



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6964

**Entwicklung von  
miniaturisierten Fourier-  
Transformations-Spektrometern  
und ihre Herstellung mit dem  
LIGA-Verfahren**

**C. Solf**

**Institut für Mikrostrukturtechnik**

**Februar 2004**

# **Forschungszentrum Karlsruhe**

in der Helmholtz-Gemeinschaft

**Wissenschaftliche Berichte**

FZKA 6964

## **Entwicklung von miniaturisierten Fourier-Transformations-Spektrometern und ihre Herstellung mit dem LIGA-Verfahren**

C. Solf

Institut für Mikrostrukturtechnik

Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe genehmigte  
Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe  
2004

**Impressum der Print-Ausgabe:**

**Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

**ISSN 0947-8620**

Entwicklung miniaturisierter Fourier-Transformations-Spektrometer und ihre  
Herstellung mit dem LIGA-Verfahren

---

---

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
**Doktors der Ingenieurwissenschaften**

an der Fakultät für Maschinenbau der  
Universität Karlsruhe

genehmigte  
**Dissertation**

von Dipl.-Ing. Christian Solf  
aus Potsdam

Tag der mündlichen Prüfung: 24. November 2003

Hauptreferent: Prof. Dr. V. Saile  
Korreferent: Prof. Dr. M. Schmidt

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden miniaturisierte Fourier-Transformations-Spektrometer auf Basis der LIGA-Technik für den mobilen Einsatz im nahen Infrarotbereich entwickelt.

Einleitend wird ein kurzer Überblick über verschiedene Ansätze zur Entwicklung miniaturisierter Spektrometer für den nahen Infrarotbereich gegeben. Im Anschluss daran werden ausführlich die theoretischen Grundlagen für die Entwicklung von Fourier-Transformations-Spektrometern dargestellt.

Ausgehend von den theoretischen Grundlagen werden zwei Konzepte für miniaturisierte Fourier-Transformations-Spektrometer erarbeitet. Herzstück der Spektrometer ist jeweils ein Michelson-Interferometer, das aus einer mikrooptischen Bank und einem integrierten Aktor besteht. Die benötigten optischen und elektronischen Komponenten wie Linsen, Strahlteiler und Dioden werden in die mikrooptische Bank eingesetzt und durch Anschläge positioniert. Die Spektrometer zeichnen sich durch einen besonders kompakten Aufbau aus. Sämtliche für die Funktionalität des Spektrometers benötigten Komponenten sind auf einem etwa  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  großen Chip integriert. Aufgrund der hohen Präzision der LIGA-Strukturen kann die Montage der hybrid integrierten Komponenten rein passiv erfolgen.

Für die Aktoren wurden zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt, zum einen ein neuartiger piezobasierter Inchworm-Antrieb, zum anderen ein elektromagnetischer Aktor. Die Gestaltung der optischen Bänke und der Aktoren wird ausführlich dargestellt. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Konstruktion des elektromagnetischen Aktors, für dessen Berechnung analytische und numerische Modelle verwendet wurden. Ein weiterer Schwerpunkt der Konstruktion lag auf dem Aspekt der fertigungsgerechten Gestaltung der LIGA-Komponenten. Dafür wurde die zum Thema vorhandene Literatur ausgewertet und die Systeme entsprechend den dort vorgeschlagenen Entwurfsregeln gestaltet. Die angewandten Entwurfsregeln werden erläutert.

Die Fertigung beider Systeme wird detailliert beschrieben. Der Schwerpunkt der Beschreibung liegt auf den Prozessschritten, die für die Fertigung der Spektrometer modifiziert bzw. neu entwickelt werden mussten. Die Fertigung der Prototypen erfolgte direktlithographisch. Eine Methode, die Spektrometer kostengünstig mittels Abformung und anschließender Galvanik herzustellen, wurde untersucht. Für das Spektrometer mit elektromagnetischem Antrieb wurde dazu ein Formeinsetzung hergestellt. In ersten orientierenden Versuchen gelang es Nickel-Eisen Strukturen des Spektrometers durch Abformung und anschließende Galvanik herzustellen.

Die Funktionsfähigkeit der Spektrometer konnte nachgewiesen werden. Es gelang dabei, Spektren von Laserlicht und Weißlicht aufzunehmen. Die erreichte Auflösung betrug  $24,5 \text{ nm}$ . Die optische Auflösung wird bei den gefertigten Prototypen durch den Weg begrenzt, um den sich der integrierte Aktor kontrolliert verfahren lässt. Der integrierte Aktor zeigte im Experiment ein Schaltverhalten, das den nutzbaren Verfahrensweg auf etwa  $60 \mu\text{m}$  begrenzt. Das Verhalten des Aktors wurde analysiert und anhand eines analytischen Modells erklärt. Ein Vergleich mit experimentell ermittelten Daten zeigt dabei eine gute Übereinstimmung zwischen berechneten und praktisch gemessenen Werten.

# Development of Miniaturised Fourier Transformation Spectrometers and their Fabrication with LIGA technology

## Abstract

In this work miniaturised Fourier Transformation Spectrometers have been developed. They are based on LIGA technology and designed for mobile applications in the near infrared spectrum.

First a short overview about different concepts for miniaturised near infrared spectrometers is given. Then the theory needed for the design of Fourier Transformation Spectrometers is discussed in detail.

Following the chapter about the theoretical basics, two concepts of miniaturised Fourier Transformation Spectrometers are introduced. Both spectrometers are basically Michelson Interferometers which consist of a micro-optical bench with an integrated actuator. The optical benches and actuator are produced with LIGA technology. The spectrometers are very compact. All required components are placed on a  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  substrate. The needed optical and electronic components such as lenses, beam splitters and diodes are assembled into the optical bench. The components are positioned by alignment structures. Due to the precision of the LIGA produced alignment structures there is no need for an active alignment.

Two concepts were investigated for the actuators. One a novel piezo based inchworm actuator. The second an electromagnetic actuator. The design of the optical benches and both actuator types are described in detail. Special emphasis is placed on the description of the electromagnetic actuator. The different analytical and numerical models used to design the actuator are presented. Also manufacturability considerations of the LIGA components are addressed. The design rules used are explained in detail.

Both systems manufacturing methods are presented. Emphasis is placed on the manufacturing steps which had to be modified or developed for spectrometer manufacturing. The prototype manufacturing was carried out using synchrotron radiation, a process which is called direct LIGA. A low cost manufacturing method using replication techniques was investigated. For this a mold insert was manufactured for the system with the electromagnetic actuator. Initial nickel iron structures made through replication and subsequent electroplating are presented.

The functionality of the spectrometers was demonstrated. Spectra could be recorded for laser and with white light sources. The best resolution achieved was 24,5 nm. The optical resolution is currently limited by the maximum optical path difference achieved with the integrated actuator. The maximum usable travel of the actuator was  $60 \mu\text{m}$ . For larger travels the actuator showed an unwanted switching behaviour. The performance of the actuator was tested and an analytical model for the switching behaviour was established. Measurements show good agreement between the model and experimental data.

# Inhaltsverzeichnis

<b>0</b>	<b>Formel- und Kurzzeichen</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Bauformen von Mikrospektrometern</b>	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>Grundlagen der Fourier-Transformations-Spektroskopie</b>	<b>6</b>
3.1	Funktionsweise eines Fourier-Transformations-Spektrometers . . . . .	6
3.2	Einflussparameter . . . . .	10
3.2.1	Spiegelverfahrweg . . . . .	10
3.2.2	Spiegelverkipfung . . . . .	13
3.2.3	Kollimation der eingekoppelten Strahlung . . . . .	16
3.2.4	Phasenfehler . . . . .	19
3.2.5	Samplingfehler . . . . .	21
3.2.6	Samplingrate . . . . .	23
3.2.7	Strahlteiler . . . . .	23
3.3	Weitere Einflussfaktoren . . . . .	24
3.3.1	Verkipfungskompensierte Optiken . . . . .	24
3.3.2	Ungleichförmige Spiegelbewegung . . . . .	26
3.3.3	Einfluss des Detektors . . . . .	27
3.3.4	Spiegelgröße . . . . .	27
3.3.5	Interne Reflexionen . . . . .	28
3.4	Anforderungen an die Konstruktion eines Fourier-Transformations-Spektrometers . .	28
<b>4</b>	<b>Das LIGA-Verfahren</b>	<b>29</b>
<b>5</b>	<b>Design der Spektrometer</b>	<b>31</b>
5.1	Funktionsstruktur . . . . .	31
5.2	Auswahl von Wirkprinzipien . . . . .	33
5.3	FT-Spektrometer mit elektromagnetischem Antrieb . . . . .	36
5.3.1	Optik . . . . .	36
5.3.2	Aktor . . . . .	43
5.4	FT-Spektrometer mit Inchwormantrieb . . . . .	56
5.4.1	Optik . . . . .	57
5.4.2	Aktor . . . . .	59
5.5	Abschätzung von Auflösung und Signal-Rausch-Verhältnis . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Fertigung der Spektrometer</b>	<b>67</b>
6.1	Fertigung des FT-Spektrometer mit elektromagnetischem Antrieb . . . . .	67
6.2	Fertigung des FT-Spektrometers mit Inchworm-Antrieb . . . . .	73
6.3	Abformung und zweite Galvanik . . . . .	78

<b>7 Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>82</b>
7.1 Messaufbau . . . . .	82
7.2 Funktionalität der Aktoren . . . . .	84
7.2.1 Funktionalität des elektromagnetischen Aktors . . . . .	84
7.2.2 Funktionalität des Inchworm-Aktors . . . . .	88
7.3 Aufnahme von Interferogrammen . . . . .	89
7.4 Berechnung von Spektren . . . . .	92
<b>8 Zusammenfassung</b>	<b>97</b>
<b>Literatur</b>	<b>100</b>
<b>Anmerkungen</b>	<b>109</b>

## 0 Formel- und Kurzzeichen

$\alpha$	Spiegelverkipfung in [rad]
$\beta$	Spiegelverkipfung in [rad]
$\delta$	optische Weglängendifferenz in [ $\mu\text{m}$ ]
$\nu$	Wellenzahl in [ $1/\mu\text{m}$ ]
$\nu_s$	Querkontraktionszahl des Wafers
$\lambda$	Wellenlänge in [ $\mu\text{m}$ ]
$\sigma_x$	Innere Spannung einer aufgetragenen Dünnschicht in [Pa]
$\mu_0$	absolute Permeabilität in [Vs/Am]
$\mu_r$	relative Permeabilität
$\epsilon_r$	relative Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_0$	absolute Dielektrizitätskonstante in [As/Vm]
$\Omega$	Raumwinkel in [rad]
$\Delta$	maximaler Spiegelverfahrweg in [m]
$\Theta$	Öffnungswinkel der Strahlung in [rad]
$a$	Ebenheit in [m]
$b$	Waferradius in [m]
$d_s$	Waferdicke in [m]
$d_f$	Dicke einer aufgetragenen Beschichtung in [m]
$d$	Dicke Dielektrikum in [m]
$d_l$	Dicke Luftspalt in m
$d(0)$	lateraler Spiegelversatz in m
$g$	Erdbeschleunigung in [ $\text{m}/\text{s}^2$ ]
$f$	Frequenz in [Hz]
$k$	Federsteifigkeit in [N/m]
$l$	Hebelarm in [m]
$l_{1,2}$	Länge der Biegefedern in [m]
$s$	Auslenkung der Biegefedern in [m]
$x$	Spiegelverschiebung in [ $\mu\text{m}$ ]
$A_{ni}$	Grundfläche Nickelhaltestruktur in [ $\text{m}^2$ ]
$A$	Abbildungsverhältnis des Eintrittspaltes
$A_d$	Detektorfläche in [ $\text{m}^2$ ]
$B_{Spalt}$	Eintrittspaltbreite in [m]
$B(\nu)$	Intensität der Wellenzahl a.U.
$D_\lambda$	Dispersion
$E_s$	Emodul des Wafers in [Pa]
$F$	Finess
$I_p$	polares Flächenträgheitsmoment

$I_x$	axiales Flächenträgheitsmoment
$I_y$	axiales Flächenträgheitsmoment
$M$	Anzahl der aufgelösten Spektralen Elemente
$R$	Biegeradius des Wafers in [m]
$R_o$	am Strahlteiler reflektierte Leistung
$T_o$	am Strahlteiler transmittierte Leistung
$U$	Spannung in [V]
$FEM$	Finite Elemente Methode
$FTS$	Fourier-Transformations-Spektrometer
$HMDS$	Hexamethyldisilazan
$PMMA$	Polymethylmethacrylat
$RIE$	Reaktives Ionen Ätzen
$REM$	Raster Elektronen Mikroskop
$SNR$	Signal to Noise Ratio
$SNR_{in}$	SNR im Interferogramm
$SNR_{sp}$	SNR im Spektrum

# 1 Einleitung

Spektrometer gehören zu den vielseitigsten Instrumenten zur qualitativen und quantitativen Untersuchung von Stoffen aller Art. Anwendungsgebiete für Spektrometer, die im nahen Infrarotbereich arbeiten, liegen in der Medizintechnik, wo sie bei Gewebe- und Blutuntersuchungen verwendet werden, in der Nahrungsmittelindustrie zur Bestimmung von Fetten, Eiweißen sowie des Stärke- und Wassergehaltes in Lebensmitteln, bei der Trennung von Kunststoffen oder in der chemischen und pharmazeutischen Industrie, wo Spektrometer zur Identitätsprüfung von Ausgangsstoffen und der Inprozesskontrolle eingesetzt werden [1], [2], [3].

Seit Anfang der 90er Jahre gibt es intensive Bemühungen, miniaturisierte Spektrometer zu entwickeln [4], [5]. Der Vorteil solcher Systeme besteht darin, dass sie sowohl mobil einsetzbar sind, was z.B. in der Umweltanalytik einen enormen Vorteil bedeutet [6], als auch in ihrem gegenüber herkömmlichen Systemen geringeren Preis, wodurch sich vielfältige neue Anwendungsfelder für die Spektroskopie eröffnen.

Das große Interesse an transportablen, preisgünstigen Spektrometern zeigt sich dabei in der Vielzahl von Forschungsprojekten, die sich mit der Entwicklung miniaturisierter Spektrometer beschäftigen u.a. [7], [8], [9], [10],[11], [12], [13, S. 500 ff]. Zum anderen existieren bereits eine Vielzahl von Firmen, die Mikrospektrometer kommerziell anbieten z.B. [14], [15], [16].

In der Forschung werden dabei die unterschiedlichsten Ansätze zur Herstellung von miniaturisierten Spektrometern verfolgt. Auf Seiten der kommerziellen Anbieter werden zur Zeit in der überwiegenden Zahl Spektrometer angeboten, die zur Analyse des Lichts Beugungsgitter einsetzen. Als Detektoren kommen dabei in den kommerziell erhältlichen Gitterspektrometern Detektorzeilen zum Einsatz, die zur Zeit für das nahe Infrarot noch sehr teuer sind und somit maßgeblich den Preis dieser Systeme bestimmen.

Verstärkt wird daher gegenwärtig an Mikrospektrometern gearbeitet, bei denen die teure Detektorzeile durch einen einzelnen Detektor ersetzt wird. In der Regel muss dazu alternativ ein Aktorelement in das System integriert werden. Beispiele für solche "Low-Cost" Systeme findet man z.B. in [17], [18] oder [19], bei denen die verwendeten Beugungsgitter drehbar gestaltet sind. Die Fertigungsverfahren der Mikrosystemtechnik erlauben dabei eine besonders kostengünstige Integration der mechanischen, optischen und elektrischen Komponenten<sup>1</sup>. Fourier-Transformations-Spektrometer (FTS) benötigen ebenfalls nur einen einzelnen Detektor und bieten somit besonders im Infrarotbereich die Möglichkeit preiswerter zu sein, als von der Leistung vergleichbare Gitterspektrometer. Weitere positive Eigenschaften von FT-Spektrometern, wie der Multiplex-, Troughput- und Cones-Vorteil (siehe Kapitel 3) haben dazu geführt, dass Gitterspektrometer in den Labors zunehmend durch FT-Spektrometer ersetzt werden, was die Entwicklung eines miniaturisierten FT-Spektrometers zusätzlich interessant erscheinen lässt.

Mit dem am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelten LIGA-Verfahren steht ein attraktives Fertigungsverfahren zur Herstellung von MOEMS zu Verfügung, mit der Möglichkeit sowohl hochpräzise optische Bänke [20] als auch Aktoren [21] zu fertigen, das in der Vergangenheit bereits zur Herstellung von Gitterspektrometern [22], optischen Schaltern [23], [24] und einer Vielzahl weiterer mikrooptischer Systeme angewandt wurde. Wenn es weiter gelingt, wie in [25] und [26] gezeigt wur-

---

<sup>1</sup>Im Englischen wird für solche Systeme der Begriff MOEMS (**M**icro **O**pto **E**lectro **M**echanical **S**ystem) gebraucht.

de, mit dem LIGA-Verfahren Formeinsätze für Replikationstechniken wie dem Heißprägen oder dem Spritzguss herzustellen und somit die Systeme mit kostengünstigen Massenfertigungsverfahren produzieren zu können, bieten sich mit dem Einsatz der LIGA-Technik ausgezeichnete Möglichkeiten zum Bau von preiswerten, miniaturisierten FT-Spektrometern.

Ziel dieser Arbeit ist es, mit Hilfe der LIGA-Technik ein miniaturisiertes Fourier-Transformations-Spektrometer zu entwickeln und dessen Eigenschaften zu bestimmen. Dazu werden zunächst in Kapitel 3 die notwendigen theoretischen Grundlagen erarbeitet, aus denen die Anforderungen an die Konstruktion eines FT-Spektrometers abgeleitet werden können. Anhand der Anforderungen werden in Kapitel 5 unterschiedliche Lösungsansätze für miniaturisierte Fourier-Transformations-Spektrometer entwickelt. Nach einer Bewertung der Lösungsansätze, die eine Bewertung hinsichtlich der Funktionserfüllung und der Fertigbarkeit umfasst, werden in den Kapiteln 5.3 - 5.4 die erfolgversprechendsten Konstruktionen detailliert ausgearbeitet und beschrieben. In Kapitel 6 werden die Fertigung und die notwendige Entwicklungsarbeit zur Produktion der Prototypen beschrieben. In Kapitel 6.3 wird auf die Fertigung unter Ausnutzung von Replikationstechniken eingegangen. In Kapitel 7 werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung der Prototypen dargestellt.

## 2 Bauformen von Mikrospektrometern

Seit den Anfängen der Spektroskopie sind eine Vielzahl unterschiedlichster Spektrometertypen entwickelt worden, die man heute teilweise in miniaturisierter Form wiederfinden kann. Die wohl einfachste Bauform eines Spektrometers stellt das Prismenspektrometer dar, für dessen Auflösung  $\Delta\lambda_{min}$  gilt [27, S. 182]:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda_{min}} = b \frac{dn}{d\lambda} \quad (1)$$

mit der Wellenlänge  $\lambda$ , die etwa die mittlere Wellenlänge des zu analysierenden Wellenlängenbereiches markiert, der vom Material des Prismas vorgegebenen Dispersion des Lichtes  $dn/d\lambda$  und der Kantenlänge des Prismas  $b$ . Da die Auflösung von Prismenspektrometern linear von der Kantenlänge  $b$  der eingesetzten Prismen abhängig ist, eignen sich diese Spektrometer nur begrenzt zur Miniaturisierung.

Die meisten heute kommerziell erhältlichen Mikrospektrometer sind Gitterspektrometer [14], [28],[15]. Der Grund dafür ist, dass sie sich relativ einfach mit nur wenigen Teilen realisieren lassen und, da sie keine bewegten Teile enthalten, recht robust sind. Herzstück dieser Spektrometer ist jeweils ein Beugungsgitter, das die einfallende Strahlung in seine spektralen Bestandteile zerlegt. Die Strahlung wird dann auf ein Photodiodenarray geleitet, das räumlich aufgelöst die Intensität der einzelnen Wellenlängen misst. Eine ausführliche Beschreibung eines gitterbasierten Mikrospektrometers findet man in [22], [29], [30].

Die theoretische Auflösung eines planaren Beugungsgitters kann dabei durch Gleichung (2) beschrieben werden [31, S. 27]

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda_{min}} = mN \quad (2)$$

mit der Anzahl der beleuchteten Gitterzähne  $N$  und der Beugungsordnung  $m$ . In Gleichung (2) wird

davon ausgegangen, dass das Licht aus einem unendlich schmalen Spalt auf das Gitter trifft. Da das in der Realität nicht der Fall ist, muss die Spaltweite des Eintrittspaltes berücksichtigt werden. Bei einem endlich breiten Eintrittsspalt verschlechtert sich die Auflösung zu [30]:

$$\Delta\lambda = B_{Spalt} D_\lambda A \quad (3)$$

mit der Breite des Eintrittspaltes  $B_{Spalt}$ , dem Abbildungsverhältnis des Eintrittspaltes auf den Detektor A und der Dispersion  $D_\lambda$ , die angibt welche Breite ein Wellenlängenbereich  $\Delta\lambda$  auf dem Detektor einnimmt. Formel 3 beschreibt somit ein fundamentales, bei der Verwendung von Gitterspektrometern auftauchendes Problem. Eine gute Auflösung lässt sich nur mit einem kleinen Eintrittsspalt erzielen, was wiederum dazu führt, dass nur wenig Licht in das System eingekoppelt werden kann.

Ebenfalls recht weit verbreitet sind Fabry-Perot-Spektrometer. Die Funktionsweise dieses Spektrometertyps beruht auf Vielstrahlinterferenz zwischen zwei verspiegelten Platten [27, S. 346 ff]. Für die maximale Auflösung gilt:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m_{max} F = \frac{2d}{\lambda_{min}} F = \frac{2d}{\lambda_{min}} \pi \frac{R}{1 - R^2} \quad (4)$$

mit der Finesse F und der Beugungsordnung m, der kleinsten im Spektrum vorkommenden Wellenlänge  $\lambda_{min}$ , dem Reflexionskoeffizienten R und dem Abstand der beiden gegenüberliegenden Spiegel d. Kennzeichnend für Fabry-Perot-Spektrometer ist eine extrem hohe Auflösung bei einem eingeschränkten nutzbaren Spektralbereich. Der freie Spektralbereich  $\Delta\lambda_n$  ist definiert als:

$$\Delta\lambda_n = \frac{\lambda_{min}}{m_{max}} = \frac{\lambda_{min}^2}{2d} \quad (5)$$

Aus Gleichung (4) und 5 kann für das Verhältnis von Auflösung zu freiem Spektralbereich abgeleitet werden:

$$\frac{\Delta\lambda_n}{\Delta\lambda} = F \implies \Delta\lambda_n = F \cdot \Delta\lambda \quad (6)$$

Auflösung und freier Spektralbereich sind somit proportional zueinander. Eine hohe Auflösung, d.h. ein kleines  $\Delta\lambda$ , bedingt einen kleinen freien Spektralbereich, da sich die Finess eines Systems nicht beliebig steigern lässt. Der einfache Aufbau von Fabry-Perot-Spektrometern eignet sich gut für eine Miniaturisierung, so dass sich in der Literatur viele solcher Systeme finden lassen [13], [10], [32].

Neben diesen beiden Spektrometertypen, die heute schon kommerziell erhältlich sind, wurden etliche weitere Mikrospektrometer entwickelt, die aber das Laborstadium noch nicht verlassen haben. Dazu zählen Spektrometer die den Talboteffekt ausnutzen [7], Standing Wave FT-Spektrometer [11], [12], Gitterspektrometer mit variabler Gitterkonstante [33], Lamellar Grating Spektrometer [34], [9] oder auch miniaturisierte Hadamard-Spektrometer [35], [9], [36]. Wie bei denen in dieser Arbeit entwickelten Spektrometern wird bei vielen dieser Entwicklungen ein Aktor in das Spektrometer integriert, um somit die teuren Detektorzeilen durch vergleichsweise preiswerte Detektoren zu ersetzen.

Preiswerte Spektrometer lassen sich mit drehbaren Bragg-Spiegeln realisieren [8], [37]. Eine weitere Klasse von Spektrometern nutzt mikrostrukturierte Folien oder Plättchen als optische

Bandfilter [38], [39]. In [40] wird eine solche Struktur mit variabler Geometrie beschrieben, die als Spektrometer nutzbar ist.

Ebenfalls noch im Laborstadium sind Projekte, die sich mit der Entwicklung miniaturisierter FT-Spektrometer beschäftigen [9], [41], [42] [43].

Bereits kommerziell erhältlich sind portable FT-Spektrometer für den Vor-Ort Einsatz [44], [45], [46] die feinwerktechnisch hergestellt werden. Aufgrund des aufwändigen Fertigungsverfahrens, sind diese Spektrometer jedoch teuer und nicht für eine Massenfertigung geeignet.

### 3 Grundlagen der Fourier-Transformations-Spektroskopie

Im folgenden Kapitel sollen zunächst die Grundlagen zusammengefasst werden, die bei der Konstruktion von Fourier-Transformations-Spektrometern (FTS) beachtet werden müssen. Dazu wird zunächst die Arbeitsweise von Fourier-Transformations-Spektrometern beschrieben. Anschließend wird versucht, alle wichtigen, die Leistungsfähigkeit eines FTS bestimmenden Einflussparameter zu identifizieren und zu beschreiben.

#### 3.1 Funktionsweise eines Fourier-Transformations-Spektrometers

Nachstehend soll das Prinzip der Fourier-Transformations-Spektroskopie erläutert werden.

Herzstück aller Fourier-Transformations-Spektrometer ist ein Zweistrahlinterferometer, wie es schematisch in Bild 1 dargestellt wird. Das eingekoppelte Licht trifft in diesen Systemen auf einen Strahlteiler und wird dort in zwei Strahlengänge aufgeteilt. Nachdem beide Strahlen eine Weglänge  $W_1$  bzw.  $W_2$  durchlaufen haben, werden sie wieder zusammengeführt und interferieren miteinander. Die von der Weglängendifferenz  $W_1 - W_2$  abhängige Intensität des Interferenzsignals wird von einem Detektor aufgezeichnet.

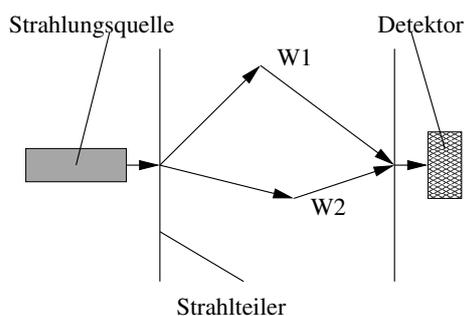


Bild 1: Prinzipskizze eines Zweistrahl Interferometers

Erweitert man den in Bild 1 gezeigten Aufbau um eine geeignete Weißlichtquelle, einen Probenhalter und eine Messeinrichtung zur Erfassung der optischen Weglängendifferenz, erhält man ein Fourier-Transformations-Spektrometer. Bild 2 zeigt den typischen Aufbau eines Fourier-Transformations-Spektrometers. Zu sehen ist das Spektrometer, die Weißlichtquelle und die zu untersuchende Probe, die sich hier in einem der beiden Spektrometerarme befindet. Häufig ordnet man die Probe aber auch zwischen der Lampe und dem Strahlteiler an.

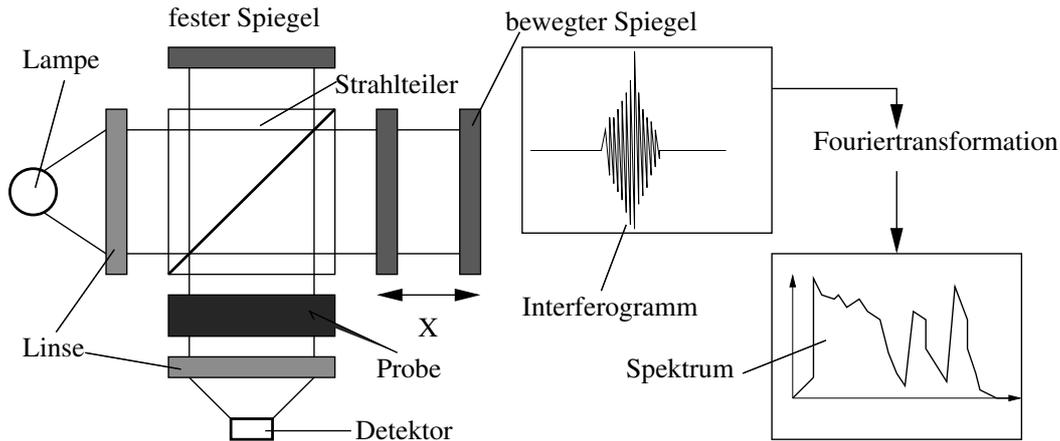


Bild 2: Aufbau eines Fourier-Transformations-Spektrometers

Eingezeichnet ist das direkt am Detektor gemessene Signal, das sogenannte Interferogramm, und das daraus durch Fouriertransformation abgeleitete Spektrum. Direkt gemessen wird dabei die Intensität des Interferenzsignals in Abhängigkeit von der optischen Weglängendifferenz. Der Aufbau des in Bild 2 dargestellten Spektrometers entspricht hierbei einem Michelson-Interferometer. Das eingekoppelte Licht fällt zunächst auf einen Strahlteiler. Im Idealfall werden hier 50% des Lichtes reflektiert und gelangen auf einen feststehenden Spiegel S1. Der transmittierte Anteil des Lichtes gelangt auf den beweglichen Spiegel S2. Das Licht wird jeweils zurückreflektiert und trifft am Strahlteiler aufeinander. Die beiden sich überlagernden Strahlhälften interferieren hier miteinander. Durch den beweglich angeordneten Spiegel S2 kann die optische Weglängendifferenz und somit das Interferenzsignal variiert werden. Vom Strahlteiler werden wiederum 50% des Lichtes auf den Detektor reflektiert und dort aufgezeichnet. Die übrigen 50% des Lichtes werden in der gezeigten Anordnung wieder in Richtung Strahlungsquelle reflektiert und gehen somit für die Messung verloren.

Im Folgenden soll dargestellt werden, wie das Spektrum der eingekoppelten Strahlung aus dem Interferogramm abgeleitet werden kann. Begonnen wird dabei mit der Darstellung für monochromatisches Licht und somit dem einfachsten Fall. Für eine monochromatische Lichtquelle kann am Detektor eines Michelson-Interferometers folgende Intensität in Abhängigkeit der Auslenkung des Spiegels gemessen werden:

$$I(\delta) = 0,5I(\lambda) \left\{ 1 + \cos\left(2\pi\frac{\delta}{\lambda}\right) \right\} \quad (7)$$

mit der optischen Weglängendifferenz der beiden Wellenzüge  $\delta$ , der Wellenlänge  $\lambda$  und der Intensität der eingekoppelten Strahlung  $I(\lambda)$ . Bei einem Michelson-Interferometer gilt dabei für den Zusammenhang zwischen Auslenkung des Spiegels und optischer Weglängendifferenz:

$$\delta = 2x$$

mit der physikalischen Auslenkung des Spiegels  $x$  (siehe Bild 2). Im Allgemeinen wird nur die oszillierende Komponente der Intensität berücksichtigt, so dass man unter der Bezeichnung Interferogramm einer monochromatischen Quelle folgenden Ausdruck versteht:

$$I(\delta) = 0,5I(\nu) \cos(2\pi\nu\delta) \quad (8)$$

Dabei ist  $\nu = \lambda^{-1}$  die Wellenzahl, die gewöhnlich in der Einheit  $\text{cm}^{-1}$  angegeben wird. Im Allgemeinen ist die gemessene Intensität noch von weiteren Einflussfaktoren abhängig, wie etwa der Effizienz des Strahlteilers, der Empfindlichkeit des Detektors oder der Charakteristik des Verstärkers. Die genannten Einflussfaktoren fasst man zu einem wellenzahlabhängigen Korrekturfaktor  $H(\nu)$  zusammen und schreibt für die gemessene Intensität:

$$I(\delta) = 0,5H(\nu)I(\nu) \cos(2\pi\nu\delta) = 0,5B(\nu) \cos(2\pi\nu\delta)$$

$$\text{mit : } B(\nu) = H(\nu)I(\nu) \quad (9)$$

Verwendet man keine monochromatische Strahlungsquelle sondern ein kontinuierliches Spektrum, summieren sich am Detektor die Intensitäten aller Wellenzahlen auf und es gilt<sup>2</sup>:

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu) \cos(2\pi\nu\delta) d\nu \quad (10)$$

Die eigentlich interessierende Information, die Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge, erhält man durch Fouriertransformation von Gleichung (10). Es gilt<sup>3</sup>:

$$B(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\delta) \cos(2\pi\nu\delta) d\delta \quad (11)$$

Zur Illustration des oben Angeführten sei hier auf die Bilder 3 und 4 verwiesen. Bild 3 zeigt ein Interferogramm  $I(\delta)$  für ein Spektrum  $B(\nu)$  bestehend aus 12 Wellenzahlen von  $1\mu\text{m}^{-1}$  bis  $12\mu\text{m}^{-1}$ . Bild 4 zeigt die diskrete Fourierpositivtransformierte des Interferogramms.

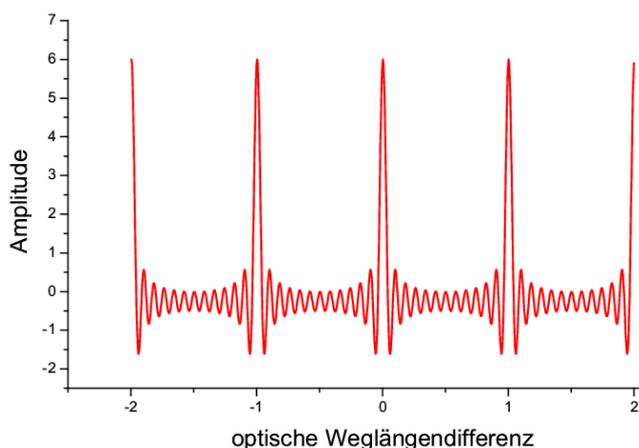


Bild 3: Interferogramm

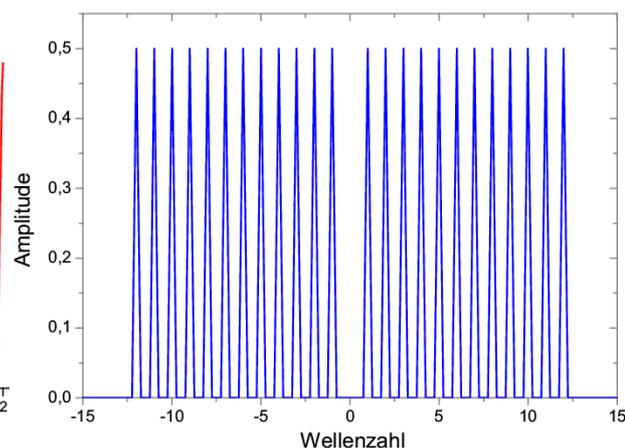


Bild 4: Spektrum

Dass in Bild 3 mehrere Maxima auftauchen, ist dabei untypisch für Interferogramme und liegt in

<sup>2</sup>Um hier den Zusammenhang mit der Fouriertransformation zu verdeutlichen, wird in Gleichung (10) von  $-\infty$  bis  $\infty$  integriert. Formal tauchen somit negative Wellenzahlen auf, die es physikalisch nicht gibt. Diese Vorgehensweise ist jedoch mathematisch korrekt. Da sich negative und positive Wellenzahlen spiegelbildlich zueinander verhalten (siehe Bild 4), genügt es nach der Berechnung des Spektrums lediglich die positiven Wellenzahlen zu betrachten.

<sup>3</sup>Zur Verdeutlichung hier noch einmal die Fouriertransformation für eine gerade Funktion (wie unser ideales Interferogramm eine darstellt), wie man sie in [47, S. 41] finden kann:  $H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \cos(2\pi ft) dt$

dem für das Beispiel konstruiertem Spektrum begründet, das aus 12 Wellenlängen besteht, zwischen denen jeweils ein Abstand von  $1\mu m^{-1}$  besteht. Ähnlich wie bei einer Schwebung wird die Periodendauer des Interferenzsignals durch den Abstand der Wellenlängen bestimmt und ist zu ihm reziprok. Für ein kontinuierliches Spektrum ist die Periode somit unendlich. Ein typisches Interferogramm enthält somit nur ein Interferenzmaximum bei der optischen Weglänge 0. Da das Interferogramm entlang der Ordinatenachse spiegelsymmetrisch ist (siehe auch Bild 3), kann ohne Verlust an Information auf eine Seite des Interferogramms verzichtet werden [48, S. 109]. Um die Auflösung der Spektrometer zu verbessern (siehe dazu Kapitel 3.2.1), werden daher häufig nur einseitige Interferogramme aufgenommen. Allerdings sind diese sehr anfällig für Phasenfehler, die im Kapitel 3.2.4 beschrieben werden. Wenn das Spektrometer nicht evakuiert ist, befinden sich im Strahlengang des Spektrometers außer der Probe noch weitere Stoffe, die Teile des Spektrums absorbieren. Daher wird für gewöhnlich eine weitere Messung ohne Probe durchgeführt und die beiden Spektren anschließend voneinander abgezogen [48, S. 340 ff]. Bild 5 zeigt schematisch, wie aus den beiden Spektren durch Subtraktion ein resultierendes Absorptionsspektrum berechnet werden kann. In anderen Veröffentlichungen [49] werden die beiden Spektren hingegen durcheinander dividiert.

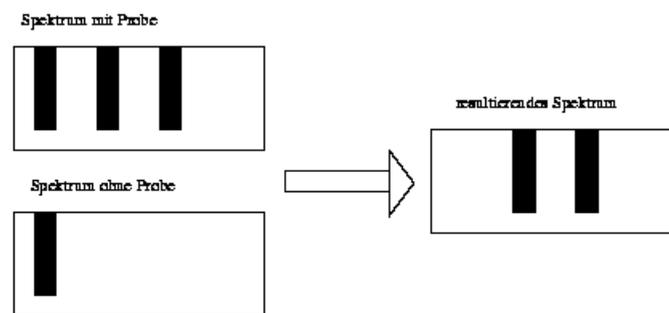


Bild 5: Berechnung des resultierenden Absorptionsspektrums

Folgende vorteilhafte Eigenschaften machen die Fourier-Transformations-Spektroskopie besonders interessant [50]: der sogenannte Durchsatz- oder **Jaquinot-Vorteil**, der ausdrückt, dass aufgrund fehlender Spaltblenden gegenüber Gitterspektrometern ein erheblich höherer Strahlungsanteil auf den Detektor trifft<sup>4</sup>; der **Multiplex- oder Fellgett-Vorteil**, der sich aus der Tatsache ergibt, dass die gesamte Strahlung gleichzeitig von nur einem Detektor aufgenommen wird und das Signal-Rausch-Verhältnis dabei im Vergleich zu Spektrometern mit einem Beugungsgitter eine Verbesserung proportional zu  $\sqrt{n}$  erfährt, wobei  $n$  für die Anzahl der Spektralelemente steht<sup>5</sup> [48, S. 276]; und der **Cones-Vorteil** (bei Kalibrierung mit HeNe Laser), der die hohe Wellenzahlgenauigkeit ausdrückt. Wobei mit der Wellenzahlgenauigkeit ausgedrückt wird, dass die Position der Spektrallinien sehr präzise bestimmt werden kann. Diesen Vorteilen steht der Aufwand für den beweglichen Spiegel und die Justage der optischen Komponenten gegenüber.

<sup>4</sup>In [51, S. 22] wird abgeschätzt, dass bis zu 200 mal mehr Licht in das Spektrometer eingekoppelt werden kann. Besonders bei hohen und höchsten Auflösungen bieten FTS erhebliche Vorteile gegenüber gitterbasierten Systemen. In der Praxis kann der Jaquinot-Vorteil auf Grund des Zusammenwirkens verschiedener Faktoren nicht immer voll ausgenutzt werden [48, S. 274].

<sup>5</sup>Bei einem Spektrum von 1 bis  $2\mu m$  und einer Auflösung von 100 nm ergibt sich  $n=10$ , bei einer Auflösung von 1 nm ein  $n=1000$

### 3.2 Einflussparameter

Im vorangegangenen Abschnitt wurde das Prinzip der Fourier-Transformations-Spektroskopie beschrieben. Die Beschreibung ging von einem idealen Spektrometer aus. In der Realität gibt es eine Vielzahl von Einflussfaktoren, die die Auflösung und das Signal-Rauschverhalten des Spektrometers beeinflussen und die bei der Konstruktion eines FTS berücksichtigt werden müssen. Im folgenden Kapitel soll versucht werden einen möglichst vollständigen Überblick über alle die Qualität eines FT-Spektrometers beeinflussenden Parameter zu geben, soweit sie für die mechanische und optische Konstruktion eines Spektrometers wichtig sind. Nicht diskutiert werden der Einfluss der Elektronik und der Computerprogramme, die zur Auswertung der Messergebnisse genutzt werden. Als nützliche Quelle für die folgenden Abschnitte erwies sich dabei vor allem die Arbeit von Griffith [48], der in seinem 1986 erschienenem Buch einen umfassenden Überblick über die Materie gibt, sowie die Arbeit von Vanasse [52]. Weitere Bücher mit Übersichtscharakter sind [51], [53], [54] sowie [55]. Speziell mit den bei der Fourier-Spektroskopie auftretenden Fehlerquellen beschäftigt sich [56].

Sind die Fehlerquellen indendifiziert, kann man sie im Design des Spektrometers berücksichtigen und versuchen, störende Einflüsse zu kompensieren. Beispiele für eine solche Kompensation sind verkippungskompensierte Optiken, auf die daher am Ende des Kapitels eingegangen wird. Das folgende Kapitel stellt somit eine wichtige Grundlage für Kapitel 5.4 dar, in dem die Konstruktion der Spektrometer beschrieben wird.

#### 3.2.1 Spiegelverfahrweg

Wie aus Gleichung (11) abzulesen ist, müsste der Spiegel über einen unendlichen Verfahrweg verschoben werden, um der Gleichung vollständig zu genügen. In der Realität ist der Verfahrweg des Spiegels begrenzt. Mathematisch entspricht die Begrenzung des Spiegelweges einer Multiplikation des Interferogramms mit der Begrenzungsfunktion (12) wobei  $\Delta$  die Grenzen der Spiegelverschiebung vorgibt:

$$\begin{aligned} D(\delta) &= 1 && \text{für} && -\Delta < \delta < +\Delta \\ D(\delta) &= 0 && \text{für} && \delta < -\Delta \\ &&& \text{und} && \delta > +\Delta \end{aligned} \quad (12)$$

Das Spektrum ist bei einem begrenzten Verfahrweg daher gegeben durch:

$$B(\nu) = \int_{-\Delta}^{\Delta} I(\delta) D(\delta) \cos(2\pi\nu\delta) d\delta \quad (13)$$

Besteht das Spektrum nur aus einer Komponente mit der Wellenzahl  $\nu_1$ , so ergibt sich mit der Faltungsregel der Fouriertransformation folgende Lösung [57, S.345]:

$$B(\nu) = 2\Delta B(\nu_1) \text{sinc}(2\pi(\nu_1 - \nu)\Delta) \quad (14)$$

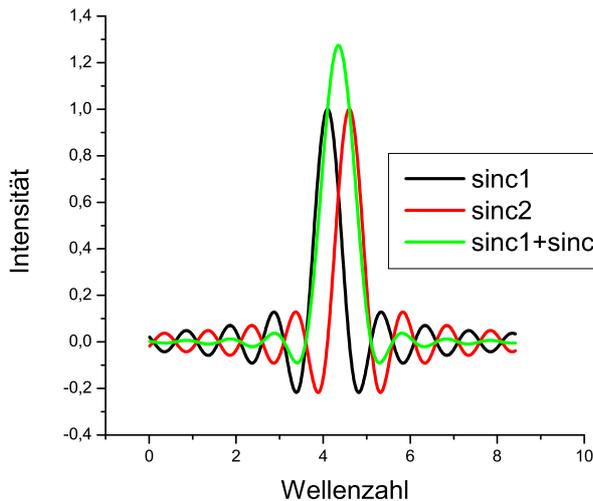
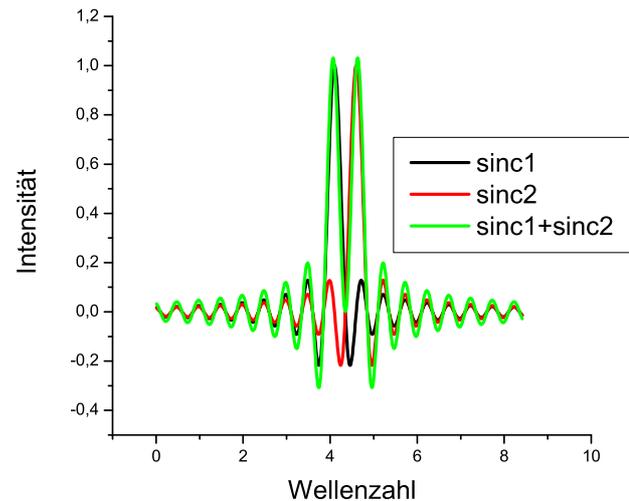
Wir erhalten also statt einen  $\delta$  Peak, eine sinc Funktion<sup>6</sup> mit einer Halbwertsbreite von  $0,605/\Delta$ . Besteht das Spektrum aus mehreren Komponenten, ergibt sich an jeder auftauchenden Frequenzkomponente eine sinc Funktion (siehe Bild 6). Gemäß Gleichung (14) ergibt sich das Spektrum also

---

<sup>6</sup>sinc(x) = sin(x)/x

durch die Multiplikation des “idealen” Spektrums mit einer Funktion, die vom verwendeten Spektrometer vorgegeben wird. Bei dieser Funktion spricht man von der instrumentellen Linienform [49] bzw. im Englischen von der ILS (Instrument Line Shape).

Die Abhängigkeit der Auflösung von  $\Delta$  zeigen die Bilder 6 und 7. Sie zeigen das Abbild eines Spektrums, das aus den Wellenzahlen 2 und 2,5 mit der jeweiligen Intensität von 1 besteht. An jeder Frequenzkomponente ergibt sich gemäss Gleichung (14) eine sinc Funktion. Der Betrachter sieht jeweils die Summe der beiden sinc Funktionen und kann somit die Wellenlängen bei einem  $\Delta$  von 1 nicht mehr getrennt wahrnehmen.

Bild 6: Auflösung bei einem  $\Delta$  von 1Bild 7: Auflösung bei einem  $\Delta$  von 2

Um die Auflösung eines Spektrometers zu charakterisieren sind verschiedene Kriterien vorgeschlagen worden. Laut dem Rayleigh Kriterium können zwei spektrale Komponenten aufgelöst werden, wenn der Abstand beider Linien mindestens so groß ist, dass die Lage des ersten Minimums der einen Funktion mit der Position des Maximums der zweiten Funktion übereinstimmt. Wie in Bild 6 zu erkennen ist, kann dieses Kriterium nicht auf die Fourier-Transformations-Spektroskopie angewandt werden. Auch das zweite populäre Kriterium, nach dem zwei Linien aufgelöst werden können, wenn ihr Abstand größer ist als die Breite der jeweiligen Funktion auf halber Höhe, kann nicht angewandt werden, da die Linien auch hier noch nicht getrennt wahrgenommen werden. Laut Griffiths [48, S. 15] kann die Auflösung ungefähr mit  $0.73/\Delta$  angegeben werden, wobei zu beachten ist, dass der sichtbare Intensitätsunterschied zwischen zwei Wellenlängen dabei nur etwa 1% beträgt. Für zwei Wellenzahlen mit dem Abstand  $1/\Delta$  beträgt der Unterschied bereits 20%. Um daher für die Auflösung nicht zu positive Werte anzugeben, soll im Folgenden von einer Auflösung  $1/\Delta$  ausgegangen werden. Nutzt man die Symmetrie des Interferogramms aus, braucht nur die eine Hälfte des Interferogramms aufgenommen werden und die Auflösung verbessert<sup>7</sup> sich zu  $1/2\Delta = 1/2x_{max}$  mit der maximal erreichbaren Auslenkung des bewegten Spiegels  $x_{max}$ . Für gewöhnlich wird die Auflösung von FTS in der Einheit  $1/\text{cm}$  angegeben. Etwas anschaulicher ist es, die Auflösung in nm anzugeben.

<sup>7</sup>Wenn man den Spiegelverfahrweg beibehält

Nachstehend wird gezeigt, wie man die Einheiten ineinander umrechnen kann:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2x_{max}} = \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \quad (15)$$

Daraus folgt für die Auflösung in nm:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1\lambda_2}{2x_{max}} \quad (16)$$

Da, wie aus Gleichung (16) zu ersehen ist, die Auflösung schlechter wird wenn sich das Spektrum zu höheren Wellenlängen verschiebt, kann die minimale Auflösung berechnet werden indem man in Gleichung (16) das Produkt  $\lambda_1\lambda_2$  durch  $\lambda_2^2$  ersetzt, wobei  $\lambda_2$  die größere der beiden Wellenlängen ist<sup>8</sup>.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{max}^2}{2x_{max}} \quad (17)$$

In Tabelle 1 sind einige theoretisch erreichbare Auflösungen in Abhängigkeit vom Spiegelverfahrweg angegeben.

Spiegelweg in $\mu m$	Auflösung in 1/cm	Auflösung in nm für $\lambda = 1\mu m$	Auflösung in nm für $\lambda = 2\mu m$	Auflösung in nm für $\lambda = 3\mu m$
125	40	4	16	32
250	20	2	8	18
500	10	1	4	9
1000	5	0,5	2	4,5
2000	2,5	0,25	1	2,25

Tabelle 1: Erreichbare Auflösung in Abhängigkeit vom Verfahrweg

In den obenstehenden Ausführungen wurde bisher nur die von der Breite der sinc Funktion diktierte Auflösung betrachtet. Ein zusätzliches Problem stellen die Nebenmaxima der sinc Funktion dar, die man in Abbildung 6 und 7 ebenfalls gut erkennen kann. Die Höhe der Nebenmaxima betragen bei der sinc Funktion 22 % des Hauptmaximums. Zur Unterdrückung dieser Nebenmaxima, die das Spektrum verfälschen, wird das Interferogramm oft mit einer sogenannten Apodisationsfunktion<sup>9</sup> multipliziert. Die verschiedenen Möglichkeiten dazu werden unter anderem in [48], [54, S. 132 ff] und [55, S. 93 ff, S. 190 ff] beschrieben. Bei all diesen Verfahren gilt, dass man durch die Unterdrückung der Nebenmaxima zu einer Verschlechterung der Auflösung kommt. Beispiele für Apodisationsfunktionen sind etwa die Dreieckfunktion oder die Kosinusfunktion. Die Bilder 9 und 11 zeigen zur Verdeutlichung noch einmal die instrumentelle Linienform für eine einfach Rechteckfunktion bzw. eine Kosinusfunktion.

In Tabelle 9 sind noch einmal verschieden Apodisationsfunktionen aufgeführt. Angegeben ist jeweils die Halbwertsbreite der instrumentellen Linienform und die Höhe der Nebenmaxima in Prozent der Höhe des Hauptmaximums, mit der optischen Weglängendifferenz  $\delta$  und der maximalen optischen Weglängendifferenz  $\delta_{max}$ .

<sup>8</sup>Dieser Ausdruck wird ebenfalls in der Veröffentlichung von Manzardo [58] et al. benutzt.

<sup>9</sup>Das Wort Apodisation stammt aus dem griechischen  $\alpha \pi \delta \delta \sigma$  "ohne Füße"

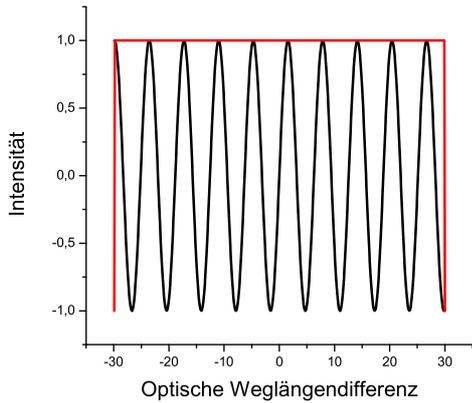


Bild 8: Funktion wird durch eine Rechteckfunktion begrenzt

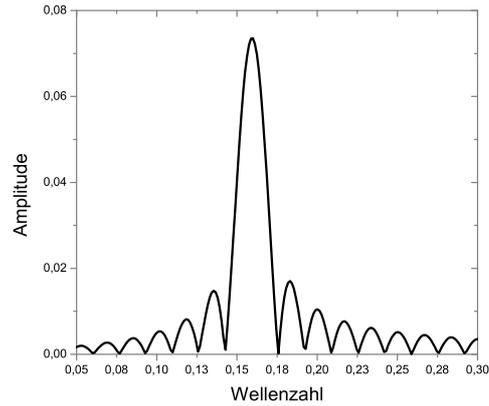


Bild 9: Spektrum ohne Apodisation

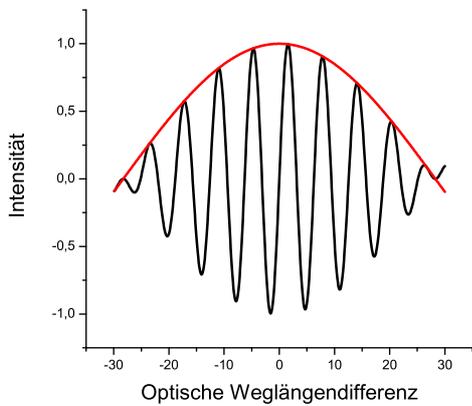


Bild 10: Funktion wird durch eine Kosinusfunktion begrenzt

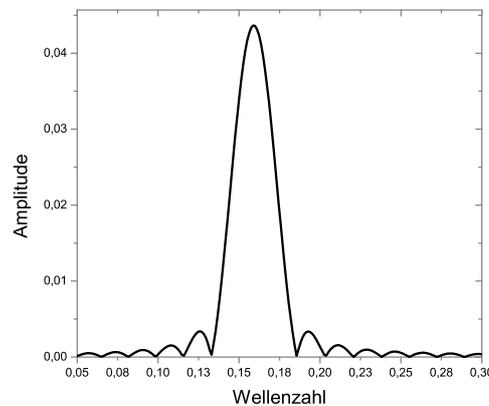


Bild 11: Spektrum mit Apodisation durch eine Kosinusfunktion

Name der Funktion	Funktion	FWHM	Höhe der Nebenmaxima
Rechteckfunktion	$rect(\delta_{max}, \delta)$	$0,603/\delta_{max}$	22%
Dreieckfunktion	$1 -  \delta /\delta_{max}$	$0,886/\delta_{max}$	4,7%
Kosinusfunktion	$cos(\pi\delta/2\delta_{max})$	$0,820/\delta_{max}$	7,1%
Gaußfunktion	$e^{(-\pi\delta^2/\delta_{max}^2)}$	$0,963/\delta_{max}$	0%
Super Gauß	$e^{(-\pi\delta^4/\delta_{max}^4)}$	$0,823/\delta_{max}$	10,8%
Happ-Genzel	$0,54 + 0,46cos(\pi\delta/\delta_{max})$	$0,908/\delta_{max}$	0,6%

Tabelle 2: Eigenschaften verschiedener Apodisationsfunktionen :Quelle [9]

### 3.2.2 Spiegelverkipfung

Wenn die Spiegel nicht perfekt zueinander justiert sind, legen nicht mehr alle Strahlen dieselben Wege zurück (siehe Bild 12). In Folge dessen nimmt die Intensität des Interferenzsignals drastisch ab. Um den Einfluss einer Verkipfung der Spiegel zu berechnen, wird der verkippte Spiegel als Stufenspiegel approximiert. Die optische Weglängendifferenz eines Punktes ist somit von der Verschiebung des Spiegels  $x$ , dem Verkipfungswinkel  $\alpha$  und der  $y$ -Koordinate abhängig (siehe Bild 13).

