

**Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt**

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6361

**Design, Herstellung und Charakterisierung
eines mikromechanischen Gyrometers
auf der Basis der LIGA-Technik**

**K. Schumacher, U. Wallrabe, J. Mohr
Institut für Mikrostrukturtechnik**

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1999

**Design, Herstellung und Charakterisierung
eines mikromechanischen Gyrometers
auf der Basis der LIGA-Technik**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

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

Dissertation

von

Dipl.-Phys. Knut Schumacher
aus Geldern

Tag der mündlichen Prüfung: 31. Mai 1999

Hauptreferent: Prof. Dr. rer. nat. V. Saile

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. A. Albers

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein mikromechanisches Gyrometer auf der Basis der LIGA-Technik entwickelt, hergestellt und charakterisiert.

Die aus der Literatur bekannten Gyrometerprinzipien wurden auf ihre Tauglichkeit für den LIGA-Prozeß untersucht. Daraus wurde für das LIGA-Gyrometer als Funktionsprinzip die Corioliskraft ausgewählt. Sie wirkt auf eine schwingende seismische Masse, die mit der zu messenden Drehrate rotiert. Die Anregungsschwingung wird durch einen elektrostatischen Aktor erzeugt. Das Signal wird von einem kapazitiven Detektor aufgenommen und elektronisch ausgewertet.

In Vorversuchen wurden die kritischen Prozeßparameter für die Detektorplatte und die für die Auslegung des Sensors wichtige intrinsische Güte von Nickel bestimmt. Bei der Entwicklung des Designs wurde auf Kompaktheit, Prozeß- und Funktionssicherheit sowie auf die Optimierung der Auflösung und der Temperaturabhängigkeit geachtet. Die Kompensation von Linearbeschleunigungen erfolgt durch einen separaten Beschleunigungssensor. Durch eine optimierte Anordnung der Detektionselektroden konnte die materialbedingte Temperaturabhängigkeit der Steilheit drastisch reduziert werden.

Das Systemrauschen des Sensorelements und der Elektronik wurde mathematisch beschrieben, womit sich die Auflösung des Sensors aus den Kenndaten des Sensorelements und der Elektronik berechnen und minimieren läßt.

Mit FEM-Simulationen wurden die Resonanzfrequenzen des Gyrometers überprüft und die Eigenfrequenzen von Störmoden bestimmt sowie die Statik des Sensorrahmens optimiert. Zur Erhöhung der Prozeßausbeute wurden Teilschritte des zur Herstellung verwendeten Opferschichtprozesses analysiert und verbessert. Es konnten Substratausbeuten von ca. 30 % erreicht werden.

Für einen optimalen Betrieb des Sensors ist ein Umgebungsdruck von $\leq 0,4 \text{ mbar}$ notwendig. Dazu wurde eine vakuumdichte Häusung der Sensoren entwickelt, bei der das für den optimalen Betrieb notwendige Vakuum über Jahre hinweg aufrecht erhalten werden kann.

Experimentell wurde die Linearität, die Bandbreite, die Auflösung, die Drift des Offsets und der Steilheit, die Temperaturabhängigkeit des Offsets und der Steilheit und die Empfindlichkeit des Offsets auf Linearbeschleunigungen für verschiedene Sensoren bestimmt. Dabei wurden besonders bei der Temperaturabhängigkeit der Steilheit sehr gute Werte erzielt. Durch die Wahl relativ niedriger Resonanzfrequenzen von 600 Hz konnte eine Auflösung des Sensors von bis zu $0,04^\circ/\text{s}$ bei einer Bandbreite von 27 Hz erreicht werden. Ebenso wurde die gute Eignung des Sensors zur Bestimmung von Verfahrwinkeln aufgrund des sehr geringen Linearitätsfehlers des Sensors von $< \pm 0,05 \%$ dargestellt.

Es wurde ein Vergleich mit anderen mikromechanischen Gyrometern durchgeführt und prinzipielle Vor- und Nachteile der LIGA-Technik gegenüber der Silizium-Technik aufgezeigt. Das LIGA-Gyrometer bietet erhebliches Potential zur weiteren Optimierung. Durch einfache Designänderungen des Gyrometers und einen Ausbau der Elektronik läßt sich die Auflösung und die Störempfindlichkeit des Sensors verbessern. Damit zeigt sich, daß das LIGA-Gyrometer aufgrund des großen Meßbereichs und der hohen Linearität besonders zur Bestimmung von Verfahrwinkeln geeignet ist. Ebenso eignet es sich durch den bereits vorhandenen separaten Beschleunigungssensor für Navigationsaufgaben.

Design, Production, and Characterization of a Micromechanical Gyroscope on the Basis of LIGA Technology

A micromechanical gyroscope was developed, produced, and characterized on the basis of LIGA technology within the framework of this study.

The working principles of gyroscopes as known from the literature were examined for their suitability for the LIGA process. As a consequence, the Coriolis force was chosen as the operating principle for the LIGA gyroscope. It acts upon an oscillating seismic mass rotating at the rate to be measured. The excitation oscillation is generated by an electrostatic actuator. The signal is picked up by a capacitive detector and processed electronically.

Preparatory experiments were performed to determine the critical process parameters for the detector gap and the intrinsic quality of nickel, which has an important bearing upon the design of the sensor. The design was developed so as to achieve a compact unit with high levels of process and functional reliability, and also to optimize resolution and temperature dependence. Linear accelerations are compensated by a separate acceleration sensor. Optimized arrangement of the detection electrodes helped to reduce drastically the material-induced temperature dependence of the sensitivity.

The system noise of the sensor element in combination with its electronics was described in mathematical terms, which allows to calculate and minimize the resolution of the sensor from the characteristic data of the sensor element and from the electronics.

FEM simulations were carried out to check the resonance frequencies of the gyroscope and determine the eigenfrequencies of disturbing modes as well as optimize the stress bearing properties of the sensor frame. Sub-steps of the sacrificial layer process used for manufacture were analyzed and improved to increase the process yield. Substrate yields of approx. 30% were attained.

Optimum operation of the sensor requires an ambient pressure of $< 0.4 \text{ mbar}$. For this purpose, a vacuum-tight enclosure of the sensors was developed in which the vacuum required for optimum operation can be maintained for years.

Linearity, bandwidth, resolution, drifting of the offset and of the sensitivity, temperature dependence of the offset and the sensitivity, and the sensitivity of the offset relative to linear accelerations were determined experimentally for various sensors. Very good values were achieved especially for the temperature dependence of the sensitivity. Selecting relatively low resonance frequencies of 600 Hz allowed a resolution of the sensor of up to $0.04^\circ/\text{s}$ to be achieved at a bandwidth of 27 Hz . Also, the excellent suitability of the sensor for determining angles of displacement was demonstrated as a result of the very small linearity error of the sensor of $< \pm 0.05\%$.

A comparison was made with the characteristic data of other micomechanical gyroscopes, and basic pros and cons of LIGA technology were shown compared to silicon technology. The LIGA gyroscope offers a considerable potential for further optimization. Simple changes in gyroscope design, and optimization of the electronic systems, can improve the resolution and signal-to-noise ratio of the sensor. Consequently, the LIGA gyroscope is particularly suited to determining angles of displacement because of its wide range of measurement and its high linearity. Because of the existing separate acceleration sensor, it can also be used for navigational purposes.

D a n k s a g u n g

Für die wissenschaftliche Betreuung und Anleitung der Arbeit, sowie sein wohlwollendes Interesse gegenüber den Doktoranden danke ich Herrn Prof. Dr. Saile. Für die spontane Übernahme des Korreferates danke ich Herrn Prof. Dr. Albers. Ebenso möchte ich Herrn Prof. Dr. Hagena danken, der bis zur Berufung des neuen Institutsleiters die Arbeit betreut hat und auch darüber hinaus ein offenes Ohr hatte.

Besonders möchte ich meiner Gruppenleiterin Frau Dr. Wallrabe für ihre stete Diskussionsbereitschaft und ihr Engagement bei der Korrektur der Dissertation danken. Ebenso danke ich meinem Abteilungsleiter Herrn Dr. Mohr für seine wertvollen Anregungen.

Mit der Entwicklung der hervorragenden Auswertelektronik hat Herr Krömer (Hauptabteilung Prozeßdatenverarbeitung und Elektronik) sehr entscheidend zu den guten Sensoreigenschaften und damit zum Erfolg der Arbeit beigetragen. Überdies hat mir der gemeinsame intensive Austausch zum tieferen Verständnis der Sensoreigenschaften und ihrer Abhängigkeiten verholfen. Für die gute Teamarbeit bin ich ihm sehr dankbar.

Viele Diskussionen mit Frau Dr. El-Kholi, Herrn Dr. Pantenburg und Herrn Dr. Bade gaben wichtige Einblicke in die Randbedingungen des Herstellungsprozesses. Ebenfalls möchte ich Herrn Stern danken, der mit mir meine Extrawünsche bzgl. des Sputterns besprochen und umgesetzt hat.

Herrn Dr. W. Keller und Herrn Dr. A. Gerlach danke ich für die fachliche Beratung bei der Entwicklung der Gehäusungstechnik und für ihre Unterstützung bei deren Umsetzung.

Für die Tips und die Berechnung der Schwingfederkontur möchte ich den Herren M. Teschner und A. Zipse (Institut für Materialforschung II) danken.

Besonders möchte ich den vielen Mitarbeitern des Instituts für Mikrostrukturtechnik danken, die bei der Herstellung des Sensors beteiligt waren. Nur durch ihre zuverlässige und engagierte Arbeit war es möglich, die im Rahmen der Arbeit entwickelten Sensoren in einem sehr komplexen Herstellungsprozeß erfolgreich zu fertigen.

Ebenso möchte ich meinen Doktorandenkollegen danken, mit denen das Arbeiten und Austauschen viel Spaß gemacht hat. Ferner möchte ich allen anderen Institutsangehörigen danken, die mit zum guten Arbeitsklima im Institut beigetragen haben.

Schließlich möchte ich meiner lieben Frau Ruth danken, die mich gerade in der zeitintensiven Schlußphase der Arbeit sehr unterstützt hat, indem sie beim Korrekturlesen mithalf und mir den Rücken während dieser Zeit in vielen Punkten freihielt.



Karlsruhe, im Mai 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Was ist ein Gyrometer?	1
1.2	Gyrometerarten	2
1.3	Anwendungen für mikromechanische Gyrometer	5
1.4	Ziel der Arbeit	6
2	Grundlagen und Vorexperimente	8
2.1	Funktionsprinzipien mikromechanischer Gyrometer	8
2.2	Wahl des Funktions-, Antriebs- und Detektionsprinzips	10
2.3	Das LIGA-Verfahren	11
2.4	Kritische Spaltweite	12
2.5	Bestimmung der intrinsischen Güte von Nickel	15
3	Design	17
3.1	Grundprinzip	17
3.2	Aufbau des Detektors	19
3.2.1	Temperaturkompensation	22
3.3	Aufbau des Linearaktors	27
3.4	Gesamtaufbau	29
3.5	Herleitung des elektronischen Rauschsignals	31
3.6	Wahl der Resonanzfrequenzen	39
3.7	Optimierung der Federspannung	40
3.8	Dimensionierung	46
3.9	Fachwerk	47
3.10	Luftdämpfung	48
3.11	Fertigungsgerechte Gestaltung	50

4 FEM-Simulation	51
4.1 Kontrolle der Nutzmoden	51
4.2 Bestimmung weiterer Eigenmoden	52
4.3 Kontrolle und Optimierung der Statik	54
5 Herstellung	57
5.1 Optimierung der Prozeßausbeute	60
5.2 Aufbau- und Verbindungstechnik	61
5.2.1 Bestimmung des notwendigen Vakuums	61
5.2.2 Gehäusungstechnik	62
5.2.3 Vakuumstabilität	63
5.3 Elektronik	64
6 Messungen	70
6.1 Kennlinie	71
6.2 Bandbreite	72
6.3 Auflösung	74
6.4 Temperaturabhängigkeit	78
6.5 Drift	80
6.6 Winkelmessung	82
6.7 Empfindlichkeit gegenüber Störungen	84
6.8 Beschleunigungssensor	85
6.9 Vergleich mit der Anforderungsliste	87
7 Analyse	89
7.1 Vergleich mit existierenden Gyrometern	89
7.2 Ausblick	91
7.2.1 Skalierung des Designs	95
7.2.2 Geeignete Anwendungen	96
Zusammenfassung	98
A Berechnungen	100
A.1 Bestimmung der Schwingungsamplitude	100
A.2 Tabelle des Vorversuchs zur kritischen Spaltweite	101
A.3 Negative Federkonstante der Elektronik	102

A.4	Berechnung des Korrekturfaktors r-Phase	102
A.5	Beschreibung der Spülschritte	103
A.6	Skalierung des Designs	105
	Literaturverzeichnis	107

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Was ist ein Gyrometer?

Der Begriff **Gyrometer** ist ein Synonym für das dem Griechischen angelehnte Wort „Gyroscope“. Dies ist eine Wortschöpfung des französischen Wissenschaftlers Leon Foucault [1]. Er setzte es aus den Wörtern *gyros* (dt. drehen) und *scopein* (dt. anzeigen) zusammen. Gyrometer meint also soviel wie „Drehratenanzeiger“ oder „Drehratensensor“.

Ein Drehratensensor mißt die Rotationsgeschwindigkeit eines Körpers, z. B. die eines PKW. Abb. 1.1 zeigt die skizzierte Fahrtroute eines Fahrzeugs. Darunter ist der zeitliche Verlauf der Drehrate Ω des Fahrzeugs um seine Hochachse dargestellt. Die zeitliche Integration der Drehrate Ω liefert den Winkel φ , den das Fahrzeug mit der x -Achse bildet. Mit Hilfe dieser Information kann z. B. ein im Fahrzeug implementiertes Navigationssystem während der Fahrt die aktuelle Position des Fahrzeugs bestimmen und den Fahrer über den weiteren Routenverlauf informieren.

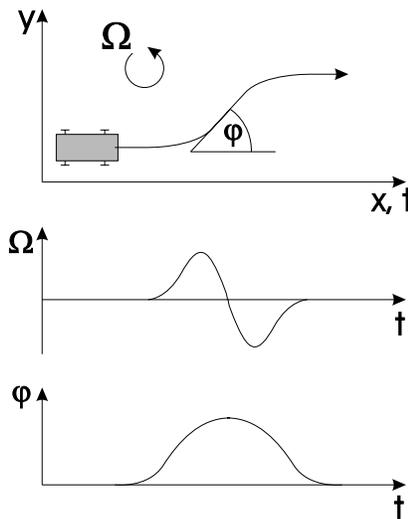


Abbildung 1.1: Kurvenfahrt eines Fahrzeugs. Zusätzlich ist die Drehrate Ω um die Hochachse des PKWs und der Winkel φ , den das Fahrzeug mit der x -Achse bildet, dargestellt.

Eines der ersten und berühmtesten Gyrometer ist das **Foucault-Pendel**. Im Jahr 1851 gelang es Foucault mit ihm die Erdrotation nachzuweisen [2]. Er hängt dazu ein 65 m langes und

28 kg schweres Pendel im Panthéon in Paris auf. Es hatte eine Periodendauer von 15 s und schwang einmal angeregt über mehrere Stunden. So konnte Foucault beobachten, wie die Schwingungsebene des Pendels unter dem Einfluß der Erdrotation um $11^\circ/h$ rotierte [1]. Mit diesem Nachweis der Erdrotation erregte Foucault großes Aufsehen.

1.2 Gyrometerarten

Das wohl bekannteste und meist verbreitetste Gyrometer ist der **Kreiselkompaß**. Foucault hat ihn 1852 erfunden und damit die Präzision und die Kompaktheit seines ersten Gyrometers, des Foucault-Pendels, deutlich verbessert [1,3,4]. Abb. 1.2 zeigt das physikalische Prinzip des Kreiselkompaß. Ein Schwungrad rotiert auf einer Achse mit einer Drehrate ω und besitzt damit einen Drehimpuls L . Wird es nun senkrecht zur Rotationsachse mit einer Drehrate Ω gedreht, so stellt sich ein Drehmoment M der Größe $M = \Omega \cdot L$ ein. Das Drehmoment M übt über die Achse des Schwungrads eine Kraft F auf die Lager aus. Für die Kraft F gilt:

$$\begin{aligned} F &= \frac{M}{r} \\ &= \frac{\Omega \cdot L}{r} \\ &\propto \Omega. \end{aligned}$$

Die Kraft F ist proportional zur Drehrate Ω und kann sehr genau bestimmt werden. Mit einem solchen Kreiselkompaß lassen sich Auflösungen von $0,01^\circ/h$ bei einer Meßzeit von einer Sekunde erreichen.

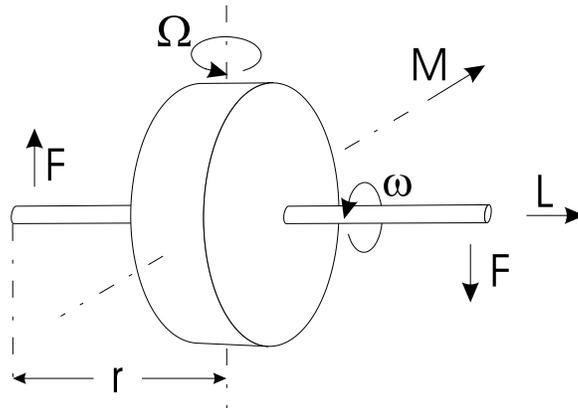


Abbildung 1.2: Ein Kreiselkompaß besteht aus einem rotierenden Schwungrad (Kreisel). Die Kraft F , die auf die Achsenlager wirkt, ist ein Maß für die Drehrate Ω .

Neben der Mechanik läßt sich auch die Optik nutzen, um Drehraten zu bestimmen. Alle **optischen Gyrometer** nutzen den Sagnac-Effekt [5,6], der im folgenden beschrieben wird. In einem kreisförmigen Lichtleiter werden zwei Lichtstrahlen a, b gleichzeitig von einer Lichtquelle ausgesandt und durchlaufen die Kreisbahn in entgegengesetzter Richtung (s. Abb. 1.3). Wird die Lichtquelle und der Lichtleiter mit einer Drehrate Ω entgegen dem Uhrzeigersinn gedreht, so verkürzt sich der Lichtweg für den Strahl a , während sich der Lichtweg für den Strahl b verlängert. Aufgrund der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit erreicht der Lichtstrahl a die Lichtquelle vor dem Lichtstrahl b . Überlagert man die Lichtstrahlen, so interferieren sie miteinander. Die Intensität der Überlagerung ist von dem Phasengang zwischen den Lichtstrahlen a, b abhängig. Die Größe der Phasendifferenz der Lichtstrahlen wird durch deren

unterschiedlichen Laufzeit bis zum Eintreffen an der Lichtquelle bestimmt. Diese wiederum wird durch die Drehrate Ω vorgegeben. Die erhaltene Lichtintensität ist also direkt abhängig von der Drehrate Ω der Lichtquelle. Für den Bau von Gyrometern ist diese Anordnung allerdings nicht empfindlich genug.

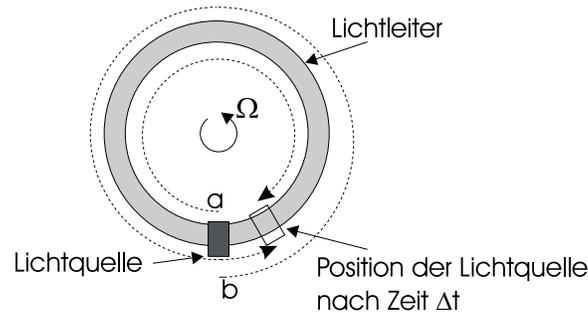


Abbildung 1.3: Sagnac-Effekt: Die Lichtstrahlen a, b brauchen unterschiedlich viel Zeit, um wieder auf die rotierende Lichtquelle zu treffen.

1968 kam R.B. Brown auf die Idee, das Licht durch eine Glasfaser geführt mehrere Runden durchlaufen zu lassen (s. Abb. 1.4). Der auf diese Weise verstärkte Sagnac-Effekt führt so zu einer höheren Drehratenempfindlichkeit. Derartige **Faserkreisel** haben eine Faserlänge die zwischen 100 und 1000 m liegt. Die Auflösung solcher Gyromter liegt im Fall einer Meßdauer von 1 s im Bereich von $0,1^\circ/h$ [1]. Um eine hohe Meßdynamik und eine geringe Drift zu erreichen, ist allerdings ein hoher technischer Aufwand nötig, was den Faserkreisel recht teuer macht.

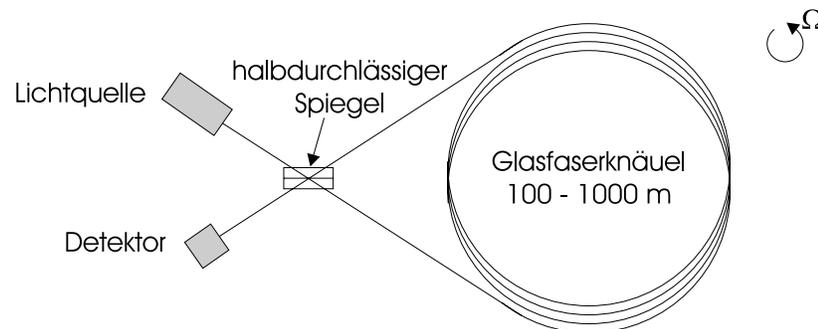


Abbildung 1.4: Aufbau eines einfachen Faserkreisels.

Ein weiteres optisches Gyrometer ist der **Ringlaser**. Das erste funktionierende Ringlaser-Gyrometer wurde 1963 von Macek und Davis [7] gebaut. Heutzutage werden in modernen Flugzeugen Ringlaser-Gyrometer mit einem Durchmesser von 15 – 30 cm für die Navigation eingesetzt [1]. In Abb. 1.5 ist der Aufbau eines einfachen Ringlaser-Gyrometers skizziert. Er besteht aus einem Lasermedium und einem Resonator. Letzterer besteht aus vier Spiegeln, die so angeordnet sind, daß sie einen geschlossenen Lichtkreislauf ermöglichen. Durch stimulierte Emission im Lasermedium bilden sich zwei Laserstrahlen aus, die einmal mit dem Uhrzeigersinn und einmal gegen den Uhrzeigersinn den Resonator durchlaufen. Die Wellenlänge λ der Laserstrahlen wird durch zwei Faktoren bestimmt. Zum einen läßt das Lasermedium nur bestimmte Wellenlängenbereiche zu, zum anderen muß die Bedingung erfüllt sein, daß die Strecke L , die für einen Umlauf nötig ist, einem Vielfachen der Wellenlänge λ entspricht.

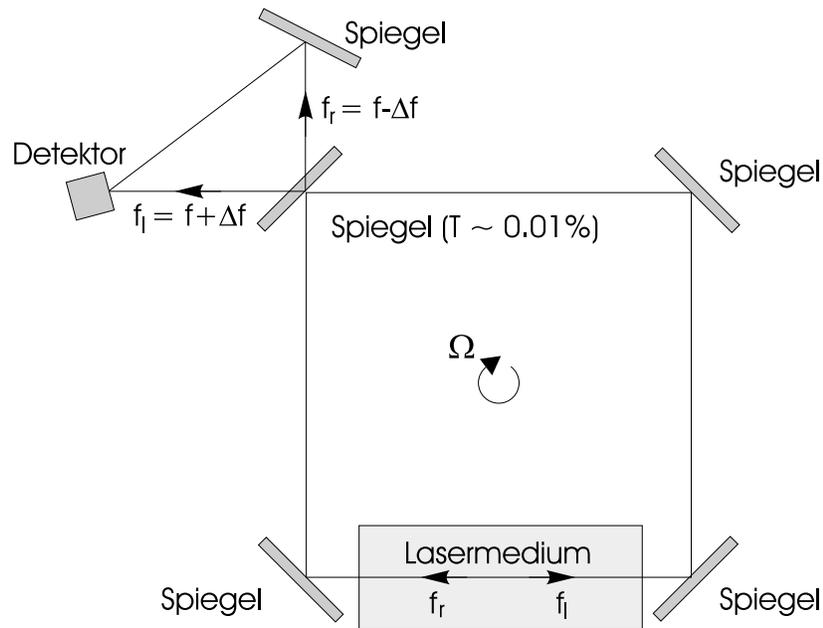


Abbildung 1.5: Aufbau eines einfachen Ringlaser-Gyrometers. Durch stimulierte Emission werden in dem laserenden Medium zwei Laserstrahlen erzeugt, die in zueinander entgegengesetzter Richtung den aus vier Spiegeln bestehenden Resonator durchlaufen. Ein kleiner Teil der Laserstrahlen tritt aus dem Resonator aus und wird auf den Detektor gelenkt, wo die beiden Laserstrahlen interferieren.

Durch geschickte Parameterwahl läßt sich die Zahl der möglichen Wellenlängen auf eine einzige beschränken. Für beide Laserstrahlen ist die Strecke für einen Umlauf gleich lang. Somit sind deren Wellenlängen und Frequenzen ($f_l = f_r$) identisch. Läßt man den ganzen Aufbau mit einer Drehrate Ω rotieren, so wird für den einen Laserstrahl die Strecke für einen Umlauf länger, für den anderen kürzer (Sagnac-Effekt). Die Wellenlängen der Laserstrahlen passen sich der neuen Strecke für einen Umlauf an. Im Fall, daß der Aufbau mit dem Uhrzeigersinn gedreht wird, erhöht sich die Frequenz des links herum laufenden Laserstrahls f_l um eine bestimmte Frequenz Δf . Die Frequenz des entgegengesetzt laufenden Laserstrahl f_r reduziert sich entsprechend. Einer der vier Spiegel weist eine kleine Transmission T auf. Aus ihm treten die beiden Laserstrahlen mit den Frequenzen $f_l = f + \Delta f$ und $f_r = f - \Delta f$ aus. Diese treffen durch einen weiteren Spiegel umgelenkt auf einen Detektor und interferieren dort. Mit der Überlagerung der Laserstrahlen kommt es zu einer Schwebung der Lichtintensität mit der Frequenz $f_S = 2\Delta f$. Diese Schwebungsfrequenz f_S ist abhängig von der Drehrate und kann leicht detektiert werden. Die Auflösung eines typischerweise in der Luftfahrt verwendeten Ringlasers liegt für eine Meßzeit von 1 s bei $0,1^\circ/h$.

Aus Kostengründen werden im Auflösungsbereich von $0,01^\circ/h$ bis $1^\circ/h$ Faserkreisel gegenüber Ringlasern bevorzugt. Werden jedoch sehr hohe Anforderungen an die Linearität gestellt (Linearitätsfehler $< 100 \text{ ppm}$), so bleibt nur die Wahl des Ringlasers.

Die **optischen Gyrometer** zeichnen sich gegenüber den mechanischen dadurch aus, daß sie eine längere Lebensdauer besitzen und auch bei hohen Drehraten sehr exakt arbeiten. Ferner ist die Drift optischer Gyrometer über Stunden hinweg sehr gering. Im Sekundenbereich hingegen liegt ihr Rauschen höher als das der besten mechanischen Gyrometer.

Mit Anfang der 90'er Jahre begann die Entwicklung der ersten **mikromechanischen Gy-**

rometer aus Silizium [8]. Mikromechanische Sensoren haben den Vorteil, daß sie einen sehr geringen Platzbedarf haben, billig sind, wenig Strom verbrauchen, robust sind und in großen Stückzahlen hergestellt werden können. Damit sind sie für eine Vielzahl neuer Anwendungen interessant, die nicht so hohe Anforderungen an die Auflösung und Drift der Sensoren stellen (s. Abschnitt 1.3). Derzeit werden mikromechanische Gyrometer nur von wenigen Herstellern (z. B. Murata) angeboten. Die Auflösung und Drift dieser Gyrometer sind bisher nur für relativ wenig Anwendungen ausreichend (z. B. Modellhubschrauber, Videokameras). Weitere Firmen wie Bosch und British Aerospace haben vielversprechende Prototypen vorgelegt und stehen in der Entwicklung ihrer Gyrometer kurz vor der Marktreife [9]. Diese Sensoren weisen deutlich bessere Kenndaten auf und sind für Anwendungen im KFZ-Bereich konzipiert.

1.3 Anwendungen für mikromechanische Gyrometer

Für mikromechanische Gyrometer gibt es eine Vielzahl von Anwendungen, bei denen die Anforderungen an die Auflösung relativ gering sind (Auflösung $\approx 2 \dots 0,1^\circ/s$, Bandbreite¹ $\approx 10 \dots 50 Hz$) [8, 10]. Dafür setzen aber viele Anwendungen sehr kleine Baugrößen, eine geringe Leistungsaufnahme, niedrige Stückkosten und große Stückzahlen voraus.

Ein sehr großes Anwendungsgebiet mikromechanischer Gyrometer liegt im **KFZ-Bereich** [10]. Dort setzt man Gyrometer zur **Fahrdynamikregelung** ein. Die Fahrdynamikregelung stabilisiert ein Fahrzeug bei einer Kurvenfahrt. Droht das Fahrzeug z. B. in der Kurve auszubrechen, so greift die Fahrdynamikregelung mit gezieltem Abbremsen einzelner Räder ein, um so dem am Fahrzeug angreifenden Drehmoment entgegenzuwirken. Ebenso ist eine **intelligente Auslösung der Airbags** geplant. Überschlägt sich z. B. ein PKW, würden normale Airbagsensoren keinen heftigen Aufprall registrieren und den Airbag nicht auslösen. Mit Hilfe des Gyrometers ließe sich das Überschlagen des PKWs elektronisch erkennen und der Airbag könnte ausgelöst werden. Ferner werden Gyrometer in **Navigationssystemen** eingesetzt [11]. Diese geben dem Fahrer die aktuelle Position des Fahrzeugs an und weisen ihn auf den weiteren Streckenverlauf hin. Dazu müssen die Navigationssysteme die aktuelle Position des Fahrzeugs kennen. Diese Information erhalten sie über das Global Positioning System (GPS). Das GPS-Signal kann in einigen Fällen zu ungenau oder zeitweise nicht empfangbar sein. Um diese Ungenauigkeiten bzw. den Ausfall zu überbrücken wird neben dem Kilometerzähler ein Gyrometer benötigt, mit dessen Hilfe das Navigationssystem die gefahrene Strecke errechnen kann. Entwickelt werden auch Systeme für das autonome Fahren. Ein **Autopilot** soll das Fahrzeug selbständig steuern.

Ein weiteres großes Anwendungsfeld, in dem schon heute Gyrometer eingesetzt werden, sind Videokameras und Fotoobjektive mit hohen Vergrößerungen. Hier werden Gyrometer zur **Bildstabilisierung** eingesetzt [12, 13]. Die Amateurvideokameras werden meist mit der Hand geführt. Das Gyrometer erkennt die ungewollten Wackelbewegungen der Hand, die mit Hilfe des Gyrometersignals von der Kamera aus dem Bild eliminiert werden.

In der **Robotik** sollen Gyrometer eingesetzt werden, um eine **schnellere und höhere Positioniergenauigkeit** zu erreichen. Wird ein Roboterarm gedreht und schnell abgestoppt, so schwingt der Roboterarm aufgrund seiner endlichen Steifigkeit nach. Erst nachdem das Schwingen abgeklungen ist, kann eine hohe Positioniergenauigkeit erreicht werden. Mit Hilfe des Gyrometers kann das Schwingen des Roboterarms erkannt und durch gezieltes Gegensteuern schnell gedämpft werden, so daß die Totzeiten zwischen den Bewegungsabläufen minimiert

¹Die Bandbreite BW ist invers proportional zum Mittelungszeitraum Δt ($BW \propto 1/\Delta t$) und macht damit eine Aussage über die Trägheit des Sensors. Genaue Definition s. Kap. 6.2.

werden können.

Zur Diagnostik von Erkrankungen des Gleichgewichtssinns wird das Gyrometer in der **Medizin** eingesetzt. Ebenso zur Untersuchung von epileptischen Anfällen. Dazu wird ein Gyrometer am Kopf der Patienten befestigt, mit dem die Rotationsbewegungen des Körpers aufgezeichnet werden können.

Ferner gibt es die Idee zur Entwicklung einer **3D-Maus**. Diese Maus soll Bewegungen im Raum wahrnehmen können. Desweiteren werden Gyrometer im **Modellbau** zur Stabilisierung der Fluglage von Hubschraubern, zur Steuerung von Autopiloten bei Flugzeugen und zur Fahrzeugstabilisierung von schnellen Modellautos [13] eingesetzt.

1.4 Ziel der Arbeit

Für einen Teil der oben genannten Anwendungen, die nicht so hohe Anforderungen an die Auflösung des Gyrometers stellen, existieren teilweise schon mikromechanische Gyrometer. Für die Anwendungen mit höheren Anforderungen werden derzeit von einigen Firmen hochauflösende mikromechanische Gyrometer in Siliziumtechnik entwickelt. Da zu Beginn der Arbeit kein LIGA-Gyrometer existierte, bestand damit die Chance, hierfür erstmalig die Vorteile der LIGA-Technik gegenüber der Siliziumtechnik auszunutzen. Vor diesem Hintergrund ist das Ziel dieser Arbeit die Entwicklung eines mikromechanischen hochauflösenden Gyrometers auf der Basis der LIGA-Technik.

Um einen möglichst breiten Einsatz des Gyrometers zu gewährleisten, werden eine Reihe von **Randbedingungen** an den Sensor gestellt. Aus diesen wurde eine Anforderungsliste definiert (s. Tab. 1.1), die im Folgenden erläutert wird. Für die meisten Anwendungen mikromechanischer Gyrometer ist eine Auflösung des Sensors von $0,1^\circ/s$ bei einer Bandbreite von ca. 30 Hz notwendig. Der Sensor sollte zudem in einem Temperaturbereich von $-40^\circ\text{C} \dots +85^\circ\text{C}$ arbei-

Tabelle 1.1: Anforderungsliste für das Gyrometer

Merkmal	Wert	F = Forderung W = Wunsch	Quelle
1. Anforderungen an Sensoreigenschaften			
1.1 Auflösung	$0,1^\circ/s$	W	[14]
1.2 Bandbreite	30 Hz	W	[14]
1.3 geringe Temperaturabhängigkeit		W	[14]
1.4 geringe Abhängigkeit gegenüber Stößen, Vibrationen, Neigung im Erdschwerefeld		W	[14]
2. Anforderungen an Sensorbetrieb			
2.1 Temperaturbereich	$-40^\circ\text{C} \dots +85^\circ\text{C}$	W	[14]
2.2 Betriebsstunden	$\geq 3.000\text{ h}$	F	[14]
2.3 Standzeit	$\geq 10\text{ a}$	W	[14]
2.4 Betriebsspannung	$\leq 24\text{ V}$	F	[33]
3. Kostenanforderungen			
3.1 geringer Flächenbedarf \Rightarrow kompaktes Design		W	Kosten
3.2 einfache Gehäusung \Rightarrow Betrieb sollte schon bei feinem Vakuum oder sogar Normaldruck möglich sein		W	Kosten

ten und dabei eine geringe Temperaturabhängigkeit zeigen. Eine weitere Anforderung ist eine Lebensdauer von mindestens 3.000 Betriebsstunden über eine Standzeit von 10 Jahren [14]. Ferner sollte der Sensor unempfindlich gegenüber störenden Linearbeschleunigungen (Stöße, Vibrationen, Neigung im Erdschwerefeld, Beschleunigungen) sein. Aus Kostengründen sollte der Sensor eine möglichst geringe Grundfläche benötigen und eine einfache Gehäusung erlauben. Dies kann durch ein Design erreicht werden, das kompakt aufgebaut ist und damit keine Fläche verschwendet, und das den Betrieb des Sensors schon bei einem feinen Vakuum oder sogar bei Normaldruck erlaubt.

Im folgenden Kapitel 2 werden verschiedene physikalische Meßprinzipien auf ihre Eignung für LIGA-Gyrometer untersucht, sowie das LIGA-Verfahren erläutert. Es werden die Ergebnisse der Vorversuche, die zur Bestimmung wichtiger Randbedingungen des LIGA-Verfahrens durchgeführt wurden, dargestellt. Das Design und die Berechnung der theoretischen Auflösung des Sensors werden in Kapitel 3 hergeleitet. Das vierte Kapitel beschreibt die zur Kontrolle der Eigenmoden und Optimierung der Statik durchgeführten FEM-Simulationen. Die Herstellung und Gehäusung des Sensors wird in Kapitel 5 beschrieben. Kapitel 6 befaßt sich mit den durchgeführten Messungen sowie dem Vergleich der theoretischen mit der gemessenen Auflösung. Schließlich werden in Kapitel 7 die Meßergebnisse mit denen anderer mikromechanischer Gyrometer verglichen und weitere Optimierungsmöglichkeiten aufgezeigt.

Kapitel 2

Grundlagen und Vorexperimente

In diesem Kapitel werden die physikalischen Prinzipien, die in mikromechanischen Gyrometern verwendet werden, vorgestellt und bzgl. ihrer Anwendbarkeit für die LIGA-Technik diskutiert. Ferner wird das LIGA-Verfahren kurz beschrieben und auf die durchgeführten Vorexperimente eingegangen, deren Ergebnisse für die Festlegung des Sensordesigns wichtig sind.

2.1 Funktionsprinzipien mikromechanischer Gyrometer

Seit Anfang der 90'er Jahre hat eine rasante Entwicklung der mikromechanischen Gyrometer begonnen (vergl. S. 4). Es gibt eine Vielzahl von sehr unterschiedlichen Konzepten, nach denen die mikromechanischen Gyrometer entwickelt und gebaut werden. Im nachfolgenden werden die verwendeten physikalischen Effekte (Corioliskraft, Präzession des Kreisel, vibrierender Ring, Zentrifugalkraft), die zur Bestimmung der Drehraten ausgenutzt werden, und die verschiedenen Antriebs- und Detektionsarten kurz beschrieben.

Mikromechanische Sensoren, die die **Corioliskraft** ausnutzen [12, 15], haben eine oder mehrere Massen m , die an Federn aufgehängt sind. Diese harmonischen Oszillatoren schwingen mit einer Geschwindigkeit $v = v_0 \cdot \sin(\omega t)$. Dabei erfahren ihre Massen abhängig von der zu bestimmenden Drehrate Ω die Corioliskraft $\vec{F}_C = 2m\vec{v} \times \vec{\Omega}$, die zu einer Auslenkung der Massen senkrecht zu deren Schwingungsrichtung führt (s. Abb. 2.1).

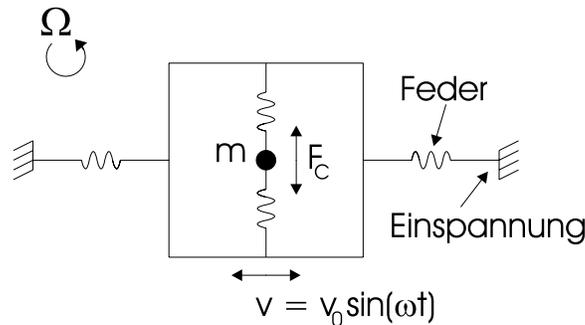


Abbildung 2.1: Skizzierte Anordnung mikromechanischer Gyrometer, die auf dem Prinzip der Corioliskraft beruhen.

Ein weiterer physikalischer Effekt, der bei mikromechanischen Gyrometern ausgenutzt wird, ist die **Präzessionsbewegung des Kreisels** (vergl. Kreiselpaß S. 2). Die Realisierung eines mikromechanischen Kreisels ist sehr schwierig. Einfacher ist die Konstruktion von Quasikreiseln, bei denen die Masse m nicht kontinuierlich rotiert, sondern nur wenige Grad hin- und herschwingt (s. Abb. 2.2) [15–17]. Erfährt der Sensor senkrecht zu seinem Drehimpuls \vec{L} eine Drehrate $\vec{\Omega}$, so wirkt auf den Quasikreisel aufgrund der Drehimpulserhaltung ein Drehmoment \vec{M} . Die Drehachse versucht sich nun in Richtung des Drehmoments \vec{M} auszurichten und rotiert mit der Präzessionskreisfrequenz $\omega_{\text{Prä}} = \frac{M}{L}$.

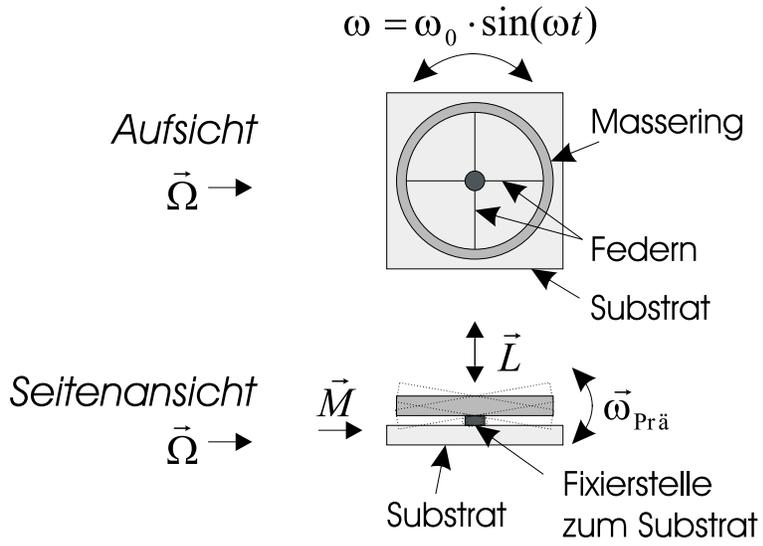


Abbildung 2.2: Aufbau eines Quasikreisels: Ein Massering ist über Federn an einer Stelle mit dem Substrat verbunden. Rotiert der Sensor mit einer Drehrate Ω um seine empfindliche Achse, so oszilliert die Masse um die Substratebene.

Der **vibrierende Ring** ist eine weitere Möglichkeit, die bei mikromechanischen Gyrometern ausgenutzt wird [10, 18]. Hierbei wird ein Ring zum Schwingen angeregt (ähnlich wie man es vom Weinglas kennt). Der Ring vibriert zwischen den Zuständen A und B hin und her (s. Abb. 2.3). Wird der Ring um seine Hochachse um einen Winkel φ gedreht, so wandern die Schwingungsknoten und -bäuche nur um etwa ein Drittel des Winkels φ mit. Durch eine Lageregelung lässt sich die Lage der Schwingungsknoten relativ zum Sensor konstant halten. Die dazu benötigte Kraft der Lageregelung entspricht der Drehrate Ω des Sensors.

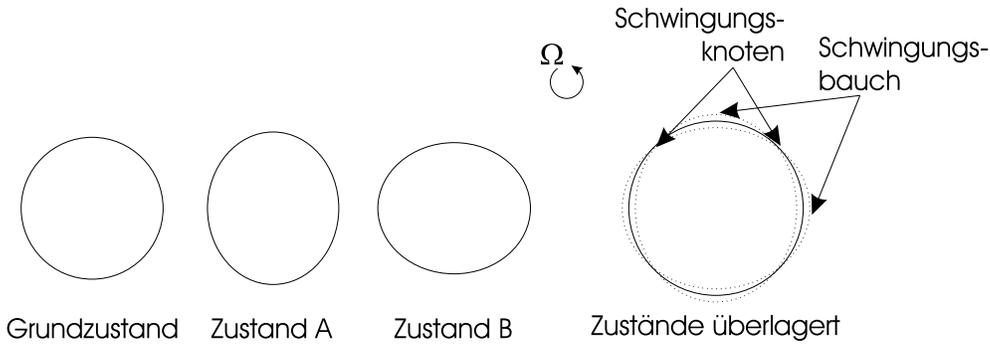


Abbildung 2.3: Erster Schwingungsmodus eines Rings in seiner Ebene. Der Ring vibriert zwischen den Zuständen A und B hin und her.

Ferner läßt sich prinzipiell die **Zentrifugalkraft** zur Bestimmung einer Drehrate Ω verwenden [19]. Die dabei auftretenden Effekte sind jedoch bei kleinen Drehraten Ω so gering, daß keine hohen Empfindlichkeiten zu erreichen sind.

Alle bis auf die Zentrifugalkraft genannten physikalischen Effekte beruhen auf vibrierenden Massen, die durch einen Aktor zur Schwingung angeregt und bei denen die Auslenkungen der seismischen Massen, die ein Maß für die Drehrate Ω sind, detektiert werden. Dazu werden drei unterschiedliche Arten von **Antrieben und Detektoren** in mikromechanischen Gyrometern verwendet. Am häufigsten werden elektrostatische Antriebe und Detektoren eingesetzt. Sie haben den Vorteil, daß keine hybriden Aufbauten notwendig sind. Nachteilig hingegen sind die dafür notwendigen Fingerstrukturen. Sie stellen zum einen hohe Anforderungen an den verwendeten Strukturierungsprozeß, zum anderen verursachen sie eine hohe Luftdämpfung, was in den meisten Fällen eine vakuumdichte Kapselung notwendig macht. Die zweite Variante sind elektromagnetische Antriebe und Detektoren. Sie ermöglichen große Antriebskräfte, haben aber den Nachteil, daß ein Permanentmagnet in das Gehäuse integriert werden muß. Zudem ist der Strombedarf des Antriebs und des Detektors relativ hoch. Bei wenigen Gyrometern werden auch piezoelektrische Antriebe und Detektoren verwendet [11, 13]. Mit ihnen lassen sich ebenso große Antriebskräfte erreichen, jedoch nur kleine Verstellwege. Weitere Nachteile sind die notwendigen hohen Spannungen, die relativ großen Abmessungen dieser Gyrometer und ihr hybrider Aufbau. In der Regel wird für den Antrieb und den Detektor das gleiche physikalische Prinzip verwendet. Es gibt aber auch Mischarten, die z. B. einen elektromagnetischen Antrieb und einen elektrostatischen Detektor verwenden [20, 21].

2.2 Wahl des Funktions-, Antriebs- und Detektionsprinzips

Für die Konstruktion eines Gyrometers sind die Randbedingungen des verwendeten mikrotechnischen Herstellungsprozesses sehr entscheidend. In der vorliegenden Arbeit wurde das LIGA-Verfahren zur Herstellung des Gyrometers verwendet. Das hohe Aspektverhältnis und die Präzision des Verfahrens bieten gegenüber der Siliziumtechnik wesentliche Vorteile¹.

In der LIGA-Technik wird als Strukturmaterial ferromagnetisches Nickel verwendet. Dies hätte bei der Verwendung eines elektromagnetischen Antriebs oder Detektors den Nachteil, daß die erzeugten Magnetfelder das Nickel magnetisieren würden. Das Magnetfeld des Nickels würde rückwirkend den Antrieb bzw. die Detektion stören. Da es bei einem Gyrometer auf eine sehr hohe Genauigkeit ankommt, scheidet daher ein elektromagnetischer Antrieb und Detektor aus. Als Antriebs- und Detektorart eignet sich somit für die LIGA-Technik die elektrostatische Variante am besten, d. h. man arbeitet mit Kondensatoren.

Das geeignetste physikalische Funktionsprinzip (vergl. 2.1) für ein LIGA-Gyrometer ist u. a. von der Art der Auswertelektronik abhängig. Bei der Verwendung eines ASIC², der räumlich sehr nah beim Sensor platziert werden kann, gibt es wesentlich kleinere parasitäre Kapazitäten als bei einer diskret aufgebauten Auswertelektronik. Nachteilig ist jedoch, daß eine ASIC-Entwicklung eine lange Vorlaufzeit hat, kostenintensiv ist und der ASIC nur bedingt im Nachhinein an den Sensor angepaßt werden kann. Daher wurde die Elektronik für den in dieser Arbeit vorgestellten Sensor in diskreter Aufbautechnik entwickelt. Die relativ großen und daher störenden parasitären Kapazitäten der diskreten Elektronik machen eine hohe Detektorkapazität des Sensors notwendig, um ein hochauflösendes mikromechanisches Gyrometer verwirklichen zu können.

¹Silizium hingegen hat als Werkstoff den Vorteil, daß es nicht magnetisch ist, keine Ermüdungserscheinungen aufweist und eine geringe Materialdämpfung hat.

²ASIC: Application Specific Integrated Circuitry

Bei einem quasirotierenden Ring bildet die Grundfläche des Sensors zusammen mit dem Substrat die Detektorkapazität. Der kapazitätsbestimmende Spaltabstand vom Substrat zur Sensorgrundfläche ist bei der LIGA-Technik durch die relativ dicke Opferschicht von mindestens $5\ \mu\text{m}$ vorgegeben. Damit sind die erreichbaren Kapazitäten parallel zur Substratebene relativ gering. Folglich sind Designs, wie der quasierotierende Ring, die die Kapazitäten parallel zum Substrat ausnützen, für die LIGA-Technik nicht besonders geeignet.

Ähnlich verhält es sich mit dem vibrierenden Ring. Die erreichbaren Kapazitäten sind auch hier gering, da Gegenelektroden, die mit dem Ring die Detektionskapazität bilden, nur im Bereich der Schwingungsbäuche effektiv sind. Ein weiterer Nachteil des vibrierenden Rings im Zusammenhang mit dem LIGA-Verfahren ist seine hohe Temperaturabhängigkeit. Der Spaltabstand zwischen dem Ring und der Gegenelektrode ist auf Grund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von dem Substratmaterial Keramik und dem Sensormaterial Nickel und den weit auseinander liegenden Aufhängepunkten der Elektroden und des Rings stark temperaturabhängig.

Das Funktionsprinzip der Corioliskraft läßt Designs zu, in der die Spalte der Detektionskapazitäten senkrecht zur Substratebene verlaufen. Das läßt zum einen kammartige Elektroden zu und zweitens läßt sich hier ein wesentlicher Vorteil des LIGA-Verfahrens, das hohe Aspektverhältnis, ausnützen, um schmale und hohe Spalte herzustellen. Die kammartigen Strukturen sowie die dünnen und hohen Spalte ermöglichen große Detektionskapazitäten. Der Einfluß der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten des Substrats und des Sensormaterials kann mit Hilfe einer geschickten Anordnung der Elektroden (wie vom LIGA-Beschleunigungssensor bekannt [22]) stark reduziert werden.

2.3 Das LIGA-Verfahren

Das LIGA-Verfahren wurde Ende der 70'er Jahre am Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK) entwickelt [23,24]. LIGA steht für **L**ithographie, **G**alvanik und **A**bformung. In dieser Arbeit werden nur die ersten beiden Teilverfahren des LIGA-Prozesses angewandt. Um bewegliche Strukturen mit dem LIGA-Verfahren zu ermöglichen, wurde der Prozeß um eine Opferschicht erweitert [25]. Die wesentlichen Schritte dieses speziellen **Opferschichtprozesses** werden im Folgenden erläutert (s. Abb. 2.4).

Zu Beginn des Prozesses steht ein Substrat, das bereits eine strukturierte Leiterbahnebene besitzt. Auf diesem Substrat wird eine ca. $5\ \mu\text{m}$ dicke Opferschicht aus Titan aufgesputtert. Diese Opferschicht wird im zweiten Schritt mit Hilfe der optischen Lithographie strukturiert. Danach wird eine ca. $200\ \mu\text{m}$ hohe Resistschicht aus PMMA aufgetragen, die im vierten Schritt mit Synchrotronstrahlung durch eine zum Substrat justierte Maske belichtet wird. Das Molekulargewicht des Resists wird durch die Bestrahlung stark herabgesetzt und kann so im fünften Schritt selektiv zum unbestrahlten Resist chemisch herausgelöst werden. Damit ist eine inverse Form der gewünschten Struktur entstanden, die nun galvanisch mit Nickel aufgefüllt wird. Im folgenden Schritt wird der restliche Resist bestrahlt und anschließend chemisch entfernt. Um eine bewegliche Struktur zu erhalten, wird zum Schluß die Opferschicht naßchemisch herausgeätzt, dabei ist die Struktur an den in Schritt 2 herausgelösten Stellen mit dem Substrat verankert.

