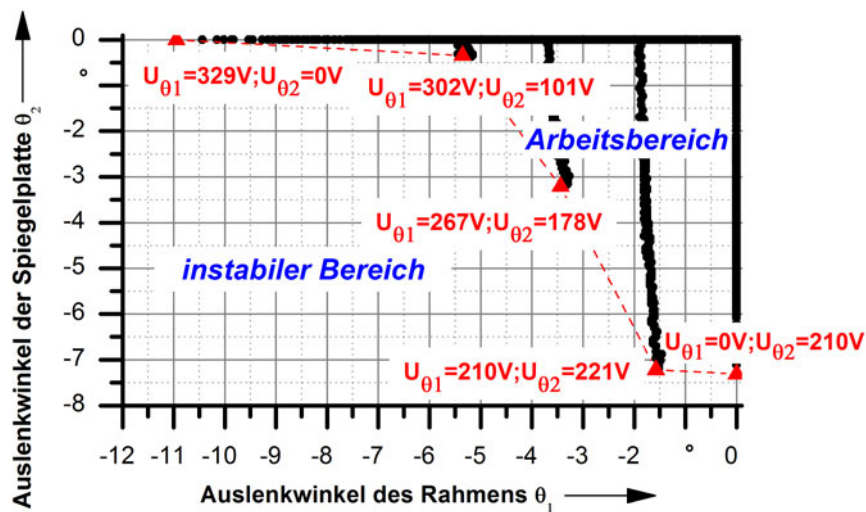


Abb. 6.10: Arbeitsbereich für einen Spiegelquadranten eines 2-D-Spiegels; Typ K1

## 6.3 Dynamische Messungen

Zur dynamischen Charakterisierung der hergestellten Mikrospiegel sind Schwingungsanalysen durchgeführt worden. Dazu sind die Spiegel durch eine Sinusspannung zu rotatorischen und vertikalen Schwingungen angeregt worden. Mit Hilfe eines Einstrahlvibrometers sind die Frequenzantworten aufgenommen worden. Exemplarische Frequenzantworten für verschiedene Spiegeltypen der einachsigen Mikrospiegel sind in Abb. 6.11 und Abb. 6.12 dargestellt. Es ist erkennbar, dass das Schwingungsverhalten sich gut mit der Modellbildung eines gedämpften Federmassesystems aus Kap. 4.5 beschreiben lässt. Der prinzipielle Schaltungsaufbau ist identisch mit Abb. 3.14.

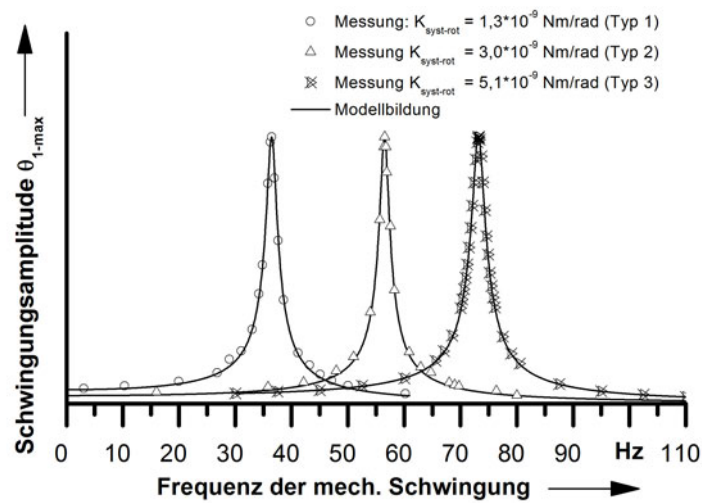


Abb. 6.11: Gemessene Frequenzantwort der Rotationsschwingung für verschiedene Designvarianten der 1-D-Spiegel

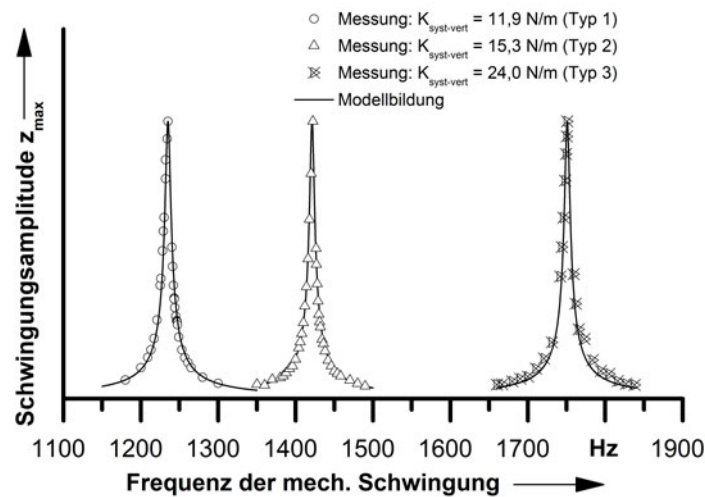


Abb. 6.12: Gemessene Frequenzantwort der Vertikalschwingung für verschiedene Designvarianten der 1-D-Spiegel

Das Überlagern der Modellkurve mit den Messwerten erlaubt eine genaue Bestimmung wichtiger Kenngrößen wie die Eigenfrequenz  $f_0$ , Bandbreite  $B$  und Resonanzfrequenz  $f_r$ . Ausgehend von den theoretischen Betrachtungen zur Schwingungsanalyse aus Kap. 4.5 lassen sich dadurch die Federsteifigkeit des Systems  $K_{syst}$ , der Gütefaktor  $Q$  und die Dämpfungskonstante  $\eta$  errechnen. Die wichtigsten Kenngrößen der Schwingungsanalyse sind in den Tab. 6.1 und Tab. 6.2 aufgelistet. Es ist ersichtlich, dass die Eigenfrequenz der Vertikalschwingung  $f_{0-vert}$  um den Faktor 22 bis 40 größer als die der Rotationsschwingung  $f_{0-rot}$  ist. Dies führt zu einer sehr geringen Vertikalbewegung im Falle einer quasistatischen Spiegelauslenkung. Die rota-

torischen Eigenfrequenzen sind auf Grund der rotationsweichen Torsionsfeder niedrig, jedoch für die Anwendung der quasistatischen Strahlableitung zum kontinuierlichen Verfolgen einer Kinematik ausreichend hoch, wie später in Kap. 7.3 demonstriert wird. Die Eigenfrequenzen werden sowohl von den Federsteifigkeiten des Systems als auch von der Masse  $m$  bzw. dem Massenträgheitsmoment  $I_m$  der Spiegelplatte bestimmt. Die Federsteifigkeit hingegen wird nicht nur vom Federdesign, sondern wie bereits in Kap. 3.2.3 diskutiert und in Abb. 5.14 als Simulation für den Fall der Torsionssteifigkeit einer ideal planaren Feder dargestellt, in erheblichem Maße vom Spannungszustand des Federmaterials beeinflusst.

Tab. 6.1: Eigenfrequenzen der 1-D-Spiegel

Typ	$\sigma_{AlN}$ (MPa)	$t_{Si}$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$f_{0-rot}$ (Hz)	$K_{syst-rot}$ (Nm/rad)	$f_{0-vert}$ (Hz)	$K_{syst-vert}$ (N/m)
1	110	70	350	20	0,4	37	$1,3 \cdot 10^{-9}$	1235	11,9
2	110	70	350	30	0,4	56	$3,0 \cdot 10^{-9}$	1398	15,3
3	110	70	200	30	0,4	73	$5,1 \cdot 10^{-9}$	1751	24,0
4	200	28	350	40	0,4	264	$2,6 \cdot 10^{-8}$	5800	103,9
5	110	15	350	30	0,4	144	$4,1 \cdot 10^{-9}$	4176	28,9
6	110	15	200	20	0,4	84	$1,4 \cdot 10^{-9}$	3360	18,7

In der Tab. 6.2 sind mit den Gütefaktoren, den Massen und Massenträgheitsmomenten neben den Eigenfrequenzen aus Tab. 6.1 die wichtigsten Schwingungsparameter aufgelistet. Mit deren Hilfe und den Zusammenhängen aus Kap. 4.5 lassen sich die anderen Kenngrößen berechnen.

Tab. 6.2: Schwingungsparameter der 1-D-Spiegel

Typ	$Q_{rot}$	$Q_{vert}$	$I_m$ ( $\text{kg} \cdot \text{m}^2$ )	$m$ (kg)
1	19	169	$2,4 \cdot 10^{-14}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$
2	26	182	$2,4 \cdot 10^{-14}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$
3	32	250	$2,4 \cdot 10^{-14}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$
4	31	145	$9,4 \cdot 10^{-15}$	$7,8 \cdot 10^{-8}$
5	12	82	$5,0 \cdot 10^{-15}$	$4,2 \cdot 10^{-8}$
6	10	102	$5,0 \cdot 10^{-15}$	$4,2 \cdot 10^{-8}$

Der Einsatzzweck der Mikrospiegel ist eine quasistatische Auslenkung. Dementsprechend sind Spiegel mit sehr rotationsweichen Torsionsfedern hergestellt worden. In den folgenden Abbildungen ist dennoch die Eignung der einachsigen Spiegel als Scanner demonstriert worden. Der Schaltungsaufbau ist in Abb. 6.13 schematisch dargestellt. Die Spiegelauslenkung erfolgt durch Anlegen jeweils einer Sinushalbwellen an die beiden Aktuierungselektroden.

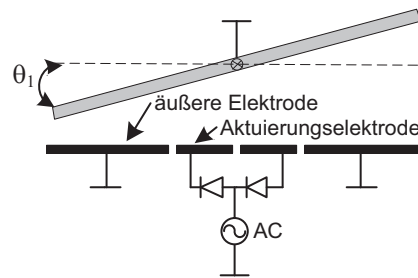


Abb. 6.13: Schaltungsaufbau für die Anwendung als Scanner

In Abb. 6.15 wird die gemessene Schwingungsform für eine resonante Anregung nach Abb. 6.13 mit der Antriebsspannung dargestellt. Es ist eine saubere Sinusauslenkung des Spiegels erkennbar. Die Phasenverschiebung zwischen der Schwingung der Antriebsspannung und der Spiegelschwingung beträgt etwa  $105^\circ$ .

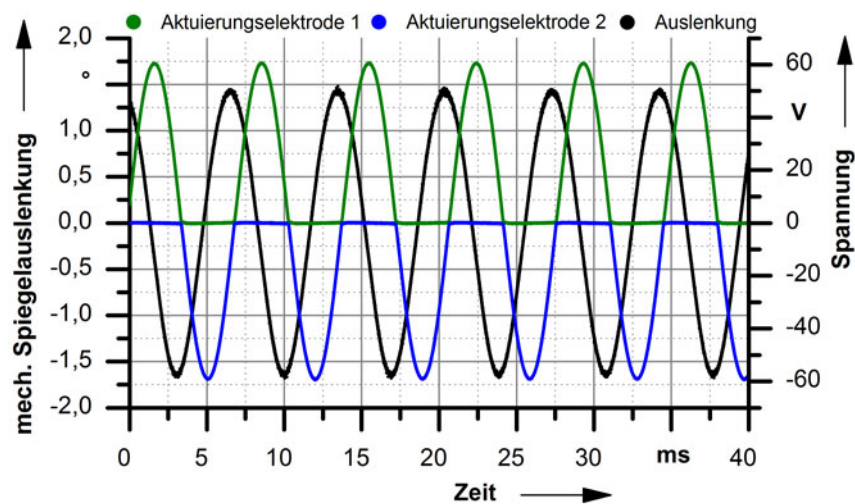


Abb. 6.14: Gemessene Schwingungsform bei Sinusanregung mit 144 Hz in Resonanz; Typ 5; Schaltungsaufbau nach Abb. 6.13

Der mechanische Scannwinkel im quasistatischen und im Resonanzfall für zwei einachsige Spiegel ist in Abb. 6.15 dargestellt. Als mechanischer Scannwinkel wird der Winkelbereich definiert, innerhalb dessen der Spiegel schwingt. Es ist eine deutliche Zunahme des Scannwinkels bei gleicher Antriebsspannung für den Resonanzfall erkennbar. Der aufgetragene Scannwinkel wird durch die Messmöglichkeit begrenzt und die maximal mögliche Spiegelauslenkung beträgt etwa  $\pm 21^\circ$  mit der Begrenzung durch den mechanischen Anschlag.



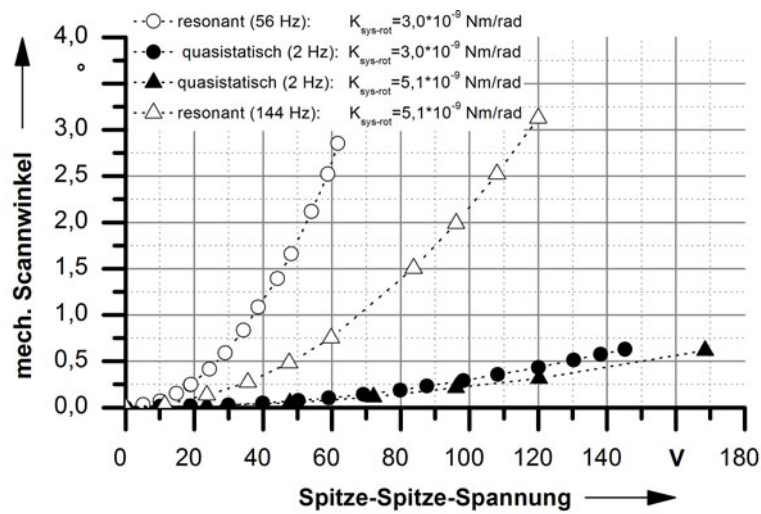


Abb. 6.15: Gemessener mechanischer Scannwinkel; Schaltungsaufbau nach Abb. 6.13

Bei der dynamischen Charakterisierung der kardanisch aufgehängten Spiegel sind die Resonanzfrequenzen  $f_r$  der ersten drei Eigenschwingungsformen messtechnisch ermittelt worden. Die Eigenschwingungsformen sind in Abb. 6.16 qualitativ dargestellt.

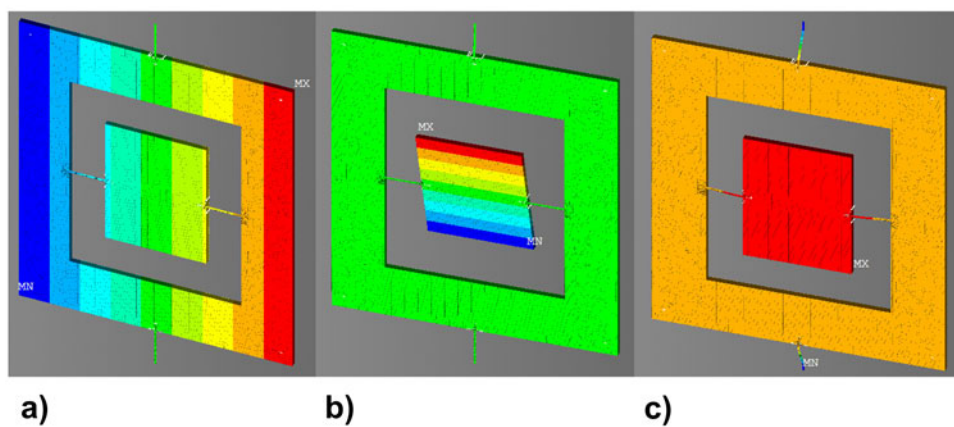


Abb. 6.16: Qualitative Darstellung der ersten drei Eigenschwingungsformen für die kardanisch aufgehängten Mikrospiegel

Die messtechnische Untersuchung ist in analoger Vorgehensweise wie bei den einachsigen Spiegeln durch Anregen mit einer Sinusspannung und Messen mit einem Einstrahlvibrometer erfolgt. Bei der 1. Eigenschwingung (Abb. 6.16a) wird der kardanische Rahmen und bei der 2. Eigenschwingung (Abb. 6.16b) wird die Spiegelplatte zu einer rotatorischen Schwingung angeregt. In der 3. Eigenschwingung (Abb. 6.16c) kommt es zu einer phasengleichen Vertikalschwingung von Rahmen und Spiegelplatte. Die Resonanzfrequenzen bei normalen Umgebungsbedingungen für die verschiedenen Spiegeltypen sind in Tab. 6.3 aufgelistet. Für die

1. Eigenschwingungsform ist in identischer Vorgehensweise wie bei den einachsigen Spiegeln aus der Frequenzantwort und den Zusammenhängen aus Kap. 4.5 die rotatorische Systemsteifigkeit des Rahmens ermittelt worden. Auf Grund der identischen Geometrie und örtlichen Nähe kann davon ausgegangen werden, dass die Steifigkeiten der Spiegelplattenfedern und Rahmenfedern identisch groß sind. Durch die großen Massenträgheitsmomente und geringen Torsionssteifigkeiten ist die 1. Resonanzfrequenz für die Typen K1 und K2 nur im unteren zweistelligen Hertzbereich. Durch Verringerung der Spiegelplatten- und Rahmendicke und damit Gewichtsreduktion sowie Verwendung von steiferen Torsionsfedern konnte bei Typ K3 die 1. Resonanzfrequenz deutlich angehoben werden.