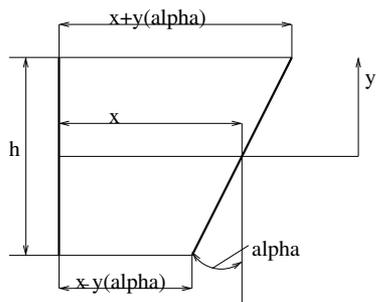


Bild 12: Weglängendifferenz aufgrund von Spiegelverkippen

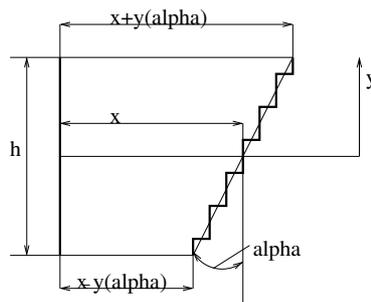


Bild 13: Weglängendifferenz aufgrund von Spiegelverkippen

Mit dieser Annahme kann der Effekt eines verkippten Spiegels abgeschätzt werden, indem der Interferenzterm der Intensität am Detektor über folgendes Integral berechnet wird [59, S. 39]:

$$I(x) = \int_{-h/2}^{h/2} I(y) \cos(2\pi\nu(2x + 2\alpha y)) dy \tag{18}$$

$I(x)$  ist dabei die Intensität des Interferenzsignals, die vom Detektor bei einer Spiegelverschiebung  $x$  gemessen wird,  $I(y)$  die von der  $y$ -Koordinate abhängige Intensität,  $h$  die Höhe des Spiegels. Ist der Spiegel zusätzlich um die  $y$ -Achse verkippt, gilt für die Intensität  $I(x)$ :

$$I(x) = \int_A I(y, z) \cos(2\pi\nu(2x + 2\alpha y + 2\beta z)) dA \tag{19}$$

Ein ähnlicher Ansatz findet sich bei [54, S. 234 ff]. In [60, S. 89] wird gezeigt, dass der Ansatz auch bei einer strengeren wellenoptischen Betrachtung gilt, wenn sich der Detektor in der Brennebene der Fokussierlinse des Systems befindet. Mit diesem vereinfachten Ansatz kann man sich daher recht schnell einen Überblick über den zu erwartenden Kontrastverlust verschaffen. Bilder 14 und 15 zeigen den berechneten Intensitätsverlauf bei einer angenommenen Wellenlänge von  $1 \mu m$ .

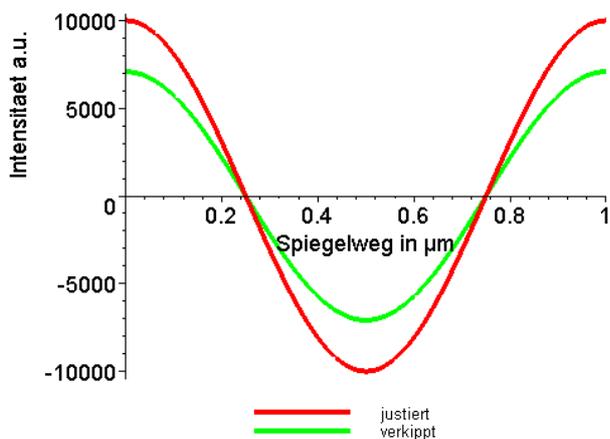


Bild 14: Vergleich Intensitäten Spiegelgröße  $100 \mu m \times 100 \mu m$ , Wellenlänge  $1 \mu m$ , Verkippen  $1+2 \text{ mrad}$

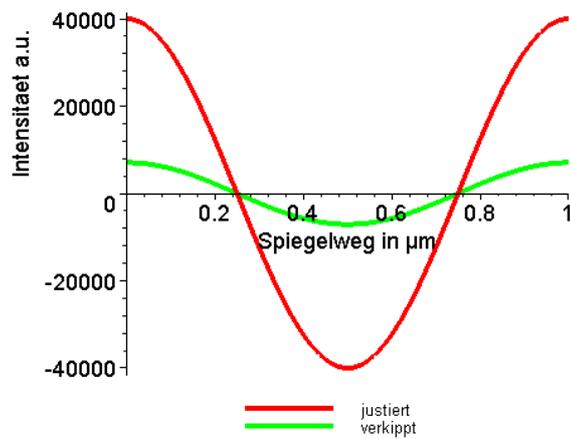


Bild 15: Vergleich Intensitäten Spiegelgröße  $200 \mu m \times 200 \mu m$ , Wellenlänge  $1 \mu m$ , Verkippen  $1+2 \text{ mrad}$

Die Spiegel sind jeweils um 1 mrad um die y-Achse und 2 mrad um die z-Achse verkippt worden. Um den Einfluss der Spiegelgröße zu zeigen, wurde die Rechnung für einen quadratischen Spiegel der Größe  $100 \times 100 \mu\text{m}$  bzw. für einen quadratischen Spiegel der Größe  $200 \times 200 \mu\text{m}$  durchgeführt. Dabei wird angenommen, dass die Spiegel vollständig und gleichmäßig ausgeleuchtet werden. Um den Einfluss der Wellenlänge zu demonstrieren, wurde der Intensitätsverlauf für eine Wellenlänge von  $3 \mu\text{m}$  simuliert. Der Intensitätsverlauf des Interferenzsignals ist in Bild 16 dargestellt. Hier sind die Abweichungen der beiden Signale deutlich geringer. Generell kann aus den Bildern 14 bis 16 abgeleitet werden, dass der Kontrastverlust und damit die Anforderungen an die Justage für längerwelliges Licht und kleinere Spiegel deutlich geringer sind.

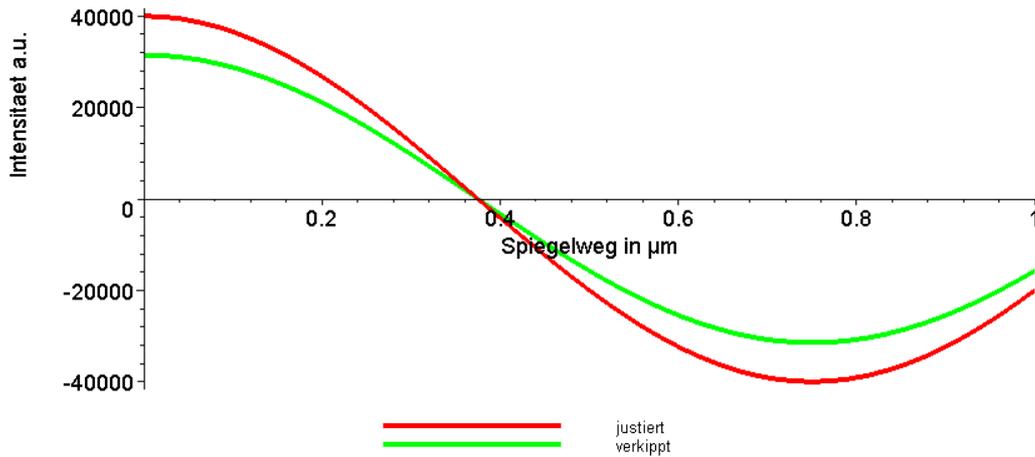


Bild 16: Vergleich Intensitäten Spiegelgröße  $200 \times 200 \mu\text{m}$ , Wellenlänge  $3 \mu\text{m}$ , Verkipfung  $1+2$  mrad

Für eine kreisförmige Apertur kann der Kontrastverlust  $K_v$  mit der in [60] und [59] angegebenen Funktion berechnet werden. Es gilt:

$$K_v(m) = 2 \frac{J_1(m\pi)}{m\pi} \quad (20)$$

Die Definition von  $m$  lautet dabei:

$$m = 4\pi\nu\alpha r \quad (21)$$

mit der Besselfunktion erster Ordnung  $J_1$ , dem Spiegelradius  $r$ , dem Verkipfungswinkel  $\alpha$  und der Wellenzahl  $\nu$ .

Ist der Spiegel um zwei Achsen verkippt, kann man mit Gleichung (20) die Verluste für die jeweilige Achse berechnen und sie dann multiplizieren, um so den Gesamtverlust des Interferenzsignals zu erhalten. Zu beachten ist dabei noch die Richtung der Spiegelverkipfung. Sind beide Spiegel gleichsinnig verkippt, kompensieren sich die Weglängenunterschiede. Sind beide Spiegel gegensinnig verkippt, addieren sich die Weglängenunterschiede. Weiter gilt, dass mit den vorgestellten Berechnungsverfahren nicht der Einfluß beliebig großer Spiegelverkipfungen berechnet werden kann. Eine Grenze liegt etwa bei Spiegelverkipfungen von 2 mrad und einem Spiegelradius von  $150 \mu\text{m}$ . Erhöht man ausgehend von diesen Werten den Radius oder den Kippwinkel, werden negative Werte für den Kontrastverlust berechnet. Das Modell verliert daher für größere Verkipfungswinkel seine Gültigkeit und ist somit nur für schon relativ gut justierte Systeme anwendbar.

Eine einfache Möglichkeit, die Justage der Spiegel zu überprüfen, bietet die Messung der Intensität bei  $\delta = 0$  und  $\delta = \infty$ .

$$K = \frac{I(0) - I(\infty)}{I(\infty)} \quad (22)$$

Für gut justierte Spektrometer sollte der Kontrast  $K$  größer als 0,9 sein. Zur Erklärung sei hier noch einmal das am Detektor anliegende Signal angegeben, das sich aus einem Gleichanteil und dem Interferenzterm zusammensetzt.

$$I(\delta) = 0,5B(\nu) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} (1 + \cos(2\pi\nu\delta)) d\nu \quad (23)$$

Bei Auslenkung 0 und konstruktiver Interferenz aller Wellenlängen sollte das Signal exakt doppelt so groß sein wie bei Auslenkung  $\infty$  bei der alle Wellenlängen destruktiv miteinander interferieren. Die obige Forderung an die Ausrichtung des Spiegels ist nur schwer zu erfüllen, weswegen man mit Reflektortypen arbeitet, die die Folgen einer Spiegelverkipfung weitgehend eliminieren, wie etwa *Cube Corner* oder *Cats Eye* Reflektoren (siehe dazu Abschnitt 3.3.1). Neben dem Verlust an Intensität können verkippte Spiegel zu einem verzerrten Spektrum führen [56, S. 228].

### 3.2.3 Kollimation der eingekoppelten Strahlung

Das von einer realen Quelle ausgehende Licht ist nicht vollständig parallel. Zwischen den Strahlen, die in unterschiedlichen Winkeln auf die Spiegel fallen, entstehen Laufzeitunterschiede, die in den bisherigen Abschätzungen nicht berücksichtigt wurden. Bild 17 zeigt eine schematische Darstellung eines Michelson Interferometers, in das Licht unter dem Winkel  $\Theta$  eingekoppelt wird. Bild 18 zeigt zur Verdeutlichung nur die beiden Spiegel mit einem eintretenden und zwei austretenden Strahlen.

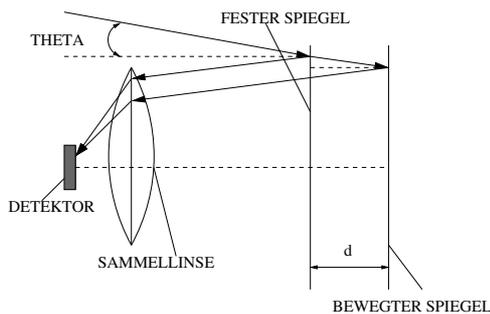


Bild 17: Optische Weglängendifferenz für Strahlen, die unter einem Winkel  $\Theta$  eingekoppelt werden

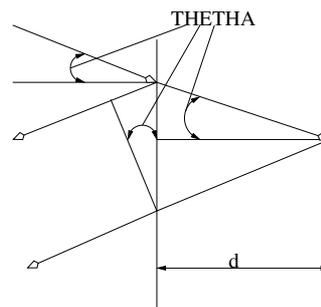


Bild 18: Optische Weglängendifferenz für Strahlen, die unter einem Winkel  $\Theta$  eingekoppelt werden

Die Weglängendifferenz der beiden Strahlen am Detektor berechnet sich zu:

$$\Delta = 2d / \cos(\Theta) - 2d \tan(\Theta) \sin(\Theta) = 2d / \cos(\Theta) \cdot (1 - (\sin(\Theta))^2) = 2d \cos(\Theta) = \delta \cos(\Theta) \quad (24)$$

mit  $\delta = 2d$  und dem Parallelversatz der beiden Strahlen  $2d \tan(\Theta) \sin(\Theta)$ . Die optische Weglängendifferenz ist somit eine Funktion des Winkels, unter dem die Strahlen eingekoppelt werden. Um die

Intensität am Detektor für eine durch die Spiegelverschiebung vorgegebene optische Weglängendifferenz  $\delta$  zu ermitteln, muss nun über alle Wellenlängen und zusätzlich über den Raumwinkel der einfallenden Strahlung integriert werden. Mit der für kleine Winkel gültigen Beziehung für den Raumwinkel  $\Omega$ :

$$\Omega = \pi\Theta^2 \quad (25)$$

gilt somit für die am Detektor gemessene Intensität [51, S. 142]:

$$I(\delta, \Omega) = 1/\Omega \int_0^\infty \int_0^\Omega B(\nu)(1 + \cos(2\pi\delta\Theta))d\Omega d\nu \quad (26)$$

Nach Integration über  $\Omega$  und der Anwendung trigonometrischer Formeln ergibt sich für das Interferogramm:

$$F(\delta, \Theta) = [I(\delta, \Omega) - I(\infty, \Omega)] = \int_0^\infty B(\nu) \text{sinc}(\Omega\nu\delta/2) \cos[2\pi\nu\delta - (\Omega\nu\delta/2)]d\nu \quad (27)$$

Das Spektrum einer monochromatischen Strahlungsquelle mit der Wellenzahl  $\nu_0$  berechnet sich aus Gleichung (27) zu [51, S. 147].

$$B(\nu) = 0,5 \int_{-\infty}^\infty \text{sinc}(\Omega\nu_0\delta/2) e^{i2\pi\nu_0[1-(\omega/4\pi)]} e^{-i2\pi\nu\delta} d\nu \quad (28)$$

Mit der Beziehung

$$\int_{-\infty}^\infty \text{sinc}[\pi(\nu_2 - \nu_1)] e^{i\pi(\nu_1 + \nu_2)\delta} e^{-i2\pi\nu\delta} d\nu = [\text{rect}(\nu_1, \nu_2)]/(\nu_2 - \nu_1) \quad (29)$$

kann als Lösung für Gleichung (28) angegeben werden:

$$B(\nu) = [\pi/(\nu_0\Omega)] \cdot \text{rect}(\nu_1, \nu_2) \quad (30)$$

mit  $\nu_1 = \nu_0 - (\nu_0\Omega/2\pi)$  und  $\nu_2 = \nu_0$ . Im Folgenden werden die für die Konstruktion von FTS wichtigen Ergebnisse der Lösung von Gleichung (28) angegeben. Die Auflösung wird durch einen nicht vollständig kollimierten Strahl beschränkt. Es gilt:

$$\Delta\nu = \nu_{max} \cdot \Omega/2\pi \quad (31)$$

Die Auflösung  $\Delta\nu$  wird somit von der größten im Spektrum enthaltenen Wellenzahl und dem Kollimationswinkel  $\Theta$  begrenzt. Berücksichtigt man, dass für die Auflösung gilt  $\Delta\nu = 1/2 \cdot x_{max}$ ; dass für die Wellenzahl gilt  $\nu = 1/\lambda$  und dass für den Zusammenhang zwischen Raumwinkel und Kollimation gilt  $\Omega = \pi\Theta^2$ ; kann man den für eine gewünschte Auflösung maximal zulässigen Öffnungswinkel berechnen:

$$\Theta = \sqrt{\frac{\lambda_{min}}{2 \cdot x_{max}}} = \sqrt{\lambda_{min}\Delta\nu} \quad (32)$$

Neben der Verschlechterung der Auflösung werden die resultierenden Spektrallinien verschoben. Berücksichtigt man die durch Gleichung (31) vorgegebene Verbreiterung des Spektrums, gilt für die Verschiebung der Wellenzahl  $\nu$ :

$$\bar{\nu} = \nu[1 - (\Omega/4\pi)] \quad (33)$$

wobei diese Position das Zentrum der resultierenden Rechteckfunktion darstellt (siehe Bild 19). Die auf den Detektor fallende Intensität wird (wie in Gleichung (27) abzulesen) mit der Funktion  $\text{sinc}(\Omega\nu\delta/2)$  moduliert. Man spricht hier von Selbstapodisation [48, S. 37]. Bei einer durch Gleichung (32) vorgegebenen maximal zulässigen (oder besser sinnvollen) Auslenkung  $x_{max}$  des Spiegels beträgt die Amplitude der sinc Funktion 0,64 [51, S. 151]. Die Abschwächung des Signals durch diesen Effekt ist daher gegenüber anderen Verlusten, z.B. durch ungenau ausgerichtete Spiegel, vernachlässigbar. Bild 19 zeigt noch einmal das Interferogramm und das resultierende Spektrum monochromatischen Lichtes mit einem Raumwinkel  $\Omega$ .

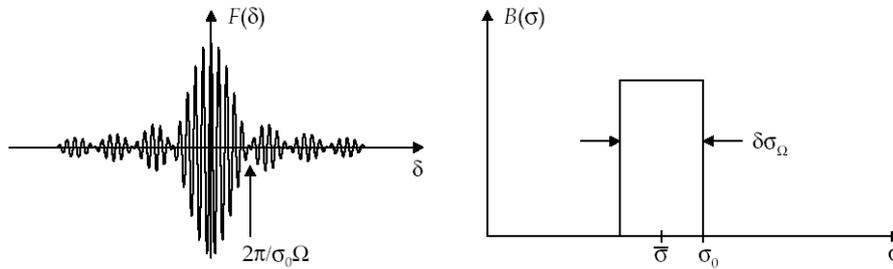


Bild 19: Interferogramm und Spektrum einer monochromatischen Quelle bei einem Raumwinkel von  $\Omega$ :Quelle [9]

Eine anschauliche Erklärung für die Begrenzung der Auflösung durch den Kollimationswinkel findet sich in [48, S. 35 ff]. Für die Differenz der optischen Weglängen der Strahlen, die unter einem Winkel  $\theta$  bzw. die unter dem Winkel  $\Theta$  in das System eingekoppelt werden gilt:

$$\Delta\delta = \delta - \delta\cos(\Theta) = \delta(1 - \cos(\theta)) \sim 0,5\delta\Theta^2 \quad (34)$$

wobei ausgenutzt wird, dass für kleine Winkel gilt  $1 - \cos\Theta \sim 0,5\Theta^2$ . Bei einer optischen Weglängendifferenz von  $\lambda/2$  zwischen den beiden Strahlen interferiert ein Teil der Strahlung konstruktiv, ein anderer destruktiv und der am Detektor messbare Kontrast verschwindet weitgehend. Eine weitere Verschiebung des Spiegels ist somit nicht sinnvoll. Die maximale Spiegelverschiebung und somit die Auflösung berechnet sich, wenn man Gleichung (34) mit  $\lambda/2$  gleichsetzt und dabei  $\lambda = \lambda_{min}$  setzt.

$$x_{max} = \frac{\lambda_{min}}{2\Theta^2} \quad (35)$$

Dieses anschaulich hergeleitete Ergebnis ist konsistent mit Gleichung (32).

Um möglichst viel Licht in die Spektrometer einkoppeln zu können, wurden eine Vielzahl von Methoden entwickelt, die es gestatten, größere Raumwinkel im Spektrometer zu führen ohne die beschriebenen Einbußen an Auflösung hinnehmen zu müssen. Im Englischen spricht man dabei von "Field Compensation". Einen ausführlichen Überblick über diese Techniken findet man etwa in [52, S. 71 ff]. Für das geplante Mikrospektrometer kommen diese aufwendigen Optiken nicht in Betracht, weswegen das Thema hier nicht weiter behandelt wird.

### 3.2.4 Phasenfehler

Bei der Darstellung der Funktionsweise eines FTS wurde davon ausgegangen, dass das Interferogramm spiegelsymmetrisch um den Punkt  $x=0$  ist und es daher genügt, ein einseitiges Interferogramm aufzunehmen. Die Fouriertransformation des Interferogramms liefert in diesem Fall ein reines Spektrum. In der Realität sind die aufgenommenen Interferogramme nie vollständig symmetrisch. Nehmen wir den Fall an, dass bereits bei Spiegelverschiebung  $x = 0$  eine kleine optische Weglängendifferenz existiert, so ist das Interferogramm asymmetrisch. Bezeichnet man die Auslenkung am nominalen Nullpunkt mit  $\epsilon$ , so lautet die Gleichung für das asymmetrische Interferogramm [48, S. 26]:

$$I(\delta) = \int_0^{\infty} B\nu \cos(2\pi\nu(\delta - \epsilon))d\nu \quad (36)$$

Unter Ausnutzung der trigonometrischen Beziehung

$$\cos(\alpha - \beta) = \cos(\alpha)\cos(\beta) + \sin(\alpha)\sin(\beta) \quad (37)$$

wird deutlich, dass im Interferogramm Sinusterme auftauchen. Übertragen auf die Fouriertransformation bedeutet das, dass im Spektrum der Imaginärteil nicht mehr gleich 0 ist. Damit gilt für den Phasenwinkel

$$\phi(\nu) = \arctan \frac{I(\nu)}{R(\nu)} \neq 0 \quad (38)$$

Da der Phasenwinkel im Idealfall stets 0 sein sollte, spricht man hier von einem Phasenfehler. Führt man bei Auftreten eines Phasenfehlers wie gewohnt eine Kosinus-Fouriertransformation durch, wird das resultierende Spektrum stark verfälscht. Bild 20 zeigt die Kosinus-Fouriertransformation einer Kosinuswelle mit unterschiedlichen Phasenfehlern von 0 bis  $\pi/2$ . Wie zu erkennen ist, wird das Spektrum mit zunehmendem Phasenfehler immer stärker verfälscht. Zur Verdeutlichung zeigt Bild 21 das resultierende Spektrum bei Auftreten eines Phasenfehlers. Das Spektrum ist extrem verfälscht und entlang der Ordinatenachse verschoben, so dass teilweise nichtphysikalische negative Intensitäten auftauchen.

Wie gesehen, muss der Phasenfehler korrigiert werden, was nachstehend weiter erläutert werden soll. Das Thema Phasenfehler und Korrektur des Phasenfehlers wird in der Literatur umfangreich behandelt z.B. [48, S. 25 ff], [55, S. 101 ff], [52], [49],[9, S. 16], [54, S. 150 ff] und ist Gegenstand aktueller Forschung z.B. [61],[62]. Die Ursache für das Auftreten eines Phasenfehlers sind dabei unter anderem [49]:

- Keine der Abtastpositionen<sup>10</sup> fällt genau mit dem Extremum des Interferogramms zusammen, woraus ein in  $\nu$  linearer Phasenfehler resultiert.

---

<sup>10</sup>Für die Weiterverarbeitung mit dem Rechner ist es notwendig, das kontinuierlich gemessene Interferogramm zu diskretisieren. Daher wird die Intensität des Interferogramms nur an  $N$  Abtastpunkten ausgewertet, die in einem Abstand  $\Delta x$  voneinander liegen. Siehe dazu auch die beiden folgenden Abschnitte.

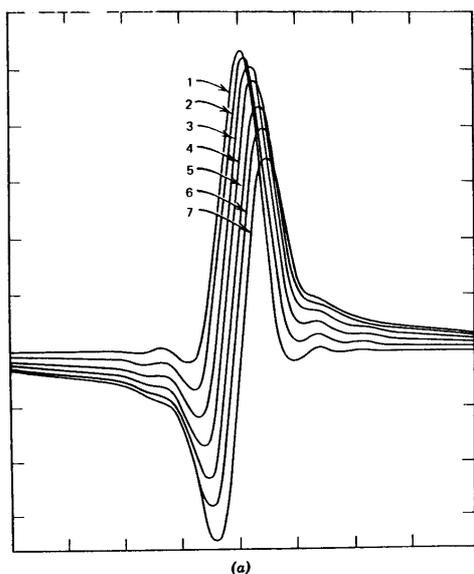


Bild 20: Resultate einer Kosinus-Fouriertransformation mit einem Phasenfehler von  $1=0$  bis zu  $7 = 0, 5\pi$ : Quelle [48]

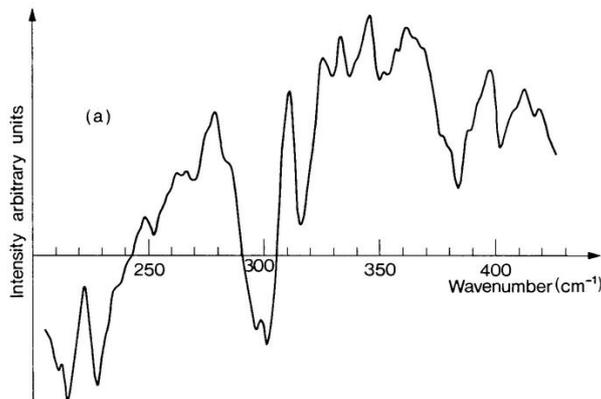


Bild 21: Spektrum eines einseitigen Interferogramms mit Phasenfehler :Quelle [54]

- Das Interferogramm ist in sich unsymmetrisch. Dies kann von wellenzahlabhängigen Phasenverschiebungen der Optik, der Detektor/Verstärkereinheit oder der elektronischen Filter herrühren.

Wie dargestellt wird das Spektrum bei Auftreten eines Phasenfehlers nicht mehr durch die Kosinus-Fouriertransformation repräsentiert. Alternativ kann eine komplexe Fouriertransformation ausgeführt werden um das komplexe Spektrum  $B'(\nu)$  zu berechnen.

$$B'(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\delta) e^{-i2\pi\nu\delta} d\delta \quad (39)$$

Das gesuchte Spektrum entspricht dem Betrag der komplexen Fouriertransformation.

$$|B(\nu)| = \sqrt{R(\nu)^2 + I(\nu)^2} \quad (40)$$

Nachteil dieses Verfahrens ist, dass sich bei dieser Vorgehensweise das im Amplitudenspektrum enthaltene Rauschen erhöht. Ursache dafür ist, dass das Rauschen von Imaginär- und Realteil addiert wird [49], [55, S. 102]. Daher sind Rechenverfahren entwickelt worden, die diesen Nachteil vermeiden. Die bekanntesten Verfahren wurden von Merz [48, S. 109 ff] und von Forman [48, S. 115 ff] entwickelt. Dabei wird jeweils ein kurzes zweiseitiges Spektrum aufgenommen und aus diesem der Phasenwinkel berechnet. Bei bekanntem Phasenwinkel  $\phi(\nu)$  kann das Spektrum oder das Interferogramm entsprechend korrigiert werden, so dass aus einem einseitigen Interferogramm das korrekte Spektrum berechnet werden kann. Im Folgenden soll das Verfahren nach Merz dargestellt werden. Im ersten Schritt wird mit Gleichung (41) der Phasenwinkel berechnet, wozu zunächst

ein kurzes zweiseitiges Interferogramm aufgenommen wird, das in der Regel zwischen 128 bis 1024 Samplingpunkte enthält [55, S. 114], [48, S. 94]

$$\phi(\nu) = \frac{I(\nu)}{R(\nu)} \quad (41)$$

Mit den Gleichungen (42) und (43) kann dann das Spektrum korrigiert und das gesuchte Amplitudenspektrum berechnet werden.

$$B'(\nu) = |B(\nu)|e^{i\phi} \quad (42)$$

$$B(\nu) = B'(\nu)e^{-i\phi} = \operatorname{Re}(\nu) \cos(\phi) + \operatorname{Im}(\nu) \sin \phi \quad (43)$$

Bei dieser Vorgehensweise nutzt man aus, dass der Phasenwinkel bei der FT-Spektroskopie in der Regel eine glatte, sich nur wenig ändernde Funktion ist und somit mit hinreichender Genauigkeit aus dem kurzen zweiseitigen Interferogramm berechnet werden kann [63]. Alternativ sind in einigen kommerziellen Spektrometern Anstrengungen unternommen worden, die Spiegelposition, die einer optischen Weglängendifferenz von 0 entspricht, sehr genau zu bestimmen. Dazu wird eine Weißlichtquelle verwendet, die parallel zu dem zu analysierenden Licht in das Spektrometer eingekoppelt wird. Bei einer optischen Weglängendifferenz von 0 ist bei einem kontinuierlichen Spektrum ein sehr gut zu detektierendes Intensitätsmaximum auszumachen [48, S. 125 f], das zur Justage verwendet werden kann.

### 3.2.5 Samplingfehler

Für die Qualität des resultierenden Spektrums ist es von besonderer Wichtigkeit, die Intensität in genau einzuhaltenen Abständen zu messen [48, S. 262 ff]. In den meisten kommerziell erhältlichen Spektrometern wird dazu ein Laserinterferometer eingesetzt, mit dem die Spiegelposition vermessen wird. Wird das Signal nicht äquidistant abgetastet tauchen "Geisterlinien" im Spektrum auf [52, S. 15 ff]. Die Höhe der Geisterlinien ist von der Größe des Samplingfehlers abhängig. Zur Erklärung sei hier entsprechend [52] ein periodischer Samplingfehler der Form

$$\Delta\delta = \beta \sin(2\pi\epsilon\delta) \quad (44)$$

angenommen. Mit der Amplitude des Samplingfehlers  $\beta$  und der Periode des Samplingfehlers  $1/\epsilon$ . Das Interferogramm einer monochromatischen Quelle wird damit zu:

$$I(\delta) = B \cos(2\pi(\nu\delta + \beta \sin 2\pi\epsilon\delta)) \quad (45)$$

Bei einer kleinen Amplitude  $\beta$  kann man das Interferogramm umschreiben zu:

$$I(\delta) = B(\cos(2\pi\nu\delta) - \pi\nu\beta \cos(2\pi(\nu + \epsilon)\delta) + \pi\nu\beta \cos(2\pi(\nu - \epsilon)\delta)) \quad (46)$$

Das Spektrum besteht nun also aus der Hauptlinie und zwei Satelliten die in einem Abstand von  $+\epsilon$  bzw.  $-\epsilon$  neben der Hauptlinie auftauchen und eine Amplitude von  $\pi\nu\beta$  haben. Treten zufällig verteilte Samplingfehler der Anzahl  $N$  auf, gilt:

$$I(\delta) = B \left( \cos(2\pi\nu\delta) - \sum_{i=1}^N \pi\nu\beta_i \cos(2\pi(\nu + \epsilon_i)\delta) + \sum_{i=1}^N \pi\nu\beta_i \cos(2\pi(\nu - \epsilon_i)\delta) \right) \quad (47)$$

Somit treten nun eine Vielzahl von Satelliten auf. Die Amplitude der Satelliten beträgt entsprechend [52] näherungsweise

$$\langle \alpha \rangle = \pi \nu \Delta \delta \quad (48)$$

Die Samplingfehler führen damit zu einem "Rauschsignal" (siehe Bild 22, 23).

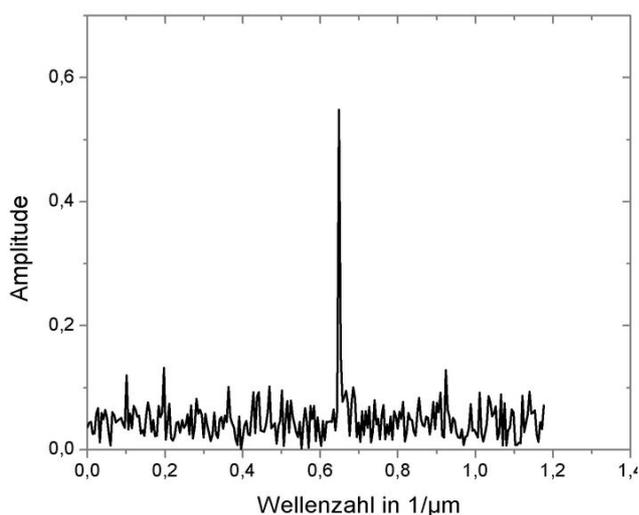


Bild 22: Simuliertes Spektrum einer monochromatischen Quelle  $\lambda=1540$  nm und Samplingfehlern kleiner 200 nm

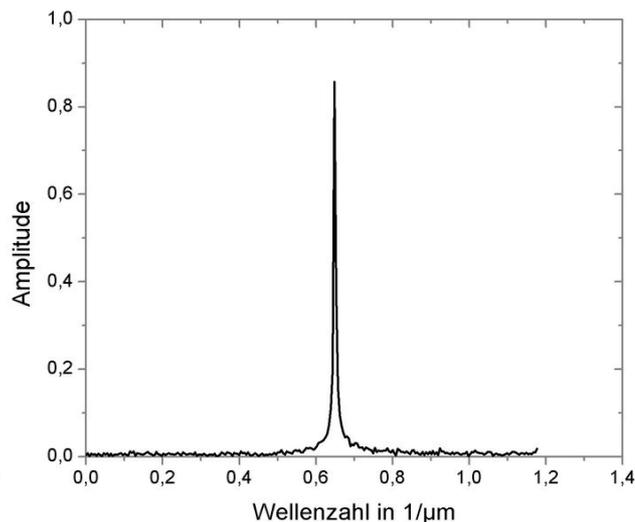


Bild 23: Simuliertes Spektrum einer monochromatischen Quelle  $\lambda=1540$  nm und Samplingfehlern kleiner 20 nm

Für das von den Samplingfehlern abhängige Signal-Rausch-Verhältnis wird in [48, S. 262 ff] angegeben:

$$SNR_{max} = \frac{4}{\Delta \nu_{max}} \quad (49)$$

Bei einem vorgegebenen maximal zulässigem Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) kann somit der maximal zulässige Positionsfehler  $\Delta l$  für eine vorgegebene Wellenzahlen berechnet werden. Setzt man beispielsweise für  $SNR=1000$  und die kleinste Wellenlänge  $= 1 \mu m$  an, so berechnet sich die geforderte Positionsgenauigkeit zu:

$$\Delta l = \frac{4}{1000/(1/1000nm)} = 4nm \quad (50)$$

Die Größe des Rauschsignals ist noch von verschiedenen anderen Autoren abgeschätzt worden. Im Folgenden sind jeweils die aufgefundenen Berechnungsvorschriften angegeben. Zur Illustration werden die jeweiligen geforderten Positionsgenauigkeiten für eine Wellenlänge  $\lambda = 1,2 \mu m$  (die ungefähr die Mitte des Messbereiches des geplanten Spektrometers markiert) und dabei jeweils für ein  $SNR_{spr}$  von 100 bzw. ein  $SNR_{spr}$  von 10 angegeben. Von Sakei wurde abgeleitet [52, S. 15]:

$$\Delta X = \frac{\lambda}{\pi SNR_{spr}} = 4nm; 38nm \quad (51)$$

Bell gibt an [64]:

$$\Delta X = \frac{\lambda}{2\pi SNR_{spr}} = 2nm; 20nm \quad (52)$$

Durch eine Mittelwertbildung über mehrere Scans kann das SNR verbessert werden [65]. Es gilt

$$SNR \propto \sqrt{n} \quad (53)$$

mit der Anzahl der Scans  $n$ . Daraus wird deutlich, dass sich mit 10 bis 1000 Scans die obige Forderung nach einer Positionsgenauigkeit von 5 nm schon erheblich abschwächen lässt. Größere Samplingfehler führen nicht nur zu einem Rauschsignal, sondern können das resultierende Spektrum vollständig unbrauchbar machen. Bei Kenntnis der auftretenden Fehler ist es möglich, das Interferogramm und damit das Spektrum zu korrigieren [58],[66],[9].

### 3.2.6 Samplingrate

Da es nicht möglich ist, die Intensität kontinuierlich an allen Spiegelpositionen zu messen, wird das Messsignal an  $N$  Positionen erfasst. Das Spektrum wird dann durch eine Diskrete Fouriertransformation<sup>11</sup> (DFT) ermittelt. Bei der DFT ist das Abtasttheorem zu beachten, das besagt, dass Frequenzen mit mindestens der doppelten Frequenz abgetastet werden müssen, um korrekt abgebildet zu werden. Übertragen auf die Wellenlänge bedeutet es, dass eine Wellenlänge  $\lambda$  mindestens in Abständen von  $\lambda/2$  abgetastet werden muss. In [51, S. 75] wird für die minimale Abtastrate  $\Delta x$  angegeben:

$$\Delta x \leq 1/2\nu_{max} \implies \Delta x \leq \lambda_{min}/2 \quad (54)$$

mit der maximalen im Spektrum vorkommenden Wellenzahl  $\nu_{max}$ .

In kommerziellen FT-Spektrometern wird die Spiegelposition interferometrisch gemessen, wobei meistens ein HeNe Laser mit der Wellenlänge 633 nm eingesetzt wird.

Die Abstände zwischen den einzelnen Messpunkten können reduziert werden, wenn man ausnutzt, dass das Signal beidseitig begrenzt ist [48, S. 60 f]. Es gilt dann:

$$\frac{1}{\Delta x} = 2(\nu_{max} - \nu_{min}) \quad (55)$$

Ein Signal, das beispielsweise Wellenlängen zwischen  $1\mu m$  und  $3\mu m$  enthält, muss laut Gleichung (55) alle  $0.75\mu m$  abgetastet werden.

In diesem Zusammenhang ist wichtig zu beachten, dass eventuell hochfrequentes Rauschen im Signal vorhanden sein kann [48, S. 62]. Es ist daher notwendig diese Frequenzkomponenten vor der Fouriertransformation herauszufiltern, um eine Verfälschung des Spektrums zu verhindern.

### 3.2.7 Strahlteiler

Ein Bauteil, das die Leistungsfähigkeit des Spektrometers entscheidend mitbestimmt, ist der Strahlteiler. Bild 24 zeigt die Verteilung der eingestrahlten Intensität an einem Strahlteiler mit der Intensität  $I$ , dem Reflexionskoeffizienten  $R$  und dem Transmissionskoeffizient  $T$ . Wie zu erkennen ist,

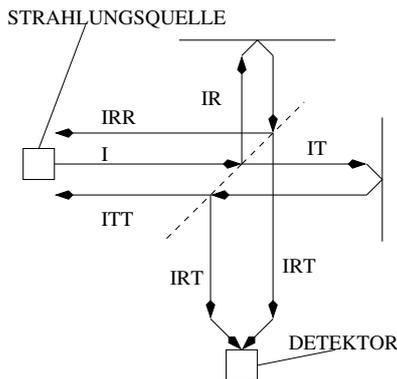


Bild 24: Reflexion und Transmission an einen Strahlteiler

wird ein Leistungsanteil von  $2R \cdot T \cdot I$  in Richtung Detektor abgestrahlt.

Für einen optimalen Strahlteiler sollte gelten, dass er die einfallenden Strahlung über den gesamten Wellenlängenbereich 50% reflektiert bzw. transmittiert. Die Qualität eines Strahlteilers wird in der Spektroskopie über die relative Effizienz RE beschrieben [51, S. 112].

$$RE = 2RT/2RT_{ideal} = RT/0,25 = 4RT \quad (56)$$

mit einem  $RT_{ideal}$  von 0,25. Gleichung (56) beschreibt das Verhältnis von maximaler (bei einem optimalen Teilungsverhältnis von 50%) auf den Detektor zur effektiv auf den Detektor gelangenden Energie. Wie aus Gleichung (56) zu ersehen ist, ergibt sich auch für ein Verhältnis von 70 zu 30 immerhin noch eine relative Effizienz von 84%, so dass das Teilungsverhältnis nicht unbedingt optimal sein muss. Für die verschiedenen Wellenlängenbereiche sind die unterschiedlichsten Strahlteiler entwickelt worden [51], [48]. Für den nahen Infrarotbereich werden in der Regel metallische Beschichtungen auf dielektrischen Trägermaterialien eingesetzt. Die Auswahl des Trägermaterials richtet sich dabei nach der Absorption des Lichtes im entsprechenden Trägermaterial. Für einen Wellenlängenbereich bis etwa 2200 nm kann man mit BK7 als Trägermaterial arbeiten, bis etwa 3000 nm wird Quarzglas, bis 4500 nm Kalziumfluorid eingesetzt.

### 3.3 Weitere Einflussfaktoren

#### 3.3.1 Verkippungskompensierte Optiken

Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben wurde, führt ein Verkappen der eingesetzten Spiegel zu einer drastischen Abnahme des Interferenzsignals. Daher wurden Optiken entwickelt, die gegen ein Verkappen der Spiegel weitgehend unempfindlich sind. Heutige FTS sind größtenteils mit solchen Optiken ausgerüstet oder verfügen über adaptive Optiken, die die Lage der Spiegel ständig überwachen und regeln [48, 47 ff]. Im Laufe der Jahre wurden eine Vielzahl unterschiedlicher Anordnungen vorgeschlagen [48], [52], die aber teilweise recht komplex sind und daher nicht für das geplante Mikrospektrometer in Betracht kommen.

<sup>11</sup>Heute wird i.a. die FFT eingesetzt und das Messsignal daher an  $N^m$  Positionen gemessen

**3.3.1.1 Cube Corner Reflektoren** Die erste verkippungskompensierte Optik für Michelson Interferometer wurde 1947 vorgeschlagen [67] und bestand aus zwei senkrecht zueinander angeordneten ebenen Spiegeln (siehe Bild 25). Diese Anordnung ist insensitiv gegenüber Verkippungen in der Horizontalen.

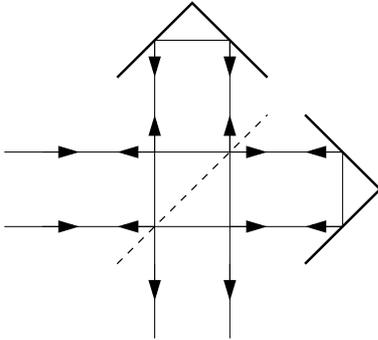


Bild 25: Cube Corner Reflektor nicht verkipppt :Quelle [48]

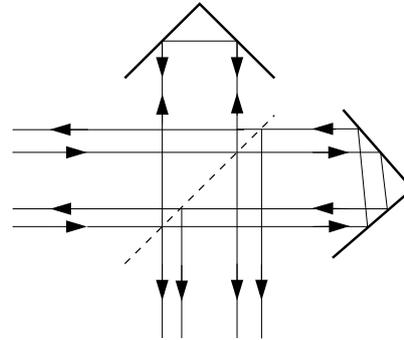


Bild 26: Cube Corner Reflektor verkippt :Quelle [48]

Erweitert man die Anordnung um einen dritten Spiegel der senkrecht zu den beiden anderen Spiegeln liegt, erhält man den bekannten Cube Corner (Würfecken) Reflektor. Dieser Spiegel ist auch gegen Verkippungen in der Vertikalen kompensiert. Nachteilig bei diesen Systemen ist, dass es zu einem zusätzlichen lateralen Versatz kommen kann (siehe Bild 27). In [68] wird angegeben, dass ein lateraler Versatz zu einer Abschwächung der Intensität führt, die bei einer optischen Weglängendifferenz von 0 oder anders ausgedrückt bei einer Auslenkung des beweglichen Spiegels von 0 maximal ist und durch folgende Formel beschrieben werden kann:

$$\begin{aligned} m(0) &= \frac{2J_1(q)}{q} \\ q &= 4\pi\nu d(0)\Theta \end{aligned} \quad (57)$$

mit der Besselfunktion erster Ordnung  $J_1$  dem lateralen Versatz bei Auslenkung 0  $d(0)$ , der Wellenzahl  $\nu$  und dem Öffnungswinkel der eingekoppelten Strahlung  $\Theta$ .

Zusätzlich wird in [68] eine Verschlechterung des Signal-Rauschverhaltens aufgrund des Versatzes angegeben.

**3.3.1.2 Verkippungskompensation nach Murty** Um das oben angeführte Problem des lateralen Versatzes zu lösen wurde von Murty [69] eine Anordnung vorgeschlagen, die dieses Problem löst. Bild 28 zeigt ein Spiegelanordnung, deren bewegter Spiegel verkippungskompensiert und insensitiv gegenüber einem lateralen Versatz ist. Zusätzlich findet eine Strahlfaltung statt, so dass die optische Weglängendifferenz bei dieser Anordnung gegenüber der Standardanordnung verdoppelt wird [69].

**3.3.1.3 Katzenaugenreflektoren** Eine spätere Entwicklung stellen die sogenannten “Cats Eye” Retroreflektoren dar, die ebenfalls gegen Verkippungen und laterale Versätze kompensiert sind

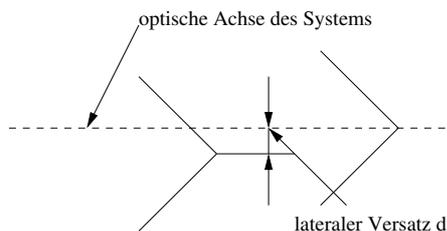


Bild 27: Lateraler Versatz des Spiegels

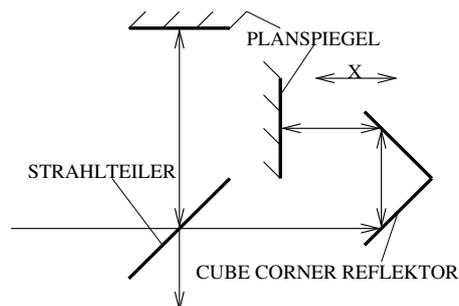


Bild 28: Verkippungskompensierte Optik gemäss Murty :Quelle [53]

(Bild 29). Diese Spiegel sind wegen ihrer Unempfindlichkeit gegenüber lateralen Versätzen einfacher zu justieren als “Cube Corner” Spiegel und stellen daher eine Weiterentwicklung dar. Eine Beschreibung dieses Spiegeltyps findet man z.B. in [52, S. 35].

**3.3.1.4 Systeme mit reduziertem Justageaufwand** Nicht zu speziell verkippungskompensierten Systemen zählen Systeme wie sie in [42], [44] beschrieben werden, die sich aber durch einen einfachen und äußerst robusten Aufbau auszeichnen. Bild 30 zeigt einen solchen Aufbau. Die für die Leistungsfähigkeit des Spektrometers bestimmende Justage der Spiegel wird gelöst, indem die Prismen entlang ihrer Stirnflächen aufeinander gedrückt und somit ausgerichtet werden. Die Verkippung der Spiegel wird bei dieser Bauweise lediglich durch die Fertigungstoleranz der verwendeten Prismen eingeschränkt.

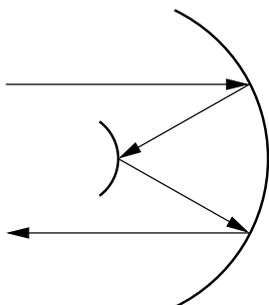


Bild 29: Cats Eye Retroreflektor :Quelle [53]

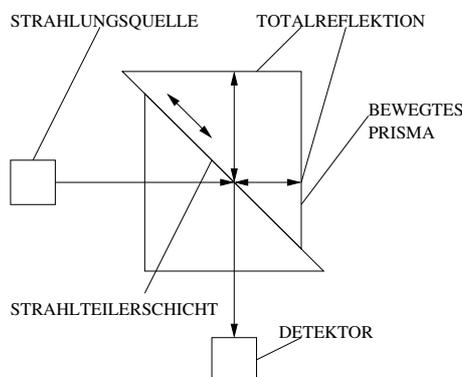


Bild 30: Aufbau eines FTS gemäß [42]

### 3.3.2 Ungleichförmige Spiegelbewegung

Geht man davon aus, dass die Spiegelposition unabhängig von der Verfahrensgeschwindigkeit bestimmt wird, etwa über ein Interferometer oder andere geeignete Messeinrichtungen, ist es nicht notwendig den Spiegel mit einer konstanten Geschwindigkeit zu verfahren. Allerdings kann eine nicht optimal arbeitende Auswertelektronik auch bei diesen Systemen zu Samplingfehlern führen [70], [71, S. 127 ff]. Nicht von diesen Überlegungen betroffen sind sogenannte Stepped Scan Systeme, bei denen sich der Spiegel jeweils um einen Schritt vorwärts bewegt und anschließend jeweils die Intensität

gemessen wird. Für einen Vergleich von Stepped Scan und Rapid Scan Systemen siehe [48, S. 46 ff].

### 3.3.3 Einfluss des Detektors

Der eingesetzte Detektor sollte möglichst rauscharm sein. Die Abschätzung des vom Detektor generierten Rauschens erfolgt entsprechend [48, S. 248 ff]. Es wird zunächst das Rauschsignal  $N$  in [W] berechnet:

$$N = NEP/\sqrt{t} \quad (58)$$

mit der Messzeit  $t$  und dem Sensorwert NEP (Noise Equivalent Power) in  $[W/\sqrt{Hz}]$ .

Ist das NEP des Sensors nicht bekannt, kann es aus der Sensorfläche  $A_d$  und der spezifischen Detektivität  $D^*$  des Sensors berechnet werden.

$$NEP = \frac{\sqrt{A_d}}{D^*} \quad (59)$$

Das SNR ergibt sich zu:

$$SNR = \frac{S}{N} \quad (60)$$

mit dem Nutzsignal  $S$  und dem Rauschsignal  $N$ . Um ein möglichst hohes SNR zu erreichen, benötigt man kleine Detektorflächen und eine möglichst große spezifische Detektivität. Zu beachten ist, dass man die Sensoren nicht so klein macht, dass sie überstrahlt werden und man somit Leistung verliert. Siehe dazu auch Abschnitt 3.3.4.

### 3.3.4 Spiegelgröße

Um ein möglichst großes SNR zu erhalten, ist es nötig, möglichst viel Lichtleistung auf den Detektor zu leiten. Bild 31 zeigt schematisch wie viel Licht in ein Spektrometer eingekoppelt und auf den Detektor geleitet werden kann. Das Licht gelangt dabei von der Quelle mit der Fläche  $A_S$  auf den Detektor mit der Fläche  $A_D$ . Mit  $L_C$  und  $L_T$  werden die Linsen zur Kollimation der einfallenden bzw. zur Fokussierung der ausgekoppelten Strahlung bezeichnet, wobei mit  $f_c$  und  $f_T$  die jeweilige Brennweite bezeichnet wird. Ausgehend von der Darstellung in Bild 31 kann die wellenzahlabhängige Lichtleistung  $L(\nu)$  nun beschrieben werden durch [54, S. 94]:

$$L(\nu) = l(\nu)A_S\Omega_C \quad (61)$$

mit dem Raumwinkel  $\Omega_C$ , der Größe der abstrahlenden Fläche  $A_S$  und der wellenzahlabhängigen Strahldichte  $l(\nu)$ .

Wie in Bild 31 zu erkennen ist, wird  $\Omega_C$  dabei von  $f_c$  und dem Durchmesser von  $L_c$  begrenzt. Um keine Lichtleistung zu verlieren, müssen die Spiegel mindestens dem Durchmesser der Linsen entsprechen und können nicht beliebig klein gestaltet werden. Wie in Abschnitt 3.2.2 gesehen, führen große Spiegel allerdings zu einem vergrößerten Justageaufwand und sind teilweise auch sehr teuer. Eine optimale Spiegelgröße ergibt sich, wenn der eingesetzte Detektor optimal ausgeleuchtet wird,

$$\Omega_C A_S = \Omega_T A_D \quad (62)$$

man spricht hier von "throughput matched" [48, 252].

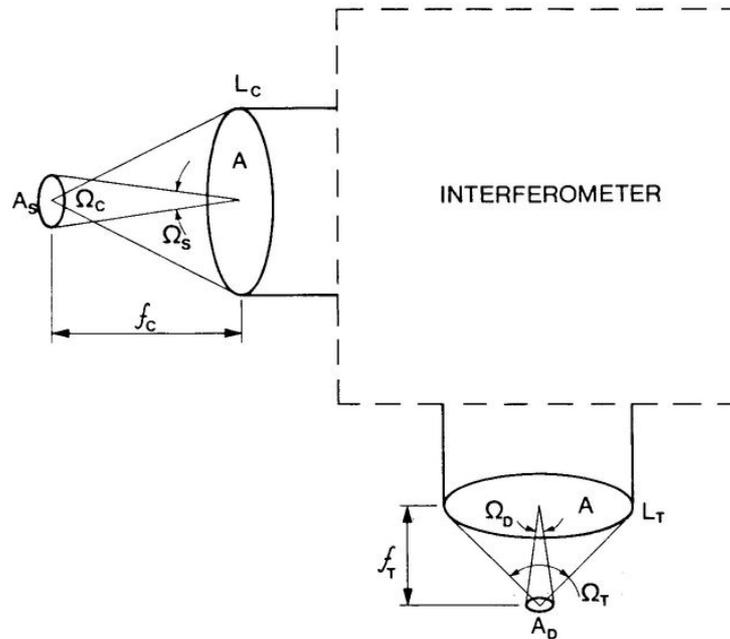


Bild 31: Abbildung des Flusses der Lichtleistung in einem FT-Spektrometer :Quelle [54]

### 3.3.5 Interne Reflexionen

Kommt es zu internen Reflexionen der in das Spektrometer eingekoppelten Strahlung an den optischen Komponenten des Spektrometers, wird das Interferogramm und damit das Spektrum verfälscht. Die resultierenden Fehler werden z.B. in [56, S. 234],[72] und in [71, S. 33 ff] untersucht und klassifiziert. Interne Reflexionen führen zum Auftreten von "Geisterlinien" im Spektrum. Als Abhilfe wird empfohlen die Optiken so weit als möglich schräg zu stellen, um die Reflexionen zu verhindern bzw. die Spektren später entsprechend zu korrigieren. Einen Überblick wie das Problem rechenstechnisch gelöst werden kann, gibt [49].

## 3.4 Anforderungen an die Konstruktion eines Fourier-Transformations-Spektrometers

Aus der Darstellung der verschiedenen Einflussfaktoren können die Anforderungen an die Konstruktion abgeleitet werden, die hier noch einmal kurz zusammengefasst werden sollen.

Ein ideales FTS zeichnet sich durch eine möglichst große Spiegelverschiebung oder allgemeiner ausgedrückt durch eine möglichst große erreichbare optische Weglängendifferenz aus. Die in das FTS eingekoppelte Strahlung muss möglichst gut kollimiert werden. Die optische Weglängendifferenz muss sehr genau bestimmt werden können. Die Spiegel müssen hochpräzise so zueinander ausgerichtet sein, so dass der aus einer Verkippung der Spiegel resultierende Intensitätsverlust minimiert wird. Vorteilhaft ist der Einsatz verkippungskompensierter Spiegel. Die gesamte Konstruktion sollte mechanisch robust, schwingungsunempfindlich und thermisch stabil sein. Das Auftreten unerwünschter interner Reflexionen sollte durch eine entsprechende Anordnung der optischen Komponenten bzw. durch Antireflexbeschichtungen minimiert werden. Der verwendete Strahlteiler sollte möglichst über den gesamten zu untersuchenden Wellenlängenbereich ein Teilungsverhältnis von 50% aufweisen, die eingesetzten Detektoren sollten möglichst rauscharm sein.

Wie aus den vorhergehenden Abschnitten ersichtlich, sind die Anforderung an die Justage und vor allem an die Bestimmung der Position des bewegten Spiegels sehr hoch und lassen sich nur schwer realisieren. Erleichternd wirkt jedoch der Umstand, dass es heute möglich ist die aufgenommenen Interferogramme durch eine nachfolgende Bearbeitung am Rechner zu korrigieren, wie etwa das Beispiel der Phasenkorrektur zeigt. Oder wie es auch für die Behandlung von Samplingfehlern möglich ist [73], [9]. Durch die mittlerweile extrem preiswert gewordene Rechentechnik ist es möglich, Systeme mit Autokorrekturroutinen auszurüsten, die ständig wiederholt werden können und somit letztendlich die geforderte Genauigkeit liefern [56].

## 4 Das LIGA-Verfahren

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die theoretischen Grundlagen der FT-Spektroskopie und die damit verbundenen Randbedingungen für die Konstruktion eines FTS abgeleitet wurden, soll im folgenden Kapitel das LIGA-Verfahren beschrieben werden, da das LIGA-Verfahren als die gewählte Fertigungstechnologie weitere bei der Konstruktion zu beachtende Randbedingungen liefert.

Aus der Kenntnis der Anforderungen an die Konstruktion eines FTS und den fertigungstechnischen Möglichkeiten des LIGA-Verfahrens kann dann die Konstruktion entwickelt werden, die einen möglichst optimalen Kompromiss zwischen Fertigungstechnik und Leistungsparametern des Spektrometers darstellt.