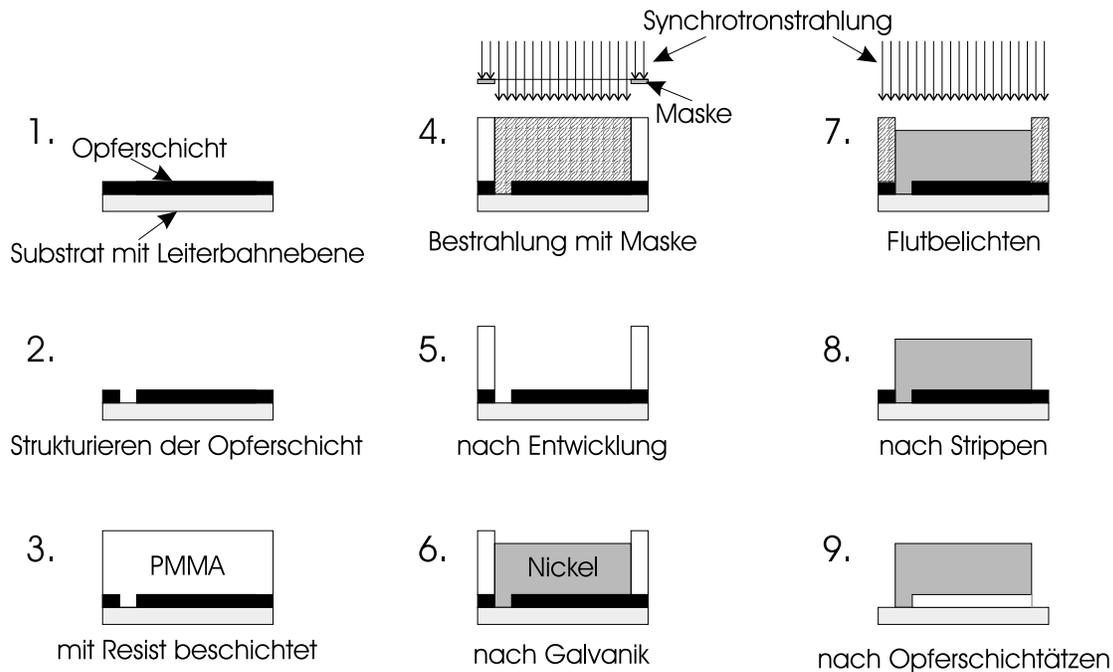


Abbildung 2.4: Prozessabfolge des LIGA-Verfahrens.

2.4 Kritische Spaltweite

Wie in 2.2 beschrieben, ist für die kapazitive Auswertung des Gyrometers eine relativ große Kapazität notwendig. Die Kapazität zwischen zwei Kondensatorplatten wird durch ihren Abstand, ihre Länge und Höhe bestimmt. In einem Vorexperiment wurde versucht, die optimalen Parameter für Abstand, Länge und Höhe der Kondensatorplatten zu bestimmen, die eine möglichst große Kapazität und gleichzeitig eine hohe Prozesssicherheit bzgl. des LIGA-Verfahrens gewährleisten.

Um ein hochauflösendes Gyrometer zu erhalten, muß nicht nur seine Detektorkapazität C möglichst groß sein (s. 2.2), sondern vor allem die Kapazitätsänderung ΔC des Sensors bei einer Auslenkung des Detektors unter dem Einfluß der Corioliskraft. Für die differentielle Kapazität $\frac{dC}{dx}$ eines Plattenkondensators mit der Fläche A und dem Plattenabstand x in Luft gilt:

$$\frac{dC}{dx} = -\frac{\varepsilon_0 A}{x^2}. \quad (2.1)$$

Gl. 2.1 zeigt, daß der Plattenabstand x die Kapazitätsänderung quadratisch beeinflusst, während die Fläche A nur linear eingeht. Daher ist ein möglichst kleiner Plattenabstand der Detektorkapazitäten für den Sensor wichtig.

In einem Zwischenschritt des LIGA-Prozesses liegen die dünnen Spalte der aus Nickel bestehenden Kondensatoren als dünne Stege aus PMMA vor (vergl. Abb. 2.4). Diese sind in ihrer Festigkeit beschränkt und können nicht beliebig dünn, hoch und lang hergestellt werden. Um die bestmöglichen Parameter bestimmen zu können, wurden zwei Teststrukturen genauer untersucht. Zum einen wurde ein Steg zwischen zwei Dreiecken eingespannt (Struktur 1 in Abb. 2.5), zum anderen wurden mehrere Stege mäanderförmig miteinander verbunden (Struktur 2 in Abb. 2.5). Beide Stegstrukturen wurden mit verschiedenen Dicken, Längen und Höhen variiert (Dicke = 2 ... 15 μm , Länge = 40 ... 320 μm , Höhe = 30 ... 200 μm). Der zwischen den

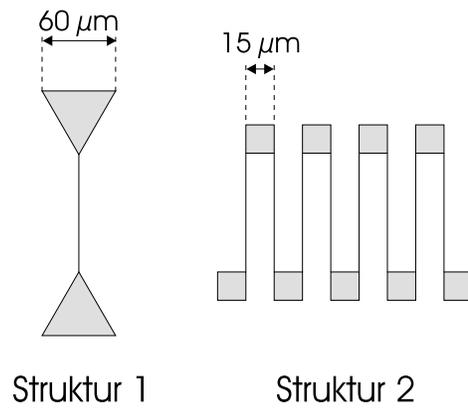


Abbildung 2.5: Skizzierte Darstellung der untersuchten Steg- bzw. Spaltstrukturen.

Dreiecken eingespannte Steg hat den Vorteil, daß er einen geringeren Platzbedarf hat und aufgrund seiner Einfachheit relativ leicht analysierbar ist. Die Mäanderstruktur hingegen kommt den Designbedingungen des Sensors am nächsten und liefert damit eine größere Gewähr, daß bei diesen Voruntersuchungen möglichst alle Störeffekte, die beim Prozessieren des Sensors auftreten können, im Vorfeld erkannt werden.

Die Auswertung der Teststrukturen erwiesen sich als sehr schwierig und die Ergebnisse als nicht eindeutig. Untersuchungen am Lichtmikroskop sind zum einen durch das optische Auflösungsvermögen von ca. $1\ \mu\text{m}$ und zum anderen durch die fast ebenso geringe Tiefenschärfe nur eingeschränkt möglich. Untersuchungen am Rasterelektronenmikroskop (REM) liefern deutlich bessere Analysemöglichkeiten, sind jedoch nur im beschränkten Umfang durchführbar. Die Untersuchungen der Teststrukturen zeigten im wesentlichen drei verschiedenartige Defekte, die in Abb. 2.6 dargestellt sind. Im Fall *a* beugt sich der Steg zu einer Seite hin

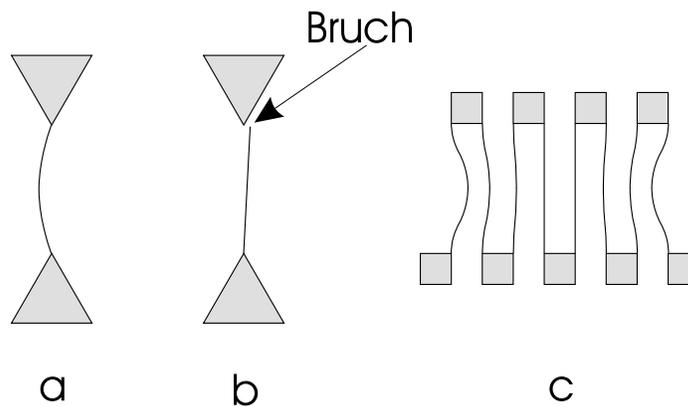


Abbildung 2.6: Darstellung der drei wesentlichsten Defekte an den Teststrukturen.

aus. Die Stärke der Ausbeulung nimmt mit abnehmender Dicke und mit zunehmender Länge der Stege zu. Fall *b* zeigt, daß der Steg an einer Seite der Einspannung abgerissen ist. Dieser Defekt tritt mit einer statistischen Wahrscheinlichkeit, die ebenso mit abnehmender Dicke und mit zunehmender Länge der Stege zunimmt, auf. Diese Defekte sind in der Form bei der mäanderförmigen Struktur nicht vorhanden. Statt dessen zeigte sich ein anderer Defekt *c*, bei dem die äußeren Stege der Mäanderstruktur zu den inneren Strukturen hin durchgebogen sind. Auch dieser Defekt nimmt mit abnehmender Dicke und mit zunehmender Länge der

Stege zu.

Erklärungen für die Defekte sind im Fall *a*, daß die Temperatur des PMMA im Prozeß für eine beschränkte Zeit erhöht wird (bei der Bestrahlung und besonders während der Nickel-Galvanik). Aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von PMMA ($\alpha = 80 \cdot 10^{-6}/K$) und dem Substratmaterial Keramik ($\alpha = 13,3 \cdot 10^{-6}/K$) wird der Steg zwischen den Einspannungen gestaucht. Ist das Verhältnis aus Querschnitt und Länge des Stegs zu gering, so weicht der Steg irreversibel zur Seite aus. Im Fall *b* ist vermutlich die an der Einspannung aufgrund der Stauchung auftretende Spannung so groß, daß sie zu dem Bruch des Stegs führt. Eine Erklärung für den Defekt *c* ist der Trocknungsschritt nach dem Entwickeln. Der letzte Schritt beim Entwickeln ist ein Spülvorgang in reinem Wasser. Anschließend wird die Probe getrocknet, bevor sie dann untersucht werden kann. Da Wasser ein polares Molekül ist und eine hohe Oberflächenspannung besitzt, hält es sich beim Trocknen länger in den schmalen Spalten der Mäanderstruktur als an deren Außenseite. Verdunstet das Wasser schließlich auch in diesen Spalten, so zieht das Wasser aufgrund seiner Polarität und seiner Oberflächenspannung die benachbarten Stege zusammen. Hat ein Steg jeweils einen linken und rechten Nachbarn, so kompensieren sich diese Kräfte. Hat der Steg hingegen nur einen Nachbarn, so wird er durch das verdunstende Wasser zu seinem Nachbarn hingezogen. Eine Erklärung dafür, daß die Defekte *a* und *b* bei der Mäanderstruktur nicht auftreten, liegt darin, daß deren Einspannungsblöcke wesentlich kleiner sind und diese beim Auftreten einer Längenausdehnung des Stegs dem Druck selber nachgeben.

In Tabelle A.1 sind die experimentellen Ergebnisse der Teststrukturen zusammengefaßt. Die Strukturen wurden nach dem Entwickeln untersucht, d. h. sie lagen als PMMA-Stege vor. Ein Teil der Proben wurde weiter prozessiert und nach dem Strippen ein zweites Mal analysiert, wobei hier die Struktur in inverser Form aus Spalten in Nickel bestanden. In der Tabelle sind jeweils die längsten Steglängen angegeben, bei denen keine Defekte beobachtet werden konnten. Ferner enthält die Tabelle Angaben über die Soll-Höhe des PMMA der Proben und den tatsächlichen Strukturhöhen. Zudem wurden zwei verschiedene Resistmaterialien untersucht. Zum einen handelt es sich um gegossenen Resist und zum anderen um GS233 Plattenmaterial, welches aus einer dickeren PMMA-Platte herausgefräst wurde. Zusätzlich wurden die Proben auf zwei Arten entwickelt. Neben der Ultraschallentwicklung wurden die Proben auch im Becherglas ohne Ultraschall entwickelt. Die Auswertung der Proben ist mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, da die Defekte nicht sprunghaft auftreten, sondern sehr unterschiedlich ausgeprägt sind. Daher ist eine eindeutige Festlegung zwischen defektfreien und defekten Strukturen schwer möglich.

Als Ergebnis ist festzuhalten, daß Nickel-Spalte von $4 \mu m$ mit großer Sicherheit bis zu einer Länge von $80 \mu m$ defektfrei hergestellt werden können. Eine Spaltbreite von $3 \mu m$ und $80 \mu m$ Länge scheint ebenfalls möglich, obwohl hier auch vereinzelt Defekte beobachtet wurden. Die kleinste Spaltweite von $2 \mu m$ zeigte erhebliche Defekte. Dennoch wurden auch hier einige defektfreie Spalte mit einer Länge von $80 \mu m$ innerhalb der Struktur 2 beobachtet. Die äußeren Spalte der Struktur 2 sind zwar grundsätzlich bei einer Stegbreite von $2 \mu m$ verbogen, doch ist es denkbar, daß sich durch benachbarte Schutzstrukturen auch die gesamte zweite Struktur mit einer Stegbreite von $2 \mu m$ defektfrei herstellen läßt. Es zeigt sich, daß die Defekte mit abnehmender Strukturhöhe geringer werden.

Aus den in der Tabelle A.1 aufgeführten Werten sind keine eindeutigen Unterschiede zwischen den verwendeten Resistmaterialien und den unterschiedlichen Entwicklungsarten zu entnehmen. Dennoch wurde bei den Untersuchungen beobachtet, daß es bei Verwendung von GS233-Plattenmaterial und Becherglasentwicklung zu weniger Spannungsrissen in der Probe kam.

2.5 Bestimmung der intrinsischen Güte von Nickel

Die Dämpfung des Sensormaterials hat wesentlichen Einfluß auf die erreichbare Empfindlichkeit des mikromechanischen Gyrometers. Gyrometer, die die Corioliskraft F_C zur Bestimmung der Drehrate Ω ausnützen, benötigen eine relativ große Geschwindigkeit v der schwingenden Masse m , um eine gute Auflösung erreichen zu können. Für die Corioliskraft F_C und die Massengeschwindigkeit v gilt:

$$\begin{aligned}\vec{F}_C &= 2m \cdot \vec{v} \times \vec{\Omega} \\ v &= v_0 \cdot \sin(\omega t) \\ v_0 &\approx x_{0,Res} \cdot \omega.\end{aligned}\tag{2.2}$$

$x_{0,Res}$ steht für die maximale Auslenkung der Masse in der Resonanz. Die Güte Q gibt für einen harmonischen Oszillator das Verhältnis von der maximalen Auslenkung der Masse m im Fall der Resonanz $x_{0,Res}$ zur Auslenkung im statischen Zustand x_{St} an [26]

$$x_{0,Res} \approx Q \cdot x_{St}.\tag{2.3}$$

Aus den Gleichungen 2.2 und 2.3 ergibt sich für die Corioliskraft F_C eine lineare Abhängigkeit von der Güte Q ($F_C \propto Q$). Die Güte Q ist also sehr entscheidend für die erreichbare Auflösung eines Gyrometers. In der Literatur wird die Materialdämpfung in Form der **intrinsischen Güte** angegeben [10,27]. Unter der intrinsischen Güte eines Materials (z. B. Silizium, Nickel) wird die Güte eines aus diesem Material bestehenden harmonischen Oszillators verstanden, der nur durch die Materialdämpfung gedämpft wird, bei dem also Luftreibung und andere Dämpfungsmechanismen keine Rolle spielen. Es handelt sich also um die maximal erreichbare Güte eines harmonischen Oszillators aus diesem Werkstoff. Über die intrinsische Güte des in der LIGA-Technik verwendeten Sensormaterials Nickel existieren unterschiedliche Literaturangaben. In [28,29] ist für die intrinsische Güte von Nickel ein Wert von 100 bzw. 91 angegeben. Die intrinsische Güte von Nickel ist dagegen in [30] mit < 1.000 angegeben, während in [10] eine Güte von 4.000 bis 10.000 gemessen wurde.

Da die Größe der Güte für die Auslegung des Gyrometerdesigns sehr wesentlich ist, wurde diese in einem Vorversuch bestimmt. Dazu wurde die Resonanzüberhöhung eines existierenden LIGA-Beschleunigungssensors in Abhängigkeit des Umgebungsdrucks ($p = 10^3 \dots 2 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$) gemessen. Die seismische Masse des Sensors wurde elektrostatisch zum Schwingen angeregt und die Schwingungsamplitude über eine Lagedetektionsschaltung bestimmt. Mit abnehmendem Druck verringert sich die Luftdämpfung und die seismische Masse schwingt mit einer größeren Amplitude. Die Anregungsspannung wurde stets so angepaßt, daß die Schwingungsamplitude konstant blieb. Aus der Abnahme der Anregungsspannung wurde auf die vom Luftdruck abhängige Güte des Sensors geschlossen. In Abb. 2.7 ist die Güte Q des Sensors in Abhängigkeit des Umgebungsdrucks dargestellt. Die Kurve zeigt einen s-förmigen Verlauf. Mit abnehmendem Umgebungsdruck nimmt die mittlere freie Weglänge der Luftmoleküle zu. Ist diese groß gegen die dämpfungsbestimmenden Spaltabstände im Sensor, so gelten für die Luftdämpfung die Gesetzmäßigkeiten der Molekularströmung. Die Dämpfung ist nun proportional zur Moleküldichte (und damit zum Druck) der Luft. Bei weiter abnehmendem Druck nimmt die Schwingungsgüte des Sensors nicht mehr linear mit dem abnehmenden Druck zu, sondern nähert sich asymptotisch einem Grenzwert. In diesem Bereich verursacht nicht mehr die Luft die größte Dämpfung, sondern die Materialdämpfung des Nickels. Nimmt der Druck weiter ab, so wird die Luftdämpfung vernachlässigbar klein, und die Materialdämpfung bestimmt alleine die Güte des schwingenden Systems. Aus der Messung läßt sich die **intrinsische Güte von Nickel** mit ungefähr 3.000 ablesen.

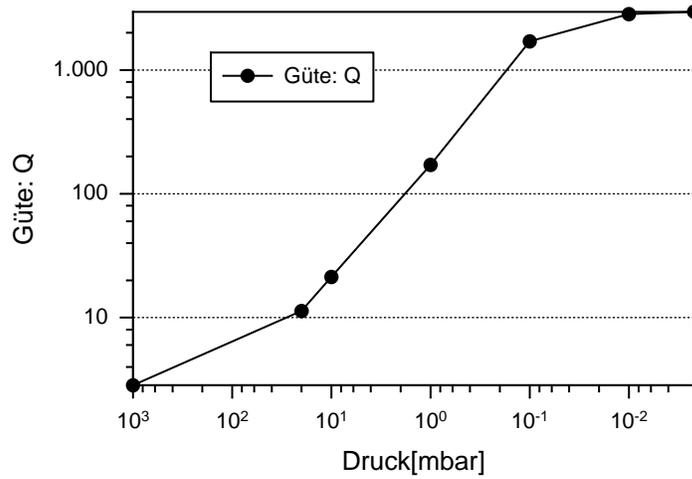


Abbildung 2.7: Abhängigkeit der Güte Q des LIGA-Beschleunigungssensors von dem Umgebungsdruck.

Die gemessene intrinsische Güte kann sicher nicht ohne weiteres auf jedes Herstellungsverfahren und Design übertragen werden. Zum einen können designbedingte Spannungsspitzen beim Schwingen zu einem nichtlinearen Verhalten der Materialdämpfung führen, zum anderen können durch weitere Materialeigenschaften (z.B. Ferromagnetismus) zusätzliche Dämpfungsmechanismen die Güte eines Schwingers weiter senken. Ferner können schon geringe Zusätze beim Galvanisieren von Nickel zu anderen Güten führen [10].

Kapitel 3

Design

In diesem Kapitel wird das Design für das entwickelte mikromechanische LIGA-Gyrometer beschrieben. Grundlagen für dessen Erstellung sind die Überlegungen aus 2.2 (Antrieb und Detektion werden elektrostatisch ausgelegt), ferner die Ergebnisse aus Kapitel 2.4 und 2.5 (mögliche Spaltbreiten, -längen und -höhen sowie die Güte von Nickel) wie auch die Anforderungen aus 1.4 und die nachfolgenden Randbedingungen.

Alle relevanten mikromechanischen Gyrometer sind aus Feder-Massen-Systemen aufgebaut, die resonant betrieben werden (s. Kap. 2.1). Ein Problem bei diesen resonanten Strukturen ist das Übersprechen, bei dem ein angeregter Eigenmode weitere Eigenmoden des Systems anregt. Damit dieser unerwünschte Effekt möglichst klein gehalten wird, sollten die Frequenzen der Anregungs- und Detektionseigenmoden weit entfernt von den anderen Eigenmoden des Sensors (z.B. einer Drehschwingung, s. Kap. 4) liegen. Um eine hohe Schockfestigkeit des Sensors zu erreichen, sollte das Design Anschläge für die schwingenden Teile des Sensors aufweisen. Schließlich gilt es, Haftungsprobleme des Sensors auf dem Substrat, wie sie beim LIGA-Beschleunigungssensor auftraten, zu verringern. Dies kann durch eine Reduzierung der Anzahl der Haftstellen bei gleichzeitiger Vergrößerung der Fläche der Haftstellen zwischen Sensor und Substrat erreicht werden.

3.1 Grundprinzip

Für mikromechanische LIGA-Gyrometer eignen sich besonders Designs, die die Corioliskraft zur Bestimmung der Drehrate Ω verwenden (s. Kap. 2.2). Dazu muß der Sensor mindestens eine schwingende Masse enthalten. Wird der Sensor gedreht, so wirkt auf diese Masse die Corioliskraft (s. Kap. 2.1).

Einige Designs haben zwei gekoppelte Massen, die gegenphasig angetrieben werden, so daß die auf die Massen wirkenden Corioliskräfte unterschiedliche Vorzeichen besitzen (s. Abb. 3.1, links) [15, 28, 30]. Dies hat den Vorteil, daß sich störende Kräfte F_L in Folge von Linearbeschleunigungen, die sich der Corioliskraft F_C überlagern und damit das Meßsignal verfälschen, durch Subtraktion der auf die Masse wirkenden Gesamtkräfte F_1 und F_2 herausrechnen lassen. Für die Differenzkraft F_D ergibt sich:

$$F_1 = F_C + F_L \quad (3.1)$$

$$F_2 = -F_C + F_L \quad (3.2)$$

$$\Rightarrow F_D = F_1 - F_2 = 2F_C. \quad (3.3)$$

Um zu gewährleisten, daß die beiden Massen m_1 und m_2 die gleiche Resonanzfrequenz besitzen, werden die beiden Massen über eine Feder miteinander gekoppelt. Das Design des Zweimassenschwingers wird dadurch sehr komplex und hat den Nachteil, daß der ganze Sensor fehlerfrei hergestellt werden muß. Tritt z. B. bei einem der Schwinger ein Fehler auf, so fällt der ganze Sensor aus. Ein weiterer Nachteil besteht darin, daß durch die Kopplung der beiden Massen mit einer weiteren Feder ein komplexes Feder-Masse System entsteht. Dadurch wird es schwieriger sicherzustellen, daß die Frequenzen störender Eigenmoden weit entfernt von den Frequenzen der Eigenmoden für den Antrieb und die Detektion liegen, um so ein ungewolltes Anregen (Übersprechen, crosstalk) weiterer Schwingungsmoden zu verhindern.

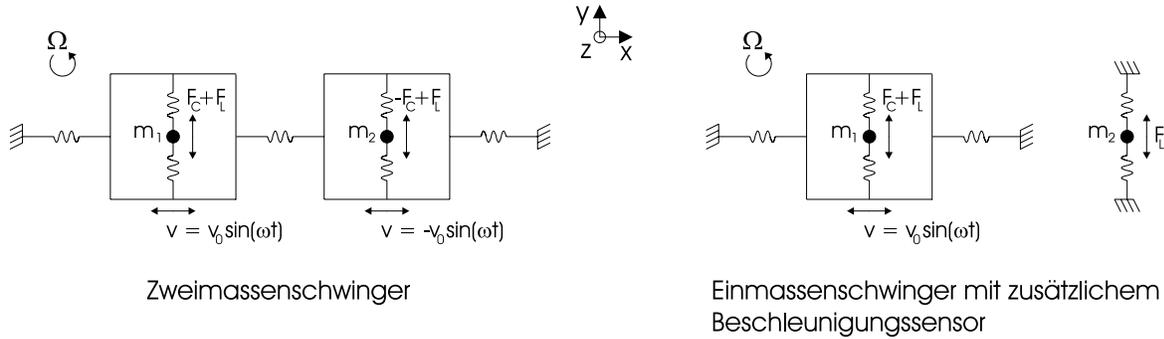


Abbildung 3.1: Skizzierter Aufbau eines Zweimassenschwingers und eines Einmassenschwingers mit zusätzlichem Beschleunigungssensor zur Kompensation von Linearbeschleunigungen.

Diese Probleme lassen sich mit einem **Einmassenschwinger** reduzieren. Im Gegensatz zu den bekannten Einmassenschwingern [12, 31, 49] wird hier das Design um einen Beschleunigungssensor ergänzt (s. Abb. 3.1, rechts). Damit können wie beim Zweimassenschwinger störende Linearbeschleunigungen kompensiert werden. Durch die Berechnung der Differenzkraft F_D des Einmassenschwingers und des Beschleunigungssensors läßt sich die Corioliskraft F_C bestimmen.

$$F_1 = F_C + F_L \quad (3.4)$$

$$F_2 = F_L \quad (3.5)$$

$$\Rightarrow F_D = F_1 - F_2 = F_C \quad (3.6)$$

Die Trennung der beiden Massen m_1 und m_2 hat den Vorteil, daß beim Ausfall eines Sensors der zweite nicht zwangsläufig auch ausfällt. Die reduzierte Zahl der gekoppelten Federn und Massen erleichtert das Trennen der Frequenzen von den Nutz- und den Störmoden. Einen weiteren Vorteil bietet der separate Beschleunigungssensor. Er erlaubt die Messung der Beschleunigung ohne das störende Coriolissignal. Der Einmassenschwinger hat jedoch den Nachteil, daß sein Coriolissignal nur halb so groß wie das des Doppelschwingers ist (vergl. Gl. 3.3 und 3.6).

Nach der Wahl des durch den Beschleunigungssensor ergänzten Einmassenschwingers wird im nächsten Schritt auf die Plazierung der Aktoren und Detektoren eingegangen. Der Aktor sollte, um keine ungewollten Auslenkungen der seismischen Masse in Coriolisrichtung zu verursachen, nur in der Anregungsrichtung x beweglich sein. Für den Detektor ist nur die Auslenkung der seismischen Masse m in Coriolisrichtung y wichtig. Er sollte somit auch nur in y -Richtung beweglich sein. Integriert man den Aktor und den Detektor mit diesen Eigenschaften in das Design, so ist dies nur mit der Einführung von weiteren Federn möglich (s. Abb. 3.2, links). Der Aktor A wird über eine Feder in der Anregungsrichtung x mit dem

Substrat verbunden und mit einer weiteren Feder in Coriolisrichtung y mit der seismischen Masse m . Beim Detektor D ist die Anordnung der Feder umgekehrt. Die Anknüpfung an die seismische Masse wird über eine Feder in Anregungsrichtung x hergestellt und die Verbindung zum Substrat über eine Feder in Coriolisrichtung y . Aus der Literatur sind zwei Designs bekannt, bei denen dieser Aufbau zugrunde liegt [15,28].

Dieser Aufbau hat den Vorteil, daß der Detektor nur die Bewegung in Coriolisrichtung registriert, da er vom Aktor quasi abgekoppelt ist. Nachteilig sind jedoch zum einen die erhöhte Anzahl an Federn und Massen (seismische Masse m , Aktor A , Detektor D), die zu zusätzlichen Eigenmoden führen. Zum anderen benötigen die Federn viel Platz und erschweren einen kompakten Aufbau des Designs. Ferner muß die Corioliskraft nicht nur die seismische Masse m , sondern zusätzlich den Detektor D in y -Richtung auslenken. Durch die erhöhte Masse verringert sich die Auslenkung durch die Corioliskraft und damit auch die Auflösung des Sensors.

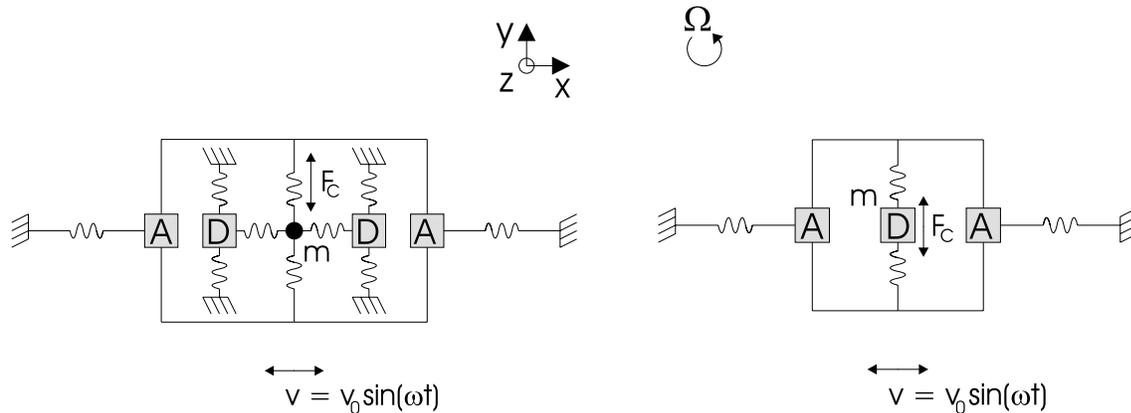


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau eines Einmassenschwingers mit eingezeichneten Aktoren A und Detektoren D , die von der Schwingung der seismischen Masse in y -Richtung bzw. in x -Richtung entkoppelt sind.

Abbildung 3.3: Aufbau des Sensors mit einem in die seismische Masse m integrierten Detektor D .

Diese Nachteile lassen sich umgehen, wenn es gelingt, **den Detektor D in die seismische Masse m zu integrieren**, wie in Abb. 3.3 dargestellt. In der Literatur sind Designs angegeben, bei denen der Detektor in der seismischen Masse integriert ist. Dies sind meistens Designs, bei denen die Detektionsrichtung in z -Richtung liegt [30,31]. Hierbei bildet die untere Fläche der seismischen Masse mit dem Substrat die Kapazität des Detektors. Aufgrund der Dicke der Opferschicht beim LIGA-Verfahren ist diese Art der Detektion für ein auf LIGA-Technik basierendes Design ungünstig (Vergl. Kap. 2.2). Von der Firma Bosch gibt es ein weiteres Design, bei dem der Detektor ebenso in der seismischen Masse integriert ist, und die Detektion in y -Richtung erfolgt [9]. Dies wird durch zwei Strukturierungsebenen erreicht, was mit dem LIGA-Verfahren nicht möglich ist. Die Integration des Detektors in die seismische Masse muß für die LIGA-Technik anders gelöst werden.

3.2 Aufbau des Detektors

Abb. 3.4 und 3.5 zeigen, wie der **kapazitive Detektor in die seismische Masse integriert** ist. Die seismische Masse m ist dabei so strukturiert, daß sie mit den zwei ortsfesten Gegenelektroden zwei Kapazitäten C_1 und C_2 bildet und somit als Detektor funktioniert. Die Größe

der Kapazitäten C_i ($i = 1, 2$) ergibt sich jeweils aus der Länge l , der Spaltbreite d und der Höhe h zu

$$C_i = \varepsilon_0 \frac{lh}{d}. \quad (3.7)$$

Die Kapazitäten C_1 und C_2 sind abhängig von der Auslenkung der seismischen Masse in y -Richtung. Die Anordnung der Elektroden ist bewußt so gewählt, daß sich in Abhängigkeit von der Auslenkung y je eine Kapazität der Kondensatoren C_1 und C_2 vergrößert bzw. verkleinert. Für sie gilt:

$$C_1(y) = \varepsilon_0 \frac{lh}{d+y} \quad (3.8)$$

$$C_2(y) = \varepsilon_0 \frac{lh}{d-y}. \quad (3.9)$$

Dies ist notwendig für die Elektronik des Sensors, um eine Lagedetektion und Lageregelung der seismischen Masse zu ermöglichen (s. Kap. 5.3).

Der beschriebene Aufbau stellt beim Schwingen der seismischen Masse m in x -Richtung sicher, daß die Kapazitäten C_1 und C_2 unabhängig von der Auslenkung der seismischen Masse in x -Richtung sind. Dies ist wichtig für die elektronische Auswertung des Sensors. Die maximale Amplitude in x -Richtung ist durch die Größe von s , also dem x -Abstand zwischen Masse und Gegenelektrode beschränkt und sollte nicht voll ausgenützt werden, damit die Kapazitäten nicht durch Randeﬀekte an den Stirnseiten der Gegenelektroden bei großen Auslenkungen vergrößert werden.

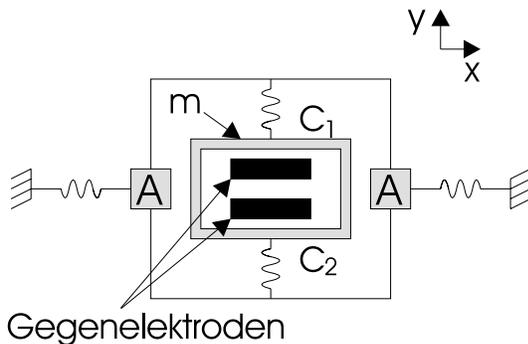


Abbildung 3.4: Aufbau des Gyrometers mit einem in der seismischen Masse m integrierten Detektor.

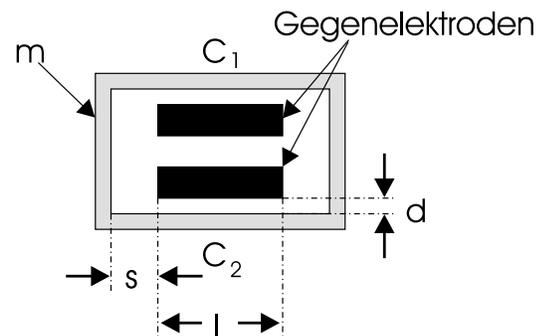


Abbildung 3.5: Vergrößerte Darstellung der seismischen Masse m .

Diese Anordnung der Gegenelektroden stellt **hohe Anforderungen an die Geradlinigkeit der Spalte** zwischen den Kondensatorelektroden. Kommt es bei der Herstellung des Sensors zu einer Durchbiegung der Kondensatorspalte (vergl. Kap. 2.4), so verursacht dies eine Abhängigkeit der Kapazität von der Auslenkung der seismischen Masse m in x -Richtung. Im Extremfall ist die mögliche Schwingungsamplitude der seismischen Masse m sehr eingeschränkt.

Ein wesentliches Ziel des Designs ist eine möglichst **große Kapazität** des Detektors. Dazu sind die Elektroden der Kondensatoren kammartig gestaltet. Abb. 3.6 zeigt den Aufbau der seismischen Masse m und der Gegenelektroden. Die seismische Masse besteht aus einem Rahmen und Fingerelektroden, die in die Finger der Gegenelektroden greifen und so die Kapazität C_1 und C_2 bilden. Die Gegenelektroden sind ortsfest und müssen daher mit dem Substrat verbunden sein. Aus technischen Gründen muß jede Haftstelle eine Mindestkantenlänge von

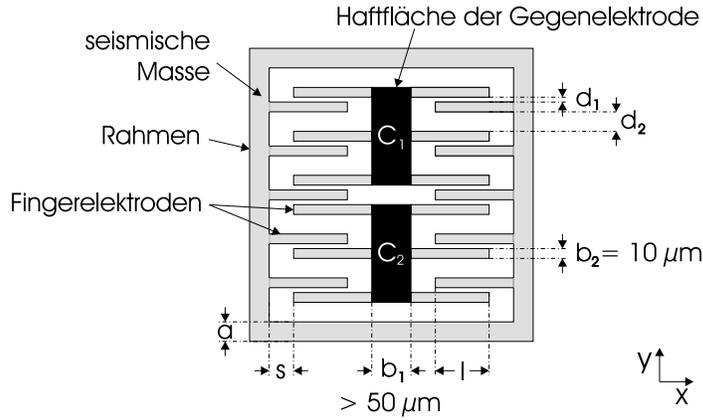


Abbildung 3.6: Aufbau der kammartigen Kondensatoren. Die Finger der seismischen Masse m greifen in die Finger der Gegenelektroden.

$b_1 = 50 \mu m$ aufweisen. Damit die Finger der Gegenelektroden dünner ausgelegt werden können ($b_2 = 10 \mu m$), sind diese mit einer zentralen Haftstelle verbunden. Somit läßt sich eine größere Zahl an Finger Elektroden in der seismischen Masse integrieren und die Kapazität steigern. C_1 und C_2 berechnen sich mit n Finger Elektroden zu:

$$C_1(y) = \varepsilon_0 n \left(\frac{lh}{d_1 - y} + \frac{lh}{d_2 + y} \right) \quad (3.10)$$

$$C_2(y) = \varepsilon_0 n \left(\frac{lh}{d_1 + y} + \frac{lh}{d_2 - y} \right). \quad (3.11)$$

Ein weiterer Vorteil ist die reduzierte Zahl der Haftstellen, die relativ großzügig ausgelegt werden können. Dies führt zu mehr Sicherheit bei der Haftung der Gegenelektroden. Die Breite der Finger Elektroden b_2 und die Breite des Rahmens der seismischen Masse a ergeben sich aus statischen Abschätzungen und der prozeßbedingten Mindestbreite von $10 \mu m$.

Durch die Kammstruktur der Finger Elektroden wird im Vergleich zur Anordnung aus Abb. 3.5 an die Strecke l eine weitere Bedingung gestellt. Die Strecke l muß größer als die halbe Schwingungsamplitude der seismischen Masse in Anregungsrichtung sein, um die Unabhängigkeit der Kapazität von der Auslenkung in x -Richtung zu gewährleisten. Andernfalls würden bei maximaler Auslenkung in x -Richtung die Finger Elektroden einer Kammhälfte nicht mehr in die Finger der Gegenelektroden greifen, während die andere Hälfte um mehr als die Strecke l in die Finger der Gegenelektroden greift und damit die Kapazität vergrößert.

Um eine hohe Empfindlichkeit des Sensors zu erreichen, gilt es die **differentiellen Kapazitäten** $\frac{dC_1}{dy}$ und $\frac{dC_2}{dy}$ zu **maximieren**. Sie ergeben sich aus den Ableitungen der Gleichungen 3.10 und 3.11. In der Ruhelage gilt für die differentielle Kapazität:

$$\left. \frac{C_1}{dy} \right|_{y=0} = \varepsilon_0 n \left(\frac{lh}{d_1^2} - \frac{lh}{d_2^2} \right) \quad (3.12)$$

$$\left. \frac{C_2}{dy} \right|_{y=0} = \varepsilon_0 n \left(-\frac{lh}{d_1^2} + \frac{lh}{d_2^2} \right). \quad (3.13)$$

Sie läßt sich durch die Elektrodenabstände d_1 und d_2 einstellen. Der Elektrodenabstand d_1 wird durch die kleinste mögliche Spaltbreite vorgegeben (vergl. Kap. 2.4). Durch Variation von d_2 läßt sich der optimale Wert für die differentielle Kapazität bestimmen. Abb. 3.7 zeigt den Verlauf der differentielle Kapazität $\frac{dC}{dy}$ in Abhängigkeit von dem Elektrodenabstand d_2

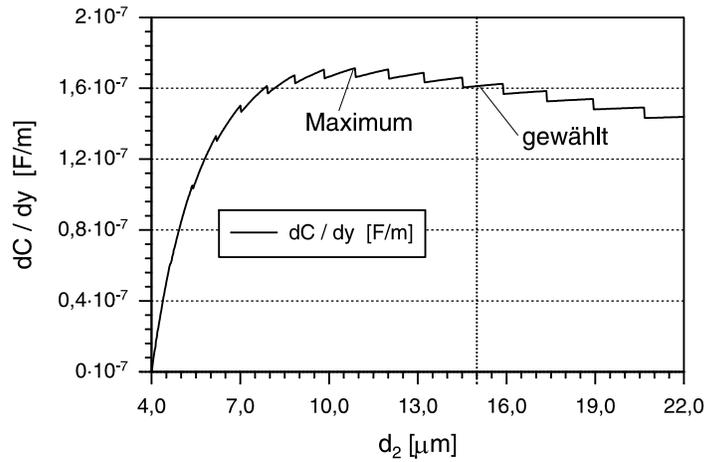


Abbildung 3.7: Differentielle Kapazität $\frac{dC}{dy}$ in Abhängigkeit von dem Elektrodenabstand d_2 . Der Elektrodenabstand d_1 beträgt $4 \mu\text{m}$.

für einen Elektrodenabstand d_1 von $4 \mu\text{m}$. Für die Berechnung wurden die Abmessungen des späteren Designs verwendet. Die Unstetigkeitsstellen im Verlauf der differentiellen Kapazität werden dadurch verursacht, daß die Zahl der Elektrodenfinger mit zunehmendem Spaltabstand d_2 aufgrund der gewählten maximalen Breite des Sensors abnimmt. Der ideale Wert für den Elektrodenabstand d_2 beträgt in dem angenommenen Fall ungefähr $11 \mu\text{m}$. Um bei der Herstellung des Sensors Prozeßschwierigkeiten aus dem Weg zu gehen, wurde ein größerer Spaltabstand von $d_2 = 15 \mu\text{m}$ gewählt.

3.2.1 Temperaturkompensation

Eine wichtige Anforderung an das Gyrometer ist eine geringe Temperaturabhängigkeit der Steilheit. Die Steilheit (oder auch Empfindlichkeit) ist das Verhältnis von der Änderung des Sensorausgangssignals ΔU_{Sig} zur Änderung der Drehrate $\Delta\Omega$.

$$S = \frac{\Delta U_{Sig}}{\Delta\Omega} \quad (3.14)$$

Als Meßgröße der Drehrate Ω dient die Änderung der Detektorkapazität ΔC aufgrund der Auslenkung der seismischen Masse in y -Richtung in Folge der Corioliskraft. Die Elektronik wandelt die Differenz der Detektorkapazitäten ΔC in eine Spannung U um, die proportional zu ΔC ist. Somit hängt die Steilheit S linear von der differentiellen Kapazität $\frac{dC}{dy}$ ab (s. Gl. 3.12 und 3.13).

$$S \propto \frac{dC}{dy} \quad (3.15)$$

Die Spaltbreite d_1 in Abb. 3.6 trägt wesentlich zur Temperaturabhängigkeit der differentiellen Kapazität $\frac{dC}{dy}$ bei. Die Spaltbreite d_2 ist für $(d_2)^2 \gg (d_1)^2$ vernachlässigbar.

Die Temperaturabhängigkeit der Spaltbreite d_1 wird durch die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von dem Substratmaterial Keramik $\alpha_{Ke} = 8,1 \cdot 10^{-6}/K$ und dem Sensor-material Nickel $\alpha_{Ni} = 13,3 \cdot 10^{-6}/K$ verursacht. Mit steigender Temperatur T dehnt sich die seismische Masse mit dem Ausdehnungskoeffizient von Nickel symmetrisch zur Symmetrieachse aus, während sich die Gegenelektrode mit dem Ausdehnungskoeffizient der Keramik

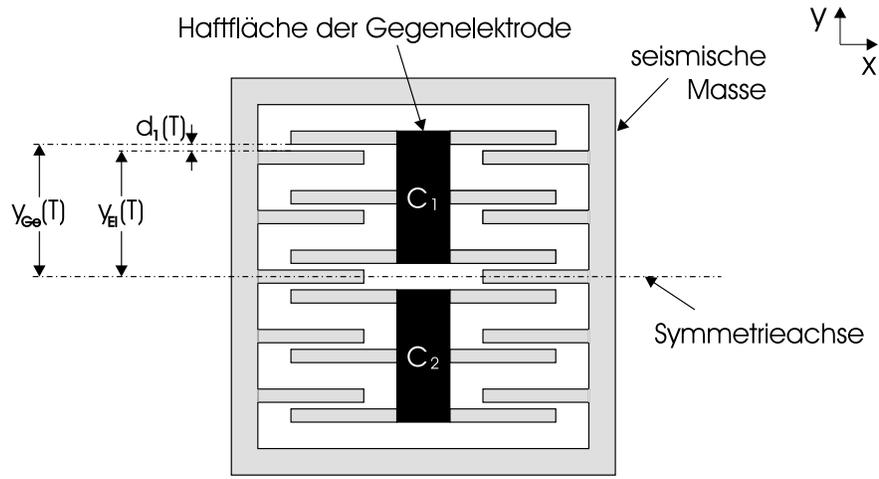


Abbildung 3.8: Die Abstände der Fingerelektroden von der Symmetrieachse sind temperaturabhängig.

von der Symmetrieachse entfernt (s. Abb. 3.8). Die Abstände der Fingerelektroden der seismischen Masse zur Symmetrieachse $y_{El}(T)$ und der Gegenelektroden zur Symmetrieachse $y_{Ge}(T)$ sind somit temperaturabhängig. Für den Spaltabstand d_1 ergibt sich damit folgende Temperaturabhängigkeit.

$$d_1(T) = y_{Ge}(T) - y_{El}(T) \quad (3.16)$$

$$= (1 + \alpha_{Ke}(T - T_0)) \cdot y_{Ge}(T_0) - (1 + \alpha_{Ni}(T - T_0)) \cdot y_{El}(T_0) \quad (3.17)$$

Faßt man die Differenzen der Ausdehnungskoeffizienten mit $\Delta\alpha = \alpha_{Ke} - \alpha_{Ni} \approx -5,2 \cdot 10^{-6}/K$ und der Temperatur mit $\Delta T = T - T_0$ zusammen und vernachlässigt den Term $\alpha_{Ke}\Delta T \cdot d_1(T_0)$, so vereinfacht sich Gl. 3.17 zu

$$d_1(T) \approx d_1(T_0) + \Delta\alpha\Delta T \cdot y_{El}(T_0). \quad (3.18)$$

Aus der gewonnenen Temperaturabhängigkeit der Spaltbreite $d_1(T)$ läßt sich zusammen mit Gl. 3.12 die Temperaturabhängigkeit der Steilheit S zu

$$S(T) \propto \frac{dC}{dy}(T) \propto \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{d_1(T_0) + \Delta\alpha\Delta T \cdot y_{El,i}(T_0)} \right)^2 \quad (3.19)$$

berechnen. Der Parameter i steht für die verschiedenen Abstände der Fingerelektrodenpaare zur Symmetrieachse. Ihr unterschiedlicher Einfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Spaltbreite $d_i(T)$ wird durch die Mittelung (Summierung) berücksichtigt.

Den Einfluß der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten auf die Spaltbreite d_1 läßt sich durch Reduzieren der Gegenelektrodenhaftflächen auf den Bereich, der der Symmetrieachse am nächsten liegt, verringern. In Abb. 3.9 sind die verkleinerten Haftflächen dargestellt. Zunächst wird auf den linken Teil der dargestellten seismischen Masse eingegangen. Die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten wirken damit nur über die Strecke y_{Ha} . Für die Temperaturabhängigkeit des Spaltabstandes d_1 bedeutet dies:

$$d_{1,li}(T) = y_{Ge}(T) - y_{El}(T) \quad (3.20)$$

$$= [(1 + \alpha_{Ke}\Delta T) \cdot y_{Ha}(T_0) + (1 + \alpha_{Ni}\Delta T)(y_{Ge}(T_0) - y_{Ha}(T_0))] - (1 + \alpha_{Ni}\Delta T) \cdot y_{El}(T_0). \quad (3.21)$$

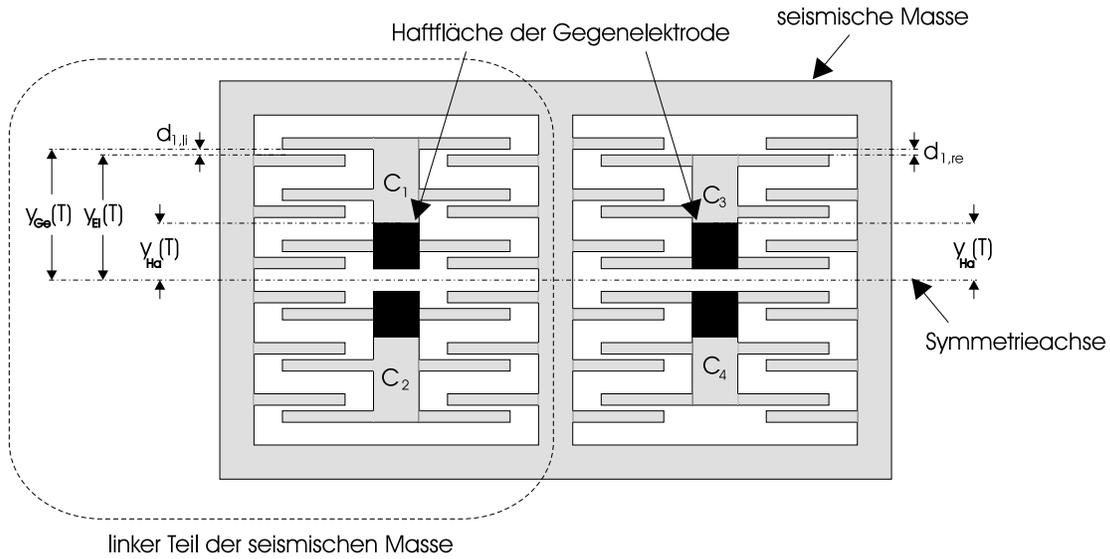


Abbildung 3.9: Die Haftflächen der Gegenelektroden sind auf dem Bereich nahe der Symmetrieachse reduziert (Mitte-Prinzip). Die Fingerpaare der Gegenelektroden und der seismischen Masse im rechten Teil des Detektors sind zu denen im linken Teil vertauscht (Gabel-Prinzip).

Vernachlässigt man den Term $\alpha_{N_i} \Delta T \cdot d_1(T_0)$, so vereinfacht sich Gl. 3.21 zu

$$d_{1,li}(T) \approx d_{1,li}(T_0) + \Delta\alpha\Delta T \cdot y_{Ha}(T_0). \quad (3.22)$$

Die derartige Verkleinerung der Haftflächen wird im folgenden als **Mitte-Prinzip** bezeichnet. Für die Temperaturabhängigkeit der Steilheit S ergibt sich nach dem Mitte-Prinzip:

$$S(T) \propto \frac{dC}{dy}(T) \propto \left(\frac{1}{d_{1,li}(T_0) + \Delta\alpha\Delta T \cdot y_{Ha}(T_0)} \right)^2. \quad (3.23)$$

Hierbei wurde vernachlässigt, daß einige Strecken $y_{Ge,i}$ der Fingerggegenelektroden kleiner als die Strecke y_{Ha} sind. Diese Näherung hat nur einen sehr geringen Einfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Steilheit S und entspricht einer oberen Abschätzung. Aus Gl. 3.23 ist ersichtlich, daß nur der relativ kleine Abstand y_{Ha} Einfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Steilheit hat.

Als weitere Maßnahme zur Verringerung der Temperaturabhängigkeit der Steilheit S ist das **Gabel-Prinzip** angewendet worden, daß vom LIGA-Beschleunigungssensor bekannt ist [22]. Dazu ist die seismische Masse um zwei weitere Kondensatoren C_3 und C_4 ergänzt worden (s. Abb. 3.9). Sie unterscheiden sich von C_1 und C_2 durch die vertauschte Anordnung der Fingerelektroden der seismischen Masse und der Gegenelektroden. Dies hat zur Folge, daß sich bei steigender Temperatur T die Spaltbreiten $d_{1,li}$ in den Kondensatoren C_1 und C_2 verkleinern, während sich die Spaltbreiten $d_{1,re}$ der Kondensatoren C_3 und C_4 vergrößern. Damit kompensiert sich teilweise der Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Spaltbreiten auf die Temperaturabhängigkeit der Steilheit S .

