

Hochauflösende Beschleunigungssensoren mit Tunnelstrecke

Von der Fakultät für Konstruktions- und Fertigungstechnik
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von:

Dipl.-Phys. Tilo Strobel

aus Karlsruhe

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. H. Sandmaier
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. B. Höfflinger

Tag der mündlichen Prüfung: 03.07.2000

HSG-IMIT
Hahn-Schickard-Gesellschaft für angewandte Forschung e.V.
Institut für Mikro- und Informationstechnik
Villingen-Schwenningen

2000

Inhaltsverzeichnis	3
Kurzfassung	7
1. Einleitung	9
1.1 Einsatzgebiete für hochempfindliche Beschleunigungssensoren	11
1.1.1 Messung der Restbeschleunigung in Raumfahrzeugen	11
1.1.2 Messung der lokal wirksamen Erdbeschleunigung	12
1.1.3 Messung kleinster Erschütterungen	12
1.2 Funktionsprinzipien und Ausführungsformen von Beschleunigungssensoren:	13
2. Der Tunneleffekt	20
2.1 Physikalische Grundlagen	20
2.2 Der Tunneleffekt zwischen Metallen	22
2.3 Der Einfluß von Oberflächeneffekten	26
2.3.1 Der Einfluß der Rauigkeit der Oberfläche auf die Austrittsarbeit	27
2.3.2 Der Einfluß adsorbierter Fremdatome auf die Austrittsarbeit	28
2.3.3 Der Einfluß der äußeren Feldstärke auf die Austrittsarbeit	28
2.3.4 Der Einfluß der Topographie auf die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke	29
2.3.5 Feldemission an Tunnelspitzen	29
2.4 Kräfte zwischen den Elektroden der Tunnelstrecke	31
2.4.1 Elektrostatische Kräfte	31
2.4.2 Van-der-Waals Kräfte	31
2.5 Zusammenfassung der wesentlichen Kenndaten	32
3. Sensorauflösung und Rauschbetrachtungen	34
3.1 Übertragungsfunktion des Sensors	35
3.2 Thermische Rauschbeiträge	37
3.3 Rauschen der Tunnelstrecke	41
3.4 Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse	43
4. Konzeption des Beschleunigungssensors	46
4.1 Aufbau und Funktionsprinzip	46
4.2 Realisierung des Feder-Masse-Systems	48
4.2.1 Größe der seismischen Masse	48
4.2.2 Dimensionierung der Federelemente	48
4.2.3 Maximale Auslenkung der Masse	52

4.3 Elektrostatische Antriebe	53
4.3.1 Einseitiger elektrostatischer Antrieb	54
4.3.2 Elektrostatischer Antrieb mit zwei Elektrodenpaaren	60
4.3.3 Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse	64
5. Technologische Herstellung	66
5.1 Gesamtaufbau und Besonderheiten der technologischen Herstellung	66
5.2 Layout und Herstellung der oberen Chips	68
5.3 Layout und Herstellung der mittleren Chips	72
5.4 Layout und Herstellung der unteren Chips	76
5.5 Aufbau und Verbindungstechnik	76
5.6 Schwierigkeiten bei der technologischen Herstellung	78
6. Elektronik und Regelung	82
6.1 Konzept	82
6.2 Komponenten des Regelkreises	83
6.2.1 Tunnelstrecke mit Meßverstärker	83
6.2.2 Wegstellglieder mit Ansteuerelektronik	88
6.2.3 Regler mit Soll-Ist-Vergleichstelle	96
6.3 Reglerentwurf	97
6.3.1 Reglerentwurf mit Hilfe der Nyquist-Bedingung	97
6.3.2 Überprüfung der Regelparameter mit Hilfe der numerischen Simulation	100
7. Meßtechnische Charakterisierung	104
7.1 Entwicklung und Aufbau eines geeigneten Meßplatzes	104
7.1.1 Verfahren zur Erzeugung kleinster Beschleunigungen	104
7.1.2 Aufbau des Meßplatzes	106
7.2 Nachweis der Funktion der Tunnelstrecke	108
7.3 Messung zur Charakterisierung des Beschleunigungssensors	112
7.3.1 Messungen mit Nachführung des Piezo-Biegewandlers	112
7.3.2 Messungen mit Kraftkompensation	115
8. Zusammenfassung und Ausblick	118

Literaturverzeichnis	122
Abkürzungsverzeichnis	127
Danksagung	131
Lebenslauf	132

Kurzfassung

Der Einsatz von Tunnelstrecken in Beschleunigungssensoren macht es möglich, Sensoren zu realisieren, die bei kleiner Baugröße hohes Auflösungsvermögen erzielen. Die Tunnelstrecke fungiert hierbei als hochempfindliches Nachweisverfahren. Mit Hilfe mikrotechnischer Fertigungsverfahren wird die erforderliche mechanische Präzision erreicht.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, alle zur Konstruktion und Auslegung von hochauflösenden Beschleunigungssensoren mit Tunnelstrecke erforderlichen theoretischen Grundlagen zur Verfügung zu stellen und deren Anwendbarkeit an Hand des Entwurfes und der Realisierung eines Sensors nachzuweisen. Wesentliche Themen des theoretischen Teiles der Arbeit sind hierbei: die Beschreibung der Funktion einer Tunnelstrecke sowie die Herleitung der Rauschanteile, welche die Auflösung von Beschleunigungssensoren beschränken. Um Tunnelstrecken in Sensoren nutzbringend einsetzen zu können, ist es erforderlich, aus der physikalischen Vorstellung des Tunneleffektes die technischen Kenngrößen dieses Nachweisprinzips abzuleiten und mögliche Einflußfaktoren kennenzulernen. Dabei wird deutlich, daß die hohe Auflösung des Tunneleffektes den Einsatz einer aktiven Regelung und hochempfindlicher Stellelemente erforderlich macht. Vergleicht man alle in Beschleunigungssensoren auftretenden Rauschquellen, so stellt man fest, daß die Nachweisgrenze hochauflösender Beschleunigungssensoren vom thermische Rauschen des Feder-Masse-Systems bestimmt wird. Die gewünschte Sensorauflösung kann nur erreicht werden, wenn diese Rauschanteile minimiert werden. Die erforderlichen Konstruktionsrichtlinien stellt diese Arbeit zur Verfügung.

Auf den hergeleiteten physikalischen und konstruktiven Grundlagen aufbauend, wird anschließend die Entwicklung eines Sensors mit einer Nachweisgrenze von 10^{-6} g (g= Erdbeschleunigung) beschrieben. Hierbei wird die mikrotechnische Konstruktion dargestellt und ausführlich auf die Entwicklung der erforderlichen Sensorelektronik eingegangen. Ziel war es, die notwendigen hochempfindlichen Verstärker- und Regelungsschaltungen mit möglichst geringem Schaltungsaufwand zu realisieren. Um die elektronische Regelung geeignet auslegen und optimieren zu können, wurde das dynamische Verhalten des Gesamtsystems analytisch beschrieben. Die geeignete Wahl der Parameter wurde mit Hilfe eines numerischen Modells des Gesamtsystems nochmals überprüft.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ferner ein Meßplatz entwickelt, auf dem die Beschleunigungssensoren nach ihrer Fertigstellung charakterisiert worden sind. Erstmals wurde es so möglich, derartige Sensoren direkt an ihrer Auflösungsgrenze zu vermessen. Die dem Rauschen äquivalente Beschleunigung wird mit ca. $2.5 * 10^{-6}$ g gemessen, stimmt also mit den theoretischen Vorhersagen gut überein.

Abstract

The use of tunneling transducers in accelerometers makes it possible to create small sensors with great resolution. The tunneling transducer is here utilized as a highly sensitive measuring method. Requisite mechanical precision is obtained with the help of microtechnical manufacturing processes.

The purpose of this thesis is to provide all theoretical fundamental principles required in construction and design of high resolution accelerometers with tunneling transducers and to verify their utilization on the basis of design and construction of a sensor. Major topics in the theoretical section are the description of the function of a tunneling transducer as well as derive of noise sources which limit the resolution of accelerometer. In order to usefully utilize tunneling transducers in sensors, it is necessary to deduce the technical parameters of this measurement principle from the physical presentation of the tunnel effect and to recognize possible influencing factors. It will now become clear that the tunnel effect's high resolution requires application of an active controller and of highly sensitive adjusting elements. Comparison of all noise sources occurring in accelerometers will establish that the detection limit of high-resolution accelerometers is determined by the thermal noise portions of the spring mass system. The desired sensor resolution can only be achieved if this noise source is minimized. The requisite constructional guidelines are provided by this thesis.

Subsequently, the development of a sensor with a detection limit of 10^{-6} g (g = acceleration of gravity), based on the derived physical and constructive foundations, will be described. The microtechnical construction will be presented at this point and development of requisite sensor electronics will be dealt with in detail. The objective was the realization of requisite highly sensitive amplifier and the control unit. In order to suitably design and optimize the electronic control, the dynamic behaviour of the entire system has been described analytically. With the help of a numerical model of the entire system the suitability of selected parameters was again inspected.

Furthermore, in the course of this thesis a measuring station was developed where the accelerometers are characterized after manufacture. For the first time it became possible to measure such sensors directly at their resolution limits. The acceleration equivalent to the noise level is measured with approx. $2.5 * 10^{-6}$ g, thus fitting well with the theoretical prediction.

1. Einleitung

Der Käufer eines technischen Produktes erwartet bei der Einführung einer neuen Gerätegeneration, daß der Funktionsumfang des neuen Gerätes gegenüber dem Vorgängermodell deutlich verbessert wurde. Diese Erwartungshaltung führt dazu, daß in vielen technischen Produkten intelligente elektronische Systeme mit Sensor- und Aktorelementen integriert sind. An alle Bauelemente werden dabei dieselben Maßstäbe angelegt wie an die hochentwickelten Komponenten der Mikroelektronik. Es werden nicht nur hervorragende technische Kenndaten erwartet; die Produktion muß natürlich kostengünstig und - nicht zuletzt - das Bauelement so klein wie irgend möglich sein. Ziel sind intelligente Systeme kleinster Baugröße, sogenannte Mikrosysteme, die in großer Stückzahl preiswert herzustellen sind.

Die Entwicklung der Mikrosystemtechnik war von Beginn an mit den Entwicklungen in der Mikroelektronik eng verknüpft [Men93]. Wie bei der Fertigung elektronischer Halbleiterkomponenten wird angestrebt, zur Herstellung mechanischer Sensor- und Aktorelemente Fertigungsmethoden einzusetzen, welche die gewünschte, deutliche Miniaturisierung von Bauelementen zulassen und gleichzeitig die Fertigung vieler identischer Strukturen in einem Herstellungsdurchlauf erlauben. Dieser Entwicklung kommt zugute, daß der Grundwerkstoff der Mikroelektronik, das einkristalline Silizium, neben günstigen halbleiterelektronischen auch hervorragende mechanische Eigenschaften aufweist. Der Elastizitätsmodul ist dem des Stahls vergleichbar, und die dreifach höhere Bruchspannung des Siliziums ist für den Einsatz ebenso vorteilhaft wie die Eigenschaft, sich fast bis zum Bruch ideal elastisch verformen zu lassen [Pet82a]. Der enorme Bedarf der Mikroelektronik hat zusätzlich bewirkt, daß das Material in früher unerreichter Reinheit zu günstigen Preisen am Markt erhältlich ist.

Die Übernahme und Weiterentwicklung wesentlicher Herstellungstechnologien der Mikroelektronik machte es möglich, den Werkstoff auch mechanisch zu bearbeiten und die gewünschten dreidimensionalen Konstruktionselemente herzustellen. Besonders wichtig sind hierbei die verschiedenen Ätztechniken, von denen einige aufgrund der einkristallinen Struktur des Grundwerkstoffs stark anisotropes Verhalten aufweisen [Büt91]. Bei zuverlässiger Kenntnis der Ätzraten in den verschiedenen Gitterrichtungen ist es möglich, die in der Mikroelektronik weit entwickelten lithographischen Methoden zur hochgenauen Übertragung zweidimensionaler Geometrie in die dritte Dimension auszudehnen. Die entstehenden Konstruktionselemente zeichnen sich durch hervorragende mechanische Eigenschaften und exakte geometrische Abmessungen aus. Da die Herstellungstechnik Fertigungstoleranzen von einigen Mikrometern ($1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$) zuläßt, können auch kleinste Bauelemente konstruiert und gefertigt werden.

Die Konstruktion von Sensoren war von Beginn an wesentlicher Aufgabenschwerpunkt der Silizium-Mikrotechnik [Mid87], [Sei83]. Sensitive Bauelemente setzen Meßsignale in meist elektrische Ausgangsgrößen um. Hierbei werden die verschiedensten physikalischen Wirkprinzipien angewendet. Die Miniaturisierung der Bauelemente einerseits sowie der Grundwerkstoff Silizium andererseits bieten neue Möglichkeiten zur Signalwandlung. Kleinste Geometrie mikrotechnischer Sensoren führt dazu, daß kapazitive und thermische Nachweisprinzipien vorteilhaft eingesetzt werden können. Die piezoresistive Eigenschaft des Silizium, das heißt die Veränderung des elektrischen Widerstandes aufgrund mechanischer Spannungen, bietet die Möglichkeit, verschiedenste Meßgrößen auf einfachste Art direkt in eine elektrische Ausgangsgröße umzuwandeln [Hoc64].

Bei mikromechanischen Drucksensoren konnten erstmals die geschilderten Vorteile in einem Massenprodukt umgesetzt werden. Piezoresistive und kapazitive Drucksensoren aus Silizium werden heute in Millionen Stückzahlen produziert und in allen Bereichen der Technik eingesetzt. Die angewandten Fertigungstechniken lassen den Bauelementepreis mit steigender Stückzahl sinken.

Mit dem Einbau aktiver Bauelemente zum Unfallschutz im Automobil stieg der Bedarf an zuverlässigen und billigen Beschleunigungssensoren [Reu95]. Bei der Ansteuerung von Airbag- oder Gurtstraffersystemen kommen mikrotechnische Sensoren verschiedenster Ausführungsformen zum Einsatz. Neben hoher Zuverlässigkeit und kleiner Baugröße ist auch hier der günstige Preis sowie die Möglichkeit zur einfachen Integration von Selbsttestmechanismen der Ausgangspunkt für eine gute wirtschaftliche Situation am Sensormarkt [Goo91].

Neben dem Massenmarkt für Beschleunigungssensoren gibt es einige Nischen, in denen ausschließlich mikrotechnische Beschleunigungssensoren Anforderungen - wie zum Beispiel höchste Auflösung bei kleiner Baugröße - erfüllen können. Durch Kopplung mikrotechnischer Herstellungsverfahren mit dem Tunnelstromnachweis als höchstempfindlichem Detektionsprinzip können Beschleunigungssensoren mit hoher Empfindlichkeit bei geringem Platzbedarf konstruiert werden [Wal89], [Ken94].

Die Zusammenstellung der zur Konstruktion derartiger Sensoren notwendigen theoretischen Grundlagen sowie die technische Realisierung eines Tunnelbeschleunigungssensors sind die Themen der vorliegenden Arbeit.

Im ersten Teil werden alle relevanten physikalischen und konstruktiven Grundlagen, soweit sie zur Entwicklung derartiger Sensoren notwendig sind, zusammengestellt. Hierbei wird auf den

Tunneleffekt selbst sowie auf alle Oberflächeneffekte eingegangen, welche die Eigenschaften der Signalwandlung im Sensor beeinflussen. Weiterhin werden die mechanischen Eigenschaften des verwendeten mikrotechnischen Feder-Masse-Systems und der elektrostatischen Kraftkompensation analysiert. Die Nachweisgrenze von Beschleunigungssensoren wird durch verschiedenste Rauschanteile bestimmt. Deshalb ist die Analyse aller relevanten Beiträge zum Gesamtrauschen des Sensors ebenfalls ein wesentlicher Inhalt des theoretischen ersten Teiles der vorliegenden Arbeit.

Thema des zweiten Teiles ist die Konstruktion und die technologische Umsetzung. Hierzu gehört neben der Beschreibung des mikrotechnischen Layouts und der Fertigungstechnik der Sensoren auch die Darstellung der zum Betrieb des Sensors notwendigen hochempfindlichen Verstärker- und Regelungselektroniken.

Im dritten, die Arbeit abschließenden Teil werden Meßergebnisse vorgestellt, die mit den entwickelten Tunnel-Beschleunigungssensoren erzielt wurden. Die Ergebnisse werden mit den theoretischen Vorhersagen verglichen und bewertet.

Ein Ausblick rundet die Arbeit ab.

1.1 Einsatzgebiete für hochempfindliche Beschleunigungssensoren

1.1.1 Messung der Restbeschleunigung in Raumfahrzeugen

Ein Einsatzgebiet für hochempfindliche Beschleunigungssensoren ist die Messung der Mikrogravitation in Raumfahrzeugen [Ham90], [Ham92]. Unter Mikrogravitation versteht man die in Raumfahrzeugen wirksamen kleinsten Restbeschleunigungen. Raumfahrzeuge bewegen sich ohne äußeren Antrieb auf elliptischen Bahnen um die Erde. Die Bahnkurve wird dabei durch das Gleichgewicht der zu den Brennpunkten der Ellipse wirkenden Kräfte der Massenanziehung und der radial nach außen wirksamen Zentrifugalkraft bestimmt. Die Gleichgewichtsbedingung ist nur für den Schwerpunkt des Raumfahrzeuges erfüllt. Für alle anderen Orte im Raumschiff ergeben sich Restbeschleunigungen, die zum Beispiel im Abstand von 1 m radial zum Schwerpunkt ca. $2 \cdot 10^{-9} g = 2 \text{ ng}$ ($g = \text{Erdbeschleunigung} = 9,81 \text{ m/s}^2$) betragen. Zusätzlich führen Stöße mit den Molekülen der Restgasatmosphäre insbesondere bei erdnahen Flugbahnen zur Abbremsung des Raumfahrzeuges und damit zu kleinsten Beschleunigungen. Auch die Bewegung der Besatzung bei bemannten Missionen sowie Erschütterungen durch an Bord betriebene Maschinen üben beschleunigende Kräfte auf das Fahrzeug aus [Ham87].

Die Mikrogravitation ist somit lokal unterschiedlich und nicht vorhersehbar. Sie stört wissenschaftliche Experimente, die in Schwerelosigkeit durchgeführt werden sollen, und muß daher erfaßt und aufgezeichnet werden. Derzeit wird die Mikrogravitation mit konventionellen, feinmechanisch hergestellten Detektorsystemen gemessen, die aufwendig, groß und teuer sind. Die Auflösung derartiger Systeme beträgt ca 10^{-6} g [Sun95]. Wünschenswert wäre es, die am Ort des Experiments wirksame Restbeschleunigung durch ein kleines Sensorsystem lokal zu erfassen und aufzuzeichnen. Zusätzlich würde die parallele Aufzeichnung der Restbeschleunigung durch mehrere Sensoren zu einer größeren Meßsicherheit führen. Vermieden würden in diesem Fall Fehler bei Fehlmessungen oder Ausfall eines einzelnen Meßgerätes. Ein mikrotechnisch hergestellter kleiner Sensor könnte diese Anforderungen erfüllen.

1.1.2 Messung der lokal wirksamen Erdbeschleunigung

Moderne Analysenwaagen bestimmen die Masse des Wägegutes mit einer Genauigkeit von bis zu $10 \mu\text{g}$. Nach wie vor basiert das Meßprinzip auf der Bestimmung der Kraft, die die Masse auf Grund ihrer Gewichtskraft auf die Waage ausübt. Um hieraus die Masse zu berechnen, ist es notwendig, die am Ort der Waage wirksame Erdbeschleunigung und deren Richtung zu kennen. Derzeit wird die lokale Erdbeschleunigung bestimmt, in dem die Waage am Aufstellort mit Hilfe bekannter Referenzmassen kalibriert wird. Dieses Verfahren ist sehr aufwendig. Ein absolut messender Beschleunigungssensor mit guter Auflösung könnte die fehlende Information direkt bereitstellen.

Theoretisch wäre es mit Beschleunigungssensoren, die den Betrag der lokal wirkenden Erdbeschleunigung mit hoher absoluter Genauigkeit messen, auch möglich, Niveliersysteme aufzubauen. Die Anforderungen die eine derartige "elektronische Schlauchwaage" an die Beschleunigungssensoren stellt, scheinen aus heutiger Sicht allerdings technisch kaum realisierbar.

1.1.3 Messung kleinster Erschütterungen

In vielen Bereichen der Technik treten zeitlich veränderliche Beschleunigungen auf, deren Stärke und spektrale Verteilung von Bedeutung ist.

Ein typisches Meßgerät dieses Themenbereiches ist der Seismograph. Neben der Anwendung

in der Erdbebenvorhersage werden derartige Sensoren in der Geophonie eingesetzt [Leb94]. Unter Geophonie versteht man das Verfahren, den geologischen Aufbau der obersten Erdschichten mit akustischen Druckwellen zu untersuchen. Mit Hilfe eines Hydraulikzylinders oder einer Sprengung wird ein starker Impuls in den Boden eingebracht und die an den verschiedenen Bodenschichten reflektierten Druckwellen mit Hilfe empfindlicher Beschleunigungsaufnehmer, sogenannten Geophonen, mit ihrem zeitlichen Verlauf an der Erdoberfläche aufgezeichnet. Die Aufnehmer bestehen zur Zeit aus feinmechanisch gefertigten Feder-Masse-Systemen, die meist induktiv ausgelesen werden. Zur Aufnahme einer zweidimensionalen geologischen Landkarte muß ein Netz derartiger Sensoren an der Oberfläche aufgebracht werden. Das Meßverfahren und die Computerauswertung können dadurch verbessert werden, daß ein immer feineres Netz an Sensoren aufgebaut wird. Mikrotechnische Fertigungsmethoden könnten hierbei entscheidend zur kostengünstigeren Fertigung der benötigten hochempfindlichen Beschleunigungsaufnehmer beitragen. Da ausschließlich kurzzeitige Veränderungen der Beschleunigung aufgezeichnet werden müssen, ist das Langzeitverhalten der Sensoren in dieser Anwendung nicht von Bedeutung. Dies vereinfacht die Realisierung geeigneter Sensoren.

Ein verwandtes Anwendungsfeld stellt die aktive Schwingungsdämpfung dar. Erschütterungsfreie Plattformen werden für viele hochauflösende Meß- und Mikroskopierverfahren benötigt. Ein hochempfindlicher Beschleunigungssensor wird auf der Plattform montiert und liefert die Regelgröße für ein Regelsystem, das mit Hilfe pneumatischer oder hydraulischer Aktoren die Erschütterung der Platte ausregelt. Auch in dieser Anwendung ist es möglich, mit Hilfe von Sensoren verbesserter Auflösung oder aber dem Einsatz einer größeren Anzahl preiswerter Sensoren, die an verschiedenen Stellen der Grundplatte montiert werden, das Ergebnis zu verbessern. Auch hier ist die geringe Baugröße und Masse der Sensoren die Grundvoraussetzung für den erfolgreichen Einsatz.

1.2 Funktionsprinzipien und Ausführungsformen von Beschleunigungssensoren

Gemeinsames Grundprinzip aller Beschleunigungssensoren ist der Nachweis der Beschleunigung über die Kraft, die eine beschleunigte Testmasse erfährt. Der Betrag dieser Trägheitskraft ist direkt der Masse proportional. Zum Nachweis kleiner Beschleunigungen muß also die Größe der seismischen Masse optimiert werden. Meist ist die Masse federnd gelagert, das heißt durch ein oder mehrere Federelemente mit dem äußeren Gehäuse verbunden. Üblicherweise werden drei Verfahren eingesetzt um die wirksame Beschleunigung in ein elektrisches Signal zu wandeln.

Verfahren 1 und 2 basieren darauf, daß die Trägheitskraft der beschleunigten Masse m elastisch die Aufhängefeder der Federkonstante k verformt. Der Gleichgewichtszustand ist erreicht, wenn die Trägheitskraft F_a der Masse gleich der rücktreibenden Kraft der Aufhängefeder F_f ist. In diesem Gleichgewichtszustand wird bei Verfahren 1 direkt die Auslenkung x der Masse gemessen. Abbildung 1.1 stellt das Verfahren schematisch dar. Der x/U -Block erläutert, daß das Ausgangssignal des Sensors direkt aus der gemessene Auslenkung der Masse abgeleitet wird. Die wirksame Beschleunigung a ergibt sich bei diesem Verfahren aus:

$$a = \frac{k \cdot x}{m} \tag{1.1}$$

Das meist verwendete Meßprinzip um die Auslenkung der Masse zu bestimmen, ist die kapazitive Messung. Hierbei werden auf Masse und Rahmen des Beschleunigungssensors Elektroden angebracht, die einen Plattenkondensator bilden. Eine Ortsänderung der Masse verändert den Plattenabstand und damit die Kapazität des Kondensators. Aus der Kapazitätsänderung wird das elektrische Ausgangssignal des Sensors abgeleitet. Die Meßmethode profitiert davon, daß Kapazitäten elektrisch mit hoher Genauigkeit gemessen werden können.

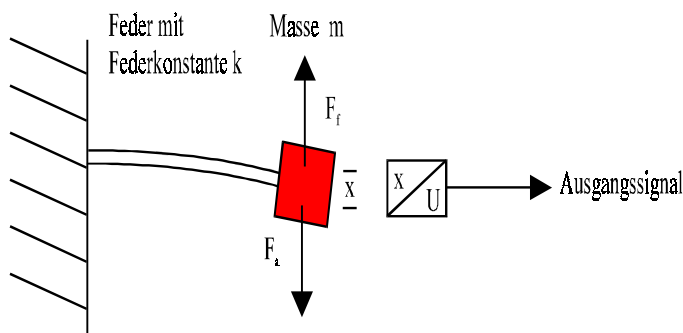


Abb. 1.1: Meßverfahren mit Nachweis der Verschiebung der seismischen Masse

angebracht, die einen Plattenkondensator bilden. Eine Ortsänderung der Masse verändert den Plattenabstand und damit die Kapazität des Kondensators. Aus der Kapazitätsänderung wird das elektrische Ausgangssignal des Sensors abgeleitet. Die Meßmethode profitiert davon, daß Kapazitäten elektrisch mit hoher Genauigkeit gemessen werden können.

Bei Verfahren 2 werden die im Gleichgewichtszustand in der Feder entstehenden mechanischen Spannungen σ nachgewiesen. Abbildung 1.2 zeigt das Verfahren. Der σ/U -Block stellt dar, daß das Ausgangssignal direkt aus der mechanischen Spannung σ abgeleitet wird. Zur Detektion der Spannungen eignen sich Dehnungsmeßstreifen, die auf die Oberfläche der Feder appliziert werden. Werden piezoresistive Federmaterialien verwendet, so besitzen diese die Eigenschaft, ihren elektrischen Widerstand unter dem Einfluß mechanischer Spannungen zu verändern. Die Widerstandsänderung

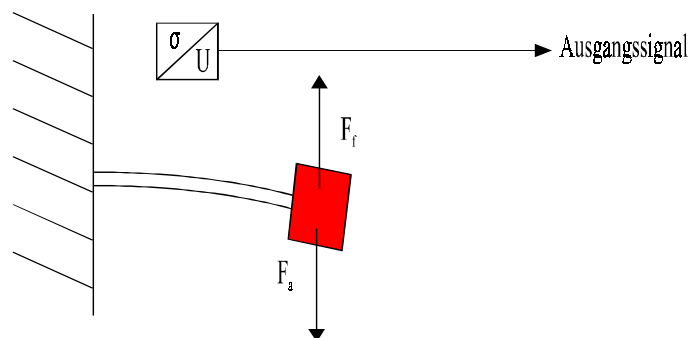


Abb. 1.2: Meßverfahren mit Nachweis der mechanischer Spannung in der Aufhängung

das Ausgangssignal direkt aus der mechanischen Spannung σ abgeleitet wird. Zur Detektion der Spannungen eignen sich Dehnungsmeßstreifen, die auf die Oberfläche der Feder appliziert werden. Werden piezoresistive Federmaterialien verwendet, so besitzen diese die Eigenschaft, ihren elektrischen Widerstand unter dem Einfluß mechanischer Spannungen zu verändern. Die Widerstandsänderung

kann direkt in ein elektrisches Ausgangssignal gewandelt werden. Die wirksame Beschleunigung a ergibt sich in diesem Fall aus:

$$a = k_2 \frac{\sigma}{m} \quad (1.2)$$

σ sind hierbei die auf der Feder gemessenen mechanischen Spannungen, k_2 der Proportionalitätsfaktor zwischen der auf die Feder wirkenden Kraft F und den gemessenen mechanischen Spannungen σ

Bei Verfahren 1 und 2 ist die rein elastische Verformung der Federelemente Voraussetzung für das lineare Sensorverhalten. Nur wenn die Auslenkung der Masse bzw. die in der Feder entstehenden mechanischen Spannungen in linearem Zusammenhang zur Trägheitskraft stehen, liefert der Sensor ein lineares Ausgangssignal.