Tab. 6.3: Resonanzfrequenzen der 2-D-Spiegel

Typ	$\sigma_{AlN}$ (MPa)	$t_{Si}$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{fe}$ ( $\mu\text{m}$ )	$f_{r1}$ (Hz)	$f_{r2}$ (Hz)	$f_{r3}$ (Hz)	$K_{syst-rot}$ (Nm/rad)
K1	100	63	350	20	0,6	12	51	990	$7,4 \cdot 10^{-9}$
K2	100	63	200	20	0,6	19	73	1300	$1,4 \cdot 10^{-8}$
K3	120	13	200	30	0,6	55	162	2884	$2,4 \cdot 10^{-8}$

## 6.4 Temperaturabhängigkeit der Federsteifigkeit

Um den Einfluss von Temperaturschwankungen auf das Aktorverhalten zu testen, ist ein Spiegelchip von Raumtemperatur (ca. 24 °C) mit einem Peltierelement aufgeheizt und die Temperatur mit einem Thermometer gemessen worden. Vor dem Messen der Frequenzantwort mit dem Vibrometer ist ausreichend lange gewartet worden, damit sich eine konstante Chiptemperatur einstellen konnte. Ausgehend aus der Frequenzantwort ist die Änderung der Torsionsfedersteifigkeit  $K_{rot}$  ermittelt worden. Das Ergebnis ist in Abb. 6.17 dargestellt. Es ist ein linearer Zusammenhang erkennbar. Die Federsteifigkeit wird durch thermisches Dehnen des zugverspannten Federmaterials verändert. Dadurch wird die intrinsische Spannung im Federmaterial und damit die Federsteifigkeit reduziert. Die Abhängigkeit der Torsionsfedersteifigkeit beträgt für den gemessenen Spiegel  $\Delta K_{rot}/(K_{rot} \cdot \Delta T) = -3,1 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Dies ist so gering, dass normale Temperaturschwankungen keinen signifikanten Einfluss auf das Aktorverhalten ausüben. Durch Integration eines Heizers ist jedoch ein aktives Einstellen der Federsteifigkeit möglich.

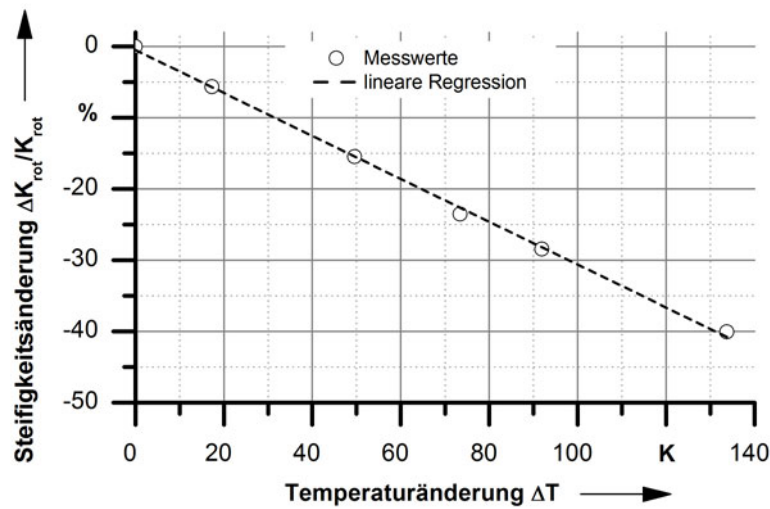


Abb. 6.17: Temperaturabhängigkeit der Torsionsfedersteifigkeit (Federbreite:  $30\ \mu\text{m}$ ; Federlänge:  $350\ \mu\text{m}$ ; Federdicke:  $300\ \text{nm}$  AlN mit einer Schichtspannung von  $110\ \text{MPa}$  und  $100\ \text{nm}$  Al mit einer Schichtspannung von  $240\ \text{MPa}$ )

## 6.5 Optische Eigenschaften

Die optischen Eigenschaften der Spiegelfläche sind ein wichtiges Qualitätskriterium der Mikrospiegel. In Abb. 6.18 ist eine exemplarische Spiegelplattenwölbung entlang der Spiegelplattendagonalen dargestellt. Die Messung ist mit einem optischen Profilometer durchgeführt worden. Auf Grund der geringen Topografieänderung ist die Messung verrauscht, so dass nicht einzelne Messpunkte, sondern eine gebildete Trendlinie in Form einer Polynomfunktion 2. Ordnung dargestellt ist. Mit Hilfe dieser Polynomfunktion ist eine Kreisfunktion ermittelt worden, dessen dargestellter Kreisabschnitt in guter Übereinstimmung mit der Messung steht. Der Radius  $R$  der Kreisfunktion stellt den Krümmungsradius der Oberfläche dar. Des Weiteren wird die Messung mit einer Simulation verglichen. Die Simulation ist mit der FEM bei Einprägen der zuvor bestimmten Schichtspannungen durchgeführt worden. Die Messung der Schichtspannung ist auf Waferebene durch Bestimmen der Waferkrümmungsänderung in Folge der Schichtspannung mit dem Zusammenhang von Stoney ermittelt worden [Lac06]. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation feststellbar. Die maximale Durchbiegung für Spiegel mit einer Plattendicke zwischen  $55$  bis  $70\ \mu\text{m}$  liegt bei maximal  $0,3\ \mu\text{m}$  ( $R > 0,8\ \text{m}$ ). Bei Spiegeln mit deutlich dünneren Plattendicken von etwa  $15\ \mu\text{m}$  sind dagegen deutlich größere Durchbiegungen im Bereich zwischen  $1,5$  bis  $3\ \mu\text{m}$  gemessen worden ( $R \approx 0,08$  bis  $0,15\ \text{m}$ ). Wie in Kap. 2.4 bei den Spiegelanforderungen aufgeführt, sollte zur Vermeidung von ungewollten Interferenzerscheinungen die Unebenheit der Spiegelplatte kleiner als ein Viertel der Wellenlänge des Messstrahls sein. Dies entspricht bei Verwendung von

HeNe-Laserlicht einer maximalen Durchbiegung von etwa  $0,16 \mu\text{m}$ . Diese Anforderung wird von den Spiegeln mit einer Spiegelplattendicke von etwa  $15 \mu\text{m}$  nicht erfüllt, jedoch von vielen Spiegeln mit einer Spiegelplattendicke  $> 55 \mu\text{m}$  (siehe Abb. 6.18).

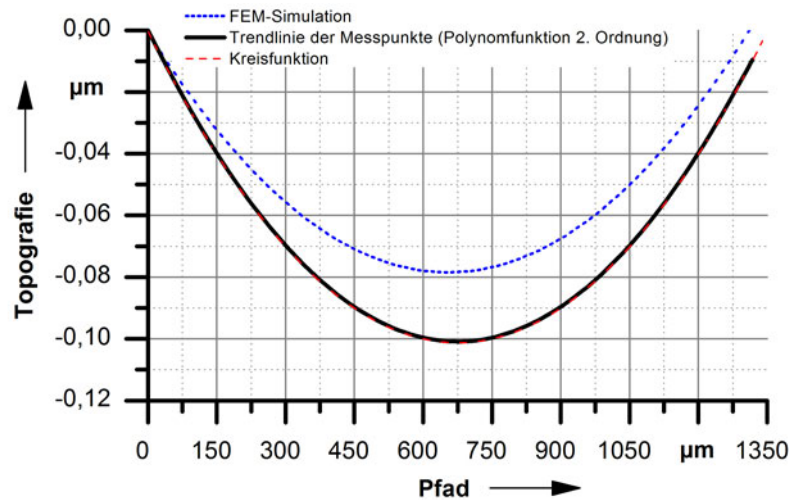


Abb. 6.18: Profilometermessung einer Spiegeloberfläche entlang der Diagonalen; Plattendicke:  $70 \mu\text{m}$  Silicium,  $300 \text{ nm}$  AlN mit einer Schichtspannung von  $110 \text{ MPa}$  und  $100 \text{ nm}$  Al mit einer Schichtspannung von  $240 \text{ MPa}$ ; Krümmungsradius  $R \approx 2,25 \text{ m}$

Die Rauheit der Spiegelfläche ist mit einem Weisslichtinterferenzmikroskop vermessen worden und ist mit einem  $R_a$  von ca. 1 bis 2 nm sehr gering. Die Messung des absoluten Reflexionsgrades ist mit einem Spektrometer mit der VW-Anordnung durchgeführt worden (Abb. 6.19). Da die Al-Reflexionsfläche mit etwa  $\varnothing 1 \text{ mm}$  zu klein zum Vermessen des Reflexionsgrades ist, sind Testchips hergestellt worden. Diese Testchips haben den identischen Schichtaufbau und die Reflexionsschicht ist vergleichbaren Temperaturbelastungen ausgesetzt worden, wie sie im Verlauf der Mikrospiegelherstellung auftreten. Der Reflexionsgrad beträgt für das verwendete HeNe-Laserlicht ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ) ca. 90%. Dies steht in guter Übereinstimmung mit Werten aus der Literatur [Haf03] für eine Aluminiumverspiegelung. Der Reflexionsgrad unterscheidet sich geringfügig für ein Abscheiden der Aluminiumschicht direkt auf Silicium oder einer  $300 \text{ nm}$  dicken AlN-Zwischenschicht und ist zusätzlich abhängig von der Temperaturbelastung. Der höchste Reflexionsgrad wird für das direkte Abscheiden auf Silicium ohne Temperaturbehandlung erreicht. Die Temperaturbehandlung dient zur besseren Kontaktierung von Al mit dem p-dotierten Silicium und findet für wenige Minuten bei ca.  $400 \text{ }^\circ\text{C}$  in einem RTP-Prozess (Rapid Thermal Processing) statt. Die Temperaturbelastung führt zu einem Beginn der Rekristallisation im Aluminium, woraufhin der Reflexionsgrad geringfügig sinkt. Dies steht in Übereinstimmung mit [Kru03]. Dort wird von einer geringfügigen Erhöhung der Rauheit und Verschlechterung des Reflexionsgrades einer Aluminiumverspiegelung

nach einer Temperaturbehandlung zwischen 300 bis 400 °C berichtet.

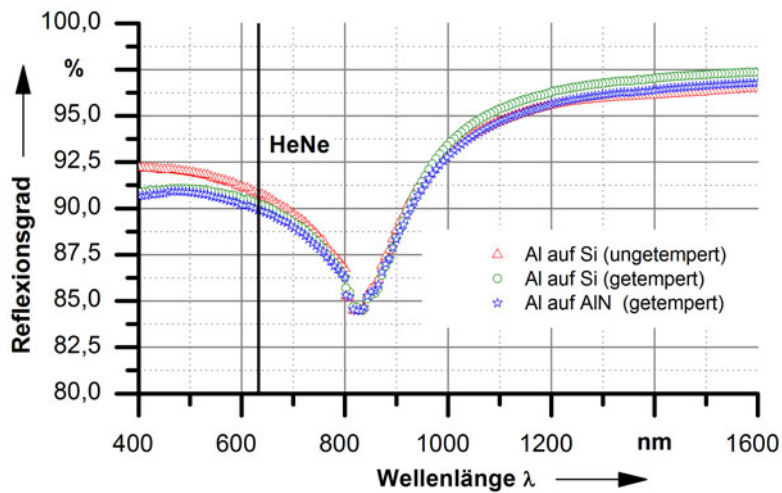


Abb. 6.19: Messung des Reflexionsgrades der Spiegelflächen an Testchips; 100 nm Al direkt auf Silicium bzw. auf einer Zwischenschicht aus 300 nm dickes AlN durch Sputtern abgeschieden

Die Vorauslenkung der Spiegelplatte für den unaktuierten Zustand ist mit einem optischen Profilometer bestimmt worden. Sie beträgt für planare Torsionsfedern mit einer AlN-Schichtdicke von 300 nm bzw. 500 nm in einem Schichtspannungsbereich von 100 bis 200 MPa im Durchschnitt  $0,2^\circ$  in einem Bereich von  $0,01^\circ$  bis  $0,6^\circ$ . Dies ist für den Einsatz in einem Mikrotrackersystem unkritisch. Die Spiegel werden in diesem System geregelt betrieben, so dass eine exakte Nulllage nicht erforderlich ist und eine geringfügige Vorauslenkung wirkt sich kaum auf den nutzbaren Winkelbereich aus.



---

## 7 Ansteuerung von einachsigen Mikrospiegeln

In diesem Kapitel wird auf geeignete Methoden zur Ansteuerung von einachsigen Mikrospiegeln eingegangen. Neben der herkömmlichen Einseiten- und Differenzialansteuerung werden neuartige Ansteuermethoden thematisiert, die zu einer Linearisierung der Winkel-Spannungskennlinie führen. Dies ist sehr vorteilhaft bezüglich einer hohen Positioniergenauigkeit und ermöglicht eine hoch dynamische Spiegelansteuerung, wie in diesem Kapitel gezeigt wird.

### 7.1 Einseiten- und Differenzialansteuerung

Bei einer Einseitenansteuerung kommt es in Folge einer Antriebsspannung  $U$  zwischen einer Aktuierungselektrode und der Spiegelplattenelektrode zur Spiegelauslenkung an der Seite der verwendeten Elektrode. Dies ist die einfachste Art der Spiegelansteuerung und ist zur Charakterisierung der Mikrospiegel in Kap. 6.2 verwendet worden. Durch die Verwendung von beiden Aktuierungselektroden kann die Differenzialansteuerung nach Abb. 7.1 verwendet werden. Diese Art der Ansteuerung ist aus der Literatur hinlänglich bekannt [Uch98, Par05, Agu07]. Die beiden äußeren Elektroden werden nicht zur Aktuierung verwendet und daher zur Verhinderung von Aufladungseffekten auf das elektrische Potenzial der Spiegelplattenelektrode gelegt. Bei der Differenzialansteuerung wird bei der Spiegelruhelage ( $\theta_1 = 0^\circ$ ) an beiden Aktuierungselektroden eine gleich hohe Antriebsspannung  $U(\theta_1 = 0^\circ)$  angelegt. Es kommt zu einer Spiegelauslenkung in positiver Winkelrichtung  $\theta_1$  durch Steigern der Antriebsspannung  $U_1$  der Aktuierungselektrode 1 bei gleichzeitigem Absenken der Antriebsspannung  $U_2$  von Aktuierungselektrode 2 um den gleichen Betrag  $\Delta U$ .