Für den Spaltabstand $d_{1,re}$ gilt nach dem Mitteleprinzip:

$$d_{1,re}(T) \approx d_{1,re}(T_0) - \Delta\alpha\Delta T \cdot y_{Ha}(T_0). \quad (3.24)$$

Aus den berechneten Temperaturabhängigkeiten von $d_{1,li}$ und $d_{1,re}$ läßt sich die Temperatur-

abhängigkeit der Steilheit S für die **Kombination von Mitte- und Gabelprinzip** zu

$$S(T) \propto \left(\frac{1}{d_{1,li}(T_0) + \Delta\alpha\Delta T \cdot y_{Ha}(T_0)} \right)^2 + \left(\frac{1}{d_{1,re}(T_0) - \Delta\alpha\Delta T \cdot y_{Ha}(T_0)} \right)^2 \quad (3.25)$$

bestimmen.

Im folgenden werden die Temperaturabhängigkeiten der unterschiedlichen Anordnungen der Gegenelektroden miteinander verglichen. Der Skalenfaktor der Temperaturempfindlichkeit ST wird nach [32] durch das Verhältnis der Änderung der Steilheit ΔS zur Temperaturänderung ΔT angegeben

$$ST = \frac{\Delta S}{\Delta T}. \quad (3.26)$$

Da sich das Verhältnis der relativen Änderung der Steilheit S zur Temperaturänderung ΔT besser für den Vergleich der Temperaturabhängigkeiten eignet, wird der Temperaturkoeffizient der Steilheit TK_{St} wie folgt definiert:

$$TK_{St} = \left| \frac{ST}{S(T_0)} \right| = \left| \frac{\Delta S}{S(T_0)} \cdot \frac{1}{\Delta T} \right|. \quad (3.27)$$

In Tabelle 3.1 sind die Temperaturkoeffizienten der Steilheit für die „normale“ Anordnung der Gegenelektroden (s. Abb. 3.8), für das Mitte-Prinzip, das Gabel-Prinzip und der Kombination von Mitte- und Gabel-Prinzip (s. Abb. 3.9) angegeben. Die Werte sind ohne Näherungen mit den Parametern des endgültigen Gyrometerdesigns berechnet. Das Temperaturintervall und die Ausgangstemperatur T_0 wurden mit -40°C bis 85°C bzw. mit 22.5°C angenommen. Zusätzlich wurden die Spaltbreiten variiert.

Tabelle 3.1: Die Tabelle zeigt die TK_{St} -Werte des Sensors für die verschiedenen Kompensationsarten jeweils für verschiedene Spaltweiten. Die Angaben beziehen sich auf das Temperaturintervall $-40^\circ\text{C} \dots 85^\circ\text{C}$ mit $T_0 = 22.5^\circ\text{C}$.

Spaltbreite	ohne Kompensation [10^{-5} K^{-1}]	Mitte-Prinzip [10^{-5} K^{-1}]	Gabel-Prinzip [10^{-5} K^{-1}]	Kombination [10^{-5} K^{-1}]
2 μm	302	70	28	2,7
3 μm	197	48	13	2,1
4 μm	151	37	8,0	1,9
6 μm	99	21	4,1	1,6

Die Tabelle und die Abb. 3.10 zeigen, daß die Kombination von Mitte- und Gabel-Prinzip deutlich die besten TK_{St} -Werte liefert. Bei kleinen Spaltweiten ist dies besonders ausgeprägt. Für einen Spaltabstand von $2 \mu\text{m}$ verbessert sich der TK_{St} -Wert gegenüber dem Wert ohne Kompensation um mehr als ein Faktor 100, gegenüber dem Wert des Gabel-Prinzips um mehr als ein Faktor 10.

Neben der Reduzierung der Temperaturabhängigkeit des Sensors gilt es bei der **Anordnung der Gegenelektroden** auf die Betriebssicherheit des Sensors zu achten. Bei den Kapazitäten C_1 und C_4 verkleinern sich die Spalte bei einer positiven Auslenkung der seismischen Masse

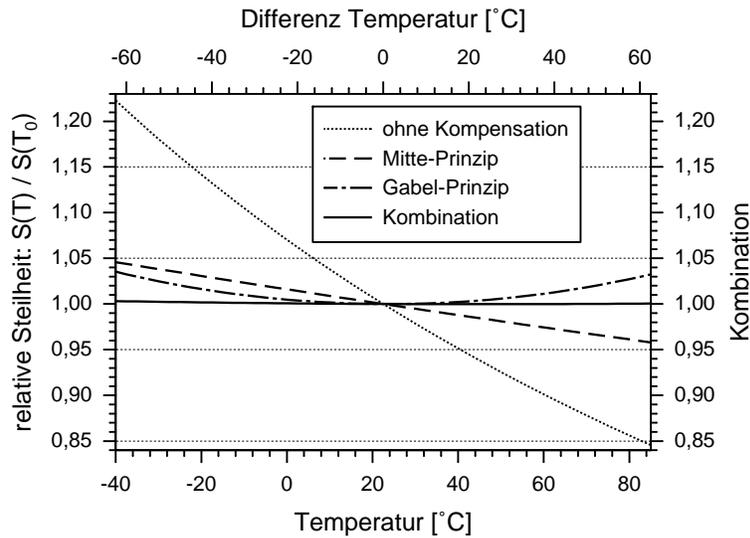


Abbildung 3.10: Die Graphik zeigt den Verlauf von $\frac{S(T)}{S(T_0)}$ über der Temperatur T für die verschiedenen Anordnungen der Gegenelektroden. Die Spaltbreite beträgt $2 \mu m$.

in y -Richtung (s. Abb. 3.11, links). Sie gehören zusammen und werden elektrisch miteinander verbunden. Ebenso gehören die Kapazitäten C_2 und C_3 elektrisch zusammen, da sich bei einer positiven Auslenkung der seismischen Masse in y -Richtung ihre Spalte vergrößern. Würde man die Kondensatorpaare, wie im rechten Teil der Abb. 3.11 dargestellt, untereinander anordnen, so wäre dies platzsparender, würde das Mitte-Prinzip weiter verbessern und die Leiterbahnführung vereinfachen. Durch die Lageregelung (s. Kap. 5.3) wirken jedoch auf die seismische Masse Kräfte. Die Kondensatorplatten ziehen sich an und verursachen bei dem parallelen Aufbau ein störendes Drehmoment M . Das Drehmoment würde sich beim Schwingen in Antriebsrichtung verändern, so die seismische Masse zu einer Drehschwingung anregen und damit das Meßsignal verfälschen oder sogar zum Anschlagen der seismischen Masse an die Gegenelektroden führen. Daher sind die Gegenelektroden über Kreuz angeordnet (s. Abb. 3.11, links), um einen zur Mittelachse symmetrischen Aufbau der seismischen Masse zu errei-

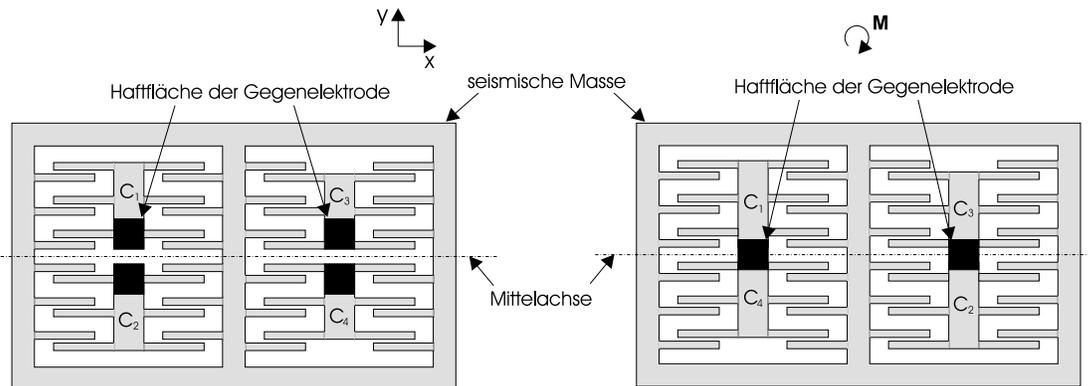


Abbildung 3.11: Beim rechten Design der seismischen Masse sind die Kapazitäten C_1 und C_4 , sowie C_2 und C_3 untereinander angeordnet. Dies ist platzsparender, verbessert das Mitte-Prinzip, erleichtert die Leiterbahnführung, sorgt aber für ein ungewolltes Drehmoment der Lageregelung auf die seismische Masse.

chen. Damit wird sichergestellt, daß durch die elektronische Lageregelung kein Drehmoment auf die seismische Masse wirkt.

3.3 Aufbau des Linearaktors

Der elektrostatische Linearaktor liefert die Antriebskraft F_x für die Schwingung der seismischen Masse (Detektor) in x -Richtung. Er besteht aus zwei einzelnen Aktoren, die jeweils eine Elektrode und eine Gegenelektrode besitzen und zusammen einen Kondensator bilden (s. Abb. 3.12). Beim Anlegen einer Spannung U ziehen sich die Kondensatorplatten an und erzeugen eine Antriebskraft F_x in x -Richtung. Aktor 1 erzeugt eine Kraft $F_{x,1}$ in negativer x -Richtung, Aktor 2 eine Kraft $F_{x,2}$ in positiver x -Richtung. Um einen kompakten Aktor zu erhalten, ist dieser ebenso wie der Detektor kammartig aufgebaut. Die Gegenelektrode ist nach dem Mitte-Prinzip mit dem Substrat verbunden und hat eine auf der Symmetrieachse liegende Haftstelle. Dadurch wird die Temperaturabhängigkeit der Spaltweite d reduziert.

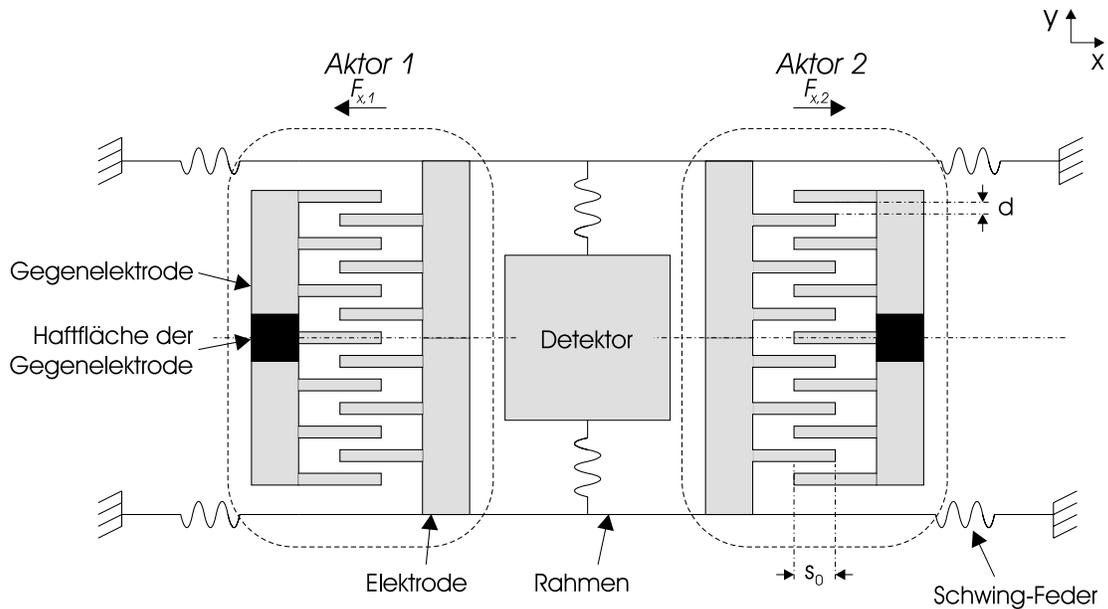


Abbildung 3.12: Das Gyrometerdesign besitzt zwei Aktoren, die kammartig ausgelegt sind. Die Gegenelektrode besitzt nach dem Mitte-Prinzip eine Haftstelle auf der Symmetrieachse.

Die Aktorfinger der Elektrode und Gegenelektrode besitzen nur eine Spaltweite d . Die Kapazität $C(x)$ eines Fingerpaares ergibt sich aus der Spaltweite d , der Strecke s_0 , der Auslenkung x des Sensors in x -Richtung und der Höhe h der Finger zu:

$$C(x) = \varepsilon_0 \frac{s(x) \cdot h}{d} \quad \text{mit} \quad s(x) = \begin{cases} s_0 - x & \text{für Aktor 1} \\ s_0 + x & \text{für Aktor 2} \end{cases} \quad (3.28)$$

Wird eine Spannung U an die Elektrode und Gegenelektrode gelegt, so bildet sich zwischen den Fingerpaaren ein elektrisches Feld aus. Aus der Energie E des elektrischen Feldes

$$E = \frac{1}{2} C U^2 \quad (3.29)$$

läßt sich die **Antriebskraft** $F_{x,Finger}$ eines Fingerpaares herleiten. Sie ergibt sich aus der x -Komponente des Gradienten der Energie.

$$F_{x,Finger} = \frac{dE}{dx} = \begin{cases} -\varepsilon_0 \frac{h \cdot U^2}{2d} & \text{für Aktor 1} \\ +\varepsilon_0 \frac{h \cdot U^2}{2d} & \text{für Aktor 2} \end{cases} \quad (3.30)$$

Die Gesamtantriebskraft der Aktoren $F_{x,1}$ und $F_{x,2}$ beträgt jeweils

$$F_{x,1} = F_{x,2} = 2n \cdot F_{x,Finger}, \quad (3.31)$$

wobei n für die Fingeranzahl der Elektroden steht.

Die Aktoren werden mit sinusförmig modulierten Spannungen U_1 und U_2 betrieben, die zueinander eine Phasenverschiebung von 180° besitzen.

$$U_1 = U_0 + \frac{U_0}{2} \cdot \sin(\omega_0 t) \quad (3.32)$$

$$U_2 = U_0 - \frac{U_0}{2} \cdot \sin(\omega_0 t) \quad (3.33)$$

Aus den Gleichungen 3.30 bis 3.33 läßt sich die resultierende Kraft F_x beider Aktoren berechnen.

$$F_x = F_{x,1} - F_{x,2} \quad (3.34)$$

$$= (U_1^2 - U_2^2) \cdot \frac{n \varepsilon_0 h}{d} \quad (3.35)$$

$$= 2 \cdot U_0^2 \cdot \sin(\omega_0 t) \cdot \frac{n \varepsilon_0 h}{d} \quad (3.36)$$

Die **maximale Schwingungsamplitude** $x_{0,res}$ wird erreicht, wenn der Sensor in der Resonanz betrieben wird. Sie ergibt sich nach Gl. 2.3 aus der Güte Q und der statischen Auslenkung $x_{0,stat}$. Die statische Auslenkung $x_{0,stat}$ wird durch das Hook'sche Gesetz aus der Antriebskraft der Aktoren F_x und der Gesamtfederkonstante D des Sensors in x -Richtung bestimmt.

$$x_{0,res} = Q \cdot x_{0,stat} \quad \text{mit} \quad x_{0,stat} = \frac{D}{F_x} \quad (3.37)$$

$$= \frac{Q \cdot D}{F_x} \quad (3.38)$$

Um eine große Schwingungsamplitude und damit eine große Empfindlichkeit des Gyrometers zu erreichen, sollte die Antriebskraft maximiert werden. Die Antriebskraft läßt sich nach Gl. 3.30 durch die **Spaltweite** d einstellen. Die Länge s der Spalte muß mindestens die Größe der maximalen Schwingungsamplitude $x_{0,res}$ besitzen, damit die Aktoren über eine ganze Schwingungsperiode hinweg die Antriebskraft F_x erzeugen können. Wählt man die Spaltweite d im Verhältnis zur Spaltlänge s zu klein, so kommt es zu der in Kap. 2.4 beschriebenen Durchbiegung der Spalte. Dies hat unterschiedliche Spaltabstände zwischen den Fingern der Elektroden und Gegenelektroden zur Folge.

Jede Fingerelektrode hat zwei benachbarte Finger, die sich bei einer anliegenden Spannung U mit einer Kraft $F_{y,li}$ bzw. $F_{y,re}$ anziehen. Sind die Spaltabstände d_{li} und d_{re} der rechten und

linken Nachbarelektrode gleich groß, so kompensieren sich die Kräfte. Weichen die Spaltweiten aufgrund der endlichen Prozeßgenauigkeit voneinander ab, so wirkt auf die Fingerelektrode eine Kraft in y -Richtung. Die Kraft in y -Richtung einer Fingerelektrode $F_{y,Finger}$ entspricht der y -Komponente des Energiegradientenfeldes. Für die resultierende Kraft eines Fingers $F_{y,Finger}$ ergibt sich daraus:

$$F_{y,Finger} = F_{y,li} + F_{y,re} \quad (3.39)$$

$$= \frac{dE_{li}}{dy} + \frac{dE_{re}}{dy} \quad (3.40)$$

$$= -\frac{\varepsilon_0}{2} \cdot \left(\frac{1}{d_{li}^2} - \frac{1}{d_{re}^2} \right) h \cdot s(x) \cdot U^2. \quad (3.41)$$

Diese ungewollten Kräfte der Elektrodenfinger werden aufgrund der endlichen Steifigkeit der Schwing-Federn in y -Richtung auf die seismische Masse übertragen und führen zu einer Verfälschung des Meßsignals. Mit zunehmender Spaltbreite wird die Durchbiegung der Spalte geringer. Daher wird die Spaltbreite d der Aktoren so groß wie möglich gewählt, wobei die maximale Breite durch die benötigte Antriebskraft (s. Kap. 3.8) vorgegeben ist. Damit wird ein möglichst großes und ungestörtes Meßsignal erreicht.

3.4 Gesamtaufbau

Im folgenden werden die Anordnung der Schwing-Feder und der Coriolis-Feder, der Aufbau des Rahmens und die Anschläge für die Antriebs- und Detektionsrichtung des Gyrometers sowie des Beschleunigungssensors erläutert. Abb. 3.13 stellt deren Aufbau schematisch dar.

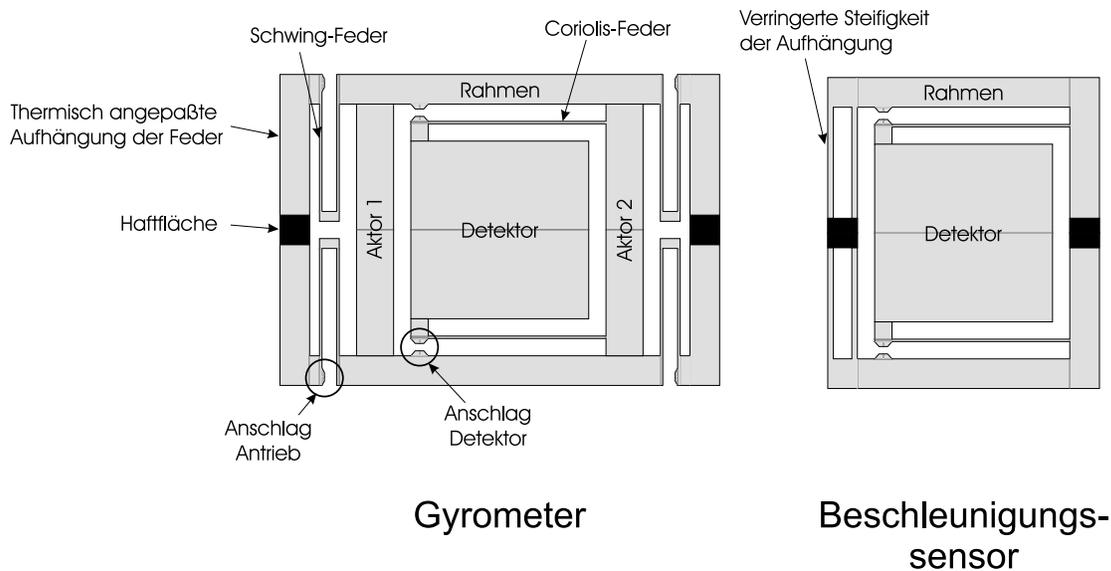


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des Rahmens, der Federaufhängung, der Federn, der Anschläge und Haftflächen des Gyrometers sowie des Beschleunigungssensors.

Die Schwing-Federn des Gyrometers sind mäanderförmig konstruiert und ermöglichen so eine große Schwingungsamplitude. Die Einspannung erfolgt zum einen am Rahmen des Gyrometers und zum andern an einer nach dem Mitte-Prinzip thermisch angepaßten Aufhängung, die auf der Symmetrieachse des Sensors über eine Haftfläche mit dem Substrat verbunden

ist. Dies verhindert bei sehr hohen und niedrigen Temperaturen eine verzerrte Einspannung der Schwing-Feder. Die Coriolis-Feder besteht aus einem Biegebalken, der die Bewegung des Detektors in y -Richtung ermöglicht. Seine Einspannung ist durch die Befestigung an einem Aktorelement von thermisch bedingten Verzerrungen frei.

Der Anschlag des Antriebs verhindert, daß sich bei einer zu großen Schwingungsamplitude die Finger der Elektrode und Gegenelektrode der Aktoren berühren, was zu einem Kurzschluß oder sogar zur Verbiegung der Fingerelektroden führen würde. Ebenso verhindert der Anschlag des Detektors, daß sich die Finger der Detektorelektrode und -gegenelektrode bei nicht ausregelbaren Beschleunigungen berühren und den Sensor zerstören. Der Detektoranschlag stellt die prozekttechnisch kritischste Stelle im Design dar, da die Spaltweite des Detektoranschlags noch kleiner als die der Detektorfinger ausgelegt werden muß. Um die Prozeßsicherheit dieses dünnen Spalts zu erhöhen, verbreitert sich der Spalt zu seinen Enden hin. Dies reduziert die Kerbspannungen des in der PMMA-Form vorliegenden Steges.

Der **Gesamtaufbau des Gyrometers** ist in Abb. 3.14 dargestellt. In der Abbildung wird neben den Federn, Anschlägen und dem Rahmen der schematische Aufbau des Detektors und der Aktoren gezeigt.

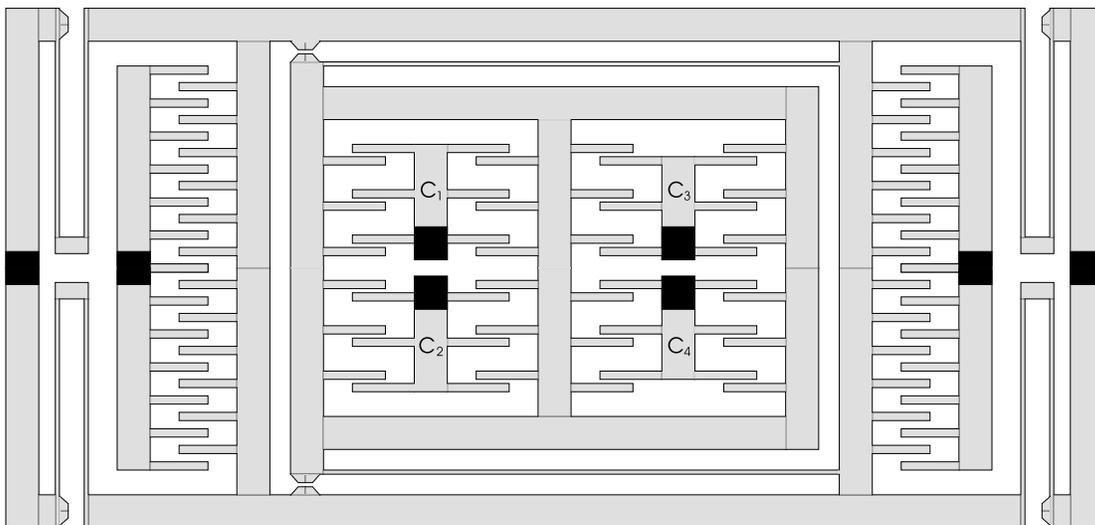


Abbildung 3.14: Gesamtaufbau des Gyrometers. Der Detektor, die Aktoren, die Federn und Anschläge sowie die Haftflächen sind schematisch dargestellt.

Der **Aufbau des Beschleunigungssensors** entspricht bis auf das Fehlen der Schwing-Federn und der Aktoren sowie der abgewandelten linken Aufhängung dem Aufbau des Gyrometers (s. Abb. 3.13). So haben die Einflüsse bei der Herstellung der Sensoren gleiche Auswirkungen auf das Gyrometer und den Beschleunigungssensor. Ebenso stimmen deren Temperaturabhängigkeiten überein. Dies ist Voraussetzung für eine gute Kompensation von Linearbeschleunigungen (s. Kap. 3.1).

Die linke Aufhängung des Rahmens beim Beschleunigungssensor ist anders konstruiert als die Aufhängung der Schwing-Feder beim Gyrometer. Sie besteht nicht aus einem massiven Biegebalken, sondern aus zwei parallel verlaufenden Balken. Die Steifigkeit der beiden dünnen Balken ist viel geringer als die des massiven Biegebalkens. Das ermöglicht der linken Aufhängung des Beschleunigungssensors, Längenänderungen des Rahmens in x -Richtung aufgrund von Temperaturänderungen aufzufangen.

3.5 Herleitung des elektronischen Rauschsignals Ω_n

Um weitere wichtige Design-Parameter wie die beiden Resonanzfrequenzen festlegen zu können, ist es notwendig, ihren Einfluß auf die erreichbare Auflösung, die durch das elektronische Rauschsignal Ω_n bestimmt ist, zu kennen. Mit der Kenntnis dieser Abhängigkeit und unter Beachtung der an den Sensor gestellten Randbedingungen (Kap. 1.4 und Kap. 3) läßt sich die Auflösung des Sensors optimieren.

Die erreichbare Auflösung wird durch das Rauschen der Sensor-Elektronik, das ein Rauschsignal Ω_n erzeugt, beschränkt. Im nachfolgenden wird der Zusammenhang zwischen dem Rauschsignal und den Sensor- und Elektronikeigenschaften hergeleitet.

Das Gyrometer besitzt zwei harmonische Oszillatoren. Zum einen den in x -Richtung schwingenden Anregungs-Oszillator, der aus den vier Schwing-Federn mit der Federkonstanten D_x und der in x -Richtung schwingenden Masse m_x (Sensorrahmen, beide Aktoren und die seismische Masse) besteht. Der zweite in y -Richtung schwingende Detektions-Oszillator besteht aus den beiden Coriolis-Federn mit der Federkonstanten D_y und der seismischen Masse m_y . Für die Resonanzkreisfrequenzen des Anregungs-Oszillators $\omega_{0,A}$ und des Detektions-Oszillators $\omega_{0,D}$ gilt:

$$\omega_{0,A} = \sqrt{\frac{D_x}{m_x}} \quad (3.42)$$

$$\omega_{0,D} = \sqrt{\frac{D_y}{m_y}}. \quad (3.43)$$

Um die Geschwindigkeitsamplitude $v_{x,0}$ des Anregungs-Oszillators zu maximieren und damit auch die auf die seismische Masse wirkende Coriolis-Kraft (s. Gl. 2.2), wird der Anregungs-Oszillator in Resonanz betrieben. Für die Anregungskreisfrequenz $\omega_{Anregung}$ bedeutet dies:

$$\omega_{Anregung} = \omega_{0,A}. \quad (3.44)$$

Für die Geschwindigkeitsamplitude $v_{x,0}$ gilt damit

$$v_{x,0} = x_0 \cdot \omega_{Anregung} = x_0 \cdot \omega_{0,A}, \quad (3.45)$$

wobei x_0 für die Schwingungsamplitude steht. Ersetzt man x_0 mit dem Ausdruck aus Gl. 3.38, so folgt für die Geschwindigkeitsamplitude

$$v_{x,0} = \frac{F_x Q_x}{D_x} \cdot \omega_{0,A} \quad (3.46)$$

(F_x : Antriebskraft der Aktoren, Q_x : Güte des Anregungs-Oszillators). Ersetzt man die Federkonstante D_x durch den Zusammenhang aus Gl. 3.42 so erhält man:

$$v_{x,0} = \frac{F_x Q_x}{m_x \omega_{0,A}}. \quad (3.47)$$

Die Geschwindigkeit $v_{x,0}$ erzeugt bei einer auf den Sensor wirkenden Drehrate Ω eine Corioliskraft F_C , die auf die seismische Masse m_y wirkt. Die Corioliskraft lenkt die seismische Masse aus. Die Lageregelung der Sensor-Elektronik (s. Kap. 5.3) detektiert diese Auslenkung

und erzeugt eine **Gegenkraft** F_L , die die seismische Masse in die Ruhelage zwingt. Für die Differentialgleichung der seismischen Masse gilt damit:

$$\ddot{y}m_y + \dot{y}\gamma_y + yD_y = F_C - F_L. \quad (3.48)$$

(γ_y : Dämpfung des Detektions-Oszillators). Die Lageregelung besteht aus einem PID-Regler, der die Gegenkraft F_L aus drei Komponenten zusammensetzt, die proportional zur Geschwindigkeit \dot{y} , zur Auslenkung y bzw. zum Integral über der Auslenkung $\int y dt$ der seismischen Masse sind.

$$F_L = \dot{y}\gamma_L + yD_L + \int y dt I_L \quad (3.49)$$

(γ_L, D_L, I_L : Proportionalitätskonstanten der Lageregelung). γ_L und D_L entsprechen einer virtuellen Dämpfung bzw. Federkonstanten. Der I-Anteil ($\int y dt I_L$) des PID-Reglers ist so eingestellt, daß er nur auf Frequenzen von y reagiert, die unter $100Hz$ liegen. Er dient dazu Linearbeschleunigungen (z. B. die Gravitation) auszuregulieren. Für höhere Frequenzen wie der Anregungsfrequenz $f_A = \frac{\omega_{0,A}}{2\pi}$ ist der I-Anteil des Reglers vernachlässigbar. Der PID-Regler wird damit im Bereich der Anregungsfrequenz $f_{Anregung} = \frac{\omega_{Anregung}}{2\pi} = \frac{\omega_{0,A}}{2\pi}$ näherungsweise zu einem **PD-Regler** mit

$$F_L \approx \dot{y}\gamma_L + yD_L. \quad (3.50)$$

Setzt man F_L in die Differentialgleichung 3.48 ein, so erhält man:

$$\ddot{y}m_y + \dot{y}(\gamma_y + \gamma_L) + y(D_y + D_L) \approx F_C. \quad (3.51)$$

Die Kraft der Lageregelung F_L wird zur Bestimmung der Drehrate Ω verwendet. Daher werden die Parameter der Lageregelung so eingestellt, daß die Kraft der Lageregelung der Corioliskraft entspricht

$$F_L \approx F_C. \quad (3.52)$$

Als nächstes werden die Bedingungen für die Parameter der Lageregelung γ_L und D_L hergeleitet, die sicherstellen, daß die Gl. 3.52 gilt. Dazu wird Gl. 3.48 durch die Kraft der Lageregelung F_L geteilt.

$$\underbrace{\frac{m_y\ddot{y} + \gamma_y\dot{y} + D_y y}{F_L}}_A = \underbrace{\frac{F_C}{F_L}}_{\approx 0} - 1 \quad (3.53)$$

Mit der Forderung aus Gl. 3.52 ist der rechte Teil der Gl. 3.53 ungefähr null. Damit muß für den Term A ebenso gelten:

$$A \approx 0. \quad (3.54)$$

Um zu erkennen, unter welchen Bedingungen $A \approx 0$ gilt, wird die Differentialgleichung 3.48 gelöst, wobei für F_L die Gl. 3.50 eingesetzt wird. Die Corioliskraft F_C ist proportional zur harmonischen Anregungsgeschwindigkeit v_x . Daher läßt sich die Zeitabhängigkeit der Corioliskraft mit

$$F_C(t) = F_{C,0} \cdot e^{i\omega_{0,A}t} \quad \text{mit} \quad F_{C,0} = 2m_y \cdot v_{x,0} \cdot \Omega \quad (3.55)$$

beschreiben. Löst man die Differentialgleichung mit dem Ansatz

$$y(t) = y_0 \cdot e^{i\omega_{0,A}t}, \quad (3.56)$$

so erhält man für y_0 folgenden komplexen Ausdruck:

$$y_0 = \frac{F_{C,0}}{-\omega_{0,A}m_y + i\omega_{0,A}(\gamma_y + \gamma_L) + D_y + D_L}. \quad (3.57)$$

Setzt man die Lösung in den Term A ein und betrachtet den Betrag von A , so ergibt sich

$$|A| = \sqrt{\frac{m_y^2(\omega_{0,D}^2 - \omega_{0,A}^2)^2 + \omega_{0,A}^2\gamma_y^2}{m_y^2\omega_{0,L}^4 + \omega_{0,A}^2\gamma_L^2}} \quad \text{mit} \quad \omega_{0,L} = \sqrt{\frac{D_L}{m_y}}. \quad (3.58)$$

Daraus läßt sich ablesen, daß für die Bedingungen

$$\omega_{0,L}^2 \gg \omega_{0,A}^2 \quad (3.59)$$

$$\omega_{0,L}^2 \gg \omega_{0,D}^2 \quad (3.60)$$

$$\gamma_L^2 \gg \gamma_y^2 \quad (3.61)$$

der Betrag von A ungefähr null wird

$$|A| \approx 0. \quad (3.62)$$

Damit ist sichergestellt, daß die angestrebte Übereinstimmung der Corioliskraft mit der Lageregelungskraft aus Gl. 3.52 gegeben ist.

Im Weiteren wird die **Auswirkung des Rauschens der Sensor-Elektronik** auf die Kraft der Lageregelung F_L untersucht. Dadurch erhält man eine Aussage über die Größe und Abhängigkeit des Rauschsignals der Elektronik Ω_n . Die Lagedetektion der Elektronik ist die Hauptquelle des elektronischen Rauschens. Sie detektiert die Kapazitätsänderung des Detektors in Folge der Auslenkung der seismischen Masse in y -Richtung. Das Rauschsignal der Lagedetektion ist weiß und hat laut [33] eine Kapazitätsrauschdichte C_{RD} von

$$C_{RD} = 5 \cdot 10^{-18} \frac{F}{\sqrt{2\pi Hz}} \quad \text{mit} \quad \frac{dC_n(\omega, t)}{d\sqrt{\omega}} = C_{RD} \cdot e^{i\omega t}. \quad (3.63)$$

Der Zusammenhang zwischen der Kapazitätsänderung ΔC_y und der Änderung der Auslenkung Δy der seismischen Masse wird durch

$$\Delta y = \frac{\Delta C_y \cdot d_y}{2 C_y} \quad (3.64)$$

(C_y , d_y : Kapazität bzw. Spaltweite des Detektorkondensators) beschrieben und in Kap. 5.3 hergeleitet (s. Gl. 5.5). Für die Rauschdichte y_{RD} der Auslenkung der seismischen Masse gilt damit

$$y_{RD} = \frac{C_{RD} \cdot d_y}{2 C_y} \quad (3.65)$$

$$\propto C_{RD}. \quad (3.66)$$

Das Rauschen von y_{RD} ist damit auch weiß. Somit läßt sich die Frequenz- und Zeitabhängigkeit der Rauschdichte durch

$$\frac{dy_n(\omega, t)}{d\sqrt{\omega}} = y_{RD} \cdot e^{i\omega t} \quad (3.67)$$

beschreiben.

Das Rauschen wirkt sich auf die Kraft F_L der Lageregelung aus. Setzt man das Rauschsignal der Geschwindigkeit \dot{y}_n und des Lagesignals y_n in Gl. 3.50 ein, so ergibt sich für die Kraft der Lageregelung:

$$F_{L,n} = \gamma_L(\dot{y} + \dot{y}_n) + D_L(y + y_n). \quad (3.68)$$

Da das Rauschsignal aus Gl. 3.67 nicht als absolute Größe, sondern als Dichte vorliegt, wird die Gleichung 3.68 in Form einer Dichte zu

$$\frac{dF_{L,n}}{d\sqrt{\omega}} = \gamma_L \left(\frac{d\dot{y}}{\sqrt{\omega}} + \frac{d\dot{y}_n}{d\sqrt{\omega}} \right) + D_L \left(\frac{dy}{\sqrt{\omega}} + \frac{dy_n}{d\sqrt{\omega}} \right) \quad (3.69)$$

umgeschrieben. Damit erhält man für die Lageregelung eine Kraftdichte $\frac{dF_{L,n}}{d\sqrt{\omega}}$, die das Rauschsignal der Lagedetektion enthält.

Das Rauschen der Kraftdichte der Lageregelung wird bestimmt, indem man die Kraftdichte aus Gl. 3.69 in die Differentialgleichung 3.48 einsetzt, und dabei die Corioliskraft F_C gleich Null setzt. Man erhält:

$$\frac{d\ddot{y}}{\sqrt{\omega}} m_y + \frac{d\dot{y}}{\sqrt{\omega}} \gamma_y + \frac{y}{\sqrt{\omega}} D_y = -\frac{dF_{L,n}}{d\sqrt{\omega}}. \quad (3.70)$$

Die Differentialgl. 3.70 beschreibt die Auswirkung des Rauschens der Lageregelung auf die seismische Masse. Die seismische Masse wird durch die Rauschkraft ausgelenkt und beeinflusst damit wieder das Lagesignal und somit auch die Kraft der Lageregelung. Diese Kopplung des Rauschsignals der Lageregelung mit der seismischen Masse beschreibt das Systemrauschen, welches die Größe ist, die sich dem eigentlichen Coriolissignal überlagert.

Löst man die Differentialgleichung 3.70 mit dem Ansatz

$$\frac{y(t)}{\sqrt{\omega}} = -y_0 \cdot (i\omega\gamma_L + D_L) \cdot e^{i\omega t}, \quad (3.71)$$

so erhält man für y_0 folgenden komplexen Ausdruck:

$$y_0 = \frac{y_{RD}}{-\omega^2 m_y + i\omega\gamma_S + D_S} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \gamma_S = \gamma_y + \gamma_L \\ D_S = D_y + D_L. \end{cases} \quad (3.72)$$

Setzt man nun für die Rauschkraftdichte $\frac{dF_{L,n}}{d\sqrt{\omega}}$ der Lageregelung folgendes an

$$\frac{dF_{L,n}(\omega, t)}{d\sqrt{\omega}} = F_{RD}(\omega) \cdot e^{i\omega t} \quad (3.73)$$

und setzt die Gleichungen 3.67 und 3.71 bis 3.73 in die Gleichung 3.69 ein, so erhält man für

den Betrag der Amplitude der Rauschkraftdichte $|F_{RD}|$ folgende Frequenzabhängigkeit.

$$\begin{aligned}
 |F_{RD}(\omega)| &= y_{RD} \cdot m_y \cdot \sqrt{(A_1 + A_2) \cdot \frac{B_1}{B_2}} \\
 \text{mit } \begin{cases} A_1 &= (\omega^2 - \omega_{0,D}^2)^2 \\ A_2 &= \left(\frac{\omega \cdot \omega_{0,D}}{Q_y}\right)^2 \\ B_1 &= \omega_{0,L}^4 + \frac{\omega^2 \cdot \omega_{0,L}^2}{Q_L^2} \\ B_2 &= (\omega_{0,L}^2 + \omega_{0,D}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \left(\frac{\omega_{0,L}}{Q_L} + \frac{\omega_{0,D}}{Q_y}\right)^2 \end{cases} & (3.74)
 \end{aligned}$$

Bevor auf dieses Ergebnis genauer eingegangen wird, wird gezeigt, daß unter der Bedingung von Gl. 3.44 die Frequenzanteile der Corioliskraft F_C mit der Bandbreite BW des Sensors symmetrisch zur Kreisfrequenz der Anregung liegen. Unter der Bandbreite BW des Gyrometers versteht man die maximale Modulationskreisfrequenz ω_m der Drehrate

$$\Omega(t) = \Omega_0 \cdot \cos(\omega_m t), \quad (3.75)$$

bei der das Sensorsignal noch der schnellen zeitlichen Änderung von $\Omega(t)$ folgen kann. Setzt man die Zeitabhängigkeit der Drehrate Ω und der Anregungsgeschwindigkeit v_x in die Gleichung 2.2 für die Corioliskraft ein, so erhält man:

$$F_C(t) = 2m v_x(t) \cdot \Omega(t) \quad (3.76)$$

$$\text{mit } \begin{cases} v_x(t) &= v_{x,0} \cdot \cos(\omega_{\omega_0,A} t) \\ \Omega(t) &= \Omega_0 \cdot \cos(\omega_m t) \end{cases}$$

$$\Rightarrow F_C(t) \propto \underbrace{2 \cdot \cos(\omega_{\omega_0,A} t) \cdot \cos(\omega_m t)}_{=\cos[(\omega_{\omega_0,A} + \omega_m)t] + \cos[(\omega_{\omega_0,A} - \omega_m)t]} \quad (3.77)$$

Gl. 3.77 zeigt, daß sich die mit ω_m modulierte Corioliskraft in zwei Frequenzen aufteilt, die symmetrisch zu $\omega_{0,A}$ liegen. Setzt man für ω_m die maximale Modulationsfrequenz $\omega_m = BW$ ein, so erhält man das Kreisfrequenzband der Corioliskraft

$$\begin{aligned} \omega_C &\in [\omega_{0,A} - BW, \omega_{0,A} + BW] \\ \text{mit } F_C(t) &= F_{C,0} \cdot \cos(\omega_c t). \end{aligned} \quad (3.78)$$

Die Sensor-Elektronik wertet die Corioliskraft in diesem Frequenzband aus und filtert das übrige Spektrum größtenteils heraus (s. Kap. 5.3). Beim Auswerten interpretiert die Sensor-Elektronik das Rauschen in diesem Frequenzband als Coriolissignal.

Im nächsten Schritt wird das Rauschen der Elektronik aus der Rauschkraftdichte $|F_{RD}(\omega)|$ berechnet. Um diese Berechnung besser verstehen zu können, wird kurz gezeigt, wie die effektive Rauschspannung U_{eff} aus einer Rauschspannungsdichte $\frac{dU}{d\sqrt{f}}$ berechnet wird. Die

effektive Rauschspannung U_{eff} für ein Frequenzintervall $[f_1, f_2]$ wird bei einer Rauschspannungsdichte $\frac{dU}{d\sqrt{f}}$ durch

$$U_{eff} = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} \left(\frac{dU}{d\sqrt{f}} \right)^2 df} \quad (3.79)$$

bestimmt [34, 35]. Analog dazu lautet das Integral für die effektive Rauschkraft der Lageregelung $F_{L,n}(\omega_{0,A}, BW)$ über das Kreisfrequenzband aus Gl. 3.78 damit:

$$F_{L,n}(\omega_{0,A}, BW) = \sqrt{\int_{\omega_{0,A}-BW}^{\omega_{0,A}+BW} |F_{RD}(\omega)|^2 d\omega}. \quad (3.80)$$

Im folgenden wird gezeigt, daß die Parameter der Lageregelung fast keinen Einfluß auf die effektive Rauschkraft der Elektronik haben. Der Detektions-Oszillator hat in der Regel eine Güte Q_y , die wesentlich größer als eins ist. Wählt man nun für die Lageregelung eine Güte von $Q_L \approx 1$ und benutzt die Bedingungen $\omega_{0,L}^2 \gg \omega_{0,A}^2$ und $\omega_{0,L}^2 \gg \omega_{0,D}^2$ aus den Gleichungen 3.59 und 3.60, so gilt für die Terme B_1 und B_2 aus Gl. 3.74 für $\omega \approx \omega_{0,A}$:

$$\begin{aligned} B_1 &\approx \omega_{0,L}^4 \\ B_2 &\approx \omega_{0,L}^4 \\ \Rightarrow \frac{B_1}{B_2} &\approx 1 \end{aligned} \quad (3.81)$$

Damit haben die Terme B_1 und B_2 fast keinen Einfluß auf die Rauschkraftdichte innerhalb der Integrationsgrenzen von Gl. 3.80. In den übrigen Termen A_1 und A_2 ist keine Abhängigkeit von den Parametern $\omega_{0,L}$ und Q_L der Lageregelung enthalten. **Damit ist die Rauschkraftdichte unabhängig von den Parametern $\omega_{0,L}$ und Q_L der Lageregelung.**

Das **Minimum der Rauschkraftdichte** läßt sich aus den Termen A_1 und A_2 ablesen. Für $\omega = \omega_{0,D}$ wird der Term A_1 zu null. Damit bestimmt der Term A_2 die Größe des Minimums der Rauschkraftdichte.

$$\begin{aligned} A_1(\omega_{0,D}) &= 0 \\ A_2(\omega_{0,D}) &= \frac{\omega_{0,D}^4}{Q_y^2} \\ \Rightarrow |F_{RD}(\omega_{0,D})| &\approx y_{RD} \cdot m_y \cdot \frac{\omega_{0,D}^2}{Q_y} \end{aligned} \quad (3.82)$$

Abb. 3.15 zeigt den Verlauf der Rauschkraftdichte. Das Minimum liegt bei $\omega = \omega_{0,D}$. Um eine geringe effektive Rauschkraft des Sensors zu erhalten, wird durch die Wahl der Resonanzkreisfrequenz des Detektors $\omega_{0,D}$ von

$$\omega_{0,D} = \omega_{0,A} \quad (3.83)$$

das Minimum der Rauschkraftdichte in die Integrationsgrenzen von Gl. 3.74 gelegt und damit die effektive Rauschkraft $F_{L,n}$ minimiert.

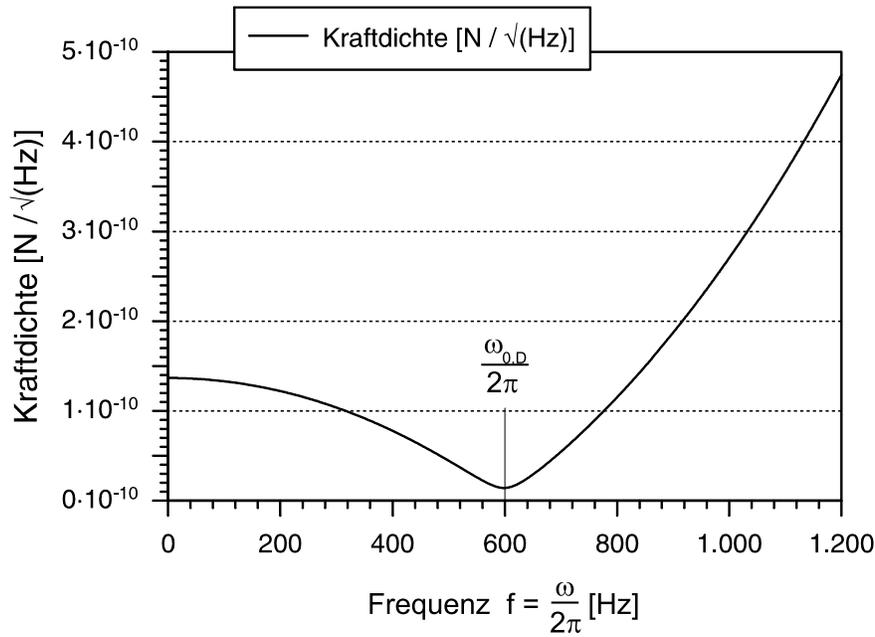


Abbildung 3.15: Die Rauschkraftdichte der Lageregelung ist über der Frequenz dargestellt. Das Minimum liegt bei $\omega_{0,D} = 600 \text{ Hz} \cdot 2\pi$.

Im weiteren wird das der effektiven Rauschkraft $F_{L,n}$ entsprechende Rauschsignal Ω_n der Elektronik hergeleitet. Mit der einfachen Näherung (vergl. mit Gl. 3.74 und Gl. 3.81)

$$|F_{RD}(\omega)| \approx y_{RD} \cdot m_y \cdot \sqrt{A_2(\omega_{0,D})} \quad \text{für } \omega \approx \omega_{0,D}, \quad (3.84)$$

die für nicht allzu große Güten Q_D ($Q_D < 10$) und Meßbandbreiten BW gilt, läßt sich die Rauschkraftdichte $|F_{RD}(\omega)|$ vor das Integral aus Gl. 3.80 ziehen. Mit dieser Näherung erhält man für das Integral:

$$F_{L,n}(\omega_{0,A}, BW) \approx y_{RD} \cdot m_y \cdot \sqrt{A_2(\omega_{0,D})} \cdot \sqrt{2 BW}. \quad (3.85)$$

Setzt man für A_2 den Ausdruck aus Gl. 3.74 ein und ersetzt nach Gl. 3.83 $\omega_{0,D}$ durch $\omega_{0,A}$, so erhält man für die effektive Rauschkraft:

$$F_{L,n}(\omega_{0,A}, BW) \approx y_{RD} \cdot m_y \cdot \frac{\omega_{0,A}^2}{Q_y} \cdot \sqrt{2 BW}. \quad (3.86)$$

Diese effektive Rauschkraft $F_{L,n}$ der Lageregelung wird von der Elektronik als Corioliskraft interpretiert ($F_{L,n} = F_C = 2m_y v_x \Omega_n$). Damit läßt sich das Rauschsignal der Elektronik Ω_n zu

$$\begin{aligned} \Omega_n &\approx \frac{F_{L,n}(\omega_{0,A}, BW)}{2 v_x m_y} \\ &\approx \frac{y_{RD} \cdot \omega_{0,A}^2 \cdot \sqrt{2 BW}}{2 v_x Q_y} \end{aligned} \quad (3.87)$$

abschätzen.

Um die **Abhängigkeiten von** Ω_n von den Designparametern zu erhalten, wird zusätzlich v_x nach Gl. 3.47 und y_{RD} nach Gl. 3.65 ersetzt:

$$\Omega_n \approx \frac{5 \cdot 10^{-18} \frac{F}{\sqrt{Hz}} d_y m_x \omega_{0,A}^3 \sqrt{2 BW}}{4 F_x Q_x Q_y C_y} \quad (3.88)$$

(m_x, Q_x : Masse bzw. Güte des Aktors, d_y, C_y : Spaltbreite bzw. Kapazität des Detektors). Weiter wird F_x nach Gl. 3.36 und C_y nach Gl. 3.10 ersetzt. Man erhält schließlich:

$$\Omega_n \propto \frac{d_x d_y^2 m_x \omega_{0,A}^3 \sqrt{2 BW}}{4 U_0^2 n_A n_D h^2 l_y Q_x Q_y} \quad (3.89)$$

(d_x, U_0, n_A : Spaltweite, Antriebsspannung bzw. Anzahl der Fingerelektroden des Aktors, n_D, l_y : Anzahl bzw. Länge der Fingerelektroden des Detektors, h : Höhe des Sensors).

Die Parameter des Detektors d_y, l_y und h , sowie des Aktors d_x sind bereits in Kap. 2.4 untersucht worden. Damit bleiben drei Gruppen von Parametern übrig, die es weiter zu optimieren gilt. Zum einen ist es die Wahl der Resonanzkreisfrequenz der Anregung $\omega_{0,A}$, zum zweiten das Zusammenspiel der Masse m_x mit der Anzahl der Fingerelektroden n_D und n_A und drittens die Güten Q_x und Q_y . Sie sind durch die Dämpfung des Sensormaterials und der Dämpfung in Folge des Luftwiderstandes des Sensors beschränkt.

Die obige Betrachtung gilt für den Fall, daß die Resonanzkreisfrequenzen des Detektor-Oszillators $\omega_{0,D}$ und des Anregungs-Oszillators $\omega_{0,A}$ übereinstimmen (s. Gl. 3.83) und die Güte Q_D relative kleine ist ($Q_D < 10$). Aufgrund von Unregelmäßigkeiten in der Galvanik (vergl. Kap. 2.3) ist zu erwarten, daß die Resonanzkreisfrequenzen voneinander abweichen. Für diesen Fall wurde das Integral aus Gl. 3.80 numerisch gelöst. In Abb. 3.16 ist die Abhängigkeit des Rauschsignals Ω_n über $\omega_{0,A}$ aufgetragen. Dies einmal für den Fall, daß die Resonanzkreisfrequenzen übereinstimmen ($r = 1$), und einmal für den Fall, daß sie um 10 % voneinander abweichen ($r = 0,9$).

