

**Untersuchung und Beschreibung physikalischer Mechanismen  
von Adhäsion in mikromechanischen Inertialsensoren**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigt durch die

Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät  
(Ingenieurwissenschaftlicher Bereich)  
der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

von Herrn Hermann Arnold Rump  
geb. am 18. Juni 1970 in Lüdenscheid

Dekan der Fakultät: Herr Prof. Dr. R. Gattermann

Gutachter:

1. Herr Prof. Dr. U. M. Gösele
2. Herr Prof. Dr. O. Engström
3. Herr Prof. Dr. J. H. Werner

Halle (Saale), den 27. Februar 2001



Nicht weil die Dinge uns unerreichbar erscheinen  
wagen wir nicht – weil wir nicht wagen, erscheinen  
sie uns unerreichbar.

Seneca



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Adhäsion in mikromechanischen Bauelementen</b>	<b>5</b>
2.1	Vermeidung von in-process sticking . . . . .	6
2.2	Vermeidung von in-use sticking . . . . .	7
2.3	Untersuchung der Adhäsionsmechanismen . . . . .	7
2.3.1	Herstellung der Teststruktur in Oberflächenmikromechanik . . . . .	8
2.3.2	Aufbau der Adhäsionsteststruktur . . . . .	10
2.3.3	Design der Teststruktur . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Kontaktkräfte</b>	<b>17</b>
3.1	Oberflächenkräfte . . . . .	17
3.1.1	Elektrostatische Kräfte . . . . .	18
3.1.2	van der Waals-Kräfte . . . . .	18
3.1.3	Kapillarkraft . . . . .	19
3.2	Einfluß von Oberflächeneigenschaften auf die Kontaktkräfte . . . . .	20
3.2.1	JKR-Theorie zur Adhäsion rauher Oberflächen . . . . .	21
3.2.2	Diskussion der JKR-Theorie mit Bezug auf MEMS-Oberflächen . . . . .	24
3.3	Adhäsionskraftmessung mit Rasterkraftmikroskop . . . . .	29
3.4	Adhäsionskraftmessung am Mikrosystem durch Beschleunigung . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Elektrostatische Wechselwirkung zwischen Halbleiteroberflächen</b>	<b>41</b>
4.1	Berechnung der Adhäsionskräfte aus dem Verlauf der CU-Kennlinie . . . . .	41
4.2	Adhäsionskraftmessung durch elektrostatische Anregung . . . . .	47
4.3	Modell für elektrostatische Kraft zwischen Halbleiterelektroden . . . . .	51
4.3.1	Elektronische Eigenschaften polykristalliner Siliziumoberflächen . . . . .	51
4.3.2	Analytische Berechnung der Wechselwirkung . . . . .	57
4.3.3	Anwendung des Modells auf Silizium-Oberflächen . . . . .	63
4.3.4	Einschränkungen des analytischen Modells . . . . .	69
4.3.5	Auswirkung von Halbleitereigenschaften auf den CU-Verlauf . . . . .	79
4.3.6	Elektronische Eigenschaften von Elektret-Oberflächen . . . . .	80
4.3.7	Messung unsymmetrischer, elektronischer Eigenschaften auf Halbleiteroberflächen . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>89</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>91</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Mikrosystemtechnik ist eine Erweiterung der Mikroelektronik um mechanische Sensor- und Aktorfunktionen oder auch optische Komponenten zur Erfassung und Weiterverarbeitung von physikalischen Größen. Im Vordergrund steht die Miniaturisierung und Integration dieser Funktionsgruppen zu einem Gesamtsystem. Die Motivation besteht zum einen darin, die hochentwickelte Halbleitertechnologie der Mikroelektronik für eine kostengünstige Massenproduktion in der Mikrosystemtechnik zu nutzen. Andererseits bietet die damit verbundene Miniaturisierung die Chance für vollkommen neue Anwendungen, wie beispielsweise in der medizinischen Diagnostik. Die Mikrosystemtechnik hat damit das Potential, die Rolle einer Schlüsseltechnologie zu übernehmen.

Die Prognosen sagen eine rasante Entwicklung des Weltmarktes für mikrosystemtechnische Produkte voraus. Betrug das Weltmarktvolumen im Jahr 1996 ca. 13 Milliarden USD, so wird für das Jahr 2002 ein Umsatz von über 34 Milliarden USD erwartet [1].

Die Entwicklung der Mikrosystemtechnik wird besonders in den Industrienationen USA, Japan und der Europäischen Union öffentlich gefördert. In Deutschland umfaßt die finanzielle Förderung durch das BMBF<sup>1</sup> jährlich ca. 100 Millionen DM. Das Ministerium sieht seine Aufgabe darin, Mikrosystemtechnik als strategisches Feld durch die Unterstützung von Wissenschaftlern und Entwicklern zu fördern, um den Transfer von Grundlagenwissen zu konkreten Anwendungen zu erleichtern [2].

Gemessen an ihrem Potential steht die Mikrosystemtechnik erst ganz am Anfang ihrer Entwicklung. Produkte, die den Sprung zur Kommerzialisierung geschafft haben, basieren auf einfachen Strukturen und bekannten Herstellungsprozessen der Mikromechanik, wie z.B. Spritzdüsen für Tintenstrahldrucker oder auch Beschleunigungs- und Drehratensensoren in der Automobilindustrie. Trotz des hohen Entwicklungsstandes der Halbleiterfertigungstechnologie fallen hohe Investitionskosten für Produktionsanlagen und den Aufbau einer Infrastruktur an. Aus diesem Grund beherrschen Unternehmen den Markt

---

<sup>1</sup>Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie

der Mikrosystemtechnik, die bereits über Produktionsanlagen und Erfahrungen auf dem Gebiet der Halbleitertechnologie verfügen. Marktführer auf dem Gebiet der Mikrosensorik für die Kraftfahrzeugtechnik sind Analog Devices, Motorola Inc. und die Robert Bosch GmbH.

Entscheidende Impulse für die Entwicklung mikromechanischer Bauelemente liefert die Automobilindustrie. Die Produktpalette beschränkt sich im wesentlichen auf Sensoren zur Erfassung des Fahrzeugverhaltens und seiner Umgebung. Der Einsatz mikromechanischer Inertialsensoren im Elektronischen Stabilitätsprogramm (Fahrodynamikregelung) oder in Airbag-Systemen ermöglicht eine Verbesserung der passiven und aktiven Fahrgastsicherheit. Im Falle eines Fahrzeugaufpralls treten sehr hohe Beschleunigungen auf, die in einem Airbag-System von Beschleunigungssensoren aufgenommen werden. In einem Steuergerät wird das Sensorsignal ausgewertet und über das Zünden der Airbags und Gurtstraffer entschieden. Zentrales Element in diesem System ist der Beschleunigungssensor. An ihn werden höchste Anforderungen bezüglich Zuverlässigkeit gestellt.

In einem mikromechanischen Beschleunigungssensor wird eine seismische Masse durch externe Beschleunigung ausgelenkt. Diese Auslenkung resultiert in der Änderung des Abstandes zwischen den Elektroden eines Differentialkondensators, was zu einer Kapazitätsänderung führt [3]. Diese wird mittels einer Auswerteelektronik in ein der externen Beschleunigung proportionales Signal umgewandelt.

Mit zunehmender Miniaturisierung der Sensorstrukturen vergrößert sich das Verhältnis zwischen ihrer Oberfläche zum Volumen, so daß Oberflächenphänomenen eine immer größere Bedeutung zukommt. Die Mikromechanik ist daher nicht allein die Projektion der konventionellen Mechanik auf kleinere Maßstäbe. Vielmehr muß der in der Feinmechanik nahezu vernachlässigbare Einfluß von beispielsweise Mikropartikeln, Adsorbaten und Oberflächenladungen berücksichtigt werden.

Unter mechanischer Überlast kommt es zum Kontakt zwischen beweglichen und feststehenden Sensorstrukturen. An der Kontaktstelle wirken attraktive Kräfte zwischen den Oberflächen. Problematisch werden diese Oberflächenkräfte, wenn sie größer werden als die Rückstellkräfte der mikromechanischen Federelemente. In diesem Fall führen diese Adhäsionskräfte zu einer massiven Beeinträchtigung der Sensorfunktion.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, ein verbessertes Verständnis der physikalischen Ursachen von Adhäsionsmechanismen in mikromechanischen Bauelementen zu schaffen und damit eine ingenieurwissenschaftliche Grundlage zur Auslegung mikromechanischer Komponenten bereitzustellen. Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen direkt auf mikromechanische Massenprodukte, wie beispielsweise Beschleunigungssensoren, anwendbar sein.

In Kapitel 2 wird die Problematik Oberflächenadhäsion in mikromechanischen Systemen erläutert.

Die an den Berührungsstellen zwischen beweglichen und feststehenden Elementen eines mikromechanischen Bauelements bestehenden Wechselwirkungskräfte werden in Kapitel 3 untersucht und ihre Bedeutung für das Systemverhalten bewertet. Zur Bestimmung der Kontaktkräfte werden zwei Untersuchungsverfahren angewendet, deren Ergebnisse unmittelbar vergleichbar sind. Eine Methode ist die Rasterkraftmikroskopie, die eine einfache Präparation von Testoberflächen erlaubt. Bei dem zweiten Verfahren werden die Wechselwirkungskräfte direkt an mikromechanischen Kammstrukturen ermittelt. Die Auslenkung der seismischen Masse wird durch eine einstellbare Beschleunigung gesteuert.

Kapitel 4 befaßt sich mit den elektronischen Eigenschaften polykristalliner Siliziumoberflächen und deren Auswirkung auf das Adhäsionsverhalten und auf die Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik mikromechanischer Beschleunigungssensoren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein physikalisches Modell entwickelt, daß Adhäsion auf der Basis der elektronischen Oberflächeneigenschaften von Silizium beschreibt. Die Grundlage der Modellvorstellung basiert auf der Annahme einer inhomogenen Verteilung von Ladungen auf den Halbleiteroberflächen. Diese Inhomogenitäten führen zu einer elektrostatischen Fernwechselwirkung an den Halbleiterelektroden auch ohne angelegte elektrische Spannung. Aus der Diskussion der Modellparameter bei dieser elektrostatischen Anziehung werden Regeln für die Technologieführung und für die Sensordimensionierung abgeleitet, um die elektrostatische Wechselwirkung zwischen Halbleiterelektroden zu minimieren.



## Kapitel 2

# Adhäsion in mikromechanischen Bauelementen

Die Festkörperadhäsion kann in der Mikromechanik unter zwei Aspekten betrachtet werden. In dem einen Fall, dem Wafer-Direktbonden, wird sie ausgenutzt, um zwei kristalline Substrate miteinander zu verbinden. Um eine ausreichende Haftung zwischen den Halbleiter-Wafern zu erzielen, müssen die Oberflächen hinreichend glatt und sauber sein. Ziel der Aktivitäten auf diesem Gebiet ist es, ein besseres Verständnis der grundlegenden Adhäsionsmechanismen auf molekularer Ebene zu erlangen und daraus Verfahren abzuleiten, die die Wechselwirkung zwischen den Oberflächen maximieren. Der beim Wafer-Direktbonden am besten untersuchte Werkstoff ist Silizium [4].

Ein zweiter Aspekt bei der Betrachtung der Festkörperadhäsion ist ihr unerwünschter Einfluß auf die Funktion von mikromechanischen Bauelementen. In diesen sind bewegliche Strukturen integriert, die beispielsweise durch eine Beschleunigungskraft aus ihrer Ruhelage ausgelenkt werden können. Bei einer ausreichend großen Beschleunigungskraft kommt es zu einer Berührung der beweglichen Komponenten mit einer festen Gegenfläche. Die bei sehr kleinen Abständen bestehende Wechselwirkung dieser Oberflächen kann dazu führen, daß die Struktur nicht in ihre ursprüngliche Ruhelage zurückkehrt. In diesen Bauelementen muß die Wechselwirkung an den kritischen Berührungsstellen soweit reduziert werden, daß sie das Systemverhalten nicht beeinflußt.

Adhäsion in mikroelektromechanischen Strukturen (engl: microelectromechanical system, MEMS) kann bereits bei deren Herstellung eine kritische Rolle spielen. Kapillarkräfte von trocknenden Spülflüssigkeiten können die beweglichen Strukturen auslenken, so daß diese mit einer Gegenfläche in Berührung kommen [5, 6, 7, 8, 9]. Dies ist in Abbildung 2.1 illustriert. Die prozeßbedingte Adhäsion (engl: in-process sticking) kann durch die Wahl geeigneter Fertigungsverfahren vermieden werden. Hierzu gibt es zahlreiche Untersuchungen, deren wichtigste Ergebnisse in diesem Kapitel kurz vorgestellt werden.

Die Wechselwirkungskräfte zwischen den in Kontakt gebrachten Oberflächen können ver-

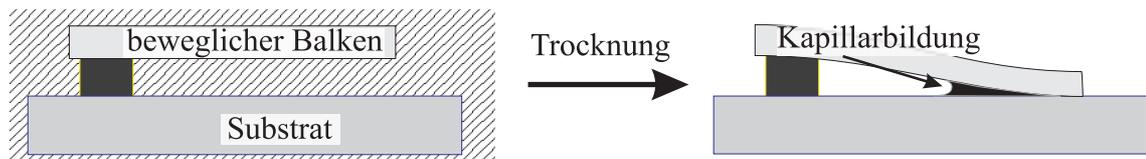


Abbildung 2.1: In-process sticking – durch Kapillarkräfte beim Opferschichtätzen verursacht

schiedene physikalische Ursachen haben [10]:

**Kapillarkräfte** wirken zwischen hydrophilen Oberflächen aufgrund des Laplace Druckunterschiedes zwischen dem Flüssigkeitsinnern und dem umgebenden Fluid,

**van der Waals Kräfte** aufgrund atomarer Dipolmomente sind bei Abständen kleiner als  $20\text{ nm}$  dominant,

**Wasserstoffbrückenbindungen** wirken bei sehr kleinen Abständen zwischen den Oberflächen. Ein ausführliches Modell für die Wirkung von Wasserstoffbrückenbindungen beim Kontakt von Siliziumoberflächen wurde von Stengl et al. [11] vorgestellt.

**elektrostatische Kräfte** sind aufgrund von Coulomb-Wechselwirkung zwischen geladenen Oberflächen oder durch eine Differenz im Kontaktpotential zwischen zwei Oberflächen wirksam. Elektrostatische Kräfte spielen in der Literatur bisher eine untergeordnete Rolle [5, 7].

## 2.1 Vermeidung von in-process sticking

Zur Quantifizierung der prozeßbedingten Adhäsion schlagen Mastrangelo et al. [12, 13, 14] und Alley et al. [15] verschiedene Teststrukturen vor. Diese Strukturen basieren auf beweglichen Biegebalken, die bei der Trocknung von Ätz- bzw. Spülflüssigkeiten ausgelenkt werden. Aus der Geometrie der Biegebalken kann die Oberflächenenergie als ein Maß für die Adhäsion bestimmt werden.

Die in der Literatur vorgeschlagenen Maßnahmen zur Reduzierung der prozeßbedingten Adhäsion lassen sich in zwei Kategorien einteilen. Diese sind die Modifikation 1.) der Prozeßführung und 2.) von Oberflächeneigenschaften.

Im ersten Fall wird der Prozeß so gesteuert, daß Kapillarkräfte nach der Freilegung der beweglichen Strukturen reduziert oder ganz vermieden werden. Die Kapillarwirkung kann durch Modifizieren des abschließenden Spülschritts hinreichend reduziert werden, so daß sie nicht mehr ausreicht, die Strukturen mit einer Gegenfläche in Kontakt zu bringen [16]. Die Ansätze sind: 1.) Verwendung einer Spülflüssigkeit mit niedriger Oberflächenenergie, wie z. B. Methanol [17], 2.) Vermeidung der Flüssigphase durch Sublimationstrocknen [18] oder 3.) Reduzierung der Oberflächenenergie durch Aufheizen der Flüssigkeit

über eine kritische Temperatur hinaus [19].

Beim Ätzen der Siliziumdioxidschicht in gasförmiger Flußsäure sind keine anschließenden Spülzyklen erforderlich. Bei diesem HF-Gasphasenätzen wird die Benetzung des Wafers und somit Kapillarkräfte im Prozeß vermieden [20, 21].

Andere Maßnahmen verhindern die Auslenkung der beweglichen Strukturen, bis der letzte Spülzyklus abgeschlossen ist [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28].

## 2.2 Vermeidung von in-use sticking

Der zweite Ansatz zur Vermeidung der prozeßbedingten Adhäsion beim Opferschichtätzen ist die gezielte Beeinflussung der Oberflächenenergie, der Topografie und der Härte der Kontaktflächen [7, 29]. Diese Maßnahmen wirken sich selbstverständlich auch auf die Adhäsion im Einsatz und Betrieb (engl.: in-use adhesion) der mikromechanischen Bauelemente aus und werden in Kapitel 3.2 ausführlicher behandelt.

Die Oberflächenenergie ist die Energie, die aufgewendet werden muß, um eine Oberfläche – beispielsweise durch Spalten eines Kristalls – zu erzeugen. Die Oberflächenenergie von Siliziumoberflächen kann z.B. durch Beschichten mit selbst-organisierenden Monolagen (engl.: self-assembled monolayer, SAM) eingestellt werden [30, 31, 32, 33, 34]. Hierbei werden langkettige Moleküle auf der Oberflächen aufgebracht, so daß die Oberfläche hydrophober wird.

Die Topografie der Oberfläche kann modifiziert werden, um die effektive Kontaktfläche zwischen zwei sich berührenden Oberflächen zu verkleinern. Bei polykristallinem Silizium kann hierzu beispielsweise die unterschiedliche Oxidationsrate zwischen Korngrenzen und Körnern ausgenutzt werden [35]. Eine andere Möglichkeit die effektive Kontaktfläche zu reduzieren, besteht in der Einführung von Abstandshaltern, die dafür sorgen, daß die beweglichen Komponenten der mikromechanischen Struktur nicht direkt das Substrat berühren [36].

Die Härte von Oberflächen kann z.B. durch Beschichtung mit diamantähnlichem Kohlenstoff erhöht werden. Zusätzlich haben diese Oberflächen eine kleine Oberflächenenergie. Die Schicht kann durch Dotieren oder einen Metallanteil leitfähig gemacht werden [37].

## 2.3 Untersuchung der Adhäsionsmechanismen

Die beschriebenen Maßnahmen reduzieren zuverlässig die Adhäsion bei der Herstellung (Abschnitt 2.1) und teilweise auch im Betrieb der mikromechanischen Bauelemente (Abschnitt 2.2). Unter dem Gesichtspunkt der Zuverlässigkeit in sicherheitsrelevanten Kraftfahrzeugsystemen müssen die physikalischen Mechanismen der Wechselwirkung verstanden sein und es muß sichergestellt werden, daß die auftretenden Wechselwirkungskräfte deutlich kleiner sind, als die Kräfte, die durch die Federelemente des Bauelements aufgebracht werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die prozeßbedingte Adhäsion nicht weiter behandelt. Vielmehr wird die Adhäsion im Einsatz und Betrieb der Bauelemente erforscht. Dabei wird das Ziel verfolgt die Ergebnisse in einer industriellen Fertigungslinie anwenden zu können. Der Aufbau, der in den experimentellen Untersuchungen verwendeten mikromechanischen Teststrukturen, orientiert sich daher an Beschleunigungssensoren, die als interdigitale<sup>1</sup> Kondensatorstrukturen ausgelegt sind. Der Sensoraufbau und die zur Herstellung eingesetzte Oberflächenmikromechanik (OMM) werden im folgenden Abschnitt kurz beschrieben.

### 2.3.1 Herstellung der Teststruktur in Oberflächenmikromechanik

In Abbildung 2.2 ist die Folge der OMM-Prozesse illustriert, wie sie im Rahmen dieser Arbeit angewendet wurde. Für die Herstellung wurden Standard IC-Prozesse eingesetzt, die um OMM-Prozesse ergänzt wurden [38]. Der Aufbau der einzelnen Schichten und die verwendeten Verfahren werden im folgenden kurz beschrieben.

1. *thermische Oxidation*: Das Substrat ist ein n-leitender (100)-Siliziumwafer mit einem Durchmesser von 150 mm. Durch thermische Oxidation wird eine 2,5 µm dicke Oxidschicht erzeugt, die die nachfolgende leitfähige Leiterbahnschicht gegen das Substrat isoliert. Diese Oxidschicht dient beim HF-Gasphasenätzen teilweise als Opferschicht.
2. *LPCVD-Abscheidung und Strukturierung*: In einer chemischen Niederdruckabscheidung (engl.: Low Pressure Chemical Vapor Deposition, LPCVD) wird bei 630° C eine 450 nm dicke polykristalline Siliziumschicht abgeschieden, mit Phosphor dotiert und anschließend strukturiert. Diese Poly-Siliziumschicht dient als vergrabene Leiterbahnebene.
3. *CVD-Oxidabscheidung*: Über das thermische Oxid bzw. über die Leiterbahnen wird ein zweites Oxid aus Tetra-Ethyl-Ortho-Silicate (TEOS) mit einer Schichtdicke von ca. 1,6 µm chemisch abgeschieden und dient als Opferschicht. Für die elektrische Kontaktierung der nachfolgenden Strukturebene mit den darunterliegenden leitfähigen Schichten werden Kontaktlöcher in der Opferschicht strukturiert.
4. *SP- und EP-Abscheidung, CMP*: In einem LPCVD-Prozeß wird eine 450 nm dicke polykristalline Siliziumschicht (Start-Poly, SP) abgeschieden, die als Nukleationschicht für das Aufwachsen der Strukturschicht dient. Die polykristalline Strukturschicht (Epi-Poly, EP) wird in einem Epitaxiereaktor bei einer Temperatur von 1180° C auf eine Höhe von ca. 12 µm aufgewachsen. Die hohe Rauigkeit nach dem Aufwachsen wird durch einen chemisch mechanischen Polierprozeß (CMP) reduziert. Die verbleibende Schichtdicke ist ca. 10 µm. Durch eine  $POCl_3$ -Dotierung wird die Leitfähigkeit der Strukturschicht eingestellt.

---

<sup>1</sup>Das Wort „interdigital“ ist dabei aus dem Englischen abgeleitet und setzt sich aus den Wörtern „inter“ (engl.: zwischen) und „digit“ (engl.: Finger) zusammen.

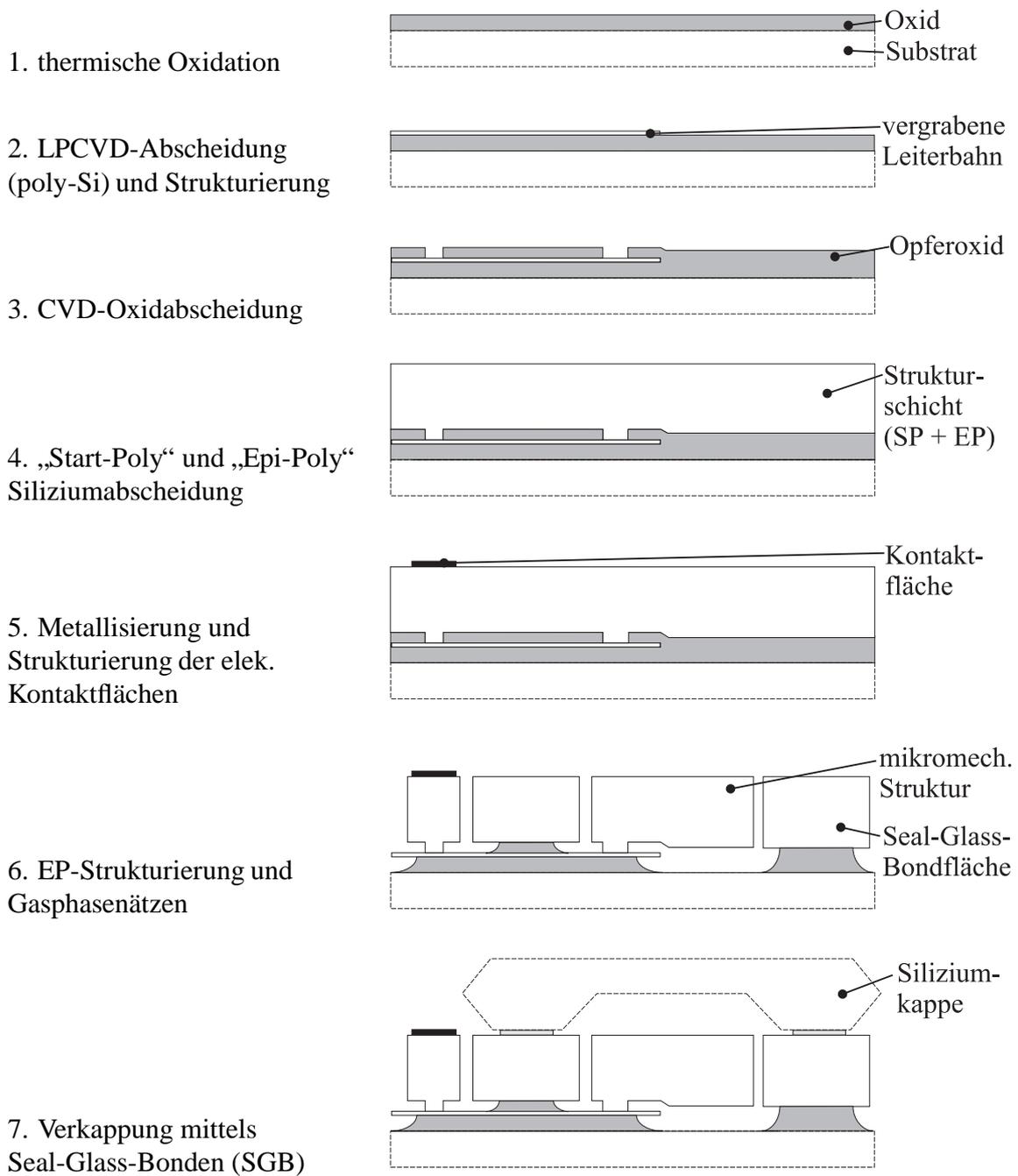


Abbildung 2.2: Darstellung der vereinfachten Prozeßfolge zur Herstellung der OMM-Adhäsionsteststruktur anhand des Schichtaufbaus

5. *Metallisierung*: In einem Sputterprozeß wird die Metallschicht aus einer Aluminiumlegierung aufgesputtert und anschließend strukturiert, um elektrische Kontakte herzustellen.
6. *OMM-Prozesse*: In der polykristallinen Strukturschicht werden die mechanischen Strukturen durch einen zweistufigen Strukturierungsprozeß [39] (engl.: deep reactive ion etching, DRIE) ausgebildet. Das große Aspektverhältnis von bis zu 10 : 1 wird dadurch erreicht, daß der isotrope Ätzprozeß regelmäßig durch einen Passivierschritt unterbrochen wird. Dabei werden die entstehenden Seitenflächen durch die Beschichtung mit einem Fluorpolymer vor weiteren Ätzangriffen durch das  $SF_6$ -Plasma geschützt. Nach der DRIE-Strukturierung werden durch selektives Ätzen des Opferoxids [20] die beweglichen mechanischen Elemente freigelegt. Um die bei der Herstellung durch Kapillarkräfte verursachte Adhäsion zu vermeiden, wird das  $SiO_2$  in einer  $HF/H_2O$ -Gasphasen geätzt.
7. *Verkappung*: Zum Schutz der empfindlichen Strukturen beim Chip-Sägen werden diese mit einer Siliziumkappe hermetisch abgeschlossen.

### 2.3.2 Aufbau der Adhäsionsteststruktur

Der grundlegende Aufbau von OMM-Beschleunigungssensoren basiert meist auf einer interdigitalen Kondensatorstruktur, wie in Abbildung 2.3 skizziert. Diese Art der Anordnung von feststehenden und beweglichen Elektrodenkämmen ermöglicht es auf einer kleinen Grundfläche eine große Nutzkapazität zu erzielen. Die mechanischen Eigenschaften eines solchen Sensors werden durch die Masse der Mittelelektrode, die Dämpfung<sup>2</sup> und die Federsteifigkeit der Aufhängung definiert. Die Masse und Federsteifigkeit werden durch die Wahl der Geometrie (Breite und Länge) eingestellt. Ein bewährtes Prinzip zur Aufhängung der Mittelmasse ist eine doppel-U-förmige Feder, die an ihrem einen Aufhängepunkt mit dem die gesamte Struktur umgebenden stationären Rahmen verbunden ist. Die Nutzkapazität des Sensors wird durch die Geometrie und die Anordnung der Elektrodenkämme zueinander bestimmt.

Die bewegliche Mittelmasse mit ihrem Elektrodenkamm kann durch eine äußere Beschleunigung  $\ddot{x}$ , die auf das Bauelement wirkt, oder eine elektrische Spannung  $U_{El}$ , die zwischen der feststehenden und der beweglichen Elektrode angelegt wird, verschoben werden. Beide Fälle sind in Abbildung 2.4 als Blockschaltbild dargestellt. Die Auslenkung führt an der einen Elektrode zu einer Vergrößerung des Abstandes ( $d_e + \delta$ ) und an der anderen Elektrode zu einer Verkleinerung des Abstandes ( $d_e \leftrightarrow \delta$ ). Dies bewirkt eine Kapazitätsveränderung an den Elektroden

$$\Delta C_{1,2} = \epsilon \frac{A}{d_e} \left( \pm \frac{\delta}{d_e \pm \delta} \right) \quad (2.1)$$

<sup>2</sup>In dieser Arbeit wird die Dämpfung vernachlässigt, da nur der quasistatische Fall betrachtet wird.

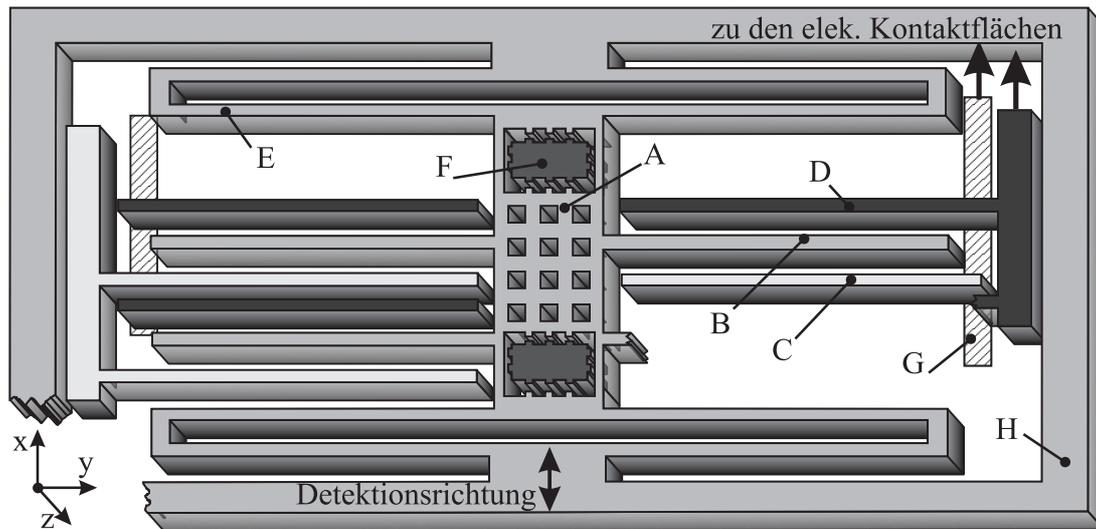


Abbildung 2.3: Prinzipskizze eines interdigitalen Kondensators in Oberflächenmikromechanik. A.) Mittelmasse, B.) Mittelelektrode, C.) Gegenelektrode 1, D.) Gegenelektrode 2, E.) Federaufhängung, F.) Anschlag, G.) vergrabene Leiterbahn, H.) Bondrahmen (bewegliche Elemente: A., B., E.; ortsfeste Elemente: C., D., F., G., H.)

mit dem Elektrodenabstand in Ruhelage  $d_e$  und der Elektrodenfläche  $A$ .

Um einen großflächigen Kontakt zwischen festen und beweglichen Elektroden zu vermeiden, wird die maximale Auslenkung durch einen Anschlag mit kleiner Kontaktfläche begrenzt. Mit Hilfe einer geeigneten mechanischen oder elektrostatischen Anregung kann die Mittelmasse so weit ausgelenkt werden, bis sie den Anschlag an den Kontaktflächen berührt. Die dann wirksamen Adhäsionskräfte können anschließend durch gezieltes Ablösen der Mittelmasse vom Anschlag gemessen werden. Für diese Adhäsionskräfte sind die Oberflächeneigenschaften der Kontaktflächen, d.h. die Topografie, Oberflächenenergie und -härte entscheidend. Die Oberflächenenergie und -härte werden durch die

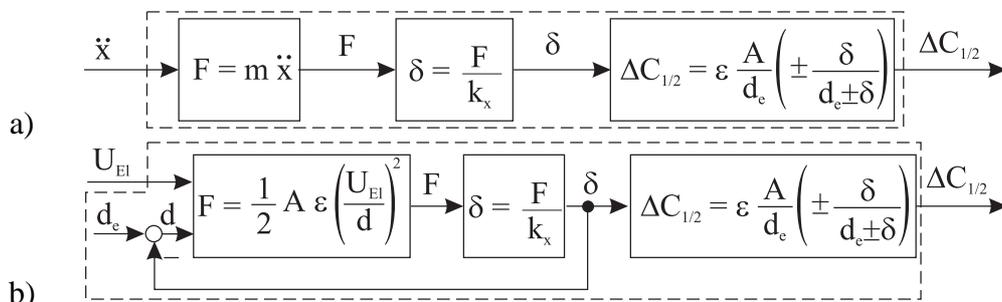


Abbildung 2.4: Blockschaubild der Teststruktur: bei einer Auslenkung a) durch eine Beschleunigung  $\ddot{x}$  und b) durch eine elektrische Spannung  $U_{EI}$

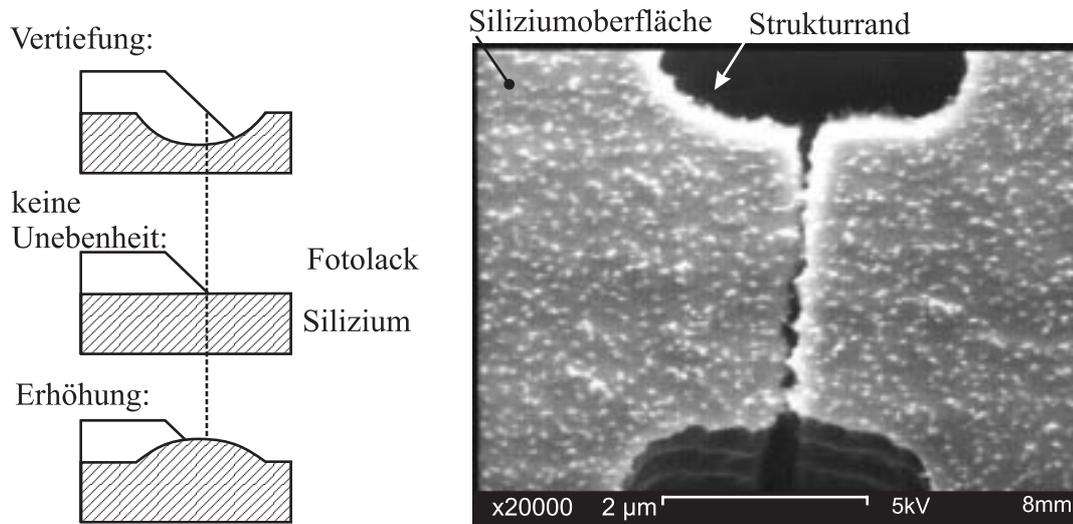


Abbildung 2.5: Entstehung der vertikalen Wellen, bzw. der „Ausfransung“ der Strukturkante und REM-Aufnahme einer realen Struktur.

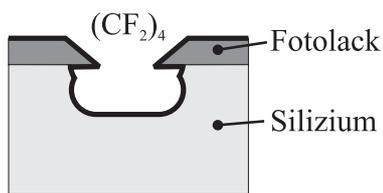
Wahl des Materials bestimmt (s. Kapitel 2.2). Bei den OMM-Teststrukturen und Beschleunigungssensoren besteht die Kontaktfläche aus Silizium.

Die Topografie der Seitenflächen wird durch den verwendeten Strukturierungsprozeß und durch die verbleibende Reustraughigkeit der Strukturoberfläche bestimmt.

Bei der eingesetzten Fotolithografie wird ein Fotolack strukturiert und diese Struktur durch DRIE-Ätzen in das Silizium übertragen. Bei der Entwicklung des Fotoresists entstehen geneigte Flanken, die nicht senkrecht zur Strukturoberfläche stehen. In Kombination mit der Reustraughigkeit der Siliziumoberfläche entsteht eine ausgefransete Lackunterkante. Im linken Teil von Abbildung 2.5 ist schematisch dargestellt, wie die Oberflächenunebenheit den Verlauf der Lackkante beeinflusst. Der rauhe Verlauf der Lackunterkante wird beim DRIE-Strukturieren in das Silizium übertragen. Im rechten Teil von Abbildung 2.5 zeigt eine REM-Aufnahme (REM: Abkürzung für Rasterelektronenmikroskop) die Draufsicht auf eine strukturierte Oberfläche, wobei die „Ausfransungen“ entlang der Strukturkante deutlich zu erkennen sind.

Neben der lateralen Flankenrauhigkeit entsteht im OMM-Prozeß auch eine vertikale Flankenrauhigkeit. Das aufeinanderfolgende Ätzen und Passivieren beim DRIE-Strukturieren führt zu einer Bildung von horizontal, also parallel zur Oberkante, verlaufenden Wellen. Abbildung 2.6 zeigt links in einer schematischen Darstellung den Passivier- und Ätzyklus und rechts eine REM-Aufnahme eines DRIE-strukturierten Grabens in Silizium in einem Querschliff. Die Querriefen der Flanken haben einen Abstand von ca.  $300\text{ nm}$  zueinander und eine Tiefe von ca.  $100\text{ nm}$ . Neben der Riffelung entsteht zusätzlich noch eine Neigung der gegenüberstehenden Seitenflächen zueinander, so daß diese sich lediglich im oberen Bereich berühren können.

Passivierschritt:



isotroper Ätzschritt:

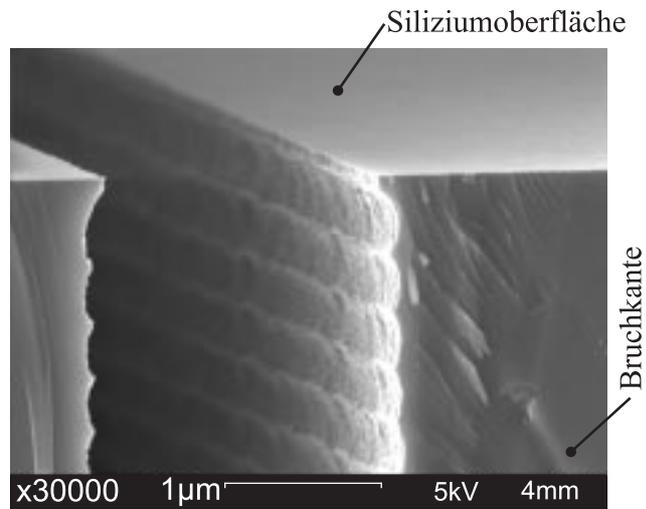
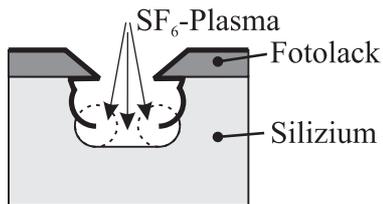


Abbildung 2.6: Entstehung der vertikalen Wellen beim DRIE-Strukturieren (links) und REM-Aufnahme einer realen Grabenstruktur (rechts).

Die horizontal und vertikal verlaufenden Wellen überlagern sich, so daß in den Schnittpunkten der Wellenberge Siliziumspitzen entstehen. Die resultierende Topografie der Seitenfläche ist in Abbildung 2.7 als AFM-Aufnahme (AFM Abkürzung für „atomic force microscope“) dargestellt. Die Siliziumspitzen haben Radien im Bereich von ca.  $50\text{ nm}$  bis  $150\text{ nm}$  und sind ca.  $100\text{ nm}$  hoch. Aufgrund der negativen Neigung der Seitenflächen kommt es nur im obersten Bereich der Seitenflächen zu einem mechanischen Kontakt einzelner Spitzen mit der Gegenfläche. In Abbildung 2.8 ist die Mittelmasse in Kontakt mit dem Anschlag in einer REM-Aufnahme zu erkennen. Die freibeweglichen Strukturen sind aufgrund einer mechanischen Verspannung des Materials leicht gekrümmt, so daß die Mittelmasse im Bereich des Anschlags um ca.  $100\text{ nm}$  nach unten versetzt ist.