Dieser Zusammenhang gilt nicht für das Verfahren 3, die kraftkompensierte Messung (Abbildung 1.3). Dieses Verfahren baut auf Verfahren 1 oder 2 auf. Die Information über die

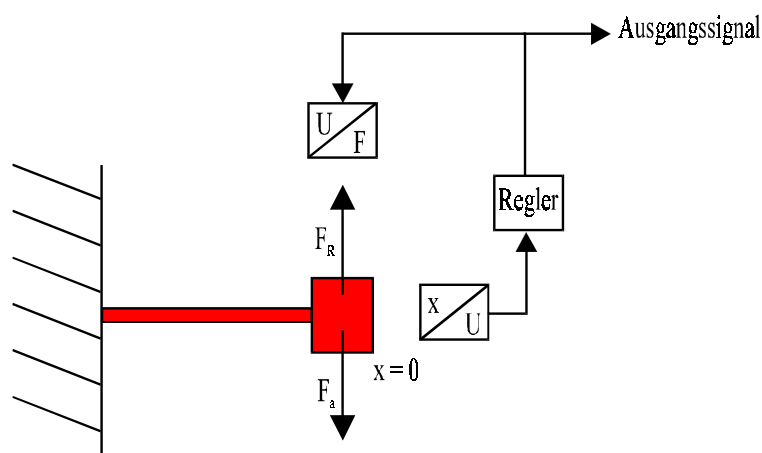


Abb. 1.3: Meßverfahren mit Kraftkompensation

Position der Masse bzw. die mechanische Spannung in der Feder wird allerdings nicht direkt als Sensorsignal ausgewertet, sondern als Regelgröße einem Regler zugeführt. Der steuert ein Stellglied, das eine zusätzliche Kraft auf die Masse ausübt (U/F-Block). Die Größe der zusätzlichen Kraft F_R des Kraftstellgiedes wird so geregelt, daß sie die Trägheitskraft F_a genau kompensiert. Die Mas-

se wird im Gleichgewicht der Kräfte in ihrer Ruhelage geregelt. Da die zusätzliche Kraft in jedem Moment gleich der Trägheitskraft ist, kann das Ansteuersignal des Kraftstellgiedes als Ausgangssignal des Sensors verwendet werden. Die Federkonstante der Aufhängung geht bei diesem Verfahren ausschließlich in die Auswahl der Regelparameter ein und muß dort entsprechend berücksichtigt werden. Um die erforderliche Kompensationskraft zu erzeugen, werden wiederum meist kapazitive Verfahren eingesetzt. Ein elektrisches Feld zwischen Masse und Gegenelektrode erzeugt die notwendige Kraft elektrostatisch.

Die Beschleunigung ergibt sich aus:

$$a = \frac{F_R}{m} \quad (1.3)$$

Die bisher beschriebenen Verfahren zur Beschleunigungsmessung sind die Grundlage aller Beschleunigungssensoren und kommen sowohl bei feinwerktechnisch als auch bei mikro-systemtechnisch hergestellten Sensoren zum Einsatz. Aufgrund der oben beschriebenen Funktionsweise ergeben sich für mikrotechnisch hergestellte Sensoren die folgenden Vorteile:

1. Der Werkstoff Silizium hat hervorragende mechanische Eigenschaften und bietet sich als Material für federnde Masseaufhängungen an.
2. Die Mikrosystemtechnik ermöglicht es, den Kondensatorspalt zwischen Masse und Gegenelektrode auf einige Mikrometer zu minimieren. So wird der kapazitive Nachweis der Masseposition bei technisch handhabbaren elektrischen Kapazitäten stark erleichtert. Auch die kapazitive Kraftkompensation über ein elektrisches Feld ist bei kleinen Abständen bereits mit Niederspannung möglich.
3. Die piezoresistive Eigenschaft des Grundmaterials Silizium läßt die Integration von Meßwandlern zum Nachweis mechanischer Spannungen direkt im Federelement zu.
4. Wie bereits oben dargestellt ist die in Beschleunigungssensoren nachgewiesene Trägheitskraft direkt zur Größe der Masse proportional. Die hochpräzisen Meßmethoden für Abstände und mechanische Spannungen erlauben aber dennoch die Miniaturisierung der Probemassen und damit des gesamten Sensors.
5. Die Halbleiter-Eigenschaften des Grundmaterials Silizium ermöglichen die einfache Realisierung elektrischer Verbindungen. Einfache Auswerteschaltungen, wie zum Beispiel die Wheatstone'sche Brücke, können leicht im Grundwerkstoff integriert werden.

Bis heute werden in der Mikrosystemtechnik zwei grundsätzlich verschiedene Verfahren zur Herstellung der Beschleunigungssensoren eingesetzt [Rei89]. Die Bulk-Mikromechanik strukturiert Massen und Federelemente im Inneren eines Silizium Wafers. Abbildung 1.2 zeigt einen in dieser Technologie hergestellten Sensor. Die Mehrzahl der bedeutsamen Beschleunigungssensoren dieser Technologie sind in 3-Lagen-Technik hergestellt [Sch95]. Dabei wird der mittlere Wafer, der das Feder-Masse-System enthält, durch anodisches Bonden, Silizium-Direktbonden oder Kleben mit einem oberen und unteren Wafer aus Glas oder Silizium verbunden [Mat93]. Die äußeren Wafer enthalten hierbei die notwendigen Elektrodenstrukturen und Anschlüsse, an denen die seismische Masse bei Überlast aufgefangen wird. Das Feder-Masse-System wird im mittleren Wafer mit Hilfe verschiedener Ätzverfahren strukturiert, wobei

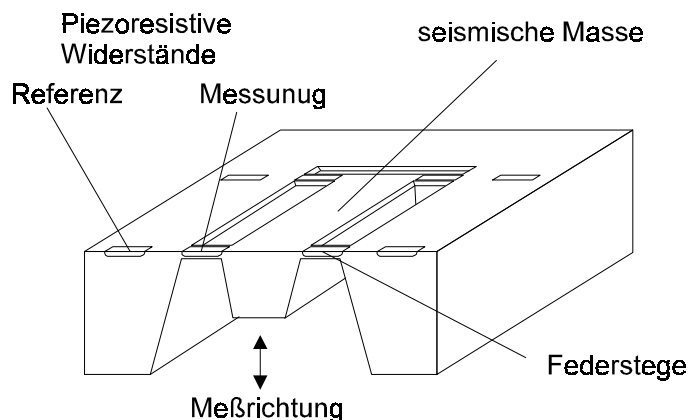


Abb. 1.2: Piezoresistiver Beschleunigungssensor in Bulk Mikromechanik (nach [Goo91])

jeweils lithographisch auf der Oberfläche des Wafers abgebildete Strukturen in die Tiefe übertragen werden [Ger91]. Zur Erzeugung des Sensorsignals werden entweder piezoresistive Widerstände in die Federstege eingebracht oder aber der Abstand der Masse zu den Gegenelektroden kapazitiv bestimmt [Rie92], [Deb95]. Auch der Betrieb in Kraftkompensation ist möglich. Der Vorteil der Bulk-Mikrotechnik ist die Möglichkeit, verhältnismäßig große

Massen zu realisieren, die eine hohe Empfindlichkeit des Sensors gewährleisten. Nachteilig sind der höhere Aufwand bei der Verbindung der verschiedenen Wafer, der größere Platzbedarf der Strukturen sowie der Preis für die benötigte größere Anzahl an Wafern. Sensoren, die in dieser Technologie hergestellt sind, können von verschiedenen Herstellern bezogen werden. Die Meßbereiche reichen von ca. 1 g bis 100 g. Eingesetzt werden diese Sensoren vor allem im Automobil, aber auch in der Medizintechnik und im Maschinenbau.

Der zweite Ansatz mikrotechnische Beschleunigungssensoren herzustellen ist die Oberflächenmikromechanik [Fri93]. Hierbei werden auf den Wafer zusätzlich aufgebraute Schichten zum Aufbau der Feder-Masse-Strukturen verwendet [Sch95]. Schichtdicken von bis zu 20 μm können durch die Abscheidung von polykristallinem Silizium erzeugt werden [Ris95]. Um dickere Schichten herzustellen, werden zwei Wafer verbondet und einer der beiden bis auf die gewünschte Dicke abgeschliffen. Beschleunigungssensoren dieser Technologie werden meist kapazitiv ausgelesen. Die Elektroden können sowohl horizontal über und unter der Masse angeordnet sein oder sie werden in Form von Gräben senkrecht zur Oberfläche strukturiert [Dos95], [Lem97]. Die Abbildung 1.3 zeigt den schematischen Aufbau derartiger Sensoren. Die Herstellungsmethode ist weitestgehend zur Fertigung der Mikroelektronikkomponenten kompatibel [Pet82b], [Bos96]. Eine Integration elektronischer Funktionen ist somit möglich. Das Verbinden verschiedener Wafer entfällt. Die Sensoren können nach der Fertigung in ein konventionelles Mikroelektronik-Gehäuse eingebaut werden [Kue94]. Weitere Vorteile dieser Technologie sind günstige Herstellungskosten, sowie ein hoher Miniaturisierungsgrad. Als nachteilig erweisen sich die im Vergleich zur Bulk-Mikromechanik kleinen Massen. Für Sensoren mit höchster Auflösung ist diese Technologie deshalb nicht geeignet. Auch diese Sensoren werden heute am Markt angeboten [Cor93]. Hauptanwendungsgebiet ist auch hier die Automobiltechnik. Die Sensoren werden mit Meßbereichen zwischen 1 und 50 g angeboten. Im

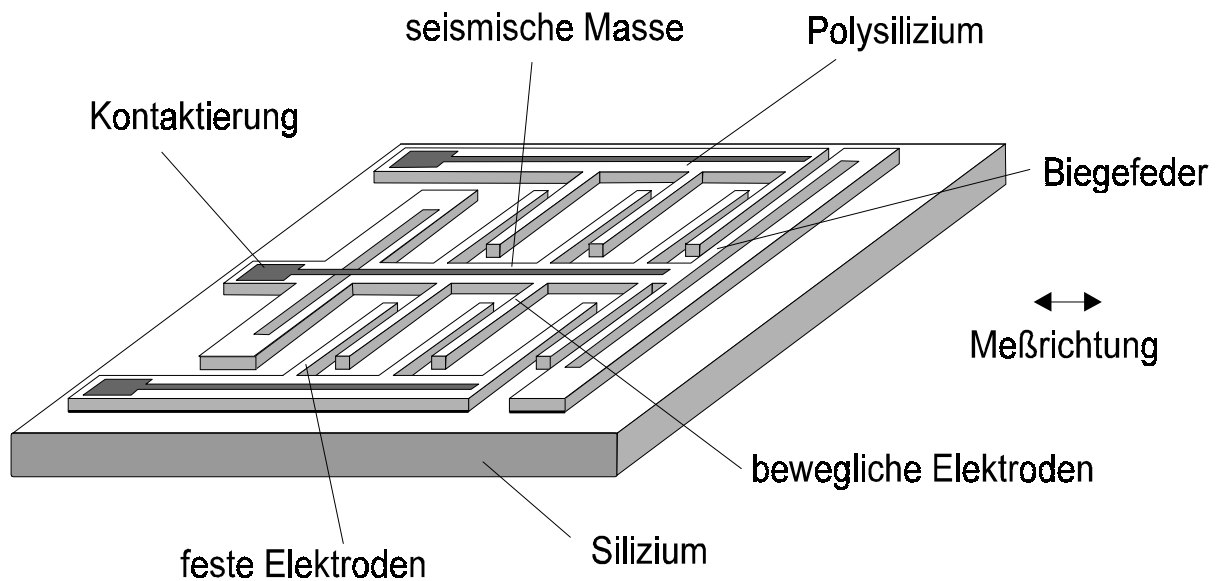


Abb. 1.3: Schematischer Aufbau eines Beschleunigungssensors in Oberflächenmikromechanik (nach [Sch95])

Bereich der Automobiltechnik nimmt der Marktanteil von Sensoren, die in Oberflächenmikrotechnik hergestellt sind, kontinuierlich zu [Sch95].

Unter den derzeit am Markt erhältlichen mikrotechnischen Beschleunigungssensoren erreichen Sensoren in Bulk-Mikromechanik mit kapazitiver Signalwandlung die höchste Auflösung [Smi95], [Cou93], [Rud90]. Die Sensoren haben einen Meßbereich von $\pm 1g$ und erreichen eine Auflösung von ca. $17 \mu g$ bei einer Bandbreite von 300 Hz. Für die Auswertung der Sensorsignale steht heute ein anwendungsspezifischer elektronischer Schaltkreis (ASIC: *Application Specific Integrated Circuit*) zur Verfügung [Leu90]. Dieser kann zusammen mit dem Sensor in ein gemeinsames Gehäuse eingebaut werden. So wird vermieden, daß elektromagnetische Störungen zwischen Sensor und Vorverstärker eingestrahlt werden können.

Mehrmals wurde bereits in der Literatur vorgeschlagen, die Auflösung von Beschleunigungssensoren mit Hilfe einer Tunnelstrecke zu verbessern [Roc93], [Roc94], [Roc95], [Zav96]. Die Tunnelstrecke nutzt den nur quantenmechanisch beschreibbaren Stromfluß zwischen zwei elektrischen Leitern, deren Abstand nur noch ca. $10^{-10} m$ beträgt. Der Strom ist exponentiell vom Abstand abhängig und ermöglicht es, Abstände mit einer Auflösung von bis zu $10^{-14} m$ zu messen [Gev92]. Verwendet man dieses Meßprinzip, um die Position der seismischen Masse eines mikrotechnischen Beschleunigungssensors zu bestimmen, so könnte die Auflösung des Sensors bis ca. $10^{-8} g$ gesteigert werden [Roc95]. Mit Funktionsmustern konnten Auflösungen bis ca. $10^{-6} g$ nachgewiesen werden [Roc95]. Diese Auflösung entspricht in etwa dem Wert, der

mit kapazitiven Sensoren in Bulk-Mikromechanik erreicht wird. Die Auflösung der Sensoren wird hierbei allerdings aus dem Rauschabstand extrapoliert, den die Sensoren bei einer Beschleunigung von 10^{-3} g erzielt haben [Liu97]. Ergebnisse von Messungen bei kleineren Beschleunigungen werden nicht vorgestellt.

Parallel dazu wird versucht, auch in Beschleunigungssensoren, die mit Oberflächenmikromechanik hergestellt sind, Tunnelstrecken zu integrieren. [Kob92], [Har98]. Auf Grund der begrenzten Größe der seismischen Masse sind die mit dieser Technologie hergestellten Sensoren nicht für höchste Auflösung geeignet. Ziel dieser Entwicklungen ist es vielmehr, die Auflösung der konventionellen Systeme mit erheblich kleineren Sensoren zu erreichen.

Alle bisher beschriebenen mikrotechnischen Sensoren mit Tunnelstrecke sind Funktionsmuster, die noch nicht alle Vorteile der mikrotechnischen Fertigung zum Nutzen exakter, reproduzierbarer und preiswerter Herstellung einsetzen. Die theoretische Grenze des Nachweisprinzips konnte noch nicht verwirklicht werden. Dies ist nur möglich, wenn alle in einem derartigen System auftretenden Effekte theoretisch bekannt sind und bei der Konstruktion berücksichtigt werden. Ziel dieser Arbeit ist es, alle physikalisch relevanten Effekte zu beschreiben und daraus gesicherte Designregeln für Beschleunigungssensoren mit Tunnelstrecke abzuleiten. Mit diesen Grundlagen werden Sensoren realisiert, deren Auflösung der theoretischen Vorhersage entspricht. Die Sensoren werden anschließend bis zu ihrer Auflösungsgrenze im Bereich von 10^{-6} g charakterisiert.

2. Der Tunneleffekt

Eine Tunnelstrecke stellt ein Wegmeßsystem höchster Genauigkeit dar. Der maximale Meßbereich des Systems ist zwar auf Abstände in der Größenordnung der Atomabstände beschränkt, innerhalb dieses Bereiches können aber Abstandsänderungen von ca. 10^{-14} m aufgelöst werden [Bai92]. Im folgenden soll auf die theoretischen Grundlagen des Effektes eingegangen werden. Ziel ist es, die für die Konstruktion von Sensoren wesentlichen Kenngrößen des Wandlerprinzips und deren Abhängigkeit von verschiedensten Parametern bereitzustellen. Weiterhin wird auf die Oberflächeneffekte eingegangen, die beim praktischen Einsatz der Tunnelstrecke in Sensoren das Meßergebnis beeinflussen können.

2.1 Physikalische Grundlagen

Der Tunneleffekt ist eines der Beispiele, in denen die Quantenmechanik ein direkt beobachtbares Ergebnis vorhersagt, das in klarem Widerspruch zur klassischen Physik steht. Ausschließlich mit Hilfe des Wellencharakters eines Teilchens ist beschreibbar, daß ein Teilchen der Energie E eine Potentialbarriere überwinden kann, deren Höhe V größer ist als die Energie des Teilchens. Nach klassischer Vorstellung hat das Teilchen keine Möglichkeit, die Barriere zu überwinden.

Der Aufbau des ersten Tunnelmikroskopes durch Binnig und Rohrer [Bin82] stellte die Möglichkeiten, die der Tunneleffekt in der technischen Umsetzung bietet, plastisch dar. Faszinierend ist auch in dieser technischen Anwendung die hohe Auflösung des Tunneleffektes, der erstmalig dreidimensionale Bilder der atomaren Welt ermöglicht.

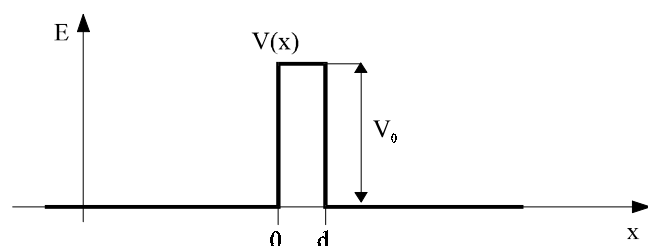


Abb. 2.1: Potentialschwelle
 $V(x)$: Energieverlauf der Schwelle

Die quantenmechanische Beschreibung eines sich in x -Richtung bewegenden Teilchens der Energie E ist die ebene Welle ψ . Trifft dieses Teilchen an eine Potentialbarriere der Höhe V und Breite d , so tritt der Tunneleffekt auf, wenn die Potentialbarriere V größer ist als die Energie E des Teilchens. Die Teilchenwelle teilt sich an der Barriere auf in die

reflektierte Welle ψ_R und in eine Welle ψ_T , die in die Barriere eindringt. Abbildung 2.1 stellt den Potentialverlauf, Abbildung 2.2 das Verhalten der ebenen Welle an der Barriere graphisch dar. Die Amplitude der eindringenden Welle ψ_T klingt innerhalb der Potentialschwelle exponen-

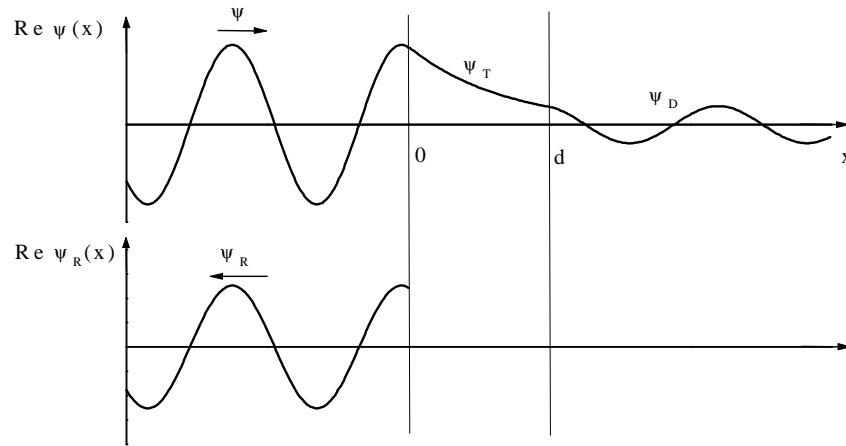


Abb. 2.2: Verhalten einer Teilchenwelle an einer rechteckigen Potentialschwelle

tiell ab und regt beim Austritt auf der anderen Seite der Barriere die Welle ψ_D an. Bedeutsam wird der Effekt, wenn die Wahrscheinlichkeitsdichte $|\psi|^2$ und damit im Falle vieler Teilchen die Teilchendichte nachweisbare Größenordnungen erreicht. Die Tunnelwahrscheinlichkeit T für das Durchdringen der Potentialbarriere ergibt sich als Quotient der Wahrscheinlichkeitsdichten vor und hinter der Schwelle näherungsweise zu [Che93]:

$$T = \frac{|\psi_D|^2}{|\psi|^2} = \frac{\psi_D \psi_D^*}{\psi \psi^*} \approx e^{-2 \frac{d}{\hbar} \sqrt{2m\Delta E}} \quad (2.1)$$

Hierbei ist m die Masse des Teilchens, $\Delta E = V - E$ die Differenz zwischen Energie des Teilchens und der Höhe der Barriere und \hbar die reduzierte Plancksche Konstante.

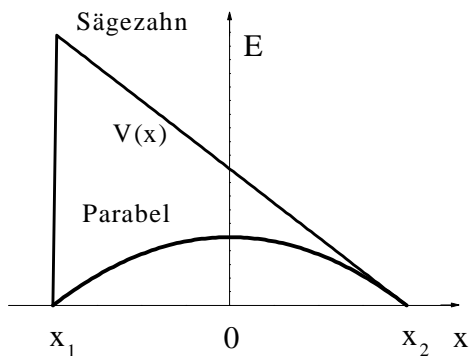


Abb. 2.3: Formen verschiedener Barrieren

Die in der Realität auftretenden Potentialschwellen weichen von der rechteckigen Form ab. Beliebige Formen von Potentialschwellen lassen sich durch eine Folge von rechteckigen Potentialschwellen approximieren. Die Tunnelwahrscheinlichkeit kann dann durch Integration über die Breite des Potentialberges ermittelt werden:

$$T = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V(x) - E_p)} dx} \Rightarrow e^{-2 \frac{\alpha d}{\hbar} \sqrt{2m\Delta E}} \quad (2.2)$$

Der Potentialverlauf wird hierbei von der Funktion $V(x)$ beschrieben, wobei die Barriere zwischen x_1 und x_2 definiert ist. Beim Auswerten des Integrales stellt man fest, daß verschiedene Schwellenformen lediglich in einem multiplikativen Faktor beim Exponenten der Gleichung 2.1 berücksichtigt werden müssen. Abbildung 2.3 stellt mögliche Formen von Potentialbarrieren dar. Die Integration ergibt für Sägezahnpotentiale mit einem Maximalwert V einen Faktor $\alpha = 1,89$. Parabelförmige Potentiale mit der Maximalhöhe V müssen durch einen Faktor $\alpha = 1,11$ berücksichtigt werden [Pau75].

2.2 Der Tunneleffekt zwischen Metallen

Bei der Anwendung im Sensor wird der Tunnelstrom zwischen zwei metallischen Leitern eingesetzt. Deshalb werden in diesem Abschnitt die für die Konstruktion benötigten Kenngrößen eines Metall-Isolator-Metall-Übergangs abgeleitet. Abbildung 2.4 zeigt das schematische Energiediagramm eines derartigen Übergangs, wobei die Energieniveaus von Metall 1 gegenüber Metall 2 durch eine äußere Spannung verschoben sind.

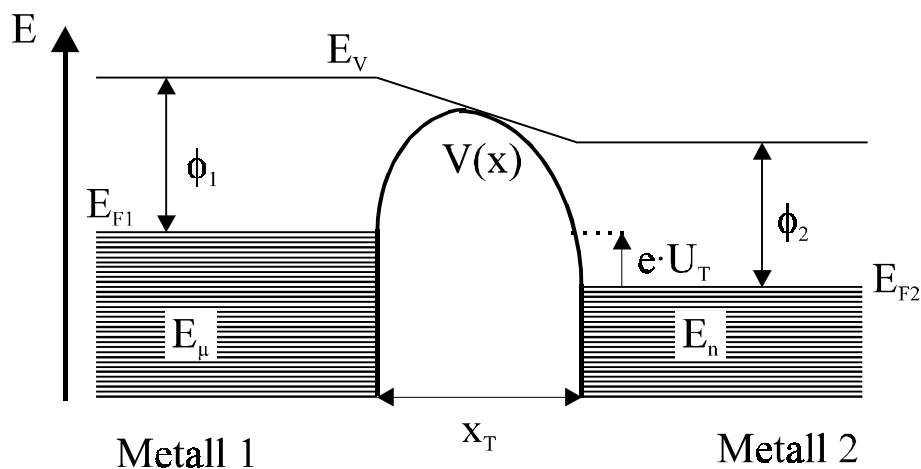


Abb. 2.4: Energiediagramm eines Metall-Vakuum-Metall-Übergangs

- E_v : Vakuum-Energieniveau
- $\phi_{1,2}$: Austrittsarbeit des jeweiligen Metalls
- $E_{F1,2}$: Fermi-Energieniveau des jeweiligen Metalls
- E_μ : Energiezustände des Metalls 1
- E_n : Energiezustände des Metalls 2
- U_T : Potentialdifferenz zwischen Metall 1 und Metall 2
- x_T : Schwellenbreite, Abstand der beiden Metalle
- $V(x)$: Energieverlauf der Potentialschwelle

Die Elektronen der beiden Metalle haben die Möglichkeit, durch die Barriere auf freie Energieniveaus des jeweils anderen Metalls zu tunneln. Die Energie bleibt hierbei im Normalfall erhalten. Es besteht allerdings die Möglichkeit, daß ein Elektron während des Tunnelvorganges einen Teil seiner Energie an andere Elektronen oder Photonen abgibt. Diese Prozesse treten mit geringer Wahrscheinlichkeit auf und werden in der Folge vernachlässigt. Ohne äußere Spannung wäre die Anordnung symmetrisch, die Ströme in beide Richtung wären gleich groß, der Nettostromfluß wäre gleich Null.

Physikalisch wird der resultierende Tunnelstrom I_T durch den Bardeen-Formalismus wie folgt beschrieben [Bar 61]:

$$I_T = \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{\mu, \nu} f(E_\mu) [1 - f(E_\nu + eU_T)] |M_{\mu, \nu}|^2 \delta_{E_\mu, E_\nu} \quad (2.3)$$

$f(E)$ ist dabei die Fermifunktion, e die Elementarladung und U_T die an den Elektroden angelegte Spannung. E_μ und E_ν ist die Energie des jeweiligen Zustandes in Metall 1 bzw 2. Das Matrixelement $|M_{\mu, \nu}|^2$ beinhaltet die Tunnelwahrscheinlichkeit. δ ist das Kroneckersymbol. Es stellt sicher, daß nur über Tunnelvorgänge auf gleichem Energieniveau summiert wird. Die Fermifunktion $f(E_\mu)$ beschreibt die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes der Energie E_μ in Metall 1,

die Funktion $1 - f(E_\nu + eU_T)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit eines unbesetzten Zustands in Metall 2, der dem besetzten in Metall 1 auf gleichem Energieniveau gegenübersteht.

Bei kleiner Tunnelspannung U_T und niedriger Temperatur läßt sich Gleichung (2.3) in die anwendungsnähere Form

$$I_T = k_2 \cdot A_{eff} U_T \frac{k_1}{x_T} e^{-2k_1 x_T} \quad \text{mit:} \quad k_1 = \frac{\alpha}{\hbar} \sqrt{2m_e \Delta E} \quad (2.4)$$

überführen [Bai92]. A_{eff} ist dann die zum Tunneleffekt beitragende Elektrodenfläche und x_T der Abstand zwischen den Elektroden. Abbildung 2.4 verdeutlicht, daß die Schwellenhöhe ΔE in Gleichung (2.4) bei gleichem Elektrodenmaterial durch die Austrittsarbeit ϕ des Elektrodenmaterials ersetzt werden kann.

Für die Konstante k_2 findet man in der Literatur verschiedene Werte. Sie schwanken zwischen $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ 1}/\Omega$ [Bai92] und $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ 1}/\Omega$ [Her89]. Der Wert für k_2 ist allerdings nur von theoretischer Bedeutung. Verschiedene Werte für k_2 verschieben den Absolutwert des Tunnelabstandes.