Die Abbildung zeigt deutlich, daß das Rauschsignal Ω_n bei abweichenden Resonanzkreisfrequenzen größer ist als bei übereinstimmenden. Eine wichtige Feststellung ist ferner, daß bei abweichenden Resonanzkreisfrequenzen die Güte Q_y des Detektions-Oszillators kaum noch einen Einfluß auf das Rauschsignal Ω_n hat (in der Abb. liegen die Graphen von Ω_n mit $Q_y = 10$ bzw. $Q_y = 1000$ für $r = 0,9$ fast übereinander). Weiter zeigt die numerische Lösung, daß für große Güten Q_D und übereinstimmende Resonanzkreisfrequenzen ($r = 1$) das Rauschsignal Ω_n nicht kubisch, sondern quadratisch mit der Resonanzkreisfrequenz des Antriebs $f_{0,A}$ anwächst:

$$\Omega_n \propto \omega_{0,A}^2 \quad \text{für} \quad \begin{cases} r & = 1 \\ Q_D & \approx 1000 \\ \omega_{0,A} & < 2\pi \cdot 20.000 \text{ Hz} \end{cases} \quad (3.90)$$

Erst für sehr große Resonanzfrequenzen des Antriebs $f_{0,A} > 20.000 \text{ Hz}$ wird die Abhängigkeit kubisch.

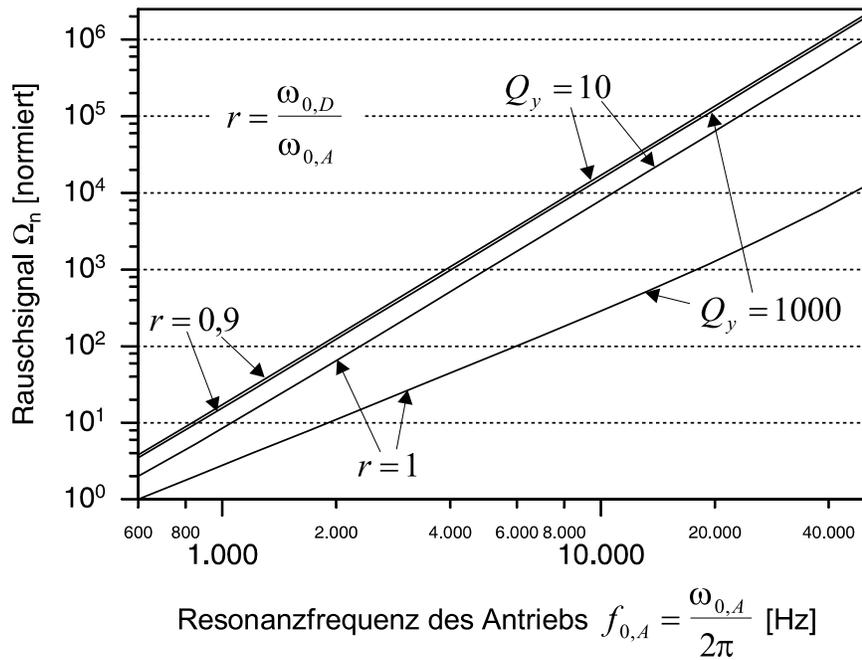


Abbildung 3.16: Rauschsignal der Elektronik Ω_n in Abhängigkeit der Resonanzfrequenz des Anregungs-Oszillators $\frac{\omega_{0,A}}{2\pi}$ und dem Verhältnis $r = \frac{\omega_{0,D}}{\omega_{0,A}}$. Zur Normierung wurde der kleinste Wert gleich 1 gesetzt.

3.6 Wahl der Resonanzfrequenzen

Die Wahl der Resonanzfrequenzen des Aktors $f_{0,A} = \frac{\omega_{0,A}}{2\pi}$ und des Detektors $f_{0,D} = \frac{\omega_{0,D}}{2\pi}$ hat auf die erreichbare Auflösung des Sensors einen großen Einfluß. In Kap. 3.5 wurde gezeigt, daß die beste Auflösung für gleiche Resonanzfrequenzen von Aktor und Detektor zu erzielen ist. Ebenso wurde gezeigt, daß das Rauschsignal Ω_n je nach dem kubisch bzw. quadratisch mit der Resonanzfrequenz des Aktors $f_{0,A}$ wächst. Demnach sollten die Resonanzfrequenzen so klein wie möglich sein, um eine gute Auflösung des Sensors zu erreichen. Andererseits sollten die Resonanzfrequenzen weit oberhalb von den Frequenzen möglicher **störender Vibrationen** f_{St} liegen, damit diese nicht die Schwingung in Anregungs- und Detektionsrichtung stören.

Im Fall eines PKWs ist der Motor die Hauptquelle störender Vibrationen. Angenommen es handelt sich um einen Motor mit vier¹ Zylindern und einer maximalen Drehzahl von 6000 U/min , so ergibt sich daraus eine Störfrequenz von

$$4 \cdot 6000 \frac{\text{U}}{\text{min}} \cdot \frac{1 \text{ min}}{60 \text{ s}} = 400 \frac{\text{U}}{\text{s}}, \quad (3.91)$$

was einer Störfrequenz von $f_{St} = 400 \text{ Hz}$ entspricht. Daher wurde für den Sensor die Resonanzfrequenz des Anregungs-Oszillators auf

$$f_{0,A} = 600 \text{ Hz} \quad (3.92)$$

festgelegt.

Speziell für diese Resonanzfrequenz des Aktors zeigt Abb. 3.17 das Rauschsignal der Elektronik Ω_n in Abhängigkeit von der Güte Q_y und der Resonanzfrequenz $f_{0,D}$ des Detektors

¹Die Betrachtung wurde für einfache PKWs durchgeführt. Für Motoren mit einer höheren Zylinderzahl muß die Frequenz entsprechend hoch gesetzt werden.

für eine Bandbreite von $BW = 30 \text{ Hz}$. Die Abbildung zeigt, daß für eine Abweichung der

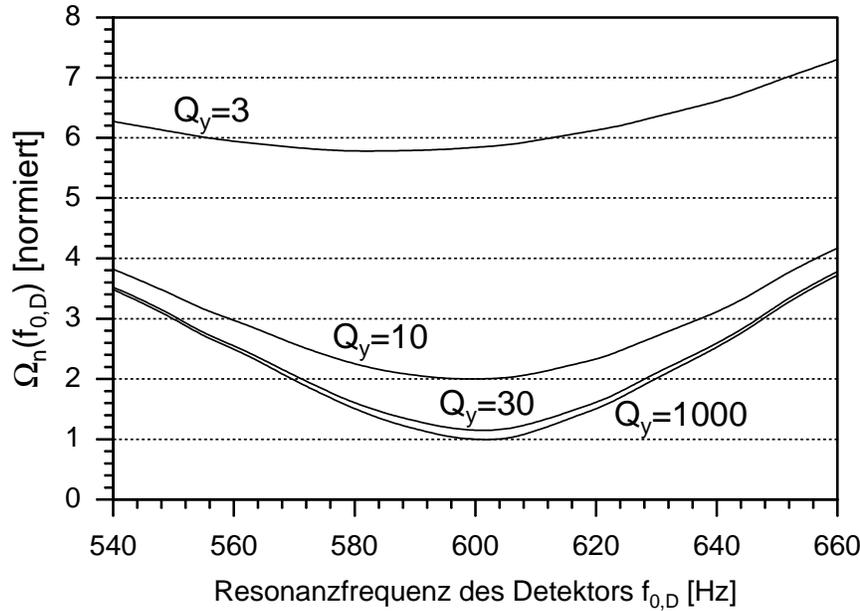


Abbildung 3.17: Normierte effektive Rauschkraft der Sensorelektronik Ω_n abhängig von der Güte Q_y und der Resonanzfrequenz $f_{0,D}$ des Detektors für eine Resonanzfrequenz des Aktors von $f_{0,A} = 600 \text{ Hz}$ und einer Bandbreite von $BW = 30 \text{ Hz}$.

Resonanzfrequenzen von $\pm 10\%$ (540 Hz , 660 Hz) die Güte des Detektions-Oszillators Q_y bei Werten größer 10 das Rauschsignal kaum beeinflusst. Kleinere Werte von Q_y hingegen vergrößern das Rauschsignal beträchtlich.

Zusammenfassend läßt sich über das Rauschsignal Ω_n sagen:

- Mit steigender Anregungsfrequenz steigt das Rauschsignal für übereinstimmende Resonanzfrequenzen quadratisch und für deutlich abweichende Resonanzfrequenzen kubisch an.
- Bei übereinstimmenden Resonanzfrequenzen des Detektors und des Aktors ist das Rauschsignal am geringsten.
- Je größer die Güte Q_y ist, desto geringer ist das Rauschsignal, wobei ab einer Güte von ca. $Q_y \approx 30$ das Rauschsignal durch eine weitere Steigerung von Q_y nicht mehr wesentlich reduziert werden kann.
- Die Parameter der Lageregelung haben einen zu vernachlässigenden Einfluß auf das Rauschsignal, sofern die Bedingungen aus den Gleichungen 3.59 bis 3.61 erfüllt sind.

3.7 Optimierung der Federspannung

Die Schwingfeder des Sensors (s. Abb. 3.13) ist beim Betrieb einer großen Belastung ausgesetzt. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie groß die maximale Schwingungsamplitude des Sensors sein darf, um die vorgegebene Lebensdauer der Feder von 3.000 Betriebsstunden (s. Kap. 1.4) zu gewährleisten. Ferner wird die Form der Feder optimiert, um eine größere

Schwingungsamplitude und damit eine bessere Auflösung des Sensors zu ermöglichen. Die Anzahl der Lastwechsel n , die die Feder aushalten soll, ergibt sich aus der Lebensdauer des Sensors und aus der in Kap. 3.6 gewählten Antriebsfrequenz von 600 Hz zu

$$n = 2 \cdot 600 \text{ Hz} \cdot 3000 \text{ h} \cdot \frac{3600 \text{ s}}{1 \text{ h}} \approx 13 \cdot 10^9. \quad (3.93)$$

Aus der Wöhler-Kurve von Nickel [36,37] läßt sich für 13 Milliarden Lastwechsel eine maximal zulässige Zugspannung von $\sigma_{max} = 150 \text{ MPa}$ entnehmen, wobei aus Sicherheitsgründen eine maximale Zugspannung von $\sigma_{max} = 100 \text{ MPa}$ gewählt wird.

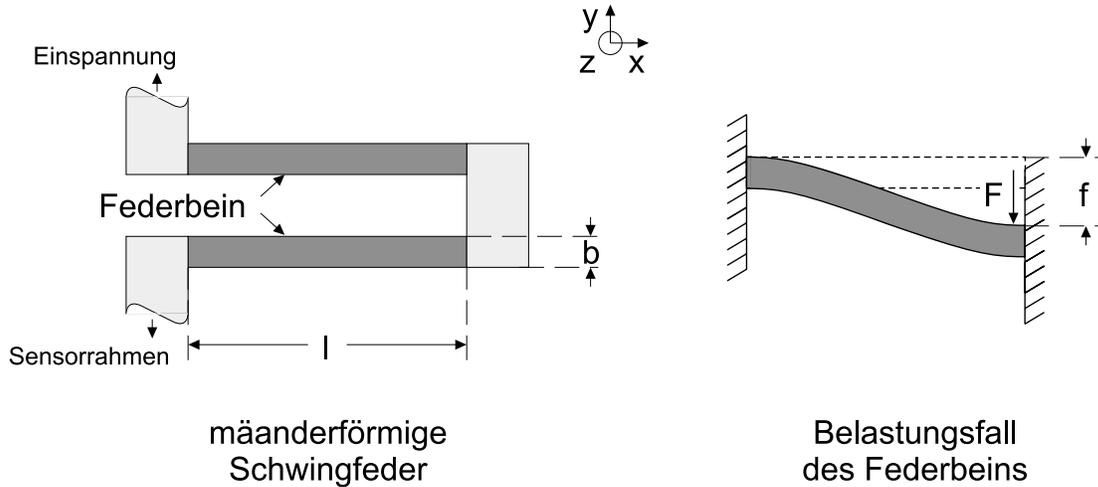


Abbildung 3.18: Mäanderförmige Schwingfeder des Sensors. Der Belastungsfall der Federbeine entspricht einem beidseitig eingespannten Biegebalken.

Abb. 3.18 zeigt die mäanderförmige Schwingfeder des Sensors. Sie besteht aus zwei miteinander verbundenen Federbeinen der Länge l , der Breite b und der Höhe h (z -Richtung). Der Belastungsfall der Federbeine entspricht einem beidseitig eingespannten Biegebalken. Für die Feder gelten verschiedene Einschränkungen und Vorgaben:

$$\sigma \leq \sigma_{max} = 100 \text{ MPa} \quad (3.94)$$

$$b \geq b_{min} = 10 \mu\text{m} \quad (3.95)$$

$$l \leq l_{max} \approx \frac{\text{Sensorbreite}}{2} \quad (3.96)$$

$$D_x, h \quad \text{Vorgaben des Designs.} \quad (3.97)$$

Die Mindestbreite b_{min} der Feder ergibt sich aus der Mindeststrukturbreite des LIGA-Verfahrens. Die maximale Länge l_{max} wird durch das Design vorgegeben und beträgt etwas weniger als die halbe Breite des Sensors. Ebenso wird durch das Design die Federkonstante D_x mit

$$D_x = m_x \cdot \omega_{0,A}^2 \quad (3.98)$$

und die Höhe h (s. Kap. 2.4) vorgegeben.

Für die Durchbiegung eines beidseitig eingespannten Biegebalkens gilt nach [38]

$$f = \frac{Fl^3}{12EI} \quad \text{mit} \quad I = \int_{-b/2}^{b/2} hy^2 dy = \frac{hb^3}{12} \quad (3.99)$$

(f : Durchbiegung, F : Auflagekraft, E : Elastizitätsmodul, I : axiales Flächenmoment zweiten Grades). Setzt man in das Hook'sche Gesetz

$$D_x = \frac{F}{f} \quad (3.100)$$

die Größen f und I aus Gl. 3.99 ein, so ergibt sich für die Federkonstante D_x

$$D_x = \frac{Ehb^3}{l^3}, \quad (3.101)$$

wobei man durch Umformen den Zusammenhang zwischen b und l mit

$$b = l \cdot \sqrt[3]{\frac{D_x}{Eh}} \quad (3.102)$$

erhält. Für die extremale Biegespannung σ eines Biegebalkens mit rechteckigem Querschnitt gilt

$$\sigma = \frac{M}{W} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} M = \frac{Fl}{2} \\ W = \frac{hb^2}{6} \end{cases} \quad (3.103)$$

(M : Biegemoment, W : Widerstandsmoment). Löst man Gl. 3.103 nach F auf und benutzt den Zusammenhang zwischen b und l aus Gl. 3.102 und die Vorgaben von Gl. 3.94 bis Gl. 3.96 und setzt diese in Gl. 3.100 ein, so erhält man für die maximal zulässige Durchbiegung:

$$f_{max} = \frac{\sigma_{max} l_{max} E^{2/3}}{3} \cdot \left(\frac{h}{D_x}\right)^{5/3} \quad \text{mit} \quad b = l \cdot \sqrt[3]{\frac{D_x}{Eh}} \geq b_{min}. \quad (3.104)$$

Im folgenden wird die Geometrie der Feder optimiert, um die maximal zulässige Durchbiegung f_{max} der Feder zu steigern. Dazu wird als nächstes der **Spannungsverlauf** an der Längskante der Feder betrachtet. Dieser ergibt sich aus dem ortsabhängigen Widerstandsmoment für einen rechteckigen Querschnitt

$$W(x) = \frac{hb^2(x)}{6} \quad (3.105)$$

und aus dem ortsabhängigen Biegemoment

$$M(x) = F \cdot \left(x - \frac{l}{2}\right) \quad (3.106)$$

zu

$$\sigma(x) = \frac{|M(x)|}{W(x)} = \frac{6F}{hb^2} \cdot \left|x - \frac{l}{2}\right| \quad (3.107)$$

und ist in Abb. 3.19 links dargestellt.

Bei einem beidseitig eingespannten Biegebalken mit konstantem Querschnitt tritt die größte Spannung unter Belastung an den Enden des Balkens auf. Verbreitert man den Querschnitt an den Enden der Feder, so nimmt dort die Spannung ab, während jedoch die Federkonstante zunimmt. Die Federkonstante läßt sich durch Verringerung des Querschnitts im mittleren Bereich der Feder korrigieren, wodurch dort die Spannung ansteigt. Auf diese Weise kann

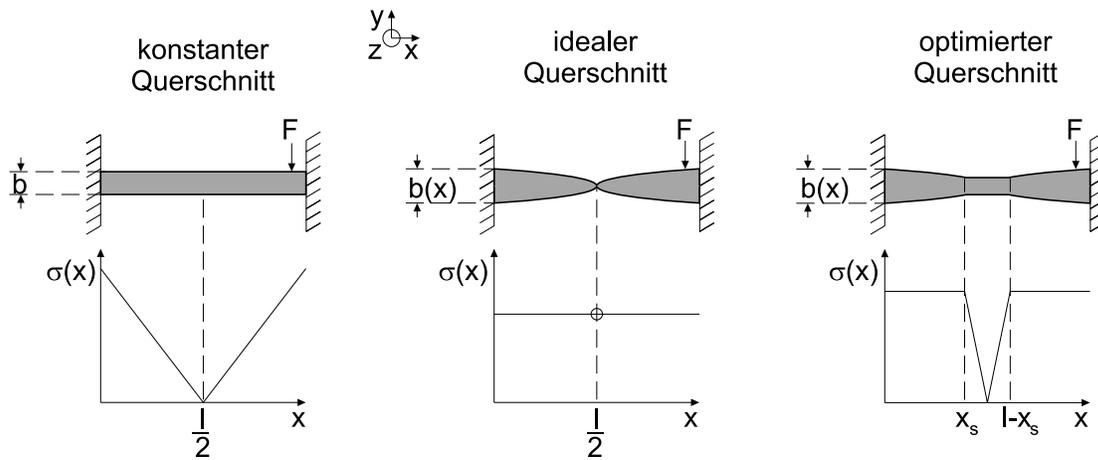


Abbildung 3.19: Skizzierte Darstellung des Spannungsverlaufs des Biegebalkens mit einem konstanten, idealen und optimierten Querschnitt.

die maximale Spannung der Feder gesenkt werden. Die Feder kann nun stärker belastet werden, bis das Spannungsmaximum der Feder wieder der maximal zulässigen Spannung σ_{max} entspricht. Mit diesem Prinzip läßt sich die maximal zulässige Durchbiegung f_{max} der Feder steigern.

Die optimale Feder weist über ihre gesamte Länge eine konstante Spannung auf. Mit dieser Idee wurde in [39] die Geometrie der optimalen beidseitig eingespannten Feder bestimmt. Dazu wurde in Gleichung 3.107 folgende Ersetzung gemacht:

$$\sigma(x) \Rightarrow \sigma_{max} \quad (3.108)$$

$$b \Rightarrow b(x). \quad (3.109)$$

Löst man die Gleichung nach $b(x)$ auf, so erhält man

$$b(x) = \sqrt{\frac{6F}{\sigma_{max}h}} \cdot \sqrt{\left|x - \frac{l}{2}\right|}. \quad (3.110)$$

Die Breite $b(x)$ der idealen Feder ist in Abb. 3.19 in der Mitte dargestellt. Für $x = l/2$ ist die Breite der Feder null. Da aus der Vorgabe von Gl. 3.95 eine Mindestbreite von $10 \mu\text{m}$ erforderlich ist, kann dieser Ansatz nur auf die äußeren Bereiche der Feder angewendet werden. Im mittleren Bereich nimmt die optimierte Feder die Mindestbreite b_{min} an (s. Abb. 3.19 rechts).

Zur Berechnung der maximalen Durchbiegung wurde in [39] die für kleine Verformungen geltende linearisierte Differentialgleichung der Biegelinie für die optimierte Feder aufgestellt. Sie gliedert sich in drei Bereiche und lautet:

$$\begin{aligned} w_1''(x) &= -\frac{M(x)}{EI(x)} & \text{mit } 0 \leq x \leq x_s \\ w_2''(x) &= -\frac{M(x)}{EI_{b_{min}}} & \text{mit } x_s < x < l - x_s \\ w_3''(x) &= -\frac{M(x)}{EI(x)} & \text{mit } l - x_s \leq x \leq l. \end{aligned} \quad (3.111)$$

Die zum Lösen der Differentialgleichung benötigten Randbedingungen ergeben sich aus der Einspannung der Feder an der Stelle $x = 0$ und aus der Stetigkeit beim Übergang vom

ortsabhängigen zum konstanten Querschnitt an der Stelle $x = x_s$. Die Randbedingungen lauten:

$$w_1(0) = 0 \quad (3.112)$$

$$w_1'(0) = 0 \quad (3.113)$$

$$w_1(x_s) = w_2(x_s) \quad (3.114)$$

$$w_1'(x_s) = w_2'(x_s). \quad (3.115)$$

In [39] wurde diese Differentialgleichung numerisch gelöst. Im Rahmen dieser Arbeit ist die Differentialgleichung analytisch gelöst worden. Man erhält für $w(x)$:

$$w(x) = \begin{cases} w_1(x) & \text{für } 0 \leq x \leq x_s \\ w_2(x) & \text{für } x_s < x < l - x_s \\ w_3(x) & \text{für } l - x_s \leq x \leq l \end{cases} \quad (3.116)$$

$$w_1(x) = \frac{4}{3} C_1 \left(\frac{l}{2} - x \right)^{3/2} + C_2 x + C_3$$

$$\text{mit } \begin{cases} C_1 = \frac{2\sigma_{max}^{3/2} \sqrt{h}}{E \sqrt{6F}} \\ C_2 = 2 C_1 \sqrt{\frac{l}{2}} \\ C_3 = -\frac{4}{3} C_1 \left(\frac{l}{2} \right)^{3/2} \end{cases}$$

$$w_2(x) = -\frac{C_4}{6} \left(x - \frac{l}{2} \right)^3 + C_5 x + C_6$$

$$\text{mit } \begin{cases} C_4 = \frac{F}{EI} \\ C_5 = w_1'(x_s) + \frac{C_4}{2} \left(x_s - \frac{l}{2} \right)^2 \\ C_6 = w_1(x_s) + \frac{C_4}{6} \left(x_s - \frac{l}{2} \right)^3 - C_5 x_s \end{cases}$$

$$w_3(x) = 2w_2\left(\frac{l}{2}\right) - w_1(l-x)$$

$$x_s = -\frac{b_{min}^2 \sigma_{max} h}{6 F} + \frac{l}{2}.$$

Der Zusammenhang für $w_3(x)$ wurde aus der Punktsymmetrie der Biegelinie hergeleitet.

Die Gl. 3.116 enthält als einzigen freien Parameter die Kraft F , mit der sich die vorgegebene Federkonstante D_x der optimierten Feder einstellen läßt. Aus dem Hook'schen Gesetz $F = D_x \cdot x$ ergibt sich mit der Gl. 3.116 ein implizierter Zusammenhang zwischen der Federkonstanten D_x und der zu bestimmenden Kraft F zu

$$F = D_x \cdot w(l, F). \quad (3.117)$$

Für die vorgegebene Federkonstante D_x wurde die Kraft F numerisch bestimmt. Damit läßt sich die maximal zulässige Durchbiegung f_{max} der optimierten Feder mit

$$f_{max} = w(l, F) \quad (3.118)$$

berechnen. Mit Gl. 3.99 und Gl. 3.111 ergibt sich die Breite der Feder zu:

$$b(x) = -\sqrt[3]{\frac{12}{h} \cdot \frac{M(x)}{E \cdot w''(x)}}. \quad (3.119)$$

Neben der Optimierung der Federgeometrie gilt es auch die Geometrie der Federeinspannung zu verbessern. Die dort auftretenden **Kerbspannungen**, die ein Vielfaches der maximalen Federspannung betragen können, sind bisher nicht berücksichtigt worden. In Zusammenarbeit mit Dr. A. Zipse vom IMF2² wurde die Spannung des Übergangs von Feder zur Federeinspannung mit Hilfe der CAO-Methode³ [40] auf das Niveau der maximalen Federspannung angepaßt. Abb. 3.20 zeigt den Spannungsverlauf entlang der Außenkante der optimierten Fe-

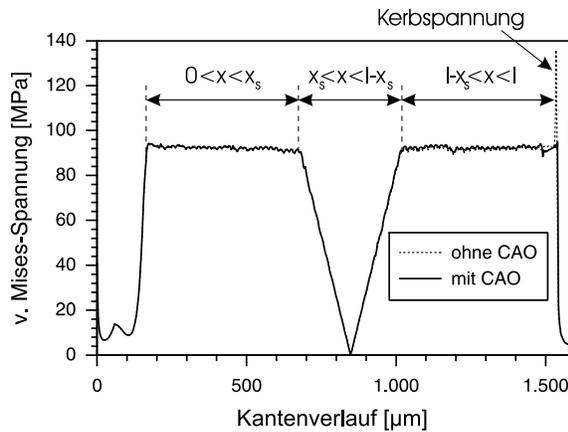


Abbildung 3.20: Spannungsverlauf an der Außenkante eines Federbeins bei Belastung.

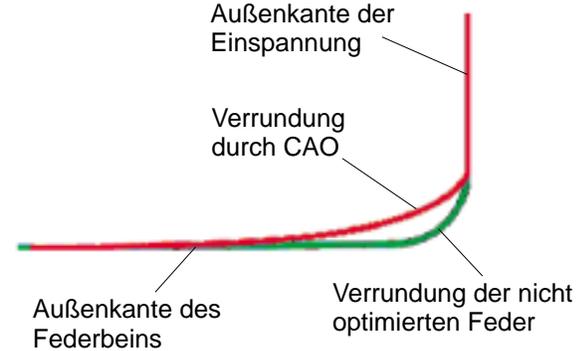


Abbildung 3.21: Darstellung der durch die CAO-Methode optimierten Form des Übergangs vom Federbein zur Einspannung.

der. Die Spannung im äußeren Bereich der Feder ist konstant und fällt im mittleren Bereich ab. An der rechten Einspannung ist für den Spannungsverlauf ohne CAO-Optimierung ein hoher Spannungsspeak erkennbar. Dieser entspricht der Kerbspannung für einen vorgegebenen Verrundungsradius von $5 \mu m$. Bei der Feder mit der durch die CAO-Methode optimierten Verrundung (s. Abb. 3.21) entspricht die Kerbspannung dem Niveau der maximalen Federspannung. Damit ist sichergestellt, daß der Sensor mit der Schwingungsamplitude A von

$$A = f_{max} \quad (3.120)$$

mit der in Gl. 3.118 berechneten maximalen Durchbiegung f_{max} betrieben werden kann und die gewünschte Lebensdauer erreicht. Die Schwingungsamplitude A kann erst berechnet werden, wenn die Masse m_x des Sensors feststeht, da m_x zusammen mit der bereits gewählten Anregungsfrequenz von $f_{Anregung} = 600 Hz$ die Federkonstante D_x der Schwingfedern bestimmt.

²Institut für Materialforschung 2 des Forschungszentrums Karlsruhe

³Computer Aided shape Optimization (CAO): FEM-Verfahren zur Minimierung der Oberflächenspannung durch Materialanlagerung an spannungsreichen und Materialabtrag an spannungsarmen Stellen.

3.8 Dimensionierung

Für die Dimensionierung des Designs gibt es neben der maximal zulässigen Schwingungsamplitude weitere Aspekte zu beachten. In Folge der Trägheitskraft beim Schwingen des Sensors in Antriebsrichtung verbiegt sich der Sensorrahmen (s. Abb. 4.9). Aufgrund der Durchbiegung des Sensorrahmens bewegen sich die Fingerelektroden in Detektionsrichtung. Damit dieser ungewünschte Effekt das Meßsignal nicht wesentlich verfälscht, müssen der Sensorrahmen und die Fingerelektroden so steif ausgelegt werden, daß die Auslenkung der Fingerelektroden durch die Trägheitskraft nicht wesentlich größer ist als die Auslenkung y_{min} , die durch eine der Auflösungsgrenze entsprechenden Drehrate Ω_A hervorgerufen wird. Für y_{min} gilt:

$$\begin{aligned} y_{min} &= y_{stat}(\Omega_A) \cdot Q_y & (3.121) \\ &= \frac{F_C(\Omega_A)}{D_y} \cdot Q_y. \end{aligned}$$

Gl. 3.121 gilt unter der Voraussetzung, daß die Resonanzfrequenzen des Aktors $f_{0,A}$ und des Detektors $f_{0,D}$ übereinstimmen. Geht man realistischerweise davon aus, daß diese um 10% voneinander abweichen, so ergibt sich für die Auslenkung y_{min} der seismischen Masse:

$$y_{min} \approx \frac{F_C(\Omega_A)}{D_y} \cdot 5 \quad \text{für} \quad \begin{cases} Q_y \geq 10 \\ 0,9 = \frac{f_{0,A}}{f_{0,D}} \end{cases} \quad (3.122)$$

$$(3.123)$$

Für eine gewünschte Auflösung von $\Omega_A = 0,1^\circ/s$, einer für das Design berechneten Geschwindigkeitsamplitude von $v_0 = 0,2 m/s$ und einer Resonanzfrequenz des Detektors von $f_{0,D} = 600 Hz$ ergibt sich eine Auslenkung y für die seismische Masse von:

$$y_{min} \approx \frac{10 \cdot v_0 \cdot \Omega_A}{(2\pi \cdot f_{0,D})^2} \approx 0,25 nm. \quad (3.124)$$

Daher wurde die Statik des Rahmens so berechnet, daß sich die Detektorfingerelektroden aufgrund der Durchbiegung um nicht mehr als $1 nm$ in Detektionsrichtung bewegen. Dies liegt in der gleichen Größenordnung wie y_{min} und stellt einen Kompromiß zwischen ausreichender Steifigkeit und Gewicht des Rahmens dar.

Für die Dimensionierung gilt es ferner, prozeßbedingte Sicherheitsabstände und Mindestabmessungen einzuhalten. Zusätzlich sollte das Verhältnis zwischen Sensorgröße und erreichbarer Auflösung in einem sinnvollen Verhältnis stehen.

Um die optimalen Parameter für den Sensor zu bestimmen, wurde mit Hilfe der Programmiersprache „Pascal“ ein Programm entwickelt, daß eine iterative Anpassung der Sensormaße an die vorgegebenen Randbedingungen vornimmt. Mit dem Programm lassen sich Designänderungen relativ schnell parameterisieren, was für die Entwicklungsphase des Designs von Vorteil ist.

Es wurde jeweils ein Design für die Spaltweiten des Detektorkondensators von 2, 3, 4 und 6 μm für eine Antriebsfrequenz von 600 Hz berechnet. Nach Kap. 2.4 ist der 4 μm -Sensor sicher herstellbar. Eine Spaltweite von 6 μm wurde gewählt für den Fall, daß unerwartete Probleme auftreten sollten. Die 2- und 3 μm -Sensoren scheinen nach Kap. 2.4 prozeßtechnisch möglich, aber nicht unproblematisch zu sein. Das berechnete Rauschsignal der Elektronik Ω_n für die

verschiedenen Sensoren liegt unter der Annahme, daß der Sensor in einem Vakuum betrieben wird, daß eine Schwingungsgüte von $Q_x = 1.000$ und eine Güte in Detektionsrichtung von $Q_y \geq 30$ erlaubt und unter Berücksichtigung der genannten Randbedingungen ($BW = 30 \text{ Hz}$, $U_{max} = 24 \text{ V}$, Verstimmung der Resonanzfrequenzen $\approx 10 \%$) bei:

Detektorspaltweite	$2 \mu\text{m}$	$3 \mu\text{m}$	$4 \mu\text{m}$	$6 \mu\text{m}$
$\Omega_n \text{ [}^\circ\text{/s]}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$7,2 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$

Damit liegt das theoretische elektrische Rauschsignal Ω_n des $4 \mu\text{m}$ Designs um etwa eine Größenordnung unter der angestrebten Auflösung von $\Omega_n = 0,1 \text{ }^\circ\text{/s}$ (vergl. Kap. 1.4). Dies ist notwendig, da i. Allg. der tatsächliche Wert des Rauschsignals einiges über dem theoretischen liegt.

Es wurde ein weiteres Programm erstellt, daß das Design aus den berechneten Designparametern erstellt und graphisch anzeigt. Dies läßt eine schnelle Plausibilitätskontrolle der berechneten Werte zu. Abb. 3.22 zeigt den Sensor mit einer Spaltweite von $4 \mu\text{m}$.

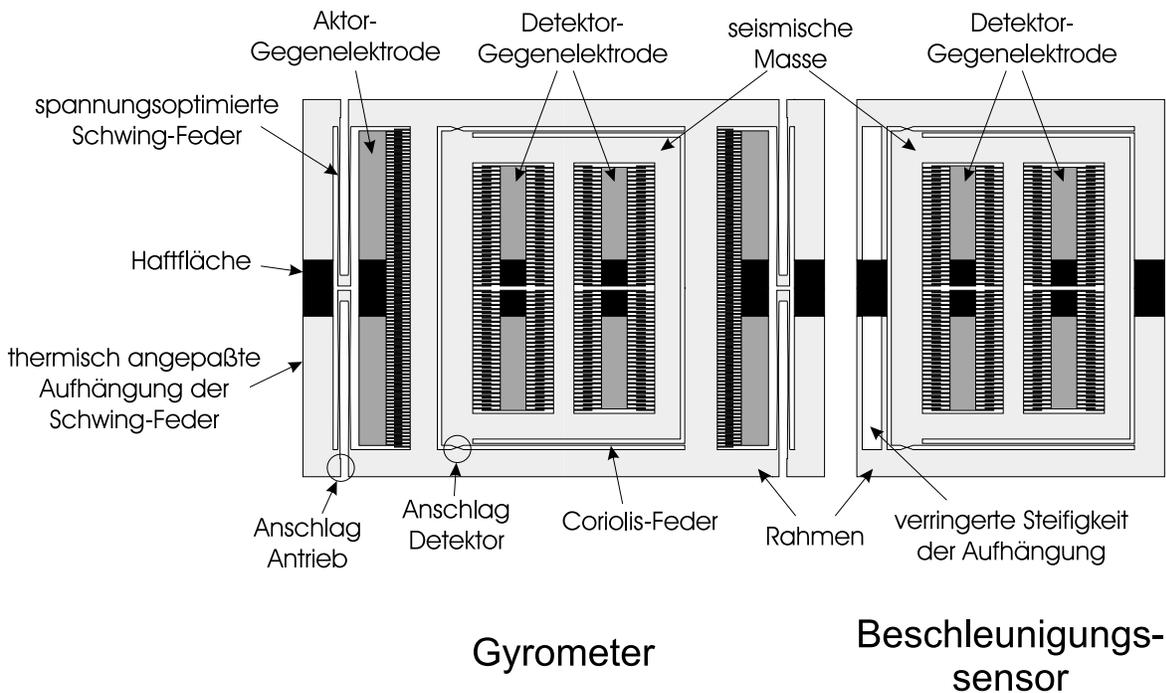


Abbildung 3.22: Mit Hilfe des erstellten Programms erzeugte maßstabsgetreue Darstellung des berechneten Sensors mit einer Kondensatorspaltweite von $4 \mu\text{m}$.

3.9 Fachwerk

Die Berechnungen aus Kap. 3.8 ergeben, daß eine Rahmenbreite von bis zu $280 \mu\text{m}$ notwendig ist, um die erforderliche Steifigkeit des Sensors zu erzielen. Die breiten Strukturen führen zu Prozeßproblemen beim Entfernen der Opferschicht (s. Kap. 2.3). Die Opferschicht besteht aus Titan und wird mit Flußsäure aufgelöst. Das Freiätzen der breiten Strukturen benö-

tigt aufgrund der geringen Diffusionsrate der Ätze in den $5\ \mu\text{m}$ schmalen Spalten zwischen Rahmenunterseite und Substrat lange Ätzzeiten.

Um die langen Ätzzeiten zu reduzieren und damit den daraus folgenden Prozeßproblemen⁴ aus dem Weg zu gehen, ist der Rahmen des Sensors fachwerkartig ausgelegt, wie Abb. 3.23 zeigt.

Das Fachwerk hat zudem zwei weitere Vorteile. Zum einen ermöglicht die durch das Fachwerk reduzierte Masse des Sensors eine um etwa 10 % größere Schwingungsamplitude und damit ein um ebenso 10 % reduziertes Rauschsignal des Sensors. Zum zweiten reduziert das Fachwerk die parasitären Kapazitäten zwischen der seismischen Masse und den darunterliegenden Leiterbahnen zu den Detektorgegenelektroden (s. Abb. 3.23). Dies vermindert nach [42] die Nichtlinearität der Kennlinie des Sensors.

3.10 Luftdämpfung

In diesem Abschnitt wird die Dämpfung der Sensorschwingung durch die Luftreibung grob abgeschätzt. Dies gibt in Kombination mit der Messung aus Kap. 2.5 einen Hinweis auf das für das Betreiben des Sensors notwendige Vakuum.

Betrachtet man nur die laminare Reibung der Luft und vernachlässigt den Staudruck, der sich zwischen den Elektrodenkämmen beim Schwingen aufbaut, so ergibt sich für die Dämpfung des Sensors

$$\gamma_{laminar} = \eta \cdot \sum_i \frac{A_i}{d_i} \quad (3.125)$$

($\eta = 17,4 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Ns}}{\text{m}^2}$: Dynamische Viskosität der Luft bei 0°C [43], A_i, d_i : Flächen und zugehörige Spaltweiten des Sensors, an denen laminare Luftreibung auftritt). Berechnet man mit der Dämpfung $\gamma_{laminar}$ die Güte $Q_{laminar}$ des Anregungs-Oszillators, so ergibt sich:

$$Q_{laminar} = \frac{\omega_{0,A} \cdot m_x}{\gamma_{laminar}} \approx 500. \quad (3.126)$$

Da die wesentlich größere Dämpfung durch den Staudruck vernachlässigt wurde, ist unter Normaldruck eine Güte des Anregungs-Oszillators Q_x zu erwarten, die wesentlich kleiner als 500 ist.

Die Dimensionierung des Sensors ist unter der Annahme einer Güte des Anregungs-Oszillators von $Q_x = 1.000$ berechnet worden. Um die maximal zulässige Schwingungsamplitude des Sensors ausnützen zu können, muß der Sensor im Vakuum betrieben werden.

Wird der Sensor dennoch bei Normaldruck betrieben, so liegt die Schwingungsamplitude vermutlich eine Größenordnung unter der des Vakuums. Damit würde das elektrische Rauschsignal Ω_n gegenüber den berechneten Werten der Tabelle von Seite 47 um den gleichen Faktor größer sein. Für einige Anwendungen ist diese Auflösung des Sensors jedoch ausreichend und damit der Sensor wegen des geringeren packaging-Aufwandes kostengünstiger herzustellen.

⁴Lange Ätzzeiten führen zu Haftungsproblemen der Leiterbahnebene, die aus einer Goldschicht besteht, unter der sich Chrom als Haftvermittler zum Keramiksubstrat befindet. Durch die poröse Keramik bzw. durch Löcher in der Goldschicht gelangt die Flußsäure allmählich zur Chromschicht und löst diese ebenso auf, was zum Haftversagen der Goldleiterbahnen führt [41].

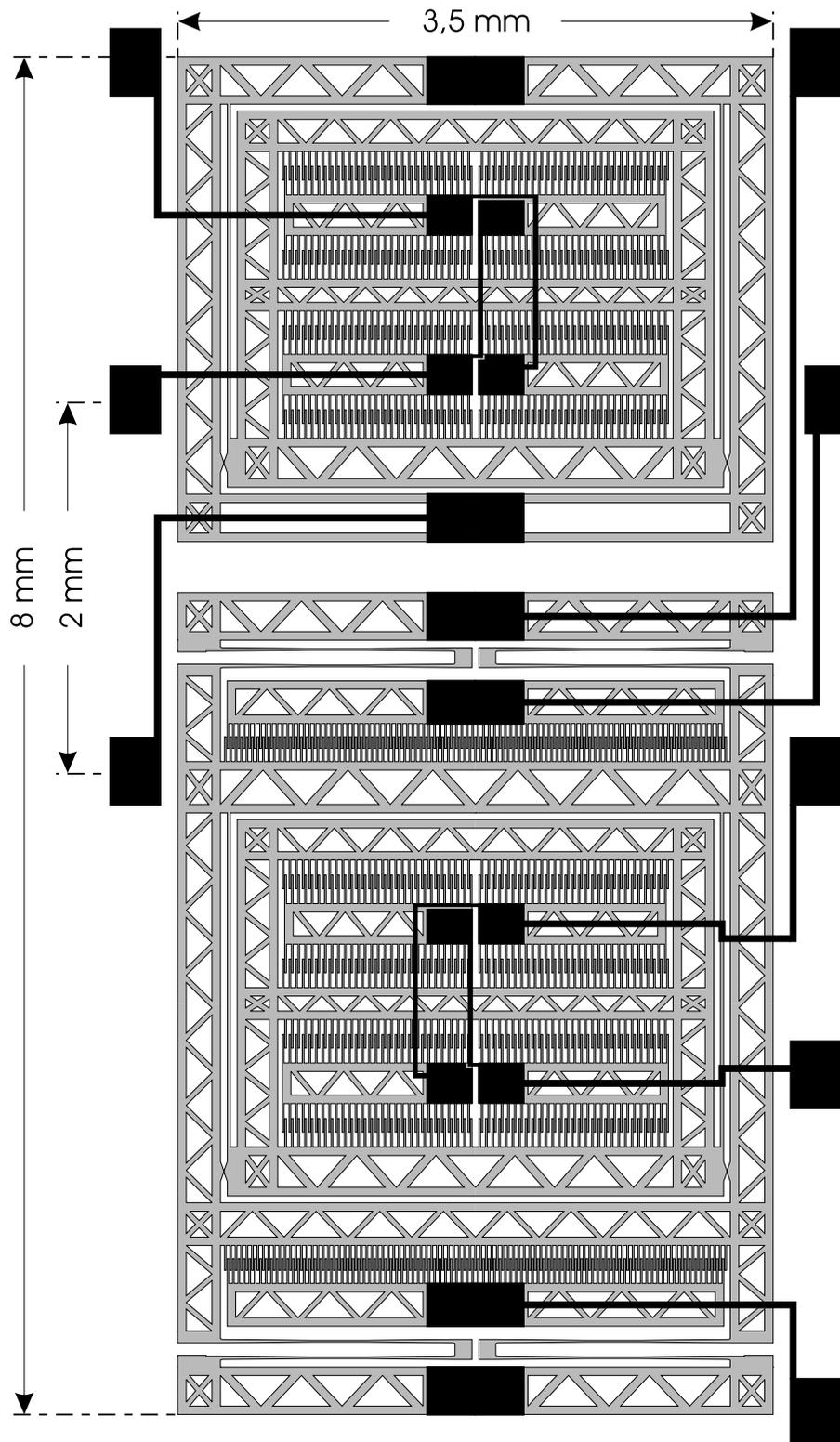


Abbildung 3.23: Darstellung des Sensordesigns mit einem fachwerkartig ausgeprägten Rahmen, der ein schnelleres Ätzen der Opferschicht ermöglicht. Zusätzlich ist der Verlauf der Goldleiterbahnen dargestellt. Die Leiterbahnen zwischen den Detektoren verlaufen unterhalb der seismischen Masse parallel zur Schwingungsrichtung des Sensors.

3.11 Fertigungsgerechte Gestaltung

Bisher wurde das Design des Sensorelements beschrieben. Im Folgenden werden zusätzliche Designaspekte aufgezeigt, die auf die prozeßtechnischen Gegebenheiten eingehen.

Für die Herstellung des Sensors sind drei Maskenebenen (Leiterbahnebene, Opferschichtebene, Sensordesignebene) notwendig. Bei dem Design der **Leiterbahnebene** ist auf die parasitäre Kapazität und die Anordnung der Bondpads besonders Wert gelegt worden. Die parasitären Kapazitäten können zwei verschiedene Störeffekte hervorrufen. Zum einen bewirken ungleiche parasitäre Kapazitäten der Detektorkondensatoren eine Nichtlinearität der Sensorkennlinie [42]. Zum andern werden sich beim Schwingen des Sensors ändernde parasitäre Kapazität von der Elektronik als Coriolissignal interpretiert. Dies führt zu einem Offset des Sensorsignals. Um diese beiden Effekte gering zu halten, ist die Leiterbahnführung so gewählt worden, daß die parasitären Kapazitäten, die durch die Leiterbahnen der Detektorgegenelektroden mit der seismischen Masse gebildet werden, möglichst klein und schwingungsunabhängig sind. Die elektrische Verbindung der über Kreuz zusammengehörenden Detektorgegenelektroden ist daher unter der seismischen Masse stets parallel zur Schwingungsrichtung gewählt (s. Abb. 3.23). Die senkrecht zur Schwingungsrichtung verlaufenden Detektorleiterbahnen liegen unter den Gegenelektroden. Damit wird verhindert, daß die seismische Masse beim Schwingen die Leiterbahnen unterschiedlich stark überdeckt und damit die parasitäre Kapazität von der Auslenkung der seismischen Masse abhängig ist.

Die Bondpads liegen ca. 2 mm auseinander, was dem Pitchabstand von Standardgehäusen annähernd entspricht und damit das Bonden erleichtert.

In der Designebene sind zusätzlich **Galvanikrahmen** eingefügt, die eine gleichmäßigere Galvanikhöhe bewirken. Die Galvanikrahmen sind alle untereinander verbunden und haben eine Breite, die den längsten zu unterstützenden Stellen der Sensoren entsprechen. Dies hat beim Entfernen der Opferschicht einige Vorteile. Ist die Opferschicht entfernt, so löst sich der komplette Galvanikrahmen von dem Substrat ab und verkeilt sich nicht in den Sensorstrukturen. Zudem entspricht die Zeitspanne bis zum Ablösen des Galvanikrahmens, das optisch gut erkennbar ist, in etwa der Zeit, die zum Freiätzen der Sensoren benötigt wird. Damit werden zu kurze bzw. zu lange Ätzzeiten vermieden, was sich positiv auf die Haftungseigenschaften des Sensors auswirkt (vergl. Kap. 3.9).

Das in Kap. 3.8 erwähnte Programm ist um die Möglichkeit erweitert worden, alle Maskenebenen gleichzeitig darzustellen (s. Abb. 3.23). Damit läßt sich die Abstimmung der Masken untereinander schnell und einfach überprüfen. Ferner wurde eine **Schnittstelle zum Masken-CAD** programmiert. Dies ermöglicht eine schnelle Übertragung des Designs in das Masken-CAD und reduziert die Wahrscheinlichkeit von Übertragungsfehlern, was bei der komplexen Struktur des Designs notwendig ist.

Kapitel 4

FEM-Simulation

Mit Hilfe von FEM-Simulationen des Sensordesigns lassen sich die Resonanzfrequenzen $f_{0,A}$ und $f_{0,D}$ des Anregungs- bzw. Detektions-Oszillators kontrollieren. Bei Bedarf kann das Design der Biegezugungen entsprechend korrigiert werden, um die Frequenzen $f_{0,A}$ und $f_{0,D}$ auf ihre Sollwerte anzupassen. Ferner können weitere Eigenmoden des Sensors bestimmt werden. Deren Resonanzfrequenzen $f_{0,i}$ sollten nach Kap. 3 weit von der Anregungsfrequenz $f_{Anregung} = 600 \text{ Hz}$ entfernt liegen, damit sie nicht durch Übersprechen beim Betrieb des Sensors angeregt werden und somit die Schwingung der seismischen Masse stören. Durch eine statische Analyse mit Hilfe des FEM-Modells kann zudem die Statik des Sensorrahmens überprüft und optimiert werden.

Um eine schnelle FEM-Analyse des Designs während der Entwicklungsphase zu ermöglichen, wurde ein Pascal-Programm erstellt, das Änderungen der Designparameter auf das FEM-Modell überträgt.

4.1 Kontrolle der Nutzmoden $f_{0,A}$ und $f_{0,D}$

Das Design des Sensors ist aufgrund der vielen Fingerelektroden und des Fachwerks sehr komplex. Wegen der begrenzten Speicherkapazität des FEM-Rechners und zur Verkürzung der Rechenzeit ist das FEM-Modell des Sensors vereinfacht aufgebaut. Die Zahl der Fingerelektroden ist in dem Modell reduziert, und ebenso ist das Fachwerk des Sensorrahmens durch massive Stege ersetzt. Dabei ist aber deren Masse durch entsprechende Anpassung der Dichte der Aktor-, Detektor- und der Rahmenstreben berücksichtigt. Das FEM-Modell ist mit sog. Balken-Elementen aufgebaut, da diese nach [44] die genauesten Simulationsergebnisse erwarten lassen. Abb. 4.1 zeigt das aufgestellte FEM-Modell mit den zugehörigen Randbedingungen. Die Knoten an den Haftstellen haben keine translatorischen und rotatorischen Freiheitsgrade.

Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen die mit Hilfe der Modalanalyse des FEM-Modells berechneten ersten beiden Eigenmoden des Sensormodells, die den Moden des Detektions- bzw. des Anregungs-Oszillators entsprechen. Um die Schwingungsformen der Moden deutlich werden zu lassen, sind die Auslenkungen der seismischen Masse bzw. des Sensorrahmens übertrieben groß dargestellt. Für die Resonanzfrequenzen $f_{0,A}$ und $f_{0,D}$ des Anregungs- bzw. des Detektions-Oszillators ergeben sich folgende Werte:

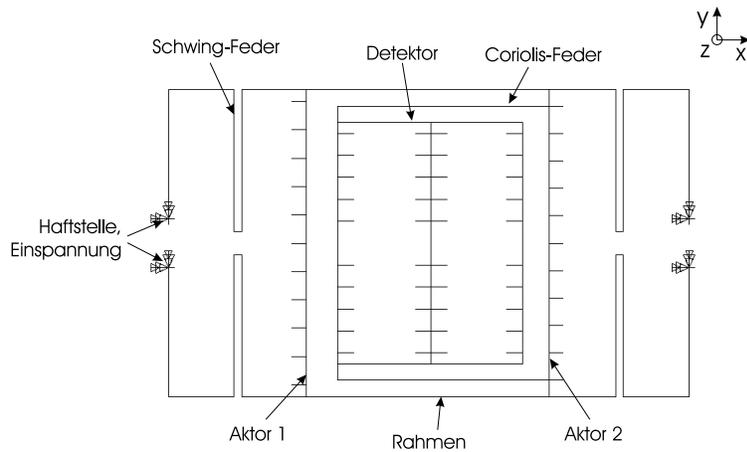


Abbildung 4.1: FEM-Modell des Gyrometers für die Berechnung der Schwingungsformen und Frequenzen der Eigenmoden des Sensors (Modalanalyse).

Eigenmode	Frequenz [Hz]
$f_{0,D}$	590,8
$f_{0,A}$	596,5

Die berechneten Frequenzen von $f_{0,D}$ und $f_{0,A}$ stimmen gut mit der angestrebten Frequenz von 600 Hz überein (vergl. Kap. 3.6) und bestätigen damit die Richtigkeit der berechneten Geometrien der Schwing- und der Coriolisfeder. Daß die Resonanzfrequenzen $f_{0,D}$ und $f_{0,A}$ etwas unterhalb von 600 Hz liegen, liegt an der endlichen Steifigkeit des Sensorrahmens und der Schwingfeder in y -Richtung (s. Abb. 4.2).