Das LIGA-Verfahren wurde Ende der 70'iger Jahre am damaligen Kernforschungszentrum Karlsruhe zur Herstellung von Trenndüsen zur Isotopentrennung entwickelt [74]. Die Abkürzung LIGA steht dabei für (**L**ithografie, **G**alvanik und **A**bformung). Im Verlauf der 80'iger Jahre wurde das Verfahren auf die Herstellung von Mikrokomponenten übertragen [75]. Der überragende Vorteil der Technologie liegt in der Verwendung von Synchrotronstrahlung. Diese extrem kurzwellige, energiereiche Strahlung erlaubt es, sehr dicke Resistschichten zu strukturieren und eröffnet so die Möglichkeit, höchstpräzise Mikrosysteme mit sehr hohen Aspektverhältnissen zu fertigen. Die Dicke der Resistschichten beträgt dabei in der Regel mehrere 100  $\mu m$  und kann in Extremfällen bis zu mehreren mm reichen [76], [77]. Im Folgenden soll das Verfahren nur sehr knapp soweit beschrieben werden, wie es für das Verständnis der folgenden Ausführungen, besonders von Abschnitt 5.3.2.2 notwendig ist. Allgemeine Beschreibungen der LIGA-Technik findet man z.B. in [78], [79], [80] oder [81]. Ausführliche Untersuchungen der einzelnen Prozessschritte der LIGA-Technik findet man unter anderem in einer Vielzahl der am Forschungszentrum Karlsruhe entstandenen Dissertationen etwa in [82], [83], [76], [84] oder [85]. Eine ausführliche Darstellung der einzelnen im Rahmen dieser Arbeit ausgeführten Fertigungsschritte findet man in Kapitel 6.

Schematisch lässt sich der LIGA-Prozess in 4 aufeinanderfolgende Hauptschritte unterteilen die auf den Bildern 32 bis 35 dargestellt sind. Die Fertigungsschritte sind im Einzelnen: das Belichten des Resists mit Synchrotronstrahlung, das Entwickeln der Probe, das galvanisch Auffüllen der entstandenen Polymerform mit Metall und der abschließende Abformschritt. Zu beachten ist, dass oft nicht alle Prozessschritte ausgeführt werden müssen. Benötigt man etwa eine polymeroptische Bank, reicht es, die Probe lediglich zu belichten und zu entwickeln. Andererseits kann es nötig sein, das Verfahren noch um einige Schritte zu ergänzen. Soll das Endprodukt ein durch Abformung hergestelltes metallisches Bauteil sein, muss die durch Abformung hergestellte Polymerform noch mit Metall gefüllt werden. Für das LIGA-Verfahren existieren mittlerweile eine Vielzahl von Prozessva-

rianten, etwa um keramische Bauteile [86] oder gestufte Strukturen herzustellen [87, S. 18-28] auf die an dieser Stelle jedoch nicht eingegangen werden soll. Verwiesen sei hier auf die weiterführende Literatur [78], [79], [87]. Die für diese Arbeit wichtige Prozessvariante bewegliche Metallstrukturen zu erzeugen, wird in Abschnitt 6.1 beschrieben.

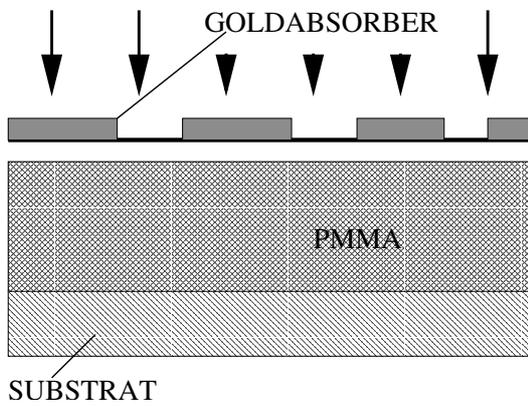


Bild 32: Belichten mit Röntgenstrahlung

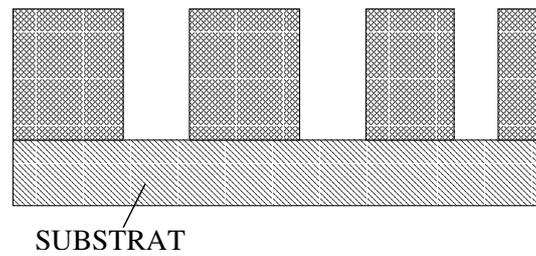


Bild 33: Entwickeln des Substrates

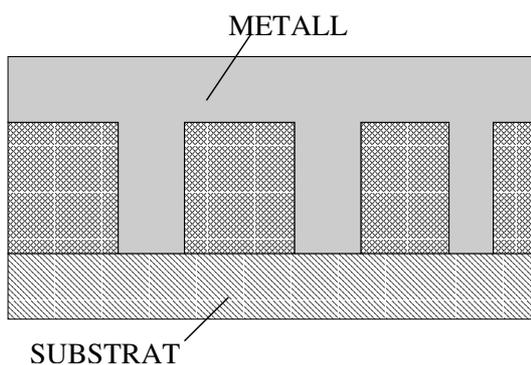


Bild 34: Galvanisches Auffüllen der Form

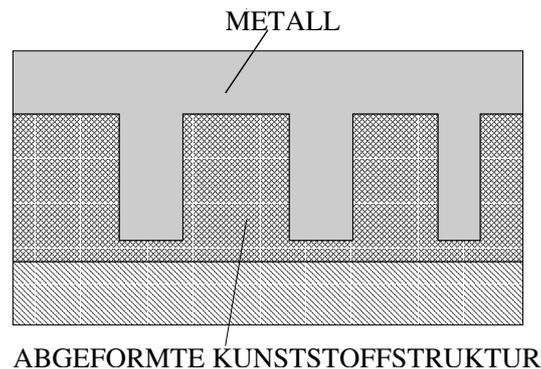


Bild 35: Abformung der Metallform

Für die erfolgreiche Herstellung von Mikrobauanteilen mit dem LIGA-Verfahren ist es notwendig, die Möglichkeiten und Grenzen der einzelnen Fertigungsschritte zu kennen, um zu einem möglichst fertigungsgerechten Design zu kommen. Der Begriff fertigungsgerecht ist dabei dem Maschinenbau [88] entlehnt, kann aber in Form von Designrules auch in der Mikrotechnik wiedergefunden werden [89],[90]. Einen guten Überblick über die Möglichkeiten eines fertigungsgerechten Designs von LIGA-Bauteilen gibt die Arbeit von Lessmöllmann [91].

Innerhalb der vier dargestellten Hauptschritte ist eine Reihe von Einzelprozessschritten zu durchlaufen, die für den Erfolg des Verfahrens ebenso bedeutend sind. In Tabelle 3 werden exemplarisch die einzelnen Fertigungsschritte aufgelistet, die für die Fertigung der LIGA-Strukturen des in Kapitel 5.3 beschriebenen Systems notwendig sind. Speziell zu beachten ist dabei, dass die Herstellung einer Röntgenmaske erheblich aufwändiger ist als die Herstellung einer Cr Maske für die UV Lithographie. Für die Herstellung von Röntgenmasken sind mittlerweile viele verschiedene Prozessvarianten entwickelt worden. Das typische Verfahren zur Herstellung der in dieser Arbeit

verwendeten LIGA-Masken, wird ausführlich in [78] beschrieben.

1	CAD Layout erstellen
2	Herstellung einer Zwischenmaske (siehe dazu ausführlicher [78])
3	Herstellung einer Arbeitsmaske (siehe dazu ausführlicher [78])
4	Sputtern von 15 nm Cr, 40 nm Au 8 $\mu m$ Ti auf Substrat
5	Belackten des Substrats mit 3,7 $\mu m$ AZ Lack
6	Belichten des AZ Lacks mit UV Licht
7	Entwickeln des AZ Lacks
8	Ätzen der Ti Schicht mit 5% HF
9	Strippen des AZ Lacks
10	PMMA Resist Plättchen waschen und tempern
11	PMMA Resist Plättchen auf Substrat kleben
12	Resisthöhe messen und Bestrahlungsparameter festlegen
13	Justierte Bestrahlung des Resists mit Röntgenstrahlung
14	Entwicklung des belichteten Resists
15	Galvanik
16	Substrat mit PMMA übergießen
17	Substrat schleifen
18	Resist flutbelichten
19	Resist entwickeln
20	Substrat vereinzeln

Tabelle 3: Fertigungsablauf

Die einzelnen sich aus den Fertigungsschritten ergebenden Konsequenzen für das Design der Spektrometer werden in den Kapiteln 5.4 und 5.3 beschrieben.

## 5 Design der Spektrometer

Im folgenden Kapitel wird die Konstruktion von den beiden im Rahmen dieser Arbeit entwickelten miniaturisierten Fourier-Transformations-Spektrometern beschrieben. Einleitend wird erläutert, wie die beiden unterschiedlichen Konzepte mit der von Beitz [88] vorgeschlagenen Konstruktionsmethodik erarbeitet wurden. Anschließend werden beide Spektrometer vorgestellt und die Details ihrer Konstruktion beschrieben.

### 5.1 Funktionsstruktur

Wie in Kapitel 3 deutlich wurde, sind Fourier-Transformations-Spektrometer komplexe Systeme die aus optischen, mechanischen und elektrischen Komponenten bestehen. Bei der Konzeption des Spektrometers muss zunächst das grundsätzliche Layout des Systems festgelegt werden. Dabei wird unter anderem entschieden, welche Antriebsform des Spiegels gewählt wird, was für ein Wegmesssystem zum Einsatz kommt und was für Detektoren und optische Komponenten verwendet werden sollen. Bei diesem Entscheidungsprozess sind eine Vielzahl von Randbedingungen zu beachten, wie

die grundsätzliche Eignung der gewählten Lösung, der Preis der Komponenten, die Herstellbarkeit der Komponenten bis zu Aspekten der Montage. Für die Konzeption der Spektrometer wurde daher die von Beitz [88] vorgeschlagene Konstruktionsmethodik eingesetzt, die dazu dienen soll, den Konstrukteur in dieser frühen Phase der Entwicklung zu unterstützen. Dabei wurde der formale Ablauf nicht streng eingehalten. Vor allem wurde der aufwendige Prozess der Bewertung und Auswahl der einzelnen Lösungen verkürzt. Im Vordergrund stand das Ziel, sich mit der Methodik schnell einen Überblick über mögliche Lösungsansätze zu verschaffen, wobei durch das vorgegebene Fertigungsverfahren bereits eine erste Einschränkung hinsichtlich der möglichen Lösungsansätze bestand. Die ersten Schritte bei der Konstruktion eines Produktes sind entsprechend [88] das Erstellen der Anforderungsliste sowie das Aufstellen einer Funktionsstruktur. Die an das Spektrometer gestellten Anforderungen orientieren sich dabei an den bereits im IMT gefertigten NIR Spektrometern. Die Auflösung sollte daher bei einem Wellenlängenbereich von 900-1700 nm bei unter 20 nm liegen. Im nächsten Schritt soll aufbauend auf Kapitel 3, in dem die Grundlagen der Fourier-Transformations-Spektroskopie erläutert wurden, eine Funktionsstruktur für ein FTS vorgeschlagen werden. Um einen Überblick über die zur Funktionserfüllung eines FTS benötigten Funktionen zu erhalten, wird in Bild 36 zunächst der Energie- und Informationsfluss in einem FTS dargestellt. Eine Aufbereitung der Signale, d.h. die Berechnung des Spektrums aus den Messwerten wird in der Darstellung nicht berücksichtigt. Es wird davon ausgegangen, dass die Funktion erfüllt ist, wenn die Information über die Intensität an diskreten Spiegelpositionen mit der geforderten Genauigkeit geliefert wird.

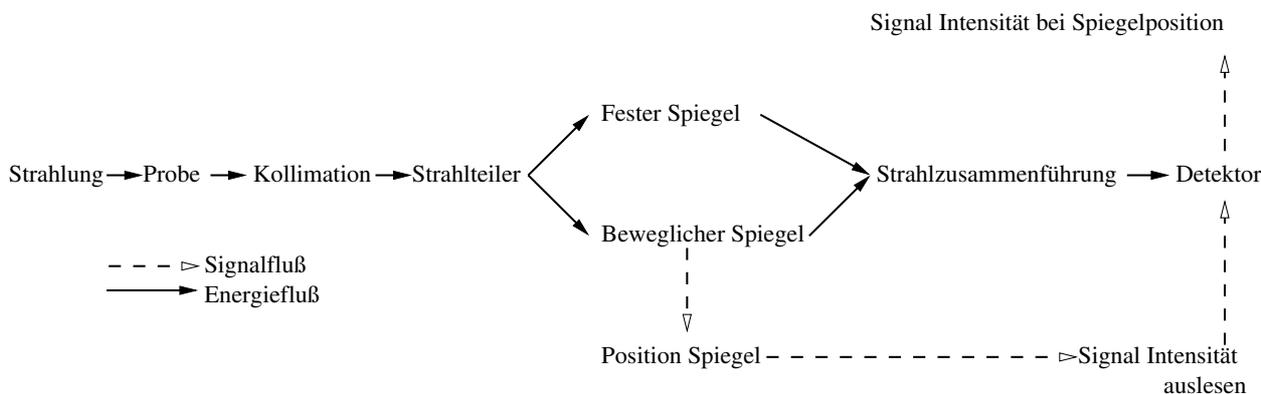


Bild 36: Energie- und Informationsfluss in einem FTS

Bild 37 zeigt die Funktionsstruktur eines FTS, die aus Bild 36 abgeleitet werden kann<sup>12</sup>

<sup>12</sup>Bei der Aufstellung der Funktionsstruktur wurde ein bei dieser Vorgehensweise typischer "Fehler" begangen, indem mit dem Einführen der Spiegel bereits eine Einschränkung vorgenommen wurde. Prinzipiell wäre es besser, nach dem Aufteilen der Amplitude allgemeiner von dem Erzeugen einer optischen Weglängendifferenz zwischen den beiden Amplituden zu sprechen (siehe z.B. [54, S. 6]). So kann man prinzipiell auch den Brechungsindex in einem der beiden Spektrometerarme ändern. Sehr vorteilhaft kann man die optische Weglängendifferenz auch durch das Verschieben eines Prismas ändern [42]. Wie man sieht, sind also durch die Einschränkung bereits einige mögliche Lösungen "verlorengegangen".

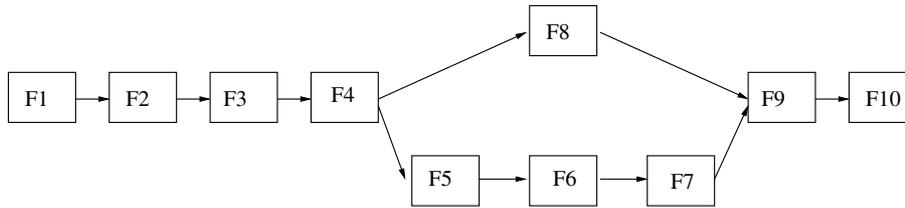


Bild 37: Funktionsstruktur eines FTS

Die Aufgaben der einzelnen Funktionen sind dabei:

$F1$	Erzeugen eines <i>kontinuierlichen</i> IR Spektrums
$F2$	Probe halten
$F3$	Strahl kollimieren
$F4$	Strahl teilen
$F5$	Spiegel bewegen
$F6$	Spiegel lagern
$F7$	Spiegelposition bestimmen
$F8$	Reflektieren
$F9$	Strahlen zusammenführen <sup>13</sup>
$F10$	Intensität messen

## 5.2 Auswahl von Wirkprinzipien

Nachdem geklärt worden ist, welche Teilfunktionen von einem FTS erfüllt werden müssen, besteht der nächste Schritt in der Suche nach geeigneten Wirkprinzipien, die zur Erfüllung der verschiedenen Funktionen infrage kommen. Im Folgenden sollen die verschiedenen Wirkprinzipien aufgezeigt werden. Diese werden anschließend anhand der in Kapitel 3 abgeleiteten Kriterien für eine ideale Funktionalität bewertet, wobei, wie bereits erwähnt, weitere Bewertungskriterien wie etwa die Kosten oder die Herstellbarkeit als zusätzliche Bewertungskriterien hinzugezogen werden. Der gesamte Prozess vom Aufstellen der Funktionsstruktur bis zur Auswahl geeigneter Wirkprinzipien und geeigneter Wirkprinzipkombinationen ist recht umfangreich und wird hier nur insoweit dargestellt, wie er für das Verständnis der Arbeit notwendig ist.

Für die benötigten Funktionen werden in Bild 38 stichpunktartig verschiedene Wirkprinzipien vorgeschlagen. Ziel der Konstruktionsmethodik von Beitz ist es vor allem, dem Konstrukteur ein Werkzeug zum Finden optimaler Lösungen zu bieten. Dazu soll zunächst eine möglichst große Anzahl von Wirkprinzipien gefunden werden, die dann wiederum zu einer noch größeren Zahl möglicher Systeme kombiniert werden können. Mit dieser Vorgehensweise soll der Konstrukteur sich einen umfassenden Überblick über die möglichen Lösungen verschaffen und diese anhand eines nachvollziehbaren Auswahlprozesses zu einer optimalen Lösung kombinieren. In je einer Spalte sind die Wirkprinzipien eingetragen, die zur Erfüllung einer Funktion dienen. Unterschiedliche Systeme

<sup>13</sup>Dass Strahlteilung und Rekombination durch unterschiedliche Bauteile realisiert werden, findet man etwa in Spektrometern, die zur Strahlteilung Gitter einsetzen (siehe dazu etwa [92]).

lassen sich nun bilden, indem man von links nach rechts gehend für jede Funktion je ein Wirkprinzip auswählt und diese zu einem System kombiniert. Je größer das Suchfeld ist, umso größer ist die Möglichkeit auch neue innovative Lösungen zu finden, indem man neue Wirkprinzipien (physikalische Effekte) nutzt bzw. diese neu kombiniert.

Strahl kollimieren	Strahl teilen	Spiegel bewegen	Spiegel lagern	Spiegelposition bestimmen	Reflektieren	Intensität messen
Kugellinse	Strahlteilerwürfel	Piezo	Bewegungsfeder	Interferometrisch	Fresnelreflexion	Bolometer
Hohlspiegel	Strahlteilerplatte	Piezo-Schrittmotor	Gleitlager	Kapazitiv	Totalreflexion	Golay Detektoren
Kombination von Kugellinsen	Strahlteilergitter	Piezo mit Wegverstärkung	Aerostatische Gleitlager	Induktiv	Beugung	Widerstandsmessung
Zylinderlinsen + Spiegel	Frei gespannte Teilerschichten	Elektrostatischer-Schrittmotor	Hydrostatische Gleitlager	Pneumatisch		Halbleiterdetektoren
Diffraktive Optiken	'Polka Dot' Strahlteiler	Elektromagnetische Motoren	Wälzlager	Glasmaßstab		
PMMA Linsen		FGL Aktoren		Schrittmotor		
		Thermische Aktoren		Triangulation		
Gradient Index Linsen		Pneumatische Antriebe		Messung diffuser Rückstrahlung		
Sphärische Linsen		Hydraulische Antriebe		Zeitmessung		
		Comb Drive Actuators				
		Scratch Drive Actuators				
		Microbromotor				
		Zipping Actuators				
		Inertial Drive Actuators				

Bild 38: Mögliche Wirkprinzipien zur Erfüllung der benötigten Funktionen

Tabelle 38 ist daher recht umfangreich und eine Vielzahl von Quellen wurde zur Suche nach geeigneten Lösungen herangezogen. Besonders viele Lösungsmöglichkeiten findet man für die Aktoren. In den letzten Jahren gab es auf diesem Gebiet eine stürmische Entwicklung. Eine überschaubar große Anzahl unterschiedlichster Aktoren wurde speziell für den Einsatz in optischen Mikrosystemen (**MOEMS**) vorgeschlagen und entwickelt. Eine Fülle an aktuellen Informationen zu den unterschiedlichsten Aktoren findet man heute im Internet. Ebenfalls eine recht umfassende Übersicht von Mikroaktoren bieten [93], [94], [95], [13] sowie [96]. Aktuelle Entwicklungen findet man neben dem Internet in Zeitschriften wie **Sensors and Actuators** oder **Microsystem Technologies**.

Die ersten beiden in Bild 36 eingezeichneten Funktionen F1 und F2 lassen sich mit kommerziell erhältlichen faseroptischen Sonden erfüllen, wie sie etwa in [97] und [98] vorgestellt werden. Dabei handelt es sich um Messköpfe mit integrierter Strahlungsquelle und einem faseroptischen Ausgang. Um den Umfang der Arbeit zu begrenzen, soll daher im Folgenden davon ausgegangen werden, dass die Strahlung, nachdem sie die Probe durchlaufen hat (oder von ihr reflektiert wurde), über eine Glasfaser in das Spektrometer geführt wird. Die Funktionen F1 und F2 werden daher nicht weiter betrachtet.

Nachdem man sich einen Überblick über die möglichen Wirkprinzipien verschafft hat, muss eine Bewertung der Prinzipien und eine Auswahl der geeignetsten Wirkprinzipien und deren sinnvoller Kombination erfolgen. Aus der großen Anzahl von Wirkprinzipien kann recht schnell eine Vorauswahl getroffen werden, wenn man einige zusätzliche Randbedingungen einführt. Die Energieversorgung soll rein elektrisch sein. Somit wird es möglich, das Spektrometer später in batteriebetriebenen, mobilen Geräten einzusetzen. Da das Gerät weiter nicht unnötig verkompliziert werden soll, ist kein Einsatz von Energiewandlern, speziell von Pumpen vorgesehen. Somit können sämtliche Lösungen, die hydraulische oder pneumatische Energie benötigen, ausgeschlossen werden. Da das Spektrometer ein recht komplexes System ist, kann der Schwerpunkt der Arbeit nur darauf liegen, bewährte Lösungen für die einzelnen Funktionen einzusetzen oder neuartige Lösungen nur dann in Betracht zu ziehen, wenn diese erhebliche Vorteile versprechen. Diese Prämisse schließt den Einsatz von Linear-Induktionsmotoren und Reluktanzschrittmotoren, wie sie etwa in [99], [100] beschrieben werden aus, da diese für die LIGA-Technik vollständig neuentwickelt werden müssten. Thermische Aktoren wurden wegen der vergleichsweise hohen Schaltzeiten verworfen. Sogenannte Vibromotoren [101], die sehr große Stellwege erlauben, wurden wegen ihrer ungünstigen ruckweisen Bewegungsform ausgeschlossen. Die aus der Siliziummikromechanik bekannten sogenannten "Scratch Drive Actuators" [102] wurden wegen der geringen erreichbaren Stellkräfte und der extremen Schmutzempfindlichkeit als nicht geeignet bewertet. Weiterhin wurde auf den Einsatz von Corner Cube und Cats Eyes Reflektoren verzichtet, da diese ebenfalls für die vorgesehenen kleinen Größen neuentwickelt werden müssten. Die extremen Anforderungen an die Genauigkeit des Wegmesssystems lassen sich bei den geplanten Verfahrenswegen von mehreren  $100 \mu m$  außer mit Interferometern nur schwer erfüllen. Daher wurde beschlossen, in das System parallel einen zweiten optischen Kanal zu integrieren, der zur Wegmessung benutzt werden soll. Aus den verbleibenden möglichen Kombinationen wurden zwei ausgewählt, die als besonders vielversprechend erachtet wurden. Wie bereits erwähnt, war der Entwicklungsaufwand für die jeweilige Lösung ein wichtiges Auswahlkriterium. Daher wurde für die Kollimation der Strahlung die denkbar einfachste Lösung gewählt, die aus einer Kollimation mit einer Kugellinse besteht. Bei der Auswahl der Strahlteiler war die einfache Handhab- und Verfügbarkeit ausschlaggebend für die Wahl von Strahlteilerwürfeln. Die aus Kostengründen reizvolle Möglichkeit optische Gitter [51, S. 125], [92], [103], die sich eventuell integriert mit dem LIGA-Verfahren fertigen lassen, oder andere periodische Strukturen [104] als Strahlteiler einzusetzen, wurde wegen des zu erwartenden hohen Entwicklungsaufwandes nicht weiter verfolgt. Als Aktor wurde ein konventioneller, elektromagnetischer Linearantrieb ausgewählt [105]. Der elektromagnetische Aktor bot den Vorteil, dass nur ein geringer Entwicklungsaufwand zu erwarten war, da ähnliche Systeme bereits erfolgreich am IMT gefertigt wurden [22]. Ein Nachteil dieser gewählten Lösung ist jedoch, dass es schwierig ist, große Stellewege, wie sie für eine gute Auflösung benötigt werden, zu erreichen (siehe dazu Kapitel 5.3). Aus diesem Grunde wurde parallel zusätzlich ein piezobasierter Inchworm als Aktor verfolgt. Der Inchworm-Antrieb war in der angedachten Form eine Neuentwicklung, bot aber für das geplante Spektrometer so viele Vorteile (siehe Abschnitt 5.4), dass der Aufwand für eine Neuentwicklung hier gerechtfertigt schien. Beide Systeme wurden parallel entwickelt und werden im weiteren Verlauf weitgehend getrennt betrachtet.

### 5.3 FT-Spektrometer mit elektromagnetischem Antrieb

In diesem Abschnitt soll zunächst das Spektrometer mit dem elektromagnetischen Aktor beschrieben werden. Bild 39 zeigt das System. Zu erkennen ist die optische Bank und der integrierte elektromagnetische Aktor. Aktor und optische Bank bestehen aus Nichteisen (78% Ni + 22% Fe = Permalloy), das sich aufgrund seiner weichmagnetischen Eigenschaften besonders gut zum Bau elektromagnetischer Aktoren eignet.

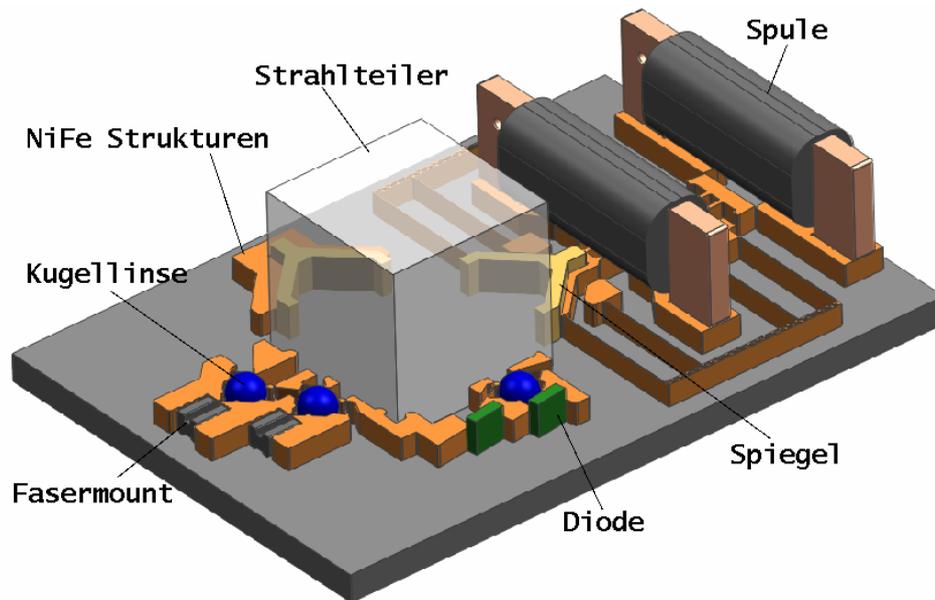


Bild 39: Gesamtansicht des Spektrometers mit elektromagnetischem Antrieb

Optische Bank und Aktor können jeweils als ein Modul des Systems Spektrometer angesehen werden, die weitgehend unabhängig voneinander sind. Daher werden im Folgenden beide Module getrennt betrachtet. Zunächst wird der Aufbau und die Konstruktion der optischen Bank beschrieben, anschließend erfolgt die Beschreibung der Konstruktion der Aktoreinheit.

FTS sind komplexe Systeme, so dass für die Realisierung der Gesamtsysteme aber auch der einzelnen Funktionen stets eine Vielzahl von Möglichkeiten besteht. Im Folgenden wird daher auch stets versucht die Auswahl der herangezogenen Lösungen zu begründen. Weiterführende Anmerkungen sind dabei mit römischen Ziffern gekennzeichnet und im Kapitel Anmerkungen aufgeführt.

#### 5.3.1 Optik

Die Optik besteht aus einer mikrooptischen Bank, in die Linsen, Spiegel, Detektoren, Fasermounts und der Strahlteilerwürfel eingesetzt werden. Der Aufbau entspricht einem klassischen Michelson Interferometer. Da es Ziel der Arbeit ist, einfache und preiswerte Systeme zu entwickeln, wurde darauf verzichtet, aufwendigere aus der Literatur bekannte Konzepte [48], [51], [53], [52] für verkipfungskompensierte Optiken umzusetzen oder wie in [60] mit adaptiven Optiken zu arbeiten. Die Funktionalität der Systeme hängt damit zum großen Teil von der Präzision des zur Herstellung eingesetzten LIGA-Verfahrens ab. Durch die hohe Präzision der mit dem LIGA-Verfahren hergestellten Strukturen kann auch auf eine aktive Justage der optischen Komponenten während der Montage verzichtet werden. Bei der Konstruktion der Haltestrukturen wurde darauf geachtet,

dass zwischen den Haltestrukturen und den Komponenten jeweils nur Punkt- bzw. Linienkontakt besteht, um somit eine eindeutige Lagerung der Komponenten zu gewährleisten (siehe Bild 41, 45).

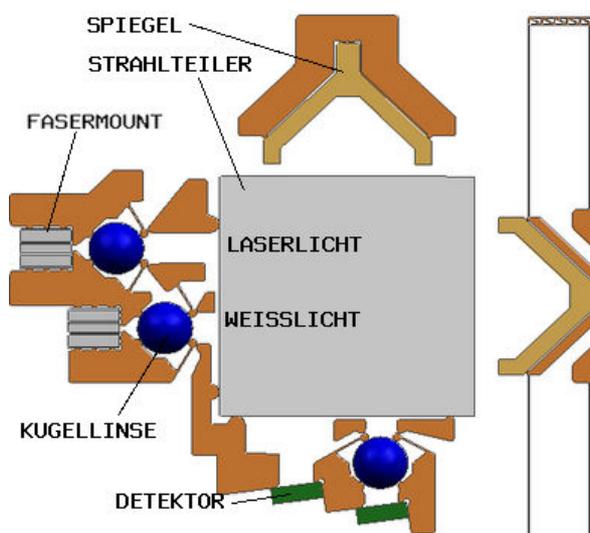


Bild 40: Optische Bank des Spektrometers mit elektromagnetischem Antrieb

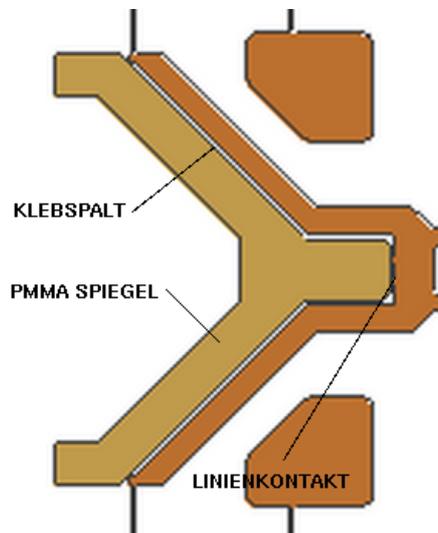


Bild 41: Detailansicht des eingesetzten PMMA Spiegels

In Bild 40 ist der Aufbau der verwendeten Optik zu erkennen. Das Licht wird über Glasfasern in das System eingekoppelt, die auf Fasermounts liegen und über Anschläge im Brennpunkt der Kugellinsen positioniert werden. Das austretende Licht wird mit einer Kugellinse kollimiert und gelangt dann auf den Strahlteilerwürfel. Ein Teil des Lichtes wird von dort auf den rechten, beweglichen Spiegel geleitet, der andere Teil gelangt auf den feststehenden Spiegel. Das von den beiden Spiegeln zurückreflektierte Licht trifft am Strahlteiler aufeinander, wo es zur Interferenz zwischen beiden Strahlungsanteilen kommt. Das Interferenzsignal wird von den integrierten Photodioden gemessen. Wie in Bild 40 zu erkennen ist, verfügt die optische Bank über zwei optische Kanäle. In den ersten Kanal wird das zu analysierende ‐Weißlicht‐ eingekoppelt. In den zweiten Kanal wird monochromatisches Laserlicht eingekoppelt, das zur Positionsbestimmung des Spiegels verwendet wird. Die interferometrische Wegmessung ist dabei hochpräzise<sup>14</sup> und hat weiterhin den Vorteil, dass der Weg direkt gemessen wird, also nicht wie bei anderen Messverfahren aus der Messung einer Induktivität oder Kapazität abgeleitet werden muss. Das Verfahren ist damit weitgehend unabhängig von elektrischen oder mechanischen Störgrößen. Für die Positionsmessung wird eine Laserdiode mit der Wellenlänge 850 nm verwendet.<sup>1</sup>

Um die benötigte Frequenzstabilität der Diode zu erreichen, muss die Temperatur der Diode sehr genau überwacht und geregelt werden [106].

Als Detektoren werden ‐InGaAs‐ PIN Photodioden der Firma Hamamatsu eingesetzt. Die verwendeten Detektoren vom TYP G8376 können ungekühlt verwendet werden. Die aktive Fläche der Dioden hat einen Durchmesser von 300  $\mu\text{m}$ . Bei der gewählten Größe der aktiven Fläche trifft die Strahlung auch bei einem Versatz von mehreren 10  $\mu\text{m}$  noch auf die Detektorfläche, so dass

<sup>14</sup>Zu beachten ist, dass das Interferenzsignal mit einer ausreichend großen Abtastrate gemessen wird, um die Position der Nulldurchgänge bzw. Maxima oder Minima exakt zu erfassen.

der Einbau unkritisch ist. Für den Pilotlaser<sup>15</sup> können auch auf Silizium basierte Fotodioden oder Fototransistoren eingesetzt werden, die sich vor allem durch ihre sehr geringen Kosten auszeichnen. Die Anschläge für die Detektoren wurden um 8 Grad angewinkelt, um interne Reflexionen zwischen Detektoren und Strahlteiler zu verhindern. Die Diodenchips werden direkt in die optische Bank eingesetzt. Vorteil dieser Lösung, die bereits in [20] erprobt wurde, ist die genaue und einfache Positionierung der Detektoren und der geringe Platzbedarf.<sup>II</sup>

Um ein Übersprechen der Signale der beiden optischen Kanäle zu verhindern wurden die Fasern so platziert, dass die beiden Lichtwege sich bei Strahldurchmessern bis zu  $200\ \mu\text{m}$  nicht überlagern. Zur Veranschaulichung sind die Strahlverläufe noch einmal in Bild 42 dargestellt.

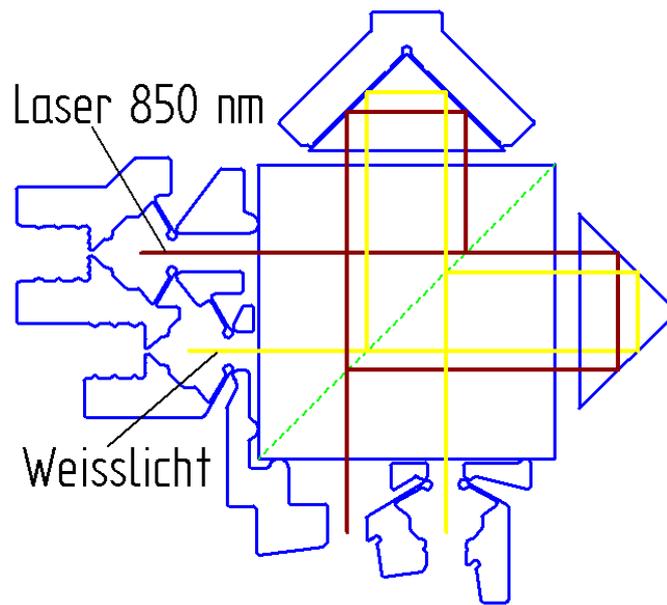


Bild 42: Optische Bank des Spektrometers mit elektromagnetischem Antrieb mit eingezeichneten Strahlverläufen

Als Strahlteiler kommen Strahlteilerwürfel mit einer Kantenlänge von 3 mm zum Einsatz.<sup>III</sup> Prinzipiell wäre der Einsatz noch kleinerer Strahlteilerwürfel wünschenswert, um das System noch kleiner zu gestalten und die Lichtwege verkürzen zu können. Strahlteilerwürfel mit einer Kantenlänge kleiner 3 mm waren zum Zeitpunkt der Konstruktion der beiden Systeme nicht erhältlich, werden jedoch heute z.B. von der Firma WZW-OPTIC aus der Schweiz angeboten. Ein Nachteil der Strahlteilerwürfel ist, ihr gegenwärtig hoher Preis. Abhilfe würde hier der Einsatz von Strahlteilergittern [103], periodischen Nanostrukturen [104], [51, S. 125] oder das in [42] vorgestellte Konzept schaffen. Ausschlaggebend für die Wahl der Strahlteilerwürfel war letztendlich aber ihre einfache Verfügbarkeit und der bei den anderen Konzepten bestehende Entwicklungsaufwand.

<sup>15</sup>Mit Pilotlaser wird der Laser bezeichnet, der zur Weglängenmessung eingesetzt wird.

Das Licht wird über Glasfasern in das System eingekoppelt. Da die eingesetzten Glasfasern einen Außendurchmesser von  $125\ \mu\text{m}$  besitzen, die zur Kollimation der aus der Faser austretenden Strahlung verwendeten Kugellinsen hingegen einen Radius von  $325\ \mu\text{m}$  bzw.  $450\ \mu\text{m}$  haben, werden sogenannte Fasermounts eingesetzt (siehe Bild 43). Auf diese präzisen, ebenfalls mit dem LIGA-Verfahren hergestellten PMMA Strukturen werden die Glasfasern aufgelegt, um so den Höhenversatz auszugleichen.

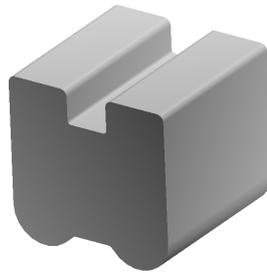


Bild 43: PMMA Haltestruktur für Glasfasern

Zur Kollimation des Lichtes werden einfache Kugellinsen verwendet. Das Faserende wird dabei in den Brennpunkt der Kugellinse gelegt, der entsprechend [23, S. 21] mit Formel (63) bestimmt werden kann

$$f = \frac{n}{2(n-1)}r \quad (63)$$

mit der Brennweite der Linse  $f$ , dem Brechungsindex des Linsenmaterials  $n$  und dem Radius der Linse  $r$ .

Für den optischen Kanal, in den das Weißlicht eingekoppelt wird, wurde zur Berechnung der Brechungsindex bei  $1200\ \text{nm}$  verwendet, da diese Wellenlänge ungefähr in der Mitte des zu analysierenden Wellenlängenbereiches liegt. Für den zweiten optischen Kanal wurde der Abstand für eine Wellenlänge von  $850\ \text{nm}$  festgelegt, was der Wellenlänge des monochromatischen Laserlichtes entspricht, das zur Positionsüberwachung des Spiegels verwendet wird. Zur ersten Abschätzung des minimal erreichbaren Öffnungswinkels wird das auf Bild 44 dargestellte einfache Modell benutzt.

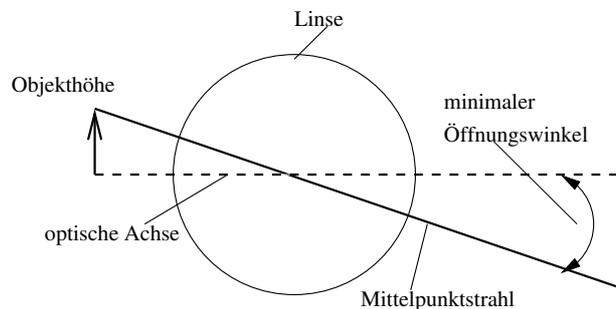


Bild 44: Vereinfachtes Modell für die mit einer Linse erreichbare Kollimation

Der Öffnungswinkel wird dabei vom Mittelpunktstrahl bestimmt und kann mit Formel (64) abgeschätzt werden.

$$\alpha = \arctan \frac{D}{2 \cdot f} \quad (64)$$

mit dem Faserdurchmesser  $D$  und der Brennweite der Linse  $f$ . Durch den Einsatz der verwendeten Kugellinsen aus Quarzglas mit einem Durchmesser von  $650 \mu\text{m}$  wird nach dieser Abschätzung ein Öffnungswinkel von  $94 \text{ mrad}$  bzw.  $58 \text{ mrad}$  erreicht, wenn eine Faser mit einem Kerndurchmesser von  $100$  bzw. von  $62 \mu\text{m}$  eingesetzt wird. Betrachtet man die in Gleichung (32) angegebene Abhängigkeit zwischen Kollimation und Auflösung, ergibt sich für ein Spektrum von  $1\text{-}1,7 \mu\text{m}$  eine durch die Kollimation begrenzte Auflösung von  $10 \text{ nm}$  für eine Faser mit dem Kerndurchmesser  $62 \mu\text{m}$  und eine Auflösung von  $26 \text{ nm}$  für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von  $100 \mu\text{m}$ . Mit dem geplanten Aktor können Auslenkungen bis zu  $280 \mu\text{m}$  erreicht werden (siehe Kapitel 5.3.2), was laut Gleichung (17) einer Auflösung von  $5,1 \text{ nm}$  entspricht. Die Auflösung des Spektrometers wird demnach durch die Kollimation begrenzt. Ein einfacher Lösungsansatz, die Kollimation zu verbessern, bietet sich durch den Einsatz von größeren Linsen (siehe dazu auch [107]). Auf den dafür erforderlichen Mehraufwand wurde bei den Prototypen verzichtet, da sich auch mit der beschriebenen Lösung eine akzeptable Auflösung erreichen läßt.<sup>IV</sup>

Zusätzlich zu der einfachen analytischen Abschätzung durch Formel 64 wurden einige einfache Simulationen mit dem Optiks simulationsprogramm ZEMAX durchgeführt, um die Genauigkeit des einfachen analytischen Modells zu überprüfen.<sup>V</sup> Der analytisch ermittelte halbe Öffnungswinkel lag für eine Faser mit einem Kerndurchmesser von  $62 \mu\text{m}$  bei  $46 \text{ mrad}$ <sup>16</sup> Die Berechnungen mit ZEMAX ergaben  $44 \text{ mrad}$  für monochromatisches Licht mit einer Wellenlänge von  $1,2 \mu\text{m}$  bzw.  $45 \text{ mrad}$  für ein Spektrum bestehend aus den Wellenlängen  $0,9; 1,2$  und  $1,7 \mu\text{m}$ . Es zeigte sich somit eine hervorragende Übereinstimmung zwischen dem einfachen analytischen Modell und der Simulation. Zusätzlich konnte durch die Simulation gezeigt werden, dass chromatische Aberrationen für die sich einstellende Kollimation praktisch keine Rolle spielen und dass die Konstruktion äußerst unempfindlich gegenüber einem Lagefehler entlang der optischen Achse ist. Ein Lagefehler von  $\pm 5 \mu\text{m}$  führte zu keiner Verschlechterung der Kollimation.

Um die Linsen auch bei einem geringen Übermaß ohne die Gefahr einer Beschädigung in die optische Bank, die aus galvanisch abgeschiedenem Nickeleisen besteht, einlegen zu können, wurde eine flexible Linsenhalterung konstruiert. Zudem sorgt die Lagerung dafür, dass die Linsen auch bei geringen Maßabweichungen eine definierte Lage einnehmen (siehe Bild 45). Die Linsen werden dabei von den beiden Biegebalken gegen die beiden Anschläge gedrückt und somit zentriert. Die Balken sind so konstruiert, dass sie von der Kugellinse um  $1 \mu\text{m}$  ausgelenkt werden, wenn die Linse einen Durchmesser von  $650 \mu\text{m}$  hat. Zur Sicherheit wurden für die Biegebalken Endanschlätze vorgesehen, so dass sie maximal um  $10 \mu\text{m}$  ausgelenkt werden können. Um die Fertigung der Spektrometer hier nicht unnötig zu verkomplizieren, wurden die Balken mit  $20 \mu\text{m}$  und einem resultierendem Aspektverhältnis von etwa 20 so ausgelegt, dass keine Probleme bei der Fertigung zu erwarten waren. Bild 46 zeigt die in diesem Fall in den Balken maximal auftretende Vergleichsspannung, die mit  $369 \text{ MPa}$  deutlich unter der als zulässig angenommenen Vergleichsspannung für Nickeleisen von  $1137 \text{ MPa}$  [22] liegt.

Eine weitere Kugellinse wurde vor dem Detektor für das Weißlicht zur Bündelung des auf den Detektor fallenden Lichtes angeordnet.

Als Spiegel kommen PMMA Spiegel oder kommerziell erhältliche Glasprismen zum Einsatz.

---

<sup>16</sup>Die Simulation wurde für eine Kugellinse aus BK7 mit einem Durchmesser von  $900 \mu\text{m}$  durchgeführt, wie sie im System mit Inchwomantrieb verwendet wird. Die Aussagen sind aber auf die hier verwendete Quarzglaslinse mit einem Durchmesser von  $650 \mu\text{m}$  übertragbar.

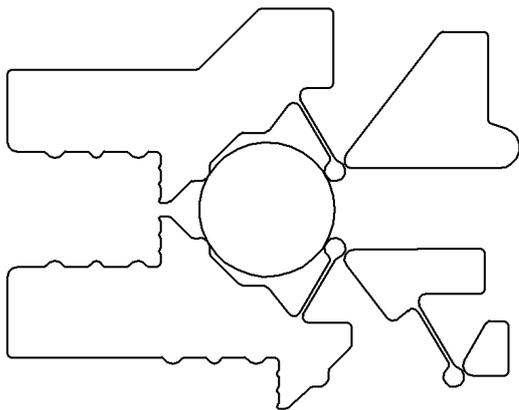


Bild 45: Detailansicht der Lagerung der Linsen

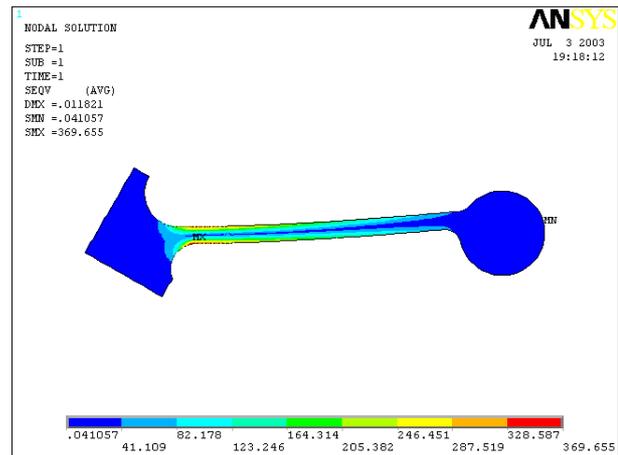


Bild 46: Vergleichsspannung in den Biegebalken der Linsenlagerung bei maximaler Auslenkung

Alternativ können wie in [23] die Metallstrukturen, in die die Spiegel eingesetzt werden (siehe Bild 41), direkt als Spiegel genutzt werden. Die Verwendung eingesetzter Spiegel bietet vor allem den Vorteil, dass man mit großen, hohen Spiegeln arbeiten kann, ohne gezwungen zu sein, hohe LIGA-Strukturen zu erzeugen. Besonders wichtig wird dieser Aspekt, wenn man eine mögliche Abformung in Betracht zieht, da ein sicheres Entformen von Strukturen über  $200 \mu\text{m}$  sehr schwer ist. Wie in den Bildern 40 und 41 zu erkennen, sind die beiden Spiegel als Spitzdachreflektoren ausgeführt und somit in der Horizontalen verkippungskompensiert. In der Vertikalen sind die Spiegel einfache Planspiegel und somit nicht verkippungskompensiert, da entsprechende Cube Corner oder Cats Eye Reflektoren nicht in der benötigten Größe zur Verfügung standen. Auf eine aktive Justage der Spiegel wurde ebenfalls verzichtet, um das System möglichst einfach zu gestalten. Bild 47 zeigt den verwendeten Spiegel aus PMMA. Bei der Konstruktion des Spiegels wurde darauf geachtet, ihn möglichst steif auszulegen, so dass er sich beim Einbau nicht verformt. Zusätzlich wurden Flächen vorgesehen, an denen der Spiegel bei der Montage mit der Pinzette gegriffen werden kann. Die Höhe des Spiegels wurde auf  $600 \mu\text{m}$  festgelegt, um die Fertigung möglichst einfach zu gestalten. Bild 48 zeigt den verwendeten Glasspiegel, der aus einem einfachen  $90^\circ$  Prisma aus BK7 besteht.

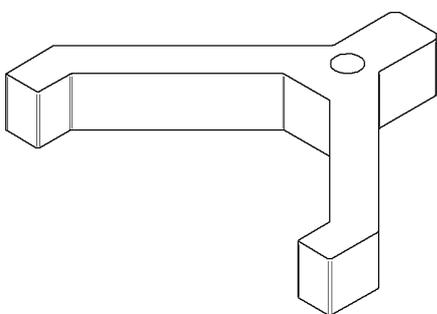


Bild 47: Eingesetzte PMMA Spiegel

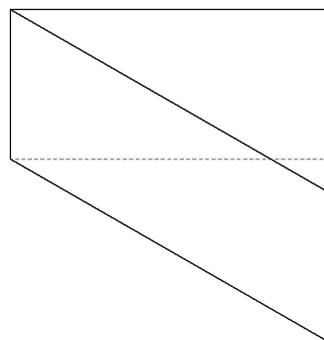


Bild 48: Eingesetzte Glasspiegel

Die Höhe des Prismas beträgt  $0,8 \text{ mm}$ , die Länge der Katheten  $1,4 \text{ mm}$ . Die Bilder 40 und 41 zeigen

den Einbau des Spiegels. Der Spiegel wird dazu auf das Substrat gesetzt, gegen die vorgesehenen Anschläge geschoben und verklebt, indem der vorgesehene Klebespalt aufgefüllt wird. Wird der Klebespalt nicht mit Klebstoff aufgefüllt, kann die Totalreflektion an der Rückseite der Spiegel ausgenutzt und auf ein Vergolden der Spiegel verzichtet werden. In Ruhelage haben die beweglichen Spiegel einen um  $140\ \mu\text{m}$  größeren Abstand zum Strahlteiler als die festen Spiegel. Sie werden bei der Aufnahme eines Interferogramms zunächst  $160\ \mu\text{m}$  in Richtung Strahlteiler verschoben und anschließend  $300\ \mu\text{m}$  in die entgegengesetzte Richtung verschoben. Die Verschiebung um  $160\ \mu\text{m}$  in Richtung Strahlteiler bietet die Möglichkeit ein kurzes, insgesamt  $40\ \mu\text{m}$  langes, zweiseitiges Interferogramm aufzunehmen, das zur Phasenkorrektur verwendet werden kann (siehe dazu auch Abschnitt 3.2.4)

Besonders wichtig ist es, eine möglichst geringe Verkippung der Spiegel vertikal zum Substrat zu erreichen, da die Spiegel hier nicht verkippungskompensiert sind. Die Verkippung der Spiegel ist dabei von der Genauigkeit der Montage und den geometrischen Eigenschaften der Spiegel und des Substrates abhängig. Wie in Kapitel 3.2.2 gezeigt wurde, sollte die Verkippung so gering wie möglich sein, damit die Intensität des Interferenzsignals nicht abgeschwächt wird. Um sich einen Überblick über die mit dieser Vorgehensweise erreichbaren Verkippungswinkel zu verschaffen, wurde die Literatur nach Informationen über Neigungswinkel von LIGA-Seitenwänden bzw. der Winkelgenauigkeit von erhältlichen Glasprismen durchsucht. Bei LIGA-Strukturen wird dabei zwischen Böschungswinkel- und Neigungswinkeln unterschieden (siehe Bild 49).

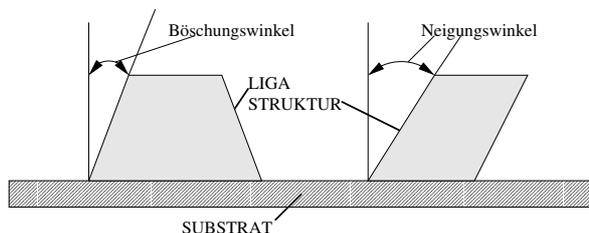


Bild 49: Unterschied zwischen Böschungswinkel- und Neigungswinkel

In [78, S. 251] wird für eine LIGA-Teststruktur eine Änderung der Strukturbreite von  $0,04\ \mu\text{m}$  je  $100\ \mu\text{m}$  angegeben. Das entspricht einem Böschungswinkel von  $0,4\ \text{mrad}$ . In [20, S. 50] werden Böschungswinkel von  $0,6\text{-}0,9\ \text{mrad}$  angegeben. In [76] wurden Böschungswinkel von etwa  $0,6\ \text{mrad}$  für PMMA Strukturen festgestellt. Anzumerken ist, dass nicht mit einem konstanten Böschungswinkel zu rechnen ist, sondern vielmehr jeweils an Ober- und Unterseite der Strukturen die größten Abweichungen von der Vertikalen auftreten. Aufgrund der Divergenz der Synchrotronstrahlung treten in den Außenbereichen des LIGA-Fensters zusätzlich Neigungswinkel auf. Nach bisherigem Wissenstand sollten bei einer optimalen Montage der Spiegel Verkippungswinkel kleiner  $1\ \text{mrad}$  erreichbar sein. Die erzielbare Winkelgenauigkeit der kommerziell erhältlichen Glasprismen liegt ebenfalls unter  $1\ \text{mrad}$ . Bei einem total ebenen Substrat ergibt sich somit im Optimalfall für beide Spiegeltypen schon eine Verkippung der beiden Spiegel gegeneinander, die zwischen  $0,8$  und  $2\ \text{mrad}$  liegt. Aus wirtschaftlichen Gründen sind dabei die PMMA Spiegel besser geeignet, da sie sich kostengünstig mit dem LIGA-Verfahren herstellen lassen. Sollten Spiegel mit einer Höhe größer als  $600\ \mu\text{m}$  benötigt werden<sup>17</sup>, weisen Glasprismen jedoch Vorteile auf, da der Aufwand und das Risiko

<sup>17</sup>Was der Fall ist, wenn man zur Kollimation größere Linsen einsetzt, die wiederum größere Strahldurchmesser verursachen.

für die Fertigung für LIGA-Strukturen mit der Höhe der Strukturen deutlich anwächst. Zudem ist zu erwarten, dass die Kosten für Mikroprismen in Zukunft sinken werden. Ein Problem, das sich durch den Einsatz der beschriebenen Spitzdachreflektoren ergibt ist, dass der Winkelfehler im Vergleich zu einem “planen” Spiegel größer wird. Bei den eingesetzten Spitzdachreflektoren wird das Licht jeweils zweimal an geneigten Spiegelflächen reflektiert und der Winkelfehler vergrößert sich somit (siehe dazu auch [23, S. 56]). Da es jedoch durch z.B. Vergolden des Glasprismas entlang der Hypotenuse vergleichsweise einfach möglich ist, das System auf Planspiegel “umzurüsten”, wurde das System trotz dieses Nachteils mit den beschriebenen Reflektoren ausgerüstet.

### 5.3.2 Aktor

Als Antrieb kommt bei diesem Design ein integriert gefertigter elektromagnetischer Aktor zum Einsatz. Bild 50 zeigt eine Gesamtansicht des Chips. Zu erkennen sind die optische Bank und der Aktor. Bild 51 zeigt eine Detailansicht des Aktors.