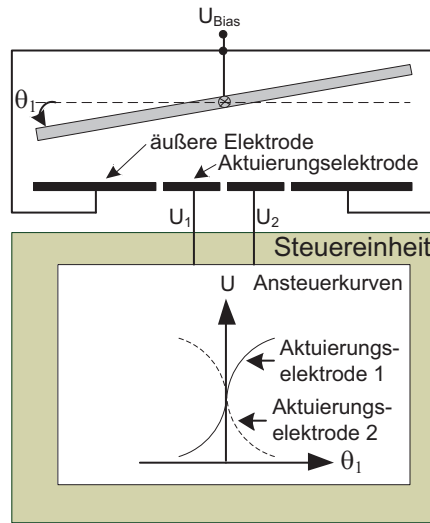


Abb. 7.1: Differenzialansteuerung

Die resultierenden Spannungen  $U_{res}$  werden in den Gl. 7.1 und Gl. 7.2 definiert und sind für den Fall gültig, dass das Spiegelplattenelektrodenpotential  $U_{Bias} = 0\text{ V}$  beträgt. Die resultierenden Spannungen  $U_{res}$  werden zur Berechnung der elektrostatischen Momente in Gl. 7.6 und Gl. 7.7 benötigt.

$$U_{res1}(\theta_1) = U_1(\theta_1) = U(\theta_1 = 0^\circ) + \Delta U \quad (7.1)$$

$$U_{res2}(\theta_1) = U_2(\theta_1) = U(\theta_1 = 0^\circ) - \Delta U \quad (7.2)$$

Das Anlegen einer negativen Vorspannung  $U_{Bias}$  an der Spiegelplattenelektrode reduziert die notwendigen Antriebsspannungen  $U_{1,2}$  zur Spiegelauslenkung. Die resultierenden Spannungen in Gl. 7.3 und Gl. 7.4 sind jeweils die Differenz des elektrischen Potentials an der Aktuiererelektrode und der Spiegelplattenelektrode.

$$U_{res1}(\theta_1) = U_1(\theta_1) = U(\theta_1 = 0^\circ) + \Delta U - U_{Bias} \quad (7.3)$$

$$U_{res2}(\theta_1) = U_2(\theta_1) = U(\theta_1 = 0^\circ) - \Delta U - U_{Bias} \quad (7.4)$$

Die folgenden mathematischen Beschreibungen bauen auf den Betrachtungen aus Kap. 4.1 auf. Das Momentengleichgewicht für eine Differenzialansteuerung mit dem elektrischen Antriebsmoment  $M_{el}$  und dem mechanischen Rückstellmoment  $M_{mech}$  lautet wie folgt:

$$M_{el1}(U_{res1}, \theta_1) = M_{mech}(\theta_1) + M_{el2}(U_{res2}, \theta_1) \quad (7.5)$$



Mit den Antriebsmomenten:

$$M_{el1} = U_{res1}^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot \Delta y \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{x \cdot dx}{(z_0 - x \cdot \tan \theta_1) \cdot (z_0 + \zeta - x \cdot \tan \theta_1)} \quad (7.6)$$

$$M_{el2} = U_{res2}^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot \Delta y \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{x \cdot dx}{(z_0 - x \cdot \tan(-\theta_1)) \cdot (z_0 + \zeta - x \cdot \tan(-\theta_1))} \quad (7.7)$$

Die Reduktion der erforderlichen Antriebsspannung  $U$  durch Anlegen einer negativen Vorspannung  $U_{Bias}$  ist auch bei Verwendung der Einseitenansteuerung möglich. Dazu muss das Momentengleichgewicht gegenüber den Betrachtungen aus Kap. 4.1 um das elektrische Gegenmoment  $M_{el2}$  erweitert werden. Es gilt:

$$M_{el1}(U_1, \theta_1) = M_{mech}(\theta_1) + M_{el2}(\theta_1) \quad (7.8)$$

Die Antriebsmomente werden durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$M_{el1} = (U_1 - U_{Bias})^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot \Delta y \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{x \cdot dx}{(z_0 - x \cdot \tan \theta_1) \cdot (z_0 + \zeta - x \cdot \tan \theta_1)} \quad (7.9)$$

$$M_{el2} = U_{Bias}^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot \Delta y \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{x \cdot dx}{(z_0 - x \cdot \tan(-\theta_1)) \cdot (z_0 + \zeta - x \cdot \tan(-\theta_1))} \quad (7.10)$$

Die Momentenverstärkung durch eine Vorspannung  $U_{Bias}$  findet bei digitalen [Hor91, Hor90, Lee01] und analogen Spiegelauslenkungen [Tos01, Par05] Verwendung. Digitale Auslenkungen können bei entsprechend großen Vorspannungen durch sehr kleine Ansteuerspannungen erreicht werden. Ausgehend von den analytischen Beschreibungen wird in Abb. 7.2 der Einfluss einer negativen Vorspannung  $U_{Bias}$  auf die Winkel-Spannungs-Kennlinie einer Differenzialansteuerung dargestellt. In diesem Beispiel ist die anfängliche Antriebsspannung  $U(\theta = 0^\circ) = 0 \text{ V}$ . Zum Vergleich wird auch eine Differenzial- und Einseitenansteuerung ohne Vorspannung dargestellt. Die anfängliche Spannung  $U_{res}(\theta = 0^\circ)$  verursacht einen steilen Anstieg der Winkel-Spannungs-Kennlinie. Dies führt zu einem früheren Erreichen des Pull-Ins und dadurch ist die maximale analoge Spiegelauslenkung bei einer Differenzialansteuerung immer geringer als bei einer Einseitenansteuerung. Die notwendige Antriebsspannung  $U$  wird reduziert und die Linearität der Winkel-Spannungs-Kennlinie steigt mit dem Betrag der Vorspannung  $U_{Bias}$ . Dies führt jedoch dazu, dass die Winkel-Spannungs-Kennlinie immer steiler und dadurch die maximal mögliche analoge Auslenkung immer geringer wird.

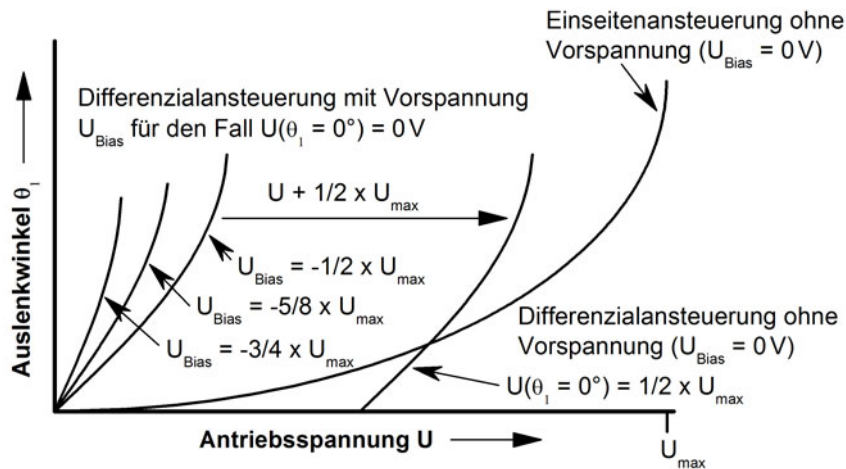


Abb. 7.2: Analytische Betrachtung der Spiegelauslenkung für die Differential- und Einseitenansteuerung (nur positiver Auslenkwinkel dargestellt)

## 7.2 Optimierung durch modifizierte Spiegelansteuerung

Für ein genaues Einstellen eines bestimmten Winkels und eine hoch dynamische Spiegelansteuerung über den gesamten Winkelbereich ist die Steilheit und Linearität der Winkel-Spannungs-Kennlinie von entscheidender Bedeutung. Im Folgenden werden daher Verfahren zur Linearisierung der Winkel-Spannungs-Kennlinie bei einachsigen Mikrospiegeln vorgestellt. Chiou et al. [Chi03] verwendet ein Elektrodenarray zum Erreichen einer linearen Auslenkung mit Winkelinkrementen. Durch Verändern der Elektrodenkonfiguration bei jedem Winkelinkrement wird eine Linearisierung erzielt. Milanovic [Mil09] berichtet über einen Linearisierungseffekt für die Differentialansteuerung bei Spiegeln mit Kammaktoren. Dabei werden die beiden entgegenwirkenden Kammaktoren mit zwei gegenphasigen Sinusspannungen ( $180^\circ$  phasenverschoben) mit einer Offsetspannung, die der halben Maximalspannung entspricht, angetrieben. Eine weitere in der Literatur beschriebene Möglichkeit zur Linearisierung ist der Einsatz von nicht linearen Torsionsfedern, die dem starken Ansteigen des elektrostatischen Antriebsmomentes mit zunehmender Auslenkung entgegenwirken [Sas08]. Regelungstechnische Methoden für eine verbesserte Spiegelansteuerung mit Rückkoppel- oder Ein-Ausgangslinearisierung finden sich ebenfalls in der Literatur [Jun03, Agu07]. Neuartige Ansteuerungsverfahren für eine lineare Spiegelansteuerung der hergestellten einachsigen Mikrospiegel werden im Folgenden vorgestellt.

### 7.2.1 Ansteuerung mit Gegenmoment

Für eine Spiegelansteuerung mit linearer Winkel-Spannungs-Kennlinie ist ein neuartiges Verfahren entwickelt worden, die Ergebnisse sind in [Wei14] publiziert. Der Linearisierungseffekt beruht auf einem Gegenmoment, verursacht durch die gegenüberliegende Aktuierungselektrode. Abb. 7.3 zeigt das prinzipielle Verhalten basierend auf analytischen Betrachtungen für den Fall einer positiven Winkelauslenkung  $\theta_1$ .

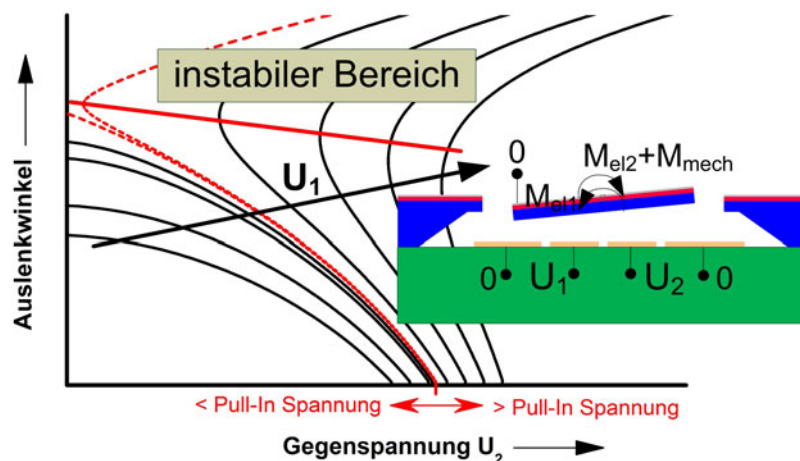


Abb. 7.3: Analytische Beschreibung der Ansteuerung mittels Gegenmoment

Die Spiegelauslenkung erfolgt durch das elektrische Antriebsmoment  $M_{el1}$ , hervorgerufen durch eine konstante Antriebsspannung  $U_1$  an der linken Aktuierungselektrode. An der rechten Aktuierungselektrode wird die variable Gegenspannung  $U_2$  mit einem Betrag  $< U_1$  angelegt, die das Gegenmoment  $M_{el2}$  hervorruft. Durch Verringerung der Gegenspannung  $U_2$  erfolgt die Spiegelauslenkung. Die dargestellten Kurven lassen sich in zwei verschiedene Verhaltensweisen unterteilen. Es gibt nicht lineare Winkel-Spannungs-Kennlinien, die über den gesamten Winkelbereich ein stabiles Verhalten der Spiegelauslenkung ermöglichen. Zum anderen sind Kennlinien dargestellt, die ein nahezu lineares Verhalten zeigen, jedoch ab einer bestimmten Spiegelauslenkung den Pull-In (Kap. 4.4) erreichen. Das Kurvenverhalten lässt sich mit der Antriebsspannung  $U_1$  einstellen. Die maximal mögliche Auslenkung wird durch Verwenden einer Antriebsspannung  $U_1$  nahe der Pull-In-Spannung erzielt. Eine Antriebsspannung  $U_1$  kleiner der Pull-In-Spannung führt zu einer Kennlinie ohne Instabilitäten, während eine Antriebsspannung  $U_1$  etwas größer als die Pull-In-Spannung zu einer nahezu linearen Kennlinie mit dem Nachteil des Pull-In-Effektes führt.

Der Linearisierungseffekt durch Verwenden eines Gegenmoments lässt sich durch folgende mathematische Gleichungen beschreiben, basierend auf dem analytischen Modell aus Kap. 4.1.

Die mathematische Beschreibung für die Linearisierung der Kennlinie mittels Gegenmoment  $M_{el2}$  erfolgt durch das Momentengleichgewicht.  $M_{el1}$  ist das elektrische Antriebsmoment und  $M_{mech}$  das mechanische Rückstellmoment.

$$M_{el1}(U_1, \theta_1) = M_{mech}(\theta_1) + M_{el2}(U_2, \theta_1) \quad (7.11)$$

$$M_{el1} = U_1^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot \Delta y \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{x \cdot dx}{(z_0 - x \cdot \tan \theta_1) \cdot (z_0 + \zeta - x \cdot \tan \theta_1)} \quad (7.12)$$

$$M_{el2} = U_2^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{Luft} \cdot \Delta y \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{x \cdot dx}{(z_0 - x \cdot \tan(-\theta_1)) \cdot (z_0 + \zeta - x \cdot \tan(-\theta_1))} \quad (7.13)$$

Bei Verwendung von nur einer Aktuierungselektrode zur Spiegelauslenkung (Einseitenansteuerung) gilt:

$$\theta_1 \sim U^2 \quad (7.14)$$

Bei zusätzlicher Verwendung der Aktuierungselektrode auf der anderen Spiegelseite kommt es zur Linearisierung durch Subtraktion der variablen Spannung  $U_2$  von der konstanten Spannung  $U_1$ . Hierdurch wird der Einfluss des quadratischen Terms reduziert.

$$\theta_1 \sim const. - U_2^2 \quad (7.15)$$

Abb. 7.4 zeigt schematisch die Elektrodenkonfiguration mit den entsprechenden Ansteuerkurven für die Spiegelansteuerung mit Gegenmoment. Die nicht benötigten äußeren Elektroden werden auf das Spiegelelektrodenpotenzial gelegt. Diese Konfiguration ist bei den folgenden experimentellen Ergebnissen verwendet worden.

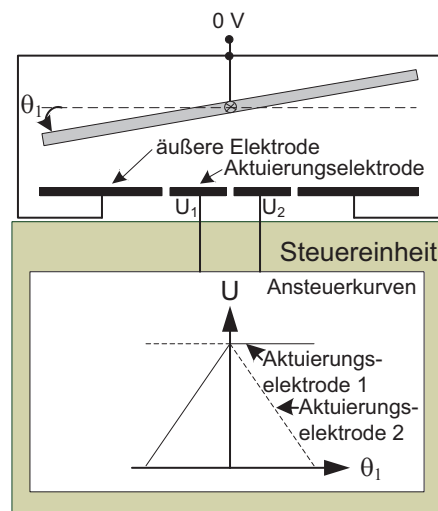


Abb. 7.4: Ansteuerung mit Gegenmoment

Die experimentell ermittelten Winkel-Spannungs-Kennlinien in Abhängigkeit der Antriebsspannungen sind in Abb. 7.5 dargestellt. Es ist eine gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Verhalten aus Abb. 7.3 erkennbar. Die Pull-In-Spannung für die gemessene Probe beträgt ca. 273 V. Die Kurve mit einer konstanten Antriebsspannung von 276 V scheint ein guter Kompromiss zwischen erzielbarer Maximalauslenkung, Linearität und Kurvensteilheit. Die Kurvensteilheit ist ein wichtiger Aspekt für eine kontrollierte Spiegelansteuerung.

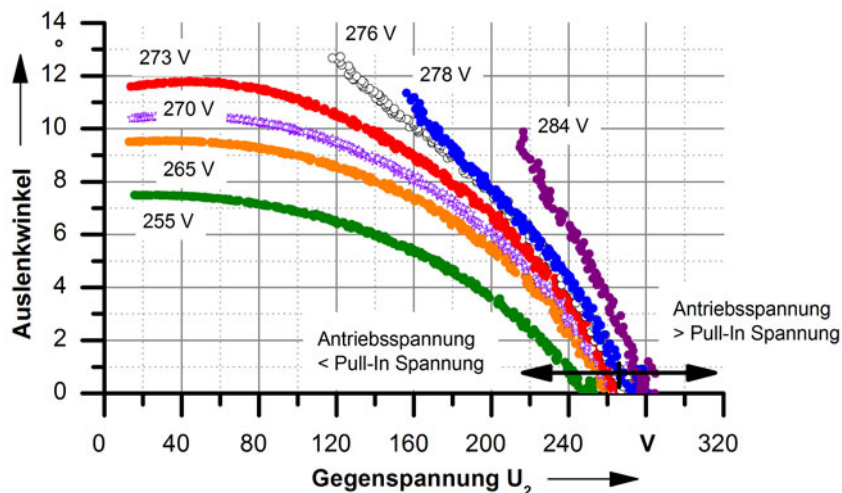


Abb. 7.5: Messung der Winkel-Spannungs-Kennlinie für verschiedene Antriebsspannungen, Spiegeltyp 3c

In Abb. 7.6 ist eine Messkurve in positive und negative Winkelrichtung bei Verwendung der Ansteuerung mit Gegenmoment dargestellt. Zur Änderung der Winkelrichtung wird die

Elektrodenkonfiguration getauscht. Die konstante Antriebsspannung ist etwa 3 V größer als die Pull-In-Spannung.

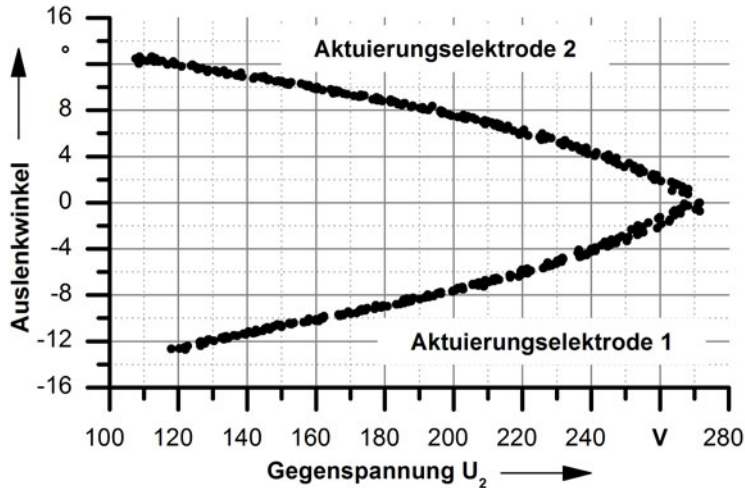


Abb. 7.6: Kennlinie eines Spiegels vom Typ 3c

## 7.2.2 Ansteuerung mit Ansteuerfunktion

Im Folgenden wird ein weiteres Ansteuerverfahren für eine Spiegelansteuerung mit linearem Kennlinienverlauf vorgestellt. Abb. 7.7 zeigt die verwendete Elektrodenkonfiguration. Bei dieser Spiegelansteuerung werden nicht nur die Aktuierungselektroden, sondern auch die äußeren Elektroden verwendet. Die Ansteuerfunktion stellt einen Zusammenhang zwischen der äußeren Elektrodenspannung  $U_{\text{äußere Elkr}}$  und der Antriebsspannung  $U$  dar. Es werden jeweils nur die Elektroden von einer Spiegelseite verwendet. Für eine Regelung der Spiegelauslenkung ist eine Ansteuerung analog zur Differenzialansteuerung sinnvoll. Dies bedeutet, dass die Ansteuerkurve auf einer Spiegelseite um den Betrag  $\Delta U$  gesteigert und auf der gegenüberliegenden Spiegelseite um den gleichen Betrag gesenkt wird. Verwendet werden nur die positiven Spannungen, so dass immer nur die Elektroden auf einer Spiegelseite aktuiert werden. Dies ist in Abb. 7.7 durch die Dioden symbolisiert und kann durch Soft- oder Hardware realisiert werden. Für die Spiegelansteuerung bietet dies den Vorteil, dass bei der Spiegelbewegung über die Nullage hinaus nicht die Elektrodenkonfiguration geändert werden muss. Dies vermeidet Totzeiten und ist daher für eine hochdynamische Spiegelansteuerung sehr vorteilhaft.