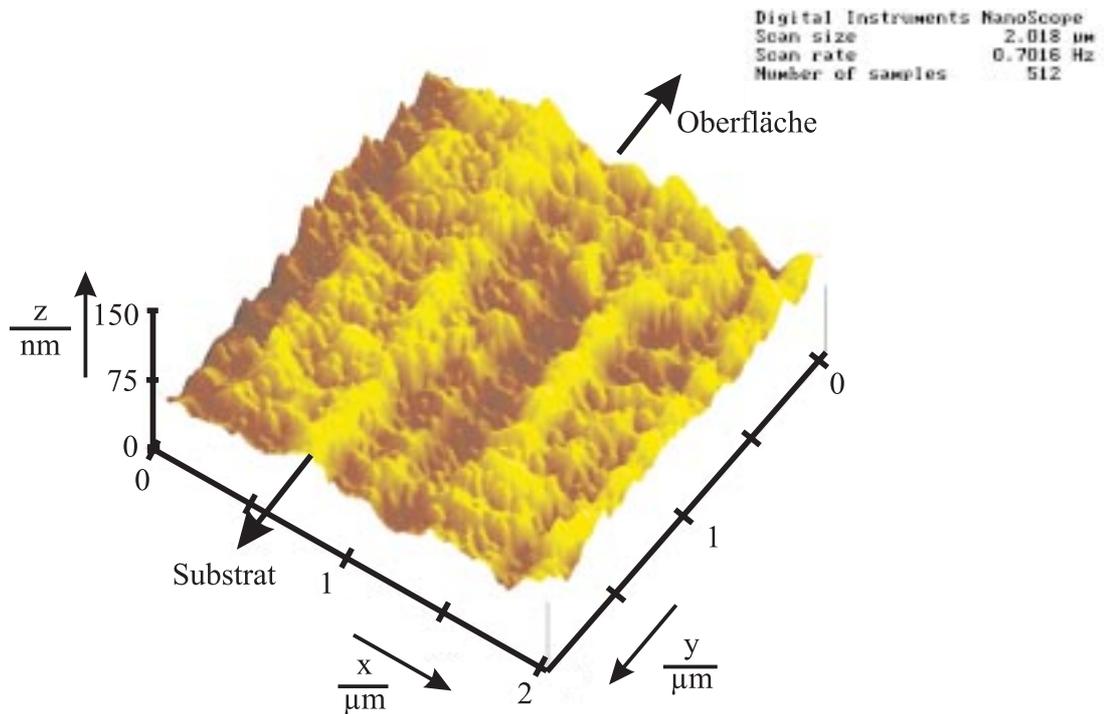


Abbildung 2.7: AFM-Aufnahme der polykristallinen Silizium-Seitenfläche an einem Anschlag

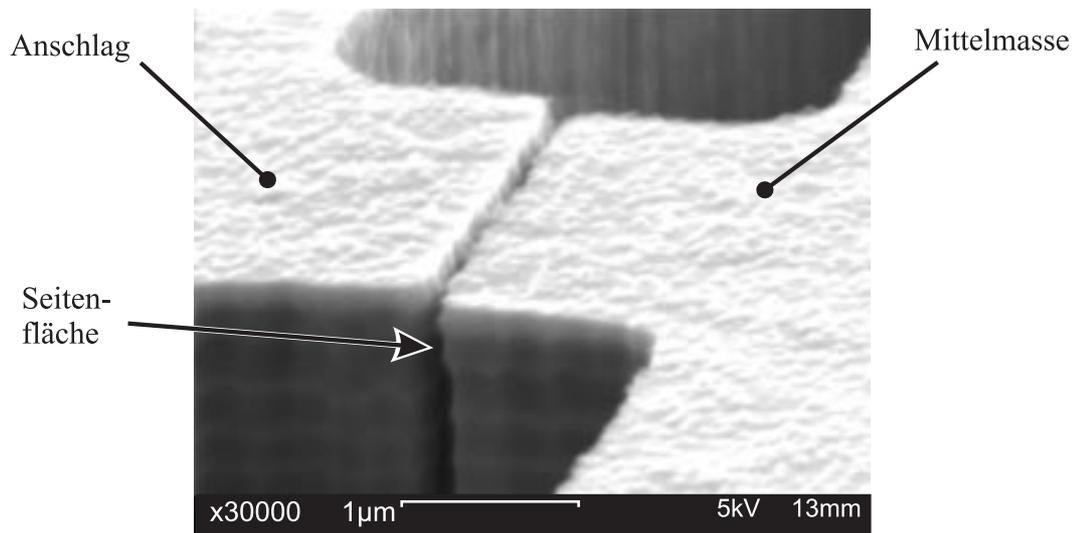


Abbildung 2.8: REM-Aufnahme im Bereich der Kontaktstelle zwischen den Seitenflächen einer mikromechanischen Teststruktur im ausgelenkten Zustand.

### 2.3.3 Design der Teststruktur

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurden mikromechanische Interdigitalkondensatoren verwendet, wie sie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben sind. Die verschiedenen Sensoren unterscheiden sich in ihrer Geometrie (maximal mögliche Auslenkung  $d_a$ , Elektrodenfläche  $A$ ) und Federsteifigkeit  $k_x$ . Tabelle 2.1 zeigt die gewählten Parameter. Bei den

	$d_{a,Des}$	$d_{a,real}$	$d_e$	$A$	$k_x$
	$\mu m$	$\mu m$	$\mu m$	$mm^2$	$N/m$
Typ A0.7	0,7	0,9	2,7	0,24	0,23
Typ A0.9	0,9	1,0	2,7	0,24	0,23
Typ A1.1	1,1	1,2	2,7	0,24	0,23
Typ A1.3	1,3	1,4	2,7	0,24	0,23
Typ A1.5	1,5	1,7	2,7	0,24	0,23
Typ A1.7	1,7	1,9	2,7	0,24	0,23
Typ B	1,5	1,7	2,7	0,113	0,8
Typ C	1,5	1,7	2,7	0,113	2,7

Tabelle 2.1: Technische Parameter der Teststruktur

Strukturen vom Typ A ist der Abstand  $d_a$  zwischen dem Anschlag und der Mittelmasse in Ruhelage unterschiedlich gewählt. Aufgrund des Kantenverlustes beim DRIE-Prozeß wird das gewählte Designmaß  $d_{a,Des}$  nicht exakt in das Silizium übertragen. Den resultierenden Anschlagabstand  $d_{a,real}$  zeigt Abbildung 2.9.

Typ A, Typ B und Typ C unterscheiden sich im wesentlichen in der Steifigkeit der Federaufhängung.

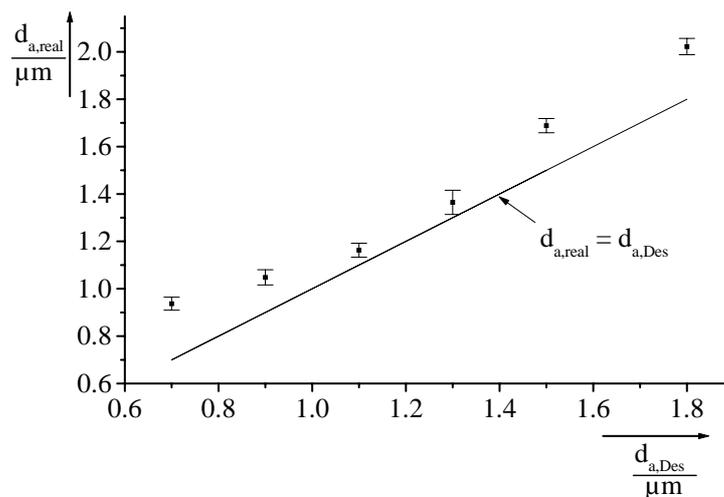


Abbildung 2.9: Vergleich zwischen Designmaß und Realmaß des Anschlagabstandes

Die Ergebnisse aus den Adhäsionsmessungen an diesen Sensortypen sind in Kapitel 3.4 und 4.2 beschrieben.

# Kapitel 3

## Kontaktkräfte

In diesem Kapitel steht die Bestimmung von Kontaktkräften am mechanischen Anschlag mikromechanischer Teststrukturen im Vordergrund. Zunächst werden unterschiedliche Oberflächenkräfte auf einer theoretischen Basis beschrieben und der Einfluß von Oberflächeneigenschaften auf die Adhäsionsneigung diskutiert. Mit Hilfe der Rasterkraftmikroskopie werden die Kontaktkräfte für den Kontakt einzelner Siliziumspitzen gegen eine ebene Oberfläche experimentell ermittelt. Die Adhäsionskräfte an einer technischen Siliziumoberfläche werden schließlich direkt an der mikromechanischen Interdigitalstruktur gemessen.

### 3.1 Oberflächenkräfte

Oberflächenkräfte führen zu einer attraktiven Wechselwirkung zwischen Festkörperoberflächen, die einen sehr kleinen Abstand zueinander haben. Abbildung 3.1 illustriert die verschiedenen Ursachen für Oberflächenkräfte und die in die folgenden Betrachtungen einfließenden geometrischen Größen. Die Kraft, die erforderlich ist, um zwei Festkörper voneinander zu trennen, wird in dieser Arbeit als Kontaktkraft bezeichnet.

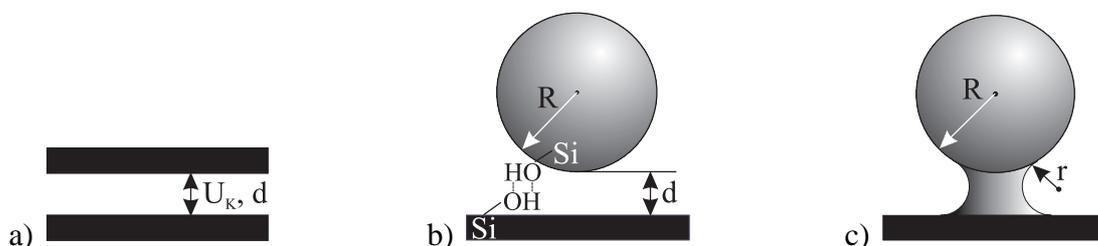


Abbildung 3.1: Oberflächenkräfte aufgrund einer a) elektrostatischen Wechselwirkung, b) van der Waals Wechselwirkung und c) Kapillarkraft

### 3.1.1 Elektrostatische Kräfte

Weisen sich gegenüberliegende Oberflächen unterschiedliche elektrische Potentiale auf, so wirken elektrostatische Kräfte. Die Potentialdifferenz kann beispielsweise aus einer Differenz zwischen den Austrittsarbeiten der Oberflächen, elektrostatischen Ladungen nach dem Opferoxidätzen oder eine angelegte elektrische Spannung resultieren [5]. Die elektrostatische Energie ist

$$W_{EI} = \frac{1}{2} C U^2 \quad (3.1)$$

mit der Kapazität

$$C = \varepsilon \frac{A}{d} \quad (3.2)$$

zwischen parallelen Oberflächen,  $\varepsilon$  ist die Dielektrizitätszahl,  $A$  die kapazitive Fläche und  $d$  der Abstand zwischen den Oberflächen. Die erste Ableitung der Energie nach dem Elektrodenabstand führt auf die elektrostatische Wechselwirkungskraft  $F_{EI}$ . Für ein konstantes Kontaktpotential gilt (s.a. Abbildung 3.1 a):

$$F_{EI} = \Leftrightarrow \frac{dW_{EI}}{dd} \quad (3.3)$$

$$= \Leftrightarrow \frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial d} U^2 \quad (3.4)$$

$$= \frac{1}{2} \varepsilon A \frac{U^2}{d^2} \quad (3.5)$$

In den Experimenten dieser Arbeit, werden die Kontaktkräfte zwischen einer ebenen Oberfläche und einer Siliziumspitze betrachtet. Die elektrostatische Kraft für einen Abstand  $d = 1 \text{ nm}$  zwischen der Spitze und der Oberfläche, eine elektrische Spannung von  $U = 1 \text{ V}$  [5] und einen Radius der Spitze  $R = 100 \text{ nm}$  ergibt sich daraus eine Kraft  $F_{EI} \approx 2,7 \text{ nN}$  [40].

Die in den mikromechanischen Bauelementen wirksamen Rückstellkräfte der Feder liegen in einem Bereich  $> 400 \text{ nN}$ , so daß die elektrostatische Kraft bei Berührung einer Siliziumspitze mit einer Gegenfläche vernachlässigbar gering ist. Wird die Wechselwirkungsfläche sehr viel größer, wie beispielsweise die Elektrodenfläche der mikromechanischen Teststruktur, so wird die elektrostatische Wechselwirkung in den Bauelementen relevant. Dieser in der Literatur zur Mikromechanik bisher vernachlässigte Aspekt wird in Kapitel 4.3 ausführlich beschrieben.

### 3.1.2 van der Waals-Kräfte

Van der Waals-Kräfte entstehen durch Dipolmomente von Molekülen [41]. Die van der Waals-Energie zwischen zwei Molekülen

$$W_{vdW} = \Leftrightarrow \text{const} \cdot r^{-6} \quad (3.6)$$

ist umgekehrt proportional zur sechsten Potenz des Abstandes  $r$  zwischen den Molekülen. Aus der Ableitung der Energie nach dem Abstand ist die van der Waals-Kraft  $F_{vdW}$  zu berechnen. Die van der Waals–Wechselwirkungskräfte zwischen zwei Oberflächen lassen sich durch die Summation aller van der Waals–Kräfte zwischen den einzelnen Molekülen der zwei Festkörper berechnen [10]. Für die van der Waals–Kraft zwischen einer ebenen Oberfläche und einer Kugel gilt:

$$F_{vdW} = \frac{HR}{6d^2} \quad (3.7)$$

mit der Hamaker Konstanten  $H$ , dem Kugelradius  $R$  und dem Abstand  $d$  zwischen Kugel und Oberfläche (s.a. Abbildung 3.1 b). Diese Beziehung ist für Abstände  $d$  kleiner als  $20\text{nm}$  gültig. Für eine Silizium-Luft-Silizium Grenzschicht hat die Hamaker-Konstante den Wert  $H = 6,5 \cdot 10^{-20}\text{J}$  [42]. Eine Kugel mit einem Radius  $R = 100\text{nm}$  und einem Abstand von  $d = 1\text{nm}$  erfährt eine Kraft  $F_{vdW} = 1,1\text{nN}$ , d.h. in den mikromechanischen Bauelementen ist bei einer Berührung einer Siliziumspitze mit einer ebenen Gegenfläche auch die van der Waals-Kraft sehr viel kleiner als die Rückstellkraft der mikromechanischen Feder.

### 3.1.3 Kapillarkraft

Ein Flüssigkeitsmeniskus zwischen einer ebenen Oberfläche und einer Kugel übt aufgrund des Laplace-Druckunterschieds eine Kraft

$$F_{Kap} = 4\pi R\gamma\cos(\theta) \quad (3.8)$$

aus, mit dem Kugelradius  $R$ , der Oberflächenenergie  $\gamma$  und dem Benetzungswinkel  $\theta$  (s.a. Abbildung 3.1 c). Für Wasser ( $\gamma = 72\text{mJ/m}^2$ ), einen Benetzungswinkel  $\theta = 70^\circ$  zwischen Silizium und Wasser und einen Kugelradius  $R = 100\text{nm}$  ist  $F_{Kap} = 31\text{nN}$ . Für hydrophile Oberflächen, d.h. kleine  $\theta$ , wird die Kapillarkraft groß. Dies bedeutet, dass für eine Minimierung der Kapillarkräfte die Oberflächen möglichst hydrophob, d.h.  $\theta \approx 90^\circ$  sein müssen. Die Methoden zur Hydrophobisierung von Siliziumoberflächen wurden bereits in Kapitel 2.2 angedeutet.

Flüssigkeiten, die bei der Benetzung einer Oberfläche einen kleinen Kontaktwinkel bilden, kondensieren spontan aus ihrer Dampfphase in kleinen Spalten. Im Gleichgewichtszustand gilt die Kelvin-Beziehung:

$$r_K = \frac{\gamma V}{kT \ln(p/p_s)} \quad (3.9)$$

$r_K$  ist der Kelvin-Radius,  $V$  das Molvolumen,  $k$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die absolute Temperatur und  $p/p_s$  der relative Dampfdruck. Für Kapillarkondensation von Wasser gilt bei  $20^\circ\text{C}$  und einer relativen Feuchte von 50%  $r_K = \Leftrightarrow 1,6\text{nm}$ , d.h. Kondensation tritt in

Spalten mit einem Abstand kleiner als  $1,6 \text{ nm}$  auf. In den mikromechanischen Bauelementen wird durch die mechanischen Auslenkungsbegrenzungen dafür gesorgt, daß die Abstände zwischen beweglichen und feststehenden Flächen größer als  $\approx 1 \mu\text{m}$  sind. Sehr kleine Abstände treten nur an den mechanischen Kontaktstellen auf.

### 3.2 Einfluß von Oberflächeneigenschaften auf die Kontaktkräfte

Die Elastizität, die Topografie und die Oberflächenenergie von technischen Oberflächen sind wichtige physikalische Eigenschaften, die das Adhäsionsverhalten dieser Oberflächen bestimmen [43, 44].

Im Jahr 1882 veröffentlichte Hertz [45] die Theorie über den Kontakt zweier, elastischer Kugeln. Demnach ergibt sich für die Kugeln mit Radien  $R_1$  und  $R_2$ , die mit einer Andruckkraft  $F$  zusammengedrückt werden, der Kontaktradius  $a_0$  zu [46]:

$$a_0^3 = \frac{3}{4} \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \left[ \frac{(1 - \nu_1)^2}{E_1} + \frac{(1 - \nu_2)^2}{E_2} \right] F \quad (3.10)$$

und die Gesamtverformung  $\delta_0$  der beiden Kugeln zu:

$$\delta_0^3 = \frac{9}{16} \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2} \left[ \frac{(1 - \nu_1)^2}{E_1} + \frac{(1 - \nu_2)^2}{E_2} \right]^2 F^2 \quad (3.11)$$

$\nu$  ist die Querkontraktionszahl und  $E$  der Elastizitätsmodul. Dies bedeutet, daß die Kontaktfläche zweier Kugeln proportional zu  $F^{(2/3)}$  ist.

Die Hertzsche Theorie haben Greenwood und Williamson [47] im Jahr 1966 für die Beschreibung des elastischen Kontaktes zwischen einer rauhen und ebenen Oberfläche angewendet. Hierbei werden ausschließlich Deformationen aufgrund der elastischen Werkstoffeigenschaften berücksichtigt. Die Rauigkeit haben Sie durch Erhöhungen auf der Oberfläche beschrieben, deren Spitzen zumindest kugelförmig mit konstantem Radius sind. Die geometrischen Größen einer solchen Oberfläche gehen aus Abbildung 3.2 hervor. Gezeigt wird der Kontakt zwischen einer rauhen und einer ebenen Fläche. Die Rauigkeit wird durch Kugeln beschrieben, deren Höhen als gaußverteilt angenommen werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Spitze eine Höhe zwischen  $z$  und  $z + dz$  über einer Referenzebene hat, ist  $\Phi(z)dz$  mit

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.12)$$

mit der Standardabweichung  $\sigma$ .

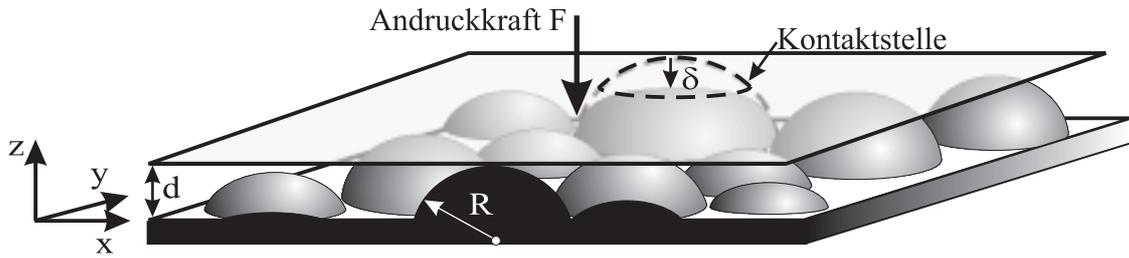


Abbildung 3.2: Berührung zwischen einer rauhen und einer ebenen Oberfläche. Dargestellt ist der Fall einer einzelnen Kontaktstelle, an der die Spitze um die Strecke  $\delta$  zusammengedrückt wird. Die gestrichelte Linie deutet den undeformierten Zustand der Kugel an. Alle Spitzen haben den gleichen Radius  $R$  und unterscheiden sich lediglich in ihrer Höhe über der mittleren Ebene. Die Ebenen haben einen mittleren Abstand  $d$  zueinander.

### 3.2.1 JKR-Theorie zur Adhäsion rauher Oberflächen

Johnson, Kendall und Roberts [48] beziehen zusätzlich eine Wechselwirkung zwischen den Oberflächen aufgrund einer Oberflächenenergie  $\gamma$  ein. Diese energetische Betrachtung beschreibt die Adhäsion unabhängig von den physikalischen Mechanismen. Dies führt auf eine Ablösekraft  $F_c$  einer einzelnen Spitze von einer ebenen Fläche

$$F_c = \frac{3}{2}\pi R\gamma \quad . \quad (3.13)$$

$R$  bezeichnet den Radius der Spitze. Diese Kraft ist als die maximal auftretende Kraft beim Ablösen der Kugel von der Oberfläche definiert. Für die Berechnung der Gesamtablösekraft einer rauhen von einer ebenen Oberfläche ist die Herleitung der Umkehrfunktion  $G^{-1}$  erforderlich

$$\frac{F}{F_c} = G^{-1} \left( \frac{\delta}{\delta_c} \right). \quad (3.14)$$

$G$  bezeichnet Gleichung (7) bei Fuller und Tabor [49] beziehungsweise Gleichung (23) bei Maugis [44]. Diese Gleichung schafft einen funktionalen Zusammenhang zwischen der Verformung  $\delta$  und der Kraft  $F$  einer Kugel, die von einer ebenen Oberfläche abgelöst wird.  $F$  ist die Andruckkraft,  $\delta$  ist die Verformung der Spitze,  $\delta_c$  ist die maximale Verformung mit

$$\delta_c = \sqrt[3]{\frac{3}{4}\pi^2 \frac{\gamma^2}{K^2}} R \quad (3.15)$$

und dem Elastizitätsparameter

$$K = \frac{4}{3} \frac{E}{1 - \nu^2} \quad (3.16)$$

mit dem Elastizitätsmodul  $E$  und der Poisson-Zahl  $\nu$ .

Die Lösung dieser Gleichung wurde bisher nur grafisch ermittelt. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Lösung der Gleichung analytisch berechnet. Für die weitere Berechnung ist eine analytische Lösung, die mit Maple V Release 4 ermittelt wurde, vorteilhaft, da der weitere Rechenaufwand deutlich reduziert werden kann:

$$G^{-1} = \frac{1}{9}h_1(h_1 \Leftrightarrow 6) \quad (3.17)$$

mit den Hilfsvariablen

$$h_1 = \left( \frac{1}{2}\sqrt{h_2} + \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\Leftrightarrow\sqrt{h_2}h_3^{2/3} + \left(\frac{\delta}{\delta_c}\right)\sqrt{h_2} + 4h_3^{1/3}}{h_3^{1/3}\sqrt{h_2}}} \right)^3 \quad (3.18)$$

$$h_2 = \Leftrightarrow \frac{\Leftrightarrow 2h_3^{(2/3)} + 2\left(\frac{\delta}{\delta_c}\right)}{h_3^{(1/3)}} \quad (3.19)$$

und

$$h_3 = 1 + \sqrt{\left(\frac{\delta}{\delta_c}\right)^3 + 1} \quad (3.20)$$

Abbildung 3.3 zeigt den Graph der Gleichung 3.14. Die durch die Oberflächenenergie  $\gamma$  berücksichtigte Wechselwirkung führt auch bei keiner äußeren Krafteinwirkung ( $F/F_c = 0$ ) zu einer Stauchung ( $\delta/\delta_c > 0$ ) der Kugel. Die Verformung  $\delta$  wird durch

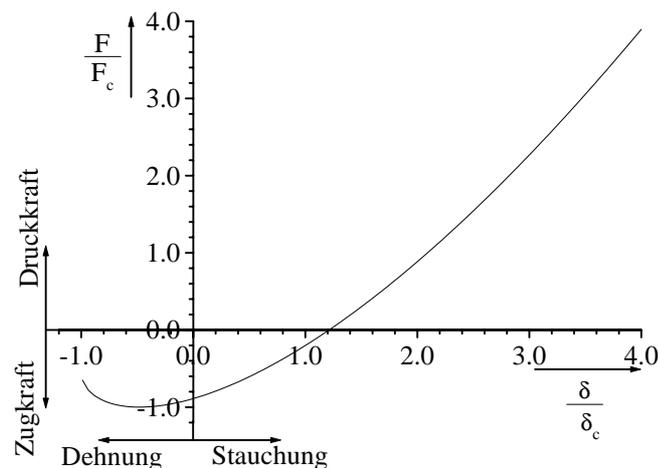


Abbildung 3.3: Abhängigkeit zwischen der Verformung einer Kugel, die gegen eine ebene Fläche gedrückt bzw. von dieser abgelöst wird.

eine äußere Andruckkraft ( $F/F_c > 0$ ) vergrößert. Bei hinreichend großen Zugkräften ( $F/F_c < 0$ ) wird die Kugel gedehnt ( $\delta/\delta_c < 0$ ) und löst sich – nach dem Überwinden der Maximalkraft  $F_c$  – von der Oberfläche ab ( $\delta/\delta_c = \Leftrightarrow 1$ ).

Der Übergang von dem Kontakt einer einzelnen Kugel mit einer ebenen Gegenfläche zu dem Kontakt einer rauhen Oberfläche mit einer ebenen Oberfläche folgt aus der statistischen Verteilung der kugelförmigen Erhebungen auf der rauhen Fläche. Auf dieser Oberfläche befinden sich alle Spitzen im Kontakt mit der ebenen Gegenfläche, deren Höhe den mittleren Abstand  $d$  überschreitet - in Abbildung 3.2 ist dies für eine Spitze dargestellt. Die Summe aller Kräfte von Spitzen, die die Gegenfläche berühren, ist die Kraft  $F$  zwischen der rauhen und ebenen Oberfläche, die sich im mechanischen Kontakt befinden:

$$\frac{F}{NF_c} = \int_{d-\delta_c}^{\infty} G^{-1}\left(\frac{\delta}{\delta_c}\right) \Phi(z) dz \quad . \quad (3.21)$$

Die Summe aller Kräfte für jede einzelne Spitze führt auf eine Kurvenschar mit den Parametern  $\delta_c^* = \delta_c/\sigma$  und  $d^* = d/\sigma$ . Dabei ist  $(\delta_c^*)^{-1}$  ein Maß für die Oberflächenrauigkeit und  $d^*$  ist ein Maß für den Abstand zwischen den beiden Oberflächen. Die Minima  $F_{min}$  der nach Gleichung 3.21 berechneten Kurven repräsentieren die maximale Zugspannung, die aufgebracht werden muß, um die Oberflächen auseinanderzuziehen. Die Kraft  $F_{min}$  wird als die Adhäsionskraft oder Ablösekraft interpretiert. In Abbildung 3.4 ist die nor-

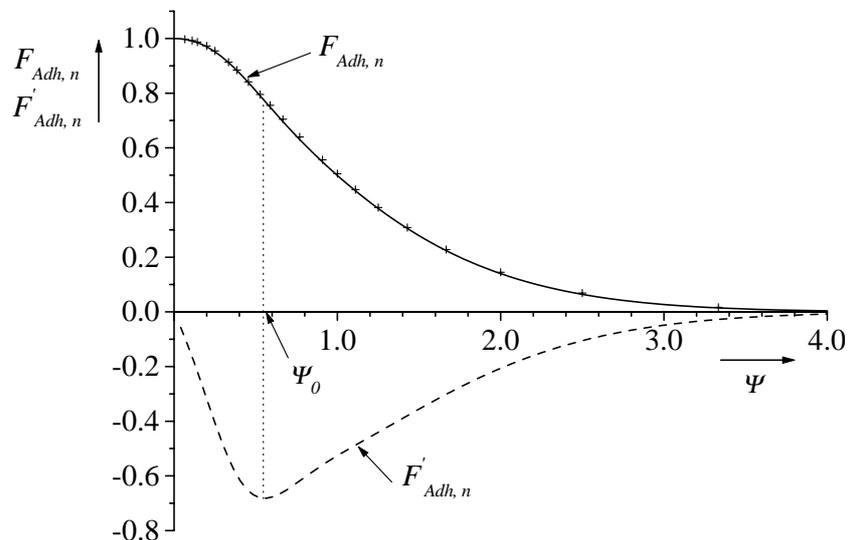


Abbildung 3.4: Abhängigkeit der normierten Adhäsionskraft  $F_{Adh,n}$  und deren erster Ableitung vom Rauigkeitsparameter  $\Psi$

mierte Adhäsionskraft  $F_{\text{Adh},n} = F_{\text{min}}/Np_c$  über dem Rauigkeitsparameter

$$\Psi = \frac{\sigma}{\delta_c} = (\delta^*)^{-1} \quad (3.22)$$

aufgetragen. Die Bestimmung dieses Graphen erfolgt numerisch.

### 3.2.2 Diskussion der JKR-Theorie mit Bezug auf MEMS-Oberflächen

Nach der JKR-Theorie gibt es drei Materialparameter, die die Adhäsion zwischen einer rauhen und einer ebenen Oberfläche beeinflussen. Dies sind die Oberflächenenergie  $\gamma$ , die durch die Parameter  $\sigma$  und  $R$  beschriebene Rauigkeit und der Elastizitätsparameter  $K$ .

Die allgemeine Aussage, daß eine Verringerung der Oberflächenenergie, eine Vergrößerung der Rauigkeit und des Elastizitätsmoduls zu einer Reduzierung der Adhäsion führt ist allgemein bekannt und folgt unmittelbar aus der Theorie. Aus Abbildung 3.4 ist ersichtlich, daß eine Änderung des Rauigkeitsparameters  $\Psi$  an der Stelle  $\Psi_0$  eine maximale Änderung der Adhäsionskraft bewirkt. Dies geht unmittelbar aus dem Verlauf der ersten Ableitung von  $F$  nach  $\Psi$  hervor (Abbildung 3.4). An der Stelle  $\Psi = \Psi_0$  besitzt die erste Ableitung  $F'_{\text{Adh},n}$  ein absolutes Minimum, d.h. eine Erhöhung der Rauigkeit  $\Psi$  führt zu einer maximalen Verringerung der Adhäsionskraft  $F_{\text{Adh}}$ .

Zur Vermeidung von Adhäsion in MEMS ist es interessant, wie sich die Wahl der entscheidenden Oberflächenparameter auf das Adhäsionsverhalten auswirkt. Dies wird im folgenden diskutiert. Zur Reduzierung des Rechenaufwands bei der Bestimmung der funktionalen Abhängigkeit der Adhäsionskraft  $F_{\text{Adh},n}$  von den Einflußgrößen wird im folgenden ein empirisch ermittelter, analytischer Ausdruck

$$F_{\text{Adh},n} \approx 2,7^{-0,7\Psi} \left[ {}^{0,531-\Psi^2}_{+1,5} \right] \quad (3.23)$$

verwendet. Dieser Fit an die numerisch ermittelten Werte hat keine physikalische Bedeutung. In der Abbildung 3.4 sind die numerisch ermittelten Werte durch ein Kreuz dargestellt, um die Übereinstimmung zu verdeutlichen.

Silizium ist der zur Herstellung von mikromechanischen Bauelementen am meisten eingesetzte Werkstoff. Die Oberflächenenergie  $\gamma$  ist – wie in Kapitel 2.2 angedeutet – die zum Erzeugen einer Oberfläche aufzubringende Energie. Der Wert der Oberflächenenergie  $\gamma$  dient oft als ein Maß für die Adhäsionsneigung bzw. –stärke zweier Oberflächen. Je größer die Oberflächenenergie wird, desto schwerer lassen sich Oberflächen voneinander trennen. Die Energie kann beispielsweise durch eine chemische Behandlung der Siliziumoberfläche oder durch Temperaturbehandlung der Grenzschicht variiert werden. Für unbehandelte Siliziumwafer ist sie in der Größenordnung von  $\gamma = 100 \text{ mJ}/\text{m}^2$ . Durch Tempern bei  $T = 200^\circ\text{C}$  kann bei hydrophilen Wafern, die sich im Kontakt befinden, eine deutlich größere Oberflächenenergie ( $\gamma > 1000 \text{ mJ}/\text{m}^2$ ) erreicht werden [4, 42].

Der Wert des Elastizitätsmoduls ist ein Maß für die Verformbarkeit des Werkstoffs und beeinflusst so die Größe der realen Kontaktfläche. Bei Werkstoffen mit einem kleineren Elastizitätsmodul verformt sich eine Kugel stärker, wenn diese gegen eine Oberfläche gedrückt wird. Für die raue Oberfläche bedeutet dies, daß bei einem Kontakt zwischen einer rauhen und einer ebenen Oberfläche mehr Spitzen beteiligt sind, als bei Werkstoffen, die einen höheren Elastizitätsmodul haben und sich deshalb bei gleicher mechanischer Beanspruchung weniger verformen. Für einkristallines Silizium ist der Elastizitätsmodul abhängig von der Kristallrichtung und liegt bei ca.  $150 \text{ GPa}$  [50, 51]. Die Querkontraktionszahl  $\nu$  ist ebenfalls stark von der Kristallorientierung abhängig [51]. In dieser Arbeit wird ein mittlerer Wert von  $\nu = 0,26$  angenommen.

In der JKR-Theorie fließen die Oberflächenenergie  $\gamma$  und der Elastizitätsparameter  $K$  unmittelbar in den Rauigkeitsparameter  $\Psi$  ein. Dadurch läßt sich der Einfluß der drei Oberflächeneigenschaften auf die Adhäsionsneigung nicht getrennt voneinander darstellen. Mit einem modifizierten Rauigkeitsparameter  $r$

$$r = \frac{\sigma}{\left(\frac{3}{4}\pi^2 R\right)^{1/3}} = \Psi \frac{\gamma^{2/3}}{K^{2/3}} \quad , \quad (3.24)$$

der nur von den Geometrie Größen  $R$  und  $\sigma$  abhängt, ist eine separate Darstellung der drei Einflußgrößen möglich. Glatt bedeutet nach dieser Definition der Rauigkeit, daß die Oberfläche Kugeln mit großen Radien  $R$  und einer sehr kleinen Streuung  $\sigma$  der Höhen besitzt. An einem Kontakt sind also viele und große Kugeln beteiligt.

Umgekehrt treten auf einer rauhen Oberfläche sehr kleine kugelförmige Spitzen, deren Höhenverteilung sehr breit verläuft. Das führt zu einem Kontakt vereinzelter Kugeln mit kleinem Radius.

In Abbildung 3.5 ist der Verlauf der normierten Adhäsionskraft  $F_{Adh,n}$  über dem Rauigkeitsparameter  $r$  nach Gleichung 3.23 dargestellt. In Abbildung 3.5 a) ist die Auswirkung einer variierten Oberflächenenergie  $\gamma$  dargestellt. Mit der Erhöhung der Oberflächenenergie  $\gamma$  wird die Wechselwirkung zwischen den Oberflächen vergrößert und dadurch die Adhäsionskraft erhöht.

Abbildung 3.5 b) zeigt die Auswirkung einer Variation des modifizierten Elastizitätsparameters  $K$ . Eine Vergrößerung des Elastizitätsmoduls  $E$  führt zu einer Verringerung der Adhäsionskraft, da die einzelnen Spitzen sich nicht mehr so stark verformen und somit weniger Spitzen die ebene Gegenfläche berühren.

Aus Abbildung 3.4 geht hervor, daß die Reduzierung der Adhäsionskraft  $F_{Adh,n}$  nur in einem Arbeitspunkt maximal ist. Die Bedingung für diesen Punkt lautet:

$$\Psi_0 \approx 0,55 \quad . \quad (3.25)$$

Aus den Diagrammen 3.5 a) und b) wird deutlich, daß die Lage des Arbeitspunktes durch bestimmte Kombinationen der drei Oberflächenparameter (Rauigkeit  $r$ , Oberflächen-

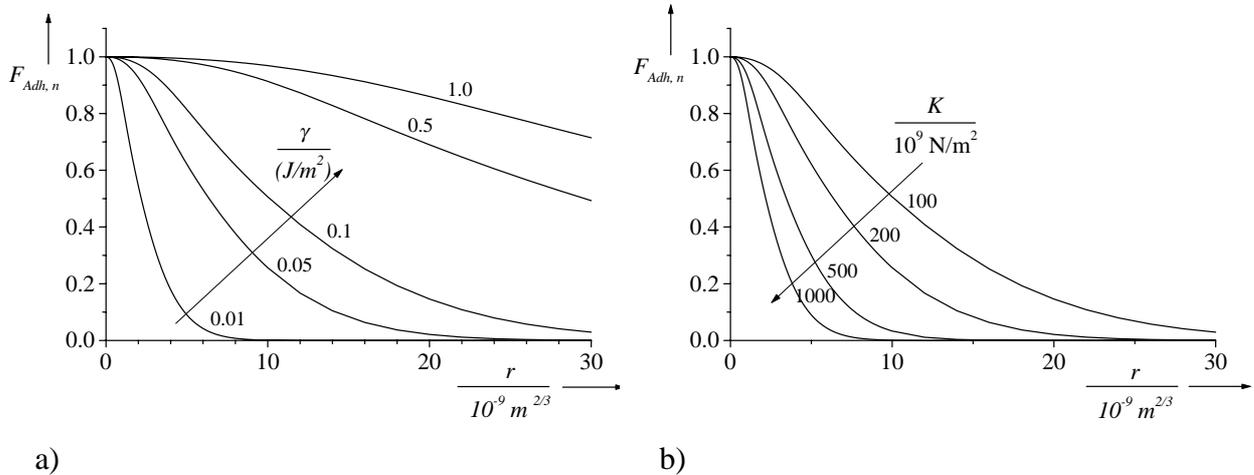


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der normierten Adhäsionskraft von der Rauigkeit bei variiertem Oberflächenenergie  $\gamma$  (Diagramm a) bzw. modifiziertem Elastizitätsparameter  $K$  (Diagramm b)

energie  $\gamma$  und modifizierter Elastizitätsparameter  $K$ ) festgelegt ist. Die Bedingung für diese Kombination folgt aus den Gleichungen 3.15, 3.22 und 3.24:

$$\Psi = \frac{\sigma}{\delta_c}$$

$$\Leftrightarrow 0,55 = \frac{\sigma}{\left(\frac{3}{4}\pi^2 R\right)^{1/3}} \frac{K^{2/3}}{\gamma^{2/3}} \quad (3.26)$$

Dies bedeutet, daß durch Vergrößern der Rauigkeit  $r$  nur dann eine maximale Änderung der Adhäsionskraft erreicht wird, wenn die Bedingung 3.26 erfüllt ist.

Abbildung 3.6 zeigt einige Parameterkombinationen, die die Bedingung 3.26 erfüllen, d.h. für die eine Erhöhung der Rauigkeit zu einer maximalen Verringerung der Adhäsionskraft führt. Diese Bedingung ist bei Silizium ( $\gamma \approx 0,1 \text{ J/m}^2$ ,  $E \approx 150 \text{ GPa}$ ,  $\nu \approx 0,26$ ) für  $r \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/3$  erfüllt.

Für alle Parameterkombinationen, die die Bedingung 3.26 nicht erfüllen, ist der Effekt auf die Beeinflussung der Adhäsionsneigung zwischen den Oberflächen bei einer Variation der Rauigkeit  $r$  geringer. Aus Abbildung 3.4 geht ebenfalls hervor, daß für Rauigkeiten  $\Psi > 3,87$  die Adhäsionskraft kleiner als 5% von der maximalen Adhäsionskraft  $NF_c$  ist. Dies bedeutet, daß die weitere Erhöhung der Rauigkeit keine bedeutende Reduzierung der Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  erlaubt.

Diese qualitative Betrachtung, erlaubt noch keine Aussage, ob die bei großen Rauigkeiten verbleibende Adhäsionskraft in mikromechanischen Bauelementen klein genug ist, daß sie die Funktion der beweglichen Strukturen nicht beeinträchtigt. Eine Funktionsbeeinträchtigung ist bei den mikromechanischen Beschleunigungssensoren dann gegeben, wenn die Adhäsionskraft an der Kontaktstelle so groß wird, daß die bewegliche Mittelmasse bei Berührung mit der Anschlagfläche nicht mehr in ihre Ruhelage zurückkehren

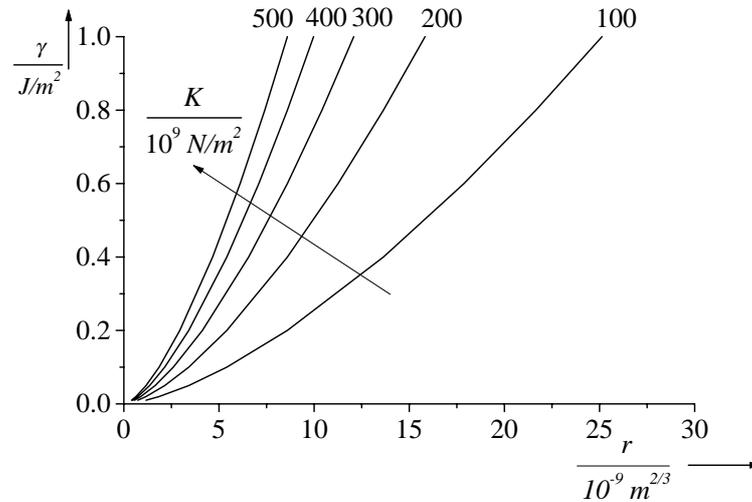


Abbildung 3.6: Materialparameter, für die eine Variation der Rauigkeit zu einer maximalen Änderung der Adhäsion zwischen Oberflächen führt

kann, d.h. permanent ausgelenkt bleibt. Dies bedeutet, daß der Absolutwert der Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  größer sein muß als die Rückstellkraft der Federelemente  $F_{Mech}$ .