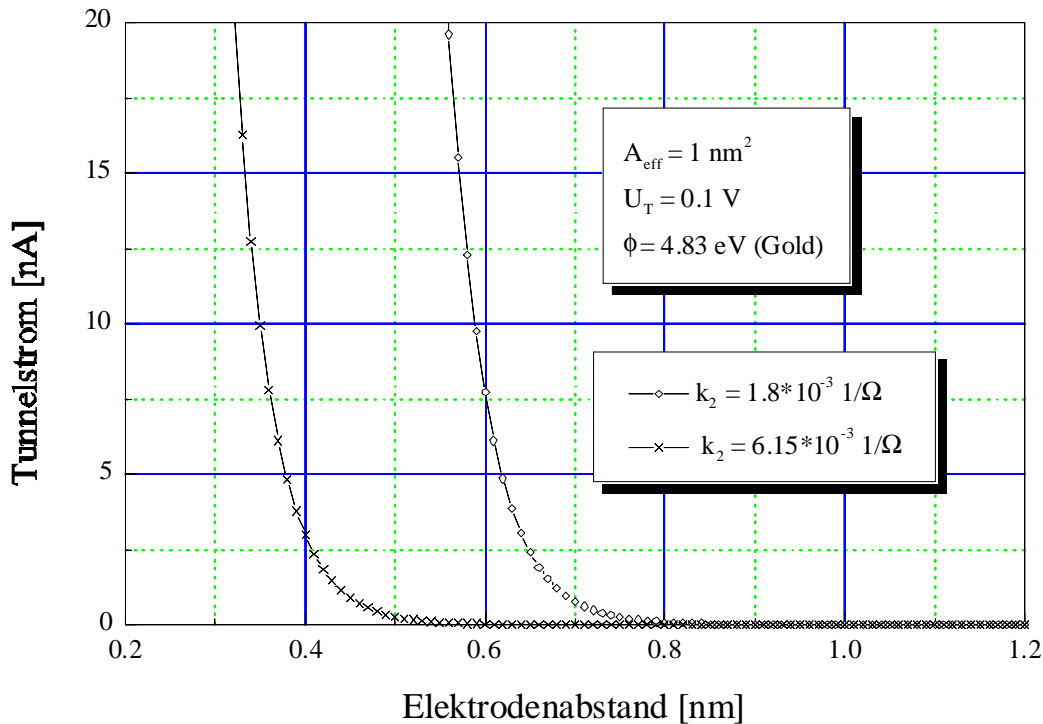


Abb. 2.5: Tunnelstromkennlinie mit verschiedenen Werten von k_2

Dieser aber ist in der Praxis ohne Bedeutung. Es werden nur relative Werte gemessen. Die dominierende Funktion in Gleichung (2.4) ist wieder die bereits aus Gleichung (2.1) bekannte exponentielle Abhängigkeit des Tunnelstromes vom Abstand der beiden Elektroden.

Abbildung 2.5 zeigt die aus Gleichung (2.4) errechnete Abhängigkeit des Tunnelstroms vom Elektrodenabstand. Berechnet werden die Tunnelkennlinien für das Material Gold, das eine Austrittsarbeit von 4,8 eV ($e = \text{Elementarladung}$) aufweist. Abbildung 2.5 zeigt, daß zum Betrieb einer Tunnelstrecke der Abstand zwischen zwei Elektroden auf unter 10^{-9} m eingestellt werden muß, um einen meßbaren Tunnelstrom zu erzielen. Dies ist nur möglich, wenn die Annäherung von einem Regelsystem gesteuert wird. Das System hat die Aufgabe, einen vorgegebenen Sollwert für den Tunnelstrom durch aktive Regelung des Ortes einzustellen. Zur Wahl geeigneter Regelparameter ist es erforderlich, die Empfindlichkeit $E_T = \partial I_T / \partial x_T$ der Tunnelstrecke durch die Differenzierung der Tunnelkennlinie abzuleiten:

$$E(x_T) = \frac{\partial I_T}{\partial x_T} = -\left(\frac{1}{x_T} + k_1\right) \cdot k_2 A_{\text{eff}} U_T \frac{k_1}{x_T} e^{-2k_1 x_T} = -\left(\frac{1}{x_T} + k_1\right) \cdot I_T(x_T) \quad (2.5)$$

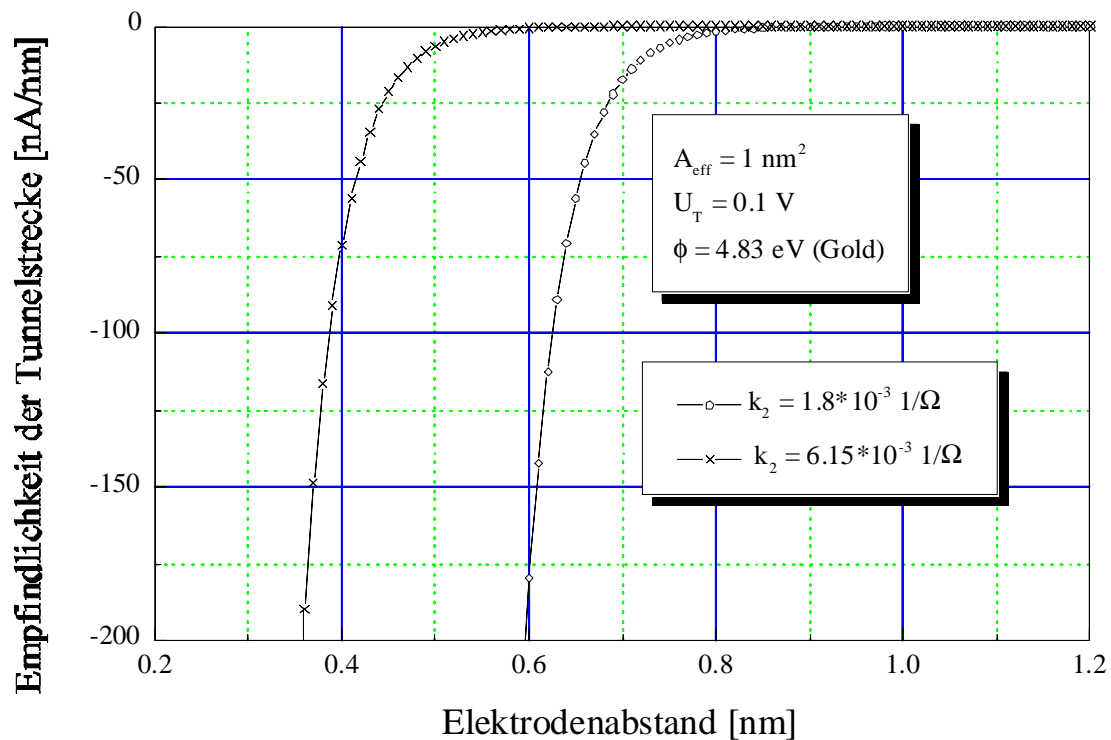


Abb. 2.6: Empfindlichkeit des Tunnelstromes in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand

Abbildung 2.6 zeigt die sich aus Gleichung (2.5) ergebenden Kennlinien. Der Verlauf der Kurven macht deutlich, daß empfindliche Vorverstärker, die in der Lage sind, Stromänderungen im Bereich von 10^{-12} Ampere zu messen, Abstandsänderungen bis zu 10^{-14} m auflösen können. Die Darstellung zeigt auch, daß unterschiedliche Werte der Konstante k_2 lediglich zu einer Verschiebung der Kurve entlang der x-Achse führen. Der Verlauf der Kurven wird nicht beeinflußt. Die Definition des Absolutabstandes in dieser Größenordnung erscheint unter Berücksichtigung der Vorstellungen von Größe und Abstand einzelner Atome bedeutungslos.

Zur Dimensionierung der Antriebseinheit, die in der Lage ist, die beiden Elektroden geregelt anzunähern, muß ein Arbeitspunkt in Form eines geeigneten Tunnelstromes festgelegt werden. Hierzu ist es sinnvoll, die Empfindlichkeit in Abhängigkeit vom Tunnelstrom darzustellen. Die in Abbildung 2.6 dargestellten Kurven müssen also mit Hilfe der Tunnelkennlinie umgerechnet werden. Abbildung 2.7 zeigt die Ergebnisse.

In dieser Darstellung wird nochmals deutlich, daß die Empfindlichkeit nahezu unabhängig vom tatsächlichen Wert der Konstante k_2 ist. Dieses Ergebnis ist von großer Wichtigkeit, da die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke wesentlich die Regelstrecke beeinflußt, welche die Aufgabe

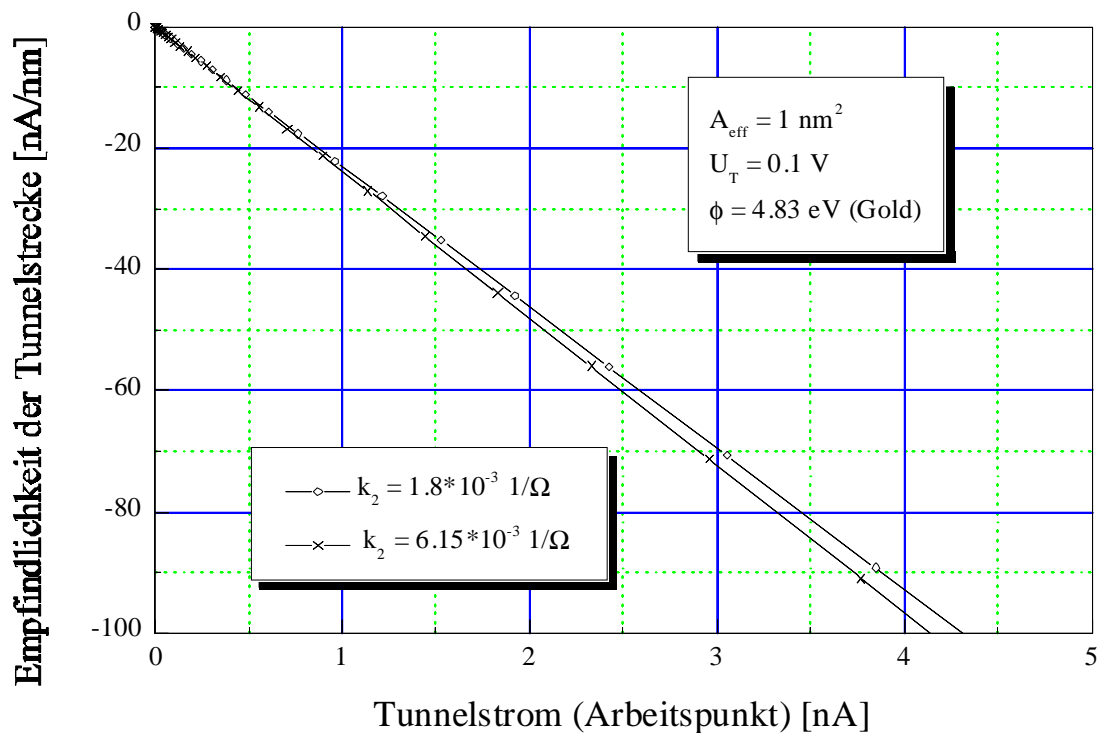


Abb. 2.7: Empfindlichkeit der Tunnelstrecke in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt

hat, den Tunnelstrom konstant zu halten. In den weiteren Darstellungen wird nicht mehr zwischen unterschiedlichen Werten für k_2 unterschieden. Weiterhin wird deutlich, daß der Betrag der Empfindlichkeit direkt proportional zum Tunnelstrom ist. Große Tunnelströme, das heißt kleine Elektrodenabstände, liefern große Empfindlichkeiten der Tunnelstrecke.

2.3 Der Einfluß von Oberflächeneffekten

Alle bisherigen Betrachtungen zur Empfindlichkeit der Tunnelstrecke bezogen sich auf Gold mit einer Austrittsarbeit von 4,83 eV als Elektrodenmaterial. Die Literaturwerte für Austrittsarbeit verschiedener Materialien sind sehr unterschiedlich. Ursache sind verschiedene Oberflächeneffekte, die den tatsächlichen Wert der Austrittsarbeit beeinflussen. Abbildung 2.8 zeigt den starken Einfluß der Austrittsarbeit auf die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke. Im folgenden werden also Oberflächeneffekte untersucht, welche direkt auf die Austrittsarbeit und damit auf

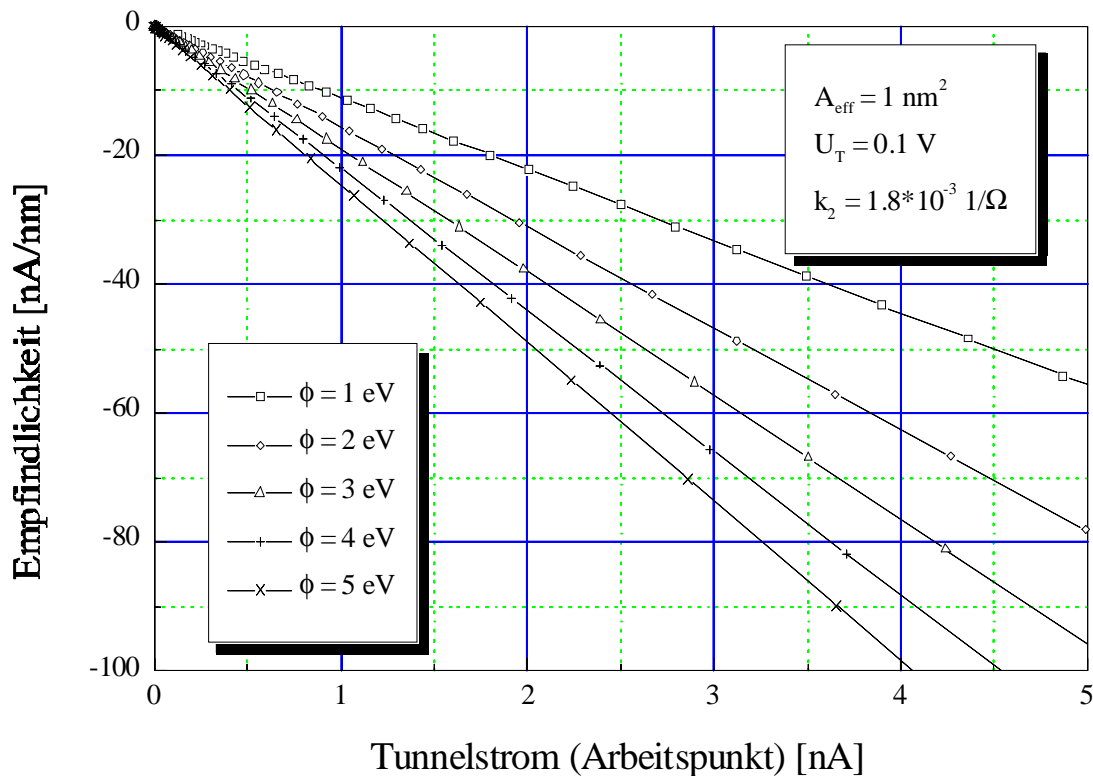


Abb. 2.8: Empfindlichkeit der Tunnelstrecke in Abhängigkeit von der Austrittsarbeit des Elektrodenmaterials die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke Einfluß nehmen.

2.3.1 Der Einfluß der Rauigkeit der Oberfläche auf die Austrittsarbeit

Die effektiv wirksame Austrittsarbeit ist abhängig von der Rauigkeit der Oberfläche. Wegen der atomaren Annäherung hängt insbesondere bei Tunnelversuchen der effektive Wert stark von der lokalen, atomaren Rauigkeit ab [Kit83], [Zan90].

In Metallen werden nach dem Modell von Smoluchowski die unbeweglichen Atomrümpfe als Träger der positiven Ladung von den beweglichen, negativ geladenen Elektronen umflossen. Bei Rauigkeiten in atomarer Dimension stehen die Atomrümpfe aus der Oberfläche sozusagen hervor und erzeugen Dipolmomente, welche die lokale Austrittsarbeit absenken [Hen91]. Derselbe Effekt führt dazu, daß die Austrittsarbeit von der Kristallorientierung des jeweiligen Abschnittes der Oberfläche abhängt. Jede kristallographische Fläche hat eine andere atomare Rauigkeit und damit eine spezifische Austrittsarbeit. Die Absenkung der Austrittsarbeit durch

die genannten Effekte kann bis zu einem eV betragen.

2.3.2 Der Einfluß adsorbierter Fremdatome auf die Austrittsarbeit

Die Überlegungen unter 2.2.1 legen nahe, daß auch auf der Oberfläche adsorbierte Fremdatome die wirksame Austrittsarbeit absenken. Die Stärke der Absenkung hängt hierbei vom Bedeckungsgrad der Oberfläche, aber auch von deren Struktur und Rauigkeit ab [Hen91]. Insbesondere bei Tunnelstrecken, in denen die Elektroden durch Luft voneinander getrennt sind, verändern die auf den Elektrodenflächen adsorbierten Wassermoleküle auf Grund ihres starken Dipolmomentes die Austrittsarbeit. Bei vollständiger Bedeckung der Oberfläche ergeben sich Änderungen bis zu 1,5 eV gegenüber der unbedeckten Oberfläche.

2.3.3 Der Einfluß der äußeren Feldstärke auf die Austrittsarbeit

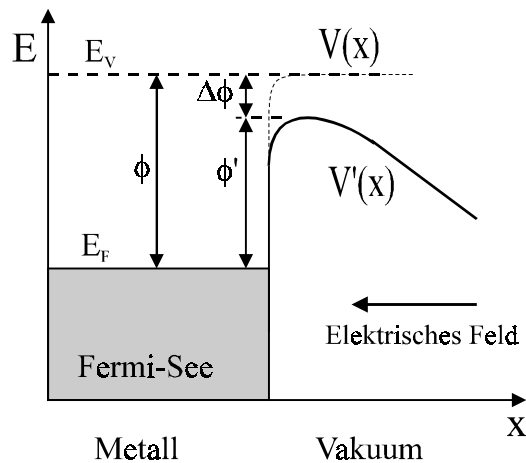


Abb. 2.9: Energiediagramm an einem Metall-Vakuum-Übergang bei Einwirken eines elektrischen Feldes

φ' : verminderte Austrittsarbeit
 $\Delta\varphi$: Verringerung der Austrittsarbeit
 Sonstige Formelzeichen wie in Abb. 2.4

Ein äußeres elektrisches Feld führt zu einem veränderten Potentialverlauf nahe der Oberfläche. Der veränderte Potentialverlauf ist schematisch in Abbildung 2.9 dargestellt. Die Verrundung des Potentialrandes hat die Absenkung der wirksamen Austrittsarbeit um den Betrag $\Delta\varphi$ zur Folge. Die Höhe der Absenkung $\Delta\varphi$ läßt sich wie folgt abschätzen [Koh82],[Kit83]:

$$\Delta\varphi = e \sqrt{\frac{e|E|}{4\pi\epsilon_0}} \quad (2.6)$$

$|E|$ ist hierbei der Betrag der wirksamen Feldstärke, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Bei Annahme üblicher Tunnelspannungen werden zwischen den

Elektroden einer Tunnelstrecke Feldstärken von bis zu 10^8 V/m erreicht. Die Austrittsarbeit würde sich entsprechend Gleichung (2.6) um ca. 0.4 eV absenken. In wie weit die Abschätzungen nach Gleichung (2.6) auch für die in Tunnelstrecken auftretenden kleinsten Abstände gelten, kann der Literatur nicht entnommen werden. Es ist aber zu vermuten, daß auch in diesem Fall die effektive Austrittsarbeit vermindert wird.

2.3.4 Der Einfluß der Topographie auf die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke

Die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke wurde in Abschnitt 2.1 als Steigung der Tunnelstromkennlinie im Arbeitspunkt definiert. Entscheidend ist, zu welcher Stromänderung eine kleine Änderung des Tunnelabstandes führt. In der Praxis wird der Abstand über ein Stellglied vorgenommen, an dessen Ende eine der beiden Tunnelelektroden befestigt ist.

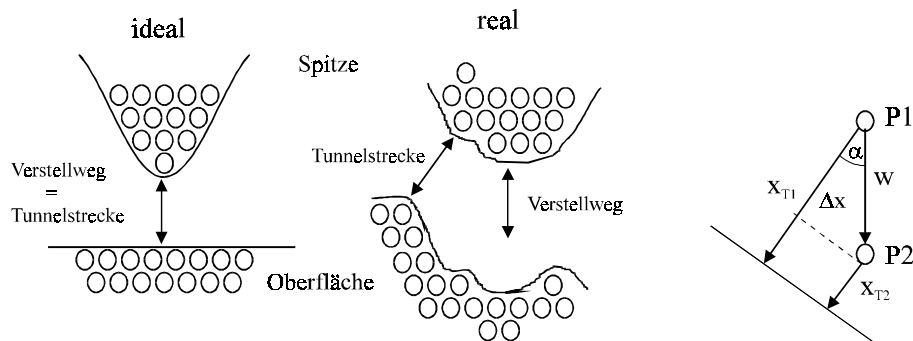


Abb. 2.10: Zusammenhang zwischen Verstellweg und Abstandsänderung bei Tunnelstrecken

Wie in Abbildung 2.10 dargestellt, kann insbesondere bei rauhen Oberflächen die tatsächliche Tunnelstrecke einen Winkel α zur Verstellrichtung des Stellgliedes bilden. Eine Wegänderung w des Stellgliedes führt dann nur zu einer Veränderung des Tunnelabstandes um $\Delta x = w \cos \alpha$. Bei stark rauhen Oberflächen ist es sogar denkbar, daß nach einer Wegänderung des Stellgliedes der kleinste Abstand der Elektroden an einer anderen Stelle auftritt und damit dort der maßgebliche Teil des Tunnelstromes fließt. Für die Tunnelstrecke bedeutet dieser Vorgang eine Verringerung der Empfindlichkeit. Das muß im Sensor vermindert werden, indem ebene Elektrodenflächen verwendet werden.

2.3.5 Feldemission an Tunnelspitzen

In der Praxis werden Tunnelstrecken meist so realisiert, daß eine der beiden Elektroden in Form einer Tunnelspitze ausgeführt ist. Insbesondere bei Tunnelmikroskopen ist ein minimaler Spitzenradius notwendig, um neben der hohen Auflösung der Tunnelstrecke senkrecht zur Oberfläche auch eine gute laterale Auflösung während der Abrasterung der Oberfläche zu erhalten. Die Verwendung einer Spitze im Sensor hat den Vorteil, daß die Position der Tunnelstrecke besser eingestellt werden kann als bei der Verwendung zweier flacher Elektroden. Zwischen Tunnelspitze und Gegenelektrode muß eine Tunnelspannung angelegt werden, um den Nettostrom in eine Richtung zu erzeugen. Diese Spannung führt auf Grund der Geometrie im Nahbereich der Spitze zu einem starken elektrischen Feld. Abbildung 2.11 a zeigt den

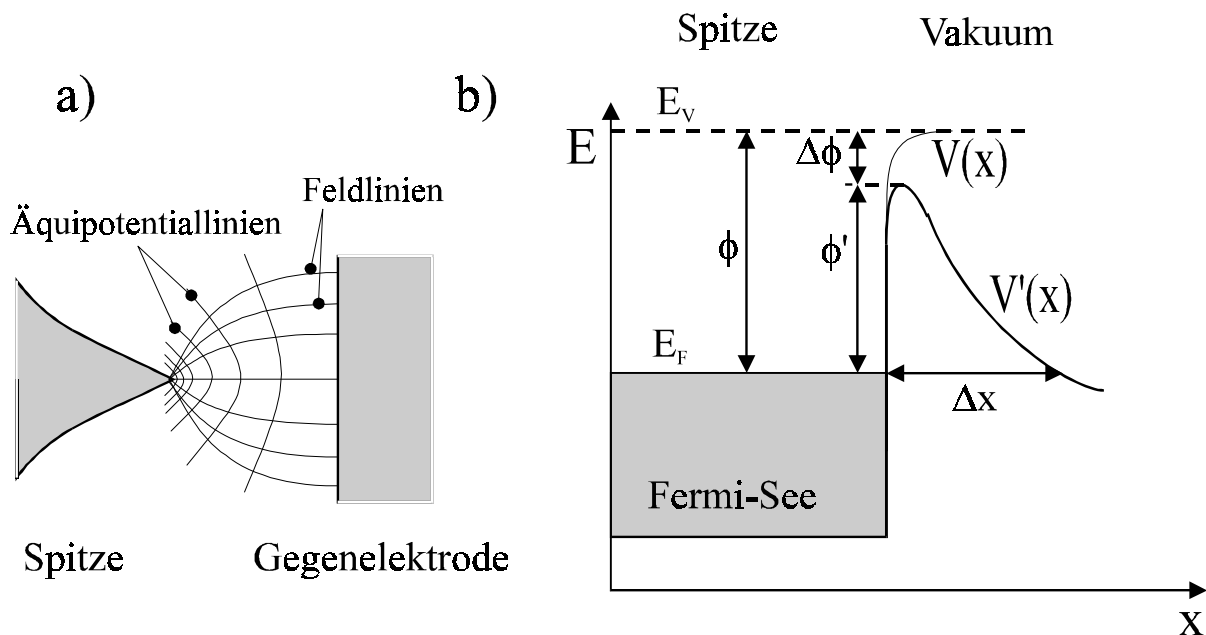


Abb. 2.11: a) Ausbildung eines elektrischen Feldes zwischen Spitze und Gegenelektrode bei angelegter Spannung
 b) zugehöriges Energiediagramm am Übergang von Spitze zum Vakuum
 Formelzeichen wie in Abb. 2.8

Verlauf der Feld- und Äquipotentiallinien in der Nähe der Spitze. In Abbildung 2.11 b sind die energetischen Verhältnisse an der Spitze dargestellt. $V(x)$ beschreibt den Potentialverlauf ohne äußeres Feld. Elektronen des Fermi-Sees werden von einer Barriere unendlicher Breite zurückgehalten und können nur ins Vakuum austreten, wenn sie die gesamte Austrittsarbeit aufbringen. Ein äußeres elektrisches Feld verändert den Potentialverlauf zu $V'(x)$. Die Höhe der Potentialschwelle vermindert sich um $\Delta\phi$ auf die neue Austrittsarbeit ϕ' . Die ehemals unendliche Breite der Barriere verringert sich auf den Wert Δx . Elektronen können nun auch ohne Zufuhr äußerer Energie aufgrund des Tunneleffektes das Material verlassen.

Die Möglichkeit, freie Elektronen ausschließlich mit elektrischen Feldern zu erzeugen, kommt unter anderem in den Feldemissionskathoden der Elektronenmikroskope zum Einsatz. Bei Tunnelstrecken muß der Effekt vermieden werden, da die Stärke des Feldes lediglich von der angelegten Spannung und dem Spitzenradius nicht aber vom Abstand der Elektroden abhängt. Das Auftreten von Feldemission kann unterbunden werden, wenn die Tunnelspannung $U < \phi/e$ gewählt wird. In diesem Fall sinkt der Potentialverlauf im Vakuum nie unter den Wert des Fermi-niveaus.

2.4 Kräfte zwischen den Elektroden der Tunnelstrecke

Die Tunnelstrecke soll als Weg-sensitives Element in einem Beschleunigungssensor verwendet werden. Hierzu wird eine der Tunnelelektroden auf der Testmasse und die andere am Gehäuse angebracht. Jede zwischen den Elektroden der Tunnelstrecke wirksame Kraft lenkt nun die Masse ebenso aus wie eine von außen wirkende Beschleunigung. Dies führt zu unerwünschten Ausgangssignalen des Sensors. Im folgenden Abschnitt werden deshalb die zwischen den Elektroden der Tunnelstrecke wirksamen Kräfte hinsichtlich ihrer Auswirkung auf das Sensor-signal untersucht.

2.4.1 Elektrostatische Kräfte

Im Modell des Plattenkondensators ergibt sich für die zwischen den Elektroden wirksamen Kräfte der folgende Zusammenhang:

$$F_E = \frac{\epsilon A U^2}{2s^2} \quad (2.7)$$

A ist hierbei die Fläche der Platten, s der Kondensatorspalt und U die elektrische Spannung am Kondensator.

Bei einer effektiven Fläche $A_{eff} = 1 \dots 100 \text{ nm}^2$, einer Tunnelspannung $U_T = 0,1 \text{ V}$ und einem Tunnelabstand $x_T = 0,7 \text{ nm}$ ergeben sich Kräfte in der Größenordnung von 10^{-11} bis 10^{-13} N . Bei einer Probemasse von ca. 100 mg entspricht das einer vorgetäuschten Beschleunigung von $0,1$ bis 10 ng . Der Effekt muß somit erst bei Sensoren berücksichtigt werden, die Beschleunigungen in diesem Bereich nachweisen können.

2.4.2 Van-der-Waals Kräfte

An Tunnelstrecken treten Van-der-Waals Kräfte hauptsächlich auf, wenn die Oberfläche der Elektroden mit Adsorbaten und Oxiden bedeckt sind. Die Größenordnung der wirksamen Kräfte wird für Tunnelstrecken auf 10^{-11} bis 10^{-8} N abgeschätzt [Bai92].

Diese Kräfte täuschen bei einem Sensor mit einer Masse von 100 mg Beschleunigungen zwischen 10 ng und $10 \text{ } \mu\text{g}$ vor. Die Menge der auf den Tunnelelektroden adsorbierten Fremd-

materialien hängt stark von den Umgebungsbedingungen ab. Es muß damit gerechnet werden, daß sich die Van-der-Waals Kräfte zwischen den Elektrodenflächen verändern und damit die Langzeitstabilität des Sensors beeinträchtigen. Dem kann nur abgeholfen werden, wenn der Sensor im Vakuum oder einer definierten Gasumgebung betrieben wird. Bei der Auswahl einer geeigneten Gehäusetechnik muß diesem Umstand Rechnung getragen werden.