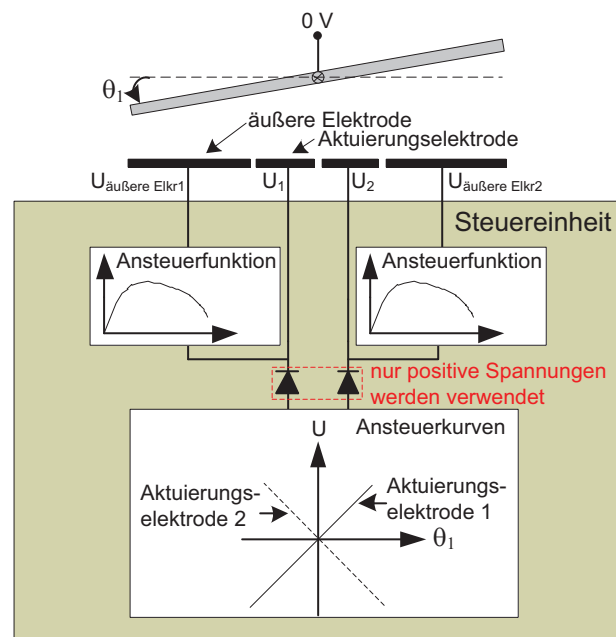


Abb. 7.7: Ansteuerung mit Ansteuerfunktion

Die Funktionsweise des Linearisierungsverfahrens wird nun im Folgenden erläutert. Das Verfahren ist im Rahmen der vom Autor betreuten Masterarbeit von Herrn Roméo Lecomte entstanden [Lec13] und ist in [Wei15] publiziert worden. Die auf Grund einer Antriebsspannung zwischen einer Aktuierungselektrode und der Spiegelplattenelektrode resultierende Winkel-Spannungs-Kennlinie wird durch eine konstante äußere Elektrodenspannung  $U_{\text{äußere Elkr}}$  verschoben. Hierbei wird die äußere Elektrode verwendet, die sich auf der gleichen Spiegelseite befindet wie die verwendete Aktuierungselektrode. Die Simulation in Abb. 7.8 zeigt die für verschiedene äußere Elektrodenspannungen  $U_{\text{äußere Elkr}}$  entstehende Kurvenschar. Bei der Simulation handelt es sich um eine Kombination aus FEM-basierter Berechnung des elektrostatischen Antriebsmomentes (Kap. 4.2) mit einer analytischen Beschreibung des mechanischen Widerstandsmomentes (Gl. 4.17), wobei für die Berechnung des Widerstandsmomentes die Federsteifigkeit messtechnisch aus der Frequenzantwort (Kap. 4.5) ermittelt worden ist. Diese Vorgehensweise liefert, wie bereits in Kap. 4.3 gezeigt, eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. In diese Kurvenschar wird eine Gerade hineingelegt, welche die gewünschte Winkel-Spannungs-Kennlinie darstellt. Hierbei muss man einen Kompromiss zwischen Kurvensteilheit und erreichbarer Winkelauslenkung eingehen.

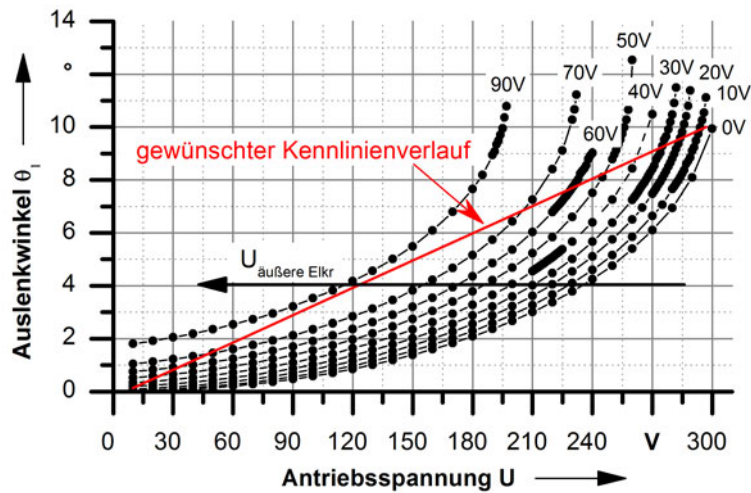


Abb. 7.8: Simulierte Winkel-Spannungs-Kennlinien in Abhängigkeit einer zusätzlichen Spannung an der äußeren Elektrode, Spiegeltyp 2a

Aus den Schnittpunkten der Winkel-Spannungs-Kennlinie mit der Geraden aus Abb. 7.8 wird eine Ansteuerfunktion interpoliert. Abb. 7.9 zeigt die ermittelte Ansteuerfunktion (Polynom 4. Grades). Diese Ansteuerfunktion bei Verwendung der Verschaltung aus Abb. 7.7 ist für die Spiegelauslenkung verwendet worden. Es ist eine gute Linearität der resultierenden Winkel-Spannungs-Kennlinie mit guter Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation feststellbar. Die Ansteuerfunktion erzielt eine ausgleichende Wirkung der ansonsten stark nicht linearen Winkel-Spannungs-Kennlinie. Die Ansteuerfunktion steigt zu Beginn stark an und damit das zusätzliche Antriebsmoment durch die äußere Elektrode, da ansonsten die Winkel-Spannungs-Kennlinie bei Verwendung von nur einer Aktuierungselektrode zu Beginn sehr flach verläuft. Mit zunehmender Auslenkung und damit Reduktion des Abstandes zwischen Spiegelplattenelektrode und den Antriebselektroden fällt die Funktion und damit nimmt das zusätzliche Antriebsmoment ab. Im Ergebnis erhält man eine Winkel-Spannungs-Kennlinie, deren Steilheit und Linearitätsgrad von der gewählten Ansteuerfunktion abhängt.



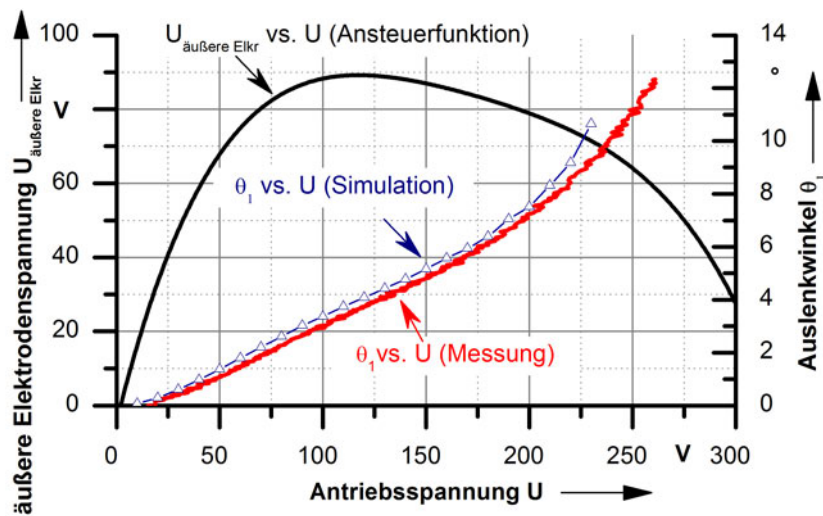


Abb. 7.9: Ansteuerfunktion und resultierende Winkel-Spannungs-Kennlinie, Spiegeltyp 2a

## 7.3 Nachführregelungsexperimente

Um die Eignung der Spiegel und Ansteuerverfahren hinsichtlich des Verfolgens eines bewegten Objektes zu testen, sind Experimente durchgeführt worden. Die Experimente sind zusammen mit Herrn Dipl.-Ing. Tran Trung Nguyen vom Fachgebiet Systemanalyse der TU Ilmenau durchgeführt worden. Herr Nguyen ist für den Reglerentwurf der Nachführregelung verantwortlich gewesen. Es handelt sich hierbei um eine lineare Regelung mit einem PID-Regler. Dies bedeutet, dass eine lineare Abhängigkeit zwischen der Spiegelauslenkung und der Antriebsspannung angenommen wird. Der Experimentalaufbau ist in Abb. 7.10 dargestellt. Er besteht aus einem Positionsdetektor (PSD), der an einer Linearachse befestigt ist und ein Laserstrahl, der vom Spiegel auf den Detektor gelenkt wird. Das Signal des Positionsdetektors wird für die Nachführregelung des Spiegels verwendet. Dabei handelt es sich um ein Spannungsverhältnis, welches einen annähernd linearen Zusammenhang zur Abweichung des Lichtschwerpunktes vom PSD-Mittelpunkt liefert. Bei einem PSD-Signal von Null befindet sich der Strahl im Zentrum des Positionsdetektors, während ein Signal von  $\pm 1$  ein Auftreffen am äußersten Rand bedeutet. Die Nachführregelung ist in einem Rapid Control Prototyping System der Firma dSPACE implementiert. Die Ausgangssignale vom dSPACE-System werden mit einem Analogverstärker verstärkt und zur Spiegelansteuerung verwendet.

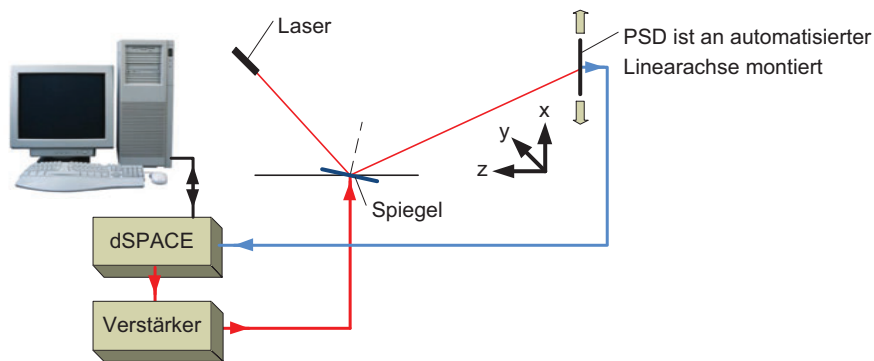


Abb. 7.10: Experimentalaufbau für die Nachführregelungsexperimente

Das Ergebnis eines dieser Experimente ist in Abb. 7.11 erkennbar. Der Spiegel wird hierbei durch eine Differenzialansteuerung nach Abb. 7.1 ausgelenkt. Dies bedeutet, dass der Spannungsunterschied zwischen Aktuierungselektrode 1 und 2 zur Spiegelauslenkung führt. In diesem Beispiel ist die Nulllage des Spiegels erreicht, wenn an beiden Aktuierungselektroden eine Spannung von 90 V angelegt ist. Dies entspricht in etwa der halben maximalen Antriebsspannung bei Verwendung der Einseitenansteuerung, bis der Spiegel auf Grund der hohen Nichtlinearität der Kennlinie zu instabil zum Ansteuern wird. Zu Beginn des Experiments ist der Spiegel durch die höhere Spannung an Aktuierungselektrode 1 in diese Richtung hin ausgelenkt. Der Laserstrahl befindet sich im PSD-Mittelpunkt, erkennbar am PSD-Signal von Null. Die Linearachse wird nun manuell aktiviert und bewegt sich darauf mit einer Geschwindigkeit von 50 mm/s. Der Spiegel folgt der Bewegung mit einem gewissen regelungstechnisch bedingten Schleppfehler, erkennbar am PSD-Signal. Ein kleiner Schleppfehler ist notwendig, um feststellen zu können, wie der Spiegel aktuiert werden muss. Das Ziel ist es jedoch, den Schleppfehler so gering wie möglich zu halten sowie Schwingungen des Spiegels zu vermeiden. Kurz nachdem die Linearachse ihre Endlage erreicht hat, beträgt das PSD-Signal wieder Null. Nun wird die Linearachse derart aktiviert, dass sie sich in die entgegengesetzte Richtung bewegt. Das Experiment ist mit einer Geschwindigkeit von 80 mm/s wiederholt worden, was der Maximalgeschwindigkeit der Linearachse entspricht. Bei der höheren Verfahrensgeschwindigkeit ist der Schleppfehler etwas größer. Der Abstand des Spiegels zur PSD beträgt ca. 15 cm und der Spiegel ist in einem Bereich von ca.  $\pm 5,5^\circ$  ausgelenkt worden. Die maximal getestete Winkelgeschwindigkeit für eine Verfahrensgeschwindigkeit von 80 mm/s beträgt etwa  $9^\circ/\text{s}$ . Nach dem Abbremsen der Linearachse ist nur ein sehr geringes Nachschwingen des Spiegels erkennbar.

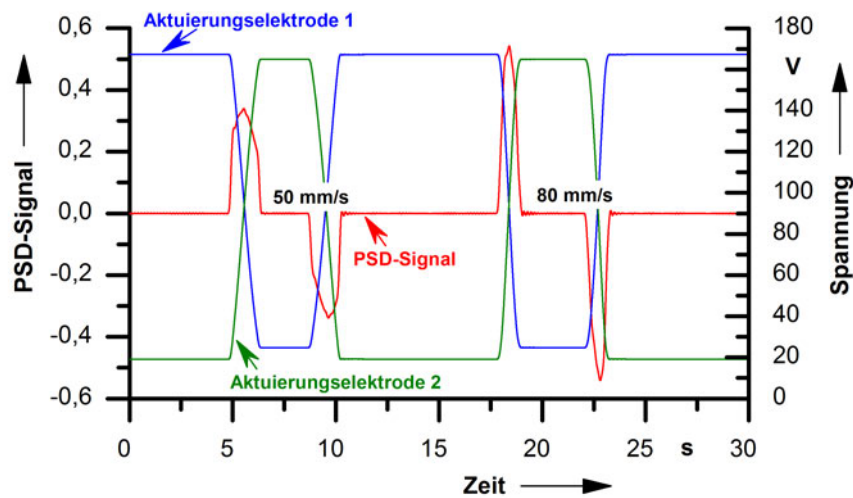


Abb. 7.11: Verfolgen einer Linearbewegung mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Richtungen bei Verwendung eines 1-D-Spiegels (Typ 2b) mit Differenzialansteuerung

Für die hohe Nichtlinearität der Regelstrecke bei Verwendung einer Differenzialansteuerung ist der Einsatz einer einfachen linearen Regelung nur bedingt geeignet. Eine Möglichkeit zur Optimierung ist die Verwendung von nicht linearen Regelungsmethoden. Dazu benötigt man eine mathematische Beschreibung der Winkel-Spannungs-Kennlinie ( $\theta_1 = f(U)$ ). Durch Bilden der inversen Funktion  $U_{soll} = f^{-1}(\theta_{1-soll})$ , die jeweils die anzulegende Antriebsspannung  $U_{soll}$  für den benötigten Sollwert der Spiegelauslenkung  $\theta_{1-soll}$  berechnet, kann eine mathematische Linearisierung der Regelstrecke erreicht werden. Dies fordert neben der mathematischen Beschreibung jedoch zwingend die Erfassung der aktuellen Winkelposition  $\theta_{1-ist}$  der Spiegelauslenkung. Die hergestellten Mikrospiegel haben jedoch keine integrierte Sensorik zur Bestimmung des Auslenkwinkels. Des Weiteren besteht weiterhin die Problematik, dass am Ende des nutzbaren Winkelbereiches bereits kleine Abweichungen des Sollwerts der Antriebsspannung zu großen Änderungen der Auslenkung und letztlich auch schnell zur Instabilität (Pull-In) führen. Im Folgenden werden daher keine regelungstechnischen Ansätze zur Verbesserung der Spiegelnachführregelung verwendet, sondern die zuvor beschriebenen neuartigen Ansteuermethoden auf ihre Eignung hin untersucht. Die Zielstellung dieser neuartigen Ansteuermethoden ist es, mit den linearisierten Winkel-Spannungs-Kennlinien den nutzbaren Winkelbereich zu erhöhen und den Schleppfehler zu reduzieren. Ein geringerer Schleppfehler ermöglicht eine höhere Dynamik der Ansteuerung und verbessert die Genauigkeit der Positionsbestimmung für die Anwendung in einem Mikrotrackersystem.