Die mikromechanische Kontaktfläche ist eine kleine und auch raue Fläche, d.h. an einem Kontakt sind nur wenige, kleine Spitzen beteiligt. Die Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  der Gesamtfläche ergibt sich aus dem Produkt der Anzahl  $n$  der Kontaktspitzen und der Adhäsionskraft  $F_c$  einer einzelnen Spitze:  $F_{Adh} = n \cdot F_c$ .

Die folgenden Überlegungen ermöglichen die Berechnung einer Obergrenze von der Anzahl  $n$ , der an der Berührung beteiligten Spitzen. Die ebene und raue Oberfläche werden zunächst soweit zusammengebracht, bis eine Spitze die ebene Gegenfläche berührt. Die Abhängigkeit der Anzahl  $n$ , der am Kontakt beteiligten Spitzen und dem Abstand  $d$  wird beschrieben durch:

$$n = N \int_d^{\infty} \Phi(z) dz \quad . \quad (3.27)$$

$\Phi(z)$  nach Gleichung 3.12 beschreibt die Höhenverteilung der Spitzen, d.h. die Summe aller Spitze die höher sind, als der Flächenabstand  $d$  entspricht der Anzahl  $n$  der am Kontakt beteiligten Spitzen. Die Gesamtanzahl  $N$  der Spitzen auf der Oberfläche läßt sich über die Größe der Kontaktflächen  $A$  abschätzen:

$$N = \frac{A}{4R^2} \quad (3.28)$$

Hierbei wurde die Annahme getroffen, daß die Spitzen einen Abstand  $2R$  zueinander haben.  $R$  bezeichnet den Radius der Spitzen. In den mikromechanischen Teststrukturen

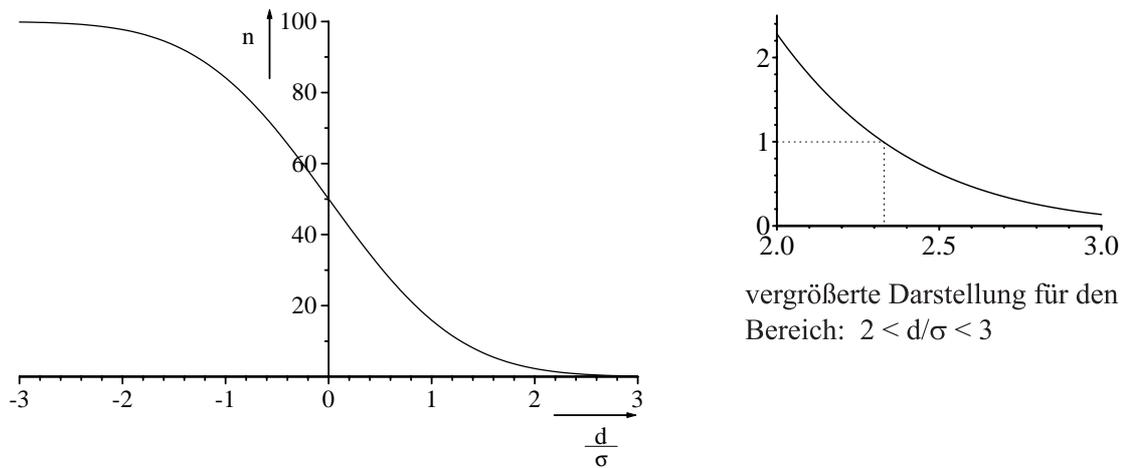


Abbildung 3.7: Anzahl  $n$  der Spitzen in Kontakt mit der Gegenfläche in Abhängigkeit vom Abstand  $d/\sigma$

wurden Anschlagflächen  $A_{\mu\text{Mechanik}} \approx 3 \cdot 10^{-11}$  vorgesehen.

Die Abbildungen 2.5, 2.7 und 2.8 zeigen die Rauigkeit der mechanischen Kontaktfläche und ermöglichen eine Abschätzung der Geometrie Größen. Daraus wird der Radius der Spitzen mit  $R \approx 50\text{ nm}$  und die Höhenverteilung mit  $\sigma \approx 100\text{ nm}$  abgeschätzt.

Für  $N = 100$  zeigt Abbildung 3.7 den Verlauf von Gleichung 3.27, d.h.  $n$  über dem normierten Flächenabstand  $d/\sigma$ . Bei einem Abstand  $d_1 = 2,33\sigma$  berührt gerade eine Spitze die Gegenfläche.

Berührt gerade eine Spitze die Gegenfläche und wirkt eine Andruckkraft  $F$ , dann führt dies zu einer elastischen Deformation  $\delta_1$  der Spitze. Typische Andruckkräfte, die bei den Experimenten an mikromechanischen Teststrukturen auftreten, sind  $1..10\mu\text{N}$ .<sup>1</sup> Vernachlässigt man beim Andrücken den Kontakt mit weiteren Spitzen ( $\delta_1 = \delta_0$ ,  $\delta_0$  nach Gleichung 3.11), dann verringert sich der Abstand  $d_n$  zwischen den Flächen auf ( $d_1 \Leftrightarrow \delta_1$ ). Daraus läßt sich nach Gleichung 3.27 für  $d = d_n$  die Obergrenze der Anzahl  $n$ , der am Kontakt beteiligten Spitzen, berechnen.

Abbildung 3.8 zeigt die Abhängigkeit der Anzahl  $n$  von der Anschlagfläche  $A$  für verschiedene Werte der Standardabweichung  $\sigma$  der Höhenverteilung der Spitzen. Die Andruckkraft  $F = 10\mu\text{N}$  ist konstant.

Für mikromechanische Kontaktflächen, angedeutet durch  $A_{\mu\text{Mechanik}}$  ist die Anzahl  $n$  der Kontaktspitzen  $n \leq 2$ , wenn die Standardabweichung  $\sigma > 10\text{ nm}$  ist. Aus den Abbildungen 2.5, 2.7 und 2.8 wurde  $\sigma = 100\text{ nm}$  abgeschätzt, d.h. auch bei viel größeren Flächen ( $A \gg A_{\mu\text{Mechanik}}$ ) berührt nur eine einzige Spitze die Gegenfläche. Demnach werden die Kontaktkräfte am mikromechanischen Anschlag nur durch den Kontakt einer einzelnen Siliziumspitze mit der Gegenfläche bestimmt.

<sup>1</sup>Die Abschätzung der Kräfte ergibt sich aus dem in Kapitel 4 beschriebenen Kräftegleichgewicht (Gleichung 4.1) bei einer Maximalauslenkung der Teststruktur

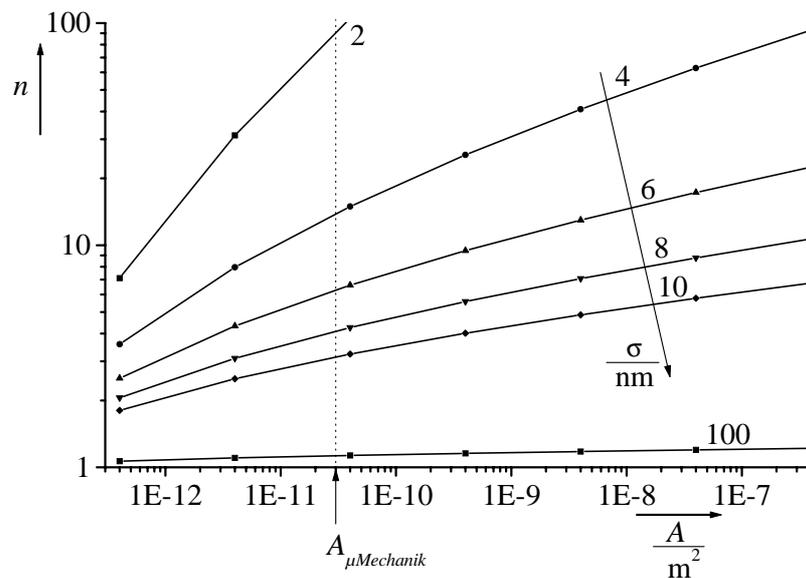


Abbildung 3.8: Anzahl der an der Berührung beteiligten Spitzen in Abhängigkeit von der Anschlagfläche  $A$  und der Standardabweichung  $\sigma$  ihrer Höhenverteilung – bei einer Andruckkraft  $F = 10 \mu\text{N}$ .

Die Größe der Adhäsionskraft  $F_c$  einer einzelnen Siliziumspitze gegen eine Siliziumoberfläche wird im folgenden Abschnitt experimentell bestimmt.

### 3.3 Adhäsionskraftmessung mit Rasterkraftmikroskop

In der Rasterkraftmikroskopie (engl.: atomic force microscopy, AFM) wird eine auf atomarer Skala scharfe Spitze so nah über eine Testoberfläche gebracht, daß es zu einer Wechselwirkung zwischen ihnen kommt [52]. Die verschiedenen Betriebsarten der Rasterkraftmikroskope erlauben beispielsweise die Bestimmung der tribologischen Eigenschaften und der Oberflächengeometrie bis zur atomaren Auflösung. Die Spitze selbst ist an einem Biegebalken aufgehängt und wird parallel zur Oberfläche geführt. Dabei wird die Auslenkung der Spitze aufgrund ihrer Wechselwirkung mit der Probe gemessen. So läßt sich die Wechselwirkung orts aufgelöst bestimmen.

Abbildung 3.9 a) zeigt in einer REM-Aufnahme eine AFM-Spitze mit Biegebalken. In Abbildung 3.9 b) zeigt eine Prinzipskizze das der AFM-Kantilever an einem Piezotranslator befestigt wird, der die gesamte Anordnung in  $z$ -Richtung senkrecht zur Oberfläche der Probe auslenkt. In der Skizze ist die Ruhelage des Kantilevers gestrichelt angedeutet. Beim Aufsetzen auf die Testoberfläche wird der Kantilever durchgebogen. Die Durchbiegung  $\Delta z$  des Biegebalkens wird z. B. optisch durch einen Laserstrahl gemessen. Der Laserstrahl wird von dem Biegebalken reflektiert und trifft auf eine Vier-Quadranten-Fotodiode. Eine Lageänderung des Biegebalkens führt damit zu einem Meßsignal am

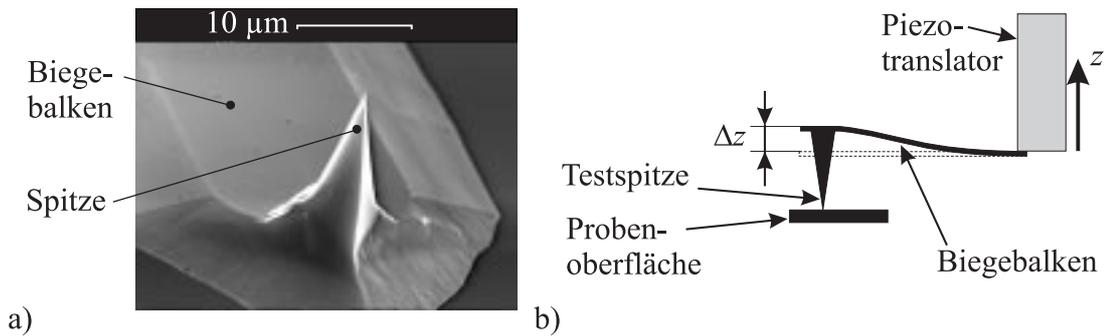


Abbildung 3.9: AFM-Kantilever: a) REM-Aufnahme einer AFM-Spitze aus Silizium; b) Prinzipdarstellung der Kantileverdurchbiegung und -aufhängung am Piezotranslator

Ausgang der Diode.

Zur Messung der Kontaktkräfte zwischen AFM-Spitze und Probenoberfläche wird diese auf die Probe aufgesetzt und wieder abgelöst. Die Adhäsionskraft entspricht der maximalen Rückhaltekraft, die erforderlich ist, um die Spitze von der Probe abzulösen. Aus der Auswertung des Auslenkungs-Durchbiegungs-Verlaufs wird die maximale Auslenkung des Biegebalkens bestimmt. Eine typische Meßkurve ist in Abbildung 3.10 skizziert. Dargestellt ist die Auslenkung der Spitze über der Auslenkung  $z$  des Piezotranslators. Hervorgehoben sind in dem Diagramm 5 charakteristische Bereiche: 1.) Der Bereich in dem die Spitze an die Oberfläche herangeführt wird, bis diese aufsetzt. s.a. den Bildausschnitt a) 2.) An dem Punkt, an dem die Spitze auf die Oberfläche aufsetzt, wird diese relativ zum Piezotranslator ausgelenkt. Eine langreichweitige Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe kann an dieser Stelle zum vorzeitigen Anschnappen der Spitze auf die Oberfläche führen. Dies macht sich in einer zunächst negativen, un stetigen Auslenkung bemerkbar. 3.) Durch weiteres Verfahren des Piezotranslators wird die Spitze auf die Oberfläche gedrückt und dabei nach oben ausgelenkt. s.a. den Bildausschnitt b) 4.) Beim

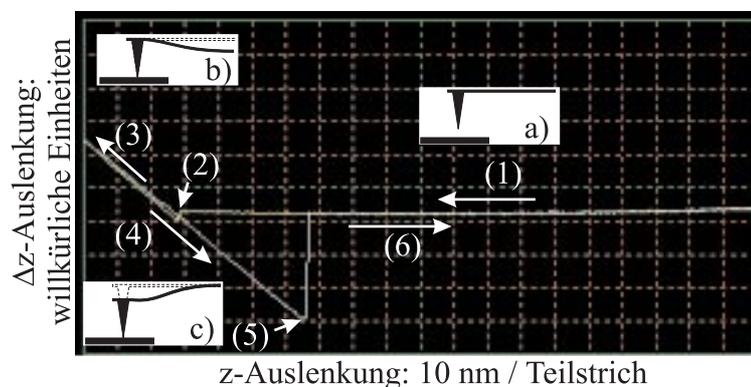


Abbildung 3.10: Skizze zur Darstellung einer Adhäsionskraftmessung mit einem AFM

Zurückführen des Piezos über die Stelle 2.) hinaus macht sich die Adhäsionskraft bemerkbar, indem sie verhindert, daß sich die Spitze von der Probe löst und so die Spitze negativ ausgelenkt wird. s.a. den Bildausschnitt c) 5.) Wird die Rückstellkraft der Biegefeder größer als die Adhäsionskraft, löst sich die Spitze von der Oberfläche und springt in ihre Ruhelage zurück. 6.) Die Spitze wird von der Oberfläche weiter entfernt und bleibt relativ zum Piezotranslator in ihrer Ruhelage.

Die Größe der Adhäsionskraft wird dann aus der maximalen Auslenkung  $\Delta z$  zwischen den Punkten 2.) und 5.) beim Zurückführen des Piezos und der bekannten Federsteifigkeit  $k_{AFM}$  berechnet

$$F_{Adh} = k_{AFM} \Delta z \quad . \quad (3.29)$$

Auf den im Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Kontaktflächen mikromechanischer Interdigitalstrukturen befinden sich Spitzen mit Radien im Bereich von  $50\text{ nm}$  bis  $150\text{ nm}$ . Im gleichen Bereich liegen die Radien der Silizium-AFM-Spitzen. Dies legt nahe, Kontaktkräfte mit Hilfe der Rasterkraftmikroskopie zu messen, was mehrere Vorteile bietet. Die Probenoberflächen lassen sich mit wesentlich geringerem Aufwand präparieren, als bei der vergleichsweise aufwendig herzustellenden mikromechanischen Struktur. Die Empfindlichkeit bei der Rasterkraftmikroskopie hängt von der Federsteifigkeit  $k_{AFM}$  des Biegebalkens ab. Durch das Austauschen des AFM-Kantilevers läßt sich die Empfindlichkeit anpassen. Das Auflösungsvermögen für die Adhäsionskräfte liegt bei Rasterkraftmikroskopen im Nano-Newton Bereich. Der entscheidende Vorteil ist jedoch, daß die AFM-Probe – im Gegensatz zu den Seitenflächen der mikromechanischen Struktur – leicht zugänglich ist und z.B. die Rauigkeit der Probenoberfläche gleich im AFM ermittelt werden kann.

Die im folgenden beschriebenen Versuche wurden mit einem Rasterkraftmikroskop der Firma digital instruments (Dimension der 3100-Serie) durchgeführt. Es wurde eine Silizium-Spitze verwendet, die einen Radius von ca.  $50\text{ nm}$  hatte.

Das Ziel der Adhäsionskraftmessungen mit dem AFM ist die Bestimmung der Kontaktkräfte zwischen einer Siliziumspitze und modifizierten Siliziumoberflächen. Da die Kontaktfläche vergleichbar mit der in mikromechanischen Bauelementen ist, sind die Ergebnisse der AFM-Messungen durchaus quantitativ auf mikromechanischen Teststrukturen übertragbar. In Abbildung 3.11 sind die Werte für die Kontaktkräfte verschiedener Proben wiedergegeben. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur und einer relativen Luftfeuchte von ca. 40% durchgeführt. Jeder dargestellte Meßpunkt ist aus dem Mittelwert von ca. 50 Einzelmessungen gebildet, die jeweils an verschiedenen Stellen auf der entsprechenden Probe durchgeführt und dann gemittelt wurden. Die Adhäsionskräfte wurden an den folgenden Probenoberflächen ermittelt: 1.) unbehandelte Siliziumoberfläche ( $R_a = 0,1\text{ nm}$ , n-dotiert,  $1 \Leftrightarrow 2\ \Omega\text{ cm}$ , (100)-Orientierung), 2.) polykristalline Siliziumoberfläche ( $R_a = 1,0\text{ nm}$ , n-dotiert, chemisch-mechanisch-polier), 3.) Oberfläche wie 1.), jedoch mit Wasserkondensatfilm, 4.)  $55\text{ nm}$ -dicke Siliziumdioxidschicht (CVD-Abscheidung,  $R_a = 1,0\text{ nm}$ ) und 5.) Fluorpolymeroberfläche ( $R_a = 150\text{ nm}$ ).

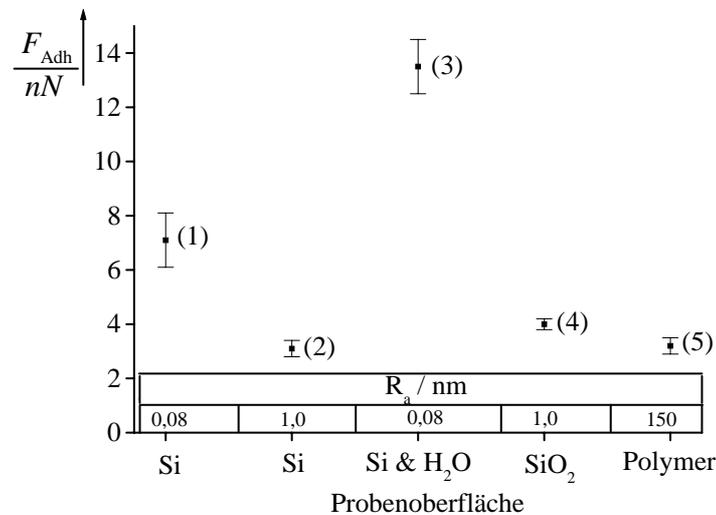


Abbildung 3.11: Adhäsionskräfte zwischen einer Siliziumspitze und verschiedenen Siliziumoberflächen: (1) unbehandeltes Silizium, (2) epitaktisch aufgewachsenes poly-Silizium, (3)  $H_2O$ -benetztes Silizium, (4) Siliziumoxid und (5) Polymer-beschichtete Siliziumoberfläche

In den durchgeführten Experimenten zeigt sich, daß die gemessenen Adhäsionskräfte zwischen der Siliziumspitze und der Testoberfläche kleiner als  $15 nN$  sind. Die Kontaktkraft zwischen einer unbehandelten Siliziumoberfläche und einer Siliziumspitze ist ca.  $7 nN$  (Punkt (1) in Abbildung 3.11). Nach Gleichung 3.7 beträgt der van der Waals-Anteil  $F_{vdW} = 2,2 nN$ , mit einem Abstand  $d = 0,5 nm$ . Bei dieser einfachen Abschätzung wurden keine zusätzlichen Effekte einer technischen Oberfläche, wie z.B. die Wirkung von Oberflächenadsorbaten oder eine elektrostatische Wechselwirkung berücksichtigt. Daher wird auch nur die Größenordnung der Adhäsionskräfte abgeschätzt. Um den Einfluß einiger Parameter zu untersuchen, wird der Meßwert im folgenden in Relation zu den Adhäsionskräften anderer Oberflächen betrachtet.

Der extrem niedrige  $R_a$ -Wert für Probe (1) deutet darauf hin, daß diese auf einer atomaren Skala glatt ist.

Punkt (2) der Abbildung 3.11 zeigt die Adhäsionskraft zwischen der Siliziumspitze und einer epitaktisch aufgewachsenen polykristallinen Siliziumschicht<sup>2</sup>, die nach dem Aufwuchsprozeß chemisch-mechanisch poliert wurde. Durch diese Behandlung wurde ein Rauigkeitswert von  $R_a = 1,0 nm$  eingestellt. Diese gegenüber der Testoberfläche von Punkt (1) höhere Rauigkeit führt zu einer kleineren realen Kontaktfläche zwischen der Siliziumspitze und der rauhen Oberfläche. Die gemessene Adhäsionskraft hat einen Wert

<sup>2</sup>Da eine polykristalline Nukleationsschicht verwendet wird, wächst im Epitaxieprozeß eine kolumnare, polykristalline Siliziumschicht auf.

von ca.  $F_{Adh} = 3\text{ nN}$ .

Der in Abbildung 3.4 gezeigte Zusammenhang zwischen der Adhäsionskraft und der Rauigkeit wird mit dieser Messung nicht untersucht, da in diesem Experiment die Rauigkeit lediglich durch eine Siliziumspitze bestimmt wird und nicht durch eine Oberfläche mit verschiedenen Spitzen unterschiedlicher Höhe.

Die Wirkung von Kapillarkräften wird im Punkt (3) der Abbildung 3.11 gezeigt. Durch die Benetzung der Siliziumoberfläche mit  $H_2O$ -Kondensat<sup>3</sup> bildet sich beim Ablösen der AFM-Spitze ein Wassermeniskus zwischen der Siliziumspitze und der Probenoberfläche und die Adhäsionskraft steigt auf einen Wert von  $F_{Adh} = 14\text{ nN}$  an. Für den Spitzenradius  $R = 50\text{ nm}$  und die in Abschnitt 3.1.3 angegebenen Werte für den Benetzungswinkel  $\theta$  und die Oberflächenenergie  $\gamma$  ergibt sich gemäß Gleichung 3.8 eine Kapillarkraft  $F_{Kap} = 15\text{ nN}$ . Dies liegt in guter Übereinstimmung mit dem experimentell ermitteltem Wert.

Punkt (4) der Abbildung 3.11 zeigt die Adhäsionskraft zwischen der Siliziumspitze und einer TEOS-Siliziumoxidoberfläche. Die Rauigkeit der Oberfläche ist mit der von Punkt (2) vergleichbar. Der Unterschied zwischen den Adhäsionswerten liegt im Rahmen der Genauigkeit des verwendeten Meßverfahrens. Dies ist auch zu erwarten, wenn man berücksichtigt, daß auf einer technischen Siliziumoberfläche auch immer ein natürliches Oxid vorhanden ist.

Punkt (5) der Abbildung 3.11 zeigt den Einfluß eines Fluorpolymers auf die Adhäsionsneigung. Es handelt sich dabei um das Polymer, das zur Passivierung der Seitenwände bei der DRIE-Strukturierung der mikromechanischen Strukturen verwendet wird. Wichtiges und festzuhaltendes Ergebnis ist, daß Kontaktkräfte auch durch eventuelle Polymerrückstände bei der Fertigung nicht signifikant erhöht werden.

Angaben aus der Literatur über ähnliche Untersuchungen sind in guter Übereinstimmung mit den zuvor beschriebenen experimentellen Ergebnissen.

Ando et al. [53] messen Adhäsionskräfte an modifizierten Siliziumoberflächen. Mit einem fokussierten Ionenstrahl (engl.: focused ion beam, FIB) haben sie Gräben unterschiedlicher Tiefe in die Oberfläche geätzt und so jeweils eine unterschiedliche Oberflächentopografie erzeugt. Die Testspitze haben sie auf eine Kantenlänge von  $0,7\text{ }\mu\text{m} \times 0,7\text{ }\mu\text{m}$  abgeflacht. Bei einer entsprechenden Oberflächentopografie ergeben sich also maximal drei Berührungspunkte. Für Grabentiefen von  $50\text{ nm}$  zeigen sie ausgeprägte Siliziumspitzen und geben Kontaktkräfte von ca.  $40\text{ nN}$  an.

Torii et al. [54] messen Adhäsionskräfte zwischen einer Siliziumnitridspitze und unterschiedlichen Oberflächen, die sie in verschiedenen Flüssigkeiten gespült haben. Die Spitze hat einen Radius von ca.  $50\text{ nm}$ . Für eine in Wasser gespülte Siliziumdioxidoberfläche geben sie eine Kraft von ca.  $40\text{ nN}$  bei  $23^\circ\text{C}$  und einer relativen Luftfeuchte von 26%

---

<sup>3</sup>Durch Beströmen der Siliziumoberfläche mit feuchter Luft.

an. Bei einer relativen Feuchte von 61% messen sie eine Kraft von ca.  $70\text{ nN}$ . Für diese Oberfläche geben sie Adhäsionskräfte von ca.  $15\text{ nN}$  bei einer relativen Feuchte von 26%, nachdem sie diese in Acetone oder Ethanol gespült haben. Für eine relative Feuchte von 61% geben sie Kräfte von ca.  $25\text{ nN}$  an.

Die experimentellen Untersuchungen und Literaturangaben zeigen, daß die Kontaktgeometrie, die Umgebungsbedingungen, wie z. B. die relative Luftfeuchte und die Behandlung der Siliziumoberfläche einen signifikanten Einfluß auf die Größe der Adhäsionskraft eines Kontaktes zwischen einer kugelförmigen Testspitze und einer annähernd ebenen Oberfläche haben. Für die Übertragung der mit einer einzelnen Siliziumspitze auf ebenen Testoberflächen ermittelten Adhäsionskräfte auf die mikromechanische Teststruktur ist die Größenordnung der wirksamen Kontaktkräfte entscheidend. Die Ausführungen zur Kontaktfläche an der mikromechanischen Teststruktur in Kapitel 2.3.2 machen deutlich, daß die Berührungsfläche mit der Kontaktfläche bei den AFM-Experimenten vergleichbar ist. Demnach müssten in den mikromechanischen Bauelementen ähnliche Kontaktkräfte an der Berührungsstelle nachweisbar sein. Zu berücksichtigen ist, daß bei den Teststrukturen die Spitzen nicht eine ebene Gegenfläche berühren. Vielmehr ist die Gegenfläche ebenfalls rau und es ist möglich, daß die Spitze auf der Gegenfläche eine andere Spitze trifft, in einem Wellental aufsetzt oder gegen eine Wellenflanke stößt. Nimmt man einen Unsicherheitsfaktor von  $\approx 2$  an, so sind bei den mikromechanischen Teststrukturen Adhäsionskräfte kleiner als  $20 \dots 30\text{ nN}$  zu erwarten. Damit würde die Rauigkeit der Kontaktflächen genügen, um Adhäsion in mikromechanischen Bauelementen sicher zu vermeiden, denn die Rückstellkräfte der Federelemente ( $F_{Mech} > 400\text{ nN}$ ) sind deutlich größer als die Adhäsionskräfte an den Berührungsflächen.

### 3.4 Adhäsionskraftmessung am Mikrosystem durch Beschleunigung

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse aus den Untersuchungen mit dem Rasterkraftmikroskop an mikromechanischen Interdigitalstrukturen verifiziert werden. Dazu wird die Kontaktkraft zwischen den Seitenflächen der Mittelmasse und dem mechanischen Anschlag ermittelt. Für die Bestimmung der Wechselwirkung zwischen den Oberflächen müssen diese zunächst in Kontakt gebracht und dann die zum Ablösen erforderliche Kraft gemessen werden.

Die Mittelmasse der Interdigitalstruktur kann durch eine Beschleunigung ausgelenkt werden (Abbildung 2.4). Die Beschleunigung kann z.B. durch Rotation der Struktur und Ausnutzung der auftretenden Zentrifugalkraft  $F_{Zent}$  erzeugt werden. Die Adhäsionskraft zwischen den Kontaktflächen kann dann aus dem Kräftegleichgewicht der in dem System wirkenden Kräfte ermittelt werden.

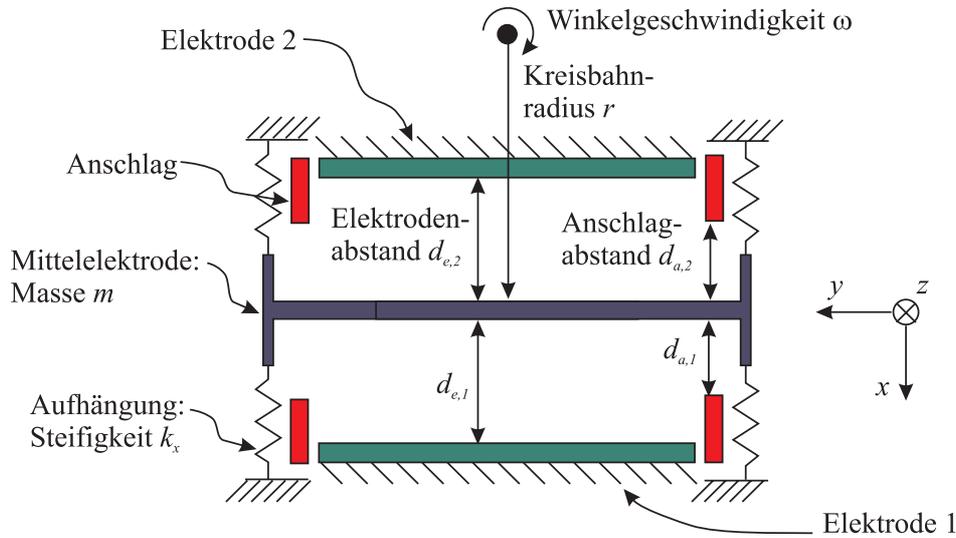


Abbildung 3.12: Prinzipskizze einer Interdigitalstruktur für die Auslenkung der Mittelmasse durch eine Zentrifugalbeschleunigung

In den folgenden Abschnitten wird zunächst das Meßverfahren beschrieben.

Abbildung 3.12 zeigt schematisch die Interdigitalstruktur, wie sie in Kapitel 2.3.2 beschrieben wurde. Die Struktur ist reduziert auf einen Plattenkondensator, mit den in diese Betrachtung einfließenden Größen dargestellt. In Ruhelage der Mittelmasse hat diese einen Abstand  $d_{e,i}$  ( $i = 1, 2$ ) zu den feststehenden Elektroden  $E_i$ . Die Bewegung auf einer Kreisbahn mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  führt zur Auslenkung  $\delta$  in  $x$ -Richtung entgegen der Rückstellkraft der Feder. Diese hat eine Gesamtfederkonstante  $k$  in Richtung der Auslenkung<sup>4</sup>. Die maximale Auslenkung  $\delta_{max}$  der Mittelmasse wird auf  $\delta_{max} = d_{a,i}$  durch die Anschläge limitiert. Bei konstanter Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  lautet das Kräftegleichgewicht der freigeschnittenen Mittelmasse:

$$\sum F \stackrel{!}{=} 0 = F_{Mech} \Leftrightarrow F_{Zent} \quad (3.30)$$

mit der Zentrifugalkraft:

$$F_{Zent} = m r \omega^2 \quad (3.31)$$

und der Rückstellkraft der Feder:

$$F_{Mech} = k \delta \quad (3.32)$$

mit der Masse  $m$  der Mittelelektrode und dem Kreisbahnradius  $r$ .

Daraus ergibt sich der Zusammenhang zwischen der Winkelgeschwindigkeit und der Auslenkung

$$\delta = \frac{m}{k} r \omega^2 \quad (3.33)$$

<sup>4</sup>Auslenkungen in  $y$ - und  $z$ -Richtung sind in diesen Experimenten vernachlässigbar.

Die Abhängigkeit von der Zentrifugalbeschleunigung  $a_{Zent} = r\omega^2$  führt auf einen linearen Zusammenhang.

$$\delta = \frac{m}{k_x} a_{Zent} \quad . \quad (3.34)$$

Bei einer maximalen Auslenkung ( $\delta = d_{a,1}$ ) der Strukturen kommt es zur Berührung zwischen den Anschlagflächen am mechanischen Kontakt. Im Fall einer Berührung verhindert die Normalkraft  $F_{An}$  am Anschlag eine weiteren Auslenkung der Mittelmasse. Die Berücksichtigung der Kraft  $F_{An}$  führt zum erweiterten Kräftegleichgewicht für die freigeschnittene Mittelmasse bei Berührung des Anschlags:

$$\sum F \stackrel{!}{=} 0 = F_{Zent} \Leftrightarrow F_{Mech} \Leftrightarrow F_{An} \quad . \quad (3.35)$$

Mit den Gleichungen 3.31 und 3.32 folgt aus dem Kräftegleichgewicht

$$F_{An} = m r \omega^2 \Leftrightarrow k_x d_{a,1} \quad . \quad (3.36)$$

In diesen Versuchen werden die Teststrukturen auf einer Kreisscheibe montiert, die durch einen Elektromotor in Rotation versetzt wird. Die Winkelgeschwindigkeit kann im Bereich von  $0 \text{ s}^{-1}$  bis  $32,3 \text{ s}^{-1}$  in minimalen Schrittweiten von  $\Delta\omega_{min} = 0,1 \text{ s}^{-1}$  variiert werden. Der Bahnradius des Sensors ist  $r = 87 \text{ mm}$ . Abbildung 3.13 zeigt für die mikro-mechanischen Teststrukturen (Typ A0.7 und A1.7, Tabelle 2.1, Masse  $m = 5 \mu\text{g}$ ) die an dem Anschlag wirksame Normalkraft  $F_{An}$  in Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$ .

Bei einer Winkelgeschwindigkeit  $\omega_0$ , die vom Anschlagabstand  $d_a$  abhängig ist, kommt

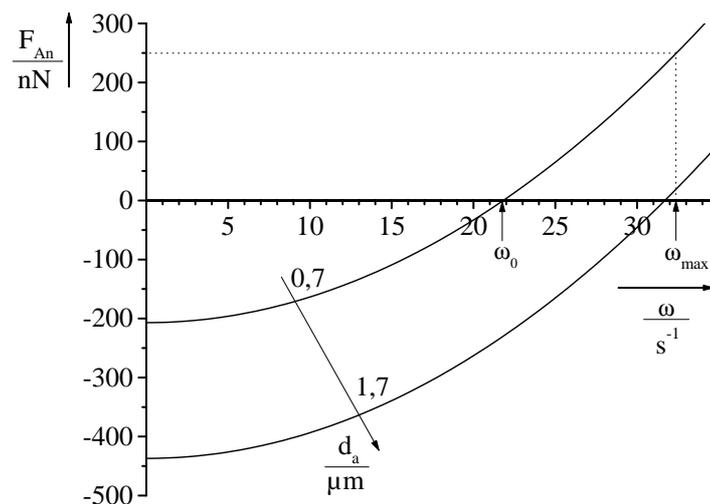


Abbildung 3.13: Kraft am Anschlag des Sensors über der Winkelgeschwindigkeit für verschiedene Auslenkungen  $\delta = d_a$

es zur Berührung zwischen der Mittelmasse und dem Anschlag ( $F_{An} = 0N$ ). Weiteres Erhöhen der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  führt zur positiven Andruckkraft ( $F_{An} > 0N$ ). Die maximale Andruckkraft  $F_{An,max}$  ist abhängig von der maximal erreichbaren Drehzahl  $\omega_{max} = 32,3s^{-1}$  und dem Anschlagabstand  $d_a$ . Für den kleinsten realisierten Anschlagabstand ( $d_a = 0,7\mu m$ ) ist die Andruckkraft  $F_{An,max} = 250nN$  erreichbar.

Wird die Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  auf kleinere Werte als  $\omega_0$  reduziert, so wird die Kraft am Anschlag  $F_{An}$  negativ, d.h. sie verhindert das Ablösen der Mittelmasse vom Anschlag. Bei einer Winkelgeschwindigkeit  $\omega_{Abl}$  überwinden die Rückstellkräfte der Feder die Kontaktkräfte und es gilt  $F_{Adh} = \Leftrightarrow F_{An}(\omega_{Abl})$ . Die mit den Teststrukturen maximal nachweisbare Adhäsionskraft geht aus Abbildung 3.13 und der Bedingung  $\omega_{Abl} = 0s^{-1}$  hervor:  $F_{Adh,max}(d_a = 1,7\mu m) = 440nN$ . Die Meßempfindlichkeit des Versuchsaufbaus ist  $\Delta F / \Delta \omega_{min} \approx 2nN / 0,1s^{-1}$ .

Die elektrische Kontaktierung der Teststrukturen erfolgt über Schleifringe. Die relativ kleine Kapazitätsänderung durch die Auslenkung der Mittelmasse kann über die Schleifringe nicht direkt gemessen werden. Neben dem Sensor wird deshalb ein Auswerte-IC [55] mit auf der Kreisscheibe aufgebaut, der die eingangsseitige Kapazitätsänderung in eine ausgangsseitige Spannungsänderung umformt. Dieses Ausgangssignal ist groß genug, daß es über die Schleifringe geführt werden kann.

Der Zusammenhang zwischen der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  und der Kapazität wird im folgenden hergeleitet. Zu unterscheiden sind die Verringerung der Kapazität  $C_1$  durch die Annäherung der Elektroden  $E_m$  und  $E_1$  und die Vergrößerung der Kapazität  $C_2$  durch das Entfernen der Elektroden  $E_m$  und  $E_2$ . Der Zusammenhang zwischen den Kapazitäten

$$C_1 = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d_{e,1} \Leftrightarrow \delta} \quad (3.37)$$

$$C_2 = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d_{e,1} + \delta} \quad (3.38)$$

und der Auslenkung  $\delta$  liefert die analytische Beziehung zwischen der Winkelgeschwindigkeit und den Kapazitäten  $C_1$  und  $C_2$ .

$$C_1 = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d_{e,1} \Leftrightarrow \frac{m}{k_x} r \omega^2} \quad (3.39)$$

$$C_2 = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d_{e,1} + \frac{m}{k_x} r \omega^2} \quad (3.40)$$

Die Normierung der Gleichungen 3.39 und 3.40 auf die Zustände ( $n_0, C_{max}$ ) führt auf

$$c_1 = \frac{d_{e,1} \Leftrightarrow d_{a,1}}{d_{e,1} \Leftrightarrow \frac{\omega}{\omega_0} d_{a,1}} \quad (3.41)$$

$$c_2 = \frac{d_{e,1} \Leftrightarrow d_{a,1}}{d_{e,1} + \frac{\omega}{\omega_0} d_{a,1}} \quad (3.42)$$

mit  $\omega_0 = \omega(\delta = d_{a,1})$ . In Abbildung 3.14 ist der Zusammenhang grafisch dargestellt.

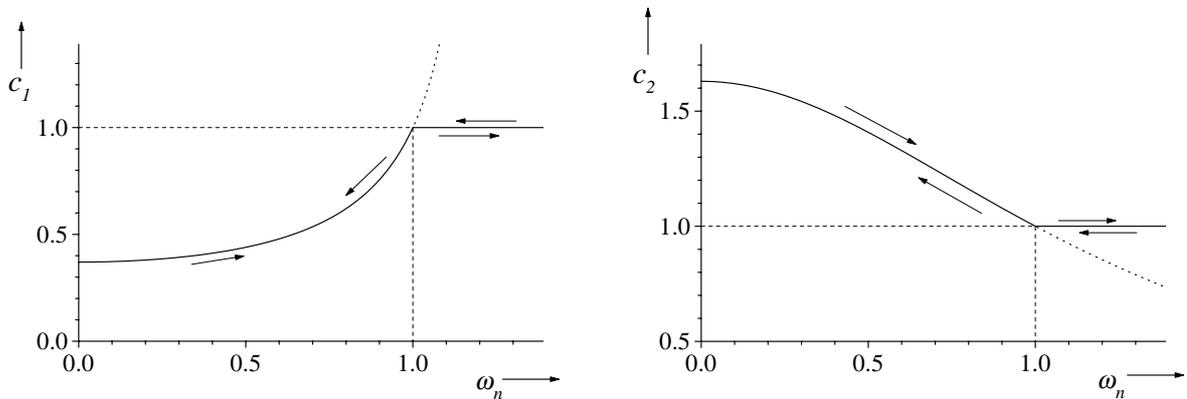


Abbildung 3.14: Normierte Darstellung der Abhängigkeit der Kapazitäten  $c_1$  und  $c_2$  von der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_n$

Sukzessives Erhöhen der Drehzahl führt zu einer stetigen Erhöhung von  $c_1$  bzw. Erniedrigung von  $c_2$ , bis die Maximalauslenkung der Mittelmasse bei  $\delta = d_{a,1}$  erreicht ist. Für den normierten Fall gilt:  $c_1 = c_2 = 1$ . Erniedrigen der Drehrate führt dazu, daß die Mittelmasse sich vom Anschlag ablöst und entsprechend dem Verlauf der Funktion wieder in die Ruhelage zurückgeführt wird.