2.5 Zusammenfassung der wesentlichen Kenndaten

Im folgenden werden die für den Einsatz von Tunnelstrecken in der Konstruktion von Beschleunigungssensoren wesentlichen Erkenntnisse kurz zusammengefaßt:

Der Tunneleffekt zwischen zwei Metallen ist geeignet, die Veränderung des Abstandes zwischen zwei Elektroden im Bereich von 10^{-14} m zu erfassen. Er ist somit zum Einsatz als hochauflösendes Meßsystem in mikrotechnischen Sensoren geeignet. Bei festgelegter Tunnelspannung ist der Tunnelstrom exponentiell vom Abstand abhängig.

Ein Tunnelstrom tritt auf, wenn zwei Elektroden im Abstand von unter 10^{-9} m zueinander positioniert werden. Bei der Konstruktion müssen hierfür geeignete Stellglieder vorgesehen werden.

Ein stabiler Tunnelzustand kann nur aufrecht erhalten werden, wenn der Abstand der Elektroden geregelt wird. Die dazu geeignete Regelgröße ist der Tunnelstrom.

Die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke ist vom Arbeitspunkt, d. h. bei stromgeregeltem Betrieb von der Wahl des Tunnelstromes, abhängig. Größere Tunnelspannungen erhöhen die Empfindlichkeit. Die Empfindlichkeit einer Tunnelstrecke beträgt bei einer Tunnelspannung von 0,1 V ca. 10 bis 30 A/m.

Die Austrittsarbeit der verwendeten Elektrodenmaterialien geht ebenfalls in die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke ein. Für ein festgelegtes Elektrodenmaterial ist die wirksame Austrittsarbeit von der Rauigkeit der Oberfläche und von der Bedeckung mit Oxiden und Adsorbaten abhängig. Die nicht exakt feststehende Empfindlichkeit der Tunnelstrecke muß bei der Auswahl der Regelparameter berücksichtigt werden.

Adsorbate und Oxide auf den Elektrodenflächen führen zu Kräften zwischen den Elektroden. Diese können bei Beschleunigungssensoren mit Tunnelstrecke das Meßsignal beeinflussen und

müssen berücksichtigt werden. Sich verändernde Umgebungsbedingungen führen zu zeitlich veränderlichen Kräften auf die Tunnelelektrode. Dies kann vermieden werden durch ein Gehäusekonzept, das definierte Umgebungsbedingungen am Ort der Tunnelstrecke schafft.

3. Sensorauflösung und Rauschbetrachtungen

In den Abschnitten 1 und 2 dieser Arbeit werden die wesentlichen theoretischen Zusammenhänge zum Funktionsprinzip von Beschleunigungssensoren einerseits und der Tunnelstrecke als hochauflösendes Ortsmeßgerät andererseits zusammengestellt. Wird eine Tunnelstrecke in Beschleunigungssensoren integriert, um die Position der seismischen Masse hochpräzise zu bestimmen, so erhält man Beschleunigungssensoren, die selbst mit kleiner seismischer Masse große Empfindlichkeit aufweisen.

Wäre die Nachweisgrenze der Beschleunigungssensoren allein durch die Auflösung der Tunnelstrecke gegeben, so könnte die in Abschnitt 2 angegebene Auflösung der Tunnelstrecke leicht mit Hilfe der Gleichung (1.1) in die Auflösung des Beschleunigungssensors umgerechnet werden. In der Realität treten allerdings weitere Rauschbeiträge hinzu, welche die Auflösung des Sensors zusätzlich begrenzen. Den größten zusätzlichen Beitrag zum Gesamtrauschen des Sensors liefert das thermische Rauschen der an Federstegen aufgehängten seismischen Masse, die in den Sensoren zum Nachweis der Beschleunigung über die Trägheitskraft eingesetzt wird [Roc94], [Gab93], [Har98].

Das Phänomen des thermischen Rauschens tritt in allen Systemen auf, die physikalisch als gedämpfte Oszillatoren beschrieben werden können. Der Zusammenhang zwischen Dämpfung und Rauschen wird durch das Fluktuations-Dissipations-Theorem beschrieben. Dessen Kernaussage lautet: Tritt in einem System Dämpfung auf, das heißt, verliert das System Energie nach außen, so bedeutet dies gleichzeitig auch, daß die Gesamtenergie des Systems statistischen Schwankungen unterworfen ist [Cal51]. Diese Schwankungen führen dazu, daß das System mechanische Bewegungen ausführt, auch wenn es nur über das Dämpfungselement mit der Außenwelt verbunden ist. In der mathematischen Beschreibung wird dem dadurch Rechnung getragen, daß jedem Dämpfungsglied eine Rauschquelle in Form einer zusätzlichen Anregungskraft parallelgeschaltet wird [Gab93].

Für ein reales gedämpftes Schwingungssystem, wie es ein Beschleunigungssensor darstellt, bedeutet das, daß sich das System bei allen Temperaturen oberhalb des absoluten Nullpunktes thermisch bewegt. Bewegungen, die durch zusätzliche äußere Kräfte im Sensor angeregt werden, können erst dann nachgewiesen werden, wenn Sie die Größenordnung der thermischen Bewegungen übersteigen.

Das thermische Rauschen der seismischen Masse tritt in allen Beschleunigungssensoren auf. Auf die erreichbare Sensorauflösung wirkt sich dieser Effekt allerdings erst dann aus, wenn in mikrotechnischen Sensoren kleine seismische Massen mit hochauflösenden Ortsmeßverfahren

ausgelesen werden. Nur in diesem Fall haben die nachzuweisenden Auslenkungen die Größe der thermischen Bewegung.

Inhalt dieses Kapitels ist die analytische Abschätzung aller wesentlichen Rauschbeiträge zum Gesamtrauschen des Sensors. Besonders berücksichtigt wird hierbei das thermische Rauschen aller beweglichen mechanischen Strukturen. Hierzu werden die verschiedenen Rauschanteile in die Übertragungsfunktion des Sensors eingesetzt und damit die äußere Beschleunigung errechnet, die diesem Rauschen entspricht.

3.1 Übertragungsfunktion des Sensors

Um einen Beschleunigungssensor für einen vorgegebenen Einsatzzweck zu konzipieren, muß dessen Nachweisgrenze in Abhängigkeit von der Frequenz festgelegt werden. Dazu wird die Übertragungsfunktion des Sensors benötigt. Mit ihr können die an verschiedenen Stellen angreifenden Rauschquellen in eine dem Rauschen entsprechende äußere Beschleunigung umgerechnet werden [Roc93]. Dieses Verfahren ist insbesondere deshalb erforderlich, weil in Beschleunigungssensoren mit Tunnelstrecke meist zwei schwingungsfähige Feder-Masse-Systeme vorhanden sind. Beide zeigen in ihrem Übertragungsverhalten starke Resonanzen. Abbildung 3.1 stellt den schematischen Aufbau eines Beschleunigungssensors mit Tunnelstrecke schematisch dar.

Das erste Feder-Masse-System besteht aus der seismischen Masse m an einer Aufhängung mit der Federkonstante k . Ein zweites schwingungsfähiges System stellt der Biegebalken dar, an dem die Tunnelspitze befestigt ist. Diese Anordnung macht es möglich, die Tunnelspitze an die seismische Masse anzunähern. Das Feder-Masse-System des Biegebalkens wird durch die Masse m_t und die Feder der Stärke k_t beschrieben. Die frequenzabhängige Übertragungs-

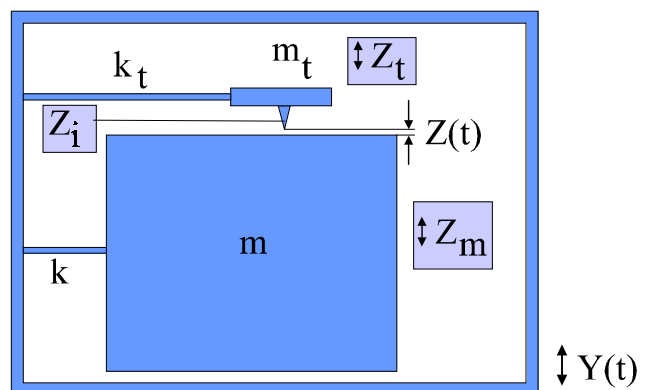


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau eines Beschleunigungssensors mit Tunnelstrecke

funktion des Sensors beschreibt, wie eine zeitlich veränderliche Bewegung $Y(t)$ am äußeren Rahmen des Sensors auf den Abstand $Z(t)$ zwischen Biegebalken und seismischer Masse übertragen wird. Die äußere Bewegung $Y(t)$ repräsentiert die nachzuweisende äußere Beschleunigung, der zeitlich veränderliche Abstand $Z(t)$ wird über die Tunnelstrecke in das

Ausgangssignal gewandelt.

Für Rauschbetrachtungen ist wesentlich, welche äußere Bewegung $Y(t)$ vorgetäuscht wird, wenn die verschiedenen Rauschanteile dazu führen, daß der von der Tunnelstrecke gemessene Abstand $Z(t)$ statistischen Schwankungen unterworfen ist. Dieser Zusammenhang wird von der frequenzabhängigen Funktion $Y(Z)$ beschrieben.

Für Funktionen $Z(t)$, die harmonisch von der Zeit abhängen, kann die Übertragungsfunktion $Y(Z)$ analytisch in Abhängigkeit von der Frequenz hergeleitet werden. Hierzu werden zunächst die Einzelfunktionen errechnet, welche die Bewegung des Biegebalkens einerseits und die Bewegung der seismischen Masse andererseits in Abhängigkeit von der äußeren Bewegung wiedergeben. Diese Funktionen hängen jeweils stark von der Frequenz ab, da Sie das Resonanzverhalten der schwingungsfähigen Systeme berücksichtigen. Die gesuchte Übertragungsfunktion ist schließlich gleich der Differenz der beiden Funktionen.

Da ausschließlich der frequenzabhängige Verlauf der Funktion von Bedeutung ist, wird die Fourier-Transformierte der Funktion in Abhängigkeit der Kreisfunktion ω angegeben. Die Resonanzfrequenz ω_t des Biegebalkens ist auf Grund der kleineren Masse deutlich größer als die des Systems der seismischen Masse ω_m . Da der Sensor nur bis zur Resonanzfrequenz ω_m des Feder-Masse-Systems betrieben werden kann, wird die Übertragungsfunktion nur für Kreisfrequenzen ω berechnet, die deutlich kleiner als die Resonanzfrequenz ω_t des Biegebalkens sind. Für $\omega \ll \omega_t$ ergibt sich die Übertragungsfunktion $Y(\omega)$ zu:

$$Y(\omega) = \frac{Z}{\Omega_m^2} \sqrt{(1 - \Omega_m^2)^2 + \left(\frac{\Omega_m}{Q_m}\right)^2} \quad \text{für } \omega \ll \omega_t \quad (3.1)$$

$$\text{mit } \omega_{0m} = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

$$\Omega_m = \frac{\omega}{\omega_{0m}} \quad (3.2)$$

$$Q_m = \frac{\omega_{0m} m}{R}$$

Q_m ist hierbei die Güte, R die Dämpfung des Systems.

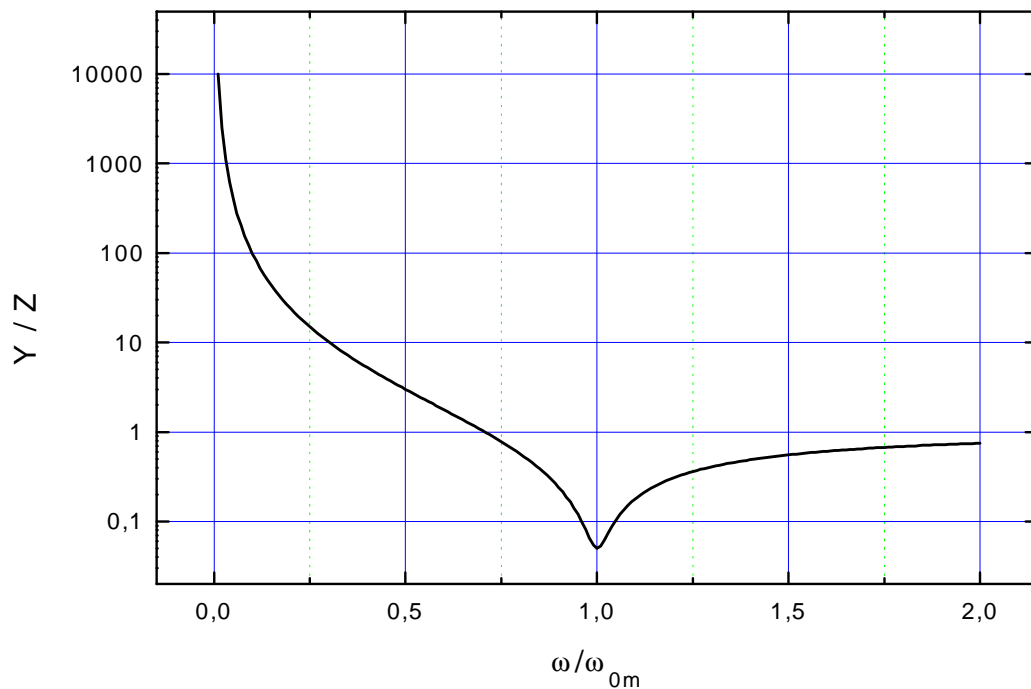


Abb. 3.2: Übertragungsfunktion in Abhängigkeit der Kreisfrequenz (Güte $Q_m = 10$)

Abbildung 3.2 zeigt den frequenzabhängigen Teil dieser Funktion in Abhängigkeit der Kreisfrequenz. Die Übertragungseigenschaften sind stark von der Frequenz abhängig, deutlich sichtbar die Resonanz der seismischen Masse. Die Güte des Schwingungssystems der seismischen Masse wurde bei der Berechnung willkürlich auf den Wert 10 festgelegt.

In diese Übertragungsfunktion (3.1) können die verschiedenen Rauschteile eingesetzt werden. Man erhält als Ergebnis die äußere Beschleunigung, die auf den Sensor einwirken müßte, um ein dem Rauschen entsprechendes Ausgangssignal zu liefern. Diese Beschleunigung stellt die Nachweisgrenze des Sensors bei der entsprechenden Frequenz dar.

3.2 Thermische Rauschbeiträge

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels dargestellt, kann das thermische Rauschen schwingungsfähiger Systeme beschrieben werden, indem jedem Dämpfungsterm des Systems eine Rausch-

3. SENSORAUFLÖSUNG und RAUSCHBETRACHTUNGEN

quelle in Form einer zusätzlichen Anregungskraft F_R parallelgeschaltet wird. Die Größe und Frequenzabhängigkeit der Anregungskraft wird über das Nyquist-Theorem beschrieben [Gab93], [Hey88]. Danach beträgt die Amplitude der Rauschkraft:

$$F_R = \sqrt{4k_B T R} \quad \text{mit} \quad k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \quad (3.3)$$

Hierbei ist k_B die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur und R der Dämpfungsterm der Schwingung. Das Frequenzspektrum dieser Kraft ist ein weißes Spektrum. Die Amplitude der Anregung ist bei allen Frequenzen gleich groß.

Mit Hilfe dieses Ansatzes für die Rauschkraft kann die Amplitude der Rauschschwingung der verschiedenen Feder-Masse-Systeme berechnet werden, indem für jedes System die entsprechende Bewegungsgleichung des getriebenen, gedämpften harmonischen Oszillators gelöst wird. Unter Berücksichtigung der Meßbandbreite B erhält man als Lösung die mittlere Rauschamplitude des Systems in Abhängigkeit der Frequenz.

Die mittlere Rauschamplitude Z_t des Biegebalkens mit Tunnelspitze beträgt danach:

$$Z_t = \sqrt{\frac{4k_B T B}{\omega_{0t} k_t Q_t [(1 - \Omega_t^2)^2 + (\frac{\Omega_t}{Q_t})^2]}} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \omega_{0t} &= \sqrt{\frac{k_t}{m_t}} \\ \Omega_t &= \frac{\omega}{\omega_{0t}} \\ Q_t &= \frac{\omega_{0t} m}{R} \quad R = \text{Dämpfungsterm} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Entsprechend ergibt sich die mittlere Rauschamplitude Z_m der seismischen Masse zu:

$$Z_m = \sqrt{\frac{4k_B T B}{\omega_{0m} k Q_m [(1 - \Omega_m^2)^2 + (\frac{\Omega_m}{Q_m})^2]}} \quad (3.6)$$

Die Variablen der Gleichung (3.6) sind entsprechend Gleichung (3.2) bezeichnet.

Abbildung 3.3 zeigt die nach Gleichung (3.4) und (3.6) errechneten Rauschamplituden der beiden Schwingungssysteme. Die Kurven wurden berechnet für die Meßbandbreite $B = 400$ Hz unter der Annahme folgender Systemparameter: $k = 900$ N/m, $m = 35 \cdot 10^{-6}$ kg, $k_t = 6$ kN/m, $m_t = 1 \cdot 10^{-6}$ kg. Diese Werte sind realistische Größen für einen mikrotechnischen Beschleunigungssensor mit Tunnelspitze. Sie entsprechen einer 6×6 mm_x großen und $500 \mu\text{m}$ dicken seismischen Masse, die an 4 ca. 1 mm langen Stegen aufgehängt ist. Die Stege sind $50 \mu\text{m}$ breit und $30 \mu\text{m}$ dick. Der Biegebalken der Tunnelspitze ist nach dieser Annahme 3 mm lang, $1,5$ mm breit und ca. $100 \mu\text{m}$ dick. Für beide Systeme wurde die Güte $Q_m = Q_t = 10$ angenommen. Die genaue Dimensionierung des Beschleunigungssensors wird in Kapitel 4 erläutert.

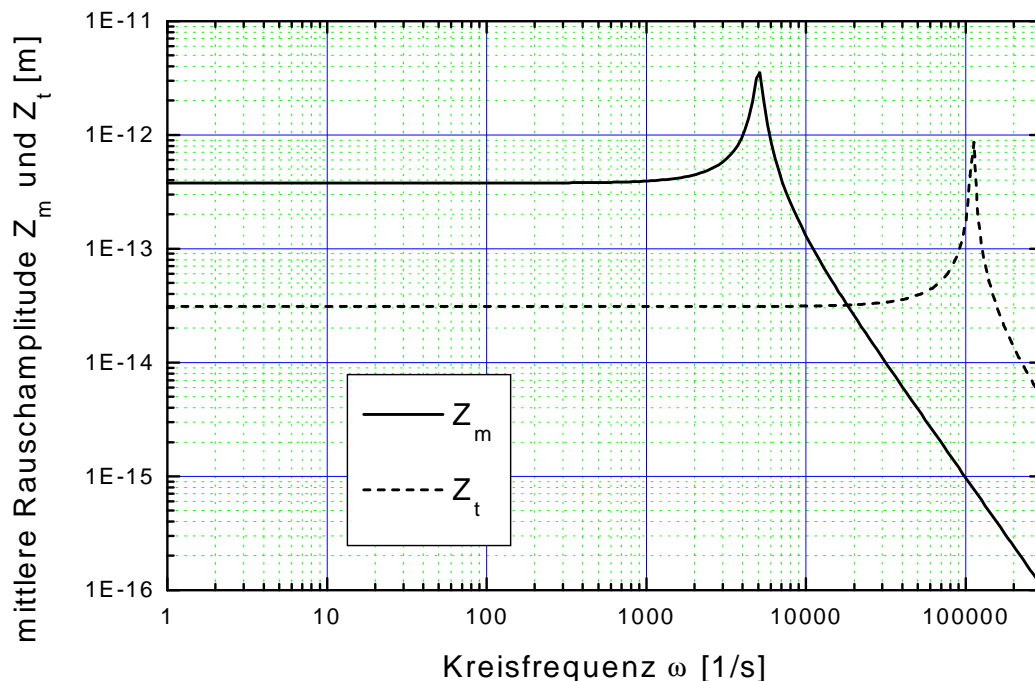


Abb. 3.3: Berechnete mittlere Rauschamplituden von seismischer Masse (Z_m) und Biegebalken (Z_t) in Abhängigkeit der Kreisfrequenz ω . Bandbreite B : 400 Hz, Systemparameter: $k = 900$ N/m, $m = 35 \cdot 10^{-6}$ kg, $k_t = 6$ kN/m, $m_t = 1 \cdot 10^{-6}$ kg, $Q_m = Q_t = 10$

3. SENSORAUFLÖSUNG und RAUSCHBETRACHTUNGEN

Wie zu erwarten, ist die Amplitude stark von der Frequenz abhängig. Zwar werden alle Frequenzen mit derselben Kraftamplitude angeregt, die Oszillatoren reagieren aber auf die Anregung mit ihrem charakteristischen Resonanzverhalten und verstärken die Schwingungsamplituden stark in der Nähe ihrer Resonanzstelle. Die seismische Masse schwingt im simulierten Fall mit einer um etwa den Faktor 10 größeren Amplitude als der Biegebalken mit Tunnelspitze.

Das äquivalente Beschleunigungsrauschen wird bestimmt, indem die Rauschamplituden in die Übertragungsfunktion (3.1) eingesetzt werden. Durch zweimaliges Ableiten der Funktion nach der Zeit erhält man aus der Schwingungsamplitude $Y(\omega)$ die entsprechende Beschleunigungsamplitude $A(\omega)$. Das thermische Rauschen des Biegebalkens führt also zum äquivalenten Beschleunigungsrauschen $A_t(\omega)$ des Beschleunigungssensors:

$$A_t(\omega) = \omega_{0m}^2 \sqrt{\frac{4k_B T B [(1 - \Omega_m^2)^2 + \frac{\Omega_m^2}{Q_m^2}]}{\omega_{0t} k_t Q_t [(1 - \Omega_t^2)^2 + \frac{\Omega_t^2}{Q_t^2}]}} \quad (3.7)$$

Entsprechend ergibt sich das aus dem thermischen Rauschen der Tunnelspitze abgeleitete äquivalente Sensorrauschen $A_m(\omega)$ zu:

$$A_m(\omega) = \sqrt{\frac{4k_B T B \omega_{0m}}{m Q_m}} \quad (3.8)$$

Abbildung 3.4 zeigt die berechneten Amplituden des äquivalenten Sensorrauschens in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz. Es fällt auf, daß die Amplitude A_m des Rauschanteils der seismischen Masse nicht von der Frequenz abhängt. Die Frequenzabhängigkeit fällt weg, da die Resonanzeigenschaften des Schwingungssystems sowohl in die Übertragungsfunktion als auch in die Amplitude der thermischen Schwingung eingehen. Der Anteil des Sensorrauschens, der vom Biegebalken herrührt, zeigt eine deutliche Resonanzstelle bei einer Kreisfrequenz von ca. 5000 1/s. Es handelt sich um die erste Resonanz des Systems der seismischen Masse. Sie bestimmt die Übertragungsfunktion und geht so auch in das Rauschspektrum ein.

Beschleunigungssensoren können Beschleunigungen nachweisen, deren Frequenz kleiner als die erste Resonanz der seismischen Masse sind. An der Resonanzstelle kann kein stabiler Arbeitspunkt eingestellt werden. In diesem Frequenzbereich bestimmt beim betrachteten Beschleunigungssensor das thermische Rauschen der seismischen Masse das Sensorrauschen

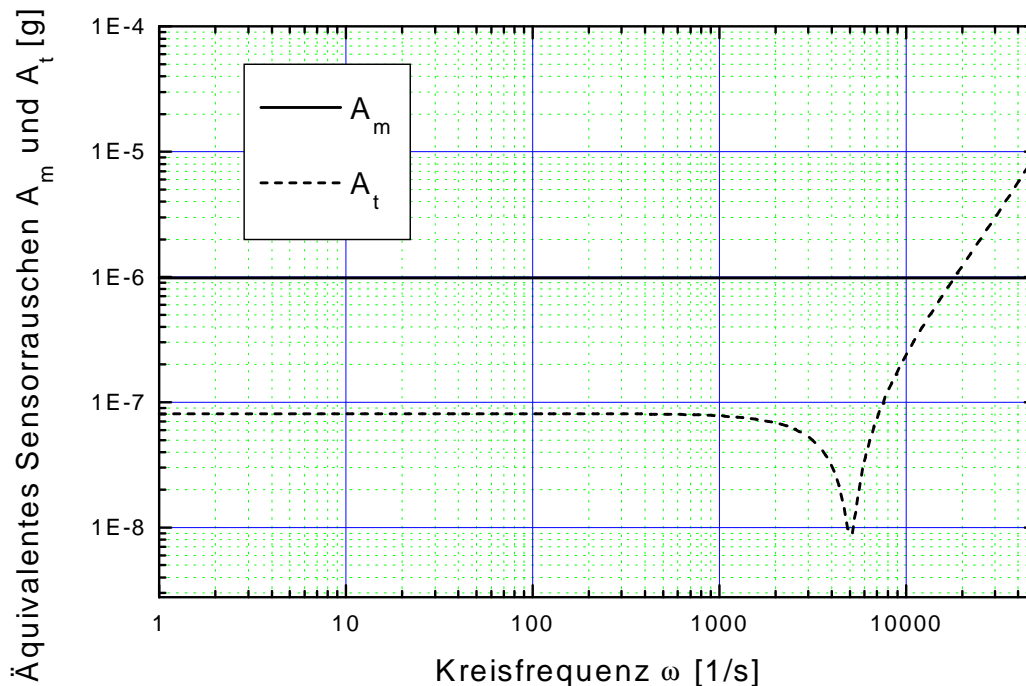


Abb. 3.4: Berechnetes äquivalentes Sensorrauschen von seismischer Masse (A_m) und Biegebalken (A_t) in Abhängigkeit der Kreisfrequenz ω . Parameter wie in Abbildung 3.3.

und legt somit die Nachweisgrenze des Sensors zu 10^{-6} g fest. Das thermische Rauschen des Biegebalkens liefert einen Beitrag, der für Kreisfrequenzen unter 2000 1/s um mehr als den Faktor 10 kleiner ist, und kann somit vernachlässigt werden.

3.3 Rauschen der Tunnelstrecke

Zu Beginn dieses Kapitels wurde geschildert, daß nach der übereinstimmenden Aussage verschiedener Autoren [Gab93], [Roc93], [Roc95], [Har98] die Auflösung von mikrotechnischen Beschleunigungssensoren mit Tunnelspitze durch das thermische Rauschen und nicht durch die Auflösungsgrenze der Tunnelstrecke bestimmt wird. Dennoch ist es erforderlich, die Rauschanteile der Tunnelstrecke zu untersuchen, um sie dann in der bekannten Weise mit Hilfe der Übertragungsfunktion in das äquivalente Beschleunigungsrauschen des Sensors umrechnen zu können.

3. SENSORAUFLÖSUNG und RAUSCHBETRACHTUNGEN

Im Kapitel 2 dieser Arbeit werden die Eigenschaften des Tunneleffektes untersucht und alle Kenndaten bereitgestellt, die beim Einsatz von Tunnelstrecken in Sensoren von Bedeutung sind. So wird auch die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke für verschiedene Arbeitspunkte hergeleitet. Nach den Daten aus Abbildung 2.6 ergibt sich, daß die Empfindlichkeit E_T der Tunnelstrecke ca. 23 nA/nm beträgt, wenn ein Tunnelstrom von 1 nA als Arbeitspunkt gewählt wird.

Der bestimmende Rauschanteil an Tunnelstrecken ist das Schrotrauschen des Tunnelstrom I_T [Roc95]. Die mittlere Amplitude I_R dieses Rauschanteiles ergibt sich zu [Roc95], [Kes82]:

$$I_R = \sqrt{2eI_TB} \quad \text{mit} \quad e = \text{Elementarladung} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad (3.9)$$

Mit Hilfe der Empfindlichkeit kann dieses Stromrauschen in eine entsprechende Rauschamplitude Z_I des Tunnelabstandes umgerechnet werden. Im Arbeitspunkt ($I_T = 1$ nA) ergibt sich bei einer Meßbandbreite $B = 400$ Hz:

$$Z_I = \frac{I_R}{E_T} = \frac{\sqrt{2eI_TB}}{E_T} = 1,56 \cdot 10^{-14} \text{ m} \quad (3.10)$$

Die Rauschamplitude ist von der Frequenz unabhängig und entspricht den in der Literatur angegebenen Auflösungsgrenzen für Tunnelstrecken [Bai92].

Geht man wie bei der Betrachtung des thermischen Rauschens vor, so kann auch die Rauschamplitude des Tunnelabstandes mit Hilfe der Übertragungsfunktion (3.1) in das äquivalente Beschleunigungsrauschen $A_i(\omega)$ des Sensors umgerechnet werden. Es ergibt sich:

$$A_i(\omega) = \omega_{0m}^2 \frac{\sqrt{2eI_TB}}{E_T} \sqrt{(1 - \Omega_m^2)^2 + \left(\frac{\Omega_m}{Q_m}\right)^2} \quad (3.11)$$

Abbildung 3.5 zeigt das Frequenzspektrum des Sensorrauschens, das sich aus dem Schrotrauschen der Tunnelstrecke ableitet. Die Daten wurden errechnet mit den oben angegebenen Daten für den Arbeitspunkt der Tunnelstrecke sowie den unter 3.2 angegebenen Parametern für die Schwingungssysteme.