Abb. 7.12 zeigt das Ergebnis eines Nachführregelungsexperimentes bei Verwendung der Ansteuerung mit Gegenmoment mit der Verschaltung aus Abb 7.4. Der Spiegel ist hierbei wie-

derum ausgelenkt und der Laserstrahl befindet sich in der Mitte der PSD. Der Spiegel wird nun bei Veränderung der Spannung in Aktuierungselektrode 2 so ausgelenkt, dass er der PSD-Bewegung folgt. Die Nachführregelung wird bei Verwendung von einer Spiegelseite im Arbeitsbereich zwischen  $3,1^\circ$  und  $9,4^\circ$  demonstriert. Die Linearachse ist etwa 30,5 cm vom Spiegel entfernt und die getestete maximale Winkelgeschwindigkeit liegt bei  $5,5^\circ/\text{s}$ . Die linearisierte Ansteuerung zeigt sich als sehr vorteilhaft, so dass der Schleppfehler trotz deutlich größeren Abstandes zur Linearachse kleiner ist als im Falle der Differenzialansteuerung.

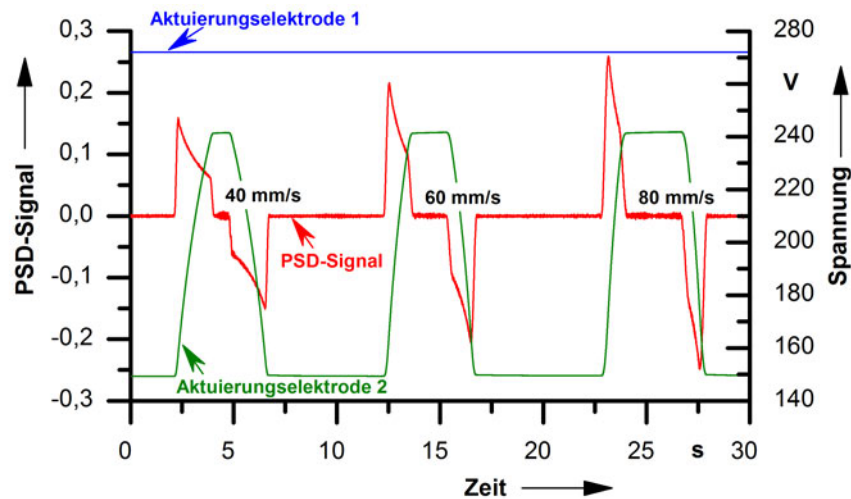


Abb. 7.12: Verfolgen einer Linearbewegung mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Richtungen mittels 1-D-Spiegeln (Typ 3c) bei Verwendung der linearisierten Ansteuerung mittels Gegenmoment

Ein Nachführregelungsexperiment bei Verwendung der linearisierten Ansteuerung mit der Verschaltung aus Abb. 7.7 ist in Abb. 7.13 erkennbar. Hierbei wird die Auslenkung an einer Spiegelseite demonstriert. Der Spiegel wird hierbei von ca.  $0,8^\circ$  auf  $12,3^\circ$  ausgelenkt. Die Nachführregelung erfolgt wiederum für drei verschiedene Verfahrgeschwindigkeiten. Der Spiegel ist ca. 8,5 cm von der Linearachse entfernt und die maximale Winkelgeschwindigkeit beträgt  $14,7^\circ/\text{s}$ . Der Schleppfehler steigt bei höheren Verfahrgeschwindigkeiten nur geringfügig, was vermuten lässt, dass noch deutlich höhere Bewegungen verfolgt werden könnten. Das Spiegelschwingen beim Abbremsen der Linearachse ist in diesem Experiment am geringsten.

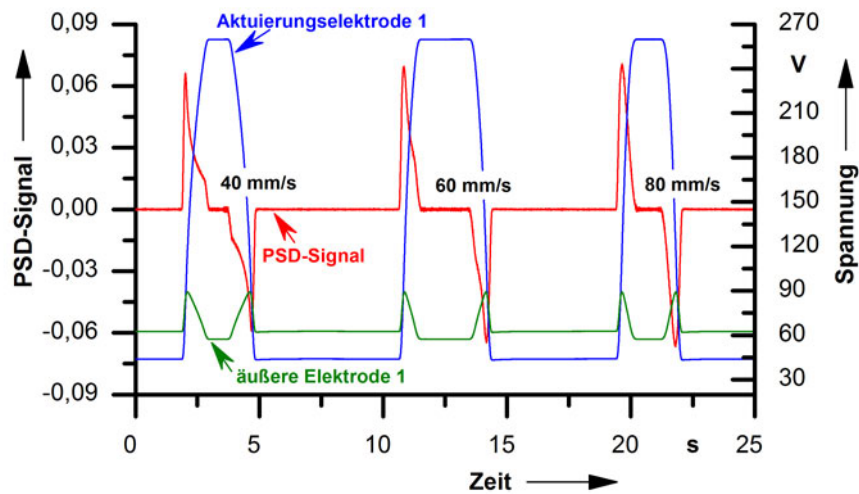


Abb. 7.13: Verfolgen einer Linearbewegung mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Richtungen mittels 1-D-Spiegels (Typ 2a) bei Verwendung der Ansteuerung mit Ansteuerfunktion

## 7.4 Bewertung der Ansteuerverfahren

Bezogen auf den Abstand des Spiegels zur Linearachse sind die Schleppfehler zwischen den beiden entwickelten linearisierten Ansteuerungen bei den Nachführregelungsexperimenten etwa gleich groß und stellen eine deutliche Verbesserung zur herkömmlichen Differenzialansteuerung dar. Die maximale Winkelgeschwindigkeit ist beim Nachführregelungsexperiment mit der linearisierten Ansteuerung mit Ansteuerfunktion, jedoch mehr als 2,5 mal so groß wie bei der linearisierten Ansteuerung mit Gegenmoment. Die Nachführregelungsexperimente demonstrieren die Eignung der Spiegel zum Verfolgen einer Linearbewegung über einen großen Winkelbereich mit hoher Dynamik. Ein exakter quantitativer Vergleich zwischen den drei Experimenten bezogen auf den Winkelbereich, der Winkelgeschwindigkeit und dem Schleppfehler ist nicht zulässig. Aus experimentellen Gründen sind verschiedene Spiegelproben verwendet worden und der Abstand zwischen Spiegel und Linearachse sowie die Reglerparameter sind jeweils neu angepasst worden. Es ist jedoch leicht ersichtlich, dass eine linearisierte Winkel-Spannungs-Kennlinie sehr vorteilhaft für den verwendeten linearen PID-Regler ist. Hierdurch kann der gesamte stabile Winkelbereich verwendet werden und die Dynamik ist deutlich größer als bei einer Differenzialansteuerung mit nicht linearer Winkel-Spannungs-Kennlinie. Die Ansteuerung mit Ansteuerfunktion hat den Vorteil gegenüber der Ansteuerungsmethode mit Gegenmoment, dass der instabilste Arbeitspunkt beim Maximalwinkel liegt und nicht bei der Nulllage. Beim Ansteuerungsverfahren mit Gegenmoment, Einseiten- oder Differenzialansteuerung

muss im Vorfeld nur die Pull-In-Spannung bekannt sein. Die Ansteuerung mit Ansteuerfunktion benötigt hingegen zur Ermittlung einer geeigneten Ansteuerfunktion eine experimentell oder simulativ ermittelte Kurvenschar der Winkel-Spannungs-Kennlinie. Die Differenzialansteuerung und die Ansteuerung mit Ansteuerfunktion bei Verwendung der Diodenschaltung aus Abb. 7.7 bieten den Vorteil, dass die Elektrodenkonfiguration beim Überschreiten der Nulllage von der einen in die andere Richtung nicht geändert werden muss. Regelungstechnisch bedeutet dies, dass man kontinuierlich um den Nullpunkt herum regeln kann und keine plötzliche Änderung der Konfiguration hat. Dies vereinfacht die Regelung und vermeidet Umschaltzeiten, die sich negativ auf die Dynamik auswirken. Bei den linearisierten Ansteuerverfahren kann eine maximale quasistatische Auslenkung erzielt werden, die in etwa der einer Einseitenansteuerung entspricht. Bei der Differenzialansteuerung hingegen wird die maximal erzielbare Auslenkung durch die anfängliche Spannung zwischen den Aktuierungselektroden und der Spiegelplattenelektrode in der Nulllage ( $U_{res}(\theta_1 = 0^\circ)$ ) reduziert (Abb. 7.2). Für den vorgesehenen Einsatz des hoch dynamischen Verfolgens einer Linearbewegung mit großem Winkelbereich ist daher die Ansteuerung mit Ansteuerfunktion am geeignetsten.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit sind uniaxiale und kardanisch aufgehängte Mikrospiegel mit Spiegelplattengrößen von 1 mm x 1,2 mm untersucht worden. Die Zielstellung besteht in der quasistatischen Messstrahlnachführung in einem optischen Mikrotrackersystem. Ein Mikrotrackersystem ermöglicht eine direkte berührungslose Positionsbestimmung eines an einem Objekt befestigten Retroreflektors mit Hilfe von interferometrischen Längenmessungen. Die Strahlaufweitung des zurückreflektierten Messstrahls macht Spiegelplattengrößen  $> \varnothing 1$  mm notwendig. Auf Grund der guten Herstellbarkeit mit den Technologien der Mikrosystemtechnik, des kompakten Aufbaus und der hohen Dynamik werden die Mikrospiegel elektrostatisch aktuiert. Die Verwendung von Plattenaktoren mit großem Luftspalt ermöglichen hierbei große Auslenkwinkel. Die Kraftwirkung von elektrostatischen Aktoren ist jedoch gering und die maximal anlegbare elektrische Spannung wird durch die Durchbruchspannung begrenzt. Bei den hergestellten Spiegeln liegt die maximal mögliche Antriebsspannung bei etwa 400 V. Um dennoch große quasistatische Auslenkungen erreichen zu können, werden sehr rotationsweiche aber ausreichend stabile Torsionsfedern verwendet. Hierzu wird in dieser Arbeit erstmalig Aluminiumnitrid (AlN) als Torsionsfedermaterial verwendet. Die AlN-Schichtdicke der hergestellten Torsionsfedern liegt bei 300 bzw. 500 nm. Zum Herausführen eines elektrischen Kontakts der Spiegelplattenelektrode ist die AlN-Schicht mit einer 100 nm dicken Aluminiumschicht (Al) überzogen, zur mechanischen Festigkeit wird diese Schicht jedoch nicht benötigt. Die nanokristalline Struktur von AlN führt zu hoher Stabilität und verhindert Rissausbreitungen durch die große Dichte an Korngrenzen sehr effektiv. Die experimentell ermittelte Bruchspannung von Torsionsfedern mit einem Schichtaufbau bestehend aus einer 500 nm dicken AlN-Schicht und einer 100 nm Al-Schicht beträgt etwa 1,5 GPa. Die Abscheidung von AlN erfolgt kostengünstig durch Reaktivsputtern in einem CMOS-kompatiblen Prozess.

Neben planaren Torsionsfedern mit Rechteckquerschnitt sind dreidimensional geformte Torsionsfedern mit V- bzw. Trapezquerschnitt erforscht worden. Die Motivation hierfür bestand darin, die Biegesteifigkeit bei nur geringfügiger Erhöhung der Torsionssteifigkeit deutlich zu erhöhen. Durch Ermitteln der Frequenzantwort bei Rotations- und Biegeschwingungen mit einem Vibrometer sind die Torsions- und Biegesteifigkeiten bestimmt worden. Hierbei zeigt

sich bei den Federn mit V-Querschnitt (12,5  $\mu\text{m}$  Breite, 350 bzw. 550  $\mu\text{m}$  Länge und 5,3  $\mu\text{m}$  Tiefe) und den schmalsten Federn mit Trapezquerschnitt (28,5  $\mu\text{m}$  Breite, 350  $\mu\text{m}$  Länge und 6  $\mu\text{m}$  Tiefe) eine Erhöhung des Biege- zu Torsionssteifigkeitsverhältnisses im Vergleich zu den planaren Federn mit identischer Breite und Länge. Bei längeren oder breiteren Federn mit Trapezquerschnitt konnte jedoch kein höheres Biege- zu Torsionssteifigkeitsverhältnis gegenüber den planaren Federn erzielt werden. Bei den planaren Federn kommt es zu einem Wölben, bedingt durch den intrinsischen Spannungszustand. Dieses Wölben resultiert sowohl aus einem unterschiedlichen Schichtspannungszustand der AlN- und Al-Schicht als auch aus einem Schichtspannungsgradienten in der AlN-Schicht. Die Wölbung der planaren Federn führt zu einem deutlichen Erhöhen der Biegesteifigkeit im Vergleich zu einer perfekt planaren Feder. Dies ist bei den breiten und langen Federn am stärksten ausgeprägt und führt dazu, dass die dreidimensional geformten Federn zu keiner Erhöhung der Biegesteifigkeit mehr führen. Entgegen den theoretischen Betrachtungen sind die gemessenen Rotationssteifigkeiten bei fast allen dreidimensional geformten Federn geringer als bei den planaren Federn mit gleicher Breite. Die Ursache hierfür konnte nicht identifiziert werden, eine mögliche Erklärung besteht jedoch darin, dass die Nahtstellen zwischen den verschiedenen Seitenwänden bei den dreidimensional geformten Federn zu einer erhöhten rotatorischen Nachgiebigkeit führen. Die dreidimensionale Form wirkt einer Verformung durch intrinsische Spannungen entgegen und bietet daher den Vorteil, dass das Federverhalten weniger vom Spannungszustand, sondern mehr durch die designbedingte Formgebung bestimmt wird. Da sich bei den Experimenten keine signifikanten Vorteile der dreidimensional geformten Federn im mechanischen Verhalten gegenüber den planaren Federn gezeigt haben, sind die Mikrospiegel mit den technologisch einfacher umsetzbaren planaren Federn hergestellt worden. In Dauerschwingversuchen sind die Torsionsfedern auf ihre Lebensdauer hin untersucht worden. Planare Torsionsfedern sind dabei etwa  $85 \cdot 10^6$  Schwingungen mit einer Schwingungsamplitude von  $\pm 3^\circ$  angeregt worden. Dies entspricht etwa 1/4 der vorgesehenen maximalen Spiegelauslenkung. Es ist ein Ansteigen der Federsteifigkeit von bis zu 4% feststellbar. Die Ursache liegt vermutlich in Materialumformungen (Kaltverfestigung). Die Torsionsbelastung führt wahrscheinlich zu einer Zunahme der Versetzungen im Aluminium, die sich gegenseitig an der Bewegung hindern und somit zur Festigkeitssteigerung führen. Des Weiteren ist die Änderung der Federsteifigkeit bedingt durch Temperaturänderungen untersucht worden. Die experimentell bestimmte Änderung der Rotationssteifigkeit liegt bei  $\Delta K_{rot}/(K_{rot} \cdot \Delta T) = -3,1 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Dies ist so gering, dass normale Temperaturschwankungen keinen signifikanten Einfluss auf die Federsteifigkeit ausüben.

Bei den kardanisch aufgehängten Spiegeln sind quasistatische Auslenkungen der Spiegelplatten in einem Bereich von  $-7,3^\circ$  bis  $+9,3^\circ$  und der Rahmen im Bereich von  $-10,9^\circ$  bis  $+6,2^\circ$  erreicht worden, bevor es zur Instabilität (Pull-In-Effekt) kommt. Auf Grund von Justageun-



genauigkeiten sind die Kennlinien unsymmetrisch. Beim Auslenken von Rahmen und Spiegelplatte kommt es zu einer Querbeeinflussung und dadurch zu einem vorzeitigen Pull-In, der die Auslenkung deutlich reduziert. Die Spiegelplatte kann etwa bis zu einer Rahmenauslenkung von etwa  $\pm 2^\circ$  voll ausgelenkt werden. Bei uniaxialen Mikrospiegeln sind quasistatische Spiegelauslenkungen von etwa  $\pm 12^\circ$  erreicht worden. Dies ermöglicht eine Objektverfolgung entlang einer Linie von etwa 89 cm bei einem vertikalen Abstand des Spiegels zum Retroreflektor von 1 m. Damit wurde die Zielvorgabe für eine ebene Bewegung mit einer Strahlablenkung von mehr als  $\pm 20^\circ$  erfüllt. Für den Fall einer räumlichen Objektverfolgung konnte die angestrebte Strahlablenkung von  $\approx \pm 20^\circ$  in allen Raumrichtungen jedoch nicht erreicht werden.