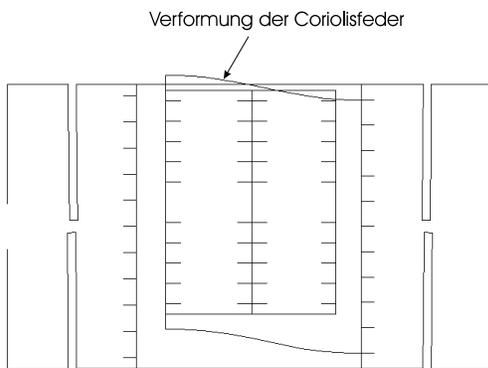


Abbildung 4.2: Darstellung des ersten Eigenmodes. Dieser entspricht dem des Detektions-Oszillators.

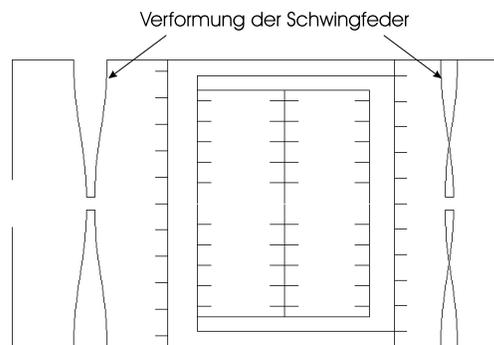


Abbildung 4.3: Darstellung des zweiten dem Anregungs-Oszillator entsprechenden Eigenmode.

4.2 Bestimmung weiterer Eigenmoden

Für die Berechnung der Resonanzfrequenzen höherer Eigenmoden $f_{0,i}$ wurde ein zweites FEM-Modell aufgestellt. Dieses ist aus Schalenelementen aufgebaut, die im Gegensatz zu den Balken-Elementen die Berechnung der Eigenmoden in allen drei Raumrichtungen ermöglichen. Allerdings nimmt die Genauigkeit der berechneten Resonanzfrequenzen $f_{0,i}$ ab. Das

Modell erscheint zu steif und liefert daher zu hohe Resonanzfrequenzen [44].

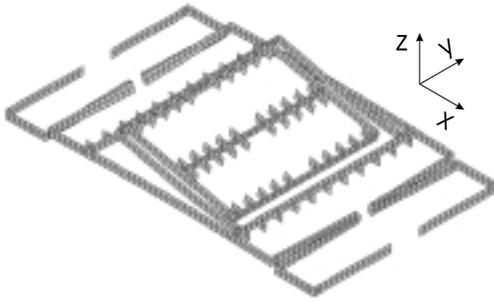


Abbildung 4.4: Dritter Eigenmode: Der Detektor schwingt in z -Richtung.

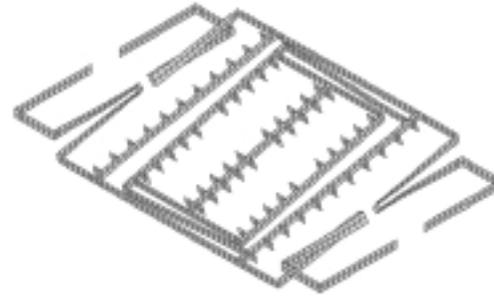


Abbildung 4.5: Vierter Eigenmode: Der Detektor führt eine Drehschwingung um die x -Achse aus.

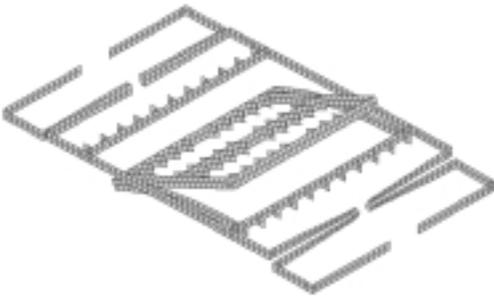


Abbildung 4.6: Fünfter Eigenmode: Der Detektor führt eine Drehschwingung um die y -Achse aus.

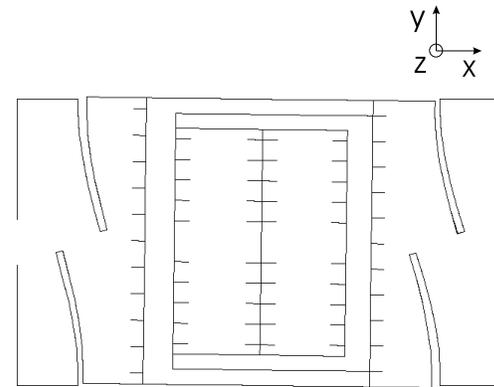


Abbildung 4.7: Sechster Eigenmode: Der Sensor führt eine Drehschwingung um die z -Achse aus.

Die Abbildungen 4.4 bis 4.7 zeigen den dritten bis sechsten Eigenmode des dreidimensionalen FEM-Modells. Beim dritten Eigenmode schwingt der Detektor in z -Richtung. Beim vierten Eigenmode führt der Detektor eine Drehschwingung um die x -Achse aus. Der fünfte und sechste Eigenmode zeigen jeweils eine Drehschwingung um die y - bzw. z -Achse. Die Resonanzfrequenzen der sechs Eigenmoden $f_{0,i}$ sind für das Schalen-Modell und, sofern vorhanden, für das Balken-Modell in der nachfolgenden Tabelle aufgetragen.

Eigenmode	Resonanzfrequenzen $f_{0,i}$ des Balken-Modells [Hz]	Resonanzfrequenzen $f_{0,i}$ des Schalen-Modells [Hz]
1-ter, Detektionsmode	590,8	598,2
2-ter, Anregungsmode	596,5	606,1
3-ter	-	2577
4-ter	-	3146
5-ter	-	3517
6-ter	3625	4156

Der sechste Eigenmode zeigt eine Schwingung des Sensors in der xy -Ebene. Daher wird dieser Eigenmode auch durch das zweidimensionale Balken-Modell erfaßt und kann mit zum

Vergleich des Schalen-Modells mit dem Balken-Modell herangezogen werden. Der Vergleich zeigt, daß die Frequenzen des Schalen-Modells um nicht mehr als etwa 15% über denen des Balken-Modells liegen. Damit läßt sich mit Bestimmtheit sagen, daß die Resonanzfrequenzen aller höheren Eigenmoden $f_{0,i}$ weit oberhalb der Anregungsfrequenz von $f_{Anregung} = 600 \text{ Hz}$ liegen und damit weit genug von dieser entfernt sind, um ein ungestörtes Schwingen der seismischen Masse während des Sensorbetriebs zu gewährleisten.

4.3 Kontrolle und Optimierung der Statik

Die in Kap. 3.8 erwähnte statische Berechnung des Sensorrahmens wurde aufgrund der komplexen Geometrie mit Näherungen durchgeführt. Daher ist eine Kontrolle der Steifigkeit des Sensorrahmens erforderlich. Die maximal auftretende Beschleunigung in x -Richtung beim Schwingen des Sensors $a_{x,max}$ errechnet sich mit einer Geschwindigkeitsamplitude von $v_0 = 0,2 \text{ m/s}$ und einer Anregungsfrequenz von $f_{Anregung} = 600 \text{ Hz}$ zu

$$a_{x,max} = v_0 \cdot 2\pi \cdot f_{Anregung} \quad (4.1)$$

$$\approx 77 \text{ g} \quad (4.2)$$

($g = 9,81 \text{ m/s}^2$: Erdbeschleunigung). Abb. 4.8 zeigt das verwendete FEM-Modell. Entsprechend ihrer Masse sind die einzelnen Elemente des FEM-Modells mit der Kraft $F_x = m_{Elem} \cdot a_{max}$ beaufschlagt. Das Modell ist aus Balken-Elementen aufgebaut und weist die gleichen Vereinfachungen wie das Modell aus Kap. 4.1 auf. Zusätzlich wurden bei diesem Modell die Schwingfedern und deren Einspannungen weggelassen, damit sich die Verformung der Schwingfeder nicht mit der wesentlich geringeren Verformung des Sensorrahmens überlagert. Als weitere Randbedingungen sind die äußeren Knoten des Sensorrahmens, an denen bisher die Schwingfedern angesetzt waren, räumlich fixiert.

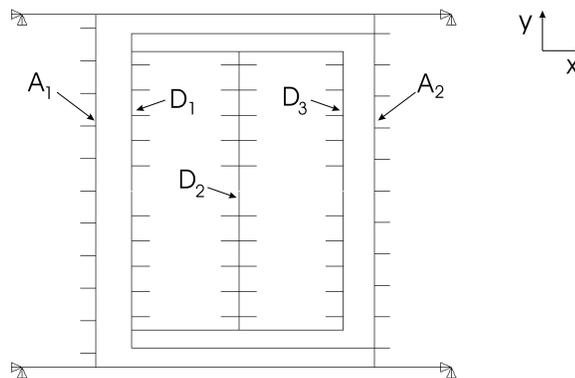


Abbildung 4.8: FEM-Modell für die Berechnung der Statik des Sensors. Die Schwingfeder und deren Aufhängung sind in dem Modell nicht enthalten.

Die Verformung des Sensorrahmens ist in Abb. 4.9 gezeigt. Sie ist 30.000-fach übertrieben dargestellt, um sie deutlich sichtbar zu machen. Es ist gut zu erkennen, daß die Fingerelektroden des Detektors und der Aktoren aufgrund der sich in x -Richtung durchbiegenden Detektor- und Aktorarmlen D_i bzw. A_i in y -Richtung ausgelenkt werden. In Kap. 3.3 und 4.1 ist dargelegt worden, daß dies störende Effekte zur Folge hat. Um diese gering zu halten, sollte die Auslenkung der Detektorfingerelektroden in y -Richtung nicht viel größer als $0,25 \text{ nm}$ sein. Die Tabelle 4.1 enthält in der Zeile „Modell 1“ die Werte der maximalen Auslenkung

y_{max} der Fingerelektroden der Detektor- und Aktorarme. Ebenso ist die Durchbiegung x_{max} der Detektor- und Aktorarme in x -Richtung eingetragen.

Tabelle 4.1: Die Tabelle enthält die Werte für die Durchbiegung der Detektor- und Aktorarme und die Werte für die Bewegung der Fingerelektroden in y -Richtung jeweils für den Fall, daß die Breite der Arme gleichmäßig ist (Modell 1) und den optimierten Fall (Modell 2), in dem die Breiten der Arme so abgeändert sind, daß sie eine gleichmäßigere Durchbiegung liefern.

	Detektor-, Aktorarm	D_1	D_2	D_3	A_1	A_2
Modell 1	Breite [μm]	248	248	248	267	267
	x_{max} [nm]	3,9	1,5	2,7	4,0	5,4
	y_{max} [nm]	0,64	0,30	0,41	0,54	0,64
Modell 2	Breite [μm]	289	189	239	252	302
	x_{max} [nm]	2,7	2,7	3,0	4,7	3,6
	y_{max} [nm]	0,47	0,53	0,45	0,57	0,39

Aus der Tabelle und der Abb. 4.9 wird deutlich, daß die maximale Auslenkung der Fingerelektroden y_{max} und die Durchbiegung x_{max} der einzelnen Detektor- und Aktorarme unterschiedlich ist. Um die Maxima von x_{max} und y_{max} der Detektorarme D_i zu reduzieren und dabei nicht den Sensorrahmen unnötig schwer werden zu lassen, wurden die Breiten der Detektor- und Aktorarme in einem zweiten Modell an die Größe der Durchbiegung x_{max} angepaßt. Damit konnten gleichmäßigere Werte für x_{max} und y_{max} der Detektorarme D_i erzielt werden. Die Werte dieses optimierten Modells stehen in der Tabelle 4.1 unter „Modell 2“. Die gleichmäßigere Verformung des optimierten Modells gibt Abb. 4.10 wieder, in der zusätzlich die Verformung des ersten Modells gestrichelt eingezeichnet ist, um den Unterschied der Verformungen besser erkennbar zu machen.

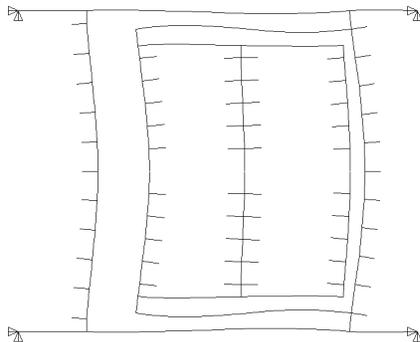


Abbildung 4.9: Verformung des FEM-Modells mit gleichen Breiten der Detektor und Aktorarme.

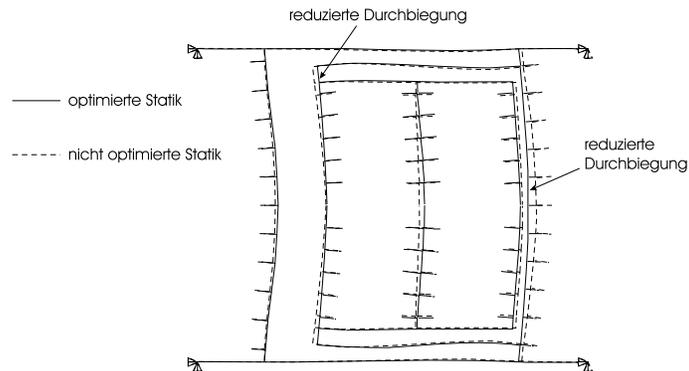


Abbildung 4.10: Verformung des optimierten Modells im Vergleich mit der Verformung des nicht optimierten Modells. Die Durchbiegung der Detektorarme ist beim optimierten Modell gleichmäßiger.

Die Tabellenwerte von y_{max} bestätigen das Erreichen des Designziels, die Steifigkeit des Sensorrahmens so einzustellen, daß die maximale Auslenkung der Fingerelektroden aufgrund der Durchbiegung der Detektorarme beim Schwingen des Sensors in der Größenordnung der Auslenkung der seismischen Masse von $0,25\text{ nm}$ in Folge einer der Auflösungsgrenze entsprechenden Drehrate liegt. Eine unnötig höhere Steifigkeit des Sensorrahmens hätte ein höheres

Gewicht des Sensors zur Folge. Dies würde die erreichbare Auflösung des Sensors senken. Somit ist die Steifigkeit des Sensors mit den Breiten der Detektor- und Aktorarme D_i und A_i des Modells 2 optimiert und an die gewünschte Auflösung angepaßt.

Kapitel 5

Herstellung

Das LIGA-Gyrometer wird mit der in Kap. 2.3 beschriebenen LIGA-Technik mit einer Resisthöhe von $200\ \mu\text{m}$ bis $400\ \mu\text{m}$ und einer Nickelhöhe von $75\ \mu\text{m}$ bis $350\ \mu\text{m}$ hergestellt. In diesem Kapitel werden Bilder des hergestellten LIGA-Sensorelements vorgestellt, und die Maßnahmen erläutert, die zu einer optimierten Prozeßführung führten. Mit dieser optimierten Prozeßführung konnte die Ausbeute deutlich gesteigert werden. Es folgt eine Beschreibung der entwickelten Vakuümhäusung. In einem weiteren Punkt wird das Konzept der Auswertelektronik behandelt.

In der Abb. 5.1 ist eine Fotografie eines fertig prozessierten LIGA-Gyrometerelements abgebildet. Das Streichholz dient zum Größenvergleich des ca. $5 \times 9\ \text{mm}^2$ großen Sensorelements.

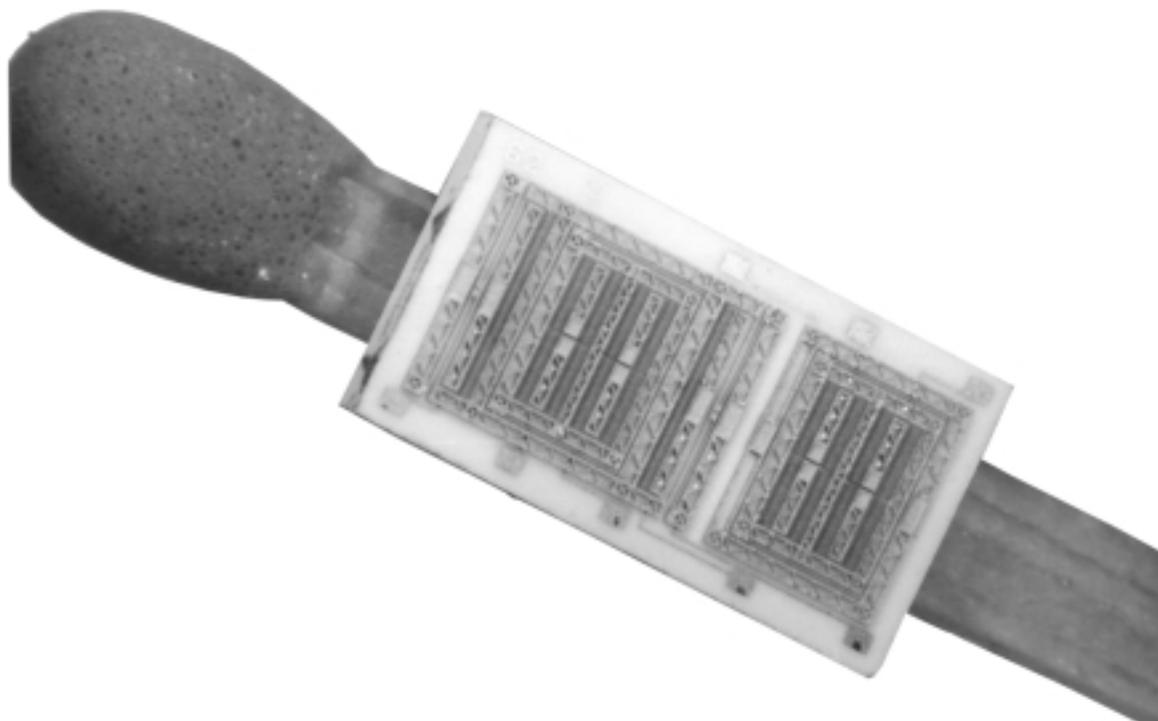


Abbildung 5.1: Fotografie des LIGA-Gyrometers mit Beschleunigungssensor im Größenvergleich mit einem Streichholz. Die Abmessungen des Sensorelementes betragen ca. $5 \times 9\ \text{mm}^2$.

In der Abbildung 5.2 wird jeweils eine REM-Aufnahme des Gyrometers und des zugehörigen Beschleunigungssensors gezeigt.

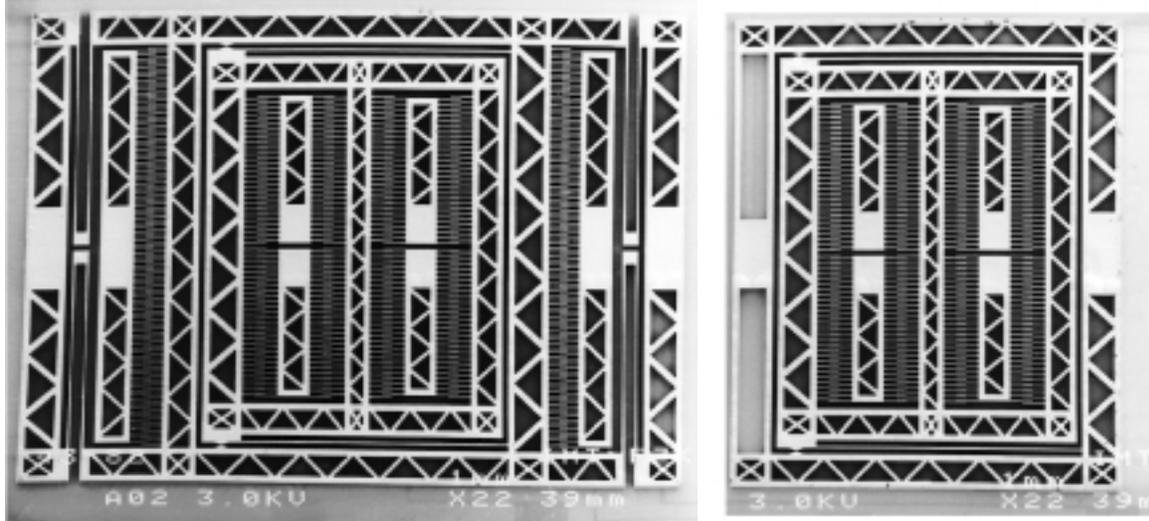


Abbildung 5.2: REM-Bilder des LIGA-Gyrometers und des an das Gyrometer angepaßten LIGA-Beschleunigungssensors.

Es wurden insgesamt vier verschiedene Sensoren mit Detektorspaltweiten von 2, 3, 4 und $6\ \mu\text{m}$ hergestellt (vergl. Kap. 3.8). Die Sensoren mit einer Detektorspaltweite von 4 und $6\ \mu\text{m}$ können erfolgreich gefertigt werden. Bei der Herstellung der Sensoren mit einer Detektorspaltweite von 2 und $3\ \mu\text{m}$ treten jedoch Probleme auf, die die Herstellung eines funktionierenden Sensors nicht erlauben. Die Abb. 5.3 zeigt den mittleren Bereich des Detektors eines Gyrometers mit einer Detektorspaltweite von $3\ \mu\text{m}$. Die Spalte zwischen den innersten Fingerelektroden in den Ringen 3 und 4 sind verbogen und machen ein Schwingen der seismischen Masse in Antriegsrichtung unmöglich. Dieser Effekt ist an den benachbarten Fingerelektroden nicht zu beobachten - interessanterweise auch nicht an den innersten Fingerelektroden der Ringe 1 und 2. Im Gegensatz zu den Ringen 3 und 4 ist hier wegen des Gabel-Prinzips die Anordnung der Fingerelektroden der seismischen Masse und der Gegenelektroden vertauscht. Verursacht wird dieser Effekt durch die thermisch bedingte Ausdehnung des PMMA während der Nickelgalvanik, die bei einer Temperatur von 52°C durchgeführt wird. Der in der Abb. 5.3 weiß gestrichelte Bereich zwischen den Ringen 3 und 4 drückt dabei die dünnen PMMA-Stege zwischen den innersten Fingerelektroden zusammen. Diese können dem Druck nicht standhalten und beulen sich daher aus. Bei den Ringen 1 und 2 hingegen zieht der analoge Bereich die innersten Stege der Fingerelektroden auseinander und wirkt einem Ausbeulen der dünnen Stege entgegen.

Ein ähnliches Problem tritt an den Anschlängen der Detektoren auf. Abb. 5.4 zeigt im rechten Bild den mittleren Bereich des Anschlags eines Sensors mit einer Detektorspaltweite von $2\ \mu\text{m}$. Das Designmaß des Anschlags hat eine Länge von $15\ \mu\text{m}$ und eine Spaltweite von $1,5\ \mu\text{m}$. Die Abb. 5.4 zeigt, daß kein durchgehender Spalt zwischen der seismischen Masse und dem äußeren Sensorrahmen vorhanden ist. Die seismische Masse ist mit dem äußeren Sensorrahmen verbunden und kann nicht frei schwingen. Die Ursache für diesen Defekt liegt wiederum in der hohen Temperatur des Galvanikbads. Die breiten und langen PMMA-Stege, die die seismische Masse von dem äußeren Sensorrahmen trennen, dehnen sich in dem warmen Galvanikbad aus. Dabei drücken diese $40\ \mu\text{m}$ breiten $175\ \mu\text{m}$ und $2100\ \mu\text{m}$ langen Stege den dünnen PMMA-Steg des Anschlags zusammen. Dieser wird dabei derart belastet, daß er bricht.

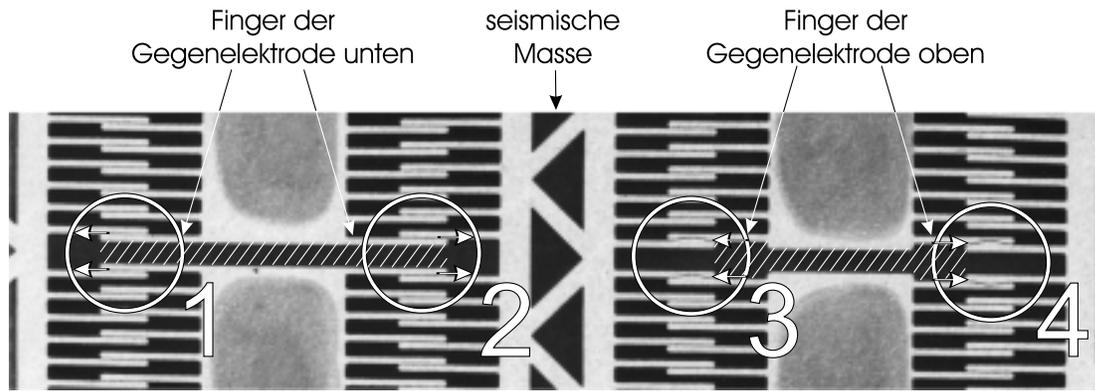


Abbildung 5.3: Mittlerer Teil des Detektors mit einer Detektorspaltweite von $3\ \mu\text{m}$. Die inneren Fingerelektroden der Ringe 3 und 4 sind verbogen. Die Fingerelektroden der Ringe 1 und 2 weisen keine derartigen Verbiegungen auf. Ursache hierfür ist der weiß gestrichelte Bereich.

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Herstellung der Sensoren ist die Ungleichmäßigkeit der Nickelgalvanik. Diese führt zur Abweichung der **Resonanzfrequenzen des Sensors** von den durch das Design vorgegebenen Werten. Dies hat einen großen Einfluß auf die erreichbare Auflösung des Sensors (s. Kap. 3.5). Die Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen einen Detailausschnitt des Sensors, an dem die Unregelmäßigkeit der Nickel-Galvanik erkennbar ist. Der Ausschnitt zeigt die Höhenunterschiede in der Coriolis-Feder. Messungen mit einem Lichtmikroskop an einem Sensor mit einer Nickelhöhe von $140\ \mu\text{m}$ ergaben Höhendifferenzen des Elements von bis zu $13\ \mu\text{m}$. Dies führt zur Verstimmung der Federkonstanten D_x und D_y der Schwing- und Coriolisfeder sowie zur Abweichung der schwingenden Massen m_x und m_y von den berechneten Werten. Dies läßt eine Verschiebung der Resonanzfrequenzen $f_{0,D}$ und $f_{0,A}$ des Detektions- und Anregungs-Oszillators erwarten.

In der Tabelle 5.1 sind die Resonanzfrequenzen des Anregungs- und Detektions-Oszillators $f_{0,A}$ und $f_{0,D}$ für fünf verschiedene Proben (Wafer) angegeben. Es zeigt sich deutlich, daß die

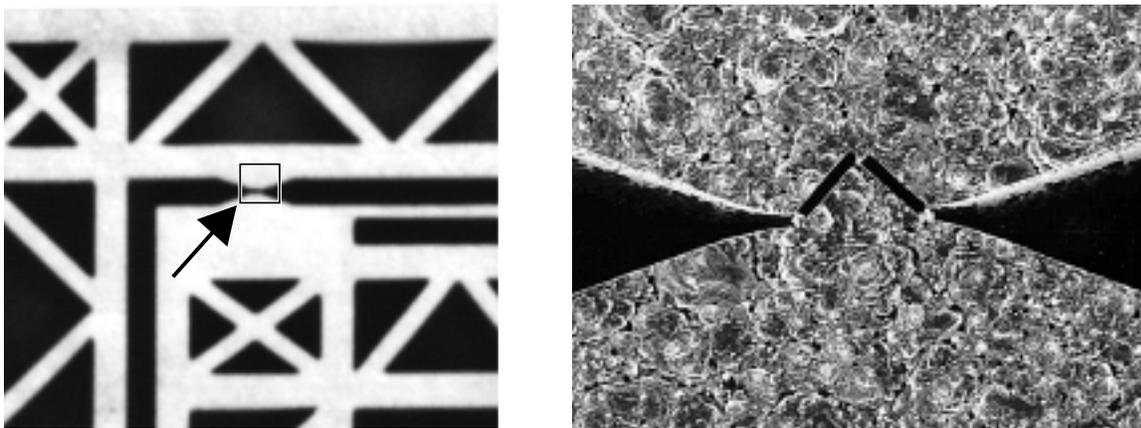


Abbildung 5.4: Anschlag der seismischen Masse. Zur Orientierung ist links ein Detailausschnitt aus Abb. 5.2 dargestellt. Der eingerahmte Bereich ist rechts für einen Sensor mit einer Detektorspaltweite von $2\ \mu\text{m}$ vergrößert wiedergegeben. Die seismische Masse und der Sensorrahmen sind miteinander verbunden.

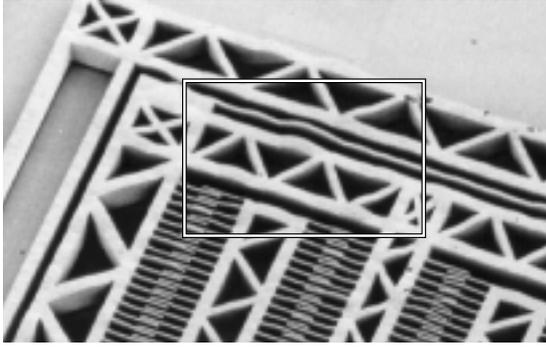


Abbildung 5.5: Im REM lassen sich in der Schrägansicht des Sensors die unterschiedlichen Nickelhöhen erkennen. Der eingerahmte Ausschnitt ist rechts vergrößert dargestellt.

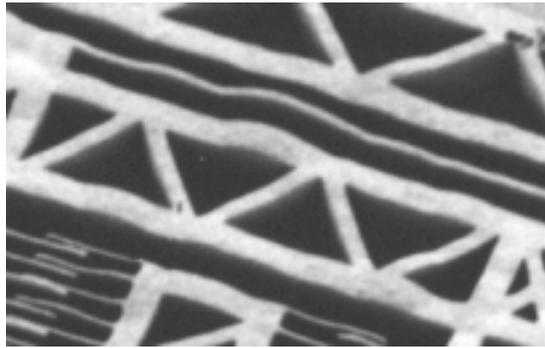


Abbildung 5.6: Die Coriolisfeder weist deutliche Höhendifferenzen auf, die zur Abweichung der Federkonstanten vom Designwert führen.

Frequenzen der Sensoren einer Probe bis zu ca. 5% vom Mittelwert abweichen. Zudem läßt sich aus den Werten ablesen, daß sich mit zunehmender Sensorhöhe die Resonanzfrequenzen $f_{0,A}$ und $f_{0,D}$ zu höheren Frequenzen hin verschieben. Das bedeutet, daß das Verhältnis von Federkonstante zu Masse $\frac{D}{m}$ mit zunehmender Höhe größer wird. Ursache hierfür ist die Verschiebung des Höhenverhältnis von den dünnen Strukturen (z. B. Federn) zu den breiteren Strukturen (z. B. Rahmen) mit zunehmender Höhe zugunsten der dünneren Strukturen.

Tabelle 5.1: Höhen und Resonanzfrequenzen des Anregungs- und Detektions-Oszillators $f_{0,A}$ und $f_{0,D}$ der Sensoren fünf verschiedener Proben. Designwert: $f_{0,A} = f_{0,D} = 600 \text{ Hz}$.

Höhe [μm]	$f_{0,A}$ [Hz]	$f_{0,D}$ [Hz]
269-346	644-650	598-647
213-307	630-639	606-620
137-158	586-609	583-618
105-141	512-548	546-576
73-99	498-531	542-610

5.1 Optimierung der Prozeßausbeute

Die Herstellung der LIGA-Beschleunigungssensoren nach dem Opferschichtprozeß wies in der Vergangenheit zwei Schwachstellen auf. Zum einen war die Haftung der Sensoren auf dem Substrat unzureichend, was durch optimierte Sputterparameter der Leiterbahnebene und durch eine Reduktion und Vergrößerung der Haftflächen des Gyrometerdesigns behoben werden konnte. Zum anderen waren nur bei wenigen Sensoren die seismischen Massen vollkommen frei beweglich. Ursachen dafür sind Reste der Opferschicht und Resistreste, die sich zwischen der seismischen Masse und den Gegenelektroden bzw. dem Substrat verkeilten. Im Gegensatz zum Beschleunigungssensor, dessen seismische Masse nur in einem Freiheitsgrad frei schwingt, müssen beim Gyrometer zwei seismische Massen (die seismische Masse des Gyrometers und des zugehörigen Beschleunigungssensors) in drei Freiheitsgraden (1. Antriebsrichtung des Gyrometers, 2. Detektionsrichtung des Gyrometers, 3. Detektionsrichtung des Beschleunigungssensors) frei beweglich sein. Die Anforderungen an die Sauberkeit der Strukturen des

Gyrometers sind somit wesentlich höher als an die des Beschleunigungssensors. Daher wurden **weitere Spülschritte beim Strippen des Resists und beim Entfernen der Opferschicht** eingeführt. Die Prozeßdetails sind im Anhang Kap. A.5 beschrieben. Damit konnten Substratausbeuten von 30% erzielt werden.

5.2 Aufbau- und Verbindungstechnik

In diesem Abschnitt werden die Schwingungsgüten Q_A und Q_D des Anregungs- bzw. Detektions-Oszillators in Abhängigkeit vom Druck bestimmt. Daraus ergeben sich die maximal möglichen Güten, die die Auflösung des Sensors wesentlich mitbestimmen (s. Kap. 3.5), sowie das dafür notwendige Vakuum. Es folgt eine Beschreibung der entwickelten Gehäusungstechnik und erste Ergebnisse über die Langzeitstabilität des Vakuums.

5.2.1 Bestimmung des notwendigen Vakuums

Abb. 5.7 zeigt die gemessene Abhängigkeit der Güte Q_A des Anregungs-Oszillators vom Umgebungsdruck p , die wie in Kap. 2.5 bestimmt wurde. Für Drücke von $p < 1 \text{ mbar}$ nähert sich die Güte Q_A ihrem Maximum. Daher sollte das Vakuum des Sensorgehäuses besser als 1 mbar sein, um die bestmögliche Auflösung des Gyrometers erreichen zu können.

Die maximal erreichbare Güte des Anregungs-Oszillators liegt bei $Q_{A,max} \approx 750$. Dies liegt deutlich unter dem in Kap. 2.5 erwarteten Wert von 3000. Mögliche Ursachen hierfür sind zum einen die viel größere Schwingungsamplitude von ca. $70 \mu\text{m}$ des Anregungsoszillators gegenüber dem Versuch aus Kap. 2.5 mit einer Schwingungsamplitude von wesentlich weniger als $2 \mu\text{m}$ sowie magnetische Hystereseeffekte [46]. Der unerwartet kleine Wert von $Q_{A,max}$ schränkt die erreichbare Schwingungsamplitude nicht ein, da für die Dimensionierung des Sensors zum einen nur eine Güte von $Q_A = 1.000$ angenommen wurde¹. Zum andern ergab die Dimensionierung, daß zum Erreichen der durch die Feder beschränkten maximalen Schwingungsamplitude von $x_{max} = 68 \mu\text{m}$ nicht die volle zur Verfügung stehende Spannung von $U_{max} = 24 \text{ V}$ notwendig ist, sondern dafür eine Antriebsspannung von $U_A \approx 17 \text{ V}$ ausreicht. Die kleinere Güte läßt sich also durch eine höhere Antriebsspannung ausgleichen.

Die Abb. 5.7 zeigt zudem, daß die Güte des Antriebs-Oszillators bei Normaldruck ($p = 1000 \text{ mbar}$) mit einem Wert von $Q_A = 240$ so hoch liegt, daß der Sensor selbst unter Normaldruck eine Auflösung erwarten läßt, die für einige Anwendungen ausreichend ist (s. nachfolgende Tabelle).

Für die genaue Berechnung des zu erwartenden elektronischen Rauschsignals Ω_n wurde die Güte des Detektions-Oszillators Q_D bestimmt. Abb. 5.8 zeigt Q_D in Abhängigkeit des Drucks p . Bei Normaldruck liegt die Güte Q_D je nach Höhe und Spaltweite des Sensors zwischen 3 und 12. Bei einem Druck von $0,4 \text{ mbar}$ erreicht sie einen Wert von 500. Damit ergeben sich für eine Sensorhöhe von $140 \mu\text{m}$, ein angenommenes Verhältnis der Resonanzfrequenzen von $f_{0,A}/f_{0,D} = 0.9$, einer Anregungsfrequenz von 600 Hz und einer Bandbreite der Elektronik von 30 Hz folgende numerisch bestimmte Werte für das elektronische Rauschsignal Ω_n :

¹Hätte man die intrinsische Güte von Nickel mit $Q_A = 3.000$ ausnutzen wollen, so hätte dies höhere Anforderungen an das dazu nötige Vakuum zur Folge gehabt.

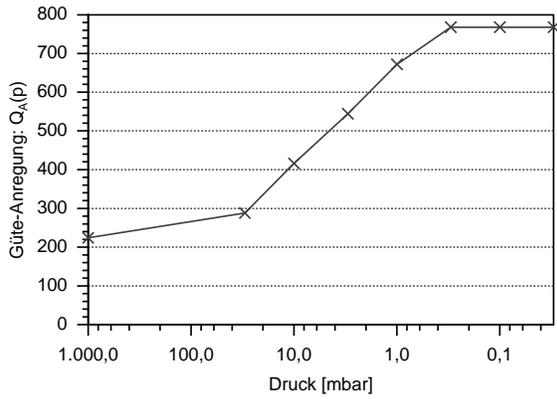


Abbildung 5.7: Güte des Anregungs-Oszillators Q_A in Abhängigkeit des Drucks.

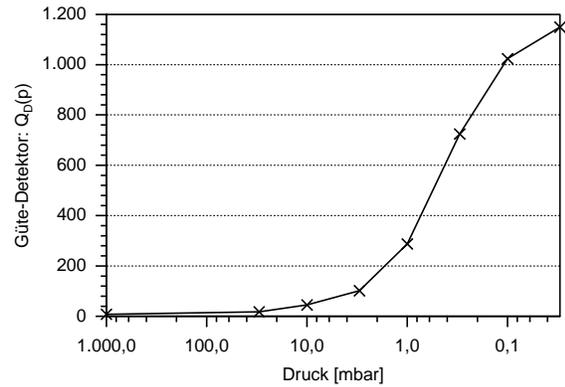


Abbildung 5.8: Güte des Detektions-Oszillators Q_D in Abhängigkeit des Drucks.

Sensortyp	4 μm -Design	4 μm -Design	6 μm -Design	6 μm -Design
p [mbar]	0,4	1000	0,4	1000
Ω_n [°/s]	0,007	0,025	0,017	0,039
Q_A	780	220	780	250
Q_D	500	4	500	11
U_A [V]	19,1	24 (= U_{max})	19,1	24 (= U_{max})
x_{res} [μm]	68 (= x_{max})	30	68 (= x_{max})	34

Die obige Tabelle enthält ebenso die zur Erreichung der maximalen Schwingungsamplitude x_{max} notwendigen Antriebsspannungen U_A bzw. die maximal erreichbare Schwingungsamplitude x_{res} .

5.2.2 Gehäusungstechnik

Um den Sensor optimal betreiben zu können, ist der Betrieb des Sensors im Vakuum nötig. Das dafür entwickelte Konzept der vakuumdichten Gehäusung und das Verschweißen der Gehäuse wurde in Zusammenarbeit mit der Abteilung AVT des IMT erstellt und durchgeführt. Alternativ zum Schweißen wurde das prozestechnisch einfachere Verkleben der Gehäuse getestet.

Die vakuumdicht zu gehäusenden Sensoren werden in ein vergoldetes Standardgehäuse geklebt. Nach einem Reinigungsschritt in Isopropanol werden die Bondverbindungen zwischen den Bondpads des Sensors und den Durchführungen des Gehäuses hergestellt (s. Abb. 5.9). Der vergoldete Deckel erhält eine Bohrung, in die ein sauerstofffreies Kupferrohr gelötet wird, an dessen anderem Ende ein Vakuumflansch angelötet ist (s. Abb. 5.10). Der Deckel wird mit dem Gehäuse laserverschweißt oder verklebt. Anschließend wird das Gehäuse für zwei Tage bei 100 °C und einem Vakuum von $2 \cdot 10^{-5}$ mbar ausgeheizt. Mit Hilfe einer speziellen Zange wird dann das Kupferrohr durchtrennt (abgepitcht), wobei die Schnittstelle durch Kaltverschweißen der Kupferrohrenden verschlossen wird (s. Abb. 5.11).

Die Goldbeschichtung des Gehäuses und des Deckels reduzieren die Adsorption von Gasen und erleichtern damit das Ausheizen der Gehäuseoberfläche. Das sauerstofffreie Kupferrohr wurde gewählt, um die sehr guten Kaltschweißeigenschaften nicht durch Bildung von Kupferoxid (Cu_2O) zu gefährden [47].

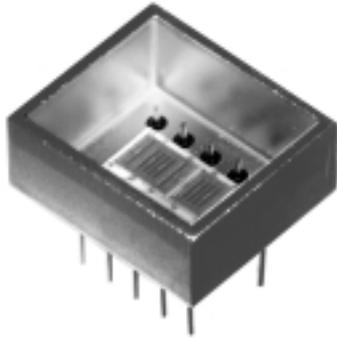


Abbildung 5.9: Eingeklebtes und gebondetes Sensor-element.

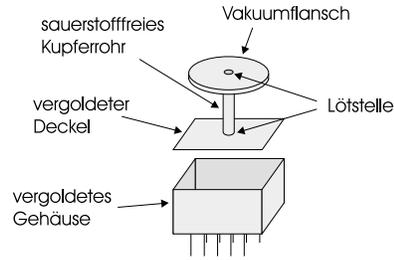


Abbildung 5.10: Aufbau des Sensorgehäuses. Der Deckel wird mit dem Gehäuse verklebt oder verschweißt.

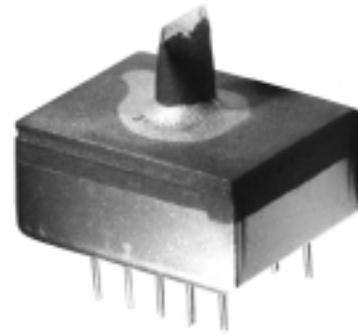


Abbildung 5.11: Lasergeschweißtes, ausgepumptes und abgepitchtes Gehäuse.

5.2.3 Vakuumstabilität

Um die Stabilität des Vakuums zu überprüfen, werden die in den Abbildungen 5.7 und 5.8 dargestellten Abhängigkeiten der Güten $Q_A(p)$ und $Q_D(p)$ zur Bestimmung des Gehäuseinnendrucks verwendet. Die Tabelle 5.2 gibt die bisher bestimmten Werte wieder.

Tabelle 5.2: Über die Güten des Antriebs- und des Detektions-Oszillators, sowie die Güte des Beschleunigungssensors bestimmter Innendruck der Sensoren (p_A , p_D , p_g) nach der Zeit Δt sowie die berechnete Zeit Δt_{1mbar} , in der der Innendruck des Sensorgehäuses auf 1 mbar ansteigt.

	Sensor 1	Sensor 2	Sensor 3	Sensor 4
Verschlußart	schweißen (g)	schweißen (g)	schweißen(k)	kleben
Δt [Tage]	129	121	125	111
$p_A(\Delta t)$ [mbar]	-	-	8	-
$p_D(\Delta t)$ [mbar]	0,2	-	12	-
$p_g(\Delta t)$ [mbar]	0,2	0,06	12	1,2
Δt_{1mbar} [Jahre]	1,8	5,5	0,03	0,25

Der Druck p in den jeweiligen Sensorgehäusen wurde auf drei Arten bestimmt. Zum einen über die Güte des Antriebs-Oszillators (p_A), zweitens über die Güte des Detektions-Oszillators (p_D) und zusätzlich über die Güte des harmonischen Oszillators des Beschleunigungssensors (p_g). Die Tabelle enthält nicht alle Werte von p_A , p_D und p_g , da teilweise einzelne Sensorkomponenten beim Zusammenbau zerstört wurden oder später aufgrund falscher Handhabung ausfielen. Ferner sind die Werte für Drücke kleiner 1 mbar mit einer großen Unsicherheit versehen, da die Eichkurven aus den Abbildungen 5.7 und 5.8 in diesem Bereich sehr flach verlaufen.

Bei den laserverschweißten Gehäusen wurden Kupferrohre mit unterschiedlichen Durchmessern verwendet. In der Tabelle ist der kleinere Durchmesser (4 mm) des Kupferrohrs mit (k) gekennzeichnet, der größere (8 mm) mit (g). Bei den Versuchen zeigte sich, daß beim Abpitchen der dünnen Kupferrohre das Rohrende nicht 100%-ig verschlossen wird. Daher wurde es in späteren Versuchen nach dem Abpitchen zusätzlich verlötet (s. Abb. 5.11).

Die letzte Zeile der Tabelle enthält die Zeit $\Delta t_{1\text{ mbar}}$, in der voraussichtlich der Druck in den Sensorgehäusen auf 1 mbar ansteigt. Die Werte für $\Delta t_{1\text{ mbar}}$ wurden unter der Voraussetzung berechnet, daß der Druck linear mit der Zeit Δt ansteigt. Die Tabelle zeigt, daß es mit einer weiteren Optimierung der vorgestellten Gehäusungstechnik möglich ist, ein Vakuum von 1 mbar über einige Jahre hinweg aufrechtzuerhalten. Dies gewährleistet für diesen Zeitraum das Erreichen der maximalen Schwingungsamplitude des Gyrometers und damit eine hohe Empfindlichkeit.

5.3 Elektronik

Das Konzept der Auswerteelektronik des Gyrometers wurde in Zusammenarbeit mit HPE² erarbeitet. HPE entwickelte die Auswerteschaltung und setzte diese in eine Testelektronik und später in SMD-Bauweise um. Die bereits in Kap. 3.5 erwähnte Lageregelungselektronik für die y -Richtung (Detektion) der seismischen Masse besteht aus einer Lagedetektion und einem PID-Regler zur Steuerung der elektrostatischen Kraft, die die seismische Masse in die Ruhelage zieht. Die **Lageregelung der seismischen Masse in Detektionsrichtung** hat gegenüber einem unregelmäßigen System den Vorteil, daß sie ein lineareres Sensorsignal liefert. Zudem wird der Frequenzgang und das Einschwingverhalten der seismischen Masse von den Parametern der Lageregelung (PID-Regler) bestimmt, die somit optimal einstellbar sind (vergl. Kap. 3.5).

Die Elektronik enthält eine zweite Lagedetektionselektronik für die x -Richtung. Diese wird zum einen für die **Schwingungsanregung des Gyrometers** verwendet. Zum anderen wird das Lagesignal der x -Richtung benötigt, um die Geschwindigkeitsamplitude der Schwingung in x -Richtung (Anregungs-Oszillator) auf einen konstanten Wert zu regeln. Das Regeln auf eine konstante Geschwindigkeitsamplitude der seismischen Masse hat gegenüber einer konstanten Schwingungsamplitude den Vorteil, daß auch bei Temperaturänderungen, die aufgrund der Temperaturabhängigkeit des E-Moduls von Nickel zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenzen führen, die zur Geschwindigkeit v proportionale Corioliskraft F_C konstant bleibt. Das Ausgangssignal des Sensors wird damit temperaturunabhängiger.

Das Prinzip der Lagedetektion und der elektrostatischen Krafterzeugung für die y -Richtung wird im folgenden detailliert beschrieben. Für die x -Richtung ergibt sich der Formalismus in Analogie, worauf jedoch nur hingewiesen wird. Später wird auf das Gesamtkonzept der Auswerteelektronik eingegangen.

Die Lagedetektion mit einem Doppelkondensator hat den Vorteil, daß man ein linear von der Auslenkung der Mittelelektrode abhängiges Signal erhält. Die Elektronik bestimmt dabei aus dem Wechselstromwiderstand der Kondensatoren C_1 und C_2 das Verhältnis ihrer Kapazitäten C_1/C_2 , die ein Maß für die Auslenkung sind. Der Doppelkondensator besteht aus zwei ortsfesten Elektroden und der in y -Richtung beweglichen seismischen Masse, die die Mittelelektrode bildet (s. Abb. 5.12). Wird die Mittelelektrode um Δy ausgelenkt, so vergrößert sich der Spalt des einen Kondensators, während sich der Spalt des anderen Kondensators verkleinert. Für die Kapazitäten der Kondensatoren C_1 und C_2 mit den Kondensatorflächen A und den Spaltabständen $d_0 + \Delta y$ und $d_0 - \Delta y$ gilt damit³:

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{d_0 + \Delta y} \quad (5.1)$$

²Hauptabteilung für Prozeßdatenverarbeitung und Elektronik des Forschungszentrums Karlsruhe

³Für die x -Richtung ergibt sich hier anstatt eines Δy ein ΔA , da sich die Überlappungsfläche der Aktorkämme ändert.

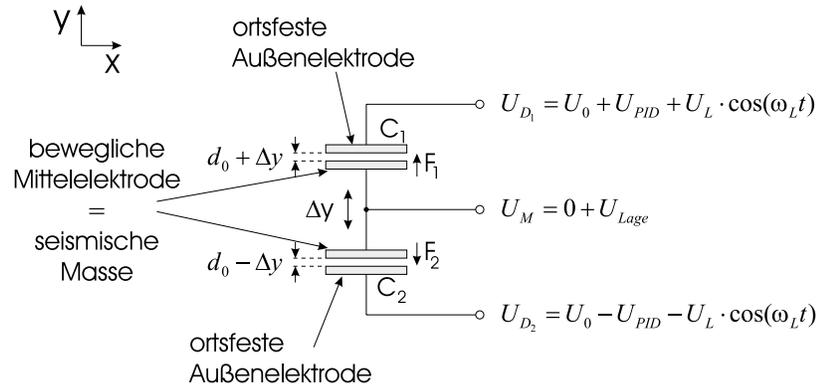


Abbildung 5.12: Doppelkondensator mit beweglicher Mittelelektrode und zwei ortsfesten Außenelektroden für die Lagedetektion.

$$C_2 = \frac{\varepsilon_0 \cdot A}{d_0 - \Delta y}. \quad (5.2)$$

Die Kapazitäten werden über ihren Wechselstromwiderstand $\frac{1}{i\omega C_i}$ bestimmt. Dazu wird eine niedrige, hochfrequente Wechselspannung $U_L(t) = U_L \cdot \cos(\omega_L t)$ bzw. $U_L(t) = -U_L \cdot \cos(\omega_L t)$ an die äußeren ortsfesten Elektroden angelegt. Der Doppelkondensator entspricht damit einem Spannungsteiler. Für das Spannungssignal der Lagedetektion an der Mittelelektrode U_{Lage} folgt damit:

$$U_{Lage} = -U_L \cdot \cos(\omega_L t) + I \cdot \frac{1}{i\omega_L C_2} \quad \text{mit} \quad I = \frac{2 U_L \cdot \cos(\omega_L t)}{\frac{1}{i\omega_L C_1} + \frac{1}{i\omega_L C_2}} \quad (5.3)$$

$$= U_L \cdot \cos(\omega_L t) \cdot \frac{C_1 - C_2}{C_1 + C_2}. \quad (5.4)$$

Die Regelspannung $U_0 + U_{PID}$ bzw. $U_0 - U_{PID}$ des PID-Reglers (s. Abb. 5.12), auf die später eingegangen wird, hat nur einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Spannung der Mittelelektrode U_{Lage} , da die Regelspannung viel niederfrequenter ist.