Wiederum bestimmt die Resonanzstelle der Übertragungsfunktion das Frequenzspektrum der Rauschamplitude. Im Bereich unterhalb der Resonanz sind die Rauschbeiträge des Tunnelstroms allerdings um ca. den Faktor 25 kleiner als die Rauschbeiträge der seismischen Masse.

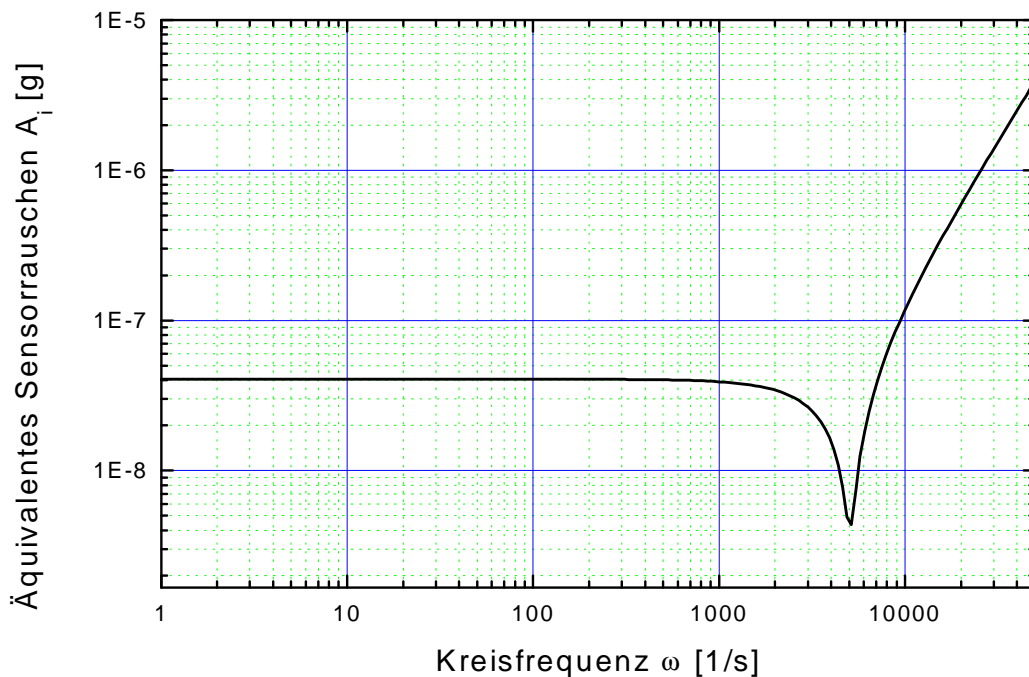


Abb. 3.5: Äquivalentes Sensorrauschen A_i verursacht vom Schrotrauschen des Tunnelstromes in Abhängigkeit der Kreisfrequenz ω . Parameter wie in Abbildung 3.3.

3.4 Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse

Die Betrachtung aller wesentlichen Rauschquellen eines Beschleunigungssensors mit Tunnelstrecke liefert zusammengefaßt die folgenden Ergebnisse:

Das thermische Rauschen der seismischen Masse liefert den größten Anteil zum Sensorrauschen und bestimmt die Auflösung.

Ein Beschleunigungssensor, dessen Feder-Masse-System aus einer Masse von $35 \cdot 10^{-6}$ kg an Federstegen mit der Federkonstante von 900 N/m besteht, kann Beschleunigungen bis $1 \mu\text{g}$ nachweisen.

Das Schrotrauschen der Tunnelstrecke hängt vom Tunnelstrom ab und begrenzt die Ortsauflösung der Strecke bei einem Tunnelstrom von 1 nA auf ca. 10^{-14} m.

3. SENSORAUFLÖSUNG und RAUSCHBETRACHTUNGEN

Der Beitrag des thermischen Rauschens der seismischen Masse zum Gesamtrauschen eines Beschleunigungssensors kann nach Gleichung 3.6 errechnet werden. Will man bei vorgegebener Sensorauflösung die möglichen Feder-Masse-Systeme ermitteln, die für diese Auflösung geeignet sind, so muß Gleichung 3.8 nach der Federkonstante k aufgelöst werden. Es ergibt sich:

$$k = A_m^4 \left(\frac{Q_m}{4k_B T} \right)^2 \frac{m^3}{B^4} \quad (3.12)$$

Die Variablen sind hierbei wie in Gleichung 3.8 bezeichnet.

Mit Hilfe von Gleichung (3.12) kann bei gegebener Sensorauflösung und Masse die benötigte Sensorauflösung abgeleitet werden. Abbildung 3.6 zeigt Feder-Masse-Paarungen, die geeignet sind, bei einer Bandbreite $B = 400$ Hz und Güte $Q_m = 10$ eine Sensorauflösung von 10^{-6} g sicherzustellen.

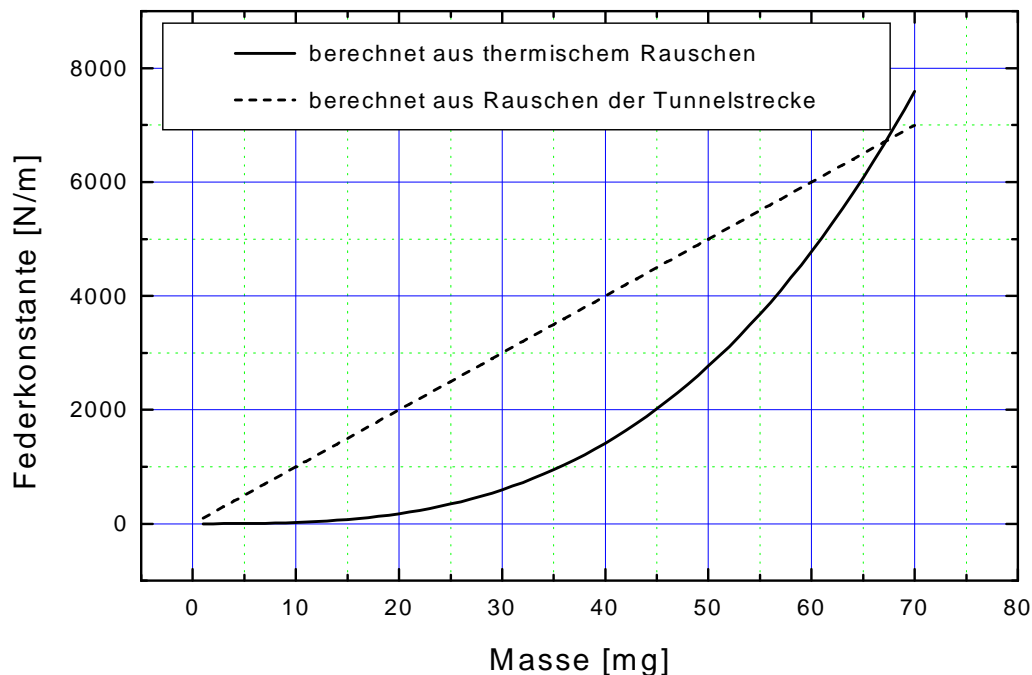


Abb 3.6: Für die Sensorauflösung von 10^{-6} g benötigte Federkonstante k in Abhängigkeit der Größe der seismischen Masse m . Bandbreite $B = 400$ Hz, Güte $Q_m = 10$. Berechnet aus der Auflösung der Tunnelstrecke (gestrichelt) und aus dem thermischen Rauschen der Masse (durchgezogen).

3. SENSORAUFLÖSUNG und RAUSCHBETRACHTUNGEN

Die Federkonstante ist nach Gleichung (3.12) zur dritten Potenz der Masse proportional. Geeignete Feder-Masse-Paare mit großen seismischen Massen weisen also eine erheblich größere Steifigkeit des Systems und damit höhere Resonanzfrequenzen auf als Systeme mit kleinen Massen.

Eingezeichnet sind in Abbildung 3.6 auch die Paarungen, die sich nach Gleichung (1.1) aus der in Abschnitt 2 abgeschätzten Auflösung der Tunnelstrecke von 10^{-14} m ergeben. Bis zu einer Größe der seismischen Masse von ca 65 mg wird die maximal mögliche Federkonstante eindeutig durch das thermische Rauschen der seismischen Masse bestimmt.

Durch diesen Zusammenhang ist es möglich, auch mit weniger empfindlichen Ortsmeßverfahren hochempfindliche Beschleunigungssensoren zu konzeptionieren. Die in diesen Sensoren verwendeten Feder-Masse-Systeme müssen dann allerdings geringste Steifigkeiten aufweisen. Diese Eigenschaft macht die Sensoren empfindlich gegen Überlast und schränkt den Frequenzbereich der Sensoren durch die niedere Resonanzfrequenz ein.

Setzt man die Tunnelstrecke als hochauflösendes Ortsmeßverfahren in Beschleunigungssensoren ein, so ist es möglich, auch steifere Feder-Masse-Systeme zu verwenden. Diese erleichtern die Handhabung, erhöhen die Überlast und vergrößern den Frequenzbereich.

4. Konzeption des Beschleunigungssensors

4.1 Aufbau und Funktionsprinzip

In Kapitel 3 sind die Beiträge verschiedener Rauschmechanismen zum Gesamtrauschen von Beschleunigungssensoren zusammengestellt. Der Vergleich der Rauschbeiträge macht deutlich, daß die Auflösung hochauflösender Beschleunigungssensoren vom thermischen Rauschen des Feder-Masse-Systems bestimmt wird. Nach der Betrachtung der Rauschbeiträge wurde als Ziel dieser Arbeit die Konzeption und Realisierung eines Sensors definiert, der Beschleunigungen kleiner 10^{-6} g nachweisen kann. Die theoretische Abschätzung nach Kapitel 3 ergibt, daß dies mit einem Sensor möglich ist, der aus einer Masse $m = 35$ mg aufgehängt an Federstegen mit einer Gesamtfederkonstante $k = 900$ N/m besteht. Die dem Rauschen äquivalente Beschleunigungsauflösung A eines derartigen Sensors beträgt ca. 10^{-6} g bei einer Bandbreite B von 400 Hz.

Die Auslenkung dieser Feder-Masse-Struktur bei einer Beschleunigung von 10^{-6} g läßt sich nach Gleichung (1.1) errechnen. Sie beträgt ca. $4 \cdot 10^{-13}$ m und kann gut mit Hilfe einer Tunnelstrecke erfaßt werden (vgl. Abschnitt 2.5). Der Sensor ist so konzipiert, daß die Auflösung durch das thermischen Rauschen und nicht durch die Auflösungsgrenze der Tunnelstrecke bestimmt wird. Es ist sinnvoll, die Tunnelstrecke im Sensor etwa eine Größenordnung von der maximalen Auflösung entfernt zu betreiben. Die maximale Auflösung von Tunnelstrecken wird unter störungsarmen Laborbedingungen nachgewiesen. Beim Betrieb des Sensors unter normalen Umgebungsbedingungen muß mit Störungen gerechnet werden.

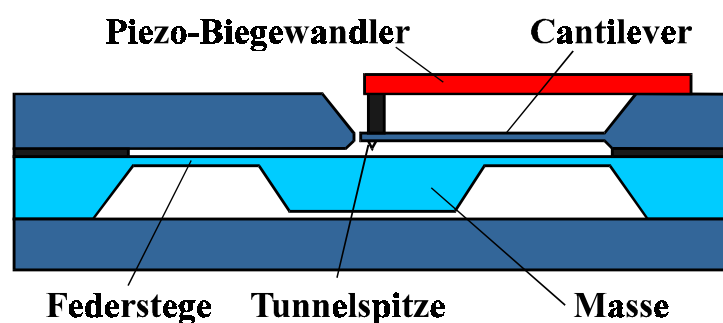


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau des Sensors

Der Sensor soll in der Lage sein, die Beschleunigung direkt durch Messung der Masseauslenkung zu bestimmen, zusätzlich soll aber auch die kraftkompensierte Messung möglich sein. Abbildung 4.1 zeigt den sich daraus ergebenden schematischen Aufbau des Sensors. Er besteht aus drei übereinanderliegenden Chipebenen. Im

mittleren Chip wird das Feder-Masse-System mittels Ätztechnik strukturiert. Wesentlicher Bestandteil des oberen Chips ist ein Biegebalken mit Tunnelspitze, der ebenfalls ätztechnisch in Silizium hergestellt wird. Zusätzlich stellt der obere Chip den Anschlag dar, von dem die Auslenkung der Masse bei Überlast nach oben begrenzt wird. Der unterste Chip ist der untere

Anschlag und beschränkt die Auslenkung der Masse nach unten. Für die Einkopplung elektrostatischer Kräfte auf die Masse sind zwei Elektrodenpaare vorgesehen. Sie befinden sich auf der Oberseite der Masse und der Unterseite des oberen Chips sowie auf der Unterseite der Masse und der Oberseite des unteren Chips.

Zusätzlich ist auf dem oberen Chip ein Piezo-Biegewandler angebracht. Er ist in der Lage, den im oberen Chip strukturierten Biegewandler mit Tunnelspitze auszulenken. Damit ist es möglich, die Tunnelspitze soweit an die Elektrode auf der Masse anzunähern, daß Elektronen tunneln können.

In der ersten der beiden möglichen Betriebsarten des Sensors wird ausschließlich die Auslenkung des Piezo-Biegewandlers geregelt. Der Biegewandler verändert die Position der Tunnelspitze so, daß immer ein konstanter Tunnelstrom fließt. Ein konstanter Tunnelstrom setzt voraus, daß der Abstand zwischen Tunnelspitze und Masse konstant bleibt und der Biegewandler allen Bewegungen der Masse nachfolgt. Lenkt die Masse auf Grund einer äußeren Beschleunigung aus, so folgt der Biegewandler auch dieser Auslenkung. Die Ansteuerungsspannung des Biegewandlers ist in diesem Fall ein Maß für die Auslenkung und kann bei bekannter Federkonstante k und Masse m nach Gleichung (1.1) in eine Beschleunigung rückgerechnet werden.

In der zweiten Betriebsart dient der Piezo-Biegewandler ausschließlich dazu, die Tunnelspitze erstmalig so nahe an die Masse zu bringen, daß Elektronen tunneln können. Sobald ein Tunnelstrom fließt, übernimmt die elektronische Regelung die Aufgabe, den Tunnelstrom konstant zu halten. Geregelt wird diesmal allerdings die elektrostatische Kraft, die über die elektrostatischen Elektrodenpaare auf die Masse einwirkt. Da der Piezo-Biegewandler im Anschluß an die Annäherung in einer festen Position verharrt, kann der Tunnelstrom nur konstant gehalten werden, wenn sich die Position der Masse ebenfalls nicht ändert. Jede äußere Störung, die eine Kraft auf die Masse ausübt, wird mit Hilfe einer elektrostatischen Kompensationskraft ausgeglichen. Bei feststehender Geometrie ist der Zusammenhang zwischen elektrischer Spannung am Aktor und elektrostatischer Kraft bekannt. Die wirksamen Beschleunigungen können nach Gleichung (1.3) aus der Kompensationskraft ermittelt werden.

Wesentlicher Vorteil der kraftkompensierten Betriebsart ist das quasistatische Verhalten der beteiligten Bauelemente. Die Masse bewegt sich nur in der Größenordnung des Regelfehlers. Die maximale Überlast im Betrieb ist bei optimaler Einstellung der Regelung nicht durch die Eigenschaften der Federelemente sondern ausschließlich durch die maximale elektrostatische Kraft und das zeitliche Verhalten der Regelung festgelegt.

Im folgenden werden die für die Auslegung und Konstruktion des Sensors erforderlichen technischen Zusammenhänge zusammengestellt. Wesentliche Baugruppen sind hierbei das Feder-Masse-System und der elektrostatische Antrieb.

4.2 Realisierung des Feder-Masse-Systems

4.2.1 Größe der seismischen Masse

Um eine seismische Masse der erforderlichen Größe in Silizium zu realisieren, ist nur die Bulk-Mikrotechnik geeignet. Eine 35 mg große Masse aus Silizium muß ein Volumen von ca. 15 mm³ haben (Dichte von Silizium: 2,33 g/mm³). Bei einer Waferdicke von 0,5 mm entspricht dies einer quadratischen Scheibe mit ca. 5,5 mm Kantenlänge. Die Strukturierung der Masse soll mit Hilfe der Naßätztechnik erfolgen. Dies hat zur Folge, daß wegen der Kristallstruktur des Siliziums die Masse die Form eines Pyramidenstumpfes annimmt. Unter Berücksichtigung der Geometrie wird die seismische Masse als quadratischer Pyramidenstumpf festgelegt, dessen größere Fläche eine Kantenlänge von 6 mm hat. Die Masse dieser Struktur beträgt 37,2 mg.

4.2.2 Dimensionierung der Federelemente

Auch die Federelemente werden aus Silizium gefertigt. Aus Symmetriegründen ist es sinnvoll, den Pyramidenstumpf an jeder Ecke über ein Federelement mit dem äußeren Rahmen zu verbinden. So stehen sich immer zwei Federelemente gegenüber. Abbildung 4.2 zeigt den Aufbau und das Ersatzsystem für eine Masse an zwei identischen Stegen.

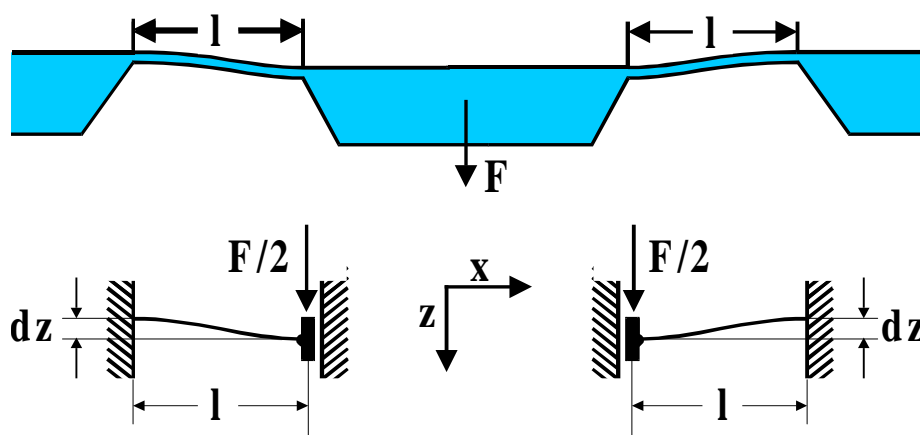


Abb. 4.2: Einspannbedingungen der Federstege und Ersatzmodell

Die Einspannung der Stege kann durch das in Abbildung 4.2 abgebildete Ersatzsystem angenähert werden. Jede im Schwerpunkt der Masse angreifende vertikale Kraft F verteilt sich auf die Federstege zu gleichen Teilen. Es kompensieren sich die von den beiden Balken auf die Masse übertragenen Momente. Die Durchsenkung der Masse dz in Abhängigkeit von der Länge der Federstege l ergibt sich in diesem Belastungsfall, elastische Verformung vorausgesetzt, zu [Bei95]:

$$dz = \frac{F_B l^3}{12 EI_y} \quad \text{mit} \quad F_B = \frac{F}{2} \quad \text{und} \quad I_y = \frac{bd^3}{12} \quad (4.1)$$

F_B ist hierbei die am einzelnen Balken angreifende Kraft, E das Elastizitätsmodul von Silizium (169 GPa) und I_y = das Flächenträgheitsmoment des rechteckigen Federsteges der Breite b und Dicke d .

Wird die Masse an 4 Stegen aufgehängt, von denen je zwei wie in Abbildung 4.2 angeordnet sind, so kann die Auslenkung entsprechend Gleichung 4.1 errechnet werden. Die an jedem Balken angreifende Kraft ist in diesem Fall $F_B = F/4$. Die daraus resultierende Federkonstante k_g , die das Verhalten des gesamten Feder-Masse-Systems in z -Richtung unter der Gesamtkraft F beschreibt, errechnet sich nach Gleichung 4.1 wie folgt:

$$k_g = \frac{F}{dz} = \frac{48EI_y}{l^3} \quad (4.2)$$

Dicke und Breite der Federelemente werden von technologischen Parametern beeinflusst. So beträgt die Schwankung der Ätztiefe bei der Abdünnung der Bereiche, in denen später die Federelemente strukturiert werden, ca $\pm 1 \mu\text{m}$. Die Restdicke nach der Ätzung bestimmt die Höhe d der Federelemente und geht über das Trägheitsmoment in der dritten Potenz in die Federkonstante der Stege ein. Eine Schwankung der Dicke d um $\pm 1 \mu\text{m}$ würde bei einer Gesamtdicke der Stege von $10 \mu\text{m}$ zu einer relativen Streuung der Federkonstante um $\pm 30 \%$ führen. Um die Schwankungsbreite der Federkonstante auf einen Wert kleiner gleich $\pm 10 \%$ begrenzen zu können, wird die Dicke der Federstege auf $30 \mu\text{m}$ festgelegt.

Einzigste Verbindung der Masse mit dem Rahmen und Gehäuse des Sensors sind die Federstege. Die Leitbahnen zur Kontaktierung der elektrostatischen Elektroden sowie die Elektrode der Tunnelstrecke müssen also über die Federstege auf die Masse geführt werden und bestimmen damit deren minimale Breite. Deshalb wurde die Breite der Leitbahnen auf $40 \mu\text{m}$ und die der

Federstege auf $50\ \mu\text{m}$ festgelegt. Abbildung 4.3 zeigt den Querschnitt durch die Aufhängestege der Masse. Die angestrebte Federkonstante der gesamten Masseaufhängung beträgt $900\ \text{N/m}$. Um diese Federkonstante mit Federstegen der beschriebenen Geometrie zu erreichen, müssen die Stege nach Gleichung (4.2) ca. $1\ \text{mm}$ lang sein. Die Geometrie der Federstege wird also auf $30 \times 50 \times 1000\ \mu\text{m}^3$ festgelegt. Die Federkonstante der gesamten Aufhängung ergibt sich zu $912,6\ \text{N/mm}$.

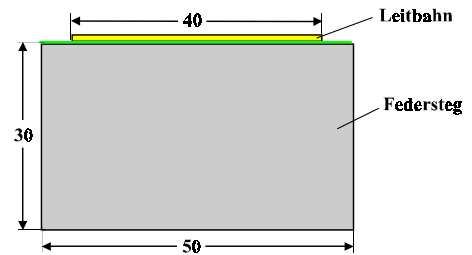


Abb. 4.3: Querschnitt der Federstege (Maße in μm)

Mit Gleichung 4.3 kann die erste Resonanzfrequenz f_0 eines Feder-Masse-Systems abgeschätzt werden. Ohne Berücksichtigung der Dämpfung ergibt sich:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \approx 788\text{Hz} \quad (4.3)$$

Die geometrische Anordnung der vier Federstege zur Aufhängung der Masse kann auf unterschiedliche Weise erfolgen. Abbildung 4.4 zeigt zwei Varianten, die sich zur Herstellung in Silizium-Ätztechnik eignen. Bei beiden Varianten stehen sich jeweils zwei Aufhängestege exakt gegenüber, die Momente kompensieren sich und es gilt die oben abgeschätzte Federkonstante für Kräfte in z-Richtung. Für Kräfte, die auf die Masse in x- und y-Richtung wirken, ergeben sich allerdings unterschiedliche Eigenschaften des Systems.

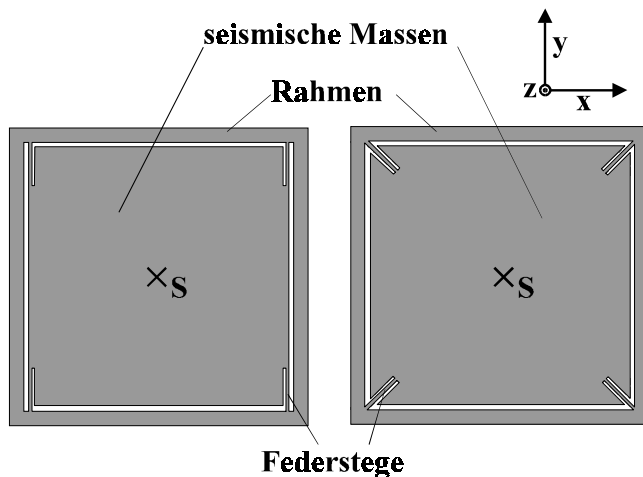


Abb. 4.4: Verschiedene Anordnungen der Federstege links: H-förmige, rechts :diagonale Aufhängung (S = Lage des Schwerpunktes)

Die Reaktion der Systeme auf die Kräfte in x und y-Richtung ist aus zwei Gründen für das Sensorsignal von Bedeutung. Erstens führen Verschiebungen in der x-y-Ebene zu einer Verschiebung der Elektroden der Tunnelstrecke gegeneinander und damit je nach Oberflächenrauigkeit zu einer Beeinflussung des Sensorsignals. Zweitens können Kräfte in der xy-Ebene zur Zerstörung des Sensors führen, weil sie nicht von der Kraftkompensation ausgeglet werden.

Deshalb müssen im folgenden die Reaktionen der verschiedenen Systeme auf Kräfte in der xy-Ebene abgeschätzt werden.

Die Aufhängestege der diagonalen Aufhängung bilden ein orthogonales, symmetrisches System. In Verlängerung der Federstege befindet sich der Schwerpunkt der Masse. Das hat zur Folge, daß bei allen Kräften, die in der xy-Ebene auf den Schwerpunkt der Masse wirken, die Federstege elastisch auf Zug und Druck beansprucht werden. Bei der H-förmigen Aufhängung tritt dieser Effekt nur bei Belastung in y-Richtung auf. Alle Federstege werden bei Kräften in y-Richtung auf Zug oder Druck beansprucht. Bei Kräften in x-Richtung werden dagegen alle Federstege auf Biegung beansprucht.

Die Federkonstante eines Steges kann bei Belastung auf Zug unter der Annahme eines einachsigen Spannungszustandes mit Hilfe des Elastizitätsmodul abgeschätzt werden (4.4).

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} \approx \frac{F l}{A \Delta l} \Rightarrow k_l = \frac{F}{\Delta l} = E \frac{A}{l} \quad (4.4)$$

A ist hierbei die Querschnittsfläche der Stäbe, F die Kraft in Längsrichtung, l die Länge der Stäbe und Δl die Längenänderung auf Grund der Längskraft. Bei der gegebenen Geometrie beträgt die Federkonstante jedes Federsteiges in Längsrichtung $k_l = 254 \text{ KN/m}$. Die Federkonstante k_b errechnet sich im Falle der reinen Biegung der Federstege analog zu Gleichung (4.1), wobei in dieser Belastungsrichtung die Breite der Balken in dritter, die Dicke in erster Potenz eingeht. Für einen Federsteg ergibt sich der Wert: $k_b = 630 \text{ N/m}$.

Wird H-förmig aufgehängt, so ergibt sich die minimale Steifigkeit bei Belastung in x-Richtung zu $k_x = 4 \cdot 630 \text{ N/m} = 2,52 \text{ kN/m}$. Bei Belastung in y-Richtung ergibt sich die maximale Steifigkeit der Anordnung zu $4 \cdot 254 \text{ kN/m} = 1016 \text{ kN/m}$. Bei diagonaler Aufhängung tritt die minimale Steifigkeit jeweils bei Belastung in Richtung der Balken auf. In diesem Fall tragen nur jeweils zwei Balken unter Zug- und Druckbelastung zur Steifigkeit des Systems bei. Der Wert beträgt somit unter Vernachlässigung der Biegung der beiden anderen Stege: $2 \cdot 254 \text{ kN/m} = 508 \text{ kN/m}$. Bei Kräften in x- oder y-Richtung muß die Steifigkeit unter Berücksichtigung der vektoriellen Zerlegung der Kräfte und Dehnungen auf alle vier Aufhängestege berechnet werden. Sie beträgt in dieser Richtung ebenfalls $2 \cdot 254 \text{ kN/m} = 508 \text{ kN/m}$.

Der Vorteil der diagonalen Aufhängung ist somit die konstante Steifigkeit in verschiedenen Raumrichtungen. Die maximale Steifigkeit der H-förmige Aufhängung ist zwar um den Faktor 2 größer, sie sinkt aber in ihrem minimalen Wert um mehr als den Faktor 600 ab und ist dann nur noch um ca. den Faktor 2 größer als in der Meßrichtung. Für den Sensor ist aus diesem Grund die diagonale Aufhängung die richtige Wahl.