Abbildung 3.15 zeigt den Vergleich zwischen der theoretischen und einer experimentell ermittelten Auslenkungs-Winkelgeschwindigkeits-Kennlinie einer Teststruktur (Typ A1.5, Tabelle 2.1). Die Kurven zeigen eine gute Übereinstimmung. Durch die Adhäsion in der

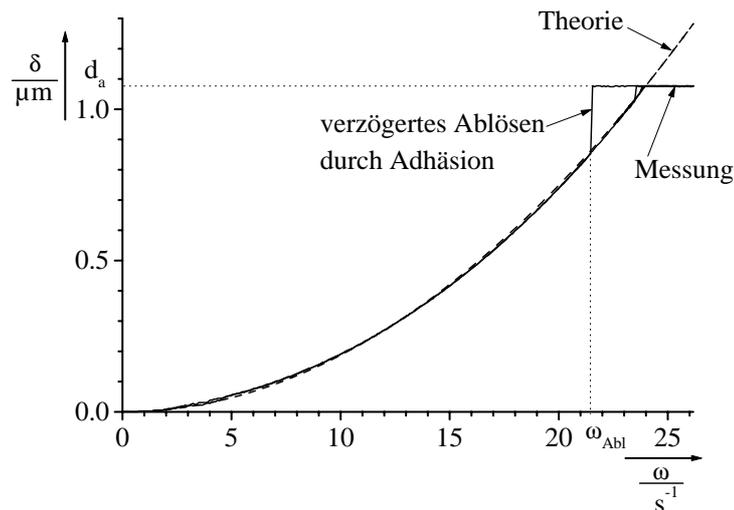


Abbildung 3.15: Gemessene und berechnete (gestrichelt eingezeichnet) Auslenkungs-Winkelgeschwindigkeits-Kennlinie einer Teststruktur (Typ A0.9, Tabelle 2.1)

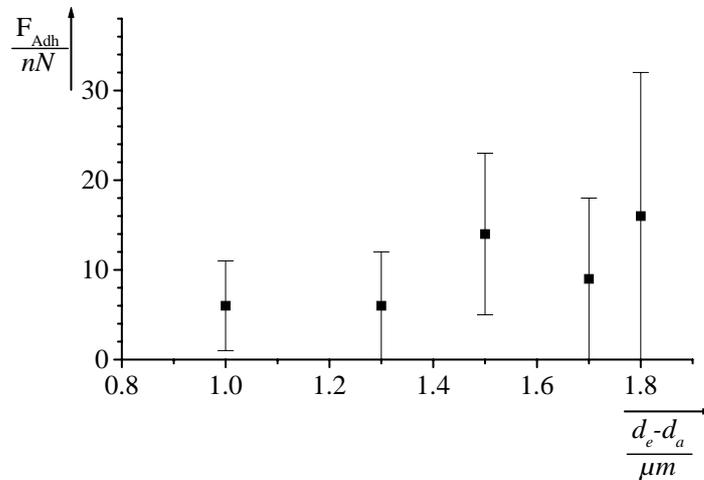


Abbildung 3.16: Abhängigkeit der Adhäsionskraft vom minimalen Elektrodenabstand

Teststruktur, löst diese beim Reduzieren der Winkelgeschwindigkeit erst verzögert ab. Der Sprung beim Ablösen ermöglicht dann die Berechnung der Adhäsionskraft entsprechend der Gleichung 3.36.

Die in einem ersten Versuch eingesetzten Teststrukturen wurden mit einer Andruckkraft von ca.  $50 \text{ nN}$  in den mechanischen Kontakt gedrückt. Gemessen wurden 5 Bauelemente (Typ A1.5, Tabelle 2.1). Bei den Sensoren liegt die Adhäsionskraft in einem Bereich von  $10 \text{ nN}$  bis  $30 \text{ nN}$ . Dies ist in guter Übereinstimmung mit den in Abschnitt 3.3 beschriebenen experimentellen Ergebnissen der AFM-Messungen. Für die mikromechanischen Beschleunigungssensoren bedeutet dies, daß die Kontaktkräfte nicht ausreichen um die Mittelmasse in einer permanenten Auslenkung zu halten, da die Rückstellkräfte der mikromechanischen Federn ( $F_{\text{Mech}} > 400 \text{ nN}$ ) deutlich größer sind als die Adhäsionskräfte. Die Streuung der Adhäsionskräfte in den verschiedenen Teststrukturen wird auf die unterschiedliche Kontaktopografie der einzelnen Anschlagflächen zurückgeführt.

Im Hinblick auf die in Kapitel 4 beschriebene langreichweitige Wechselwirkung an den Elektroden wurde eine Abhängigkeit der Adhäsionskraft von dem minimalen Elektrodenabstand ( $d_e \leftrightarrow d_a$ ) bei maximaler Auslenkung  $d_a$  der Mittelelektrode untersucht. Dafür wurden die Varianten des Sensortyps A verwendet, an denen der Anschlagabstand  $d_a$  bei sonst unveränderter Geometrie verändert ist. Die Ergebnisse der Messungen sind in der Abbildung 3.16 dargestellt. Es wurden für die unterschiedlichen Abstände jeweils 12 Sensoren gemessen. Die Ergebnisse zeigen keine eindeutige Abhängigkeit zwischen dem minimalen Elektrodenabstand ( $d_e \leftrightarrow d_a$ ) und der Adhäsionskraft  $F_{\text{Adh}}$ . Die Mittelwerte liegen in einem Bereich kleiner als  $20 \text{ nN}$ . Auch hier treten starke Unterschiede in der Adhäsionskraft der einzelnen Teststrukturen auf. Die gemessenen Kräfte befinden sich jedoch erwartungsgemäß unterhalb von  $30 \text{ nN}$  (vgl. Abschnitt 3.3) und sind für Beschleu-

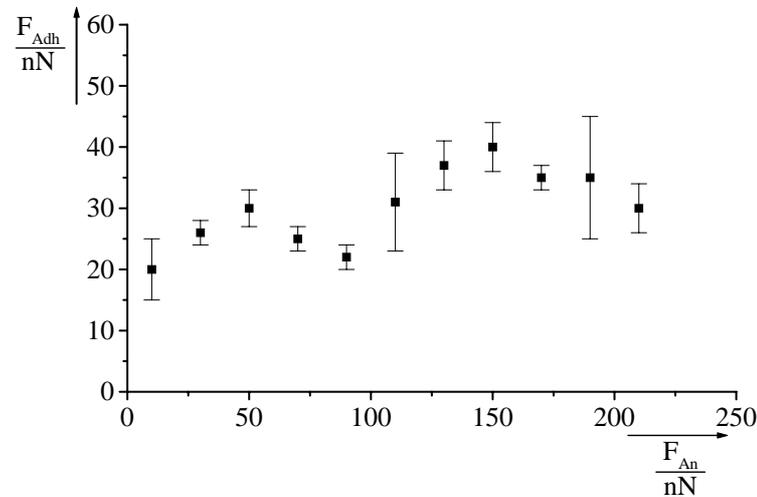


Abbildung 3.17: Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der maximalen Andruckkraft

nigungssensoren unkritisch.

Um eine Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der maximalen Andruckkraft ausschließen zu können wurden Sensoren mit einem Anschlagabstand  $d_a = 0,9 \mu m$  mit unterschiedlicher Kraft  $F_{An}$  an den Anschlag gedrückt und die jeweilige Ablöskraft gemessen. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Die Mittelwerte der Adhäsionskräfte liegen bei ca.  $30 nN$ . Eine Abhängigkeit der Adhäsionskräfte von der Anpreßkraft kann im Rahmen der durchgeführten Experimente nicht beobachtet werden.

Die an den Mikrosystemen durchgeführten Untersuchungen, bestätigen im Rahmen der Meßgenauigkeit die Ergebnisse der Untersuchungen, die mit dem Rasterkraftmikroskop durchgeführt wurden. Die Adhäsionskräfte lagen bei den jeweiligen Versuchsreihen im Bereich bis zu  $30 nN$ . Die Unterschiede der experimentellen Ergebnisse der verschiedenen Teststrukturen werden auf herstellungsbedingte Variationen in der Topografie der Kontaktflächen zurückgeführt. Für den Einsatz von Beschleunigungssensoren heißt dies, daß Adhäsionskräfte an den Berührungsflächen nicht zu einem Ausfall der Sensoren durch permanente Adhäsion führen können, wenn die Rückstellkräfte der Federelemente deutlich größer als  $30 nN$  gewählt werden.

# Kapitel 4

## Elektrostatische Wechselwirkung zwischen Halbleiteroberflächen

Neben den Kontaktkräften, die bei Berührung zweier Oberflächen wirksam sind, treten in einem mikromechanischen Beschleunigungssensor auch langreichweitige Kräfte zwischen sich nahekommenden Halbleiteroberflächen, insbesondere den Elektroden, auf. Der elektrostatische Betrieb mikromechanischer Kondensatorstrukturen (Abbildung 2.3) stellt eine einfache Möglichkeit dar, die Mittelelektrode auszulenken und Wechselwirkungskräfte zu bestimmen. Bei der elektrostatischen Anregung der mikromechanischen Interdigitalstruktur wird durch Anlegen einer elektrischen Spannung ein elektrisches Feld zwischen den Elektroden aufgebaut und eine elektrostatische Anziehungskraft erzeugt. Für einen Metallplattenkondensator ist der Zusammenhang zwischen der angelegten Spannung und der resultierenden Anziehungskraft bekannt (Abbildung 2.4 b) und nur abhängig von den geometrischen Abmessungen des Kondensators und den Materialeigenschaften des Dielektrikums.

In diesem Kapitel wird gezeigt, daß die Fernwechselwirkung zwischen Elektroden aus halbleitendem Material auch von den elektronischen Eigenschaften des Elektrodenmaterials und von Oberflächeneffekten abhängt.

### 4.1 Berechnung der Adhäsionkräfte aus dem Verlauf der CU-Kennlinie

Im elektrostatischen Betrieb des mikromechanischen Interdigitalkondensators wird die bewegliche Mittelelektrode  $E_m$  durch das Anlegen einer elektrischen Spannung  $U_{EI}$  gegenüber einer feststehenden Elektrode  $E_1$  ausgelenkt. In Abbildung 4.1 ist die Teststruktur, reduziert auf einen Plattenkondensator, mit den in diese Betrachtung einfließenden elektrischen und geometrischen Größen skizziert. Die Masse  $m$  der Mittelelektrode und die Dämpfung  $D$  sind in der Skizze angedeutet, sind aber für die Berechnungen des quasistatischen Auslenkungsverhaltens nicht relevant.

In Ruhelage hat die Mittelmasse einen Abstand  $d_{e,1}$  zu der feststehenden Elektrode  $E_1$ .

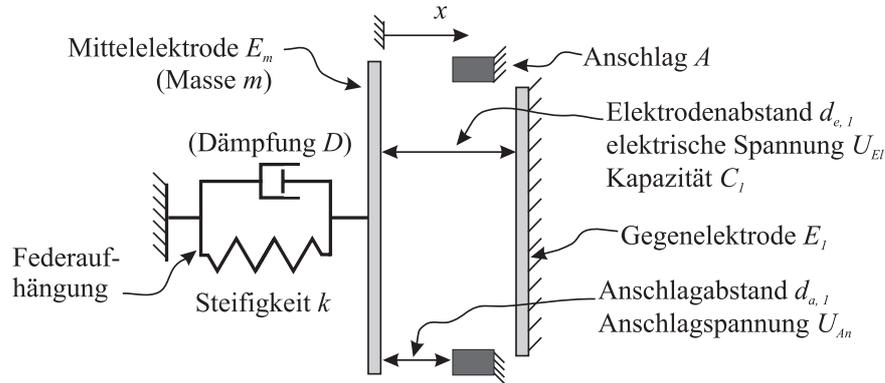


Abbildung 4.1: Prinzipskizze der mikromechanischen Teststruktur aus Abbildung 2.3.

Das Anlegen einer Spannung  $U_{El}$  führt zur Auslenkung  $\delta$  in  $x$ -Richtung entgegen der Rückstellkraft der Feder. Diese hat eine Gesamtfederkonstante  $k$  in Richtung der Auslenkung<sup>1</sup>. Die maximale Auslenkung  $\delta_{max}$  der Mittelmasse wird auf  $\delta_{max} = d_{a,1}$  durch Anschläge limitiert.

Der folgende Ansatz zur Berechnung des CU-Verlaufs basiert auf der Annahme, daß es sich bei den Elektroden  $E_m$  und  $E_1$  um Metallplatten handelt, die parallel zueinander angeordnet sind. Die Abhängigkeit zwischen der angelegten elektrischen Spannung  $U_{El}$  und der Auslenkung  $\delta$  der beweglichen Mittelelektrode kann aus dem Kräftegleichgewicht der freigeschnittenen Mittelelektrode berechnet werden. Es gilt:

$$\sum F \stackrel{!}{=} 0 = F_{Mech} + F_{Elek} \quad (4.1)$$

mit der Rückstellkraft der Feder (für kleine Auslenkungen der Mittelelektrode gilt das Hooksche Gesetz):

$$F_{Mech} = \Leftrightarrow k \delta \quad (4.2)$$

und die elektrostatische Anziehungskraft zwischen den Elektroden:

$$F_{Elek} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r A \frac{U_{El}^2}{(d_{e,1} \Leftrightarrow \delta)^2} \quad (4.3)$$

mit der Steifigkeit  $k$  der Federaufhängung, der Auslenkung  $\delta$ , der kapazitiven Fläche  $A$  zwischen  $E_m$  und  $E_1$ , der Dielektrizitätszahl  $\epsilon_0$  und der relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r$ .

Einsetzen der Gleichungen 4.2 und 4.3 in Gleichung 4.1 liefert den Zusammenhang zwischen der Spannung  $U_{El}$  und der Auslenkung  $\delta$

$$U_{El} = \sqrt{2 \frac{k \delta (d_{e,1} \Leftrightarrow \delta)^2}{\epsilon A}} \quad (4.4)$$

<sup>1</sup>Auslenkungen in  $y$ - und  $z$ -Richtung sind in diesen Experimenten vernachlässigbar

Für eine allgemeinere Diskussion wird die Gleichung auf die theoretisch maximal mögliche Auslenkung  $d_{e,1}$  und die kritische Spannung

$$U_{krit} = \sqrt{\frac{8}{27} k \frac{d_{e,1}^3}{\epsilon A}} \quad (4.5)$$

normiert. Auf die physikalische Bedeutung dieses Wertes wird in der nachfolgenden Diskussion eingegangen. Die normierte Form der Gleichung 4.4 lautet

$$u_{EI} = \sqrt{\frac{27}{4} x(1 \leftrightarrow x)^2} \quad (4.6)$$

mit  $u_{EI} = U_{EI}/U_{krit}$  und  $x = \delta/d_{e,1}$ . Die Gleichung 4.6 beschreibt die Abhängigkeit der elektrischen Spannung von der Auslenkung der Mittelelektrode. Interessant für die technische Anwendung ist der umgekehrte Zusammenhang, d.h. wie weit wird die Elektrode ausgelenkt, wenn eine bestimmte Spannung angelegt wird? Grafisch ist dieses Problem einfach zu lösen. Der Graph der Umkehrfunktion von Gleichung 4.6 ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Eine angelegte Spannung  $u_{EI}$  führt gemäß dem Kräftegleichgewicht (Gleichung 4.1) zu einer Auslenkung  $x$ . Wird die Elektrodenspannung  $u_{EI}$  über die kritische Spannung  $U_{krit}$  hinaus erhöht, ist die mechanische Rückstellkraft der Feder  $F_{Mech}$  stets kleiner als die elektrostatische Anziehungskraft der Elektroden  $F_{Elek}$ . Dies resultiert in einer stetigen Beschleunigung der Mittelelektrode in Richtung der Gegenelektrode. Für diesen charakteristischen Instabilitätspunkt ist lediglich der Elektrodenabstand  $d_{e,1}$  relevant und es

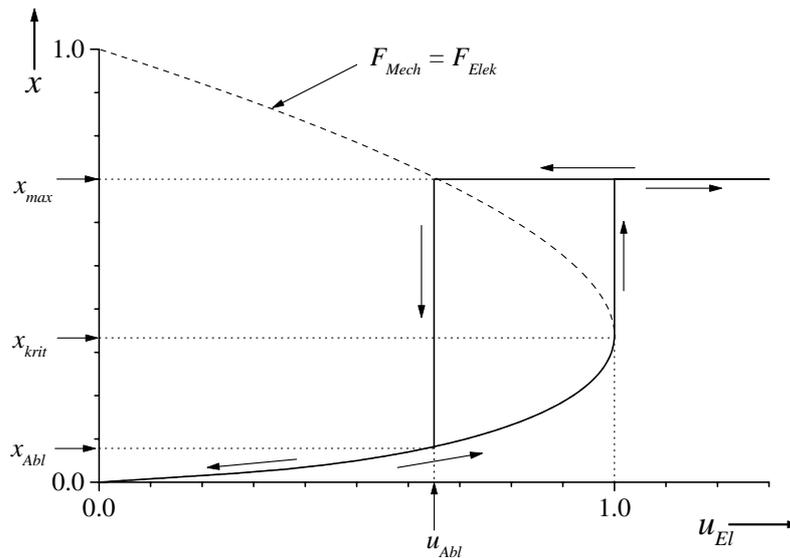


Abbildung 4.2: Normierte Darstellung der Auslenkung über der Spannung. Die rechnerischen Werte gemäß Gleichung 4.6 sind für  $x > x_{krit}$  gestrichelt angedeutet.

gilt:

$$\delta_{krit} = \frac{d_{e,1}}{3} \quad (4.7)$$

Die Beschleunigung wirkt solange, bis die Mittelelektrode durch den feststehenden Anschlag gestoppt wird ( $x_{max} = d_{a,1}/d_{e,1}$ ). Bei Berührung zwischen der Mittelmasse und dem Anschlag wirkt eine der Bewegung entgegengerichtete Normalkraft am Anschlag und verhindert, daß diese weiter ausgelenkt wird. Erhöhen der Spannung  $u_{El}$  führt zu keiner weiteren Änderung der Auslenkung  $x$ .

Wird die Elektrodenspannung  $u_{El}$  wieder reduziert, dann löst sich die Mittelmasse bei  $u_{El} = u_{Abl}$  vom Anschlag ab. Die elektrische Spannung  $U_{Abl}$  an diesem zweiten charakteristischen Punkt im Auslenkungs-Spannungs-Diagramm läßt sich aus der Bedingung  $\delta = d_{a,1}$  und Gleichung 4.4 bestimmen

$$U_{Abl} = \sqrt{2 \frac{k d_{a,1} (d_{e,1} \Leftrightarrow d_{a,1})}{\epsilon A}} \quad (4.8)$$

beziehungsweise in normierter Schreibweise

$$u_{Abl} = \frac{U_{Abl}}{U_{krit}} = \frac{d_{e,1} \Leftrightarrow d_{a,1}}{d_{e,1}} \sqrt{\frac{27}{4} \frac{d_{a,1}}{d_{e,1}}} \quad (4.9)$$

Die normierte Ablösespannung  $u_{Abl}$  ist nur noch von den Abständen  $d_{e,1}$  und  $d_{a,1}$  abhängig. Die anderen Einflußparameter  $k$ ,  $A$  und  $\epsilon$  entfallen beim normierten Ausdruck. Die Abstände  $d_{e,1}$  und  $d_{a,1}$  lassen sich im Fertigungsprozeß der Sensoren gut kontrollieren und die kritische Spannung läßt sich meßtechnisch leicht ermitteln, so daß die Ablösespannung  $U_{Abl}$  durch den simplen Ausdruck

$$U_{Abl} = u_{Abl}(d_{e,1}, d_{a,1}) \cdot U_{krit} \quad (4.10)$$

bestimmt werden kann.

Beim Ablösen der Mittelmasse wird die Rückstellkraft der Feder  $F_{Mech}$  größer als die Anziehungskraft zwischen den Elektroden  $F_{Elek}$ , was in einer Beschleunigung der Mittelmasse in Richtung ihrer Ruhelage resultiert. Bei einer Auslenkung  $x_{Abl}$  ist die Bedingung gemäß Gleichung 4.1 erfüllt. Weiteres Erniedrigen der Spannung  $u_{El}$  führt zu einer Verringerung der Auslenkung entsprechend der Gleichung 4.6 bis in die Ruhelage  $x = 0$ .

Die Auslenkung  $\delta$  der Mittelelektrode kann durch die Messung der Kapazität  $C_1$  zwischen den Elektroden  $E_1$  und  $E_m$  direkt ermittelt werden. Aus der Abhängigkeit zwischen der Kapazität

$$C_1 = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d_{e,1} \Leftrightarrow \delta} \quad (4.11)$$

und der Auslenkung  $\delta$  folgt mit Gleichung 4.4 die Beziehung für die Kapazitäts–Spannungs–Kennlinie

$$U_{El} = \sqrt{2 \frac{k \left( d_{e,1} \Leftrightarrow \frac{\epsilon A}{C_1} \right) \epsilon A}{C_1^2}} \quad (4.12)$$

mit den Bauelement-spezifischen Größen: Federsteifigkeit  $k$ , Elektrodenabstand  $d_{e,1}$ , Dielektrizitätszahl  $\epsilon_0$ , relative Dielektrizitätszahl  $\epsilon_r$  (Abk.:  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ ) und der Elektrodenfläche  $A$ .

Charakteristische Werte in der CU-Kennlinie sind die Ruhekapazität  $C_{0,1}$  für  $\delta = 0$

$$C_{0,1} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d_{e,1}} \quad (4.13)$$

die kritische Kapazität  $C_{krit,1}$  am Instabilitätspunkt für  $\delta = d_{e,1}/3$

$$C_{krit,1} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{3}{2} \frac{A}{d_{e,1}} \quad (4.14)$$

die maximale Kapazität  $C_{max,1}$  am Anschlag für  $\delta = d_{a,1}$

$$C_{max,1} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d_{e,1} \Leftrightarrow d_{a,1}} \quad (4.15)$$

und die Kapazität  $C_{Abl,1}$  unmittelbar nach dem Ablösen

$$C_{Abl,1} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r A \frac{\left( d_{a,1} \Leftrightarrow \sqrt{4d_{e,1}d_{a,1} \Leftrightarrow 3d_{a,1}^2} \right)}{d_{a,1}^2 \Leftrightarrow d_{e,1}d_{a,1}} \quad (4.16)$$

Die Normierung der Gleichung 4.12 auf den Zustand  $(U_{krit}, C_{max,1})$  führt auf

$$u = \frac{U_{El}}{U_{krit}} = \sqrt{\frac{27}{4} \frac{(c_1 \Leftrightarrow 1) d_{e,1} \Leftrightarrow d_{a,1}}{c_1^3 d_{e,1}^3}} (d_{e,1} \Leftrightarrow d_{a,1}) \quad (4.17)$$

mit  $c_1 = C_1/C_{max,1}$ . In Abbildung 4.3 ist der grafische Verlauf für  $c_1$  dargestellt und die charakteristischen Zustände eingetragen. Der wesentliche Vorteil dieser dimensionslosen Darstellung der CU-Kennlinie ist, daß diese nur noch von den Abständen  $d_{e,1}$  und  $d_{a,1}$  abhängig ist. Alle anderen charakteristischen Parameter der mikromechanischen Interdigitalstruktur (Federsteifigkeit  $k$ , Elektrodenfläche  $A$  und Dielektrizitätszahl  $\epsilon$ ) fließen nicht in diese normierte Darstellung ein. Durch die Wahl gleicher Abstände  $d_{e,1}$  und  $d_{a,1}$  ist es also möglich die charakteristischen Werte verschiedener Bauelementtypen – mit unterschiedlicher Federsteifigkeit  $k$ , Masse  $m$  und Elektrodenfläche  $A$  – miteinander zu vergleichen. Dies erlaubt eine Vereinfachung und Standardisierung der Fertigungskontrolle mikromechanischer Beschleunigungssensoren.

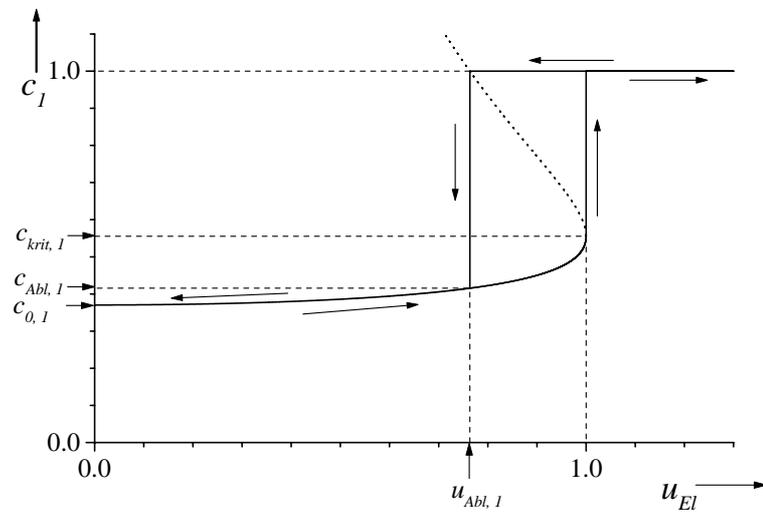


Abbildung 4.3: Normierter Kapazitäts-Spannungs-Verlauf

In Abbildung 4.4 sind ein berechneter Verlauf (gestrichelt) und eine Messung der CU-Kennlinie einer mikromechanischen Teststruktur (Typ C, Tabelle 2.1) gegenübergestellt. Aus dem Vergleich der beiden Verläufe geht hervor, daß die Theorie das experimentelle Ergebnis gut beschreibt. Die geringfügige Neigung der CU-Kennlinie – besonders augenfällig bei einer Maximalauslenkung ( $c_{1M} = 1$ ) – ist auf parasitäre Halbleitereffekte

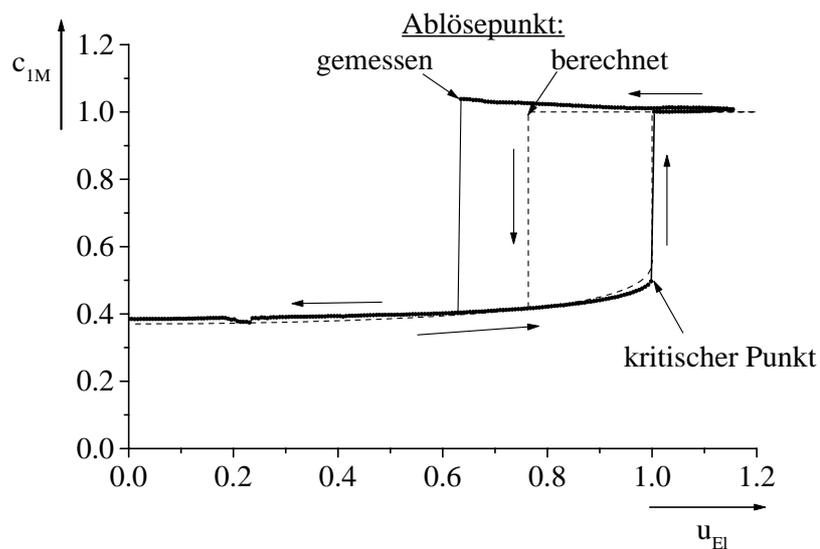


Abbildung 4.4: Gemessene CU-Kennlinie einer mikromechanischen Teststruktur (Typ C)

zurückzuführen und wird in Abschnitt 4.3.7 erläutert. Eine deutliche Abweichung besteht zwischen dem gemessenen und berechneten Wert für die Ablösespannung. Aus den Werten der Tabelle 2.1 und Gleichung 4.9 ist für die Ablösespannung der 0,78-fache Wert der kritischen Spannung zu erwarten – gemessen wurde  $U_{Abl} = 0,63 \cdot U_{krit}$ .

Das zeitlich verzögerte Ablösen der Mittelelektrode vom Anschlag kann durch Adhäsionskräfte  $F_{Adh}$  beschrieben werden, die sich erst bei einer Maximalauslenkung der Elektrode auswirken und im CU-Verlauf noch nicht berücksichtigt wurden. Die Rückstellkraft der Federelemente  $F_{Mech}$  und die Anziehungskraft zwischen den Elektroden  $F_{Elek}$  bleiben im Kräftegleichgewicht unverändert. Die Gleichung 4.1 wird um den Beitrag der Adhäsionskräfte  $F_{Adh}$  erweitert und lautet dann:

$$\sum F \stackrel{!}{=} 0 = F_{Mech} + F_{Elek} + F_{Adh} \quad . \quad (4.18)$$

Die zusätzliche Kraft  $F_{Adh}$  verändert das Ablöseverhalten des Sensors, indem es die Ablösespannung des theoretischen Spannungs-Kapazitäts-Verlaufs verringert. Aus der Abweichung der gemessenen Ablösespannung  $U_{Abl,ex}$  von der idealen  $U_{Abl}$  nach Gleichung 4.8 ergibt sich die Adhäsionskraft

$$F_{Adh} = kd_{a,1} \Leftrightarrow \frac{1}{2} \varepsilon A \frac{U_{Abl,ex}^2}{(d_{e,1} \Leftrightarrow d_{a,1})^2} \quad . \quad (4.19)$$

## 4.2 Adhäsionskraftmessung durch elektrostatische Anregung

Das Adhäsionsverhalten der mikromechanischen Teststruktur (Typ C, Tabelle 2.1) wird in dem im folgenden beschriebenen Versuch an 2000 Bauelementen untersucht. Das Ergebnis der statistischen Auswertung ist in Abbildung 4.5 in normierter Darstellung wiedergegeben. Die für diesen Bauelementtyp ideale CU-Kennlinie ist gestrichelt angedeutet.

Die schraffierten Balken zeigen die Verteilung der kritischen Spannung  $U_{krit}$ , die im Rahmen der Meßempfindlichkeit sehr eng ist. Normiert wurden die Meßwerte auf den idealen Wert der kritischen Spannung nach Gleichung 4.5. Der Mittelwert liegt in Übereinstimmung mit der Theorie bei  $\varnothing(u_{krit}) = 1,0$ . Die Abweichung vom Mittelwert läßt sich mit der Meßempfindlichkeit und prozeßbedingten Schwankungen der Sensorgeometrie erklären. Signifikant ist jedoch die Diskrepanz zwischen der gemessenen  $u_{Abl,ex}$  und der theoretischen Ablösespannung  $u_{Abl}$ . Die gemessene Ablösespannung liegt deutlich unterhalb der theoretisch erwarteten und ist sehr breit verteilt. Das Maximum dieser Verteilung ist in Richtung der theoretischen Ablösespannung  $u_{Abl}$  verschoben und die Verteilung läuft in Richtung kleinerer Spannungen aus.

Die Übereinstimmung der kritischen Spannung und die Abweichung der Ablösespannung von dem idealen Wert wurden qualitativ bei allen interdigitalen Teststrukturen und

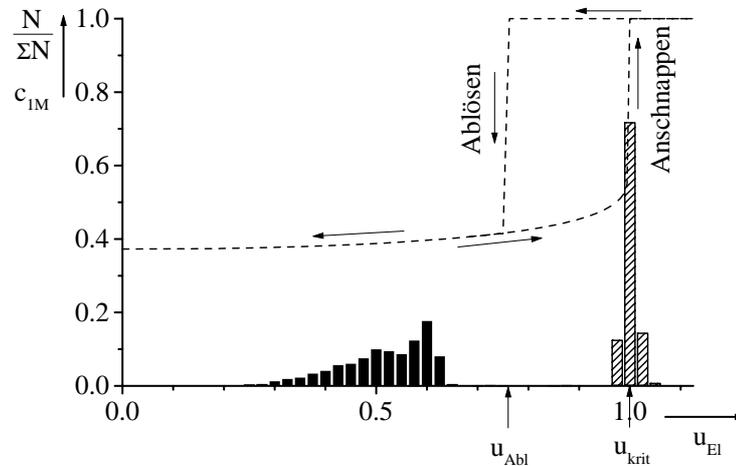


Abbildung 4.5: Normierte, ideale CU-Kennlinie (gestrichelt) und typische Häufigkeitsverteilung der charakteristischen Werte  $U_{Abl}$  (ausgefüllte Balken) und  $U_{krit}$  (schraffierte Balken) für den Sensortyp C. Die Werte für die kritische Spannung sind sehr eng verteilt, während die Werte der Ablösespannung breit verteilt sind und deutlich unterhalb des idealen Wertes liegen.

Beschleunigungssensoren beobachtet, d.h. die in Abbildung 4.5 gezeigte Häufigkeitsverteilung der Ablösespannung ist für die drei Bauelementtypen A1.5, B und C ähnlich. Die untersuchten Bauelementtypen unterscheiden sich im wesentlichen in der Steifigkeit der Federaufhängung.

Die Rückstellkraft der Federaufhängung ist bei einer maximalen Auslenkung  $\delta = d_a$  der Mittelelektrode von der Federsteifigkeit  $k$  abhängig. Für den Sensortyp A1.5 ist die maximale Rückstellkraft  $F_{Mech,max} = kd_a = 400\text{ nN}$ , so daß Adhäsionskräfte, die betragsmäßig größer sind, nicht mit dieser Struktur nachgewiesen werden können, da die Rückstellkraft der Feder dann nicht mehr ausreicht die Mittelelektrode vom Anschlag abzulösen. Die Sensortypen B und C haben eine größere Federsteifigkeit, so daß der Meßbereich für die Adhäsionskraft ( $F_{Mech,max} = 1,4\text{ }\mu\text{N}$  und  $F_{Mech,max} = 4,5\text{ }\mu\text{N}$ ) bei diesen Strukturen aufgeweitet ist. Gleichzeitig bedeutet dies aber auch, daß die zur Auslenkung der Mittelmasse notwendige Elektrodenspannungen  $U_{El}$  größer sind.

Die gemessene Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  ist in Abbildung 4.6 über der maximalen Auslenkung  $U_{El,max}$  für die drei verschiedenen Teststrukturen A1.5, B und C aufgetragen. Die Elektrodenspannung wurde jeweils auf 0,2 V über den Wert der kritischen Spannung eingestellt, bevor sie für die Adhäsionsmessung wieder reduziert wurde. Den im Diagramm eingezeichneten Meßpunkten liegt die Auswertung von jeweils 1000 Bauelementen zu Grunde. Nach den in Kapitel 3 angestellten Überlegungen und beschriebenen Experimenten sind Kontaktkräfte  $F_{Adh} < 30\text{ nN}$  zu erwarten. Mit dieser Messung wird jedoch gezeigt, daß die durch elektrostatische Auslenkung der Mittelelektrode bestimm-

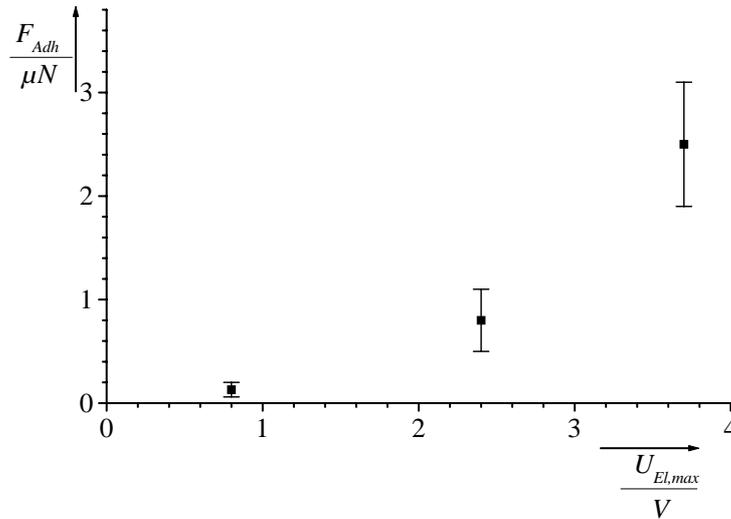


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  von der maximalen Elektroden-  
spannung  $U_{El,max}$  für drei verschiedene Teststrukturen

ten Adhäsionskräfte deutlich größer sind, als die erwarteten Kontaktkräfte und stark von der angelegten Maximalspannung  $U_{El,max}$  abhängen.

Die großen Adhäsionskräfte von ca.  $2,5 \mu N$ , die beim Sensortyp C auftreten, liegen oberhalb der Rückstellkräfte der Feder des Sensortyps A1.5. Würden diese hohen Kräfte allein auf Kontaktkräfte am mechanischen Anschlag der Teststrukturen zurückzuführen sein, würde dies bedeuten, daß die empfindlichen Strukturen vom Typ A1.5 sich aus dem Anschlag nicht lösen können, nachdem sie einmal in mechanischen Kontakt gebracht worden sind. Die Beobachtung zeigte jedoch, daß die Adhäsionskräfte bei diesem Typ wesentlich geringer sind ( $< 0,4 \mu N$ ).

Die geschilderten Beobachtungen weisen auf einen dominierenden Einfluß der Elektroden-  
spannung  $U_{El}$  hin. In einem weiteren Experiment wurde der Einfluß der maximalen  
Elektroden-  
spannung  $U_{El,max}$  untersucht. Zwei typgleiche Teststrukturen (Typ A1.5, Ta-  
belle 2.1) wurden durch die maximale Elektroden-  
spannung  $U_{El,max}$  ausgelenkt und die  
jeweilige Adhäsionskraft nach Gleichung 4.19 berechnet. Das Ergebnis der Messungen  
ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Adhäsionskraft bei beiden Bauele-  
menten mit größerer Maximalspannung  $U_{El,max}$  ansteigt. Diese Abhängigkeit ist bei den  
beiden Teststrukturen unterschiedlich stark ausgeprägt. Eine anfänglich starke Abhängig-  
keit wird durch wiederholtes Messen geringer.

Vergleicht man die Werte der Adhäsionskräfte, die durch rein mechanische Anregung der  
Mittelmasse (Abbildung 3.16) ermittelt wurden, mit den Werten der Adhäsionskräfte aus  
CU-Messungen, so werden interessante Unterschiede offensichtlich. Abbildung 4.8 stellt

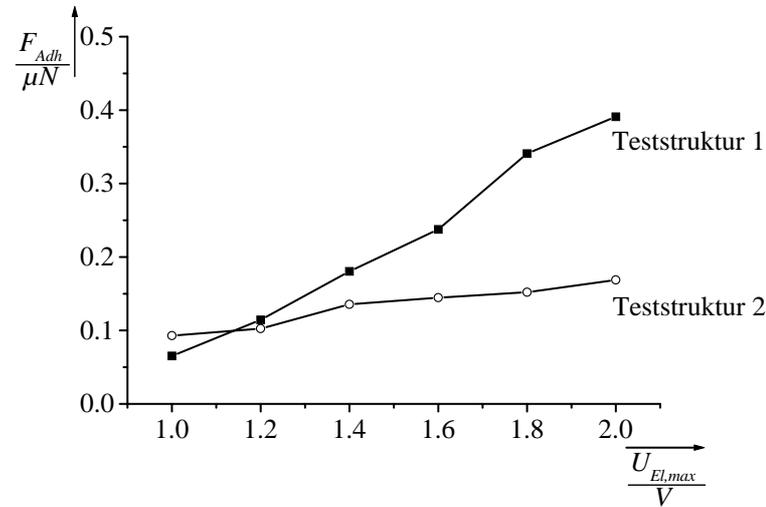


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  von der maximalen Elektroden-  
spannung  $U_{El,max}$

die Werte der mit den zwei unterschiedlichen Meßverfahren ermittelten Adhäsionskräfte gegenüber. Die Meßbedingungen der mechanischen Anregung wurden in Kapitel 3.4 beschrieben. Bei der elektrostatischen Auslenkung wurde bei allen Strukturen die gleiche Maximalspannung  $U_{El,max} = 1,3V$  gewählt. Jedem dargestellten Meßpunkt der elektrostatisch bestimmten Adhäsionskraft liegen Messungen an jeweils 120 Teststrukturen zu Grunde. Im Vergleich der beiden Meßverfahren fallen zwei signifikante Unterschiede auf:

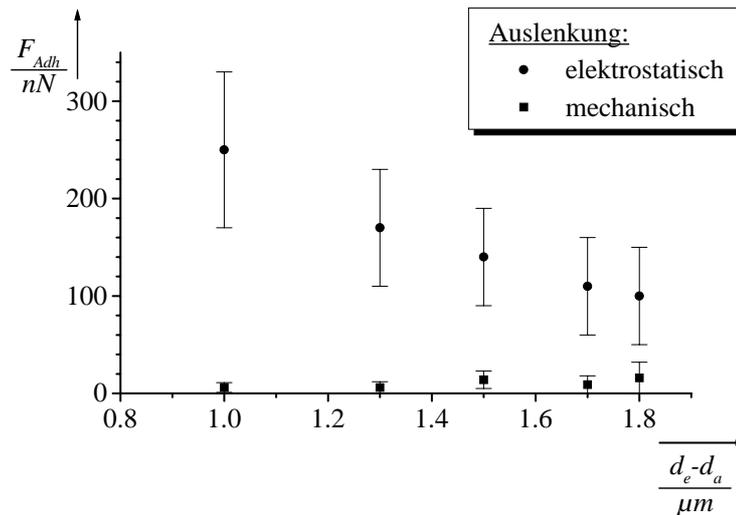


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  vom minimalen Elektrodenabstand ( $d_e \Leftrightarrow d_a$ ) bei mechanischer und elektrostatischer Auslenkung der Mittelelektrode

1. Die durch elektrostatische Auslenkung der Mittelmasse bestimmte Adhäsionskraft liegt deutlich oberhalb der durch mechanische Auslenkung bestimmten Kraft.
2. Die durch elektrostatische Auslenkung der Mittelmasse ermittelte Adhäsionskraft steigt mit kleiner werdendem minimalen Elektrodenabstand an.

Diese Beobachtung läßt sich nicht mit dem kontaktmechanischen Modell (Kapitel 3) und dem idealisierten Modell der elektrostatischen Auslenkung (Kapitel 4.1) in Einklang bringen. Beim Ablösen der elektrostatisch ausgelenkten Mittelmasse müssen remanente Kräfte beteiligt sein, die durch ein elektrisches Feld zwischen den Elektroden der Kondensatorstruktur beeinflußt werden.