Ersetzt man die Kapazitäten C_1 und C_2 durch die Gleichungen 5.1 und 5.2, so ergibt sich für den Bruch aus Gl. 5.4:

$$\frac{C_1 - C_2}{C_1 + C_2} = -\frac{\Delta y}{d_0}. \quad (5.5)$$

Mit den Gleichungen 5.4 und 5.5 folgt für U_{Lage} :

$$U_{Lage} = -U_L \cdot \cos(\omega_L t) \cdot \frac{\Delta y}{d_0} \quad (5.6)$$

$$\Rightarrow U_{Lage} \propto \Delta y. \quad (5.7)$$

Das Spannungssignal der Mittelelektrode ist also proportional zu Δy .

Neben der Lagedetektion ist die Möglichkeit, eine durch die Elektronik geregelte Kraft auf die seismische Masse ausüben zu können, eine weitere Voraussetzung für eine Lageregelung der seismischen Masse. Die **Erzeugung einer elektrostatischen Kraft in einem Doppelkondensator** wird im folgenden beschrieben. An den Außenelektroden wird die Vorspannung U_0 und an die Mittelelektrode wird Null Volt angelegt (s. Abb. 5.12). Die aus einem PID-Regler bestehende Lageregelungselektronik steuert die Spannung U_{PID} und stellt darüber die

elektrostatischen Kräfte F_1 und F_2 ein. Für die elektrostatische Gesamtkraft in y -Richtung $F_{el,y}$ gilt:

$$F_{el,y} = F_1 - F_2. \quad (5.8)$$

Verwendet man die Spannungsabhängigkeit aus Gl. 3.41 für die Kräfte F_1 und F_2 , so erhält man:

$$F_{el,y} = -\frac{\varepsilon_0 A}{2} \cdot \left(\frac{(U_0 - U_{PID})^2}{(d_0 - \Delta y)^2} - \frac{(U_0 + U_{PID})^2}{(d_0 + \Delta y)^2} \right). \quad (5.9)$$

Die Spannungen $U_L(t) = U_L \cdot \cos(\omega_L t)$, $-U_L(t) = -U_L \cdot \cos(\omega_L t)$ und U_{Lage} der Lagedetektion (s. Abb. 5.12) sind für die Berechnung der Kraft $F_{el,y}$ vernachlässigbar, da ω_L sehr groß gegen die Resonanzfrequenz $\omega_{0,D}$ der seismischen Masse in Detektionsrichtung ist und folglich der Mittelwert der Spannungen null ist.

Die Lageregelung hält die seismische Masse in der Ruhelage. Damit ist $\Delta y \approx 0$ und somit gilt für die Spaltabstände:

$$d_0 + \Delta y \approx d_0 \quad (5.10)$$

$$d_0 - \Delta y \approx d_0. \quad (5.11)$$

Wird dies in Gl. 5.9 eingesetzt, so ergibt sich für die Gesamtkraft

$$F_{el,y} \approx -2 \cdot \varepsilon_0 A \cdot \frac{U_0 \cdot U_{PID}}{d_0^2} \quad (5.12)$$

$$F_{el,y} \propto U_{PID}. \quad (5.13)$$

In Kap. 3.5 wurde gezeigt, daß die Gesamtkraft $F_{el,y}$ der Lageregelung der Corioliskraft F_C entspricht. Die linear von der Gesamtkraft $F_{el,y}$ abhängige Spannung U_{PID} ist damit auch linear von der Corioliskraft F_C abhängig und eignet sich somit für die weitere Signalverarbeitung.

Im weiteren Verlauf wird der Gesamtaufbau der Auswerteelektronik erläutert, der in Abb. 5.13 als Blockschaltbild dargestellt ist. Zuerst wird auf die **Schwingungsanregung des Gyrometers** eingegangen (s. Kreis 1 in Abb. 5.13). Die Auslenkung $x(t)$ der seismischen Masse bestimmt die Kapazität der elektrostatischen Aktoren. Die Kapazität der Aktoren wird mit einer Lagedetektionselektronik bestimmt. Deren Spannungssignal $U_{Lage,x}$ ist proportional zur Auslenkung $x(t)$. Dies wird mit einem Differenzierer in ein zur Geschwindigkeit der seismischen Masse proportionales Spannungssignal $U_v \propto v(t)$ umgewandelt. Um eine möglichst große Schwingungsamplitude des Gyrometers zu erreichen, erfolgt die Anregung mit der Resonanzfrequenz des Anregungs-Oszillators des Gyrometers. Dies wird durch eine Antriebsspannung $U_A(t)$ erreicht, die proportional zum Geschwindigkeitssignal $U_v(t)$ der schwingenden Masse ist

$$U_A = -\gamma \cdot U_v(t). \quad (5.14)$$

Die Antriebsspannung U_A wirkt auf die elektrostatischen Aktoren, die damit eine zu U_A proportionale Kraft in x -Richtung auf die seismische Masse ausüben (s. Kap. 3.3). Durch die zur Geschwindigkeit proportionale Antriebskraft wirkt der Aktor wie eine zusätzliche Dämpfung des Anregungs-Oszillators. Die Proportionalitätskonstante $-\gamma$ entspricht also einer Dämpfungskonstanten. Die Konstante $-\gamma$ wird negativ gewählt, so daß die Dämpfung des Oszillators abnimmt. Nimmt die Konstante $-\gamma$ einen so großen negativen Wert an, daß die Gesamtdämpfung des Oszillators negativ wird, so beginnt der Oszillator auf seiner Resonanzfrequenz zu schwingen, wobei die Schwingungsamplitude ständig zunimmt. Ist die

gewünschte Geschwindigkeitsamplitude erreicht, so wird $-\gamma$ über einen VCA⁴ so eingeregelt, daß die Geschwindigkeitsamplitude konstant bleibt.

Die Beschreibung der **Lageregelung der seismischen Masse in Detektionsrichtung** erfolgt entlang von Kreis 2 in Abb. 5.13. Wirkt eine Drehrate Ω auf den Sensor, so erfährt die in x -Richtung schwingende seismische Masse eine Corioliskraft $F_C(t)$, wodurch diese in y -Richtung ausgelenkt wird. Dies führt zu einer Kapazitätsänderung ΔC_y der Detektorkondensatoren, die über eine Lagedetektionselektronik in eine Spannung $U_{Lage,y}$ umgesetzt wird. Über einen I- und einen PD-Regler wird eine Regelspannung U_{PID} auf den Detektorkondensator zurückgegeben. Der Detektorkondensator, der gleichzeitig als elektrostatischer Aktor wirkt, zieht die seismische Masse in die Ruhelage.

Zur **Bestimmung des Drehratensignals** Ω wird das PD-Signal der Lageregelung U_{PD} der seismischen Masse verwendet. U_{PD} ist für Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz des I-Reglers von 100 Hz proportional zur Kraft $F_y(t)$, die die seismische Masse in die Ruhelage zieht (vergl. Kap. 3.5). Der I-Regler ist auf Frequenzen unterhalb der Anregungsfrequenz beschränkt und regelt damit nur sich relativ langsam ändernde und statische Linearbeschleunigungen aus. Die Trennung des langsamen I-Reglers vom PD-Regler filtert einen Großteil der störenden Linearbeschleunigungen heraus. Das Coriolissignal und damit das PD-Signal ergeben sich aus der Modulation des Geschwindigkeitssignals $v = v_{0,x} \cdot \cos(\omega_A t)$ mit der Drehrate $\Omega(t)$. Für das Frequenzspektrum des PD-Signals U_{PD} bei einer Drehrate $\Omega(t) = \Omega \cdot \cos(\omega_\Omega t)$ bedeutet dies:

$$\begin{aligned} U_{PD} &\propto F_C = 2m_x v_A(t) \cdot \Omega(t) & (5.15) \\ &\propto \Omega \cdot \cos(\omega_A t) \cdot \cos(\omega_\Omega t) = \underbrace{\frac{\Omega \cdot \cos([\omega_A + \omega_\Omega] t)}{2} + \frac{\Omega \cdot \cos([\omega_A - \omega_\Omega] t)}{2}}_{=I_1}. & (5.16) \end{aligned}$$

Abb. 5.14 zeigt eine angenommene Spektralverteilung des Drehratensignals Ω und des sich daraus ergebenden Coriolissignals U_{PD} . Um die auf das Geschwindigkeitssignal U_v aufmodulierte Drehrateninformation wieder zu demodulieren, wird das PD-Signal U_{PD} mit dem Geschwindigkeitssignal U_v in dem Synchrondemodulator ein zweites Mal multipliziert (s. Abb. 5.13). Das demodulierte Spannungssignal U_M hat folgende Frequenzanteile

$$U_M = U_{PD} \cdot \cos(\omega_A t) \quad (5.17)$$

$$\propto I_1 \cdot \cos(\omega_A t) \quad (5.18)$$

$$\propto 2 \cdot \underbrace{\frac{\Omega \cdot \cos(\omega_\Omega t)}{4} + \frac{\Omega \cdot \cos([2\omega_A + \omega_\Omega] t)}{4} + \frac{\Omega \cdot \cos([2\omega_A - \omega_\Omega] t)}{4}}_{I_2} \quad (5.19)$$

wie auch in Abb. 5.14 gezeigt. Der erste Term in Gl. 5.19 enthält das demodulierte Drehratensignal. Durch einen Tiefpaß werden die störenden höherfrequenten Signalanteile und damit auch alle anderen höherfrequenten Störsignale aus U_M herausgefiltert (s. Abb. 5.13). Mathematisch läßt sich der Tiefpaß mit einer Mittelung über die Zeit $\Delta t = 1/BW$ beschreiben. Für das Ausgangssignal der Elektronik U_Ω ergibt sich:

$$U_\Omega(t) \propto \frac{1}{BW} \int_{t-1/BW}^t I_2(t') dt' \approx \Omega \cdot \frac{\cos(\omega_\Omega t)}{2} \quad (5.20)$$

$$\approx \frac{\Omega(t)}{2}. \quad (5.21)$$

Das Ausgangssignal $U_\Omega(t)$ ist damit proportional zur Drehrate $\Omega(t)$ (s. Abb. 5.14). Diese Art der Signalauswertung entspricht der Funktionsweise eines Lock-In-Verstärkers.

⁴Voltage-Controlled-Amplifier

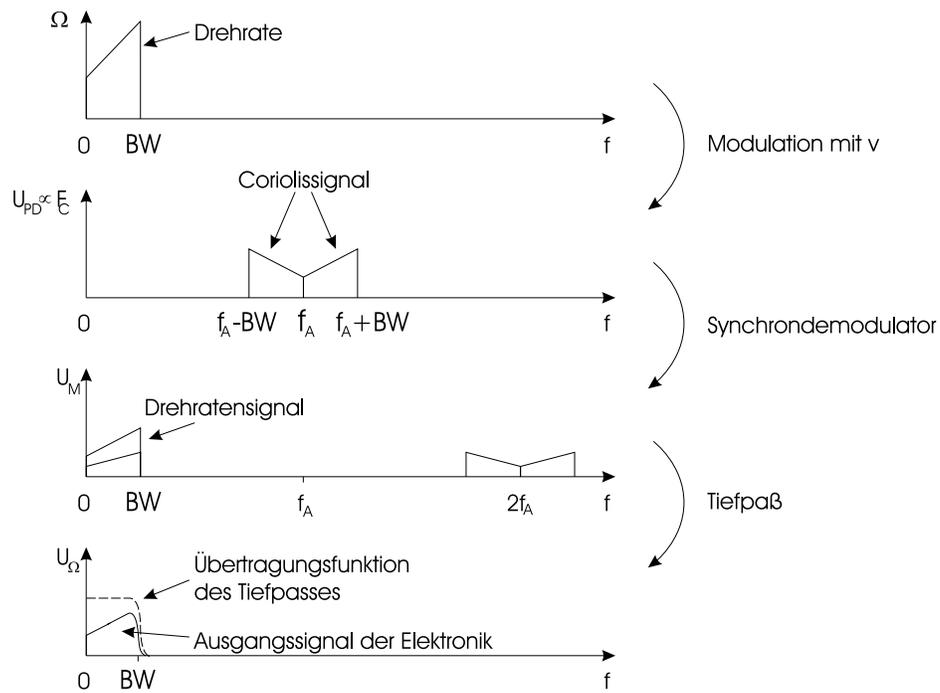


Abbildung 5.14: Frequenzspektren der einzelnen Auswertungsstufen.

Kapitel 6

Messungen

Zur Charakterisierung des Sensors wurden Linearitäts-, Auflösungs- und Driftmessungen durchgeführt und die Bandbreite des Sensors bestimmt. Ferner wurde die Temperaturabhängigkeit des Sensors und seine Empfindlichkeit auf Linearbeschleunigungen untersucht. In vielen Anwendungen wird aus der mit Hilfe des Sensors bestimmten Drehrate der Drehwinkel eines Objekts bestimmt. Die Genauigkeit des bestimmten Drehwinkels hängt u. a. von den oben genannten Größen und von dem auftretenden Drehratenmuster ab. Daher wurde der Winkel für zwei charakteristische Drehratenmuster mit Hilfe des Sensors bestimmt und mit dem erwarteten Fehler verglichen. Zusätzlich wurden die Eigenschaften des separaten Beschleunigungssensors vermessen. Schließlich wird aufgezeigt, in wie weit der Sensors die Anforderungsliste aus Tab. 1.1 erfüllt.

Zur Erzeugung einer definierten Drehrate steht ein Drehtisch der Firma ANORAD (Modell: DR-6) mit einer programmierbaren Steuerung zur Verfügung. Die Einstellung der Drehrate erfolgt über einen Meßrechner, der über eine Parallelschnittstelle die dazu nötigen Daten an das Steuergerät übergibt (s. Abb. 6.1). Das Steuergerät stellt selbständig die gewünschte Drehrate an dem Drehtisch ein und überwacht diese. Damit kann die mittlere Drehrate des Tisches sehr genau geregelt werden, während die aktuelle Drehrate des Tisches Schwankungen von ca. $0,1^\circ/s$ unterliegt.

Für die Sensorelemente steht eine Testelektronik zur Verfügung, in der sich die gehäusten Sensoren einfach und schnell austauschen lassen. Die Reglerparameter der Elektronik konnten daher nicht speziell auf die einzelnen Sensoren abgestimmt werden, sondern wurden so eingestellt, daß alle Sensoren mit der Testelektronik betrieben werden können. Die Elektronik enthält das Sensorelement und ist so auf dem Drehtisch plaziert, daß das Sensorelement in der Nähe der Drehachse liegt. Damit ist das Sensorelement keinen störenden Zentrifugalkräften ausgesetzt. Über eine Drehdurchführung im Drehtisch wird der Elektronik die Versorgungsspannung zugeführt und ebenso das Spannungssignal der Elektronik an das Voltmeter weitergeleitet. Die gemessenen Spannungen werden über eine IEEE-Schnittstelle an den Meßrechner gesendet.

Während der ersten Messungen stellte sich heraus, daß beim Betrieb des Sensors die schwingende seismische Masse des Gyrometerelements das Sensorgehäuse zum Schwingen anregt. Dies ist als leiser, hoher Sinuston zu hören. Je nach mechanischer Ankopplung des Sensorgehäuses an seine Umgebung wird unterschiedlich viel Energie ausgekoppelt. Bei den Messungen machte sich dieser Effekt durch einen instabilen Offset bemerkbar. Durch Beschweren des Sensorgehäuses mit einem Stück Eisen konnte dieser Effekt auf einen vernachlässigbaren Wert reduziert werden.

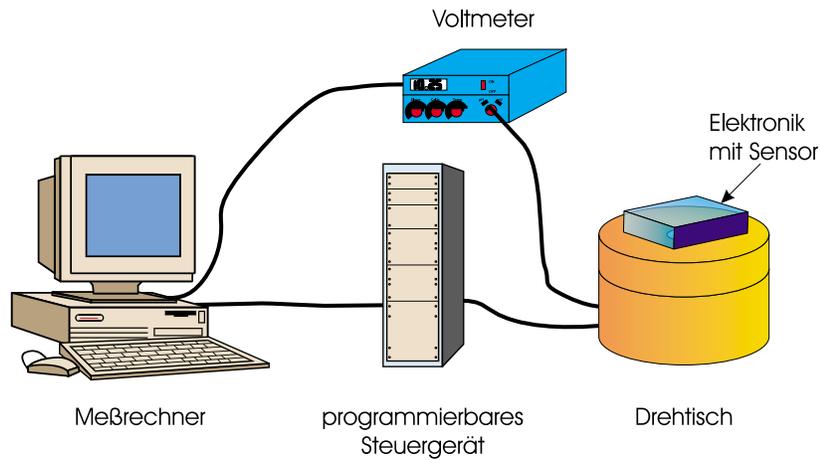


Abbildung 6.1: Messaufbau für Linearitäts-, Drift- und Winkelmessungen. Über einen Meßrechner wird das Steuergerät des Drehtischs programmiert. Die Sensorspannungssignale werden von einem Voltmeter bestimmt und an den Meßrechner weitergegeben.

6.1 Kennlinie

Die Kennlinie des Sensors beschreibt die Abhängigkeit des Sensorsignals U_{Sensor} von der Drehrate Ω . Im linken Teil der Abb. 6.2 ist eine Sensor-Kennlinie zusammen mit einem linearen Fit über einen Meßbereich von $\pm 400^\circ/s$ dargestellt. Wegen der sehr genauen Übereinstimmung der Spannungswerte mit dem Fit ist im rechten Teil der Abb. 6.2 die Abweichung von Spannung und Fit dargestellt. Die Meßwerte weichen um weniger als $0.2^\circ/s$ vom Fit ab. Die Abweichung der Meßwerte wird als Linearitätsfehler (linearity error) angegeben [32]. Der **Linearitätsfehler** L_{err} entspricht dem Verhältnis von der maximalen Abweichung der Messung von dem linearen Fit Δ_{max} zum Meßbereich FS (full scale, hier $\pm 400^\circ/s$) angegeben in Prozent

$$L_{err} = \frac{\Delta_{max}}{FS} \cdot 100\% \quad (6.1)$$

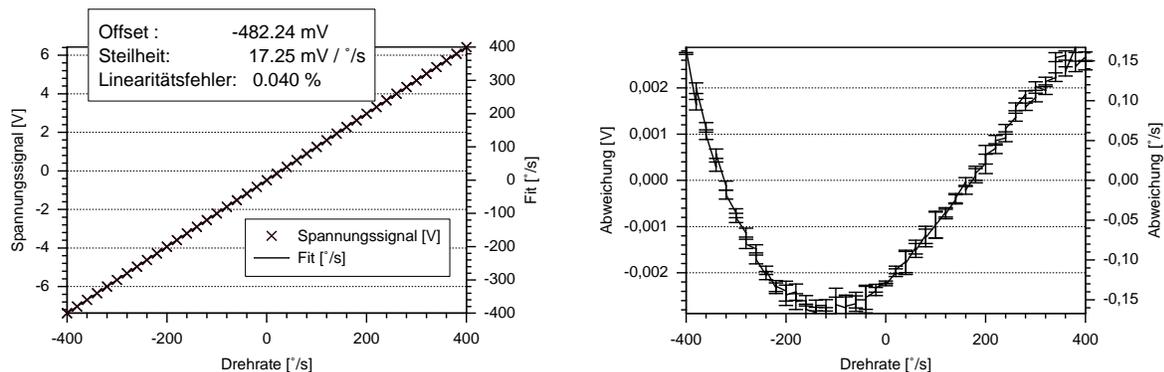


Abbildung 6.2: Links: Kennlinie des Gyrometers mit linearem Fit. Rechts: Abweichung der Kennlinie vom linearen Fit.

Die Tabelle 6.1 zeigt den Linearitätsfehler der vermessenen Sensoren. Um die Werte besser vergleichen zu können, sind zusätzlich Angaben zum Sensortyp ($4\ \mu m$ - oder $6\ \mu m$ -Design) und

dem Gehäuseinnendruck der Sensoren, der die Schwingungsamplitude des Aktors wesentlich mitbestimmt, gemacht. Ferner ist die Steilheit (scale factor) und der Offset der Sensoren angegeben. Die **Steilheit** St gibt die Steigung der Fitgeraden der Meßwerte an und hat die Einheit $\frac{mV}{\text{°/s}}$.

Tabelle 6.1: Linearitätsfehler, Steilheit und Offset der vermessenen Sensoren.

Sensor-id	1051	1053	0454	0656	0473
Linearitätsfehler [%]	0,04	0,02	0,013	0,032	0,083
Steilheit $\left[\frac{mV}{\text{°/s}}\right]$	17,25	13,52	4,50	13,22	11,65
Offset $[\text{°/s}]$	28,0	23,5	39,2	7,2	4,3
Spaltweite $[\mu m]$	4	4	4	4	6
Gehäuseinnendruck $[mbar]$	0,1	10	1000	<10	<10

Im linken Teil der Abb. 6.3 ist eine Linearitätskennlinie über einen Meßbereich von $\pm 0,3 \text{ °/s}$ dargestellt. Der rechte Teil der Abb. 6.3 zeigt die Differenz zwischen Messung und Fit. Die maximale Abweichung ist kleiner als $0,004 \text{ °/s}$. Da das Rauschsignal der Elektronik und die Schwankung der Drehrate des Drehtisches zusammen größer als $0,1 \text{ °/s}$ sind, wurde bei dieser Messung über 2000 Meßwerte gemittelt. Dies entspricht einer simulierten Bandbreite der Elektronik von $BW = 0,02 \text{ Hz}$. Die hohe Genauigkeit nach der Mittelung über die 2000 Meßwerte zeigt, daß der Sensor für die Bestimmung von Verfahrwinkeln φ über die Integration der vom Sensor gemessenen Drehrate Ω sehr gut geeignet ist (s. Abb. 1.1). Bei der Integration der Drehrate zur Bestimmung des Verfahrwinkels spielt weniger die Größe des elektrischen Rauschens Ω_n eine Rolle, als vielmehr die Fähigkeit des Sensorelements über kleinste Schwankungen der Drehrate mitteln zu können [48]. Dies ermöglicht eine hohe Winkelgenauigkeit (s. Kap. 6.6).

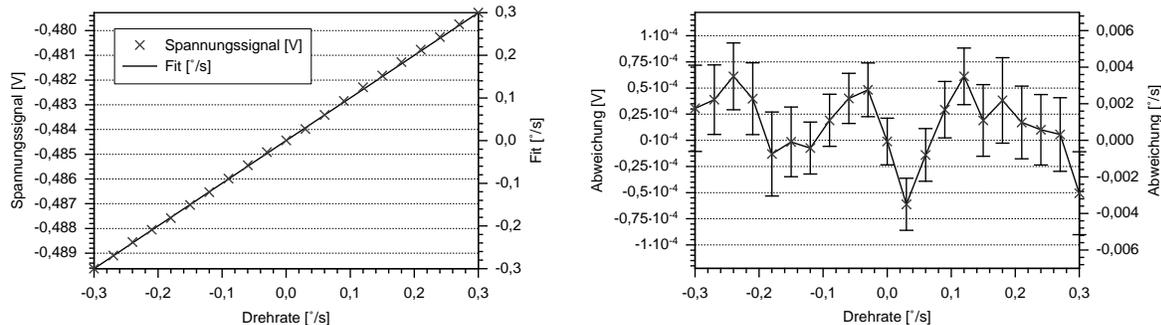


Abbildung 6.3: Links: Kennlinie eines Sensors über einen sehr kleinen Meßbereich von $\pm 0,3 \text{ °/s}$. Rechts: Abweichung des Meßsignals vom Fit.

6.2 Bandbreite

Ändert sich die Drehrate Ω , mit der ein Gyrometer gedreht wird, so braucht die Sensorelektronik eine gewisse Zeit, bis das Sensorsignal der neuen Drehrate entspricht. Die dazu nötige Zeitdauer Δt wird durch den Tiefpaß der Auswerteelektronik bestimmt (s. Abb. 5.13). Sie

wird in Form der Bandbreite BW angegeben. Es gilt:

$$BW \propto \frac{1}{\Delta t}. \quad (6.2)$$

Die genaue Definition der Bandbreite folgt später. Zur Bestimmung der Bandbreite BW des Gyrometers wurde der Sensor einer sinusförmig modulierten Drehrate $\Omega(t)$ ausgesetzt.

$$\Omega(t) = \Omega_0 \cdot \sin(2\pi f_m \cdot t) \quad (6.3)$$

Dabei wurde die Modulationsfrequenz f_m zwischen 0 und 100 Hz variiert. Der verwendete Drehtisch kann solche schnellen Drehratenänderungen nicht durchführen. Daher wurden über einen Testeingang der Sensorelektronik die schnellen sinusförmigen Drehratenänderungen simuliert. Die von einem Frequenzgenerator erzeugten sinusförmigen Spannungen werden von dem Testeingang der Elektronik auf die Detektorelektroden weitergegeben. Die Spannungen erzeugen eine elektrostatische Kraft, die von der Auswertelektronik als Corioliskraft interpretiert wird.

Abb. 6.4 zeigt die Steilheit des Sensors in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz f_m . Mit steigender Modulationsfrequenz nimmt die Steilheit des Sensors ab. Der Sensor kann also den schnellen Drehratenänderungen nur noch bedingt folgen. Bei einer Modulationsfrequenz von 27 Hz hat die Steilheit des Sensors um 3 dB gegenüber der Steilheit bei $f_m = 0 \text{ Hz}$ abgenommen. Diese 3 dB -Grenze legt die Bandbreite BW des Sensors fest. Sie beträgt damit 27 Hz .

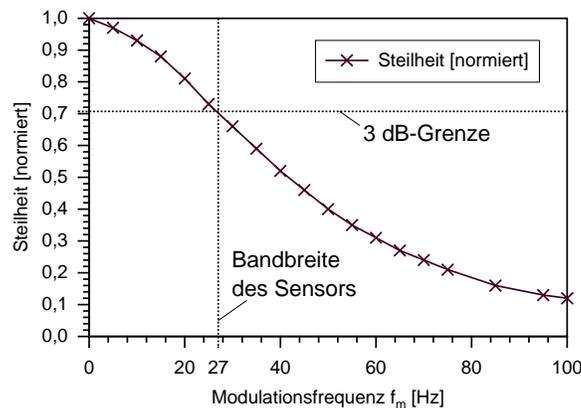


Abbildung 6.4: Abhängigkeit der Steilheit von der Modulationsfrequenz f_m .

Die Bandbreite des Sensors kann durch das Verkleinern der Zeitkonstante des Tiefpasses Δt vergrößert werden. Damit können auch höherfrequente Drehratensignale den Tiefpaß passieren. Allerdings werden dann auch höherfrequente Störsignale nicht mehr herausgefiltert, was ein größeres Rauschsignal der Elektronik Ω_n zur Folge hat. Nach Gl. 3.89 gilt folgende Abhängigkeit für Ω_n von BW :

$$\Omega_n \propto \sqrt{BW}. \quad (6.4)$$

Die maximal mögliche Bandbreite BW_{max} des Sensors wird durch die Anregungsfrequenz f_A (= Resonanzfrequenz des Anregungs-Oszillators $\approx 600 \text{ Hz}$) bestimmt.

$$BW_{max} = f_A \quad (6.5)$$

Spektrum-Analyser

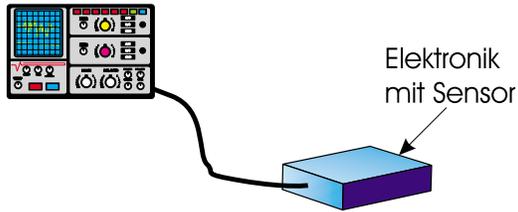


Abbildung 6.5: Mekaufbau zur Bestimmung des Rauschsignals Ω_n über das Rauschspektrum der Sensorelektronik.

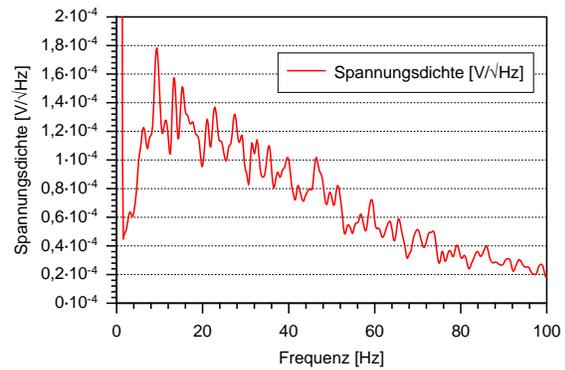


Abbildung 6.6: Spektrum der Rauschspannungsdichte $\frac{dU_n}{d\sqrt{f}}$ eines Sensors.

6.3 Auflösung

Die Auflösung des Sensors ist durch das Rauschen der Elektronik bestimmt. Die Größe des Rauschsignals wird mit der Drehrate Ω_n angegeben, die einem dem Rauschen äquivalenten Signal entspricht (noise equivalent rate). Zur Bestimmung des elektronischen Rauschsignals wurde der Aufbau gemäß Abb. 6.5 verwendet. Die Elektronik mit dem Sensorelement wird schwingungsgedämpft gelagert. Das Rauschsignal der Elektronik wird mit einem Spektrum-analyser aufgezeichnet. Ein typisches Rauschspektrum ist in Abb. 6.6 gezeigt. Die effektive Rauschspannung U_n wird aus diesem Spektrum durch Integration über die gemessene Rauschspannungsdichte $\frac{dU_n}{d\sqrt{f}}$ nach Gl. 3.79 in dem Integrationsintervall $[0, \infty]$ berechnet¹.

$$U_n = \sqrt{\int_0^{\infty} \left(\frac{dU_n}{d\sqrt{f}} \right)^2 df}. \quad (6.6)$$

Da sich die Rauschspannungsdichte in dem ganzen Integrationsintervall $[0, \infty]$ nicht bestimmen läßt, wird nur das eingeschränkte Intervall von $[1 \text{ Hz}, 100 \text{ Hz}]$ berücksichtigt. Aus der Abb. 6.6 läßt sich erkennen, daß damit der größte Teil des Rauschens erfaßt wird, da für höhere Frequenzen das Rauschsignal weiter stark abfällt. Es gilt:

$$U_n = \sqrt{\int_0^{\infty} \left(\frac{dU_n}{d\sqrt{f}} \right)^2 df} \approx \sqrt{\int_{1 \text{ Hz}}^{100 \text{ Hz}} \left(\frac{dU_n}{d\sqrt{f}} \right)^2 df} = U_{n,100}. \quad (6.7)$$

Das entsprechende Rauschsignal Ω_n ergibt sich aus dem Quotienten der effektiven Rauschspannung U_n und der Steilheit S des Sensors:

$$\Omega_n = \frac{U_n}{S} \quad (6.8)$$

$$\approx \frac{U_{n,100}}{S} = \Omega_{n,100}. \quad (6.9)$$

Die Werte von $\Omega_{n,100}$ entsprechen in etwa dem effektiven Rauschsignal der Elektronik (s. Gl. 6.9). Die gemessenen und berechneten Werte des Rauschsignals $\Omega_{n,100}$ der vermessenen

¹Die effektive Rauschspannung U_n läßt sich auch mit einem Effektivvoltmeter bestimmen. Das vorhandene Gerät war für die Messung nicht empfindlich genug. Daher wurde der etwas kompliziertere Weg über den Spektrumanalyser gewählt, der zudem den Vorteil hat, daß man anhand des Spektrums ersehen kann, ob das gemessene Rauschen nur vom Sensor verursacht wird, oder ob weitere Störquellen das Signal beeinflussen.

Sensoren sind in der Tabelle 6.2 aufgetragen. Die Tabelle zeigt, daß selbst unter Normaldruck mit den 4 μm - und sogar den 6 μm -Sensoren die angestrebte Auflösung von 0,1 $^\circ/\text{s}$ bei einer Bandbreite von 27 Hz erreicht wird.

Die theoretische Auflösung $\Omega_{n,theo}$ wurde numerisch nach den Gleichungen 3.80 und 3.87 berechnet. Für die Berechnung wurden folgende Sensordaten bestimmt: Resonanzfrequenz $f_{0,A}$ und Schwingungsamplitude x_0 des Anregungs-Oszillators, Resonanzfrequenz $f_{0,D}$ und Güte Q_y des Detektions-Oszillators sowie die Höhe des Sensors. Die Bestimmung der Schwingungsamplitude x_0 des Anregungs-Oszillators ist im Anhang A.1 beschrieben. Ferner wurde für die Berechnung des theoretischen Rauschsignals $\Omega_{n,theo}$ die Übertragungsfunktion des Tiefpasses der Elektronik (s. Abb. 5.13 und 6.4) berücksichtigt.

Tabelle 6.2: Rauschsignal $\Omega_{n,100}$ der Elektronik verschiedener Sensoren im Vergleich mit dem berechneten theoretischen Rauschsignal $\Omega_{n,theo}$.

Sensor-id	1051	0454	0454	1053	1074	1074	0683
$\Omega_{n,100}$ [$^\circ/\text{s}$]	0,047	0,093	0,106	0,150	0,056	0,102	0,081
$\Omega_{n,theo}$ [$^\circ/\text{s}$]	0,005	0,004	0,022	0,024	0,021	0,051	0,021
Spaltweite [μm]	4	4	4	4	6	6	6
Gehäuseinnendruck [mbar]	0,1	0,1	1000	1000	0,1	1000	1000

Die theoretischen Werte $\Omega_{n,theo}$ zeigen im Vergleich zu den aus den Messungen berechneten Werten im Fall der 4- μm -Sensoren einen um den Faktor 5 bis 23 kleineren Wert, während im Fall der 6- μm -Sensoren der theoretische Wert um den Faktor 2 und 4 kleiner ist.

Aufgrund der teilweise erheblichen Abweichung des theoretischen Rauschsignals $\Omega_{n,theo}$ vom gemessenen Rauschsignalwert $\Omega_{n,100}$ wurde das Rauschsignal des PD-Reglers² untersucht (s. Kap. 3.5 und Abb. 5.13). Abb. 6.7 zeigt in der linken Grafik das gemessene und das theoretisch erwartete Rauschspektrum des PD-Reglers für den Sensor 1051 (links) und den Sensor 0683 (rechts). Die Abb. zeigt, daß die Frequenz des Minimums des gemessenen Rauschspektrums f_{Min} nicht wie erwartet bei der Resonanzfrequenz des Detektors $f_{0,D}$ liegt, sondern zu wesentlich kleineren Frequenzen verschoben ist. An den Rauschspektren fällt auf, daß die Frequenz f_{Min} bei den 4- μm -Sensoren viel stärker von der Resonanzfrequenz des Detektors $f_{0,D}$ abweicht (s. Abb. 6.7 links), als dies bei den 6- μm -Sensoren der Fall ist (s. Abb. 6.7 rechts).

Das Coriolissignal ist mit der Anregungsfrequenz f_A moduliert. Die Elektronik wertet daher das Frequenzband um die Anregungsfrequenz f_A aus (s. Kap. 5.3 und Abb. 5.14). Die Breite des Frequenzbandes entspricht der zweifachen Bandbreite BW des Sensors. Die Rauschspannungsdichte in diesem Frequenzband (in der Abb. 6.7 grau markiert) wird dabei als Meßsignal interpretiert und führt zu dem Rauschsignal $\Omega_{n,27\text{Hz}}$. Nach der Theorie wurde der viel kleinere dunkelgrau markierte Bereich berechnet, der zu dem Rauschsignal $\Omega_{n,theo}$ führt.

Die Ursache für die Verschiebung des Rauschminimums liegt in der Vorspannung U_0 , die für die Lageregelung notwendig ist (s. Kap. 5.3). Diese Vorspannung wirkt wie eine negative Federkonstante $-D_{Elek}$, die sich der Federkonstante der Coriolisfeder D_{Cori} überlagert [17, 49]. Im Anhang A.3 wird die Abhängigkeit der Federkonstante $-D_{Elek}$ von der Vorspannung U_0 hergeleitet. Mit der Konstanten $-D_{Elek}$ reduziert sich die Federkonstante D_y auf:

$$D_y = D_{Cori} - D_{Elek} \quad (6.10)$$

²An dieser Stelle der Elektronik ist das detektierte Coriolis-Signal noch mit der Anregungsfrequenz f_A moduliert.

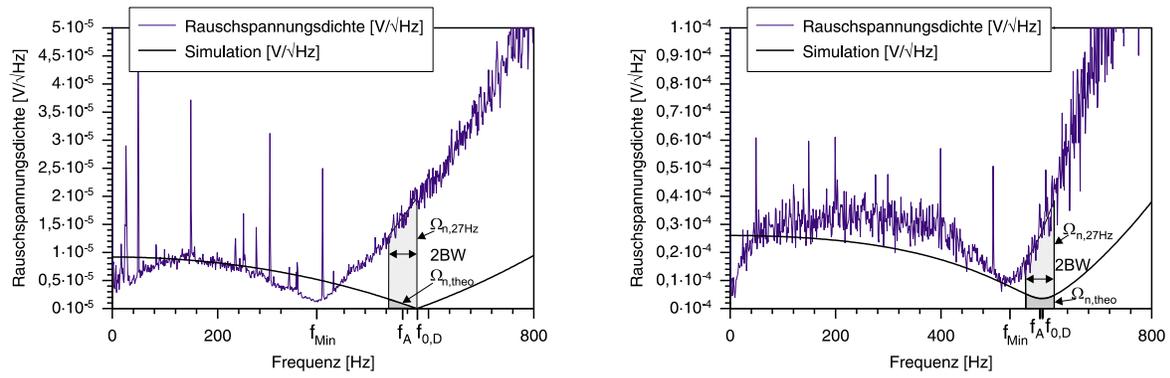


Abbildung 6.7: Rauschspannungsdichte des PD-Reglers des 4- μm -Sensors 1051 (links) und des 6- μm -Sensors 0683 (rechts). Das Minimum der Rauschspannungsdichte liegt nicht wie erwartet bei $f_{0,D}$, sondern ist zu kleineren Frequenzen (f_{Min}) verschoben.

Die Federkonstante D_y und die seismische Masse m_y bestimmen die Resonanzfrequenz des Detektors $f_{0,D}$ zu:

$$f_{0,D} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{D_y}{m_y}}. \quad (6.11)$$

Die nachfolgende Tabelle gibt die Federkonstanten $D_{C_{ori}}$ und $-D_{Elek}$ sowie die Resonanzfrequenzen $f_{0,D}$ für die Vorspannungen $U_0 = 0\text{ V}$ und 10 V für das 4- μm - und 6- μm -Design mit einer Sensorhöhe von $140\ \mu\text{m}$ an:

Design	$D_{C_{ori}}$ [N/m]	$-D_{Elek}(10\text{ V})$ [N/m]	$f_{0,D}(0\text{ V})$ [Hz]	$f_{0,D}(10\text{ V}) = f_{Min}$ [Hz]
4- μm	37,6	-35,9	600	126
6- μm	37,6	-9,9	600	513

Die Elektronik, die mit einer Vorspannung von $U_0 = 10\text{ V}$ arbeitet, reduziert somit die Resonanzfrequenz $f_{0,D}$ des 4- μm -Designs ganz erheblich, während die Änderung der Resonanzfrequenz des 6- μm -Designs aufgrund der größeren Spaltweite wesentlich geringer ausfällt (s. Anhang A.3). Dies erklärt die Beobachtung, daß die Minima der Rauschdichte bei den 4- μm -Sensoren deutlicher zu kleineren Frequenzen f_{Min} verschoben sind, als dies bei den 6- μm -Sensoren der Fall ist (vergl. Abb. 6.7).

Die in der obigen Tabelle enthaltenen Werte für die Resonanzfrequenz des Detektors $f_{0,D}$ bei einer Vorspannung von 10 V liegen deutlich unter den aus den Rauschspektren des PD-Reglers entnommenen Frequenzen f_{Min} (s. Tab. 6.3 „Messung 1“). Die Ursache hierfür liegt im Maßverlust vom CAD-Design zum hergestellten Sensor. D. h., daß die Spaltabstände der Sensoren nicht genau mit ihren Designwerten übereinstimmen.

Um den Maßverlust und damit die Spaltabstände zu bestimmen, wurden zusätzlich die Rauschspektren der PD-Signale für eine Vorspannung von $U_{Vor} = 5\text{ V}$ gemessen und aus ihnen die Frequenzen des Minimums f_{Min} ermittelt (s. Tabelle 6.3 „Messung 2“). Aus den gemessenen Werten von $f_{Min}(U_{Vor} = 10\text{ V})$ und $f_{Min}(U_{Vor} = 5\text{ V})$ wurden rückwirkend wiederum die Werte für $f_{Min}(U_{Vor} = 5\text{ V})$ bzw. $f_{Min}(U_{Vor} = 10\text{ V})$ berechnet (s. Tabelle 6.3). Dabei zeigte sich, daß für die Designwerte der Detektorspaltweiten von $d = 4\ \mu\text{m}$ (Sensor 1051) bzw. von $d = 6\ \mu\text{m}$ (Sensor 0683 und 1074) die berechneten Werte mit den entsprechenden Meßwerten nicht übereinstimmen. Nimmt man Detektorspalte an, die um $0,8\ \mu\text{m}$

breiter sind, so stimmen die berechneten Werte wesentlich besser mit den gemessenen Werten überein. Dies deutet darauf hin, daß bei der Herstellung der Sensoren vom CAD-Design bis zum endgültigen Sensorelement ein **Maßverlust von $0,4 \mu\text{m}$ pro Kante** auftritt.

Tabelle 6.3: Gemessene und berechnete Frequenzen von f_{Min} für Vorspannungen von 10 V und 5 V. (1051: $4\text{-}\mu\text{m}$ -Sensor, 0683 und 1074: $6\text{-}\mu\text{m}$ -Sensor)

	Messung 1	berechnet aus Messung 2 mit $d=4/6\mu\text{m}$	berechnet aus Messung 2 mit $d=4,8/6,8\mu\text{m}$	Messung 2	berechnet aus Messung 1 mit $d=4/6\mu\text{m}$	berechnet aus Messung 1 mit $d=4,8/6,8\mu\text{m}$
Sensor-id	$f_{Min}(10V)$ [Hz]	$f_{Min,theo}(10V)$ [Hz]	$f_{Min,theo}(10V)$ [Hz]	$f_{Min}(5V)$ [Hz]	$f_{Min,theo}(5V)$ [Hz]	$f_{Min,theo}(5V)$ [Hz]
1051	389	210	391	550	640	548
0683	530	503	518	570	594	581
1074	510	491	507	560	577	562

Berücksichtigt man in der Theorie für das Rauschspektrum des PD-Reglers die reduzierte Resonanzfrequenz des Detektors und die um $0,8 \mu\text{m}$ größeren Spaltweiten, so erhält man den Kurvenverlauf, der in Abb. 6.8 links dargestellt ist.

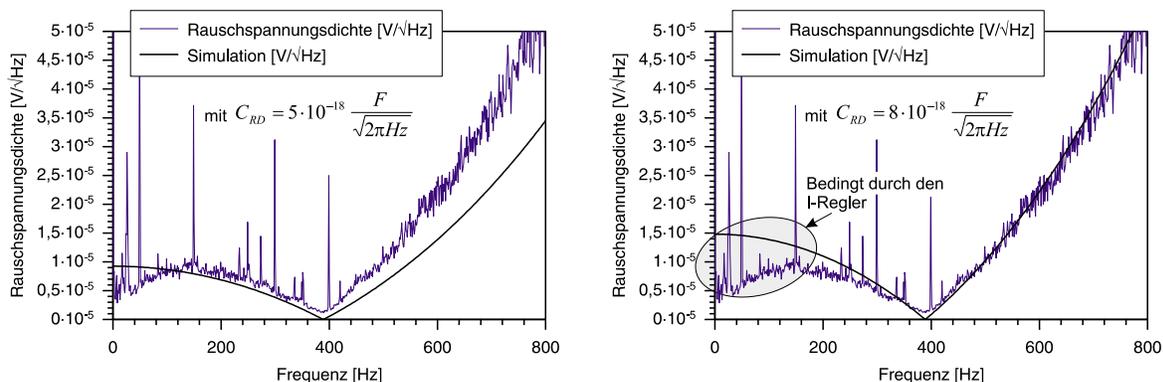


Abbildung 6.8: Rauschspektrum des PD-Reglers im Vergleich mit dem theoretischen Verlauf, der die Reduzierung der Resonanzfrequenz des Detektors aufgrund der Vorspannung U_{Vor} berücksichtigt. Rechts ist zusätzlich die geringere Auflösung der Elektronik einbezogen.

Der qualitative Kurvenverlauf stimmt mit der Messung gut überein. Aus dem Vergleich von Messung und Simulation zeigt sich jedoch, daß das Rauschen um 60% über dem erwarteten Wert liegt. Die Ursache hierfür liegt in der Auswerteelektronik, die eine größere Kapazitätsrauschdichte C_{RD} aufweist, als bei der Planung der Schaltung angenommen wurde. Sie liegt bei $C_{RD} = 8 \cdot 10^{-18} \frac{F}{\sqrt{2\pi \text{Hz}}}$ statt der in Gl. 3.63 angenommenen $C_{RD} = 5 \cdot 10^{-18} \frac{F}{\sqrt{2\pi \text{Hz}}}$. Berücksichtigt man das verminderte Auflösungsvermögen der Elektronik³, so stimmt die Messung sehr gut mit dem berechneten Rauschspektrum überein (s. Abb. 6.8 rechts). Lediglich bei

³Die Ursache für das verminderte Auflösungsvermögen der Elektronik liegt in der Lagedetektion der seismischen Masse in Anregungsrichtung. In Detektionsrichtung wird die seismische Masse in der Ruhelage gehalten. Damit ist das entsprechende Lagesignal sehr klein. In Anregungsrichtung schwingt die seismische Masse mit einer sehr großen Amplitude, was zu einem sehr großen Lagesignal führt. Somit können beide Lagesignale in der ersten Verstärkerstufe nur relativ gering verstärkt werden, um die anschließende Auswerteelektronik, die

kleinen Frequenzen weicht das simulierte Rauschspektrum vom gemessenen ab. Dies ist bedingt durch den I-Anteil des PID-Reglers der seismischen Masse. Der I-Regler ist, wie in Kap. 3.5 beschrieben, mit einer Grenzfrequenz von 100 Hz auf niedrige Frequenzen beschränkt. Er dient zur Ausregelung von störenden Linearbeschleunigungen und hat keinen Einfluß auf die bei höheren Frequenzen auftretenden Coriolissignale. Daher wurde der I-Regler bei der Herleitung des theoretischen Rauschspektrums des PD-Reglers vernachlässigt.

Aus diesen korrigierten theoretischen Rauschspektren wurde das theoretische effektive Rauschsignal $\Omega_{n,theo}$ aus den Gleichungen 3.80 und 3.87 berechnet. Bei der numerischen Berechnung wurde die Übertragungsfunktion des Tiefpasses der Auswerteelektronik berücksichtigt (vergl. Abb. 6.4). Zudem wurde berücksichtigt, daß die „Lock-In-technische“ Auswertung des Meßsignals das Rausch-Signal-Verhältnis um 19% verbessert (s. Anhang A.4). Die Tabelle 6.4 enthält die mit den korrigierten Werten berechneten Rauschsignalwerte Ω_n für verschiedene Sensoren.

Tabelle 6.4: Rauschsignal $\Omega_{n,100}$ der Elektronik verschiedener Sensoren im Vergleich mit dem berechneten theoretischen Rauschsignal Ω_{theo} , das die Änderung der Resonanzfrequenz des Detektors $f_{0,D}$ in Folge der Vorspannung U_{Vor} berücksichtigt.

Sensor-id	1051	0454	0454	1053	1074	0683
$\Omega_{n,100} [^\circ/s]$	0,047	0,093	0,106	0,150	0,102	0,081
$\Omega_{n,theo} [^\circ/s]$	0,042	0,081	0,147	0,141	0,070	0,093
Spaltweite [μm]	4,8	4,8	4,8	4,8	6,8	6,8
Gehäuseinnendruck [$mbar$]	0,1	0,1	1000	1000	1000	1000

Dieses Ergebnis bestätigt zum einen die Richtigkeit der Theorie aus Kap. 3.5 und zum anderen zeigt es, daß die angestrebte Auflösung der Sensoren von $0,1^\circ/s$ bei einer Bandbreite von $BW = 27\text{ Hz}$ erreicht wird.

6.4 Temperaturabhängigkeit

Mit dem Aufbau in Abb. 6.9 wird die Temperaturabhängigkeit des Offsets und der Steilheit bestimmt. Da eine aktive Temperierung des Sensors aufgrund der beschränkten Zahl der elektrischen Kontakte der Drehdurchführungen nicht möglich ist, wurde der Sensor passiv temperiert. Dazu wurde eine aus Styropor bestehende Thermobox gebaut. In dieser befindet sich ein Kupfertopf, der als Wärmespeicher eingesetzt wird. Das Sensorelement befindet sich im Kupfertopf und ist über abgeschirmte Leitungen mit der Sensor-Elektronik verbunden. Mit Hilfe eines Heißluftgebläses wird der Wärmespeicher aufgeheizt bzw. mit flüssigem Stickstoff abgekühlt. Die Temperatur wird dabei mit einem Pt100-Meßgerät bestimmt.

Mit Hilfe dieses Aufbaus kann die Messung der Temperaturabhängigkeit des Offsets und der Steilheit des Sensorelements unabhängig von der Elektronik durchgeführt werden. In Temperaturschritten von $2^\circ C$ wurde das Sensorsignal für Drehraten von $0^\circ/s$, $300^\circ/s$ und $-300^\circ/s$ bestimmt. Aus diesen Werten wurde der Offset und die Steilheit errechnet. Abb. 6.10 zeigt die Meßergebnisse der Temperaturabhängigkeit des Offsets und der Steilheit zweier

die Lagesignale wieder voneinander trennt, nicht zu übersteuern. Daher kann mit der ersten Verstärkerstufe das Meßsignal nicht über die Rauschgrenze der nachfolgenden Elektronik angehoben werden. Dies führt zu einer größeren Kapazitätsrauschdichte.

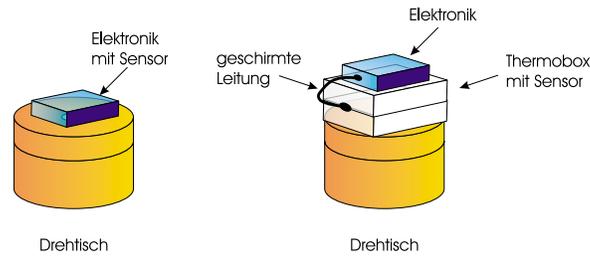


Abbildung 6.9: Bei der Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Steilheit und des Offsets enthält die Elektronik nicht mehr das Sensorelement (links), sondern das über eine geschirmte Leitung mit der Elektronik verbundene Sensorelement wird in einer Thermobox passiv temperiert.

Sensorelemente. Der Verlauf der Steilheit und des Offsets ist über den Größtenteil der Temperaturspanne linear und kann daher in einem Anwendungsfall leicht durch eine intelligente Datenerfassung korrigiert werden.

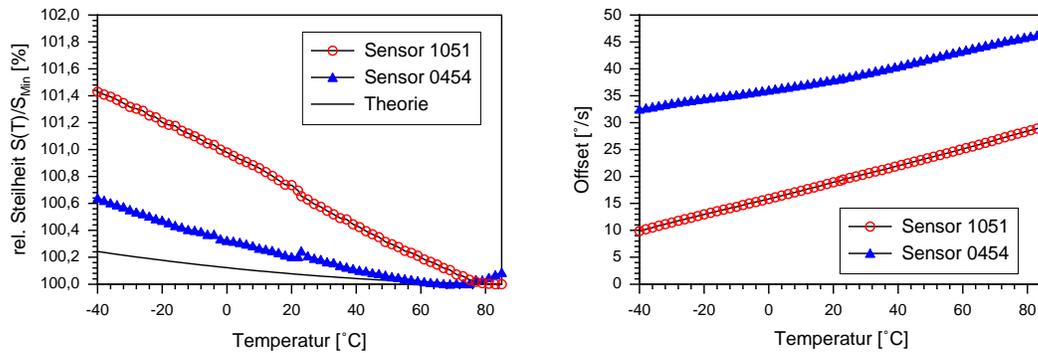


Abbildung 6.10: Temperaturabhängigkeit der Steilheit und des Offsets zweier Sensoren im Vergleich mit der theoretischen Abhängigkeit der Steilheit von der Temperatur.

