

# **Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung eines bistabilen mikromechanischen Schaltaktors in Siliziumtechnik**

## **DISSERTATION**

zur Erlangung des Grades

**des Doktors der Ingenieurwissenschaften  
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät II  
- Physik und Mechatronik -  
der Universität des Saarlandes**

von

**Dipl.-Ing. Christian Kirsch**

Saarbrücken

2014

# Eidesstattliche Versicherung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form in einem Verfahren zur Erlangung eines akademischen Grades vorgelegt.

Ort, Datum

---

Unterschrift

---

Tag des Kolloquiums: 18.09.2014

Dekan: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Christian Wagner

Mitglieder des Prüfungsausschusses: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Chihao Xu  
Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Helmut Seidel  
Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Ulrich Schmid

Akademischer Mitarbeiter: Dr. rer. nat. Philipp Bender

# Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung, Fertigung und der Charakterisierung eines mikromechanischen Schaltaktors in Siliziumtechnik, der aufgrund seiner bistabilen Eigenschaft zwei unterschiedliche Ruhepositionen besitzt. Durch Energiezufuhr über eine integrierte Heizerstruktur kann dabei zwischen den beiden Ruhelagen umgeschaltet werden. Hauptaugenmerk wurde dabei auf die Anwendung etablierter mikrosystemtechnischer Herstellungsverfahren gelegt, um die Batchprozessierbarkeit und damit eine kostengünstige Herstellung zu ermöglichen. Der Schaltaktor besteht aus einer aus dem Bulk-Material herausgeätzten Siliziummembran, die durch eine unter speziellen Bedingungen abgeschiedene Wolframschicht unter Druckspannung versetzt wird. Dabei bildet sich aufgrund des Bucklingeffektes eine von der Höhe der Druckspannung abhängige Verwölbung mit zwei stabilen Zuständen (vgl. Knackfrosch), die durch thermopneumatische Aktivierung ineinander überführt werden können. Darauf basierend wird ein elektrischer Schalter hergestellt, mit Hilfe dessen die Praxis-tauglichkeit des Funktionsprinzips bewiesen und getestet wird. Daraus gewonnene Erkenntnisse führen zu einer verbesserten Variante des Schaltaktors, der ebenfalls gefertigt und charakterisiert wird. Neben den Funktionsprinzipien beschreibt diese Arbeit die genauen Herstellungsprozesse, die verwendeten Charakterisierungsmethoden sowie die Herleitung eines mathematischen Modells zur Verifikation und Optimierung des Schaltelements.

## **Abstract**

This work reports on a bistable micro actuator which is fully compatible with MEMS processing methods and can be batch fabricated in a cost effective way. By supplying energy through an integrated heater structure a membrane can be switched between its two stable positions. The device setup includes a wet etched silicon membrane covered with a special sputter-deposited tungsten thin film layer, inducing a very high amount of compressive stress. This results in a deflection of the membrane and leads to a buckling behaviour with two stable positions, which can be transferred into each other by a thermopneumatic actuation principle. Based on this concept an electrical switch is designed and fabricated to prove and verify its practical suitability. Experiences gained from this prototype lead to an improved redesign which is also fabricated and characterized. The results are compared to an especially developed mathematical model together with FEM-simulations, yielding reliable predictions about the behaviour of the device depending on design parameters. All necessary fabrication and testing procedures are described in detail.

---

## Inhalt

1. Einleitung und Motivation .....	10
1.1. Downscaling.....	11
1.2. Mikromechanische Schaltaktoren .....	11
1.3. Anwendungsbereiche bistabiler Schaltaktoren .....	14
1.3.1. Energieverbrauch .....	14
1.3.2. Mikrofluidische Ventile .....	14
1.4. Zielsetzung .....	15
2. Grundlagen .....	16
2.1. Technologien der Mikrosystemtechnik .....	16
2.1.1. Abscheidung von dünnen Schichten .....	16
2.1.1.1 Sputtern .....	16
2.1.1.2 Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition.....	18
2.1.2. Fotolithografie .....	19
2.1.2.1 Spincoating .....	20
2.1.2.2 Belichten und Entwickeln .....	20
2.1.3. Nasschemische Ätzverfahren .....	22
2.1.3.1 Isotropes/anisotropes Ätzen .....	22
2.1.3.2 Siliziumätzen.....	23
2.1.4. Anodisches Bonden.....	26
2.2. Untersuchungsmethoden der Mikrosystemtechnik .....	27
2.2.1. Lichtmikroskopie .....	27
2.2.2. Oberflächenprofilometrie .....	28
2.2.3. Waferbow .....	28
2.3. Mechanische Spannungen in Dünnschichten.....	31
2.3.1. Schichtwachstum.....	31
2.3.2. Struktur dünner Schichten.....	32
2.3.3. Ursachen intrinsischer Schichtspannungen in Dünnschichten.....	34

---

2.3.3.1 Schichtspannung durch Sputtern .....	35
3. Theoretische Betrachtungen .....	37
3.1. Plattentheorie.....	38
3.1.1. Voraussetzungen .....	38
3.1.2. Kirchhoffsche Plattengleichung .....	38
3.2. Membrantheorie .....	42
3.2.1. Energiemethode.....	44
3.3. Bucklingeffekt .....	50
3.3.1. Eulerscher Knickstab.....	50
3.3.2. Druckverspannte Membranen .....	52
3.3.2.1 Bestimmung der kritischen Beullast .....	53
3.3.2.2 Bestimmung der Beulamplitude.....	55
4. Simulation .....	59
4.1. Mesh-Studie .....	60
4.2. Vergleich der Simulation mit der Theorie.....	61
4.2.1. Druckabhängigkeit der Auslenkung.....	61
4.2.2. Auslenkung durch Schichtstress.....	61
5. Experimentelle Ergebnisse .....	64
5.1. Vorgespannte Membranen .....	64
5.1.1. Herstellungsprozess.....	64
5.1.2. Membranauslenkung unter pneumatischer Last.....	65
5.1.2.1 Messaufbau.....	65
5.1.2.2 Messergebnisse und Vergleich.....	66
5.1.3. Wolframsputtern.....	67
5.1.3.1 Intrinsischer Stress unter Berücksichtigung der Abscheideparameter .....	67
5.1.3.2 Mikrostrukturelle Untersuchungen.....	70
5.1.4. Charakterisierung der Vorspannung.....	72
5.1.4.1 Statische Membranauslenkung.....	73

---

5.1.4.2 Spannkraft .....	74
5.1.4.3 Temperaturstabilität .....	75
5.1.4.4 Bucklingverhalten .....	77
5.2. Thermopneumatisch aktivierbarer elektrischer Schalter .....	80
5.2.1. Aufbau und Funktionsprinzip.....	80
5.2.2. Theoretische Bestimmung der Schalttemperatur .....	81
5.2.2.1 Allgemeine Gasgleichung .....	81
5.2.2.2 Berechnung des Kavität-Volumens mit Membranauslenkung.....	82
5.2.2.3 Schalterzustände.....	84
5.2.3. Herstellung des Schaltelements.....	85
5.2.4. Charakterisierung des Schaltelements.....	86
5.2.5. Zusammenfassung und Diskussion .....	90
5.3. Verbesserung des Bucklingaktors .....	92
5.3.1. Aufbau und Funktionsweise.....	92
5.3.2. Herstellung .....	94
5.3.2.1 Integrierter Mikroheizer .....	94
5.3.2.2 Membranelement mit fluidischem Ausgleichskanal .....	95
5.3.3. Charakterisierung .....	97
5.3.3.1 Heizelement.....	97
5.3.3.2 Membranelemente ohne Wolframbeschichtung.....	99
5.3.3.3 Membranelemente mit Wolframbeschichtung.....	108
6. Zusammenfassung und Ausblick .....	115
6.1. Zusammenfassung .....	115
6.2. Ausblick .....	117
7. Verzeichnisse .....	119
7.1. Literaturverzeichnis.....	119
7.2. Abbildungsverzeichnis .....	123
A. Anhang .....	129



---

A.1. Stoffeigenschaften .....	129
A.2. Skript zur numerischen Berechnung .....	131
A.3. Danksagung .....	133

# 1. Einleitung und Motivation

Die Mikroelektronik als Grundlage der Mikrosystemtechnik begann ihren Siegeszug mit der Erfindung der ersten integrierten Schaltung (IC) 1958. Seit dieser Zeit reduziert sich die Größe der diskreten Bauteile immer weiter, was zu höheren Integrationsdichten und somit steigender Leistungsfähigkeit und sinkenden Bauteilkosten führt. Während 1971 beispielsweise ein Mikroprozessor (MPU) aus 100 Transistoren mit einer Strukturweite von  $10\ \mu\text{m}$  bestand [1], sind in heutigen Intel® Desktop Prozessoren ca. 1,4 Milliarden Transistoren bei minimalen Strukturweiten von  $22\ \text{nm}$  untergebracht [2]. Der Erfolg des Konzepts der ständig fortschreitenden Miniaturisierung und Erhöhung der Komplexität wurde recht schnell deutlich und übertrug sich auch auf andere nicht-elektronische Bereiche. 1962 wurde beispielsweise der erste aus Silizium gefertigte mechanische Verformungskörper mit Piezowiderständen hergestellt, der später als Basis für Druck- und Beschleunigungssensoren diente [3]. Dieses neue Feld der Mikrosensorik führte zu weiteren Untersuchungen speziell im Bereich der Materialforschung von Silizium (Elastizität, piezoresistiver Effekt, nasschemische Ätzverfahren), bei der man das große Potential des Materials entdeckte. Nachdem auf dieser Basis auch erste Aktorprinzipien entwickelt wurden, kam der Begriff des Mikrosystems auf (engl. MEMS – **m**icro-**e**lectro-**m**echanical-system), das aus mehreren Einzelementen unterschiedlicher Funktionalität besteht.

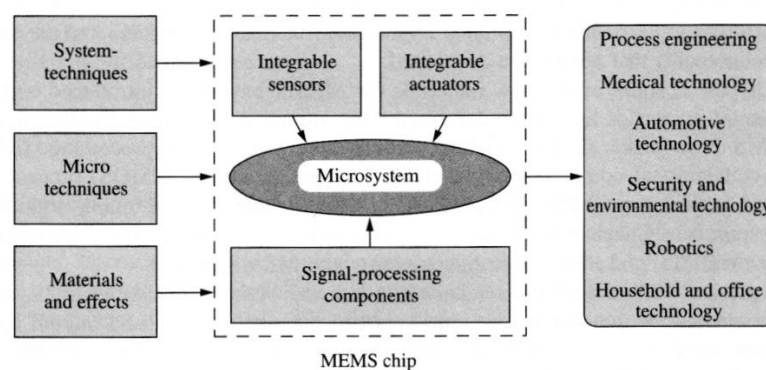


Abbildung 1: Überblick über die Mikrosystemtechnik und die Elemente eines MEMS-Chips [4].

Der Markt für Mikrosysteme wächst heute noch stetig. Angefangen von klassischen Chips, wie Druck- oder Beschleunigungssensoren im Automobilbereich, bis hin zu hochintegrierten Analyseverfahren in der Biomedizin (sog. Lab-On-a-Chip), werden immer weitere und komplexere Mikrosysteme entwickelt und eingesetzt. Nicht zuletzt spielt hierfür auch die erzielbare Kostenreduktion eine große Rolle. Während anfänglich Siliziumwafer mit  $2''$  (ca.  $5\ \text{cm}$ )

Durchmesser verarbeitet wurden, sind heutige Produktionsstraßen auf 12“ (ca. 300 mm) Wafergrößen ausgelegt. Durch die gleichzeitige Verkleinerung der Strukturgrößen sind somit die Integrationsdichte und die Anzahl der Chips pro Wafer um ein Vielfaches angestiegen, was zu höheren Stückzahlen und einer gleichzeitigen Kostenreduktion führt.

## 1.1. Downscaling

Bauteile der Mikrowelt verhalten sich anders als man es aus der Makrowelt her kennt. Hauptsächlich sind diese Effekte auf das stark vergrößerte Oberflächen- zu Volumenverhältnis der Mikroelemente zurückzuführen, da Oberflächen lediglich mit der Bauteildimension zum Quadrat skalieren, während das Volumen von der dritten Dimension abhängt. Dies führt dazu, dass mit zunehmender Miniaturisierung Oberflächeneffekte stärker in den Vordergrund treten. Beispielsweise können Mikroaktoren mit elektrostatischen Antriebsmechanismen ausgestattet werden, welche bei Makrosystemen praktisch nie zum Einsatz kommen. Die elektrostatische Anziehungskraft ist eine Oberflächenkraft und skaliert dementsprechend mit  $l^2$ , die in dem Kondensator gespeicherte Energie ist jedoch vom Volumen abhängig und skaliert mit  $l^3$ . Das Kraft- zu Energie-Verhältnis steigt somit mit zunehmender Miniaturisierung.

Tabelle 1

Oberflächeneffekt	Volumeneffekt
mechanische Festigkeit/Steifigkeit	Masse/Trägheit
Elektrostatik	Magnetismus
Wärmeleitung	Joulesche Wärmeproduktion

Dies führt dazu, dass für die Mikrosysteme neue Wirkungsprinzipien eingesetzt werden können. Neben der Elektrostatik sind z.B. piezoelektrische Elemente oder thermische Antriebe realisierbar, die so aus der Makrowelt nicht bekannt sind.

## 1.2. Mikromechanische Schaltaktoren

Auch für mikromechanische Schaltaktoren können diese neuen Wirkmechanismen angewandt werden. Man unterscheidet hierbei zwischen monostabilen und bistabilen Schaltelementen, je nach Anzahl ihrer Ruhelagen. Monostabile Schaltaktoren besitzen demnach eine Ruheposition, aus der sie mit Hilfe eines geeigneten Antriebs in eine zweite Schaltposition überführt werden können. Nach Abschalten der Antriebsenergie kehren Sie in ihre Ruhelage zurück.

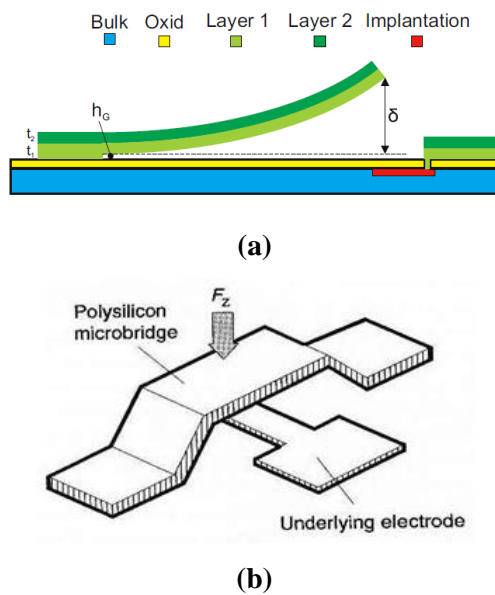


Abbildung 2: Elektrostativ aktivierbare MEMS-Schalter [5], [6].

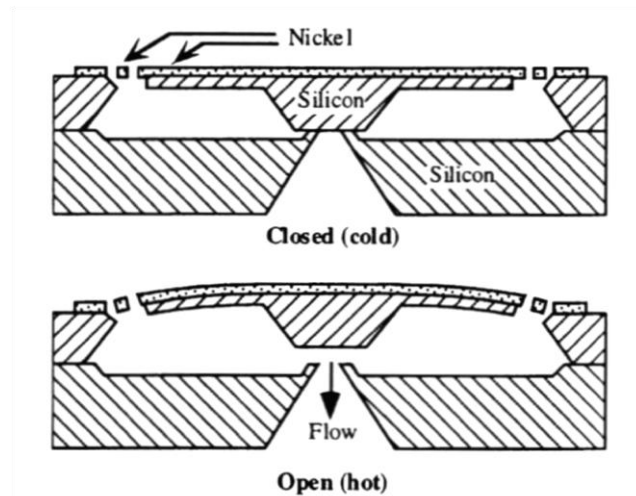


Abbildung 3: Mikrofluidisches Ventil mit thermisch aktivierbarem Bi-Metall Aktor [7].

Abbildung 2a zeigt einen mikromechanischen RF-MEMS-Schalter, dessen Schaltarm mit Hilfe eines Stressgradienten zwischen den Layer-Materialien 1 und 2 eine nach oben gebogene Ruhelage besitzt. Wird nun zwischen Substrat (Bulk) und dem Schaltarm eine Spannung angelegt, führt die dabei auftretende elektrostatische Kraft zum Anlegen des Schaltarms an das Substrat, was einen Kurzschluss für Hochfrequenzsignale bedeutet. Der Schalter ist geschlossen. Ähnlich ist das Schaltprinzip von Abbildung 2b: Hier verbiegt sich die Polysilizium-Brücke durch ein elektrostatisches Feld nach unten und kontaktiert die darunterliegende Elektrode. Abbildung 3 zeigt ein Beispiel für einen thermisch aktivierbaren Schaltaktor, der zum Öffnen eines fluidischen Ventils eingesetzt wird. Wird die auf dem Ventildeckel abgesetzene Nickelschicht erhitzt, so entsteht aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten eine mechanische Spannung, die zu einer Wölbung des Ventildeckels und somit zum Öffnen des Ventils führt.

Bistabile Schaltelemente sind meist komplexer aufgebaut und kombinieren mehrere Wirkungsprinzipien miteinander. Da lediglich während des Umschaltvorgangs Energie benötigt werden darf, müssen energielose Haltesysteme wie z.B. Permanentmagnete eingesetzt werden, um stabile Endpositionen zu erreichen.

Der in Abbildung 4 dargestellte elektrische Schalter besitzt an den jeweiligen Endpositionen jeweils einen Haltemagnet. Durch Krafteinwirkung auf die mechanische Kopplung mit Hilfe von zwei weiteren, antagonistisch wirkenden, thermisch aktivierbaren Aktoren (Ausdeh-

nungskörper mit Heizelementen) wird ein Umschalten von Signalausgang A zu Signalausgang B bzw. umgekehrt erreicht.

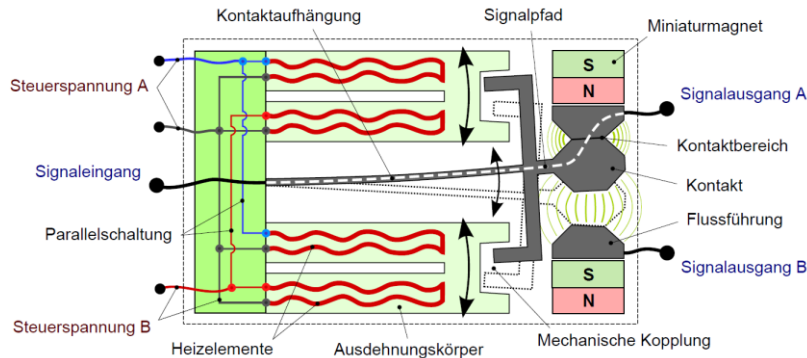


Abbildung 4: Bistabiler elektrischer Schalter mit Haltemagneten [8].

Ebenso besitzt das in Abbildung 5 dargestellte Mikroventil magnetische Endhaltepunkte, zwischen denen jedoch mit Hilfe eines elektromagnetischen Feldes umgeschaltet werden kann. Dabei kann durch Umkehrung des Spulenstroms zwischen anziehender Kraft (Ventil öffnen) und abstoßender Kraft (Ventil schließen) unterschieden werden.

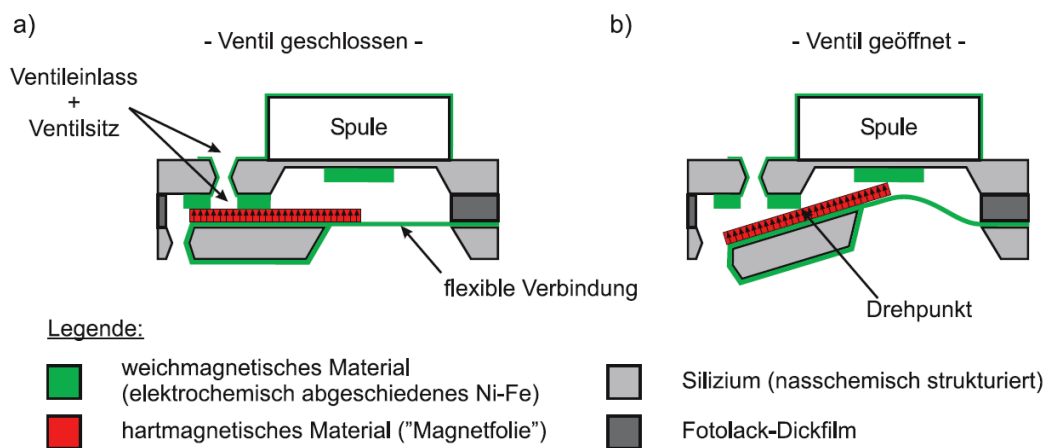


Abbildung 5: Bistabiles Mikroventil mit Haltemagneten [9].

Beide Schaltelemente sind zwar bistabil, jedoch in ihrer Herstellung sehr komplex. So werden beispielsweise für den elektrischen Schalter aus Abbildung 4 zwei zusätzliche polymerbasierte Aktoren (Ausdehnungskörper) benötigt, die sich je nach angelegter Spannung nach oben oder unten verformen. Auch das bistabile Ventil aus Abbildung 5 besteht aus einer Vielzahl von Herstellungsschritten, die teilweise nicht batchprozessierbar sind. Eine Massenproduktion auf Waferlevel mit den etablierten Methoden der Mikrosystemtechnik ist daher nahezu unmöglich realisierbar.

## 1.3. Anwendungsbereiche bistabiler Schaltaktoren

### 1.3.1. Energieverbrauch

An viele mikrotechnisch hergestellte Bauelemente und Systeme stellt man heutzutage die Anforderung, mit beschränkter Energieversorgung (z.B. Batteriebetrieb) betrieben werden zu können. Dies bedingt einen ressourcensparenden Umgang mit elektrischer Energie, um eine möglichst lange Laufzeit bzw. Betriebsdauer erreichen zu können. Monostabile Schaltaktoren haben den Nachteil, dass sie nur eine Ruhelage besitzen und somit für alle weiteren Schaltzustände permanent Energie benötigt wird. Sie sind daher eher für kurze und seltene Schaltzyklen geeignet oder kommen dort zum Einsatz, wo keine Limitierung seitens der Energiequelle existiert. Speziell für batteriebetriebene portable Systeme sind bistabile Schaltelemente daher wesentlich besser geeignet, da lediglich für die Zeit des Umschaltvorgangs Energie aufgebracht werden muss. Somit spielt bei einer erschöpflichen Energieversorgung die Dauer des Schaltzyklus keine begrenzende Rolle, lediglich die Anzahl der Umschaltvorgänge ist für die Betriebsdauer relevant.

### 1.3.2. Mikrofluidische Ventile

Neben dem Einsatz als elektrischer Schalter ist für einen bistabilen Aktor der Einsatz als Verschlussmechanik für mikrofluidische Ventile interessant, da es sich bei der Mikrofluidik um einen stark wachsenden Markt handelt. Insbesondere bei portablen Analysesystemen (Lab-on-a-chip) sowie im Bereich der Medikamentenapplikation (Drug delivery) sind Anwendungsmöglichkeiten vorhanden, da hier eine exakte Flusststeuerung oftmals sehr wichtig ist.

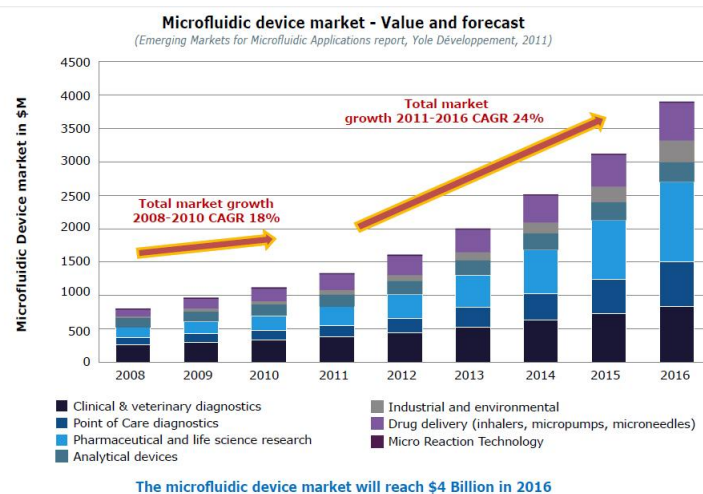


Abbildung 6: Markt für mikrofluidische Bauteile [10].

Gerade für bistabile Ventile ist die Anzahl der bisher auf dem stetig wachsenden Markt verfügbaren kommerziellen Produkte überschaubar. Bei den überwiegend verfügbaren Produkten handelt es sich meist weniger um Mikroventile, sondern vielmehr um feinwerktechnisch hergestellte Mini-Ventile.

## **1.4. Zielsetzung**

Ziel dieser Arbeit ist es, ein mikromechanisches Aktorelement herzustellen, welches als Haupteigenschaft die Bistabilität aufweist. Es soll möglichst universell einsetzbar sein und der spätere Einsatz soll möglichst wenigen prinzipbedingten Einschränkungen (z.B. stark eingeschränkter Temperatur- oder Druckbereich der Umgebung) unterliegen. Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Kompatibilität zu etablierten, mikrosystemtechnischen Herstellungsmethoden im Sinne einer Batchprozessierbarkeit, um dadurch eine kostengünstige Realisierung erzielen zu können. Dies impliziert die Verwendung von bereits bekannten und erprobten Materialien der Mikrotechnologie.

## 2. Grundlagen

### 2.1. Technologien der Mikrosystemtechnik

Durch kontinuierliche Verkleinerung der minimalen Strukturabmessungen eines mikrosystemtechnischen Bauelementes können gleiche Funktionen auf immer kleineren Flächen realisiert werden. Dadurch ist es möglich, eine bestimmte angestrebte Funktionalität immer kostengünstiger herstellen zu können, bzw. auf einer gegebenen Fläche immer komplexere Einheiten miteinander zu integrieren. Diese fortschreitende Miniaturisierung stellt jedoch höchste Anforderungen an die Fertigungstechnik. Herkömmliche Herstellungsverfahren aus der Makrowelt stoßen in der Mikrowelt sehr schnell an ihre Grenzen. Neue und komplexere Technologien sind notwendig, um z.B. Bauteile der Mikromechanik oder Komponenten der Mikroelektronik präzise fertigen zu können. Im Folgenden sind die für diese Arbeit wichtigsten Methoden kurz erläutert.

#### 2.1.1. Abscheidung von dünnen Schichten

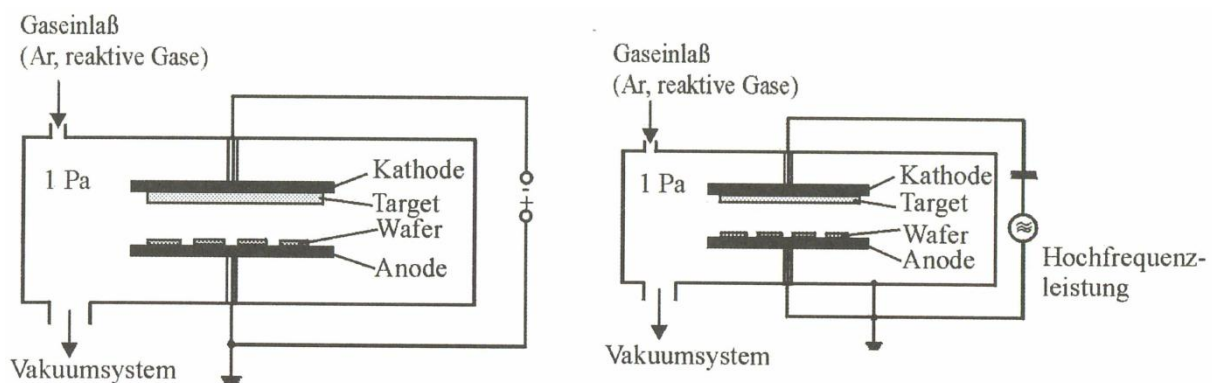
Dünne Schichten, oftmals auch als Dünnschichten bezeichnet, sind gekennzeichnet durch Schichtdicken im Nanometerbereich bis hin zu wenigen Mikrometern. Im Gegensatz zur Dickschichttechnik, die z.B. mit dem Siebdruckverfahren relativ einfach Leiterbahnen oder ähnliches herstellen kann, ist die Anlagentechnik zur Herstellung dünner Schichten weitaus komplexer. Im Groben kann man zwischen zwei Abscheideprinzipien unterscheiden, der Abscheidung aus der Gasphase, im Englischen Chemical Vapor Deposition (CVD) genannt, sowie physikalischen Abscheideverfahren, Physical Vapor Deposition (PVD) genannt. Bei der CVD wird der Dünnschicht aus der Gasphase durch eine chemische Reaktion der beteiligten Gase abgeschieden. Die dabei entstehenden Reaktionsnebenprodukte sind weiterhin gasförmig und werden abgesaugt. Somit muss sich die abzuscheidende Schicht aus gasförmigen Komponenten zusammensetzen lassen, was die Wahl der Materialien einschränkt. Im Gegensatz dazu liegt in aller Regel beim PVD Verfahren das Ausgangsmaterial als Festkörper vor und wird z.B. durch Verdampfen oder Sputtern auf das Substrat aufgebracht [11].

##### 2.1.1.1 Sputtern

Das Sputtern, oder auch Kathodenzerstäuben genannt, zählt zu den physikalischen Abscheideverfahren. Hierbei liegt das Ausgangsmaterial als Festkörper in Form eines Targets vor, das sich zusammen mit dem Substrat in einer evakuierten Prozesskammer (minimale Drücke bis



hinab zu  $10^{-6}$  mbar) befindet. Während des Abscheideprozesses wird ein Prozessgas eingeleitet, welches durch eine Hochspannung (DC oder AC) ionisiert wird. Diese Ionen bilden zusammen mit den frei gewordenen Elektronen das sog. Plasma, das auch optisch in Form einer leuchtenden Wolke erkennbar ist. Durch eine Potentialdifferenz zwischen Substrat und Target werden die Gasionen zu dem Target hin beschleunigt, sodass beim Auftreffen Targetatome herausgeschlagen werden. Der so erzeugte Materialdampf schlägt sich auf dem Substrat als gewünschter Dünnsfilm nieder [12].



**Abbildung 7: Schematischer Aufbau der Sputteranlage für DC-Sputtern (links) und AC-Sputtern (rechts) [12].**

Um eine Reaktion zwischen Prozessgas und Targetmaterial zu verhindern, wird ein Edelgas (meist Argon) eingesetzt. Ist jedoch eine Reaktion gewünscht, um z.B.  $Al_2O_3$  abzuscheiden, kann ein weiteres Gas, in diesem Falle Sauerstoff, zusätzlich eingeleitet oder auf Argon komplett verzichtet werden. Diese Variante nennt man reaktives Sputtern.

Als weitere Varianten des Sputterns sind das DC- sowie das AC-Sputtern zu nennen. Bei der Gleichspannungsvariante liegt das Target auf negativem Potential, das Substrat als Gegenelektrode auf positivem Potential. Diese Spannungsdifferenz dient gleichzeitig als Beschleunigungsspannung für die Argonionen. Diese Art des Sputterns ist ausschließlich für leitfähige Targetmaterialien verwendbar, da Aufladungseffekte in Halbleitern oder Isolatoren zum Zusammenbruch der Beschleunigungsspannung führen können. Für nicht leitfähige Materialien wird daher auf eine hochfrequente Wechselfrequenz zur Erzeugung des Plasmas zurückgegriffen. Dieses sog. RF-Sputtern (radio frequency) oder HF-Sputtern (high frequency) vermeidet durch die ständig wechselnde Polarität der Spannung ein Aufladen des Targetmaterials. Auch bei der AC Variante werden die Ionen zum Target hin beschleunigt, jedoch nicht aufgrund einer extern angelegten Gleichspannung. Vielmehr bildet sich aufgrund der unterschiedlichen Beweglichkeit von Ionen und Elektronen sowie wegen unterschiedlich großen

Elektrodenflächen eine Nettogleichspannung aus (self-biasing), die für den Transport der Ionen sorgt [12].

Eine weitere Verbesserung, und damit gleichzeitig die heute am häufigsten verwendete Form des Sputterns, ist das sog. Magnetron-Sputtern. Dabei wird mit Hilfe von starken Permanentmagneten in der Nähe des Targets ein Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Feld erzeugt (Abbildung 8). Dies hat zur Folge, dass die freien Elektronen aufgrund der Lorentzkraft auf Kreisbahnen gezwungen werden. Hierdurch erhöht sich die Verweildauer dieser Elektronen vor dem Target, was zu einem höheren Grad an Ionisation der Argonatome und damit zu einer erhöhten Dichte des zerstäubten Materials führt [11], [12].

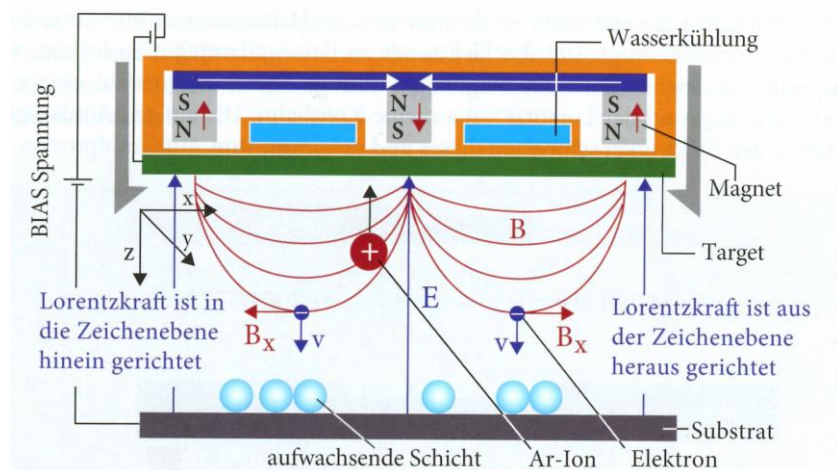


Abbildung 8: Schematischer Aufbau einer Magnetron-Sputteranlage [11].

### 2.1.1.2 Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition

Bei der chemischen Gasphasenabscheidung (Chemical Vapor Deposition, CVD), im besonderen bei der hier erwähnten plasmaunterstützten Gasphasenabscheidung (Plasma Enhanced CVD, PECVD), wird der gewünschte Dünnschicht aus Reaktionsprodukten eingeleiteter Gase abgeschieden. Hierzu werden die gewünschten Reaktionsgase in die Prozesskammer eingeleitet und mit Hilfe von thermischer Energie (je nach CVD Verfahren bis zu 1000 °C) zur Reaktion gebracht. Wichtig hierfür ist, dass die unerwünschten Reaktionsnebenprodukte ebenfalls in flüchtiger Form vorliegen und von dem Pumpsystem der Anlage abgeführt werden können. Da in der Mikrosystemtechnik oftmals sehr hohe Temperaturen unerwünscht sind, um beispielsweise etwaige Veränderungen des Substrates zu vermeiden oder mechanische Spannungen zu reduzieren, wird in solchen Fällen gerne die plasmaunterstützte Variante des CVD-Verfahrens genutzt. Durch Anlegen einer hochfrequenten Wechselspannung wird ein Plasma

innerhalb der evakuierten Prozesskammer erzeugt. Die sich dabei bildenden Ionen und freien Radikale unterstützen die Reaktion derart, dass die externe Wärmeeinkopplung drastisch reduziert werden kann (bis auf 100 °C) [11].

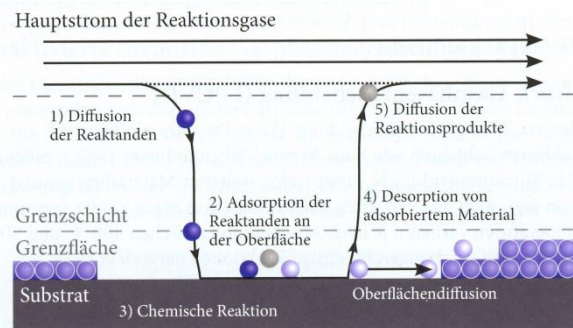


Abbildung 9: Prinzip einer CVD Abscheidung [11].

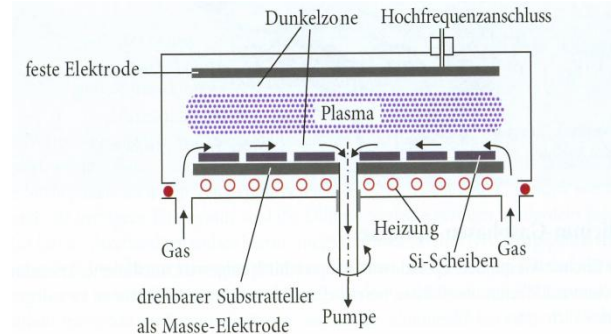


Abbildung 10: Aufbau einer PECVD Anlage [11].

### 2.1.2. Fotolithografie

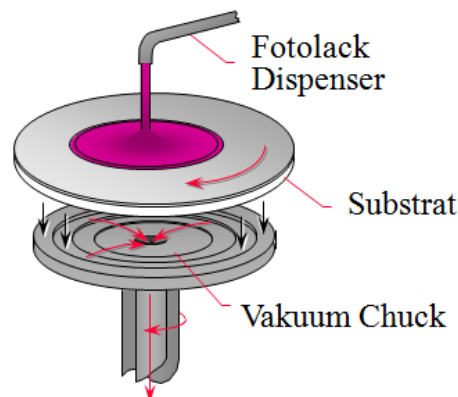
Bei der Fotolithografie handelt es sich um ein Standardverfahren zur Strukturübertragung in der Mikrosystemtechnik, bei der ein sog. Fotolack (engl. Photoresist) zum Einsatz kommt. Dieser dient in der Regel als Maskierschicht für anschließende Ätz- oder Abscheideprozesse, in seltenen Fällen sogar als funktionelle Schicht. Diese meist auf polymerisierten Harzen basierende Substanz enthält fotoaktive Komponenten, die bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht (für mittlere Auflösung typisch zwischen 320 nm und 440 nm Wellenlänge) die Löslichkeit des Fotolacks in speziellen Entwicklerbädern verändern. Dabei ist grundsätzlich zwischen zwei Typen von Fotolacken zu unterscheiden: Positivlack und Negativlack.