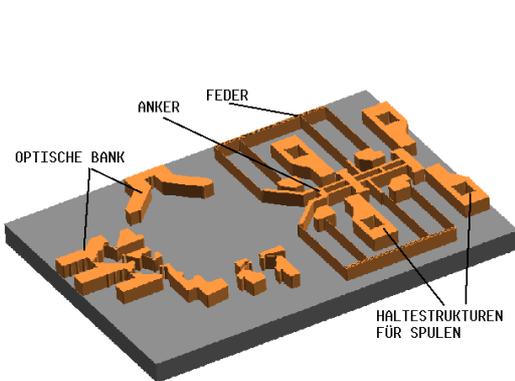


Bild 50: Metall-optische Bank mit integriertem Aktor

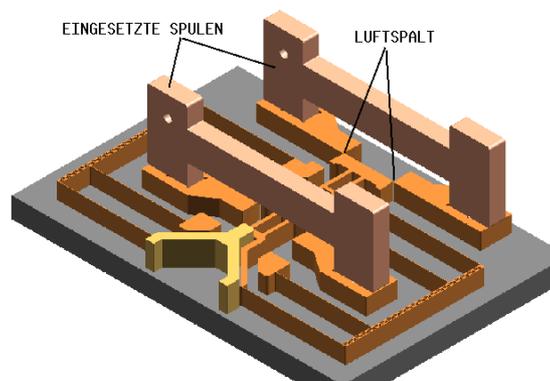


Bild 51: Detailansicht des Aktors mit eingesetzten Spulkernen

Die eingesetzten Spulen, die für die Lagerung der Spulen vorgesehenen Haltestrukturen und der bewegliche Aktor bilden einen “magnetischen Kreis” [108]. Entsprechend dem Durchflutungsgesetz (Gleichung (65)) baut sich ein magnetisches Feld auf, wenn die Spulen von einem Strom  $I$  durchflossen werden.

$$\Theta = \oint \vec{H} d\vec{s} = \int_A \vec{j} dA = \sum_{i=1}^n \vec{I}_i \quad (65)$$

mit der magnetischen Randspannung  $\Theta$ , der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  und der Stromdichte  $\vec{j} = \vec{I}/A$ . Die Ableitung der in dem magnetischen Feld gespeicherten Energie  $W_m$  liefert die auf den Anker wirkende Kraft (siehe dazu Abschnitt 5.3.2.1). Auf den Anker wirken dabei jeweils nur Zugkräfte. Der Aktor zeichnet sich vor allem durch große Stellwege aus, die bereits bei geringen Strömen und Spannungen erreicht werden. Zudem bestehen mit Aktoren dieses Typs und ihrer Fertigung mit dem LIGA-Verfahren bereits vielfältige Erfahrungen [109], [105], [22], [21]. Ein weiterer Vorteil dieses Aktors ist, dass er in der Fertigung unkritisch ist.

Ziel der Konstruktion des Aktors war es, den bewegten Spiegel über eine möglichst große Strecke zu verfahren. Deshalb kommen zwei Spulen zum Einsatz. Der Vorteil der Konstruktion liegt darin begründet, dass die Auslenkung des Aktors in beide Auslenkungsrichtungen der Federn kontrolliert

und somit genutzt werden kann. Würde man mit nur einer Spule arbeiten und somit den Aktor nur in eine Richtung auslenken, müsste man mit erheblich längeren Biegefedern arbeiten und auch größere Kräfte erzeugen, um das System ebenso weit auszulenken. Die Spulen werden dabei manuell auf einen mit dem LIGA-Verfahren gefertigten Spulenkern gewickelt (siehe dazu Abschnitt 6.1), und anschließend in die LIGA-Strukturen eingesetzt. Im Vergleich zu integriert gefertigten Spulen [21] lassen sich mit diesen Spulen wesentlich größere magnetische Felder erzeugen [110]. Herstellung und Montage der Spulen sind fertigungstechnisch unkritisch.

Das Aktorelement wird federnd gelagert, wobei gefaltete Biegefedern zum Einsatz kommen (siehe Bild 52). Da die Eigenschaften der Biegefeder die Kräfte festlegen, die für eine bestimmte Auslenkung benötigt werden, soll im Folgenden die Biegefeder beschrieben werden, bevor die Berechnungen der vom Aktor gelieferten Kraft dargestellt wird.

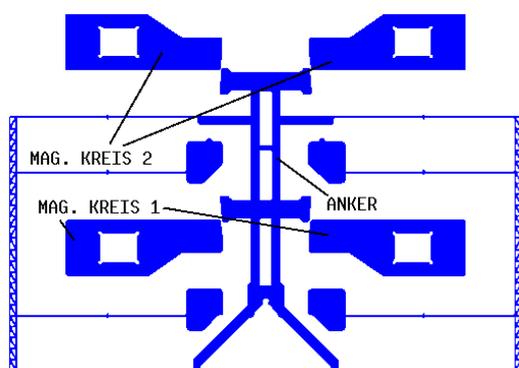


Bild 52: Federnd gelagerte Aktoreinheit

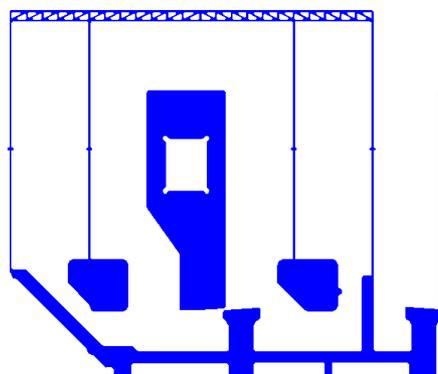


Bild 53: Detailansicht der eingesetzten Bewegungsfeder

Vorteil der Lagerung mit Bewegungsfedern ist, dass im Gegensatz zur Gleitlagerung keine Reibungskräfte auftreten. Der Nachteil liegt in den begrenzten Stellwegen, die sich mit Biegefedern erreichen lassen. Betrachtet man die Federkonstruktion, kann man sie in eine Reihenschaltung von an beiden Seiten fest eingespannten Biegebalken zerlegen. Die maximale Biegespannung in den Federn kann mit der Biegebalkendifferentialgleichung abgeschätzt werden. Dabei wurde vereinfachend angenommen, dass sich die Gesamtauslenkung symmetrisch auf die beiden Biegebalken verteilt, die jeweils eine gefaltete Biegefeder bilden. Für den speziellen Belastungsfall eines doppelseitig festeingespannten Biegebalkens findet man in [111, E 5] für die maximale Biegespannung

$$\sigma = 6 \cdot \frac{0,5 \cdot F \cdot l}{b \cdot h^2} \quad (66)$$

mit der Länge  $l$ , der Höhe  $h$  und der Breite  $b$  des Balkens. Die bei einer vorgegebenen Auslenkung  $s$  des Balkens zu erwartende Kraft  $F$  wird dabei mit Gleichung (67) berechnet, mit dem E-Modul des Materials  $E$ .

$$s = \frac{F \cdot l^3}{12 \cdot E \cdot (b \cdot h^3/12)} \quad (67)$$

Setzt man Gleichung (67) in Gleichung (66) ein, ergibt sich für die Spannung in Abhängigkeit von der Auslenkung  $s$ :

$$\sigma = 3 \cdot \frac{s \cdot E \cdot h}{l^2} \quad (68)$$

Die beiden geometrischen Parameter, von denen die Vergleichsspannung abhängt, sind gemäß Gleichung (68) die Höhe und die Länge des Balkens. Will man große Auslenkungen erreichen und dabei nicht die zulässigen Vergleichsspannungen überschreiten, muss man mit sehr langen oder sehr dünnen Biegefedern arbeiten. Beide Vorgehensweisen sind aus fertigungstechnischer Sicht ungünstig. Alternativ kann mit einer sogenannten gefalteten Biegefeder gearbeitet werden, die einer Reihenschaltung von Federn entspricht. Die Gesamtauslenkung wird dabei auf die in Reihe geschalteten Federn aufgeteilt. Mit entsprechend häufig gefalteten Federn lassen sich somit große Auslenkungen erzielen. Von der Möglichkeit, die Feder häufiger als zweimal zu falten (siehe Bild 54), wurde allerdings abgesehen, da Probleme mit der Stabilität befürchtet wurden und zudem verhindert werden sollte, mehr fertigungstechnisch problematische Elemente als unbedingt notwendig in das System zu integrieren. Als Kompromiss zwischen Auslenkung und Fertigungstechnik wurde die in Bild 53 abgebildete einfach gefaltete Feder ausgewählt. Die Länge der Biegebalken beträgt 2300 bzw. 2400  $\mu\text{m}$ . Bei einer Breite von 12  $\mu\text{m}$  ist die Feder für Auslenkungen bis 160  $\mu\text{m}$  konzipiert.

Mit dieser Auslenkung lassen sich bereits Spektrometer realisieren, die bei einer maximalen Wellenlänge von 1,7  $\mu\text{m}$  eine Auflösung von etwa 5 nm liefern. Um die Fertigung der Federn zu vereinfachen, wurden sie in der Mitte verbreitert (siehe dazu auch Abschnitt 5.3.2.2). Mit Gleichung (66) kann nun die maximale Spannung in den Federn berechnet werden (siehe Bild 55).

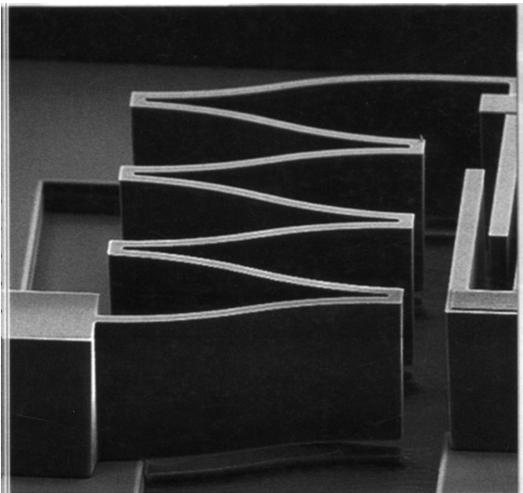


Bild 54: Mehrfach gefaltete Biegefeder  
:Quelle [13]

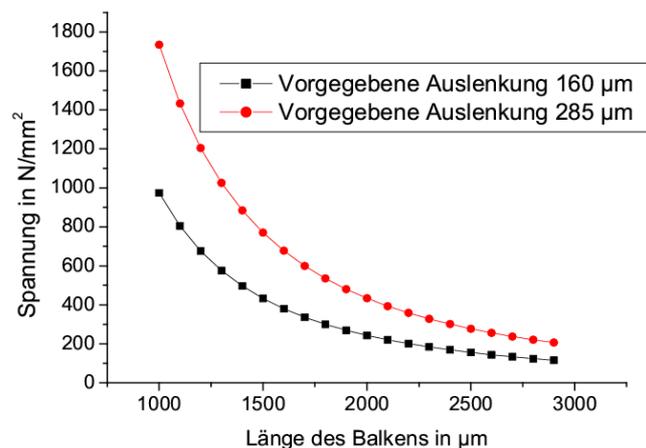


Bild 55: Maximale in den Federn wirkende Vergleichsspannung in Abhängigkeit von der Auslenkung

Bei einer Auslenkung von 160  $\mu\text{m}$  betragen die Biegespannungen etwa 100 MPa und liegen damit weit unter der zulässigen Vergleichsspannung von 1137 MPa [22]. Die Sicherheit beträgt somit 10 für den statischen Belastungsfall. Zu beachten ist, dass die maximale Zugfestigkeit nicht der zulässigen Dauerbelastung [111, E 6] entspricht. Daher wurde darauf geachtet, die Spannungen mit etwa 10% im Vergleich zur zulässigen Zugspannung sehr gering zu halten, so dass davon ausgegangen werden kann, dass die Federn dauerhaft ausgelegt sind.

Die Federsteifigkeit  $k$  einer einfach gefalteten Biegefeder kann man nach [112] analytisch be-

rechnen.

$$k = 48 \cdot \frac{EI_y}{l_1^3 + l_2^3} \quad (69)$$

wobei mit  $I_y$  das Flächenträgheitsmodul der Federarme und mit  $l_1$  bzw.  $l_2$  die Länge der Federarme bezeichnet wird. Mit der bekannten Federsteifigkeit kann nun die Kraft berechnet werden, die zur Auslenkung des Aktors benötigt wird. Der E-Modul des verwendeten Nickeleisen liegt bei  $169 \pm 10$  GPa [22].

$$F = k \cdot s \quad (70)$$

Zusätzlich zu den analytischen Berechnungen wurde die Biegefeder mittels FEM simuliert. Die dabei bestimmten Vergleichsspannungen betragen  $102 \text{ N/mm}^2$ . Es zeigt sich somit eine sehr gute Übereinstimmung zwischen analytischer und numerischer Lösung. Bild 56 zeigt die maximalen Vergleichsspannung in der Biegefeder.<sup>VI</sup>

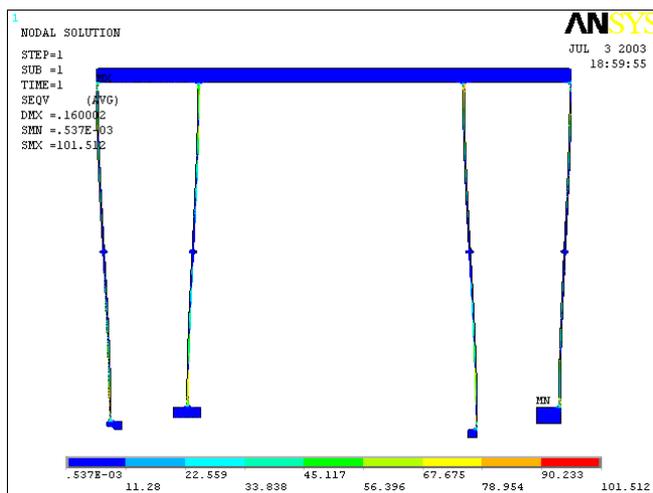


Bild 56: Vergleichsspannungen in der Biegefeder

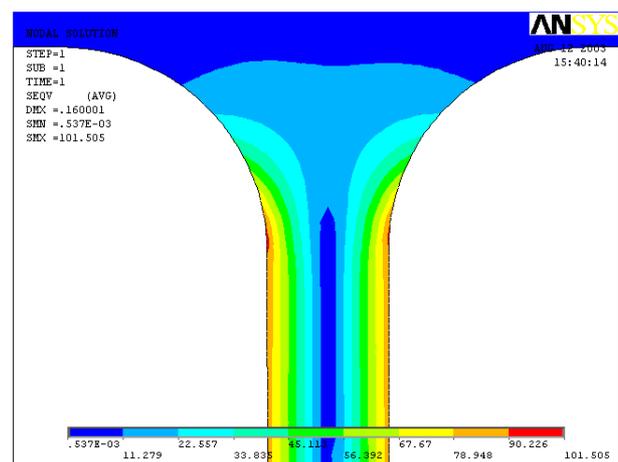


Bild 57: Vergleichsspannungen in der Biegefeder

Ein Schwachpunkt der FEM Simulation wie auch der analytischen Rechnung sind die Materialkennwerte, die nicht selbst ermittelt, sondern der Literatur entnommen wurden. Daher wurde darauf geachtet, überall entsprechende hohe Sicherheiten vorzusehen. An den Einspannstellen wurde die Feder jeweils verrundet (siehe Bild 57), um das Auftreten von Spannungsspitzen zu vermeiden. Der Steg zwischen den Federn wurde als Fachwerk ausgeführt, um eine möglichst große Steifigkeit bei gleichzeitig möglichst geringem Gewicht zu erreichen.

Mit bekannten Abmaßen kann die erste Eigenfrequenz des Aktors abgeschätzt werden. Die Masse wurde dabei berechnet, indem das Volumen der Aktoreinheit vom verwendeten CAD System SOLID EDGE berechnet wurde und diese dann mit der aus [22] bekannten Dichte von  $8,91 \text{ kg/m}^3$  für Nickeleisen multipliziert wurde.

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (71)$$

Die Federkonstante wird dabei von den angestrebten Verfahrenswegen diktiert. Um die Eigenfrequenz zu erhöhen, was das System stabiler gegen Erschütterungen macht, wurde daher versucht, den Aktor so leicht wie möglich zu gestalten. Die Strukturen des Aktors können dabei nicht beliebig dünn gestaltet werden, da sich zum einen Stabilitätsprobleme und zum anderen bei sehr großen Aspektverhältnissen Fertigungsprobleme ergeben. Als Kompromiss wurde eine Wandstärke von 100  $\mu\text{m}$  gewählt. Bild 52 zeigt die Konstruktion der Aktoreinheit. Wesentlich dicker gestaltet wurden die Bereiche, in denen der elektromagnetische Fluss geführt wird, um hier den "magnetischen Widerstand" möglichst gering zu halten. Die resultierende recht geringe Eigenfrequenz von 222 Hz liegt somit zum einen in der kleinen Federkonstante zum anderen in der großen Masse des schwingenden Aktors begründet.

Zu Vergleichszwecken wurde die Eigenfrequenz des Aktors ebenfalls mit dem FEM Programm ANSYS simuliert, wobei sich wieder eine gute Übereinstimmung zwischen analytischer und numerischer Lösung zeigt. Bild 58 zeigt die erste Eigenfrequenz des Aktors, die mit ANSYS zu 248 Hz berechnet wurde.

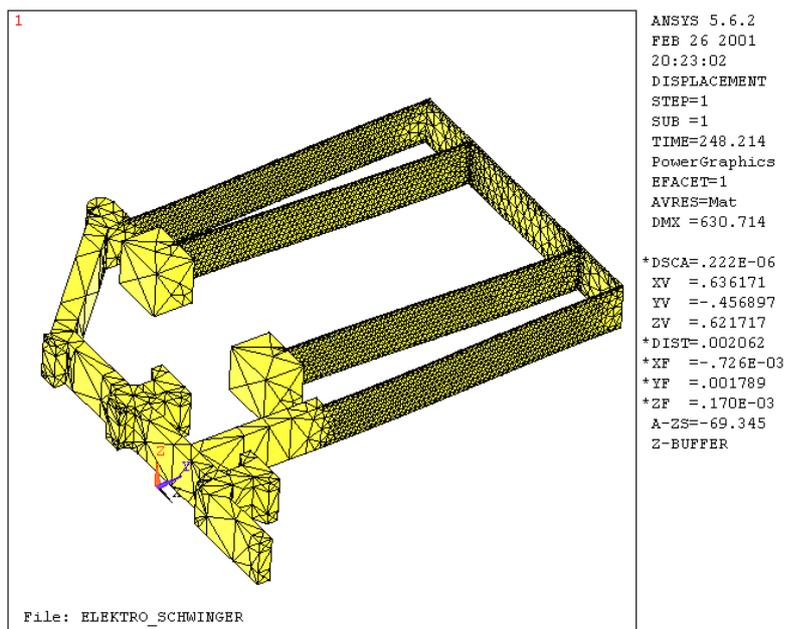


Bild 58: Erste Eigenfrequenz des schwingenden Aktors

Bei der Konstruktion des Aktors wurde darauf geachtet, dass der Massenmittelpunkt genau zwischen den beiden Auflagern liegt, so dass der Aktor in der Horizontalen nicht verkippt ist. Dazu wurde die Fähigkeit des CAD-Programms SOLID-EDGE genutzt, mit dem sich Massen, Volumina und Schwerpunkte berechnen lassen.

Bild 59 zeigt das Ergebnis einer solchen Berechnung für das System mit PMMA Spiegel.

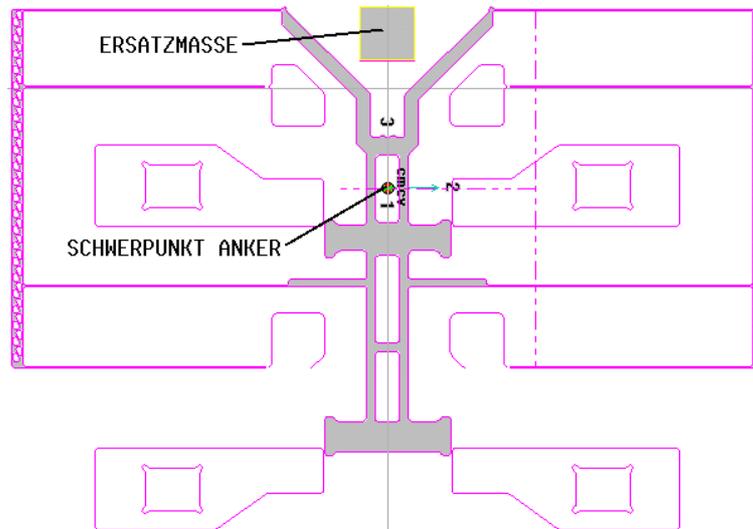


Bild 59: Bestimmung des Schwerpunktes des Systems in SOLID EDGE

Die Masse des Spiegels wurde durch eine im Schwerpunkt des Spiegels angeordnete Ersatzmasse berücksichtigt. Um das in Bild 59 gezeigte System ausbalancieren zu können, ohne es unnötig zu verlängern, wurde es unsymmetrisch gestaltet.

**5.3.2.1 Gestaltung der Spaltgeometrie** Einen breiten Raum bei der Konstruktion nahm die Untersuchung der vom Aktor gelieferten Kraft ein, da sicherzustellen war, dass die Kraft ausreichend groß ist, um den Aktor bis zur geplanten Auslenkung von  $160 \mu m$  zu bewegen. Die vom Antrieb aufzubringende Kraft kann dabei einfach mit Gleichung (70) berechnet werden. Zunächst wurde zur Berechnung der vom Aktor gelieferten Kraft entsprechend der Vorgehensweise in [21] ein analytisches Modell aufgestellt, das den Eisenkreis in Form eines elektrischen Netzwerkes abbildet (siehe Bild 60).

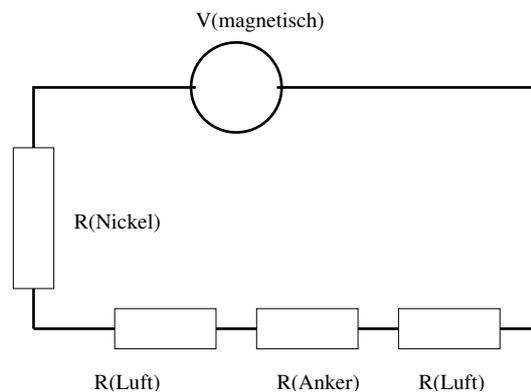


Bild 60: Netzwerkmodell des Elektromagnetischen Aktors

Im Folgenden soll der analytische Rechengang erläutert werden (siehe dazu auch [108, S. 10 ff]): Genutzt wird eine Analogie zwischen elektrischen und elektromagnetischen Kreisen.

Aus dem Durchflutungsgesetz gewinnt man eine “magnetische Spannung”.

$$\Theta = \oint \vec{H} d\vec{s} = NI \quad (72)$$

mit der Stromstärke  $I$  und der Anzahl der Spulenwicklungen  $N$ . Wenn man den magnetischen Fluss als “Strom” einführt, ergibt sich das Ohmsche Gesetz für den magnetischen Kreis.

$$\phi = \frac{\Theta}{R_m} \quad (73)$$

wobei die Definition für den magnetischen Widerstand allgemein lautet:

$$R_m = \frac{l}{\mu_0 \mu_r A} \quad (74)$$

mit der absoluten Permeabilität  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$ , der relativen Permeabilität  $\mu_r$  und der durchflossenen Querschnittsfläche des magnetischen Kreises  $A$ . Die Gleichung für die Berechnung des Flusses für den diskutierten Aktor lautet somit<sup>18</sup>:

$$\phi = \frac{NI}{R_{Stator} + R_{Anker} + 2R_{Luftspalt}} \quad (75)$$

Bei bekanntem  $\phi$  kann die magnetische Induktion  $B$  und somit die Energie  $W$  im Luftspalt berechnet werden.

$$B = \frac{\phi}{A_{Luftspalt}} \quad (76)$$

$$W = \frac{B^2 \cdot \text{Volumen}_{Luftspalt}}{2\mu_0} \quad (77)$$

Durch Differenzieren von  $W$  nach der gewünschten Raumrichtung erhält man die gesuchte Kraft.

$$F = \frac{dW}{ds} = 2 \cdot \frac{B^2}{2\mu_0} \cdot b_L \cdot h_L \quad (78)$$

mit der Breite des Luftspaltes  $b_L$  und der Höhe des Luftspaltes  $h_L$ .

Der Faktor 2 ergibt sich dadurch, dass im magnetischen Kreis 2 Luftspalte vorhanden sind, was ebenfalls in Gleichung (75) berücksichtigt werden muss. Durch den symmetrischen Aufbau des Systems heben sich die Kräfte quer zur Bewegungsrichtung des Aktors gerade auf.

Bei den Berechnungen zeigte sich, dass eine konstante Spaltbreite zwischen Anker und Polschuh, wie in Bild 61 gezeigt, ungünstig ist, da die elektromagnetische Kraft bei dieser Anordnung mit zunehmendem Weg abnimmt, wohingegen die benötigte Kraft linear ansteigt. In Bild 62 sind die Kraft-Weg-Kennlinien für die verwendete Biegefeder sowie einen Aktor mit konstanter Spaltbreite eingezeichnet.

---

<sup>18</sup>Wobei angenommen wird, dass der Streufluss = 0 ist.

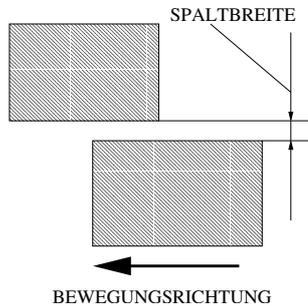


Bild 61: Einfache Aktorgeometrie mit konstanter Spaltbreite

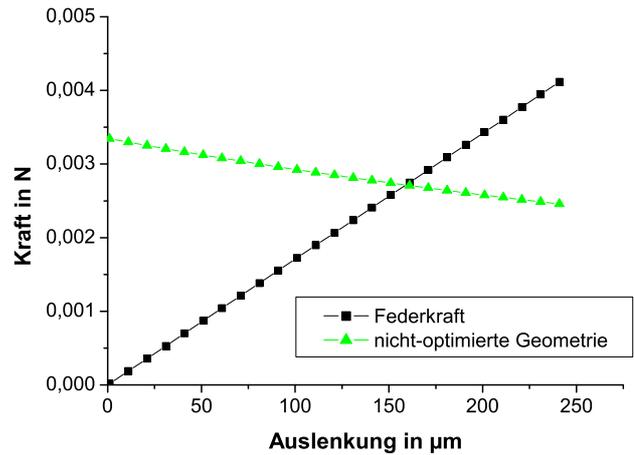


Bild 62: Kraft-Weg Kennlinie der Bewegungsfeder und des Aktors mit konstanter Spaltbreite

Um möglichst große Verfahwege zu erreichen, müssen die Kraft-Weg Kennlinien von Aktor und Feder angepasst werden. Der Grundgedanke besteht darin, die Breite des Luftspaltes mit zunehmendem Verfahweg des Aktors zu verringern und somit die Kraft zu vergrößern. In den Bildern 63 und 64 sind zur Verdeutlichung die beiden modifizierten Spaltgeometrien eingezeichnet, die untersucht wurden.

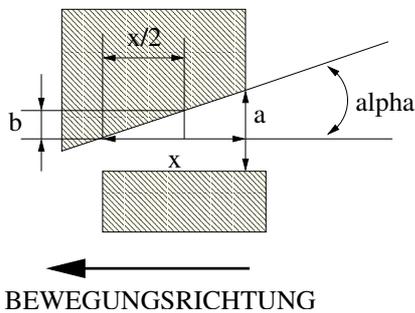


Bild 63: Modifizierte Spaltgeometrie 1

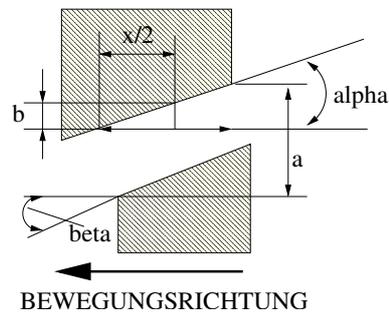


Bild 64: Modifizierte Spaltgeometrie 2

Um die modifizierte Spaltgeometrie zu berücksichtigen, wurde in der obenstehenden Rechnung für die Spaltbreite eine zusätzliche Variable eingeführt. Für die in Bild 63 gezeigte Geometrie berechnet sich die Spaltbreite in Abhängigkeit von der Position des Ankers dabei mit Gleichung (79) zu:

$$\text{Spaltbreite} = a - 0,5 \cdot \tan(\alpha) \cdot x \quad (79)$$

Im Fall der Spaltgeometrie in Bild 64 entfällt in Gleichung (79) der Faktor 0,5 da die Spaltbreite entsprechend schneller abnimmt. Für die Anpassung der Kraft-Weg Kennlinien stehen jetzt mit den beiden Winkeln von Polschuh und Anker sowie der Ausgangsspaltbreite drei Parameter zur Verfügung. Es zeigte sich, dass es für eine optimale Anpassung notwendig war, sowohl Anker als auch Polschuhkante anzuwinkeln. Durch die Veränderung der Polschuhgeometrie gelang es damit sehr gut, die beiden Kraft-Weg-Kennlinien aneinander anzupassen. Bild 65 zeigt die analytisch

berechneten Kraft-Weg-Kennlinien für verschiedene Winkel. Bild 66 zeigt die Kraft-Weg-Kennlinien für eine Variation der Ausgangsspaltbreite. Im Vergleich dazu ist jeweils die Kraft-Weg-Kennlinie der Biegefeder eingezeichnet. Wie zu erkennen ist, gelingt es die beiden Kennlinien für eine Winkel von  $4,5^\circ$  recht gut aneinander anzupassen. Die vom Aktor gelieferte Kraft bleibt bis zu Auslenkungen über  $250\ \mu\text{m}$  größer als die benötigte Kraft. Verwendet man hingegen einen Winkel von  $6^\circ$  oder eine Startspaltbreite von  $18\ \mu\text{m}$  fällt die Kraft bei Auslenkungen von etwa  $200\ \mu\text{m}$  stark ab und reicht nicht mehr aus, um den Aktor weiter zu bewegen. Ein weiterer Vorteil der modifizierten Polschuh-Geometrie liegt darin begründet, dass der initiale Abstand zwischen Anker und Polschuh vergrößert werden konnte. Er wurde schließlich auf  $26\ \mu\text{m}$  festgelegt, was einerseits die Fertigung vereinfacht (siehe Abschnitt 5.3.2.2) und das System andererseits robust gegenüber Verschmutzungen macht.

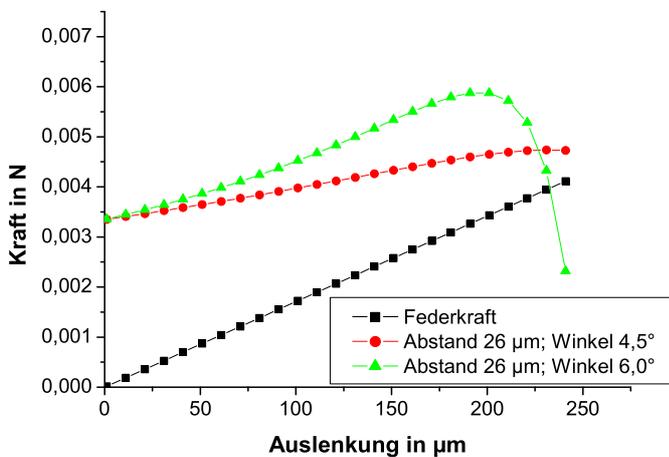


Bild 65: Kraft-Weg-Kennlinien für verschiedene Neigungswinkel

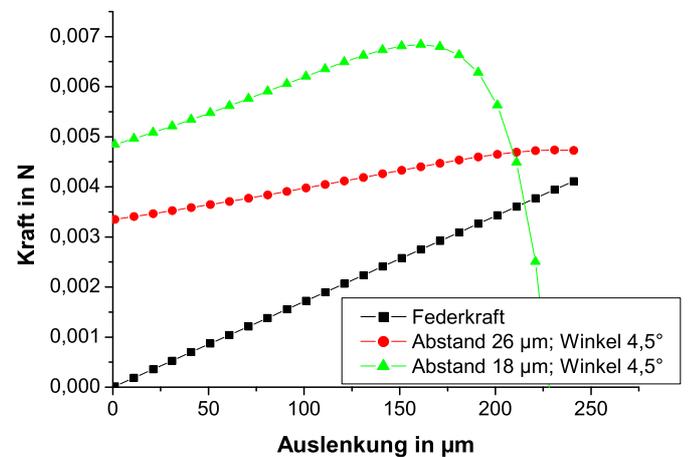


Bild 66: Kraft-Weg-Kennlinien für verschiedene Ausgangsspaltbreiten

Bild 67 zeigt die ausgewählte Spaltgeometrie. Wie zu sehen ist, wurden sowohl die Kante des Polschuhs als auch die gegenüberliegende Kante des Ankers um  $4,5^\circ$  geneigt, um die Kraft-Weg-Kennlinie optimal anzupassen.

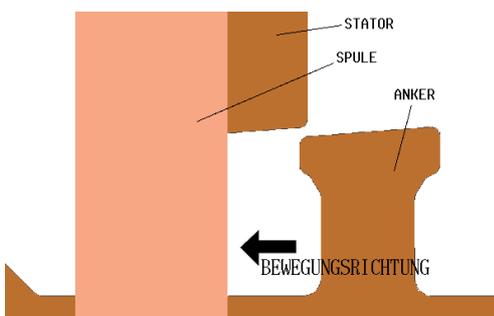


Bild 67: Polschuhgeometrie, der Winkel beträgt  $4,5$  Grad.

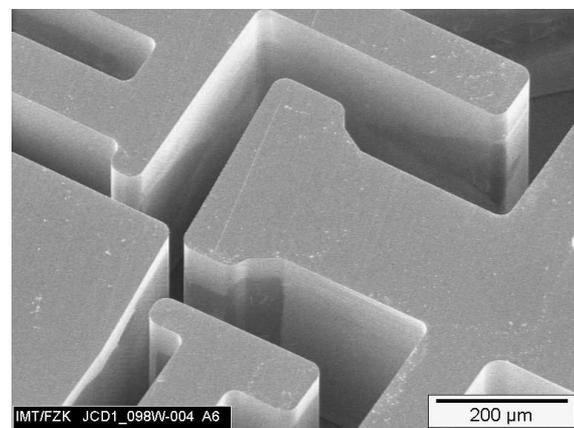


Bild 68: REM Aufnahme der Polschuhgeometrie

Entsprechende Anschläge verhindern bei dieser Konstruktion ein “Verklemmen” des Ankers. Die Endanschläge wurden dabei für die Vorwärtsbewegung bei  $245 \mu\text{m}$  für die Rückwärtsbewegung bei  $240 \mu\text{m}$  angebracht<sup>19</sup>. Der Aktor kann somit einen Gesamtverfahrweg von  $485 \mu\text{m}$  zurücklegen. Bei einer Auslenkung von  $245 \mu\text{m}$  beträgt die Vergleichsspannung in den Federn bereits 180 MPa, ist aber damit immer noch weit von der mit 1137 MPa angegebenen zulässigen Spannung entfernt.

Im nächsten Schritt wurde eine zweidimensionale FEM Rechnung durchgeführt, um die Ergebnisse der analytischen Abschätzung zu verifizieren. Abschließend wurde eine 3D FEM Simulation durchgeführt. Bei den FEM Simulationen wurde nicht wie in den analytischen Berechnungen von einer konstanten relativen Permeabilität von 450 ausgegangen sondern eine aus [22] entnommene Magnetisierungskurve (siehe Bild 69) zu Grunde gelegt, um die Genauigkeit der Berechnung zu erhöhen. Zusätzlich wurde versucht mit Hilfe von FEM Rechnungen den zu erwartenden Streufluss über die Federn abzuschätzen. Bild 70 zeigt das verwendete 3D-Modell der Aktoreinheit. Zu erkennen ist, dass ein Teil des magnetischen Flusses über die Federn “abgeleitet” wird und dass die Federn daher nicht zu nahe an die Polschuhe gelegt werden dürfen, um Streuverluste zu vermeiden. Für das Spektrometer wurde ein Abstand zwischen Polschuh und Feder von  $500 \mu\text{m}$  festgelegt.

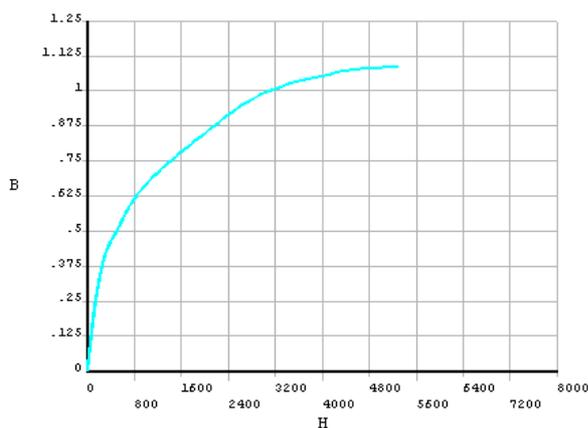


Bild 69: Magnetisierungskurve :Quelle [22]

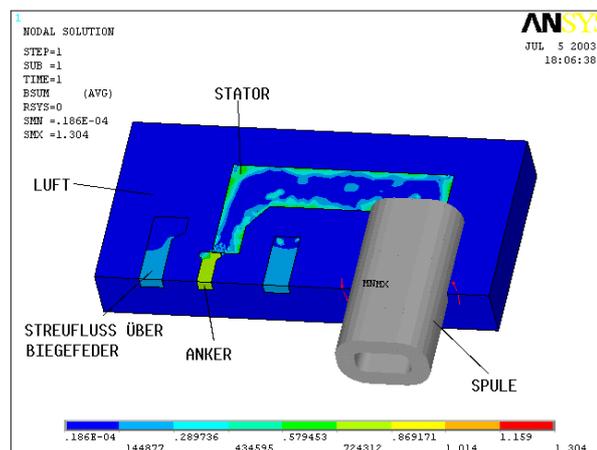


Bild 70: Verteilung der magnetischen Induktion bei einer dreidimensionalen FEM Simulation

Bild 71 zeigt die mit den verschiedenen Methoden berechneten Kraft-Weg-Kennlinien, bei denen jeweils von einem konstanten Spulenstrom von 30 mA und einer Spule mit 800 Windungen ausgegangen wurde. Zusätzlich ist die Federkraft mit eingezeichnet. Zu sehen ist eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Die Kraft des Aktors ist stets deutlich größer als die benötigte Federkraft, so dass also noch Reserven vorhanden sind, sollten etwa die magnetischen Eigenschaften des Materials schlechter sein, als bei der Simulation angenommen wurde, oder andere Verluste auftreten. Für die Simulation wurde die Geometrie jeweils aus dem benutzten 3D CAD System ausgelesen und direkt nach ANSYS übertragen, wo die Geometrie automatisch vernetzt wurde. Bild 72 zeigt das FEM Modell von Spule und Anker ohne umgebende Luft. Zu erkennen ist, dass die doppelte Symmetrie des Systems ausgenutzt wurde (siehe auch Bilder 70 und 73).

<sup>19</sup>Der Wert  $245 \mu\text{m}$  wurde dabei willkürlich festgelegt und nur darauf geachtet, dass die Vergleichsspannung nicht zu groß wird.

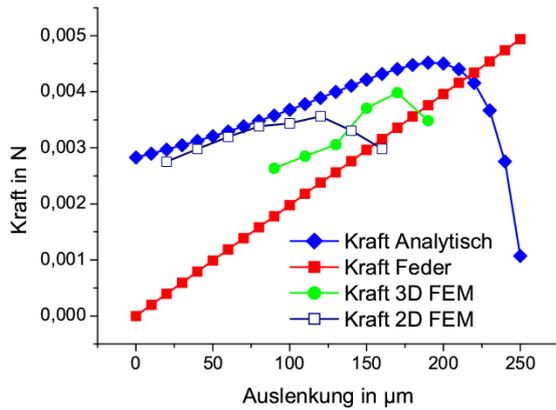


Bild 71: Kraft Weg-Verlauf für analytische und numerische Lösungen

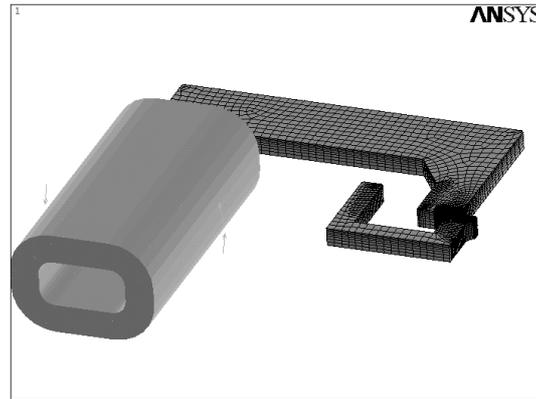


Bild 72: 3D FEM Modell

Bei der Vernetzung wurde die Netzgröße, wie schon bei der Berechnung der Biegefeder, wieder so lange verfeinert, bis sich zwischen zwei aufeinanderfolgenden Rechnungen keine Änderung der berechneten Ergebnisse mehr zeigten, so dass davon ausgegangen werden kann, dass die Vernetzung fein genug ist. Bild 73 zeigt das vernetzte Gesamtmodell, wobei Anker und Eisenkreis von Luft umgeben sind. Bild 74 zeigt nur das FEM Modell des Ankers.

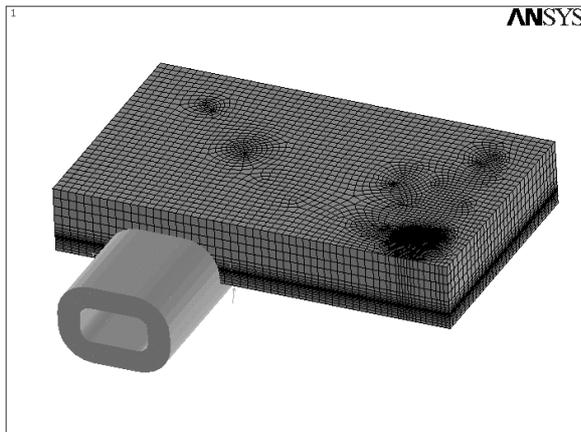


Bild 73: FEM Modell, das für die 3D Simulation der Aktorkräfte benutzte wurde

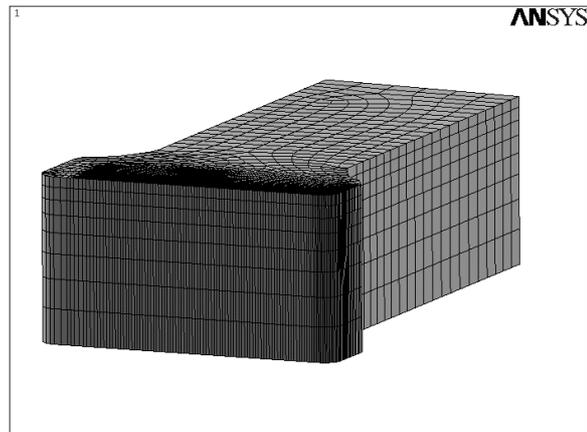


Bild 74: FEM Modell des Ankers

**5.3.2.2 Fertigungsgerechte Gestaltung der Masken** Wie in Kapitel 4 beschrieben, ist es sehr wichtig, bei der Konstruktion von Bauteilen, die mit dem LIGA-Verfahren hergestellt werden, auf eine fertigungsgerechte Gestaltung der LIGA-Strukturen zu achten. Im Folgenden soll das Design der Maske für das Spektrometer mit elektromagnetischem Antrieb beschrieben und auf einige Gestaltungsrichtlinien eingegangen werden. Die Richtlinien für eine fertigungsgerechte Gestaltung sind dabei im Wesentlichen [91], [23] und [113] entnommen worden (siehe auch [114]). Bild 75 zeigt das Design der Maske. In der rechten Hälfte ist das Layout des Spektrometers zu sehen, wie es voranstehend diskutiert wurde. In der linken Hälfte sind die einzelnen Systeme jeweils von zahlreichen

Hilfsstrukturen umgeben, die zusammen mit dem System aufgalvanisiert werden.

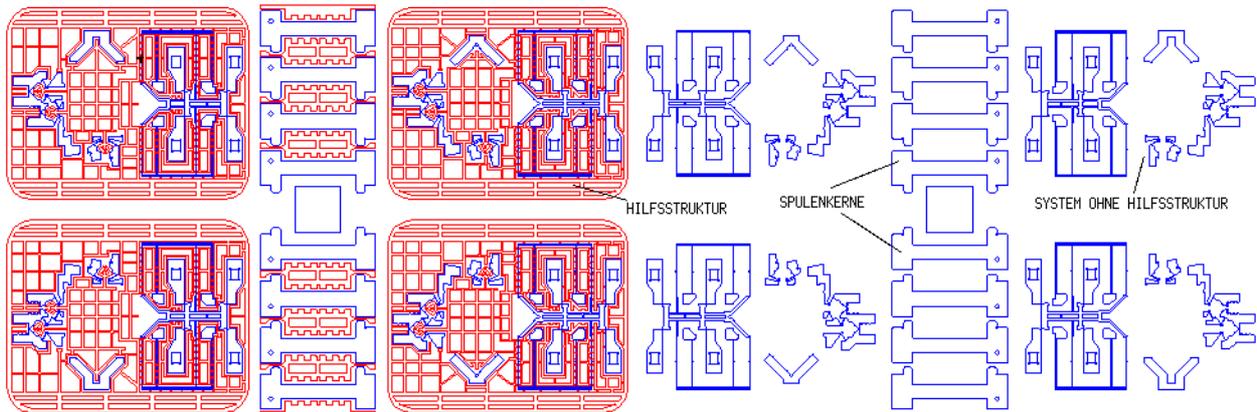


Bild 75: Design der Maske für das System mit elektromagnetischen Aktor

Zu erkennen ist, dass die Systeme symmetrisch angeordnet wurden. Soweit als möglich wurde auch innerhalb der einzelnen Systeme auf Symmetrie geachtet. Durch die symmetrische Anordnung der Strukturen können die während der Fertigung eingebrachten inneren Spannungen kompensiert und somit die Verformungen der Strukturen minimiert werden. Innere Spannungen entstehen dabei z.B. beim Bestrahlen der Substrate durch den Volumenschwund des bestrahlten PMMA [91] oder durch das Schwellen und die thermische Ausdehnung des PMMA während der Galvanik [23]. Sämtliche Ecken wurden ausgerundet. Als Richtwert wurde ein Verrundungsradius von  $20 \mu\text{m}$  angestrebt. Die eingebrachten Hilfsstrukturen sollen einerseits die PMMA-Strukturen unterbrechen, zum anderen soll so eine möglichst homogene Verteilung der Metallstrukturen erreicht werden. Bild 76 zeigt die Detailansicht eines Systems mit umgebenden Hilfsstrukturen.

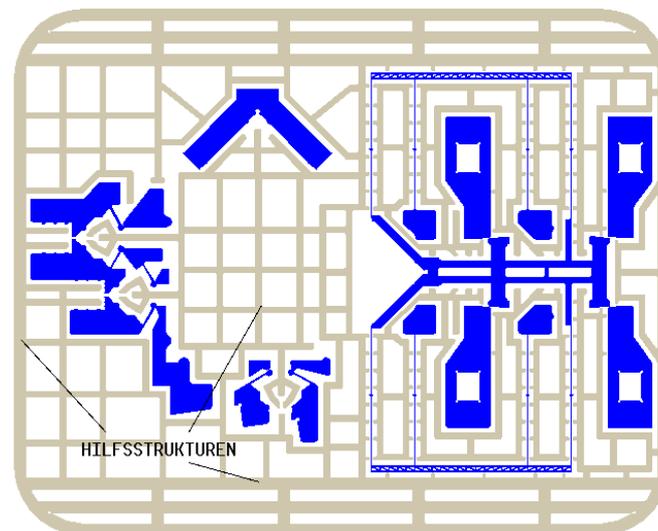


Bild 76: Ansicht eines Systems mit Hilfsstrukturen

Durch das Unterbrechen der PMMA-Strukturen kann der Effekt des Schwellens des PMMA während der Galvanik minimiert werden, indem die jeweilige totale Längenänderung der PMMA-Strukturen vermindert wird, so dass die Maßabweichungen der Metallstrukturen verringert werden [23]. Eine homogene Verteilung der Metallstrukturen fördert zudem ein homogenes Wachstum der Metall-

strukturen während der Galvanik. Um das Entwicklungsverhalten der Substrate zu verbessern, wurden isolierte Strukturen vermieden. So wurden die Hilfsstrukturen soweit als möglich verbunden. Dies hat weiterhin den Vorteil, dass die Hilfsstrukturen zum Ende des Prozesses einfacher vom Substrat gelöst werden können. Sie werden durch Ätzen abgelöst und das zusammenhängende Gebilde kann entfernt werden, ohne dass kleine Teile der Hilfsstruktur einzeln in der Ätzlösung schwimmen und eventuell die Strukturen des Spektrometers beschädigen. Die kritischen Federstrukturen wurden in der Mitte der Federn verbreitert (siehe Bilder 77 und 78), um so den Zugang des Entwicklers und später des Galvanikbades zu den Strukturen zu verbessern. Ein weiterer Vorteil dieser Maßnahme ist die Stützwirkung der verbreiterten Struktur.

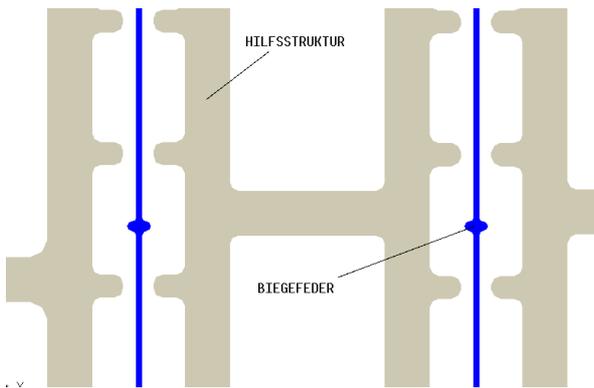


Bild 77: Detailansicht der Mitte der Biegefeder

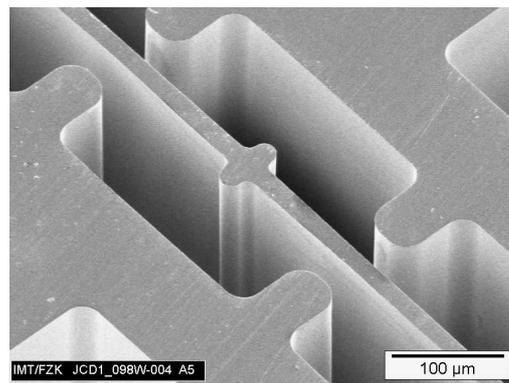


Bild 78: REM Aufnahme der Mitte der Biegefeder

Die Grundflächen aller Strukturen wurden möglichst groß ausgelegt, um eine ausreichende Haftung zu erzielen. Bild 79 zeigt als Beispiel eine Lagerstelle der Biegefeder. Soweit als möglich wurde auf kleine Strukturen und enge Toleranzen verzichtet. Ein besonderer Aspekt war dabei die Gestaltung des Luftspaltes des Aktors der mit  $26 \mu\text{m}$  für die Fertigung unkritisch ist. Die Justagetoleranz zwischen der LIGA-Arbeitsmaske und dem vorstrukturierten Substrat wurde mit  $20 \mu\text{m}$  so gestaltet, dass die Justage unkritisch ist (siehe Bild 80 und auch Kapitel 6.1).

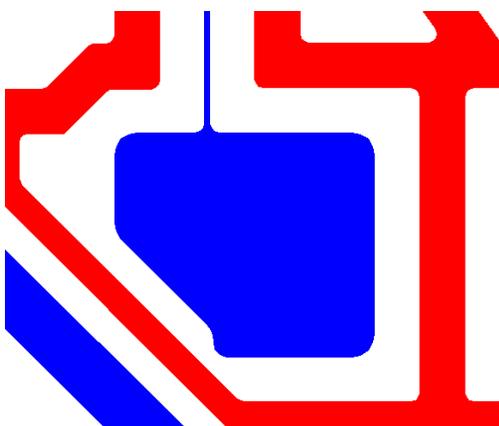


Bild 79: Verankerung der Biegefeder

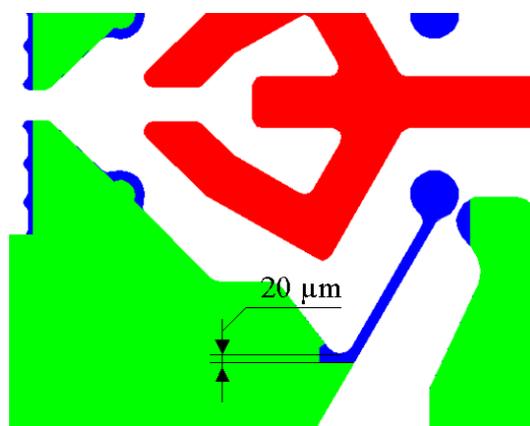


Bild 80: Justagetoleranz zwischen vorstrukturiertem Substrat (siehe dazu auch Kapitel 6) und der LIGA-Maske

Die Metallstrukturen wurden möglichst biegesteif konstruiert, indem Fachwerkstrukturen bevorzugt wurden. Da der Aktor später durch das Entfernen der Opferschicht vom Substrat gelöst wird, wurde darauf geachtet, dass keine langen Ätzwerte existieren (siehe auch Kapitel 6.1). Zusätzlich wurde die Opferschicht mit  $8\ \mu\text{m}$  relativ hoch gestaltet, was den Stoffaustausch und somit den Ätzprozess zusätzlich fördert. Die einzelnen Systeme wurden so angeordnet, dass sie später problemlos mit der Wafersäge vereinzelt werden konnten.

Neben einer fertigungsgerechten Gestaltung ist ebenfalls auf eine prüfgerechte Gestaltung der Strukturen zu achten. Dazu ist es notwendig, bereits beim Entwurf geeignete Prüfstrategien festzulegen und gegebenenfalls geeignete Prüfstrukturen im Design vorzusehen. Besonders vorteilhaft sind dabei Strukturen, die ohne aufwendiges Messen eine schnelle Aussage über die Strukturqualität erlauben. Im Rahmen dieser Arbeit wurden LIGA-Strukturen mit einer Koordinatenmessmaschine vermessen. Die Strukturkanten werden bei dieser Maschine nicht angetastet sondern optisch detektiert. Es zeigte sich, dass dieses Verfahren sehr gut für direktlithographisch hergestellte PMMA Strukturen geeignet ist. Bei der Vermessung von metallischen Strukturen war es schwierig die teilweise verrundeten Strukturkanten zu detektieren, so dass sich Messungenauigkeiten von mehreren Mikrometern einstellten.

#### 5.4 FT-Spektrometer mit Inchwormantrieb

Im folgenden Kapitel wird das Design des zweiten Spektrometers beschrieben, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Den wesentlichen Unterschied zwischen beiden Systemen stellt der jeweils verwendete Aktor dar. Das im Folgenden beschriebene System verwendet anstatt des elektromagnetischen Aktors einen Inchworm-Antrieb<sup>20</sup>. Bild 81 zeigt das Spektrometer mit Inchworm-Antrieb.

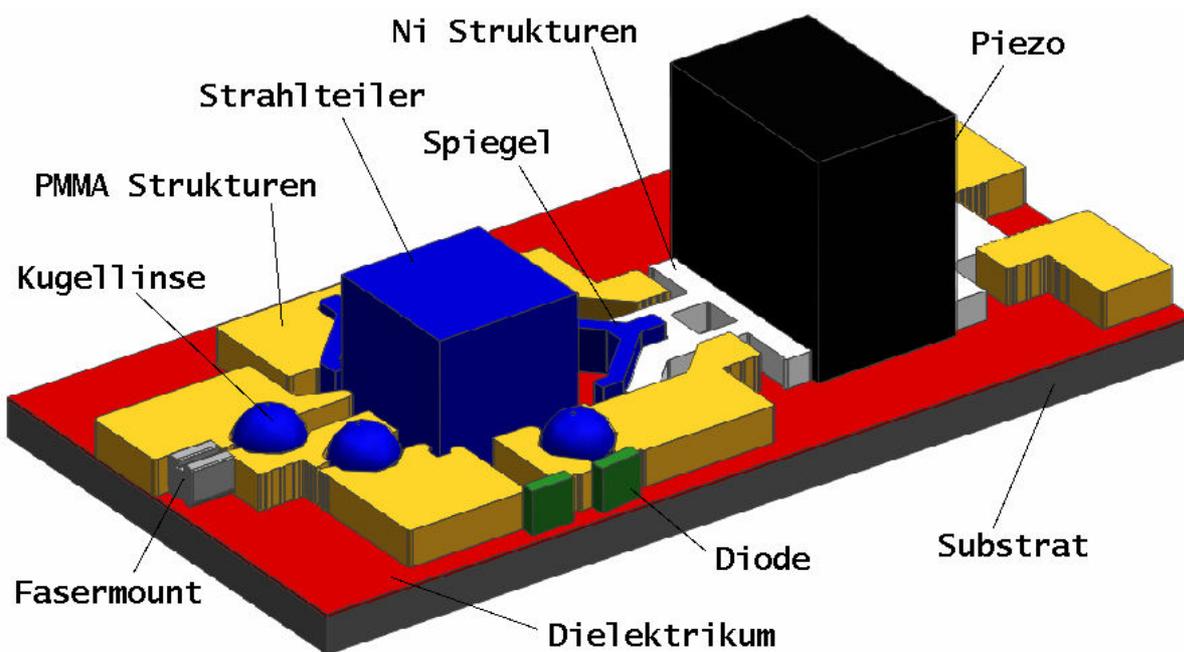


Bild 81: FT-Spektrometer mit Inchwormantrieb

<sup>20</sup>Eine umfassende Arbeit zum Thema Inchworm-Antriebe ist [115].