### 4.3 Modell zur Beschreibung der elektrostatischen Kraft zwischen Halbleiteroberflächen

In diesem Abschnitt wird die Wechselwirkungskraft zwischen Halbleiteroberflächen aufgrund ihrer elektronischen Eigenschaften beschrieben. Das Modell basiert auf der Annahme von Oberflächenladungen und der Ausbildung einer Raumladungszone in der Randschicht des Halbleiters. In dem Modell werden keine Annahmen zur physikalischen oder technischen Ursache der Oberflächenladungen gemacht, so daß parasitäre Ladungen, die auf technischen Halbleiteroberflächen vorhanden sind, ebenfalls berücksichtigt werden können.

Grundlage für eine analytische Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Halbleiteroberflächen ist die Poisson-Gleichung, aus der bei einer gegebenen Ladungsverteilung der Verlauf des elektrischen Feldes berechnet werden kann. Der Energieinhalt  $W$  des elektrischen Feldes, bewirkt eine elektrostatische Anziehungskraft:

$$\mathbf{F} = \nabla W \quad (4.20)$$

mit der Kraft  $\mathbf{F}$  als Vektorfeld und der Energie  $W$  als Skalarfeld.

Im folgenden wird eine modellhafte Vorstellung erläutert, auf welche Weise ein elektrisches Feld auch ohne eine äußere elektrische Spannung zwischen den Halbleiteroberflächen entstehen kann. Grundlage hierfür sind inhomogene Verteilungen von Oberflächenladungen und Dotierstoffkonzentrationen.

#### 4.3.1 Elektronische Eigenschaften polykristalliner Siliziumoberflächen

Polykristallines Silizium ist der Grundwerkstoff für mikromechanische Bauelemente (Kapitel 2.3.1). Abbildung 4.9 a) zeigt schematisch eine Draufsicht auf das polykristalline Gefüge der Bauelementstruktur und in Abbildung 4.9 b) zeigt eine TEM-Aufnahme (TEM: Transmissionselektronenmikroskop) das Kristallgefüge einer realen Siliziumoberfläche. Aus der Abbildung läßt der mittlere Durchmesser der Siliziumkörner an der Oberfläche abschätzen (ca.  $1 \dots 5 \mu\text{m}$ ).

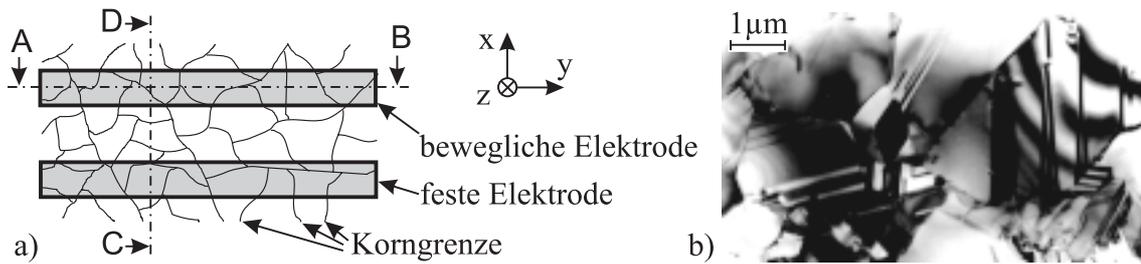


Abbildung 4.9: a) Schematische Draufsicht auf die Kornstruktur polykristalliner Elektroden und b) TEM-Aufnahme des polykristallinen Gefüges nahe der Oberfläche.

Abbildung 4.10 zeigt eine TEM-Aufnahme eines Querschnitts (entspricht Schnitt A-B in Abbildung 4.9) durch eine Elektrode. Die Aufnahme illustriert den Aufbau der polykristallinen Schicht. In der polykristallinen Startschicht (SP) ist das Gefüge sehr feinkörnig. Das epitaktische Wachstum der polykristallinen Strukturschicht (EP) beginnt mit vielen Körnern unterschiedlicher Orientierung. Im Verlauf des Aufwuchsprozesses setzen sich Körner mit einer Vorzugsorientierung durch, so daß im oberen Bereich der Schicht eine kolumnare Gefügestruktur entsteht. Die mittleren Korndurchmesser an der Oberfläche sind – wie zu Abbildung 4.9 schon bemerkt – im Bereich von einigen Mikrometern.

Aus den Abbildungen 4.9 und 4.10 wird die Kornstruktur des polykristallinen Siliziums deutlich. Für die Berechnung der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen den Elektroden sind die elektronischen Eigenschaften des Werkstoffs interessant. Die Eigenschaften für den Schnitt A–B in Abbildung 4.9 sind in der Literatur ausführlich beschrieben [56, 57, 58, 59]. Abbildung 4.11 zeigt das Bänderschema entlang des Schnitts A–B. Korngrenzen stellen flächenhafte Störungen dar, in denen die unabgesättigte Valenzen (engl.: dangling bonds) der äußersten Kristallit-Atome zur Bildung einer Raumladungs-

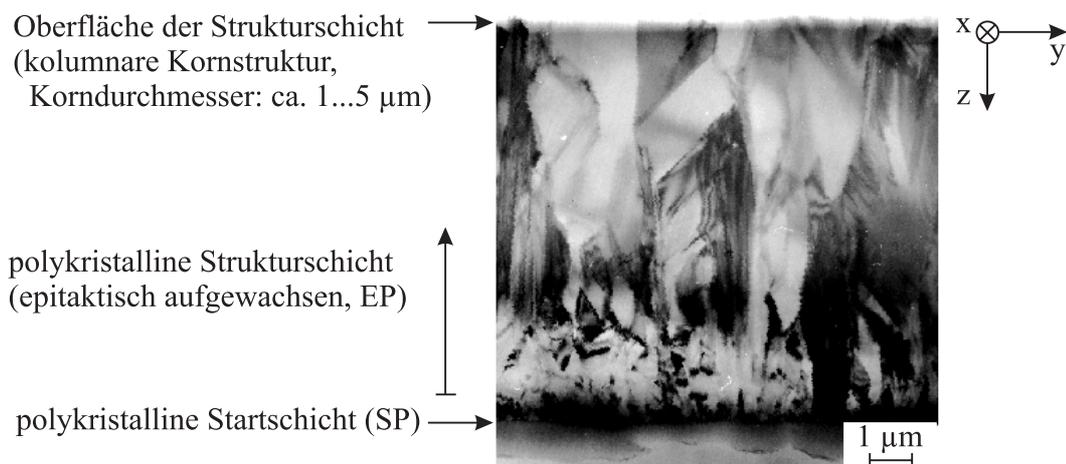


Abbildung 4.10: TEM-Aufnahme der Strukturschicht (Schnitt A-B).

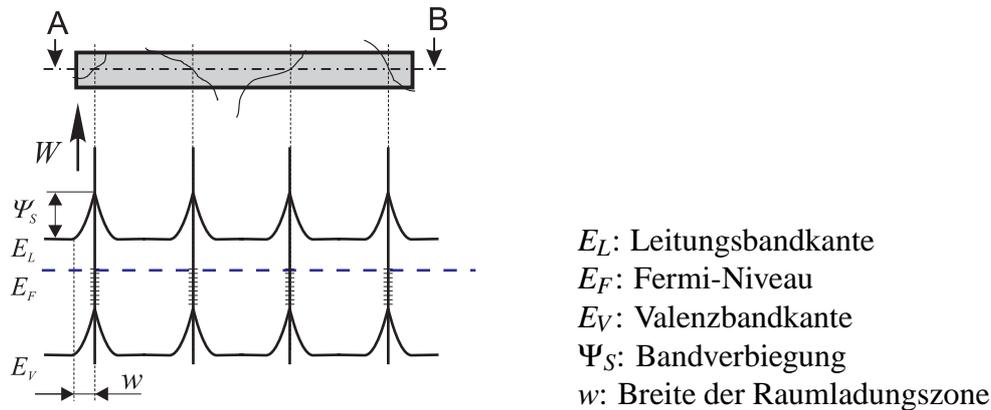


Abbildung 4.11: Bänderschema über Korngrenzen (Schnitt A–B) des polykristallinen Siliziums in Anlehnung an [56, 59].

zone führen. In dieser Raumladungszone sind zu den Korngrenzen hin die Bandkanten des Leitungs- und Valenzbandes  $E_L$  und  $E_V$  verbogen [56].

Bei der DRIE-Strukturierung der mikromechanischen Elektroden werden Oberflächen erzeugt, deren elektronische Eigenschaften die elektrostatische Wechselwirkung zwischen den Elektroden beeinflussen. Zur Bestimmung der Wechselwirkung müssen also die elektronischen Eigenschaften entlang des Schnitts C–D aus Abbildung 4.9 betrachtet werden.

Die DRIE-strukturierte Elektrodenoberfläche bildet eine Phasengrenze zu einer Gasphase, meistens Luft. An dieser Phasengrenze endet der homogene Aufbau des idealen Kristallgitters im Inneren eines Halbleiterkorns. An diesem Übergang existieren freie Bindungen. Die Dichte der Valenzen ist bei der idealen Oberfläche von der Atomdichte (Si:  $\approx 10^{28} \text{ m}^{-3}$ ) und der Kristallorientierung abhängig. Beim Siliziumeinkristall ist die Dichte der freien Valenzen  $6,8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$  für eine  $\langle 100 \rangle$ -orientierte Oberfläche und  $11,8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$  für eine  $\langle 111 \rangle$ -orientierte Oberfläche [60, 61]. Diese Werte bilden die physikalische Obergrenze der Zustandsdichte auf einer Siliziumoberfläche.

Auf technischen Siliziumoberflächen befinden sich adsorbierte Moleküle, Ätzresiduen, aufgewachsene Schichten, etc., die die freien Valenzen teilweise absättigen können. In Abbildung 4.12 ist die chemische Struktur einer technischen Siliziumoberfläche in einem mikroskopischen Ausschnitt modellhaft skizziert. Im unteren Bereich ist die periodische Anordnung des Siliziumkristalls angedeutet.<sup>2</sup> An der  $\text{Si} \Leftrightarrow \text{SiO}_2$ -Grenzfläche können die Bindungen von den Silizium und Sauerstoffatomen verzerrt sein, um sich an das Kristallgitter anzupassen. An freien Siliziumbindungen können sich beispielsweise Wasserstoffatome, Silanolgruppen ( $\text{SiOH}$ ) oder auch Kohlenwasserstoffverbindungen ( $\text{C}_x\text{H}_y$ ) anlagern. Über die Silanolgruppen können wiederum Wassermoleküle chemisorbiert werden.

Dadurch entstehen energetische Zustände an der Oberfläche, die von Ladungsträgern

<sup>2</sup>Zur Vereinfachung wurde eine kubische Elementarzelle gewählt.

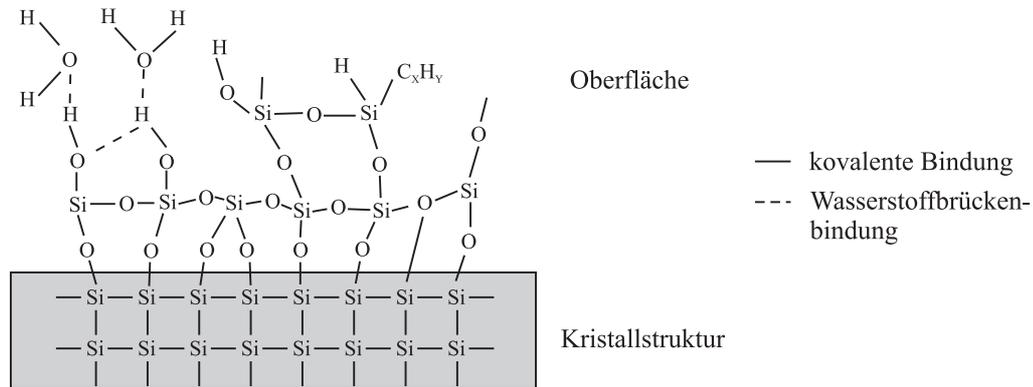


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung einer technischen Siliziumoberfläche in Anlehnung an [11, 62]

besetzt oder entleert werden können. Zu unterscheiden sind akzeptor- und donatorartige Oberflächenzustände, die ihren Ladungszustand von neutral zu einfach negativ durch Aufnahme eines Elektrons aus dem Halbleiter bzw. von einfach positiv zu neutral durch Abgabe eines Elektrons wechseln [60].

In der gängigen MOS-Technologie werden die Oberflächenzustände gezielt in einer Wasserstoffatmosphäre abgesättigt. Mit einer Nieder-Temperatur Wasserstoffbehandlung kann die Dichte auf bis zu  $10^{14} m^{-2}$  reduziert werden [60], d.h. dies ist derzeit die technisch realisierbare Untergrenze.

Die Dichte  $Q$  der Oberflächenzustände auf einer technischen Siliziumoberfläche liegt also in einem Bereich  $10^{14} m^{-2} < Q < 10^{19} m^{-2}$ . Der Wert dieser Dichte  $Q$  ist auf einer technischen Siliziumoberfläche nicht konstant, sondern von der jeweiligen lokalen Beschaffenheit (Kristallorientierung, Adsorbate, etc.) abhängig und unterliegt entsprechenden örtlichen Fluktuationen auf der Elektrodenoberfläche.

Ebenso wie die Dichte  $Q$  der Oberflächenladungen ist auch die Konzentration  $N_D$  des Dotierstoffs räumlichen Schwankungen unterworfen. Diese Fluktuationen werden durch die Diffusionsgesetze im Halbleiter bestimmt – in diesem Fall also von der Phosphordiffusion in polykristallinem Silizium.

Bei der Diffusion von Phosphor aus einer unerschöpflichen Quelle ist die Dotierstoffkonzentration an der Oberfläche am größten und nimmt mit zunehmender Eindringtiefe ab. Abbildung 4.13 zeigt die Abhängigkeit der Phosphorkonzentration von der Schichttiefe  $z$  der funktionalen Strukturschicht (EP).

Neben dieser Abhängigkeit von der Schichttiefe ist die Konzentration auch von der Kornstruktur abhängig. Dotierstoffe diffundieren bevorzugt entlang der Korngrenzen, so daß dort die Konzentration größer ist als im Zentrum des Kornes. Wenn das Korn noch nicht mit Dotieratomen gesättigt ist, können die Diffusanten von der Korngrenze in das Innere eindiffundieren. Im Korn diffundiert der Diffusant nach den allgemeinen Diffusionsgesetzen für monokristallines Silizium [63].

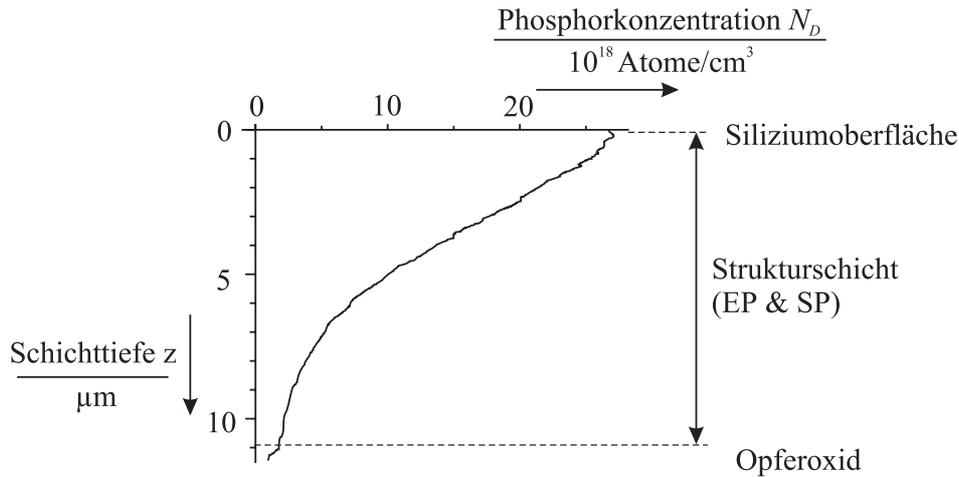


Abbildung 4.13: SIMS-Profil der Strukturschicht

Der Wert der Dotierstoffkonzentration  $N_D$  in der polykristallinen Siliziumschicht liegt nach Abbildung 4.13 im Bereich  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} < N_D < 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Die Störung des idealen Kristallgitters an der Siliziumoberfläche führt zu energetischen Oberflächenniveaus bzw. Oberflächenzuständen in der verbotenen Zone zwischen dem Leitungs- und Valenzband [56, 60, 61, 62]. Diese strukturellen Oberflächenniveaus sind den energetischen Verunreinigungs-Oberflächenniveaus (aufgrund von Adsorbaten, etc.) überlagert.

Die Oberflächenladungen stehen in elektrostatischer Wechselwirkung mit den Ladungsträgern im Halbleiterinneren, d. h. bewegliche Ladungsträger mit gleichem Vorzeichen wie die Oberflächenladungen werden ins Innere gedrückt. Es entsteht eine Raumladungszone mit ionisierten Dotierstoffrümpfen, deren Ausdehnung von der Dichte der Oberflächenladungen und der Dotierstoffkonzentration im Halbleiter abhängt. Im thermischen Gleichgewicht besteht Ladungsneutralität und es stehen sich gleichviele Oberflächenladungen und ionisierte Dotierstoffrümpfe mit entgegengesetztem Vorzeichen gegenüber. Dies führt zu einer Raumladungszone in der Randschicht des Halbleiters. Für n-leitendes Silizium ist in Abbildung 4.14 das Bänderschema an der Oberfläche skizziert. Die Oberflächenladungen  $Q_{OF}$  führen durch elektrostatische Verdrängung zu Raumladungen  $Q_{RL}$  in der Randschicht des Halbleiters. Die Breite  $w$  der Raumladungszone ist von der Dotierstoffkonzentration  $N_D$  und der Dichte der Oberflächenladungen  $Q_{OF}$  abhängig. Über der Raumladungszone fällt ein Potential  $\Psi_S$  ab. Die Bandlücke  $E_G$  zwischen dem Leitungsband  $E_L$  und Valenzband  $E_V$  ist bei Silizium  $1,12 \text{ eV}$ . Der Abstand  $\Psi_B$  zwischen dem Fermi-Niveau  $E_F$  und dem Leitungsband  $E_L$  im Inneren des Halbleiters ist von der Dotierstoffkonzentration  $N_D$  abhängig

$$\Psi_B = E_L - E_F = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_L}{N_D} \right) \quad (4.21)$$

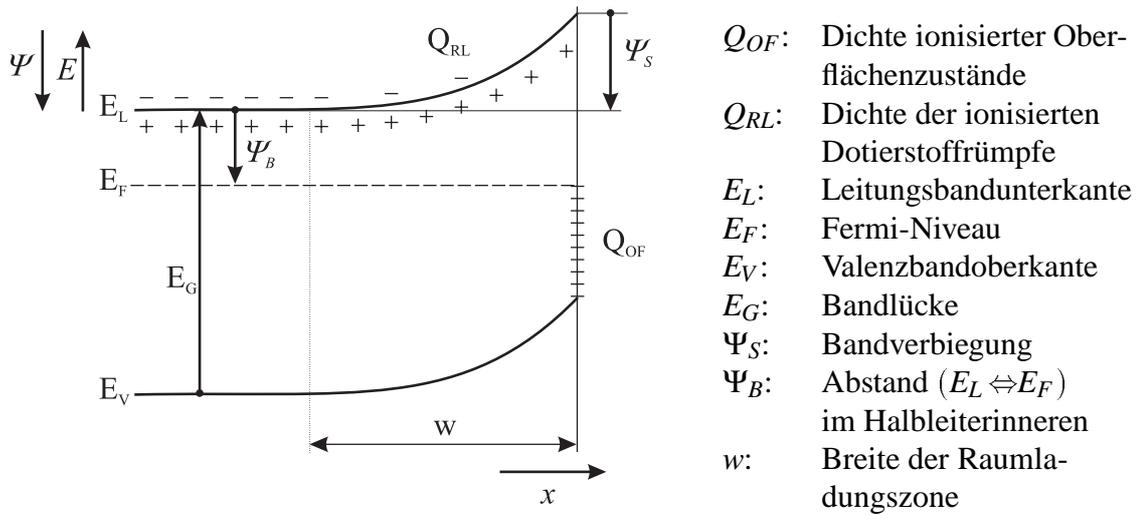


Abbildung 4.14: Bänderschema für eine n-leitende Halbleiteroberfläche, nach [61, 60].

$N_L$  ist die effektive Zustandsdichte im Leitungsband. (Si:  $N_L = 2,8 \cdot 10^{25} m^{-3}$  bei 300 K) Liegt das Energieniveau eines Oberflächenzustandes unter dem Fermi-Niveau ist dieser besetzt, d.h. die Dichte der Oberflächenladungen  $Q_{OF}$  ist von der Bandverbiegung  $\Psi_S$  abhängig.

Die in den Abbildungen 4.11 und 4.14 gezeigten Bänderschemata ermöglichen eine Vorstellung über das Bänderschema für eine Anordnung polykristalliner Siliziumelektroden (Schnitt C–D, Abbildung 4.9). Abbildung 4.15 illustriert den Verlauf der Leitungs-  $E_L$  und Valenzbandkanten  $E_V$ . Die Bandverbiegung an den Korngrenzen im Inneren der Elektroden ist analog zu Abbildung 4.11 dargestellt. Interessant ist die Bandverbiegung an den

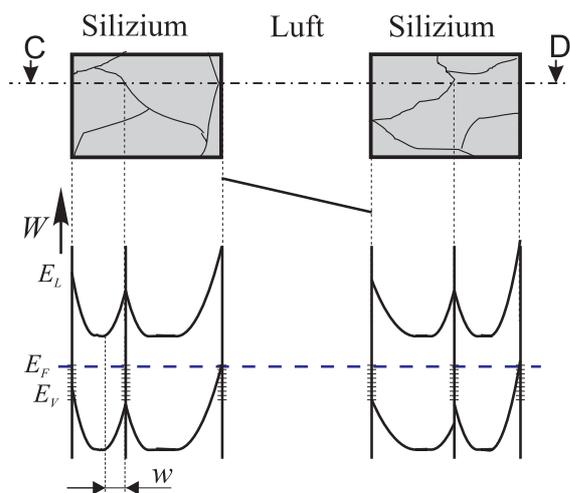


Abbildung 4.15: Bänderschema für polykristalline Elektroden aus n-leitendem Silizium

Elektrodenoberflächen. Es ist angedeutet, daß an der Oberfläche der linken Elektrode eine Korngrenze verläuft. Damit ist dort lokal die Dotierstoffkonzentration größer als bei der rechten Elektrode, deren Oberfläche durch das Innere eines Korns schneidet. Wie zuvor dargestellt ist die willkürliche Belegung der Oberfläche mit Adsorbaten Ursache für eine unterschiedliche Ladungsdichte auf den jeweiligen Elektrodenoberflächen. Diese Unsymmetrie, sowohl der Dotierstoffkonzentrationen als auch der Oberflächenladungsdichten, führt zu unterschiedlich großen Bandverbiegungen an den Oberflächen der Elektroden aus halbleitendem Material. In einer analytischen Beschreibung der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen polykristallinen Halbleiterelektroden ist demnach eine unterschiedliche Dotierstoffkonzentration und Oberflächenladungsdichte auf den Elektroden zu berücksichtigen.

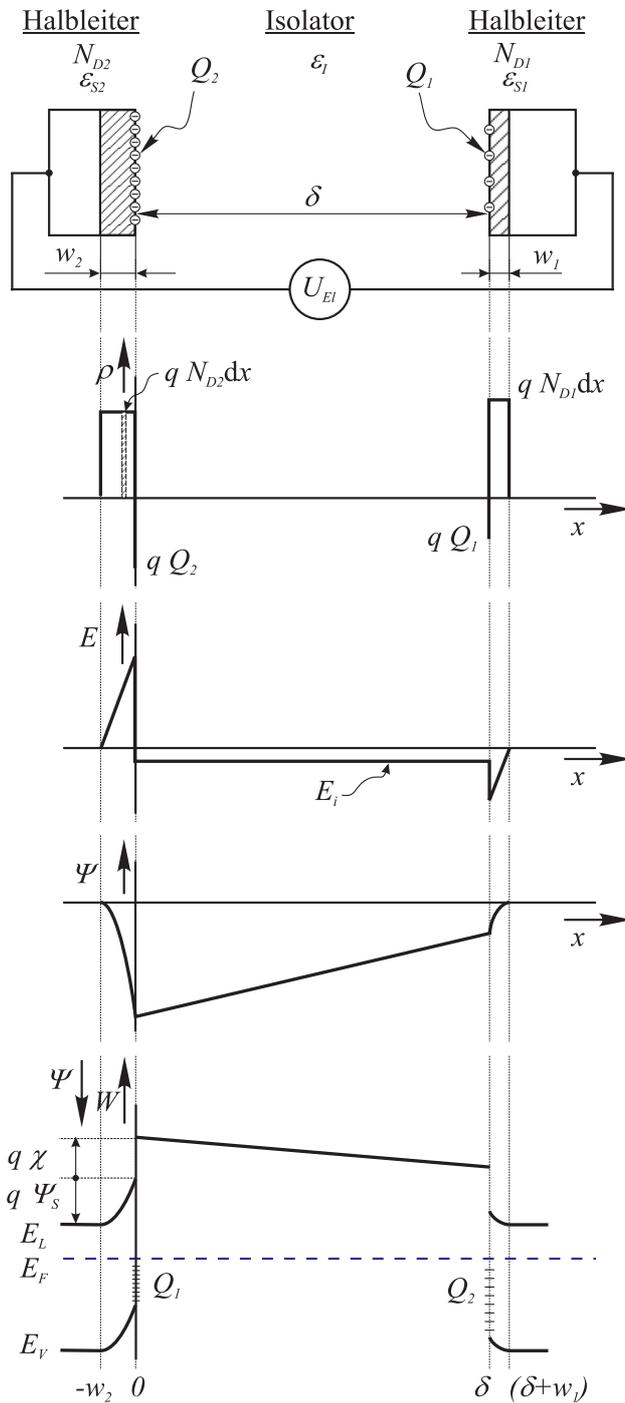
### 4.3.2 Analytische Berechnung der Wechselwirkung

Abbildung 4.16 a) zeigt einen Querschnitt durch die Halbleiteroberflächen. Dargestellt sind zwei Elektroden aus halbleitendem Material, die parallel zueinander in einem Abstand  $\delta$  angeordnet sind. Die Halbleiter sind mit der Dotierstoffdichte  $N_{D1}$  bzw.  $N_{D2}$  für die entsprechende Elektrode dotiert. Auf der Oberfläche befinden sich Ladungen, deren Dichte mit  $Q_1$  und  $Q_2$  bezeichnet ist. Zur Vereinfachung wurden hier nur Oberflächenladungen auf den Innenseiten des Kondensators eingezeichnet. Über eine Spannungsquelle sind die Elektroden miteinander verbunden, so daß zwischen den Elektroden die Spannung  $U_{El}$  anliegt. Die Oberflächen- und Raumladungen auf beiden Halbleitern können somit elektrostatisch wechselwirken. Im thermischen Gleichgewicht bildet sich eine Raumladungszone mit der Breite  $w_1$  bzw.  $w_2$ . Zwischen den Elektroden befindet sich ein Isolator, im allgemeinen Luft, mit der relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_i$ . Die Halbleiterelektroden haben die relative Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{S1}$  und  $\epsilon_{S2}$  ( $\epsilon_S(Si) = 11,9$ ).

In Abbildung 4.16 b) ist der Verlauf der Ladungsdichteverteilung  $\rho$  in Abhängigkeit von der Ortskoordinate  $x$  dargestellt.<sup>3</sup> Die negativen Oberflächenladungen verdrängen Elektronen aus der Raumladungszone, so daß beim n-leitenden Halbleiter die positiv geladenen Dotierstoffrümpfe auf die negativen Ladungen an der Oberfläche eine elektrostatische Wechselwirkung ausüben.

Der Verlauf des elektrischen Feldes ist in Abbildung 4.16 c) skizziert. In den Raumladungszonen mit konstanter positiver Ladungsdichte steigt es linear an. An den Stellen  $x = 0$  und  $x = \delta$  also an den Oberflächen ist es aufgrund des Sprungs in der Ladungsdichteverteilung unstetig (Gaußsches Flußtheorem). Im Spalt zwischen den Elektroden bleibt das Feld konstant und hat dort den Wert  $E_i$ . Bei einer Unsymmetrie der Oberflächenladungsdichte ( $Q_1 \neq Q_2$ ) oder der Dotierstoffdichte ( $N_{D1} \neq N_{D2}$ ) kann es auch ohne elektrische Spannung ( $U_{El} = 0V$ ) zur Ausbildung eines elektrischen Feldes  $E_i$  zwischen den Elektroden kommen.

<sup>3</sup>Der Diffusionsausläufer der Majoritätsladungsträger wird in diesem analytischen Ansatz vernachlässigt.



a) Querschnitt durch Siliziumoberflächen (am Beispiel zweier Elektroden). Parameter: Dichte der ionisierten Oberflächenzustände  $Q$ , Dotierstoffkonzentration  $N_D$ , Abstand  $\delta$ , Spannung  $U_{EI}$ , Breite der Raumladungszone  $w$ , Dielektrizitätszahlen  $\epsilon$

b) räumliche Verteilung der Ladungsdichte  $\rho(x)$

c) Verlauf des elektrischen Feldes  $E(x)$

d) Potentialverlauf  $\Psi(x)$

e) Potentialverlauf für ein freies Elektron im Bänderschema

Abbildung 4.16: Anordnung der Halbleiteroberflächen, die räumliche Verteilung der Ladungsdichte  $\rho(x)$ , der Verlauf des elektrischen Feldes  $E(x)$  und Potentials  $\Psi(x)$

Nach Faraday und Maxwell ist der felderfüllte Raum der Sitz der elektrischen Energie. Diese ist Ursache für eine Anziehungskraft  $F$  zwischen den Elektroden. Die Berechnung der Kraft zwischen den Halbleiteroberflächen kann, sowohl durch eine Energiebetrachtung als auch über die Kraft, die eine Ladung im elektrischen Feld erfährt, durchgeführt werden.

Der Energieinhalt  $W_{El}$  des elektrischen Feldes  $\mathbf{E}$  ist in allgemeiner Form als Volumenintegral ausgedrückt [64]:

$$W_{El} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} dV \quad . \quad (4.22)$$

Nach Gleichung 4.20 ist für den eindimensionalen Fall die auf eine Wegänderung  $d\delta$  bezogene Änderung der elektrischen Gesamtenergie  $dW_{Ges} = d(W_{RLZ,2} + W_{Is} + W_{RLZ,1})$ , mit der Energie in den Raumladungszonen  $W_{RLZ}$  und im Luftspalt  $W_{Is}$ , gleich der Kraft zwischen den Halbleiteroberflächen

$$F = \frac{dW_{Ges}}{d\delta} \quad . \quad (4.23)$$

Die andere Möglichkeit die Wechselwirkung zu berechnen folgt aus der Beziehung:

$$\mathbf{F} = qA \int \rho \mathbf{E} dV \quad . \quad (4.24)$$

Diese beschreibt die Summe aller elektrostatischen Kräfte auf jede einzelne Ladung im elektrischen Feld. Angewendet auf die in Abbildung 4.16 a) dargestellte Elektrode 2<sup>4</sup> bedeutet dies: Das elektrische Feld im Luftspalt  $E_i$  zwischen den Halbleiteroberflächen tritt an der Stelle  $x = 0$  in den Halbleiter ein und wird unter dem Einfluß der Raumladung bis zur Stelle  $x = \Leftrightarrow w_2$  auf Null reduziert.

In einem Dielektrikum wird das elektrische Feld durch Ladungsverschiebung abgeschwächt. Die Abschwächung wird durch Polarisationsladungen  $\rho_{Pol}$  bewirkt [65]. Die Raumladungen  $\rho$  (ionisierte Dotierstoffatome, Akkumulations- und Inversionsladungen) bilden mit diesen die Gesamtladung  $\rho_{RLZ}$  in der Raumladungszone. Das bedeutet

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho + \rho_{Pol}}{\epsilon_0} \Leftrightarrow \frac{\rho}{\epsilon_0} = \operatorname{div} \epsilon_r \mathbf{E} \quad (4.25)$$

mit der relativen Dielektrizitätszahl. Für die folgende Integration wird davon ausgegangen, daß die Oberflächenladung in einer sehr dünnen Randschicht  $w_{Ol}$  verteilt ist ( $\Leftrightarrow w_{Ol} < x < 0$  und  $w_{Ol} \ll w_2$ ). Dann gilt für den eindimensionalen Fall:

$$F = \epsilon_0 A \int_{-w_2}^0 \frac{d}{dx} (\epsilon_r E) E dx = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r A \int_{-w_2}^0 \frac{d}{dx} E^2 dx = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r A E^2 \Big|_{-w_2}^0 \quad (4.26)$$

<sup>4</sup>Die Betrachtung der Elektrode 1 verläuft analog.

Das elektrische Feld  $E$  an der Stelle  $x = \Leftrightarrow w_2$  ist Null. Die Kraft zwischen den Halbleiteroberflächen läßt sich also berechnen aus:

$$F = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_i A E_i^2 \tag{4.27}$$

mit dem elektrischen Feld  $E_i$  und der relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon_i$  an der Stelle  $x = 0$ , also genau am Eintritt des Feldes in den Halbleiter. Zwischen den Halbleiteroberflächen gilt:  $E(x) = E_i$ . Für die Berechnung der Wechselwirkung muß also nur das elektrische Feld zwischen den Halbleiterplatten betrachtet werden.

Die Poisson-Gleichung liefert eine analytische Beziehung zwischen der räumlichen Verteilung der Ladungsdichte  $\rho$ , dem Verlauf des elektrischen Feldes  $E$  und dem Spannungsverlauf  $U$ :

$$\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} = \text{div } \mathbf{E} = \Leftrightarrow \text{div grad } U \tag{4.28}$$

Als Randbedingung ist zu berücksichtigen, daß die Summe der Ladungen gleich Null sein muß (Ladungsneutralität,  $\sum Q \stackrel{!}{=} 0$ ). Für die Spannung wird angenommen, daß diese nur über den Raumladungszonen und über dem Isolator abfällt (Spannungsneutralität,  $U_{E1} = U_{RLZ} + U_{Is}$ ). Zur Vereinfachung wird der eindimensionale Fall für unterschiedliche Dotierstoffdichten ( $N_{D1}, N_{D2}$ ) und Oberflächenladungsdichten ( $Q_1, Q_2$ ) betrachtet.

In Abbildung 4.16 b) ist die angenommene Verteilung der Ladungsdichte in Abhängigkeit vom Ort  $x$  skizziert. Dargestellt ist der Fall für  $Q_2 < Q_1 < 0$  und  $N_{D1} > N_{D2} > 0$ . Die Oberfläche der Elektrode 2 bzw. Elektrode 1 befindet sich an der Stelle  $x = 0$  bzw.  $x = \delta$ .

Im Inneren des Halbleiters sind die Dotierstoffrümpfe durch freie Ladungsträger abgeschirmt ( $\rho = 0 \text{ m}^{-2}$ ), in den Raumladungszonen sind die Rümpfe der Donatoren ionisiert ( $\rho = \text{const}$ ), an der Halbleiteroberfläche befinden sich negative Ladungen ( $\rho < 0 \text{ m}^{-2}$ ) und im Luftspalt befinden sich keine Ladungen ( $\rho = 0 \text{ m}^{-2}$ ). Die abschnittsweise Definition der Flächenladungsdichte ergibt sich dann wie folgt:

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & x < \Leftrightarrow w_2 & \text{im Halbleiterinneren} \\ q N_{D2} dx & \Leftrightarrow w_2 < x < 0 & \text{in der Raumladungszone} \\ q Q_2 & x = 0 & \text{an der Halbleiteroberfläche} \\ 0 & 0 < x < \delta & \text{im Luftspalt} \\ q Q_1 & x = \delta & \text{an der Halbleiteroberfläche} \\ q N_{D1} dx & \delta < x < \delta + w_1 & \text{in der Raumladungszone} \\ 0 & \delta + w_1 < x & \text{im Halbleiterinneren .} \end{cases} \tag{4.29}$$

Der Verlauf des elektrischen Feldes ergibt sich aus der Integration der Ladungsdichtever-

teilung gemäß Gleichung 4.29:

$$E(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_{S2}} [\Leftrightarrow N_{D2} w_2 \Leftrightarrow Q_2 \Leftrightarrow Q_1 \Leftrightarrow N_{D1} w_1] & x < \Leftrightarrow w_2 \\ \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_{S2}} [N_{D2}(2x + w_2) \Leftrightarrow Q_2 \Leftrightarrow Q_1 \Leftrightarrow N_{D1} w_1] & \Leftrightarrow w_2 < x < 0 \\ \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_i} [N_{D2} w_2 + Q_2 \Leftrightarrow Q_1 \Leftrightarrow N_{D1} w_1] & 0 < x < \delta \\ \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_{S1}} [N_{D2} w_2 + Q_2 + Q_1 + \\ \quad N_{D1}(2(x \Leftrightarrow \delta) \Leftrightarrow w_1)] & \delta < x < \delta + w_1 \\ \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_{S1}} [+N_{D2} w_2 + Q_2 + Q_1 + N_{D1} w_1] & \delta + w_1 < x \end{cases} \quad (4.30)$$

Aus der Bedingung der Ladungsneutralität folgt  $E(x < \Leftrightarrow w_2) = E(x > \delta + w_1) = 0V/m$  und die Beziehung zwischen den Breiten  $w_1$  und  $w_2$  der Raumladungszonen:

$$w_1 = \frac{1}{N_{D1}} [\Leftrightarrow N_{D2} w_2 \Leftrightarrow Q_2 \Leftrightarrow Q_1] \quad (4.31)$$

Der Potentialverlauf  $U(x)$  ergibt sich aus der Integration des elektrischen Feldes gemäß Gleichung 4.30:

$$U(x) = \begin{cases} 0 & x < \Leftrightarrow w_2 \\ \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_{S2}} [N_{D2}(x^2 + w_2 x) \Leftrightarrow \\ \quad (Q_2 + Q_1 + N_{D1} w_1)(x + w_2)] & \Leftrightarrow w_2 < x < 0 \\ U_0 + \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_i} (N_{D2} w_2 + Q_2 \Leftrightarrow Q_1 \Leftrightarrow N_{D1} w_1) x & 0 < x < \delta \\ U_\delta + \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_{S1}} [(N_{D2} w_2 + Q_2 + Q_1)(x \Leftrightarrow \delta) + \\ \quad N_{D1}((x \Leftrightarrow \delta)^2 \Leftrightarrow w_1(x \Leftrightarrow \delta))] & \delta < x < \delta + w_1 \\ U_{Ges} & \delta + w_1 < x \end{cases} \quad (4.32)$$

In den gegenüberstehenden Halbleitern ist aufgrund unterschiedlicher Dotierstoffkonzentrationen  $N_{D1}$  und  $N_{D2}$  die Diffusionsspannung

$$U_D = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_{D2}}{N_{D1}} \right) \quad (4.33)$$

vorhanden. Diese ist zusätzlich zu der von außen angelegten Elektrodenspannung  $U_{EI}$  zu berücksichtigen, so daß gilt:  $U_{Ges} = U_{EI} + U_D$ . Aus Gleichung 4.32 folgt die Bedingung  $U_{Ges} = U(x > \delta + w_1)$  und Umstellen liefert die Abhängigkeit der Breite  $w_2$  der Raumladungszone der Elektrode 2 von den anderen Einflußgrößen:

$$w_2 = \left[ \frac{N_{D2}}{\epsilon_i} \delta \Leftrightarrow \frac{N_{D2}}{N_{D1}} \frac{Q_1 + Q_2}{\epsilon_{S1}} \pm \sqrt{h1} \right] / \left[ \frac{N_{D2}^2}{N_{D1} \epsilon_{S1}} \Leftrightarrow \frac{N_{D2}}{\epsilon_{S2}} \right] \quad (4.34)$$

mit

$$h1 = \left( \frac{N_{D2}\delta}{\epsilon_i} \right)^2 \Leftrightarrow 2 \frac{N_{D2}}{\epsilon_i} \delta \left( \frac{N_{D2}Q_1}{N_{D1}\epsilon_1} + \frac{Q_2}{\epsilon_{S2}} \right) + \frac{(Q_1 + Q_2)^2 N_{D2}}{N_{D1}\epsilon_{S1}\epsilon_{S2}} + 2 \frac{\epsilon_0}{q} U_{Ges} \left( \frac{N_{D2}}{\epsilon_{S2}} \Leftrightarrow \frac{N_{D2}^2}{N_{D1}\epsilon_{S1}} \right) \quad (4.35)$$

Für den Fall gleicher Dotierstoffkonzentrationen ( $N_{D1} = N_{D2}$ ) läßt sich aus Gleichung 4.34 die Breite der Raumladungszone  $w_2$  durch eine Grenzwertbetrachtung und die Anwendung der Regel von de l'Hospital herleiten:

$$\lim_{N_{D1} \rightarrow \frac{\epsilon_{S2}}{\epsilon_{S1}} N_{D2}} w_2 = \Leftrightarrow \frac{\left( \frac{Q_1 + Q_2}{\epsilon_i} \right) \delta \Leftrightarrow \frac{1}{2} \frac{(Q_1 + Q_2)^2}{N_{D2}\epsilon_{S2}} \pm \frac{Q_1}{\epsilon_i} \delta \pm \frac{U_{Ges}}{q}}{\left( \frac{N_{D2}\delta\epsilon_{S2} - (Q_1 + Q_2)\epsilon_i}{\epsilon_i\epsilon_{S2}} \right)} \quad (4.36)$$

Gleichung 4.34 liefert damit den bekannten Zusammenhang für die Breite der Raumladungszone einer einzelnen Halbleiteroberfläche bzw. eines Schottky-Kontaktes als Spezialfall <sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Das Oberflächenpotential eines Halbleiters folgt aus einer Grenzwertbetrachtung der Gleichung 4.32

$$U_\infty = \lim_{\delta \rightarrow \infty} U(x=0) = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0} \frac{N_{D2}}{\epsilon_s} w_{2,\infty}^2 \quad (4.37)$$

mit

$$w_{2,\infty} = \lim_{\delta \rightarrow \infty} w_2(N_{D1} = N_{D2}) = - \frac{Q_2}{N_{D2}} \frac{\epsilon_s}{\epsilon_i} \quad (4.38)$$

Einsetzen und umformen liefert die Beziehung für  $Q_2$

$$Q_2 = \pm \sqrt{\frac{2U_\infty\epsilon_0 N_{D2}\epsilon_i^2}{q\epsilon_s}} \quad (4.39)$$

Einsetzen dieser Beziehung in Gleichung (4.38) führt auf den Zusammenhang zwischen den Materialparametern und der Breite der Raumladungszone  $w_{2,\infty}$  an der Oberfläche eines Halbleiters:

$$w_{2,\infty} = \pm \sqrt{\frac{2U_\infty\epsilon_0\epsilon_s}{qN_{D2}}} \quad (4.40)$$

Ein Schottky-Kontakt entsteht für den Fall, daß die eine Elektrode aus Metall besteht ( $Q_1 \rightarrow 0$  und  $N_{D1} \rightarrow \infty$ ) und die zwei Elektroden sich berühren ( $z \rightarrow 0$ ). Die Grenzwertbetrachtung für  $w_2$  führt auf:

$$w_{2,0} = \lim_{Q_1 \rightarrow 0, N_{D1} \rightarrow \infty, z \rightarrow 0} w_2 = \pm \sqrt{\left( \frac{\epsilon_s}{\epsilon_i} \frac{Q_2}{N_{D2}} \right)^2 + 2 \frac{\epsilon_0\epsilon_s}{qN_{D2}} U_{Ges}} \quad (4.41)$$

Das Potential an der Grenzfläche ist

$$U_0 = U(x=0, \delta=0) = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0} \frac{N_{D2}}{\epsilon_s} \left[ \left( \frac{\epsilon_s}{\epsilon_i} \frac{Q_2}{N_{D2}} \right)^2 + 2 \frac{\epsilon_0\epsilon_s}{qN_{D2}} U_{El} \right] \quad (4.42)$$

Die Kraft  $F_{HI}$  zwischen den Halbleiterelektroden ergibt sich aus den Gleichungen 4.27 und 4.30

$$F_{HI} = \frac{1}{2} \epsilon_0 A \left( \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_i} [N_{D2} w_2 + Q_2 \Leftrightarrow Q_1 \Leftrightarrow N_{D1} w_1] \right)^2 \quad (4.44)$$

Mit Gleichung 4.31 vereinfacht sich Gleichung 4.44 zu:

$$F_{HI} = \frac{1}{2} \epsilon_0 A \left( \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_i} [N_{D2} w_2 + Q_2] \right)^2 \quad (4.45)$$

Gleichung 4.45 beschreibt die Abhängigkeit der Wechselwirkungskraft  $F_{Adh}$  in Abhängigkeit von den Oberflächenladungsdichten  $Q_1$  bzw.  $Q_2$ , den Dotierstoffkonzentrationen  $N_{D1}$  bzw.  $N_{D2}$ , der elektrischen Spannung  $U_{EI}$ , dem Elektrodenabstand  $\delta$  und -fläche  $A$ . Mit dieser Gleichung läßt sich die Auswirkung von einer unsymmetrischen Verteilung der Dotierstoffe bzw. der Oberflächenladungen auf den Halbleiterelektroden analytisch beschreiben. Aus der Betrachtung des Kräftegleichgewichts der mechanischen Rückstellkraft der Feder und der Wechselwirkung zwischen den Halbleiterelektroden läßt sich auch die Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik in Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration und der Oberflächenladungsdichte berechnen.