Die Tabelle 6.5 zeigt die Temperaturkoeffizienten der Steilheit TK_{St} (Def. s. Gl. 3.27) im Vergleich zu den berechneten Designwerten $TK_{St,theo}$ (s. S. 25) und den Temperaturkoeffizienten des Offsets TK_{Offset} , der durch

$$TK_{Offset} = \frac{\Delta \text{Offset}}{\Delta T} \quad (6.12)$$

definiert ist.

Tabelle 6.5: Temperaturkoeffizienten der Steilheit und des Offsets zweier Sensoren. Der berechnete Designwert des Temperaturkoeffizienten $TK_{St,theo}$ ist zum Vergleich mit aufgeführt.

Sensor-id	1053	0454
$TK_{St} [K^{-1}]$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$
$TK_{St,theo} [K^{-1}]$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$
$TK_{Offset} \frac{^{\circ}/s}{K}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$
Design-Spaltweite [μm]	4	4

Der Vergleich von TK_{St} mit $TK_{St,theo}$ zeigt, daß die theoretischen Werte bis auf einen Faktor 2 bzw. 6 erreicht wurden. Mit der Anordnung der Detektorelektroden nach der Kombination von Mitte- und Gabel-Prinzip ist damit ein extrem niedriger TK_{St} -Wert erreicht worden. Bei dem Sensor 0454 ist der TK_{St} -Wert besser als die theoretischen TK_{St} -Werte des einfachen Gabel-Prinzips (s. Tabelle 3.1).

Ein Grund für die stärkere Temperaturabhängigkeit der Steilheit gegenüber der Theorie ist die Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz des Anregungs-Oszillators $f_{0,A}$ in Folge der Temperaturabhängigkeit des E-Moduls von Nickel. In der Abb. 6.11 sind die gemessenen Werte von $f_{0,A}$ für den Sensor 0454 über der Temperatur aufgetragen. Der Vollständigkeit halber sind in der Abb. 6.11 die aus den gemessenen Werten von $f_{0,A}$ berechneten Werte des E-Moduls von Nickel zusätzlich enthalten.

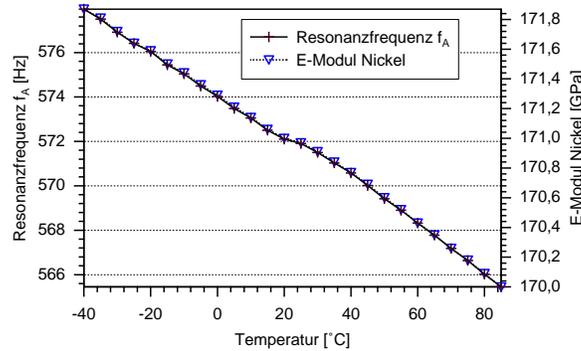


Abbildung 6.11: Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz $f_{0,A}$ und des berechneten E-Moduls von Nickel.

Einen weiteren Einfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Steilheit hat vermutlich die Größe des TK_{Offset} -Werts. Die geringe Zahl der vermessenen Sensoren läßt jedoch diesbezüglich keinen gesicherten Schluß zu.

6.5 Drift

Für einige Anwendungen (z.B. Navigation) ist es wichtig, daß die zeitliche Änderung des Offsets und der Steilheit möglichst gering ist. Die Größe dieser Drift des Offsets und der Steilheit bestimmt die zeitlichen Abstände, nach denen ein Eichen des Sensors notwendig wird (Langzeitdrift). Ebenso ist eine geringe Drift des Sensors Voraussetzung für eine möglichst genaue Bestimmung des Verfahrwinkels durch die Integration der Drehrate (Kurzzeitdrift).

Die Drift des Offsets und der Steilheit wird hervorgerufen durch die Alterung der Elektronik, durch Temperaturschwankungen und durch Ausheilen von Fehlstellen in der Kristallstruktur der aus Nickel bestehenden Sensorfedern. Das Sensormaterial Nickel weist nach der Herstellung innere Spannungen auf. Dies äußert sich in einem Lagefehler des Sensors, der zu einem Offset des Sensorsignals führt [42]. Im Laufe der Zeit bauen sich die inneren Spannungen ab, was eine Änderung des Lagefehlers und damit des Offsets nach sich zieht.

Im folgenden wird die Auswirkung einer konstanten Drift des Offsets und der Steilheit auf den Winkelfehler des durch Integration der Drehrate bestimmten Verfahrwinkels betrachtet. Bei einer konstanten Drift $\dot{\Omega}_{Drift} = const$ des Sensors beträgt der Drehratenfehler $\Omega_{Fehler}(t)$:

$$\Omega_{Fehler}(t) = \dot{\Omega}_{Drift} \cdot t \quad (6.13)$$

Für den Winkelfehler $\varphi_{Fehler}(t)$ bedeutet dies:

$$\varphi_{Fehler}(t) = \Omega_{Fehler}(t) \cdot t \quad (6.14)$$

$$= \dot{\Omega}_{Drift} \cdot t^2 \quad (6.15)$$

Ändert sich beispielsweise der Offset des Sensors um $1^\circ/s$ innerhalb einer Minute ($\dot{\Omega}_{Drift} = 1 \frac{^\circ/s}{min}$), so hat dies innerhalb einer Sekunde, Minute und Stunde einen Winkelfehler von $\varphi_{Fehler}(1 s) \approx 0,02^\circ$, $\varphi_{Fehler}(1 min) = 60^\circ$ bzw. $\varphi_{Fehler}(1 h) \approx 200.000^\circ$ zur Folge. Will man im Minutenbereich einen Winkel gradgenau bestimmen, so muß die Offsetdrift kleiner als $\dot{\Omega}_{Drift} = 0,01 \frac{^\circ/s}{min}$ sein.

Eine zeitlich konstante relative Änderung der Steilheit r_{St} führt bei einer Drehrate Ω zu einem Winkelfehler von:

$$\varphi_{Fehler}(\Omega, t) = \Omega \cdot r_{St} \cdot t^2. \quad (6.16)$$

Eine relative Änderung der Steilheit von einem Prozent in einer Stunde $r_{St} = \frac{1\%}{h}$ ergibt bei einer Drehrate von $\Omega = 100^\circ/s$ nach einer Minute einen Winkelfehler von einem Grad, nach einer Stunde von 3600° . Dabei gilt zu beachten, daß dies für den Fall einer konstanten Drehrate gilt. In den meisten Anwendungsfällen wird die mittlere Drehrate null sein. D.h., daß sich der Winkelfehler in Folge der Steilheitsdrift größtenteils herausmitteln wird.

Die Offsetdrift und die Drift der Steilheit des Sensors 1051 bei konstanter Außentemperatur ($\Delta t_{max} \approx \pm 0,5^\circ C$) ist in Abb. 6.12 für einen Zeitraum von 10 h wiedergegeben. Die linke Abb. zeigt den Offset und die Steilheit über der Zeit. Aus ihr läßt sich die Langzeitdrift des Sensors über einige Stunden erkennen. Daraus kann man ablesen, wann -je nach anwendungsbedingter Genauigkeit- ein Eichen des Sensors notwendig wird. Die rechte Abb. zeigt die differentielle Drift des Offsets $\dot{\Omega}_{Drift}$ und der Steilheit r_{St} (Meßpunkte im Abstand von 10 min). Hieraus läßt sich die Kurzzeitdrift bestimmen.

Innerhalb der ersten 60 min ist die Offsetdrift und die Drift der Steilheit relativ groß und beträgt ungefähr $\dot{\Omega}_{Drift} \approx 0,006 \frac{^\circ/s}{min}$ bzw. $r_{St} \approx \frac{0,4\%}{h}$. Danach nimmt die Offsetdrift und die Steilheitsdrift sehr stark ab und erreicht einen mittleren Wert von $\dot{\Omega}_{Drift} \approx 3,5 \cdot 10^{-4} \frac{^\circ/s}{min}$ bzw. von $r_{St} \approx \frac{0,014\%}{h}$ (s. Abb. 6.12 rechts). Die Offsetdrift hat innerhalb einer Minute einen Winkelfehler von $\varphi_{Fehler}(1 min) = 0,02^\circ$ und innerhalb einer Stunde einen Winkelfehler von $\varphi_{Fehler}(1 h) \approx 75^\circ$ zur Folge. Die relativ starke Drift des Offsets und der Steilheit, die bei allen Messungen innerhalb der ersten Stunde zu beobachten war, wird durch die Warmlaufphase der Elektronik hervorgerufen.

Zum Vergleich der Sensoren sind die Ergebnisse einer Langzeitdriftmessung bei konstanter Außentemperatur über einen Zeitraum von zehn Stunden in Tabelle 6.6 aufgeführt. Angegeben ist die maximale Änderung des Offsets Δ -Offset und der Steilheit Δ -Steilheit.

Tabelle 6.6: Maximale Änderung des Offsets Δ -Offset und der Steilheit Δ -Steilheit verschiedener Sensoren über einem Zeitraum von zehn Stunden bei konstanter Außentemperatur.

Sensor-id	1051	1053	0454	0656	0473
Δ -Offset [$^\circ/s$]	0,03	0,16	0,05	0,07	0,14
Δ -Steilheit [%]	0,01	0,06	0,03	0,03	0,17
Spaltweite [μm]	4	4	4	4	6
Gehäuseinnendruck [$mbar$]	0,1	10	1000	1000	1000

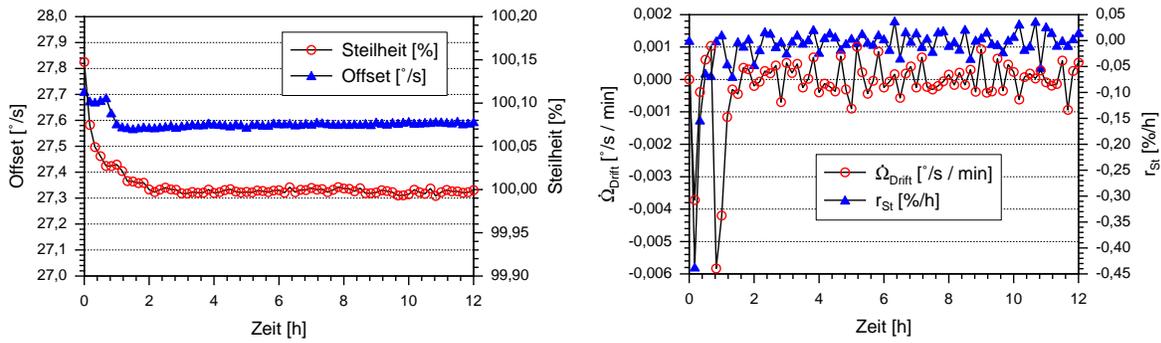


Abbildung 6.12: Links: Drift des Offsets und der Steilheit des Sensors 1051 über einen Zeitraum von zwölf Stunden bei konstanter Außentemperatur (Langzeitdrift). Rechts: Zugehörige differentielle Drift des Offsets $\dot{\Omega}_{\text{Drift}}$ und der Steilheit r_{St} (Kurzzeitdrift).

Um eine genauere Aussage über die Kurzzeitdrift zu bekommen, wurde das Drehratensignal des Sensors bei nicht rotierendem Drehtisch mit einer Meßrate von 40 Hz gemessen und aufintegriert. Der damit bestimmte Winkel entspricht dem Winkelfehler. Die Abb. 6.13 zeigt den Winkelfehler für einen Zeitraum von 10 min (links) und einer Stunde (rechts) für vier Messungen des Sensors 1051. Die Messungen zeigen, daß für einen Zeitraum von 10 min ein Winkelfehler in Folge der Offsetdrift von $< \pm 2^\circ$ auftritt. Für den Zeitraum von einer Stunde tritt ein Winkelfehler von bis zu ca. 35° auf. Aus diesen Messungen läßt sich ablesen, wie lange ein Winkel mit Hilfe des Sensors bestimmt werden kann, ohne daß ein Winkelabgleich notwendig ist.

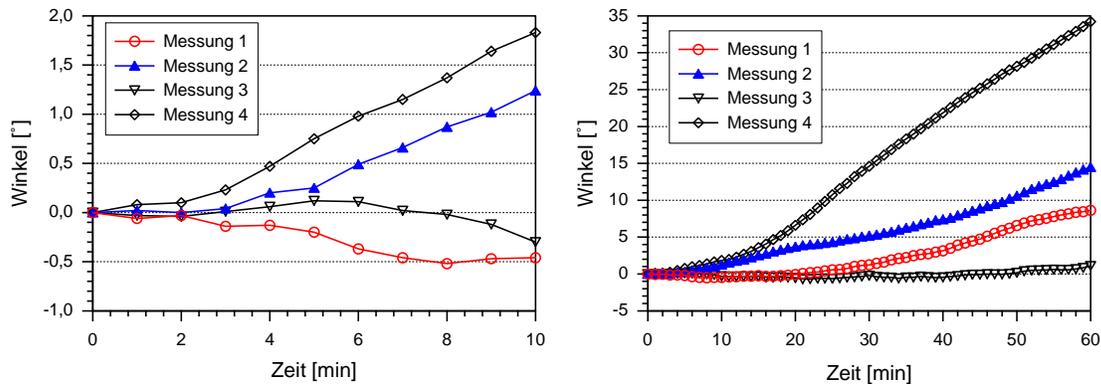


Abbildung 6.13: Vier Driftwinkelmessungen des Sensors 1051 über einen Zeitraum von 10 min und einer Stunde.

6.6 Winkelmessung

Für die Genauigkeit der Winkelmessung mit einem Drehratensensor ist neben der Drift des Offsets und der Steilheit der Linearitätsfehler des Sensors sehr entscheidend. Besonders bei hohen Drehraten macht sich der Linearitätsfehler L_{err} negativ bemerkbar. Ein Linearitätsfehler von z. B. $L_{err} = \pm 1\%$ kann bei einem Meßbereich von $FS = \pm 400^\circ/s$ einen Winkelfehler von bis zu 4° pro Sekunde verursachen. Für den Winkelfehler φ_{Fehler} in Folge eines Lineari-

tätsfehlers L_{err} in einem Zeitraum Δt gilt:

$$\varphi_{Fehler}(L_{err}) \leq L_{err} \cdot FS \cdot \Delta t \quad (6.17)$$

Um den Winkelfehler φ_{Fehler} aus der Offsetdrift, der Steilheitsdrift und dem Linearitätsfehler für die hergestellten Sensoren zu untersuchen, wurde der Winkel für zwei spezielle Drehratenmuster mit den Sensoren bestimmt und mit dem echten Verfahrenswinkel verglichen.

Der absolute Verfahrenswinkel des Drehtisches wurde dabei über die programmierbare Steuerung des Drehtisches bestimmt. Diese kann während der Rotation des Tisches den genauen Winkel bestimmen und speichern. Die beiden speziellen Drehratenmuster sind auf zwei unterschiedliche Anforderungen zugeschnitten. Zum einen variiert die Drehrate in kleinen, schnellen Sprüngen von $\Delta\Omega = 1^\circ/s$ (s. Abb. 6.14 links) in einem relativ kleinen Zeitbereich von 14 s. An dieser Messung kann man die Größe des Rauschsignals Ω_n , die Bandbreite BW des Sensors (Trägheit des Sensors) und den Winkelfehler für kleine Zeitbereiche und Drehraten ablesen.

Das zweite Drehratenmuster (s. Abb. 6.15 links) besteht aus langsamen, großen Drehratenänderungen von $\Delta\Omega = 200^\circ/s$ in einem relativ großen Zeitraum von 80 s. Hieraus läßt sich der Gesamteinfluß der Offset- und Steilheitsdrift sowie des Linearitätsfehlers erkennen.

Die in Abb. 6.14 dargestellte Messung des Sensors 1051 wurde mit einer Meßrate von 40 Hz aufgenommen. Links ist die Drehrate des Sensors und des Tisches dargestellt. Zusätzlich enthält die linke Abb. die Differenz der Drehraten. Sie beträgt im Mittel $0,045^\circ/s$, was in etwa dem in Kap. 6.3 bestimmten effektiven Rauschsignal von $\Omega_{n,100} = 0,047^\circ/s$ entspricht⁴. Der aus den Sensordaten berechnete Winkel ist mit dem genauen Winkel des Tisches in der Abb. 6.14 rechts dargestellt. Die rechte Abb. enthält zusätzlich die Abweichung der Winkel. Der maximale Winkelfehler beträgt hier $\varphi_{Fehler} \approx 0,03^\circ$. Aufgrund der kleinen Drehraten ist dieser fast ausschließlich auf die Offsetdrift zurückzuführen.

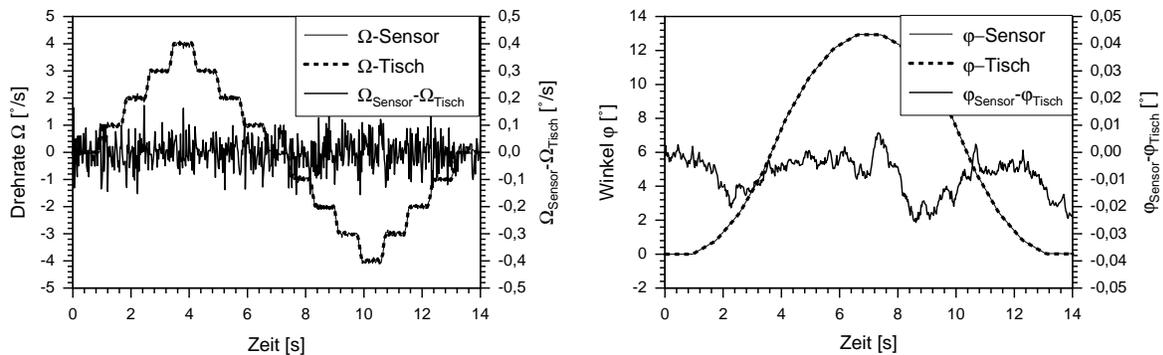


Abbildung 6.14: Links: Drehrate des Sensors und des Drehtisches sowie deren Differenz. Rechts: Aus der Drehrate berechneter Winkel des Sensors und des Drehtisches und deren Abweichung.

Abb. 6.15 zeigt die Messung des Sensors 1051 für das zweite Drehratenmuster. Die Meßrate betrug hier aufgrund der geringen Speicherkapazität des Drehtisches nur 5 Hz. Dies ist der Grund für die relativ großen Spikes von $\pm 2^\circ/s$ bei der Darstellung der Differenz der Drehraten des Tisches und des Sensors (Abb. 6.15 links). Aufgrund der hohen Drehraten geht der Linearitätsfehler des Sensors voll in den Winkelfehler ein (Abb. 6.15 rechts). Der maximale Winkelfehler liegt bei ca. 8° .

⁴Daß die mittlere Abweichung der Messung kleiner als das in Ruhelage bestimmte Rauschsignal ist, liegt an der relativ geringen Meßrate von 40 Hz. $\Omega_{n,100}$ entspricht dem Rauschen für Meßraten von 100 Hz.

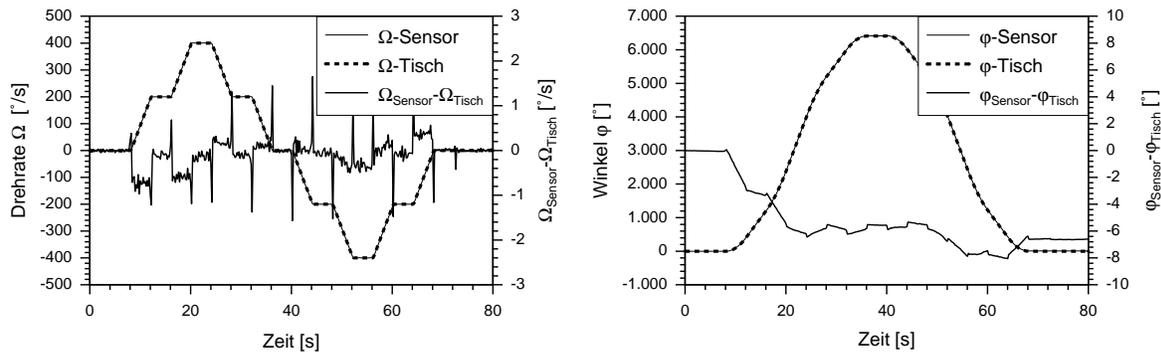


Abbildung 6.15: Darstellung der Drehrate und des berechneten Winkels für große Drehraten und längere Meßzeiten.

Für die letzte Messung wird im Folgenden die Größenordnung des zu erwartenden Winkelfehlers aufgrund der Offset-, der Steilheitsdrift und des Linearitätsfehlers bestimmt. Die Größenordnung des Gesamtfehlers ergibt sich aus der Summe der Gleichungen 6.15 bis 6.17 zu:

$$\varphi_{Fehler}(\dot{\Omega}_{Drift}, r_{St}, L_{err}, t) \leq \dot{\Omega}_{Drift} \cdot t^2 + \Omega \cdot r_{St} \cdot t^2 + L_{err} \cdot FS \cdot t \quad (6.18)$$

Setzt man die in vorhergehenden Kapiteln bestimmten Werte für $\dot{\Omega}_{Drift}$, r_{St} und L_{err} ein und setzt für Ω die mittlere absolute Drehrate von $\Omega = 200^\circ/s$ und für die Zeit $t = 80 s$ ein, so erhält man:

$$\varphi_{Fehler}(\dot{\Omega}_{Drift}, r_{St}, L_{err}, t) \leq 0,04^\circ + 0,05^\circ + 12,8^\circ \quad (6.19)$$

Dies zeigt zum einen, daß der aufgetretene Winkelfehler von ca. 8° in der gleichen Größenordnung wie der in Gl. 6.19 abgeschätzte zu erwartende Fehler liegt. Zum anderen zeigt sich, daß bei hohen Drehraten und Meßzeiten von bis zu $80 s$ der Linearitätsfehler die dominierende Fehlerquelle des Sensors ist.

6.7 Empfindlichkeit gegenüber Störungen

Der Sensor kann durch äußere Einflüsse wie Linearbeschleunigungen, Vibrationen und Schall gestört werden. Diese Einflüsse können Kräfte auf die seismische Masse des Sensors ausüben, die von der Auswerteelektronik u.U. als Coriolissignal interpretiert werden und damit zu einem fehlerhaften Meßsignal führen.

Um den Einfluß solcher Störungen zu reduzieren, besitzt das Gyrometerelement einen separaten Beschleunigungssensor (s. Kap. 3.1). Damit können vom Beschleunigungssensor detektierte Störungen aus dem Coriolissignal des Gyrometers gefiltert werden. Zur Zeit steht noch keine Auswerteelektronik für den Sensor zur Verfügung, die das Gyrometer und den Beschleunigungssensor gleichzeitig betreiben kann. Daher sind Messungen zur Empfindlichkeit des Sensors gegenüber dynamischen Störungen wie Schall und Vibrationen noch nicht sinnvoll⁵.

Statische Störungen (konstante Linearbeschleunigungen) werden jedoch auch ohne den separaten Beschleunigungssensor herausgefiltert, da für die Auswertung des Coriolissignals nur

⁵Standardisierte Tests sind zudem diesbezüglich noch nicht üblich.

das PD-Signal des PID-Reglers der Lageregelung der seismischen Masse verwendet wird (s. Kap. 3.5). Der I-Regler regelt die quasistatischen (niederfrequenten) Auslenkungen der seismischen Masse. Damit ist das PD-Signal des PID-Reglers nahezu frei von dem Einfluß statischer Kräfte.

Der Einfluß von statischen Linearbeschleunigungen auf das Sensorsignal ist in [50] als „Beschleunigungsempfindlichkeit“ in $[\frac{^\circ/s}{g}]$ angegeben (g : Erdbeschleunigung). Die Beschleunigungsempfindlichkeit entspricht der Änderung des Gyrometeroffsets bei einer Lage, in der die Schwerkraft in Coriolisrichtung wirkt, und der Lage, in der die Schwerkraft senkrecht zur Coriolisrichtung ausgerichtet ist. Man dreht also das Gyrometer im Erdschwerefeld und mißt die Offsetänderung des Sensorsignals. Die Tabelle 6.7 zeigt die Offsetänderung einiger Sensoren in Folge der Erdbeschleunigung.

Tabelle 6.7: Änderung des Offsets je nach Orientierung des Gyrometers im Erdschwerefeld.

Sensor-id	1051	0454	1053
Δ Offset($-g$) [$^\circ/s$]	-1,2	0,9	-1,2
Δ Offset($+g$) [$^\circ/s$]	-1,2	-0,2	-4,0
Detektorspaltweite [μm]	4	4	4

Die Offsetänderungen bewegen sich zwischen 0,2 und 4 $^\circ/s$. Ursache für diese relativ große Empfindlichkeit auf Linearbeschleunigungen ist vermutlich die Konstruktion des Detektors (s. Kap. 3.2). Beim Betrieb des Sensors schwingt die seismische Masse in y -Richtung. Die einzelnen Detektorkämme überlagern sich während des Schwingens unterschiedlich stark. Dementsprechend ist auch die auf die seismische Masse wirkende elektrostatische Kraft der Lageregelung ungleichmäßig verteilt. Daher wird die seismische Masse eine leichte Dreh-schwingung ausführen. Da der Lagefehler der Sensoren unterschiedlich groß ist, ist auch die elektrostatische Kraft der Lageregelung zur Kompensation des Lagefehlers und der je nach Lage wirkenden Erdbeschleunigung unterschiedlich groß. Dies führt zu unterschiedlich großen Drehschwingungen der seismischen Massen, was sich anscheinend sehr unterschiedlich auf den Offset auswirkt.

6.8 Beschleunigungssensor

Primär wird der separate Beschleunigungssensor dazu verwendet, störende Linearbeschleunigungen zu detektieren, um diese aus dem Coriolissignal des Gyrometers beseitigen zu können. Außerdem wird das Signal des Beschleunigungssensors als weiteres Meßsignal zur Verfügung gestellt. Damit hat das Sensorsystem den Vorteil, daß für Anwendungen, die neben der Drehrateninformation zusätzlich das Beschleunigungssignal benötigen (z. B. Navigationsplattformen), kein weiterer Sensor notwendig ist.

Die nachfolgende Charakterisierung des Beschleunigungssensors ist nur der Vollständigkeit halber aufgeführt und wird kurz gehalten, da das Gyrometerelement im Mittelpunkt dieser Arbeit steht. Für die Messungen wurde ein bereits vorhandener Meßaufbau verwendet, der in [42] genau beschrieben ist. Es wurden zwei Sensoren vermessen, für die je eine bereits in [42] entwickelte SMD-Auswerteelektronik zur Verfügung stand.

Abb. 6.16 zeigt die Linearitätskennlinie des separaten Beschleunigungssensors. Zusätzlich ist die Abweichung des Sensorsignals vom linearen Fit der Sensordaten gezeigt. Der Linearitäts-

fehler der beiden bisher vermessenen Sensoren liegt zwischen 0,3 und 0,9%.

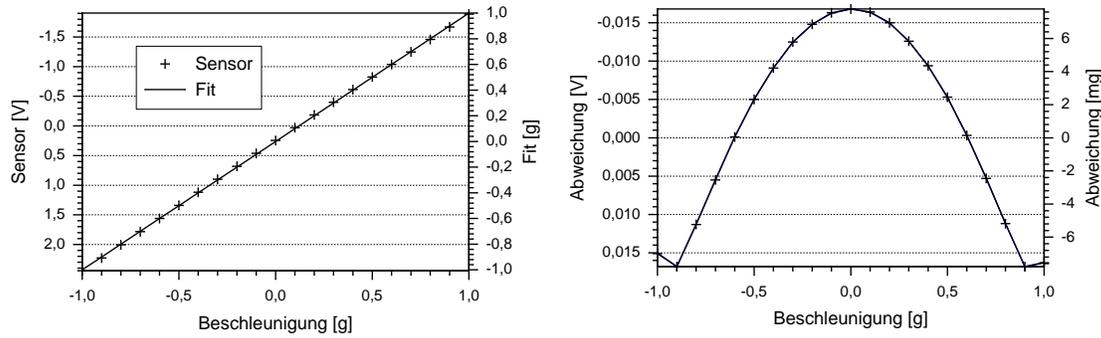


Abbildung 6.16: Links ist die Linearitätskennlinie des separaten Beschleunigungssensors abgebildet. Rechts ist die Abweichung des Sensorsignals von dem linearen Fit gezeigt.

Bei den Messungen zur Temperaturabhängigkeit wurde der Sensor mit der Elektronik aktiv temperiert. Die gemessenen Temperaturabhängigkeiten der Steilheit und des Offsets enthalten somit die Temperaturabhängigkeiten des Sensorelements und der Auswerteelektronik. Die Temperaturabhängigkeit der zwei vermessenen Sensoren ist in Abb. 6.17 dargestellt. Im Vergleich zur Theorie ist die Abhängigkeit der Steilheit von der Temperatur um ca. Faktor 3 größer. Dies wird vermutlich durch eine geringe temperaturabhängige Torsion der Gegenelektrodenarme verursacht. Die entsprechenden TK-Steilheitswerte sind in der Übersichtstabelle 6.8 enthalten.

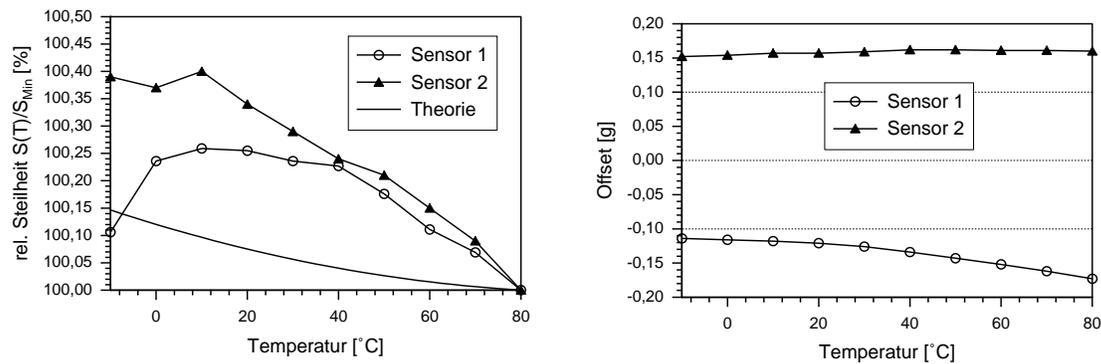


Abbildung 6.17: Die Temperaturabhängigkeit der Steilheit im Vergleich zur theoretischen Abhängigkeit ist links dargestellt. Die rechte Grafik zeigt den Verlauf des Offsets über der Temperatur.

Die Temperaturabhängigkeit des Offsets ist relativ stark im Vergleich zur Temperaturabhängigkeit der Steilheit. Die entsprechenden TK-Offsetwerte sind ebenso in der Tabelle 6.8 aufgeführt. Bei den Messungen fiel auf, daß die Temperaturabhängigkeit des Offsets nicht reversibel ist. Abb. 6.18 zeigt die Temperaturabhängigkeit des Offsets für 8 Messungen, die nacheinander mit dem Sensor 2 durchgeführt wurden. Es zeigt sich, daß sich der Offset nach jeder Messung zu kleineren Werten hin verschiebt.

Ursache für diesen Effekt dürften zum einen der Ferromagnetismus und zum anderen die inneren Spannungen des Sensormaterials Nickel sein, die beim Galvanisieren des Sensors entstehen. Bei den hohen Temperaturen der Messungen verändert sich die Magnetisierung

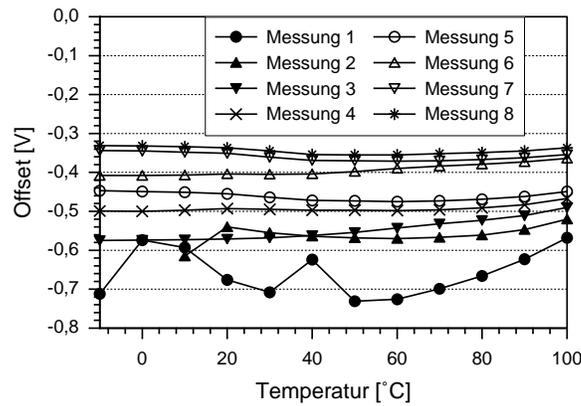


Abbildung 6.18: Temperaturabhängigkeit des Offsets im Verlauf von mehreren Messungen des Sensors 2.

bzw. bauen sich die inneren Spannungen langsam ab. Dies führt zu einer Verringerung des Lagefehlers und damit des Offsets des Sensors. Dies macht ein regelmäßiges Kalibrieren des Offsets des Beschleunigungssensors notwendig, besonders, wenn er höheren Temperaturen ausgesetzt ist.

In der Tabelle 6.8 sind die vermessenen Kenndaten der beiden Sensoren und des LIGA-Beschleunigungssensors aus [42] aufgeführt. Die Werte der Sensoren 1 und 2 entsprechen in etwa den Werten des LIGA-Beschleunigungssensors aus [42], wobei jedoch die Temperaturabhängigkeit der Steilheit (TK-Steilheit) um eine Größenordnung geringer ist.

Tabelle 6.8: Kenndaten zweier separater Beschleunigungssensoren im Vergleich zum LIGA-Beschleunigungssensor aus [42].

Sensor-id	1	2	Sensor aus [42]
Meßbereich	$\pm 2 g$	$\pm 2 g$	$\pm 2 g$
Auflösung	$1 \mu g / \sqrt{Hz}$	$1 \mu g / \sqrt{Hz}$	$1 \mu g / \sqrt{Hz}$
TK-Steilheit	$2,9 \cdot 10^{-5} K^{-1}$	$4,5 \cdot 10^{-5} K^{-1}$	$4,7 \cdot 10^{-4} K^{-1}$
TK-Offset	$6,5 \cdot 10^{-4} \frac{g}{K}$	$1,0 \cdot 10^{-4} \frac{g}{K}$	$2,7 \cdot 10^{-4} \frac{g}{K}$
Linearitätsfehler	$\pm 0,9 \%$	$\pm 0,3 \%$	$\pm 0,8 \%$
Spaltweite	$4,8 \mu m$	$4,8 \mu m$	$4 \mu m$

6.9 Vergleich mit der Anforderungsliste

Anhand der vorgestellten Meßergebnisse, der in Kap. 5.2 beschriebenen Gehäusungsergebnisse und des in Kap. 3 entwickelten Designs wird die Anforderungsliste aus Tab. 1.1 mit den Sensoreigenschaften verglichen.

Die Auflösung und die Bandbreite des Sensors liegen innerhalb der Anforderungen. Ebenso wurde die Temperaturabhängigkeit der Steilheit durch konstruktive Maßnahmen sehr redu-

ziert. Die Abhängigkeit des Sensorsignals gegenüber Störungen ist durch einen zusätzlichen Beschleunigungssensor verringert. Dies konnte aufgrund der bisher vorhandenen Testelektronik, die den zusätzlichen Beschleunigungssensor nicht betreiben kann, mit Messungen noch nicht belegt werden. Der Betrieb des Sensors ist im geforderten Temperaturbereich möglich. Zudem ist die angestrebte Mindestbetriebsstundenzahl des Sensors durch die optimierte Schwingfedergeometrie gewährleistet⁶. Die Standzeit des unter Normaldruck laufenden Sensors sollte erreichbar sein, während die Kapselung des im Vakuum laufenden Sensors noch weiterer Optimierung bedarf. Die angestrebte Betriebsspannung des Sensors konnte eingehalten werden. Ebenso konnte durch den sehr kompakten Sensoraufbau der Flächenbedarf des Sensors relativ gering gehalten werden. Ferner ist der Aufwand für die Gehäusung des Sensors aufgrund der geringen Vakuum Anforderungen von 1 mbar bzw. Normaldruck niedrig.

Im Ganzen betrachtet sind die an den Sensor gestellten Anforderungen im Fall des unter Normaldruck betriebenen Sensors erfüllt, während die Kapselung des im Vakuum laufenden Sensors noch nicht der entsprechenden Anforderung genügt. Anzumerken ist jedoch, daß einige Anforderungen in Tab. 1.1 (Temperaturabhängigkeit, Abhängigkeit des Signals von Störungen, Flächenbedarf des Sensors, einfache Gehäusung) zahlenmäßig nicht definiert sind, und daher nicht eindeutig als erfüllt bezeichnet werden können. Die Anforderungen sind für den konkreten Anwendungsfall genauer zu spezifizieren.

⁶Die Mindestbetriebsstundenzahl des Sensors wurde allerdings noch nicht mit einem Dauerversuch bestätigt.

Kapitel 7

Analyse

In diesem Kapitel werden die Kenndaten des entwickelten Gyrometers mit den Werten der Gyrometer anderer Hersteller verglichen und auf entsprechende Vor- und Nachteile hingewiesen. Ferner werden Optimierungsmöglichkeiten des Sensors diskutiert. Aus dem Vergleich und den Optimierungsperspektiven werden die besonderen Stärken des LIGA-Gyrometers herausgestellt, aus denen sich geeignete Anwendungen ableiten lassen.

7.1 Vergleich mit existierenden Gyrometern

Um die Marktfähigkeit des entwickelten Sensors abschätzen zu können, wurden von einigen Gyrometer-Herstellern Datenblätter zusammengestellt. Die Tabelle 7.1 zeigt die Kenndaten einiger Gyrometer. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die recht unterschiedlichen Herstellerangaben soweit wie möglich auf gleiche Einheiten übertragen.

Der Vergleich der Kenndaten zeigt, daß das LIGA-Gyrometer bzgl. des Meßbereichs, der Auflösung, der Temperaturabhängigkeit, der Steilheit und der Linearität deutlich bessere Werte aufweist als die übrigen Gyrometer. Nachteilig sind dagegen die relativ große Temperaturabhängigkeit des Offsets und die hohe Versorgungsspannung. Ein weiterer Nachteil ist die relativ große Beschleunigungsempfindlichkeit des Offsets, bei der allerdings kaum Vergleichswerte vorliegen. Einige der anderen Gyrometer weisen relativ hohe Resonanzfrequenzen auf oder haben als Funktionsprinzip den vibrierenden Ring. Damit sind sie gegenüber dem LIGA-Gyrometer unempfindlicher auf Vibrationen. Außerdem gilt zu beachten, daß die in der Fertigung befindliche SMD-Elektronik des LIGA-Gyrometers nur für den unter Normaldruck laufenden Sensor ausgelegt ist.

Vor- und Nachteile der LIGA-Technik gegenüber der Silizium-Technik

Die meisten mikromechanischen Gyrometer werden in Silizium-Technik hergestellt. Ein wesentlicher Vorteil der LIGA-Technik gegenüber der Silizium-Technik in Bezug auf Gyrometer ist die Auflösung der Detailstrukturen von ca. 50 nm . Diese ermöglicht die sehr genaue Herstellung schmaler und langer Strukturen und damit die Konstruktion von relativ kleinen Federn mit einer geringen und trotzdem ziemlich genauen Federkonstanten. Zudem ist das Verhältnis des E-Moduls zur Dichte bei Nickel kleiner als das von Silizium (Nickel: $171\text{ GPa}/8880\text{ kg m}^{-3}$, Silizium: $113\text{ GPa}/2340\text{ kg m}^{-3}$). Dies läßt geringe Resonanzfrequenzen zu, ohne sehr große Federgeometrien zu benötigen, die zu einem großen Platzbedarf des

Tabelle 7.1: Vergleich der Kenndaten einiger Gyrometer.

Unternehmen Sensor-Bezeichnung	FZK / IMT Luft / Vakuum	Bosch SGG020	Bosch SMG040 SMG045	Temic DRZ-75X	British Aerospace Siclicon VSG	Murata ENV-05A ENV-05H
Stand	Stand: 3/99	Stand: 6/98 Target Specification	Stand: 2/98 Target Specification	Stand: 8/98	Stand: 9/97	Stand: 9/98
Meßbereich	$\pm 400^\circ/\text{s}$	$\pm 100^\circ/\text{s}$	$\pm 250^\circ/\text{s}$ $\pm 100^\circ/\text{s}$	$\pm 75^\circ/\text{s}$	$\pm 100^\circ/\text{s}$	$\pm 90^\circ/\text{s}$ $\pm 80^\circ/\text{s}$
Auflösung (normiert auf $\Omega_{n,30}$)	$0,1^\circ/\text{s}$ $0,04^\circ/\text{s}$	$0,17^\circ/\text{s}$	$2,2^\circ/\text{s}$ $0,43^\circ/\text{s}$	$0,27^\circ/\text{s}$	$0,2^\circ/\text{s}$	$0,93^\circ/\text{s}$ $1,9^\circ/\text{s}$
Temperaturbereich	$-40^\circ\text{C} \dots +85^\circ\text{C}$	$-30^\circ\text{C} \dots +85^\circ\text{C}$	$-40^\circ\text{C} \dots +85^\circ\text{C}$	$-40^\circ\text{C} \dots +85^\circ\text{C}$	$-40^\circ\text{C} \dots +85^\circ\text{C}$	$-20^\circ\text{C} \dots +70^\circ\text{C}$ $-30^\circ\text{C} \dots +80^\circ\text{C}$
Änderung der Steilheit (über T)	$< 1,5\%$	$\leq 7,0\%$	$\leq 5,0\%$	-	$\pm 3\%$	-
Änderung des Offsets (über T)	$< \pm 10^\circ/\text{s}$	$\leq \pm 2^\circ/\text{s}$	$< \pm 12,5^\circ/\text{s}$ $< \pm 5^\circ/\text{s}$	-	$\pm 3^\circ/\text{s}$	$\pm 13,5^\circ/\text{s}$
Linearitätsfehler	$< \pm 0,05\%$	$\leq \pm 1\%$	$\pm 1\%$ $\pm 0,5\%$	-	$< \pm 0,2\%$	$\pm 10\%$
Beschleunigungs- empfindlichkeit des Offsets	$0,2 \dots 4 \text{ }^\circ/\text{s} / \text{g}$	-	-	$< 0,1^\circ/\text{s} / \text{g}$	-	-
Versorgungs- spannung	2x15V	12V	5V	5V	5V	8V...13.5V 5V $\pm 0.5\text{V}$
Stromaufnahme	$< 30 \text{ mA}$	$< 100 \text{ mA}$	$< 20 \text{ mA}$	$\leq 30 \text{ mA}$	$< 30 \text{ mA}$	15 mA 15 mA
Modulgöße	ohne Vakuum in SMD-Technik: ca. 50 x 50 x 10 mm ³	-	-	63 x 47 x 35 mm ³	71 X 68 x 25 mm ³	58 x 25 x 25 mm ³ 24 x 40 x 48 mm ³
Preis	-	-	-	985 DM	-	-

Sensors führen würden. Da die Auflösung Ω_n des Sensors quadratisch¹ bzw. kubisch² mit der Anregungsfrequenz f_A geht (s. Kap. 3.5), kann somit die Auflösungsgrenze sehr weit herabgesetzt werden. Ein weiterer Vorteil ist das hohe Aspektverhältnis der LIGA-Technik. Dies ermöglicht große Antriebskräfte und große Kapazitäten, was sich positiv auf die Auflösung des Sensors auswirkt. Außerdem erhöht dies die Linearität des Sensors, da das Verhältnis von den Parasitären- zu den Detektorkapazitäten klein gehalten werden kann [42].

Das in der LIGA-Technik verwendete Material Nickel hat gegenüber Silizium den Nachteil, daß es eine geringe intrinsische Güte hat, bei der Nickelgalvanik innere Spannungen eingebaut werden, Nickel Ermüdungserscheinungen aufweist und zudem magnetisch ist. Die geringere intrinsische Güte von Nickel wirkt sich negativ auf Sensoren aus, die im Vakuum betrieben

¹Dies gilt für den Fall, daß die Anregungsfrequenz mit der Resonanzfrequenz $f_{0,D}$ des Detektors übereinstimmt.

²Dies gilt für den Fall, daß die Anregungsfrequenz deutlich von der Resonanzfrequenz $f_{0,D}$ des Detektors abweicht.

werden. Ist die Luftdämpfung vernachlässigbar, so werden die Schwingungsgüten durch die intrinsische Güte des Sensormaterials bestimmt. Die erreichbare Auflösung Ω_n ist proportional zur Güte in Anregungsrichtung Q_x und Detektionsrichtung Q_y (s. Gl. 3.89). Damit geht die intrinsische Güte quadratisch in die Auflösung ein. Die inneren Spannungen, die Ermüdungserscheinungen und der Ferromagnetismus von Nickel sind die Ursachen für einen nicht stabilen Lagefehler des Gyrometers und ebenso des Beschleunigungssensors. Besonders hohe Temperaturen führen zu irreversiblen Lagefehleränderungen. Diese wirken sich im Fall des Gyrometers relativ gering aus, da hier nur dynamische Beschleunigungen ausgewertet werden. Beim Beschleunigungssensor geht der Lagefehler direkt in den Offset ein und kann somit zu hohen Offsetänderungen führen (s. Kap. 6.8). Ein weiterer Vorteil der Silizium-Technik ist die Möglichkeit des anodischen Bondens. Damit ist ein vakuumdichtes Packaging des Gyrometers relativ einfach und kostengünstig möglich. Dies ist ein bedeutender Vorteil, da sich über ein gutes Vakuum die Schwingungsgüten Q_x und Q_y deutlich steigern lassen.

Vergleich der Beschleunigungssensoren

Die Kenndaten des separaten Beschleunigungssensors sind in Tabelle 7.2 im Vergleich zum Beschleunigungssensor des Bosch Gyrometers SGG020 wiedergegeben. Die Kenndaten bewegen sich mit Ausnahme der Auflösung und der Temperaturabhängigkeit der Steilheit in einem ähnlichen Bereich. Der separate Beschleunigungssensor des LIGA-Gyrometers hat im Vergleich zum Bosch Sensor eine um annähernd drei Größenordnungen besser Auflösung und eine um ca. eine Größenordnung reduzierte Temperaturabhängigkeit der Steilheit. Dies bestätigt die hervorragende Temperaturkompensation der Kombination aus Gabel- und Mitte-Prinzip, wie sie in Kap. 3.2.1 detailliert hergeleitet wurde.

Tabelle 7.2: Kenndaten der Beschleunigungssensoren.

Unternehmen	FZK / IMT LIGA- Gyrometer	Bosch SGG020
Meßbereich	$\pm 2\text{g}$	$\pm 1,8\text{g}$
Auflösung	$1 \mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$	$900 \mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$
Temperaturbereich	$-10^\circ\text{C} \dots +85^\circ\text{C}$	$-30^\circ\text{C} \dots +85^\circ\text{C}$
Änderung der Steilheit (über T)	$< 0,5\%$	$\leq 7,0\%$
Änderung des Offsets (über T)	$\pm 60\text{mg}$	$\pm 90\text{mg}$
Linearitätsfehler	$< \pm 0,8\%$ bei $\pm 1\text{g}$	$\leq \pm 3\%$ FSO

7.2 Ausblick

Während der Herstellungs- und Testphase des Sensorelements und der Elektronik wurden weitere Optimierungsmöglichkeiten des LIGA-Gyrometers erkannt, die im Nachfolgenden be-

schrieben werden. Abschließend wird unter Berücksichtigung des Optimierungspotentials auf den Vergleich der Gyrometern eingegangen. Dabei wird aufgezeigt, für welche Anwendungsarten das optimierte Gyrometerdesign und die entsprechend optimierte Auswertelektronik gegenüber anderen mikromechanischen Gyrometern besonders geeignet ist.

Auflösung Ω_n

In Kap. 3.5 ist gezeigt, daß die optimale Auflösung des Gyrometers erreicht wird, wenn die Resonanzfrequenzen des Anregungs-Oszillators und des Detektions-Oszillators übereinstimmen. Daher wurden die Eigenfrequenzen der Oszillatoren gleich groß gewählt, jedoch wurde zunächst nicht berücksichtigt, daß die für die Lageregelung der seismischen Masse in Detektionsrichtung notwendige Vorspannung die Resonanzfrequenz des Detektions-Oszillators herabsetzt (s. Kap. 6.3). Berücksichtigt man dies in einem Redesign durch eine entsprechend höhere Eigenfrequenz des Detektions-Oszillators, so lassen sich die Resonanzfrequenzen angleichen. Damit läßt sich das Rauschsignal Ω_n um bis zu 80 % reduzieren (Spaltweite 4,8 μm , Vakuum). Die Tab. 7.3 zeigt die Rauschsignalwerte Ω_n für das aktuelle Design im Vergleich mit einem Redesign, daß die Vorspannung U_{Vor} berücksichtigt. Dabei wurde eine durch Maßverluste und durch eine ungleichmäßige Galvanik bedingte Verstimmung der Resonanzfrequenzen von $\Delta f_{res} = 5\%$ angenommen.

Tabelle 7.3: Vergleich der berechneten Werte des elektronischen Rauschsignals Ω_n des aktuellen Designs mit den Werten des Designs, daß den Einfluß der Vorspannung U_{Vor} auf die Resonanzfrequenz des Detektor-Oszillators berücksichtigt. Zudem sind die Werte des optimierten Sensors mit einer zusätzlich verbesserten Elektronik, die ein Abstimmen der Vorspannung U_{Vor} ermöglicht, angegeben.

	Rauschsignal Ω_n [°/s]					
	• aktuelles Design		• Redesign, das U_{Vor} berücksichtigt • $\Delta f_{res} = 5\%$		• Redesign, das U_{Vor} berücksichtigt • U_{Vor} einstellbar $\Rightarrow \Delta f_{res}=0\%$	
Spaltweite Detektor	Normaldruck	Vakuum	Normaldruck	Vakuum	Normaldruck	Vakuum
4,8 μm	0,13	0,055	0,054	0,012	0,052	0,008
6,8 μm	0,10	0,044	0,068	0,025	0,052	0,017

Sind die Resonanzfrequenzen nur gering verstimmt, so läßt sich durch Anpassen der Vorspannung U_{Vor} die Resonanzfrequenz des Detektor-Oszillators auf die des Anregungs-Oszillators einstellen [49]. Damit kann die Auflösung nochmals um ca. 30 % gesteigert werden (s. Tabelle 7.3).

Das Anpassen der Resonanzfrequenz des Detektor-Oszillators hat neben der Verbesserung der Auflösung Ω_n den Vorteil, daß sich durch die dazu notwendige Verbreiterung der Coriolisfeder der Lagefehler des Sensors verkleinert. Dies reduziert den Offset des Sensors und dürfte zusätzlich die Temperaturabhängigkeit des Offsets herabsetzen, die noch eine Schwachstelle

des Sensors darstellt.

Designoptimierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Sensoren mit vier verschiedenen Detektorspaltweiten (2, 3, 4, 6 μm) hergestellt. In Kap. 5 ist beschrieben, daß die Sensoren mit den Detektorspaltweiten von 2 und 3 μm aus zwei Gründen nicht erfolgreich hergestellt werden konnten. Durch einfache Designänderungen lassen sich diese aufgetretenen Probleme beseitigen bzw. reduzieren.

Die Verbiegung der inneren Detektorspalte (s. Abb. 5.3) läßt sich verhindern, indem man die Spaltweite der inneren Detektorspalte auf 4 μm bis 6 μm erhöht. Da die innersten Spalte der 4 μm - und 6 μm -Sensoren nicht verbogen sind, sollte diese Maßnahme ausreichen, ein Verbiegen der innersten Detektorspalte der 2 und 3 μm -Sensoren zu verhindern.