Wie zu erkennen ist, besteht das System aus einer mikrooptischen Bank und einer integrierten Aktoreinheit. Die Aktoreinheit wird, wie die Spiegel und Faserhalteelemente, separat von der mikrooptischen Bank gefertigt und dann in die mikrooptische Bank eingesetzt. Die Verwendung des Inchworm-Antriebes als Aktor ist dabei aus verschiedenen Gründen besonders vorteilhaft, so dass der zu erwartende Entwicklungsaufwand in Kauf genommen wurde. So ist das System stabil gegen Erschütterungen, da die Aktoreinheit ständig an einem Punkt mit dem Substrat fest verbunden ist (siehe Kapitel 5.4.2). Die optische Bank kann vorteilhaft durch Heißprägen oder Spritzguss hergestellt werden und die Verfahrenswege des Spiegels werden nicht durch die Lagerung begrenzt, wie das beim System mit elektromagnetischem Aktor der Fall ist, so dass sich Verfahrenswege von mehreren  $1000\ \mu\text{m}$  realisieren lassen. Wie schon bei dem System mit elektromagnetischem Antrieb können Optik und Aktor wieder als Module betrachtet und somit getrennt voneinander beschrieben werden.

#### 5.4.1 Optik

Die optischen Komponenten des Systems sind in einer mikrooptischen Bank gelagert. Bild 82 zeigt die mikrooptische Bank. Sie besteht aus PMMA-Strukturen, in denen entsprechende Anschläge und Halterungen für die Linsen, den Strahlteiler und die Spiegel vorgesehen sind.

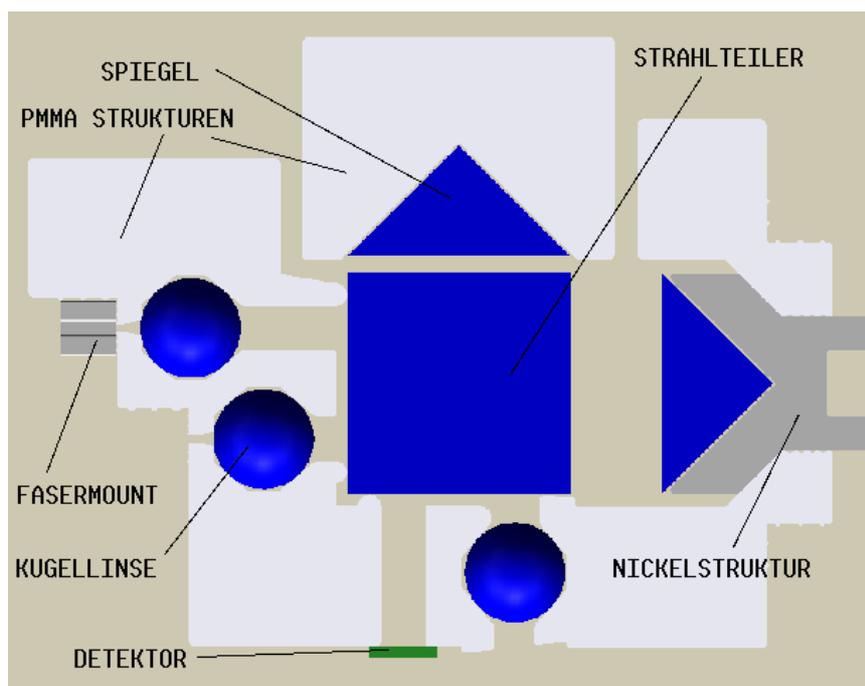


Bild 82: Optische Bank des Spektrometers mit Inchwormantrieb

Die optische Bank ist im Wesentlichen identisch zu der bereits beschriebenen optischen Bank des Spektrometers mit elektromagnetischem Aktor. Die Komponenten wie Strahlteiler, Detektoren und Spiegel sind identisch zu den in Kapitel 5.3.1 bereits beschriebenen Bauteilen. Da die optische Bank in diesem Fall jedoch aus PMMA-Strukturen besteht, deren Fertigung einfacher ist als die Fertigung von Metallstrukturen, wurden die Strukturen höher gestaltet. Das erlaubt im Vergleich zu dem ersten Design den Einsatz größerer Linsen und führt somit zu einer verbesserten Kollimation (siehe Abschnitt 5.3.1). Die Strukturhöhe wurde auf  $500\ \mu\text{m}$  festgelegt. Zur Kollimation werden Kugellinsen mit einem Durchmesser von  $900\ \mu\text{m}$  verwendet. Das Material der Linsen ist BK7.

Zudem konnte die Lagerung der Linsen einfacher gestaltet werden, da keine Gefahr besteht, dass die Kugellinsen beim Eindrücken in die polymer-optische Bank zerstört werden.

Ein weiterer Unterschied zu der in Kapitel 5.3.1 beschriebenen optischen Bank ergibt sich aus der Lagerung der Aktoreinheit. Aufgrund der Lagerung der Aktoreinheit in Gleitlagern (siehe Kapitel 5.4.2) ergibt sich die Möglichkeit zu einem lateralen Versatz des Spitzdachreflektors was, wie in Kapitel 3.3.1 erläutert, zu einem Intensitätsverlust des Interferenzsignals führen kann. Da nicht im Voraus bekannt war, bei welchem Lagerspiel sich die Aktoren einlegen lassen, wurden Aktoreinheiten konstruiert, deren Breite 4, 6 bzw. 8  $\mu\text{m}$  geringer ist, als der Abstand der PMMA-Haltestrukturen.

Der kleinste zu erwartende laterale Versatz des Aktors von der optischen Achse beträgt somit 2  $\mu\text{m}$ , die größte zu erwartende Abweichung beträgt 4  $\mu\text{m}$ . Somit können mit Formel 57 die sich im ungünstigsten Fall<sup>21</sup> ergebenden Intensitätsverluste berechnet werden. Die Modulation der Intensität beträgt dabei 0,625 für einen Versatz von 2  $\mu\text{m}$  bis zu 0,024 bei einem Versatz von 4  $\mu\text{m}$ . Die teilweise sehr ungünstigen Werte liegen in der trotz Verwendung größerer Linsen immer noch vergleichsweise schlechten Kollimation und dem daher recht großen Öffnungswinkel von etwa 0,07 rad (für Faser eine mit 100  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser) begründet und lassen sich bei verbesserter Kollimation erheblich verbessern.<sup>VII</sup> Bei der Konstruktion der optischen Bank wurde wieder darauf geachtet, die Strukturen möglichst fertigungsgerecht zu gestalten. Die Haltestrukturen wurden dazu so angeordnet, dass große zusammenhängende PMMA Strukturen vermieden wurden. Die Grundfläche aller Strukturen wurde möglichst groß gestaltet, so dass sich damit Haftungsprobleme vermeiden ließen. Alle Ecken wurden mit mindestens 20  $\mu\text{m}$  verrundet. Zusätzlich wurden entsprechend den Erfahrungen, die im Institut vorhanden waren, an den Anschlagpunkten Maßvorhalte von +1  $\mu\text{m}$  vorgesehen. Das heißt, die PMMA-Strukturen wurden auf der Maske um diesen Betrag verkleinert. Bild 83 zeigt das Layout der Maske für die optischen Bänke.

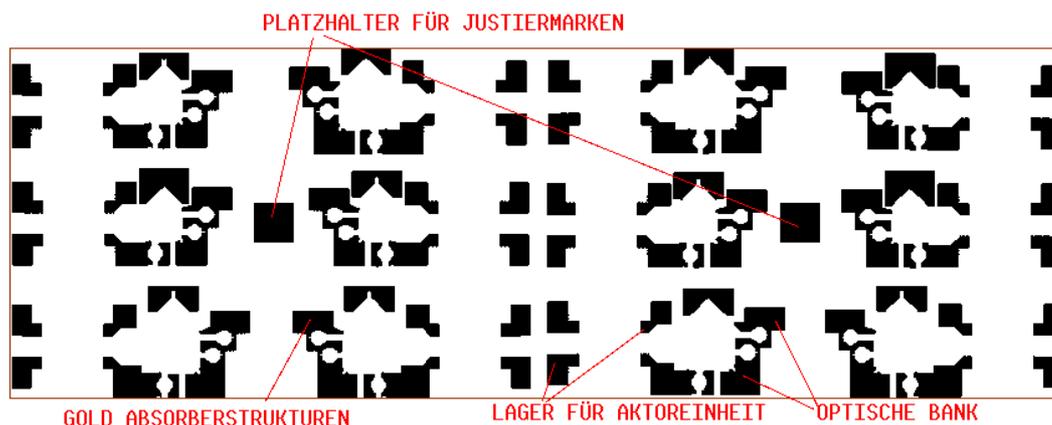


Bild 83: Design der Arbeitsmaske, die zur Herstellung der polymeroptischen Bänke verwendet wurde

Auf der Maske können 12 Systeme untergebracht werden, die sich auf vier unterschiedliche Designs verteilen. Dabei existieren jeweils Designs für Systeme, bei denen PMMA Spiegel eingesetzt werden sollen bzw. Systeme, bei denen Glasprismen als Spiegel eingesetzt werden sollen. Beide Systeme sind jeweils für Strahlteilerwürfel mit einer Kantenlänge von 2 bzw. 3 mm konstruiert worden<sup>22</sup>.

<sup>21</sup>bei minimaler Wellenlänge und maximalem Versatz

<sup>22</sup>Letztendlich wurden die Systeme mit Strahlteilerwürfeln 2x2 mm nicht verwendet.

### 5.4.2 Aktor

Bild 84 zeigt schematisch die verwendete Aktoreinheit. Die Aktoreinheit besteht aus zwei jeweils  $500\ \mu\text{m}$  hohen mit dem LIGA-Verfahren hergestellten Nickelstrukturen, einem kommerziellen Piezo-Stacks-Aktor<sup>23</sup> und dem Spiegel. Die Aktoreinheit wird, wie in Bild 84 gezeigt, auf ein Substrat gestellt, dessen Oberfläche von einer dielektrischen Schicht gebildet wird, unter der sich eine Metallelektrode befindet.

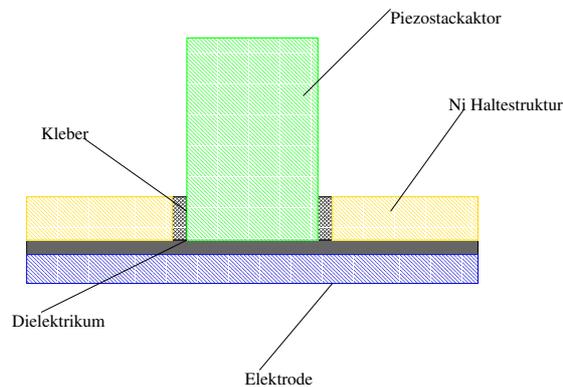


Bild 84: Schematische Darstellung der Aktoreinheit

Die Funktionsweise der Aktoreinheit kann wie folgt beschrieben werden (siehe auch Bild 85).

Im ersten Schritt wird zwischen der hinteren Nickelstruktur und der Elektrode eine Spannung angelegt, das entstehende elektrische Feld erzeugt eine vertikal wirkende Klemmkraft, die die Nickelstruktur auf das Substrat drückt. Im nächsten Schritt wird eine Spannung an den Piezo angelegt, so dass sich dieser ausdehnt und die vordere Nickelhaltestruktur mit dem Spiegel nach vorne verschiebt. Die Position des Spiegels kann dabei interferometrisch überwacht werden. Hat der Spiegel die vorgesehene Position erreicht, wird zwischen vorderer Nickelhaltestruktur und Elektrode eine Spannung angelegt, so dass nun beide Nickelstrukturen auf das Substrat gepresst werden. Im letzten Schritt wird die Klemmspannung zwischen hinterer Nickelhaltestruktur und Substratelektrode zu Null gesetzt und die am Piezo anliegende Spannung auf Null heruntergefahren, so dass sich der Piezo zusammenzieht und dabei die hintere Haltestruktur mitzieht. Die gesamte Aktoreinheit hat sich damit einen Schritt nach vorne bewegt.

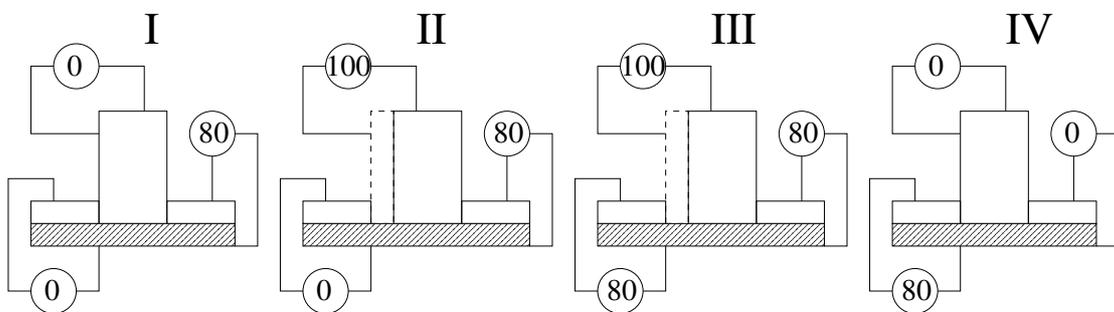


Bild 85: Schematische Darstellung Funktionsweise der Aktoreinheit

Bei der vorgestellten Konstruktion werden die Klemmkräfte elektrostatisch erzeugt mit dem Vor-

<sup>23</sup>Verwendet wurde ein Piezo-Stack-Aktor vom Typ PL-033 von der Firma PI Ceramic.

teil, dass der Aufbau sehr einfach ist und nur wenige Teile benötigt werden. Eine Beschreibung ähnlicher Systeme findet man auch in [93], [116] und [117]. Ein weiterer Vorteil der elektrostatischen Klemmkraft ist, dass der Spiegel auf das Substrat gezogen und somit vertikal zum Substrat ausgerichtet wird. Der Nachteil der gewählten Lösung besteht darin, dass sie sehr anfällig gegenüber Verschmutzungen und Uneben- bzw. Rauigkeiten des Substrats ist. Bild 86 zeigt wie die Aktoreinheit in die optische Bank eingesetzt wird.

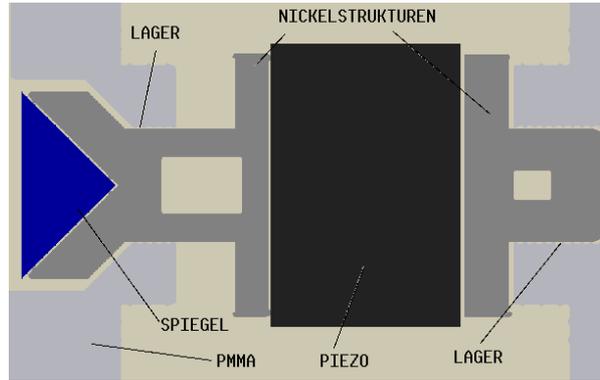


Bild 86: Eingesetzte Aktoreinheit

Im Weiteren sollen die Klemmkraft bzw. die benötigten Klemmspannungen abgeschätzt werden. Wird zwischen den Nickelstrukturen und der Metallelektrode eine Spannung angelegt, baut sich zwischen den beiden Elektroden ein elektrisches Feld auf. Für den einfachen Fall eines Plattenkondensators, der hier vorliegt, kann die Feldenergie leicht abgeschätzt werden

$$W_e = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2 \quad (80)$$

mit der Kapazität des Plattenkondensators  $C$  und der angelegten Spannung  $U$ .

Die Ableitung der Feldenergie nach der  $y$ -Richtung (siehe Bild 87) ergibt die Kraft, mit der die Nickelstruktur auf das Dielektrikum gepresst wird. Die Abschätzung der Klemmkraft erfolgte durch:

$$F_{klemm} = F_N = \frac{U^2 \epsilon_r \epsilon_0 A}{2d^2} \quad (81)$$

mit der Dicke des Dielektrikums  $d$ , der Grundfläche der Nickelstruktur  $A$ , der relativen Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  sowie der absoluten Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_0$ . Wie gesehen, steigt die Klemmkraft quadratisch mit der Feldstärke  $E=U/d$  an. Die maximale Feldstärke wird dabei von der Durchschlagsfestigkeit des Materials vorgegeben. Um einen Spannungsdurchschlag zu verhindern muss dabei stets gelten:

$$\frac{U}{d} \leq \text{Durchschlagsfestigkeit} \quad (82)$$

Die Feldstärke im Dielektrikum muss also stets kleiner sein, als der maximal vom Material ertragbare Wert. Die Werte für die Durchschlagsfestigkeit von  $10 \cdot 10^6 \text{V/m}$  für Siliziumoxid bzw. von

$500 \cdot 10^6 \text{V/m}$  für Siliziumnitrid wurden aus der Literatur entnommen [94, S. 68 ff]. Unbedingt zu beachten ist, dass gerade bei Dünnschichten, wie sie hier verwendet werden, die Durchschlagsfestigkeit sehr stark vom Herstellungsprozess beeinflusst wird und somit nicht garantiert werden kann, dass die in der Literatur angegebenen Werte erreicht werden. Aus Gleichung (82) kann abgeleitet werden, dass hohe Feldstärken und somit hohe Klemmkräfte, schon bei geringen Spannungen erreicht werden, wenn man das Dielektrikum sehr dünn gestaltet, was vor allem für einen späteren Batteriebetrieb interessant ist. Andererseits besteht bei sehr dünnen Schichten die Gefahr einer mechanischen Zerstörung der Schicht, so dass für den ersten Entwurf die Dicke des Dielektrikums auf 300 nm festgelegt wurde, was bei Verwendung von Siliziumnitrid als Dielektrikum Klemmspannungen von bis zu 150 V erlauben würde.<sup>VIII</sup>

Bildet man das Kraftgleichgewicht in x-Richtung, muss sich lediglich auf einer Seite ein minimales Übergewicht ergeben, um die Bewegungsrichtung der Aktoreinheit festzulegen (siehe Bild 87).

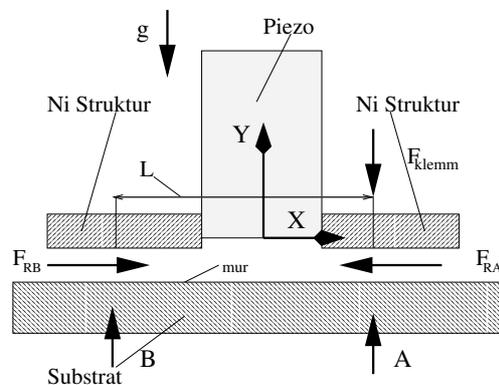


Bild 87: Einfache statische Betrachtung der auftretenden Kräfte

Für das Kraftgleichgewicht in x-Richtung gilt:

$$\sum = 0 = F_{RA} - m\ddot{x} - F_{RB} \quad (83)$$

mit der Reibkraft  $F_{RA} = \mu_r \cdot A$ , der Reibkraft  $F_{RB} = \mu_r \cdot B$ , den Auflagekräften A und B, dem Reibkoeffizienten  $\mu_r$ , der Masse der Aktoreinheit  $m$  und der Beschleunigung  $\ddot{x}$ . Bildet man das Momentengleichgewicht und das Kraftgleichgewicht in y-Richtung, findet man, dass gilt:

$$\begin{aligned} F_{RA} &= \mu_r 0.5 \cdot m \cdot g \\ F_{RB} &= \mu_r (0.5 \cdot m \cdot g + F_{klemm}) \end{aligned} \quad (84)$$

und somit, dass die Klemmkraft die Bewegungsrichtung festlegt.

Die Abschätzung der Klemmkraft in Gleichung (81) beinhaltet die vereinfachte Annahme, dass zwischen den Nickelhaltestrukturen und dem Dielektrikum ein idealer Flächenkontakt besteht, was in der Realität nicht der Fall ist. Unebenheiten, Rauigkeiten und die Verschmutzung von Substrat und Nickelhaltestrukturen führen dazu, dass die Klemmkräfte verringert werden. Zu beachten ist vor allem der überragende Einfluss der Spaltweite auf die Klemmkraft. Bei einem Luftspalt zwischen Aktor und Dielektrikum kann die resultierende Klemmkraft mit Gleichung (85) berechnet werden,

wobei angenommen wird, dass der Luftspalt eine konstante Dicke hat und wie ein in Reihe zum Dielektrikum geschalteter Kondensator wirkt.

$$F_K = F_N \mu_r = \frac{U^2 C_{gesamt}}{2d_{gesamt}} \cdot \mu_r \quad (85)$$

mit  $d_{gesamt} = d_{Luftspalt} + d_{Dielektrikum}$  und der Gesamtkapazität  $C_{gesamt}$ .

$$\frac{1}{C_{gesamt}} = \frac{1}{C_{luft}} + \frac{1}{C_{dielektrikum}} \quad (86)$$

Bild 88 zeigt den auftretenden Klemmkraftverlust. Eingetragen ist das Verhältnis von idealer Klemmkraft bei Spaltweite 0 zur Klemmkraft in Abhängigkeit vom Luftspalt. Aus der in Bild 88 dargestellten Abhängigkeit wird deutlich, dass es für die Funktionalität des Aktors entscheidend ist, den Luftspalt zwischen Nickelstruktur und Dielektrikum möglichst zu minimieren, da es nicht möglich ist, die Klemmkraftverluste durch höhere Klemmspannungen zu kompensieren.

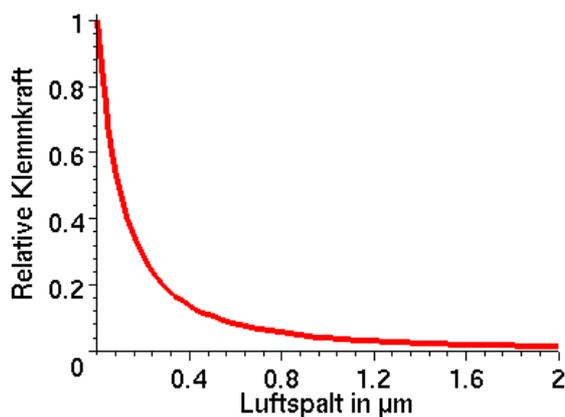


Bild 88: Abhängigkeit der Klemmkraft von der Luftspaltbreite zwischen Nickelstruktur und Dielektrikum

Dazu gehört auch, dass die Rauigkeit von Dielektrikum und Nickelstruktur möglichst gering gehalten werden muss, da sich sonst anstatt des gewünschten Flächenkontaktes ein Punktkontakt einstellt (siehe Bild 89), was ebenfalls zu Spannungsspitzen und somit einem Durchschlag des Dielektrikums führen kann.

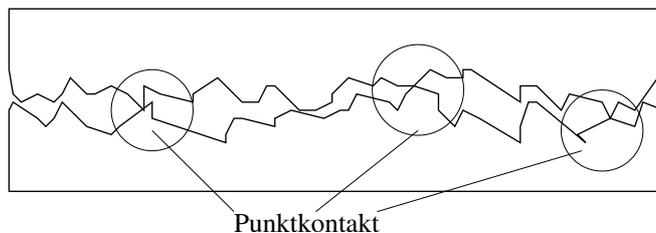


Bild 89: Einfluss der Rauigkeit auf die Klemmkraft

Eine in Bild 90 dargestellte Durchbiegung des Substrats führt ebenfalls zum Auftreten eines Luftspaltes und reduziert somit ebenfalls die Klemmkraft.

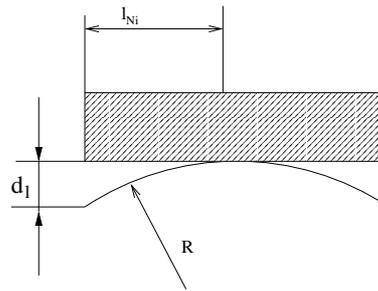


Bild 90: Luftspalt infolge der Unebenheit des Substrates (Zeichnung nicht maßstäblich)

Mit einem aus Messungen oder Berechnungen bekanntem Krümmungsradius des Substrates  $R$  und der Länge der Nickelhaltestruktur  $l_{Ni}$  kann der maximale Luftspalt berechnet werden. Entsprechend [118, S. 162] gilt:

$$l_{Ni}^2 = d_l(2R - d_l) \quad (87)$$

Setzt man typische Werte für die Durchbiegung der verwendeten Substrate und die Länge der Nickelhaltestrukturen in die obige Gleichung ein, so berechnet man einen zusätzlich auftretenden Luftspalt von 10 nm, der klein genug ist, um in den Berechnungen der Klemmkraft vernachlässigt zu werden. Eine relativ einfache Beurteilung der zu erwartenden Klemmkräfte kann man durch eine Kapazitätsmessung einer auf ein sehr ebenes Substrat gesetzten Aktoreinheit erhalten, so dass man die Möglichkeit hat, "schlechte" Aktoreinheiten vor dem Einbau in das System zu erkennen. Ein Problem, das bei der Verwendung der Gleitlager auftritt, ist, dass neben der gewünschten elektrostatischen Haftkraft weitere Klemmkräfte auftreten können, wenn sich die Aktoreinheit, wie in Bild 91 zu sehen ist, schräg stellt.

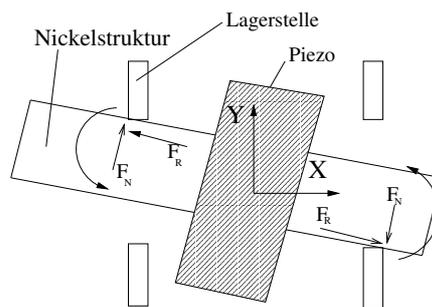


Bild 91: Klemmkräfte aufgrund Schrägstellung der Aktoreinheit

Die auftretenden Klemmkräfte können, wie in Bild 91 dargestellt, nur Reibkräfte sein, die von den auftretenden Normalkräften und dem Reibkoeffizienten zwischen Nickelstruktur und PMMA-Haltestruktur bestimmt werden. So lange der Aktor "lose" in der Halterung liegt, treten keine Normalkräfte auf. Normalkräfte treten auf, wenn es am Berührungspunkt zwischen PMMA und Nickelhaltestruktur eine radiale Bewegungskomponente gibt. Ursache für ein Auftreten von Klemmkräften ist somit ein verkanteter Einbau des Aktors oder eine nicht ideale Bewegung des Aktors, wie sie auf Bild 92 angedeutet wird.

Analysiert man die auftretenden Kräfte (siehe Bild 91) erkennt man, dass die Normalkräfte ein

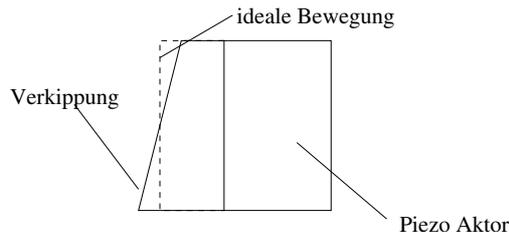


Bild 92: Draufsicht nichtideale Bewegung des Piezo-Aktors

Drehmoment erzeugen. Das Drehmoment stützt sich an der durch die elektrostatischen Klemmkraft fixierten Nickelstruktur ab. Das maximal von den elektrostatischen Kräften aushaltbare Drehmoment begrenzt somit auch die auftretende Normalkraft und somit die Reibkraft.

Um ein Verklemmen der Aktoreinheit möglichst zu verhindern, wurde eine Aktoreinheit konzipiert, die biegeschlaff ist (siehe Bild 93). Mit dieser Konstruktion soll ein Verklemmen der Aktoreinheit in den PMMA Haltestrukturen verhindert werden, indem das übertragbare Drehmoment verringert wird. Zusätzlich kommt diese Konstruktion dem idealen Fall eines Punktkontaktes zwischen Piezo und Nickelstruktur näher, bei dem keine Drehmomente auf die Nickelhaltestrukturen übertragen werden. Nachteilig ist dabei, dass bei der modifizierten Konstruktion zwangsläufig mit größeren Spiegelverkipnungen horizontal zum Substrat gerechnet werden muss.

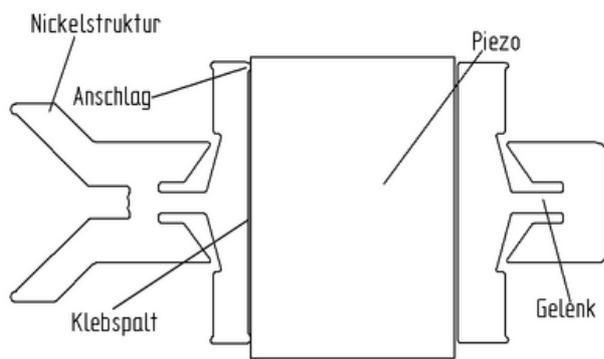


Bild 93: Aktoreinheit mit Gelenken

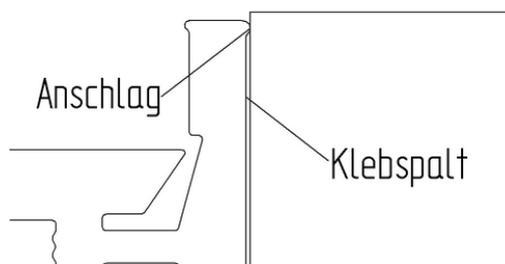


Bild 94: Anschlag zur justierten Montage des Piezo-Aktors

Um ein Verklemmen der Aktoreinheit zu verhindern, sollte der Aktor weiter möglichst parallel zu den Gleitlagern wirken. Daher ist es notwendig schon bei der Montage des Piezos darauf zu achten, dass die Nickelstrukturen in einem Winkel von exakt  $180^\circ$  zueinander liegen. Daher wurden entsprechende Anschläge an den Nickelstrukturen vorgesehen, gegen die der Piezo beim Einbau geschoben wird, und so ausgerichtet werden kann (siehe Bild 93). Die Nickelstrukturen werden dabei erst nach der Montage der Aktoreinheit vom Substrat gelöst, so dass sie während der Montage perfekt zueinander ausgerichtet sind. Siehe dazu auch Kapitel 6.2. <sup>IX</sup>

### 5.5 Abschätzung von Auflösung und Signal-Rausch-Verhältnis

Nachdem die Konstruktion der beiden Spektrometer beschrieben wurde, soll im folgenden Abschnitt versucht werden, die zu erwartenden Leistungsparameter der geplanten Spektrometer abzuschätzen. Die Auflösung wird dabei aus den Gleichungen (88) bzw. (89) berechnet. Das Rauschen wird verein-

facht abgeschätzt, indem das Detektorrauschen und das Rauschen auf Grund von Samplingfehlern abgeschätzt wird.

Im Folgenden werden noch einmal die dafür wichtigsten Gleichungen angegeben. Für die Auflösung gilt:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{max}^2}{\delta_{max}} \quad (88)$$

mit  $\delta$  = optische Weglängendifferenz.

Der zulässiger Öffnungswinkel wird berechnet mit:

$$\Theta = \sqrt{\frac{\lambda_{min}}{\delta_{max}}} \quad (89)$$

In Tabelle sind die mit den Gleichungen (88) bzw. (89) erreichbaren Auflösungen eingetragen. Es wurde jeweils gekennzeichnet, ob die Auflösung durch den Spiegelverfahrweg oder durch die Kollimation begrenzt wird. Angenommen wird eine minimale im Spektrum vorhandene Wellenlänge von  $1 \mu m$  bei einer maximalen Wellenlänge von  $1,7 \mu m$ . Die Bezeichnung R=450 steht für die Kugellinse aus BK7 mit einem Durchmesser von  $900 \mu m$ , R=325 steht für die Kugellinse aus Quarzglas mit einem Durchmesser von  $650 \mu m$ . Mit D ist jeweils der Durchmesser der Faser angegeben, durch die das Licht in das System eingekoppelt wird. Wie zu beobachten, wird die Auflösung in allen Fällen durch die mangelhafte Kollimation begrenzt.

Konfiguration	Auflösung in nm	entspricht Spiegelweg in $\mu m$	Auflösung begrenzt durch
R=450 $\mu m$ D= 100 $\mu m$	16	90	Kollimation
R=450 $\mu m$ D= 62 $\mu m$	6	234	Kollimation
R=325 $\mu m$ D= 100 $\mu m$	26	56	Kollimation
R=325 $\mu m$ D= 62 $\mu m$	10	144	Kollimation

Tabelle 4: Erreichbare Auflösungen in Abhängigkeit von Kollimation und Spiegelverfahrweg

Die Abschätzung des Signal-Rausch-Verhältnisses aufgrund von Samplingfehlern erfolgt mit Gleichung (90).

$$SNR_{sp} = \frac{4\lambda_{min}}{\Delta x \sqrt{M}} \quad (90)$$

mit  $M$  = Anzahl der aufgelösten spektralen Elemente = Messbereich/Auflösung. Werden die Ergebnisse mehrerer Scans gemittelt, ergibt sich eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses zu:

$$SNR_n = \sqrt{n} \cdot SNR_{sp} \quad (91)$$

In Tabelle 5.5 sind die Signal-Rausch-Verhältnisse für verschiedene Positionsfehler eingetragen, die entsprechend Gleichung (90) und (91) berechnet wurden. Die zu Grunde gelegte kleinste Wellenlänge  $\lambda_{min}$  betrug  $1 \mu m$ .  $M$  wurde mit 100 angenommen.

Für die Abschätzung des Rauschens aufgrund des Rauschens des Detektors findet man in [48, S. 248 ff] einen Berechnungsansatz in den die Leistung der beobachteten Quelle, die Spiegelgröße und

Samplingfehler in nm	SNR 1 Scan	SNR 10 Scans	SNR 100 Scans
10	40	126,49	400
20	20	63,24	200
50	8	25,29	80
100	4	12,64	40

Tabelle 5: Signal-Rausch-Verhältnis in Abhängigkeit von Positionsfehlern und Anzahl des Scans

damit die einkoppelbare Lichtleistung sowie eine Vielzahl weiterer Parameter eingehen. An dieser Stelle soll lediglich ein vereinfachter Ansatz zum Abschätzen des Rauschen benutzt werden, bei dem angenommen wird, dass die eingekoppelte Lichtleistung für ein monomodiges Spektrum 100 nW beträgt, wobei dieser Wert anhand von Messungen an einem Monochromator ermittelt wurde. Die Abschätzung kann daher auch nur einen Überblick der verschiedenen Faktoren auf das SNR ergeben, anstatt gesicherte quantitative Aussagen zu liefern.

Es wird zunächst das Rauschsignal  $N$  in  $W$  berechnet:

$$N = NEP/\sqrt{(t)} \quad (92)$$

mit der Messzeit  $t$  und dem Sensorwert  $NEP$  (Noise Äquivalent Power) in  $[W/\sqrt{Hz}]$ . Ist  $NEP$  für den Sensor nicht bekannt, kann der Wert aus der Sensorfläche  $A_d$  und der spezifischen Detektivität  $D^*$  des Sensors berechnet werden.

$$NEP = \frac{\sqrt{A_d}}{D^*} \quad (93)$$

Nun kann das SNR berechnet werden:

$$SNR = \frac{S}{N} \quad (94)$$

Das Signal  $S$  besteht dabei, wie beschrieben, aus 100 nW, die pro Wellenlänge eingekoppelt werden multipliziert mit den Verlusten an Intensität aufgrund der Spiegelverkipfung und den Verlusten am Strahlteiler. Ausgegangen wird dabei von einem monochromatischen und daher dem denkbar kleinsten Signal.<sup>24</sup> Da man zunächst das Interferogramm aufnimmt, aber eigentlich am Rauschen im Spektrum interessiert ist, kann man die in [52, S. 24] angegebene Formel (95) zur Umrechnung zwischen dem Rauschen im Interferogramm und im Spektrum benutzen.

$$SNR_{in} = \sqrt{M} \cdot SNR_{sp} \quad (95)$$

Dabei ist  $SNR_{in}$  das SNR des Interferogramms bei einer optischen Weglängendifferenz von 0,  $SNR_{sp}$  das Rauschen im Spektrum und  $M$  die Anzahl der aufgelösten spektralen Elemente (=Wellenlängenintervall/Auflösung).

Mit diesen Voraussetzungen wurde eine Abschätzung für das SNR des Systems mit elektromagnetischem Aktor durchgeführt. Für die Berechnung des SNR wurden folgende Annahmen gemacht: der Durchmesser des Spiegels beträgt 380  $\mu m$ , die kleinste Wellenlänge im Spektrum ist 1  $\mu m$ . Die

<sup>24</sup>Die vom Monochromator angegebene Lichtleistung ist für polychromatisches Licht größer.

Spiegel sind dejustiert. Die beiden Verkippungswinkel betragen jeweils  $1,65 \text{ mrad}$ <sup>25</sup>. Die auf den Detektor fallende Lichtleistung berechnet sich aus den eingekoppelten  $100 \text{ nW}$  multipliziert mit den optischen Verlusten durch die Spiegelverkippung. Zusätzlich muss beachtet werden, dass bei einem Michelson Interferometer, wie es in der vorliegenden Arbeit verwendet wird, nur  $50 \%$  der Lichtleistung auf den Detektor gelangen. Die Integrationszeit wurde mit der Dauer für einen Scan gleichgesetzt. Das NEP wurde aus dem Datenblatt der verwendeten Hamamatsu InGaAs Fotodioden entnommen. Es ergab sich bei diesen Annahmen, dass nur  $0,02 \%$  des Interferenzsignals auf den Detektor gelangen, was aber aufgrund des sehr geringen Eigenrauschens des Detektors immer noch ein SNR von 57 ergab.

## 6 Fertigung der Spektrometer

Im folgenden Kapitel wird die Fertigung der Spektrometer beschrieben. Für die Fertigung beider Systeme kamen dabei im Wesentlichen die am IMT standardmäßig eingesetzten Fertigungsverfahren zum Einsatz, die in der Literatur z.B. [78], [76] ausführlich beschrieben werden. Daher erfolgt eine detaillierte Beschreibung nur für die Fertigungsschritte, die neu entwickelt bzw. modifiziert wurden. Zunächst wird die Fertigung des Spektrometers mit elektromagnetischem Antrieb, anschließend die Fertigung des Spektrometers mit Inchworm-Antrieb erläutert.

### 6.1 Fertigung des FT-Spektrometers mit elektromagnetischem Antrieb

Die Bilder 95-102 zeigen schematisch die Abfolge der für die Fertigung des Spektrometers mit elektromagnetischem Antrieb benötigten Prozessschritte. Die Fertigung der Spektrometer mit elektromagnetischem Antrieb startet mit dem Aufbringen einer Cr/Au Schicht auf die Substrate (Bild 95). Dabei dient eine  $15 \text{ nm}$  dicke Cr-Schicht als Haftvermittler, auf die anschließend eine  $300 \text{ nm}$  dicke Au-Schicht aufgesputtert wird, die als Galvanikstartschicht dient. Beide Schichten wurden in einer am IMT vorhandenen Sputteranlage vom Typ Z400 aufgesputtert. Im nächsten Arbeitsschritt wird eine  $8 \mu\text{m}$  dicke Ti-Opferschicht aufgesputtert (Bild 95). Um eine gute Haftung der Metallschichten zu erreichen, muss das Substrat vor dem Sputtern von anhaftendem Wasser befreit werden. Gemäß [119] und [120] ist dafür ein Sputterätzschritt mit Argon-Ionen geeignet. Nach dem Beschichten der Wafer stellt sich eine unerwünschte Durchbiegung ein, deren Radius von der Höhe der inneren Spannungen in den aufgetragenen Schichten abhängig ist.

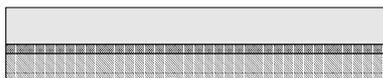


Bild 95: Besputtern des Substrats mit Cr/Au und  $8 \mu\text{m}$  Ti

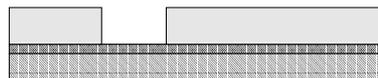


Bild 96: Strukturierung der Ti-Opferschicht mit UV-Lithografie

<sup>25</sup>Der gewählte Spiegeldurchmesser entspricht der Höhe der Nickeleisenstrukturen des Spektrometers, die in einigen Experimenten direkt als Spiegel verwendet wurden. Der gewählte Verkippungswinkel ist der maximal für die verwendete Berechnung der Verluste zulässige Winkel (siehe dazu auch Kapitel 3.2.2). Die Abschätzung wird hier also für ein vergleichsweise gut justiertes Spektrometer durchgeführt. Für stärker dejustierte Spektrometer ist eine Abschätzung des SNR mit dem hier verwendeten Modell nicht möglich.

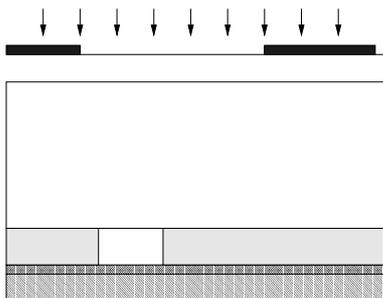


Bild 97: Bestrahlung des Substrates am Synchrotron

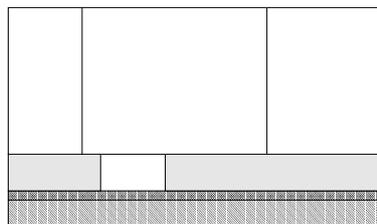


Bild 98: Entwickeln des Substrats

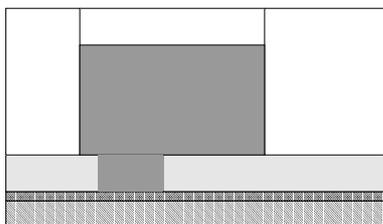


Bild 99: Galvanisieren des Substrats

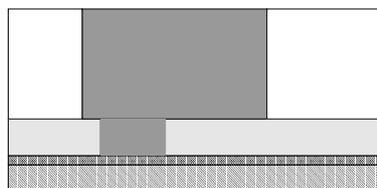


Bild 100: Planarisieren des Substrats

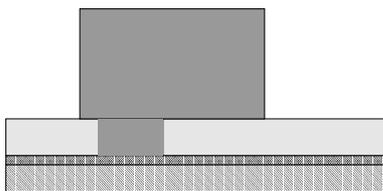


Bild 101: Strippen

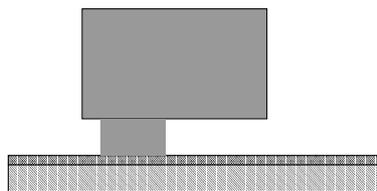


Bild 102: Entfernung der Ti-Opferschicht

Aus [121, S. 24] kann eine einfache Gleichung entnommen werden, die die verschiedenen Einflussparameter auf die Durchbiegung des Wafers zusammenfasst.

$$R_x = \frac{E_s \cdot d_s^2}{6\sigma_x(1 - \nu_s)d_f} \quad (96)$$

mit dem resultierendem Biegeradius des Substrats  $R_x$ , dem E-Modul des Substrats  $E_s$ , der Dicke des Substrats  $d_s$ , den inneren Spannungen der aufgebracht Beschichtung  $\sigma_x$ , der Querkontraktionszahl des Substrats  $\nu_s$  und der Dicke der aufgebracht Beschichtung  $d_f$ .

Aus Gleichung (96) kann abgelesen werden, dass man mit "dicken" Wafern aus einem Material mit einem möglichst hohen E-Modul arbeiten sollte und zusätzlich geringe Eigenspannungen in den aufgebracht Schichten anstreben muss, um die gewünschte geringe Durchbiegung der Wafer, d.h. einen möglichst großen Biegeradius, zu erhalten. Daher wurde zunächst mit 1 mm dicken Keramikwafern gearbeitet. Dazu wurde aus einer größeren Charge von Wafern diejenigen mit einer möglichst geringen Durchbiegung ausgewählt. Alternativ wurde versucht, Siliziumwafer beidseitig zu beschichten. Mit einer beidseitigen Beschichtung der Wafer konnte bei Siliziumwafern mit einer Dicke von  $625 \mu\text{m}$  eine Durchbiegung von  $30 \mu\text{m}$  erreicht werden. Ohne die Beschichtung der

Rückseite betrug die Durchbiegung der Siliziumwafer nach dem Aufbringen der 8  $\mu\text{m}$  dicken Ti Schicht etwa 100  $\mu\text{m}$ .

Die notwendige Strukturierung der Ti-Opferschicht (Bild 96) erfolgt mit UV-Lithographie unter Verwendung einer Cr-Maske. Das Ätzen mit 5 % Flusssäure, muss zeitlich kontrolliert erfolgen, um eine zu starke Unterätzung des Fotolacks zu vermeiden. Experimentell wurde eine optimale Ätzzeit von 50 s für die 8  $\mu\text{m}$  dicke Ti-Schicht ermittelt.

Anschließend wird die Titanschicht oxidiert, indem die Substrate für ca. eine Minute in ein Gemisch von Kaliumhydroxid und Wasserstoffperoxid gelegt werden. Auf die vorstrukturierten, oxidierten Wafer wird dann ein PMMA-Plättchen aufgeklebt (Bild 97). Es wurden PMMA Plättchen mit einer Dicke von 400  $\mu\text{m}$  und Plättchen mit einer Dicke von 500  $\mu\text{m}$  verwendet. Die PMMA-Plättchen werden mit einem aus Plexidon M 727 und MEMO bestehenden Klebstoffgemisch auf die Substrate geklebt [76, S. 17]. Am IMT kommt dabei ein Kleberoboter zum Einsatz, der den Klebstoff gleichmäßig und genau dosiert auf die Klebefläche aufträgt und anschließend das PMMA-Plättchen positioniert auflegt und leicht anpresst. Abschließend werden die Substrate für mehrere Stunden unter einem Druck von 6 bar ausgehärtet. Danach werden die Plättchen mittels Röntgenlithografie strukturiert (Bild 97). Nach der Belichtung am Synchrotron erfolgte die Entwicklung der Substrate (Bild 98). Dabei wurden sowohl Entwicklungen in der am IMT vorhandenen Megaschallanlage sowie Entwicklungen im Becherglas vorgenommen. Die Entwicklungszeiten in der Megaschallanlage betragen 150 min bei 100 % Schall. Im Becherglas wurden 400  $\mu\text{m}$  dicke Substrate für 9 Stunden, 500  $\mu\text{m}$  dicke Substrate für 12 Stunden entwickelt. Die Entwicklung der Strukturen erfolgte dabei in allen Fällen unmittelbar nach der Bestrahlung. Dadurch kann eine Rissbildung im Resist vermieden werden. Zudem ist die Entwicklungsrate höher, wenn die Substrate unmittelbar nach der Bestrahlung entwickelt werden. Durch diese Vorgehensweise und die fertigungsgerechte Gestaltung der Strukturen gelang es in allen Fällen, die Substrate vollständig durchzuentwickeln, so dass die anschließende Galvanik stets an allen Punkten des Designs gestartet ist.

Vor der Galvanik (Bild 99) wurden die Substrate durch einen Ätzschritt im Sauerstoffplasma gereinigt. Vor der Nickeisengalvanik wurde jeweils eine 3  $\mu\text{m}$  dicke Kupferschicht galvanisch abgeschieden. Dadurch war es möglich, eventuelle Unterplattierungen beim Strippen der Substrate zu beseitigen, da Kupfer vom GG Entwickler leicht angegriffen wird [120]. Zusätzlich verbessert die Cu-Schicht die Haftung der Metallstrukturen auf dem Substrat [119].

Ein Problem bei der Galvanik besteht in einem inhomogenen Höhenwachstum der Metallstrukturen, so dass es nicht gelingt die Höhe genau einzustellen. Vor allem besteht die Gefahr, dass die Strukturen übergalvanisieren. Daher wurden die Metallstrukturen bewusst übergalvanisiert und anschließend abgeschliffen (Bild 100). Bild 103 zeigt einen Wafer nach dem Entfernen des PMMA. Es zeigte sich, dass sich beim Strippen einige Metallstrukturen vom Substrat lösten, was auf der REM Aufnahme in Bild 104 noch deutlicher zu erkennen ist. Der Grund für das Ablösen der Metallstrukturen liegt in der mechanischen Beanspruchung der Strukturen beim Schleifprozess.

Um die Metallstrukturen während des Schleifens vor einer zu starken Beanspruchung zu schützen, wurden sie vor dem Schleifen mit PMMA übergossen. Das PMMA soll vor allem in die Spalten zwischen Metallstrukturen und Resist eindringen, die sich beim Herausnehmen und Abkühlen der Substrate aus dem 50° C warmen Galvanikbad bilden. Durch diese Vorgehensweise sollen die Metallstrukturen beim Schleifen geschützt und die beim Schleifen eingeleiteten Querkräfte durch die PMMA-Matrix aufgenommen werden. <sup>X</sup> Das Übergießen der Substrate vor dem Schleifen zeigte

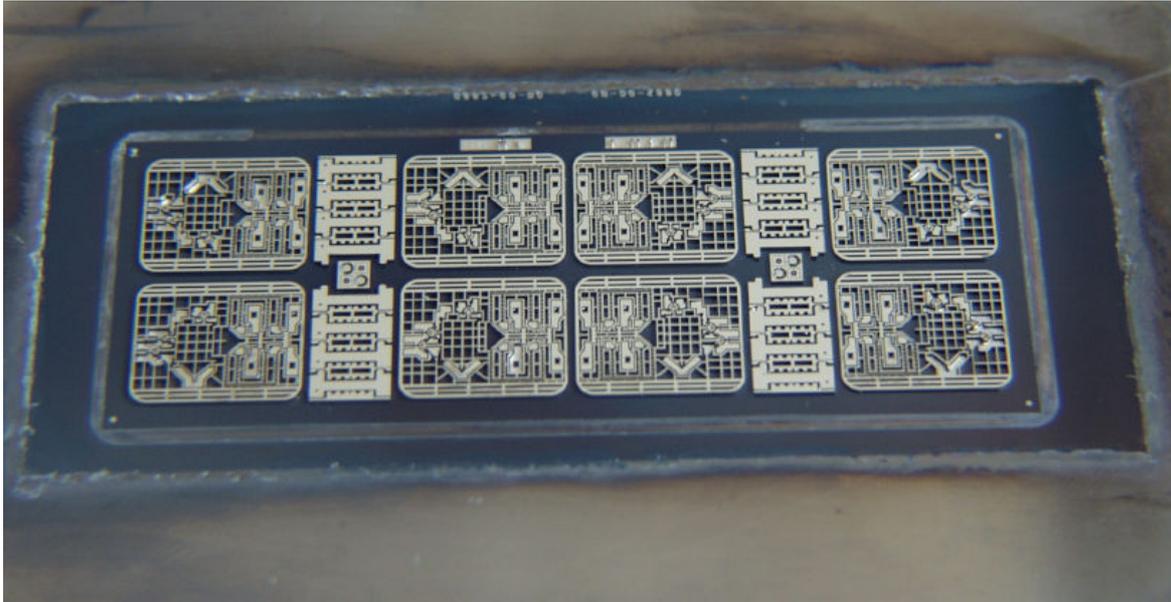


Bild 103: Wafer nach Schleifen und Strippen

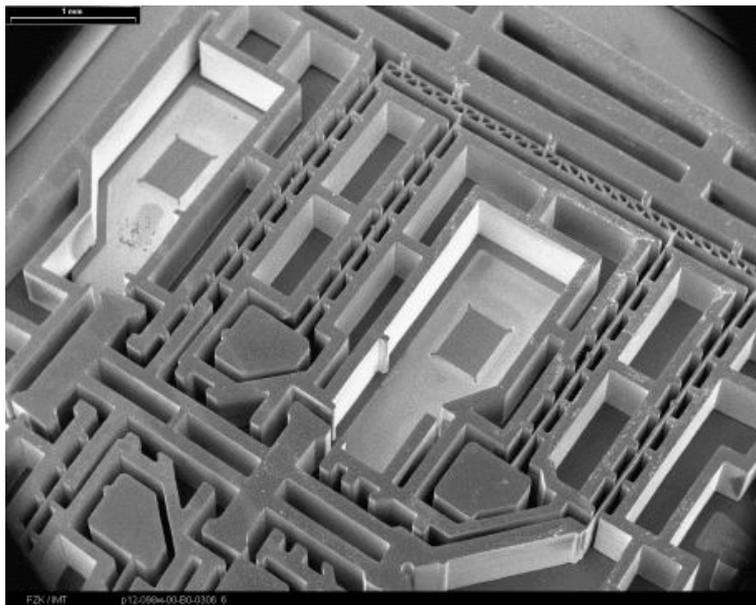


Bild 104: Detailansicht eines Systems mit abgelösten Strukturen

wie erwartet eine stabilisierende Wirkung, das Ablösen von Metallteilen konnte verringert werden. Jedoch konnte auch mit diesem Verfahren keine 100 prozentige Ausbeute erzielt werden. Eine deutlich bessere Ausbeute, d.h. eine bessere Haftung der Metallstrukturen, ergab sich auf rauheren Substraten und bei geringeren Strukturhöhen. Bei rauheren Substraten kommt zu der chemischen Bindung ein mechanisches Verzahnen der Strukturen. Bei geringeren Strukturhöhen ist die Hebelwirkung verringert. Nach dem Schleifen war an den Metallstrukturen ein deutlicher Grat zu sehen, der aber durch manuelles Polieren der Substrate entfernt werden konnte. Es zeigte sich, dass der verwendete Prozess nur unzureichend geeignet ist, um die Höhe der Strukturen einzustellen. Zum einen ergaben sich nach dem Schleifen über das Strukturfeld Differenzen der Strukturhöhe bis zu

30  $\mu\text{m}$ , zum anderen wurden die Strukturen mechanisch zu stark belastet, so dass sie sich beim Strippen vom Substrat lösten.

Daher wurde alternativ zum Schleifen versucht, die Strukturen auf einer Poliermaschine zu bearbeiten. Bei den ersten Versuchen zeigte sich noch keine Verbesserung der Ergebnisse, was daran lag, dass noch nicht mit den geeigneten Parametern gearbeitet wurde. An Teststrukturen wurden weitere Experimente durchgeführt, die zeigen, dass der Anpressdruck der Polierscheibe nicht über 1,5 bar gesteigert werden darf und maximal mit einer Körnung von 1200 gearbeitet werden sollte. In der Literatur beschriebene Läppmethoden, die erfolgreich zum Einebnen von metallischen LIGA-Strukturen eingesetzt werden [122], wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet, da die geeignete Ausrüstung nicht zur Verfügung stand.

Nach dem Übersleifen der Strukturen wurde das PMMA entfernt (Bild 101) und die Systeme mit einer Wafersäge vereinzelt. Abschließend wurde die Titanopferschicht entfernt (Bild 102) und die Systeme montiert. Die Ti-Opferschicht wurde mit 5% Flußsäure entfernt. Die Ätzzeit betrug für die 8  $\mu\text{m}$  dicke Ti-Opferschicht etwa 90 Minuten. Danach wurden die Systeme mit Wasser gespült. Abschließend wurden die Systeme mit Isopropanol gespült und mit Stickstoff abgeblasen. Diese Vorgehensweise verhinderte zuverlässig den in der Mikrosystemtechnik bekannten "Sticking Effect".