### 4.3.3 Anwendung des Modells auf Silizium-Oberflächen

Das in dieser Arbeit entwickelte Modell zur Beschreibung der elektrostatischen Wechselwirkung soll in diesem Abschnitt zunächst auf die Wechselwirkung zwischen Halbleiteroberflächen angewendet werden, die einen kleinen Abstand zueinander haben. Zwischen ihnen liegt keine äußere elektrische Spannung an ( $U_{EI} = 0V$ ).

In Abbildung 4.17 ist die Auswirkung einer auf den zwei Oberflächen unsymmetrisch verteilten Dotierstoffkonzentration ( $N_{D1} < N_{D2}$ ) bzw. Oberflächenladungsdichte ( $Q_1 > Q_2$ ) angedeutet. Bei einer symmetrischen Verteilung, wie beispielsweise bei Metallelektroden, besteht keine Wechselwirkung zwischen den Oberflächen, es gilt:  $F(\delta) = 0N$ . Bei einer Unsymmetrie der Oberflächeneigenschaften kommt es für kleine Abstände zwischen den Halbleiteroberflächen zur Anziehung zwischen den Elektroden. In dem Beispiel von Abbildung 4.17 wurden die Konzentrationen der Ladungsträger um jeweils einen Faktor 10 gegenüber der Gegenfläche verändert. In Abschnitt 4.3.1 wurde beschrieben, wie eine inhomogene Verteilung von ionisierten Oberflächenzuständen auf polykristallinen Oberflächen zustande kommen kann.

Abbildung 4.18 illustriert die Modellvorstellung zur Entstehung der Anziehungskraft  $F$

Die Breite  $w_{2,0}$  der Raumladungszone beim Schottky-Kontakt ist dann:

$$w_{2,0} = \pm \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{q N_{D2}} (U_0 + U_{Ges})} \quad (4.43)$$

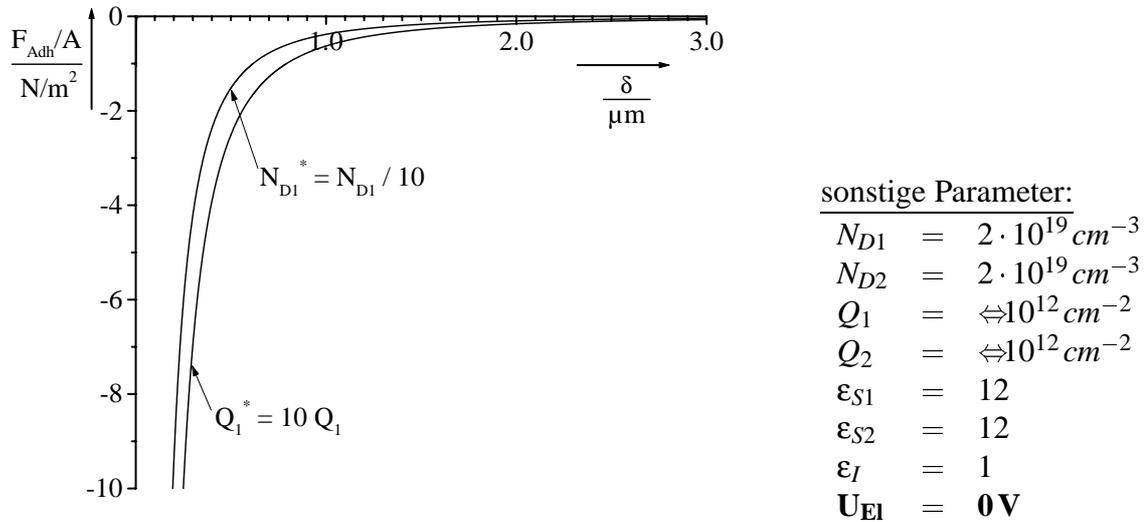


Abbildung 4.17: Einfluß von einer unsymmetrischen Verteilung der Dotierstoffdichte bzw. Oberflächenladungskonzentration auf den Halbleiteroberflächen

zwischen den Elektroden durch unsymmetrische Ladungsverteilung. Abbildung 4.18 a) zeigt eine symmetrische Ladungsträgerverteilung auf beiden Elektroden. Bei großen Elektrodenabständen besteht eine Wechselwirkung zwischen der Oberflächenladung und der Raumladung, ohne das eine Wechselwirkung über den Luftspalt hinweg stattfindet. Für kleinere Abstände ist es auch vorstellbar, daß sich Feldlinien über den Luftspalt ausbilden. Aber aufgrund der Ladungssymmetrie bildet sich auch ein gleichgroßes elektrisches Feld mit entgegengesetzter Richtung aus, so daß das resultierende Feld im Luftspalt  $E_i = 0 \text{ V/m}$  wird, d.h. es besteht keine Wechselwirkungskraft.

Abbildung 4.18 b) zeigt die Ausbildung des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden bei einer unsymmetrischen Oberflächenladungsdichte. Bei kleinem Elektrodenabstand erfolgt dabei auch eine elektrostatische Wechselwirkung zwischen den Oberflächenladungen und den Raumladungen auf der Gegenelektrode. Durch die Unsymmetrie der

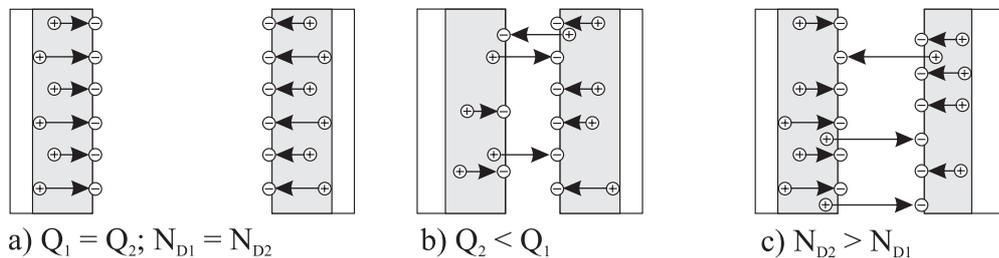


Abbildung 4.18: Modellvorstellung zur Wechselwirkung der Oberflächenladungen mit den Raumladungen bei a) symmetrischer Verteilung der Ladungsträger, b) unsymmetrischen Oberflächenladungsdichten ( $Q_1 \neq Q_2$ ) und c) unsymmetrischen Dotierstoffkonzentrationen ( $N_{D1} \neq N_{D2}$ ).

Oberflächenladungen entsteht ein elektrisches Feld  $E_i \neq 0 \text{ V/m}$  im Luftspalt und somit eine Anziehungskraft zwischen den Elektroden.

Ähnlich verhält es sich, wenn eine der Elektroden stärker dotiert ist. Abbildung 4.18 c) zeigt für diesen Fall den Aufbau des elektrischen Feldes. Bei kleiner werdendem Elektrodenabstand entsteht eine zunehmende Wechselwirkung zwischen den Raumladungen der stark dotierten Elektrode mit den Oberflächenladungen der Gegenelektrode. Diese unsymmetrische Wechselwirkung der Ladungen führt zu einer Anziehungskraft.

Für die Anwendung auf mikromechanische Bauelemente bedeutet dies, daß es zu einer Anziehung zwischen Oberflächen von beweglichen und festen Komponenten kommen kann, auch wenn keine äußere elektrische Spannung angelegt wird. Die Größe der anziehenden Kräfte kann dabei in der Größenordnung der Rückstellkräfte der Federelemente liegen. Die beweglichen Komponenten müssen sich dazu nur großflächig den feststehenden Flächen auf kurze Distanz nähern können. Bei einer Annäherung von großen Flächen führt dies bei den Bauelementen dazu, daß die ausgelenkte Struktur, z.B. Mittelelektrode, Biegebalken, etc., nicht wieder in ihre ursprüngliche Ruhelage zurückkehrt.

Die elektrostatische Wechselwirkung ist langreichweitig, d.h. auch wenn die Elektrodenflächen im Betrieb einen vergleichsweise großen Abstand zueinander haben wirkt sich die Anziehungskraft aus. Typische Elektrodenabstände bei den mikromechanischen Beschleunigungssensoren sind ca.  $1..5 \mu\text{m}$ .

Bei einer flächigen Berührung von Siliziumflächen ist der Beitrag zur Adhäsion durch elektrostatische Wechselwirkung vernachlässigbar. In diesem Fall dominiert die in Kapitel 3 beschriebene van der Waals-Kraft. Für parallele Oberflächen ist die auf eine Einheitsfläche bezogene van der Waals-Kraft [10]

$$F_{vdW} = \frac{H}{6\pi\delta^3} \quad , \quad (4.46)$$

d.h. für Siliziumoberflächen in einem Abstand  $\delta = 1 \text{ nm}$  ist  $F_{vdW} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ .

Bei der Dimensionierung von mikromechanischen Bauelementen ist also darauf zu achten, daß sich große Oberflächen im Betrieb nicht nahe kommen. Dies kann durch Auslenkungsbegrenzungen mit kleinen Kontaktflächen erzielt werden. An kritischen Stellen, an denen eine Berührung nicht auszuschließen ist, muß die reale Kontaktfläche soweit minimiert werden, daß die van der Waals-Kräfte hinreichend klein werden.

Aus Abbildung 4.19 geht die Auswirkung einer unsymmetrischen Dotierstoffkonzentration hervor. Für einen konstanten Elektrodenabstand  $\delta = 1 \text{ nm}$  ist die auf die kapazitive Fläche  $A$  bezogene Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  in Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration  $N_{D2}$  aufgetragen. Im symmetrischen Fall  $N_{D1} = N_{D2}$  wird die Adhäsionskraft  $F_{Adh} = 0 \text{ N}$ . Die Wechselwirkung wird bei betragsmäßig kleinen Dotierstoffkonzentrationen  $|N_{D2}| < |N_{D1}|$  groß. Für  $|N_{D2}| \rightarrow \infty$  nähert sich die Wechselwirkung einem endlichen Grenzwert. Für mikromechanische Bauelemente ist also zu folgern, daß die Dotierung möglichst hoch gewählt werden muß, da sich dann eine Unsymmetrie der Dotierstoffkon-

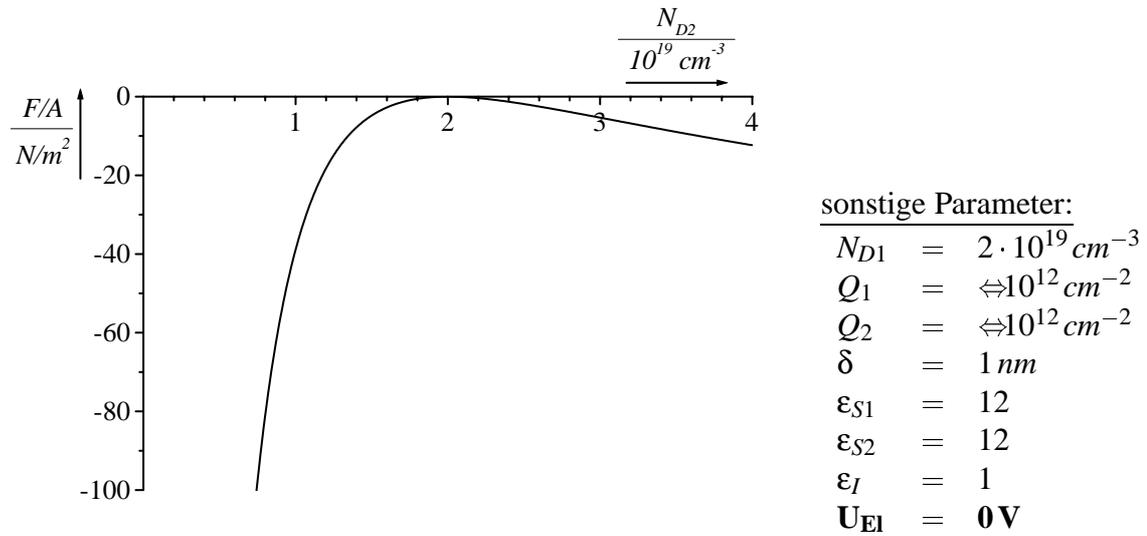


Abbildung 4.19: Einfluß einer unterschiedlichen Dotierstoffdichte  $N_{D2}$  auf den sich gegenüberstehenden Halbleiteroberflächen

zentration nicht so stark auf die Anziehungskraft auswirkt.

In Abbildung 4.20 ist der Einfluß einer auf den Siliziumoberflächen unsymmetrisch verteilten Oberflächenladungsdichte dargestellt. Die Anziehungskraft zwischen den Halbleiteroberflächen wird in diesem Fall für betragsmäßig große Oberflächenladungsdichten  $|Q_2| > |Q_1|$  besonders groß, während sie für  $Q_2 \rightarrow 0$  einen endlichen Grenzwert er-

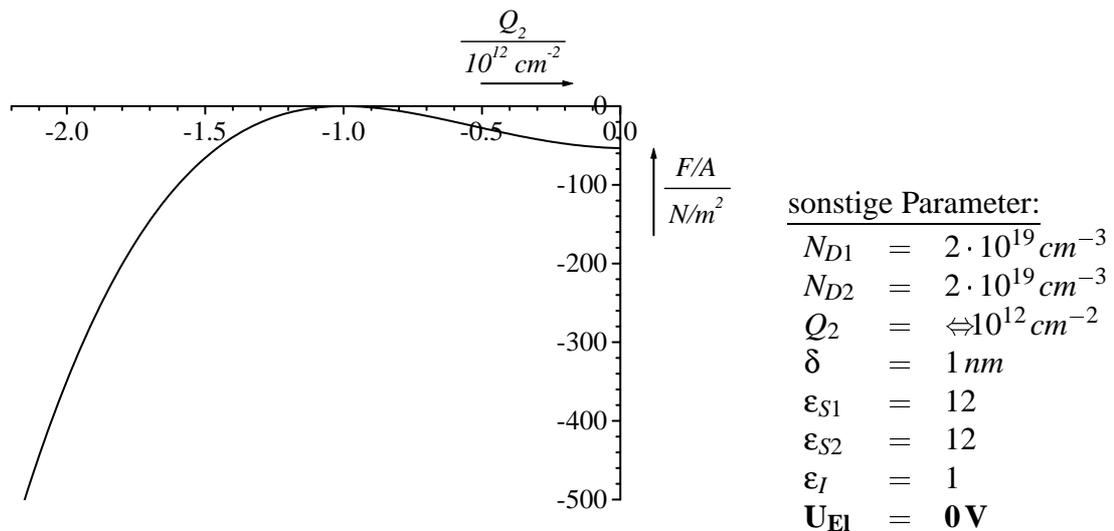


Abbildung 4.20: Einfluß einer unterschiedlichen Oberflächenladungsdichte auf den gegenüberliegenden Halbleiteroberflächen

reicht. In der praktischen Anwendung auf mikromechanische Bauelemente bedeutet dies, daß die Oberflächenladungsdichte auf den technischen Oberflächen klein sein muß, damit die Wechselwirkung minimal wird.

Auf technischen, polykristallinen Siliziumoberflächen läßt sich eine Unsymmetrie der Dotierstoffkonzentration  $N_D$  und der Oberflächenladungsdichte  $Q$  nicht vermeiden. Der Einfluß dieser Parameter auf die Wechselwirkungskraft zwischen mikromechanischen Elektroden kann aber durch geeignete technologische und konstruktive Maßnahmen minimiert werden. Zur Reduzierung des Einflusses lassen sich aus dem vorgestellten Modell Vorschläge erarbeiten:

- Die sich nahekommenden Flächen müssen klein sein. (z.B. durch kleinflächige Auslenkungsbegrenzungen)
- Die Oberflächenladungsdichten  $Q$  müssen klein sein. (z.B. durch Wasserstoffpassivierung der Siliziumoberfläche)
- Die Dotierstoffkonzentrationen  $N_D$  müssen groß sein. (z.B. durch ausreichende Dotierung)

Bisher wurden die Auswirkungen der elektronischen Oberflächeneigenschaften auf die Wechselwirkungskraft ohne Berücksichtigung einer elektrischen Spannung ( $U_{El} = 0V$ ) diskutiert, d.h. die beweglichen Elemente werden beispielsweise durch eine äußere Beschleunigung ausgelenkt. In anderen Anwendungsfällen werden die mikromechanischen Bauelemente beispielsweise durch eine Elektrodenspannung  $U_{El} \neq 0V$  ausgelenkt. Die Auswirkung einer auf den Elektroden unsymmetrisch verteilten Dotierstoffkonzentration ist in der Abbildung 4.21 für den Fall einer angelegten Spannung  $U_{El} = 1,0V$  gezeigt. Dabei ist die auf die Fläche bezogene Anziehungskraft  $F/A$  der Elektroden über deren Abstand  $\delta$  aufgetragen. Die gestrichelte Linie zeigt das ideale Verhalten an, bei symmetrischer Verteilung bzw. das Verhalten einer Struktur mit Metallelektroden. Daneben sind die Fälle eingezeichnet, daß auf der Gegenelektrode 1 bzw. 2 die Dotierstoffkonzentration um einen Faktor  $1/10$  reduziert ist. Abhängig vom Verhältnis der Dotierstoffkonzentrationen  $N_{D2}/N_{D1}$  wird die Anziehungskraft  $F$  verstärkt ( $N_{D2}/N_{D1} > 1$ ) oder reduziert ( $N_{D2}/N_{D1} < 1$ ). Dieses Verhalten ist bei negativer Spannung  $U_{El}$  umgekehrt.

In Abbildung 4.22 ist für eine unsymmetrische Verteilung der Oberflächenladungsdichte  $Q$  die auf die Fläche bezogene Anziehungskraft  $F/A$  über dem Elektrodenabstand  $\delta$  aufgetragen. Die gestrichelte Linie gibt den Verlauf bei symmetrischer Verteilung der Ladungsträger an, was dem Verhalten einer Struktur mit Metallelektroden entspricht. Eine Erhöhung der Oberflächenladungsdichte auf der Elektrode 1 ( $Q_1/Q_2 > 1$ ) führt zu einer vergleichsweise stärkeren Wechselwirkungskraft zwischen den Elektroden. Eine Erhöhung der Oberflächenladungsdichte auf der Elektrode 2 ( $Q_1/Q_2 < 1$ ) führt zu einer geringeren Wechselwirkung. Bei einer negativen Spannung  $U_{El} = \pm 1,0V$  sind die Verhältnisse umgekehrt.

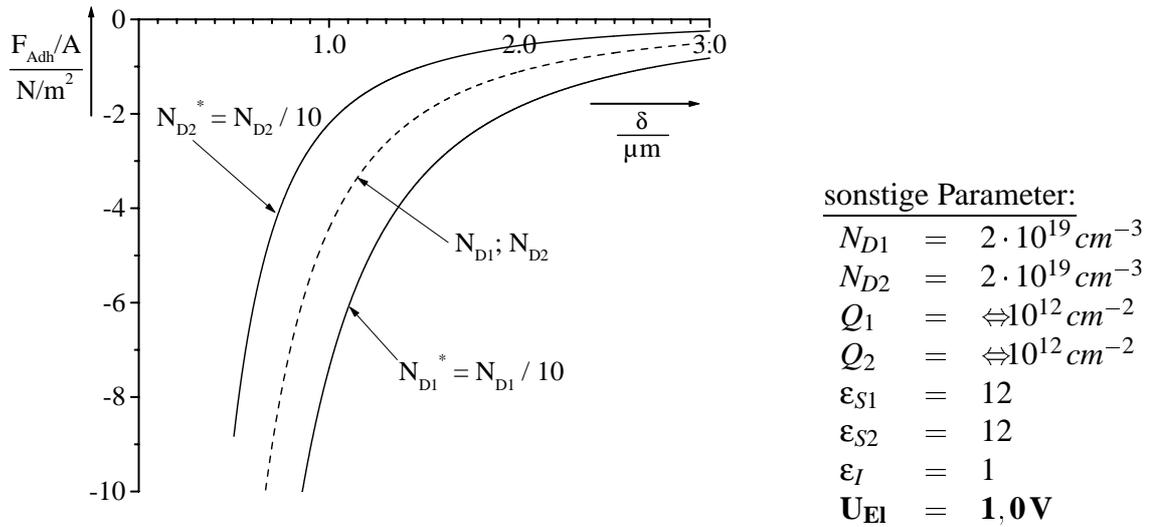


Abbildung 4.21: Einfluß einer unsymmetrischen Dotierstoffdichte auf die Anziehungskraft zwischen zwei Halbleiterelektroden bei einer angelegten Spannung.

Aus diesen Überlegungen wird deutlich, daß bei mikromechanischen Bauelementen die Auslenkung der Mittelelektrode nicht nur von der angelegten Spannung abhängig ist, sondern auch wesentlich von den Eigenschaften und der Homogenität des verwendeten Halbleitermaterials beeinflusst wird. Die Abhängigkeit der Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie von der Oberflächenladungsdichte wird im Abschnitt 4.3.5 ausführlich diskutiert.

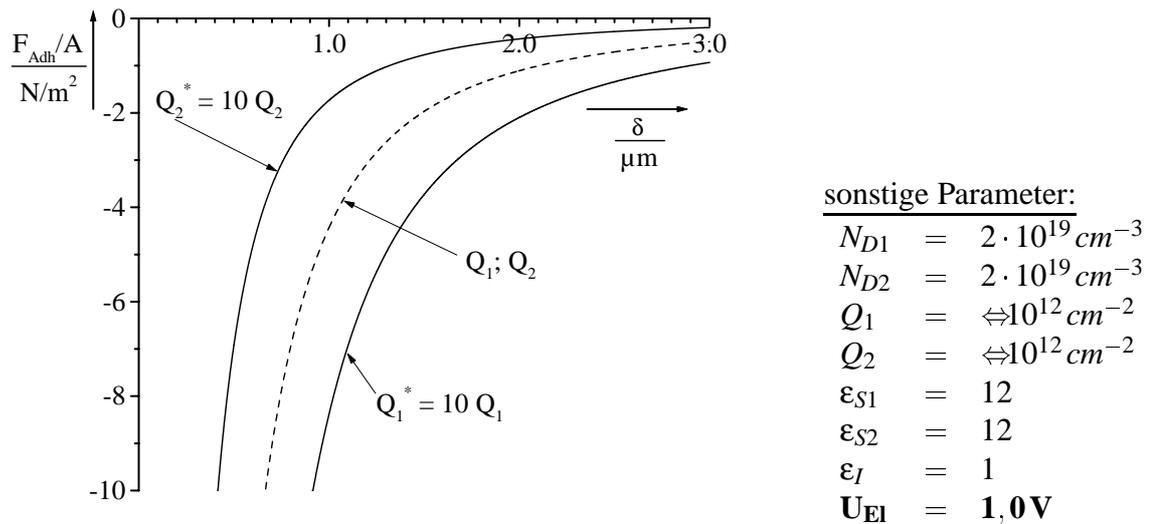


Abbildung 4.22: Einfluß einer unsymmetrischen Oberflächenladungsdichte auf die Anziehungskraft zwischen zwei Halbleiterelektroden bei angelegter Spannung.

#### 4.3.4 Einschränkungen des analytischen Modells

Beim analytischen Ansatz zur Berechnung der elektrostatischen Wechselwirkungskraft zwischen Halbleiteroberflächen wurden die folgenden Vereinfachungen gemacht:

1. Die Begrenzung der Raumladungszonen wurde als abrupter Übergang zum Halbleiterinneren hin angenähert.
2. Die Auswirkung von Ladungsträger-Inversion und
3. Akkumulation gehen nicht in den analytischen Ansatz ein.

In leistungsfähigen Simulationswerkzeugen, die das Verhalten von Halbleitern numerisch berechnen, werden diese Effekte berücksichtigt. Ein solches Simulationsmodell ist ASA (Amorphous Semiconductor Analysis). Es wurde von Willemen [66] an der Technischen Universität Delft zur Modellierung von Solarzellen auf der Basis von amorphem Silizium (a-Si:H) entwickelt und eingesetzt, um Strom-Spannungs-Kennlinien in Halbleiter-Mehrschichtsystemen, z.B. Dioden, zu berechnen. Grundlage für die Berechnungen ist – wie auch im analytischen Ansatz – die Poisson-Gleichung, nur werden zusätzlich freie Ladungsträger mitberücksichtigt. Die numerisch ermittelten lokalen Ladungsdichten und der Verlauf des elektrischen Feldes und des Potentials ermöglichen die Berechnung der Wechselwirkung auf der in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Grundlage.

Für den eindimensionalen Fall und das thermische Gleichgewicht löst ASA die Poisson- und Kontinuitätsgleichung, wobei die Verteilung der ortsfesten Zustände des amorphen Siliziums in der Bandlücke zwischen dem Leitungs- und Valenzband berücksichtigt wird. In dieser Arbeit wurde ASA verwendet, um die Verläufe in einer Silizium-Vakuum-Silizium Struktur zu berechnen. Das Vakuum wurde durch eine Schicht approximiert, in der die Dotierstoffdichte und die effektive Zustandsdichte im Leitungs- und Valenzband und der ortsfesten Zustände vernachlässigbar klein gewählt wurde ( $N_D \approx 0 \text{ m}^{-3}$ ). Im Unterschied zu der analytischen Lösung sind die Ladungen an der Halbleiteroberfläche in einer sehr dünnen Schicht ( $b = 0,1 \text{ nm}$ ) an der Oberfläche des Siliziums verteilt. Die Dichte der Oberflächenzustände wird in der gesamten Berechnung als konstant angenommen. Die mit ASA berechneten Lösungen sind damit direkt mit der analytischen Lösung des in Abbildung 4.16 a) dargestellten Modells vergleichbar.

Dadurch, daß bei der numerischen Berechnung der räumlichen Ladungsverteilung, des Verlaufs des elektrischen Feldes und des Potentials auf die beim analytischen Ansatz gemachten Vereinfachungen verzichtet wird, beschreiben die numerisch berechneten Lösungen die Verhältnisse in der Nähe der Halbleiteroberfläche genauer, wenn die Gültigkeitsgrenzen des analytischen Ansatzes überschritten werden. Im folgenden werden die Auswirkungen der gemachten Vereinfachungen dargestellt, indem die Lösungen der analytischen und numerischen Ansätze miteinander verglichen werden.

In Abbildung 4.23 ist der Einfluß einer auf den Elektroden ungleich verteilten Dotierstoff-

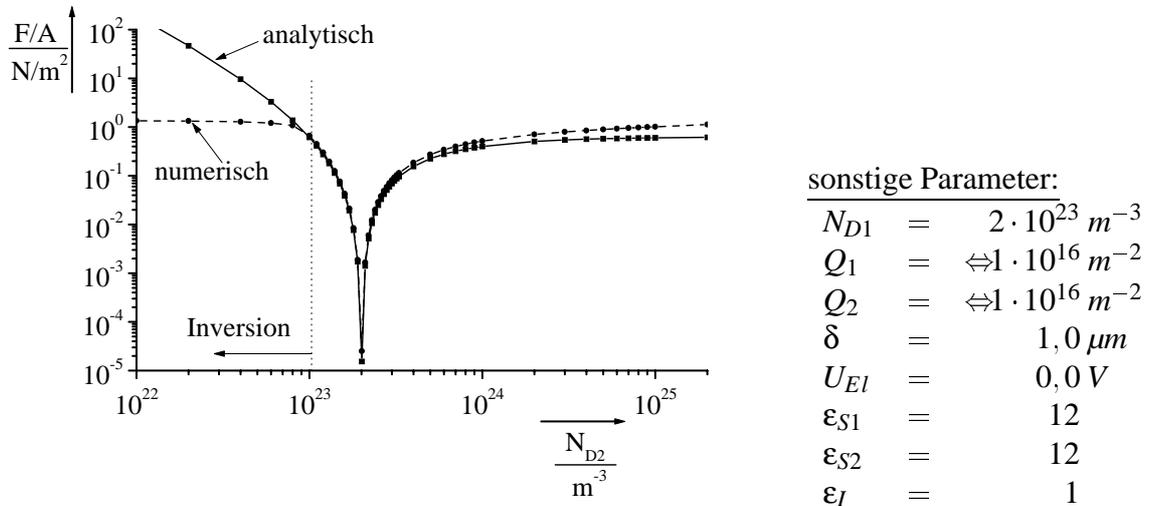


Abbildung 4.23: Vergleich der numerischen und analytischen Lösung: Abhängigkeit, der auf die Fläche bezogenen Anziehungskraft  $F/A$  über der Dotierstoffdichte  $N_{D2}$

dichte dargestellt. Über der Dotierstoffdichte  $N_{D2}$  ist die auf die Fläche bezogene Kraft  $F/A$  für die numerische und die analytische Lösung aufgetragen. Die beiden Lösungen stimmen in einem Bereich  $1 \cdot 10^{22} < N_{D2} < 3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  gut überein. In Abbildung 4.24 ist für eine symmetrische Verteilung der Dotierstoffdichte  $N_{D2}$  auf beiden Elektroden der Verlauf des elektrischen Feldes und das resultierende Bänderschema dargestellt.

Wird die Dotierstoffkonzentration auf der linken Elektrode sehr viel grösser als auf der Gegenelektrode so weicht der analytisch berechnete Wert für die Anziehungskraft von dem numerisch berechneten Wert ab, d.h. die analytisch berechneten Werte sind für große Dotierstoffkonzentrationen geringfügig kleiner als die numerisch berechneten Werte. Abbildung 4.25 zeigt für diesen Fall ( $N_{D2} \gg N_{D1}$ ) die Verteilung der Ladungsträger  $\rho$ , den Verlauf des elektrischen Feldes  $E$  und das Bänderschema der linken Elektrode. Aus Abbildung 4.25 a) wird die Diskrepanz zwischen den zwei Lösungsansätzen deutlich. Hier wirkt sich in der Raumladungszone der im analytischen Ansatz vernachlässigte Diffusionsausläufer der Ladungsträger aus, d.h. die Breite  $w$  der Raumladungszone ist so gering, daß der Ausläufer die Halbleiteroberfläche berührt.

Während die unvollständige Ausbildung der Raumladungszone bei großen Dotierstoffkonzentrationen  $N_{D2}$  sich relativ wenig auswirkt (Abbildung 4.23,  $N_{D2} > 3 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ), wird die Diskrepanz bei kleinen Dotierstoffkonzentrationen  $N_{D2}$  wesentlich größer, d.h. in diesem Fall erreicht die numerisch berechnete Wechselwirkung einen Grenzwert. Die analytisch berechnete Anziehungskraft  $F$  wird hingegen stetig größer. Abbildung 4.26 zeigt für diesen Fall ( $N_{D2} \ll N_{D1}$ ) die Verteilung der Ladungen  $\rho$ , den Verlauf des elektrischen Feldes  $E$  und das Bänderschema.

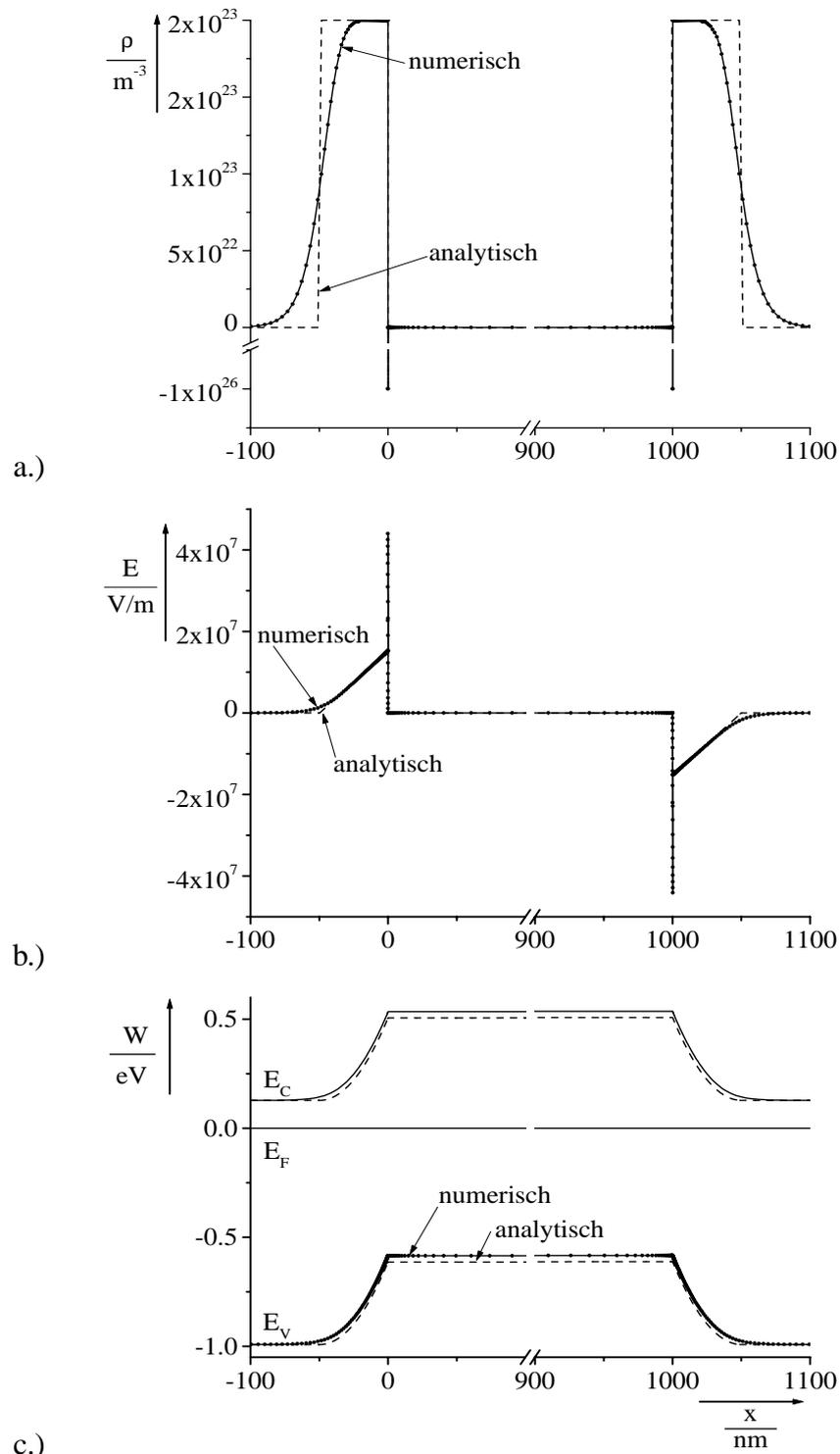


Abbildung 4.24: Vergleich der numerischen und analytischen Lösung: a.) Ladungsdichte, b.) elektrisches Feld und c.) Bänderschema bei einer symmetrischen Dotierstoffdichte auf den Elektroden  $N_{D2} = N_{D1}$

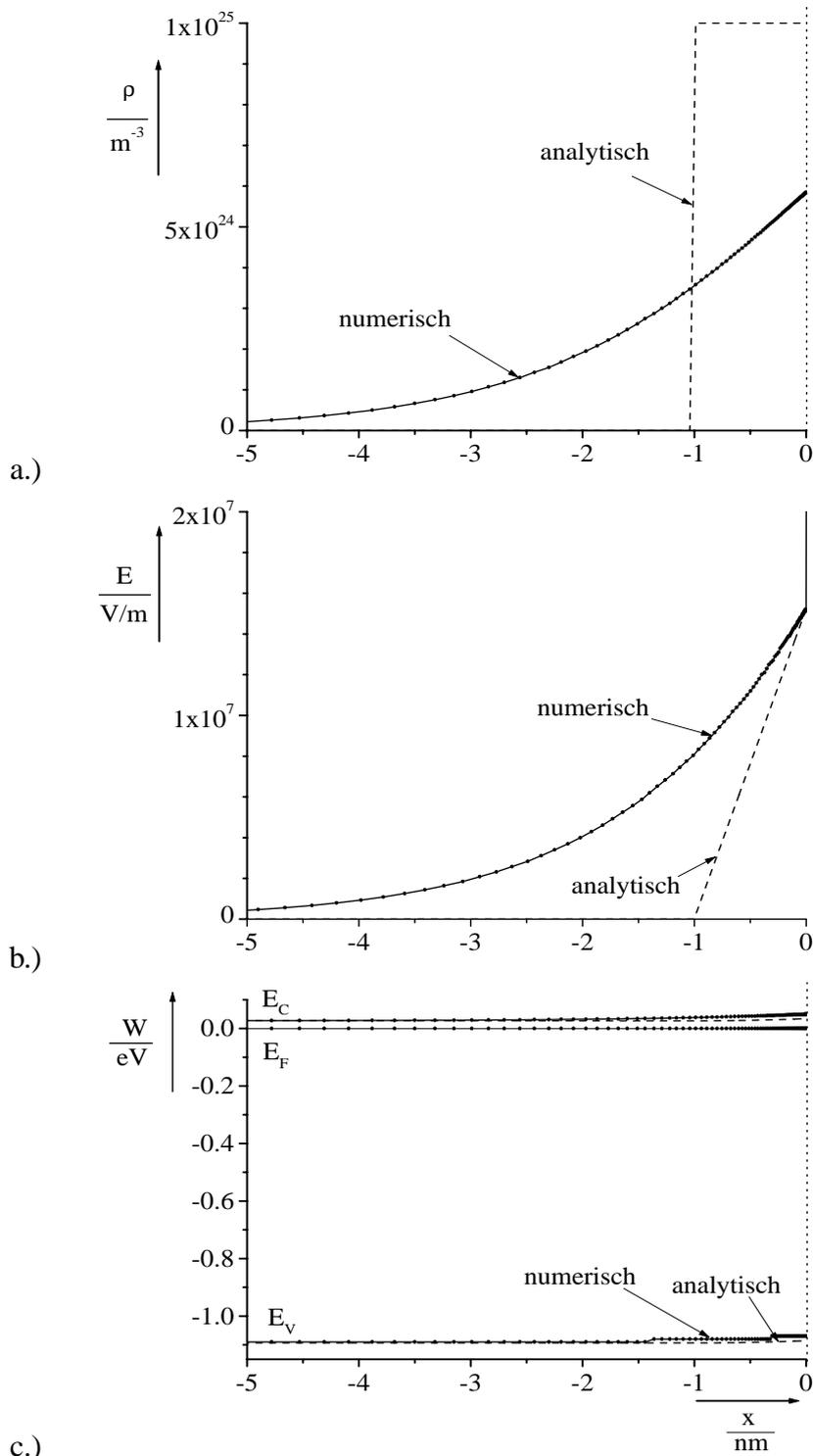


Abbildung 4.25: Vergleich der numerischen und analytischen Lösung: a.) Ladungsdichte, b.) elektrisches Feld und c.) Bänderschema für die linke Elektrode bei einer unsymmetrischen Dotierstoffkonzentration auf den Elektroden  $N_{D2} \gg N_{D1}$