Die Steifigkeit der diagonalen Aufhängung ist in der xy-Ebene im minimalen Fall um ca. 500 mal größer als in der Meßrichtung. Wäre der Tunneleffekt bei Verschiebung der Elektroden gegeneinander genauso empfindlich wie bei Änderung des Elektrodenabstandes, so hätte der Sensor eine Querempfindlichkeit, die um den Faktor 500 kleiner wäre als seine Meßempfindlichkeit. Dies wäre der Fall, wenn die Tunnelspitze einer Elektrode gegenüberstünde, die im 45° Winkel zur Meßrichtung steht. In der Realität ist die Tunnelstrecke auf Flächen in der Größenordnung von Atomabständen beschränkt. Die effektive Lage der Elektrodenflächen zueinander wird durch die atomare Rauhigkeit bestimmt und ist starken lokalen Schwankungen unterworfen. Die tatsächliche Querempfindlichkeit kann somit nicht abgeschätzt werden. Sie muß im Sensor durch Verwendung von Elektroden minimaler Rauhigkeit vermindert werden.

Bei den Betrachtungen zur Querempfindlichkeit des Sensors wurde nicht berücksichtigt, daß

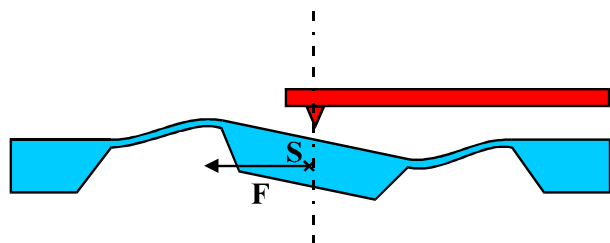


Abb. 4.5: Reaktion des Sensors auf Querkraft unterhalb der Ebene der Aufhängungen. S=Schwerpunkt der Masse

der Schwerpunkt der Masse sich unterhalb der Ebene der Aufhängungen befindet. Dies hat zur Folge, daß Kräfte auf den Schwerpunkt zu einem Moment führen (siehe Abbildung 4.5). Wegen der symmetrischen Aufhängung der Masse kippt sie symmetrisch zur Flächenmitte. Die Verkippung kann vernachlässigt werden, wenn die Tunnelstrecke in der Flächenmitte der Masse angeordnet wird.

4.2.3 Maximale Auslenkung der Masse

In der Betriebsart mit Kraftkompensation wird die Auslenkung der Masse auf die Größe des Regelfehlers reduziert. Setzt man einwandfreie Funktion der Regelung voraus, so kann der Sensor durch Überlast erst zerstört werden, wenn die Kompensationskraft des elektrostatischen Antriebs und damit die elektrische Spannung an den Elektrodenpaaren nicht mehr ausreicht oder die Zunahme der Beschleunigung zu schnell erfolgt und der Sensor auf Grund seiner Bandbreite nicht schnell genug regeln kann.

In der Betriebsart ohne Kraftkompensation, wird die Masse entsprechend der äußeren Kraft ausgelenkt. Die Zerstörung des Sensors muß in dieser Betriebsart durch Anschläge verhindert werden, welche die maximale Auslenkung der Masse auf eine Größe beschränken, die noch nicht zur Zerstörung der Aufhängestegge führt. Werden die Aufhängestäbe nur in der Größenordnung ihrer Dicke also weniger als $30\ \mu\text{m}$ ausgelenkt, so besteht keine Gefahr. Als Anschläge

dienen die elektrostatischen Elektroden. Der Abstand dieser Elektroden wird in Abschnitt 4.3 festgelegt. Die Erfahrung zeigt, daß der Abstand elektrostatischer Elektroden maximal ca. 20 μm sein darf, wenn elektrostatische Kräfte mit Niederspannung erzeugt werden sollen. Die elektrostatischen Elektroden beschränken also gleichzeitig die maximale Auslenkung der Masse auf unkritische Werte.

4.3 Elektrostatische Antriebe

Wie im Abschnitt 4.1 dargestellt, sollen in der kraftkompensierten Betriebsart des Sensors die von außen auf die Masse einwirkenden Kräfte mit Hilfe elektrostatischer Gegenkräfte kompensiert werden. Im folgenden werden deshalb die Grundlagen des elektrostatischen Antriebskonzeptes erarbeitet. Abbildung 4.6

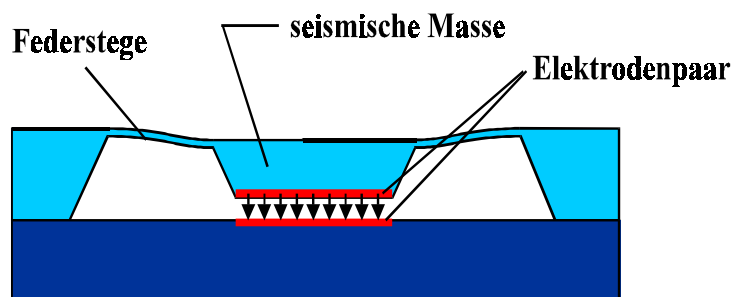


Abb. 4.6: elektrostatischer Antrieb

stellt das Konzept eines elektrostatischen Antriebssystems dar.

Das elektrostatische Elektrodenpaar ist ausschließlich im Bereich der Masse strukturiert. Dies hat den Vorteil, daß die Masse als ebene Elektrodenplatte angesehen werden kann, die sich nicht verformt. Verkippungen auf Grund der elektrostatischen Kraft werden ausgeschlossen, indem die Elektrodenflächen symmetrisch zum Schwerpunkt der Masse angeordnet sind. Der Abstand des Elektrodenpaares ist somit für alle Punkte konstant und die elektrostatischen Kräfte zwischen den Platten können mit Hilfe des Modells des Plattenkondensators abgeschätzt werden. Im Sensor ist jeweils ein Elektrodenpaar unter und eines über der Masse angeordnet. Der Sensor kann sowohl mit einem der beiden Elektrodenpaare als auch mit beiden Elektrodenpaaren betrieben werden. Auf den Unterschied der beiden Antriebskonzepte wird im folgenden eingegangen. Die Regelung über den elektrostatischen Antrieb kommt nur beim kraftkompensierten Betrieb des Sensors zur Anwendung. In dieser Betriebsart arbeitet der elektrische Antrieb als Kraftstellglied. Die Eigenschaften dieses Stellgliedes bestimmen Funktion und Empfindlichkeit des Sensors.

Bei der Annäherung der Elektroden an den Tunnelabstand sowie beim Betrieb des Sensors mit verschiedenen Arbeitsabständen sind allerdings auch die Eigenschaften des elektrostatischen Antriebs beim Einsatz als Wegstellglied von Bedeutung. Aus diesem Grund werden im folgen-

den die charakteristischen Kenndaten des elektrostatischen Antriebs in beiden Betriebszuständen theoretisch abgeleitet.

4.3.1 Einseitiger elektrostatischer Antrieb

Abbildung 4.7 zeigt schematisch den einseitigen elektrostatischen Antrieb. Die beiden Elektroden befinden sich im Abstand s_0 . Die Spannung zwischen beiden Elektroden beträgt U_E . Die elektrostatische Kraft F_E kann im Modell des Plattenkondensators berechnet werden.

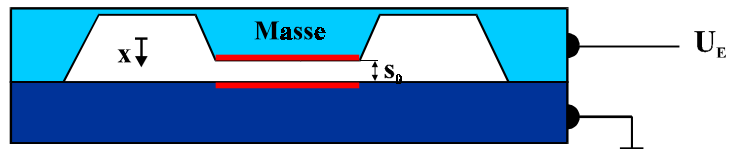


Abb. 4.7: einseitiger elektrostatischer Antrieb

$$F_E = \frac{\varepsilon A U_E^2}{2s_0^2} \quad (4.5)$$

ε ist hierbei die Dielektrizitätskonstante und A die Fläche der Elektroden. Beim Einsatz im kraftkompensierten Sensor kompensiert die elektrostatische Kraft die Trägheitskraft der Masse. In Verbindung mit Gleichung (1.3) ergibt sich das Sensorsignal U_s bei der wirksamen Beschleunigung a zu:

$$U_s = \sqrt{\frac{2mas^2}{\varepsilon A}} \quad (4.6)$$

Das Ausgangssignal des Sensors ist somit der Wurzel der wirksamen Beschleunigung proportional. Dies hat den Vorteil, daß große Störungen mit relativ kleinen Spannungen ausgeregelt werden können. Nachteilig ist die Nichtlinearität des Sensorsignals. Sie muß entsprechend korrigiert werden.

Die auf einer Masse der unter 4.2.1 festgelegten Größe maximal verfügbare Elektrodenfläche beträgt unter Berücksichtigung der technologisch notwendigen Randbereiche $17 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$. Sollen Beschleunigungen bis 1 g mit elektrischen Spannungen kleiner 40 V kompensiert werden, so ergibt sich aus Gleichung 4.8 der dafür zulässige maximale Spaltabstand des Elektrodenpaares.

Der Spaltabstand wird auf 16 μm festgelegt. Mit der so dimensionierten Antriebseinheit können Beschleunigungen von 1 g mit einer elektrostatischen Spannung von 35 V kraftkompensiert werden.

Der Antrieb soll in der Lage sein, Beschleunigungen zu kompensieren, die senkrecht zur Elektrodenfläche auf die seismische Masse einwirken. Dabei soll er auf Kräfte reagieren, die ohne Regelung den Elektrodenabstand vergrößern oder verkleinern würden. Um beide Kraftrichtungen kompensieren zu können, müssen die elektrostatischen Elektroden mit Hilfe einer elektrischen Spannung U_0 vorgespannt werden. Die Masse wird hierbei gegen die elastische Kraft der Aufhängestege weiter an die Gegenelektrode herangezogen. Es stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen elektrostatischer Kraft und rücktreibender Federkraft ein. Bei kleinen Spannungen kann die Veränderung des Elektrodenabstandes durch die Vorspannung vernachlässigt werden. Sie beträgt bei einer Vorspannung von 10 V ca. $32 \cdot 10^{-9}$ m. Das Ausgangssignal des Sensors U_S ergibt sich bei Betrieb mit Vorspannung zu:

$$U_S = U_E - U_0 = \sqrt{\frac{(F_0 + ma) 2s^2}{\epsilon A}} - U_0 \quad \text{mit:} \quad F_0 = \frac{\epsilon A U_0^2}{2s^2} \quad (4.7)$$

Abbildung 4.8 stellt den Signalverlauf des Sensorsignals dar. Die Kennlinien wurden mit folgenden Parametern berechnet:

Elektrodenfläche: $A = 17 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$
 Plattenabstand: $s = 16 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
 Masse: $m = 37,2 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$
 elektr. Vorspannung: $U_0 = 9 \text{ V}$
 Dielektrizitätszahl: $\epsilon_r = 1$ ($\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$)

Die Darstellung macht deutlich, daß die Nichtlinearität der Sensorkennlinie erst bei größeren Signalamplituden relevant wird (Diagramm rechts). Im Bereich bis 10^{-3} g kann die Abweichung von der linearen Kennlinie vernachlässigt werden (Diagramm links). Sie beträgt in diesem Bereich maximal 0,5 %. Mit Hilfe der elektrischen Vorspannung von 9 V können Beschleunigungen bis zu $65 \cdot 10^{-3}$ g in negativer x-Richtung kompensiert werden. Sollen auch in dieser

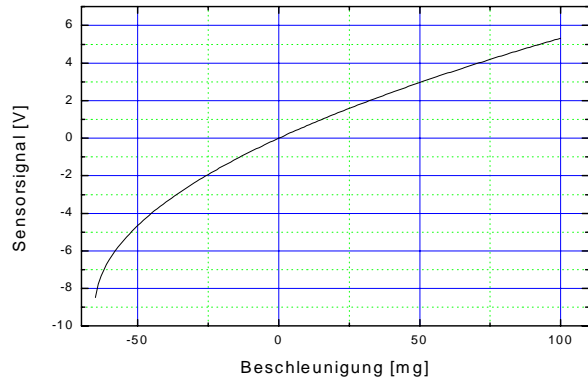
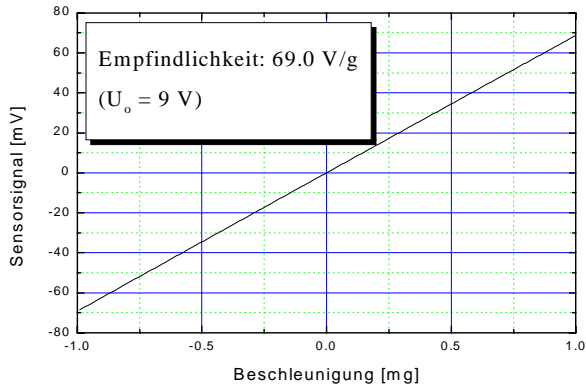


Abb. 4.8: Berechnete Sensorkennlinien bei einseitigem elektrostatischem Antrieb, Vorspannung U_0 : 9V
a: Kleinsignalverhalten

b: Großsignalverhalten

Richtung größere Beschleunigungen gemessen werden, so muß die Vorspannung erhöht werden.

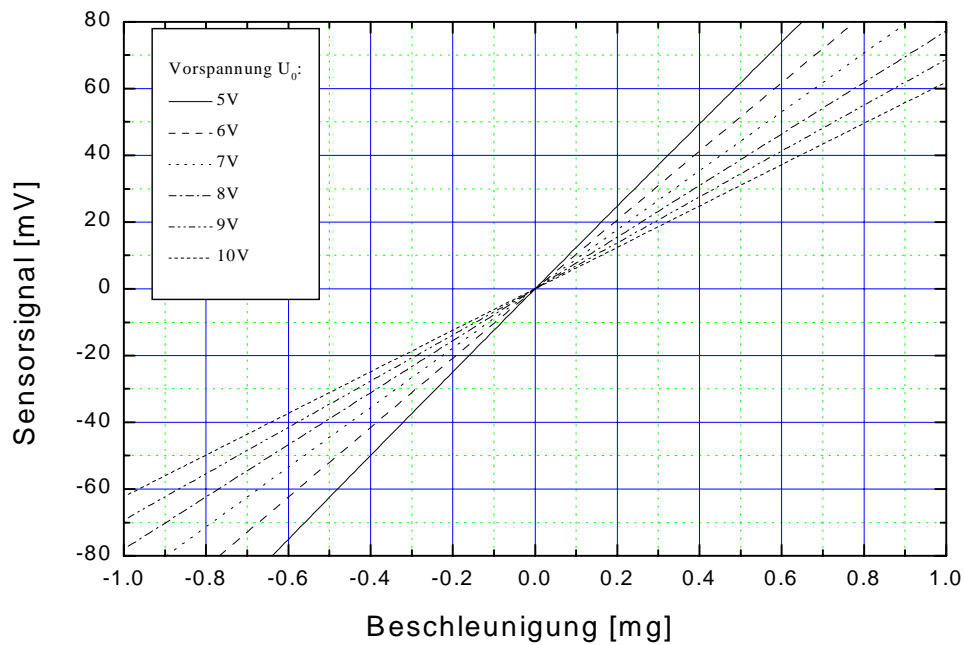


Abb. 4.9: Berechnete Sensorkennlinien mit einseitigem elektrostatischen Antrieb bei verschiedenen Vorspannungen.

Mit Hilfe der Vorspannung kann auch die Steigung der Sensorkennlinie im Arbeitspunkt und damit die Empfindlichkeit des Sensors eingestellt werden. Abbildung 4.9 zeigt die Sensorkennlinien bei Verwendung des einseitigen elektrostatischen Antriebes in Abhängigkeit von der elektrischen Vorspannung. Die Steigungen der Kennlinien sinken mit zunehmender Vorspannung. Müssen also große Beschleunigungen mit Hilfe großer Vorspannungen kompensiert werden, so sinkt damit die Empfindlichkeit des Sensors. Die Empfindlichkeit des Sensors bei verschiedenen Vorspannungen beträgt im Einzelnen:

Vorspannung U_o [V]	5	6	7	8	9	10
Empfindlichkeit E_s [V/g]	124,2	103,5	88,7	77,6	69	62,1

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde vernachlässigt, daß sich der elektrostatische Abstand ändert, wenn eine Vorspannung an die Elektroden angelegt wird. Kommen große Vorspannungen zum Einsatz oder wird der Antrieb als Wegstellglied verwendet, so wird die Abstandsänderung wesentlich und muß berücksichtigt werden. Der stabile Gleichgewichtszustand zwischen elektrostatischer Kraft und Federkraft kann nur iterativ berechnet werden. Eine höhere Vorspannung führt dazu, daß sich die Elektroden annähern und sich damit die elektrostatische Kraft wiederum erhöht. Zur Durchführung der Iterationsrechnung wurde das Programmpaket MatLab Simulink verwendet. Es bietet die Möglichkeit, einzelne Komponenten in Funktionsblöcken zu beschreiben, denen ein funktionaler Zusammenhang zugeordnet wird. Die Funktionsblöcke können dann miteinander verbunden und mathematisch verknüpft werden. Auch die Verbindung zu geschlossenen Schleifen ist möglich. Mittels numerischer Simulation werden anschließend die entstandenen Gleichungssysteme gelöst und die Ergebnisse graphisch dargestellt. Im Kapitel 6 wird beschrieben, wie dieses Programmpaket erfolgreich zur Simulation des Regelverhaltens eingesetzt werden kann.

Abbildung 4.10 zeigt das Modell des einseitigen elektrostatischen Antriebes in MatLab Simulink. Der Zusammenhang nach Gleichung 4.7 wird in den Funktionsblöcken *Zähler* und *Nenner* aus den Eingangsgrößen Spannung und Abstand errechnet und im Funktionsblock *elektrost. Kraft* zur wirksamen Kraft zwischen den Elektroden zusammengefaßt. Zu dieser Kraft wird die Gewichtskraft der Masse addiert und die Gesamtkraft unter Berücksichtigung der Federkonstante d im Funktionsblock *Feder* in die Abstandsänderung umgerechnet. Mit dem veränderten Abstand wird die mathematische Schleife erneut durchlaufen. Die Iteration wird beendet, wenn die Veränderung der Größen zwischen zwei Iterationen den als Abbruchkriterium festgelegten Genauigkeitswert unterschreitet.

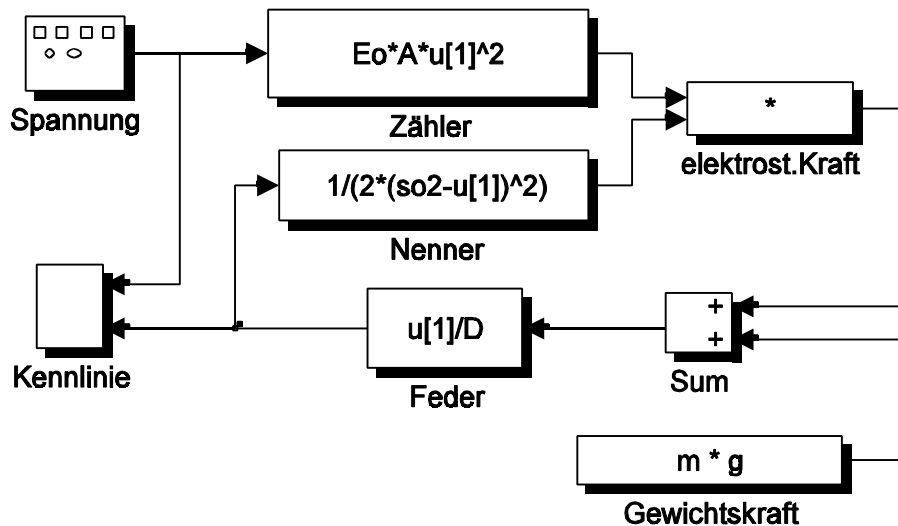


Abb. 4.10: Modell des einseitigen elektrostatischen Antriebes

Zu dieser Kraft wird die Gewichtskraft der Masse addiert und die Gesamtkraft unter Berücksichtigung der Federkonstante d im Funktionsblock *Feder* in die Abstandsänderung umgerechnet. Mit dem veränderten Abstand wird die mathematische Schleife erneut durchlaufen. Die Iteration wird beendet, wenn die Veränderung der Größen zwischen zwei Iterationen den als Abbruchkriterium festgelegten Genauigkeitswert unterschreitet.

Die Eingangsgröße elektrostatische Spannung wird im Funktionsblock *Spannung* eingestellt. Sie kann in diesem Funktionsblock konstant oder zur Ermittlung der Kennlinien zeitlich veränderlich vorgegeben werden. Die berechnete Abstandsänderung wird nach Abschluß der Iteration im Funktionsblock *Kennlinie* über der elektrostatischen Spannung graphisch dargestellt. Die numerischen Werte werden in eine Datei ausgegeben. Abbildung 4.11 zeigt die errechneten Gleichgewichtszustände des einseitigen elektrostatischen Antriebs in Abhängigkeit von der Spannung an den Elektroden. Die Auslenkung bei der Spannung 0V ist die Folge der Gewichtskraft der Masse. Deutlich zeigt sich die stark nichtlineare Zunahme der Auslenkung bei größeren Spannungen. Ursache dieser überproportionalen Zunahme ist die elektrostatische Kraft, die quadratisch mit der Spannung zunimmt. Die rücktreibende Federkraft ist in diesem Auslenkungsbereich, der klein gegenüber der Dicke der Federstege ($30 \mu\text{m}$) ist, proportional zur Auslenkung. Der Gleichgewichtszustand der beiden Kräfte erfordert mit zunehmender Spannung die überproportionale Zunahme der Auslenkung. Bei einer elektrostatischen Span-

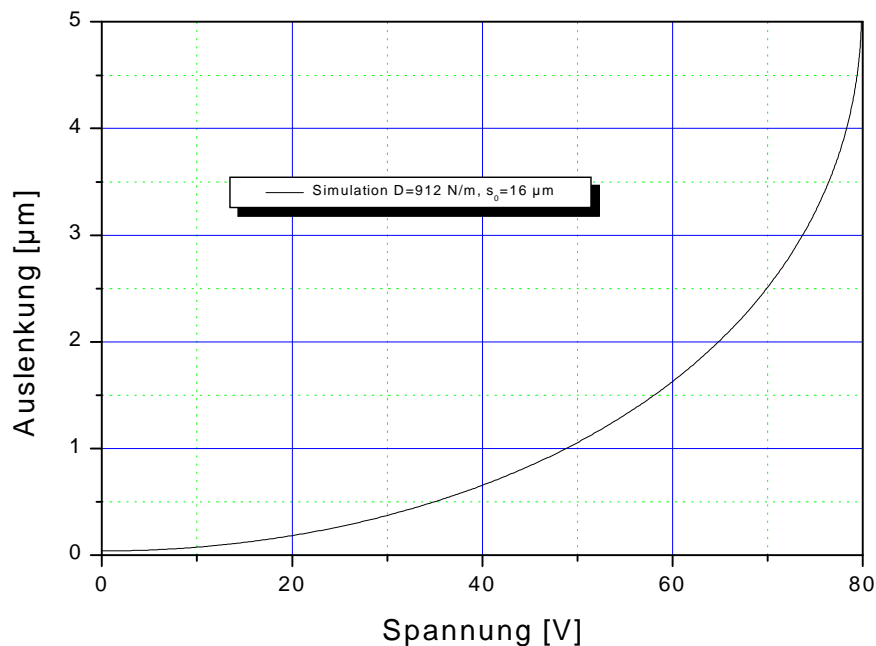


Abb. 4.11: Simulierte elektrostatische Auslenkung des einseitigen elektrostatischen Antriebes in Abhängigkeit der Elektrodenspannung

nung von ca. 80 V ist der Umschnappunkt erreicht, der für elektrostatische Antriebe typisch ist. Bei dieser Spannung wird die Steigung der Kennlinie unendlich, das heißt, ohne eine weitere Erhöhung der Spannung nimmt die Auslenkung immer weiter zu. Die Masse wird an die Gegenelektrode gezogen, bis sie diese berührt. Zur Ablösung der Masse von der Gegenelektrode muß die elektrostatische Spannung stark zurückgenommen werden. Da der Elektrodenabstand bei Berührung sehr klein ist, ergibt sich selbst bei kleinen Spannungen eine große elektrostatische Kraft.

Der elektrostatische Umschnappunkt muß im Betrieb des Sensors vermieden werden. Er tritt allerdings nur bei der Anwendung des elektrostatischen Antriebes als Wegstellglied auf und muß deshalb bei der Auswahl der maximalen Vorspannung berücksichtigt werden. Im kraftkompensierten Betrieb dürfen auch Spannungen auftreten, die größer als die oben beschriebenen sind. In dieser Betriebsmode dient die elektrostatische Spannung zur Kompensation externer Kräfte und muß nicht durch die rücktreibende Federkraft aufgenommen werden. Die Masse verharrt bei dieser Betriebsart in einem festen Abstand von der Gegenelektrode. Nur bei Ausfall der Kraftregelung besteht die Gefahr der unkontrollierten Annäherung.

4.3.2 Elektrostatischer Antrieb mit zwei Elektrodenpaaren.

Im Sensor sind oberhalb und unterhalb der Masse Elektrodenpaare für den elektrostatischen Antrieb vorgesehen. Den schematischen Aufbau des Antriebes mit zwei Elektrodenpaaren zeigt Abbildung 4.12. Die jeweils äußeren Elektroden werden bei diesem Antriebskonzept mit der konstanten positiven bzw. negativen Versorgungsspannung U_V verbunden

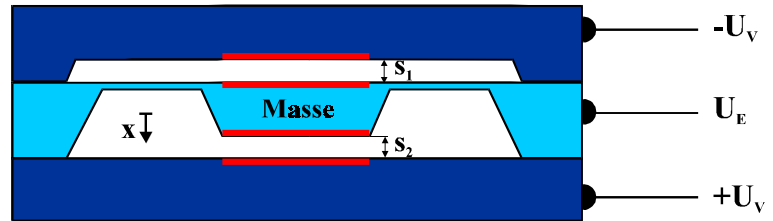


Abb. 4.12: Elektrostatischer Antrieb mit zwei Elektrodenpaaren

und die beiden inneren Elektroden von der Regelspannung U_E angesteuert. Die Kraft auf die seismische Masse ergibt sich als Differenz der elektrostatischen Kräfte des oberen bzw. unteren Elektrodenpaares. Die Spannung zwischen den Elektrodenpaaren beträgt $U_1 = U_V + U_E$ am oberen Elektrodenpaar und $U_2 = U_V - U_E$ am unteren Elektrodenpaar. Für jedes Elektrodenpaar gilt der in Gleichung (4.7) beschriebene Zusammenhang zwischen Kraft und Spannung zwischen den Elektrodenpaaren. Die resultierende Kraft F_R auf die seismische Masse ergibt sich aus der folgenden Abhängigkeit von der Ansteuerspannung U_E

$$F_R = \epsilon A \left(\frac{(U_V - U_E)^2}{2s_1^2} - \frac{(U_V + U_E)^2}{2s_2^2} \right) \tag{4.8}$$

Dabei sind s_1 und s_2 die Abstände des unteren bzw. oberen Elektrodenpaares und A ist die Elektrodenfläche, die bei allen Elektrodenpaaren gleich sein soll. Im Sensor soll auch der Abstand der Elektrodenpaare im Ausgangszustand gleich sein. Es gilt $s_1 = s_2 = s_0$. Abbildung 4.13 zeigt das Sensorsignal bei elektrostatischem Antrieb mit zwei Elektroden. Aufgetragen ist das Ausgangssignal des Sensors (die Spannung U_E an den beiden Mittelelektroden) über der Beschleunigung. Die Versorgungsspannung U_V beträgt 15 V, der Spaltabstand s_0 im Ruhezustand beträgt 16 μm . Als Parameter geht die Position der Elektrode ein. Der Wert Δx gibt die Auslenkung der Masse aus der Ruhelage an. Die Empfindlichkeit bei $\Delta x = 0$ beträgt 20,7 V/g. Ist die Nulllage der seismischen Masse aus der Mitte verschoben, was zum Beispiel auf Grund technologischer Schwankungen der Fall sein kann, so führt diese Unsymmetrie zu einem Offset im Ausgangssignal und zu einer Verschlechterung der Linearität.