Bei Positivlacken sorgen die fotoaktiven Komponenten für eine Reduzierung der Löslichkeit um ein bis zwei Größenordnungen. Werden diese während der Belichtung dem UV Licht ausgesetzt, zerfallen sie zu Säuren, die wiederum die alkalische Löslichkeit um 3-4 Größenordnungen erhöhen. Somit können die belichteten Stellen herausgewaschen werden.

Werden Negativlacke dem UV Licht ausgesetzt, so entstehen aus den fotoaktiven Substanzen chemische Produkte (z.B. Säuren oder Radikale), die eine weitere Polymerisation der Harze auslösen und somit die Löslichkeit negativ beeinflussen. Daher werden in diesem Fall die unbelichteten Stellen im anschließenden Entwicklerbad herausgelöst [13].

### 2.1.2.1 Spincoating

Fotolacke sind in flüssiger Form mit unterschiedlichen Viskositäten erhältlich und müssen zuerst als möglichst homogene Dünnschicht auf das Substrat aufgebracht werden. Hierfür weit verbreitet ist das sog. Spin-On-Verfahren oder auch Spincoating genannt, bei dem sich durch Rotation und die dadurch entstehende Zentrifugalkraft der Fotolack als homogene Schicht auf dem Substrat ausbreitet. Für die resultierende Schichtdicke des aufgeschleuderten Fotolacks ist die Rotationsgeschwindigkeit die maßgebliche Größe. Abhängig von der Viskosität der Flüssigkeit können so Schichtdicken von wenigen hundert Nanometern bis hin zu  $100\ \mu\text{m}$  oder mehr für hoch viskose Lackarten produziert werden. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten Fotolack *AZ 1518* der Firma *Clariant GmbH* beispielsweise wird bei einer Drehgeschwindigkeit von  $4000\ \frac{U}{\text{min}}$  eine Schichtdicke von ungefähr  $1,8\ \mu\text{m}$  erzielt.



**Abbildung 11: Prinzip des Spincoating Verfahrens zur Erzeugung homogener Lackschichten [14].**

### 2.1.2.2 Belichten und Entwickeln

Um die gewünschte Struktur in den Fotolack zu übertragen, müssen beispielsweise bei Positivlacken alle Bereiche belichtet werden, die in der Entwicklerlösung abgetragen werden sollen. Dies kann auf unterschiedliche Arten erfolgen, z.B. durch sequenzielles Laserschreiben. Dabei fährt ein UV-Laserstrahl alle zu belichtenden Bereiche ab, was je nach Auflösung und Größe der Mikrostruktur lange Prozesszeiten in Anspruch nehmen kann. Für hohe Durchsätze wird daher ein anderes Verfahren bevorzugt, bei dem die nicht zu belichtenden Gebiete durch eine Maskierung geschützt werden und das gesamte Substrat einer UV-Flutbelichtung ausgesetzt wird (Abbildung 12). Als Maske wird in der Regel ein Glasträger mit Chrombeschichtung eingesetzt, wobei diese ca.  $500\ \text{nm}$  dicke lichtundurchlässige Schicht bereits wie gewünscht strukturiert sein muss. Generell ist der für die Belichtung maßgebliche Parameter die

für den Fotolack spezifische Lichtdosis. Wie in Abbildung 13 zu erkennen, spielt dabei die Wellenlänge der Lichtquelle eine wichtige Rolle und muss daher auf das Absorptionsspektrum des Lacks angepasst sein.

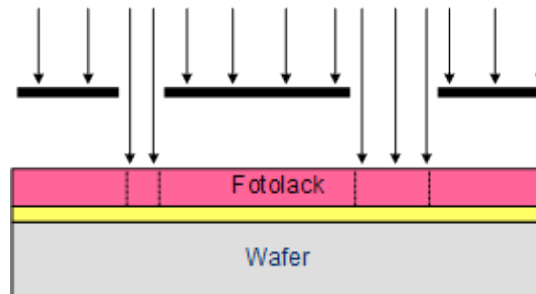


Abbildung 12: Prinzip einer Maskenbelichtung [15].

In Abbildung 14 ist das Emissionsverhalten einer Quecksilberdampfampe dargestellt, wie sie in Standardbelichtern eingesetzt wird. Erkennbar sind hier die drei Hauptspektrallinien *g* (436 nm), *h* (405 nm) und *i* (365 nm) im ultravioletten Bereich, nach denen die Fotolacke je nach Empfindlichkeit in h-i-Fotolacke (z.B. AZ 9260) und g-h-i-Fotolacke (z.B. AZ 1518) eingeteilt werden.

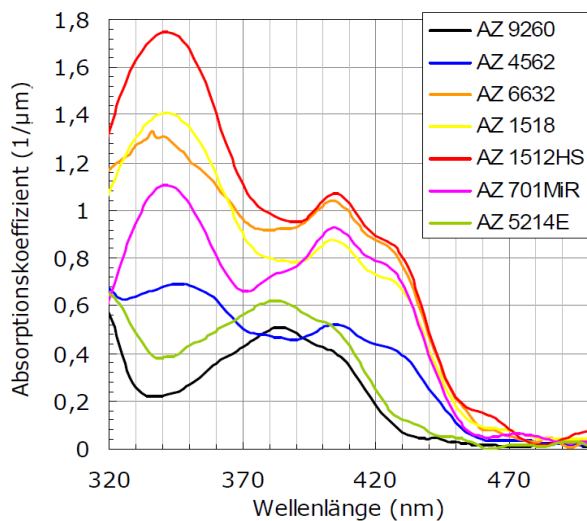


Abbildung 13: Absorptionsspektrum AZ Fotolacke [13].

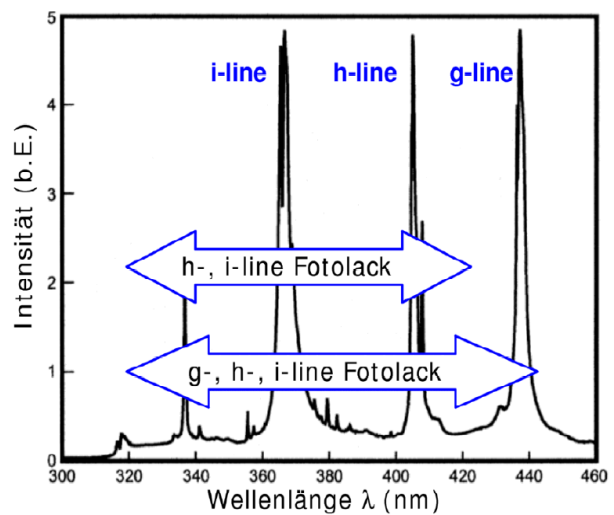


Abbildung 14: Emissionsspektrum einer Hg-Lampe [13].

Da eine exakte Berechnung der Lichtdosis aufgrund der polychromatischen Eigenschaft der Hg-Lampe sowie der komplexen Absorptionsfunktion sehr schwierig ist, dienen die Angaben in den Datenblättern lediglich als Richtwert. Für Fotolacke der AZ 1500 Familie ist gemäß Herstellerangabe eine Lichtdosis von ca. 70-120 mJ/cm<sup>2</sup> je nach Strukturgröße ausreichend (bezogen auf die i-Linie). Die in dieser Arbeit eingesetzte Lichtquelle (Maskaligner MA1006

der Fa. *Süss Microtec*) ist mit  $15 \text{ mW/cm}^2$  kalibriert, was bei einer Belichtungszeit von  $5 \text{ s}$  einer Lichtdosis von  $75 \text{ mJ/cm}^2$  entspricht (ebenfalls i-Linie).

Nach der Belichtung des Fotolacks folgt im Allgemeinen der Entwicklungsschritt. Hierfür wird das belichtete Substrat in eine auf den Fotolack abgestimmte Entwicklerlösung getaucht, um die gewünschten Strukturen zu erhalten. Wie bereits anfangs erwähnt, gibt es hierbei zwei unterschiedliche Typen von Fotolack, die sich dementsprechend in ihrer Entwicklerlösung verhalten: Der Positivresist löst sich im Entwicklerbad an den Stellen, die dem ultravioletten Licht ausgesetzt waren, die unbelichteten Bereiche bleiben erhalten. Der Negativlack verhält sich umgekehrt, belichtete Gebiete werden durch eine chemische Quervernetzung gegen die Entwicklerlösung resistent und bleiben somit stehen, wohingegen unbelichteter Lack ausgewaschen wird. Um die Resistenz gegen spätere Ätzlösungen zu erhöhen kann nach der Entwicklung ein sog. Hardbake Schritt durchgeführt werden. Dabei wird das Substrat auf  $100 \text{ }^\circ\text{C}$  -  $130 \text{ }^\circ\text{C}$  erhitzt, was die chemische Stabilität wesentlich erhöht [13].

### 2.1.3. Nasschemische Ätzverfahren

Um in der Mikrosystemtechnik definierte Strukturen zu erzeugen, muss ein definierter Materialabtrag ermöglicht werden. Hierzu bedient man sich häufig einem nasschemischen Ätzprozess, da für eine Vielzahl an Materialien (z.B. Metalle, Halbleiter, Isolatoren) bekannte Ätzlösungen existieren. Wichtig ist jedoch nicht nur das geeignete Ätzmedium, sondern auch eine resistente Maskierschicht, um Strukturen der gewünschten Form zu erhalten. Für viele Ätzmedien (z.B. Salzsäure oder Phosphorsäure) ist der bereits im vorherigen Abschnitt besprochene Fotolack als Maskierschicht ausreichend. Bei stark oxidierenden Säuren, wie z.B. Wasserstoffperoxid oder Schwefelsäure, sind im Allgemeinen Fotolacke nicht mehr ausreichend stabil. Hierfür müssen sog. Hartmaskierschichten gefunden werden, die einen ausreichenden Schutz vor dem Angriff der Ätzlösung bieten.

#### 2.1.3.1 Isotropes/anisotropes Ätzen

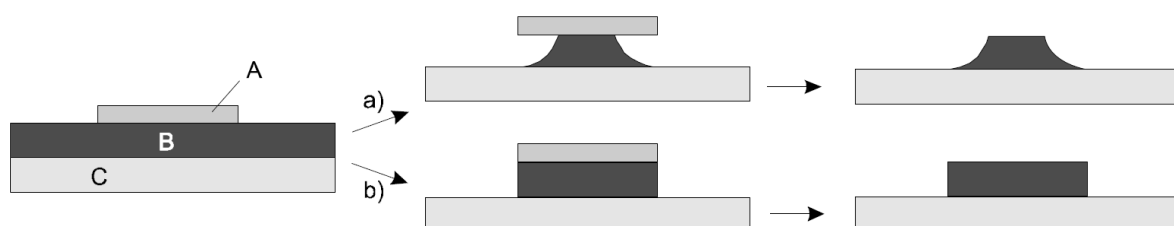


Abbildung 15: Vergleich isotropes (a) und anisotropes Ätzen (b), A: Maskiermaterial, B: Schichtmaterial, C: Substratmaterial [16].

In Abhängigkeit von Schichtmaterial und dessen atomarem Aufbau wird grundsätzlich zwischen zwei unterschiedlichen Ätzprofilen unterschieden (Abbildung 15). Bei einem isotropen Ätzprofil breitet sich die Ätzfront in allen Raumrichtungen mit gleicher Geschwindigkeit aus. Dies hat zur Folge, dass eine Unterätzung in der Größenordnung der Schichtdicke des zu ätzenden Stoffes auftritt. Dadurch bedingt ergeben sich viertelkreisförmige Flanken.

Bei einem anisotropen Ätzvorgang existieren eine oder mehrere Raumrichtungen, die schneller oder langsamer geätzt werden. Im Falle der Abbildung 15b ist die horizontale Ätzgeschwindigkeit nahe Null, was zu senkrechten Flanken ohne oder mit nur geringer Unterätzung führt. Die Gründe hierfür liegen meist in der Kristallstruktur des geätzten Stoffes oder in den Eigenschaften des Ätzprozesses, insbesondere bei trockenen Verfahren.

### 2.1.3.2 Siliziumätzen

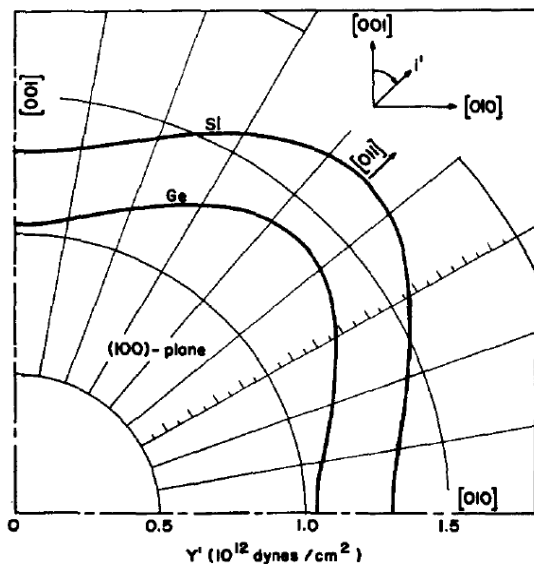


Abbildung 16: E-Modul von *Si* und *Ge* in Abhängigkeit von der Kristallrichtung in der (100)-Ebene [17].

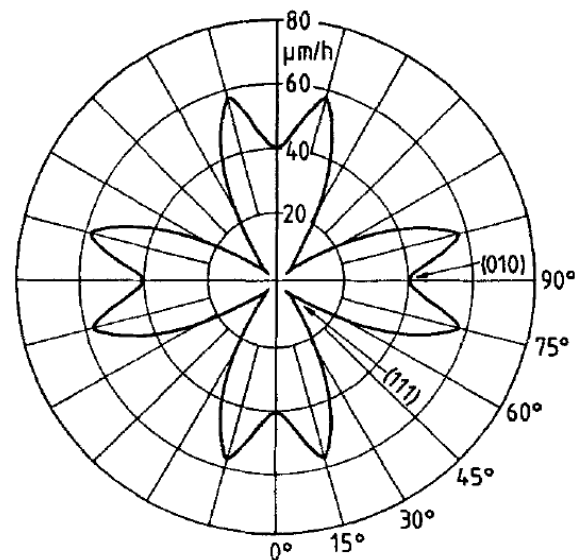


Abbildung 17: Ätzrate von *Si* in *KOH* in Abhängigkeit von der Kristallrichtung in der (100)-Ebene [18].

Für die Herstellung der Membranen wurde einkristallines Silizium als Ausgangsmaterial gewählt. Seine hohe Verfügbarkeit sowie die guten mechanischen Eigenschaften sind ideale Voraussetzungen für die Verwendung als elastisches Membranmaterial. Es wird in Form von einkristallinen Scheiben (sog. Wafer) für die Mikroelektronik und Mikrosystemtechnik angeboten und kann direkt bearbeitet werden. Wichtiges Augenmerk ist dabei die Kristallorientierung. Silizium als Element der 4. Hauptgruppe besitzt 4 Valenzelektronen, die zusammen mit den Valenzelektronen der Nachbaratome ein kovalentes Bindungsoverlapp bilden. Auf diese Art und Weise bildet sich ein stabiler Kristall mit Diamantstruktur aus. Ein wichtiges Wesensmerkmal solcher Einkristalle ist, dass mechanische sowie chemische Eigenschaften eine deut-

liche Abhängigkeit von der Kristallrichtung zeigen (Abbildung 16, Abbildung 17). Für die Herstellung der Membranen werden Wafer mit (100)-Orientierung gewählt, deren E-Modul bei 130 GPa liegt.

Kaliumhydroxid, auch Kalilauge genannt, ist ein gängiges Ätzmittel in der Siliziumverarbeitung. Es handelt sich dabei um eine alkalische Verbindung aus Kalium und Wasser, mit der Silizium, abhängig von Konzentration und Temperatur, mit Ätzraten von mehreren Mikrometern pro Stunde geätzt werden kann (Abbildung 18). Abgesehen von der Ätzwirkung weist KOH keine besonderen Gefahren auf, was ein einfaches Handling der Lauge ermöglicht.

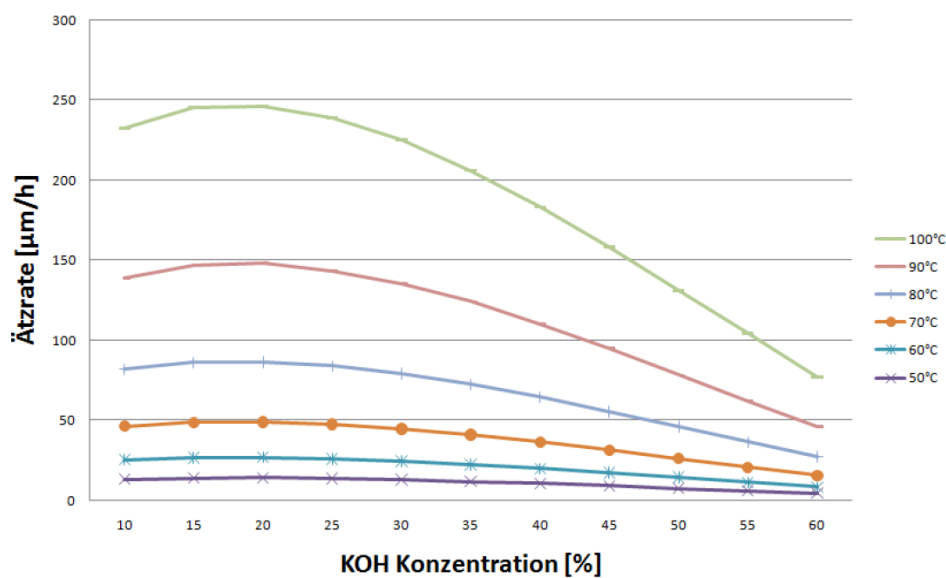


Abbildung 18: Ätzrate von Silizium in KOH, abhängig von der Laugenkonzentration und Temperatur [19].

Eine wichtige Eigenschaft des Ätzens von Silizium in Kalilauge ist das anisotrope Ätzverhalten. Es beeinflusst die Herstellung von Siliziumbauteilen im Allgemeinen signifikant, da es sowohl schnell ätzende Ebenen als auch langsam ätzende, als Ätzstoppebenen bekannte Kristallrichtungen gibt. Abbildung 17 zeigt die sog. Ätzrosette, die diese relativ starke Anisotropie beschreibt. Man kann erkennen, dass die um 45° verdrehte (111)-Ebene im Vergleich zur (100)-Ebene wesentlich geringere Ätzraten aufweist (gemessene Verhältnisse  $R_{(100)}/R_{(111)} > 20$ ). Dies hat zur Folge, dass sich während des Ätzevorgangs (111)-Flanken ausbilden, die in einem Winkel von



$$\alpha = \arccos \frac{\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}}{\left| \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right| \cdot \left| \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \right|} = 54,74^\circ \quad (1)$$

zur Oberfläche abfallen und somit ein dreieckiger oder trapezförmiger Ätzquerschnitt entsteht (Abbildung 19). Wählt man die Ätzöffnung klein genug, so kann durch die entstehende Geometrie ein selbstbegrenzender Kanal mit dreieckigem Querschnitt erzeugt werden.

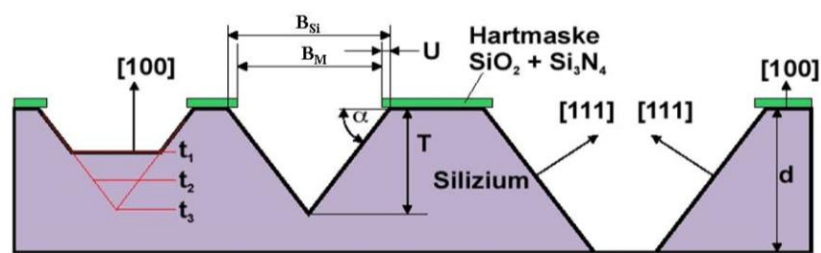


Abbildung 19: Ätzprofil eines in *KOH* geätzten Siliziumwafers im Querschnitt [20].

Die beiden Ätzstoppebenen treffen sich ab einer Ätztiefe  $T$ , die sich anhand der Ätzöffnung und dem Winkel  $\alpha$  errechnet zu:

$$T = \frac{B_{Si} \tan \alpha}{2} = \frac{(B_M + 2U) \tan \alpha}{2}, \quad (2)$$

mit der Maskenöffnung  $B_M$ , der Ätzöffnung  $B_{Si}$  und der Unterätzung  $U$ .

Für die Maskierschicht wird ein Werkstoff benötigt, der eine wesentlich höhere Resistenz gegen Kaliumhydroxid zeigt. Hierfür kann wahlweise Siliziumnitrid ( $Si_3N_4$ ) oder Siliziumdioxid ( $SiO_2$ ) oder eine Kombination aus beiden genutzt werden. Die Ätzrate des hier verwendeten PECVD-Siliziumnitrids ist mit ca.  $20 \text{ nm/h}$  um einen Faktor 10 kleiner als die von Siliziumdioxid, was zu geringeren Prozesszeiten bei der Herstellung der Maskierschicht führt. Nachteil jedoch ist die schlechtere Haftfähigkeit auf reinem Silizium. Dies führt dazu, dass die Kalilauge die Maskierschicht unterkriecht, was größere Unterätzungserscheinungen (ca. 8-10%) zur Folge hat. Durch Kombination beider Schichten,  $SiO_2$  als Haftvermittler sowie  $Si_3N_4$  als Maskiermaterial, kann die Unterätzung auf ca. 4% gesenkt werden.

### 2.1.4. Anodisches Bonden

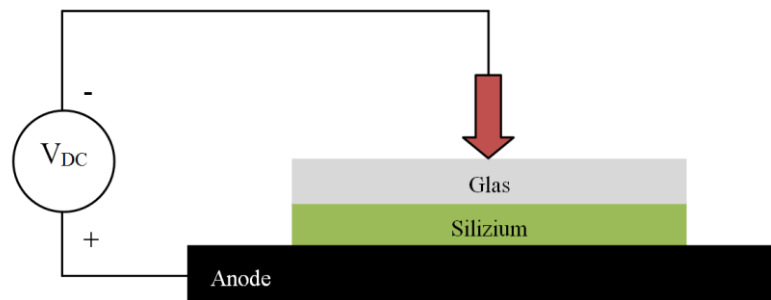
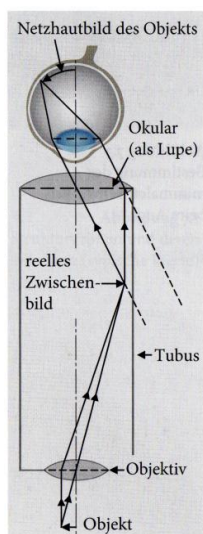


Abbildung 20: Prinzipskizze eines anodischen Bondprozesses für Glas – Silizium [7].

In der Aufbau und Verbindungstechnik, einem Teilgebiet der Mikrosystemtechnik, werden oftmals Verfahren benötigt, um Hohlräume zu verschließen oder Strukturen zu deckeln. Eines der am häufigsten eingesetzten Verfahren hierfür ist das anodische Bonden von Silizium auf Glas (Borosilikat-Glas, Pyrex<sup>®</sup>). Der Prozessaufbau ist in Abbildung 20 dargestellt: Ein Glassubstrat wird mit einem Siliziumwafer in Verbindung gebracht und unter mechanischem Druck zusammengepresst. Bei Temperaturen von ca. 450 °C bis 500 °C wird ein elektrisches Feld (bis zu 1000 V) zwischen den beiden Materialien angelegt, wodurch beide Werkstoffe einen unlösbaren Verbund eingehen, der hohen mechanischen Beanspruchungen standhalten kann. Ursache für diese Verbindung ist die Diffusion der im Glas befindlichen positiv geladenen Natrium Ionen zur Kathode hin, was eine Erhöhte  $O_2^-$  Konzentration speziell an der Grenzfläche zum Silizium verursacht. Diese Sauerstoff-Ionen koppeln sich aufgrund der hohen thermischen Energie an das Siliziumsubstrat an, was eine feste aus Siliziumdioxid bestehende Verbindung erzeugt [21]. Voraussetzung für eine gute Verbindung ist ein Glassubstrat mit möglichst hoher Natriumkonzentration sowie eine glatte und saubere Substratoberfläche, um einen guten Kontakt der Bond-Partner zu gewährleisten.

## 2.2. Untersuchungsmethoden der Mikrosystemtechnik

Mikrotechnologische Herstellungsverfahren bedürfen oftmals komplexer Herstellungsverfahren und –prozesse, die nicht selten aufwendige Produktionsanlagen erfordern. Die fortschreitende Miniaturisierung stellt jedoch nicht nur immer höhere Ansprüche an die Fertigungstechnik, sondern auch an die Untersuchungsmethoden, die zur Kontrolle der einzelnen Prozessschritte sowie der Qualität der daraus resultierenden Ergebnisse eingesetzt werden müssen. Herkömmliche Messtechniken, wie sie z.B. aus der Feinwerktechnik bekannt sind, stoßen hier schnell an ihre Grenzen.



### 2.2.1. Lichtmikroskopie

Als eine der ältesten Untersuchungsmethoden für kleine sowie kleinste Objekte ist das Mikroskop (griechisch: mikros – klein, skopein – betrachten) bereits seit dem 16./17. Jahrhundert bekannt. Der grundsätzliche Aufbau hat sich seit dem nicht wesentlich verändert: Prinzipiell genügen zwei Linsen, um das zu betrachtende Objekt stark zu vergrößern. (Abbildung 21). Die erste Linse, das sog. Objektiv, erzeugt dabei ein vergrößertes Zwischenbild des Objektes im Tubus, welches mit der Okularlinse wie durch eine Lupe nochmals vergrößert betrachtet werden kann. Heutzutage bestehen sowohl Objektiv als auch Okular meist aus einem ganzen Linsensystem, um Verzerrungen zu vermeiden sowie die Farbtreue zu erhalten. Da beide Linsen bzw. Linsensysteme zur Vergrößerung beitragen, berechnet sich die Gesamtvergrößerung durch

**Abbildung 21:**  
**Prinzipielle Darstellung eines Lichtmikroskops**  
[11].

Multiplikation der Einzelvergrößerungen von Okular und Objektiv. Somit können durchaus 1000 bis 1500 fache Vergrößerungen erreicht werden. Ein weiterer wichtiger Aspekt für das Mikroskopieren ist das erzielbare Auflösungsvermögen. Dies bezeichnet die minimale Strukturbreite, die noch als solche wahrzunehmen ist. Hierbei spielt die Wellenlänge  $\lambda$  des verwendeten Lichts, der Öffnungswinkel  $\alpha$  der Linse sowie der Brechungsindex  $n$  des umgebenden Mediums (in der Regel Luft  $\approx 1$ ) eine wichtige Rolle:

$$d_{min} \approx \frac{\lambda}{2 \cdot NA} , \quad (3)$$

mit der Numerischen Apertur

$$NA = n \cdot \sin \alpha \quad . \quad (4)$$

Dies bedeutet, dass mit einer  $NA$  nahe Eins, Strukturbreiten bis zur halben Wellenlänge des genutzten Lichts auflösbar sind. Geht man hierbei von sichtbarem Licht mit ca.  $500 \text{ nm}$  Wellenlänge aus, so liegt die Auflösungsgrenze bei  $250 \text{ nm}$ .

### 2.2.2. Oberflächenprofilometrie

Mit der Lichtmikroskopie kann, wie im vorigen Kapitel beschrieben, die Oberfläche einer Probe vergrößert dargestellt werden. Je nach Tiefenschärfe ist es im Allgemeinen jedoch nur bedingt möglich, Aussagen über die Topographie der Probenoberfläche zu treffen. Geeigneter hierfür ist der sog. Oberflächenprofilometer. Dabei wird mit einer Nadel (Stylus) die Probenoberfläche abgetastet, wobei die Höhenbewegung des Stylus elektrisch detektiert wird. Daraus kann ein zweidimensionales oder gar dreidimensionales Oberflächenbild erstellt werden, womit z.B. Rückschlüsse auf die Tiefe geätzter Gräben oder Stufen gezogen werden können. Da es sich nicht um ein berührungsloses Messverfahren handelt, können auf sehr weichen Materialien Beschädigungen durch den Stylus entstehen. Um dem vorzubeugen, besitzen moderne Profilometer die Möglichkeit, die auf die Nadel wirkende Druckkraft einzustellen. Typische Werte für Standardapplikationen sind  $30 \mu\text{N}$ , wobei auch die Einheit Milligramm ( $3 \text{ mg}$ ) durchaus gebräuchlich ist. Eine weitere wichtige Kenngröße stellt der Durchmesser des Stylus dar, da z.B. Topographieelemente, deren laterale Abmessungen in der gleichen Größenordnung liegen, nur unzureichend oder gar nicht abgebildet werden können. Typische Werte für den Durchmesser solcher Styli liegen im Bereich von wenigen  $\mu\text{m}$ .

### 2.2.3. Waferbow

Während der Abscheidung von dünnen Schichten kann es zu Stressbildung zwischen dem Substrat und dem Dünnschicht kommen. Hierbei wird je nach Kräftewirkung und daraus resultierender Biegung zwischen Druckstress (engl. compressive stress, Abbildung 22b) und Zugstress (engl. tensile stress, Abbildung 22c) unterschieden. Dabei dient die Krümmung (Waferbow) als Maß für den Schichtstress  $\sigma$ , wobei  $\sigma < 0$  für Druckspannung und  $\sigma > 0$  für Zugspannung definiert ist.

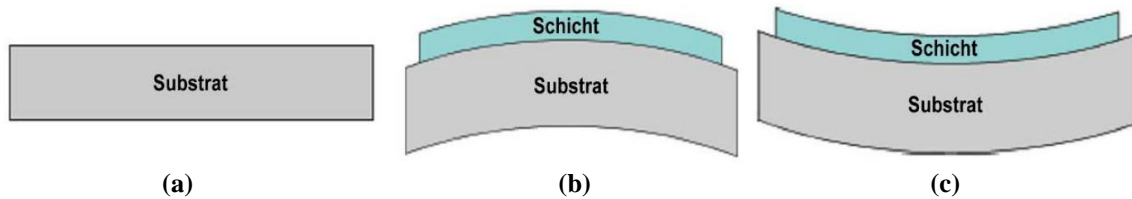


Abbildung 22: a.) ideales Substrat ohne Krümmung, b.) gekrümmtes Substrat durch Druckstress, c.) gekrümmtes Substrat durch Zugstress, [22].

Nimmt man an, dass die stressbedingte Verformung des Substrates einem Ausschnitt einer Kugeloberfläche entspricht, dann kann anhand des Krümmungsradius  $R$  der Schichtstress mit der sog. Stoney-Gleichung wie folgt berechnet werden [23]:

$$\sigma = \frac{E d_s^2}{6(1-\nu)t} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) . \quad (5)$$

mit

$$R_0 = \frac{s^2}{8h_v} + \frac{h_v}{2} , \quad (6)$$

$$R = \frac{s^2}{8h_n} + \frac{h_n}{2} . \quad (7)$$

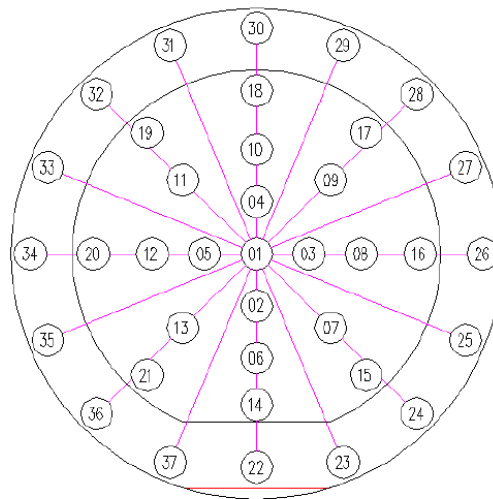
- $E$ : Elastizitätsmodul des Substrates
- $d_s$ : Dicke des Substrates
- $\nu$ : Poisson Zahl
- $t$ : Schichtdicke des Dünnsfilms
- $R_0$ : Krümmungsradius vor der Abscheidung
- $R$ : Krümmungsradius nach der Abscheidung
- $s$ : Messstrecke
- $h_v$ : Ausbiegung des Substrates über eine Messstrecke  $s$  vor der Abscheidung
- $h_n$ : Ausbiegung des Substrates über eine Messstrecke  $s$  nach der Abscheidung.

Zu beachten ist hierbei, dass de facto eine Krümmung des Substrates herstellungsbedingt bereits vor dem Abscheiden eines Dünnsfilms vorhanden ist und somit diese native Krümmung  $R_0$  berücksichtigt werden muss. Um diese Werte zu bestimmen, kann das Substrat bei einer drei-Punkt-Lagerung mittels Oberflächenprofilometer vermessen werden. Diese Messmethode liefert jedoch lediglich einen Mittelwert über den gesamten Wafer [16]. Um genauere Werte zu erhalten, kann ein kapazitives Messverfahren Abhilfe schaffen, welches mit mehreren Messpunkten ein exakteres Abbild über das gesamte Substrat liefert. Dazu werden am Bei-

spiel des *E+H MX-203* der Firma *Eichhorn und Hausmann GmbH* gem. Abbildung 23 jeweils drei Messpunkte auf einer Radialen genutzt (für einen 4“ Wafer beispielsweise Sensoren Nr. 18 – 01 – 14), woraus ein Krümmungsradius errechnet werden kann. Mit

$$\sigma = \frac{1}{6R} \cdot \frac{E}{1-\nu} \cdot \frac{t_s^2}{t} \quad (8)$$

( $t_s$ : Substratdicke) kann somit ein Abbild über die Stressverteilung über das Substrat erstellt werden [24].



**Abbildung 23: Sensorverteilung für 4“/6“ Wafer des *E+H MX-203*.**

## 2.3. Mechanische Spannungen in Dünnschichten

Werden Dünnschichten abgeschieden, so entstehen im Regelfall mechanische Spannungen zwischen Schicht und Substrat (sog. Schichtstress), deren genaue Höhe von den Gegebenheiten der Materialien und der Abscheidungsverfahren abhängt. In den meisten Fällen sind diese Spannungen unerwünscht und führen z.B. zu Verbiegungen von mikromechanischen Bauteilen oder signifikanten Offsetwerten eines Sensors. In manchen Fällen, so wie in dieser Arbeit, können diese Spannungen jedoch auch nützlich oder notwendig für die Funktionsweise sein. In beiden Fällen wird versucht, durch geschickte Wahl der Prozessparameter Einfluss auf den Schichtstress zu nehmen und für die jeweilige Anwendung zu optimieren. Hierfür ist eine genauere Kenntnis über den Aufbau des Dünnschichtfilms sowie über die Ursachen der auftretenden Spannungen von Nöten, was im folgenden Kapitel diskutiert wird.

### 2.3.1. Schichtwachstum

Je nach Art des Abscheidungsprozesses hängt das Schichtwachstum von unterschiedlichsten Faktoren ab, die alle Einfluss auf die Energie der abzuscheidenden Atome nehmen. Beim Sputterprozess beispielsweise wird, wie bereits in Kapitel 2.1.1.1 erklärt, das Targetatom durch das Auftreffen beschleunigter Ionen herausgeschlagen. Energetisch betrachtet bedeutet dies, dass die bei dem Stoß auf das Atom übertragene Energie größer ist, als die Bindungsenergie des Teilchens im Gitter. Auf dem Weg durch das Plasma wird die resultierende kinetische Energie des Atoms durch weitere Stoßprozesse mit anderen Teilchen reduziert, sodass beim Auftreffen auf dem Substrat eine Restenergie zur Anlagerung übrig bleibt. Je höher diese Restenergie ist, desto energetisch günstiger ist die Lage des adsorbierten Atoms (Adatom) und dies wiederum beeinflusst die Schichteigenschaften wie z.B. Oberflächenrauigkeit oder Schichtstress. Wesentliche Parameter, die die Energie der adsorbierenden Atome bestimmen, sind sowohl die Kathodenspannung (eingekoppelte Leistung), die die kinetische Energie der Ionen bestimmt sowie die mittlere freie Weglänge. Diese beschreibt die durchschnittliche Weglänge des Targetatoms ohne Wechselwirkung mit anderen Molekülen innerhalb der Gasatmosphäre und hängt sehr stark vom verwendeten Prozessdruck ab. Bei höheren Drücken ( $5 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ ) ist die mittlere freie Weglänge im Bereich von wenigen Millimetern, sodass man sogar eher von einer Diffusion der Targetatome durch das Plasma reden kann [16].

Beim Auftreffen der Atome auf das Substrat wird ein Teil ihrer Energie an das Gitter des Substrates abgegeben. Ist dieser Anteil zu gering, kann es auch zu einer sofortigen Reflektion des Atoms kommen, d.h. das Atom trägt in diesem Moment nicht zum Schichtaufbau bei. Ist

der Verlust der kinetischen Energie jedoch so hoch, dass eine Reflektion nicht möglich ist, so kommt es zu einer losen Bindung des Atoms an der Substratoberfläche. Diese adsorbierten Atome werden als Adatome bezeichnet und können sich nun an der Oberfläche mittels Diffusion bewegen. Diese Oberflächenbeweglichkeit setzt sich zusammen aus der kinetischen Energie des Atoms, dem Energieeintrag der Substrattemperatur sowie der Stärke der Wechselwirkung zwischen Substrat und Adatom. Wird die Oberflächenbeweglichkeit zu groß, kann das Adatom desorbieren. Ist dies nicht der Fall, kommt es irgendwann zur Keimbildung. Hohe Keimdichten sind begünstigt durch hohe Adatom-Substrat-Wechselwirkung sowie einer hohen Anzahl an Defekten (z.B. Stufen) im Substratgitter, an denen sich bevorzugt Adatome anlagern. Diese Keime wachsen weiter zu Inseln oder Clustern an, bis sie sich zu einem mehr oder weniger zusammenhängenden Film vereinen [25].