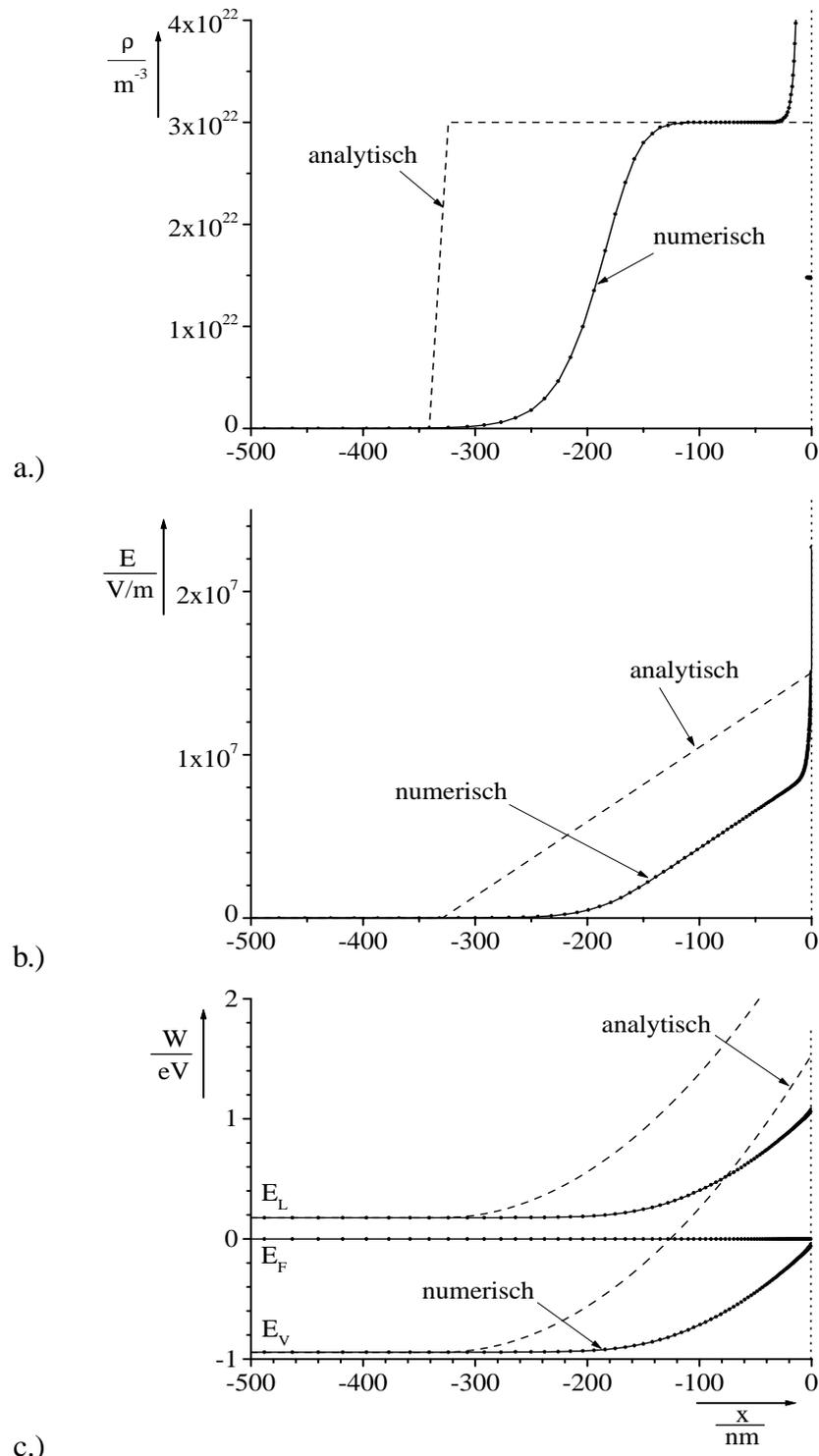


Abbildung 4.26: Vergleich der numerischen und analytischen Lösung: a.) Ladungsdichte, b.) elektrisches Feld und c.) Bänderschema für die linke Elektrode bei einer unsymmetrischen Dotierstoffkonzentration auf den Elektroden  $N_{D2} \ll N_{D1}$

Aus der numerisch berechneten Lösung wird deutlich, daß auf der linken Elektrode eine Inversion der Ladungsträger in der Randschicht der Raumladungszone auftritt. In diesem Fall sind an der Grenzfläche mehr Minoritäts- als Majoritätsladungsträger vorhanden, d.h. der Halbleiter zeigt in der Nähe der Oberfläche Löcherleitung. Bei der Wahl der in Abbildung 4.23 angegebenen Parameter tritt Inversion bei  $N_{D2} < \approx 10^{23} \text{ m}^{-3}$  auf. In der Inversionsrandschicht steigt die Konzentration der Ladungsträger zur Oberfläche hin stark an. Im Bänderschema bedeutet dies, daß die Bandverbiegung  $\psi_S$  nicht größer als

$$\psi_{s,max} = E_G \Leftrightarrow \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_C}{N_D} \right) \quad (4.47)$$

wird.  $E_G$  bezeichnet die Bandlücke,  $k$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die absolute Temperatur,  $q$  die Elementarladung,  $N_L$  ist die effektive Zustandsdichte im Leitungsband und  $N_D$  ist die Dotierstoffdichte.

Der Vergleich mit der analytischen Lösung zeigt den deutlichen Unterschied in der Bandverbiegung. Dies führt bei der analytischen Lösung zu einem größeren Gradient des Potentials  $U$  im Luftspalt zwischen den Halbleiteroberflächen. Der Gradient entspricht nach Gleichung 4.28 dem elektrischen Feld  $E$  und gemäß den Ausführungen in Abschnitt 4.3.2 resultiert dies in einer größeren Anziehungskraft der Oberflächen. Durch Inversion wird demzufolge die maximal wirksame Kraft  $F_{max}$  zwischen den Halbleiteroberflächen auf

$$F_{max} = \frac{\psi_{s,max}}{\delta} \quad (4.48)$$

begrenzt. Dies gilt für den in Abbildung 4.23 dargestellten Fall:  $U_{El} = 0V$ . Im Fall von Inversion liefert die analytisch berechnete Lösung zu große Anziehungskräfte  $F$ .

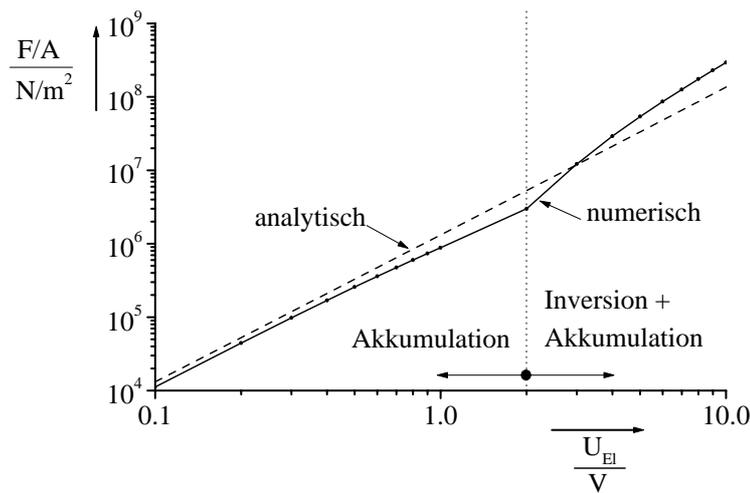
Die Wirkung von Inversionsladungen an der Randschicht der Halbleiteroberfläche wurde im vorigen Beispiel gezeigt. Im folgenden soll die Auswirkung von Ladungsakkumulation gezeigt werden. Diese kann durch Anlegen einer Spannung  $U_{El}$  zwischen den Elektroden erreicht werden. Abbildung 4.27 zeigt den Vergleich zwischen der Lösung des numerischen und analytischen Ansatzes für die auf die Fläche  $A$  bezogene Kraft  $F$  über der Spannung  $U_{El}$ . Bei sehr geringen elektrischen Spannungen  $U_{El}$  stimmen die beiden Lösungen gut überein. Für den Fall  $U_{El} = 0V$  zeigt Abbildung 4.28 die Verteilung der Ladungen, den Verlauf des elektrischen Feldes und das Bänderschema. Die Ladungen sind auf beiden Elektroden symmetrisch verteilt. Demzufolge ist der räumliche Verlauf des elektrischen Feldes und des Potentials ebenfalls symmetrisch. Das Anlegen einer Spannung zeigt die Grenzen des analytischen Modells. Bereits für sehr kleine Werte ( $U_{El} > 0,3V$ ) wird die Breite  $w_1$  der Raumladungszone negativ. Dies würde theoretisch bedeuten, daß die Ladungen den Halbleiter verlassen, was physikalisch nicht eintritt. Stattdessen tritt eine Ladungsträgerakkumulation am Rand der Raumladungszone auf.

Abbildung 4.29 zeigt für den Fall der Akkumulation die Verteilung der Ladungen, den Verlauf des elektrischen Feldes und das Bänderschema. Akkumulation bedeutet eine

Anhäufung von Majoritätsladungsträgern – im Fall von n-leitenden Silizium sind das Elektronen – zur Oberfläche hin. Im Bänderschema wirkt sich die Akkumulation in einer negativen Bandverbiegung in der Randschicht der Halbleiterelektrode aus, d.h. daß der Gradient des Potentials und damit das elektrische Feld im Luftspalt kleiner wird. Für die Wechselwirkung zwischen den Elektroden bedeutet dies, daß die Lösung des numerischen Ansatzes größere Werte liefert.

Bei einer weiteren Erhöhung der elektrischen Spannung  $U_{EI}$  zwischen den Elektroden tritt auf der linken Elektrode Inversion auf ( $U_{EI} > 1,6V$ ). Wie bereits diskutiert, bedeutet dies, daß die Bandverbiegung kleiner ist als bei der Lösung des analytischen Ansatzes, d.h. der Gradient des Potentials im Luftspalt ist größer. Für die Wechselwirkung bedeutet dies, daß diese gegenüber der analytischen Lösung ebenfalls größer wird und den Graph der Lösung des analytischen Ansatzes schneidet und bei größeren Spannungen größere Werte annimmt. Die Abbildung 4.30 zeigt die Lösung für die numerisch berechnete Verteilung der Ladungen, den Verlauf des elektrischen Feldes und das Bänderschema für den Fall der Inversion auf der linken Elektrode und Akkumulation auf der rechten Elektrode.

In Abbildung 4.27 wird deutlich, daß der Effekt der Inversion den durch die Akkumulation verursachten Fehler bei größeren Spannungen zunächst ausgleicht (bei  $U_{EI} \approx 3V$ ) und dann dazu führt, daß der numerisch berechnete Wert der Wechselwirkungskraft  $F$  den analytisch berechneten Wert übersteigt. Dies ist aus den Bänderschemata zu verstehen. Die Akkumulation führt zu einer geringen negativen Bandverbiegung. Inversion führt zu einer Beschränkung der Bandverbiegung, während der analytische Ansatz eine wesentlich größere Bandverbiegung liefert. Dies bedeutet, daß die Akkumulation den Gradient



sonstige Parameter:

$$\begin{aligned}
 N_{D1} &= 2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3} \\
 N_{D21} &= 2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3} \\
 Q_1 &= \Leftrightarrow 1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2} \\
 Q_2 &= \Leftrightarrow 1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2} \\
 \delta &= 1,0 \text{ nm} \\
 \epsilon_{S1} &= 12 \\
 \epsilon_{S2} &= 12 \\
 \epsilon_I &= 1
 \end{aligned}$$

Abbildung 4.27: Vergleich der numerischen und analytischen Lösung: Die Abhängigkeit der auf die Fläche bezogenen Kraft  $F/A$  über der Elektrodenspannung  $U_{EI}$

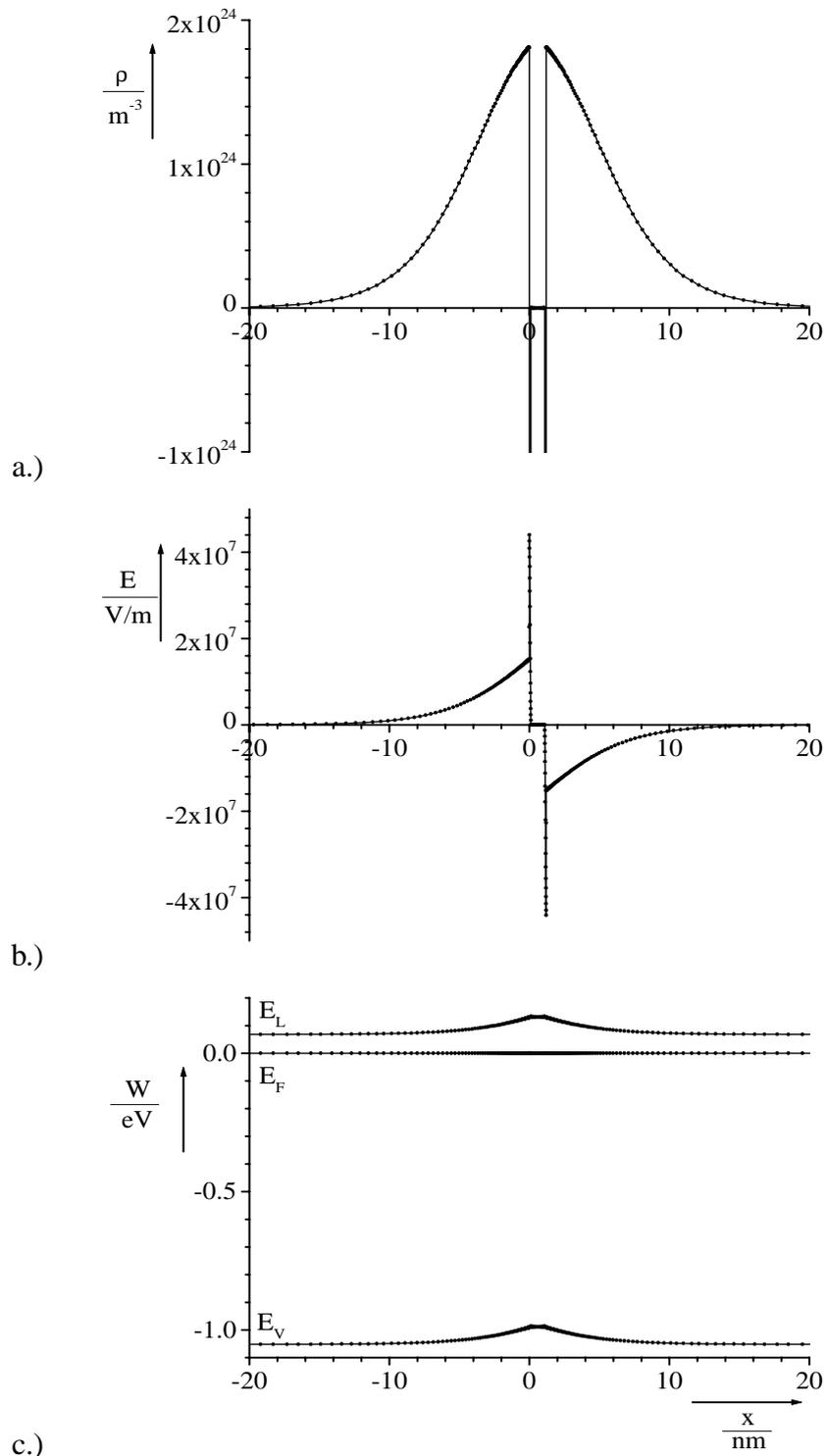


Abbildung 4.28: Numerische Lösung: a.) Ladungsdichte, b.) elektrisches Feld und c.) Bänderschema bei einer symmetrischen Dotierstoffdichte auf den Elektroden  $N_{D2} = N_{D1}$

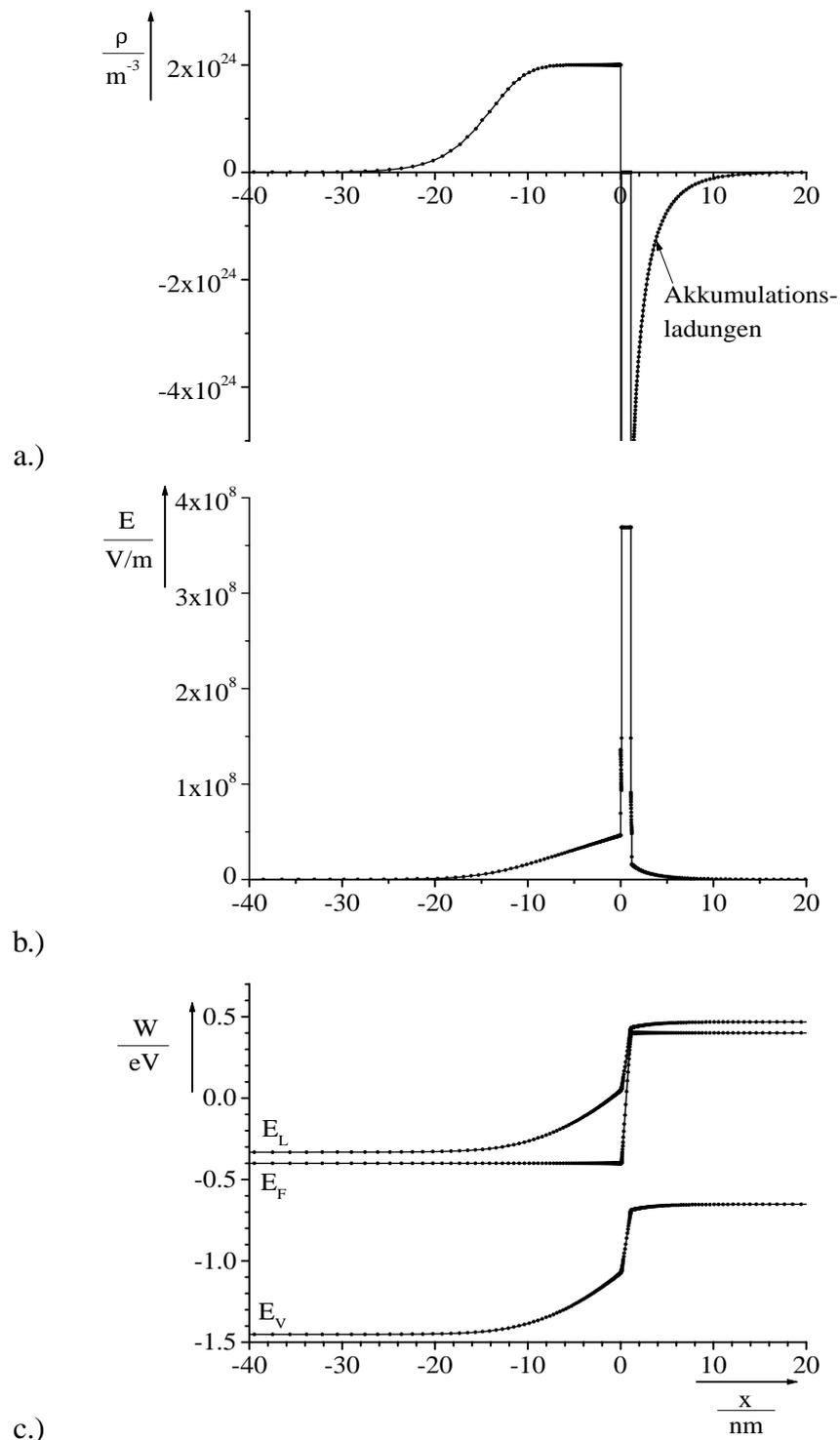


Abbildung 4.29: Numerische Lösung: a.) Ladungsdichte, b.) elektrisches Feld und c.) Bänderschema bei einer symmetrischen Dotierstoffdichte auf den Elektroden  $N_{D2} = N_{D1}$

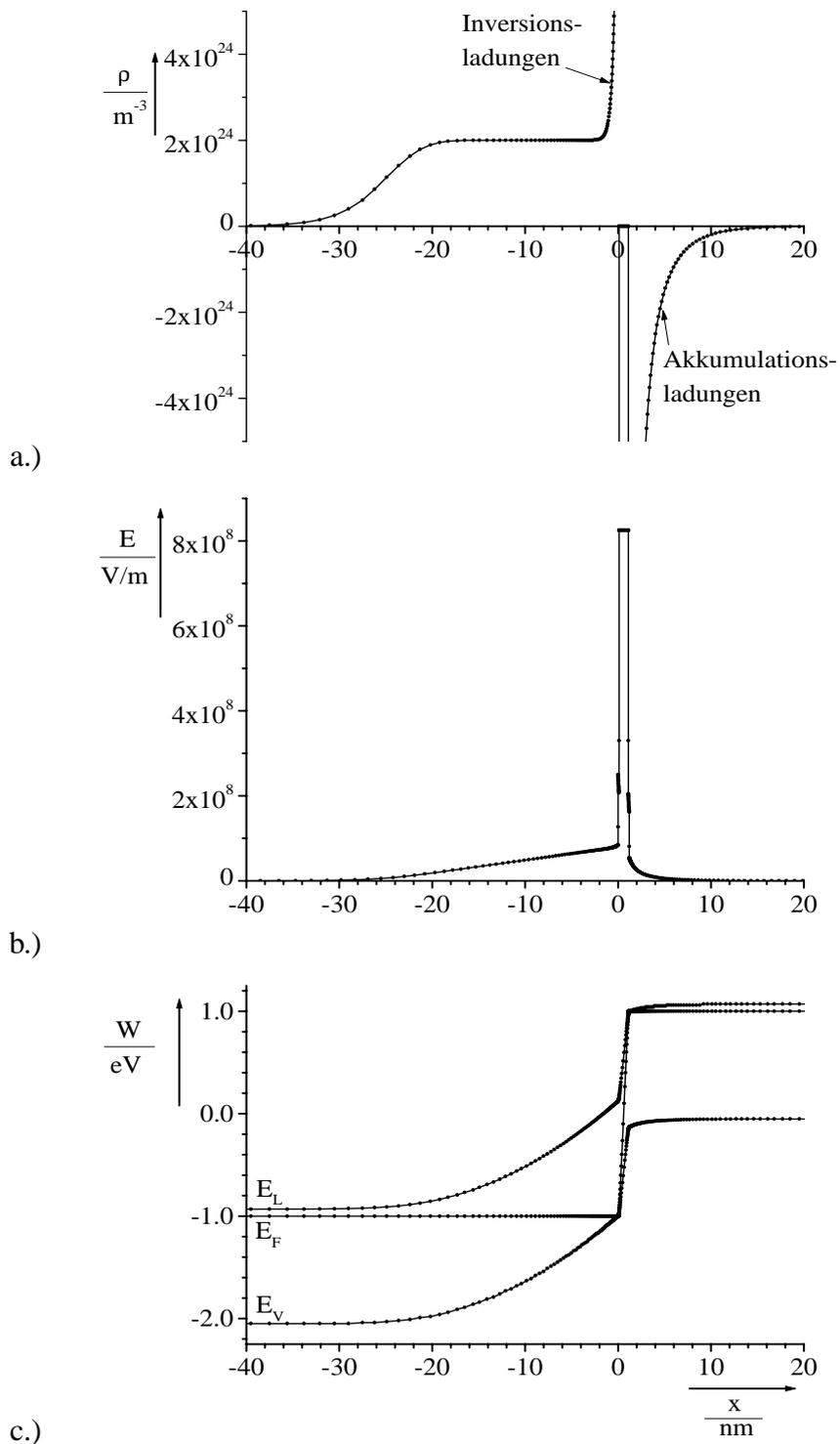


Abbildung 4.30: Numerische Lösung: a.) Ladungsdichte, b.) elektrisches Feld und c.) Bänderschema bei einer symmetrischen Dotierstoffdichte auf den Elektroden  $N_{D2} = N_{D1}$

des Potentials und damit das elektrische Feld und die elektrostatische Wechselwirkung zwischen den Elektroden nur geringfügig beeinflusst, während die Inversion den Gradient des Potentials zwischen den Elektroden wesentlich stärker beeinflusst.

### 4.3.5 Auswirkung von Halbleitereigenschaften auf den CU-Verlauf

Berücksichtigt man bei der Messung der Kapazitäts–Spannungs–Kennlinie die Ausbildung von Raumladungszonen, so setzt sich die gemessene Gesamtkapazität  $C_1$  zwischen den Halbleiterelektroden aus einer Serienschaltung der Kapazität  $C_I$  des Isolators und den zwei Kapazitäten der Raumladungszonen  $C_{RLZ}$  auf den beiden Elektroden zusammen:

$$C_1 = 1 / \left( \frac{1}{C_{RLZ2}} + \frac{1}{C_I} + \frac{1}{C_{RLZ1}} \right) \quad (4.49)$$

mit

$$C_{RLZ} = \epsilon_0 \epsilon_s \frac{A_{Kap}}{w} \quad (4.50)$$

und

$$C_I = \epsilon_0 \epsilon_i \frac{A_{Kap}}{\delta} \quad (4.51)$$

Die Breite  $w$  der Raumladungszonen ist nach Gleichung 4.34 eine Funktion der Dotierstoffkonzentrationen  $N_D$ , der Dichte der Oberflächenzustände  $Q$ , der elektrischen Spannung  $U_{EI}$  und des Plattenabstandes  $\delta$ . Der Abstand der Elektroden  $\delta$  ergibt sich aus dem Kräftegleichgewicht zwischen der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen den Elektroden und der mechanischen Rückstellkraft der Federn und ist somit ebenfalls abhängig von den Dotierstoffkonzentrationen  $N_D$ , der Dichte der Oberflächenladungen  $Q$  und der elektrischen Spannung  $U_{EI}$ .

In Abbildung 4.31 ist der Einfluß einer unsymmetrischen Oberflächenladungsdichte  $Q_2$  im Vergleich zur symmetrischen Verteilung dargestellt. Bei betragsmäßig größerer Oberflächenladungsdichte  $Q_2$  wird der CU-Verlauf steiler und der instabile Punkt bei kleineren Spannungen  $U_{krit}$  erreicht. Die Ablösespannung  $U_{Abl}$  verschiebt sich ebenfalls zu kleineren Werten. Diese Verschiebung der Ablösespannung wird nach Gleichung 4.19 als eine Vergrößerung der Adhäsionskraft interpretiert.

Die Annahme einer „statischen“<sup>6</sup> Unsymmetrie der Oberflächenladungsdichte  $Q$  führt nach Abbildung 4.31 sowohl zu einer Verschiebung der kritischen Spannung  $U_{krit}$ , als auch zu einer Verschiebung der Ablösespannung  $U_{Abl}$  in der CU-Charakteristik des mikro-mechanischen Bauelements. Die experimentelle Bestimmung von CU-Kennlinien realer

<sup>6</sup>Statisch bedeutet hier, daß die Dichte der Oberflächenladungen bei der gesamten CU-Messung konstant bleibt, also unabhängig von der Elektrodenauslenkung  $\delta$ , der angelegten Spannung  $U_{EI}$ , etc. ist

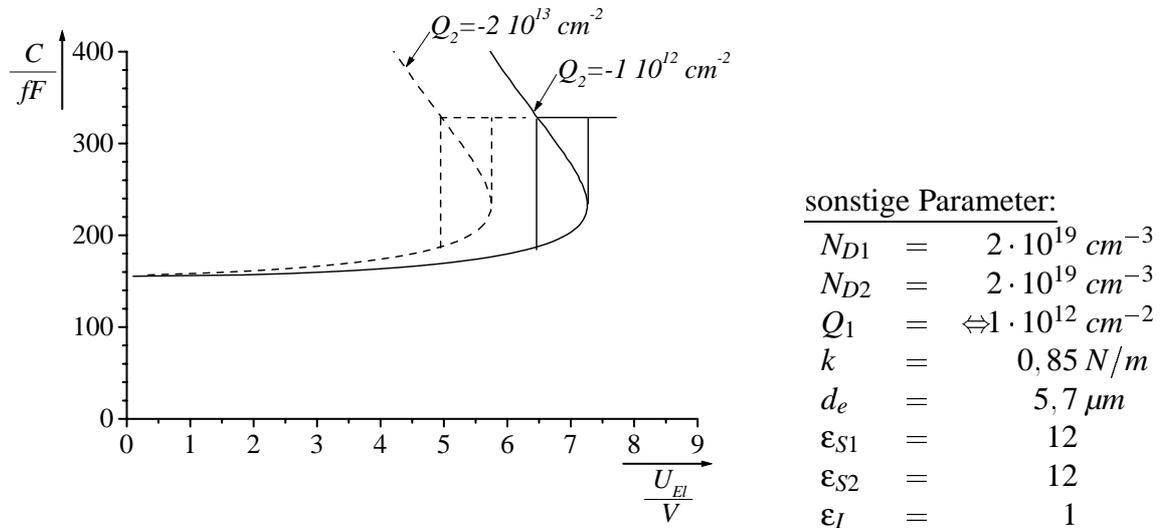


Abbildung 4.31: Einfluß einer ungleichen Oberflächenladungsdichte auf den gegenüberliegenden Halbleiteroberflächen

Interdigitalstrukturen hat jedoch gezeigt, daß die kritische Spannung  $U_{krit}$  die im Idealfall erwarteten Werte annimmt (Abbildung 4.5). Lediglich die experimentell bestimmten Werte der Ablösespannung  $U_{Abl}$  streuen sehr breit und sind geringer als bei Annahme des Idealfalls, also bei Metallelektroden bzw. bei symmetrischen Oberflächenladungsdichten (s.a. Abbildungen 4.4 und 4.5). Daraus läßt sich folgern, daß die energetische Verteilung von Oberflächenniveaus und tiefen Störstellen bei diesen Halbleiterstrukturen relevant ist. Die Besetzung der Oberflächenzustände, d.h. die Dichte von ionisierten Oberflächenzuständen, ist – wie in Abschnitt 4.3.1 angesprochen – von der Bandverbiegung  $\Psi_S$  in der Raumladungszone abhängig und variiert mit der angelegten Spannung  $U_{El}$  und der resultierenden Auslenkung  $\delta$ .

Nach diesen Ausführungen wird offensichtlich, daß für die theoretische Beschreibung einer CU-Charakteristik realer mikromechanischer Bauelemente die Annahme konstanter Oberflächenladungsdichten nicht ausreichend ist. Vielmehr muß der Zusammenhang zwischen der Dichte  $Q$  ionisierter Oberflächenzustände und der Bandverbiegung  $\Psi_S$ , respektive der angelegten Spannung  $U_{El}$  und der Auslenkung  $\delta$  der Halbleiterelektroden, in den Berechnungen berücksichtigt werden.

### 4.3.6 Elektronische Eigenschaften von Elektret-Oberflächen

In den bisherigen Ausführungen wurden die elektronischen Eigenschaften der Halbleiteroberfläche betrachtet. In mikromechanischen Strukturen sind die strukturierten Oberflächen aber auch mit einer dünnen Oxid- oder Polymerschicht belegt. Die Eigenschaften derartiger Schichten ähneln denen von Elektreten. Elektrete sind Dielektrika, auf denen elektrische Ladungen quasi-permanent gespeichert sind [67]. Die Ladungen können beispielsweise beim Herstellungsprozeß oder durch Ionisationsprozesse im Betrieb der mi-



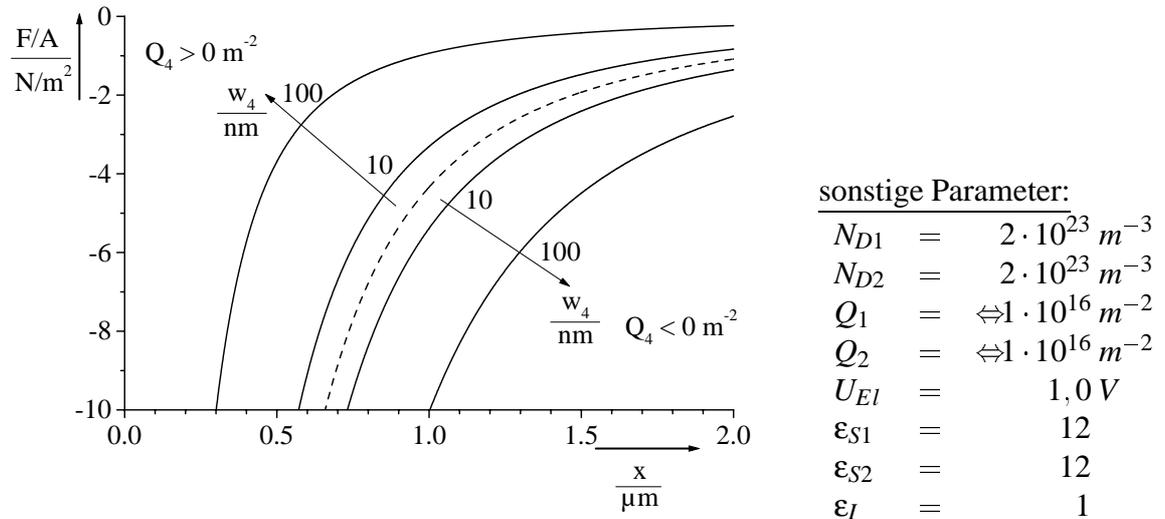


Abbildung 4.33: Die auf die Fläche  $A$  bezogene Kraft  $F$  in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand  $\delta$  und der Oxiddicke  $w_4$  bei einer Ladungsdichte  $Q_4$  auf der rechten Oxidoberfläche

Abbildung 4.33 zeigt die auf die Fläche  $A$  bezogene elektrostatische Anziehungskraft  $F$  in Abhängigkeit von dem Elektrodenabstand  $\delta$ . Die gestrichelte Linie deutet den Verlauf für den Fall  $Q_4 = 0 m^{-2}$  an, d.h. es existieren keine Oxidladungen und die Ladungsträger sind auf den Elektroden symmetrisch verteilt. Die Auslenkung  $\delta$  resultiert aus der angelegten elektrischen Spannung. Abbildung 4.34 a) illustriert die Ausbildung des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden. Dabei kommt es zur elektrostatischen Wechselwirkung zwischen den Oberflächenladungen und den Raumladungen der Elektrode und auch der Gegenelektrode.

Werden eine Oxiddicke  $w_4$  und eine negative Oxidladungen ( $Q_4 < 0 m^{-2}$ ) angenommen, so entsteht eine größere elektrostatische Anziehungskraft zwischen den Elektroden (Abbildung 4.33). Eine Vorstellung über den zugrundeliegenden Mechanismus ist in Abbil-

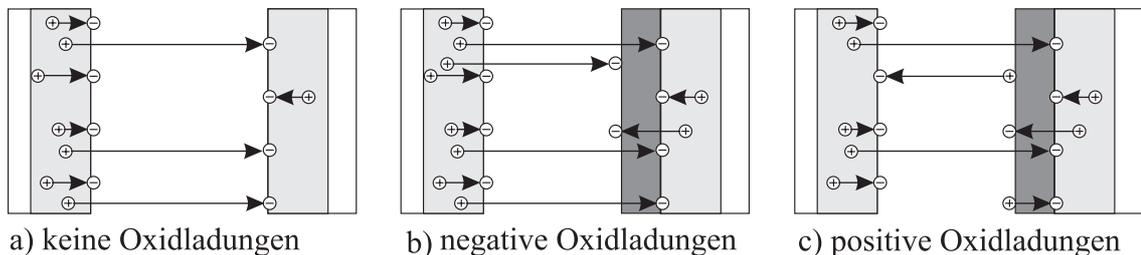


Abbildung 4.34: Ausbildung des elektrischen Feldes zwischen den Halbleiterelektroden: a) symmetrische Verteilung der Oberflächenladungen, kein Oxid; b) Berücksichtigung einer Oxidschicht  $w_4$  und negativer Oxidladungen und c) Berücksichtigung positiver Oxidladungen

dung 4.34 b) skizziert. Die negativen Oxidladungen führen zu zusätzlichen Feldlinien zwischen den Elektroden durch die Wechselwirkung von Oxidladungen mit Raumladungen der Gegenelektrode.

Positive Ladungen ( $Q_4 > 0 \text{ m}^{-2}$ ) auf der Oxidoberfläche reduzieren die Wechselwirkung der Elektroden (Abbildung 4.33). In Abbildung 4.34 c) ist diese Modellvorstellung schematisch dargestellt. Die positiven Oxidladungen stehen zum einen in Wechselwirkung mit Oberflächenladungen der eigenen Elektrode und reduzieren so den Austritt von Feldlinien. Andererseits bilden sich Feldlinien zwischen der positiven Oxidladung und der negativen Oberflächenladung der Gegenelektrode aus. Diese Feldlinien sind den übrigen entgegengerichtet und schwächen so das elektrische Feld zwischen den Elektroden.

Sowohl die Verstärkung des elektrischen Feldes durch negative Ladungen auf der Oxidoberfläche, als auch die Verringerung des elektrischen Feldes durch positive Ladungen werden mit zunehmender Oxiddicke verstärkt. D.h. daß die Oxidladungen mit größerer Oxiddicke  $w_4$  zunehmend mit den Ladungen der Gegenelektrode in elektrostatischer Wechselwirkung stehen.

Abbildung 4.35 zeigt den Einfluß einer positiven Oxidladung ( $Q_4 > 0 \text{ m}^{-2}$ , durchgezogene Linie) im Vergleich zu einer Elektrodenanordnung ohne Oxidladungen ( $Q_4 = 0 \text{ m}^{-2}$ , gestrichelte Linie) für die räumliche Verteilung der Ladungen  $\rho$ , den Verlauf des elektrischen Feldes  $E$  und das Bänderschema. Das kleinere elektrische Feld zwischen den Elektroden resultiert in einem kleineren Gradienten des Potentialverlaufs und auch in einer kleineren elektrostatischen Anziehungskraft  $F$ .

Diese Oxidladungen können bei mikromechanischen Bauelementen einen bedeutenden Einfluß auf die Wechselwirkung zwischen den Elektroden ausüben.

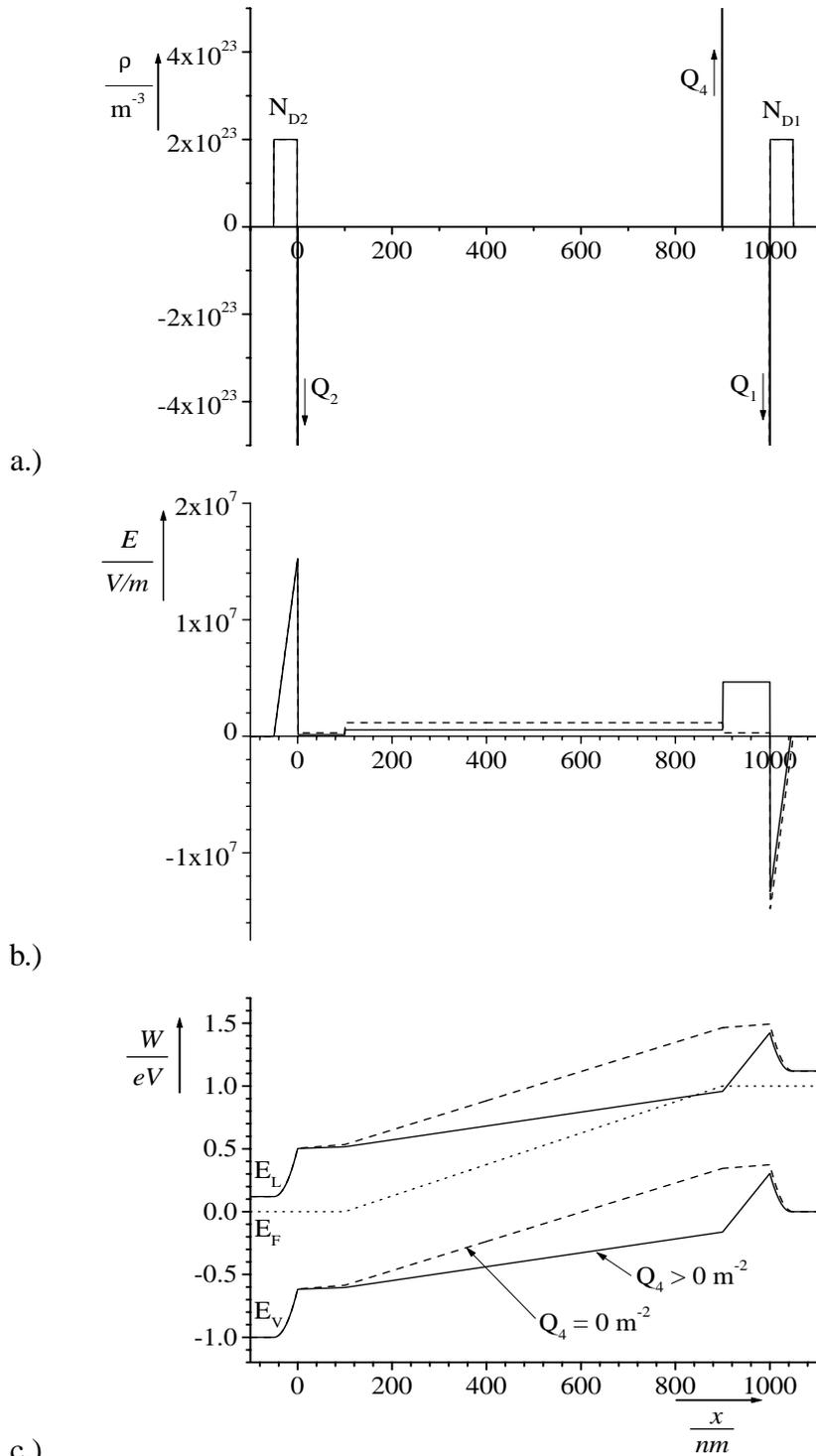


Abbildung 4.35: Einfluß einer positiven Ladung  $Q_4$  auf der rechten Oxidoberfläche: a.) Verteilung der Ladungen, b.) Verlauf des elektrischen Feldes  $E$  und c.) Bänderschema. Die gestrichelte Linie zeigt die Verläufe für  $Q_4 = 0 \text{ m}^{-2}$ .