Die Montage war für Systeme mit Glas- bzw. PMMA Spiegel unterschiedlich. Bei Systemen mit Glasspiegeln wurden zunächst die Opferschicht und die Galvanikstartschicht entfernt und dann die Spiegel montiert. Dabei mussten die Spiegel, die in die Aktoreinheit eingesetzt wurden, in einer Höhe von mehreren Mikrometern über dem Substrat montiert werden, um somit eine reibungsfreie Bewegung des Aktors zu gewährleisten. Die "nachträgliche" Montage war notwendig, weil der Glasspiegel während des HF-Ätzschrittes zerstört worden wäre.

Bei Systemen mit PMMA-Spiegeln wurde zunächst der PMMA-Spiegel in die Aktoreinheit geklebt, dann die Opferschicht und abschließend die Galvanikstartschicht entfernt. Die flächig aufgebraute Galvanikstartschicht aus Gold musste entfernt werden, um anschließend die Dioden einbauen und kontaktieren zu können, die sonst elektrisch kurzgeschlossen worden wären.<sup>XI</sup> Die 300 nm dicke Goldschicht wurde dabei in einem 7-stündigen Trockenätzschritt entfernt, bei dem die Strukturen mit Argonionen bombardiert wurden. Die bereits eingesetzten PMMA-Spiegel mussten bei diesem Ätzschritt durch eine Ätzblende geschützt werden.

Vor der Montage der Spiegel mussten die Spiegel vergoldet werden. Um eine möglichst gute Reflektivität zu erhalten, wurde die Goldschichtdicke auf 300 nm festgelegt. Erste Beschichtungen wurden durch Aufdampfen angefertigt. Die Haftung der aufgedampften Schichten war jedoch nicht ausreichend. Bei der Montage der Spiegel bzw. beim Ätzen der Ti-Opferschicht löste sich die Metallbeschichtung. Daher wurden die weiteren Beschichtungen mittels Sputtern vorgenommen. Die PMMA Spiegel wurden zur Verbesserung der Haftung zusätzlich fluoriert. Die Haftung der Goldschicht auf den Spiegeln war nach diesem Verfahren ausreichend.

Für die Montage wurden die einzelnen Komponenten in die dafür vorgesehenen Lagerungen eingelegt, bzw. gegen die entsprechenden Anschläge geschoben und mit UV härtendem Klebstoff verklebt.<sup>XII</sup> Die Diodenchips wurden mit dünnen Drähten und Leitleber kontaktiert.

Das Montagekonzept, das für die Justage der Komponenten Anschläge verwendet [123], erwies sich dabei weitgehend als problemlos. Jedoch zeigte es sich, dass bei der Montage der Spiegel speziell die horizontale Ausrichtung schwierig war.

Bild 105 zeigt einen vereinzeltten Spektrometerchip mit einer eingesetzten Spule. Zu erkennen ist ebenfalls die Platine, auf die das System gesetzt wird. Bild 106 zeigt ein fertig montiertes System mit eingesetzten Glasspiegeln.

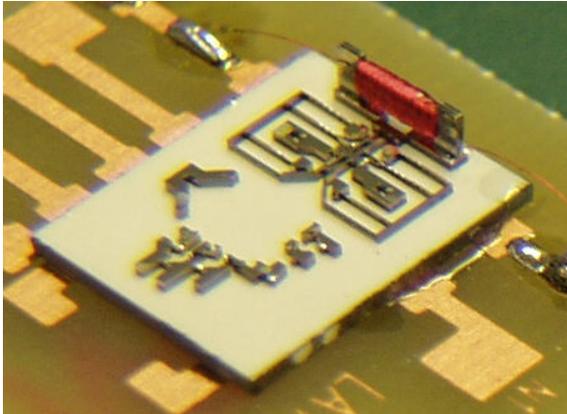


Bild 105: Spektrometerchip mit einer eingesetzten Spule

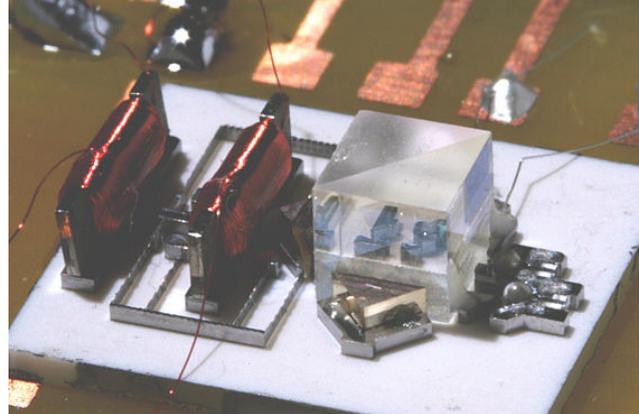


Bild 106: Fertig montiertes System

Bild 107 zeigt dasselbe System wie in Bild 106 jedoch von der anderen Seite. Zu erkennen sind hier der eingesetzte Detektorchip, die Kugellinsen und die Fasermounts.

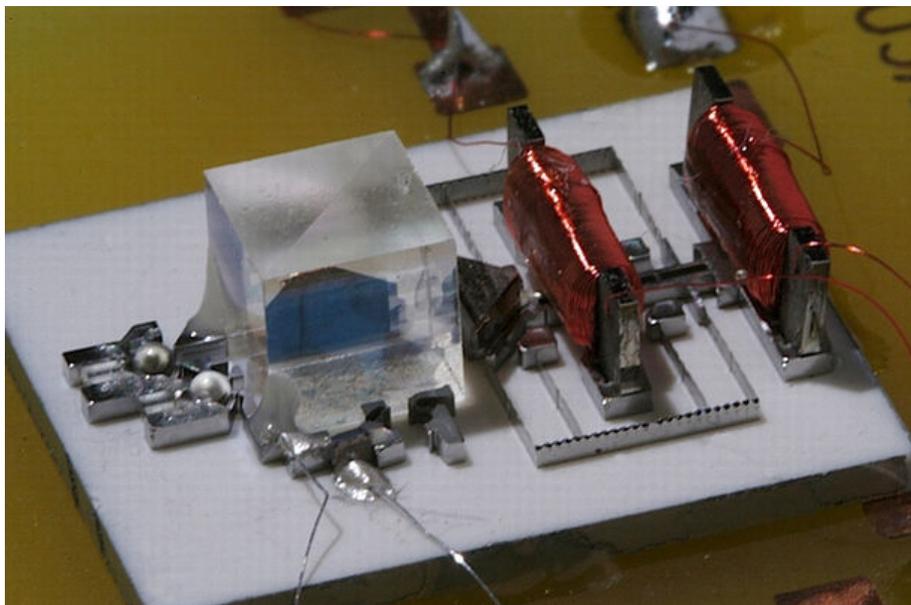


Bild 107: Fertig montiertes System

Die in Bild 106 und 107 zu erkennenden Spulen wurden von Hand gewickelt. Bei dem verwendeten Spulendraht handelt es sich um  $35 \mu\text{m}$  dicken Cu-Backlackdraht der Firma Lacroix und Kress. Die Spulen haben 800 bis 900 Windungen und einen Widerstand von etwa 50 bis  $75 \Omega$ . Die Herstellung der Spulen und ihre Montage erwies sich dabei als problemlos.<sup>XIII</sup> Bild 108 zeigt ein Schnittbild der eingesetzten Spule. Zu erkennen ist, wie die Spule aufliegt und somit ein sicherer Kontakt zwischen der Spule und dem restlichen Eisenkreis gewährleistet ist.<sup>XIV</sup>

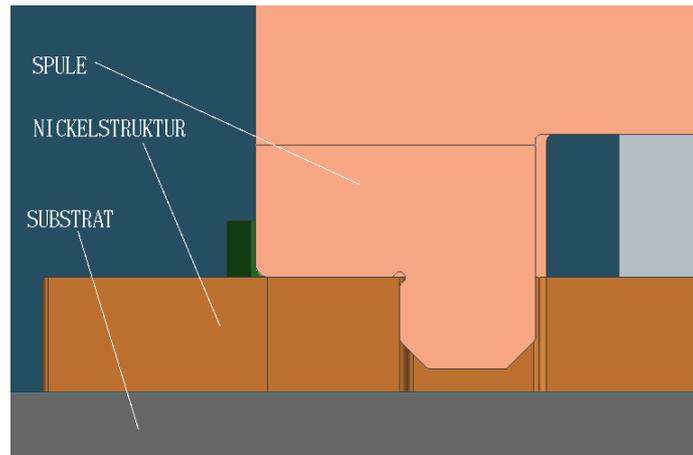


Bild 108: Spule im montierten Zustand

Da es nicht möglich war, die benötigten ungehäusten InGaAs Detektorchips zu erhalten, wurden die benötigten Detektorchips aus Fotodioden der Firma Hamamatsu<sup>26</sup> ausgebaut. Zunächst wurde dazu das Metallgehäuse der Dioden aufgesägt. Der Detektorchip konnte dann vorsichtig mit einer Pinzette vom Trägerchip gelöst werden, wobei darauf geachtet wurde, den Bonddraht nicht vom Diodenchip abzureißen, so dass er anschließend zum Kontaktieren benutzt werden konnte. Der fertige Spektrometerchip wurde auf eine Platine geklebt, um die elektrische Kontaktierung zu vereinfachen.

## 6.2 Fertigung des FT-Spektrometers mit Inchworm-Antrieb

Die Fertigung der optischen Bänke, Aktoreinheiten und der optischen Komponenten erfolgt getrennt und wird daher jeweils separat beschrieben.

**6.2.0.1 Fertigung der optischen Bank** Das Substrat, auf dem später die optischen Bänke aufgebaut werden, muss zunächst mit einer Elektrode und einem geeigneten Dielektrikum versehen werden (vergl. Kapitel 5.4). Das verwendete Dielektrikum soll dabei eine möglichst hohe Dielektrizitätskonstante und eine möglichst hohe Durchschlagsfestigkeit aufweisen. Zwei geeignete Materialien sind dabei Siliziumoxid und Siliziumnitrid, wobei Siliziumnitrid mit einer höheren Durchschlagsfestigkeit und einer höheren relativen Dielektrizitätskonstante die vorteilhafteren Materialeigenschaften besitzt.<sup>XV</sup> Das Aufbringen und Strukturieren der dielektrischen Schicht wurde von der Firma MSF GmbH in Frankfurt/Oder ausgeführt, die diese Prozesse als Dienstleistung anbietet. Dazu wurden die Wafer an die Firma verschickt und dort mit 300 nm Ti + 300 nm Siliziumnitrid beschichtet. Dabei erwies es sich als notwendig, das Silizium vor dem Aufbringen der Titanschicht zu oxidieren, da es sonst zu einer Silizierung der Titanschicht kommt. Diese Silizierung wieder führte bei ersten Tests zum Aufbringen der Siliziumnitridschicht zu Rissen und Ablösungen. Da die am IMT verwendeten 4 Zoll Chrommasken bei der Firma MSF GmbH nicht in die Belichtungsapparatur passten, musste die optische Lithografie im IMT durchgeführt werden. Die beschichteten Wafer wurden dafür am IMT belackt, belichtet und entwickelt und zum abschließenden Ätzen wieder zu MSF geschickt. Es zeigte sich dabei, dass es beim Verschicken der

<sup>26</sup>InGaAs Pin Photodioden G8376

strukturierten Wafer und dem abschließenden Ätzen zu keinen Problemen kam. Anfängliche Probleme gab es mit der Haftung des verwendeten Resists AZ 4533 auf dem Siliziumnitrid. Es zeigte sich, dass eine ausreichende Trocknung der Wafer vor dem Aufbringen des Resists notwendig ist. Die Wafer wurden daher nach einer Reinigung im Maskenreiniger für 30 min bei 200° C im Vakuumofen getrocknet. Zusätzlich wurde HMDS als Haftvermittler eingesetzt, die Entwicklungszeit des belichteten Resists auf 90 s reduziert und die Temperatur des Entwicklers auf 25° verringert.

Auf die strukturierten Wafer konnte dann das PMMA-Plättchen aufgeklebt werden. Die meisten Erfahrungen für das Kleben von PMMA-Plättchen bestehen für Klebungen auf nasschemisch oxidiertem Titan. Daher wurden die Substrate so gestaltet, dass das Siliziumnitrid an allen Stellen entfernt wurde, wo es nicht für die Funktionalität des Aktors notwendig ist. Bild 109 zeigt das Design, bei dem das Siliziumnitrid großflächig entfernt und das darunterliegende Titan oxidiert wurde. Diese Vorgehensweise macht anschließend eine justierte Bestrahlung notwendig, da gewährleistet werden muss, dass die vorgesehene Laufbahn des Aktorelementes vollständig mit Siliziumnitrid bedeckt ist. Zusätzlich wurde ein zweites Design entworfen, bei dem nur einige Löcher zum Kontaktieren der Ti-Elektrode in das Siliziumnitrid geätzt wurden. Bei diesem Design sind die Anforderungen an die Justiergenauigkeit zwischen Substrat und Röntgenmaske stark reduziert.

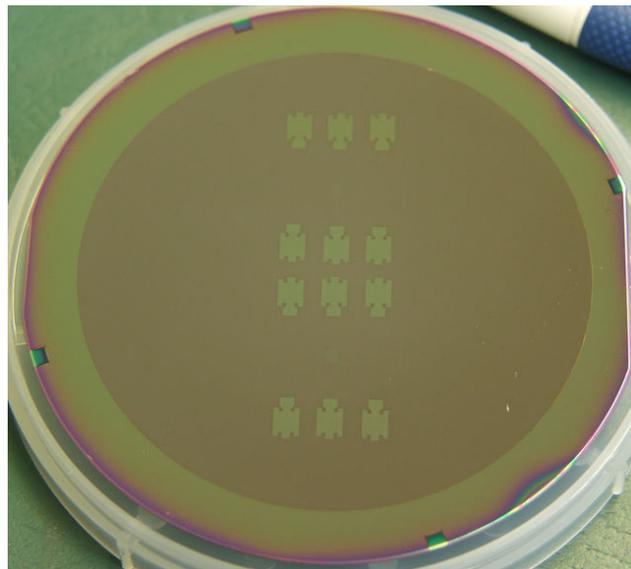


Bild 109: Design, bei dem das Siliziumnitrid großflächig entfernt wurde

In einem Vorversuch zeigte sich, dass man die Klebung des PMMA erfolgreich direkt auf dem Siliziumnitrid durchführen konnte, wobei der verwendete Anpressdruck im Gegensatz zu den Klebungen auf Titanoxid erhöht werden musste, um eine saubere Klebung zu erhalten. Bei einem Anpressdruck von 0,51 bar ergaben sich saubere Klebungen, so dass beide Designs verwendet werden konnten.

Anschließend konnte die Probe mit den am IMT üblichen Standardprozessen belichtet und entwickelt werden. In Bild 110 ist ein fertig strukturierter Wafer mit 12 optischen Bänken abgebildet, das Siliziumnitrid wurde wie beschrieben, nur an wenigen Stellen entfernt, um die darunterliegende Titanelektrode kontaktieren zu können.

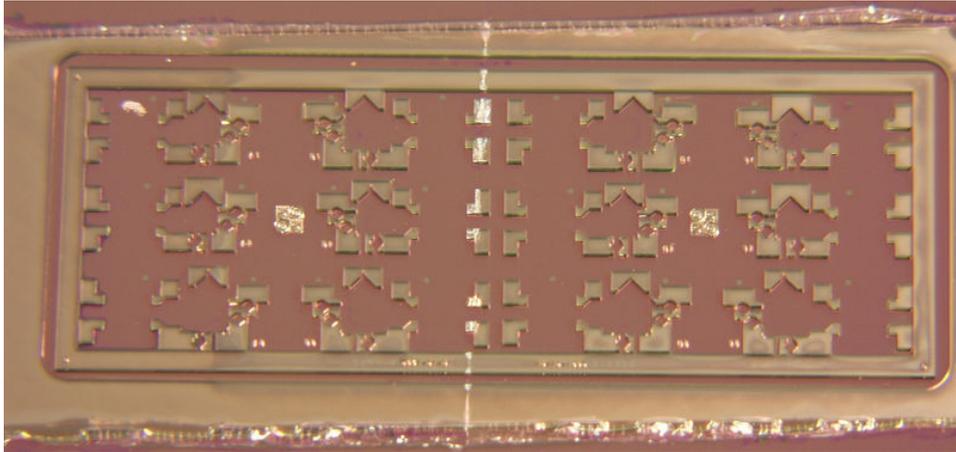


Bild 110: Optische Bänke auf Siliziumnitrid

**6.2.0.2 Fertigung der Aktoreinheit** Für die Fertigung der Aktoreinheiten wurden zunächst die Nickelhaltestrukturen gefertigt. Nach dem Strippen des PMMA wurden die Nickelstrukturen vereinzelt, so dass einzelne Chips vorlagen auf denen sich jeweils die Strukturen für eine Aktoreinheit befanden. In diese wurden dann der Piezo und der Spiegel eingeklebt. Die fertige Aktoreinheit wurde dann durch Entfernen der Titanopferschicht unter den Nickelstrukturen vom Wafer gelöst. Bei dieser Vorgehensweise sind die Nickelstrukturen während der Montage präzise zueinander ausgerichtet. Somit kann eine nicht axiale Bewegung der Aktoreinheit vermieden werden (siehe Kapitel 5.4). Zum anderen kann bei der Montage kein Klebstoff unter die Nickelstrukturen gelangen und so die Haftflächen verunreinigen. Bild 111 zeigt einen Wafer mit den Nickelstrukturen für 32 Aktoreinheiten.

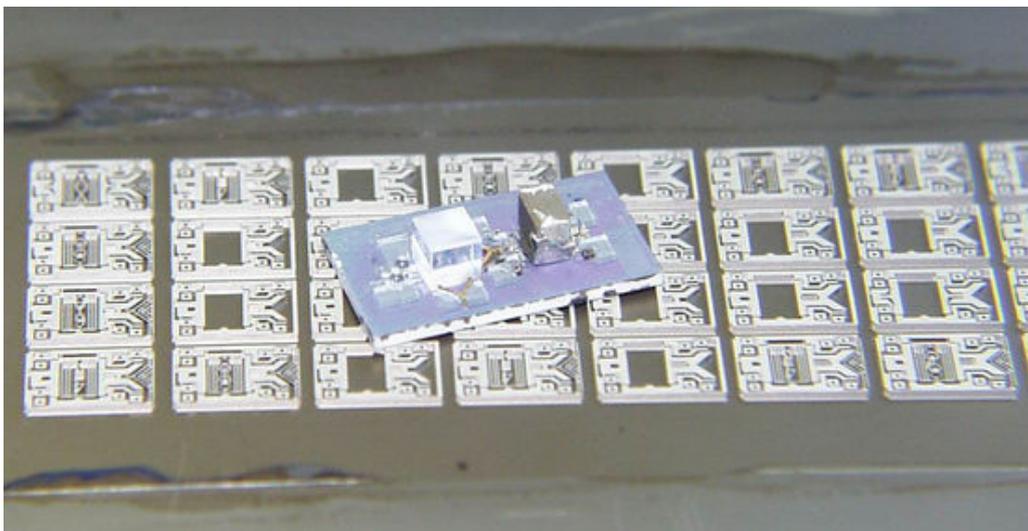


Bild 111: Wafer mit 32 Aktoreinheiten

Bei dieser Vorgehensweise ergaben sich jedoch Schwierigkeiten. Die Ätzzeiten um die Aktoreinheiten vom Substrat zu lösen waren mit über 3 Stunden deutlich länger als geplant.<sup>27</sup> Während

<sup>27</sup>Aus Erfahrungen mit vorangegangenen Projekten war von einer Ätzzeit von etwa 30 Minuten ausgegangen worden.

dieser langen Ätzzzeit wurden der Piezo-Aktor und die Klebeschicht zerstört. Als Abhilfe wurden verschiedene Maßnahmen ergriffen, um die Ätzzzeit zu verringern, bzw. einen Ätzschrift vollkommen unnötig zu machen. Dazu wurde zunächst die Dicke der Opferschicht von ursprünglich  $5\ \mu\text{m}$  auf  $8\ \mu\text{m}$  angehoben. Weiterhin wurde der Piezo-Aktor in einer Höhe von etwa  $50\ \mu\text{m}$  über dem Substrat eingebaut (siehe Bild 112), indem bei der Montage des Aktors zunächst eine Metallfolie unter den Piezo gelegt wurde. Bild 113 zeigt, dass die HF Ätze nach dieser Maßnahme von allen Seiten an die Titanschicht unter den Nickelhaltestrukturen angreifen kann.

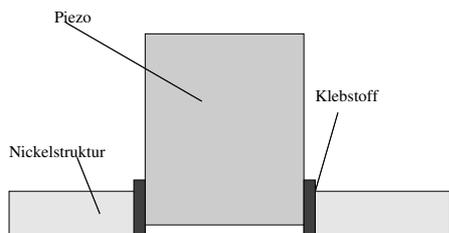


Bild 112: Einbau des Aktors

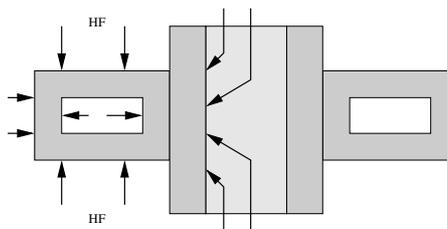


Bild 113: Ätzweg

Durch diese beiden Maßnahmen konnte die Ätzzzeit deutlich verringert werden. Zusätzlich wurde der Epoxydharz basierte Klebstoff Vitralit D 1670 der Firma Panacol verwendet, der sehr chemikalienbeständig ist und sich während der zum Ätzen notwendigen Zeit nicht auflöste, so dass mit diesem Verfahren Aktoreinheiten produziert werden konnten. <sup>XVI XVII</sup>

Ein Problem, das bei der Herstellung der Aktoreinheit generell bestand, lag in der Rauigkeit des Titanoxids begründet, die sich auf der Unterseite der Nickelstrukturen abbildet. Bild 114 zeigt das Profil einer oxidierten Titanoberfläche. Der arithmetische Mittenrauhwert beträgt  $243\ \text{nm}$ .

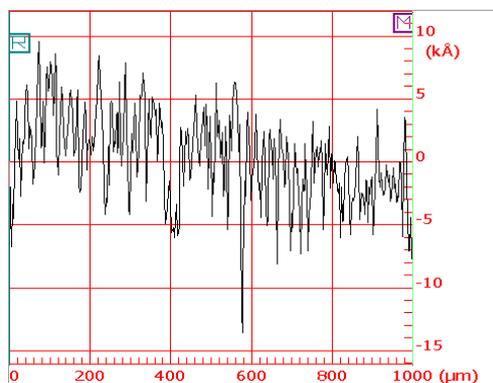


Bild 114: Typische Rauigkeit einer oxidierten Titanoberfläche

Wie in Kapitel 5.4 dargestellt, ist eine solch hohe Rauigkeit ungünstig. Daher wurde versucht, auf eine Oxidation der Titanoberfläche zu verzichten. In einem ersten Test wurden Strukturen auf einem Keramik-Wafer mit nicht oxidierten Titanopferschicht erfolgreich hergestellt. Allerdings wiesen die verwendeten Keramikwafer bereits im unbehandelten Zustand eine arithmetische Mittenrauhigkeit von  $130\ \text{nm}$  auf und sind damit nicht für die Fertigung der Aktoreinheiten geeignet. Daher wurde versucht, die Nickelhaltestrukturen auf einem Siliziumsubstrat herzustellen, auf das eine  $8\ \mu\text{m}$  dicke Titanopferschicht aufgesputtert wurde, die vor dem Aufkleben des PMMA-Plättchens nicht oxidiert wurde. Auf ein Überschleifen der Metallstrukturen wurde wegen der bekannten Haftungsprobleme verzichtet. Bei dieser Vorgehensweise zeigte sich jedoch eine mangelnde Haftung der Nickelstrukturen auf dem Titan, so dass sich beim Strippen des PMMA alle Metallstrukturen

vom Substrat lösen. Es wurden keine weiteren Experimente durchgeführt, um die Haftung der Nickelstrukturen zu verbessern, sondern die losen Metallstrukturen wurden durch Einlegen in eine mikrooptische Bank ausgerichtet und mit dem Piezo-Aktor verklebt, um so die Aktoreinheiten herzustellen (siehe Bild 115).

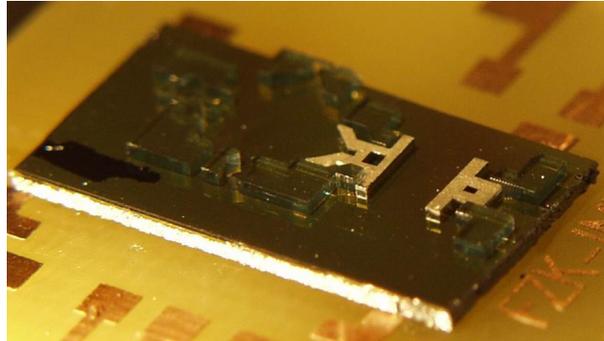


Bild 115: Montage der Strukturen in einer optischen Bank

Die Kontaktierung der Nickelhaltestrukturen und des Piezo-Stack-Aktors erfolgte mit  $50\ \mu\text{m}$  dicken AlSi-Drähten, die mit Leitkleber an den Nickelstrukturen befestigt bzw. am Piezo-Aktor angelötet wurden. Beim Verkleben der Strukturen zeigte sich, dass der ursprünglich eingesetzte Klebstoff ND 325 zu dünnflüssig war und der Klebstoff daher aus dem vorgesehenen Klebespalt in die Struktur fließen konnte, da im Design keine entsprechenden Strukturen zum Rückhalten des Klebstoffes vorgesehen waren. Durch die Verwendung des tixotropen Klebstoffes Vitralit 1670 D konnte neben der beschriebenen Verbesserung der Ätzbeständigkeit auch verhindert werden, dass Klebstoff aus dem vorgesehenem Klebespalt austritt.

Die Fertigung der optischen Komponenten erfolgte mit dem LIGA-Verfahren, wobei sowohl Keramik- als auch Siliziumsubstrate benutzt wurden, auf die eine  $6\ \mu\text{m}$  dicke Ti-Opferschicht aufgebracht wurde, so dass die PMMA Strukturen der Fasermounts und Spiegel durch einen HF-Ätzschritt abgelöst werden konnten. Im weiteren Verlauf der Arbeit erwies es sich allerdings als praktischer, die Fasermounts und Spiegel vor der Montage einfach mit einer Pinzette vom Substrat zu lösen, anstatt sie herunterzuätzen. Bilder 116 zeigt die gefertigten Spiegel. An einigen Stellen wurden schon Spiegel vom Substrat gelöst. Bild 117 zeigt die gefertigten Fasermounts.

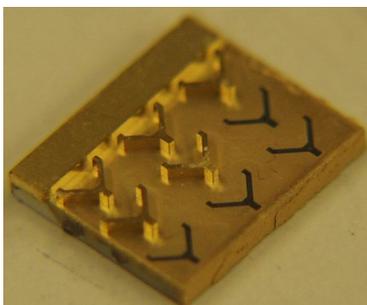


Bild 116: PMMA Spiegel

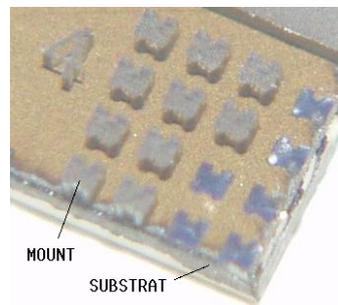


Bild 117: Fasermounts

Nachdem alle benötigten Komponenten gefertigt wurden, konnten sie zu einem Gesamtsystem montiert werden. Die Montage erfolgte manuell. Bild 118 zeigt ein System mit eingesetzter Aktoreinheit und eingesetzten optischen Komponenten.

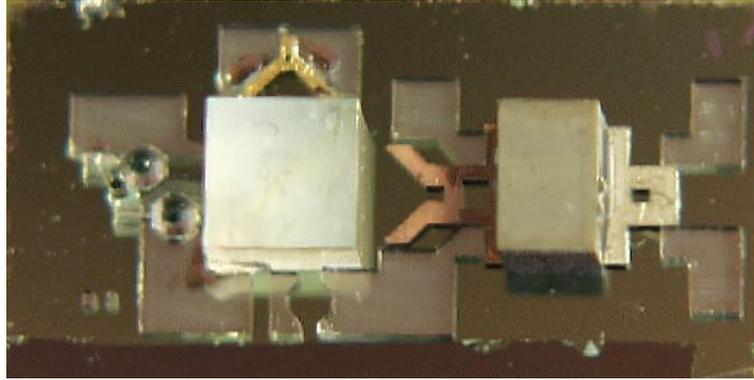


Bild 118: System mit Aktoreinheit und optischen Komponenten

Die Montage war dabei recht einfach. Die Strukturen konnten wie geplant gegen die vorgesehenen Anschlüsse geschoben und verklebt werden. Wie beschrieben war das Design der Nickelhaltestrukturen hinsichtlich des Verklebens nicht optimiert, so dass teilweise Klebstoff aus dem Klebespalt austrat und in die restlichen Strukturen fließen konnte. Die Stabilität der PMMA Spiegel war geringer als erwartet, so dass sich die beiden Strukturen teilweise beim Einsetzen verbogen.<sup>XVIII</sup> Die Detektoren, Nickelhaltestrukturen und der Piezo-Aktor wurden mittels Bonddraht und Leitkleber kontaktiert. Bild 119 zeigt das vollständig montierte System.

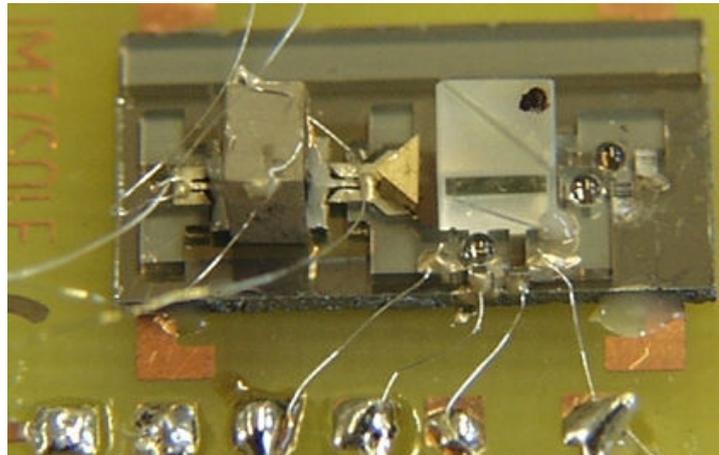


Bild 119: Vollständig montiertes System

### 6.3 Abformung und zweite Galvanik

Um zu der in der Einleitung erwähnten kostengünstigen Massenfertigung zu gelangen, ist es notwendig, die Fertigung der Spektrometer zu vereinfachen und zu beschleunigen. Bei der Herstellung der Spektrometer sind vor allem die Montage und die Herstellung der PMMA Strukturen aufwändig, da hierfür ein Synchrotron benötigt wird und die Belichtungszeiten in Abhängigkeit von der Intensität der zur Verfügung stehenden Strahlung zwischen 3 bis 8 Stunden liegen. Ein Ansatzpunkt die Kosten zu reduzieren liegt darin, die PMMA Strukturen durch Heißprägen oder Spritzguss zu erzeugen. Diese Vorgehensweise ist besonders attraktiv, da sich hierbei die Möglichkeit bietet, die PMMA Strukturen schnell und preiswert herstellen zu können. Im Falle von Kunststoffstrukturen

wird dieses Verfahren seit mehreren Jahren erfolgreich zur Massenfertigung eingesetzt [22]. Für die Herstellung von Metallstrukturen sind in der Vergangenheit vielfältige Ansätze entwickelt worden, von denen bisher noch keiner kommerziell eingesetzt wird. Der älteste Ansatz ist dabei der Spritzguss unter Verwendung von Angussplatten [124]. Eine Schwierigkeit dieses Verfahrens liegt darin, die Angussplatten so zu gestalten, dass auch feine, isoliert stehende Strukturen befüllt werden. Daher werden anstatt Angussplatten teilweise netzartige Strukturen eingesetzt [125]. Alternativ ist eine Strukturierung mittels Heißprägen möglich. Bei diesem Verfahren bleibt in der Regel eine Restschicht aus Kunststoff bestehen, die entfernt oder mit einer geeigneten Galvanikstartschicht versehen werden muss [25].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste orientierende Versuche unternommen, Möglichkeiten zur Massenfertigung der entwickelten Spektrometer zu untersuchen. Da der Schwerpunkt der Arbeit auf der Entwicklung der Systeme lag, stand für diese Versuche nur wenig Zeit zur Verfügung. Dabei wurde ein in [26] beschriebenes Verfahren angewandt, bei dem die PMMA Strukturen durch Heißprägen erzeugt werden. Die PMMA Strukturen werden anschließend mit der strukturierten Seite auf ein leitfähiges Substrat gebondet und die Restschicht durch Reaktives Ionenätzen (RIE) entfernt.

Dazu wurde zunächst ein Formeinsatz für das System mit elektromagnetischem Aktor hergestellt. Bild 120 zeigt einen Formeinsatz aus Nickeleisen.

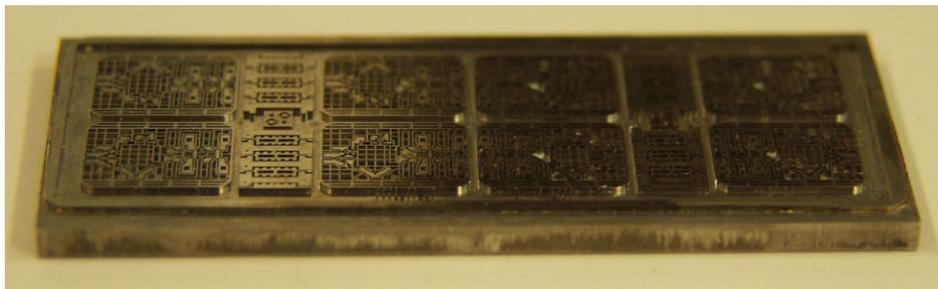


Bild 120: Formeinsatz aus Nickeleisen

Bei der Herstellung dieses Formeinsatzes wurde auf eine Randbestrahlung verzichtet, so dass sich am Rand des Strukturfeldes sehr große Galvaniknähte bildeten. Galvaniknähte entstehen, wenn das Metall bei der Galvanik weite Strecken überwachsen muss. Bild 121 zeigt die Galvaniknähte, die bei der Herstellung des Nickeleisen-Shims entstanden sind.

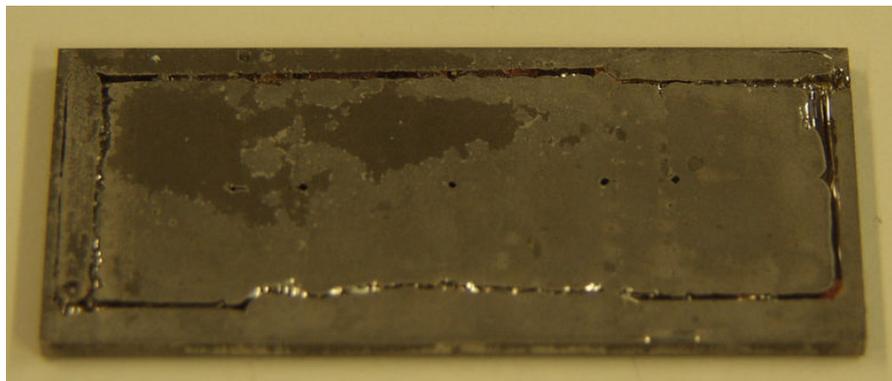


Bild 121: Rückseite des Nickeleisen-Shims mit deutlich zu erkennenden Galvaniknähten

Daher werden die PMMA Strukturen oft vor der Galvanik mit Gold beschichtet. Um zu vermeiden, dass auch die Seitenwände beschichtet werden, was eine Lunkerbildung begünstigt, sollte eine Sputterblende eingesetzt werden. Die gleichmäßige Verteilung der Strukturen erlaubte es bei dem vorliegenden Design auf eine Beschichtung des Substrats zu verzichten. Um die Entformkräfte zu verringern, wurde das PMMA vor der Röntgenbestrahlung poliert, so dass der Boden des Formeinsatzes später sehr glatt ist.

Mit einem zweiten Formeinsatz aus Nickel wurden Experimente zur Abformung des Systems in PMMA unternommen. Auf den Bildern 122 und 123 sind abgeformte optische Bänke abgebildet, die mit sehr guter Qualität abgeformt werden konnten. Bedingung für eine gute Abformung war, dass sehr nahe an der Glasübergangstemperatur des Polymers entformt wurde, da es sonst zu Abrissen oder Überdehnungen der Polymerstrukturen kam.

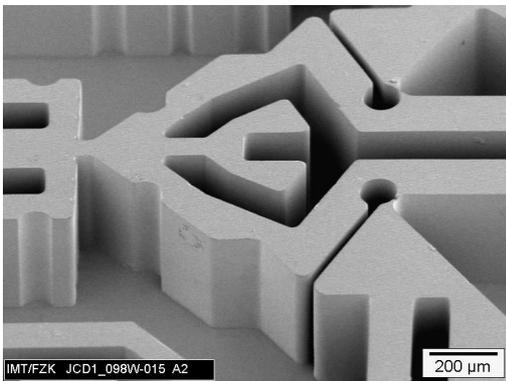


Bild 122: Abgeformte optische Bank

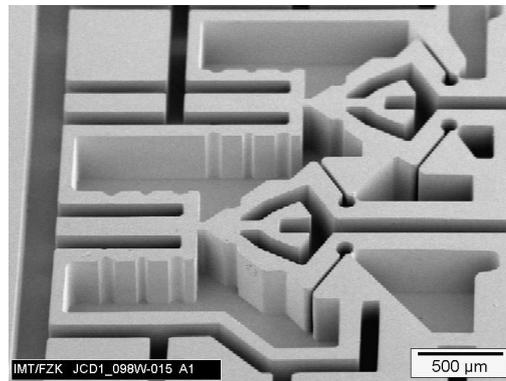


Bild 123: Abgeformte optische Bank

Auf den Bildern 124 und 125 sind abgeformte Strukturen der Biegefeder abgebildet. Wie zu erkennen, konnten diese Strukturen nur teilweise abgeformt werden, da die Steifigkeit der PMMA Strukturen nicht ausreichend war und die Strukturen beim Entformen verklebten. Das in Bild 125 gezeigte Detail der Biegefeder konnte in keinem Fall ordentlich entformt werden, so dass hier für eine erfolgreiche Abformung ein neues fertigungsgerechtes Design erstellt werden muss.

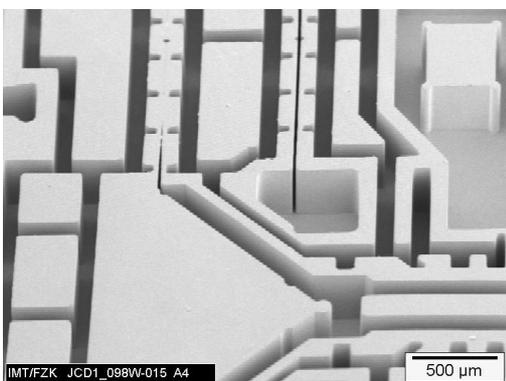


Bild 124: Detail einer abgeformten Aktoreinheit

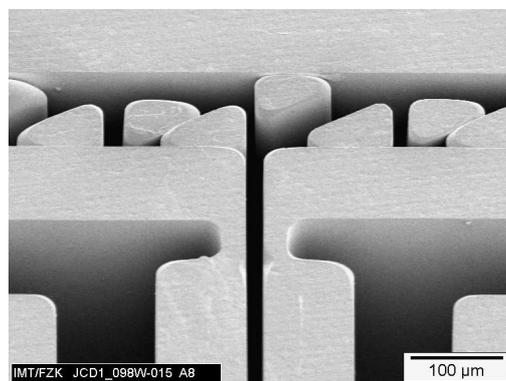


Bild 125: Detail einer abgeformten Biegefeder

Die abgeformten Strukturen wurden anschließend wie in [26] beschrieben, thermisch auf ein leitfähiges Substrat gebondet. Als Substrate dienten mit Titanoxid beschichtete Keramik und Silizium-

wafer. Dabei wurde ein am IMT entwickeltes Bondverfahren eingesetzt, bei dem die Glasübergangstemperatur der PMMA Strukturen an der Oberfläche durch eine Bestrahlung mit UV-Licht reduziert wurde [126]. Im Gegensatz zu [26] wurden die Substrate vor dem Bonden nicht mit einer PMMA Haftschicht versehen. Bei den Experimenten gelang es PMMA Strukturen zu bonden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden noch nicht die optimalen Bond und Bestrahlungsparameter ermittelt, so dass die Haftung der Strukturen noch nicht ausreichend war. Vor allem zeigte sich, dass die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zu Spannungen führten, in deren Folge sich die Strukturen zunächst häufig wieder vom Substrat lösten. Als Abhilfe wurde die Glasübergangstemperatur durch längeres Bestrahlen der Proben mit UV-Licht weiter gesenkt, so dass bei geringeren Temperaturen gebondet werden konnte. Weiterhin wurden jeweils nur einzelne Spektrometer und somit kleinere PMMA Strukturen auf die Substrate gebondet, so dass die absoluten Ausdehnungsunterschiede und somit die Spannungen weiter verringert wurden. Bild 126 zeigt eine abgeformte PMMA Struktur, die auf einen Keramikträger gebondet wurde und bei der die Restschicht bereits durch RIE entfernt wurde, wobei an einigen Stellen noch Teile der Restschicht zu erkennen sind. Wie schon beim Bonden konnten für den Ätzprozess noch nicht die optimalen Parameter bestimmt werden. Als Anhaltspunkte wurden die Parameter aus [26] verwendet. Während des Ätzens lösten sich viele Strukturen vom Substrat. Es zeigt sich, dass für den Prozess des Bondens und der Entfernung der Restschicht noch weiterer Entwicklungsbedarf besteht. Es gelang jedoch einige Strukturen wie geplant von der Restschicht zu befreien und aufzugalvanisieren. Bild 127 zeigt einen so hergestellten Spulenkörper.

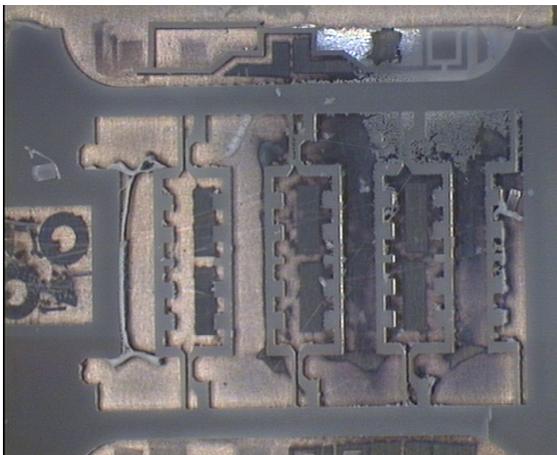


Bild 126: Abgeformte PMMA Struktur nach Bonden und Entfernen der Restschicht

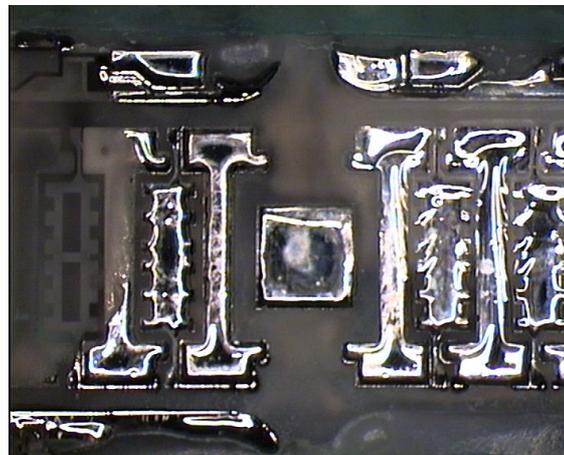


Bild 127: Spulenkörper, der durch Abformung und zweite Galvanik hergestellt wurde

Bild 128 und 129 zeigen als weitere Beispiele die durch Abformung und zweite Galvanik hergestellte Struktur eines Spiegels (Bild 128) und Teile der optischen Bank (Bild 129).

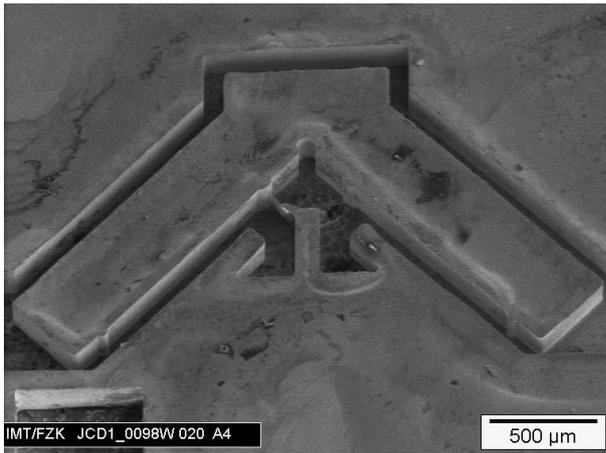


Bild 128: REM Aufnahme des feststehenden Spiegels

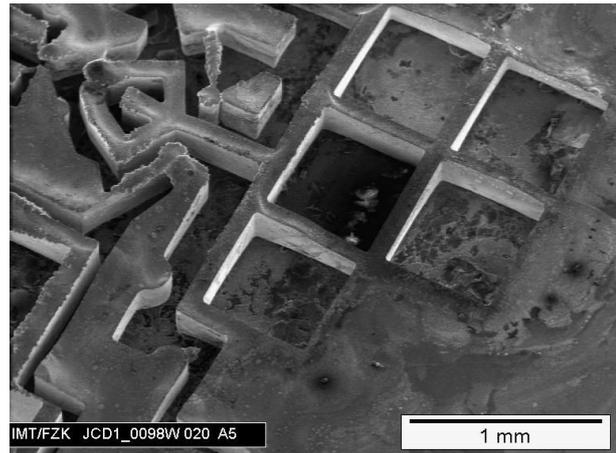


Bild 129: REM Aufnahme von Teilen einer optischen Bank

## 7 Experimentelle Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die Messungen beschrieben, die im Rahmen der Arbeit durchgeführt wurden. Dazu werden die eingesetzten Messstände und die Vorgehensweise bei den einzelnen Messungen beschrieben. Die aufgenommenen Messdaten werden vorgestellt und die Messungen ausgewertet und diskutiert.

### 7.1 Messaufbau

Für die Untersuchung der Spektrometer mit elektromagnetischem Antrieb wurde der in Bild 130 dargestellte Messaufbau verwendet.

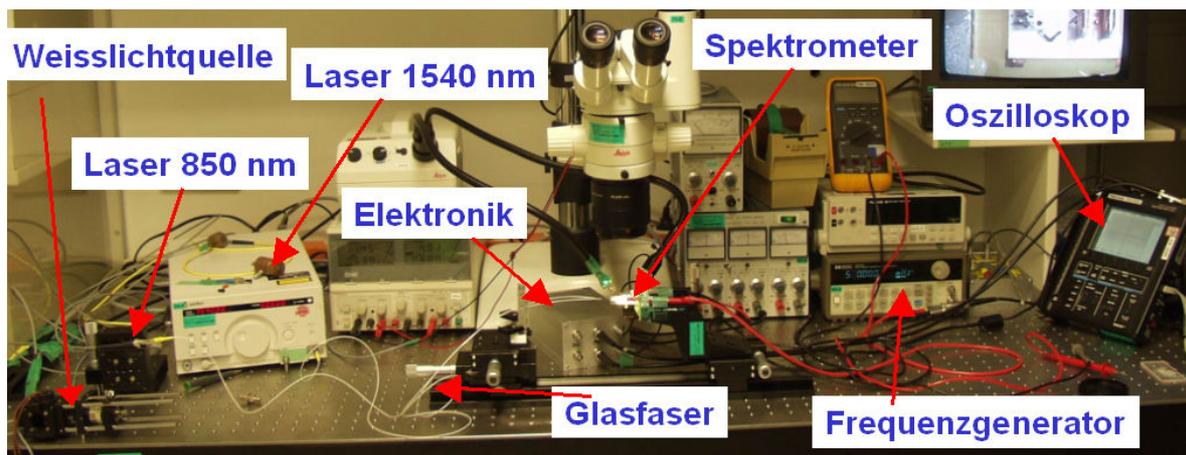


Bild 130: Schematische Darstellung des Messaufbaus

Als Spannungsversorgung für den Aktor diente ein Frequenzgenerator, mit dem sich die Signale zur Ansteuerung der Spulen des elektromagnetischen Aktors einstellen ließen. Das Licht wurde über Glasfasern in das System eingekoppelt. Wie beschrieben wurden die Fasern dafür auf die Faser-mounts gelegt und diese zur Zugentlastung mit UV-Klebstoff befestigt (siehe Bild 131).

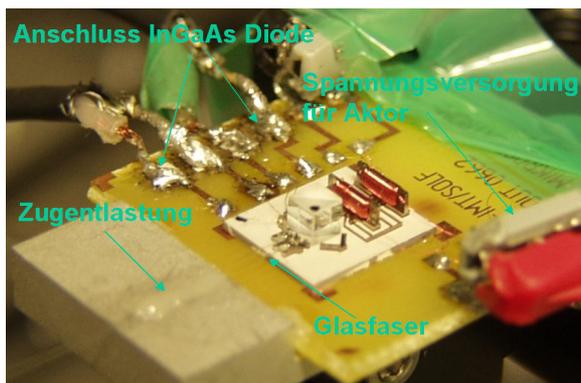


Bild 131: Spektrometer im Messstand

Die Fasern wurden nicht direkt mit dem Fasermount verklebt, da anderenfalls bei einem Bruch der Faser das gesamte System unbrauchbar würde. Bei der gewählten Form der Zugentlastung war es möglich, gebrochene Fasern zu ersetzen. Die verwendeten Fasern waren Multimodefasern mit einem Kerndurchmesser von  $110\ \mu\text{m}$  bzw. Monomodefasern mit einem Kerndurchmesser von  $10\ \mu\text{m}$ . Als Signalquellen wurden ein Laserdiodenmodul mit einer Wellenlänge von  $850\ \text{nm}$ , ein von  $1500\ \text{nm}$  bis  $1580\ \text{nm}$  durchstimmbarer Laser der Firma Santec sowie eine  $10\ \text{W}$  Halogenlampe verwendet. Der durchstimmbare Laser und die Halogenlampe lieferten dabei das zu analysierende Spektrum. Das von der Laserdiode gelieferte Signal wurde, wie in Kapitel 5.3 beschrieben, zur Positionsmessung benutzt. Um das von den Dioden kommende Signal zu verstärken, wurde eine einfache OP-Verstärkerschaltung benutzt. Die Dioden waren bei allen Experimenten direkt über abgeschirmte Zuleitungen mit dem Verstärker verbunden. Es wurden keine Kondensatoren zur Entfernung des Gleichspannungssignals dazwischengeschaltet. Das verstärkte Spannungssignal wurde zur Kontrolle auf ein Oszilloskop geleitet. Zur Aufnahme der Signale wurde ein PC mit einer AD-Wandlerkarte verwendet. Die Steuerung der Datenerfassung erfolgte über ein Labview-Programm.

Für die Untersuchung der Spektrometer mit Inchworm-Antrieb wurde der in Bild 132 dargestellte Messaufbau verwendet.

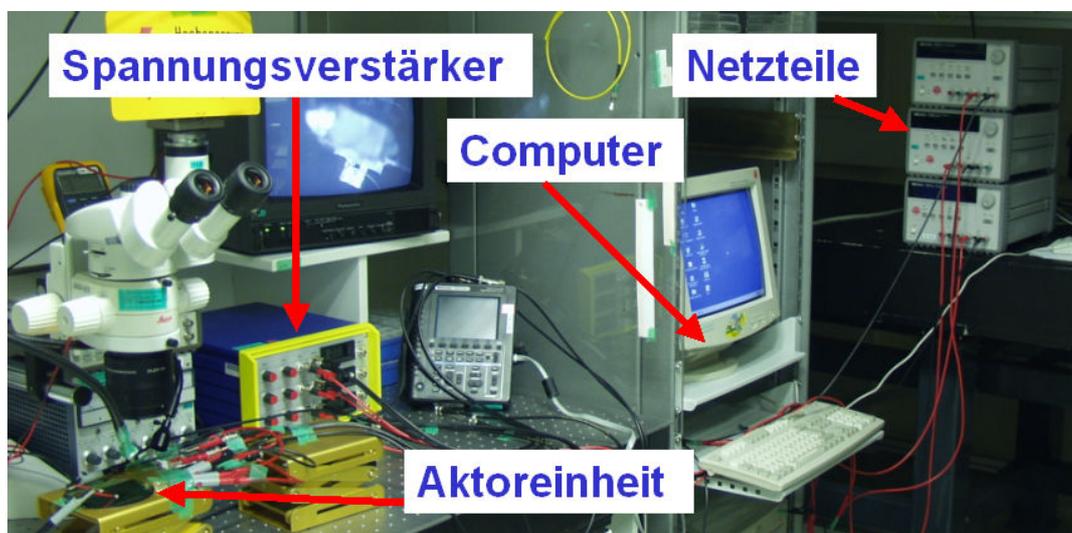


Bild 132: Schematische Darstellung des Messaufbau

Herzstück des Versuchsaufbaus ist ein dreikanaliger Spannungsverstärker, der die benötigten Versorgungsspannungen für die Aktoreinheit (siehe dazu Kapitel 5.4.2) liefert. Die maximale Ausgangsspannung des Verstärkers beträgt 500 V. Jeder der drei Kanäle des Spannungsverstärkers wird von einem Netzteil angesteuert. Die Steuerung der Netzeile erfolgt über einen mit Labview gesteuerten PC.

## 7.2 Funktionalität der Aktoren

### 7.2.1 Funktionalität des elektromagnetischen Aktors

In ersten Tests wurde die Funktionalität der Aktoren überprüft. Dazu wurde jeweils eine Spule des Aktors kontaktiert und mit einem Wechselspannungssignal beaufschlagt. Bild 133 zeigt das Interferenzsignal des Laserdiodenmoduls in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Am Verlauf des Interferenzsignals sind die Umkehrpunkte des Spiegels deutlich zu erkennen (siehe auch Bild 134).

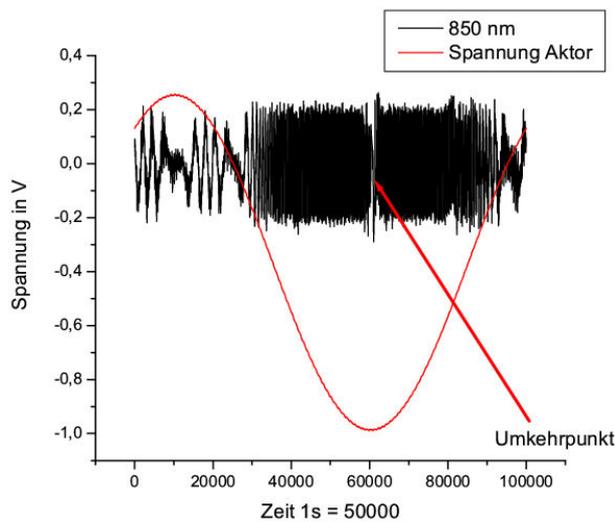


Bild 133: Interferenzsignal der Laserdiode (850 nm) in Abhängigkeit von der Steuerungsspannung

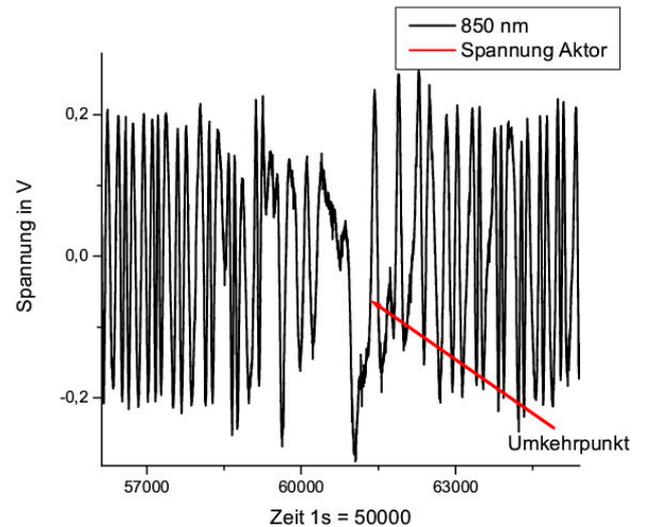


Bild 134: Interferenzsignal am Umkehrpunkt des Spiegels

Um zu testen, ob sich der Aktor wie geplant in beide Richtungen verfahren lässt, wurde die in Bild 135 gezeigte Beschaltung der Spulen eingesetzt, bei der jeweils eine Halbwelle des Signals durch eine der beiden Spulen geleitet wird. Der in Bild 135 eingezeichnete Widerstand ist notwendig, um den Ohmschen Widerstand der beiden Spulen anzupassen.