Die in dieser Arbeit hergestellten Spiegel zeigen eine reproduzierbare Winkel-Spannungskennlinie mit einem leichten Hystereseverhalten, was für die vorgesehene Mikrotrackerapplikation jedoch unkritisch ist, da dort der Spiegel geregelt betrieben wird. Die Forschungsaktivitäten in der vorliegenden Arbeit zielen auf eine quasistatische Spiegelauslenkung ab, jedoch können die Spiegel auch digital betrieben werden und die uniaxialen Spiegel erreichen beim Überschreiten der Pull-In-Spannung eine Spiegelauslenkung von etwa  $\pm 21^\circ$ . Die untersuchten uniaxialen Spiegel weisen Eigenfrequenzen der rotatorischen Schwingung in einem Bereich von 37 bis 264 Hz auf. Die Eigenfrequenzen der Vertikalschwingung sind ca. 22 bis 40 mal höher. Bei den kardanisich aufgehängten Spiegeln sind die Resonanzfrequenzen der rotatorischen Rahmenschwingung im Bereich von 12 bis 55 Hz, die der Spiegelplatte im Bereich von 51 bis 162 Hz und die phasengleiche Vertikalschwingung von Spiegelplatte und Rahmen im Frequenzbereich von 990 bis 2884 Hz experimentell bestimmt worden.

Elektrostatisch betriebene Mikrospiegel mit Plattenaktoren haben üblicher Weise eine hoch nichtlineare Winkel-Spannungskennlinie. Insbesondere am Ende der Kennlinie ist es auf Grund der hohen Nichtlinearität schwierig, die Spiegelposition exakt einstellen zu können. Es wurden daher neuartige Ansteuerungsverfahren zur Linearisierung der Winkel-Spannungskennlinie der uniaxialen Mikrospiegel entwickelt. Diese ermöglichen eine Auslenkung in etwa so groß wie die einer Einseitenansteuerung mit nahezu linearer Winkel-Spannungskennlinie. Des Weiteren ermöglicht eine lineare Kennlinie eine hoch dynamische Regelung der Spiegelposition bei Verwendung eines einfachen linearen Reglers über den gesamten stabilen Arbeitsbereich.

Mit Nachführregelungsexperimenten ist die Eignung der uniaxialen Mikrospiegel für die Anwendung in einem Mikrotrackersystem demonstriert worden. Es wurden Winkelgeschwindigkeiten der Spiegelplattenauslenkung von bis zu  $14,7^\circ/\text{s}$  getestet. Noch höhere Winkelgeschwindigkeiten konnten aus experimentellen Gründen nicht untersucht werden. Die angestrebte Winkelgeschwindigkeit liegt bei  $>22,5^\circ/\text{s}$ , was das Verfolgen eines mit 1 m/s bewegten Objek-

tes, bei einem vertikalen Abstand des Mikrospiegels zum Retroreflektor von 1 m, ermöglichen würde.

Der Reflexionsgrad der Spiegelfläche für HeNe-Laserlicht ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ), das in der Zielapplikation verwendet wird, beträgt ca. 90% und erfüllt damit das angestrebte Reflexionsvermögen. Die Rauigkeit der Spiegelfläche ist mit einem  $R_a$  von 1 bis 2 nm sehr gering. Zur Vermeidung von ungewollten Interferenzerscheinungen wird eine Unebenheit der Spiegelplatte kleiner als ein Viertel der Wellenlänge des Messstrahls angestrebt. Dieses Kriterium wird nicht von allen, jedoch vielen Spiegeln mit einer Plattendicke zwischen 55 bis 70  $\mu\text{m}$  erfüllt. Die maximal gemessene Durchbiegung liegt bei etwa 0,3  $\mu\text{m}$  ( $R > 0,8 \text{ m}$ ). Spiegel mit deutlich dünneren Plattendicken von etwa 15  $\mu\text{m}$  weisen hingegen deutlich größere Durchbiegungen im Bereich 1,5 bis 3  $\mu\text{m}$  ( $R \approx 0,08$  bis 0,15 m) auf. Eine Exzentrizität zwischen der Spiegelfläche und der Rotationsachse führt unkompensiert zu Messfehlern bei der interferometrischen Längenmessung. Die Mikrospiegel weisen mit Torsionsfederdicken  $< 600 \text{ nm}$ , die direkt mit der Spiegelfläche verbunden sind, eine sehr geringe Exzentrizität auf. Zur Vermeidung von einer Exzentrizität durch ein Durchwölben der Torsionsfedern sind diese zugverspannt. Die Verschiebung der Spiegelplatte in Folge einer elektrostatischen Aktuierung wurde messtechnisch mit Hilfe eines Weißlichtinterferenzmikroskops untersucht (statischer Belastungsfall). Die Verschiebung ist im Bereich der Messunsicherheit, aber ganz sicher  $\ll 1 \mu\text{m}$ . Die gemessene Vorauslenkung der Spiegelplatte im unaktuierten Zustand beträgt im Durchschnitt  $0,2^\circ$  in einem Bereich von  $0,01^\circ$  bis  $0,6^\circ$  und ist damit für die vorgesehene Applikation unkritisch.

Es ist sinnvoll, in weiterführenden Arbeiten eine Sensorik zur Erfassung der Spiegelplattenposition zu integrieren. Dadurch kann die Querbeeinflussung bei den kardanisch aufgehängten Spiegeln beim Auslenken von Rahmen und Spiegelplatte erfasst und durch eine geeignete Ansteuerung kompensiert werden. Des Weiteren erhält man dadurch eine weitere Messgröße, die in dem Mikrotrackersystem für eine verbesserte Spiegelregelung sowie Positionserfassung des Retroreflektors verwendet werden kann. Vorstellbar ist eine optische Detektion der Spiegelplattenposition durch Ablenken eines Laserstrahls von der Spiegelplattenrückseite und Detektion durch einen Positionssensor [Aka07]. Zum Erreichen der notwendigen Transparenz können die AlCu-Elektroden auf dem Glassubstrat durch ITO-Elektroden ersetzt werden. Eine weitere sinnvolle Optimierung besteht darin, die Spiegelplattendicke zu reduzieren, ohne dabei jedoch die Spiegelplattenkrümmung zu erhöhen. Dadurch kann die 1. Eigenfrequenz erhöht und damit die Dynamik gesteigert werden. Dazu sind Arbeiten an der Verringerung der Schichtspannung auf der Spiegelplattenfläche bzw. Spannungskompensationen notwendig.

# A Anhang

## A.1 Berechnung der Torsionsträgheitsmomente

Das Torsionsträgheitsmoment  $I_t$  für dünnwandige offene Profilquerschnitte (Abb. A.1) lässt sich nach Gl. A.1 berechnen [Dan09]. Dabei kann das Torsionsträgheitsmoment für das Profil durch Addition der Anteile von einzelnen Profilabschnitten näherungsweise berechnet werden. Dabei ist  $t_i$  die Wanddicke und  $l_i$  die Länge entlang der Mittellinie für die einzelnen Profilabschnitte.

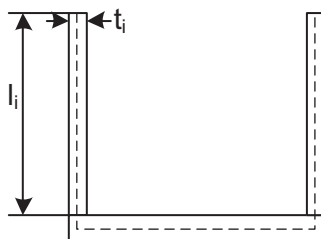


Abb. A.1: Offenes Profil mit den Wanddicken  $t_i$  und mittleren Längen  $l_i$

$$I_t \approx \frac{1}{3} \sum_0^l t_i^3 \cdot l_i \quad (\text{A.1})$$

Ausgehend von den vorhergehenden Betrachtungen lassen sich für die untersuchten Federformen nach Abb. 3.2 die Torsionsträgheitsmomente  $I_t$  wie folgt berechnen:

Für die flache Federform gilt:

$$I_t \approx \frac{1}{3} \cdot t_{fe}^3 \cdot w_{fe} \quad (\text{A.2})$$

Für die halbrunde Federform gilt:

$$I_t \approx \frac{1}{3} \cdot t_{fe}^3 [\pi \cdot h_{gr} + 2 \cdot w_{rand}] \quad (\text{A.3})$$

Für die Trapezform gilt:

$$I_t \approx \frac{1}{3} \cdot t_{fe}^3 \left[ w_{fe} - 2 \frac{h_{gr}}{\tan(54,7^\circ)} + 2 \frac{h_{gr}}{\sin(54,7^\circ)} \right] \quad (\text{A.4})$$

Für die U-Form gilt:

$$I_t \approx \frac{1}{3} \cdot t_{fe}^3 [w_{fe} + 2 \cdot h_{gr}] \quad (\text{A.5})$$

## A.2 Materialparameter

Im Folgenden werden die für die Simulation verwendeten Materialparameter aufgelistet. In Tab. A.1 sind die Materialparameter von Aluminiumnitrid zusammengefasst. Der aufgelistete E-Modul  $E$  und die Querkontraktionszahl  $\nu$  sind für die  $\{0001\}$  c-Ebene gültig. Da keine Parameter für die anderen Kristallebenen bekannt sind, wird in einer isotropen Näherung nur mit diesen Werten gerechnet. Für ein isotropes Materialverhalten lässt sich der Gleitmodul  $G$  mit Hilfe des E-Moduls  $E$  und der Querkontraktionszahl  $\nu$  durch die Gl. A.6 berechnen.

$$G = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)} \quad (\text{A.6})$$

Tab. A.1: Materialparameter von AlN

			Quelle
Elastizitätsmodul	$E$	283 GPa	[Tho95]
Querkontraktionszahl	$\nu$	0,287	[Tho95]
Gleitmodul	$G$	110 GPa	
Dichte	$\rho$	3,23 g/cm <sup>3</sup>	[Gol01]
Relative Permittivität	$\epsilon_r$	9	[Gol89]

Die für die Simulation verwendeten Materialparameter von Al sind in Tab. A.2 aufgelistet. Der Gleitmodul ist ebenfalls nach Gl. A.6 berechnet worden.

Tab. A.2: Materialparameter von Al

			Quelle
Elastizitätsmodul	$E$	70 GPa	[Chin97]
Querkontraktionszahl	$\nu$	0,33	[MIT]
Gleitmodul	$G$	26 GPa	

Die Materialparameter von monokristallinem  $\{100\}$ -Silicium mit dem Berechnungskoordinatensystem aus Abb. A.2 sind in Tab. A.3 zusammengefasst.

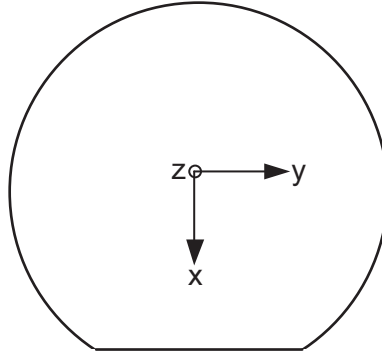


Abb. A.2: Berechnungskoordinatensystem bei einem  $\{100\}$ -Siliciumsubstrat

Tab. A.3: Materialparameter von monokristallinem  $\{100\}$ -Silicium

			Quelle
Elastizitätsmodul	$E_x$	169 GPa	[Mehn00]
	$E_y$	169 GPa	
	$E_z$	130 GPa	
Querkontraktionszahl	$\nu_{yx}$	0,062	[Mehn00]
	$\nu_{zx}$	0,362	
Gleitmodul	$G_{xy}$	50,85 GPa	[Mehn00]
	$G_{xz}$	79,55 GPa	
	$G_{yz}$	79,55 GPa	
Dichte	$\rho$	2,329 g/cm <sup>3</sup>	[Ger97]
Relative Permittivität	$\epsilon_r$	11,7	[Ger97]

### A.3 Einheitsvektor des abgelenkten Laserstrahls bei kardanisch aufgehängten Spiegeln

Die Einheitsmatrix  $K_b$  des kartesischen ortsfesten Basiskoordinatensystems lautet:

$$K_b = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

Im Folgendem wird nun der Normalenvektor  $\vec{n}$  zur Spiegelfläche durch Drehen des Koordinatensystems mit den Winkeln  $\theta_1$  und  $\theta_2$  berechnet. Im ersten Schritt wird das Basiskoordinatensystem im Falle einer Drehung des Rahmes mit dem Winkel  $\theta_1$  um seine z-Achse gedreht. Für die Rotationsmatrix  $R_z$  gilt:

$$R_z = \begin{pmatrix} \cos \theta_1 & \sin \theta_1 & 0 \\ -\sin \theta_1 & \cos \theta_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Es ergibt sich das gedrehte Koordinatensystem  $K_z$ :

$$K_z = R_z \cdot K_b \quad (\text{A.9})$$

Das Koordinatensystem  $K_z$  wird nun im Falle einer Auslenkung  $\theta_2$  um seine y-Achse mit Hilfe der Drehmatrix  $R_y$  gedreht.

$$R_y = \begin{pmatrix} \cos \theta_2 & 0 & \sin \theta_2 \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_2 & 0 & \cos \theta_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

Es ergibt sich das gedrehte Koordinatensystem  $K_{zy}$ :

$$K_{zy} = R_y \cdot K_z \quad (\text{A.11})$$

Der Normalenvektor  $\vec{n}$  ist nun die x-Komponente der Matrix  $K_{zy}$ .

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} \cos \theta_2 \cdot \cos \theta_1 \\ \cos \theta_2 \cdot \sin \theta_1 \\ \sin \theta_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Der Einheitsvektor für den einfallenden Laserstrahl  $\vec{q}$  lässt sich durch Drehung der x-Koordinate des Basiskoordinatensystems um die y-Achse des Basiskoordinatensystems um den Winkel  $\varepsilon_0$  ermitteln. Für den Einheitsvektor der x-Koordinate des Basiskoordinatensystems  $\vec{x}_b$  gilt:

$$x_b = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

Die Rotationsmatrix  $\tilde{R}_y$  für die Drehung des Vektors um die y-Achse ist:

$$\tilde{R}_y = \begin{pmatrix} \cos \epsilon_0 & 0 & -\sin \epsilon_0 \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \epsilon_0 & 0 & \cos \epsilon_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

Für den Einheitsvektor  $\vec{q}$  bei Berücksichtigung der Richtung mit dem negativen Vorzeichen gilt:

$$\vec{q} = -\tilde{R}_y \cdot x_b \quad (\text{A.15})$$

Der Einheitsvektor  $\vec{t}_e$  lässt sich nun mit Hilfe des Ansatzes aus [Zhu94, Zhu95] wie folgt berechnen:

$$\vec{q} \times \vec{n} = \vec{t}_e \times \vec{n} \quad (\text{A.16})$$

$$\vec{q} \cdot \vec{n} = \vec{t}_e \cdot \vec{n} \quad (\text{A.17})$$

Daraus folgt:

$$\vec{t}_e = \begin{pmatrix} (2 \cos(\theta_2)^2 \cos(\theta_1)^2 - 1) \cos \epsilon_0 + 2 \cos \theta_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2 \sin \epsilon_0 \\ 2 \cos(\theta_2)^2 \cos \theta_1 \sin \theta_1 \cos \epsilon_0 + 2 \cos \theta_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \epsilon_0 \\ 2 \cos \theta_2 \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos \epsilon_0 + (2 \sin(\theta_2)^2 - 1) \sin \epsilon_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$





## Literaturverzeichnis

- [Aba10] Ababneh, A.; Schmid, U.; Hernando, J.; Sánchez-Rojas, J.L; Seidel, H. (2010): The influence of sputter deposition parameters on piezoelectric and mechanical properties of AlN thin films. In: *Materials Science and Engineering: B* 172 (3), S. 253-258.
- [Aks03] Aksyuk, V. A.; Pardo, F.; Carr, D.; Greywall, D.; Chan, H. B.; Simon, M-E et al. (2003): Beam-steering micromirrors for large optical cross-connects. In: *Lightwave Technology, Journal of* 21 (3), S. 634-642.
- [API14] Firma Automated Precision, Inc. (2014): Produktübersicht. Abruf: 03.05.14. Online verfügbar unter <http://www.apisensor.com/index.php/products-en>.
- [Alb07] Albrecht, Arne; Polster, Tobias; Weinberger, Stefan (2007): Dünne piezoelektrische AlN Monomorph-Membranen. In: 8. Chemnitzer Fachtagung Mikromechanik & Mechatronik. Chemnitz, S. 53-58.
- [Aka07] Akase, K.; Sawada, R.; Higurashi, E.; Kobayashi, T.; Maeda, R.; Inokuchi, M. et al. (2007): Combined Device of Optical Microdisplacement Sensor and PZT-Actuated Micromirror. In: *Optical MEMS and Nanophotonics, 2007 IEEE/LEOS International Conference on : Optical MEMS and Nanophotonics, 2007*, S. 199-200.
- [Agu07] Agudelo, C.-G.; Zhu, G.; Saydy, L. (2007): Nonlinear closed-loop control of an electrostatic torsional micro-mirror by means of differential actuation. In: *Circuits and Systems, 2007. MWSCAS 2007. 50th Midwest Symposium on : Circuits and Systems, 2007. MWSCAS 2007. 50th Midwest Symposium on*, S. 658-661.
- [Bach95] Bach, Hans; Neuroth, Norbert (1995): *The Properties of optical glass*. Berlin, New York: Springer-Verlag (Schott series on glass and glass ceramics).
- [Balk06] Balke, Herbert (2006): *Einführung in die Technische Mechanik; Kinetik*. Berlin: Springer (Springer-Lehrbuch).
- [Beeb04] Beeby, Stephen (2004): *MEMS mechanical sensors*. Boston: Artech House (Artech House microelectromechanical system series).
- [Ber03] Bernstein, J.; Taylor, W. P.; Brazzle, J.; Kirkos, G.; Odhner, J.; Pareek, A.; Zai, M. (2003): Two axis-of-rotation mirror array using electromagnetic MEMS. In: *Micro Electro Mechanical Systems, 2003. MEMS-03 Kyoto. IEEE The Sixteenth Annual International Conference on : Micro Electro Mechanical Systems, 2003.*, S. 275-278.