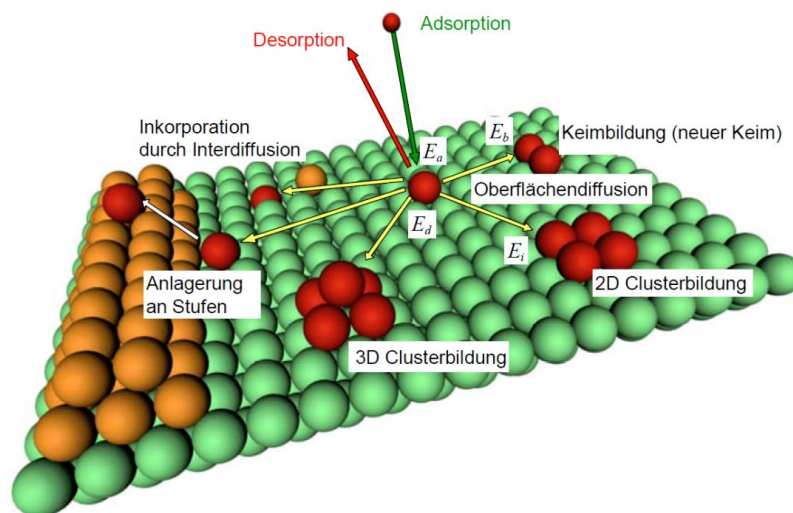


Abbildung 24: Atomare Prozesse auf der Substratoberfläche [26].

### 2.3.2. Struktur dünner Schichten

Für das Aufwachsen des Dünnschichtfilms auf dem Substrat sind letztendlich drei Faktoren bestimmend: die Rauigkeit der Substratoberfläche, die Aktivierungsenergien für die Oberflächen- und Volumendiffusion der Schichtatome sowie die Atom-Substrat-Bindungsenergie [25]. Eine hohe Rauigkeit des Substrates beeinflusst das Schichtwachstum durch Abschattungseffekte, die ein ungleichmäßiges Aufwachsen einer porösen Schicht zur Folge haben können. Dem entgegen wirkt ein erhöhter Anteil an Oberflächendiffusion, was eine erhöhte Oberflächenbeweglichkeit und somit eine erhöhte kinetische Energie des Adatoms voraussetzt. Alle diese



Energien sind für reine Metalle nach [27] proportional zu ihrer absoluten Schmelztemperatur  $T_m$ .

Im Jahre 1969 wurde von Movchan und Demchishin ein Modell entwickelt, das die unterschiedlichen Arten des Schichtwachstums und die daraus entstehende Schichtmorphologie beschreibt. Dabei ist das Schichtwachstum abhängig von der Abscheidetemperatur bezogen auf die Schmelztemperatur (auch homologe Temperatur genannt) in drei unterschiedliche Zonen aufgeteilt. J. A. Thornton hat dieses Modell speziell für den Sputterprozess um den Umgebungsdruck erweitert (siehe Abbildung 25) sowie eine Übergangszone eingeführt.

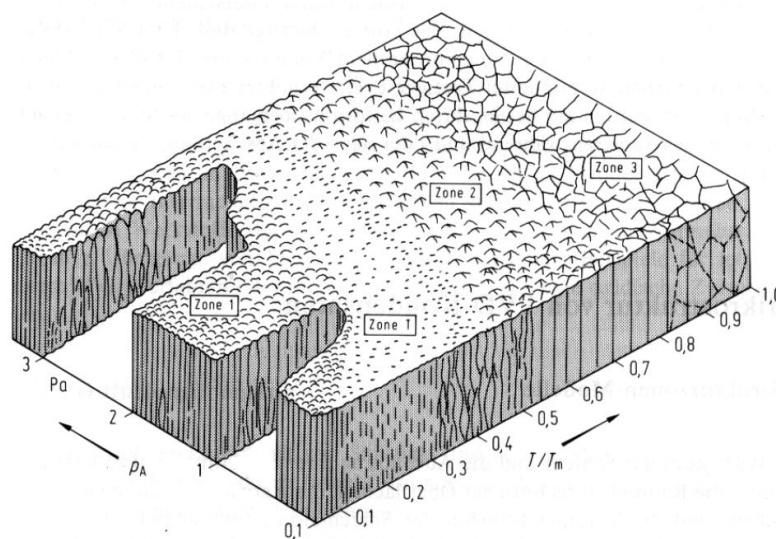


Abbildung 25: Strukturzonenmodell nach Thornton [28].

In *Zone 1* überwiegt der Abschattungseffekt aufgrund der Oberflächenrauigkeit des Substrates, die Energie der Adatome reicht nur für geringe Oberflächendiffusionsprozesse. Dies hat zur Folge, dass sich aus den Keimen nadelförmige Kristallite bilden, die mit zunehmender Schichtdicke nach oben hin breiter werden. Die so aufwachsende Schicht ist sehr porös (Keimabstände bis zu mehreren 10 nm) und mit starken Zugspannungen belastet [25], [26].

In der *Zone T* kann die Oberflächendiffusion die Abschattung mehr oder minder kompensieren, was zu einer wesentlich dichteren Struktur führt. Die Kristallite sind faserförmig ausgeprägt.

Das Wachstum in *Zone 2* wird hauptsächlich durch die Oberflächendiffusion bestimmt, was zu einer kolumnaren Struktur führt. Die Kristallite nehmen mit steigendem  $\frac{T}{T_m}$  Verhältnis in ihrem Durchmesser zu, was gleichbedeutend mit einer Abnahme der Porosität ist.

In Zone 3 ist die Energie der Adatome so hoch, dass die Volumendiffusion der bestimmende Faktor des Schichtwachstums ist. Die Atome rekristallisieren zu einem dichten Gefüge [25].

### 2.3.3. Ursachen intrinsischer Schichtspannungen in Dünnschichten

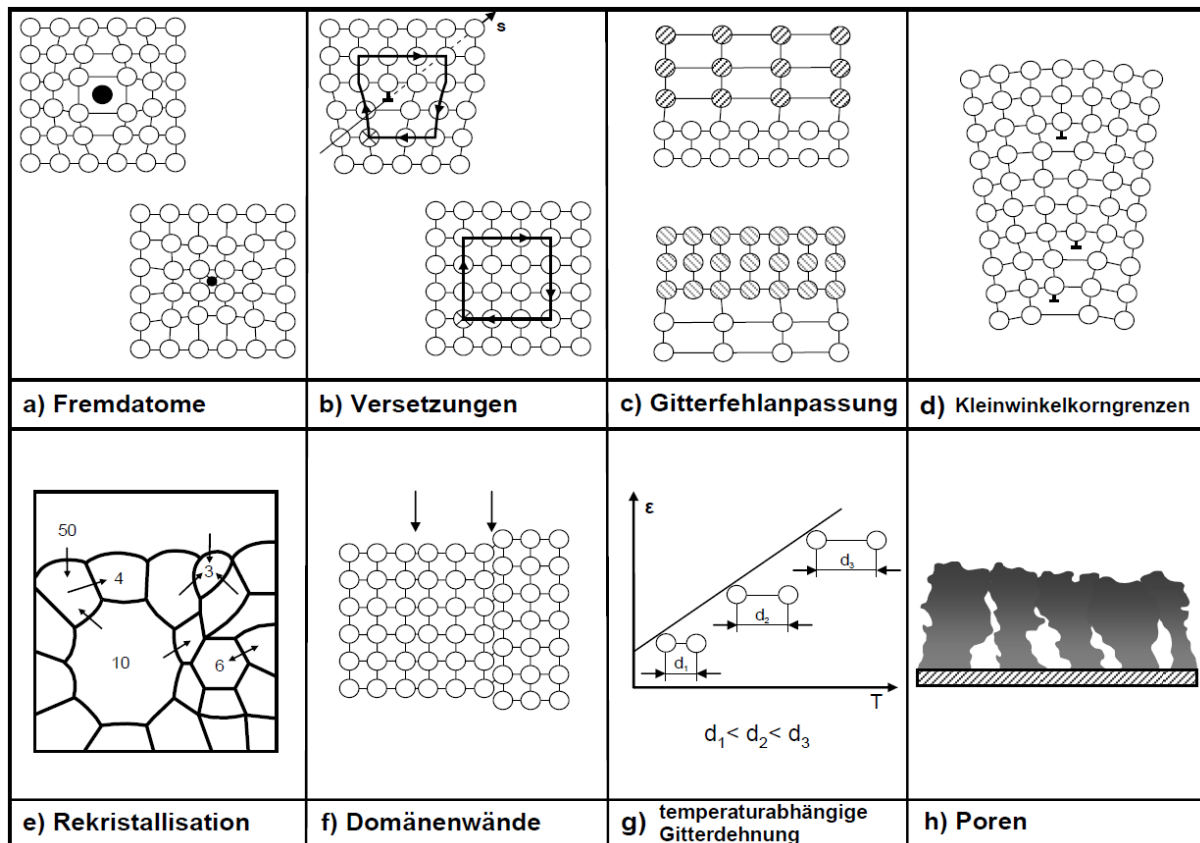


Abbildung 26: Ursachen für das Ausbilden von Schichtstress in Dünnschichten [26].

Bei der Abscheidung von Dünnschichten entstehen über nahezu alle Abscheidungsverfahren hinweg mechanische Spannungen, die Kräfte auf das Substrat ausüben. Dabei unterscheidet man zwischen Druck- und Zugspannungen, abhängig davon, ob die Schicht sich parallel zur Oberfläche zu verlängern oder zu verkürzen versucht (vgl. Abbildung 22). Je nach Ursache kann dabei zwischen thermisch induzierten sowie intrinsischen (durch den atomaren Aufbau der Schicht) Spannungszuständen unterschieden werden. Thermische Spannungen entstehen aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Schicht und Substrat und rühren hauptsächlich vom Unterschied der Abscheidetemperatur zur Umgebungstemperatur. Die Depositionstemperaturen liegen in der Regel wesentlich über der Raumtemperatur, was nicht zu unterschätzende Spannungen verursachen kann. Intrinsischer Stress entsteht hingegen durch eine strukturelle Unordnung im Schichtaufbau [25]. Diese kann vielfältige Ursachen haben, wie Abbildung 26 verdeutlicht. Der Einbau von Fremdatomen in die aufwachsende Schicht stellt

in den meisten Fällen eine ungewollte Verunreinigung dar und ist über alle Abscheidungsverfahren hinweg nahezu unvermeidbar. Dabei können die Fremdatome anstelle der Schichtatome im Gitter eingebaut werden (substitutionelle Position) oder aber eine Zwischengitterposition (interstitielle Position, Abbildung 26a) einnehmen. Je nach Größe der Fremdatome (bezogen auf die Schichtatomgröße) können dabei Druck- oder Zugspannungen entstehen.

Entsteht während des Aufwachsens im „perfekten“ Gitter eine zusätzliche Halbebene, erhält man einen linienförmigen Defekt. Diese Art wird Versetzung genannt und kann stufenförmig oder schraubenförmig ausgeprägt sein. Auch Mischvariationen sind möglich [29].

Eine weitere Ursache von intrinsischen Spannungszuständen liegt in einer Gitterfehlpassung durch eine unterschiedliche Gitterkonstante zwischen Substrat- und Schichtmaterial. Wird die kritische Gitterfehlpassung nicht überschritten, so bilden sich homogen verspannte Schichten mit Zug- oder Druckspannungen aus, die die Gitterkonstante des Substrates annehmen (Pseudomorphie). Je mehr Atome sich diesem Zwangsgitter anpassen müssen, desto höher ist die Spannungsenergie, d.h. der intrinsische Stress steigt mit der Schichtdicke an. Wird ein kritischer Wert überschritten, so finden Relaxationsprozesse statt, die den Spannungszustand in Form von Versetzungen abbauen und ab dann die Schicht in einer natürlichen Gittersituation aufwachsen lassen.

In polykristallinen Schichten wachsen viele unterschiedlich orientierte Körner zu einem Dünnschicht zusammen. An den dabei entstandenen Korngrenzen ist die atomare Dichte wesentlich geringer als innerhalb der Körner selbst. Dadurch bildet sich eine Zugspannung über alle Korngrenzen hinweg aus, die proportional zur Anzahl der Korngrenzen und umgekehrt proportional zur mittleren Korngröße ist [25, 26].

### 2.3.3.1 Schichtspannung durch Sputtern

Geht man davon aus, dass beim Sputterprozess die intrinsische Schichtkomponente gegenüber der thermischen stark überwiegt (Abscheidetemperatur  $< 20\%$  der Schmelztemperatur des abgeschiedenen Materials [30]), so treten speziell bei dieser Abscheidemethode zwei weitere Ursachen für die Entstehung von Schichtstress auf, die u. U. sogar dominierend sein können. Werden Schichten bei hohen Kammerdrücken abgeschieden, so können Atome des Prozessgases (meist Argon) in die Schicht mit eingebaut werden, was zu Druckspannungen führt. Durch das Anlegen einer Bias-Spannung, beispielsweise bei AC-Sputterprozessen, kann dieser Effekt weiter verstärkt werden.

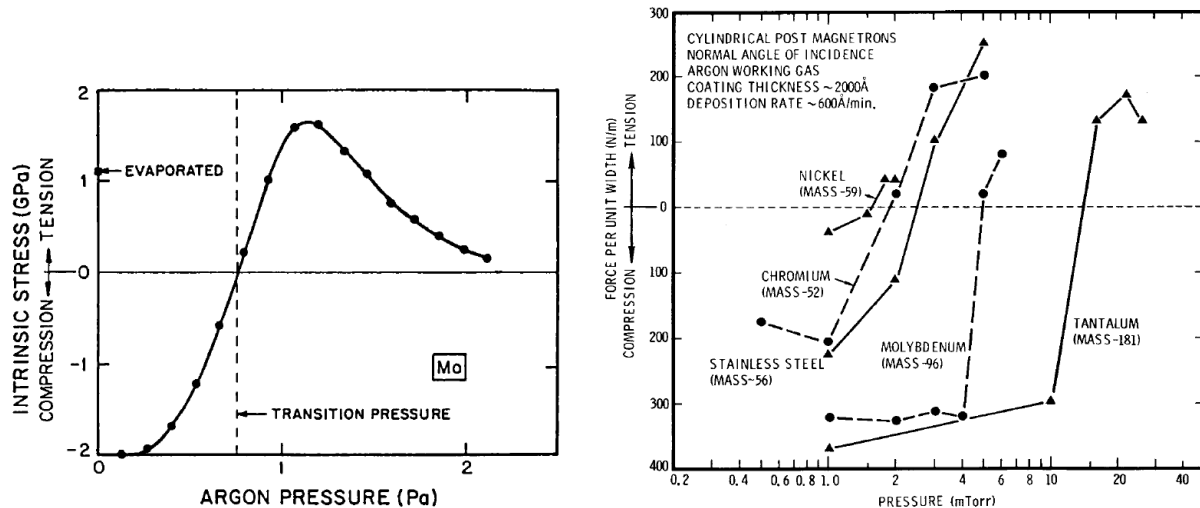


Abbildung 27: Abhängigkeit des intrinsischen Schichtstresses vom Sputterdruck für: Molybdän (links), Materialien mit unterschiedlichem Atomgewicht (rechts) [31], [32].

Eine weitere Ursache für hohe Druckspannungen liegt im Teilchenbeschuss der bereits abgeschiedenen Schicht. Treffen Targetatome mit hoher Energie auf das Substrat, so kann dies zu Stoßprozessen bzw. Stoßkaskaden führen, die bereits in einem Gitter angelagerte Atome aus ihrer Gleichgewichtslage herausschlagen. Ist die homologe Temperatur  $\frac{T}{T_m}$  gering, so kann das herausgeschlagene Atom nicht mehr in die Ursprungslage zurückkehren und verbleibt an seiner meist interstitiellen Lage. Steigt der Kammerdruck, so nimmt die Energie der Stoßatome ab, was zu einer Abnahme der im Zwischengitter eingelagerten Atome führt; der Druckstress sinkt. Wird der Kammerdruck weiter erhöht, kann man einen Vorzeichenwechsel der Schichtspannung beobachten, den Wechsel von Druck- zu Zugspannungen. In diesem Bereich spielen die Stoßprozesse nahezu keine Rolle mehr. Dieser Übergangspunkt, der jedoch Materialabhängig ist (abhängig vom Atomgewicht), kann gezielt genutzt werden, um nahezu stressfreie Schichten herzustellen. Der eingangs erwähnte Effekt der Einlagerung von Argonatomen, der wiederum Druckstress verursacht, kann bei sehr hohen Prozessdrücken beobachtet werden. Hier werden die Zugspannungen durch den Einbau der Fremdatome abgebaut, siehe Abbildung 27 exemplarisch für Molybdän.

### 3. Theoretische Betrachtungen

Das mechanische Verhalten von Membranen ist mathematisch gesehen eine komplexe Angelegenheit, die nur durch genaue Kenntnis der Randbedingungen und diverser Vereinfachungen für einen speziellen Fall lösbar sind. Geht man von einem elastischen Verhalten des Membranwerkstoffs aus, so kann man mittels Hookschem Gesetz den Zusammenhang zwischen Spannung  $\sigma$  und Dehnung  $\varepsilon$  beschreiben:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = \frac{\sigma}{E} , \quad (9)$$

mit der Länge  $l$  sowie der Längenänderung  $\Delta l$  und dem Elastizitätsmodul  $E$ .

Bezieht man sich im mehrdimensionalen Fall auf das kartesische Koordinatensystem  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  und betrachtet zunächst eine Dehnung in  $x$ -Richtung, so entsteht bedingt durch diese Dehnung eine Stauchung des Werkstücks in  $y$ - bzw.  $z$ -Richtung:

$$\varepsilon_x = \frac{\sigma_x}{E} , \quad (10)$$

$$\Rightarrow \varepsilon_y = -\nu \left( \frac{\sigma_x}{E} \right) , \quad (11)$$

$$\Rightarrow \varepsilon_z = -\nu \left( \frac{\sigma_x}{E} \right) , \quad (12)$$

mit der Querkontraktionszahl  $\nu$ . Sowohl  $E$  als auch  $\nu$  sind materialabhängige Parameter, die in unserem Fall als konstant über den gesamten Werkstoff (orts- sowie richtungsunabhängig) angenommen werden können. Treten Kombinationen aus Dehnung und Stauchung für eine Raumrichtung auf, so gilt das Superpositionsprinzip [33]:

$$\varepsilon_{x,y,z} = \frac{\sigma_{x,y,z}}{E} - \nu \frac{\sigma_{y,x,x}}{E} - \nu \frac{\sigma_{z,z,y}}{E} , \quad (13)$$

## 3.1. Plattentheorie

### 3.1.1. Voraussetzungen

Die klassische Plattentheorie befasst sich mit der mathematischen Beschreibung belasteter Platten, deren Mittelfläche aufgrund der dazu senkrecht wirkenden Last gekrümmt wird. Als Platte gelten dabei Tragwerke, deren eine Dimension wesentlich kleiner als die beiden übrigen ist. Desweiteren wird vorausgesetzt, dass der Werkstoff der Platte homogen und isotrop über das gesamte Volumen ist und somit das Hooksche Gesetz Anwendung finden kann. Auch die Dicke wird konstant über die gesamte Platte angenommen. Die Durchbiegung aufgrund der Normalbelastung soll klein im Verhältnis zur Dicke der Platte sein, um somit Verformungen der Plattenmittelfläche vernachlässigen zu können. In Richtung der Plattennormalen soll das Tragwerk als dehnstarr gelten, d.h. die Dehnung sowie die mechanische Spannung in dieser Richtung ist gleich Null. Damit einhergehend wird ein ebener Spannungszustand vorausgesetzt. Die Ränder der Platte werden in der Plattenebene frei beweglich, normal zur Plattenebene als unbeweglich angenommen. Mit Hilfe dieser Annahmen kann im Folgenden eine Plattengleichung zur Bestimmung der lastabhängigen Auslenkung bestimmt werden [34, 35].

### 3.1.2. Kirchhoffsche Plattengleichung

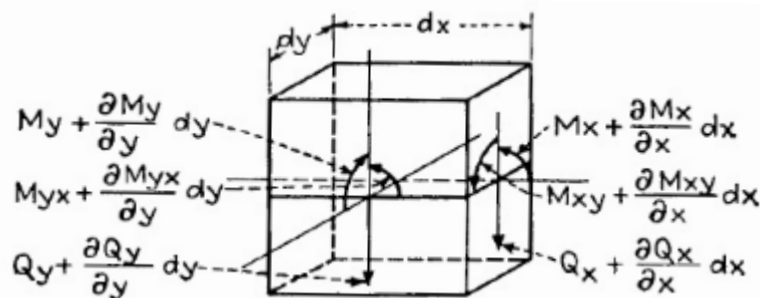


Abbildung 28: Plattenausschnitt der Dimensionen  $dx$ ,  $dy$ ,  $h$  [34], Kap. 4.

Zum Herleiten der Plattengleichung wird ein kleiner Ausschnitt der Platte mit der Breite  $dx$ , der Länge  $dy$ , sowie der Höhe  $h$  betrachtet. An dessen Seitenflächen treten die Biegemomente  $M_x$  und  $M_y$ , die Torsionsmomente  $M_{xy}$  und  $M_{yx}$  sowie die Querkräfte  $Q_x$  und  $Q_y$  (Kräfte pro Längeneinheit) auf. Da alle diese Größen ortsabhängig sind, müssen sie mit der Ausdehnung des Plattenelements um kleine Änderungsterme erweitert werden.

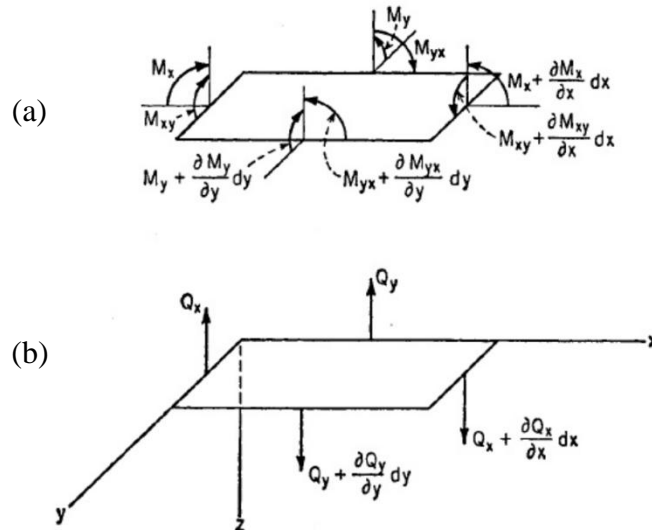


Abbildung 29: Momente  $M$  und Querkräfte  $Q$  der Mittelebene eines Plattenelementes [34].

Betrachtet man nun die Mittelebene des Ausschnitts in Abbildung 29 (der Übersicht wegen getrennt nach Momenten (a) und Kräften (b)), so können hierfür durch Annahme eines Kräftegleichgewichts folgende Gleichungen aufgestellt werden:

$$\Sigma Q = 0 \quad , \quad (14)$$

$$\left( -Q_x + \left( Q_x + \frac{\partial Q_x}{\partial x} dx \right) \right) dy + \left( -Q_y + \left( Q_y + \frac{\partial Q_y}{\partial y} dy \right) \right) dx + q \, dx \, dy = 0 \quad , \quad (15)$$

mit der Flächenlast  $q$  in  $z$ -Richtung.

Durch Vereinfachung sowie Division durch  $dx \, dy$  erhält man:

$$\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = -q \quad . \quad (16)$$

Analog zum Kräftegleichgewicht gelten folgende Beziehungen für das Momentengleichgewicht um die  $x$ -Achse:

$$\Sigma M = 0 \quad , \quad (17)$$

$$\left( M_{xy} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial x} dx - M_{xy} \right) dy - \left( M_y + \frac{\partial M_y}{\partial y} dy - M_y \right) dx \quad ,$$

$$- \left( Q_x + \frac{\partial Q_x}{\partial x} - Q_x \right) dy \frac{dy}{2} + Q_y \, dx \, dy = 0 \quad . \quad (18)$$

Die Drehmomente, verursacht durch die Last  $q$  sowie durch die Summanden  $\frac{\partial Q_y}{\partial y}$  und  $\frac{\partial Q_x}{\partial x}$  können dabei vernachlässigt werden, da sie klein und von höherer Ordnung sind [34]. Durch Vereinfachung sowie Division durch  $dxdy$  erhält man:

$$Q_y - \frac{\partial M_y}{\partial y} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial x} = 0 \quad . \quad (19)$$

Betrachtet man analog dazu das Momentengleichgewicht um die  $y$ -Achse so erhält man:

$$-Q_x + \frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_{yx}}{\partial y} = 0 \quad . \quad (20)$$

Löst man nun (19) und (20) nach den Kräften  $Q_x$  bzw.  $Q_y$  auf und substituiert diese in Gleichung (16), so erhält man:

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} = -q \quad , \quad (21)$$

wobei aus Symmetriegründen  $M_{xy} = -M_{yx}$  angenommen werden kann. Nach [34], Kapitel 4, ist der Zusammenhang zwischen den Biege-/Torsionsmomenten und der Krümmung<sup>1</sup> wie folgt gegeben:

$$M_{(x,y)} = -D \left( \frac{\partial^2 w}{\partial (x,y)^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial (y,x)^2} \right) \quad , \quad (22)$$

$$M_{xy} = -M_{yx} = D(1 - \nu) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \quad , \quad (23)$$

mit der Plattensteifigkeit  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$  , dem E-Modul  $E$ , der Plattendicke  $h$  sowie der Querkontraktionszahl  $\nu$ . (24)

---

<sup>1</sup> Krümmung als die zweite Ableitung der Auslenkung  $w$



Werden diese Ausdrücke für  $M_x$ ,  $M_y$  und  $M_{xy}$  in Gleichung (21) substituiert, so erhält man die *Kirchhoffsche Plattengleichung*

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = \frac{q}{D} . \quad (25)$$

In der Literatur findet man auch häufig die symbolische Notation

$$\Delta \Delta w = \frac{q}{D} , \quad (26)$$

mit dem Laplaceoperator  $\Delta$ , im zweidimensionalen Raum definiert als

$$\Delta w = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} . \quad (27)$$

Unter den gegebenen Voraussetzungen kann Gleichung (26) für eine quadratische Platte gelöst werden zu:

$$w_0 = \alpha \frac{q(2a)^4}{D} , \quad (28)$$

mit dem von der Einspannung abhängigen Parameter  $\alpha$ , der Seitenlänge  $2a$  und der maximalen Auslenkung  $w_0 = w(0,0)$ .

### 3.2. Membrantheorie

Die Membrantheorie, oft auch als Theorie von Platten großer Auslenkung bezeichnet, ist eine Erweiterung der im vorigen Kapitel vorgestellten Kirchhoffschen Plattentheorie auf Fälle, bei denen Auslenkungen in der Größenordnung der Plattendicke (Membrandicke) oder darüber vorkommen. Hierbei treten durch die nun nicht mehr vernachlässigbare Dehnung der Mittelebene weitere Kräfte auf, die einen wesentlichen Einfluss auf die Auslenkung haben.

Betrachtet man einen infinitesimal kleinen Ausschnitt der Mittelebene einer Membran (Abbildung 30), so treten zusätzlich zu den Querkräften in Kapitel 3.1.2 die Kräfte  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_{xy} = N_{yx}$  (ebenfalls Kräfte pro Längeneinheit) innerhalb der Mittelebene auf, die in Abhängigkeit zur Dehnung der Membran stehen [34].

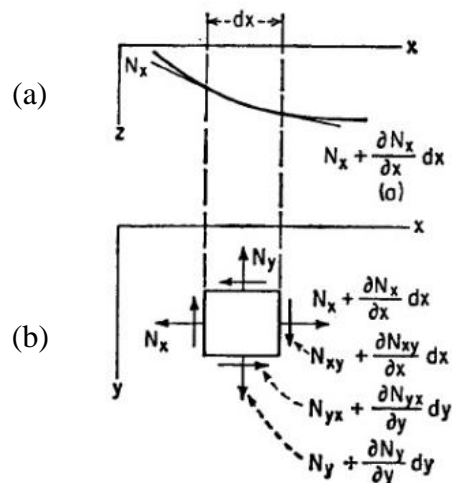


Abbildung 30: Kräfte innerhalb der Mittelebene verursacht durch Dehnung, [34], Kap. 12.

Aus dem resultierenden Kräftegleichgewicht können nun folgende Gleichungen hergeleitet werden:

$$\sum N_{x,y} = 0 \quad , \quad (29)$$

$$\left( -N_x + \left( N_x + \frac{\partial N_x}{\partial x} dx \right) \right) dy + \left( -N_{yx} + \left( N_{yx} + \frac{\partial N_{yx}}{\partial y} dy \right) \right) dx = 0 \quad . \quad (30)$$

Durch Vereinfachung und Division durch  $dx dy$  erhält man:

$$\frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} = 0 \quad , \quad (31)$$

sowie für die Kräfte in  $y$ -Richtung analog

$$\frac{\partial N_y}{\partial y} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} = 0 \quad . \quad (32)$$

Betrachtet man nun diese Kräfte in der  $z$ -Ebene (Abbildung 30a), so ist zu beachten, dass die jeweils gegenüberliegenden Kräfte hier aufgrund der Biegung nicht auf einer Geraden liegen, sondern einen Differenzwinkel abhängig von der Biegung aufweisen. Projiziert man nun die Normalkräfte  $N_x$  und  $N_y$  sowie die Scherkräfte  $N_{xy}$  und  $N_{yx}$  auf die  $z$ -Achse, so erhält man unter Vernachlässigung der höheren Terme nach [34] folgendes:

$$N_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} dxdy + \frac{\partial N_x}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial x} dxdy \quad , \quad (33)$$

$$N_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} dxdy + \frac{\partial N_y}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial y} dxdy \quad , \quad (34)$$

$$2N_{xy} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} dxdy + \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} dxdy + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial x} dxdy \quad . \quad (35)$$

Addiert man diese Ausdrücke zusätzlich zur Last  $q$  in Gleichung (21) so ergibt dies unter Berücksichtigung von (31) und (32):

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} = - \left( q + N_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + N_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2N_{xy} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) \quad . \quad (36)$$

Analog zur Plattentheorie können die Ableitungen der Momente mit den Gleichungen (22), (23) und (24) substituiert werden zu:

$$\Delta \Delta w = \frac{1}{D} \left( q + N_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + N_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2N_{xy} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) \quad . \quad (37)$$

Um die drei unbekanntenen Kräfte  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_{xy}$  zu bestimmen, bedient sich [34] der Einführung einer Stressfunktion  $F(x, y)$ , mit deren Hilfe die Gleichungen (31) und (32) nach [36] zu folgenden Ausdrücken umgerechnet werden können:

$$N_x = h \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}, \quad N_y = h \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \quad N_{xy} = -h \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} . \quad (38)$$

Diese führen mit Hilfe des Hookschen Gesetzes sowie nach Festlegen der Randbedingungen zu zwei nichtlinearen Differentialgleichungen, deren Lösung nur näherungsweise für spezielle Fälle bekannt sind. Für weiterführende Informationen sei auf [34] Kapitel 13.101 verwiesen.

### 3.2.1. Energiemethode

Eine weitere Näherungslösung zur Bestimmung der Membranauslenkung ist die Energiemethode. Dazu wird die Gesamtenergie des Systems betrachtet. Angenommen wird eine gleichmäßig belastete, quadratische, allseitig eingespannte Membran der Seitenlänge  $2a$  mit dem Ursprung in der Mitte, wie Sie in Abbildung 31 dargestellt ist. Als Last wirkt ganzflächig ein konstanter Druck  $q$  in  $z$ -Richtung (in die Zeichenebene hinein). Durch diese Flächenlast entsteht eine Membran mit einer Auslenkung  $w(x, y)$  in der Größenordnung der Membrandicke  $h$ , die im Vergleich zum Grundzustand sowohl eine Dehnung als auch eine Biegung der Mittelfläche aufweist. Energetisch gesehen setzt sich somit die Gesamtenergie  $V_{ges}$  zusammen aus der Dehnungsenergie  $V_D$  sowie der Biegeenergie  $V_B$ , abzüglich der durch den Druck eingebrachten Energie  $V_{ext}$ :

$$V_{ges} = V_D + V_B - V_{ext} , \quad (39)$$

$$V_{ext} = \iint_{-a}^a qw(x, y) dx dy . \quad (40)$$

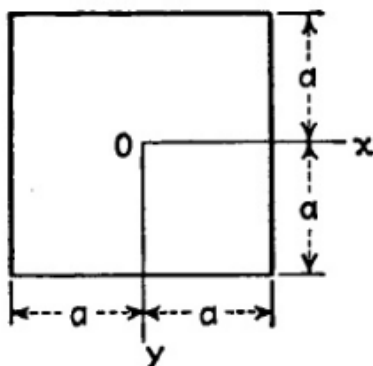


Abbildung 31: Quadratische Membran der Seitenlänge  $2a$  [34].

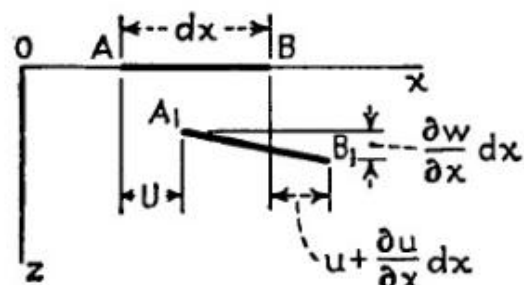


Abbildung 32: Dehnung der Mittellebene in  $x$ -Richtung [34].

Nach [34] kann dann die Dehnungsenergie  $V_D$  der Membran wie folgt errechnet werden:

$$V_D = \frac{Eh}{2(1-\nu^2)} \iint_{-a}^a \left[ \epsilon_x^2 + \epsilon_y^2 + 2\nu\epsilon_x\epsilon_y + \frac{1}{2}(1-\nu)\gamma_{xy}^2 \right] dx dy , \quad (41)$$

mit Berücksichtigung der Dehnung in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung

$$\epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 , \quad (42)$$

$$\epsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 , \quad (43)$$

sowie der Schubdehnung

$$\gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} . \quad (44)$$

Die Biegeenergie der ausgelenkten Membran ist ebenfalls in [34] angegeben als:

$$V_B = \frac{1}{2} D \iint_{-a}^a \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)^2 - 2(1-\nu) \left[ \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] dx dy , \quad (45)$$

mit  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$  .

Überschreitet die maximale Auslenkung  $w_0$  den Wert der Membrandicke um ein Vielfaches, so kann  $V_B$  gegenüber  $V_D$  vernachlässigt werden, sodass gilt:

$$V_{ges} \approx V_D - V_{ext} . \quad (46)$$

Für die Unbekannten  $u$ ,  $v$  und  $w$  müssen Funktionen gefunden werden, die die Randbedingungen einer durch ganzflächigen Druck ausgelenkten Membran in Abhängigkeit von der Einspannung erfüllen. Hier gibt es unterschiedlich komplexe Ansätze mit unterschiedlicher Anzahl an freien Parametern, die z.B. über die Methode der virtuellen Verschiebung bestimmt

werden können. Zur Verdeutlichung dieses Lösungsansatzes werden in [34] folgende Funktionen verwendet:

$$u(x, y) = c_1 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2a}\right), \quad (47)$$

$$v(x, y) = c_2 \sin\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right), \quad (48)$$

$$w(x, y) = w_0 \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2a}\right), \quad (49)$$

mit  $c_1 = c_2 = c$  aufgrund der Symmetrie sowie der maximalen Auslenkung  $w_0$ . Werden diese Funktionen in den Gleichungen (42) bis (44) substituiert und in (41) eingesetzt, so erhält man nach der Integration und für  $\nu = 0,25$  die Dehnungs- sowie Biegeenergie als:

$$V_D = \frac{Eh}{7,5} \left[ \frac{5\pi^4 w_0^4}{64 a^2} - \frac{17\pi^2 c w_0^2}{6 a} + c^2 \left( \frac{35\pi^2}{4} + \frac{80}{9} \right) \right], \quad (50)$$

$$V_B = \frac{2D\pi^4 w_0^2}{a^2}. \quad (51)$$

Wird die Biegeenergie vernachlässigt, so errechnet sich die gesamte potentielle Energie zu:

$$V_{ges} \approx \frac{Eh}{7,5} \left[ \frac{5\pi^4 w_0^4}{64 a^2} - \frac{17\pi^2 c w_0^2}{6 a} + c^2 \left( \frac{35\pi^2}{4} + \frac{80}{9} \right) \right] - \frac{16qa^2}{\pi^2} w_0. \quad (52)$$

Unter Anwendung des Prinzips der virtuellen Verschiebung kann man die Parameter  $c$  sowie  $w_0$  wie folgt berechnen:

$$\frac{\partial V}{\partial c} \delta c = 0, \quad (53)$$

$$c = 0,147 \frac{w_0^2}{a}, \quad (54)$$

$$\frac{\partial V}{\partial w_0} \delta w_0 = 0, \quad (55)$$

$$w_0 = 0,818a \sqrt[3]{\frac{qa}{Eh}}. \quad (56)$$

Wie sich später zeigen wird, bietet Gleichung (56) nur eine grobe Näherungslösung. In der Diplomarbeit von Thomssen [37] wird dieser Ansatz von Timoshenko erweitert, in dem für die Verschiebungsgleichungen  $u(x, y)$ ,  $v(x, y)$  sowie  $w(x, y)$  folgende Funktionen mit mehr Freiheitsgraden verwendet werden:

$$u(x, y) = \left( u_0 + u_1 \frac{(x^2 + y^2)}{a^2} + u_2 \frac{x^2 y^2}{a^4} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2a}\right) , \quad (57)$$

$$v(x, y) = \left( u_0 + u_1 \frac{(x^2 + y^2)}{a^2} + u_2 \frac{x^2 y^2}{a^4} \right) \sin\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right) , \quad (58)$$

$$w(x, y) = \left( w_0 + w_1 \frac{(x^2 + y^2)}{a^2} + w_2 \frac{x^2 y^2}{a^4} \right) \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2a}\right) . \quad (59)$$

Zur Bestimmung der Konstanten  $u_{0,1,2}$  sowie  $w_{1,2}$  müssen jedoch numerische Verfahren herangezogen werden. Für die druckabhängige Auslenkung ergibt sich danach folgender Term:

$$p(w_0) = C_1 \frac{\sigma h}{a^2} w_0 + C_2 \frac{Eh}{a^4} w_0^3 + \beta \frac{Eh^3}{16a^4} w_0 . \quad (60)$$

Die Parameter  $C_1$  und  $C_2$  sind abhängig von der Querkontraktionszahl des Materials und wurden in [37] für <100>-Silizium mit einer Poissonzahl  $\nu = 0,25$  bestimmt zu:

$$C_1 = 3,45 ,$$

$$C_2 = 2,48 .$$

$\beta$  ist im Wesentlichen abhängig von der Einspannung der Membran und wird für eine allseitig feste Aufhängung zu 71,5.