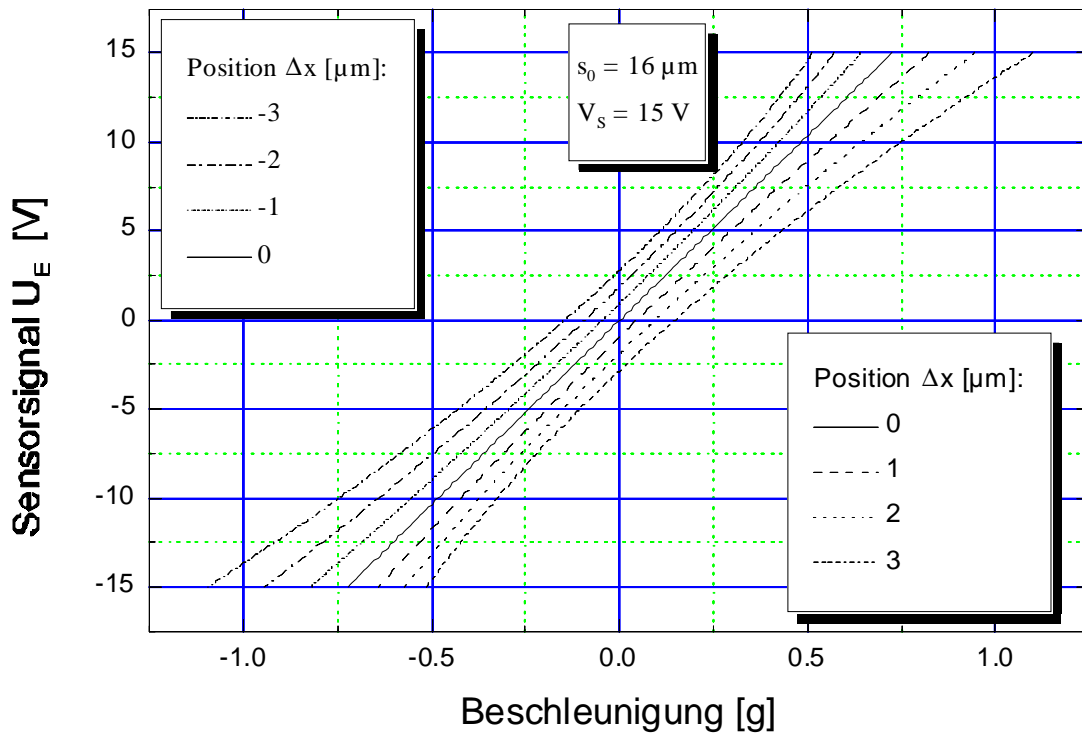


Abb. 4.13: Berechnete Sensorkennlinie bei elektrostatischem Antrieb mit zwei Elektrodenpaaren (U_E = Spannung an den Mittelelektroden)

Die Empfindlichkeit des Sensors ist von der Versorgungsspannung $\pm U_V$ an den äußeren Elektroden abhängig. Abbildung 4.14 zeigt diese Abhängigkeit. Dabei werden die Kennlinien für die symmetrische Aufhängung mit $\Delta x = 0$ berechnet. Etwas geringer als beim einseitigen elektrostatischen Antrieb ist die Empfindlichkeit des Sensors. Allerdings können Beschleunigungen mit negativem und positivem Vorzeichen kompensiert werden.

Wie beim einseitigen elektrostatischen Antrieb hängt auch bei diesem Antriebskonzept die maximale Beschleunigung, die noch mit einer Gegenkraft kompensiert werden kann, von der Versorgungsspannung U_V ab. Bei der im obigen Beispiel angenommenen Versorgungsspannung von 15 V beträgt der Maximalwert ca. 0,75 g. Bei 20 V Versorgungsspannung steigt der Wert auf 1,3 g, bei 40 V auf 5,2 g. Die gute Linearität bleibt erhalten. Wie beim einseitigen elektrostatischen Antrieb führt die Erhöhung der Empfindlichkeit dazu, daß sich die maximal kompensierbare Beschleunigung verkleinert.

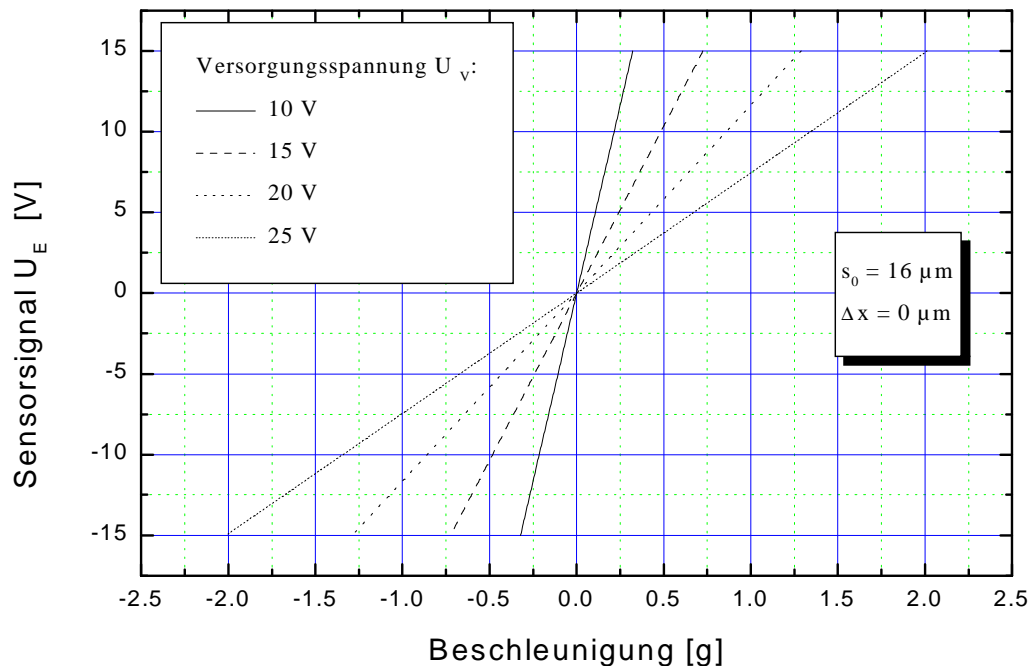


Abb. 4.14: Sensorkennlinie bei elektrostatischem Antrieb mit zwei Elektrodenpaaren bei verschiedenen Versorgungsspannungen

Mit Hilfe eines Simulationsmodells kann das Verhalten des Antriebskonzeptes als Wegstellglied untersucht werden. Abbildung 4.15 zeigt das Modell. Die Funktionsblöcke entsprechen denen des einseitigen Antriebes. Obere und untere elektrostatische Kraft werden zusammen mit der Gewichtskraft zur resultierenden Kraft auf die Masse zusammengefaßt und im Funktionsblock *Feder* in die Auslenkung der Masse umgerechnet. Jede Auslenkung aus der Ruhelage wird in der nächsten Iteration bei der Berechnung der elektrostatischen Kraft berücksichtigt.

In Abbildung 4.16 ist das Ergebnis der Simulation, die simulierte Auslenkung der seismischen Masse in Abhängigkeit von der Spannung an der Mittelelektrode dargestellt. Die Versorgungsspannung beträgt in diesem Fall ± 45 V, die Spaltabstände oben und unten wurden im Ausgangszustand auf jeweils $16 \mu\text{m}$ festgelegt.

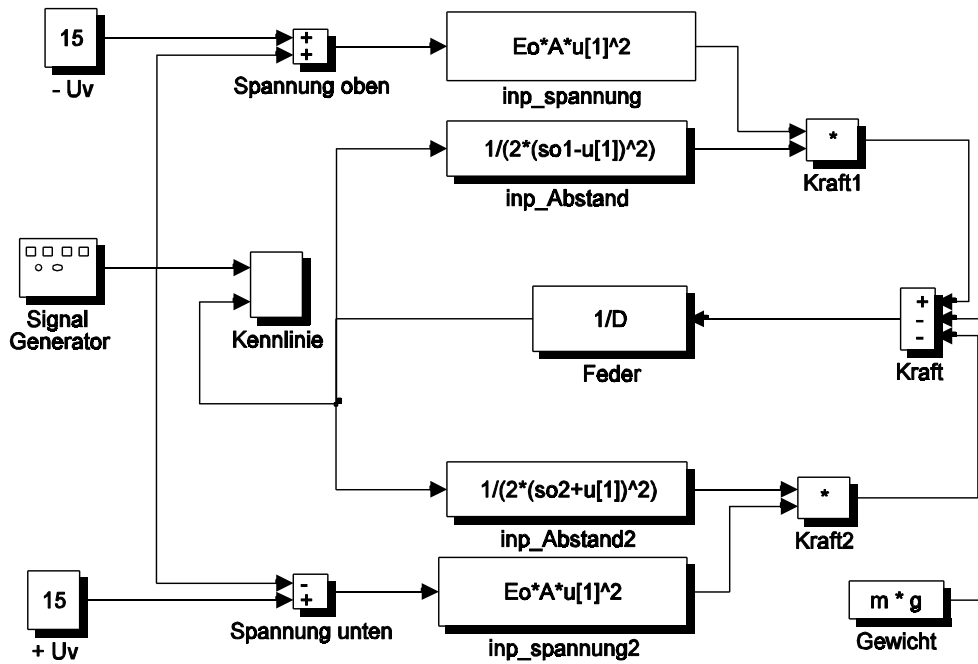


Abb. 4.15: Simulationsmodell des elektrostatischen Antriebs mit zwei Elektrodenpaaren.

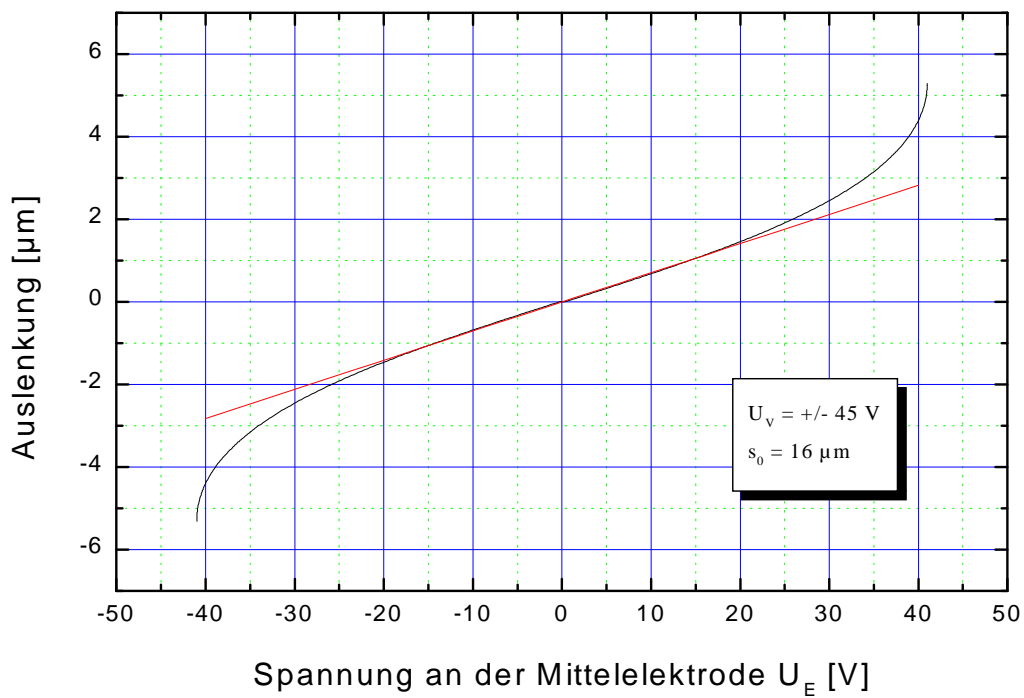


Abb. 4.16: Simulierte Auslenkung des Antriebes mit zwei Elektrodenpaaren in Abhängigkeit der Spannung an der Mittelelektrode

Der Antrieb verhält sich bis zu Spannungen von 20 V gut linear bei einer Empfindlichkeit von ca. 70 nm/V. Im Gegensatz zum einseitigen kann der Antrieb mit zwei Elektrodenpaaren benutzt werden, die seismische Masse im Bereich von ca. $\pm 1 \mu\text{m}$ hin und her zu bewegen.

Wie beim einseitigen Antrieb tritt ein Umschnappeffekt auf. Im simulierten Beispiel beträgt die Spannung, bei der die Auslenkung unkontrolliert zunimmt, ca 42 V. Dieser Wert ist mit dem des einseitigen Antriebes vergleichbar, da sich beim doppelseitigen Antrieb die im Falle des Umschnappens an einem Elektrodenpaar anliegende Spannung aus $U_1 = U_V + U_E$ (siehe oben) zu 87 V errechnet. Die in diesem Moment am anderen Elektrodenpaar anliegende Spannung beträgt nach $U_2 = U_V - U_E$ ca. 3 V und kann vernachlässigt werden.

4.3.3 Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse.

Sowohl der einseitige elektrostatische Antrieb als auch der elektrostatische Antrieb mit zwei Elektrodenpaaren eignen sich gut als Kraftstellglieder zum Einsatz im Beschleunigungssensor.

Die Empfindlichkeit des Sensors kann beim einseitigen Antrieb mit Hilfe der Vorspannung beim doppelseitigen Antrieb mit Hilfe der Versorgungsspannung der äußeren Elektroden eingestellt werden.

Der einseitige elektrostatische Antrieb muß elektrisch vorgespannt werden, wenn er Beschleunigungen mit positivem und negativem Vorzeichen kompensieren soll.

Die Position der Elektrode bestimmt beim Antrieb mit zwei Elektrodenpaaren den Offset der Sensorkennlinie.

Bei der Verwendung als Wegstellglied zeigen beide Antriebe den elektrostatischen Schnappeffekt. Der Effekt tritt im Falle der vorliegenden Geometrie bei ca. 80 V auf.

Beide Antriebe eignen sich nicht dazu, die seismische Masse über große Entfernungen an die Tunnelspitze anzunähern. Auslenkungen bis ca 4 μm sind zwar möglich, verändern aber deutlich die Eigenschaften des Antriebes bei der Kraftkompensation. Zur Annäherung der Tunnelspitze an die Gegenelektrode muß ein weiterer Aktor eingesetzt werden. Im Sensor übernimmt diese Aufgabe ein Piezo-Biegeumwandler, der auf den obersten Chip aufgesetzt wird.

Im kraftkompensierten Sensor liefert der einseitige elektrostatische Antrieb bei Beschleunigungen bis ca. 10^{-3} g ein lineares Ausgangssignal. Darüber hinaus führt die quadratische Abhängigkeit der Kraft von der Spannung zu einem nichtlinearen Ausgangssignal des Sensors.

Wird der elektrostatische Antrieb mit zwei Elektrodenpaaren im Sensor eingesetzt, verbessert sich die Linearität des Ausgangssignals.

5. Technologische Herstellung

5.1 Gesamtaufbau und Besonderheiten der technologischen Herstellung

In Kapitel 4 wurde erläutert, wie alle wesentlichen Funktionselemente dimensioniert werden müssen, um die gewünschte Funktion des Sensors zu gewährleisten. Inhalt des vorliegenden Kapitels ist es, die Realisierung des Sensors mit Hilfe mikrotechnischer Fertigungsmethoden zu beschreiben. Alle wesentlichen mechanischen Funktionselemente des Sensors werden in Silizium strukturiert. Die für die Tunnelstrecke und die elektrostatischen Antriebe notwendigen

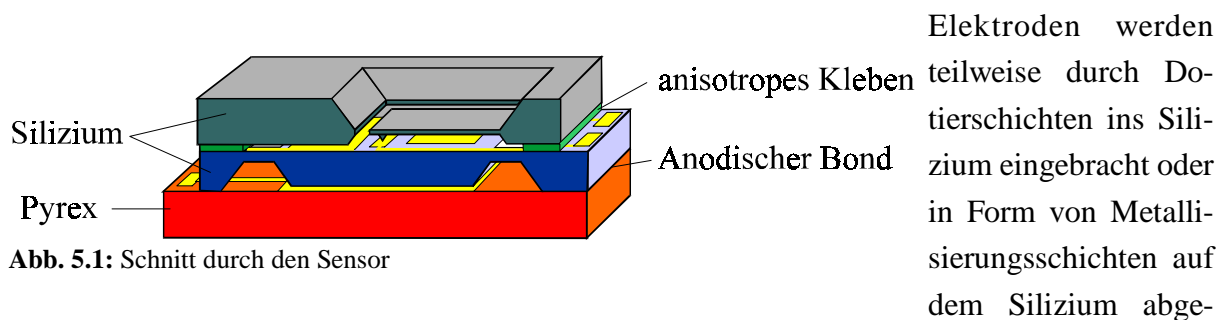


Abb. 5.1: Schnitt durch den Sensor

Elektroden werden teilweise durch Dotierschichten ins Silizium eingebracht oder in Form von Metallisierungsschichten auf dem Silizium abgeschieden. Abbildung 5.1 zeigt nochmals den Aufbau des Beschleunigungssensors. Er besteht aus drei Chips, wobei die beiden oberen aus Silizium hergestellt sind. Der untere Chip besteht aus Pyrex-Glas.

Alle drei Chipebenen enthalten elektrische Kontakte und Elektroden, die nach außen mittels Drahtbond verbunden werden müssen. Aus diesem Grund haben alle drei Chips die gleiche Breite aber unterschiedliche Länge. Die Chiplänge verringert sich von unten nach oben. So entstehenden freiliegenden Flächen, die elektrische Kontakte für die Draht-Bond-Verbindung nach außen enthalten. Alle Chips werden direkt beim Sägeprozeß in unterschiedliche Größe vereinzelt und anschließend miteinander verbunden. Diese Technik ist für den Aufbau von Mustersensoren geeignet. Bei der Herstellung größerer Stückzahlen können die notwendigen Bondflächen mittels Ätztechnik im Waferverband hergestellt werden.

Die beiden unteren Chips werden mittels anodischen Bondens miteinander verbunden. Auf dem Pyrex-Glas strukturierte Metallelektroden verhindern hierbei, daß die seismische Masse am Glaschip festbondet. Zusätzlich werden auf der Unterseite der Masse Abstandshalter strukturiert. Sie verhindern sowohl beim Bonden, als auch im späteren Betrieb, daß die Elektrodenfläche der seismischen Masse auf der Pyrex-Elektrode festbondet oder festklebt.

Die beiden oberen Chips werden mittels Klebetechnik miteinander verbunden. Die Klebeverbindung hat neben der rein mechanischen Befestigung die Aufgabe, auf der Unterseite des oberen Chips angebrachte Elektrodenflächen elektrisch zu kontaktieren. Hierzu sind auf der

Oberseite der Masse ebenfalls Kontaktflächen angebracht, die denen des oberen Chips exakt gegenüberstehen. Die Flächen werden mit Klebstoff verbunden, der nach der Aushärtung die Eigenschaft hat, die beiden sich gegenüberstehenden Kontaktflächen mit niedrigem elektrischem Übergangswiderstand zu verbinden

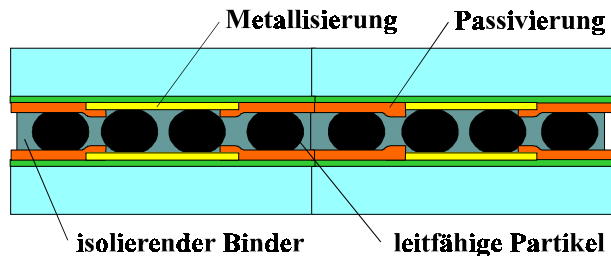


Abb. 5.2: schematischer Aufbau einer anisotropen Verklebung

und gleichzeitig benachbarte Kontaktflächen elektrisch gegeneinander zu isolieren. Abbildung 5.2 zeigt schematisch den Aufbau einer sogenannten anisotropen Verklebung. Der Klebstoff besteht aus einem isolierenden Binder mit eingelagerten leitfähigen Partikeln spezifizierter Größe. Die Partikel sind meist metallbeschichtete Kunststoffkugeln. Sie stellen den elektrischen Kontakt zwischen den gegenüberliegenden Kontaktflächen her.

Der Anteil der Partikel im Kleber ist so gewählt, daß sich benachbarte Partikel nicht berühren und somit in horizontaler Richtung kein elektrischer Kontakt zustande kommt. Die spezifizierte Größe der Partikel, die auch mit geringer Streuung eingehalten wird, hat den Vorteil, daß die entstehenden Klebespalte eine homogene Breite aufweisen. So wird erreicht, daß die auf der Unterseite des oberen Chips angeordneten Elektrodenflächen bei der mechanischen Verbindung der Chips zusätzlich elektrisch kontaktiert werden und gleichzeitig die elektrostatischen Elektroden über dem gesamten Chip den gleichen Abstand haben. Das Maß des Abstandes wird durch die Auswahl des Klebertyps festgelegt.

Die seismische Masse an ihren Federstegen ist eine hochempfindliche Struktur, die in der Lage ist, kleinste Beschleunigungen nachzuweisen. Eine Zerstörung dieser Struktur bei Überlast wird im Sensor durch Anschläge in den äußeren Chips vermieden. Sie verhindern, daß die Auslenkung des Feder-Masse-Systems den kritischen Wert überschreitet. Während der Herstellung der Feder-Masse Struktur im Waferverband sind diese Anschläge noch nicht vorhanden. Bei der technologischen Herstellung auftretende Kräfte würden die empfindliche Struktur zerstören. Deshalb kann der Ätzschritt, mit dem in vorher abgedünnten Membranbereichen die Federstege lateral strukturiert werden, nicht im Waferverband stattfinden. Vor der letzten Strukturierung werden die Masse-Chips vereinzelt und mit den Pyrex Chips verbondet. Jetzt ist der untere Anschlag für die Masse vorhanden und die Feder-Masse-Struktur kann mittels Trockenätztechnik durchgeführt werden. Hierfür wurde eine Spezialhalterung entwickelt, die alle Chips eines Wafers gleichzeitig zur Bearbeitung in der Trockenätzanlage aufnimmt.

5.2 Layout und Herstellung der oberen Chips

Der obere Chip des Sensoraufbaus enthält die Tunnelspitze an ihrem Biegebalken, die oberen Anschläge für die seismische Masse sowie die obere Elektrode des Elektrodenpaares für die elektrostatische Kraftkompensation. Er wird aus n-dotiertem 100 Silizium hergestellt. Abbildung 5.3 zeigt das Masken-Layout des oberen Chips, gesehen von der Unterseite.

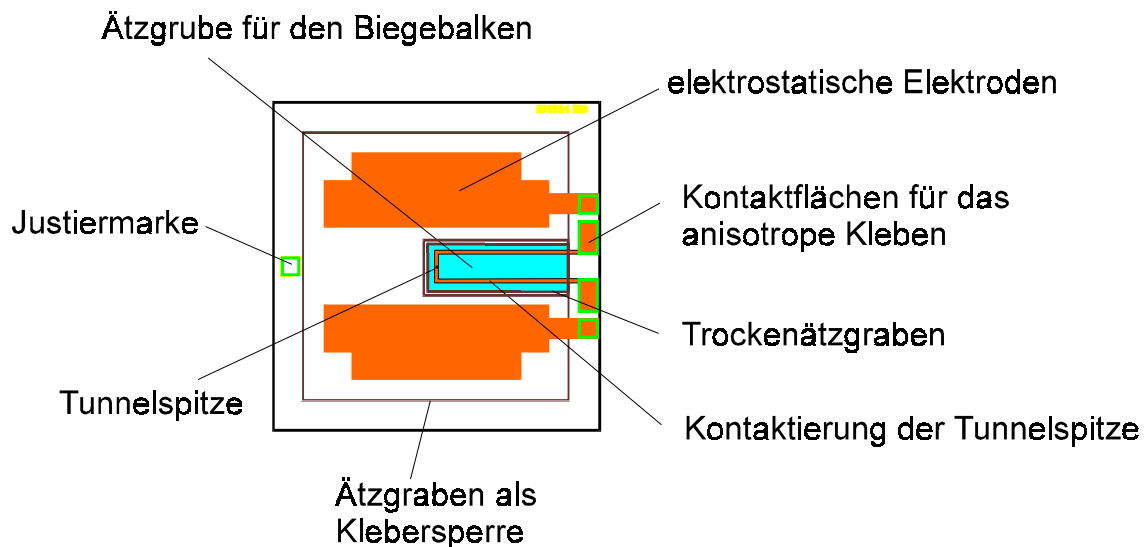


Abb. 5.3: Maskenlayout des oberen Chips

Dargestellt sind die Maskenebenen, die zur Strukturierung der Unterseite des oberen Chips verwendet werden. Es fehlt die Maske, die von oben zur Abdünnung des Biegebalkens verwendet wird. In der Mitte des Chips ist von dieser Seite die Maske zur Ätzung des Biegebalkens zu sehen. Sie dient dazu, den gesamten Bereich des Biegebalkens zurückzuätzen und in diesem Schritt auch die Tunnelspitze auf der Unterseite des Biegebalkens zu erzeugen. Hierfür enthält diese Maske die Maskierstruktur zur Erzeugung der Tunnelspitze. Die Tunnelspitze ist in der Chipmitte angeordnet und liegt somit senkrecht über dem Schwerpunkt der seismischen Masse (siehe Abschnitt 4.2).

Alle elektrostatischen Elektroden sind symmetrisch zur Chipmitte angebracht. Hierdurch wird die Verkippung der Masse vermieden. Die Elektroden sind mit den Kontaktflächen am rechten Rand des Chips verbunden. Dort erfolgt die elektrische Verbindung zum mittleren Chip mittels anisotropem Kleben (siehe Abschnitt 5.1). Über zwei Zuleitungen ist die Tunnelspitze mit Kontaktflächen auf dem Rand des Chips verbunden. So ist es möglich, die Charakteristik der Tunnelstrecke in Vierpol-Meßtechnik zu bestimmen. Die Zuleitungen werden über den schrägen Ätzrand des rückgeätzten Bereiches geführt und überwinden so die Höhendifferenz zwi-

schen Tunnelspitze und Rand des Chips.

Auf drei Seiten des Biegebalkens ist ein Trockenätzgraben vorgesehen. Er dient dazu, in einem letzten Schritt den bereits abgedünnten Bereich des Biegebalkens zu durchtrennen und so eine freistehende, nur an einer Seite befestigte Balkenstruktur zu erzeugen.

Die aktive Fläche des Sensors ist vom Rand durch einen Ätzgraben abgetrennt. Dieser Graben verhindert, daß bei der Verbindung der Chips Klebstoff in das aktive Gebiet eindringen und dort zur Verklebung der seismischen Masse führen kann.

Abbildung 5.4 zeigt die Prozeßabfolge zur Herstellung des oberen Chips. Im Schritt 1 wird die

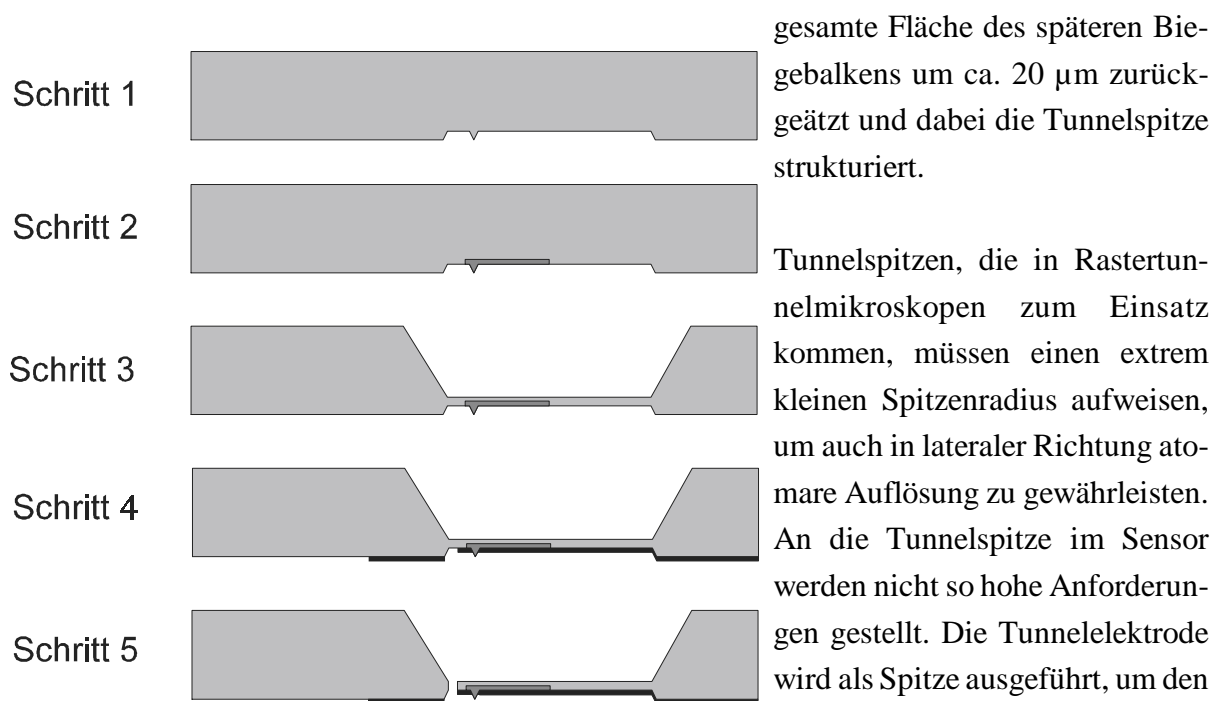


Abb. 5.4: Prozeßablauf zur Herstellung des oberen Chips mit Biegewandler und Tunnelspitze.