- [Bou04] Bourouina, Tarik; Fujita, Hiroyuki; Reyne, Gilbert; M. E. Motamedi (2004): Optical Scanning. In: Motamedi, M. Edward: Micro-opto-electro-mechanical systems (MOEMS). Bellingham, Wash: SPIE.
- [Bry03] Bryzek, J.; Abbott, H.; Flannery, A.; Cagle, D.; Maitan, J. (2003): Control issues for MEMS. In: Decision and Control, 2003. Proceedings. 42nd IEEE Conference on : Decision and Control, 2003. Proceedings. 42nd IEEE Conference on : Decision and Control, 2003. Proceedings. 42nd IEEE Conference on, Bd. 3, S. 3039-3047 Vol.3.
- [Cam00] Camon, Henri; Larnaudie, Franck: Fabrication, simulation and experiment of a rotating electrostatic silicon mirror with large angular deflection. In: Micro Electro Mechanical Systems 2000, 13. annual international conference, S. 645-650.
- [Can08] Canjun Mu; Feiling Zhang; Liang Lu; Yaming Wu (2008): A novel electromagnetically actuated resonant MEMS scanning mirror with large deflection. In: Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, 2008. NEMS 2008. 3rd IEEE International Conference on : Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, 2008., S. 600-604.
- [Cha03] Chang-Hyeon Ji; Yong-Kweon Kim (2003): Electromagnetic micromirror array with single-crystal silicon mirror plate and aluminum spring. In: Lightwave Technology, Journal of 21 (3), S. 584-590.
- [Che11] Cheng, Jiangtao; Chen, Chung-Lung (2011): Adaptive beam tracking and steering via electrowetting-controlled liquid prism. In: Appl. Phys. Lett. 99 (19), S. 191108.
- [Chi03] Jin-Chern Chiou; Yu-Chen Lin (2003): A multiple electrostatic electrodes torsion micromirror device with linear stepping angle effect. In: J. Microelectromech. Syst. 12 (6), S. 913-920.
- [Chin97] Chinmulgund, M.; Inturi, R.B; Barnard, J.A (1995): Effect of Ar gas pressure on growth, structure, and mechanical properties of sputtered Ti, Al, TiAl, and Ti<sub>3</sub>Al films. In: Thin Solid Films 270 (1-2), S. 260-263.
- [Cho03] Cho, Hyoungh J.; Ahn, Chong H. (2003): Magnetically-driven bi-directional optical microscanner. In: J. Micromech. Microeng. 13 (3), S. 383-389.
- [Dan09] Dankert, Jürgen; Dankert, Helga (2009): Technische Mechanik. Statik, Festigkeitslehre, Kinematik/Kinetik; mit 128 Übungsaufgaben, zahlreichen Beispielen und weiteren Abbildungen und Aufgaben im Internet. 5. Aufl. Wiesbaden: Vieweg + Teubner (Studium).
- [Deg98] Degani, O.; Socher, E.; Lipson, A.; Lejtner, T.; Setter, D. J.; Kaldor, S.; Nemirovsky, Y. (1998): Pull-in study of an electrostatic torsion microactuator. In: Microelectromechanical Systems, Journal of 7 (4), S. 373-379.
- [Den12] Deng, Ruopeng; Muralt, P.; Gall, Daniel (2012): Biaxial texture development in aluminum nitride layers during off-axis sputter deposition. In: Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films 30 (5), S. 51501-051501-9.

- [Dic97] Dickensheets, David L.; Kino, Gordon S. (1997): Microfabricated biaxial electrostatic torsional scanning mirror. In: , Bd. 3009, S. 141-150. Online verfügbar unter <http://dx.doi.org/10.1117/12.271223>.
- [Dob02] Dobbelaere, P. de; Falta, K.; Gloeckner, S.; Patra, S. (2002): Digital MEMS for optical switching. In: Communications Magazine, IEEE 40 (3), S. 88-95.
- [Dok04] Dokmeci, Mehmet R.; Pareek, A.; Bakshi, S.; Waelti, M.; Fung, C. D.; Khee-Hang Heng; Mastrangelo, C. H. (2004): Two-axis single-crystal silicon micromirror arrays. In: Microelectromechanical Systems, Journal of 13 (6), S. 1006-1017.
- [Fan93] Fan, L.-S; Lane, L. H.; Robertson, N.; Crawforth, L.; Moser, M. A.; Reiley, T. C.; Imano, W. (1993): Batch-fabricated milli-actuators. In: Micro Electro Mechanical Systems, 1993, MEMS '93, An Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines and Systems. IEEE, S. 179-183.
- [Fan98] Fan, L.; Wu, M. C. (1998): Two-dimensional optical scanner with large angular rotation realized by self-assembled micro-elevator. In: Broadband Optical Networks and Technologies: An Emerging Reality/Optical MEMS/Smart Pixels/Organic Optics and Optoelectronics. 1998 IEEE/LEOS Summer Topical Meetings. 1998 IEEE/LEOS Summer Topical Meetings, S. II/107.
- [Far14] Firma FARO Technologies Inc. (2014): Produktübersicht zu FARO Laser Tracker. Abruf: 03.05.14. Online verfügbar unter <http://www.faro.com/de/de/produkte/messtechnik/faro-lasertracker/ueberblick>.
- [Fie88] Fiedler Und, R.; Schirmer, G. (1988): Säulenwachstum bei aufgedampften Schichten. In: Thin Solid Films 167 (1-2), S. 281-290.
- [Fri06] Friedrichs, M.; Schmidt, J.; Duerr, P.; Bakke, T. (2006): One Megapixel SLM with High Optical Fill Factor and Low Creep Actuators. In: Optical MEMS and Their Applications Conference, 2006. IEEE/LEOS International Conference on : Optical MEMS and Their Applications Conference, 2006. IEEE/LEOS International Conference on: Optical MEMS and Their Applications Conference, 2006. IEEE/LEOS International Conference on, S. 23-24.
- [Gad02] Gad-el-Hak, Mohamed (2002): The MEMS handbook. Boca Raton, FL: CRC Press (The Mechanical engineering handbook series).
- [Ger97] Gerlach, Gerald (1997): Grundlagen der Mikrosystemtechnik. München [u.a.]: Hanser (Hanser-Lehrbuch).
- [Gol01] Goldberg Yu. (2001): in Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe . Eds. Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S., John Wiley & Sons, Inc., New York, 31-47.
- [Gol89] Goldmann, A.; Koch, E.-E (1989): Subvolume A. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag (23).

- [Gus88] K Gustafsson; B Hok (1988): A silicon light modulator. In: *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 21 (7), S. 680-685. Online verfügbar unter <http://stacks.iop.org/0022-3735/21/i=7/a=011>.
- [Haf03] Haferkorn, Heinz (2003): *Optik. Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 4. Aufl. Weinheim: Wiley-VCH.
- [Hah04] Hah, Dooyoung; Choi, Chang-Auck; Kim, Chang-Kyu; Jun, Chi-Hoon (2004): A self-aligned vertical comb-drive actuator on an SOI wafer for a 2D scanning micromirror. In: *J. Micromech. Microeng.* 14 (8), S. 1148-1156.
- [Hao03] Zhili Hao; Wingfield, B.; Whitley, M.; Brooks, J.; Hammer, J. A. (2003): A design methodology for a bulk-micromachined two-dimensional electrostatic torsion micromirror. In: *Microelectromechanical Systems, Journal of* 12 (5), S. 692-701.
- [Hao06] Hao, Julie Zhili (2006): *Techniques in the Design of Micro-Machined Electrostatic Torsion Micro-Mirrors and Their Applications*. In: Cornelius T Leondes (Hg.): *MEMS/NEMS. Handbook Techniques and Applications*: Springer US, S. 1655-1717. Online verfügbar unter [http://dx.doi.org/10.1007/0-387-25786-1\\_41](http://dx.doi.org/10.1007/0-387-25786-1_41).
- [Heu89] Heuberger, Anton (Hg.) (1989): *Mikromechanik. Mikrofertigung mit Methoden der Halbleitertechnologie*. 1. Aufl. Berlin [u.a.]: Springer.
- [Hof06] Hoffmann, Martin (2006): *Techniques in the Design and Fabrication of Optical MEMS Switches and their Application in Optical Communication Systems*. In: Cornelius T Leondes (Hg.): *MEMS/NEMS*: Springer US, S. 1508-1586. Online verfügbar unter [http://dx.doi.org/10.1007/0-387-25786-1\\_38](http://dx.doi.org/10.1007/0-387-25786-1_38).
- [Hofm12] Hofmann, Ulrich; Janes, Joachim; Quenzer, Hans-Joachim (2012): High-Q MEMS Resonators for Laser Beam Scanning Displays. In: *Micromachines* 3 (4), S. 509-528.
- [Hfm12] Hofmann, U.; Senger, F.; Soerensen, F.; Stenchly, V.; Jensen, B.; Janes, J. (2012): Biaxial resonant 7mm-MEMS mirror for automotive LIDAR application. In: *Optical MEMS and Nanophotonics (OMN), 2012 International Conference on : Optical MEMS and Nanophotonics (OMN), 2012 International Conference on : Optical MEMS and Nanophotonics (OMN), 2012 International Conference on*, S. 150-151.
- [Hor90] Hornbeck, Larry J. (1990): Deformable-Mirror Spatial Light Modulators. In: *Proc. SPIE* 1150, S. 86-103. Online verfügbar unter <http://dx.doi.org/10.1117/12.962188>.
- [Hor91] Hornbeck, Larry J. (1991): *Spatial Light Modulator and Method*. Veröffentlichungsnr: U.S. Pat.: 5 061 049.
- [Hun99] Hung, E. S.; Senturia, S. D. (1999): Extending the travel range of analog-tuned electrostatic actuators. In: *Microelectromechanical Systems, Journal of* 8 (4), S. 497-505.

- [Hsi08] Tien-liang Hsieh; Yao-tien Chang; Sheng-jie Chiou; Jui-Che Tsai; Hah, D.; Wu, M. C. (2008): Performance improvement of a two-axis radial-vertical-combdrive scanner by using a symmetric spring design. In: *Optical MEMs and Nanophotonics, 2008 IEEE/LEOS International Conference on: Optical MEMs and Nanophotonics*, S. 108-109.
- [IPMS14] Fraunhofer-Institut für Photonische Mikrosysteme IPMS, LinScan-Microscanners, 2014, Online verfügbar unter <http://www.ipms.fraunhofer.de>
- [Jaeck94] V.P. Jaecklin; C. Linder; N.F. de Rooij; J.-M. Moret; R. Vuilleumier (1994): Line-addressable torsional micromirrors for light modulator arrays. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 41 (1-3), S. 324-329. Online verfügbar unter <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0924424794801312>.
- [Jai04] Jain, A.; Kopa, A.; Pan, Y.; Fedder, G.K; Xie, H. (2004): A Two-Axis Electrothermal Micromirror for Endoscopic Optical Coherence Tomography. In: *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* 10 (3), S. 636-642.
- [Jud06] Judy, JackW (2006): Microactuators. In: JanG Korvink und Oliver Paul (Hg.): *MEMS: A Practical Guide to Design, Analysis, and Applications*: Springer Berlin Heidelberg, S. 751-803. Online verfügbar unter [http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-33655-6\\_14](http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-33655-6_14)
- [Jun03] Juneau, Thor; Unterkofler, Klaus; Seliverstov, Tony; Zhang, Sam; Judy, Michael: Dual-axis optical mirror positioning using a nonlinear closed-loop controller - TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference, 2003, S. 560-563.
- [Kia98] Kiang, Meng; Hsiung; Solgaard, O.; Lau, Kam Y.; Muller, R. S. (1998): Electrostatic combdrive-actuated micromirrors for laser-beam scanning and positioning. In: *Microelectromechanical Systems, Journal of* 7 (1), S. 27-37.
- [Kni07] Kniel, Karin (2007): Ein Beitrag zur Entwicklung eines laserinterferometrischen Trackingsystems für die Genauigkeitssteigerung in der Koordinatenmesstechnik. Bremerhaven: Wirtschaftsverl. NW, Verl. für neue Wiss. (PTB-Bericht F, Fertigungsmesstechnik, 53).
- [Kri06] Krishnamoorthy, Uma; Lee, Daesung; Solgaard, Olav (2006): Vertical Combdrive Actuator: Design and Fabrication for Micromirror Applications. In: Cornelius T Leondes (Hg.): *MEMS/NEMS*: Springer US, S. 1718-1745. Online verfügbar unter [http://dx.doi.org/10.1007/0-387-25786-1\\_42](http://dx.doi.org/10.1007/0-387-25786-1_42).
- [Kru03] Krujatz, Jörg: Herstellung von Spiegelschichtsystemen auf Basis von Aluminium oder Silber für den Einsatz in der Mikrosystemtechnik, Chemnitz, Techn. Univ., Fak. f. Naturwissenschaften, Dissertation, 2003
- [Lac06] Laconte, J.; Flandre, Denis; Raskin, J.-P (2006): *Micromachined thin-film sensors for SOI-CMOS co-integration*. Dordrecht: Springer.

- [Lec13] Lecomte, Roméo: Modellbildung, Simulation und Design von Elektrodenanordnungen für elektrostatisch betriebene Mikrospiegel. Ilmenau, Techn. Univ., Fak. f. Maschinenbau, Masterarbeit, 2013.
- [Lei14] Firma Leica Geosystems AG (2014): Produktüberischt. Abruf: 03.05.14. Online verfügbar unter [http://www.leica-geosystems.com/en/Laser-Tracker-Systems\\_69045.htm](http://www.leica-geosystems.com/en/Laser-Tracker-Systems_69045.htm).
- [Lee01] Lee, Kook-Nyung; Kim, Yong-Kweon (2001): Uniformity Improvement of Micromirror Array for Reliable Working Performance as an Optical Modulator in the Maskless Photolithography System. In: JOURNAL OF SEMICONDUCTOR TECHNOLOGY AND SCIENCE 1 (2), S. 132-139.
- [Le07] Lee, Ki Bang; Lin, Liwei (2007): A surface-micromachined vertical scanning micromirror. In: J. Micromech. Microeng. 17 (7), S. 1394-1401.
- [Leo13] Leopold, Steffen; Polster, Tobias; Paetz, Daniel; Knoebber, Fabian; Ambacher, Oliver; Sinzinger, Stefan; Hoffmann, Martin (2013): MOEMS tunable microlens made of aluminum nitride membranes. In: MOEMS 12 (2), S. 23012. Online verfügbar unter <http://dx.doi.org/10.1117/1.JMM.12.2.023012>.
- [Mar11] Markweg, Eric; Nguyen, Tran Trung; Weinberger, Stefan; Ament, Christoph; Hoffmann, Martin (2011): Development of a Miniaturized Multisensory Positioning Device for Laser Dicing Technology. In: Lasers in Manufacturing 2011 - Proceedings of the Sixth International WLT Conference on Lasers in Manufacturing 12 (0), S. 387-395. Online verfügbar unter <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389211002276>.
- [Mar13] Markweg, Eric; Weinberger, Stefan; Nguyen, Tran Trung; Schädel, Martin; Brodersen, Olaf; Ament, Christoph; Hoffmann, Martin: Mikrolasertracker zur multisensorischen 3D-Koordinatenmessung. 14.-16. Oktober 2013, Aachen. In: Proc. Mikrosystemtechnik-Kongress, Bd. 2013, S. 468-471.
- [Mark13] Markweg, Eric; Schädel, Martin; Nguyen, Tran Trung; Brodersen, Olaf; Ament, Christoph; Hoffmann, Martin: Integration of a position photodiode for a micro multi laser tracker system. In: Proc. Smart Systems Integration 2013, Amsterdam, 13.-14. März, 2013
- [Mehn00] Mehner, Jan (2000): Entwurf in der Mikrosystemtechnik. Dresden [u.a.]: Dresden Univ. Press (Dresdner Beiträge zur Sensorik, 9).
- [Meh13] Mehner, H.; Leopold, S.; Hoffmann, M. (2013): Variation of the intrinsic stress gradient in thin aluminum nitride films. In: J. Micromech. Microeng. 23 (9), S. 1-9.
- [Men93] Menz, Wolfgang; Bley, Peter (1993): Mikrosystemtechnik für Ingenieure. Weinheim, New York, Basel, Cambridge: VCH.
- [Mes04] Mescheder, Ulrich (2004): Mikrosystemtechnik. Konzepte und Anwendungen. 2. Aufl. Stuttgart, Leipzig, Wiesbaden: Teubner (Lehrbuch : Elektrotechnik).