Eine nähere Betrachtung der Form der Auslenkungskurve  $w(x, y)$  (Abbildung 33) zeigt, dass in den Gleichungssystemen (47) bis (49) als Randbedingung eine „einfache Aufhängung“ der Membran beschrieben wird. Dies bedeutet, dass an den Rändern zwar Kräfte in  $x$ -,  $y$ - sowie in  $z$ -Richtung, jedoch keine Momente um die jeweiligen Achsen übertragen werden können. Deutlich wird dies in der zweidimensionalen Ableitung der Membranauslenkung (Abbildung 34), die an den Rändern  $(-a, 0)$  sowie  $(a, 0)$  eine Steigung ungleich Null zeigt, was näherungsweise einer drehbaren Lagerung entspricht. Gleiches gilt für die Gleichungen (57) bis (59).

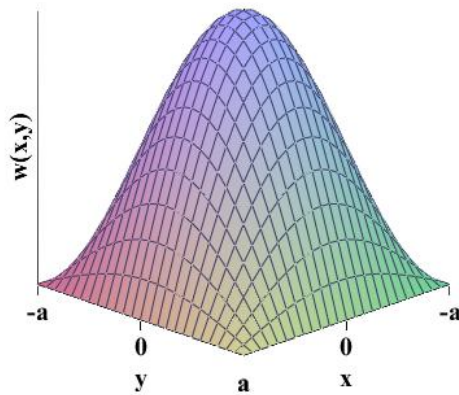


Abbildung 33: Plot der Membranauslenkung  $w(x,y)$  für Gleichung (49).

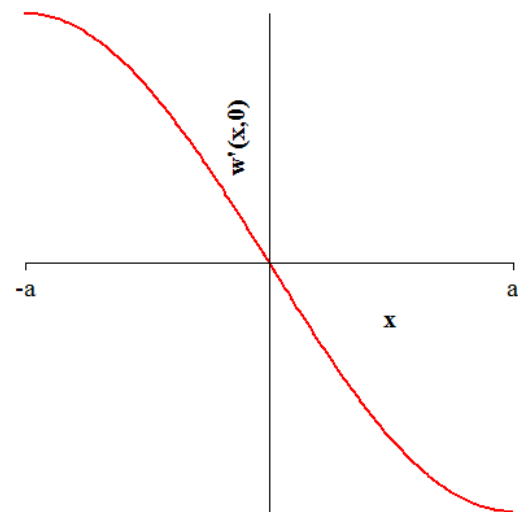


Abbildung 34: Ableitung  $w'(x,y)$  der Gleichung (49) für  $y = 0$ .

Da die in dieser Arbeit erzeugten Membranen jedoch aus dem Bulkmaterial herausgeätzt wurden, sind deren Ränder fest im Substrat verankert, was somit eher einer allseitigen Festspeinspannung entspricht. Diese Eigenschaft wird erfüllt, in dem die Gleichungen (47) bis (49) mit folgenden komplexeren Gleichungen ersetzt werden, die mehr Freiheitsgrade besitzen [34]:

$$u(x,y) = (a^2 - x^2)(b^2 - y^2)x(b_{00} + b_{02}y^2 + b_{20}x^2 + b_{22}x^2y^2) , \quad (61)$$

$$v(x,y) = (a^2 - x^2)(b^2 - y^2)y(c_{00} + c_{02}y^2 + c_{20}x^2 + c_{22}x^2y^2) , \quad (62)$$

$$w(x,y) = (a^2 - x^2)^2 (b^2 - y^2)^2 (a_{00} + a_{02}y^2 + a_{20}x^2) . \quad (63)$$

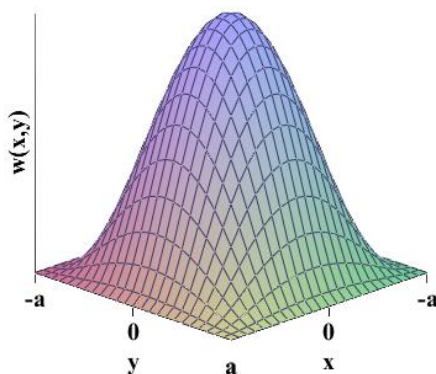


Abbildung 35: Plot der Membranauslenkung  $w(x,y)$  für Gleichung (63) für  $b = a$ .

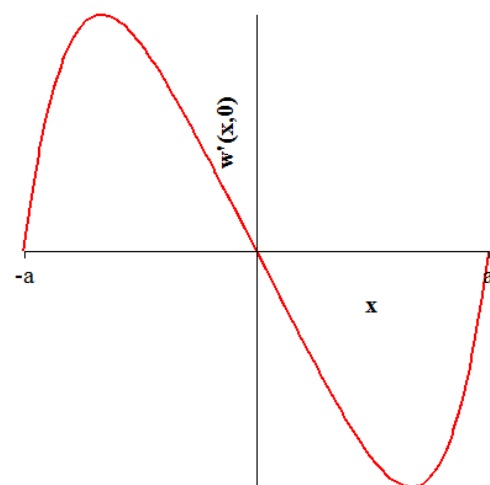


Abbildung 36: Ableitung  $w'(x,y)$  der Gleichung (63) für  $y = 0$ .



Wie man in der grafischen Darstellung der Auslenkung  $w(x, y)$  bzw. deren Steigungsverlauf erkennen kann (Abb. 35 und 36), ist nicht nur die Randbedingung  $w = 0$ , sondern auch  $w' = 0$  gegeben. Physikalisch entspricht dies einer Membranaufhängung, die sowohl Kräfte als auch Momente übertragen kann, was eher der Realität entspricht.

Zur Bestimmung der unbekanntenen Parameter  $a_{mn}$ ,  $b_{mn}$  sowie  $c_{mn}$  kann auch hier die Methode der virtuellen Verschiebung angewandt werden. Dies führt jedoch zu einem Gleichungssystem, was nach [34] lediglich für spezielle Fälle numerisch gelöst werden kann. In nachfolgender Abbildung sind Lösungen für spezielle  $\frac{b}{a}$  Verhältnisse dargestellt und mit Lösungen der Plattentheorie verglichen.

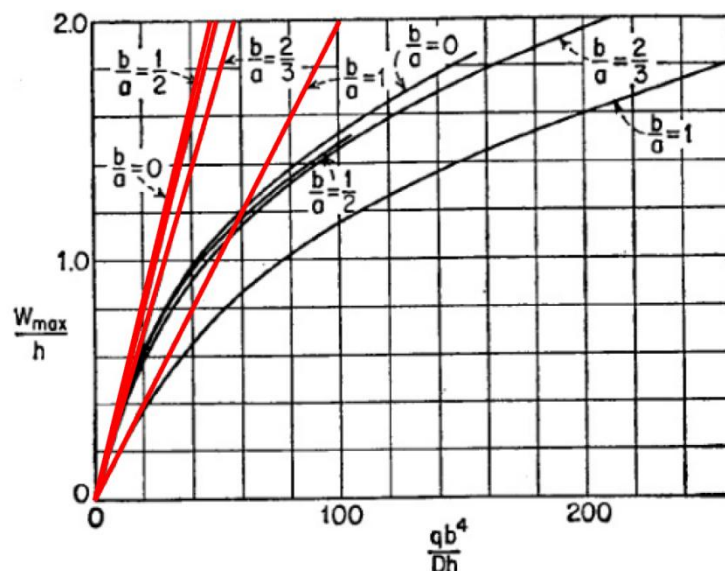


Abbildung 37: Vergleich der Auslenkung in Abhängigkeit von der Last  $q$  zwischen Plattentheorie (rot) und Membrantheorie (schwarz) für spezielle Seitenverhältnisse  $b$  zu  $a$  [34].

### 3.3. Bucklingeffekt

Unter Zug beanspruchte statische Tragwerke, wie z.B. Stäbe, Platten oder Membranen, besitzen einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der extern angreifenden Zuglast und dem sich einstellenden Dehnungsprofil. Ersetzt man die Zugkraft durch eine Drucklast, so bleibt diese Eindeutigkeit ab einer bestimmten Grenzlast nicht mehr erhalten, vielmehr können weitere stabile Gleichgewichtslagen auftreten. In der Elastostatik ist dieses Phänomen unter dem Begriff *Knickung* bzw. *Buckling* bekannt.

#### 3.3.1. Eulerscher Knickstab

Um den Effekt der Knickung bzw. des Bucklings mathematisch näher zu betrachten, ist der zweidimensionale Fall des Euler-Stabes gut geeignet. Dazu wird ein beidseits gelenkig gelagerter, idealer Stab durch eine Druckkraft  $F$  so belastet, dass die Kraft im Schwerpunkt des Stabquerschnitts wirkt (Abbildung 38, links). Übersteigt  $F$  die für den Stab kritische Kraft  $F_c$ , so entstehen neben der Ruhelage weitere Gleichgewichtslagen mit einer seitlichen Auslenkung größer 0, (Abbildung 38, mittig). Eine etwaige Längenänderung bleibt hierbei unberücksichtigt.

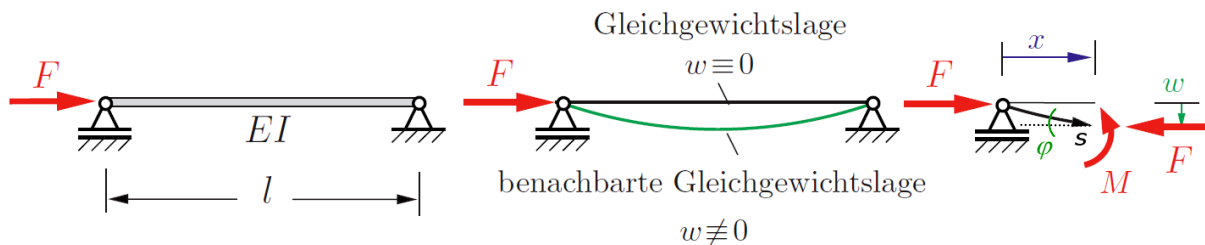


Abbildung 38: Betrachtungen am unter einer Druckkraft belasteten Euler-Stab [33].

Um die kritische Drucklast  $F_c$  mathematisch zu ermitteln, werden die Gleichgewichtsbedingungen näher betrachtet. Dazu wird der Stab an der Stelle  $x > 0$  freigeschnitten und das Kräfte- bzw. Momentengleichgewicht betrachtet (Abbildung 38, rechts):

$$M = Fw \quad , \quad (64)$$

$$EIw'' = -M \quad , \quad (65)$$

$$w'' + \frac{F}{EI}w = 0 \quad , \quad (66)$$

mit der Auslenkung  $w$ , dem E-Modul  $E$  und dem Flächenträgheitsmoment des Balkens  $I$ .

Gleichung (65) beschreibt dabei das Elastizitätsgesetz für den schubstarrten Biegebalken nach [33] und führt nach Einsetzen der Gleichung (64) zu einer homogenen Differentialgleichung zweiter Ordnung, der sog. *Knickgleichung* (66). Um die kritische Kraft berechnen zu können, wird sich der allgemeinen Lösung der Form

$$w = A \cos(\lambda x) + B \sin(\lambda x) \quad , \quad (67)$$

mit

$$\lambda^2 = \frac{F}{EI} \quad (68)$$

bedient. Mit den gegebenen Randbedingungen  $w(0) = w(l) = 0$  erhält man:

$$A = 0 \quad , \quad (69)$$

$$B \sin(\lambda l) = 0 \quad , \quad (70)$$

$$\Rightarrow \lambda_n l = n\pi \quad \text{mit} \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad . \quad (71)$$

Es ist ersichtlich, dass unendlich viele mathematische Lösungen der Differentialgleichung existieren. Zur Bestimmung der kritischen Kraft (= kleinste Kraft bei der eine Auslenkung auftritt) ist lediglich die kleinste von der Trivillösung  $n = 0$  verschiedene Möglichkeit interessant,  $n = 1$ . Damit ergibt sich aus (68):

$$F_{krit} = \lambda_1^2 EI = \pi^2 \frac{EI}{l^2} \quad . \quad (72)$$

Der Parameter  $B$  ist auf diese Weise jedoch nicht näher bestimmbar und damit einhergehend ergibt sich lediglich eine qualitative Aussage zur Lösung von  $w$ . Es bildet sich eine Knickung in Form einer Sinus-Halbwellen aus, jedoch ohne Aussage über die maximale Auslenkung  $w_{max}$ . Zur quantitativen Bestimmung muss ein alternativer Rechnungsweg gewählt werden. Nimmt man als Koordinate die Bogenlänge  $s$  des verformten Stabes, so kann nach [38] die Krümmung  $\kappa_B$  sowie das Elastizitätsgesetz (65) wie folgt berechnet werden:

$$\kappa_B = w'' = \frac{d\varphi}{ds} \quad , \quad (73)$$

$$EI \frac{d\varphi}{ds} = -M \quad . \quad (74)$$

Zusammen mit  $\sin \varphi = \frac{dw}{ds}$  ergibt sich aus (66) durch Differenzieren nach  $s$ :

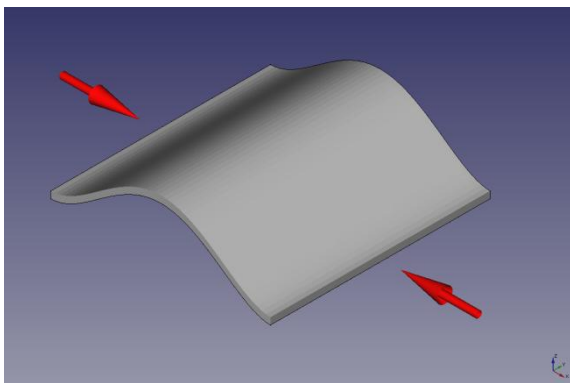
$$\frac{d^2 \varphi}{ds^2} + \frac{F}{EI} \sin \varphi = 0 \quad . \quad (75)$$

Auch hier ist in  $\varphi = 0$  eine Trivillösung gefunden, die nur für  $F < F_c$  auch gleichzeitig die einzige Lösung ist. Um weitere Lösungen für  $F > F_c$  zu erhalten, wird in [38] nach Integration und Einsetzen der Randbedingungen folgender Term errechnet:

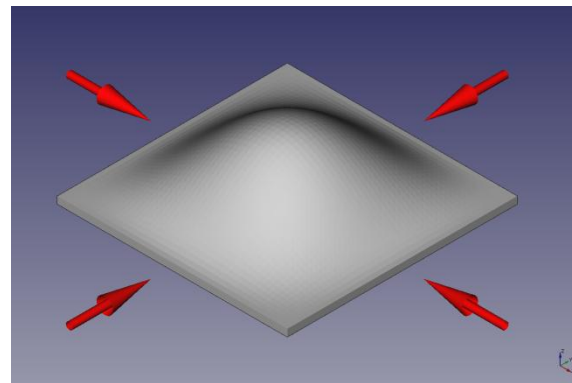
$$s_{1,2} = \pm \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{2\lambda^2(\cos \varphi - \cos \varphi_0)}} \quad . \quad (76)$$

An dieser Lösung ist zu sehen, dass es zwei identische Lösungsmöglichkeiten bei Überschreiten der kritischen Kraft  $F_c$  gibt, die sich lediglich durch das Vorzeichen unterscheiden. Dies ist ein Hinweis für die Bistabilität eines durch eine Druckkraft belasteten Knickstabes, [33][38].

### 3.3.2. Druckverspannte Membranen



**Abbildung 39:** Knickung einer Membran bei monoaxial wirkender Druckkraft auf zwei fest eingespannten Kanten.



**Abbildung 40:** Beulung einer Membran bei biaxial wirkender Druckkraft auf die vier fest eingespannten Kanten.

Erweitert man den Fall des im vorigen Kapitel vorgestellten druckverspannten Stabes um eine Dimension, so erhält man eine druckverspannte Membran. Abhängig vom Richtungsvektor der Druckkraft, lässt sich hier zwischen einer monoaxial verspannten (Abbildung 39) und einer biaxial verspannten Membran (Abbildung 40) unterscheiden. Abhängig von der Ein-

spannung der Membrankanten ergeben sich unterschiedliche Verformungsbilder, wie in den Abbildungen 39 und 40 zu sehen ist.

Im Falle der in Abbildung 39 dargestellten Membran handelt es sich um eine feste Einspannung zweier gegenüberliegender Kanten, die mit einer Druckkraft  $F$  beaufschlagt werden. Die beiden übrigen Kanten sind ohne Einspannung und frei beweglich. Die dabei auftretende Auslenkung der Membran ähnelt dem Knickverhalten des Eulerschen Stabes. Betrachtet man hingegen eine allseitig fest eingespannte Membran mit biaxial angelegter Druckkraft, so spricht man von der sogenannten Beulung. Zur mathematischen Beschreibung der Beulung gibt es auch hier unterschiedliche, auf der Membrantheorie basierende Ansätze. Um exakte Lösungen zu erhalten sind jedoch teilweise komplexe numerische Verfahren von Nöten, auf die an dieser Stelle nicht eingegangen werden kann. Auf eine beispielhafte Herleitung einer Näherungslösung soll jedoch nicht verzichtet werden.

Als Basis zur Berechnung der maximalen Beulamplitude sowie zur Bestimmung der kritischen Beullast dient dabei die in Kapitel 3.2.1 vorgestellte Energiemethode.

### 3.3.2.1 Bestimmung der kritischen Beullast

Die kritische Beulkraft  $F_c$  ist definiert als genau jene Kraft in der Mittelebene der Membran, bei der die stabile Ruhelage der Anordnung instabil wird und eine Beulung senkrecht zu  $F_c$  auftritt. Um diese Beulkraft näherungsweise zu berechnen, kann der Weg über das energetische Gleichgewicht herangezogen werden. Es wird angenommen, dass die Membran initial eine Auslenkung besitzt, die wie bereits in Kapitel 3.2.1 besprochen, durch die Summe aus Biegeenergie  $V_B$  und Dehnungsenergie  $V_D$  beschrieben werden kann. Ist die Auslenkung sehr klein, so kann gemäß der Plattentheorie die Dehnungsenergie vernachlässigt und somit die Rechnung erheblich vereinfacht werden. Da die Auslenkung der Membran bei Überschreiten der kritischen Beullast gerade erst auftritt, ist diese Vereinfachung legitim. Werden nun externe Kräfte an den Rändern der Membran angelegt, so stellt sich ein Gleichgewicht ein, je nach Höhe der extern angreifenden Druckkräfte und damit der extern eingebrachten Energie  $V_{ext}$ . Ist  $V_{ext}$  kleiner als  $V_B$ , so überwiegen die Rückstellkräfte der Membran und die initiale Auslenkung verschwindet. Übersteigt  $V_{ext}$  die Biegeenergie, so stellt sich ein gebeulter Zustand mit einer maximalen Amplitude  $w_0$  in der Mitte der Membran ein. Je nach Richtung der initialen Auslenkung ergeben sich so zwei stabile Beulzustände, siehe Abbildung 42.

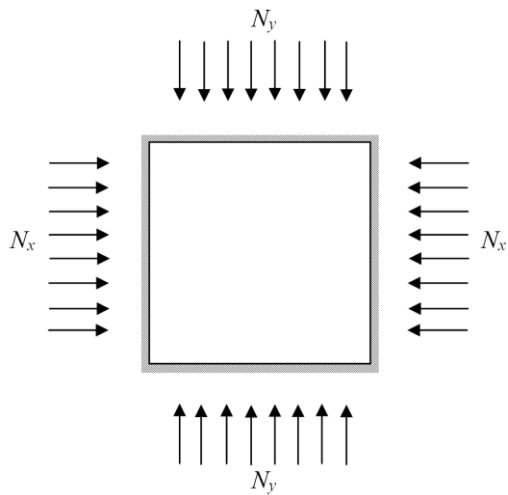


Abbildung 41: Allseitig fest eingespannte Membran mit biaxialem Stress, Draufsicht [39].

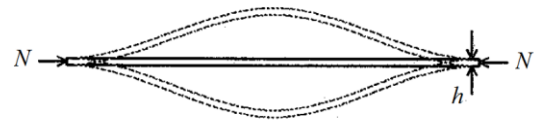


Abbildung 42: Allseitig fest eingespannte Membran mit biaxialem Stress, Seitenansicht [39].

Zur Berechnung wird auch hier analog zur Platten- bzw. Membrantheorie eine quadratische Membran mit der Seitenlänge  $2a$  sowie der Dicke  $h$  angenommen, deren Ränder allseitig fest eingespannt sind (Abbildung 41). Auf die Seitenflächen wirkt ein Druck  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ , der sich mit der Kraft  $F$  ergibt zu:

$$\sigma_{x,y} = \frac{F_{x,y}}{2ah} . \quad (77)$$

Um die Auslenkung der Membran in Abhängigkeit von der Koordinate bei gegebener Maximalauslenkung  $w_0$  zu bestimmen, wird in [36] folgende Gleichung als hinreichend genau beschrieben:

$$w(x,y) = \frac{w_0}{4} \left(1 + \cos \frac{\pi x}{a}\right) \left(1 + \cos \frac{\pi y}{a}\right) . \quad (78)$$

Damit errechnet sich die Biegeenergie aus (45) zu

$$V_B = \frac{D\pi^4 w_0^2}{4a^2} , \quad (79)$$

mit  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$  .

Nach [36] lässt sich die Energie durch den extern angelegten Druck auf die Membranseiten berechnen mit:

$$T_{x,y} = \frac{\sigma_{x,y}h}{2} \int_{-a}^a \int_{-a}^a \left( \frac{\partial w}{\partial x, y} \right)^2 dx dy . \quad (80)$$

Für die Bestimmung des kritischen Drucks  $\sigma_c$  muss also folgendes Gleichgewicht gelten:

$$V_B \stackrel{!}{=} V_{ext} . \quad (81)$$

Mit

$$V_{ext} = T_x + T_y = \frac{\sigma_x h}{2} \int_{-a}^a \int_{-a}^a \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 dx dy + \frac{\sigma_y h}{2} \int_{-a}^a \int_{-a}^a \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 dx dy , \quad (82)$$

$$\Rightarrow V_{ext} = \frac{3}{32} \pi^2 w_0^2 h (\sigma_x + \sigma_y) , \quad (83)$$

und der Randbedingung  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_c$  wird (81) zu:

$$\frac{D\pi^4 w_0^2}{4a^2} = \frac{3}{16} \pi^2 w_0^2 h \sigma_c , \quad (84)$$

$$\sigma_c = 5,33 \frac{\pi^2 D}{4a^2 h} , \quad (85)$$

[36].

### 3.3.2.2 Bestimmung der Beulamplitude

Ausgehend von den bisherigen Berechnungen kann auch auf dem Prinzip des energetischen Gleichgewichts basierend eine Näherungslösung zur Abschätzung der Beulamplitude hergeleitet werden. Dazu wird erneut die allseitig eingespannte Membran aus Abbildung 41 mit der Seitenlänge  $2a$  betrachtet, die mit einer biaxialen Verspannung  $\sigma$  belastet ist. Die Energie des Gesamtsystems  $V_{ges}$  setzt sich wie bereits in den vorigen Kapiteln erwähnt zusammen aus der Summe von Dehnungsenergie  $V_D$  (41), Biegeenergie  $V_B$  (45) sowie der extern auftretenden Energie  $V_{ext}$  (83) aufgrund der Verspannung,

$$V_{ges} = V_D + V_B - V_{ext} . \quad (86)$$

Um die Terme für die Dehnung bzw. Schubdehnung ((42)-(44)) bestimmen zu können, werden in [36] bzw. [34] folgende Gleichungen vorgeschlagen:

$$u(x, y) = c \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2a}\right) , \quad (87)$$

$$v(x, y) = c \sin\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right) , \quad (88)$$

$$w(x, y) = \frac{1}{4} w_0 \left(1 + \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)\right) \left(1 + \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right)\right) . \quad (89)$$

Um die Unbekannten  $c$  bzw.  $w_0$  zu errechnen wird die in Kapitel 3.2.1 vorgestellte Methode der virtuellen Verschiebung genutzt. Man erhält:

$$\frac{\partial V_{ges}}{\partial c} \delta c = 0 , \quad (90)$$

$$c = 1,38 \cdot 10^{-2} \frac{w_0^2}{2a} , \quad (91)$$

$$\frac{\partial V_{ges}}{\partial w_0} \delta w_0 = 0 , \quad (92)$$

$$w_0 = \pm \sqrt{\frac{(-14,78 D + 0,2809 \sigma h 4a^2)}{Eh}} , \quad (93)$$

mit  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$  und  $\nu = 0,25$ .

Um  $w_0$  in Abhängigkeit des kritischen Drucks  $\sigma_c$  auszudrücken, kann in (93) der Term unter der Wurzel um  $\sigma_c$  erweitert werden, zusammen mit (85) erhält man:

$$w_0 = \pm 1,146 h \sqrt{\frac{\sigma}{\sigma_c} - 1} . \quad (94)$$

Aus dieser Form der Gleichung wird direkt ersichtlich, dass lediglich für den Fall  $\sigma \geq \sigma_c$  reelle Lösungen existieren (vgl. Abbildung 43). Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass Belastungen unterhalb der kritischen Last zu keiner Beulung führen, der Bucklingeffekt also nicht auftritt. Diese Aussage bestätigt sich ebenfalls, wenn die Gesamtenergie  $V_{ges}$  in Abhängigkeit von der Auslenkung  $w_0$  betrachtet wird. Gleichung (86) wird zu:



$$V_{ges} = 37,0719 \frac{Dw_0^4}{h^2 4a^2} + 97,4091 \frac{Dw_0^2}{4a^2} - \frac{3}{16} \sigma h \pi^2 w_0^2 . \quad (95)$$

Erweitert man den letzten Term ebenfalls um  $\sigma_c$ , so erhält man:

$$V_{ges} = 37,0719 \frac{Dw_0^4}{h^2 4a^2} + 97,4091 \frac{Dw_0^2}{4a^2} - 97,3482 \frac{w_0^2 D \sigma}{4a^2 \sigma_c} , \quad (96)$$

$$\Rightarrow V_{ges} \approx \underbrace{37,1 \frac{Dh^2}{4a^2}}_{K_1} \left(\frac{w_0}{h}\right)^4 + \underbrace{97,4 \frac{Dh^2}{4a^2} \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_c}\right)}_{K_2} \left(\frac{w_0}{h}\right)^2 , \quad (97)$$

ein spezielles achsensymmetrisches Polynom vierten Grades, welches in der Literatur oft als biquadratisches Polynom bezeichnet wird.

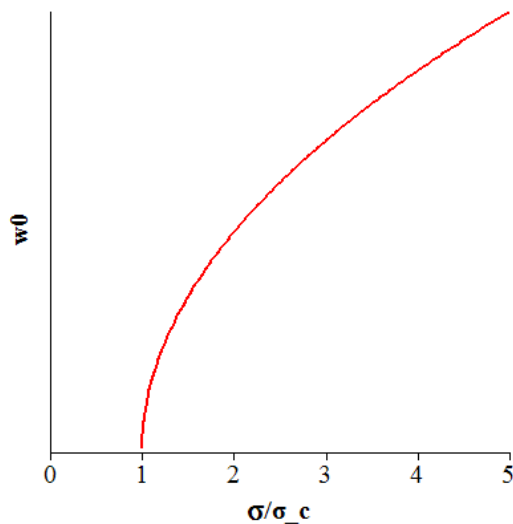


Abbildung 43: Maximale Auslenkung  $w_0$  in Abhängigkeit vom Verhältnis  $\sigma/\sigma_c$  [39].

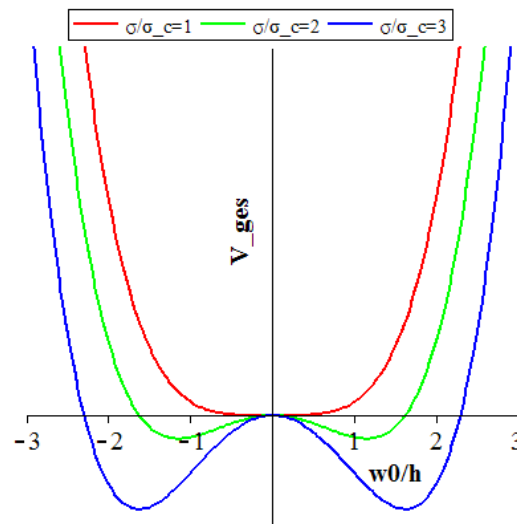


Abbildung 44: Energiefunktion  $V_{ges}$  in Abhängigkeit vom Verhältnis  $\sigma/\sigma_c$  [39].

Da die Minima der Energiefunktion stabile Zustände darstellen, können diese zur Bestimmung der maximalen Auslenkung  $w_0$  herangezogen werden. Solange  $K_2 \geq 0$  gilt, besitzt die Ableitung von (97) genau eine reelle Nullstelle bei  $w_0/h = 0$ , was gleichzeitig das einzig globale Minimum der Energiefunktion darstellt. Wird  $K_2$  negativ, was nur durch den Fall  $\sigma > \sigma_c$  erreicht werden kann, so entstehen 2 globale Minima für  $w_0/h \neq 0$ , die bei gegebener Platten-/Membrandicke  $h$  der maximalen Beulamplitude  $w_0$  entsprechen (vgl. Abbildung 44).

Da es sich bei (97) um eine gerade Funktion handelt, ist auch hier in der Lage der Minima ein Beweis der Bistabilität zu sehen, d.h. es gilt:

$$\forall \min (V_{ges}): +w_{0,1} = -w_{0,2}. \quad (98)$$

## 4. Simulation

Im Allgemeinen werden Simulationen verwendet, um komplexe Zusammenhänge möglichst realitätsnah abzubilden und erste Erkenntnisse für die praktische Umsetzung zu gewinnen. Sie ersetzen keinesfalls die realen Versuche, können aber dazu dienen, die Versuchsanzahl zu reduzieren, in dem beispielsweise Parameter durch vorherige Simulation optimiert oder eingeschränkt werden können. Im ingenieurwissenschaftlichen Bereich ist die Finite-Elemente-Methode (FEM) ein beliebtes Verfahren, auf dem viele Simulationsprogramme basieren. Das in dieser Arbeit verwendete FEM-Simulationswerkzeug *CoventorWare*<sup>TM</sup> ist speziell für Probleme der Mikrosystemtechnik entworfen worden. Die dreidimensionale Modellbildung erfolgt, in Anlehnung an die in der MST verwendeten lithografischen Prozesse, durch Definition der Herstellungsschritte (z.B. Schichtabscheidung, Ätzung) sowie der dazugehörigen Maskensätze. Dies hat den Vorteil, dass nahezu keine CAD-Kenntnisse notwendig sind und u.U. sogar Maskenlayouts direkt für die praktischen Herstellungsverfahren verwendet werden können. Das auf diese Weise erstellte Computermodell wird dann mit einem ebenfalls dreidimensionalen Netz (engl.: Mesh) ausgefüllt, wobei jeder Knotenpunkt eine oder mehrere mathematische Differentialgleichungen darstellt, die mittels FEM gelöst werden können. Allgemein gilt: Je mehr Knotenpunkte existieren, je feiner also das Netz ausgelegt wird, desto genauer ist das Simulationsergebnis. Gleichzeitig steigt jedoch der Rechenaufwand, sodass ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und Berechnungszeit gefunden werden muss. Hierfür kann eine sog. Mesh-Studie durchgeführt werden.

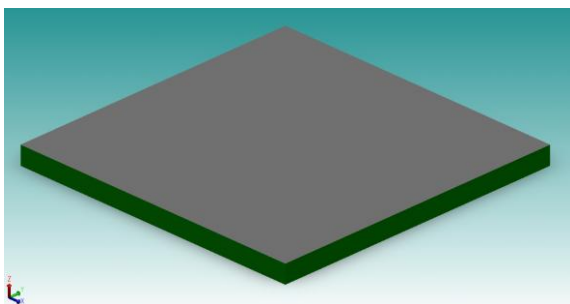


Abbildung 45: 3D-Modell eines mit Wolfram beschichteten Siliziumchips.

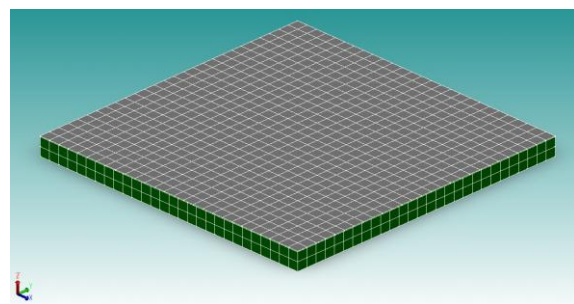


Abbildung 46: Modell aus voriger Abbildung mit „Manhattan-Bricks“ Mesh.

## 4.1. Mesh-Studie

Zur Bestimmung der besten Simulationsergebnisse bei akzeptablem Rechenaufwand wird für das Problem der Bucklingmembran eine Mesh-Studie herangezogen. Dabei werden mehrere Simulationen durchgeführt, die sich lediglich im Feinheitsgrad des angelegten Netzes unterscheiden. Maßgeblicher Parameter hierbei ist die sog. Elementgröße, die im Falle eines orthogonalen Netzes (bspw. *Bricks*) der Größe des durch die Knotenpunkte eingefassten Quaders entspricht (vgl. Abbildung 46). Geht die Größe der Elemente gegen Null, d.h. die Anzahl der Elemente gegen Unendlich, so ist die höchste Genauigkeit aber auch der höchste Rechenaufwand zu erwarten.

Folgende Abbildung zeigt den Vergleich zweier Mesh-Studien für Bucklingmembranen mit unterschiedlicher Dicke. Die erzielte Auslenkung ist in beiden Fällen durch eine  $1\ \mu\text{m}$  dicke Wolframschicht mit einem Druckstress von  $1600\ \text{MPa}$  verursacht worden.

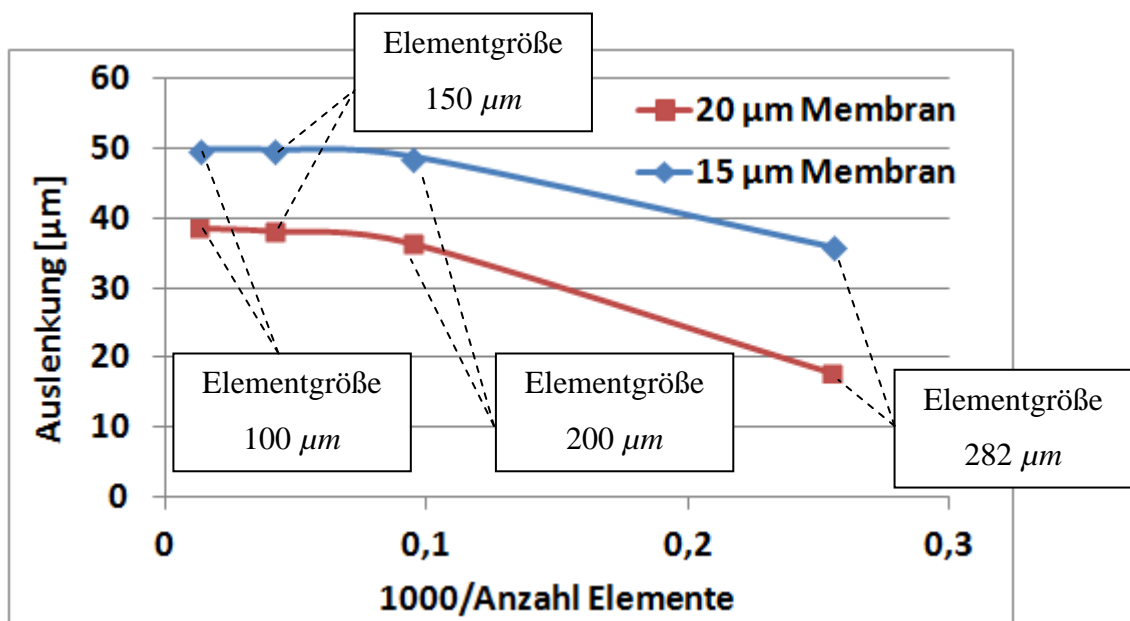


Abbildung 47: Mesh-Studie einer  $15\ \mu\text{m}$  /  $20\ \mu\text{m}$  dicken Siliziummembran.