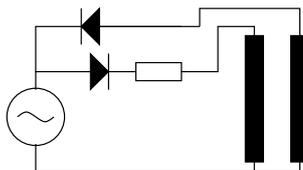


Bild 135: Beschaltung der Spulen für beidseitigen Betrieb

Bei den Tests gelang es, den Aktor wie gewünscht in beide Richtungen ausulenken. Allerdings war

die resultierende Bewegung dadurch gekennzeichnet, dass der Aktor ruckartig in beide Richtungen beschleunigt wurde und dazwischen in seiner Ruheposition verweilte. Um den Bewegungsablauf wie gewünscht zu optimieren, ist eine verbesserte Steuerung der beiden Spulenströme notwendig. Auf eine Verbesserung der Schaltung wurde zunächst verzichtet und für alle weiteren Experimente nur jeweils eine Spule und somit die Auslenkung des Aktors in eine Richtung verwendet.

Bei den Tests des Aktors zeigte sich, dass die Aktoren nur etwa 50 bis 60  $\mu\text{m}$  kontrolliert verfahren werden konnten. Bei einer weiteren Erhöhung der angelegten Spannung wurde das Verhalten des Aktors instabil und er schnellte gegen die Endanschläge. Die Frequenz der Antriebsspannung hatte dabei keinen Einfluss auf die Position, bis zu der der Aktor kontrolliert verfahren werden konnte. Selbst bei sehr geringen Frequenzen von 100 mHz konnte der Aktor kontrolliert bis zu 60  $\mu\text{m}$  verfahren werden, zeigte aber auch dann das beschriebene Schaltverhalten.

Es wurden weitere FEM Simulationen durchgeführt, um zu testen, ob sich das gezeigte Schaltverhalten des Aktors durch einen Anstieg der Aktorkraft im Bereich von 35 bis 65  $\mu\text{m}$  erklären lässt. Bild 136 zeigt ein Ergebnisse der durchgeführten Berechnungen. Eingezeichnet ist die Stärke des magnetischen Feldes in Form der magnetischen Induktion. Wie schon in vorhergehenden Simulationen wird der nichtlineare Verlauf der relativen Permeabilität in der Rechnung berücksichtigt. Es werden lokal magnetische Induktionen bis 0,98 Tesla erreicht. Bemerkenswert ist, dass die Kraft auch bei den hohen Strömen von 60 mA noch nicht durch die Sättigung des Materials begrenzt wird, so dass hier noch erhebliche Kraftreserven liegen. Auch bei der zu den in Kapitel 5.3.2 vorgestellten räumlich feiner aufgelösten Simulation wurde kein nichtlineares Verhalten der vom Aktor gelieferten Kraft gefunden. Bild 137 zeigt die simulierten Kraft-Weg-Kennlinien für verschiedene jeweils konstant gehaltenen Steuerströme.

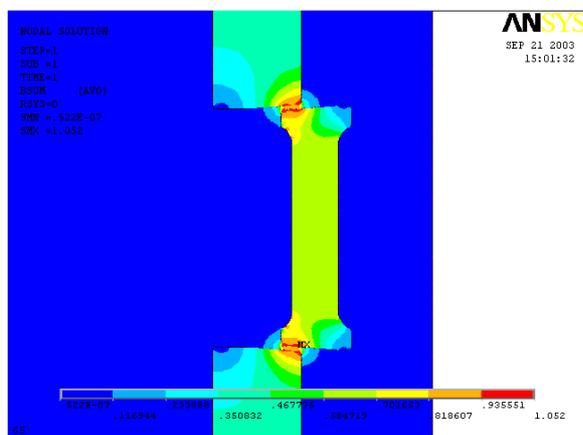


Bild 136: 2D FEM Modell

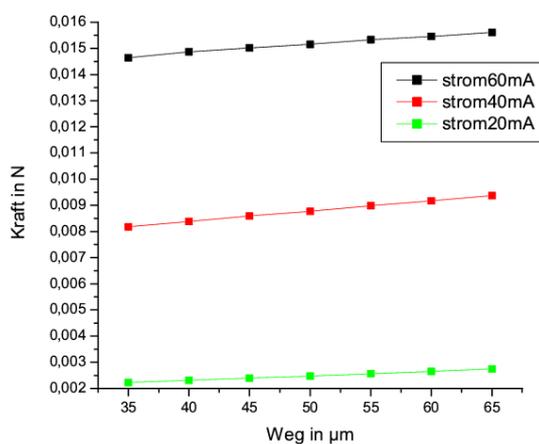


Bild 137: Simulierte Kraft-Weg-Kennlinien für verschiedene Stromstärken

Um die Gültigkeit der Simulationsrechnungen zu überprüfen, wurde die gemessene Strom-Weg-Kennlinie mit berechneten Strom-Weg-Kennlinien verglichen. Bild 138 zeigt einen Vergleich der Kennlinien. Die Simulationen erfolgten dabei wieder mit dem in Kapitel 5.3.2 beschriebenen Modell des Aktors. Zur Berechnung der Strom-Weg-Kennlinie wurde die Auslenkung des Aktors vorgegeben und anschließend der Strom berechnet, der notwendig war, um die Kraft zu liefern, die benötigt wird, um die Feder bis zur vorgegebenen Position auszulenken.

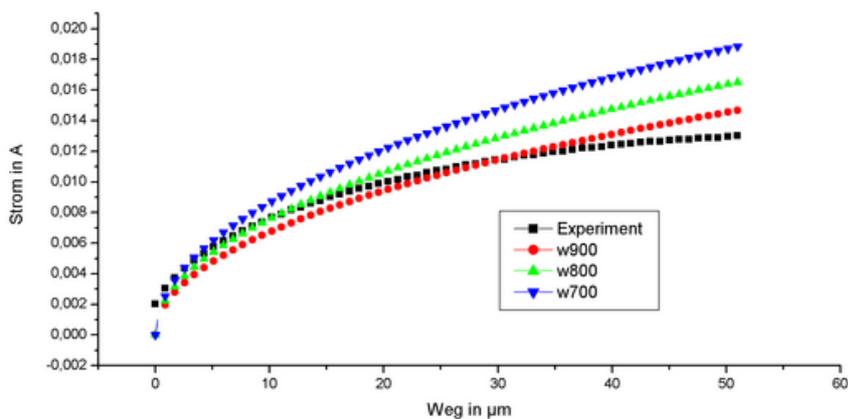


Bild 138: Vergleich von gemessener und simulierter Strom-Weg-Kennlinie

Es wurden die Kennlinien für Windungszahlen von 700, 800 und 900 Windungen berechnet, da die exakte Windungszahl der Spule nicht bekannt ist.<sup>28</sup> Die nominelle Windungszahl der bei der Messung eingesetzten Spule beträgt 900 Windungen. Der gemessene Ohmsche Widerstand der Spule beträgt 75,5 Ohm. Bei den Simulationen wurde die relative Permeabilität mit 450 angenommen. Dieser vergleichsweise geringe Wert wurde gewählt, um die resultierende Kraft nicht zu hoch abzuschätzen. Die gemessene Kennlinie stimmt gut mit der für 900 Windungen berechneten Kennlinie überein. Bei den Kennlinien fällt der parabolische Verlauf auf, d.h. große Veränderungen der Stellwege werden bei sehr geringen Änderungen des Steuerstroms erreicht. Zur Verdeutlichung wird in Bild 139 eine simulierte Strom-Weg-Kennlinie bis 140  $\mu\text{m}$  gezeigt. In Bild 140 werden noch einmal die Kraft-Weg-Kennlinien des Aktors und der Bewegungsfeder gezeigt.

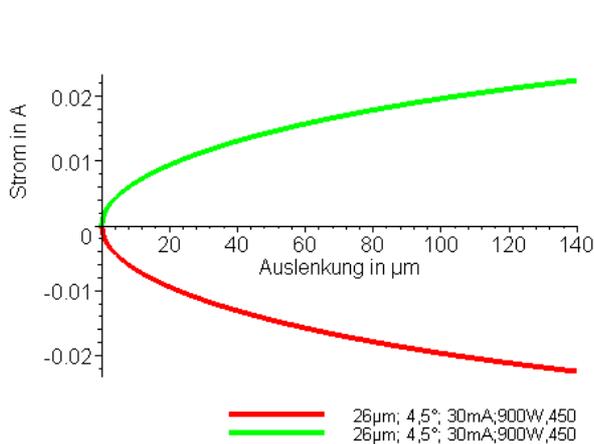


Bild 139: Simulierte Strom-Weg-Kennlinie

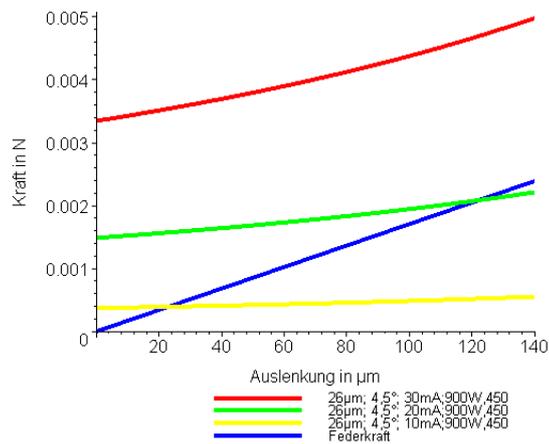


Bild 140: Vergleich Kraft-Weg-Kennlinien von Aktor und Feder

Die Kraft-Weg Kennlinien wurden für verschiedene konstante Steuerströme berechnet. Der Anstieg der Kraft-Weg-Kennlinien des Aktors signalisieren, dass die vom Aktor gelieferte Kraft mit zunehmendem Verfahrensweg ansteigt, ohne dass eine Erhöhung des Steuerstromes stattfindet. Das instabile Verhalten des Aktors kann erklärt werden, wenn der Anstieg der Kraft-Weg-Kennlinie des Aktors

<sup>28</sup>Die genaue Anzahl der Windungen ist für die Funktionalität des Aktors nicht wichtig. Eine höhere Windungszahl bedeutet jedoch (siehe Kapitel 5.3.2.1) eine größere Kraft, daher wurde im Experiment nicht wie in den Berechnungen mit 800, sondern mit 900 Windungen gearbeitet.

in Bild 140 steiler wird als der Anstieg der Federkennlinie. In diesem Fall ist bei Bewegung des Aktors der Zuwachs der vom Aktor gelieferten Kraft größer als die zusätzliche zur Auslenkung der Feder benötigte Kraft. Der Aktor wird somit beschleunigt und ohne eine weitere Erhöhung des Steuerstroms gegen die Endanschläge gezogen. Um die These zu überprüfen, werden die jeweiligen Gradienten der Kraft-Weg-Kennlinien berechnet und der Gradient der Kraft-Weg-Kennlinie des Aktors vom Gradienten der Kraft-Weg-Kennlinie der Bewegungsfeder subtrahiert. Wird die Funktion negativ, wird das Verhalten der Aktoreinheit instabil. Bild 141 zeigt die entsprechende Funktion für das gebaute Spektrometer mit einem Polschuhwinkel von  $4,5^\circ$ . Bild 142 zeigt die Funktion für einen Neigungswinkel der Polschuhe von  $6,5^\circ$ . Zusätzlich wird jeweils die Windungszahl, die Stromstärke, die relative Permeabilität sowie die Ausgangsspaltbreite angegeben, die bei der Simulation der Funktionen verwendet wurden.

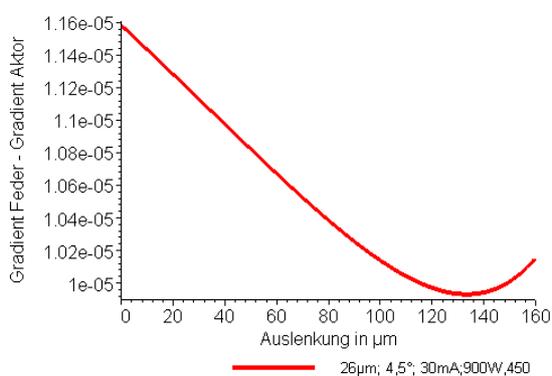


Bild 141: Differenz der Gradienten für Winkel  $4,5^\circ$

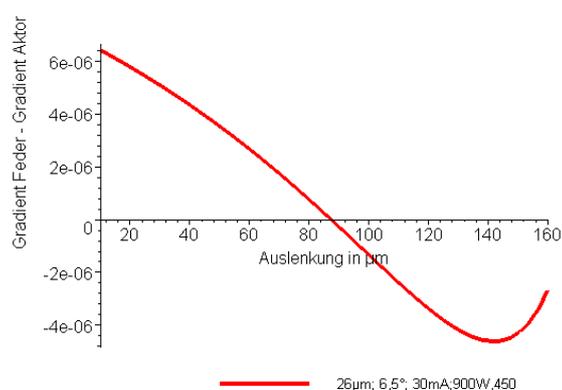


Bild 142: Differenz der Gradienten für Winkel  $6,5^\circ$

Wie sich zeigt, ist das Verhalten des Aktors für einen Winkel von  $6,5^\circ$  instabil. Für einen Winkel von  $4,5^\circ$  sollte das System rechnerisch noch nicht instabil sein. Allerdings ist zu beachten, dass es sich bei den Berechnungen um Näherungen handelt und z.B. die verwendeten Materialkennwerte nicht in eigenen Experimenten ermittelt, sondern aus früheren Arbeiten [22] übernommen wurden. Zum anderen wurde in diesen analytischen Berechnungen die relative Permeabilität als Konstante angenommen. Bild 143 zeigt das Verhalten des Aktors, wenn in der Rechnung die relative Permeabilität mit 950 angenommen wurde.

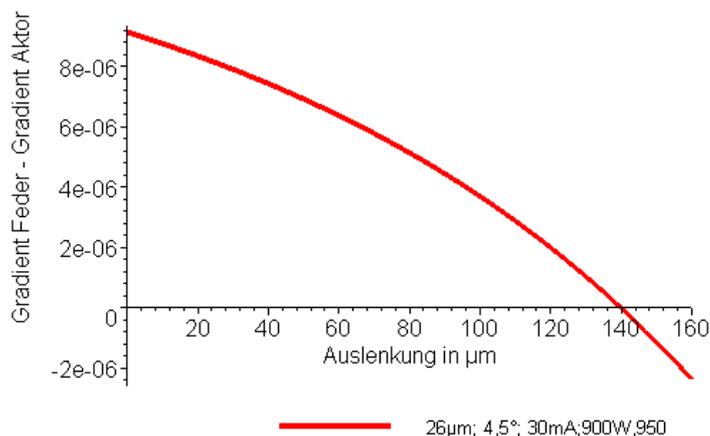


Bild 143: Differenz Steigung für Winkel  $4,5^\circ$  bei einer relativen Permeabilität von 950

Wie zu erkennen ist, wird das Verhalten des Aktors nun auch bei einem Winkel von  $4,5^\circ$  instabil. Um das Verhalten des Aktors zu stabilisieren, kann der Neigungswinkel der Polschuhgeometrie verringert werden, da auch bei einem verringerten Neigungswinkel genügend große Kräfte geliefert werden, um den Aktor bis zur gewünschten Position von  $160 \mu\text{m}$  auszulenken.

### 7.2.2 Funktionalität des Inchworm-Aktors

Um die Funktionalität der Aktoreinheiten zu testen, wurden Aktoreinheiten fertig kontaktiert und in eine optischen Bank eingesetzt (siehe Bild 144). Die computergesteuerte Spannungsversorgung

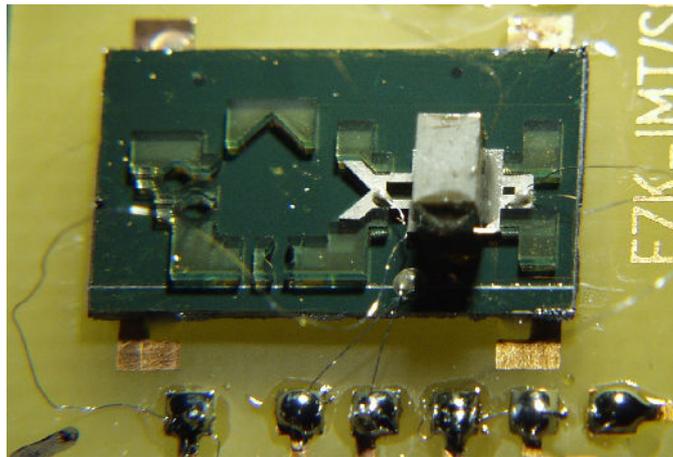


Bild 144: Kontaktierte Aktoreinheit, die in eine optische Bank eingelegt wurde

wurde gestartet, so dass das in Bild 145 gezeigte Spannungsschema an der Aktoreinheit anlag (siehe dazu auch Abschnitt 5.4.2). Die Klemmspannung konnte mit dem Programm stufenlos zwischen 0 und 100 V eingestellt werden, wobei es ab Klemmspannungen von 85 V vereinzelt zu Spannungsdurchbrüchen kam. Die Versorgungsspannung für den Piezo-Aktor konnte ebenfalls stufenlos zwischen 0 und 100 V variiert werden. Um den Einfluss von Trägheitskräften auszuschließen wurde die Versorgungsspannung des Piezos nicht sprunghaft angelegt, sondern langsam hochgefahren.

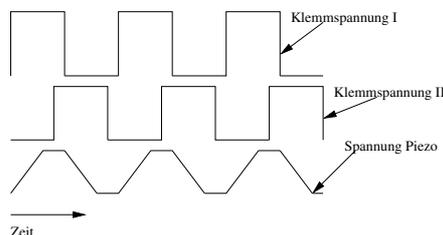


Bild 145: Versorgungsspannung Aktoreinheit

Im Ergebnis konnte keine gerichtete Bewegung der Aktoreinheit festgestellt werden. Auch die Reinigung von Wafer und Aktoreinheit mit Isopropanol brachte keinen Erfolg. Es konnten lediglich vereinzelt ruckartige Bewegungen der Aktoreinheit beobachtet werden. Um auszuschließen, dass die Aktoreinheit sich wegen einer zu großen Lagerreibung nicht bewegt, wurde die Aktoreinheit in einem zweiten Versuch direkt auf einen Siliziumwafer mit dem in Kapitel 6.2 beschriebenen Titan Siliziumnitrid Schichtaufbau gesetzt und die Versorgungsspannung angelegt. Auch in diesem Fall konnte keine gerichtete Bewegung der Aktoreinheit festgestellt werden.

Durch die Drähte, die zur Spannungsversorgung der Aktoreinheiten dienten, wurden in einigen Fällen eine der beiden Nickelstrukturen leicht vom Substrat abgehoben. In diesen Fällen konnte teilweise beobachtet werden, dass die Nickelstruktur bei Anlegen der Klemmspannung auf das Substrat gezogen wurde und somit das Vorhandensein der elektrostatischen Klemmkraft nachgewiesen werden.

Dass es trotzdem nicht gelang eine Bewegung der Aktoreinheit zu realisieren, lag zum einen darin begründet, dass es nicht gelang die Laufflächen der Aktoreinheit hinreichend von Partikeln zu säubern, zum anderen darin, dass bedingt durch die Montage der Aktoreinheit, die Lage der Nickelhaltestrukturen zueinander nicht optimal war, so dass nicht beide Nickelhaltestrukturen stets flächig auf dem Dielektrikum auflagen.

Um die gewünschte Bewegung herzustellen, sind konstruktive Änderungen an der Aktoreinheit vorzunehmen. Zum einen sollte die Grundfläche der Nickelstrukturen vergrößert werden, zum anderen sollte die Montage des Piezo-Aktors neu gestaltet werden. Soll das Konzept in seiner ursprünglichen Form weiterverfolgt werden, ist darauf zu achten die Ätzzeiten, die zum Ablösen der Aktoreinheit benötigt werden, zu verringern, indem die Wege für die Ätzlösung verringert werden.

### 7.3 Aufnahme von Interferogrammen

Sämtliche im Folgenden vorgestellte Messungen wurden mit Systemen mit elektromagnetischem Aktor durchgeführt. Für die Aufnahme von Interferogrammen wurden zunächst zwei Multimodefasern montiert. Bilder 146 und 147 zeigen die resultierenden Interferenzsignale, die bei einer Frequenz der Antriebsspannung von 10 Hz aufgenommen wurden. Zu sehen sind die Interferenzsignale des 1540 nm Lasers der in diesem Fall das zu analysierende Signal ist und das Interferenzsignal der 850 nm Laserdiode, das wie beschrieben zur Positionsmessung des bewegten Spiegels diente. Gut zu erkennen sind wieder die Umkehrpunkte des Spiegels.

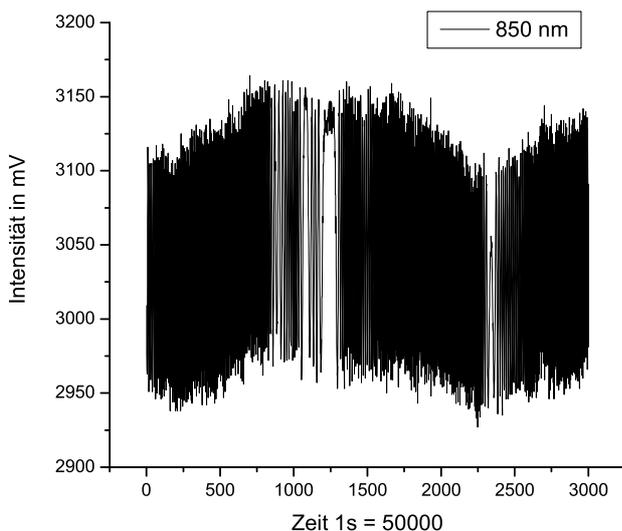


Bild 146: Interferenzsignal Laser 850 nm Multimodefaser bei 10 Hz

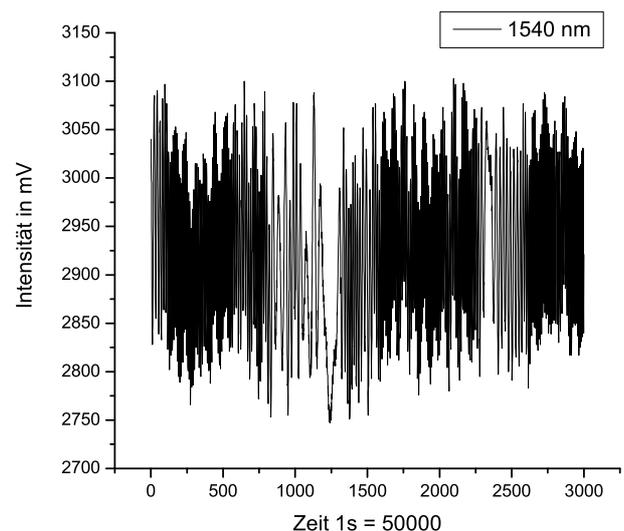


Bild 147: Interferenzsignal Laser 1540 nm Multimodefasern bei 10 Hz

Wie in Bild 146 und 147 zu erkennen ist, wird das erwartete Interferenzsignal von einem niederfrequenten Signal überlagert. Die Ursache für das Auftauchen des überlagernden niederfrequenten

Signals wurde nicht weiter untersucht. Mögliche Ursachen liegen in der Überlagerung der beiden optischen Kanäle, dem Verhalten der Elektronik oder dem bei höheren Antriebsfrequenzen geänderten Schwingungsverhalten des Aktors.

Grundsätzlich zeigte sich bei allen Experimenten zur Aufnahme von Interferogrammen, dass die Spektrometer extrem empfindlich gegen einen Lagefehler der Fasern sind. Waren die Fasern nicht optimal auf die Fasermounts aufgelegt, kam es zu einem Übersprechen der Signale auf den jeweils anderen Kanal. Da dadurch die Qualität der Messung stark beeinträchtigt wird, wurde jeweils vor Beginn der Messung getestet, ob dieses Verhalten zu beobachten ist. Eine Verbesserung bietet ein Faserhalteelement, wie es in Bild 148 gezeigt wird, bei dem die Faser durch eine Schnappverbindung gehalten wird.

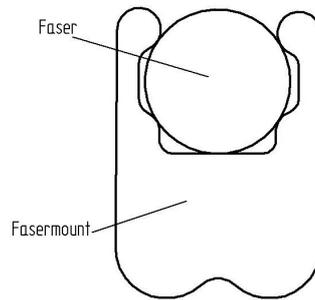


Bild 148: Optimierte Design für ein Faserhalteelement

Im nächsten Schritt wurden die Multimodefasern durch Monomodefasern ersetzt. Bild 149 zeigt die resultierenden Interferenzsignale, die bei einer Frequenz der Antriebsspannung von 500 mHz aufgenommen wurden. Die Umkehrpunkte des Spiegels sind wieder gut zu erkennen.

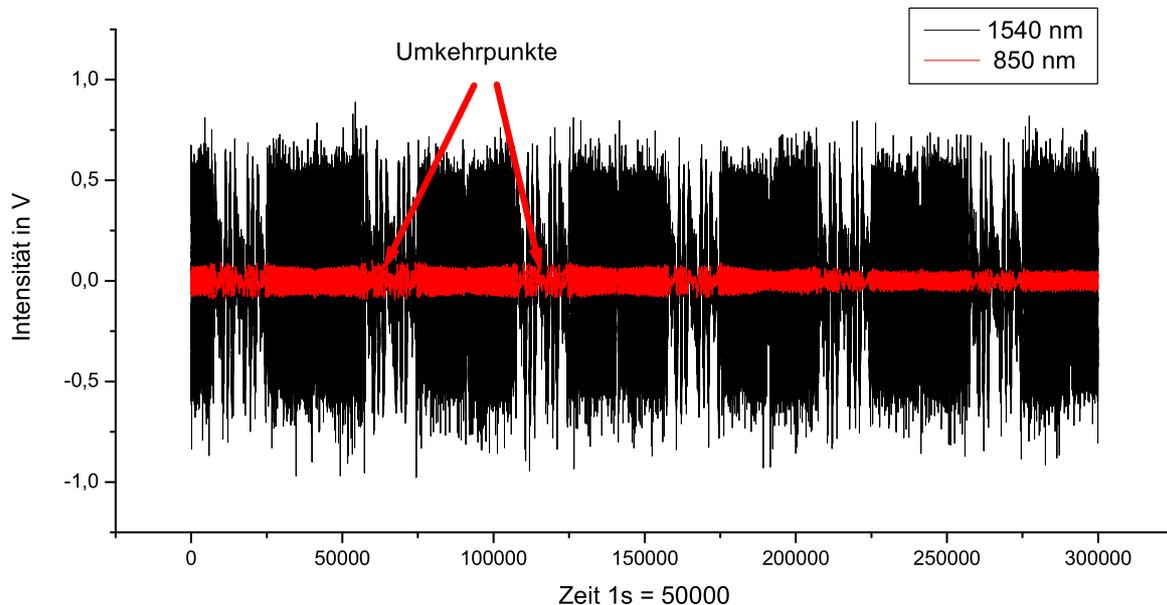


Bild 149: Interferenzsignal der Monomodemodefasern bei 500 mHz

Abschließend wurde das Spektrometer mit Weißlicht getestet. Dazu wurden für die Zuführung des Laserreferenzsignals eine Monomodefaser und für die Zuführung des Weißlichts eine Multimodefaser verwendet. Im Gegensatz zu den vorhergehenden Messungen ist es bei der Aufnahme von

Weißlichtinterferogrammen wichtig, dass die Position, die einer optischen Weglängendifferenz von Null entspricht, erreicht wird, da nur hier das typische Interferenzmaximum zu beobachten ist. Für die Aufnahme von Spektren muss der Spiegel im konstruierten Spektrometer zunächst aus seiner Ruheposition in Richtung Strahlteiler verfahren werden, da die Ruhelage des Spiegels nicht mit dem optischen Nullpunkt des Systems übereinstimmt. Um die Auslenkung des Aktors in beide Richtungen auszunutzen, wurde der bewegte Spiegel um  $140\ \mu\text{m}$  versetzt zum optischen Nullpunkt angeordnet. Erst nach einem Weg von  $140\ \mu\text{m}$  wird daher die Position des optischen Nullpunktes erreicht. Der Spiegel wird dann um weitere  $20\ \mu\text{m}$  verfahren, um so ein kurzes zweiseitiges Interferogramm aufzunehmen, das zur Phasenkorrektur eingesetzt werden kann. Anschließend wird der Spiegel in seine Ruhelage verfahren und mit der zweiten Spule in die entgegengesetzte Richtung ausgelenkt, um so die optische Weglängendifferenz zu erhöhen.

Da das Spektrometer, wie beschrieben, ursprünglich so konstruiert war, dass der Punkt der optischen Weglängendifferenz 0 erst bei einer Verschiebung des Spiegels in Richtung des Strahlteilers von  $140\ \mu\text{m}$  erreicht wird, musste der Strahlteilerwürfel in Richtung des bewegten Spiegels verschoben werden, da auf Grund des reduzierten Verfahrenweges sonst nicht die Position einer optischen Weglänge 0 erreicht würde. Nachdem der Strahlteiler entsprechend versetzt montiert wurde, konnte das für Weißlicht typische Interferenzsignal beobachtet werden. Bild 150 zeigt das aufgenommene Interferogramm. Das für Weißlicht typische Intensitätsmaximum beim Durchgang durch den optischen Nullpunkt ist sehr gut zu erkennen. Da der Spiegel zunächst wie beschrieben von hinten kommend einmal und danach auf dem Rückweg ein zweites Mal durch den optischen Nullpunkt fährt, sind zwei benachbarte Intensitätsmaxima zu erkennen.

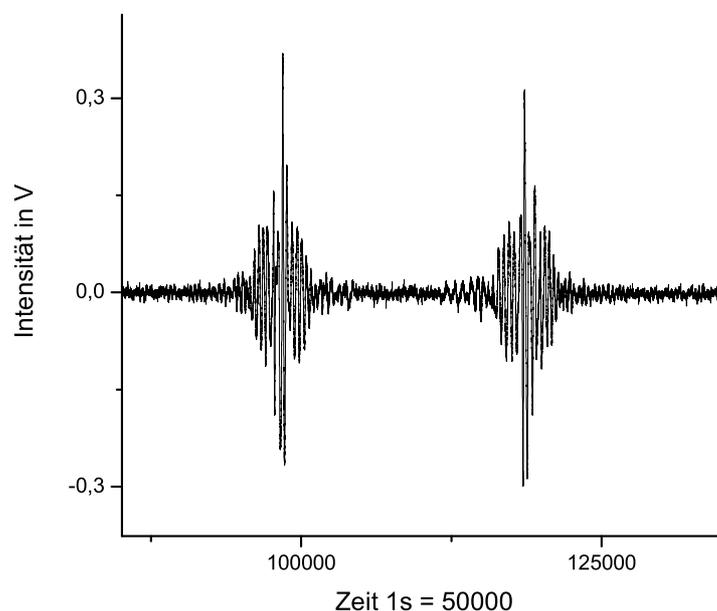


Bild 150: Interferenzsignal der Weißlichtquelle

Um das Spektrometer weiter zu testen, wurden verschiedene Interferenzfilter zwischen Weißlichtquelle und Spektrometer gesetzt. Bild 151 zeigt das aufgenommene Interferogramm eines Filters mit einer Halbwertsbreite von  $34\ \text{nm}$  bei einer Zentrumswellenlänge von  $1534\ \text{nm}$ . Das Interferenzsignal ist sehr schwach zu erkennen und von einem starken Rauschen überlagert. Bei Tests mit anderen Interferenzfiltern, die ihren Durchlassbereich bei  $1734$  bzw.  $1430\ \text{nm}$  haben, konnte das Si-

gnal nicht mehr vom Rauschen unterschieden werden Bild 152 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des Rauschsignals. Recht klar ist eine Periodizität des Signals zu erkennen, die auf eine Einstreuung eines anderen elektrischen Signals schließen lässt.

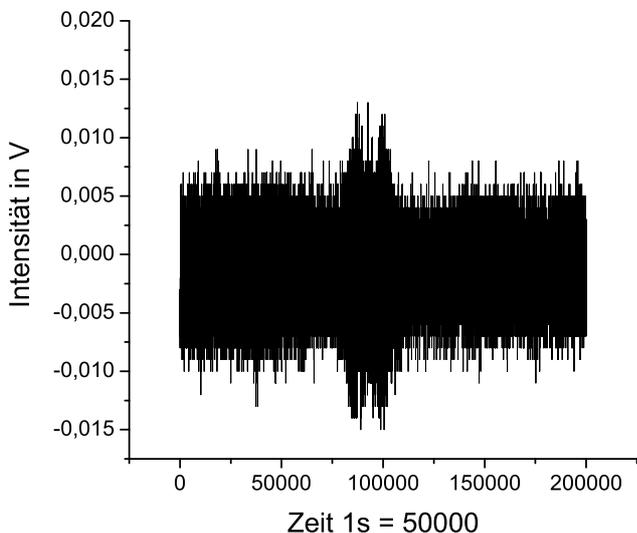


Bild 151: Interferenzsignal der Weißlichtquelle mit Bandfilter

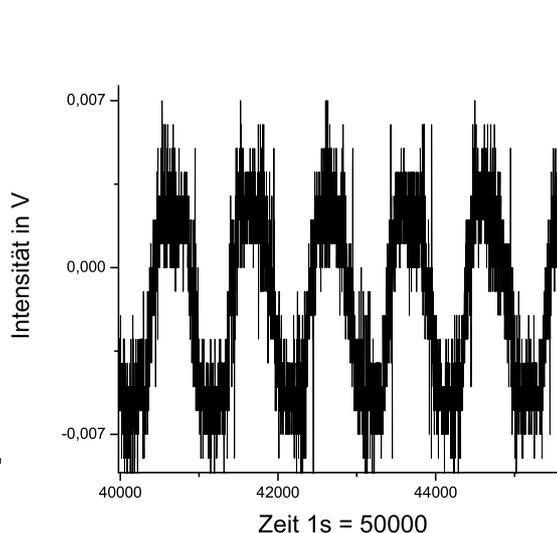


Bild 152: Vergrößerter Abschnitt des Rauschsignals

Einige Tests wurden unternommen, um den Einfluss der Verfahrensgeschwindigkeit des Spiegels auf das Interferenzsignal zu untersuchen und somit die Möglichkeit, das Rauschen des Signals durch den “Chopping Effekt” des bewegten Spiegels zu beeinflussen. Bei den ersten Tests gelang es dabei nicht, den Einfluss des Rauschsignals zu verringern.

### 7.4 Berechnung von Spektren

Aus den in Kapitel 7.3 gemessenen Interferogrammen kann durch Fouriertransformation das gesuchte Spektrum berechnet werden. In der vorliegenden Arbeit wurde dafür das Programm Origin eingesetzt. Der Ablauf der Berechnung soll hier anhand der Berechnung des Spektrums für Monomodefasern erläutert werden. Bild 153 zeigt zunächst noch einmal die aufgenommenen Daten.

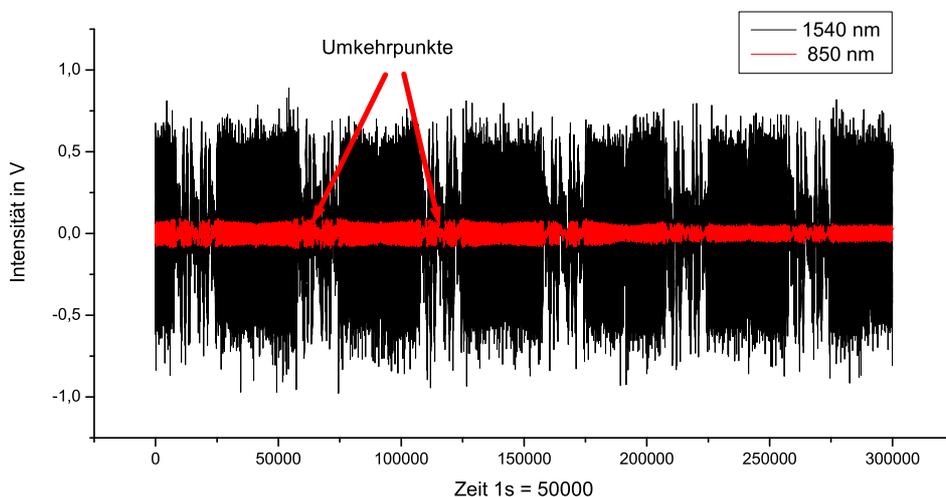


Bild 153: Gemessenes Interferenzsignal bei Verwendung von Monomodefasern

Gezeigt werden die Interferenzsignale des 1540 nm Lasers und der 850 nm Laserdiode, das wieder zur Positionsmessung verwendet wird. Wie zu erkennen ist, besteht das Messsignal aus mehreren Interferogrammen, die jeweils zwischen den Umkehrpunkten des Spiegels liegen. Aus den Daten wurde daher zunächst ein Bereich ausgewählt, der einem Interferogramm entspricht. Bild 154 zeigt den ausgewählten Bereich.

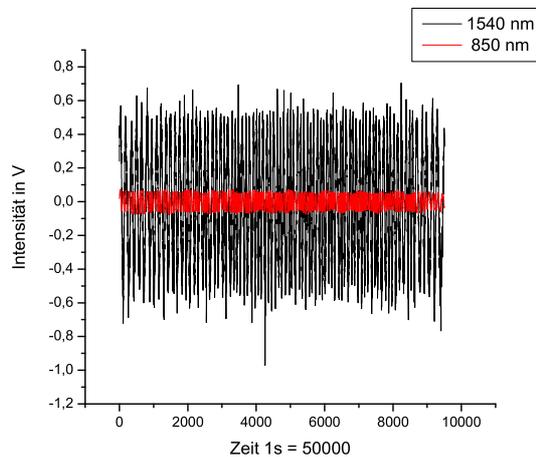


Bild 154: Ausgewählter Abschnitt der einem Interferogramm entspricht

Um die benötigte Information über die Spiegelposition zu erhalten, wurden mit Origin die Maxima und Minima des Interferenzsignals des 850 nm Laserdiodenmoduls ermittelt. Bild 155 zeigt die Interferenzfunktion mit den ausgewählten Stützstellen. Bei der Auswahl der Stützstellen muss darauf geachtet werden, dass keine Stützstellen übersprungen werden, da sonst Artefakte im Spektrum auftauchen [48, S. 273]. Unter anderem kann das Überspringen einer Stützstelle zum Auftreten eines doppelten Peaks führen, was in ersten Berechnungen teilweise auch beobachtet werden konnte.

Die Intensität an den Stützstellen wird ausgelesen und den Stützstellen zugeordnet, so dass man im Anschluss das gesuchte Interferogramm hat, das in Bild 156 gezeigt wird.

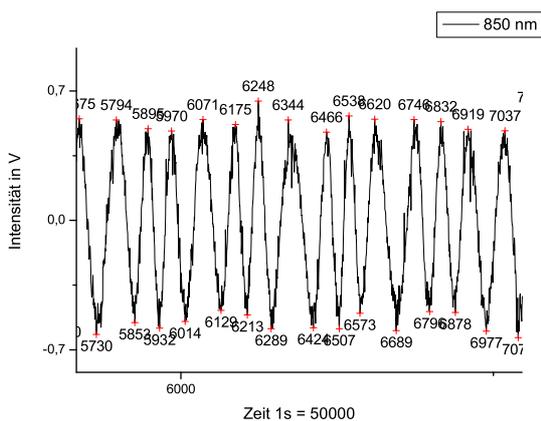


Bild 155: Maxima und Minima der Interferenzfunktion

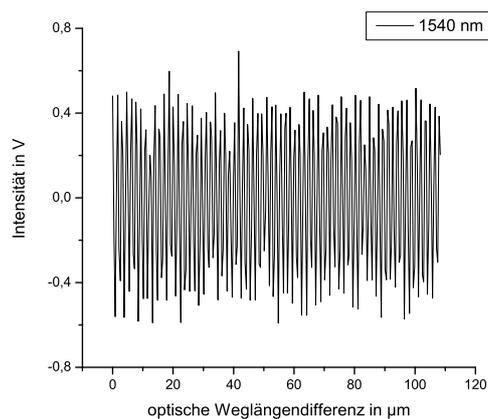


Bild 156: Ermittelttes Interferogramm

Eingezeichnet ist hier die Intensität des Interferenzsignals des 1540 nm Lasers in Abhängigkeit von der optischen Weglängendifferenz. Die maximale optische Weglängendifferenz wird von der maximal erreichbaren Auslenkung des Aktor vorgegeben und liegt bei etwa  $110 \mu\text{m}$ . Um das eigentliche

Spektrum zu erhalten, wird das Interferogramm nun fouriertransformiert. Bild 157 zeigt das ermittelte Spektrum. Die ermittelte Halbwertsbreite des Peaks beträgt 24,5 nm. Damit zeigt sich eine gute Übereinstimmung zu der theoretischen Auflösung von 21,9 nm, wobei die Auflösung durch die erreichte optische Weglängendifferenz begrenzt wird. Die Position des Peak ist 1543,2 nm. Die Abweichung von der Sollposition von 3 nm ist vermutlich auf eine mangelnde Frequenzstabilität des Pilotlasers zurückzuführen. Das verwendete Datenverarbeitungsprogramm bietet die Möglichkeit verschiedene Apodisationsfunktionen zu verwenden, wovon bei den folgenden Berechnungen kein Gebrauch gemacht wurde, um maximale Auflösungen zu erzielen. Bei der Berechnung der Spektren wurde in der Regel "Zero Filling" angewandt, um einen glatteren Verlauf der Spektren zu erhalten [55, S. 80], [49], [48, S. 98 f].

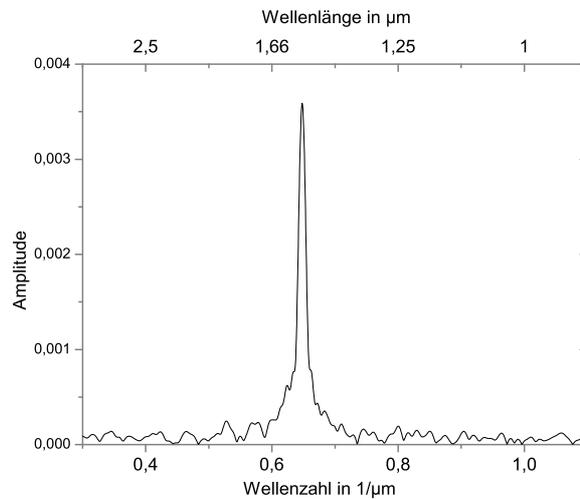


Bild 157: ermitteltes Spektrum für Monomodefasern

Bei der Berechnung des Spektrums für die Multimodefasern musste zunächst das niederfrequente Störsignal entfernt werden (siehe Bild 146), welches das Interferenzsignal überlagert. Dazu wurde eine Polynom Fit vom Interferogramm abgezogen. Bild 158 zeigt die Originaldaten mit der überlagerten Fitfunktion. Bild 159 zeigt das korrigierte Interferogramm.

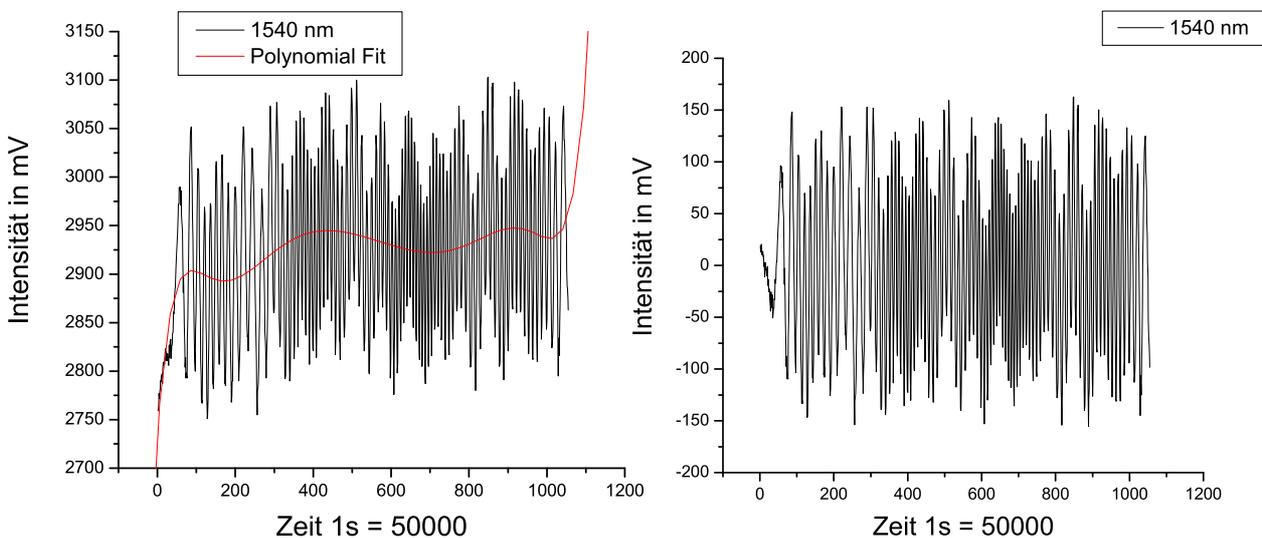


Bild 158: Interferenzsignal mit überlagelter Fitfunktion

Bild 159: Korrigiertes Interferenzsignal

Bild 160 zeigt das ermittelte Spektrum. Es wurde wieder eine Halbwertsbreite von 24,5 nm gemessen. Zum Vergleich ist in Bild 161 das Spektrum gezeigt, das sich ergibt, wenn die niederfrequente Komponente nicht entfernt wird. Die niederfrequente Komponente dominiert das berechnete Spektrum. Die erwarteten Peaks sind nur sehr schwach ausgebildet. In Bild 160 ist zu erkennen, dass noch einige Anteile des niederfrequenten Signals im Interferogramm vorhanden waren, die sich als niederfrequentes Signal im Spektrum wiederfinden lassen.

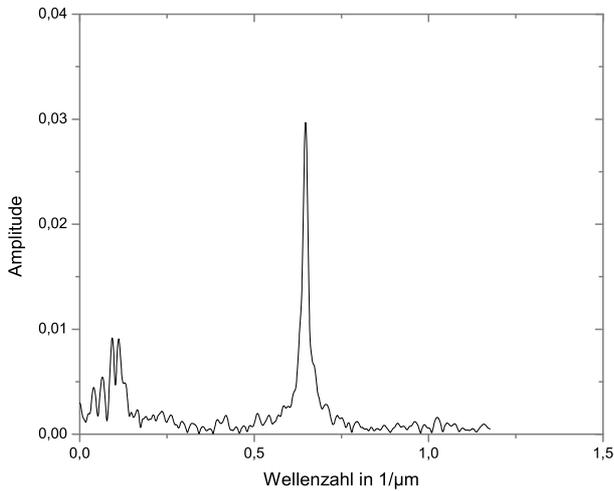


Bild 160: Multimode Spektrum

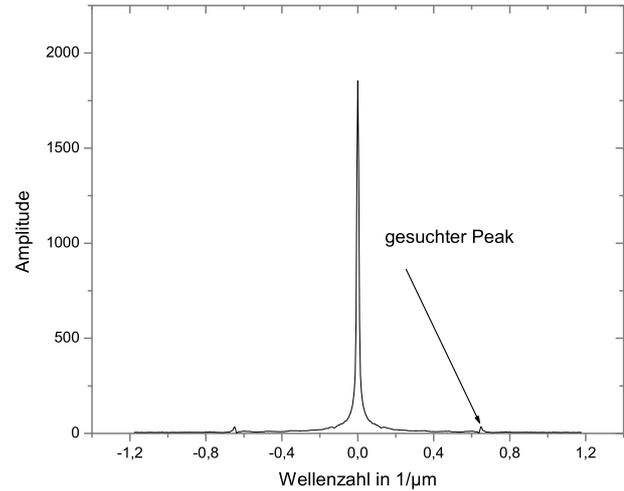


Bild 161: Multimode Spektrum ohne Korrektur

Bild 162 zeigt das aus dem in Bild 150 dargestellten Interferogramm berechnete Spektrum für Weißlicht.

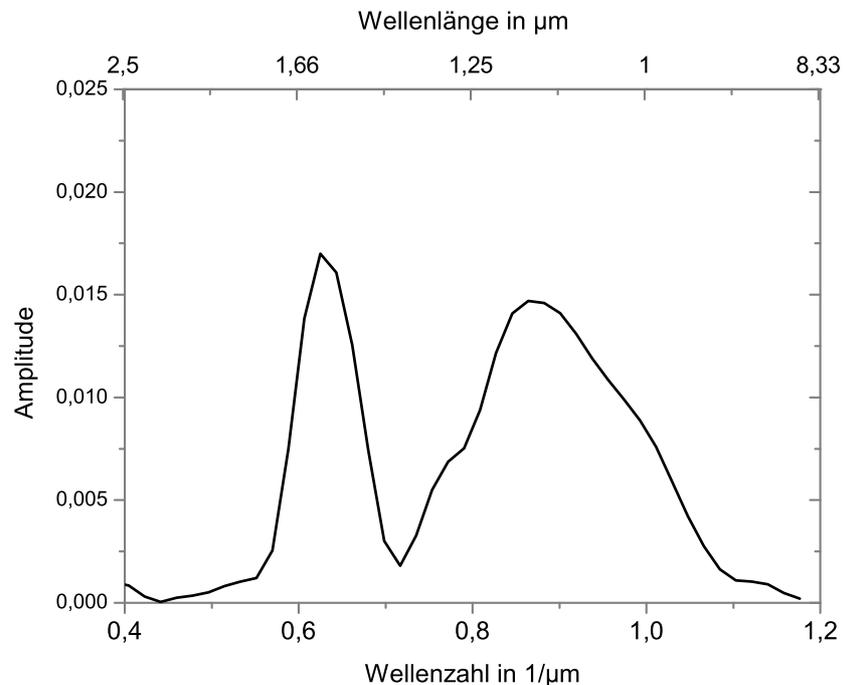


Bild 162: Weißlichtspektrum

Wie in Bild 150 zu sehen, ist das Interferenzsignal nur in der unmittelbaren Umgebung der optischen

Weglänge 0 größer als das Rauschen. Daher wurden nur 128 Samplingpunkte aus der Umgebung des optischen Nullpunktes zur Berechnung des Spektrums verwendet. Bei dieser kurzen verwendeten optischen Weglängendifferenz war es möglich, ein zweiseitiges Interferogramm zur Berechnung des Spektrums einzusetzen. Die optische Weglängendifferenz beträgt somit  $64 \cdot 0,425 \mu\text{m} = 27,2 \mu\text{m}$ . Der Wellenlängenbereich wird dabei vom Detektor auf 800-1700 nm begrenzt. Die maximale Wellenlänge beträgt somit  $1,7 \mu\text{m}$  und die Auflösung somit etwa 110 nm. Wie zu erwarten, ergibt sich eine relativ homogene Verteilung der Strahlung. Das Intensitätsminimum bei 1400 nm hat seine Ursache in der verwendeten Faser vom Typ Fiberware A5 110/125 UVA Si, die nicht für den NIR Bereich geeignet ist und dort teilweise absorbierend ist. Die Linsen, der Strahlteiler oder die Nickeleisenspiegel kommen aufgrund ihres Transmissions- bzw. Reflexionsverhaltens nicht für den Intensitätseinbruch in Frage. Zu Vergleichszwecken wurde das Absorptionsverhalten der Glasfaser mit einem Monochromator gemessen. Bild 163 zeigt den Vergleich zwischen gemessenem Weißlichtspektrum und dem Absorptionsspektrum der Glasfaser. Wie in Bild 163 zu erkennen ist, wird das Transmissionsspektrum der Glasfaser, im Rahmen der erreichten Auflösung von 110 nm, recht gut abgebildet.

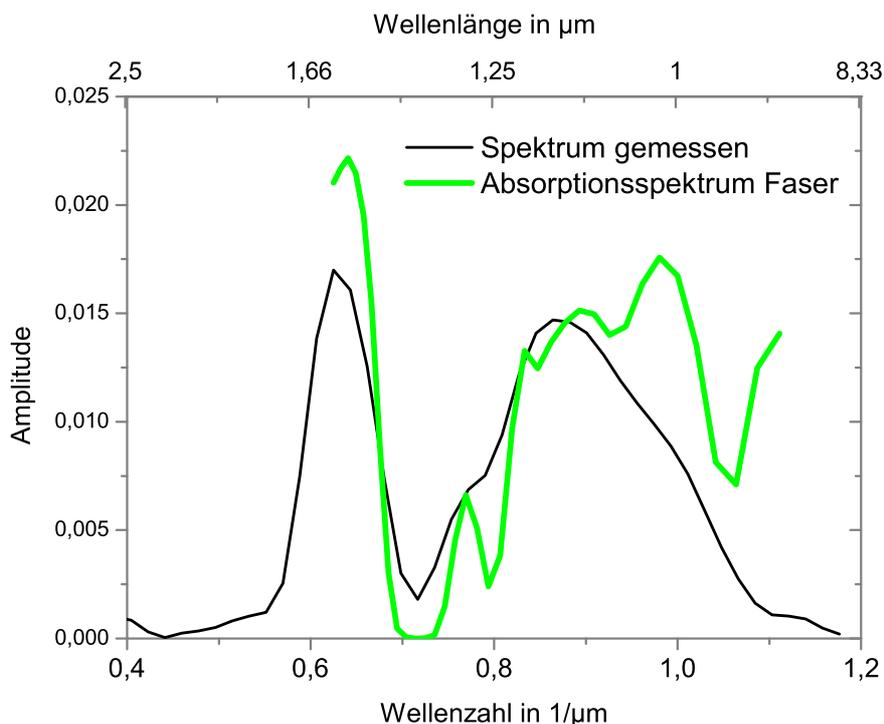


Bild 163: Vergleich von gemessenem Weisslichtspektrum und Absorptionsspektrum der verwendeten Multimodefaser

Bild 164 zeigt das aus der in Bild 151 dargestellten Messung berechnete Spektrum für Weißlicht mit Filter. Wie schon für die Berechnung des Spektrums in Bild 162 wurden wieder nur wenige Punkte um den Punkt der optischen Weglängendifferenz Null für die Berechnung des Spektrums verwendet. In diesem Fall nur 64 Samplingpunkte.

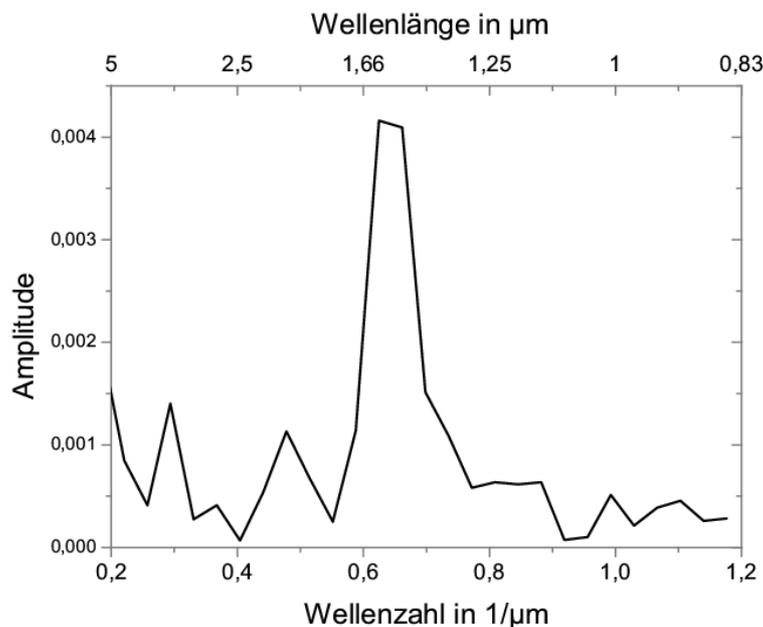


Bild 164: Weißlichtspektrum mit Bandfilter

Das erwartete Spektrum des Bandfilters mit dem charakteristischen Peak bei 1538 nm ist klar zu erkennen. Allerdings ist das Spektrum stark durch das Rauschen im Interferenzsignal verfälscht. Das Rauschen ist auch für die Artefakte im langwelligen Bereich des Spektrums verantwortlich.