Das zweite aufgetretene Problem ist das Brechen des PMMA-Stegs, der die Detektoranschlänge voneinander trennt (s. Abb. 5.4 und Abb. 7.1 A). Ursache hierfür ist das thermisch bedingte Ausdehnen des PMMA-Stegs, der die äußere Form für den Detektor bildet, während der Nickelgalvanik. Durch das starke Ausdehnen wird der dünne Steg zusammengedrückt und bricht. Durch Einbringen von Aussparungen (B) bzw. Dehnungsfugen (C) in den langen PMMA-Steg, wie in Abb. 7.1 skizziert, läßt sich die Ausdehnung des breiten PMMA-Stegs reduzieren und ein Brechen des dünnen PMMA-Stegs beim Galvanisieren verhindern.

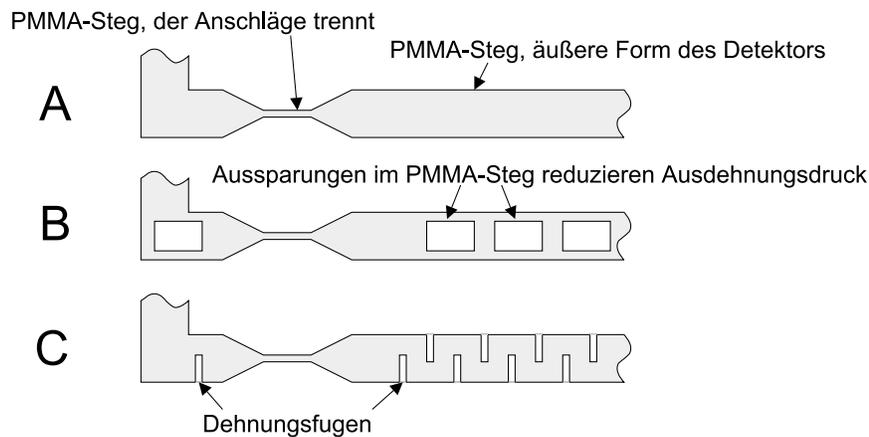


Abbildung 7.1: PMMA-Form des Detektoranschlages. A: Aktuelles Design. B,C: Varianten zur Reduzierung des thermisch induzierten Drucks auf den dünnen PMMA-Steg, der die Anschläge voneinander trennt.

Mit diesen beiden Designoptimierungen können die aufgetretenen Probleme der 2 und 3 μm -Gyrometer beseitigt bzw. reduziert werden. Zwar steigen die Anforderungen an die in Kap. 5.1 beschriebenen Spülschritte aufgrund der kleinen Spaltweiten, trotzdem ist aufgrund der im Rahmen der Arbeit erarbeiteten Prozeßverbesserungen zu erwarten, daß sich mit den entsprechenden Designänderungen auch Gyrometer mit Detektorspaltweiten von 3 μm und u.U. sogar von 2 μm herstellen lassen. Dies erhöht die Auflösung und den Meßbereich der Sensoren um ca. 80% bzw. um 300%.

Die **Stabilität des Offsets** ist bei dem aktuellen Gyrometer ein Problem. Das Sensorelement enthält nur eine schwingende Masse, die aufgrund des Impulsübertrags an seine Umgebung Energie auskoppelt. Der Offset des Drehratensignals reagiert sehr empfindlich auf Änderungen der mechanischen Ankopplung des Sensors an seine Umgebung. Dieser Effekt kann durch eine

relativ schwere Masse, die auf dem Sensorgehäuse angebracht wird, beseitigt werden (vergl. Kap. 6). Für den unter Normaldruck laufenden Sensor, der direkt auf das relativ schwere Metallgehäuse der SMD-Elektronik geklebt werden wird, dürfte dieser Effekt vernachlässigbar sein. Um diesen Effekt auch für eine kleinere Elektronik (Dickfilm, ASIC) und ein entsprechend leichteres Gehäuse zu eliminieren ist jedoch eine feste Montierung des Gehäuses oder eine Designänderung notwendig. An Stelle der einen schwingenden Masse und des separaten Beschleunigungssensors läßt man zwei Massen gegenphasig zueinander schwingen, die somit ihren Impuls untereinander austauschen³. Ein entsprechendes Design kann, mit einem noch zu entwickelnden ASIC betrieben, in einem sehr kleinen und leichten Gehäuse untergebracht werden.

Das **Design des Beschleunigungssensors** entspricht dem Design des Gyrometerdetektors. Damit wirken sich äußere Einflüsse wie z. B. die Temperatur sehr ähnlich auf beide Sensoren aus. Dies ist wichtig für die Kompensation von störenden Linearbeschleunigungen aus dem Coriolissignal. Für die Funktion eines Beschleunigungssensors ist das Design des separaten Beschleunigungssensors nicht optimiert. Das Design kann durch Reduzierung des äußeren Rahmens und durch Verlängerung der Detektorfinger bzgl. der Eigenschaften als Beschleunigungssensor optimiert werden. Diese Maßnahmen führen zu einem geringeren Flächenbedarf, zu einer ca. 100% höheren Auflösung und einem doppelt so großen Meßbereich. Ebenso dürfte sich der Linearitätsfehler des Beschleunigungssensors aufgrund der ca. doppelt so großen Detektorkapazität in etwa halbieren.

Optimierung der Elektronik

Die Empfindlichkeit der Auswerteelektronik und damit die Auflösung des Sensors Ω_n kann nach Aussage von HPE mit einem verhältnismäßig geringen Aufwand um Faktor 10 verbessert werden.

Die Antriebsspannung der Schwingungsanregung ist in der aktuellen Elektronik aus Vereinfachungsgründen nicht sinusförmig. Dies führt zu einer Reduzierung der effektiven Antriebsspannung $U_{A,eff}$ und damit auch der übertragenen Leistung von ca. 30 %. Dies läßt sich durch eine etwas aufwendigere Schaltung korrigieren. Damit kann die erreichbare Geschwindigkeit der seismischen Masse des in Luft laufenden Sensors und somit dessen Auflösung um ca. 30 % gesteigert werden.

Letztlich ist der Aktor für den Betrieb des Sensorelements im Vakuum ausgelegt, bei der die maximale Schwingungsamplitude durch die Belastbarkeitsgrenze der Schwingfedern begrenzt ist. Bei dem unter Normaldruck laufenden Sensor ist die Schwingungsamplitude durch die begrenzte Antriebskraft des Aktors beschränkt. Die Antriebskraft läßt sich durch das Reduzieren der Spaltweite der Antriebskämme von 6 auf $4 \mu m$ um 33 % erhöhen⁴. Damit kann die Schwingungsamplitude und somit auch die Auflösung des unter Normaldruck laufenden Sensors um 33 % erhöht werden.

Störungen

Die Art der Anwendung bestimmt die tolerierbare Empfindlichkeit des Gyrometers auf Störungen (Linearbeschleunigungen, Schall). Je höher die Resonanzfrequenzen gelegt werden, desto geringer wird die Empfindlichkeit des Sensors auf diese Störungen. Für Anwendungen im KFZ-Bereich ist für das Funktionsprinzip dieses Sensors eine Resonanzfrequenz von

³Zu weiteren Vor- und Nachteilen eines Zweimassenschwingers s. Kap. 3.1.

⁴Bei allen Designs des LIGA-Gyrometers beträgt die Spaltweite der Antriebskämme $6 \mu m$.

ca. 4kHz erforderlich (Störquelle mit hohen Frequenzen im PKW: Oberschwingungen der Motorvibrationen, Stereoanlage [14]).

Eine weitere positive Folge höherer Resonanzfrequenzen ist die reduzierte Abhängigkeit des Offsets auf Linearbeschleunigungen. Sie ist bedingt durch die geringere Schwingungsamplitude (s. Gl. 3.38 und 3.42), was zu einer gleichmäßigeren Verteilung der rückstellenden Kraft der Lageregelung der seismischen Masse führt, die hauptsächlich für diese Abhängigkeit verantwortlich ist. Allerdings nimmt mit zunehmender Resonanzfrequenz die erreichbare Empfindlichkeit des Sensors Ω_n stark ab⁵ (s. Kap. 3.5).

7.2.1 Skalierung des Designs

Die Fläche des Sensorelements geht linear in die Herstellungskosten des Gyrometers ein. Daher ist es interessant abzuschätzen, wie sich ein Verkleinern der Sensorfläche und folglich des Designs auf die erreichbare Auflösung und auf weitere Sensorparameter auswirkt. Dies ist besonders unter dem Gesichtspunkt interessant, daß sich ein einmal erstelltes Design am CAD sehr einfach und schnell nach unten oder auch nach oben skalieren läßt.

Die im Anhang Kap. A.6 beschriebene Abschätzung geht dabei von einem höhenunabhängigen maximalen Aspektverhältnis bei der Herstellung der LIGA-Sensoren aus. Damit lassen sich alle Abmessungen in Höhe h , Breite x und Länge y linear skalieren:

$$\begin{aligned} h' &= h \cdot s \\ x' &= x \cdot s \\ y' &= y \cdot s \end{aligned}$$

(s : Skalenfaktor, h' , x' , y' : Skalierte Werte).

Die Abschätzung aus Kap. A.6 ergibt, daß für einen Sensor, bei dem die Resonanzfrequenzen verstimmt sind, die Auflösung Ω_n unabhängig von dem Skalenfaktor s ist. Für den optimierten Fall jedoch, indem die Resonanzfrequenzen des Anregungs- und Detektions-Oszillators genau übereinstimmen, ist Ω_n nur quadratisch (sonst kubisch) von $\omega_{0,A}$ abhängig. Damit verbessert sich sogar die Auflösung Ω_n linear mit $1/s$,

$$\Omega_n \propto \frac{1}{s}. \quad (7.1)$$

Aus der Betrachtung ergeben sich drei **Vorteile** aus der Skalierung des Designs mit einem Skalenfaktor von $s < 1$. Zum einen läßt sich die Auflösung Ω_n erhalten oder sogar weiter verbessern. Zum zweiten nimmt der Platzbedarf quadratisch mit s ab. Und drittens erhöhen sich die Resonanzfrequenzen mit $1/s$ (s. Gl. A.35). Damit reduziert sich die Empfindlichkeit des Sensors auf Störungen.

Allerdings ergeben sich auch **Nachteile**. Die Kapazität des Detektors C_D nimmt linear mit s ab. Das verschlechtert das Verhältnis von C_D zu den parasitären Kapazitäten, was sich negativ auf die Linearität des Sensors auswirkt. Die mit s verkleinerten Spaltweiten reduzieren die Prozeßsicherheit. Schließlich erhöht sich unter den angenommenen Bedingungen die Schwingungsamplitude. Diese ist aber im Fall der im Vakuum laufenden Sensoren durch die maximale Belastbarkeit der Schwingfeder beschränkt und kann daher nicht voll ausgenutzt werden. Dies wirkt sich negativ auf die erreichbare Auflösung Ω_n aus.

⁵Beispiel: Die Auflösung eines Gyrometers mit einer Resonanzfrequenz von 600Hz würde sich bei einer Erhöhung der Resonanzfrequenz auf $2,4\text{kHz}$ im Fall exakt übereinstimmender Resonanzfrequenzen des Aktors und Detektors auf einen Wert von $\Omega_n = 1,6^\circ/s$ verschlechtern, im Fall nicht übereinstimmender Resonanzfrequenzen würde die Auflösung sogar nur noch einen Wert von $\Omega_n = 6,4^\circ/s$ erreichen.

7.2.2 Geeignete Anwendungen

Aus dem in Kap. 7.1 vorgestellten Vergleich der Kenndaten des LIGA-Gyrometers mit anderen mikromechanischen Gyrometern ergeben sich fünf herausragende Merkmale, die den Sensor für entsprechende Anwendungen interessant machen. Auf diese Merkmale wird im Folgenden eingegangen.

Der sehr große **Meßbereich** des LIGA-Gyrometers mit $\pm 400^\circ/s$ ist 1,6 bis 5 mal so groß wie die Meßbereiche der anderen Sensoren. Prinzipiell kann der LIGA-Sensor auch größere Drehraten⁶ bestimmen, sofern dabei keine nicht mehr zu kompensierenden Zentrifugalkräfte⁷ auftreten. Dabei nimmt der Linearitätsfehler für Drehraten $> 400^\circ/s$ jedoch zu.

Die **Auflösung** Ω_n des im Vakuum bzw. unter Normaldruck laufenden LIGA-Gyrometers ist 4 bis 55 bzw. 1,7 bis 22 mal besser als die der übrigen Gyrometer. Die Auflösung läßt sich noch wesentlich steigern. Durch die Korrektur der Resonanzfrequenzen des Detektor-Oszillators läßt sich die Auflösung um einen Faktor 1,5 bis 7 steigern. Verbesserungen der Elektronik lassen gar eine Steigerung um einen Faktor 13 zu. Zusätzlich sollten die oben genannten Designverbesserungen Detektorspaltweiten von 3 eventuell sogar von $2\ \mu m$ zulassen. Dies würde die Auflösung nochmal um 80 % bis 300 % steigern. Rechnet man die Faktoren zusammen, so erhält man einen Verbesserungsfaktor von 35 bis 364. Diese extrem gute Auflösung ist durch die relativ niedrige Resonanzfrequenz von $600\ Hz$ möglich. Erhöht man beispielsweise die Resonanzfrequenz auf einen üblichen Wert von $4,8\ kHz$, so bedeutet dies eine Reduzierung der Auflösung, je nachdem ob die Resonanzfrequenzen genau übereinstimmen oder nicht, um einen Faktor 64 bis 512.

Die **Temperaturabhängigkeit der Steilheit** des LIGA-Gyrometers ist um einen Faktor 2 bis 4 geringer als die der übrigen Sensoren.

Der **Linearitätsfehler** des LIGA-Gyrometers ist um einen Faktor 4 bis 200 niedriger als die der übrigen Sensoren. Da diese Nichtlinearität des Sensors bei großen Drehraten Ω die Hauptfehlerquelle für die Winkelbestimmung ist, hat der LIGA-Sensor deutliche Vorteile.

Ferner besitzt das Gyrometerelement einen hochauflösenden **Beschleunigungssensor**. Fast alle anderen Gyrometer haben keinen separaten Beschleunigungssensor oder einen mit viel geringerer Auflösung.

Damit ist das LIGA-Gyrometer besonders geeignet für Anwendungen,

1. bei denen hohe Drehraten Ω auftreten.
2. die eine besonders hohe Auflösung Ω_n oder $\dot{\Omega}$ und eine hohe Bandbreite BW ⁸ benötigen.
3. bei denen über das Gyrometersignal der Verfahrwinkel berechnet wird. Dabei macht sich die gute Linearität des Sensors besonders bei hohen Drehraten bemerkbar.
4. bei denen über einen großen Temperaturbereich die Steilheit möglichst konstant sein sollte.
5. in der neben dem Gyrometer ein Beschleunigungssensor benötigt wird.

Allerdings sollte das LIGA-Gyrometer in diesen Anwendungen nur geringen Störungen ausgesetzt sein, da seine Resonanzfrequenzen deutlich unter denen anderer Gyrometer liegen.

⁶Es wurden keine Messungen mit Drehraten $> 400^\circ/s$ durchgeführt.

⁷Die maximal kompensierbare Zentrifugalkraft beträgt $2\ g$.

⁸Durch Reduzieren der Zeitkonstante des Tiefpasses der Auswertelektronik kann die Bandbreite BW des Sensors erhöht werden. Dies geht allerdings zu Lasten von der Auflösung Ω_n .

Auch sollten die Anforderungen der Anwendungen an die Temperaturstabilität des Offsets nicht besonders hoch sein.

Daraus resultierende mögliche Anwendungen für das LIGA-Gyrometer sind z. B. in der

- Robotik: Aktive Schwingungsdämpfung eines sich schnell bewegenden Roboterarms. Die Schwingungsdämpfung reduziert die Zeiten, in denen der Roboterarm zur Ruhe kommt um dann positionsgenau die nächste Handlung ausführen zu können.
- Automatisierte Lager: Navigation von fahrerlosen Transportfahrzeugen.
- Raumfahrt: Navigation von Kleinstsatelliten.
- Computer: Inertiale 3D-Maus.
- Medizintechnik: Untersuchung des Bewegungsablaufs von epileptischen Anfällen.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein mikromechanisches Gyrometer auf der Basis der LIGA-Technik entwickelt, hergestellt und charakterisiert.

Dazu wurden die aus der Literatur bekannten **Gyrometerprinzipien** auf ihre Tauglichkeit für den LIGA-Prozeß untersucht. Daraus wurde für das LIGA-Gyrometer als Funktionsprinzip die Corioliskraft ausgewählt, die auf eine schwingende seismische Masse wirkt, die mit der zu messenden Drehrate rotiert. Die Anregungsschwingung wird durch einen elektrostatischen Aktor erzeugt. Das Signal wird von einem kapazitiven Detektor aufgenommen und elektronisch ausgewertet.

In Vorversuchen wurden die **kritischen Prozeßparameter für die Detektorspalte** und die für die Auslegung des Sensors wichtige **intrinsische Güte von Nickel** bestimmt, für die sehr unterschiedliche Literaturwerte existieren.

Bei der Entwicklung des Designs wurde auf Kompaktheit, Prozeß- und Funktionssicherheit, sowie auf die Optimierung der Auflösung und der Temperaturabhängigkeit geachtet. Um eine hohe **Prozeßsicherheit** zu erreichen, wurde eine geringe Anzahl und eine möglichst große Fläche der Haftstellen von Aktor und Detektor auf dem Substrat angestrebt. Ferner wurde das Tragwerk des Sensors fachwerkartig ausgebildet, wodurch sich die Ätzzeit der Opferschicht deutlich reduzieren ließ. Mit diesen und weiteren Maßnahmen konnte die Problematik des Haftversagens beim Opferschichtprozeß beseitigt werden. Zur Erhöhung der **Funktionssicherheit** wurde ein neues Sensorkonzept gewählt, bei dem die Kompensation von Linearbeschleunigungen durch einen separaten Beschleunigungssensor erfolgt. Damit konnte die Zahl der Störmoden gegenüber einem Zweimassenschwinger deutlich reduziert werden. Die **Auflösung** des Gyrometers wurde durch abstandsoptimierte Kondensatorkämme, eine vergleichsweise geringe Resonanzfrequenz und durch eine Spannungsoptimierung der Schwingfederkontor maximiert. Durch die Kombination von „**Mitte- und Gabel-Prinzip**“ konnte die material- und designbedingte **Temperaturabhängigkeit der Steilheit** drastisch minimiert werden (theoretische Änderung der Steilheit für Temperaturen von $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $+85\text{ }^{\circ}\text{C}$: $\Delta S_{theo} \approx 0,25\%$).

Das **Systemrauschen der PD-Regelung der seismischen Masse wurde mathematisch beschrieben**. Damit läßt sich die Auflösung des Sensors aus den Kenndaten des Sensorelements und der Elektronik berechnen und minimieren. Es konnte gezeigt werden, daß die Parameter des PD-Reglers kaum Einfluß auf die Größe des Rauschens haben. Damit wurde eine aufwendige experimentelle Optimierung der Reglerparameter überflüssig.

Mit Hilfe von **entwickelten Programmen** konnten die Designparameter des Gyrometers sukzessive optimiert und das Design direkt in ein FEM-Modell umgesetzt werden. Ebenso konnte aus den Designparametern das CAD-Design erstellt und in ein für das Masken-CAD-Programm importierbares Format umgesetzt werden. Dadurch wurde eine zeitlich aufwendige und fehleranfällige manuelle Erstellung des Maskendesigns aus den Designparametern vermieden.

den. Mit **FEM-Simulationen** wurden die Resonanzfrequenzen des Gyrometers überprüft und die Eigenfrequenzen von Störmoden bestimmt sowie die Statik des Sensorrahmens optimiert.

Beim Strippen des flutbelichteten Resists und beim Ätzen der zur Herstellung notwendigen Opferschicht wurden weitere Spülschritte eingeführt. Durch diese **Prozessoptimierung** konnten Substratausbeuten von ca. 30 % erreicht werden. Für die **vakuumdichte Häusung** der Sensoren wurde ein Konzept mit der Abteilung Aufbau- und Verbindungstechnik (AVT) des IMT ausgearbeitet. Das für den optimalen Betrieb des Sensors notwendige Vakuum wurde zu 0,4 mbar bestimmt. Einige Sensoren wurden mit verschiedenen Häusungsvarianten vakuumdicht gehäust. Dabei konnte gezeigt werden, daß mit diesem Konzept eine Häusung der Sensoren möglich ist, bei der das für den optimalen Betrieb notwendige Vakuum über Jahre hinweg aufrecht erhalten werden kann. Das **Konzept der Auswerteelektronik** wurde in Zusammenarbeit mit der Hauptabteilung für Prozeßdatenverarbeitung und Elektronik (HPE) entwickelt.

Für die **Charakterisierung** des LIGA-Gyrometers wurde ein Meßplatz um die Möglichkeit, temperaturabhängige Messungen durchführen zu können, erweitert. Ebenso wurden entsprechende Meß- und Auswerteprogramme erstellt. Experimentell wurde die Linearität, die Bandbreite, die Auflösung, die Drift des Offsets und der Steilheit, die Temperaturabhängigkeit des Offsets und der Steilheit und die Empfindlichkeit des Offsets auf Linearbeschleunigungen für verschiedene Sensoren bestimmt. Dabei wurden besonders bei der Temperaturabhängigkeit der Steilheit sehr gute Werte erzielt. Die Änderung der Steilheit über dem Temperaturbereich von -40°C ... $+85^{\circ}\text{C}$ zweier vermessener Sensoren beträgt in einem Fall weniger als 1,5 % und im anderen Fall sogar weniger als 0,7 %. Durch die Wahl relativ niedriger Resonanzfrequenzen konnte eine Auflösung des Sensors von bis zu $0,04^{\circ}/\text{s}$ bei einer Bandbreite von 27 Hz erreicht werden. Ebenso wurde die gute Eignung des Sensors zur Bestimmung von Verfahrwinkeln aufgrund des sehr geringen Linearitätsfehlers des Sensors von $< \pm 0,05\%$ dargestellt.

Es wurde ein **Vergleich mit anderen mikromechanischen Gyrometern** durchgeführt und prinzipielle Vor- und Nachteile der LIGA-Technik gegenüber der Silizium-Technik aufgezeigt. Dabei stellte sich heraus, daß das LIGA-Gyrometer fünf hervorragende Kenndaten besitzt (großer Meßbereich von $\pm 400^{\circ}/\text{s}$, hohe Auflösung, kleiner Linearitätsfehler, geringe Temperaturabhängigkeit der Steilheit, guter Beschleunigungssensor), aber als Nachteil eine relativ hohe Störempfindlichkeit und eine hohe nicht reversible Temperaturabhängigkeit des Offsets aufweist.

Das LIGA-Gyrometer bietet erhebliches **Potential zur weiteren Optimierung**. Neben der Anpassung der Resonanzfrequenz des Detektors an die der Anregung bietet die Auswerteelektronik Möglichkeiten, die Auflösung deutlich zu verbessern. Einfache Designänderungen lassen eine Reduzierung der Detektorspaltweiten von $4\ \mu\text{m}$ auf $3\ \mu\text{m}$ eventuell sogar auf $2\ \mu\text{m}$ zu. Das ermöglicht eine Verbesserung der Auflösung, der Linearität und des Meßbereichs.

Aus dem Sensorvergleich und den Optimierungsmöglichkeiten zeigt sich, daß das LIGA-Gyrometer aufgrund des großen Meßbereichs und der hohen Linearität besonders zur Bestimmung von **Verfahrwinkeln** geeignet ist. Ebenso eignet es sich durch den bereits vorhandenen separaten Beschleunigungssensor für **Navigationsaufgaben**.

Abschließend läßt sich sagen, daß das gesteckte Ziel, ein mikromechanisches LIGA-Gyrometer mit einer Auflösung von $0,1^{\circ}/\text{s}$ mit einer Bandbreite von 27 Hz herzustellen, erreicht wurde.

Anhang A

Berechnungen

A.1 Bestimmung der Schwingungsamplitude

Für die Bestimmung der Schwingungsamplitude x wird zuerst die Resonanzfrequenz des Anregungs-Oszillators $f_{0,x} = \omega_{0,x}/2\pi$ bestimmt. Damit läßt sich die Auslenkung der seismischen Masse in x -Richtung unter dem Einfluß der Erdbeschleunigung g bestimmen. Nach dem Hook'schen Gesetz gilt:

$$F = D \cdot x. \quad (\text{A.1})$$

Setzt man für die Kraft F die Gewichtskraft $m \cdot g$ der seismischen Masse m ein und ersetzt die Federkonstante des Anregungs-Oszillators D durch den Zusammenhang $D = m \omega_{0,x}^2$, so erhält man für Gl. A.1:

$$m g = m \omega_{0,x}^2 \cdot x_g. \quad (\text{A.2})$$

Gl. A.2 läßt sich nach der Auslenkung der seismischen Masse unter dem Einfluß der Schwerkraft x_g auflösen

$$x_g = \frac{g}{\omega_{0,x}^2}. \quad (\text{A.3})$$

Die Lagedetektion der Anregungsrichtung liefert eine zur Auslenkung der seismischen Masse proportionale Spannung U :

$$x = c \cdot U. \quad (\text{A.4})$$

Die Proportionalitätskonstante c kann aus den Gleichungen A.3 und A.4 bestimmt werden. Dazu wird Gl. A.4 nach c aufgelöst und für x die Auslenkung x_g im Schwerfeld eingesetzt. Die Spannung U wird durch die für x_g gemessene Spannung U_g ersetzt:

$$c = \frac{x_g}{U_g} \quad (\text{A.5})$$

Ersetzt man x_g durch Gl. A.4 so erhält man für c :

$$c = \frac{g}{\omega_{0,x}^2 \cdot U_g} \quad (\text{A.6})$$

Setzt man den Ausdruck für c in Gl. A.4 ein, so erhält man den gesuchten Zusammenhang von dem Lagesignal U zur Auslenkung der seismischen Masse x :

$$x = \frac{g}{\omega_{0,x}^2 \cdot U_g} \cdot U. \quad (\text{A.7})$$

A.2 Tabelle des Vorversuchs zur kritischen Spaltweite

Tabelle A.1: Die Tabelle gibt die maximalen Längen der Strukturen an, die defektfrei in PMMA bzw. in Nickel abgebildet wurden.

Material	Soll-Höhe des PMMA [μm]	Ist-Höhe des PMMA bzw. Nickels [μm]	Resistmaterial	Art der Entwicklung	Maximale defektfreie Länge der Struktur 1 [μm]				Maximale defektfreie Länge der Struktur 2 [μm]		
					Stegbreite: 2 μm getestete Längen: 40-80 μm	Stegbreite: 3 μm getestete Längen: 40-160 μm	Stegbreite: 4 μm getestete Längen: 40-200 μm	Stegbreite: 5 μm getestete Längen: 40-240 μm	Stegbreite: 2 μm getestete Längen: 40-120 μm	Stegbreite: 3 μm getestete Längen: 40-120 μm	Stegbreite: 4 μm getestete Längen: 40-120 μm
PMMA	60	ca. 60	G	US	80	160	200	240	120	120	120
		50-75	G	BG	80	160	200	?	120	120	120
	100	ca. 96	G	US	40	160	160	240	60	120	120
		40-100	G	BG	80	160	200	240	120	120	120
	120	ca. 110	G	US	<40	<40	200	240	<40	120	120
		102-116	G	BG	80	160	200	240	60	120	120
	200	ca. 215	G	US	<40	40	80	200	<40	<40	100
		206-214	G	BG					<40	<40	80
		ca. 200	G	BG	?	≥80	120	120	<40	40	100
		ca. 212	G	BG	40	80	200	240	60	100	100
		ca. 213	G	BG	40	160	200	240	<40	100	100
		211	P	BG	40	120	160	240	60	100	100
Inverse Struktur aus Nickel	100	50-75	G	US	<40	40	120	200	120	120	120
		43-76	G	BG	<40	40	80	200	120	120	120
	120	51-71	G	US	<40	<40	80	160	40	120	120
		103-160	G	US	<40	80	80	160	40	80	120
	200	ca. 83	G	BG	40	80	160	200	<40	<40	80
		110-160	G	BG	<40	≥80	120	160	40	120	120

A.3 Negative Federkonstante der Elektronik

Die Federkonstante der Elektronik $-D_{Elek}$, die sich aus der an die Detektorkondensatoren angelegte Vorspannung U_0 ergibt, läßt sich aus der auf die Kondensatorplatten wirkenden Kraft $F_{el,y}$ errechnen (s. Abb. 5.12). Für die Kraft $F_{el,y}$ gilt nach Gl. 5.9:

$$F_{el,y} = -\frac{\varepsilon_0 A}{2} \cdot \left(\frac{(U_0 - U_{PID})^2}{(d_0 - \Delta y)^2} - \frac{(U_0 + U_{PID})^2}{(d_0 + \Delta y)^2} \right). \quad (\text{A.8})$$

Die Spannung der Lageregelung U_{PID} ist im Mittel null. Vernachlässigt man diese, so ergibt sich:

$$F_{el,y} = -\frac{\varepsilon_0 A}{2} \cdot \left(\frac{U_0^2}{(d_0 - \Delta y)^2} - \frac{U_0^2}{(d_0 + \Delta y)^2} \right). \quad (\text{A.9})$$

Differenziert man die Kraft $F_{el,y}$ nach Δy , so erhält man die durch die Elektronik induzierte Federkonstante $-D_{Elek}$. Es gilt:

$$-D_{Elek} = \frac{dF_{el,y}}{d\Delta y} \quad (\text{A.10})$$

$$= -\varepsilon_0 A U_0^2 \cdot \left(\frac{1}{(d_0 - \Delta y)^3} + \frac{1}{(d_0 + \Delta y)^3} \right). \quad (\text{A.11})$$

Die Lageregelung hält die seismische Masse in der Ruhelage. Daher läßt sich Δy vernachlässigen. Mit

$$-D_{Elek} = -\varepsilon_0 A U_0^2 \cdot \frac{2}{d_0^3} \quad (\text{A.12})$$

erhält man die negative Federkonstante der Elektronik.

A.4 Berechnung des Korrekturfaktors r-Phase

Zur Demodulation des mit der Anregungsfrequenz f_A modulierten Coriolissignals U_{PD}

$$U_{PD,\Omega}(t) \propto U_{\Omega,0} \cdot \cos(\omega_A t) \quad (\text{A.13})$$

wird das Coriolissignal mit dem Geschwindigkeitssignal der Lagedetektion der seismischen Masse in Anregungsrichtung

$$U_v(t) \propto v_0 \cdot \cos(\omega_A t) \quad (\text{A.14})$$

multipliziert. Wird das Produkt U_M

$$U_M = U_{PD,\Omega}(t) \cdot U_v(t) \quad (\text{A.15})$$

über eine Schwingungsperiode T zeitlich integriert¹, so ergibt sich für das Coriolissignal U_Ω :

$$U_\Omega = \int_0^T U_M dt \quad (\text{A.16})$$

$$= U_{\Omega,0} v_0 \int_0^T \cos^2(\omega_A t) dt \quad (\text{A.17})$$

$$= U_{\Omega,0} v_0 \cdot \frac{T}{2} \quad (\text{A.18})$$

¹Dies entspricht der Funktion des Tiefpaß in der Auswerteelektronik.

Das Rauschsignal des PD-Reglers $U_{PD,n}$, das im selben Frequenzbereich liegt

$$U_{PD,n}(t) \propto U_n \cdot \cos(\omega_A t + \varphi) \quad \text{mit} \quad \varphi = 0..2\pi, \quad (\text{A.19})$$

hat eine zum Geschwindigkeitssignal U_v statistisch verteilte Phasenlage φ , die zwischen 0 und π liegt. Die Phasenwinkel für $\varphi = \pi..2\pi$ sind im Vorzeichen von U_n enthalten. Wird das Rauschsignal $U_{PD,n}$ beim Demodulieren mit $v(t)$ multipliziert und durch den Tiefpaß der Elektronik über eine Schwingungsperiode T integriert, so erhält man für das Rauschsignal:

$$U_{\Omega,n} = \int_0^T U_{PD,n}(t) \cdot v(t) dt \quad (\text{A.20})$$

$$= \int_0^T U_n \cdot \cos(\omega_A t + \varphi) \cdot v(t) dt \quad (\text{A.21})$$

Da die Phase des Rauschsignals statistisch über die Winkel 0 bis π verteilt ist, wird zur Berechnung von dem Rauschsignal $U_{\Omega,n}$ die Gleichung A.21 über die Winkel 0 bis π gemittelt. Für das Rauschsignal folgt:

$$U_{\Omega,n} = \frac{\int_0^T \int_0^\pi U_n \cdot \cos(\omega_A t + \varphi) \cdot v(t) d\varphi dt}{\int_0^\pi d\varphi} \quad (\text{A.22})$$

$$= U_n v_0 \cdot \frac{\int_0^T \int_0^\pi \cos(\omega_A t + \varphi) \cdot \cos(\omega_A t) d\varphi dt}{\int_0^\pi d\varphi} \quad (\text{A.23})$$

Die numerische Lösung dieser Gleichung liefert:

$$U_{\Omega,n} = U_n v_0 \cdot \frac{T}{2} \cdot 0,81 \quad (\text{A.24})$$

Der Vergleich der Rauschsignalverhältnisse vor der Demodulation

$$r_{vor} = \frac{U_n}{U_{\Omega,0}} \quad (\text{A.25})$$

zum Rauschsignalverhältnis nach der Demodulation

$$r_{nach} = \frac{U_{\Omega,n}}{U_{\Omega}} \quad (\text{A.26})$$

$$= \frac{U_n}{U_{\Omega,0}} \cdot 0,81 \quad (\text{A.27})$$

zeigt, daß gilt:

$$r_{nach} = r_{vor} \cdot 0,81. \quad (\text{A.28})$$

Das Rauschsignalverhältnis hat sich aufgrund der Demodulation um 19% verbessert.

A.5 Beschreibung der Spülschritte

Im folgenden werden die einzelnen Schritte beim Strippen des Resists und beim Entfernen der Opferschicht aufgeführt.

Strippen des Resists (s. Kap 2.3):

1. Die flutbelichtete Probe wird für $24\ h$ in ein Becherglas mit Ethylacetat ($23\ ^\circ C$) gelegt. Dabei wird das Ethylacetat gerührt.
2. Vom Ethylacetat wird die Probe direkt in ein mit GG-Entwickler ($23\ ^\circ C$) gefülltes Becherglas gelegt. Der GG-Entwickler wird für $1\ h$ gerührt.
3. Anschließend kommt die Probe für $30\ min$ in ein mit GG-Entwickler ($23\ ^\circ C$) gefülltes Megaschallbad,
4. dann für $20\ min$ in ein mit BDG ($23\ ^\circ C$) gefülltes Megaschallbad und schließlich
5. für $10\ min$ in ein mit Wasser ($23\ ^\circ C$) gefülltes Megaschallbad.
6. Die Probe wird aus dem Wasser genommen, mit Stickstoff abgeblasen und
7. anschließend bei $70\ ^\circ C$ unter Vakuum getrocknet.

Schritt 1 wird normalerweise bei einer Temperatur von $60\ ^\circ C$ bis $70\ ^\circ C$ durchgeführt, was die Stripzeiten reduziert. Die bei den hohen Temperaturen erforderliche Apparatur kann jedoch nur eine Probe aufnehmen. Durch die verringerte Temperatur von $23\ ^\circ C$ kann der Schritt in einfachen Bechergläsern durchgeführt werden, was ein gleichzeitiges Strippen mehrerer Proben direkt nach dem Bestrahlen ermöglicht. Dies spart Zeit, und zudem existieren Hinweise darauf, daß dies zu saubereren Strukturen führt [45]. Die Schritte 2 bis 7 sind neu eingeführt worden. Schritt 2 verhindert, daß beim Herausnehmen der Probe aus dem Ethylacetat, das noch auf der Probe befindliche Ethylacetat innerhalb von Sekunden an der Luft verdampft und sich das in ihm gelöste PMMA an der Probe ablagert. Die nächsten Schritte lösen mit der Unterstützung von Megaschall verbliebene PMMA-Reste aus der Probe. Schritt 6 sorgt dafür, daß die noch im Wasser enthaltenen Partikel mit dem Wasser fortgeschwemmt werden.

Ätzen der Opferschicht (s. Kap 2.3):

1. **Entfernen des Galvanikrahmens:** Der Galvanikrahmen wird mechanisch entfernt. Dies ist möglich, da die Galvanikrahmen der Probe zum einen miteinander verbunden sind und zum anderen, weil die Galvanikrahmen nur über die Opferschicht mit dem Substrat verbunden sind. Die Haftung der aus Nickel bestehenden Galvanikrahmen zur Opferschicht ist gering.
2. **Entfernen des Titanoxid:** Die Oberfläche des Titans ist oxidiert. Dieses Titanoxid läßt sich durch das Ätzen mit Flußsäure nicht vollständig entfernen und ist wahrscheinlich eine Ursache für Partikel, die sich zwischen der seismischen Masse und dem Substrat verfangen [41]. Daher wird es vor dem Ätzen mit einem trockenchemischen Ätzprozeß (SF_6 -Plasma) entfernt [41].
3. **Wasser und Vakuum:** Die Probe wird in reines Wasser gelegt und so lange evakuiert, bis das Wasser anfängt zu sieden.
4. **Entfernen der Opferschicht:** Für $20\ min$ wird die Probe in 5%-ige Flußsäure gelegt und anschließend mehrfach mit Wasser gespült.
5. **Entfernen von Unterplattierungen²:** Die Probe wird für $1\ min$ in eine Kupferätze³ gelegt und anschließend mehrfach mit Wasser gespült.

²Löst sich der Resist vor oder während der Galvanik von der Opferschicht etwas ab, so galvanisiert Nickel in den ungewollt entstandenen Raum zwischen der Opferschicht und dem Resist [45].

³Um die Unterplattierungen entfernen zu können, werden die ersten 3 bis 5 Mikrometer nicht mit Nickel, sondern mit Kupfer aufgalvanisiert. Die Unterplattierungen können so mit einer Kupferätze selektiv entfernt werden.

6. **Reinigung in Megaschall:** Die Probe wird für 5 min in ein mit Wasser gefülltes Megaschallbad gelegt, dann herausgenommen und mit Stickstoff abgeblasen.

7. **Trocknung:** Die Probe wird bei 70°C unter Vakuum getrocknet.

Durch das Entfernen des Galvanikrahmens im ersten Schritt kann das Titanoxid der Probe bis auf das unter den Sensoren liegende Titanoxid im zweiten Schritt beseitigt werden. Der dritte Schritt stellt sicher, daß sich keine Blasen in den engen Spalten des Sensors befinden, die ein vollständiges Benetzen der frei liegenden Opferschicht zu Beginn des Opferschichtätzens verhindern würden. Damit wird eine kürzere und definiertere Ätzzeit erreicht. Schritt sechs entfernt Titanoxidreste und andere Schmutzpartikel, die sich beim Ätzen der Opferschicht zwischen dem Substrat und der Sensorunterseite oder in den engen Spalten des Sensors verkeilt haben.

A.6 Skalierung des Designs

Die folgende Abschätzung geht von einem höhenunabhängigen maximalen Aspektverhältnis bei der Herstellung der LIGA-Sensoren aus. Damit lassen sich alle Abmessungen in Höhe h , Breite x und Länge y linear skalieren:

$$h' = h \cdot s \quad (\text{A.29})$$

$$x' = x \cdot s \quad (\text{A.30})$$

$$y' = y \cdot s \quad (\text{A.31})$$

(s : Skalenfaktor, h' , x' , y' : Skalierte Werte). Die Gl. 3.89 gibt die Abhängigkeit der Auflösung Ω_n von den Sensorparametern für den Fall nicht exakt übereinstimmender Resonanzfrequenzen wieder. Betrachtet man nur die von der Geometrie abhängigen Größen, so erhält man:

$$\Omega_n \propto \frac{d_x d_y^2 m_x \omega_{0,A}^3}{h^2 l_y}. \quad (\text{A.32})$$

Die Größen d_x , d_y , h , l_y lassen sich einfach mit dem Skalenfaktor s skalieren. Die Masse m_x ist proportional zum Volumen und skaliert mit s^3 . Um die Abhängigkeit der Eigenkreisfrequenz des Anregungs-Oszillators $\omega_{0,A}$ vom Skalenfaktor zu erhalten, wird die Abhängigkeit der Federkonstanten D_x von s bestimmt. Nach Gl. 3.101 gilt für D_x :

$$D_x = \frac{Ehb^3}{l^3}. \quad (\text{A.33})$$

Setzt man für h , b und l den Skalenfaktor s ein, so zeigt sich, daß D_x linear von s abhängt:

$$D_x \propto s. \quad (\text{A.34})$$

Für $\omega_{0,A}$ ergibt sich damit:

$$\omega_{0,A} = \sqrt{\frac{D_x}{m_x}} \propto \sqrt{\frac{s}{s^3}} \propto \frac{1}{s}. \quad (\text{A.35})$$

Setzt man für die Größen aus Gl. A.32 ihre Abhängigkeiten von s ein, so erhält man:

$$\Omega_n \propto \frac{s s^2 s^3 s^{-3}}{s^2 s} \propto s^0. \quad (\text{A.36})$$

Damit zeigt sich, daß die Auflösung Ω_n unabhängig von dem Skalenfaktor ist. Für den optimierten Fall jedoch, indem die Resonanzfrequenzen des Anregungs- und Detektions-Oszillators genau übereinstimmen, ist Ω_n nur quadratisch von $\omega_{0,A}$ abhängig. Damit verbessert sich sogar die Auflösung Ω_n linear mit $1/s$,

$$\Omega_n \propto \frac{1}{s}. \quad (\text{A.37})$$

Literaturverzeichnis

- [1] Anthony Lawrence, *Modern Inertial Technology: Navigation, Guidance, and Control*, Springer-Verlag, New York 1993
- [2] Dorn, *Physik* Hermann Schroeder Verlag KG, Hannover 1971
- [3] Leon Foucault, *Sur une nouvelle demonstration expérimentale mouvement de la terre fondée sur la fixité du plan de rotation*, C. R. Acad. Sci., 35, 1852, p. 421
- [4] Leon Foucault, *Sur les phénomènes d'orientation des corps tournants entraînés par un axe fixe à la surface de la terre*, C. R. Acad. Sci., 35, 1852, p. 424
- [5] G. Sagnac, *L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme*, C. R. Acad. Sci., 95, 1913, pp.708-710
- [6] S. Ezekiel und H.J. Arditty, *Fiber-Optic Rotation Sensors*, Springer-Verlag, New York 1982, p. 44
- [7] W. M. Macek und D. T. M. Davis, *Rotation rate sensing with traveling-wave ring lasers*, Appl. Phys. Lett. 2, 3, 1.Feb. 1963, pp. 67-68
- [8] Jan Söderkvist, *Micromachined gyroscopes*, Sensors and Actuators A, 43, 1994, pp. 65-71
- [9] Norbert Rittmannsberger, *Drehratensensoren für die Fahrdynamikregelung*, Design & Elektronik, 24, 1996, pp.28-29
- [10] Michael W. Putty und Khalil Najafi, *A Micromachined Vibrating Ring Gyroscope*, Proc. Solid-State Sensor and Actuator Workshop, Hilton Head, South Carolina, June 13-16, 1994, pp. 213-220
- [11] Ralf Quint, Wolf Rüdiger Leitner und Marcus Prochaska, *Navigator - Navigieren mit dem Piezokreisel Gyrostar von Murata*, ELRAD 1995, 7, pp. 32-35
- [12] K. Tanaka, Y. Mochida, S. Sugimoto, K. Moriya, T. Hasegawa, K. Atsuchi und K. Ohwada, *A Micromachined Vibrating Gyroscope*, Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Syst. Conf., Amsterdam, Netherland, Jan.29-Feb.2, 1995, pp. 278-281
- [13] Kouichi Shuta und Hiroshi Abe, *Compact Vibratory Gyroscope*, Jpn. J. Appl. Phys. Vol 34, 1995, pp. 2601-2603
- [14] E. v. Hinüber, *Persönliche Mitteilung*, Geschäftsführer der Firma iMAR, Gesellschaft für inertielle Meß-, Automatisierungs- und Regelungssysteme mbH, 1996
- [15] K. Funk, A. Schlip, M. Offenber, B. Elsner und F. Lärmer, *Surface-micromachining of Resonant Silicon Structures*, Proc. 8th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, and Eurosensors IX. Stockholm, Sweden, June 25-29, 1995, pp. 50-52

- [16] W. Geiger, B. Folkmer, U. Sobe, H. Sandmaier und W. Lang, *New designs of micromachined vibrating rate gyroscopes with decoupled oscillation modes*, Sensors and Actuators A, 66, 1998, pp. 118-224
- [17] W. Geiger, B. Folkmer, J. Merz, H. Sandmaier und W. Lang, *A new silicon rate gyroscope*, Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Syst. Conf., MEMS'98, Heidelberg, Germany, 1998, pp. 615-620
- [18] Farrokh Ayazi und Khalil Najafi, *Design and Fabrication of A High-Performance Polysilicon Vibrating Ring Gyroscope*, Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Syst. Conf., MEMS'98, Heidelberg, Germany, 1998, pp. 621-626
- [19] Jun Mizuno, Kay Nottmeyer, Cleopatra Cabuz, Takashi Kobayashi und Masayoshi Esashi, *Fabrication and characterization of a silicon capacitive structure for simultaneous detection of acceleration and angular rate*, Proc. 8th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, and Eurosensors IX. Stockholm, Sweden, June 25-29, 1995, pp. 679-682
- [20] M. Hashimoto, C. Cabuz, K. Minami und M. Esashi, *Silicon resonant angular rate sensor using electromagnetic excitation and capacitive detection*, Proc. 4th International Conference on Micro Electro, Opto, Mechanical Systems and Components (MICRO SYSTEM Technologies), Berlin, October 19-21, 1994, pp. 763-771
- [21] J. Choi, K. Minami und M. Esashi, *Application of deep reactive ion etching for silicon angular rate sensor*, Book of Abstracts, High Aspect Ratio Microstructure Technology (HARMST), Karlsruhe, July 3-5, 1995
- [22] M. Strohrmann, P. Bley, O. Fromheim und J. Mohr, *Acceleration sensor with compensation of temperature effects fabricated by the LIGA process*, Sensors and Actuators A, 41-42, 1994, pp. 426-429
- [23] E. W. Becker, H. Betz, W. Ehrfeld, W. Glashauser, A. Heuberger, H. J. Michel und D. Münchmeyer, *Production of Separation Nozzle Systems for Uranium Enrichment by a Combination of X-Ray Lithography and Galvanoplastics*, Naturwissenschaften 69, Nr. 11, 1982, pp. 50-523
- [24] E. W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, A. Maner, J. Mohr und D. Münchmeyer, *Konzept für die Herstellung von Spinddüsenplatten durch Röntgenlithographie mit Synchrotronstrahlung, Galvanoformung und Kunststoffabformung (LIGA-Verfahren)*, KfK-Bericht 3961, 1985
- [25] C. Burbaum und J. Mohr, *Herstellung von mikromechanischen Beschleunigungssensoren in LIGA-Technik*, KfK-Bericht 4859, 1991
- [26] Charles Kittel, Walter D. Knight, Malvin A. Ruderman, A. Carl Helmholz und Burton J. Moyer, *MECHANIK - Berkeley Physik Kurs 1*, Vieweg, Braunschweig, 1986
- [27] H. Guckel, D. W. Burns, A. C. Tilmans, D. W. DeRoo und C. R. Rutigliano, *Mechanical properties of fine grained polysilicon the repeatability issue*, Technical Digest, IEEE Solid-State Sensor and Actuator Workshop, Hilton Head Island, SC, USA, June 6-9, 1988, pp. 96-99
- [28] Christoph Albrecht, *Dimensionierung eines mikromechanischen Drehgeschwindigkeit-Sensors (Mikrogyrometers)*, Diplomarbeit an der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe, 1995

- [29] M. Kohl, J. Göttert und J. Mohr, *Verification of the micromechanical characteristics of electrostatic linear actuators*, Proc. 8th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, and Eurosensors IX. Stockholm, Sweden, June 25-29, 1995, pp. 400-403
- [30] J. Bernstein, S. Cho, A. T. King, A. Kourepenis, P. Maciel und M. Weinberg, *A Micromachined Comb-Drive Tuning Fork Rate Gyroscope*, Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems, MEMS'93, Fort Lauderdale, Florida, February 7-10, 1993, pp. 143-148
- [31] Kausuke Maenaka, Yasushi Konishi, Takayuki Fujita und Muneo Maeda, *Analysis and design concept of highly sensitive silicon gyroscope*, Proc. 8th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, and Eurosensors IX. Stockholm, Sweden, June 25-29, 1995, pp. 612-615
- [32] *IEEE Standard for Inertial Sensor Terminology*, IEEE Std 528-1994, p. 13, section 2.199
- [33] O. Krömer, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter der Abteilung HPE des Forschungszentrums Karlsruhe, 1997
- [34] H. Meinke und F. W. Gundlach, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, Springer-Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg, 1962
- [35] U. Tietze und Ch. Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1980
- [36] M. Strohrmann und J. Mohr, *Untersuchung des Verhaltens von mikromechanischen kapazitiven Beschleunigungssensoren in LIGA-Technik*, interner IMT-Bericht Nr. 110/22, 1992
- [37] J. L. Everhart, *Engineering Properties of Nickel and Nickel Alloys*, Plenum Press, 1971
- [38] W. Beitz und H.-H. Küttner (Hrsg.), *Taschenbuch für den Maschinenbau / Dubbel*, Springer-Verlag, Berlin 1990
- [39] M. Teschner, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter des Instituts IMF2 des Forschungszentrums Karlsruhe, 1996
- [40] C. Mattheck, *Engineering Components Grow like Trees*, KfK-Bericht 4648, 1989
- [41] K. Skrobanek, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter des Instituts IMT des Forschungszentrum Karlsruhe, 1998
- [42] M. Strohrmann, J. Mohr und J. Schulz, *Intelligentes Mikrosystem zur Messung von Beschleunigungen basierend auf LIGA-Mikromechanik*, Dissertation, FZKA-Bericht 5561, 1995
- [43] Christian Gerthsen, Hans O. Kneser und Helmut Vogel, *Physik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1989
- [44] Günter Müller, Ingolf Rehfeld und Willi Katheder, *FEM für Praktiker - Die Methode der Finiten Elemente mit dem FE-Programm ANSYS*, expert-verlag, 1994
- [45] F. J. Pantenburg, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter des Instituts IMT des Forschungszentrum Karlsruhe, 1999
- [46] M. Kohl, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter des Instituts IMT des Forschungszentrums Karlsruhe, 1996

- [47] W. Keller, *Persönliche Mitteilung*, Mitarbeiter des Insituts IMT des Forschungszentrums Karlsruhe, 1999
- [48] v. Hinüber, *Persönliche Mitteilung*, Geschäftsführer der Firma iMAR, Gesellschaft für inertielle Meß-, Automatisierungs- und Regelungssyteme mbH, 1998
- [49] Y. OH, B. Lee, S. Baek, H. Kim, J. Kim, S. Kang und C. Song, *A surface-micromachine tunable vibratory gyroscope*, Proc. of the IEEE Micro Electro Mechanical Syst. Conf., MEMS'97, Nagoya, Japan, 1997, pp. 272-277
- [50] Datenblatt des Drehratensensors DRZ-75X, Firma TEMIC, Sensorsysteme, Kirchheim unter Teck.