Da der Grenzwert gegen Unendlich in einem Diagramm in der Regel schwierig abzuschätzen ist, wird der reziproke Wert der Elementanzahl als x-Achsengröße gewählt. Man kann deutlich erkennen, dass mit steigender Anzahl die Auslenkung sich asymptotisch einem Grenzwert nähert. Die Änderung der simulierten Auslenkung zwischen dem Modell mit Elementgröße  $150\ \mu\text{m}$  und  $100\ \mu\text{m}$  beträgt lediglich  $1,2\ \%$  im Falle der  $20\ \mu\text{m}$  Membran und sogar nur  $0,2\ \%$  im Falle der  $15\ \mu\text{m}$  Membran. Die Simulationsdauer jedoch hat sich in beiden Fällen mehr als verdreifacht. Daher wird in allen weiteren Simulationen eine Mesh-Elementgröße von  $150\ \mu\text{m}$  gewählt.

## 4.2. Vergleich der Simulation mit der Theorie

### 4.2.1. Druckabhängigkeit der Auslenkung

Um eine erste Einschätzung zu erhalten, wie gut das theoretische Modell nach Gleichung (56) die Realität abbildet, wird zunächst die Auslenkung der reinen Membran in Abhängigkeit des angelegten hydrostatischen Drucks simuliert. Dazu wird ein Simulationsmodell erstellt, welches die in Kapitel 3.2.1 gegebenen Randbedingungen einer einfachen Aufhängung (lediglich Kräfte lassen sich übertragen, jedoch keine Drehmomente) für eine  $15\ \mu\text{m}$  bzw.  $20\ \mu\text{m}$  dicke Membran abbildet.

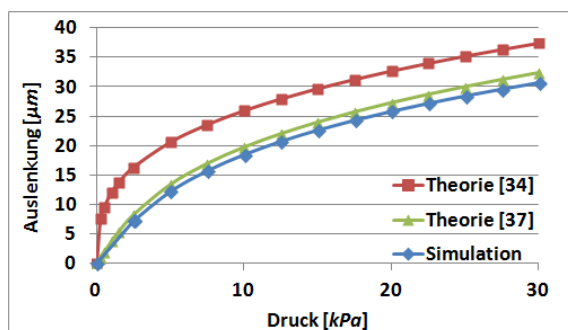


Abbildung 48: Vergleich der Membranauslenkung in Abhängigkeit des angelegten Drucks mit der theoretischen Näherungslösung für eine  $15\ \mu\text{m}$  dicke Membran.

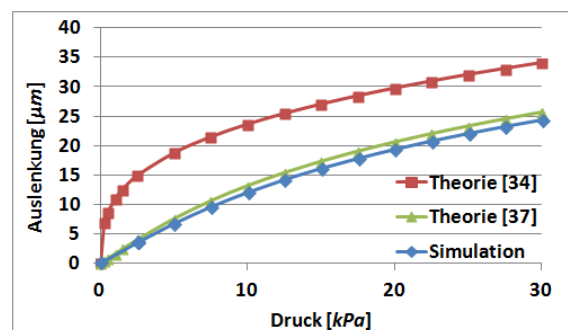


Abbildung 49: Vergleich der Membranauslenkung in Abhängigkeit des angelegten Drucks mit der theoretischen Näherungslösung für eine  $20\ \mu\text{m}$  dicke Membran.

Es ist zu erkennen, dass in allen Fällen die analytischen Berechnungen nach [34] die Simulationsergebnisse überschätzen. Speziell für kleine Auslenkungen sind die Theoriewerte teilweise um mehr als einen Faktor 2 zu groß. Weitaus besser geeignet ist das von Thomssen erweiterte Modell, dessen Ergebnisse durch die jeweils grüne Kurve dargestellt sind. Die prozentuale Überschätzung liegt hier im Falle der höchsten Drucklast ( $30\ \text{kPa}$ ) bei lediglich 5-6 %. Für weitere Betrachtungen, insbesondere für den Vergleich mit Messungen am realen Membranelement in Kapitel 5.1.2, findet daher lediglich dieses mathematische Modell Anwendung.

### 4.2.2. Auslenkung durch Schichtstress

In Kapitel 3.3.2 wurde eine Theorie zur Beschreibung des Bucklingeffektes vorgestellt, die als Berechnungsgrundlage die Energiebilanz des Systems betrachtet. Da es sich hierbei um eine Näherungslösung handelt, wird im Folgenden eine Überprüfung der Ergebnisse durch die FEM-Simulation durchgeführt. Als Grundlage dient hierfür ein dreidimensionales Modell eines quadratischen Siliziumchips mit  $8\ \text{mm}$  Kantenlänge sowie  $500\ \mu\text{m}$  Dicke, aus dem eine

ebenfalls quadratische Membran herausgeätzt ist (Abbildung 50). Die Kantenlänge der Maskenöffnung hierfür beträgt  $4\text{ mm}$ , sodass sich je nach Ätztiefe (Membrandicke) unter Berücksichtigung des  $KOH$ -Ätzwinkels von  $54,7^\circ$  unterschiedlich große Membranen ergeben.

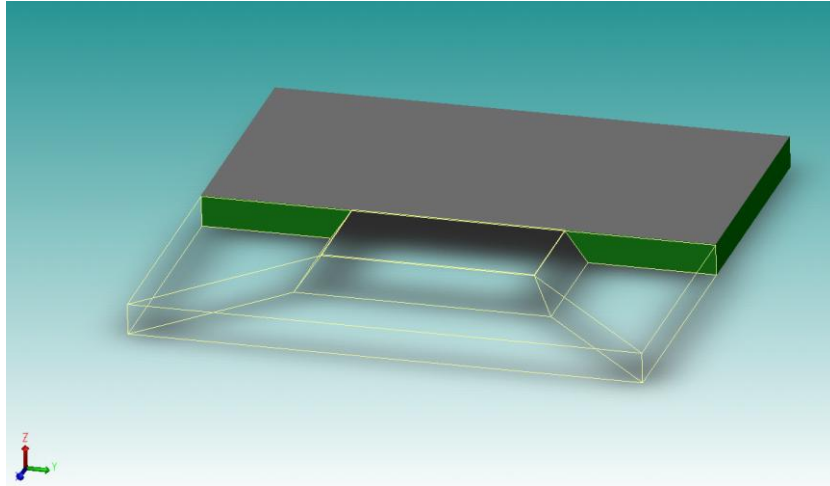


Abbildung 50: Querschnitt des 3D-Modells zur Simulation des Bucklingeffektes.

Als ursächliche Kraft für die Entstehung der Verbeulung der Membran wird eine  $1\text{ }\mu\text{m}$  dicke Wolframschicht mit einer biaxialen Schichtstresskomponente erstellt, die auf dem Siliziumchip „aufgesputtert“ ist (in Abbildung 50 grau dargestellt).

Nachfolgende Abbildungen vergleichen die numerisch und analytisch ermittelten Werte der Membranauslenkung in Abhängigkeit des durch den Wolframdünnsfilm eingebrachten Druckstress.

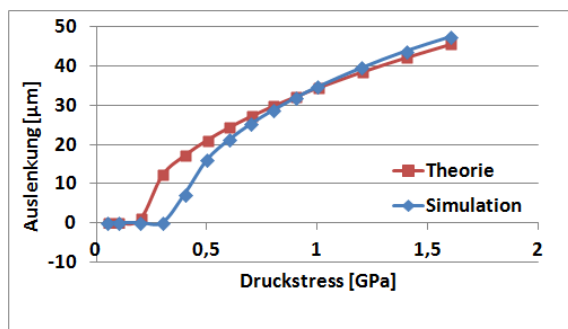


Abbildung 51: Vergleich der numerisch bzw. analytisch berechneten Membranauslenkung als Funktion des Schichtstress für eine  $15\text{ }\mu\text{m}$  dicke Membran.

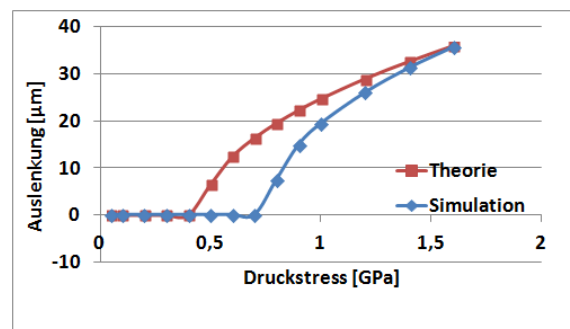


Abbildung 52: Vergleich der numerisch bzw. analytisch berechneten Membranauslenkung als Funktion des Schichtstress für eine  $20\text{ }\mu\text{m}$  dicke Membran.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die kritische Beullast, ab der eine Auslenkung zu beobachten ist, nach dem Theoriemodell deutlich früher erreicht wird (ca. 30 %). Aufgrund der hohen anfänglichen Steigung der Kurven führt dies auch zu einer erheblichen Abweichung der Amplitudenwerte im unteren Stressbereich.

## 5. Experimentelle Ergebnisse

Für die Herstellung des bistabilen Aktorelementes sind mehrere Prozessschritte von Nöten, die allesamt in einem Reinraum der Klasse 1000 oder besser durchgeführt werden. Die Herstellungsschritte selbst sowie die zur Prozesskontrolle oder Charakterisierung notwendigen Verfahren werden in diesem Kapitel näher beschrieben.

### 5.1. Vorgespannte Membranen

#### 5.1.1. Herstellungsprozess

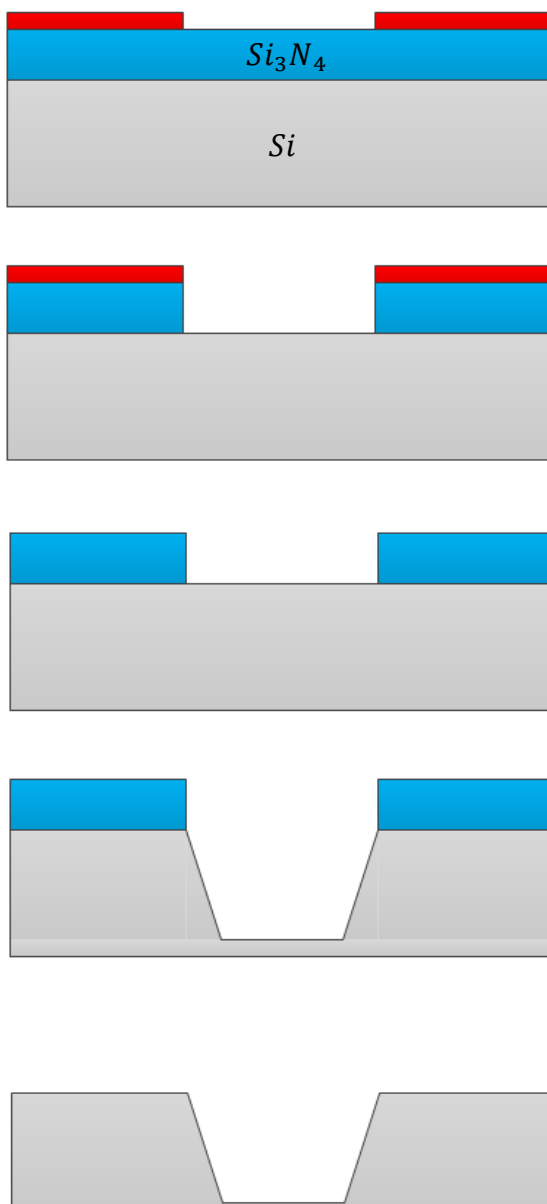


Abbildung 53: Prozessablauf zur Herstellung von Siliziummembranen: rot – Fotolack; blau – Siliziumnitrid; grau – Silizium.

Für die Herstellung der Membranen wird ein  $500\ \mu\text{m}$  dicker Siliziumwafer durch Ätzen mit 40%iger Kalilauge bei  $85^\circ\text{C}$  auf die gewünschte Membrandicke reduziert. Als Maskierschicht wird eine  $460\ \text{nm}$  dicke  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Schicht verwendet, die mittels PECVD Verfahren auf den Wafer aufgebracht und durch 6%ige Flußsäure ( $\text{HF}$ ) strukturiert wird. Abbildung 53 zeigt schematisch den gesamten Prozessablauf im Querschnitt. Um die gewünschte Membrandicke zu erhalten, ist die genaue Kenntnis der Waferdicke sowie der Ätztiefe (Ätzrate) erforderlich. Durch Kontrolle der erreichten Tiefe mittels Oberflächenprofilometer sowie der im Vorfeld kapazitiv ermittelten Waferdicke kann auf die Membrandicke zurückgeschlossen werden. Die quadratische Maskenöffnung mit einer Kantenlänge von  $4000\ \mu\text{m}$  führt aufgrund der bereits angesprochenen Anisotropie des Ätzens rein rechnerisch zu einer Membranseitenlänge von  $3321\ \mu\text{m}$  bzw.  $3314\ \mu\text{m}$  für  $20\ \mu\text{m}$  bzw.  $15\ \mu\text{m}$  dicke Membranen. Durch eine laterale Unterätzung der Maskierschicht werden in der



Realität jedoch Seitenlängen von bis zu  $3380\ \mu\text{m}$  erreicht.

## 5.1.2. Membranauslenkung unter pneumatischer Last

### 5.1.2.1 Messaufbau

Um das Auslenkungsverhalten der Siliziummembranen unter einer pneumatischen Last bestimmen zu können, wurde eigens dafür ein Messaufbau entwickelt. Dieser besteht aus einer Vorrichtung zum Einstellen des Drucks (Abbildung 54), der senkrecht auf die Membranoberfläche wirkt, einem Chiphalter sowie einem Oberflächenprofilometer zur Bestimmung der resultierenden Membranauslenkung.

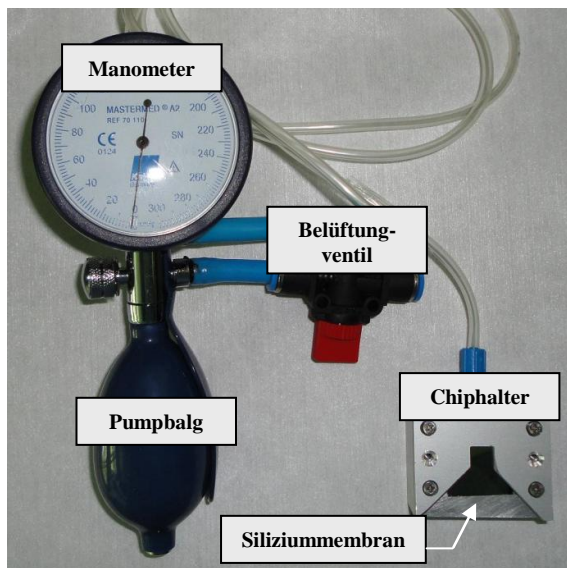


Abbildung 54: Vorrichtung zum Einstellen der pneumatischen Last.

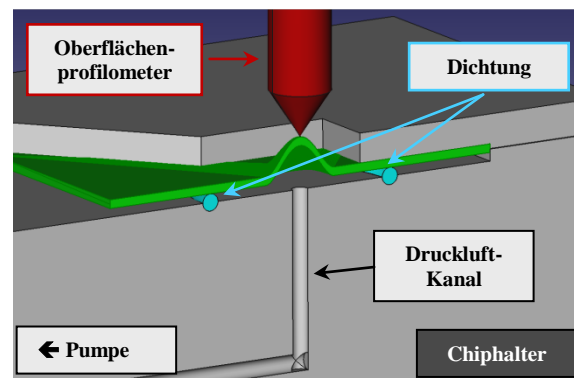


Abbildung 55: Querschnitt des Messaufbaus zur Ermittlung des Auslenkungsverhaltens einer Siliziummembran (grün).

Hierfür werden die ca.  $4 \times 4\ \text{mm}^2$  großen Siliziummembranen in Form von quadratischen Chips mit einer Kantenlänge von  $25\ \text{mm}$  gefertigt, welche in den speziell konstruierten Chiphalter eingespannt werden können. Der Deckel des Halters sorgt dabei durch seine Verschraubung für den nötigen Anpressdruck auf eine Dichtung, sodass ein gekapselter Hohlraum unter der Membran entsteht. Dieser ist durch einen in den Halter gefrästen Kanal mit dem Manometer sowie dem Pumpbalg verbunden. Durch manuelles Betätigen der Pumpe wird der Hohlraum unterhalb der Membran mit Druckluft gefüllt, was eine Auslenkung der Membran zur Folge hat. Diese wiederum kann durch die spezielle Öffnung im Chiphalterdeckel mit Hilfe des Oberflächenprofilometers *Dektak 150* der Firma *Veeco Instruments* bestimmt werden. Abbildung 55 zeigt den schematischen Querschnitt des in den Halter einge-

spannten Silizium-Chips während der Dektakmessung. Mögliche Fehlerquellen, wie das zu feste Einspannen des Chips, wodurch bereits eine statische Auslenkung der Membran entsteht, oder eine Fehljustage des Stylus gilt es dabei zu vermeiden.

Dieser relativ einfache Messaufbau ermöglicht, durch einen eigentlich für medizinische Zwecke geeichten Manometer ( $0 - 300 \text{ mmHg} \hat{=} \text{ca. } 0 - 40 \text{ kPa}$ ) sowie der von Hand betätigbaren Pumpe, eine reproduzierbare und exakte Aufnahme des druckabhängigen Auslenkungsprofils.

### 5.1.2.2 Messergebnisse und Vergleich

Die folgenden beiden Abbildungen 56 und 57 zeigen die mittels des im vorigen Abschnitt vorgestellten Messaufbaus bestimmten Messwerte der Auslenkung in Abhängigkeit von der pneumatischen Last für jeweils  $15 \mu\text{m}$  und  $20 \mu\text{m}$  dicke Membranen. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der analytischen Berechnung aus Kapitel 3.2.1 sowie der FEM-Simulation aus Kapitel 4.2.1 mit dargestellt.

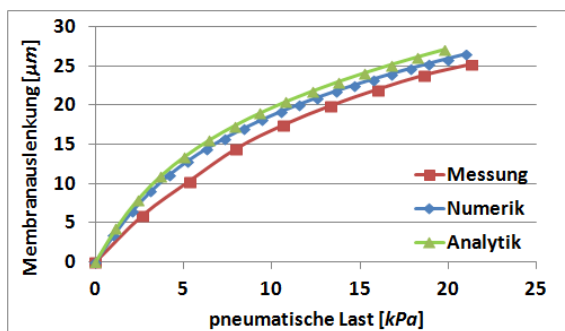


Abbildung 56: Gemessene Auslenkung einer  $15 \mu\text{m}$  dicken Membran in Abhängigkeit von der pneumatischen Last.

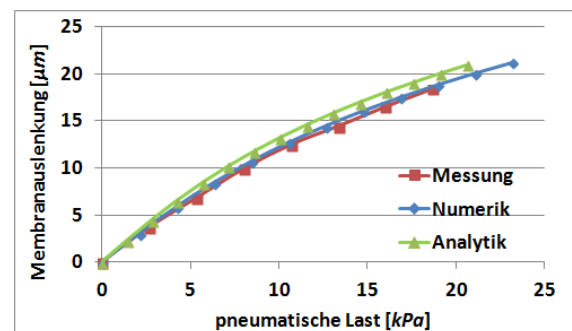


Abbildung 57: Gemessene Auslenkung einer  $20 \mu\text{m}$  dicken Membran in Abhängigkeit von der pneumatischen Last.

In beiden Fällen ist eine relativ gute Übereinstimmung zwischen den Messergebnissen und den numerisch bzw. analytisch ermittelten Auslenkungen zu erkennen. Auch für Membranen mit Dicken von  $25 \mu\text{m}$  sowie  $30 \mu\text{m}$  zeigen sich ähnlich gute Ergebnisse. Beide mathematische Verfahren sind daher durchaus sehr gut geeignet, um im Voraus eine Einschätzung der Membranauslenkung zu erhalten.

Abbildung 58 zeigt das gemessene Auslenkungsverhalten für vier unterschiedlich dicke Siliziummembranen. Es ist erkennbar, dass nicht nur die Membranauslenkung mit steigender Membrandicke sinkt, sondern auch gleichzeitig die Linearität des Kurvenverlaufs zunimmt.

Zunehmende Linearität bedeutet mathematisch gesehen eine Abnahme der Krümmung, die durch die zweite Ableitung definiert ist. Für eine lineare Funktion  $f(x)$  gilt beispielsweise:

$$f''(x) = 0 \quad . \quad (99)$$

Abbildung 59 zeigt das jeweilige Maximum des Krümmungsverlaufs der Auslenkungskurven in Abhängigkeit von der Membrandicke, ermittelt mit Hilfe des mathematischen Modells und dessen zweiter Ableitung. Man kann erkennen, dass die Krümmung mit steigender Membrandicke sukzessiv abnimmt, die Linearität folglich zunimmt. Dies ist ein Beweis dafür, dass unterhalb eines bestimmten Verhältnisses von Auslenkung zu Membrandicke (Literaturangaben:  $\sim < 20 \%$ , [37]), durch Vernachlässigung der Membrandehnung, die Annahme einer linearen Beziehung zwischen Auslenkung und pneumatischer Last erlaubt ist, vgl. Gleichung (28).

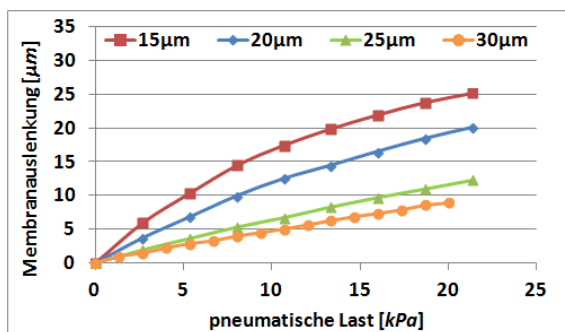


Abbildung 58: Gemessene Auslenkung in Abhängigkeit von der pneumatischen Last mit der Membrandicke als Parameter.

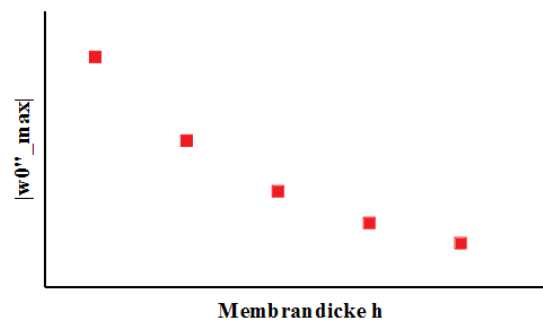


Abbildung 59: Maximale Krümmung der Auslenkungskurven für steigende Membrandicken  $h$ , analytisch errechnet.

### 5.1.3. Wolframspattern

Im Allgemeinen sind Schichtabscheidungen jeglicher Art mit mechanischen Spannungen zwischen Substrat und abgeschiedener Schicht verbunden. Refraktärmetalle wie Wolfram sind dafür bekannt, besonders hohe Schichtspannungen während des Abscheidungsprozesses auszubilden. Im Folgenden werden die Sputterparameter als Einflussfaktoren auf die Schichtspannung hin untersucht und die Schichtabscheidung dahingehend optimiert.

#### 5.1.3.1 Intrinsischer Stress unter Berücksichtigung der Abscheideparameter

Die Eigenspannungen in gesputterten Wolframschichten hängen im Wesentlichen von drei Abscheideparametern ab: Sputterleistung, Sputterdruck und Substrattemperatur. Letztere kann in unserem Falle aus anlagentechnischer Sicht nicht systematisch beeinflusst werden. Daher

werden lediglich druck- und leistungsabhängige Untersuchungen durchgeführt. Um trotzdem eine Abschätzung der thermischen Komponente zu erhalten, kann folgende Gleichung unter Berücksichtigung der jeweiligen thermischen Ausdehnungskoeffizienten für Substrat ( $\alpha_S$ ) und Dünnschicht ( $\alpha_f$ ) herangezogen werden:

$$\sigma_{therm} = \frac{E}{1-\nu} (\alpha_f - \alpha_S) (T_1 - T_{Raum}) \quad \forall h_f \ll h_S, \quad (100)$$

mit

$$E = E_{Wolfram} = 411 \text{ GPa},$$

$$\nu = \nu_{Wolfram} = 0,28,$$

$$\alpha_f = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K},$$

$$\alpha_S = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}.$$

Voraussetzung zur Anwendung dieser vereinfachten Formel ist, dass die Schichtdicke des Dünnschichtes  $h_f$  wesentlich kleiner als die Dicke des verwendeten Substrats ( $h_S$ ) ist, was im Falle der in dieser Arbeit abgeschiedenen Schichten als gegeben betrachtet werden kann. Zur Abschätzung der während des Sputterprozesses auftretenden Temperaturen kann nachfolgende Abbildung herangezogen werden. Danach erreicht man bei einer Abscheideleistung von 1000 W und einer Prozesszeit von 10 Minuten Substrattemperaturen von ca. 160 °C. Nach Gleichung (100) ergibt sich mit einer angenommenen Raumtemperatur von 20 °C eine thermisch induzierte Schichtstresskomponente von ca. 152 MPa.

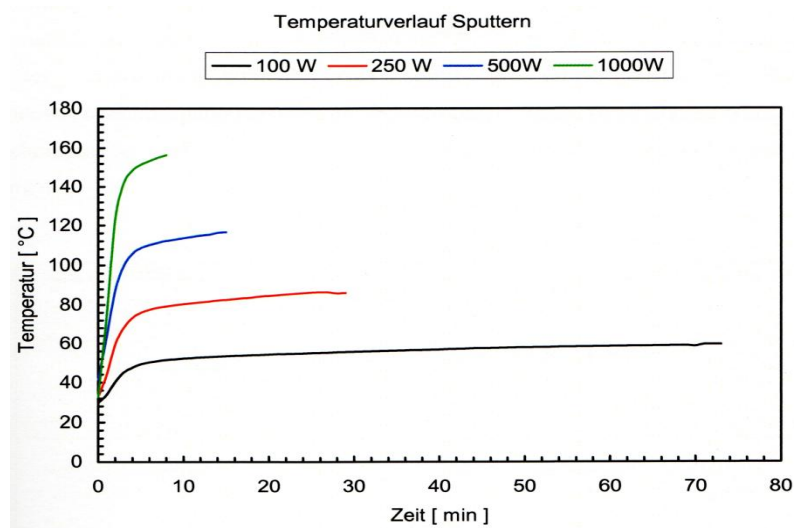


Abbildung 60: In-Situ Messung der Substrattemperatur während des Sputterprozesses von WTi-Schichten [5].

Zur Bewertung der intrinsischen Spannungen im Schichtaufbau wird zunächst die Abhängigkeit vom gewählten Prozessdruck während des Sputtervorgangs bei sonst gleichbleibenden Parametern (Abscheideleistung 1000 W, Prozesszeit 600 s) untersucht. Die dabei entstehende Schichtdicke des Wolframs ist mit 1  $\mu\text{m}$  über den gesamten Druckbereich konstant.

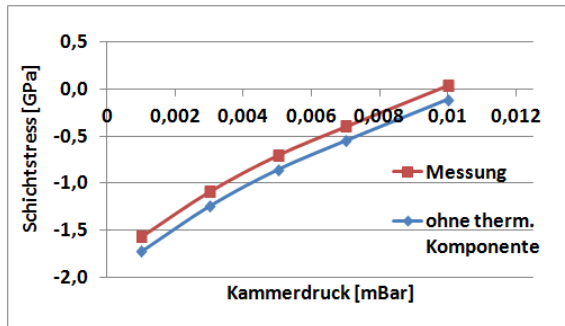


Abbildung 61: Schichtstress von Wolframdünnschichten in Abhängigkeit des Kammerdrucks (1000 W, 600 s).

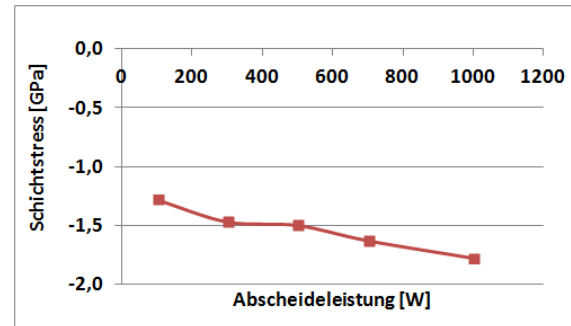


Abbildung 62: Schichtstress von Wolframdünnschichten in Abhängigkeit von der Abscheideleistung (0,001 mbar, 1  $\mu\text{m}$  Schichtdicke) [40].

In Abbildung 61 ist eine starke Verringerung der Druckspannung bei steigendem Prozessdruck erkennbar. Ab ca. 0,01 mbar findet ein Vorzeichenwechsel statt, was einem Wechsel von Druckspannung zu Zugspannung entspricht. In [31] sowie [41] wurde der Zusammenhang zwischen Schichtstress und Kammerdruck für gesputterte Schichten näher untersucht und selbiges Verhalten festgestellt. Erklärt wird dies durch den Atomic Peening Effekt, bei dem das Substrat mit hochenergetischen Atomen bombardiert wird, was zu einer erhöhten Anzahl an Zwischengitteratomen führt. Dieser Effekt nimmt mit steigendem Prozessdruck ab, da aufgrund von Stoßprozessen in der Abscheideatmosphäre die Energie der Teilchen abnimmt. Der Übergang von Druckspannung zu Zugspannung stellt, bezogen auf das in Kapitel 2.3.2 vorgestellte Modell von Thornton, den Übergang von Zone T nach Zone I dar. Es lässt also vermuten, dass alle Schichten, die mit den in Abbildung 61 dargestellten Parametern hergestellt wurden, strukturell den Zonen T und 2 zuzuordnen sind, was Untersuchungen der Mikrostruktur mittels REM- und FIB-Aufnahmen bestätigen.

Abbildung 62 zeigt den Einfluss der Abscheideleistung auf die intrinsische Spannung der Wolframschicht. Alle hier gewählten Parameter führen hauptsächlich aufgrund des gewählten Drucks von 0,001 mbar zu großen Druckspannungen, die mit steigender Leistung moderat zunehmen. Dies ist einerseits auf eine mit der steigenden Leistung erhöhte Abscheidetemperatur  $T_S$  zurückzuführen, was in Relation zur Schmelztemperatur des Dünnschichtmaterials  $T_M$  zu dichteren Strukturen (Zone T, Zone 2) führt. Andererseits erhöht sich mit der Leistung auch

die Beschleunigungsspannung, was wiederum mit einer Verstärkung des Atomic Peening Effektes einhergeht.

### 5.1.3.2 Mikrostrukturelle Untersuchungen

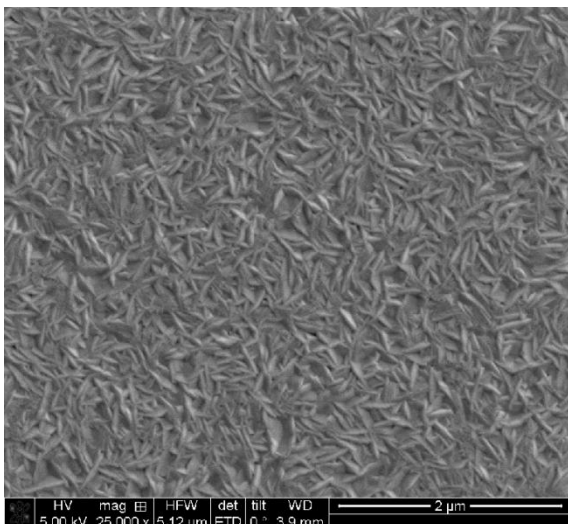
Um die bereits getroffenen Annahmen zu bestätigen, werden mithilfe von Aufnahmen des Rasterelektronenmikroskops (REM) sowie mittels Anschnitten durch Focussed Ion Beam (FIB) die Strukturen der abgeschiedenen Wolframschichten untersucht. Die Aufnahmen zeigen alle eine kompakte Struktur mit unterschiedlichen Korngrößen und Oberflächenrauigkeiten. Hohlräume sind in keiner der untersuchten Proben zu erkennen, somit sind keine der Schichten der reinen Zone I zuzuordnen.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wurden die in Tabelle 2 angegebenen Parametersätze verwendet.

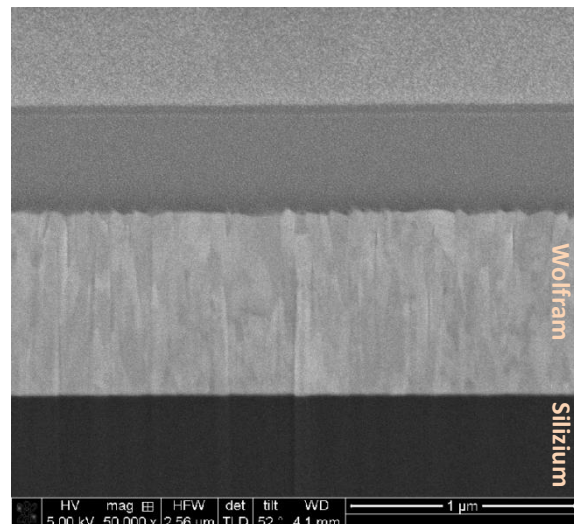
**Tabelle 2**

Parametersatz		Sputterleistung	Sputterdruck	Sputterzeit
<b>I</b>	<b>Abb. 63/64</b>	1000 W	0,01 mbar	600 s
<b>II</b>	<b>Abb. 65/66</b>	1000 W	0,001 mbar	600 s
<b>III</b>	<b>Abb. 67/68</b>	100 W	0,001 mbar	6000 s

Ein direkter Vergleich der jeweiligen Strukturen zeigt, dass die mit Parametersatz I gesputterte Schicht die kleinsten Korngrößen aufweist.



**Abbildung 63:** Mikrostruktur der Oberfläche von gesputtertem Wolfram (1 μm Schichtdicke, abgeschieden bei 1000 W, 0,01 mbar, 600 s).



**Abbildung 64:** Mikrostruktur von gesputtertem Wolfram im Querschnitt (1 μm Schichtdicke, abgeschieden bei 1000 W, 0,01 mbar, 600 s).

Die Kristallite sind größtenteils säulenartig mit geringer horizontaler Ausdehnung aufgewachsen und ragen aus der Oberfläche spitz heraus, was zu einer vergleichsweise hohen Oberflächenrauigkeit führt. Dies, zusammen mit der nahezu stressfreien Abscheidung, lässt darauf schließen, dass hier eine Schichtstruktur im Übergangsbereich zwischen Zone *T* sowie Zone *I* entstanden ist und bestätigt somit die vorherige Vermutung.

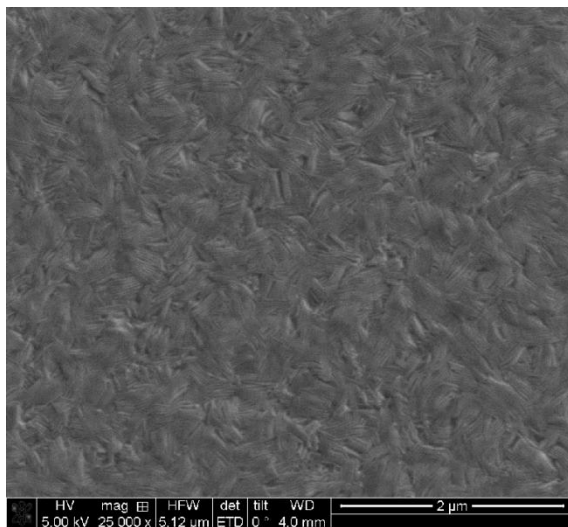


Abbildung 65: Mikrostruktur der Oberfläche von gesputtertem Wolfram (1  $\mu\text{m}$  Schichtdicke, abgeschieden bei 1000 W, 0,001 mbar, 600 s).

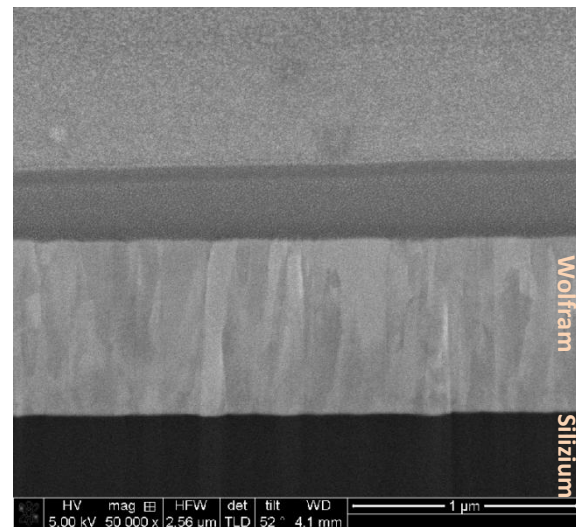


Abbildung 66: Mikrostruktur von gesputtertem Wolfram im Querschnitt (1  $\mu\text{m}$  Schichtdicke, abgeschieden bei 1000 W, 0,001 mbar, 600 s).

Die mit Parametersatz II gesputterte Schicht (Abbildungen 65 und 66) weist im Gegenzug eine viel glattere Oberfläche auf. Die Kristallite sind wesentlich größer und die Säulenform weniger ausgeprägt. Dies ist auf den geringeren Prozessdruck und die damit gestiegene kinetische Energie der gesputterten Atome zurückzuführen, was eine Erhöhung der Oberflächen diffusion und damit eine Vergrößerung der Kristallite zur Folge hat.