Aus diesem Grund wird die Tunnelspitze bei der Rückätzung mit Hilfe eines einfachen Quadrates der Kantenlänge a maskiert. Dabei werden auf Grund des anisotropen Ätzverhaltens von Silizium die Ecken des Quadrates unterätzt. Da alle Ecken des Quadrates auf die gleiche Weise unterätzt werden, bilden sich Geometrien mit vierzähliger Symmetrie, die gleichzeitig die Mitte des Quadrates erreichen und die Tunnelspitze bilden. Abbildung 5.5 zeigt die geometrischen Verhältnisse. Ebenen mit der größten Ätzrate in der Maskenebene, die sogenannten schnellstätzenden Ebenen, bilden zur Maskenkante den Winkel α . Das Verhältnis ν gibt die Ätz-

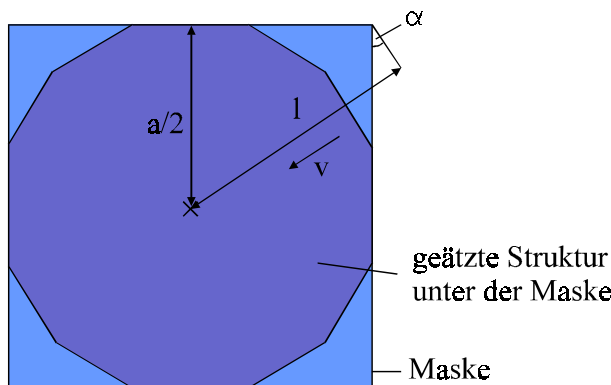


Abb. 5.5: Geometrie der Maske der Tunnelspitze

geschwindigkeit dieser Ebenen bezogen auf die Tiefenätzrate an. Die Länge l ist der Weg, den alle schnellstätzende Ebenen zurücklegen müssen, um sich von allen vier Ecken des Quadrates aus in der Mitte zu treffen und die Spitze zu bilden. Unter Beachtung der Geometrie ergibt sich:

$$l = \frac{a}{2} (\sin\alpha + \cos\alpha) \quad (5.1)$$

Zu jedem Zeitpunkt gibt v auch das Verhältnis des in Richtung l zurückgelegten Weges zur Ätztiefe t an. Erreichen die schnellstätzenden Ebenen den Mittelpunkt des Quadrates so entsteht die Spitze. Es gilt: $l = v * t$. Mit Gleichung (5.1) ergibt sich die für die Ätztiefe t erforderliche Maskengröße also zu:

$$a = \frac{2tv}{\sin\alpha + \cos\alpha} \quad (5.2)$$

Die Parameter α und v sind von den gewählten Ätzparametern und vom Zustand des Ätzmediums abhängig und müssen in Vorversuchen ermittelt werden. Aus den experimentell ermittelten Werten ergibt sich das Maskenmaß a bei einer Ätztiefe von $20 \mu\text{m}$ zu $44 \mu\text{m}$.

Während des Ätzvorganges wandern die schnellstätzenden Ebenen aufeinander zu. Der Ätzfortschritt kann unter der Maske nur schwer beobachtet werden. Nach der Entstehung der Spitze fällt das Maskenquadrat ab und die entstandene Spitze wird von allen Seiten vom Ätzmedium angegriffen. Mit großer Geschwindigkeit verringert sich ihre Höhe. Im Sensor sind Spitzen erwünscht, deren Höhe um ca. $4 \mu\text{m}$ kleiner ist, als die Tiefe der geätzten Grube. Durch den Höhenunterschied wird erreicht, daß die Tunnelspitze in der Ruhelage nicht durch die seismische Masse beschädigt werden kann. Abbildung 5.6 zeigt die gewünschten Verhältnisse. Diese Geometrie kann nur realisiert werden, wenn das Ende der Ätzung genau zum richtigen Zeitpunkt erfolgt.

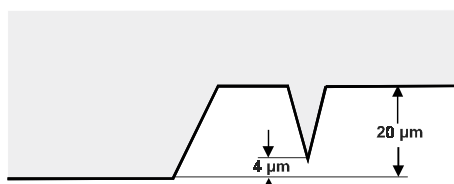


Abb. 5.6: Ätzung der Tunnelspitze

Um den Ätzfortschritt während des Ätzens beobachten und das Ende der Ätzung bestimmen zu können, wird am Rand eines jeden Chips eine Teststruktur angebracht. Sie besteht aus einer Reihe von Quadraten mit zunehmender Größe. Das mittlere Quadrat hat dabei die für die Spitze

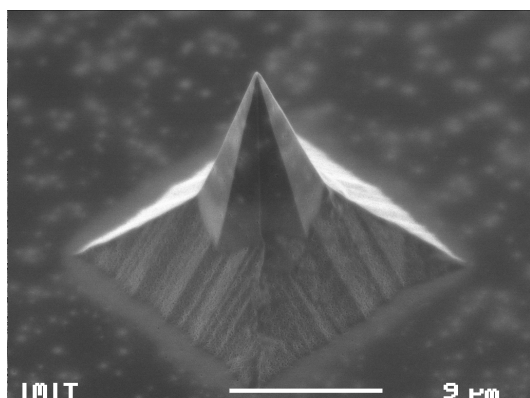


Abb. 5.7: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Tunnelspitze

festgelegte Größe. Während des Ätzens kann nun beobachtet werden, wie zuerst unter dem kleinsten und dann der Reihe nach unter den Quadraten die Spitzen entstehen und die Maskierung abfällt. Um eine etwas zurückstehenden Spitze zu erzeugen, wird die Ätzung abgebrochen, wenn jenes Maskenquadrat abfällt, das etwas größer ist als das, mit dem die Spitze strukturiert wird. Abbildung 5.7 zeigt eine strukturierte Tunnelspitze im Rasterelektronenmikroskop.

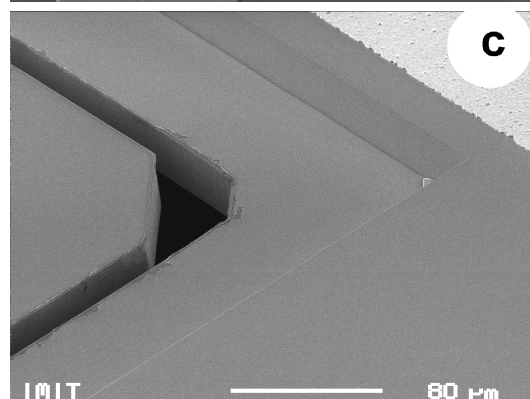
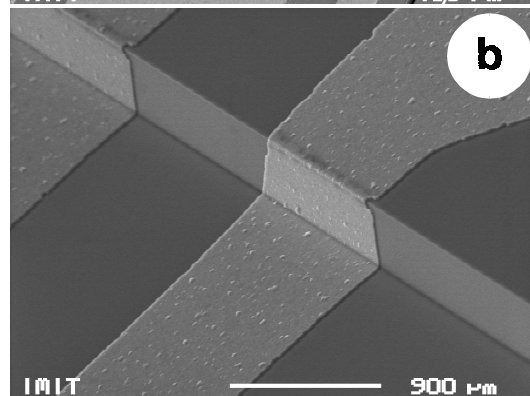
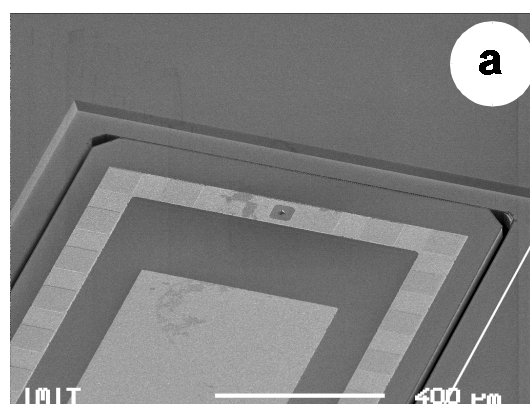


Abb. 5.8: Technologische Details des oberen Chips

Im nächsten Technologieprozeß (Schritt 2) wird der Bereich um die Tunnelspitze und auch die Tunnelspitze selbst mit einer n^+ -Diffusion versehen. Sie ist erforderlich, um einen guten Kontakt zwischen Tunnelspitze und anschließender Metallisierung sicherzustellen.

Im Schritt 3 wird der Bereich des Biegebalkens von der Vorderseite her naßchemisch soweit zurückgeätzt, bis die gewünschte Dicke des Balkens (ca. 35 μm) erreicht ist. Dann folgt die Abscheidung einer Aluminiumschicht auf der Unterseite, aus der die Zuleitungen der Tunnelspitze sowie die elektrostatischen Elektroden strukturiert werden. (Schritt 4). Im letzten Schritt (Schritt 5) wird die Balkenstruktur im dünn geätzten Bereich mittels eines Trockenätzverfahrens ausgeschnitten.

Die Waferprozessierung ist mit diesem Schritt abgeschlossen, die Wafer werden anschließend in Chips vereinzelt. Sie stehen dann für die Chip-Aufbau-technik zur Verfügung. Abbildung 5.8 zeigt einige Details der fertiggestellten Chips. In Abbildung 5.8 a ist der freigeätzte Biegebalken mit der Tunnelspitze und ihren Zuleitungen zu sehen. Abbildung b zeigt die Metallisierung über den Rand des rück-

geätzten Bereiches hinweg. Abbildung c zeigt die Qualität der Trockenätzung am Rande des Biegebalkens.

5.3 Layout und Herstellung der mittleren Chips

Auch die Masse-Chips werden aus n-dotiertem 100 Silizium-Wafern hergestellt. Abbildung 5.9 zeigt das Maskenlayout des mittleren Chips.

Die seismische Masse ist diagonal an den vier Ecken aufgehängt. Wiederum wird zuerst der

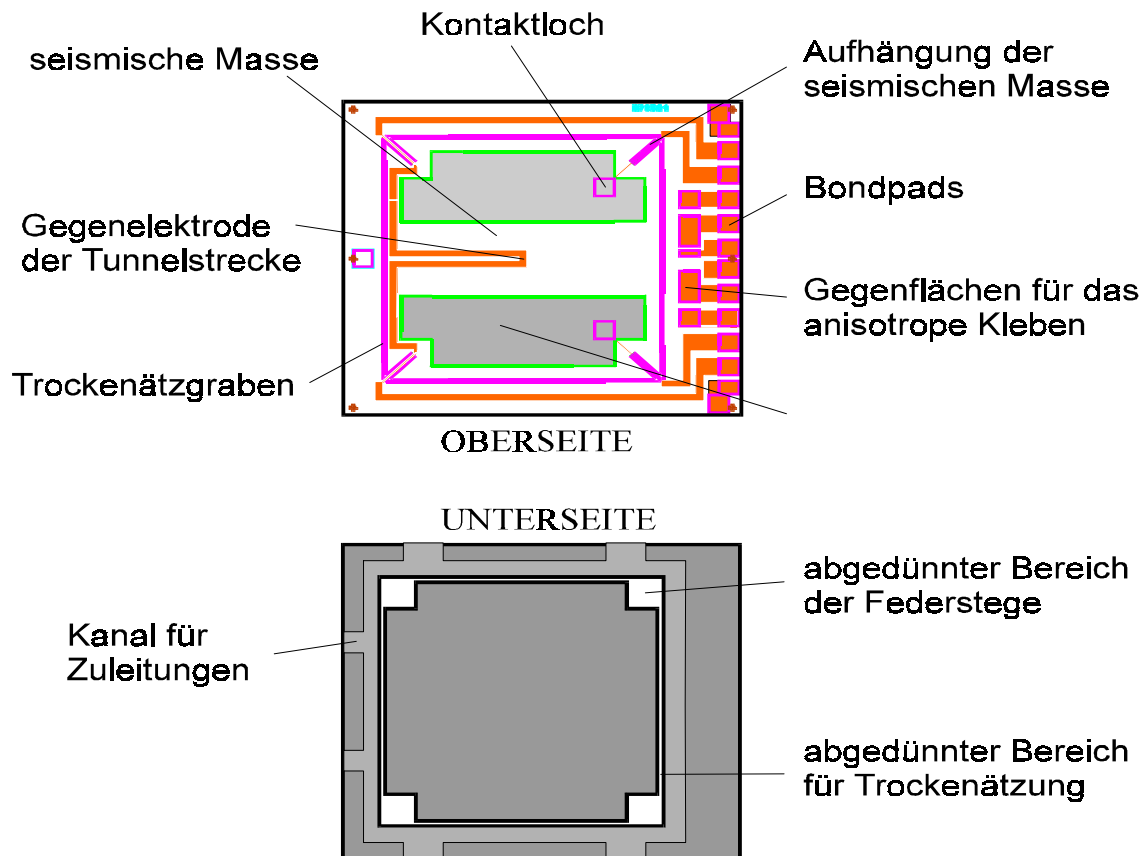


Abb. 5.9: Maskenlayout des mittleren Chips (Masken der Ober- und Unterseite)

Bereich der Aufhängung naßchemisch abgedünnt, anschließend die laterale Geometrie mittels Trockenätztechnik übertragen und die beweglichen Strukturen freigeschnitten. Die Maske des dafür erforderlichen Trockenätzgrabens umschließt die seismische Masse und bildet die seitliche Begrenzung der Aufhängestege.

Über die Stege werden die Zuleitungen für die Gegenelektrode der Tunnelstrecke sowie die elektrostatischen Elektroden auf die Masse geführt. Die Tunnelstrecke ist dabei mit zwei Anschlüssen kontaktiert, die in der Metallisierung strukturiert sind.

Die seismische Masse muß auf der Ober- und Unterseite mit elektrostatischen Elektroden ausgerüstet werden. Hierfür sind auf beiden Seiten der Masse Bereiche erforderlich, die eine gute Leitfähigkeit aufweisen und damit gleichmäßige Potentialverteilung auf den Elektroden und ein homogenes Feld zwischen den Elektroden sicherstellen. Zusätzlich muß sowohl die obere als auch die untere Elektrode mit niederem elektrischem Übergangswiderstand an die Zuleitung angeschlossen sein. Technologisch wird dies umgesetzt, indem die Elektrodenbereiche ober- und unterhalb der Masse mit einer n^+ -Diffusion versehen werden. Die Kontaktierung der unteren Elektrode wird über die Leitfähigkeit des Wafermaterials durch die Masse hindurch sichergestellt. Die Verbindung mit der metallisierten Zuleitung erfolgt auf der Oberseite der Masse. Hier wird in einem Kontaktloch die Metallisierung der Zuleitung an das n^+ -diffundierte Silizium angetempert. In Abbildung 5.9 sind die diffundierten elektrostatischen Elektroden, sowie das Kontaktloch sichtbar.

Am rechten Rand des Chips sind Kontaktflächen angeordnet, welche die elektrischen Anschlüsse des Sensors mit Hilfe von Drahtbondverbindungen ermöglichen. Dieser Bereich wird bei der Aufbautechnik nicht vom kleineren oberen Chip überdeckt. Die Hälfte der Kontaktflächen dient zur elektrischen Kontaktierung der Elektroden des mittleren Wafers, die andere Hälfte endet an Kontaktflächen, die denen des oberen Wafers gegenüberstehen. Sie werden bei der anisotropen Verklebung der Chips miteinander verbunden.

Das bisher beschriebene Maskenlayout der Oberseite wird noch um zwei Masken ergänzt, welche die Rückseite des Wafers strukturieren. Mit Hilfe der ersten Maske wird der gesamte Bereich der seismischen Masse abgedünnt, um den elektrostatischen Abstand zur Elektrode des unteren Chips einzustellen. Gleichzeitig werden in der rückgeätzten Fläche Abstandshalter strukturiert, die ca. 5 μm aus der Unterseite herausstehen. Sie verhindern, daß die Masse während der Verbindung des mittleren und unteren Chip auf der unteren Elektrode festbondet. Auch im aufgebauten Sensor verhindern die Abstandshalter die Verklebung der Masse nach dem Auftreten einer Überlast. Die Abstandshalter sind in der Maske in Form von 15 x 15 μm^2 großen Quadraten eingearbeitet. Bei geeigneter Wahl von Ätzmedium und Ätzzeit, entstehen daraus quadratische Abstandshalter, die ca. 5 μm aus der Ätzfläche herausstehen.

Die Maske enthält weiterhin Kanalstrukturen zum Chiprand hin. In diesen Kanälen verlaufen nach dem Verbinden des mittleren mit dem unteren Chip die Zuleitungen, welche die Elek-

troden des unteren Wafers nach außen kontaktieren. Die Kanäle dienen weiterhin der Belüftung des Elektrodenspaltes und sollen die Dämpfung der seismischen Masse reduzieren.

Die zweite Rückseitenmaske dient dazu, die Federstege auf die gewünschte Dicke abzdünnen. Rings um die Masse herum wird mit dieser Maske ein schmaler Bereich erzeugt, der so dünn ist, daß im abschließenden Trockenätzschritt hier die Masse vom Rahmen getrennt werden kann.

Abbildung 5.10 zeigt die Prozeßabfolge zur Herstellung der mittleren Chips. In Schritt 1 wird die Rückseite im Bereich der Masse zurückgeätzt. Gleichzeitig werden die Abstandshalter ca. $5\ \mu\text{m}$ über der geätzten Fläche strukturiert. Anschließend werden in Schritt 2 auf der Ober und Unterseite die Elektroden für die elektrostatischen Stellglieder mit Hilfe einer n^+ - Diffusion in

den Wafer eingebracht. Im Schritt 3 werden die Bereiche der Federstege und Begrenzung der seismischen Masse auf die gewünschte Dicke von $30\ \mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 4.2) abgedünnt. Auf die abgedünnten Wafer wird in Schritt 4 die Metallisierung aufgebracht. Die Zuleitungen, Kontaktflächen und Gegenflächen für das anisotrope Kleben werden strukturiert und anschließend die Metallisierung an die diffundierten Bereiche angetempert. Zum Ab-

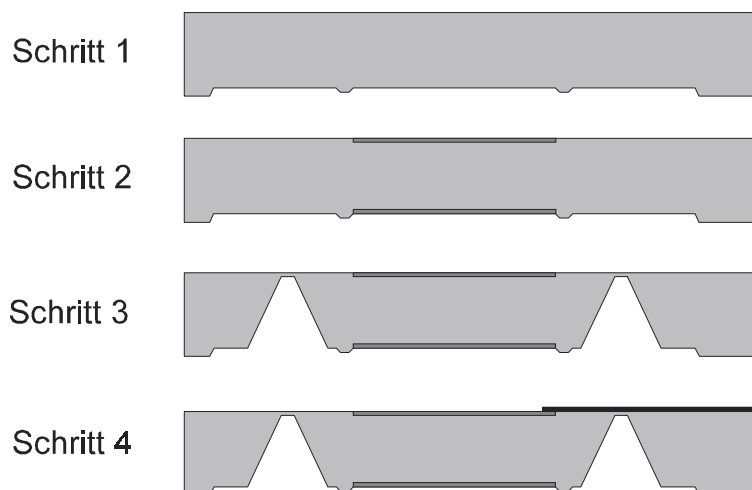


Abb. 5.10: Prozeßablauf zur Fertigung der mittleren Chips mit seismischer Masse und Federstegen

schluß der Wafertechnologie wird eine Passivierungsschicht auf den Wafern abgeschieden. Diese Schicht isoliert die elektrischen Strukturen nach außen. Sie wird im Bereich der Federstege und Begrenzung der Masse zusätzlich strukturiert. Bei der Trockenätzung der Einzelchips dient sie dann als Ätzmaske, die danach nicht entfernt werden muß. Die Strukturierung der Ätzmaske muß noch im Waferverband erfolgen, weil danach keine lithographische Strukturübertragung mehr möglich ist.

Die Wafer werden anschließend in Chips zersägt und mittels anodischem Bonden mit den unteren Chips verbunden. Der Chipverband wird dann in einer speziellen Halterung in die Trockenätzanlage eingebracht und die vorher in der Maske festgelegten Bereiche werden

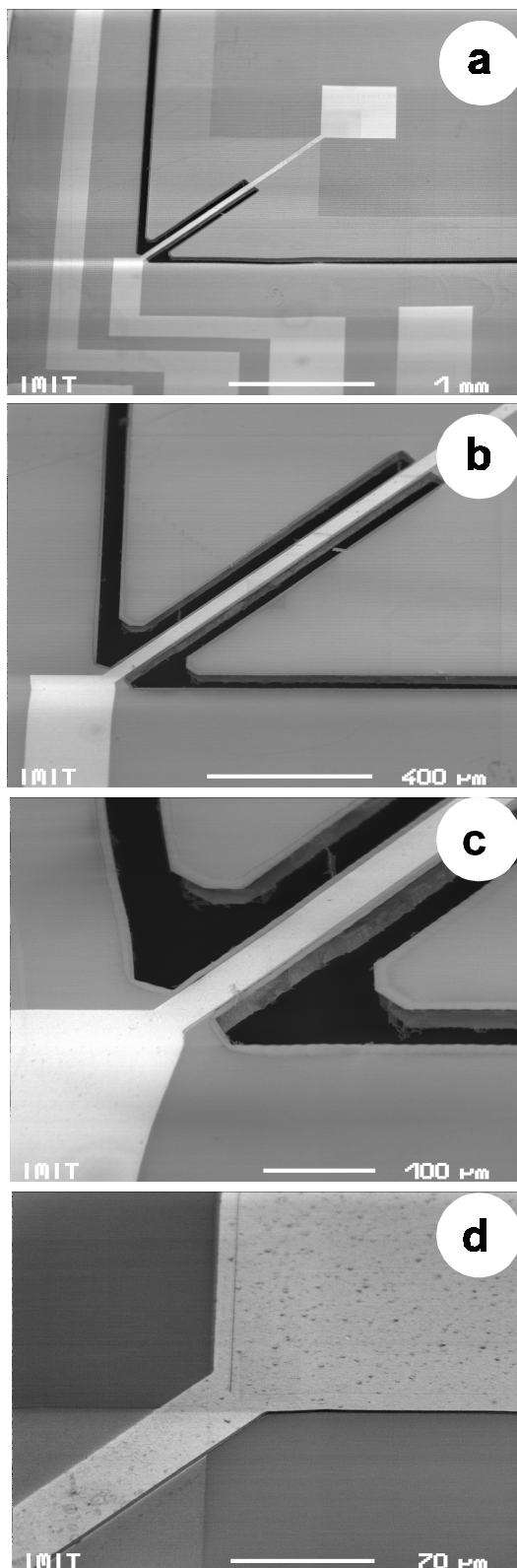


Abb.: 5.11: Technologische Details des mittleren Chips

geöffnet. Erst in diesem Moment entsteht das empfindliche Feder-Masse-System, das jetzt bereits durch den Anschlag am unteren Chip vor Überlastung geschützt ist.

Abbildung 5.11 zeigt Details der fertiggestellten mittleren Chips. Abgebildet ist der Bereich der Aufhängung der Masse bei verschiedener Vergrößerung. Auf dem Aufhängesteg verläuft die elektrische Leitbahn. Sie endet an einem Kontaktloch. Hier ist die Isolationsschicht unter der Metallisierung durchbrochen. Die Metallschicht berührt direkt das Silizium, das in diesem Bereich zur Verbesserung des Kontaktes hoch dotiert wurde. Die seismische Masse und mit ihr die obere und untere Elektrode könne so von außen angesteuert werden.

In Abbildung 5.11 c zeigt erneut die Qualität der Trockenätztechnik bei der Freizätzung von Masse und Federsteg.

In Abbildung 5.11 d ist der Massekontakte vergrößert dargestellt. Die Passivierung überlappt die Metallisierung am Rand um ca. 10 μm .

Die Qualität der Aufnahmen im Rasterelektronenmikroskop wird durch die isolierende Passivierungsschicht beeinträchtigt. Zusätzlich bewegt sich die Masse während der Aufnahme, weil die vom Elektronenstrahl aufgebraachten Ladungen dazu führen, daß sich die Masse im Takt der Abtastfrequenz auflädt.

5.4 Layout und Herstellung der unteren Chips

Die Herstellung der unteren Chips ist der einfachste der drei Technologieabläufe. Die Chips werden aus Pyrex-Wafern gefertigt. Auf den Wafern wird eine Aluminium-Metallisierung abgeschieden. Anschließend werden die unteren Elektroden, die Zuleitungen und die Kontaktflächen strukturiert.

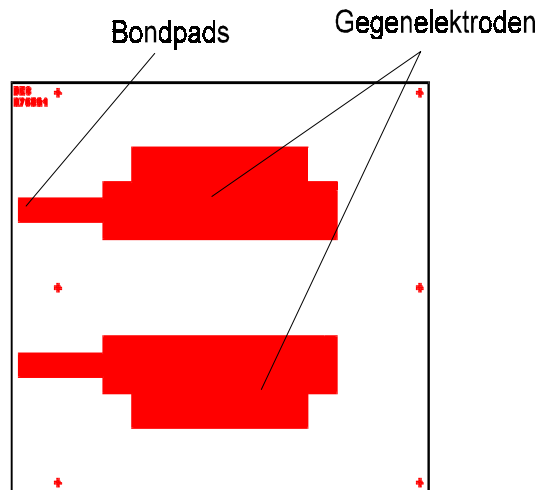


Abb. 5.12: Maskenlayout der unteren Chips

Abbildung 5.12 zeigt das Maskenlayout der unteren Chips. Nach der Verbindung mit den mittleren Chips verlaufen die Zuleitungen in den Kanalstrukturen auf der Unterseite der Silizium Chips. Auf diesem Wege wird der elektrische Kontakt zwischen Elektroden und Siliziumchip verhindert.

5.5 Aufbau und Verbindungstechnik

Wie bereits in Abschnitt 4.3 erwähnt, werden die beiden unteren Chips mittels anodischem Bond miteinander verbunden. Die Verbindung findet chipweise statt. Auf jedem Chip sind zur exakten Positionierung geeignete Justierstrukturen vorhanden. Der dann vorliegende Verband aus zwei Chips wird anschließend trockengeätzt um das Feder-Masse-System zu strukturieren.

Mit diesem Chipverband muß jetzt noch der obere Chip verbunden werden. Hierfür wird der anisotrope Klebstoff mittels Klebestempel auf die beiden unteren Chips aufgebracht und anschließend der obere Chip justiert aufgesetzt. Die Klebspur muß der geometrischen Struktur der Sensorchips entsprechen. Aus diesem Grund werden die Klebestempel mit Hilfe eines Lasers aus Siliziumwafern herausgeschnitten. Beim Absetzen des oberen Chip mit Hilfe eines Handhabungssystems ist darauf zu achten, daß die zu verklebenden Flächen parallel zueinander justiert sind. So wird ein Klebspalt homogener Dicke und die zuverlässige Kontaktierung der gegenüberliegenden Kontaktflächen sichergestellt.

In Testmustern wurden die Übergangs- und Isolationswiderstände überprüft, die bei der Verbindung von Chips mit anisotropen Klebstoffen erreicht werden können. Im Beschleunigungssensor wird der Tunnelstrom über die Klebekontakte geführt. Die Tunnelstrecke stellt einen Widerstand dar, dessen Wert ca. $100 \text{ M}\Omega$ beträgt. Gleichzeitig werden über benachbarte Kontakte Steuerspannungen von einigen V geführt. Dies stellt große Anforderungen an die Isolationseigenschaften der anisotropen Klebung. Um Ströme zu vermeiden, die parallel zur Tunnelstrecke fließen, muß der Isolationswiderstand deutlich größer als $1 \text{ G}\Omega$ sein. Dies konnte an Testmustern nachgewiesen werden.

Der Wert der Übergangswiderstände zwischen den Kontakten wurde ebenfalls an Testmustern ermittelt. Die Übergangswiderstände erreichen 1 bis $10 \text{ }\Omega$. Für die Tunnelstrecke mit ihrem hohen Innenwiderstand sind diese Widerstände völlig ohne Bedeutung. Bei der Ansteuerung der elektrostatischen Elektroden führen sie zu einer Zeitkonstante für den Ladestrom der Kondensatorplatten. Die Elektrodenpaare im Sensor bilden bei der gegebenen Geometrie einen Kondensator mit einer Kapazität von ca. 10 pF . Durch die Übergangswiderstände sich ergebende Zeitkonstanten sind kleiner als 1 ns und ohne Bedeutung.

Der drei-Chip-Aufbau wird auf eine Leiterplatte aufgeklebt und die elektrische Kontaktierung mit Hilfe der Drahtbond-Technik durchgeführt. Zum Abschluß wird der Piezo-Biegewandler montiert. Hierzu wird auf den Biegewandler mit Tunnelspitze ein Abstandshalter aus Silizium aufgesetzt und der Piezo-Biegewandler am Rand des oberen Sensorchips verklebt. Zur Elektrischen Kontaktierung des Piezo-Biegewandlers sind vom Hersteller Drähte angebracht, die auf der Platine verlötet werden.

Abbildung 5.13 zeigt nochmals den schematischen Aufbau, Abbildung 5.14 ein Foto des Sensors.

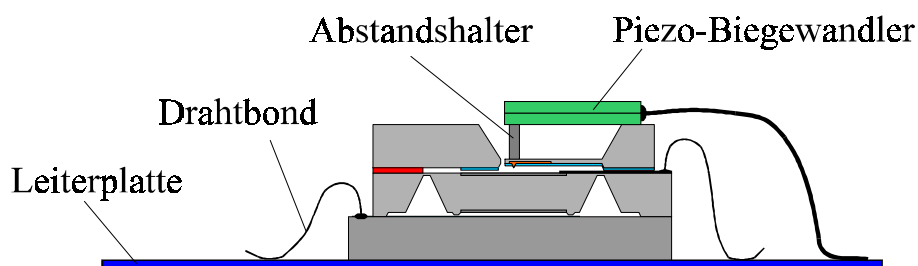


Abb. 5.13: Schematischer Aufbau des Sensors im Schnitt