### 4.3.7 Messung unsymmetrischer, elektronischer Eigenschaften auf Halbleiteroberflächen

Neben den in Kapitel 3 und 4 untersuchten Teststrukturen wurde für die Untersuchung der elektrostatischen Fernwechselwirkung zwischen den Halbleiteroberflächen ein mikromechanischer Interdigitalkondensator hergestellt. Diese Struktur wurde so ausgelegt, daß der Anschlag und die Mittelmasse einzeln elektrisch kontaktiert werden konnten. Damit ist es möglich neben den Kondensatorelektroden auch zwischen der Anschlagfläche und der Kontaktfläche an der Mittelmasse eine elektrische Spannung  $U_{An}$  anzulegen.

Abbildung 4.36 zeigt in einer Prinzipskizze die zu berücksichtigenden geometrischen und elektrischen Größen. Durch das Auslenken der Mittelmasse können die Seitenflächen am Anschlag und der Mittelmasse in Berührung gebracht werden. Das gezielte Anlegen einer elektrischen Spannung  $U_{An}$  zwischen der Mittelmasse und dem Anschlag ermöglicht die Bestimmung der Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  (Abschnitt 4.1) in Abhängigkeit von der zusätzlich angelegten Spannung  $U_{An}$ . Bei hinreichend kleinen Spannungen ( $U_{An} < 3V$ ) verhindert die natürliche Oxidschicht einen elektrischen Durchbruch an der Kontaktstelle.

Die Bestimmung der Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  bei einer Maximalauslenkung der Mittelmasse erfolgt beispielsweise durch elektrostatische Auslenkung der Mittelmasse analog zu Abschnitt 4.1 jedoch unter Berücksichtigung der am Anschlag zusätzlich wirkenden elektrostatischen Kraft  $F_{Elek,An}$

$$F_{Elek,An} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r A_{An} \frac{(U_{An} \Leftrightarrow \Delta U)^2}{(d_{a,1} \Leftrightarrow \delta)^2} \quad (4.52)$$

mit der kapazitiven Fläche  $A_{An}$  am Anschlag und der Potentialdifferenz  $\Delta U$  zwischen den Anschlagoberflächen. Diese Potentialdifferenz ist der Anschlagsspannung  $U_{An}$  überlagert und soll als materialabhängiger Parameter verstanden werden. Aus dem Kräftegleichge-

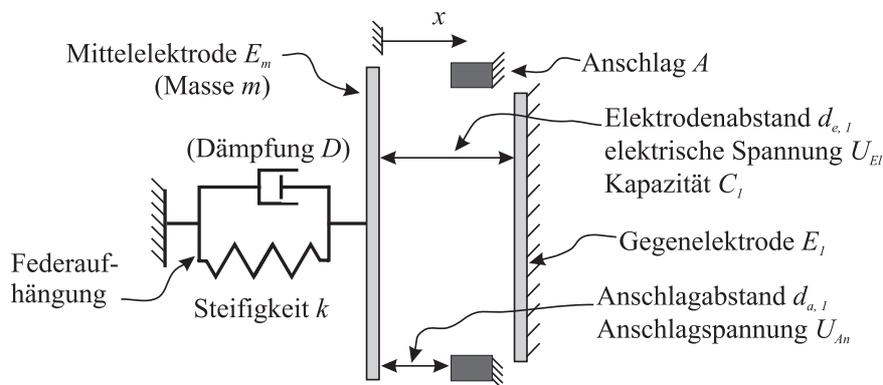
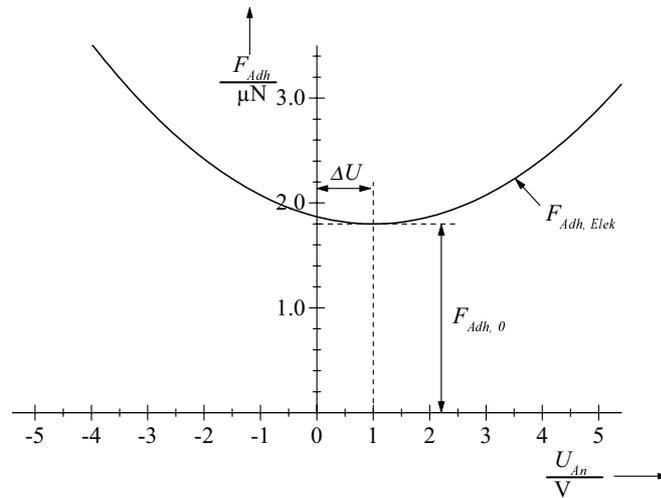


Abbildung 4.36: Prinzipskizze der mikromechanischen Teststruktur aus Abbildung 2.3.


 Abbildung 4.37: Ablösekraft  $F_{Adh}$  über der Spannung  $U_{An}$ 

wicht bei maximaler Auslenkung folgt

$$F_{Adh} = F_{Adh,0} + F_{Adh,Elek} \quad (4.53)$$

$$F_{Adh} = kd_{a,1} \Leftrightarrow \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r A \frac{U_{Abl,ex}^2}{(d_{e,1} \Leftrightarrow d_{a,1})^2} + \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r A_{An} \frac{(U_{An} \Leftrightarrow \Delta U)^2}{(\Delta d_{a,1})^2} \quad (4.54)$$

Der Zusammenhang zwischen der Anschlagspannung  $U_{An}$  und der Ablösekraft  $F_{Adh}$  ist in Abbildung 4.37 grafisch dargestellt. Die Parameter sind in dieser Darstellung willkürlich gewählt. Die Öffnung ( $\epsilon A_{An} / \Delta d_{a,1}^2 / 2$ ) der resultierenden Parabel ist abhängig von der Fläche  $A_{An}$  und dem Abstand der Elektrodenflächen  $\Delta d_{a,1}$ , die durch die Topografie der Anschlagfläche bestimmt wird. Das Minimum der Parabel liegt bei  $U_{An} = \Delta U$ . Eine Verschiebung der Parabel entlang der Abszisse bedeutet physikalisch, daß ein elektrisches Feld am Anschlag wirkt. Dieses elektrische Feld ist die Ursache dafür, daß die Adhäsionskraft nicht bei  $U_{An} = 0V$  sondern bei  $U_{An} = \Delta U$  ein Minimum besitzt. An dieser Stelle wird dann gerade die Wirkung des „materialabhängigen“ elektrischen Feldes, durch die Überlagerung des aus der Anschlagspannung  $U_{An}$  resultierenden elektrischen Feldes kompensiert.

In Abbildung 4.38 ist eine gemessene und berechnete CU-Kennlinie für die beschriebene mikromechanische Teststruktur gegenübergestellt. Auffällig ist die Neigung der gesamten gemessenen Kennlinie um ca.  $1,4 fF/V$ . Dies ist aber mit der Ausbildung einer Raumladungszone zwischen den vergrabenen Leiterbahnen und dem Substrat zu erklären.

Die mikromechanischen Elektroden werden über die vergrabenen Leiterbahnen elektrisch kontaktiert. Bei der CU-Messung wurden die Mittelelektrode, die Elektrode 2 und das Substrat (Abbildung 2.3) auf ein gleiches elektrisches Potential gelegt. Gegenüber diesem Potential wird an die Elektrode 1 die Spannung  $U_{E1}$  angelegt. Durch die Potentialdifferenz zwischen der Elektrode 1 und der Mittelelektrode wird diese ausgelenkt. Diese

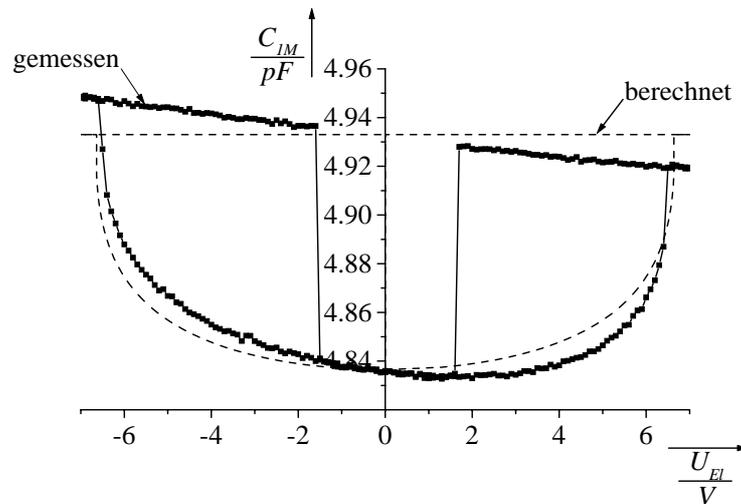


Abbildung 4.38: Gemessene Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie der mikromechanischen Teststruktur

Potentialdifferenz  $U_{EI}$  besteht aber auch zwischen der vergrabenen Leiterbahn der Elektrode 1 und dem Substrat. Abbildung 4.39 zeigt den Schichtaufbau und die Ausbildung von Raumladungszonen an den Grenzflächen.

Die hochdotierten Leiterbahnen bilden mit dem sie umgebenden Oxid und dem relativ niedrig dotierten Substrat eine MOS-ähnliche Struktur – ähnlich deshalb, weil die Metallelektrode in diesem Fall eine hochdotierte Halbleiterelektrode ist. In den Halbleitern – vor allem aber im Substrat – bilden sich Raumladungszonen aus. Deren Breite  $w$  ist von der angelegten Spannung  $U_{EI}$  abhängig (Abschnitt 4.3.2). Dies bedeutet, daß die gemessene Kapazität nicht allein durch eine Auslenkung der Mittelelektrode bestimmt wird, sondern auch durch die Änderung der Raumladungskapazitäten. Die Überlagerung beider Effekte führt zu einer Neigung der CU-Kennlinie. Für die Bestimmung des Adhäsionsverhaltens, das durch die Ablösespannung  $U_{Abl}$  bestimmt wird, ist dieser Effekt jedoch nicht relevant,

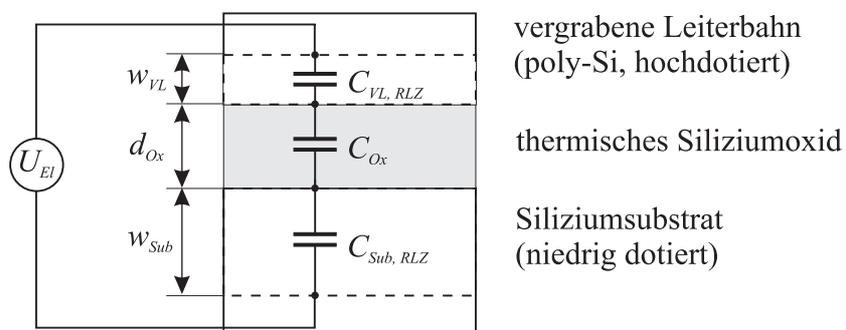


Abbildung 4.39: Bildung von parasitären Kapazitäten in der vergrabenen Leiterbahn und dem Substrat

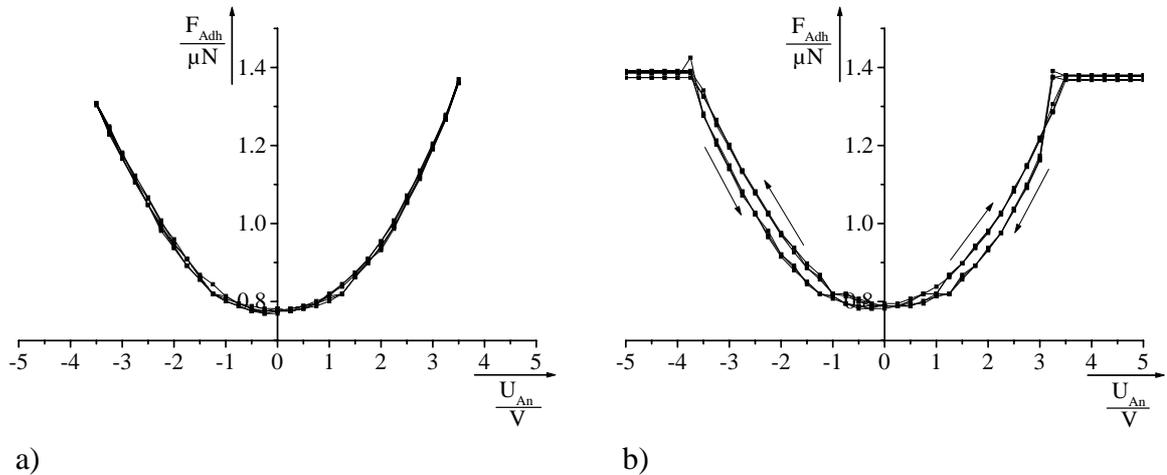


Abbildung 4.40: Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Potentialdifferenz am Anschlag

da die charakteristischen Werte Ablösespannung  $U_{Abl}$  und kritische Spannung  $U_{krit}$  nicht durch diesen parasitären Effekt in der Raumladungszone beeinflusst werden.

Die experimentell bestimmte Abhängigkeit der Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  von der elektrischen Anschlagspannung  $U_{An}$  ist in Abbildung 4.40 für zwei Messungen dargestellt. In dem rechten Diagramm ist die Anschlagspannung  $U_{An}$  in Schritten von  $\Delta U_{An} = 0,25\text{ V}$  in einem Bereich von  $\hat{U}_{An} = \pm 3,5\text{ V}$  variiert und die zugehörige Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  gemessen worden. Von  $U_{An} = 0\text{ V}$  ausgehend wurde die Spannung auf  $U_{An} = \pm 3,5\text{ V}$  reduziert, danach bis auf  $U_{An} = \mp 3,5\text{ V}$  erhöht und auf  $U_{An} = 0\text{ V}$  verringert. Dieser Zyklus wurde dreimal durchlaufen. Aus dem Diagramm ist die erwartete parabelförmige Abhängigkeit zwischen der Adhäsionskraft  $F_{Adh}$  und der Anschlagspannung  $U_{An}$  und deren Reproduzierbarkeit zu entnehmen.

Interessant ist der Verlauf für größere Amplituden von  $U_{An}$ , was im rechten Diagramm dargestellt ist. Die Parabel knickt bei einer Spannung  $|U_{An}| > 3,5\text{ V}$  ab, d.h. die von außen angelegte Anschlagspannung  $U_{An}$  fällt nur zu einem Teil über dem Spalt zwischen den Anschlagoberflächen ab. Für dieses Verhalten wurde in dieser Arbeit eine Gasentladung zwischen den Kondensatorflächen in Betracht gezogen. Dabei ist zu beachten, daß für sehr kleine Elektrodenabstände ( $\delta < 5\text{ mm}$ ) die Durchbruchfeldstärken sehr viel kleiner sind als durch das Paschen-Gesetz beschrieben [72].

Bei einem Vergleich der Graphen in Abbildung 4.40 a) fällt auf, daß mit dem Abknicken die Parabel auch um einen Betrag  $\Delta U$  verschoben ist. Die Richtung der Verschiebung ist abhängig von der Richtung der angelegten Spannung  $U_{An}$ . Diese wechselnde Verschiebung läßt sich nur mit einer Veränderung der Ladungsdichte auf den Halbleiteroberflächen im Bereich der Anschläge erklären.

Dieses Meßverfahren weist demnach unsymmetrische elektronische Eigenschaften auf einer Halbleiteroberfläche nach.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die grundlegenden, physikalischen Mechanismen der Adhäsion in interdigitalen Kondensatorstrukturen, die mittels der Technologie der Oberflächenmikromechanik gefertigt wurden, untersucht.

Zur Erforschung der Adhäsionsmechanismen wurden experimentelle Untersuchungen durchgeführt, die in zwei Schwerpunkte separiert werden können:

1. Die Bestimmung der Kontaktkräfte bei mechanischer Berührung zweier Siliziumoberflächen, durch rein mechanische Auslenkung der mikromechanischen Bauelemente und
2. die Untersuchung der elektrostatischen Fernwechselwirkung zwischen Halbleiteroberflächen, bei elektrostatischer Auslenkung der mikromechanischen Elektroden.

Die Bestimmung der Kontaktkräfte hat gezeigt, daß sich diese in einem Bereich bis zu ca.  $30\text{ nN}$  bewegen. Diese relativ geringen Kräfte lassen sich auf die prozeßbedingte, große Rauigkeit der sich berührenden Oberflächen und die daraus resultierende kleine reale Kontaktfläche zurückführen. Experimentell konnten diese Kräfte mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskopes und an den Strukturen selbst, durch mechanisches Auslenken der Mittelmasse, bestimmt werden. Beide Methoden lieferten im Rahmen der Meßgenauigkeit vergleichbare Ergebnisse, die sich auch in ausreichender Übereinstimmung mit theoretischen Abschätzungen befinden.

Die experimentelle Bestimmung der elektrostatischen Wechselwirkung erfolgte durch Aufnahme von Kapazitäts–Spannungs–Kennlinien an mikromechanischen Interdigitalstrukturen. Das Ergebnis dieser Messungen waren deutlich größere Adhäsionskräfte (bis ca.  $4\text{ }\mu\text{N}$ ), als durch die rein mechanische Auslenkung der mikromechanischen Bauelemente festgestellt wurde. Diese Diskrepanz zwischen den Ergebnissen der unterschiedlichen Meßverfahren wird auf eine remanente elektrostatische Wechselwirkung zwischen den Halbleiterelektroden bei ihrer Maximalauslenkung zurückgeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals ein analytisches Modell entwickelt, das die elektrostatische Anziehungskraft in Abhängigkeit der elektronischen Eigenschaften von Halbleiteroberflächen beschreibt. Die berücksichtigten Einflußparameter sind die Dotierstoffkonzentration des Elektrodenmaterials, die Ladungsdichte auf der Halbleiteroberfläche, der Elektrodenabstand, eine elektrische Spannung zwischen den Elektroden und die dielektrische Eigenschaft des Elektrodenmaterials und des Isolators. Durch Anwendung des Modells auf mikromechanische Siliziumelektroden, wurde gezeigt, daß eine Unsymmetrie der Dotierstoffkonzentration und der Oberflächenladungsdichte die Anziehungskraft zwischen den Elektroden beeinflusst. Die aus der Unsymmetrie der Ladungsträger resultierende Anziehungskraft zwischen Halbleiteroberflächen kann, auch wenn keine elektrische Spannung zwischen den Elektroden angelegt wird, bei entsprechender Wahl der elektronischen Einflußparameter zu einer elektrostatischen Wechselwirkung führen, die durch die mikromechanischen Rückstellelemente nicht überwunden werden kann, d.h. die Oberflächen können aneinanderhaften.

Die langreichweitigen, elektrostatischen Kräfte werden an großen Elektrodenflächen relevant, wenn sich die Siliziumoberflächen mit inhomogenen, elektronischen Materialeigenschaften nahekomen. Bei einer flächigen Berührung dominieren kurzreichweitige van der Waals-Kräfte die Adhäsion.

Aus der Anwendung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modells wurden Vorschläge erarbeitet, die den störenden Einfluß der elektronischen Oberflächeneigenschaften in mikromechanischen Bauelementen reduzieren.

Die Gültigkeitsgrenzen des analytischen Ansatzes auf der Basis der Poisson-Gleichung wurden durch den Vergleich mit den Lösungen eines numerischen Berechnungsverfahrens ermittelt. Das Ergebnis dieses Vergleichs ist, daß der Gültigkeitsbereich des analytischen Modells verlassen wird, wenn die im Berechnungsansatz vernachlässigten Effekte – abrupter Übergang der Raumladungszone, Inversion und Akkumulation von Majoritätsladungsträgern – die Ausbildung des elektrischen Feldes zwischen den Halbleiterelektroden beeinflussen. In mikromechanischen Bauelementen werden diese Grenzen normalerweise nicht überschritten, so daß das analytische Modell die elektrostatische Wechselwirkung zwischen mikromechanischen Elektroden sehr gut beschreibt und beispielsweise zur Einflußstärkenanalyse in einer Mikromechanikfertigung eingesetzt werden kann.

Durch die Anwendung des analytischen Modells auf mikromechanische Elektroden wird offensichtlich, daß die elektronischen Eigenschaften der Halbleiteroberflächen bei der Dimensionierung und in der Prozeßtechnologie zur Herstellung mikromechanischer Interdigitalstrukturen beachtet werden müssen. Damit wurde nachgewiesen, daß das Verhalten mikromechanischer Bauelemente nicht allein durch ihre mechanischen Eigenschaften – Federsteifigkeit und Masse – beschreibbar ist, sondern daß auch die mikroelektronischen Eigenschaften – Bildung von Raumladungszonen an Halbleiteroberflächen – berücksichtigt werden müssen.

# Literaturverzeichnis

- [1] Nexus-Studie: *Market analysis for microsystems 1996-2002*, (1998)  
<http://www.nexus-emsto.com/market-analysis/index.html>
- [2] Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (Hrsg.); *Mikrosystemtechnik 1994-1999: Programm im Rahmen des Zukunftskonzeptes Informationstechnik*; (1996)
- [3] D. Schubert; *Beschleunigungssensoren in Silizium-Techniken*; *Technisches Messen* **62** 11 (1995), S. 424-431
- [4] A. Plößl und G. Kräuter; *Wafer Direct Bonding: Tailoring Adhesion Between Brittle Materials*; akzeptiert zur Veröffentlichung in *Mat. Sci. Eng. R: Reports*
- [5] K. Komvopoulos; *Surface engineering and microtribology for microelectromechanical systems*; *Wear* **200** (1996), S. 305-327
- [6] R. Legtenberg, H. A. C. Tilmans, J. Elders und M. Elwenspoek; *Stiction of surface micromachined structures after rinsing and drying: model and investigation of adhesion mechanisms*; *Sensors and Actuators A* **43** (1994), S. 230-238
- [7] R. Maboudian und R. T. Howe; *Critical Review: Adhesion in surface micromechanical structures*; *J. Vac. Sci. Technol. B* **15** 1 (1997), S. 1-20
- [8] P. R. Scheeper, J. A. Voorthuyzen, W. Olthuis und P. Bergveld; *Investigation of attractive forces between PECVD silicon nitride microstructures and an oxidized silicon substrate*; *Sensors and Actuators A* **30** (1992), S. 231-239
- [9] N. Tas, T. Sonnenberg, H. Jansen, R. Legtenberg und M. Elwenspoek; *Stiction in surface micromachining*; *J. Micromech. Microeng.* **6** (1996), S. 385-397
- [10] J. N. Israelachvili; *Intermolecular and Surface Forces*; Academic Press Limited (1992)
- [11] R. Stengl, T. Tan und U. Gösele; *A model for the silicon wafer bonding process*; *Japan. J. Appl. Phys.* **28** (1989), S. 1735-1741

- [12] C. H. Mastrangelo und C. H. Hsu; *A simple experimental technique for the measurement of the work of adhesion of microstructures*; Proc. IEEE Solid-State Sensor and Actuator Workshop (1992), S. 208-212
- [13] C. H. Mastrangelo und C. H. Hsu; *Mechanical Stability and Adhesion of Microstructures Under Capillary Forces - Part I: Basic Theory*; J. Microelectromechanical Systems **2** 1 (1993), S. 33-43
- [14] C. H. Mastrangelo und C. H. Hsu; *Mechanical Stability and Adhesion of Microstructures Under Capillary Forces - Part II: Experiments*; J. Microelectromechanical Systems **2** 1 (1993), S. 44-55
- [15] R. L. Alley, G. J. Cuan, R. T. Howe und K. Komvopoulos; *The effect of release-etch processing on surface microstructure stiction*; Proc. IEEE Solid-State Sensor and Actuator Workshop (1992), S. 202-207
- [16] J. Y. Kim und C.-J. Kim; *Comparative study of various release methods for polysilicon surface micromachining*; Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems (1997), S. 442-447
- [17] M. Otsu, H. Shirahata, K. Minami und M. Esashi; *Drying of Self-Supported Thin Film Structures After Rinse in Small Surface Tension Liquid*; Tech. Dig. 13th Sensor Symposium (1995), S. 33-36
- [18] H. Guckel, J. J. Sniegowski und T. R. Christenson; *Advances in Processing Techniques for Silicon Micromechanical Devices with Smooth Surfaces*; Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems Workshop (1989), S. 71-75
- [19] G. T. Mullhern, D. S. Soane und R. T. Howe; *Supercritical Carbon Dioxide Drying of Microstructures*; Proc. Int. Conf. Solid-State Sensors and Actuators (1993), S. 296-299
- [20] T. Scheiter; *Integration mikromechanischer Sensoren in einer CMOS/BiCMOS-Prozessumgebung*; Dissertation, Universität München (1996)
- [21] M. Offenber, F. Lärmer, B. Elsner, H. Münzel und W. Riethmüller; *Novel process for a monolithic integrated accelerometer*; Proc. Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators (1995), S. 589-592
- [22] M. A. Benitez, J. A. Plaza, S. Q. Sheng und J. Esteve; *A new process for releasing micromechanical structures in surface micromachining*; J. Micromech. Microeng. **6** (1996), S. 36-38
- [23] G. K. Fedder und R. T. Howe; *Thermal Assembly of Polysilicon Microstructures*; Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems (1991), S. 63-68

- [24] M. Orpana und A. Korhonen; *Control of residual stress of polysilicon thin films by heavy doping in surface micromachining*; Proc. Int. Conference on Solid-State Sensors and Actuators (1991), S. 957-960
- [25] A. Kovacs und A. Stoffel; *Process optimization of free-standing polysilicon microstructures*; J. Micromech. Microeng. **2** (1992), S. 190-192
- [26] D. Kobayashi, C.-J. Kim und H. Fujita; *Photoresist-Assisted Release of Movable Microstructures*; Jap. J. Appl. Phys. **2** 11A (1993), S. L1642-L1644
- [27] F. Kozlowski, N. Lindmair, Th. Scheiter, C. Hierold und W. Lang; *A novel method to avoid sticking of surface-micromachined structures*; Sensors and Actuators A **54** (1996), S. 659-662
- [28] C. H. Mastrangelo und G. S. Saloka; *A dry-release method based on polymer columns for microstructure fabrication*; Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems (1993), S. 77-80
- [29] R. Maboudian; *Surface processes in MEMS technology*; Surf. Sci. Rep. **30** (1998), S. 207-269
- [30] K. Deng, R. J. Collins, M. Mehregany und C. N. Sukenik; *Performance impact of monolayer coating of polysilicon micromotors*; Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems Workshop (1995), S. 368-373
- [31] J. Fricke und E. Obermeier; *An accelerometer made in a two-layer surface-micromachining technology*; Sensors and Actuators A **54** (1996), S. 651-655
- [32] M. R. Houston, R. Maboudian und R. T. Howe; *Self-assembled monolayer films as durable anti-stiction coatings for polysilicon microstructures*; Proc. Solid-State Sensor and Actuator Workshop (1996), S. 42-47
- [33] P. Silberzan, L. Leger, D. Ausserre und J. J. Benattar; *Silanation of Silica Surfaces. A New Method of Constructing Pure or Mixed Monolayers*; Langmuir (1991), S. 1647-1651
- [34] B. K. Smith, J. Sniegowski und G. LaVigne; *Thin teflon-like films for eliminating adhesion in released polysilicon microstructures*; Proc. Int. Conference on Solid-State Sensors and Actuators (1997), S. 245-248
- [35] Y. Yee, K. Chun, J. D. Lee und C.-J. Kim; *Polysilicon surface-modification technique to reduce sticking of microstructures*; Sensors and Actuators A **52** (1996), S. 145-150
- [36] M. Biebl; *Physikalische Grundlagen zur Integration von Mikromechanik, Sensorik und Elektronik*; Dissertation, Uni Regensburg (1995)

- [37] M. R. Houston, R. T. Howe, K. Komvopoulos und R. Maboudian; *Diamond-like carbon films for silicon passivation in microelectromechanical systems*; Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **383** (1995), S. 391-402
- [38] M. Offenberg, F. Lärmer, B. Elsner, H. Münzel, W. Riethmüller; *Novel process for a monolithic integrated accelerometer*; Proc. Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators and Eurosensors IX (1995), S. 589-592
- [39] F. Lärmer, A. Schilp, K. Funk und M. Offenberg; *Bosch deep silicon etching: Improving uniformity and etch rate for advanced MEMS applications*; Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems (1999), S. 211-216
- [40] M. Saint Jean, S. Hudlet, C. Guthmann und J. Berger; *Van der Waals and capacitive forces in atomic force microscopies*; J. Appl. Phys. **86** 9 (1999), S. 5245-5248
- [41] J. N. Israelachvili und D. Tabor; *The measurement of van der Waals dispersion forces in the range 1.5 to 130 nm*; Proc. R. Soc. Lond. A **331** (1972), S. 19-38
- [42] Q.-Y. Tong und U. Gösele; *Semiconductor Wafer Bonding: Science and Technology*; John Wiley and Sons (1999)
- [43] D. Maugis; *Adhesion of Spheres: The JKR-DMT Transition Using a Dugdale Model*; J. Colloid Interface Sci. **150** (1992), S. 243-269
- [44] D. Maugis; *On the contact and adhesion of rough surfaces*; J. Adhesion Sci. Technol. **10** (1996), S. 161-175
- [45] H. Hertz; *Über die Berührung fester elastischer Körper*; J. Reine Angew. Math. **92** (1882), S. 156-171
- [46] I. Szabo; *Höhere Technische Mechanik - Nach Vorlesungen*; Springer-Verlag (1985)
- [47] J.A. Greenwood and J.B. Williamson; *Contact of nominally flat surfaces*; Proc. R. Soc. Lond. A **295** (1966), S. 300-319
- [48] K.L. Johnson, K. Kendall and A.D. Roberts; *Surface energy and the contact of elastic solids*; Proc. R. Soc. Lond. A **324** (1971), S. 301-313
- [49] K.N.G. Fuller and D. Tabor; *The effect of surface roughness on the adhesion of elastic solids*; Proc. R. Soc. Lond. A **345** (1975), S. 327-342
- [50] S. Büttgenbach; *Mikromechanik*; Teubner-Verlag (1994)
- [51] Heuberger, A.; *Mikromechanik*; Springer-Verlag (1989)
- [52] D. Sarid; *Scanning Force Microscopy - with applications to electric, magnetic and atomic forces*; Oxford University Press (1991)

- [53] Y. Ando, J. Ino, K. Ozaki, Y. Ishikawa und T. Kitahara; *Friction and Pull-off Force on Silicon Surface Modified by FIB*; Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems (1996), S. 349-353
- [54] A. Torii, M. Sasaki, K. Hane und s. Okuma; *Adhesion of microstructures investigated by atomic force microscopy*; Sensors and Actuators A **40** (1994), S. 71-76
- [55] Robert Bosch GmbH, CB200-Produktdatenblatt, Nr.: 1 279 923 402, vom 20.04.1998
- [56] H. G. Wagemann; *Halbleiter* in Bergmann, Schäfer (Hrsg.), Festkörper - Lehrbuch der Experimentalphysik; Walter de Gruyter-Verlag (1992)
- [57] M. M. Mandurah, K. C. Saraswat und T. I. Kamins; *A Model for Conduction in Polycrystalline Silicon - Part I: Theory*; IEEE Trans. Electron Devices **ED-28** 10 (1981), S. 1163-1171
- [58] H. F. Matare; *Carrier transport at grain boundaries in semiconductors*; J. Appl. Phys. **56** 10 (1984), S. 2605-2631
- [59] C. R. M. Grovenor; *Grain boundaries in semiconductors*; J. Phys. C.: Solid State Phys. **18** (1985), S. 4079-4119
- [60] S. M. Sze; *Physics of Semiconductor Devices*; Wiley-Verlag (1981)
- [61] H. Beneking; *Halbleitertechnologie - Eine Einführung in die Prozeßtechnik von Silizium und III-IV-Verbindungen*; Teubner-Verlag (1991)
- [62] H. Lüth; *Surfaces and Interfaces of Solids* in G. Ertl, R. Gomer und D. L. Mills (Hrsg.), Springer Series in Surface Sciences; Springer-Verlag (1992)
- [63] H. Puchner; *Advanced Process Modeling for VLSI Technology*; Dissertation Technische Universität Wien (1996)  
<http://www.iue.tuwien.ac.at:8000/diss/puchner/diss/diss.html>
- [64] H. Vogel; *Gerthsen Physik*; Springer-Verlag (1999)
- [65] R. F. Feynman, R. B. Leighton und M. Sands; *The Feynman Lectures on Physics*, Bd. 2; Addison-Wesley Verlag (1977)
- [66] J. A. Willemen; *Modelling of Amorphous Silicon Single- and Multi-Junction Solar Cells*; Dissertation, Technische Universität Delft (1998)
- [67] G. M. Sessler (Hrsg.); *Topics in Applied Physics - Electrets*, Bd. 33; Springer-Verlag (1987)

- [68] J. Wibbeler, G. Pfeiffer und M. Hietschold; *Parasitic charging of dielectric surfaces in capacitive microelectromechanical systems (MEMS)*; Sensors and Actuators A **71** (1998), S. 74-80
- [69] N. E. Lycoudes und C. C. Childers; *Semiconductor instability failure mechanisms review*; IEEE Trans. Reliability **29** 3 (1980), S. 237-248
- [70] M. M. Attalla, A. R. Bray und R. Linder; *Stability of thermally oxidized silicon junctions in wet atmospheres*; Proc. Inst. El. Eng. **106** B (1960), S. 1130-1137
- [71] K. Domansky, Y. Leng, C. C. Williams, J. Janata und D. Petelenz; *Mapping of mobile charges on insulator surfaces with the electrostatic force microscope*; Appl. Phys. Lett. **63** (1993), S. 1513-1515
- [72] L.H. Germer; *Electrical Breakdown between close electrodes in air*; J. Appl. Phys. **30** 1 (1959), S. 46-51

# Danksagung

Diese Arbeit ist im Rahmen einer Kooperation zwischen dem Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik in Halle a. d. Saale und der Robert Bosch GmbH in Reutlingen entstanden. Allen Verantwortlichen möchte ich dafür danken, daß ich diesen interessanten und bedeutenden Aspekt der Mikromechanik bearbeiten durfte.

An erster Stelle gilt mein Dank meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. U. Gösele für die finanzielle Unterstützung und die großzügig eingeräumten Freiräume, ohne die eine Industriekooperation in diesem Maße nicht möglich gewesen wäre.

Den Herren Dr. J. Marek, Dr. H. Münzel und Dr. B. Maihöfer danke ich für die Möglichkeit in einer stark wachsenden Industriebranche diese Arbeit anfertigen zu können und für die zahlreichen Erfahrungen, die ich in dieser Zeit sammeln konnte.

Die umfassenden fachlichen Erfahrungen auf dem Gebiet der Halbleiterphysik der Herren Dr. F. Fischer und Dr. J. Willemen waren mir eine wichtige Hilfe bei der Entwicklung und Verifikation des Modells zur Beschreibung des Einflusses von elektronischen Eigenschaften auf die Adhäsion in mikromechanischen Bauelementen. Herrn Dr. F. Fischer danke ich vor allem für seine Begeisterungsfähigkeit und die vielen Diskussionen, die zu dem analytischen Modell geführt haben, die Unterstützung bei der Durchführung verschiedener Versuchsreihen und das mehrfache Lesen der Arbeit. Herrn Dr. J. Willemen danke ich für die Möglichkeit das von ihm entwickelte Simulationswerkzeug in meiner Arbeit einsetzen zu können, die zahlreichen Diskussionen beim Vergleich der beiden Lösungsansätze und die Unterstützung bei den meßtechnischen Aufbauten.

Mein ausdrücklicher Dank gilt auch den Verantwortlichen des „Laboratory of Electronic Components, Technology & Materials“ der „Delft University of Technology“ für die Erlaubnis das Programm ASA („Amorphous Silicon Analysis“) für die Zwecke meiner Arbeit nutzen zu dürfen.

Für den zuverlässigen und schnellstmöglichen Aufbau von Testmustern möchte ich mich besonders bei Frau S. Fleiner bedanken. Mein besonderer Dank gilt auch den Studenten R. Pietsch, F. A. Azidin, T. Ollivier und T. Schrick, die mich tatkräftig bei den zahlreichen Aufgaben, die während dieser Arbeit zu bewältigen waren, unterstützt haben. Vielen Dank auch den Herren A. Düll und Dr. M. Illing für die gute Zusammenarbeit beim Sensorlayout. Herrn Dr. M. Illing danke ich auch für die unbürokratische Möglichkeit im Rahmen der unterschiedlichen Foundry-Runs eigene Chip-Konzepte verwirklichen zu können. Herrn Dr. M. Fürtsch danke ich für die Überlassung der TEM-Aufnahmen. Herrn Dr. E. Friess, Dr. M. Knauss, Dipl.-Ing. W. Beuse und Dipl.-Ing. D. Büche danke ich für die Durchführung und Diskussion meßtechnischer Analysen.

Frau Dr. S. Hild vom Institut für Experimentelle Physik der Universität Ulm danke ich für die Durchführung und die Diskussionen zu den AFM-Versuchen.

Besonders herzlicher Dank richtet sich an meine Eltern, die mir mein Studium und diese Promotion ermöglicht haben.



## Summary

In this thesis, the fundamental physical mechanisms of adhesion in micromechanical interdigital capacitors were investigated. The structures tested were fabricated using surface-micromachining technology.

The research into the mechanisms of adhesion can be split into two categories:

- Determination of contact forces between two touching silicon surfaces, by means of a pure mechanical actuation of the micromechanical components.
- Investigation of the electrostatic long-range interaction across semiconducting electrodes, by means of electrostatic actuation of the micromechanical electrodes.

The determination of contact forces revealed, that their magnitude is ranging up to  $30\text{ nN}$ . These comparably small forces can be attributed to the high roughness of the touching surfaces and the resulting small real contact-area. Contact forces were measured by means of an atomic force microscope and by experiments with the micromechanical structures actuated by forces due to an applied acceleration. Within the given accuracy, both methods showed similar results in accordance with theoretical assessments.

The electrostatic interaction was determined by measuring capacitance-voltage-characteristics of the micromechanical interdigital structures. Evaluation of these CV-curves revealed adhesion forces up to approximately  $4\mu\text{N}$ , being much greater than the contact forces measured by a mechanical actuation of the micromechanical components. This discrepancy between the results obtained by the two different methods was attributed to a remaining electrostatic interaction across the semiconducting electrodes, when these are at their maximum displacement.

For the first time, a model and an analytical formulation were developed being capable of describing the electrostatic attractive forces due to the electronic properties of semiconducting surfaces. The doping level of the electrodes, surface charges on semiconductors, the distance between electrodes, a voltage applied across the electrodes and the dielectric properties of the setup were taken into account for the analytical calculation of the interaction forces. Application of this model to micromechanical silicon electrodes revealed, that an asymmetric distribution of the dopant concentration and of the surface charges influences the electrostatic forces across the electrodes. Under appropriate circumstances these attractive forces resulting from the inhomogeneity of the electrode material may lead to a permanent adhesion of the semiconducting surfaces even when there is no external

voltage applied.

Interpretation of the model yielded suggestions for reducing the negative impact of the electronic surface properties in micromechanical parts.

The limitations of the analytical description were verified by comparing with the solutions of a numerical simulation. This comparison showed, that the neglected effects, i.e. abrupt depletion layer approximation, inversion and accumulation of majority charge carriers in the space charge region limit the accuracy of the analytical description. For micromechanical systems it is usually sufficient to neglect the effects stated before. This means that the analytical formulation describes the electrostatic interaction across micromechanical electrodes precisely. In a micromechanical mass-production the formulation can be used to analyse the impact of the influencing parameters.

By applying the model and analytical formulation to micromechanical electrodes it becomes obvious, that the electronic properties of semiconducting surfaces have to be taken into account when designing und manufacturing a micromechanical interdigital capacitor. It was proven that the behaviour of micromechanical elements is not determined by the mechanical properties – spring stiffness and mass – alone. In addition the microelectronic properties – space charge layers at semiconductor surfaces – have to be considered, too.