Die Mikrostruktur aus Abbildung 68, gesputtert mit Parametersatz III, ähnelt der vorherigen stark und ist dementsprechend der gleichen strukturellen Zone zuzuordnen. Die Mikrostruktur der Oberfläche lässt auf eine erhöhte Oberflächenrauigkeit im Vergleich zu Parametersatz II schließen, was im Thornton Modell auf eine Verschiebung hin zu kleineren  $T_s/T_M$  Verhältnissen deutet. Aufgrund der geringeren Sputterleistung kann diese Annahme durch Abbildung 60 bestätigt werden.

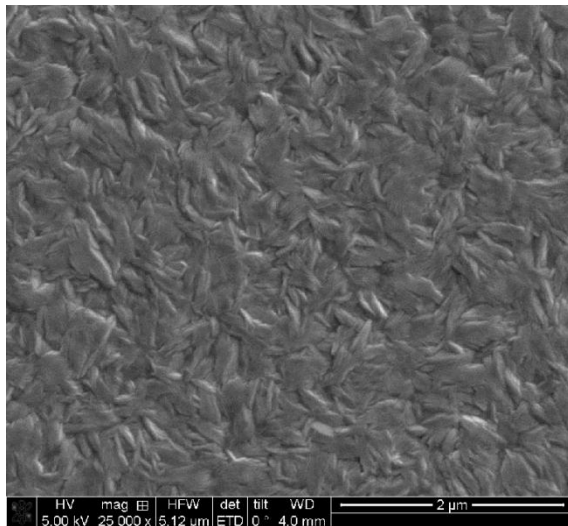


Abbildung 67: Mikrostruktur der Oberfläche von gesputtertem Wolfram (1 µm Schichtdicke, abgeschieden bei 100 W, 0,001 mbar, 6000 s).

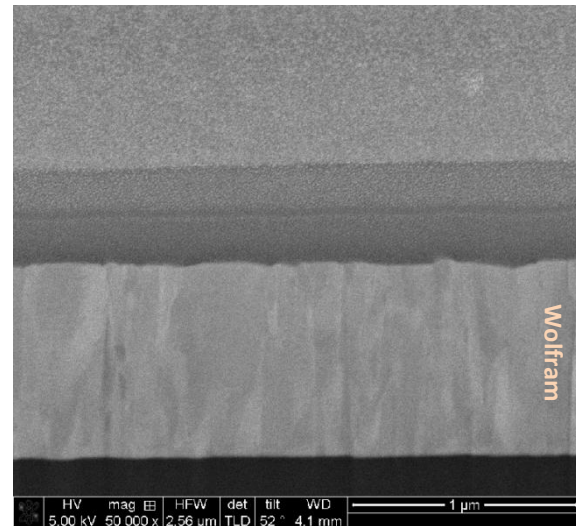


Abbildung 68: Mikrostruktur von gesputtertem Wolfram im Querschnitt (1 µm Schichtdicke, abgeschieden bei 100 W, 0,001 mbar, 6000 s).

Würde man die Lage der Parametersätze allein anhand des Sputterdrucks bzw. der Temperaturverhältnisse im Thornton Modell betrachten, so würde sich für mindestens zwei eine Zugehörigkeit zur Zone 1 ergeben, was jedoch, wie in den FIB-Querschnitten zu sehen, nicht der Realität entspricht. Dies deutet darauf hin, dass die Zonengrenzen nicht für alle Materialien gleich, sondern, wie in [42] beschrieben, abhängig von den Materialeigenschaften wie z.B. der Atommasse sind.

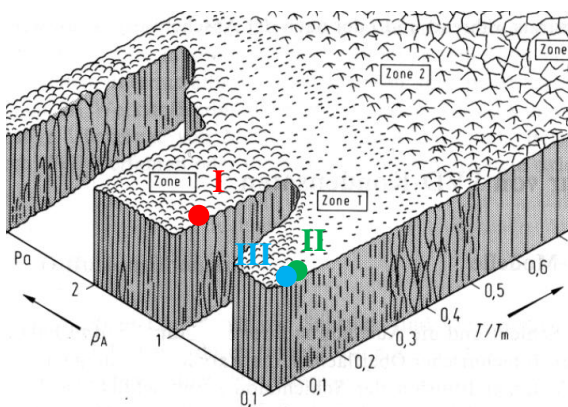


Abbildung 69: Lage der Parametersätze I bis III im Thornton Modell.

Tabelle 3:

Parametersatz	Sputterdruck	$T_S/T_M$
I	0,01 mbar	0,12
II	0,001 mbar	0,12
III	0,001 mbar	0,09

#### 5.1.4. Charakterisierung der Vorspannung

Um die Siliziummembranen in einen Bucklingzustand zu versetzen, werden sie in einem Sputterprozess mit einem Wolframdünnsfilm beschichtet. Die damit eingebrachten mechanischen Druckspannungen dienen dabei als Vorspannung und sind verantwortlich für eine ini-



tiale Auslenkung der Membran. Als Standard-Parameter für den Sputterprozess wurden dabei für alle folgenden Versuche der Parametersatz II (Sputterleistung 1000 W, Kammerdruck 0,001 mbar) genutzt.

### 5.1.4.1 Statische Membranauslenkung

Im folgenden Abschnitt werden die maximalen Auslenkungen der Membranen in Abhängigkeit von der Wolframschichtdicke untersucht. Dabei wird eine Siliziummembran mit einer ca. 1  $\mu\text{m}$  dicken Wolframschicht besputtert und mittels Ätzen in einem Wasserstoffperoxid-Bad ( $\text{H}_2\text{O}_2$ , 35%) auf die gewünschte Dicke rückgeätzt. Zur Ermittlung des Auslenkungsprofils der Membran wird der Oberflächenprofilometer *Dektak 150* eingesetzt.

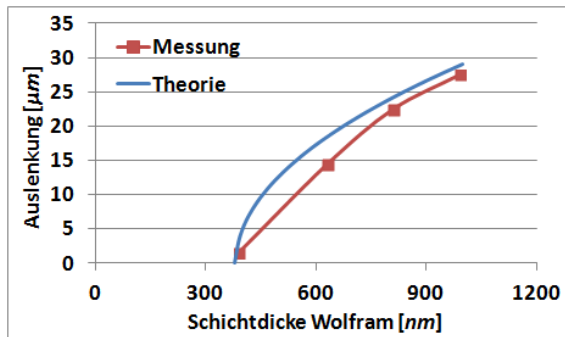


Abbildung 70: Maximale Membranauslenkung in Abhängigkeit von der Wolframschichtdicke, Membrandicke 20  $\mu\text{m}$ , Schichtstress 1,15 GPa.

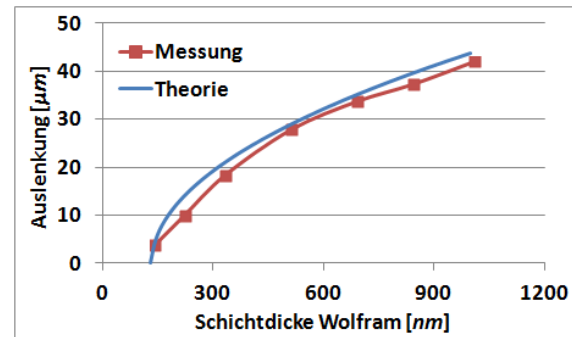


Abbildung 71: Maximale Membranauslenkung in Abhängigkeit von der Wolframschichtdicke, Membrandicke 15  $\mu\text{m}$ , Schichtstress 1,4 GPa.

In den Abbildungen 70 und 71 werden die jeweiligen Messergebnisse für eine 20  $\mu\text{m}$  dicke sowie eine 15  $\mu\text{m}$  dicke Siliziummembran dargestellt und mit der theoretisch ermittelten Auslenkung nach Gleichung (93) verglichen. Sie zeigen, dass Auslenkungen erst ab einer Mindestdicke (kritische Dicke) des Dünnsfilms auftreten. Da die auf die Membran wirkende Drucklast,

$$\sigma_{Last} = \frac{\sigma_0 h_f}{h_f + h} \approx \frac{\sigma_0 h_f}{h} , \quad (101)$$

nahezu linear mit der Dicke  $h_f$  des Dünnsfilms skaliert, entspricht die kritische Dicke genau der bereits im Vorfeld angesprochenen kritischen Drucklast für Buckling. Man kann weiterhin deutlich erkennen, dass im Falle der 20  $\mu\text{m}$  dicken Membran das analytische Modell die Messungen speziell bei kleineren Auslenkungen etwas überschätzt, was den bereits erläuterten

Vereinfachungen bei der Modellbildung geschuldet ist. Bei der  $15\ \mu\text{m}$  dicken Membran ist dieses Verhalten ebenfalls erkennbar, jedoch nicht so ausgeprägt.

Ähnliche Ergebnisse ergeben sich auch, wenn die Schichtdicke durch Verkürzen der Abscheidedauer bei sonst gleichen Parametern variiert wird. Somit ist die Schichtdicke hervorragend geeignet, um eine gewünschte initiale Auslenkung der Siliziummembran einzustellen.

#### 5.1.4.2 Spannkraft

Soll die Membran später beispielsweise in einem Ventil als Verschlusselement eingesetzt werden, so ist die absolute Auslenkung eher von geringem Interesse. Vielmehr muss eine ausreichende Verschlusskraft erzielt werden, um dem Druck des Fluids entgegenzuwirken und somit Leckagen zu vermeiden. Um eine Abschätzung hierfür zu erhalten, wurde für ein Membranelement exemplarisch eine Kraft-Weg Messung mit Hilfe eines Nanoindenters durchgeführt. Ein Stylus mit einem Spitzenradius von  $10\ \mu\text{m}$  wurde hierfür im Maximum der Membranauslenkung (Membranmitte) aufgesetzt. Wird nun die Kraft, die auf den Stylus wirkt, erhöht, so reduziert sich die Auslenkung der Membran, was ebenfalls durch den Nanoindenter detektiert wird. Aufgrund des eingeschränkten Messbereichs sind jedoch nur Stylusbewegungen bis maximal  $5\ \mu\text{m}$  messbar. Trotzdem liefert dies eine hilfreiche Abschätzung für die erzielbaren Kräfte.

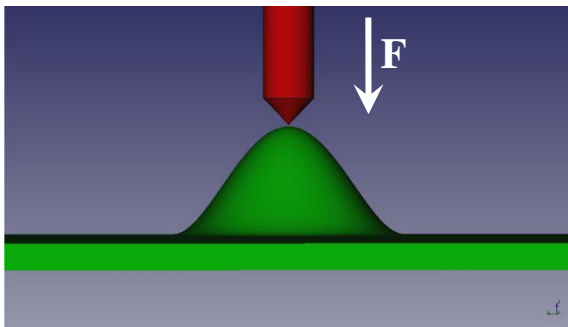


Abbildung 72: Prinzipskizze der Kraft-Weg Messung mit Hilfe eines Nanoindenters.

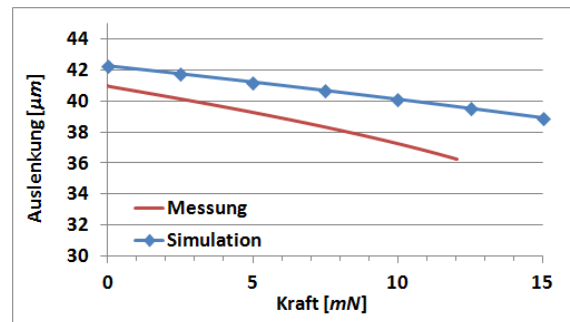


Abbildung 73: Gemessene und simulierte Membranauslenkung in Abhängigkeit der Styluskraft bei einer Wolframschichtdicke von  $1\ \mu\text{m}$  (Ausschnitt).

Abbildung 73 zeigt den gemessenen sowie den simulierten Verlauf der Membranauslenkung in Abhängigkeit von der Styluskraft für eine  $15\ \mu\text{m}$  dicke Siliziummembran mit einer Wolframschichtdicke von  $1\ \mu\text{m}$ . Die numerisch ermittelten Simulationswerte überschätzen die Realität sowohl im Wert der Auslenkung als auch in der Steigung und sind somit nur bedingt für eine Extrapolation geeignet. Es ist jedoch in beiden Fällen eine fast lineare Abnahme der Membranauslenkung mit zunehmender Kraft erkennbar, mit einer Steigung von ca.

$-0,4 \mu\text{m}/\text{mN}$  (Messung) bzw.  $-0,23 \mu\text{m}/\text{mN}$  (Simulation). Im Umkehrschluss bedeutet dies eine Zunahme der Spannkraft von ca.  $2,5 \text{ mN}$  (Messung) bzw.  $4,3 \text{ mN}$  (Simulation) pro  $\mu\text{m}$  Spannweg. Soll in der Realität beispielsweise eine Verschlusskraft von mindestens  $10 \text{ mN}$  erzielt werden, so muss ein Spannweg von mehr als  $4,2 \mu\text{m}$  realisiert werden. Bei genauerer Betrachtung ist erkennbar, dass die Rückstellkraft bei größeren Auslenkungen unterproportional mit der Auslenkung zunimmt.

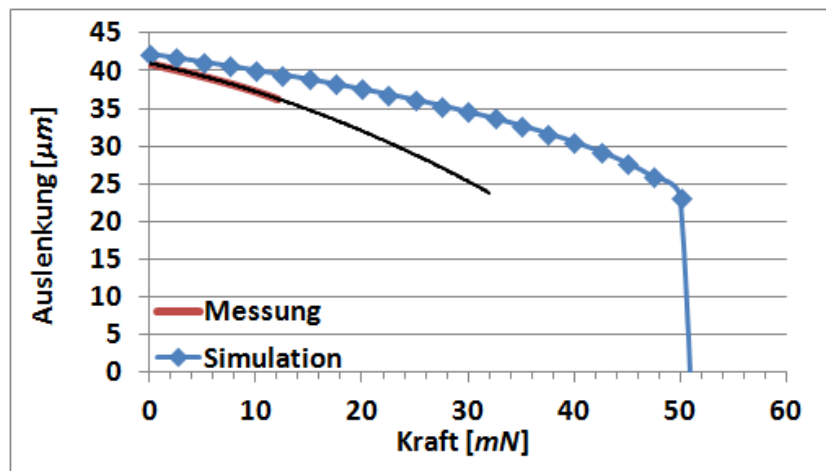


Abbildung 74: Gemessene und simulierte Membranauslenkung in Abhängigkeit der Styluskraft bei einer Wolframschichtdicke von  $1 \mu\text{m}$ .

Abbildung 74 zeigt den weiteren Verlauf der simulierten Kraft-Auslenkungskurve der vorhergehenden Abbildung zusammen mit einem extrapolierten Verlauf der Messkurve, angenähert durch ein Polynom zweiten Grades. Obwohl bereits bei  $12 \text{ mN}$  eine klare Abweichung zur Messung zu erkennen ist wird jedoch deutlich, dass bis zum Auftreten des Bucklingeffektes noch weiteres Potential zur Erhöhung der Spannkraft liegt. Die schwarze Trendlinie zeigt den zu erwartenden weiteren Verlauf der roten Messkurve, sodass diese Schätzung von einer maximalen Kraft von über  $30 \text{ mN}$  bis zum Umschalten der Membran ausgeht.

Diese Messung macht bereits deutlich, dass mit Wolfram verspannte Membranen hervorragend als Verschluss- oder Federelemente eingesetzt werden können, da hierbei große Vorspannkraft (mehrere  $10 \text{ mN}$ ) erzielt werden können.  $10 \text{ mN}$  entsprechen im Anwendungsfall eines Ventils bereits bei einer Fluidöffnung von  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  einem Druck von  $10 \text{ Bar}$ .

### 5.1.4.3 Temperaturstabilität

Druckspannungen von gesputterten Dünnschichten sind aufgrund des „Atomic Peening Effekts“ auf Atome zurückzuführen, welche sich in den Körnern der Struktur auf Zwischengitterplätzen einlagern. Die Atome sind dabei, bezogen auf die materialeigene Gitterstruktur, energie-

tisch ungünstig positioniert. Durch Temperaturerhöhung lässt sich die Energie dieser Atome erhöhen, wodurch diese, aufgrund der dadurch erhöhten Volumendiffusion, von den energetisch ungünstigen Plätzen auf günstigere Stellen diffundieren können. Dieses sogenannte Annealing (dt. „Ausheilen“) führt zur Reduktion der Spannungen innerhalb des Dünnsfilms und ist häufig ein angewandter Prozessschritt in der Mikrosystemtechnik, um ungewollte Spannungen zu reduzieren. Im Falle des in dieser Arbeit vorgestellten Schaltelementes wäre ein solcher Schritt jedoch kontraproduktiv. Um die Temperaturstabilität zu untersuchen und eventuelle Grenztemperaturen für den späteren Einsatz zu definieren, werden im Folgenden die Bucklingelemente höheren Temperaturen ausgesetzt.

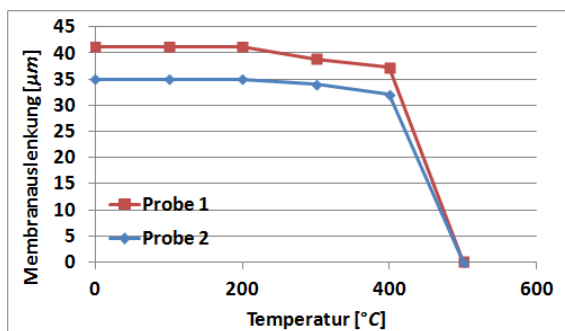


Abbildung 75: Maximale Membranauslenkung in Abhängigkeit von der ausgesetzten Temperatur, Membrandicke  $20 \mu\text{m}$ .

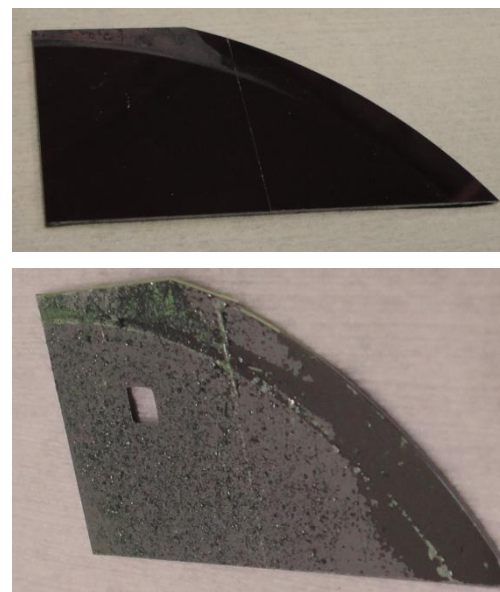


Abbildung 76: Fotos der Membranelemente nach Temperaturschritten von: oben:  $300 \text{ }^\circ\text{C}$ , unten:  $500 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Hierzu werden zwei einseitig beschichtete Membranstrukturen mit einer initialen Auslenkung von  $42 \mu\text{m}$  (Probe 1) und  $35 \mu\text{m}$  (Probe 2) ausgewählt. In einem Muffelofen werden diese Elemente Temperaturen von  $100 \text{ }^\circ\text{C}$  bis  $600 \text{ }^\circ\text{C}$  in  $100 \text{ }^\circ\text{C}$  Schritten für jeweils  $12 \text{ h}$  ausgesetzt. Nach jedem Schritt werden die Proben entnommen, die aktuelle Membranauslenkung gemessen und in Abbildung 75 gegen die Temperatur aufgetragen.

Nach der 12-stündigen Temperaturbehandlung bei  $100 \text{ }^\circ\text{C}$  sowie bei  $200 \text{ }^\circ\text{C}$  weisen beide Proben keine Veränderungen auf. Die jeweiligen Messwerte sind identisch zu der ursprünglichen Auslenkung. Nach einer Behandlung bei  $300 \text{ }^\circ\text{C}$  zeigen die Wolframschichten beider Proben bei Entnahme aus dem Ofen eine sehr dunkle, schwarze Färbung (vgl. Abbildung 76,

oben), welche auf eine Oxidation der Schicht zurückzuführen ist. Die Messung der Membranauslenkung zeigt einen leichten Abfall der jeweiligen Messwerte (ca. 5 %). Bei 400 °C zeigen die Proben rein optisch keine weiteren Veränderungen auf. Die Messungen ergeben jedoch eine weitere Reduktion der Amplitude (weitere 5 %). Nachdem die Proben auf 500 °C erwärmt wurden ist die Wolframschicht in beiden Fällen vom Siliziumsubstrat abgeblättert (Abbildung 78, unten). Weiterhin ist eine Zerstörung der Membran von Probe 2 erfolgt, was vermutlich aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium und Wolfram zu einer Überbeanspruchung der Membran geführt hat. Die Membran der ersten Probe ist noch intakt, weist aber aufgrund der abgelösten Wolframschicht keine Auslenkung mehr auf. Die Ergebnisse zeigen, dass das funktionelle Verhalten der mit Wolfram besputterten Membranen bereits ab etwa 500 °C komplett verloren geht. Dies ist jedoch nicht auf die eingangs erwähnten Ausheilungseffekte zurückzuführen, sondern den zusätzlichen thermisch induzierten Schichtstress. Die zusätzlich zu dem intrinsischen Stress auftretende thermische Komponente führt zum Ablösen des abgeschiedenen Dünnsfilms oder bei noch ausreichender Schichthaftung zu einer Zerstörung der Membran.

Je nach Anwendungsfall kann jedoch schon vorher eine Funktionsuntüchtigkeit des Schaltelements eintreten. Ab 300 °C bildet sich eine Oxidationsschicht, die die elektrischen Eigenschaften der Wolframschicht negativ beeinflusst. Wird die Membran also beispielsweise als Schaltelement in einem elektrischen Schalter eingesetzt, kann dies bereits zum Ausfall führen. Auch die leichte Reduktion der Auslenkung um ca. 10 % kann je nach Auslegung des Bauteils bereits zum Versagen führen. Daher sollten Temperaturen von 200 °C nicht überschritten werden.

#### **5.1.4.4 Bucklingverhalten**

Um das Bucklingverhalten der besputterten Membranen zu charakterisieren, kommt die Messapparatur aus Abbildung 54 zum Einsatz. Mit Hilfe der Handpumpe kann so der Druck auf eine statisch ausgelenkte Membran erhöht werden, bis das „Umschalten“ in den zweiten, stabilen Bucklingzustand erfolgt. Um eine Beschädigung des Oberflächenprofilometers durch die starke Beschleunigung während des Zustandswechsels der Membran zu vermeiden, wird von einer genauen Messung der Auslenkung abgesehen. Vielmehr wird der Umschaltzeitpunkt akustisch bestimmt, da er mit einem leisen aber deutlichen „Klick“-Geräusch einhergeht. Später wird diese Methode verfeinert, um Schaltelemente genauer charakterisieren zu können.

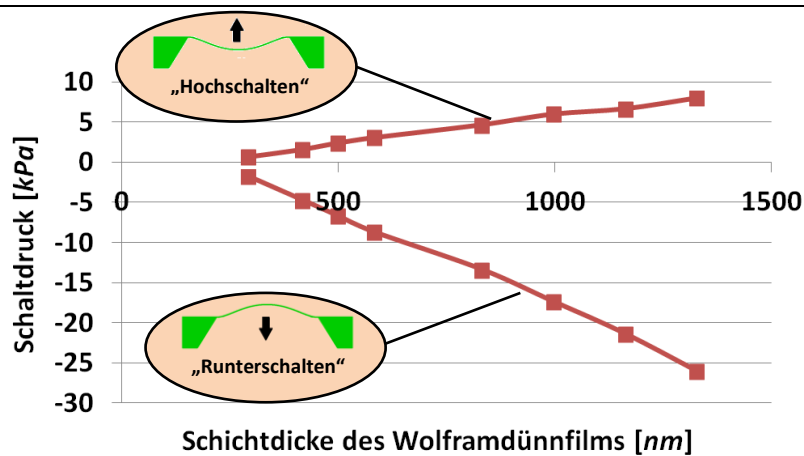


Abbildung 77: Schaltdruck in Abhängigkeit von der Wolframschichtdicke für eine Membran der Dicke  $h = 15 \mu\text{m}$ .

Abbildung 77 zeigt die Abhängigkeit des Schaltdrucks von der Wolframschichtdicke. Dabei wird unterschieden, ob das Membranelement vom nach oben ausgelenkten Zustand (aus der Kavität heraus) in den nach unten ausgelenkten Zustand (in die Kavität hinein) überführt wird („Runterschalten“), oder umgekehrt („Hochschalten“). Negative Drücke können mit dem verwendeten Messaufbau nicht erzielt werden, daher wird für das „Runterschalten“ die Membran umgekehrt in den Halter eingespannt und die erzielten Schaltdrücke werden negativ aufgetragen. Betrachtet man die beiden Kurven, so fällt auf, dass beide einen nahezu linearen Verlauf aufweisen, die Steigungen jedoch stark differieren ( $\sim$  Faktor 3). Dies bedeutet physikalisch gesehen, dass weniger Energie zum Überführen in den nach oben ausgelenkten Zustand aufgebracht werden muss als für den umgekehrten Zustandswechsel.

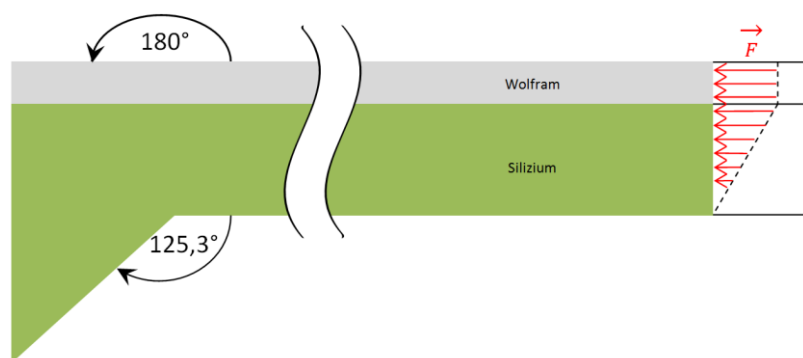


Abbildung 78: Membranaufhängung sowie Kraftverteilung im Membranquerschnitt.

Dies ist zunächst unerwartet, da bei der Messung der statischen Auslenkung kein Unterschied zwischen den beiden stabilen Bucklingzuständen festzustellen ist. Als Ursache für diese Asymmetrie kommen zwei Einflussfaktoren aufgrund des gewählten Designs in Frage: Zum einen die einseitige Beschichtung, deren Druckkraft durch den intrinsischen Stress an der

Oberfläche der Membran angreift und somit keine homogene Kraftverteilung über den Membranquerschnitt bietet. Zudem die asymmetrische Membranaufhängung, die sich aufgrund des typischen Ätzwinkels von  $54,7^\circ$  an der Unterseite der Membran ergibt (Abbildung 78).

Um den Einfluss der asymmetrischen Kraftverteilung durch einseitige Beschichtung zu beurteilen, wurde eine weitere Messreihe mit doppelseitig besputterten Membranen durchgeführt. Dazu wurden die Siliziumchips mit jeweils der halben Schichtdicke auf der Oberseite sowie in einem zweiten Abscheideprozess auf der Unterseite beschichtet und die Dicken zu einer Gesamtdicke addiert. Auf diese Art und Weise ist eine Vergleichbarkeit zur vorigen Messreihe gewährleistet. Abbildung 79 zeigt den Vergleich beider Messreihen.

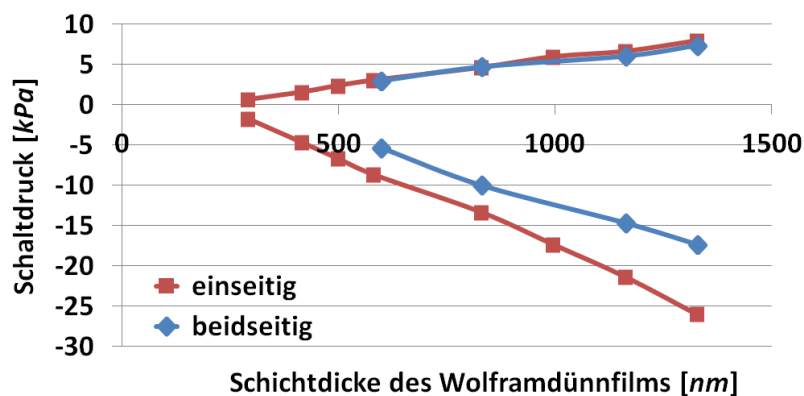


Abbildung 79: Schaltdruck in Abhängigkeit von der Wolframschichtdicke, Vergleich zwischen einseitiger und doppelseitiger Beschichtung ( $h = 15 \mu m$ ).

Man kann erkennen, dass eine zweite „innere“ Beschichtung keinen Einfluss auf den „Hochschaltvorgang“ hat, sehr wohl aber auf den „Runterschaltvorgang“. Dieser Graph (blau) hat sich gegenüber dem der einseitigen Beschichtung (rot) deutlich angehoben, was betragsmäßig geringeren Schaltdrücken entspricht. Auch die Änderung in der Steigung zwischen positivem und negativem Ast der Messung ist von ca. 300 % (rote Kurven) auf ca. 230 % (blaue Kurven) geschrumpft, was aber immer noch einer deutlichen Asymmetrie entspricht. Simulationen belegen, dass dies der asymmetrischen Aufhängung der Membran (vgl. Abbildung 78) geschuldet ist und wird daher nicht näher untersucht.

## 5.2. Thermopneumatisch aktivierbarer elektrischer Schalter

Als Einsatzmöglichkeit der bisher untersuchten bistabilen Siliziummembranen kommen viele Gebiete in Frage. Denkbar sind nahezu alle Anwendungen, bei denen mechanisch etwas geschaltet werden muss. Exemplarisch wurde daher ein elektrischer Schalter entwickelt, der die bistabile Eigenschaft der Bucklingmembran zum Schalten von elektrischen Strömen und Spannungen nutzt. In dem nachfolgenden Abschnitt werden das Konzept, die Herstellung und die Charakterisierung des elektrischen Schaltelements erläutert.

### 5.2.1. Aufbau und Funktionsprinzip

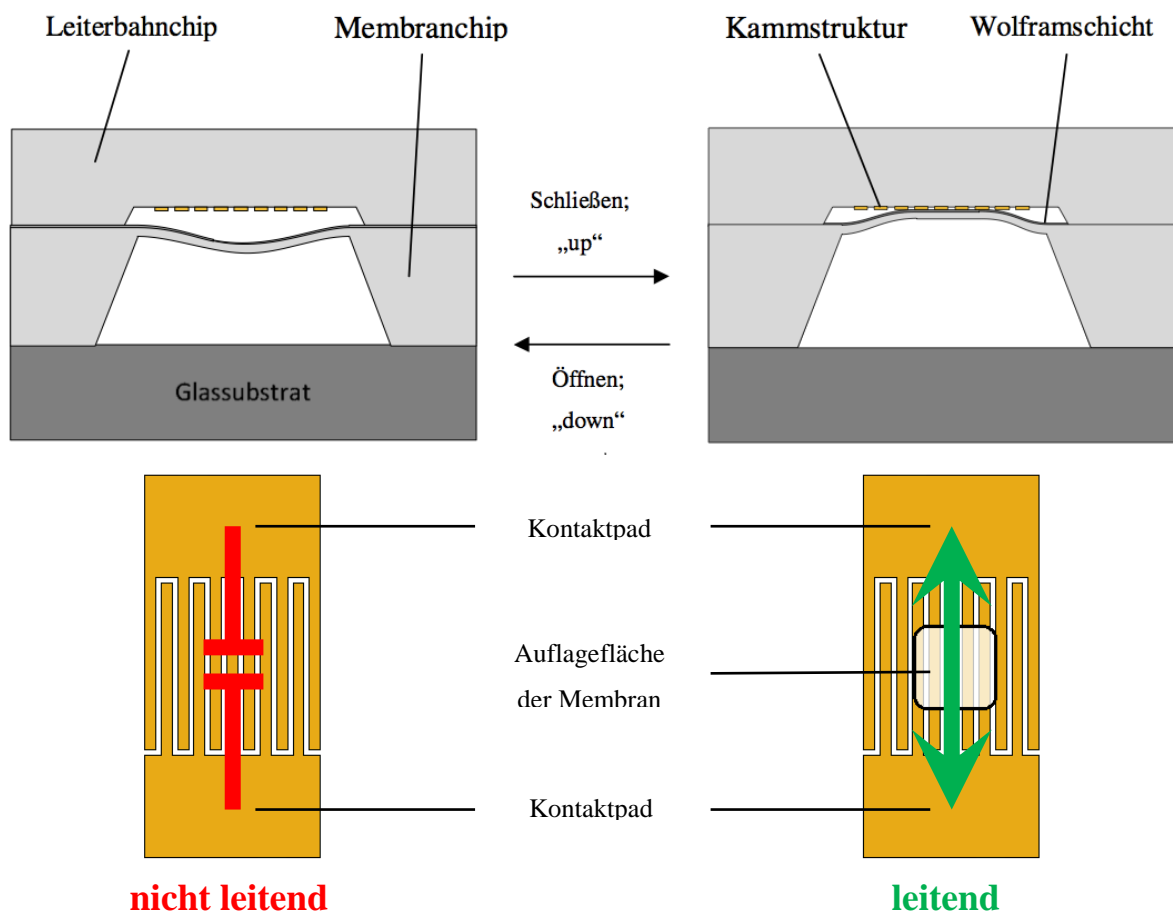


Abbildung 80: Querschnitt des elektrischen Schalters mit der Draufsicht der Interdigitalstruktur.

Um aus den bisher gewonnenen Ergebnissen einen elektrischen Schalter herzustellen, muss eine Möglichkeit gefunden werden, die statisch ausgelenkte Membran von einem stabilen Zustand in den anderen zu überführen. Bisher wurde dies zu Charakterisierungszwecken durch Erhöhung des Luftdrucks in der unter der Membran vorhandenen Kavität realisiert. Dazu wurde eine externe Pumpe verwendet, was in einer späteren Anwendung nicht praktika-



bel wäre. Eine andere Möglichkeit den Druck zu erhöhen ist die thermische Expansion der Luft auszunutzen. Dazu wird der Hohlraum unter der Membran durch ein Glassubstrat luftdicht verschlossen, sodass ein gekapseltes Gasvolumen entsteht, welches durch ein extern angebrachtes Peltierelement geheizt bzw. gekühlt werden kann. Um die elektrische Schaltfunktion zu realisieren, wird auf einem zweiten Substrat eine nicht durchgängige Leiterbahn in Form zweier ineinandergreifender Interdigitalstrukturen im Abstand von ca.  $130\ \mu\text{m}$  zueinander hergestellt, die durch eine aus Aluminiumoxid bestehende Schicht elektrisch vom Siliziumsubstrat isoliert ist (Abbildung 80). Dieser Leiterbahnchip wird nun so über dem Membranchip angebracht, dass im Falle der nach oben gewölbten Membran Kontakt zwischen dieser und der Leiterbahn entsteht. Auf diese Weise sorgt die elektrisch leitende Wolframbeschichtung als Bucklingfunktionsschicht gleichzeitig für ein Kurzschließen der beiden Kammstrukturen des Leiterbahnchips. Abbildung 80 zeigt die genaue Anordnung im Querschnitt für die beiden stabilen Zustände des Schalters. Durch gezieltes Erhitzen und Abkühlen der eingeschlossenen Luft kann der auf die Membran wirkende relative Druck erhöht bzw. verringert werden und somit der gewünschte Schaltdruck ( $\Delta p > 0$  zum Schließen,  $\Delta p < 0$  zum Öffnen des Schalters) über die Temperatur gesteuert werden.

Im weiteren Verlauf werden der jeweilige Schaltdruck sowie die Schalttemperatur entsprechend ihrer Schaltrichtung  $p_{up} / T_{up}$  bzw.  $p_{down} / T_{down}$  bezeichnet.

## 5.2.2. Theoretische Bestimmung der Schalttemperatur

### 5.2.2.1 Allgemeine Gasgleichung

Die allgemeine Gasgleichung beschreibt den formalen Zusammenhang zwischen den Zustandsgrößen Druck  $p$ , Temperatur  $T$ , Volumen  $V$  und Stoffmenge  $N$  eines Gases und findet ihre Gültigkeit in der Idealisierung eines realen Gases durch die Annahme von zwei Vereinfachungen. Bei einem idealen Gas werden einerseits Moleküle als Massenpunkte angesehen. D.h. die räumliche Ausdehnung wird vernachlässigt, sodass sich die gesamte Masse des Moleküls in einem Punkt befindet. Andererseits werden Wechselwirkungen zwischen den Molekülen nur dann berücksichtigt, wenn zwei solcher Massepunkte direkt aufeinanderstoßen; d.h. Van-der-Waals Kräfte werden ignoriert.

Die Gleichung kann in mehreren zueinander äquivalenten Formen beschrieben werden, wobei für die Berechnungen im weiteren Verlauf folgende Form genutzt wird:

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T \quad , \quad (102)$$

mit der Boltzmann-Konstante  $k_B$ .

Die allgemeine Gasgleichung wird benötigt, um theoretische Erkenntnisse über die Bedingungen der in dem Hohlraum unter der Membran eingeschlossenen Luft zu erhalten. Da es sich dabei um ein geschlossenes System handelt, kann die Teilchenanzahl  $N$  als konstant für alle Zustände betrachtet werden. Somit gilt:

$$\frac{p_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{p_2 \cdot V_2}{T_2} \quad , \quad (103)$$

für zwei beliebige Zustände. Da das Volumen durch die Membranbewegung nicht konstant ist, muss zunächst eine fallabhängige Berechnung erfolgen.