- [Mil04] Milanovic, V.; Matus, G.A; McCormick, D.T (2004): Gimbal-Less Monolithic Silicon Actuators for Tip-Tilt-Piston Micromirror Applications. In: IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. 10 (3), S. 462-471.
- [Mil09] Milanovic, Veljko (2009): Linearized Gimbal-Less Two-Axis MEMS Mirrors. In: Optical Fiber Communication Conference and National Fiber Optic Engineers Conference : Optical Fiber Communication Conference and National Fiber Optic Engineers Conference : Optical Fiber Communication Conference and National Fiber Optic Engineers Conference. San Diego, California: Optical Society of America (OSA Technical Digest (CD)), S. JThA19.
- [Mir09] Mirrorcle Technologies (2009), in: Giballess Two-Axis Scanning Micromirrors. Online verfügbar unter <http://www.mirrorcletech.com/>
- [MIT] Homepage Massachusetts Institute of Technology, Abruf 2014-02-20: 6.777J/2.751J Material Property Database. Online verfügbar unter <http://www.mit.edu/6.777/matprops/aluminum.htm>
- [Ngu10] Nguyen, Tran Trung; Nguyen, Quang Thanh; Amthor, Arvid; Ament, Christoph: CONTROL OF A MULTI LASER TRACKER SYSTEM USED AS A POSITION FEEDBACK SENSOR. In: Proceedings of the IASTED International Conference, Modelling, Identification, and control 2010, S. 132-137.
- [Oka02] Okano, Y.; Hirabayashi, Y. (2002): Magnetically actuated micromirror and measurement system for motion characteristics using specular reflection. In: Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of 8 (1), S. 19-25.
- [Par05] Pareek, A.; Dokmeci, Mehmet R.; Bakshi, S.; Mastrangelo, C. H. (2005): Torque multiplication and stable range tradeoff in parallel plate angular electrostatic actuators with fixed DC bias. In: Microelectromechanical Systems, Journal of 14 (6), S. 1217-1222.
- [Pet80] Petersen, K. E. (1980): Silicon Torsional Scanning Mirror. In: IBM Journal of Research and Development 24 (5), S. 631-637.
- [PI14] Firma PI miCos GmbH (2014): Produktübersicht Lasertracker Polaris. Abruf: 03.05.14. Online verfügbar unter <http://www.pimicos.com/web2/data/project/lasertracker/polaris.html>.
- [Po13] Polenz, Stefan: Erforschung von dreidimensional strukturierten Torsionsfedern für die Anwendung in Mikrospiegeln. Ilmenau, Techn. Univ., Fak. f. Maschinenbau, Bachelorarbeit, 2013.
- [Pol08] Polster, Tobias; Albrecht, Arne; Hoffmann, Martin: Thin free standing AlN membranes - mechanical stable and flexible structural material for MEMS devices. In: Proc. 19th MicroMechanics Europe Workshop 2008, S. 85-88.

- [San10] Sandner, Thilo; Wildenhain, Michael; Gerwig, Christian; Schenk, Harald; Schwarzer, Stefan; Wölfelschneider, Harald (2010): Large aperture MEMS scanner module for 3D distance measurement. In: Proc. SPIE 7594, MOEMS and Miniaturized Systems IX, Bd. 7594, S. 75940D. Online verfügbar unter <http://dx.doi.org/10.1117/12.844926>.
- [San11] Sandner, T.; Jung, D.; Kallweit, D.; Grasshoff, T.; Schenk, H. (2011): Microscanner with vertical out of plane combdrive. In: Optical MEMS and Nanophotonics (OMN), 2011 International Conference on, S. 33-34.
- [San13] T. Sandner; T. Grasshoff; M. Schwarzenberg; H. Schenk (2013): SENSORS 2013, Quasi-static Microscanner with Linearized Scanning for an adaptive 3D-Lasercamera, 16th International Conference on Sensors and Measurement Technology, AMA Service GmbH, Wunstorf, op. 2013.
- [Sas08] Sasaki, M.; Kumagai, S.; Hane, K. (2008): Nonlinear Rotational Spring with Tension for Stabilizing Electrostatically Driven Micromirror. In: International Symposium on : Micro-NanoMechatronics and Human Science, 2008. MHS 2008. International Symposium on, S. 225-230.
- [Saw02] Sawada, R.; Yamaguchi, J.; Higurashi, E.; Shimizu, A.; Yamamoto, T.; Takeuchi, N.; Uenishi, Y. (2002): Single Si crystal 1024 ch MEMS mirror based on terraced electrodes and a high-aspect ratio torsion spring for 3-D cross-connect switch. In: Optical MEMs, 2002. Conference Digest. 2002 IEEE/LEOS International Conference on : Optical MEMs, 2002. Conference Digest. 2002 IEEE/LEOS International Conference on, S. 11-12.
- [Sch01] Schenk, Harald; Dürr, Peter; Kunze, Detlef; Lakner, Hubert; Kück, Heinz (2001): A resonantly excited 2D-micro-scanning-mirror with large deflection. In: Special Issue: Micromechanics Section of Sensors and Actuators, based on contributions revised from the Technical Digest of the Thirteenth IEEE International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS-2000) 89 (1-2), S. 104-111. Online verfügbar unter <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092442470000529X>.
- [Schi02] Schiffer, M.; Lalble, V.; Obermeier, E. (2002): Design and fabrication of 2D Lorentz force actuated micromirrors. In: Optical MEMs, 2002. Conference Digest. 2002 IEEE/LEOS International Conference on : Optical MEMs, 2002., S. 163-164.
- [Shin97] Jong-Woo Shin; Seok-Whan Chung; Yong-Kweon Kim; Bum Kyoo Choi: Design and fabrication of micromirror array supported by vertical springs, Solid State Sensors and Actuators, 1997. TRANSDUCERS '97 Chicago., 1997 International Conference on , vol.1, no., S.201,204 vol.1, 16-19 Jun 1997
- [Sin08] Singh, J.; Teo, J. H. S.; Xu, Y.; Premachandran, C. S.; Chen, N.; Kotlanka, R. et al. (2008): A two axes scanning SOI MEMS micromirror for endoscopic bioimaging. In: J. Micromech. Microeng. 18 (2), S. 25001.
- [Sinz03] Sinzinger, Stefan; Jahns, Jürgen (2003): Microoptics. 2. Aufl. Weinheim: Wiley-VCH.



- [Spe11] Specht, Hendrik (2011): MEMS-Laser-Display-System. Analyse, Implementierung und Testverfahrenentwicklung. Chemnitz: Univ.-Verl.
- [Sto12] S. Gu-Stoppel; D. Kaden; H.J. Quenzer; U. Hofmann; W. Benecke (2012): High Speed Piezoelectric Microscanners with Large Deflection using Mechanical Leverage Amplification. In: *Procedia Engineering* 47 (0), S. 56-59. Online verfügbar unter <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1877705812041380>.
- [Str93] Strozewski, Kirk J.; Wang, Chih-Yu; Wetsel, Grover C.; Boysel, R. Mark; Florence, James M. (1993): Characterization of a micromechanical spatial light modulator. In: *J. Appl. Phys.* 73 (11), S. 7125.
- [Tae02] Tae-Sik Kim; Sang-Shin Lee; Youngjoo Yee; Bu, Jong-Uk; Chil-Geun Park; Man-Hyo Ha (2002): Large tilt angle electrostatic force actuated micro-mirror. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 14 (11), S. 1569-1571.
- [Tai93] Tait, R. N.; Smy, T.; Brett, M. J. (1993): Modelling and characterization of columnar growth in evaporated films. In: *Thin Solid Films* 226 (2), S. 196-201. Online verfügbar unter <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0040609093903783>.
- [Tak98] Takatsuji, Toshiyuki; Goto, Mitsuo; Kurosawa, Tomizo; Tanimura, Yoshihisa; Koseki, Yoshihiko (1998): The first measurement of a three-dimensional coordinate by use of a laser tracking interferometer system based on trilateration. In: *Meas. Sci. Technol.* 9 (1), S. 38-41.
- [Tex14] Texas Instruments (2014), Produktübersicht der DLP®-Technologie. Abruf: 03.05.14. Online verfügbar unter <http://www.ti.com/lscs/ti/analog/dlp/overview.page>.
- [Tho95] R. Thokala; J. Chaudhuri (1995): Calculated elastic constants of wide band gap semiconductor thin films with a hexagonal crystal structure for stress problems. In: *Thin Solid Films* 266 (2), S. 189-191. Online verfügbar unter <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0040609096800228>.
- [Todd06] Todd, Shane T.; Jain, Ankur; Qu, Hongwei; Xie, Huikai (2006): A multi-degree-of-freedom micromirror utilizing inverted-series-connected bimorph actuators. In: *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 8 (7), S. 352-359.
- [Tor99] Torres, J. M.; Dhariwal, R. S. (1999): Electric field breakdown at micrometre separations. In: *J. Nanotechnology* (10), S. 102-107.
- [Tos01] Toshiyoshi, H.; Piyawattanametha, W.; Cheng-Ta Chan; Wu, M. C. (2001): Linearization of electrostatically actuated surface micromachined 2-D optical scanner. In: *Microelectromechanical Systems, Journal of* 10 (2), S. 205-214.
- [Tre05] Tregilgas, John (2005): How we developed an amorphous hinge material. ASM International recognized the amorphous TiAl alloys developed at Texas Instruments with the 2004 Engineering Materials Achievement Award. This article discusses the history of that development. *Advanced Materials & Processes*. ASM International. 2005.

- [Tsa06] Jui-Che Tsai; Wu, M. C. (2006): Design, Fabrication, and Characterization of a High Fill-Factor, Large Scan-Angle, Two-Axis Scanner Array Driven by a Leverage Mechanism. In: *Microelectromechanical Systems, Journal of* 15 (5), S. 1209-1213.
- [Tsa08] Tsai, Jui-Che; Chiou, Sheng-Jie; Hsieh, Tien-Liang; Sun, Chia-Wei; Hah, Dooyoung; Wu, Ming C. (2008): Two-axis MEMS scanners with radial vertical comb-drive actuators-design, theoretical analysis, and fabrication. In: *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 10 (4), S. 44006.
- [Uch98] Uchimarui, Kiyotaka; Kasahara, Akihiro; Sekimura, Masayuki (1998): GALVANO-MIRROR AND OPTICAL DISK DRIVE USING THE SAME. Veröffentlichungsnummer: U.S. Pat. 5 740 150.
- [Wag97] Wagner, B.; Riemer, K.; Maciossek, A.; Hofmann, U. (1997): Infrared micromirror array with large pixel size and large deflection angle. In: *Solid State Sensors and Actuators, 1997. TRANSDUCERS '97 Chicago., 1997 International Conference on*, Bd. 1, S. 75-78 vol.1.
- [Zha05] Zhang, J.X; Cheng, H.; Chen, Y.Z; Uddin, A.; Yuan, Shu; Geng, S.J; Zhang, S. (2005): Growth of AlN films on Si (100) and Si (111) substrates by reactive magnetron sputtering. In: *Surface and Coatings Technology* 198 (1-3), S. 68-73.
- [Zho03] Guangya Zhou; Cheo, K. K. L.; Tay, F. E. H.; Fook Siong Chau (2003): Neural network approach for linearization of the electrostatically actuated double-gimballed micromirror. In: *Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS 2003. Symposium on*, S. 164-169.
- [Zhu94] Zhuang, H.; Roth, Z. S.: Modeling gimbal axis misalignments and mirror center offset in a single-beam laser tracking measurement system - Robotics and Automation, 1994. Proceedings., 1994 IEEE International Conference, S. 3416-3421.
- [Zhu95] Zhuang, H.; Roth, Z. S. (1995): Modeling Gimbal Axis Misalignments and Mirror Center Offset in a Single-Beam Laser Tracking Measurement System. In: *The International Journal of Robotics Research* 14 (3), S. 211-224.
- [Wach09] Wachten, Christian (2009): Entwicklung eines Lasertrackersystems mit Galvanometerscanner zur 3D-Positionsbestimmung. Tönning, Lübeck, Marburg: Der Andere Verl (Advanced process and production technologies for micro systems made of metals, silicon and polymers (IMTEK Freiburg), 4).
- [Wei09] Weinberger, Stefan; Lukman, David; Hoffmann, Martin: Thermooptisch verstimmbare Bragg-Reflektoren aus neuartigen organisch-/ anorganischen Schichtsystemen. 12. - 14. Oktober 2009, Berlin, Deutschland. In *Proc. Mikrosystemtechnik-Kongress*, Bd. 2009
- [Wei10] Weinberger, Stefan; Jakovlev, Oleg; Winkelmann, Cord Hinrich; Markweg, Eric; Polster, Tobias; Hoffmann, Martin: Development of a novel micromirror with high static rotation angle for measurement applications. 26 - 29 September 2010, Enschede, Niederlande. In: *Proc. 21st Micromechanics and Micro Systems Europe Workshop*, S. 289-292.

- [Wei11] Weinberger, Stefan; Markweg, Eric; Nguyen, Tran Trung; Hoffmann, Martin; Ament, Christoph: Positionserfassung von flexiblen Roboterarmen mit einem optischen Mikrotrackersystem. 10. - 12. Oktober 2011, Darmstadt, Deutschland. In: Proc. Mikrosystemtechnik-Kongress, Bd. 2011, S. 130-133.
- [Wei12] Weinberger, Stefan; Cheriguen, Yahia; Hoffmann, Martin: Static large-angle micromirror with aluminum nitride springs. 9 - 12 September 2012, Ilmenau, Deutschland. In: Proc. 23rd Micromechanics and Microsystems Europe Workshop
- [Wei13] Weinberger, Stefan; Hoffmann, Martin (2013): Aluminum nitride supported 1-D micromirror with static rotation angle  $> 11^\circ$ . In: Proc. SPIE 8616, MOEMS and Miniaturized Systems XII, Bd. 8616, S. 86160E. Online verfügbar unter <http://dx.doi.org/10.1117/12.2002288>.
- [Wei14] Weinberger, Stefan; Nguyen, Tran Trung; Ament, Christoph; Hoffmann, Martin (2014): Quasi-static micromirror with enlarged deflection based on aluminum nitride thin film springs. In: Sensors and Actuators A: Physical 210 (0), S. 165-174. Online verfügbar unter <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924424714000818>.
- [Wei15] Weinberger, Stefan; Nguyen, Tran Trung; Lecomte, Roméo; Cheriguen, Yahia; Ament, Christoph; Hoffmann, Martin (2015): Linearized Control of an Uniaxial Micromirror with Electrostatic Parallel-Plate Actuation. In: Microsystem Technologies, S. 1-7. Online verfügbar unter <http://link.springer.com/article/10.1007/s00542-015-2535-2>
- [Xie06] Xie, Huikai; Todd, Shane; Jain, Ankur; Fedder, GaryK (2006): Single-Crystal Silicon Based Electrothermal MEMS Mirrors for Biomedical Imaging Applications. In: Cornelius T Leondes (Hg.): MEMS/NEMS: Springer US, S. 1429-1471. Online verfügbar unter [http://dx.doi.org/10.1007/0-387-25786-1\\_36](http://dx.doi.org/10.1007/0-387-25786-1_36).
- [Yas99] Azzam Yasseen, A.; Smith, S. W.; Merat, F. L.; Mehregany, M. (1999): Diffraction grating scanners using polysilicon micromotors. In: Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of 5 (1), S. 75-82.
- [You02] Young, Warren C.; Budynas, Richard G. (2002): Roark's formulas for stress and strain. 7. Aufl. New York: McGraw-Hill.
- [Youn01] Youngjoo Yee; Hyo-Jin Nam; See-Hyung Lee; Jong Uk Bu; Joong-Won Lee (2001): PZT actuated micromirror for fine-tracking mechanism of high-density optical data storage. In: Sensors and Actuators A: Physical 89 (1-2), S. 166-173. Online verfügbar unter <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924424700005355>.
- [Zho04] Guangya Zhou; Logeeswaran, V. J.; Tay, F. E. H.; Fook Siong Chau (2004): Diffraction grating scanner using a micromachined resonator. In: Micro Electro Mechanical Systems, 2004. 17th IEEE International Conference on. (MEMS): Micro Electro Mechanical Systems, 2004, S. 45-48.

- [Zhou06] Lixia Zhou; Kahn, J. M.; Pister, K. S. J. (2006): Scanning micromirrors fabricated by an SOI/SOI wafer-bonding process. In: *Microelectromechanical Systems, Journal of* 15 (1), S. 24-32.