## 8 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden miniaturisierte Fourier-Transformations-Spektrometer für den nahen Infrarotbereich entwickelt. Herzstück der Spektrometer ist ein Michelson Interferometer, das aus einer mikrooptischen Bank und einem integrierten Aktor besteht. Sie zeichnen sich durch einen kompakten, robusten Aufbau aus. Sämtliche für die Funktionalität des Spektrometers benötigten Komponenten sind auf einem Chip mit den Abmessungen  $11,5 \times 9,4 \text{ mm}^2$  integriert. Damit zeichnet sich das entwickelte Spektrometer durch seine Kompaktheit gegenüber anderen Arbeiten aus, bei denen mikromechanische Komponenten genutzt werden, die dort in makroskopische Systeme integriert werden. Der gleiche Vorteil gilt gegenüber Systemen, die feinwerktechnisch hergestellt werden.

Im Rahmen der Arbeit wurden zwei unterschiedliche Ansätze zur Entwicklung von Aktoren verfolgt, zum einen ein piezobasierter Inchworm-Antrieb zum anderen ein elektromagnetischer Aktor. Als erfolgversprechend zeigte sich dabei die Entwicklung des elektromagnetischen Aktors, bei dem es sich um eine Weiterentwicklung von Aktoren handelt, die in [109] vorgestellt wurden. Dieser Aktortyp zeichnet sich vor allem durch die großen erzielbaren Stellwege bei geringen Antriebsspannungen von weniger als 2 V aus. Mit dem entwickelten elektromagnetischen Aktor konnten Stellwege bis zu  $485 \mu\text{m}$  erreicht werden. Der Aktor konnte mit hoher Ausbeute hergestellt werden und erwies sich im Betrieb als äußerst zuverlässig und robust. Ab einer Auslenkungen von etwa  $50\text{-}60 \mu\text{m}$  zeigte der Aktor jedoch ein instabiles Verhalten. Wurde die Antriebsspannung beim Erreichen dieses Punktes weiter erhöht, wurde der Aktor ruckartig gegen die vorgesehenen Endanschläge gezogen.

Ursache dieses Verhaltens lag in der Gestaltung des Aktors, hierbei insbesondere der Gestaltung des Luftspaltes zwischen Joch und Anker. Mit einem einfachen Modell konnte das Verhalten des Aktors berechnet werden und Wege zur Vermeidung des instabilen Verhaltens aufgezeigt werden.

Die zweite, die Funktionalität des Systems bestimmende Komponente ist eine mikrooptische Bank, in die die benötigten optischen Komponenten durch passive Justage integriert werden. Linsen, Strahlteiler, Spiegel und Detektoren werden dabei durch Anschläge positioniert, so dass auf eine aufwändige Feinjustage verzichtet werden kann. Vorteilhaft bei dem angewandten Montagekonzept ist weiterhin die Möglichkeit, einen Teil der optischen Funktionalität auf die optische Bank zu übertragen, da das LIGA-Verfahren eine freie Formgestaltung zulässt und sich LIGA-Seitenwände durch optische Qualität auszeichnen. Ein Beispiel dafür sind Seitenwände, die als Spiegelflächen genutzt werden, wie das auch in dieser Arbeit demonstriert wurde. Mit diesem Ansatz gelingt es, die Anzahl der hybrid zu integrierenden optischen Komponenten und der Montageschritte zu reduzieren. Weiter hat es sich als ausgesprochen vorteilhaft erwiesen, die Montage soweit als möglich zu vereinfachen. Der Einsatz von Schnappverbindungen, bei denen die Komponenten schnell und sicher platziert und gehalten werden, hat sich dabei als eine gute Lösung erwiesen.

Die Erfahrungen dieser Arbeit zeigen, dass sich eine unpräzise Montage ergibt, wenn Mikrobauerteile nur ein- bzw. aufgelegt werden. Ihre Lage ist dann oft undefiniert und mit nicht speziell angepassten Werkzeugen gelingt es dann nicht, z.B. Mikrospiegel exakt auszurichten. Als nicht optimal hat sich auch die Lagerung der Fasern auf den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Faserhalteelementen erwiesen, da die Fasern durch das bloße Einlegen nicht genau definiert abgelegt werden konnten. Eine Verbesserung bieten Faserhalteelemente bei denen die Faser nicht nur eingelegt, sondern zusätzlich gegen die Haltestruktur gepresst wird.

Als besonders günstig für die Fertigung der Systeme hat sich die Beachtung von Designregeln zur fertigungsgerechten Gestaltung von LIGA-Bauteilen erwiesen, die aus vorangegangenen Arbeiten entnommen bzw. aus den dort gemachten Erfahrungen abgeleitet werden konnten. So gelang es, Strukturen bis zu einer Höhe von  $500\ \mu\text{m}$  mit einem Aspektverhältnis von 40 zuverlässig und wiederholbar zu fertigen. Ein Problem, das nicht zufriedenstellend gelöst werden konnte, war die Nachbearbeitung und daraus resultierende mangelnde Haftung von galvanisierten Strukturen. Hier wurden jedoch Lösungsansätze aufgezeigt, die versprechen, das Problem lösen zu können. Dabei kann zum einen durch eine geeignete Vorbehandlung und Auswahl der Substrate die Haftung der Strukturen verbessert, zum anderen die Belastung der Strukturen bei der Nachbearbeitung verringert werden, indem die Strukturen nicht geschliffen sondern poliert oder geläppt werden. Trotz der bei diesem Prozessschritt auftauchenden Probleme war die Ausbeute an Systemen aufgrund der fertigungsgerechten Gestaltung sehr hoch.

Um die Möglichkeit einer kostengünstigen Massenfertigung der entwickelten Spektrometer zu untersuchen, wurde ein Formeinsatz hergestellt. Erste Experimente zur Abformung verliefen erfolgreich. Die optischen Bänke des Systems konnten mit guter Qualität abgeformt werden. Probleme ergaben sich allerdings mit den nicht abformgerecht gestalteten Strukturen des Aktors. Durch ein verbessertes Design des Aktors können die Strukturen abformgerecht gestaltet, und die Probleme beim Entformen somit gelöst werden. So müssen vor allem die Federstrukturen steifer ausgelegt werden und die Fachwerkstruktur der Biegefeder durch ein abformgerechtes Design ersetzt werden. Nach dem Abformschritt müssen die abgeformten Strukturen galvanisiert werden. In der Literatur werden dazu verschiedene Ansätze vorgeschlagen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu ein

am IMT entwickeltes Verfahren adaptiert [26]. Mit diesem Verfahren gelang es, erste metallische Strukturen, jedoch noch keine vollständige Spektrometersystem zu erzeugen, so dass dort noch weiterer Entwicklungsbedarf liegt.

Erste Messungen an direktlithografisch hergestellten Prototypen der FT-Spektrometer wurden durchgeführt. Dabei wurden sowohl Laser als auch Halogenlampen als Signalquellen verwendet. Die Zuführung des Lichtes erfolgte über Monomode- bzw. Multimodefasern. Bei den Tests wurde bei Verwendung eines Lasers mit der Wellenlänge 1540 nm als Signalquelle eine Auflösung von 24,5 nm erreicht. Die erreichte Auflösung ist somit vergleichbar mit der Auflösung heute kommerziell erhältlicher Mikrospektrometer. Bei den Experimenten konnte bei einem einmaligen Scan ein Signal-Rausch-Verhältnis von etwa 35 erreicht werden. Bei Verwendung von Weißlicht gelang es, Absorptionsspektren und Spektren von schmalbandigen Bandfiltern aufzunehmen.

Die Auflösung des Spektrometers wird derzeit durch den Stellweg des Aktors begrenzt und kann durch ein verändertes Design des Aktors verbessert werden. Das bei Verwendung von Laserlicht als Signalquelle erreichte Signal-Rausch-Verhältnis ist mit 35 bereits recht gut. Für die Verwendung von Weißlicht sind Maßnahmen zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnises zu ergreifen. Relativ einfach zu realisieren sind die Bildung von Durchschnittswerten über mehrere Scans, durch die sich das Signal-Rausch-Verhältnis um den Faktor  $\sqrt{n}$  mit der Anzahl  $n$  der Scans steigern lässt, eine Optimierung der Elektronik oder das Aufbringen von Beschichtungen auf Strahlteiler, Linsen und Spiegel sowie ein verbessertes Design der Faserhalteelemente.

Bei Umsetzung der oben genannten Maßnahmen sind demnach Systeme zu erwarten, die mit der Leistungsfähigkeit bisher verfügbarer Mikrospektrometer vergleichbar sind, sich aber durch ihre kompakte Bauart und vor allem durch den Verzicht auf teure Detektorzeilen auszeichnen.

## Literatur

- [1] H. W. Siesler, Y. Ozaki, S. Kawata, und H. M. Heise, Herausgeber. Near-Infrared Spectroscopy. WILEY-VCH Verlag GmbH, 2002.
- [2] E. Schleiermacher. Infrarotspektroskopie als Apothekenanalytik der Zukunft. *Pharmazeutische Zeitung*, Band 144(8):649–652, 1999.
- [3] N. N. Endlich reif für Pharma. *AT Journal*, 2003. <http://www.abb.de/at-journal>.
- [4] R. Moris. Spectrometers move out of the lab. *Laser Focus World*, Seiten 77–82, Februar 2001.
- [5] R. Kuijvenhoven. Spektroskopie flexibel und laborunabhängig mit Miniatur-UV-VIS-Spektrometern. *Photonik*, (3):60–62, Juni 2003.
- [6] K. Huck. Literaturstudie Vor-Ort-Analytik. Texte und Berichte zur Altlastensanierung 28/96. Landesanstalt für Umweltschutz Baden-Württemberg, 1. Auflage, Juli 1996.
- [7] H. L. Kung, A. Bhatnagar, und D. A. B. Miller. Transform spectrometer based on measuring the periodicity of Talbot self-images. *Opt. lett.*, Band 26(21):1645–1647, November 2001.
- [8] G. L. P. Renaud. 3D Flip-up Structure of Porous Silicon With Actuator and Optical Filter for Microspectrometer Applications. In Proceedings of the IEEE International Micro Electro Mechanical Systems (MEMS) Conference, Miyazaki, Seiten 132–137. 2000.
- [9] O. Manzardo. Micro-sized Fourier Spectrometers. Doktorarbeit, Universite de Neuchatel Institut de Microtechnique, 2002. [http://www-optics.unine.ch/publications/theses/Thesis\\_Manzardo.pdf](http://www-optics.unine.ch/publications/theses/Thesis_Manzardo.pdf).
- [10] K. Kernen, P. Karioja, O. Rusanen, J. Tenhunen, M. Blomberg, und A. Lehto. Electrically Tuneable NIR-spectrometer. In Micro-optical Technologies for Measurement, Sensors, and Microsystems II, Band 3099 von *Proc. SPIE.*, Seiten 181–184. 1997.
- [11] H. L. Kung, S. R. Bhalotra, J. D. Mansell, und D. A. B. M. J. S. Harris. Standing-Wave Transform Spectrometer Based on Integrated MEMS Mirror and Thin-Film Photodetector. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Band 8(1):98–105, 2002.
- [12] D. Knipp, H. Stibig, S. R. Bhalotra, H. L. Kung, und D. A. B. Miller. Thin Film Technology based Micro-Fourier Spectrometer. In Photonic West Micromachining and Microfabrication, Band 4983 von *Proc. SPIE*, Seiten 127–138. San Jose California USA, 25-31 January 2003.
- [13] G. T. A. Kovacs. Micromachined Transducers Sourcebook. WCB/McGraw-Hill, 2000.
- [14] <http://www.microparts.de>.
- [15] <http://www.ocean-optics.de>.
- [16] Carl Zeiss Jena GmbH GF-Spektralsensorik. MMS-Monolithische Miniatur-Spektrometer, 2003. <http://www.zeiss.de>.

- [17] D. S. Burgess. Spectrometer Uses Micromachined Grating. *Photonics Spectra*, Band 37(7):21–24, July 2003.
- [18] V. Stock und O. Thomas. Offenlegungsschrift DE 19955759 A1. Patent DE 19955759 A1, Color Control Farbmesstechnik GmbH, 2001.
- [19] H. Sagberg, M. Lacolle, und O. Solgard. Configurable Spectral Filter with an Array of Diffraction Gratings. In *Internat.Conf.on Optical MEMS and Their Application*, Seiten 30–31. IEEE/LEOS, 2003.
- [20] P. Ziegler, J. Wengelink, und J. Mohr. Aufbau von optisch-elektrischen Funktionsmodulen mit Hilfe des LIGA-Verfahrens für die optische Übertragungstechnik. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-6344, Forschungszentrum Karlsruhe, September 1999.
- [21] B. Rogge, J. Schulz, und J. Mohr. Entwicklung, Optimierung und Test von elektromagnetischen Linearaktoren. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-5793, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996.
- [22] P. Krippner und J. Mohr. Hochempfindliche LIGA-Mikrospektrometersysteme für den Infrarotbereich. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-6346, Forschungszentrum Karlsruhe, Juli 1999.
- [23] A. C. Ruzzu, U. Wallrabe, und J. Mohr. Entwicklung einer opto-elektro-mechanischen 2x2 Schaltmatrix in LIGATEchnik für die optische Telekommunikation. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-6514, Forschungszentrum Karlsruhe, 2000.
- [24] A. Müller, J. Göttert, und J. Mohr. Aufbau hybrider mikrooptischer Funktionsmodule für die optische Nachrichtentechnik mit dem LIGA-Verfahren. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-5786, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996.
- [25] A. B. Both. Herstellung beweglicher LIGA-Mikrostrukturen durch positionierte Abformung. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-5671, Forschungszentrum Karlsruhe, 1995.
- [26] K.-D. Müller. Herstellung von beweglichen metallischen Mikrostrukturen auf prozessierten Siliziumwafern. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-6254, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [27] F. L. Pedrotti, L. S. Pedrotti, W. Bausch, und H. Schmidt. *Optik für Ingenieure*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2. Auflage, 2002.
- [28] <http://www.mut-gmbh.de>.
- [29] C. Müller und J. Mohr. Miniaturisiertes Spektrometersystem in LIGA-Technik. Wissenschaftlicher Bericht FZKA- 5609, Forschungszentrum Karlsruhe, 1994.
- [30] A. Last und J. Mohr. Fehllicht in LIGA Mikrospektrometer. Wissenschaftlicher Bericht FZKA 6885, Forschungszentrum Karlsruhe, 2003.
- [31] C. Palmer, Herausgeber. *Diffraction Grating Handbook*. Thermo RGL, 5. Auflage, 2002.
- [32] N. N. <http://www.axsun.com>. Axsun Technologies Inc. Billerica MA (US).

- [33] G. B. Hoecker, D. Younger, E. Deutsch, A. Volpicelli, S. Senturia, M. Butler, M. Sinclair, T. Plowman, und A. J. Ricco. The Polychromator: A Programmable MEMS Diffraction Grating for Synthetic Spectra. In Solid-State Sensor and Actuator Workshop, Seiten 89–91. Hilton Head Island South Carolina, 2000.
- [34] O. Manzardo, R. Michaely, F. Schaedelin, H. P. Herzig, W. Noell, T. Overstolz, und N. F. de Rooij. Micro-sized Spectrometer Based on a Lamellar Grating Interferometer. In Internat.Conf.on Optical MEMS and Their Application, Seiten 175–176. IEEE/LEOS, 2003.
- [35] A. Wuttig und R. Riesenberg. Sensitive Hadamard Transform Imaging Spectrometer with a simple MEMS. In Sensor, Systems, and Next Generation Satellites VIII, Band 4881. SPIE, Fujisada, 2002.
- [36] R. Riesenberg und U. Dillner. Hadamard Imaging Spectrometer with Micro Slit Matrix. Band 3753, Seiten 203–213. SPIE, 1999.
- [37] G. Lammel, S. Schweizer, und P. Renaud. Optical microscanners and microspectrometers using thermal bimorph actuators. Kluwer, 2002.
- [38] M. U. Pralle, N. Moelders, M. P. McNeal, I. Puscasu, A. C. Greenwald, J. T. Daly, und E. A. Johnson. Photonic crystal enhanced narrow-band infrared emitters. *Applied Physics Letters*, Band 81(25):4685–4687, 2002.
- [39] R. Ruprecht. Untersuchungen an mikrostrukturierten Bandpassfiltern für das Ferne Infrarot und ihre Herstellung Röntgentifenlitographie und Mikrogalvanoformung. Wissenschaftlicher Bericht KFK-4825, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1991.
- [40] J. A. Cox, D. C. Dobson, T. Ohnstein, und J. D. Zook. Optical Performance of high-aspect LIGA gratings II. *Optical engineering*, Band 37(11):2878–2884, 1998.
- [41] S. D. Collins, R. L. Smith, und C. Gonzales. Fourier-transform optical microsystem. *Optical Letters*, Band 24(12):844 ff., 1999.
- [42] T. Kiukura, T. Ito, und R. Sawadw. Small Fourier Transform Spectroscopy Using an Integrated Prism-Scanning Interferometer. *Applied Spectroscopy*, Band 55(12):1628–1633, 2001.
- [43] K. D. Möller. Miniaturized wavefront dividing interferometers without moving parts for field and space applications. In Miniature and Micro-Optics and Micromechanics, Band 1992, Seiten 130–139. SPIE, 1993.
- [44] [http://www.branluebbe.de/deu/\\_tempshort/analytics\\_web/de/infraprover.html](http://www.branluebbe.de/deu/_tempshort/analytics_web/de/infraprover.html).
- [45] <http://www.designandprototypes.com/microft.php>.
- [46] A. R. Korb, P. Dybward, Winthrop Wadsworth, und J. W. Salsbury. Portable Fourier transform infrared spectroradiometer for field measurements of radiance and emissivity. *Applied Optics*, Band 35(10):1679–1692, 1996.
- [47] E. O. Brigham. The Fast Fourier Transform and its Applications. Prentice-Hall International Editions, 1988.

- [48] P. R. Griffith und J. A. DeHaseth. Fourier transform infrared spectrometry. Wiley-Interscience New York, 1986.
- [49] J. Gronholz und W. Herres. Datenverarbeitung in der FT-IR Spektroskopie. Nachdruck für Firma Bruker, 1984-1985. veröffentlicht in Computer-Anwendung im Labor; Verlag Hüthig; Heidelberg.
- [50] W. Gottwald. IR-Spektroskopie für Anwender. Wiley-VCH Weinheim, New York, 1997.
- [51] R. J. Bell. Introductory Fourier Transform Spectroscopy. Academic Press, 1972.
- [52] G. A. Vanasse, Herausgeber. Spectrometric Techniques, Band 1. Academic Press New York San Francisco London, 1977.
- [53] W. H. Steel. Interferometry. Cambridge University Press, 2. Auflage, 1983.
- [54] J. Chamberlain. The Principles of Interferometric Spectroscopy. A Wiley-Interscience publication, 1979.
- [55] S. P. Davis, M. C. Abrams, und J. W. Brault. Fourier Transform Spectrometry. Academic Press, 2001.
- [56] T. Hirschfeld. Fourier Transform Infrared Spectroscopy, Band 2, Kapitel 6: Quantitative FT-IR A Detailed Look At The Problems Involved, Seiten 193–239. Academic Press INC., 1979.
- [57] K. Meyberg und P. Vachenauer. Höhere Mathematik 2. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1997.
- [58] O. Manzardo, H. P. Herzig, C. R. Marxer, und N. F. DeRooij. Miniaturized time-scanning Fourier Transform Spectrometer based on silicon technology. *Optical Letters*, Band 24:1705, 1999.
- [59] W. Otto. Ein Fourierspektrometer für das Sichtbare und Ultraviolette. Messungen des Amplitudenreflexionskoeffizienten von Gold. Doktorarbeit, Universität-Gesamthochschule Siegen, 1997.
- [60] W.-R. Müller. Fehlerquellen und Spezielle Meßverfahren in der Fourierspektroskopie. Doktorarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1978.
- [61] K. Rahmelow und W. Hübner. Phase correction in Fourier transform spectroscopy: subsequent displacement correction and error limit. *Applied Optics*, Band 36(28):6678–6686, 1997.
- [62] T. Xing. Improved method for efficient computation of Fourier transform spectrum with phase errors. *Optical Engineering*, Band 39(2):393–395, 2000.
- [63] M. L. Forman, W. H. Steel, und G. A. Vanasse. Correction of Asymmetric Interferograms Obtained in Fourier Spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America*, Band 56(1):59–63, January 1966.

- [64] E. E. Bell und R. B. Sanderson. Spectral Errors Resulting from Random Sampling-Position Errors in Fourier Transform Spectroscopy. *Applied Optics*, Band 11(3):688–689, 1972.
- [65] L. Merz. Astronomical Infrared Spectrometer. *The Astronomical Journal*, Band 70(8), October 1965.
- [66] O. Manzardo, H. P. Herzig, B. Guldemann, C. Maxer, und N. de Rooij. New Design for an Integrated Fourier Transform Spectrometer. In SPIE's symposium on Micromachining and Microintegration, Band 4178, Seiten 310–319. SPIE, Santa Clara, 2000.
- [67] E. R. Peck. A New Principle in Interferometer Design. *Journal of the Optical Society of America*, Band 38(1):66, 1948.
- [68] J. Kauppinen und V.-M. Horneman. Large aperture cube corner interferometer with a resolution of 0.001 1/cm. *Applied Optics*, Band 30(18):2575–2578, 1991.
- [69] M. V. R. K. Murty. Modification of Michelson Interferometer Using Only One Cube-Corner Prism. *Journal of the Optical Society of America*, Band 50(1):83–84, 1960.
- [70] A. S. Zachor. Drive nonlinearities: their effect in Fourier spectroscopy. *Applied Optics*, Band 15(5):1412–1424, May 1977.
- [71] G. A. Vanasse, Herausgeber. Spectrometric Techniques, Band 2. Academic Press New York San Francisco London, 1981.
- [72] J. R. Birch und F. J. J. Clarke. Interreflection errors in Fourier transform spectroscopy: a preliminary appraisal. *Analytica Chimica Acta*, Band 380:369–378, 1999.
- [73] J. Kauppinen, T. Kärkkäinen, und E. Kyro. Correcting errors in the optical path difference in Fourier spectroscopy: a new accurate method. *Applied Optics*, Band 17(10):1587–1594, 1978.
- [74] E. W. Becker, W. E. D. Münchmeyer, H. Betz, A. Heuberger, S. Pongratz, W. Glashauser, H. J. Michel, und V. R. Siemens. Production of Separation Nozzle System for Uranium Enrichment by a Combination of X-Ray Lithography and Galvanoplastics. *Naturwissenschaften*, Band 69:520–523, 1982.
- [75] E. W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, und A. M. D. Münchmeyer. Fabrication of Microstructures with High Aspect Ratios and Great Structural Heights by Synchrotron Radiation Lithography Galvanofforming and Plastic Molding (LIGA process). *Microelectronic Engineering*, Band 4:35–56, 1986.
- [76] S. Achenbach, F. J. Pantenburg, und J. Mohr. Optimierung der Prozeßbedingungen zur Herstellung von Mikrostrukturen durch ultratiefe Röntgenlithographie (UDXRL). Wissenschaftlicher Bericht FZKA-6576, Forschungszentrum Karlsruhe, September 2000.
- [77] H. Guckel. LIGA and LIGA-Like Processing with High Energy Photons. *Microsystem Technology*, (2):153–156, 1996.

- [78] W. Menz und J. Mohr. Mikrosystemtechnik für Ingenieure. VCH Weinheim, 2 Auflage, 1997.
- [79] M. J. Madou. Fundamentals of Microfabrication The Science of Miniaturization. CRC Press, 2. Auflage, 2002.
- [80] W. Ehrfeld, Herausgeber. Handbuch Mikrotechnik. Carl Hanser Verlag München Wien, 2002.
- [81] A. Schmidt, Herausgeber. Laser LIGA Feinwerktechnik. Carl Hanser, 1998.
- [82] J. Mohr, W. Ehrfeld, und D. Münchmeyer. Analyse der Defektursachen und der Genauigkeit der Strukturübertragung bei der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung. Wissenschaftlicher Bericht KFK-4414, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1988.
- [83] D. Münchmeyer, E. W. Becker, und W. Ehrfeld. Untersuchungen zur Abbildungsgenauigkeit der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung bei der Herstellung technischer Trenndüsenelemente. Wissenschaftlicher Bericht KFK-3732, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1984.
- [84] J. Zanghellini, A. El-Kholi, und J. Mohr. Das Entwicklungsverhalten komplexer LIGA-Mikrostrukturen. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-6114, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [85] A. Thommes, W. Stark, und W. Bacher. Die galvanische Abscheidung von Eisen-Nickel in LIGA-Mikrostrukturen. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-5586, Forschungszentrum Karlsruhe, 1995.
- [86] T. Hanemann, M. Hecke, und V. Piötter. Current Status of Micromolding Technology. *Polymer News*, Band 25:224–229, 2000.
- [87] M. G. el Hak, Herausgeber. The MEMS Handbook. The mechanical engineering handbook series. CRC Press Boca Raton London New York Washington DC, 2002.
- [88] G. Pahl und W. Beitz. Konstruktionslehre. Springer Berlin, Heidelberg, New York, 1993.
- [89] A. Cowen, B. Dudley, E. Hill, M. Walters, R. Wood, S. Johnsen, H. Wynands, und B. Hardy. MetalMUMPs Design Handbook. MEMSCAP, revision 1.0 Auflage, 2002.
- [90] D. Koester, A. Cowen, R. Mahadevan, M. Stonefield, und B. Hardy. PolyMUMPs Design Handbook. MEMSCAP, revision 9.0 Auflage, 2002.
- [91] C. Leßmöllmann. Fertigungsgerechte Gestaltung von Mikrostrukturen für die LIGA Technik. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 1992.
- [92] B. J. Chang, R. Alferness, und E. N. Leith. Space-invariant achromatic grating interferometers: theory. *Applied Optics*, Band 14(7):1592–1600, 1975.
- [93] M. Tabib-Azar. Microactuators. Kluwer Academic Publisher Boston Dordrecht London, 1998.
- [94] M. Kasper. Mikrosystementwurf. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000.

- [95] S. Fatikow und U. Rembold. *Microsystem Technology and Microrobotics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997.
- [96] G. Gerlach und W. Dötzel, Herausgeber. *Grundlagen der Mikrosystemtechnik*. Carl Hanser Verlag München Wien, 1997.
- [97] G. Zachmann und J. Gronholz. FT-NIR Fibre Optics for the On-line Identification of Solid Samples. *Bruker Report*, (138), 1992.
- [98] J. P. Conzen. Die NIR-spektrometrische Überwachung von Fleischprodukten. *LaborPraxis*, Band 23(2), 1999. Sonderdruck für Bruker Optik GmbH.
- [99] H. Gatzen, H. Stölting, S. Büttgenbach, und H. Dimingen. A Novel Variable Reluctance Micromotor for Linear Actuation. In *Actuator 2000*, Seiten 363–366. 2000.
- [100] H. Gatzen, H. Stölting, M. Föhse, und J. Edler. A Linear Microactuator with Enhanced Design. In *Micro System Technologies 2001*. Düsseldorf, 2001.
- [101] M. J. Daneman, N. C. tien, O. Solgard, A. P. Pisano, K. Y. Lau, und R. S. Muller. Linear Microvibromotor for Positioning Optical Components. *Journal of Microelectromechanical Systems*, Band 5(3):159–165, 1996.
- [102] R. J. Linderman und V. M. Bright. Nanometer precision positioning robots utilizing optimized scratch drive actuators. *Sensors and Actuators*, Band A 91:292–300, 2001.
- [103] A. Hirai, H. Matsumo, D. Lin, und C. Tagaki. Heterodyne Fourier transform spectrometer for the near- infrared region. *OPTICS EXPRESS*, Band 11(11):1258–1264, June 2003.
- [104] K. D. Möller. Wave-front-dividing array interferometers without moving parts for real-time spectroscopy from the IR to the UV. *Applied Optics*, Band 34(9):1493–1501, 1995.
- [105] K. Fischer und H. Guckel. Long throw linear magnetic actuators stackable to one millimeter of structural height. *Microsystem Technologies*, Band 4(4):180–183, jul 1998.
- [106] G. Bianchini, M. Lanfranchi, und U. Cortesi. Flight qualification of a diode laser for path difference determination of a high-resolution Fourier transform spectrometer. *Applied Optics*, Band 39(6):962–965, February 2000.
- [107] W. Schott, W. Pöschel, G. Jäger, R. Grünwald, E. Manske, und H. Wurzbacher. Fibre-Coupled Microinterferometer. In *OPTO 2002 Proceedings*, Seiten 253–258. AMA Service GmbH, Erfurt, 2002. <http://www.sensorfairs.de>.
- [108] J. Meins. *Elektromechanik*. Teubner Verlag, 1997.
- [109] H. Guckel, T. Earles, J. Klein, J. D. Zook, und T. Ohnstein. Electromagnetic linear actuators with inductive position sensing. *Sensors and Actuators*, (A 53):386–391, 1996.
- [110] J. Klein und H. Guckel. High winding density micro coils for magnetic actuators. *Microsystem Technologies*, Band 4(4):180–183, 1998.

- [111] W. Beitz und K. H. Küttner, Herausgeber. Dubbel Taschenbuch für den Maschinenbau. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 18. Auflage, 1995.
- [112] R. Legtenberg, A. W. Groenvelde, und M. Elwenspoek. Comb-drive actuators for large displacement. *J. Micromech. Microeng.*, (6):320–329, 1996.
- [113] K. Schumacher, U. Wallrabe, und J. Mohr. Design, Herstellung und Charakterisierung eines mikromechanischen Gyrometers auf der Basis der LIGA-Technik. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-6361, Forschungszentrum Karlsruhe, 1999.
- [114] C. Solf, A. Jansen, J. Mohr, A. Ruzzu, und U. Wallrabe. Incorporating Design Rules into LIGA Technology Applied to a Fourier Transformation Spectrometer. *Microsystem Technologies*, 2004. zur Veröffentlichung in *Microsystem Technologies* angenommen.
- [115] W. Zesch. Multi-Degree-of-Freedom Micropositioning Using Stepping Principles. Doktorarbeit, Diss. No. 12318, ETH Zürich., 1997. <http://robotics.eecs.berkeley.edu/zesch/papers/thesis.html>.
- [116] P. Cusin, T. Sawai, und S. Konishi. Compact and precise positioner based on the Inchworm principle. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, Band 10(4):516–521, December 2000.
- [117] S. Konishi, K. Ohno, und M. Munechika. Parallel linear actuator systems with high accuracy and large stroke. *Sensors and Actuators A*, Band 97-98:610–619, 2002.
- [118] Bronstein, Semendjajew, Musiol, und Mühlig, Herausgeber. Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harri Deutsch, 2001.
- [119] T. Kunz, J. Mohr, A. Ruzzu, K. D. Skrobanek, und U. Wallrabe. Adhesion on Ni-Structures on  $Al_2O_3$  substrates used for the sacrificial layer technique. *Microsystem Technology*, Band 6:121–125, 2000.
- [120] C. Burbaum und J. Mohr. Herstellung von mikromechanischen Beschleunigungssensoren in LIGA-Technik. Wissenschaftlicher Bericht KFK-4859, Kernforschungszentrum Karlsruhe, April 1991.
- [121] K. Kadel. Entwicklung eines subtraktiven Strukturierungsverfahrens zur Herstellung von Röntgenzwischenmasken für das LIGA Verfahren. Wissenschaftlicher Bericht KFK-5262, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993.
- [122] T. R. Christenson. Advances in LIGA-Based Post Mold Fabrication. In *SPIE Micromachining Microfabrication Proc. Technol. IV*, Band 3511, Seiten 192–203. 1998.
- [123] A. Gerlach, P. Ziegler, und J. Mohr. Assembly of hybrid integrated micro-optical modules using passive alignment with LIGA mounting elements and adhesive bonding techniques. *Microsystem Technologies*, Band 7:27–31, 2001.

- [124] H. Vollmer, W. Ehrfeld, und P. Hagmann. Untersuchung zur Herstellung von galvanisierbaren Mikrostrukturen mit extremer Strukturhöhe durch Abformung mit Kunststoff im Vakuum Reaktionsgießverfahren. Wissenschaftlicher Bericht KFK 4267, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1987.
- [125] L. A. Domeier, M. Gonzales, und J. Hachman. Microscreen-based replication of electroforming micromolds. *Microsystem Technologies*, Band 8(2-3), 2003.
- [126] R. Truckenmüller, P. Henzi, D. Herrmann, V. Saile, und W. Schomburg. Bonding of polymer microstructures by UV irradiation and welding at low temperatures. In DTIP 2003: Symposium on Design, Test Integration and Packaging of MEMS/MOEMS, Seiten 265–267. IEEE, Cannes, May 2003.
- [127] Projektleitung PMT; [HRGS.]. 2. Statuskolloquium des Projektes Mikrosystemtechnik. Wissenschaftlicher Bericht FZKA-5670, Forschungszentrum Karlsruhe, November 1995.
- [128] Büttgenbach. Mikrosystemtechnik. Teubner Verlag Stuttgart, 1998.

## Anmerkungen

<sup>I</sup>Prinzipiell wäre es auch möglich, mit einem Laser im sichtbaren Wellenlängenbereich zu arbeiten, wie das in der Regel in kommerziellen Spektrometern gemacht wird. Vorteil dieser Lösung ist zum einen die Möglichkeit, den Strahlverlauf einfach zu beobachten, zum anderen kann damit eine Beeinflussung des zu analysierenden Spektrums durch den Pilotlaser verhindert werden, da die für das Infrarotsignal verwendeten InGaAs PIN Dioden im sichtbaren Wellenlängenbereich nicht empfindlich sind. Zwei Argumente gaben schließlich den Ausschlag dennoch mit einem Laser der Wellenlänge 850 nm zu arbeiten. Zum einen sind die Verluste durch Justagefehler und hier insbesondere der Spiegelverkipnungen für einen Laser dieser Wellenlänge geringer als für kurzwelligere Laser. Zum anderen wird in der geplanten Konstruktion für den Pilotlaser und das zu analysierende Licht derselbe Strahlteiler benutzt (siehe Bild 82). Strahlteiler, die für den zu analysierenden Wellenlängenbereich 850-1700 nm eine gute Effizienz aufweisen, haben im Bereich des sichtbaren Lichtes eine sehr schlechte Effizienz und umgekehrt. Daher wurde beschlossen, als Pilotlaser einen Laser mit einer möglichst großen Wellenlänge einzusetzen. Die obere Grenze wird dabei vom Abtasttheorem (siehe Gleichung (54)) gegeben und liegt in unserem Anwendungsfall bei 850 nm. Als Laserquelle kann, wie in [106] gezeigt, eine Laserdiode eingesetzt werden.

<sup>II</sup>Alternativ wäre ein Einbau der Detektoren wie in [127] möglich. Die Detektoren wurden hier in ein Gehäuse integriert, in das die optische Bank justiert eingeklebt wurde (siehe Bild 165).

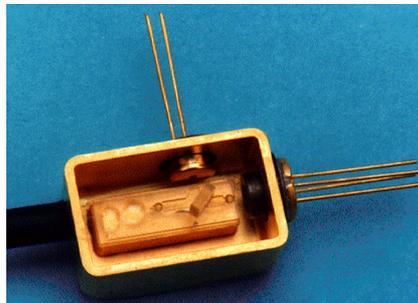


Bild 165: Duplexer :Quelle [127]

Der Vorteil dieser Lösung ist, dass man mit standardisierten Diodengehäusen arbeiten kann, in dem die Dioden gut geschützt sind und evtl. gekühlt werden können. Ausschlaggebend für die gewählte Bauweise war der geringere Platzbedarf, die bessere Positionierung der Dioden und der Aufwand, der mit der zweiten Lösung verbunden wäre. Eine Lösung, bei der die Strahlung über Glasfasern auf Detektoren geleitet wird [107], wurde zunächst verworfen, da nicht klar war, ob das Interferenzsignal durch die Totalreflektion in den Glasfasern verändert werden würde.

<sup>III</sup>Strahlteilerwürfel wurden dabei gewählt, weil sie zum einen kommerziell erhältlich sind, zum anderen sind sie vergleichsweise einfacher zu handhaben als Strahlteilerplatten. Zudem muss beim Einsatz von Strahlteilerplatten zusätzlich eine Kompensatorplatte integriert werden. Es wurden zwei unterschiedliche Strahlteilerwürfel eingesetzt. Zum einen ein Teilerwürfel der Firma Lambda Research Optics (Wellenlängenbereich 900-1400 nm), zum anderen Strahlteilerwürfel der Firma

Zünd Precision Optics (Wellenlängenbereich 800 bis 2200 nm), wobei letztere nicht über den gesamten Wellenlängenbereich das ideale Teilungsverhältnis von 50% aufweisen. Die maximale Strahldivergenz wird für beide Teilerwürfel von den Herstellern mit 3 Bogenminuten angegeben.

<sup>IV</sup>Um Kugellinsen in einer definierten Position zu lagern, sollten die Haltestrukturen mindestens die Höhe des Radius der zu lagernden Linse haben, da man anderenfalls zusätzlich zur lateralen Position der Haltestrukturen die Höhe der Haltestrukturen sehr genau einhalten muss [24]. Um größere Linsen zu integrieren, kann man daher mit gestuften Substraten arbeiten, wobei die Linse im Substrat versenkt wird [24], oder als zweite Möglichkeit die Höhe der LIGA-Strukturen vergrößern <sup>29</sup>. Auf beides wurde wie beschrieben verzichtet, da beide Vorgehensweisen den Fertigungsprozess verkomplizieren würden und das Spektrometer auch mit der durch die Kugellinse erreichten Kollimation eine für einen Prototypen akzeptable Auflösung erreichen kann. Ebenfalls als zu aufwendig verworfen wurden Überlegungen, die Kollimation durch Kombinationen von Spiegeln und Zylinderlinsen oder Kombinationen aus Kugellinsen zu verbessern. Verworfen wurden auch Überlegungen die Kugellinsen abzuschleifen (siehe Bild 166), da Linsen mit den benötigten Toleranzen von weniger als  $5 \mu\text{m}$  nicht zu akzeptablen Kosten verfügbar waren.

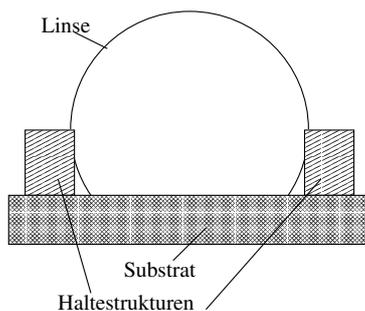


Bild 166: Abgeschliffene Linse

<sup>V</sup>Bilder 167 und 168 zeigen eine Seitenansicht und das Spotbild des Modells, bei einem lateralen Versatz zwischen Linse und Faser von  $5 \mu\text{m}$  in y-Richtung. Der resultierende Winkelfehler beträgt etwa  $0.8 \text{ mrad}$ . Ein Winkelfehler dieser Größenordnung bedeutet schon eine erhebliche Einbuße der Intensität des Interferenzsignals und sollte daher vermieden werden, was sich durch den Einsatz entsprechend eng tolerierter Linsen erreichen lässt. Die verwendeten Linsen haben daher eine Toleranz von  $(\pm 1 \mu\text{m})$ .

Für die Berechnung des Öffnungswinkels wurde jeweils der maximale Radius des Strahlenbündels bei 10 und 20 mm Abstand von der Linse ermittelt und daraus mit  $\alpha = \arctan((r_{20} - r_{10})/10)$  der Öffnungswinkel berechnet.

<sup>VI</sup>Aufgrund des hohen Aspektverhältnisses wurde eine zweidimensionale Rechnung als ausreichend erachtet, bei der ein ebener Spannungszustand angenommen wurde. Die Geometrie wurde dabei direkt aus dem CAD Programm in ANSYS eingelesen und automatisch vernetzt. Wie zu sehen ist, wurde die vorhandene Symmetrie des Systems ausgenutzt. Die Vernetzung wurde so lange verfeinert, bis sich zwischen aufeinanderfolgenden Rechnungen keine Änderungen in den Spannungen

<sup>29</sup>Da die optische Achse entsprechend höher liegt, müsste man vor allem die Spiegel höher gestalten.

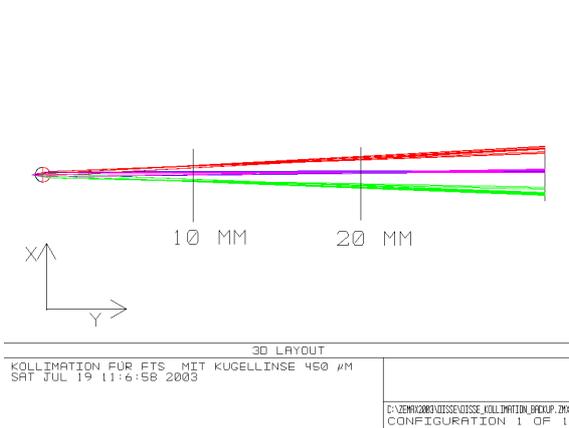


Bild 167: Modell für die gewählte Kollimationsoptik

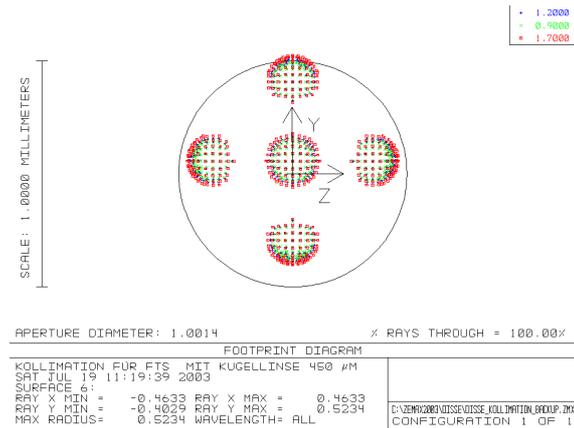


Bild 168: Spotdiagramm der gewählten Kollimationsoptik bei einem lateralen Versatz von  $5 \mu\text{m}$

ergaben, so dass von einer hohen Genauigkeit der FEM Simulation ausgegangen werden kann.

<sup>VII</sup>Eine weitere Abhilfemaßnahme besteht im Einsatz einer Spiegelanordnung, wie sie erstmalig von Murty [69] vorgeschlagen wurde. Diese Optik ist zusätzlich zur Verkippung des bewegten Spiegels horizontal zum Substrat auch gegen einen lateralen Versatz des bewegten Spiegels kompensiert. Das auf Bild 169 gezeigte System ist nicht nur verkippungskompensiert, sondern weist zudem eine einfache Strahlfaltung auf, so dass die optische Weglängendifferenz gegenüber der gewählten optischen Anordnung verdoppelt wird. Speziell für mikrooptische Systeme mit ihren begrenzten Spiegelverfahrwegen stellt die Strahlfaltung eine interessante Möglichkeit dar, trotzdem zu guten Auflösungen zu gelangen. Vom Bau dieses Systems wurde jedoch, Abstand genommen, da die verlängerten Lichtwege bei der derzeitiger erzielbaren recht schlechten Kollimation im Vergleich mit der in Bild 82 dargestellten Optik zu größeren Strahldurchmessern führen.

Bild 170 zeigt die Intensitätsverluste, die aufgrund einer Spiegelverkippung entstehen, aufgetragen in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser. Wie zu sehen ist, sind die Verluste für größere Strahldurchmesser dramatisch größer, so dass aus diesem Grund auf einen Einsatz der beschriebenen Optik verzichtet wurde. Die Rechnung zeigt die Intensität des Interferenzsignals für eine Wellenlänge von  $1,7 \mu\text{m}$  und eine Spiegelverkippung von 1 mrad in Abhängigkeit vom Durchmesser des Lichtbündels.

Eine andere Abhilfemaßnahme wäre eine Lagerung wie sie in Bild 171 gezeigt wird, bei der das Auftreten eines Lagerspaltes grundsätzlich vermieden wird.

<sup>VIII</sup>Wie aus Gleichung (81) abgeleitet werden kann, sollte die Grundfläche der Nickelstruktur möglichst groß gestaltet werden. Da jedoch zunächst versucht wurde, die Reibung zwischen Aktoreinheit und Dielektrikum möglichst gering zu halten, wurden die Nickelstrukturen sehr klein gestaltet, um die Masse des Systems und damit auftretende Reibung so gering wie möglich zu halten.

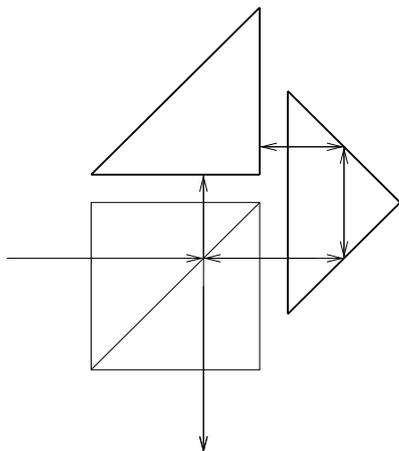


Bild 169: Optik nach Murty [53] Ausbreitungsrichtung des Lichtes ist durch Pfeile gekennzeichnet

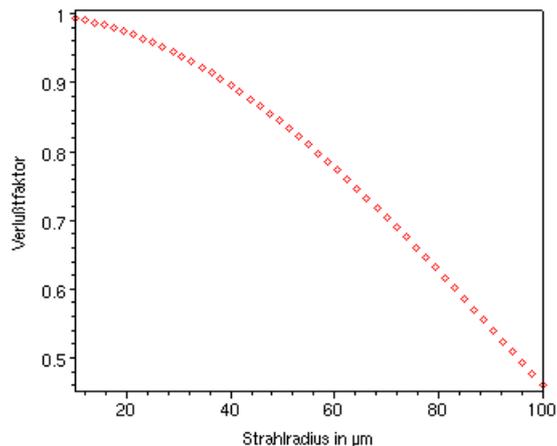


Bild 170: Intensitätsverlust in Abhängigkeit von Verkippung und Strahldurchmesser

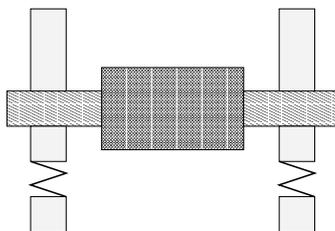


Bild 171: Federnde Lagerung ohne Lagerspalt

<sup>IX</sup>Aus diesem Grund scheinen Anschläge für den Aktor unabdingbar, um eine passive Justage zu ermöglichen. Da es schwierig ist, gestufte Strukturen herzustellen, wurden Pläne, den Aktor von oben auf die Haltestrukturen zu kleben, nicht weiterverfolgt. Aktoren, die den Quereffekt nutzen, wurden nicht berücksichtigt, da ihre Baulänge gegenüber dem Stack-Aktor größer ist. Zudem müssen die beiden Nickelstrukturen elektrisch voneinander isoliert sein, was bei Einsatz von Aktoren, die den Quereffekt nutzen, zusätzlichen Aufwand bedeuten würde, da man für eine geeignete Isolation sorgen muss. Im weiteren Verlauf der Arbeit zeigte sich jedoch, dass die Wahl des Stack-Aktors aus fertigungstechnischen Gründen nicht optimal war (siehe Kapitel 6.2). Zudem ist der Einbau des Aktors ungünstig, da sich bei den Stack-Aktoren ein sogenannter Kissen Effekt zeigt (siehe Bild 172).

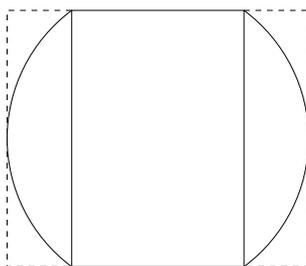


Bild 172: Kissen effekt bei der Ausdehnung eines Piezos

Bild 173 zeigt einen weiteren Effekt, der beim Einbau der mit 3 mm im Vergleich zu den 500  $\mu\text{m}$  hohen Nickelhaltestrukturen sehr hohen Piezo-Stack-Aktoren auftritt.

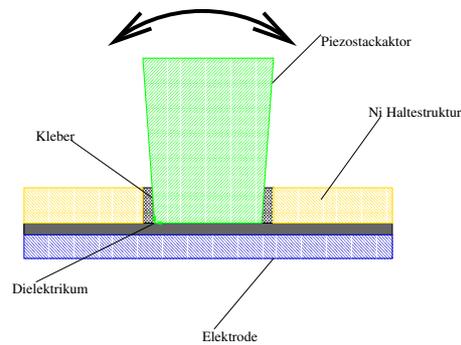


Bild 173: Ungleichförmige Verformung des Piezoaktors auf Grund der ungünstigen Einspannung

<sup>X</sup>Zu beachten ist, dass ein Eindringen des PMMA in die Spalten durch das überwachsene Metall verhindert wird. Daher wird im IMT teilweise nach der Galvanik das PMMA entfernt und die Metallstrukturen dann wieder mit PMMA übergossen.

<sup>XI</sup>Alternativ wäre es möglich gewesen wie etwa in [23] die Galvanikstartschicht vor dem Aufputtern des Titan zu strukturieren und damit wie in [20] gleich entsprechende Leiterbahnen zur Kontaktierung der Dioden zu erzeugen. Da die Abmessungen der Diodenchips zum Zeitpunkt der Konstruktion der Systeme noch nicht bekannt waren, wurde auf dieses etwas aufwendigere Verfahren verzichtet.

<sup>XII</sup>Bewährt hat sich dabei Vitratlit 1670-D von der Firma Panacol, der aufgrund seiner tixotropen Eigenschaften nicht zerläuft und somit ein exaktes Kleben erlaubt.

<sup>XIII</sup>Alternativ zu der gezeigten Spule, deren Spulenkern mit dem LIGA-Verfahren hergestellt wurde, ist es auch möglich den Eisenkreis so zu gestalten, dass kommerziell erhältliche Spulen eingesetzt werden können.

<sup>XIV</sup>Noch günstiger wäre hier eine Schnappverbindung, wie sie etwa in [22] angewandt wird.

<sup>XV</sup>In einem Vorversuch wurde Siliziumoxid im Institut für Materialforschung II des Forschungszentrums Karlsruhe auf vorbereitete Substrate gesputtert. Die Substrate waren 4 Zoll Siliziumwafer, auf die ein Schichtverbund von 10 nm Cr (Haftvermittler), 100 nm Ti (Elektrode), 20 nm Cr (Ätzstop) und 20 nm Al (Diffusionsbarriere) aufgebracht wurde. Die Siliziumoxidschicht wurde anschließend nasschemisch mit gepufferter HF Säure [128] geätzt. Mit dieser Vorgehensweise konnten die benötigten Substrate erzeugt werden. Beim Weiterprozessieren dieser Substrate zeigte sich jedoch eine mangelnde Haftfestigkeit der Dünnschichten auf den Substraten, so dass die Versuche Siliziumoxid als Dielektrikum zu verwenden, eingestellt wurden.

In einem weiteren Vorversuch wurden am Institut für Instrumentelle Analytik des Forschungszentrums Karlsruhe 300 nm Siliziumnitridschichten auf Siliziumwafer aufgesputtert, auf die vorher

eine 300 nm dicke Titanschicht ebenfalls aufgesputtert wurde. Da keine geeignete Anlage zum Trockenätzen von Siliziumnitrid zur Verfügung stand, wurde versucht, die Siliziumnitridschicht nasschemisch zu strukturieren. Als Ätzmedium für Siliziumnitrid wurde heiße Phosphorsäure verwendet [128]. Die Abtragsrate ist dabei sehr gering, so dass ein mehrstündiger Ätzprozess notwendig war. Nach dem Ätzschritt konnte festgestellt werden, dass sich das für die Maskierung eingesetzte Resist vollständig aufgelöst hatte. Generell kann gesagt werden, dass es nicht einfach ist, eine geeignete Ätzstopschicht für den beschriebenen Ätzprozess zu finden. Die Versuche Siliziumnitrid, nasschemisch zu strukturieren, wurden daher aufgegeben.

<sup>XVI</sup>Weiterhin wurde untersucht, ob sich die Ätzzeit durch Einbringen von Megaschall verringern ließ, wie das in [26, S. 11] beschrieben wird. In einem Experiment (siehe Bild 174), bei dem unter Megaschalleinfluss geätzt wurde, konnte jedoch keine Änderung der Ätzzeit festgestellt werden.

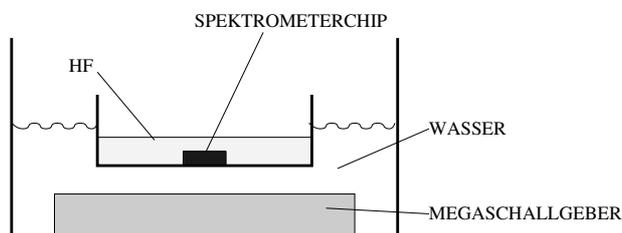


Bild 174: Ätzen unter Megaschall

<sup>XVII</sup>Bevor es gelang, mit dem oben beschriebenen Verfahren Aktoreinheiten herzustellen, wurden noch eine Reihe weiterer Versuche unternommen, um die Aktoreinheiten herzustellen. Da Flusssäure eine sehr aggressive Chemikalie ist, wurde zunächst untersucht, ob sich die Titanopferschicht durch andere Opferschichten ersetzen lässt, die anschließend mit weniger aggressiven Chemikalien beseitigt werden können. Dazu wurde ein Siliziumwafer mit einem Schichtverbund aus 15 nm Cr 5  $\mu\text{m}$  Al und einer 2  $\mu\text{m}$  dicken Ti Schicht als Substrat verwendet, auf der dann die Nickelhaltestrukturen hergestellt wurden. Aluminium ist eine in der Mikrosystemtechnik häufig eingesetzte Opferschicht und kann mit weniger aggressiven Chemikalien als Titan geätzt werden. Die Aluminiumopferschicht wurde dabei in einer Sputteranlage vom Typ Z 400 aufgebracht. Die Aluminiumoberfläche war dabei nicht glatt, sondern wies eine grobkörnige Textur auf. Die durchgeführten Ätzversuche mit verschiedenen Ätzmedien zeigten keine signifikant verringerte Ätzzeit. Ein Problem bei diesem Experiment war, dass die Sputterparameter für das Aufbringen der Aluminiumschicht nicht hinreichend bekannt waren, so dass auch die tatsächliche Dicke der Al Schicht nicht genau bekannt war.

Weitere Experimente, die durchgeführt wurden um die notwendige Ätzzeit zu verringern bzw. ein Ätzen vollständig zu vermeiden, waren die Nickeleinheiten auf einer Titanfolie herzustellen, wie sie für die Herstellung der Röntgenmasken am IMT verwendet werden. Unter der Titanschicht befindet sich dabei eine Kohlenstoffschicht, so dass die fertigen Nickelstrukturen sich einfach von der Folie reißen lassen. Bei diesem Experiment wurde die Folie beim Strippen nach der Galvanik zerstört, so dass die Nickelstrukturen sich vom Substrat lösten und einzeln im Becherglas schwammen. Ebenfalls nicht erfolgreich war der Versuch, die Nickelhaltestrukturen auf einem Glaswafer

herzustellen. Da die Haftung zwischen der Metallisierung und dem Glaswafer nicht ausreichte, lösten sich wieder die Metallteile vom Substrat. Zudem war die Ätzrate des verwendeten Glases in Flusssäure so gering, dass es nicht gelang die Ätzzeiten mit diesem Verfahren zu reduzieren. Es konnte somit keine Beschleunigung des Ätzprozesses erreicht werden.

<sup>XVIII</sup>Um die Montage weiter zu vereinfachen, wäre es vorteilhaft, Schnappverbindungen vorzusehen, in die man die Komponenten einfach einrasten kann.