### 5.2.2.2 Berechnung des Kavität-Volumens mit Membranauslenkung

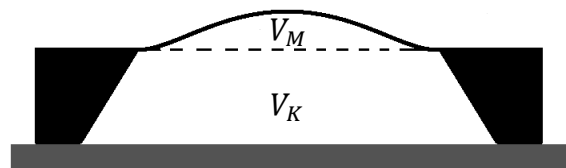


Abbildung 81: Volumenaufteilung der Kavität bei ausgelenkter Membran [43].

Wird die Kavität ohne Membranauslenkung betrachtet, so handelt es sich um einen Pyramidenstumpf, dessen Volumen sich wie folgt errechnet:

$$V_K = \frac{h}{3} (A_1 + A_2 + \sqrt{A_1 A_2}) \quad , \quad (104)$$

mit den Grundflächen  $A_1$  und  $A_2$ . Für eine  $15 \mu\text{m}$  dicke Membran mit den Abmessungen  $3314 \times 3314 \mu\text{m}^2$  ergibt sich somit ein Volumen von:

$$V_K = 6,504 \cdot 10^9 \mu\text{m}^3 \quad . \quad (105)$$

Ist die Membran nach oben oder unten ausgelenkt, so erhöht oder verringert sich das Volumen aufgrund der Symmetrie gleichermaßen um das Volumen unterhalb/oberhalb der Membran, welches anhand der Membrangleichung (63) durch Integration über  $x$  und  $y$  berechnet werden

kann. Die fehlenden Parameter  $a_{00}$ ,  $a_{02}$  und  $a_{20}$  können durch Anpassen an gemessene Auslenkungskurven bestimmt werden. Dabei ergeben sich die in den Abbildungen 83 und 84 gezeigten Abhängigkeiten von der maximalen Membranauslenkung  $w_0$ .

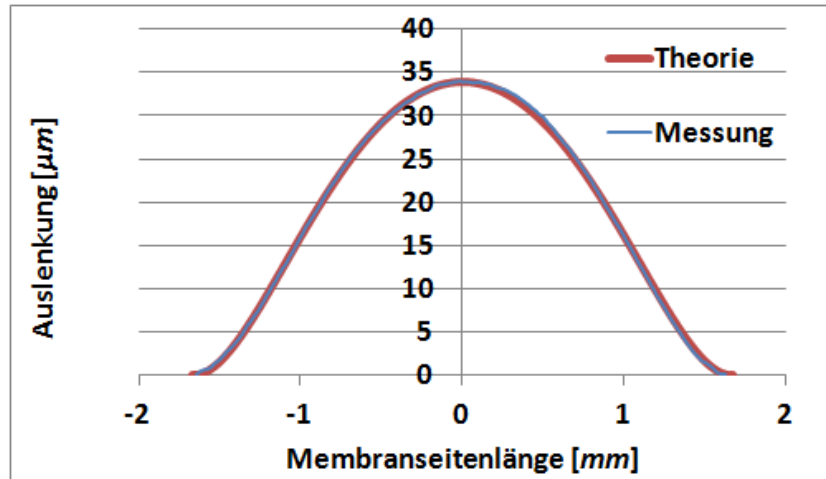


Abbildung 82: Vergleich und Anpassung von theoretischer und gemessener Membranauslenkung.

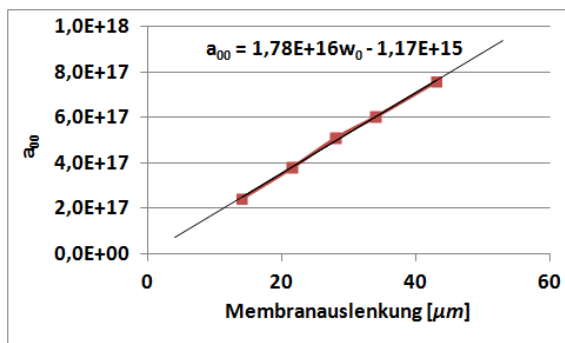


Abbildung 83: Abhängigkeit des Parameters  $a_{00}$  von der maximalen Membranauslenkung  $w_0$ .

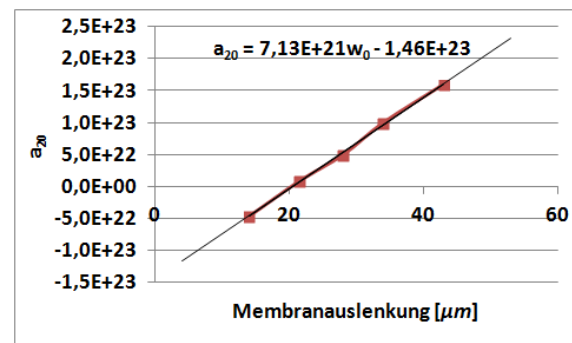


Abbildung 84: Abhängigkeit des Parameters  $a_{20}$  von der maximalen Membranauslenkung  $w_0$ .

Aufgrund der Symmetrieeigenschaft einer quadratischen Membran gilt:  $a_{02} = a_{20}$ .

Somit ergibt sich für das Luftvolumen einer  $3314 \mu m$  großen, mit der maximalen Amplitude  $w_0$  (in  $\mu m$ ) ausgelenkten, quadratischen Membran der Seitenlänge  $3314 \mu m$  zu:

$$V_M = 4,15 \cdot 10^6 w_0 - 2,05 \cdot 10^7 \mu m^3 \quad . \quad (106)$$

Es wird deutlich, dass bei kleinen Auslenkungen  $w_0 < 4,95$  die Berechnung zu negativen Volumen führt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Anpassungen von  $a_{00}$  und  $a_{20}$  nur für Auslenkungen  $> 13 \mu m$  durchgeführt wurden, woraus der Gültigkeitsbereich von Gleichung (106) ebenfalls für Auslenkungen  $> 13 \mu m$  folgt.

### 5.2.2.3 Schalterzustände

Für die theoretische Bestimmung der Schalttemperaturen sind insgesamt 4 Schalterzustände zu berücksichtigen:

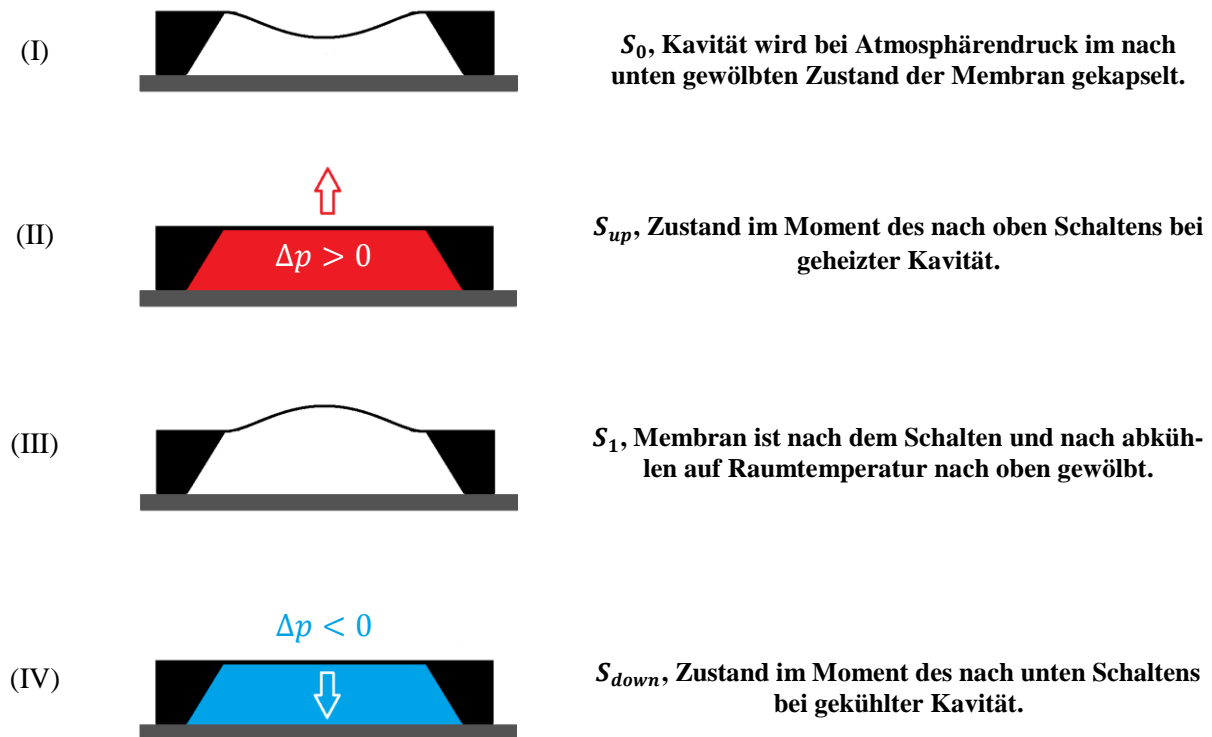


Abbildung 85: Zustände eines Schaltzyklus.

Der Zustand  $S_0$  ist der Ursprungszustand. Im inneren der Kavität herrscht Atmosphärendruck (1013 hPa), die Membran ist nach innen gewölbt. Wird nun das Schaltelement geheizt, so dehnt sich das eingeschlossene Luftvolumen aus, bis der Moment des Schaltens  $S_{up}$  erreicht wird. Dabei reduziert sich die Membranauslenkung auf nahezu null und es gilt:

$$\frac{p_0 V_0}{T_0} = \frac{p_{up} V_{up}}{T_{up}} \quad , \quad (107)$$

$$T_{up} = \frac{p_{up}}{p_0} \cdot \frac{V_K}{V_K - V_M} \cdot T_0 \quad . \quad (108)$$

Da sich nach dem Hochschalten (Zustand  $S_1$ ) das Volumen vergrößert hat, sinkt der Luftdruck in der Kavität nach dem Abkühlen auf Raumtemperatur unter den Atmosphärendruck:

$$p_1 = \frac{p_0 V_0}{V_1} = \frac{p_0 (V_K - V_M)}{V_K + V_M} . \quad (109)$$

Um die Schalttemperatur zum Zurückschalten (Zustand  $S_{down}$ ) zu berechnen, dient  $p_1$  als Basis für die Berechnung:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_{down} V_{down}}{T_{down}} , \quad (110)$$

$$T_{down} = \frac{p_{down}}{p_1} \cdot \frac{V_{down}}{V_1} \cdot T_1 = \frac{p_{down}}{p_0} \cdot \frac{V_K}{V_K - V_M} \cdot T_0 , \quad (111)$$

mit  $T_1 = T_0 =$  Raumtemperatur.

Die Gleichung (111) wird in Kapitel 5.2.4 genutzt, um die messtechnisch bestimmten Schalttemperaturen mit dem theoretischen Modell vergleichen zu können.

### 5.2.3. Herstellung des Schaltelements

Die Herstellung des Aktorelementes wurde bereits in Kapitel 5.1 ausführlich beschrieben und soll daher nicht mehr Gegenstand dieses Kapitels sein.

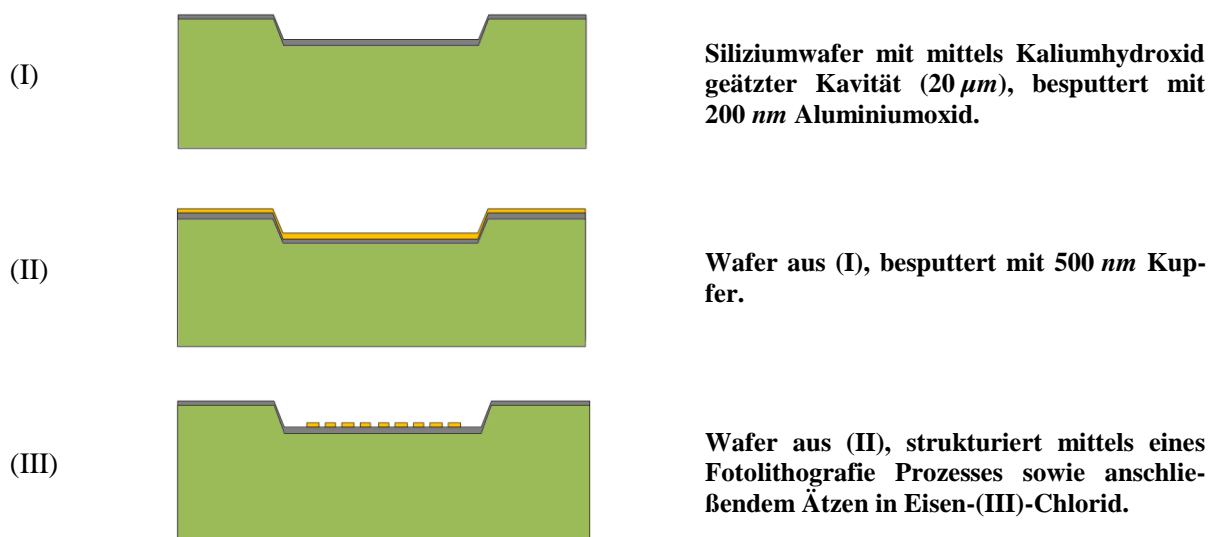
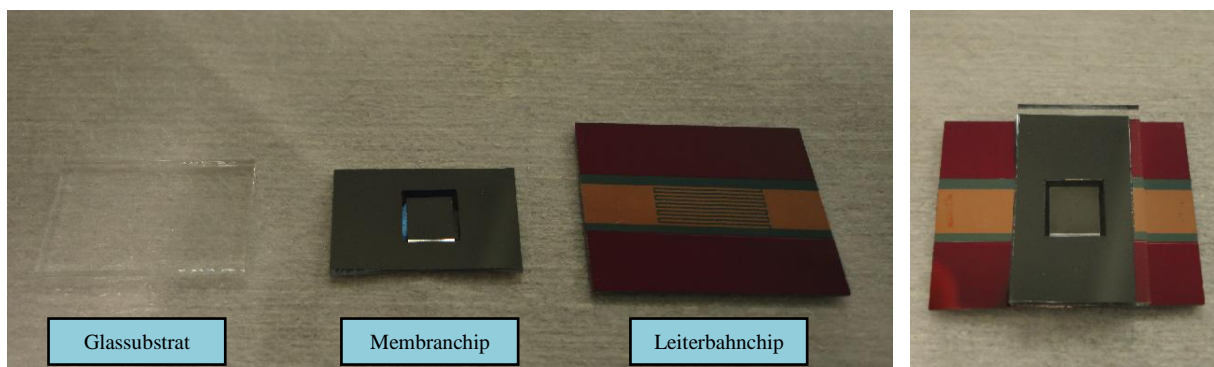


Abbildung 86: Kurzübersicht über den Herstellungsprozess für den Leiterbahnchip.

Die Leiterbahnstruktur, die im fertigen Schaltelement durch die Membran kurzgeschlossen wird, wird ebenfalls auf einem Siliziumwafer realisiert. Dazu werden im Substrat längliche

Kavitäten mit einer Tiefe von etwa  $20\ \mu\text{m}$  und einer Breite von etwa  $4,6\ \text{mm}$  mit Hilfe des  $\text{KOH}$ -Ätzprozesses erzeugt. Der Wafer wird danach mit einer ca.  $200\ \text{nm}$  dicken Aluminiumoxidschicht ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) durch Sputtern beschichtet, um eine Isolation der nachfolgend aufgetragenen Leiterbahnstruktur zum Siliziumsubstrat zu erreichen. Dies ist notwendig, da die verwendeten Siliziumwafer einen elektrischen Widerstand zwischen  $1\ \Omega\text{cm}$  und  $20\ \Omega\text{cm}$  haben und somit der sehr geringe Abstand der beiden Kammelektroden von nur ca.  $130\ \mu\text{m}$  einem Kurzschluss gleichzusetzen wäre. Auf der Oxidschicht wird im direkten Anschluss eine  $500\ \text{nm}$  dicke Kupferschicht abgeschieden, welche im späteren Verlauf mittels Lithografie und Ätzprozess (Eisen-III-Chlorid,  $\text{FeCl}_3$ ) strukturiert wird.

Um die einzelnen Komponenten zu verbinden, wird auf ein Klebverfahren mit handelsüblichem Kleber zurückgegriffen. Bondverfahren wie das anodische Bonden scheiden für dieses Design aus, da durch die hohen Temperaturen während des Bondvorgangs die Dichte des in der Kavität eingeschlossenen Luftvolumens zu gering ist, was bei späterer Abkühlung auf Raumtemperatur zu einem starken Unterdruck führen und das Funktionsprinzip zerstören würde.



**Abbildung 87: Komponenten des Schalters, vor der Montage (links) und danach (rechts) [43], vergleiche Abbildung 80.**

Wie in Abbildung 87 zu erkennen, besitzt der Leiterbahnchip einen gewissen Überlapp. Dieser ermöglicht später ein einfacheres Kontaktieren mittels Nadelprober oder Anlöten von Kabelverbindungen, um eine elektrische Charakterisierung durchführen zu können.

#### 5.2.4. Charakterisierung des Schaltelements

Im Chipverbund des fertigen Schalters führen Auslenkungen aus der Kavität heraus von über  $20\ \mu\text{m}$  zu einer nahezu quadratischen Auflagefläche auf der darüber liegenden Leiterbahnstruktur (vgl. Abbildung 89). Je höher die Auslenkung der Membran außerhalb des Chipverbunds, desto größer wird die Auflagefläche im fertigen Schalter im geschlossenen Zustand.

Abbildung 88 zeigt dieses Verhalten anhand von vier unterschiedlich stark ausgelenkten Membranen.

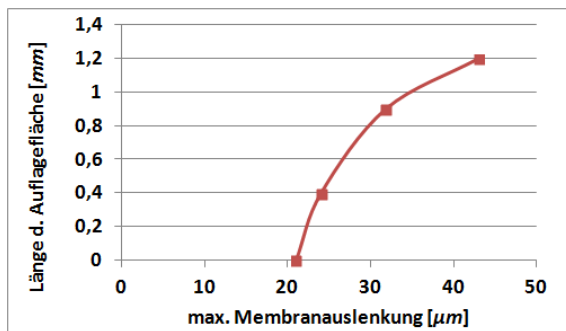


Abbildung 88: Länge der Auflagefläche einer Siliziummembran auf dem Leiterbahnchip in Abhängigkeit ihrer initialen Auslenkung.

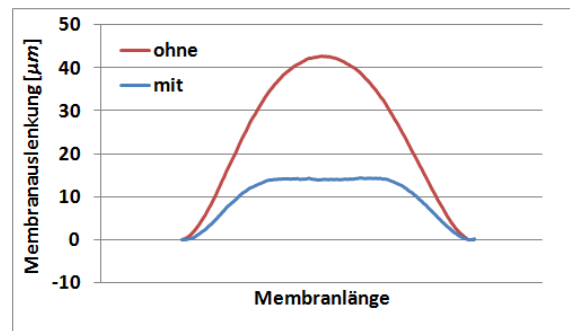


Abbildung 89: Vergleich der Membranauslenkung mit und ohne montiertem Leiterbahnchip (gemessen).

Die Größe der Auflagefläche ist wichtig für die Funktion des Schalters. Durch die Wolframbeschichtung auf der Membran muss im geschlossenen Zustand eine elektrische Verbindung zwischen den einzelnen Fingern der Leiterbahnstruktur gewährleistet werden. Aufgrund der Abmessungen muss daher die Länge der Auflagefläche mehr als  $435 \mu\text{m}$  betragen, um bei beliebiger Justage der Membran einen Kurzschluss mindestens eines Elektrodenpaares gewährleisten zu können.

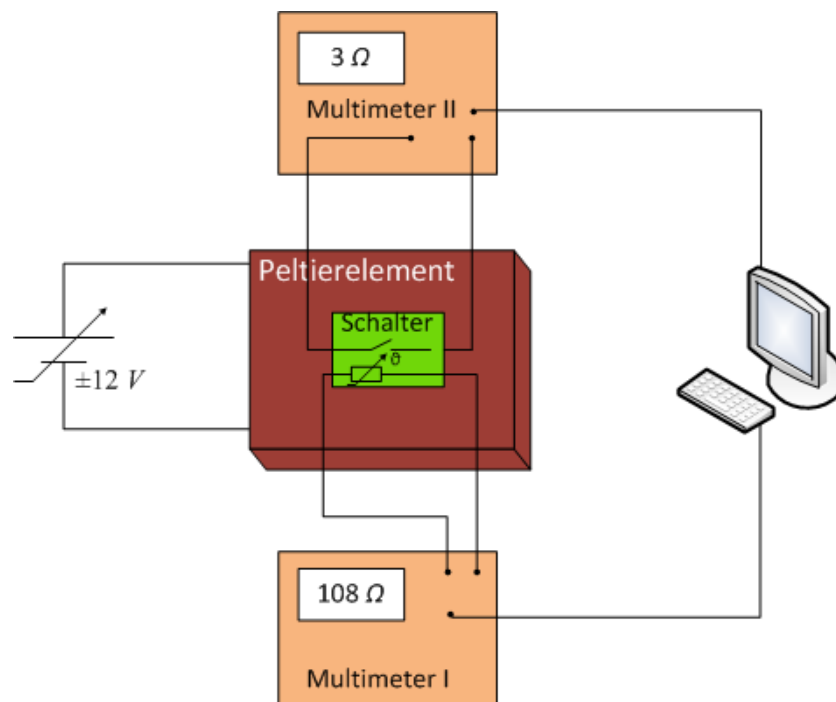


Abbildung 90: Schematischer Messaufbau zur Untersuchung des elektrischen Verhaltens während eines Schaltzyklus [43].

Um das elektrische Verhalten des fertigen Schaltelementes während eines Schaltzyklus untersuchen zu können, wird der in Abbildung 90 dargestellte Messaufbau verwendet. Der Schalter wird auf ein Peltierelement montiert, welches über eine regelbare Spannungsquelle elektrisch versorgt wird. Durch den manuell einstellbaren Spannungsbereich von  $\pm 12\text{ V}$  kann somit sowohl eine Erwärmung als auch eine Kühlung des Schalters erfolgen. Weiterhin gehören zwei Multimeter zum Messsetup, die beide parallel mit einem Computer ausgelesen werden können. Multimeter *I* misst die am Schaltelement anliegende Temperatur über einen angebrachten *Pt100* Sensor, während Multimeter *II* gleichzeitig eine elektrische Widerstandsmessung am Schalter selbst durchführt. Der angeschlossene PC ermöglicht mit der eigens für diesen Messaufbau entwickelten Software eine synchrone Datenaufnahme, sodass beide Messgrößen in Korrelation zueinander gebracht werden können.

Abbildung 91 zeigt das Schaltverhalten des Bauteils in Abhängigkeit von der Temperatur. Im geöffneten Zustand ist der Widerstandswert nicht ermittelbar, was für eine gute Isolation zwischen Kupferleiterbahn und Siliziumsubstrat spricht. Im geschlossenen Zustand fällt der Widerstand auf ca.  $5\ \Omega$  ab und lässt sich auch nicht durch Erhöhen der Temperatur (und somit des Drucks innerhalb der Kavität) signifikant verändern. Er bleibt auch während des Abkühlens annähernd konstant, bis bei ca.  $11^\circ\text{C}$  ein Öffnen des Schalters erfolgt. Diese Hysterese entspricht dem Hystereseverhalten der Bucklingmembran und stellt somit eine hervorragende bistabile Eigenschaft dar.

Um das Diagramm genauer zu betrachten, ist eine Einteilung in 4 Abschnitte (*I-IV*) sinnvoll:

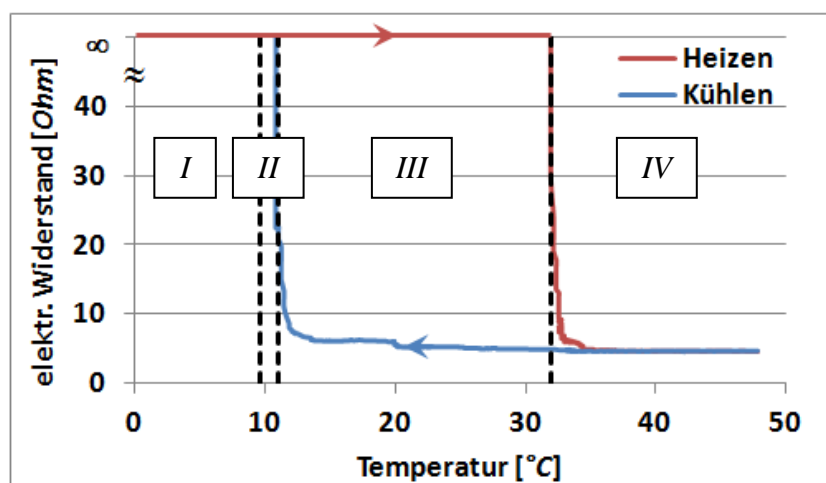


Abbildung 91: Elektrisches Verhalten während eines Schaltzyklus [43].



In Abschnitt *I* ist die Membran aufgrund der geringen Temperatur und des damit zusammenhängenden Unterdrucks in der hermetisch abgeschlossenen Kavität in jedem Fall nach innen ausgelenkt. Die darüber liegenden Leiterbahnen sind elektrisch nicht miteinander kontaktiert wodurch ein nicht messbarer Widerstand entsteht.

In Zustand *IV* ist die Membran, analog zu Zustand *I*, aufgrund der hohen Temperatur und des damit einhergehenden Überdrucks nach oben ausgelenkt und schmiegt sich an die Leiterbahnstruktur an. Die einzelnen Finger dieser Struktur werden aufgrund der elektrisch leitfähigen Wolframbeschichtung miteinander kontaktiert, der Schalter ist geschlossen.

In Bereich *III* ist der Zustand des Schalters abhängig vom vorherigen Zustand. War der Schalter durch Passieren von Zone *I* geöffnet, so bleibt dieser auch in Zone *III* geöffnet, da der Innendruck der Kavität noch nicht groß genug ist, um die Membran umzuschalten. Ebenso bleibt der Schalter auch geschlossen, wenn der vorherige Zustand geschlossen war, da der Innendruck noch nicht gering genug ist, um den Schalter zu öffnen.

Zustand *II* stellt einen Zwischenzustand dar und kann nur von Zustand *III* durch Abkühlung erreicht werden. Bevor die Membran umschaltet, senkt diese bis zum Umschaltzeitpunkt ihre Auslenkung. In Abschnitt *II* ist die Auslenkung bereits so gering, dass ein Kontakt mit den darüber liegenden Leiterbahnen nicht mehr existiert bzw. die Auflagefläche zu gering ist, um einen Kurzschluss zu ermöglichen. Der Widerstand steigt rapide an, ohne dass die Membran umgeschaltet hat. Wird in diesem Zustand die Temperatur wieder erhöht, erhöht sich auch die Membranauslenkung und der elektrische Kontakt wird wieder ohne Hystereseeffekt hergestellt. Erst nachdem die Zone *I* erreicht wird, schaltet die Membran um, was zu einem dauerhaft geöffneten Schalter führt.

Durch diese Abhängigkeit der Auflagefläche von der Temperatur ist auch der leichte Anstieg des Widerstandwertes in Zone *III* (blaue Kurve) zu begründen. Je kleiner die Auslenkung der Membran wird, desto weniger Auflagefläche hat diese auf den darüber liegenden Leiterbahnen. Generell gilt: Je größer die Auflagefläche ist, desto mehr Leiterbahnen werden gebrückt bzw. desto besser werden die einzelnen Leiterbahnen miteinander kontaktiert, wodurch der elektrische Widerstand sinkt.

Um eine kurze theoretische Abschätzung als Vergleichsmöglichkeit zu erhalten, werden die Formeln (108) sowie (111) zur Berechnung herangezogen. Für den Umschaltdruck  $p_{up}$  bzw.  $p_{down}$  können die Werte für eine  $15\ \mu\text{m}$  dicke Membran mit einer Wolframschichtdicke von

ca. 820 nm (beidseitig je ca. 410 nm) aus Abbildung 79 abgelesen werden. Somit errechnet sich mit einer initialen Membranauslenkung von  $w_0 = 34 \mu\text{m}$  und einer angenommenen Raumtemperatur von 22 °C die Schalttemperatur  $T_{up}$  zu 303,93 K (30,93 °C), sowie  $T_{down}$  zu 271 K (-2,1 °C). Während  $T_{up}$  nahezu identisch mit der gemessenen Schalttemperatur übereinstimmt, ist  $T_{down}$  um ca. 5 % zu klein errechnet. Dies hängt damit zusammen, dass die Membran im nach außen gewölbten Zustand keine optimale Form, wie in Abbildung 85 (III) dargestellt, ausbilden kann. Durch die Berührung mit dem Leiterbahnchip entsteht vielmehr eine Art Kegelstumpf (vgl. Abbildung 89, blau), was gleichbedeutend mit einer negativen Vorspannung ist. Der Schaltdruck  $p_{down}$  ist daher mit ca. -5,5 kPa betragsmäßig wesentlich geringer als die in Abbildung 79 ermittelten -10 kPa. Auch die geänderten Volumenverhältnisse tragen zu einem weiteren Fehler bei, wobei dieser jedoch von untergeordneter Rolle ist, da das Membranvolumen  $V_M$  lediglich einen Anteil von ca. 2 % am Gesamtvolumen hat.

### 5.2.5. Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde ein mikromechanischer elektrischer Schalter realisiert, der aufgrund einer mittels Wolframdünnschicht vorgespannten Siliziummembran ein bistabiles Verhalten zeigt. Der hierfür ausgenutzte Bucklingeffekt sorgt für eine Membranauslenkung, die durch thermische Ausdehnung eines definierten Gasvolumens zwischen zwei stabilen Zuständen geschaltet werden kann. In einem dieser Fälle stellt diese Membran aufgrund der elektrischen Leitfähigkeit von Wolfram einen Kontakt zwischen zwei Interdigitalstrukturen aus Kupfer her, was den geschlossenen Zustand des Schalters darstellt. Als Heiz- und Kühlquelle wird ein extern angebrachtes Peltierelement genutzt. Messungen zeigen, dass das Schaltelement ein Hystereseverhalten zeigt, bei dem die Schaltpunkte mit einer Differenz von +9 °C und -11 °C fast symmetrisch um die Raumtemperatur von 22 °C verteilt sind. Es wurde ein mathematisches Modell erstellt, welches auf Basis der Eigenschaften des Funktionselementes wie Membran- und Wolframdicke die Schalttemperaturen bestimmt und anhand der Messungen für den Einschaltvorgang des Schalters bestätigt. Für den Ausschaltvorgang wurde festgestellt, dass der reale Membranverlauf nur unzureichend berücksichtigt wurde, was in diesem Fall zu großen Abweichungen der Schalttemperatur zwischen dem mathematischen Modell und der Realität führt.

Für die Verwendung des realisierten Schaltelementes in der Praxis ergibt sich ein großer Nachteil. Die hermetisch abgedichtete Kavität ermöglicht lediglich ein sehr stark eingeschränktes Einsatzgebiet des Bauteils, da der Schaltvorgang allein aufgrund der Druckdiffe-

renz zwischen dem Inneren der Kavität und der Membranumgebung ausgelöst wird. Steigt oder fällt der Umgebungsdruck bspw. durch Temperaturschwankungen oder größere Höhenunterschiede, so werden u.U. ungewollte Schaltvorgänge ausgelöst oder eine wunschgemäße Funktion verhindert. Auch die Montage des Bauelementes muss auf das spätere Einsatzgebiet abgestimmt sein, da die Umgebungstemperatur während der Kapselung des Luftvolumens den späteren Mittelpunkt der Schalthysterese darstellt. Ein weiterer Nachteil des gewählten Designs ist die Notwendigkeit der Kühlung des Luftvolumens innerhalb der Kavität zum Öffnen des Schalters. Während ein mikrosystemtechnisch integrierbarer Heizer in vielen Anwendungen bereits eingesetzt wird, stellt eine integrierbare Kühlmöglichkeit eine sehr große Herausforderung dar, die sicherlich mit erhöhten Produktions- und Forschungskosten einhergehen wird. Diese Nachteile erfordern eine Verbesserung des aktuellen Designs, was im folgenden Kapitel erläutert wird.

## 5.3. Verbesserung des Bucklingaktors

Wie bereits erwähnt, ist das bisher konzipierte Schaltelement anfällig gegenüber Druck- und Temperaturschwankungen der Umgebung, welche unter Umständen sogar zum Totalausfall des Bauteils führen können. Dieses Problem gilt es zu beheben, weshalb eine neue Variante des Bucklingaktors konzipiert wurde. Im folgenden Kapitel wird diese verbesserte Version vorgestellt, der Herstellungsprozess erläutert sowie eine Charakterisierung durchgeführt.

### 5.3.1. Aufbau und Funktionsweise

Der prinzipielle Aufbau des bereits diskutierten Bucklingelementes bleibt bestehen: Eine Siliziummembran wird mit Wolfram besputtert und der darunter entstandene Hohlraum wird mit einem Glasdeckel verschlossen. Um jedoch von Druckschwankungen der Umgebungsluft weitestgehend unabhängig zu werden, wird ein Belüftungskanal in den Siliziumkörper geätzt, sodass ein Druckausgleich stattfinden kann. Weiterhin wird auf dem Deckelglas ein Heizelement, ebenfalls aus Wolfram, aufgebracht, sodass keine externe Heizquelle erforderlich ist. Abbildung 92 zeigt den Querschnitt durch den verbesserten Aktor.

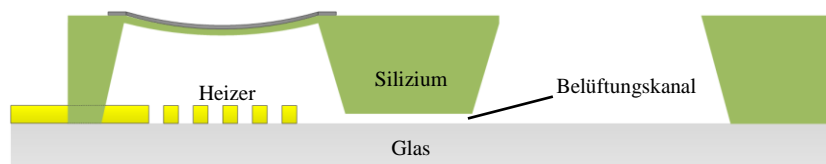


Abbildung 92: Querschnitt durch den Bucklingaktor mit Ausgleichskanal [44].

An den Belüftungskanal werden bestimmte Anforderungen gestellt: Zum einen soll ein Druckausgleich mit der Umgebungsatmosphäre stattfinden, zum anderen soll jedoch das Funktionsprinzip des Schalters, Schalten durch thermische Ausdehnung erhitzter Luft, möglichst wenig beeinflusst werden. Dies kann über den fluidischen Widerstand des Kanals erreicht werden, mit dessen Hilfe die Zeitkonstante für den Druckausgleichsvorgang gezielt eingestellt werden kann. Ist diese Zeitkonstante groß genug, so führen schnelle Heizvorgänge des integrierten Heizers zu raschen Drucksprüngen innerhalb der Kavität, die ein Schalten der Membran nach außen bewirken. Weiterhin kann der Belüftungskanal als eine Art passives pneumatisches Ventil genutzt werden, um somit allein durch Heizen einen negativen Druck relativ zur Umgebung erreichen zu können.

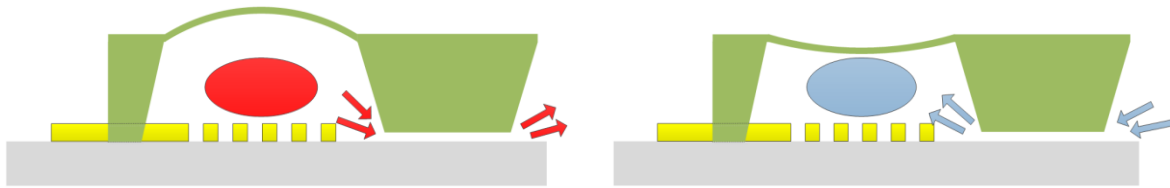


Abbildung 93: Erzeugung von Überdruck/Unterdruck durch geschicktes Ein- und Ausschalten des Heizers [44].

Um dieses Prinzip näher zu erläutern, werden die beiden Schaltvorgänge separat betrachtet.

„Hochschaltvorgang“:

Um einen genügend hohen Überdruck in der Kammer zu erzeugen, muss die Temperatur des Luftvolumens wesentlich schneller erhitzt werden, als sich der damit entstehende Überdruck durch den Kanal mit der Außenatmosphäre ausgleichen kann. Das integrierte Heizelement wandelt die eingebrachte elektrische Energie direkt in thermische Energie um; somit hängt die Aufheizgeschwindigkeit direkt mit der eingebrachten elektrischen Leistung zusammen.

„Runterschaltvorgang“:

Ist die Membran im nach oben gewölbten Bucklingzustand, so wird ein negativer Innendruck zum Zurückschalten benötigt. Dies kann erzielt werden, indem ein längerer Heizvorgang das Innere der Kavität konstant erhitzt. Der dabei entstehende Überdruck baut sich langsam aufgrund des Ausgleichvorgangs über den Belüftungskanal ab, solange bis im Inneren erneut Atmosphärendruck herrscht. Wird nun der Heizvorgang unterbrochen, so kühlt sich das Luftvolumen innerhalb der Kavität ab, zieht sich dabei zusammen und bildet so einen gegenüber der äußeren Atmosphäre geringeren Druck aus. Ist die Differenz groß genug, führt dies zum Schalten der Bucklingmembran in den nach unten ausgelenkten Zustand. Damit dieser Schaltvorgang erfolgen kann, muss die thermische Zeitkonstante der Abkühlung deutlich kürzer als die Zeitkonstante des fluidischen Ausgleichvorgangs sein.

## 5.3.2. Herstellung

### 5.3.2.1 Integrierter Mikroheizer

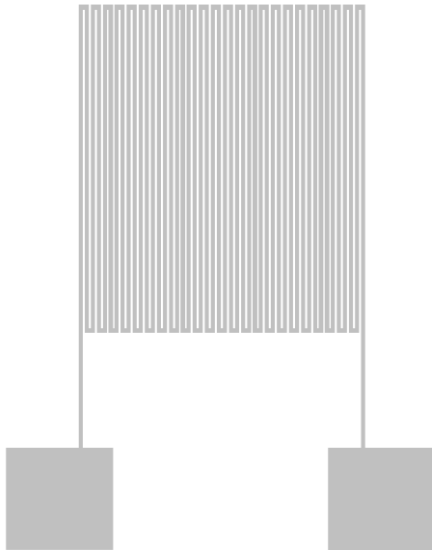


Abbildung 94: Maskenlayout einer Heizstruktur.

In Abbildung 94 wird der verwendete Mikroheizer dargestellt. Es handelt sich dabei um eine  $30\ \mu\text{m}$  breite Leiterbahn, die in Mäanderform zwischen zwei Kontaktpads verläuft. Diese dienen der späteren Kontaktierung mit Hilfe eines Nadelprobers, um den Heizer elektrisch anzusteuern. Mit der platzsparenden Anordnung der Leiterbahn kann eine effektive Gesamtlänge von mehr als  $19\ \text{cm}$  auf einer Fläche von ca.  $9\ \text{mm}^2$  realisiert werden. Der dargestellte Mikroheizer wird auf einem Glas-

substrat gefertigt. Dazu wird die Funktionsschicht mittels eines Sputterprozesses auf den Glaswafer aufgebracht und durch ein Lithografieverfahren strukturiert. Als Material für die Funktionsschicht wurde zunächst Platin verwendet, da es in vielen Heizeranwendungen bereits erfolgreich zum Einsatz kommt.  $\text{Pt}$  wird klassischerweise mit einem Liftoff-Prozess strukturiert, da ein Ätzen mit beispielsweise Königswasser ( $\text{HCl} + \text{HNO}_3$ ), speziell bei gesputterten Schichten, zu hohen Unterätzungerscheinungen führt (laterale Ätzgeschwindigkeit meist um mehrere Faktoren höher als die nominelle Ätzrate). Liftoff-Lacke haben jedoch den Nachteil, dass sie während des Sputterprozesses keinen allzu hohen Temperaturen ausgesetzt werden dürfen, da dies ihre Löslichkeit in Aceton stark beeinflusst. Weiterhin zeigt sich, dass sich die Leiterbahnstrukturen an den Liftoff-Kanten häufig ablösen und sich nach oben biegen. Aufgrund dieser schlecht reproduzierbaren Ergebnisse wurden Wolframschichten als Heizer eingesetzt. Wolfram ist mit einem Schmelzpunkt von  $3413\ \text{°C}$  sehr temperaturstabil und in Wasserstoffperoxid ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) einfach zu strukturieren. Weiterhin ist Wolfram wesentlich preisgünstiger als Platin.

Nachfolgend wird der Herstellungsprozess der Wolframheizer kurz tabellarisch dargestellt. Zur Strukturierung ist aufgrund der Löslichkeit von Fotolack in  $\text{H}_2\text{O}_2$  eine Hartmaske notwendig. Als Material wird hierfür Aluminium verwendet, das seinerseits mit einem Lithografieprozess mit anschließendem Ätzbad in 85 %iger Phosphorsäure strukturiert wird.

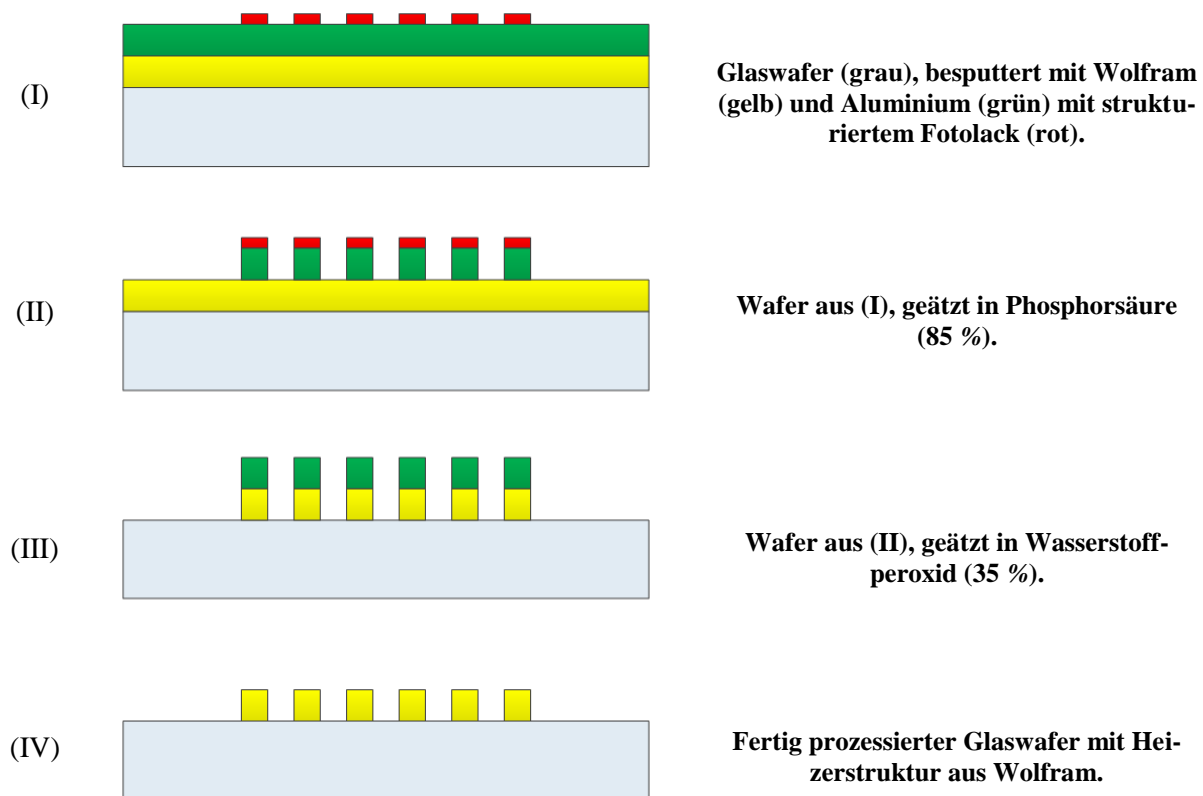


Abbildung 95: Prozessfolge zur Herstellung des Wolframheizers auf einem Glaswafer.

### 5.3.2.2 Membranelement mit fluidischem Ausgleichskanal

Prinzipiell ähnelt der Herstellungsprozess für das Membranelement dem in Kapitel 5.1.1 vorgestellten Prozessablauf. Es werden lediglich zwei nebeneinanderliegende Kavitäten produziert, zwischen denen der Ausgleichskanal als fluidische Verbindung entsteht. Somit definiert der Abstand der Kavitäten die Kanallänge. Abschließend wird eine der beiden Membranen mit Hilfe von Druckluft mechanisch entfernt, um so die Belüftungsmöglichkeit herzustellen (vgl. Abbildung 96). Aufgrund der verwendeten Kaliumhydroxid-Lösung zum Ätzen des einkristallinen Siliziums bildet sich der Kanal mit einem dreieckigen Querschnitt aus, was später bei den theoretischen Betrachtungen berücksichtigt werden muss. Die durch die Ätzwinkel vordefinierten Flanken führen somit bei einer Maskenöffnung von ca.  $13 \mu\text{m}$  zu einer Kanaltiefe von ca.  $10 \mu\text{m}$ . Bevor abschließend der Deckelwafer mit der Heizerstruktur aufgebracht wird, werden die Membranelemente vereinzelt und erst danach gebondet. Dies ist erforderlich, da durch einen gewollten Überlapp des Glaswafers und die darauf liegenden Kontaktpads später eine einfache elektrische Kontaktierung erfolgen kann. Wie bereits erwähnt, wird das Glaselement mit dem Siliziumchip durch anodisches Bonden verbunden. Durch den entstandenen Ausgleichskanal ist es nicht mehr notwendig, ein Verbundverfahren bei Raumtemperatur durchzuführen, es kann auf ein herkömmliches und etabliertes Bondverfahren zurück-

gegriffen werden. In Abbildung 96 ist der gesamte Herstellungsprozess noch einmal tabellarisch zusammengefasst und veranschaulicht.

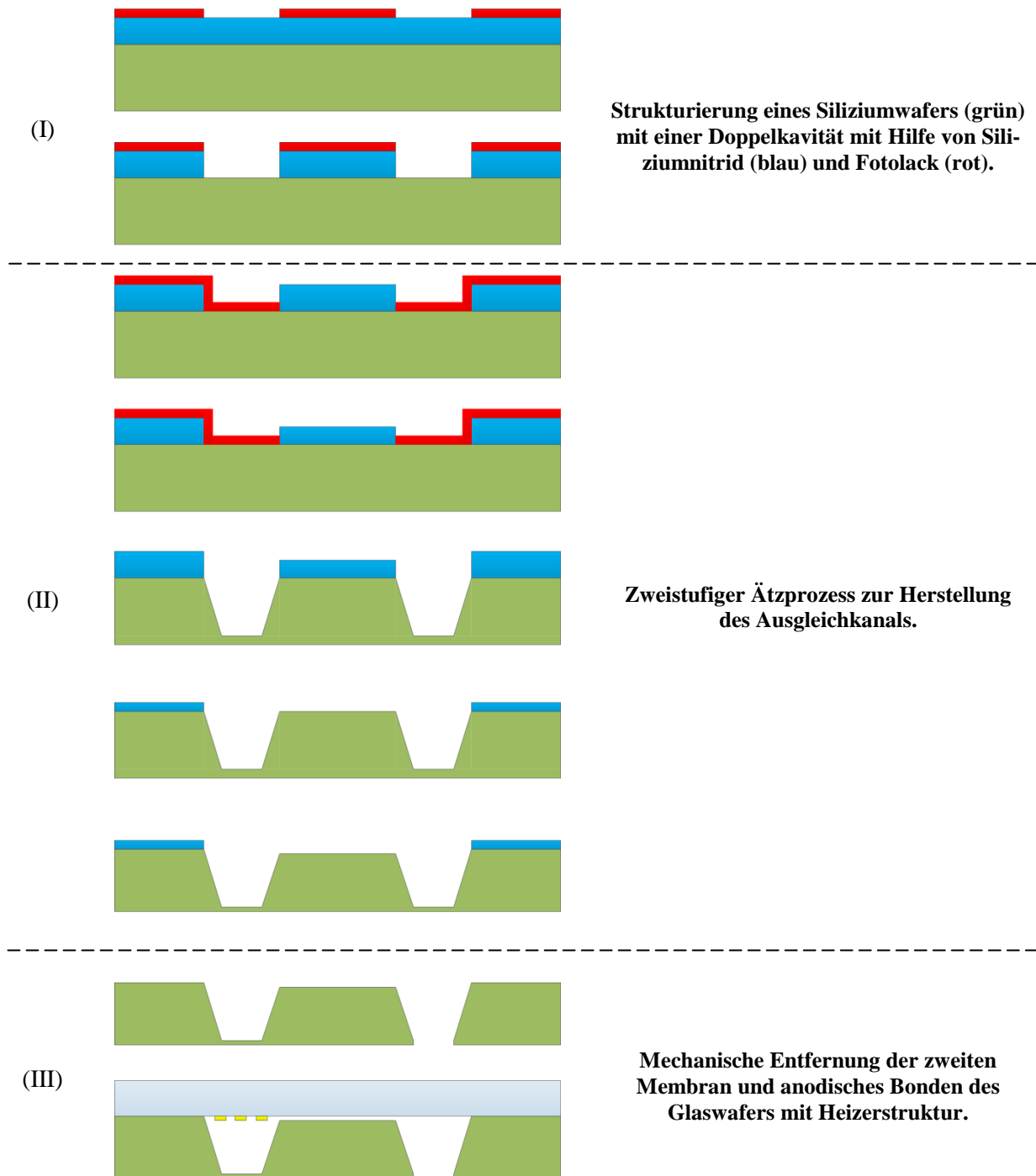


Abbildung 96: Prozessablauf zur Herstellung des Membranelementes mit Ausgleichkanal.



### 5.3.3. Charakterisierung

#### 5.3.3.1 Hezelement

Um Rückschlüsse auf die im Inneren der Kavität herrschenden Druckverhältnisse zu ziehen, ist es sinnvoll zunächst eine Charakterisierung der Hezelemente durchzuführen. Dabei wird das Hezelement gleichzeitig als temperaturabhängiger Widerstand genutzt, um die Temperatur der Mäanderstruktur bestimmen zu können. Zur Berechnung wird der Temperaturkoeffizient  $\vartheta$  des gewählten Materials benötigt sowie der elektrische Widerstand  $R_0$  bei Raumtemperatur:

$$\Delta T = \frac{R - R_0}{R_0 \vartheta} \quad (112)$$

Gleichung (112) berücksichtigt nicht die Temperaturkoeffizienten höherer Ordnung, da im Rahmen der Messgenauigkeit eine Berechnung mittels Temperaturkoeffizient erster Ordnung durchaus ausreichend ist.

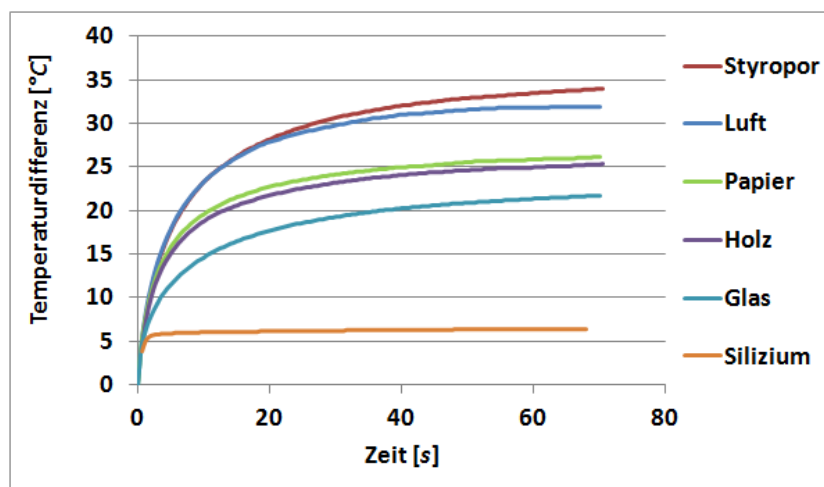


Abbildung 97: Aufheizverhalten in Abhängigkeit vom gewählten Untergrundmaterial [44].

Die Graphen in Abbildung 97 zeigen den Verlauf der Selbsterwärmung einer Mäanderstruktur, jeweils geheizt durch einen Konstantstrom von 8 mA, in Abhängigkeit von der Untergrundaufgabe. Der auf einem Glaswafer ( $500 \mu\text{m}$  Dicke) gefertigte Heizer wird dabei auf verschiedene Untergrundmaterialien aufgelegt und eine Heizkurve bei sonst gleichen Parametern aufgenommen. Dabei zeigt sich, dass die Wärmeleitung in das Substrat bzw. den Untergrund nicht zu vernachlässigen ist und maßgeblich die Aufheizkurve bestimmt. Beispielsweise ist

Silizium mit  $150 \text{ W/mK}$  ein vergleichsweise guter thermischer Leiter, was sich in der Abbildung mit einer Erwärmung von lediglich ca.  $6 \text{ }^\circ\text{C}$  widerspiegelt. Schon der einfache Austausch der Siliziumunterlage durch einen Glaswafer gleicher Dicke liefert eine deutliche Erhöhung der Maximaltemperatur. Das Glas isoliert wesentlich besser, sodass sich eine Erwärmung von fast  $22 \text{ }^\circ\text{C}$  einstellt. Durch den Einsatz guter thermischer Isolationsmaterialien wie Holz, Papier oder gar Styropor bleibt ein noch größerer Anteil der entstandenen Wärme in der Struktur erhalten. Lässt man den Heizchip in der Luft hängen (schmale Aufhängung nur an den Seiten), so wird eine Endtemperatur von ca.  $32 \text{ }^\circ\text{C}$  erreicht. Ersetzt man Luft durch Styropor, erkennt man eine weitere Steigerung der maximal erreichbaren Temperatur auf ca.  $34 \text{ }^\circ\text{C}$ . Dies zeigt deutlich den Effekt der Konvektion, da Luft und Styropor nahezu identische Wärmeleitfähigkeiten vom  $0,03 \text{ W/mK}$  haben. Aus dieser Messung lässt sich herauslesen, dass für die Vermessung der Proben ein definierter Messaufbau erforderlich ist. Auch ist zu erwarten, dass nach dem Verbinden des Heizchips mit dem Membranchip ein weiterer Kühleffekt auftritt. Dies ist mit einem erhöhten Energieverbrauch gleichzusetzen, jedoch gleichzeitig auch hilfreich für das Zurückschalten der Membran, da in diesem Falle eine rasche Abkühlung der in der Kavität eingeschlossenen Luft erzielt werden muss.

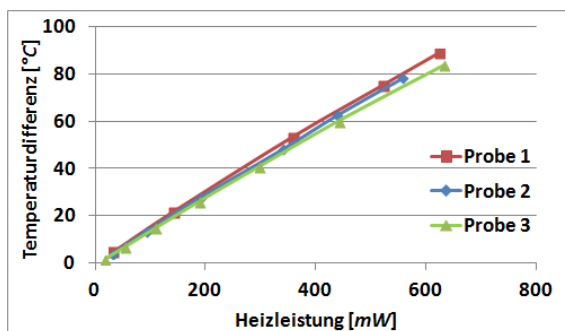


Abbildung 98: Temperaturdifferenz in Abhängigkeit von der Heizleistung.

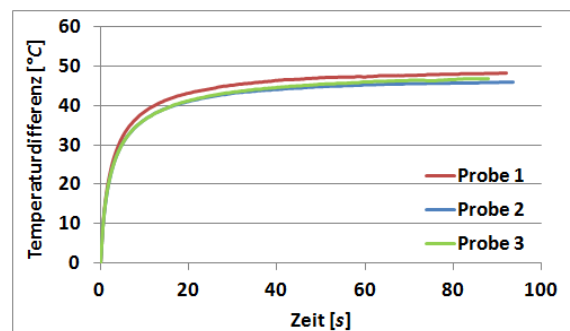
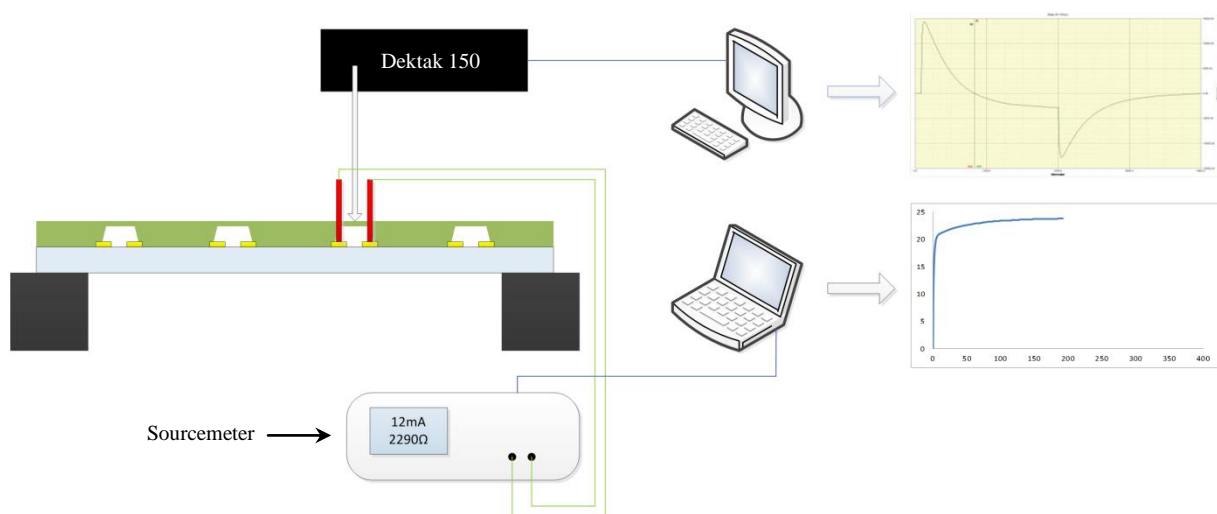


Abbildung 99: Temperaturverlauf über die Zeit bei konstanter Heizleistung ( $330 \text{ mW}$ ).

Die Abbildungen 98 und 99 zeigen Heizcharakteristiken von unterschiedlich dimensionierten Heizmäandern. Die Proben variieren in ihrer Leiterbahnbreite sowie in deren Länge. Alle Proben zeigen nahezu identische Kurvenverläufe, was zeigt, dass der Einfluss der Heizergeometrie gering ist. Einzig der Wert des elektrischen Widerstandes wird durch den Querschnitt sowie die Länge der Heizmäander bestimmt, was den Arbeitsbereich der Spannungsquelle definiert. Die geometrische Dimensionierung muss also lediglich später bei der Wahl der elektrischen Versorgung des Systems berücksichtigt werden und hat auf die Heizcharakteristik keinen relevanten Einfluss.

### 5.3.3.2 Membranelemente ohne Wolframbeschichtung

Nach dem Bonden der beiden Einzelteile (Heizchip sowie Membranchip) kann eine Charakterisierung des Gesamtaufbaus erfolgen. Dazu werden die von außen zugänglichen Kontaktpads mit Hilfe von Nadelproben kontaktiert und an einen Sourcemeter der Fa. *Keithley Instruments* angeschlossen. Durch eine eigens dafür entwickelte Software kann das Heizelement definiert angesteuert und die entsprechende temperaturabhängige Widerstandskurve aufgenommen werden. Zeitgleich wird die Auslenkung der Membran mit dem Oberflächenprofilometer *Dektak 150* ermittelt und nachträglich mit der Widerstandskurve synchronisiert (vgl. Abbildung 100).



**Abbildung 100: Schematischer Messaufbau zur Detektion der temperaturabhängigen Membranauslenkung [44].**

Der Membranchip ist durch anodisches Bonden fest mit dem Heizchip verbunden. Da es sich hierbei mit Glas und Silizium um unterschiedliche Materialien handelt, deren thermische Ausdehnungskoeffizienten differieren, ergibt sich allein aus dieser Tatsache bereits eine Krümmung des Materialverbunds. Der Bondprozess wird bei ca. 500 °C durchgeführt, somit führt die Abkühlung auf Raumtemperatur bereits zu Verspannungen zwischen Glas und Silizium. Abbildung 101 zeigt die daraus resultierende Krümmung über ein 6 mm langes Teilstück, gemessen mit dem Oberflächenprofilometer, ohne dass ein Heizelement aktiviert wurde.

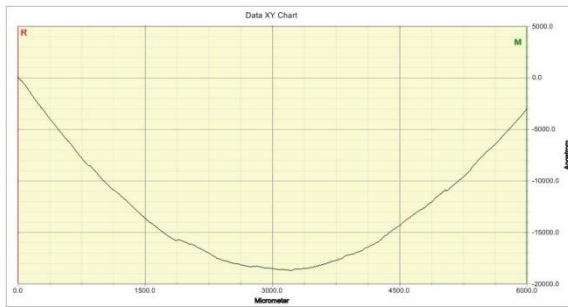


Abbildung 101: Verspannung des Silizium/Glas Waferstacks nach dem Bonden.

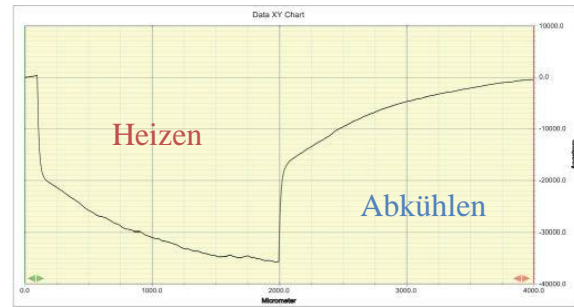


Abbildung 102: Statische Auslenkung des Waferstacks während eines Heiz- und Abkühlvorgangs.

Diese initiale Krümmung wird durch Erwärmung verstärkt, sodass die Messergebnisse der Membranauslenkungen verfälscht werden. Eine statische Messung (ohne laterale Relativbewegung des Stylus) an einer der Membran nahegelegenen Stelle wird in Abbildung 102 dargestellt. Man kann erkennen, dass sich die Oberfläche während des Heizvorgangs um ca.  $3,5 \mu\text{m}$  absenkt.

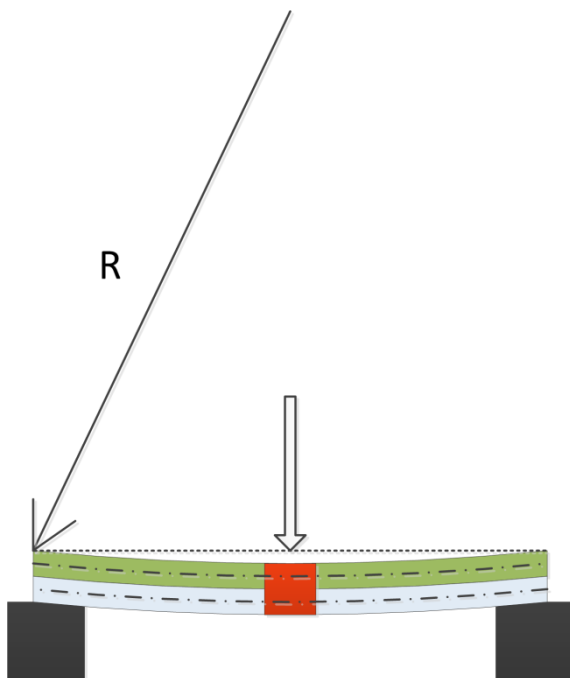


Abbildung 103: Krümmung durch Erwärmung, Prinzipskizze [44].

Um eine mathematische Abschätzung dieses Effektes zu erzielen, kann die Prinzipskizze in Abbildung 103 herangezogen werden. Durch die Erwärmung eines angenommen  $10 \text{ mm}$  langen Teilstücks  $L_T$  um  $\Delta T = 22 \text{ }^\circ\text{C}$  ergibt sich eine Längung der Mittelfaser des Siliziumwafers ( $Mf_{Si}$ ). Da der thermische Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  von Pyrex-Glas bei Raumtemperatur mit  $3,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  größer ist, als der von Silizium ( $2,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ), ergibt sich für die Mittelfaser des Glases ( $Mf_{Glas}$ ) einen größeren Längenunterschied. Beides angenähert an einen Kreisabschnitt ergibt das in Abbildung 103 dargestellte Bild

und kann in erster Näherung mit folgenden Formeln beschrieben werden:

$$Mf_{Si} = \varphi \frac{2\pi}{360} \left( R + \frac{1}{2}d \right) , \quad (113)$$

$$Mf_{Glas} = \varphi \frac{2\pi}{360} \left( R + \frac{3}{2}d \right) , \quad (114)$$

mit der Dicke  $d = 500 \mu m$  des Siliziums/Glases, dem Radius  $R$  und dem Winkel  $\varphi$ . Weiterhin kann die Gesamtlänge der Mittelfasern berechnet werden mit:

$$Mf_{Si} = L_0 + (L_T \cdot \alpha_{Si} \cdot \Delta T) \quad , \quad (115)$$

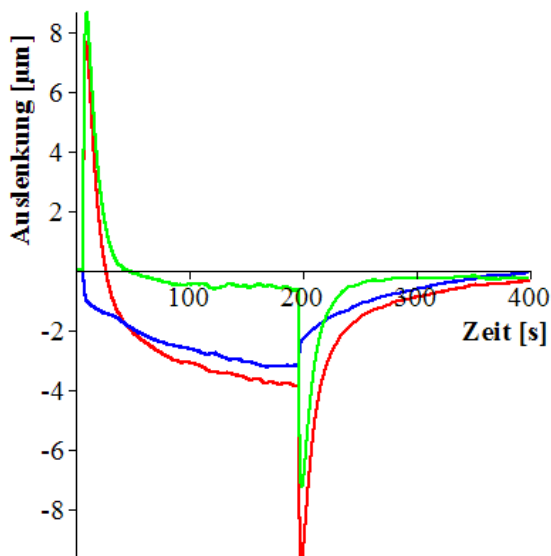
$$Mf_{Glas} = L_0 + (L_T \cdot \alpha_{Glas} \cdot \Delta T) \quad , \quad (116)$$

mit der Ausgangslänge des Waferstacks  $L_0 = 8 \text{ cm}$ . Durch Auflösen der beiden Gleichungssysteme können die Unbekannten  $\varphi$  und  $R$  berechnet werden zu:

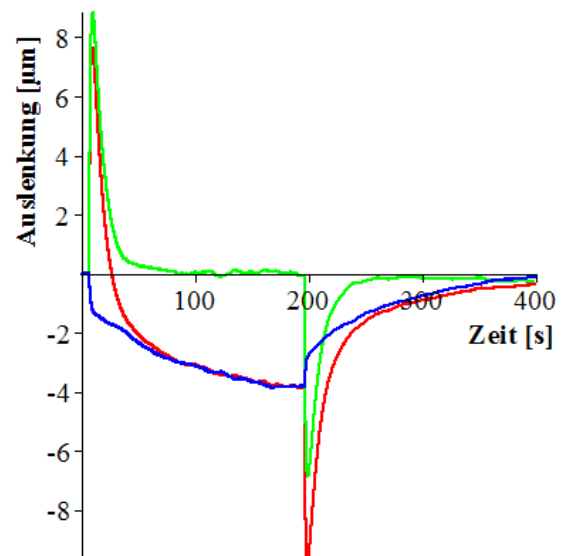
$$\varphi = 0,02395 \quad ,^\circ \quad (117)$$

$$R = 191,385 \text{ m} \quad . \quad (118)$$

Aus diesen beiden Werten ergibt sich eine Absenkung des Mittelpunktes von  $4,18 \mu m$ , was durchaus in Einklang mit den Messergebnissen zu bringen ist.



**Abbildung 104:** Gemessene Membranauslenkung (rot), Kompensationskurve ohne Anpassung (blau) und die daraus bestimmte relative Membranauslenkung (grün).



**Abbildung 105:** Gemessene Membranauslenkung (rot), Kompensationskurve mit Anpassung (blau, Faktor 1,19) und die daraus bestimmte relative Membranauslenkung (grün).

Quantitative Aussagen können jedoch mit dieser Rechnung nicht getroffen werden, da hierfür zu viele Unbekannte eine Rolle spielen. So ist z.B. das Ausdehnungsprofil von der Heizzeit sowie der exakten Temperaturerhöhung abhängig, sodass eine genaue Berechnung sehr komplex wird. Um trotzdem die Krümmung des Materialverbunds bei der Bestimmung der Membranauslenkung berücksichtigen zu können, wird vor der eigentlichen Messung eine

Vergleichsmessung direkt neben der Membran durchgeführt. Abbildung 104 zeigt hierfür ein Beispiel: Die rote Kurve stellt die eigentliche Messung der Membranauslenkung über einen kompletten Zyklus (ca. 200 s Heizen, ca. 200 s Abkühlen) dar. Zu Beginn steigt die Amplitude rasch an, was mit einem rapiden Anstieg des Innendrucks einhergeht. Danach ist ein langsamer Abfall zu beobachten, was dem Druckausgleich durch den Belüftungskanal entspricht. Dabei fällt auf, dass die gemessene Auslenkung sich asymptotisch einem negativen Auslenkungswert nähert, was jedoch nicht der reinen Membranbewegung entsprechen kann. Dies ist vielmehr der bereits angesprochenen Krümmung geschuldet. Um diesen Effekt zu kompensieren, wird in einer zweiten Messung direkt neben der Membran das Verhalten des Silizium-Glas-Verbunds ohne Membranverwölbung gemessen (Abbildung 104, blaue Kurve), um damit eine Art Offset-Kompensation durchzuführen und so die relative Membranbewegung zu erhalten (grün). Man kann erkennen, dass keine vollständige Kompensation des Effektes erreicht werden kann. Dies hängt damit zusammen, dass die Offsetmessung sowie die Membranmessung örtlich differieren (ca. 3 mm) und somit ein unterschiedliches Krümmungsverhalten aufweisen. Geht man näherungsweise davon aus, dass dieser Unterschied durch einen konstanten Faktor eliminiert werden kann, so erhält man die in Abbildung 105 gezeigte angepasste Kompensationskurve (blau), mit einem Anpassfaktor von ca. 1,19.

Weiterhin lässt sich der bereits angesprochene Ventileffekt des Ausgleichkanals deutlich erkennen. Im Moment der Aktivierung des Heizers entsteht ein Überdruck, der die Membran nach oben auslenkt. Bedingt durch den Ausgleichvorgang mit der Umgebungsluft nimmt dieser Überdruck mit der Zeit stetig ab, bis bei etwa 200 s der Heizvorgang gestoppt wird. Da die Abkühlung des Luftvolumens in der Kavität relativ schnell erfolgt und somit der Druck schneller abnimmt als durch den Kanal ausgeglichen werden kann, entsteht ein Unterdruck, der die Membran nach innen wölbt. Mit der Zeit findet dann erneut ein Druckausgleich statt, der durch die Relaxation der Membranauslenkung detektiert werden kann.

Um eine mathematische Beschreibung dieses Verhaltens herzuleiten, ist zunächst einmal der Wärmeübergang Heizer – Luft bzw. Heizer – Glas zu untersuchen. Hierbei spielen sowohl die Wärmekapazität als auch die Wärmeleitfähigkeit eine Rolle. Die thermische Kapazität ist definiert als:

$$C_{th} = c \cdot m = c \cdot \rho \cdot V \quad , \quad (119)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität  $c$ , der Masse  $m$ , der Dichte  $\rho$  und dem Volumen  $V$ . Die Wärmeleitfähigkeit wiederum ergibt sich durch:

$$R_{th} = \frac{l}{\lambda A} , \quad (120)$$

mit einer Länge  $l$ , der Querschnittsfläche  $A$  und dem spezifischen Wärmeleitwert  $\lambda$ . Definiert man ähnlich einem elektrischen R-C-Glied eine Zeitkonstante  $\tau_{th}$  als Produkt von thermischer Kapazität und Widerstand, so lässt sich folgendes Verhältnis für die beiden Materialien Luft und Glas (in diesem Falle Pyrex<sup>®</sup>) aufstellen:

$$\frac{\tau_{th-Luft}}{\tau_{th-Glas}} \propto \frac{c_{Luft} \cdot \rho_{Luft} \cdot \lambda_{Luft}^{-1}}{c_{Glas} \cdot \rho_{Glas} \cdot \lambda_{Glas}^{-1}} . \quad (121)$$

Unterstellt man sowohl auf der Glasseite als auch der Luftseite des Heizers gleiche Geometrien, so kann das Proportionalzeichen durch ein Gleichheitszeichen ersetzt werden und es ergibt sich mit den Konstanten aus nachfolgender Tabelle 4:

$$\tau_{th-Luft} = 0,02 \cdot \tau_{th-Glas} . \quad (122)$$

Tabelle 4 [45]:

<i>Konstante</i>	<i>Luft</i>	<i>Pyrex<sup>®</sup> Glas</i>
Wärmeleitfähigkeit $\lambda$	0,02 $\frac{W}{mK}$	0,76 $\frac{W}{mK}$
Spez. Wärmekapazität $c$	1005 $\frac{J}{kgK}$	830 $\frac{J}{kgK}$
Dichte $\rho$	1,225 $\frac{kg}{m^3}$	2,23 $\frac{g}{cm^3}$

Diese Abschätzung beinhaltet lediglich eine Erwärmung der Luft aufgrund von Wärmeleitung. Die Konvektion, die einen nicht zu unterschätzenden zusätzlichen Beitrag leistet, wurde nicht berücksichtigt. Dies bedeutet, dass das Aufheizen der Luft um mehr als einen Faktor 50 schneller erfolgt, als das des Glassubstrates. Aufgrund des relativ kleinen Luftvolumens kann also angenommen werden, dass praktisch zeitgleich mit dem Heizer die Temperatur der Luft ansteigt, der zeitliche Wärmeübergang also nicht weiter berücksichtigt werden muss.





$$\begin{array}{l}
 M_1: \\
 M_2: \\
 K_1:
 \end{array}
 \left| \begin{array}{ccc}
 R_{th} & \frac{1}{j\omega C_{th}} & 0 \\
 0 & -\frac{1}{j\omega C_{th}} & \frac{1}{j\omega C_{fl}} + R_{fl} \\
 1 & -1 & -1
 \end{array} \right)
 \begin{pmatrix}
 I_1 \\
 I_2 \\
 I_3
 \end{pmatrix}
 =
 \begin{pmatrix}
 U_0 \\
 0 \\
 0
 \end{pmatrix}, \quad (125)$$

$$U_{p-diff} = I_3 R_{fl}, \quad (126)$$

$$G(s = j\omega) = \frac{U_{p-diff}}{U_0} = \frac{s(R_{fl}C_{fl})}{s^2(R_{fl}C_{fl} \cdot R_{th}C_{th}) + s(R_{fl}C_{fl} + R_{th}C_{th} + R_{th}C_{fl}) + 1}. \quad (127)$$

Mit  $\tau = RC$  folgt damit:

$$G(s) = \frac{\tau_{fl} \cdot s}{s^2 \cdot \tau_{fl}\tau_{th} + s \cdot (\tau_{fl} + \tau_{th} + \tau_q) + 1}. \quad (128)$$

Man kann erkennen, dass die Übertragungsfunktion lediglich von den Zeitkonstanten für das thermische sowie das fluidische System abhängt, sowie von dem Faktor  $\tau_q = R_{th} \cdot C_{fl}$ . Um die thermische Zeitkonstante  $\tau_{th}$  zu bestimmen, kann die Sprungantwort des thermischen Systems herangezogen werden, da sich diese nahezu ohne Einfluss des fluidischen Systems messen lässt. Hierfür wird der elektrische Widerstand des Heizers während der Heizphase in Abhängigkeit von der Heizzeit gemessen. Aus dieser Aufheizkurve lässt sich  $\tau_{th}$  extrahieren, welches im einstelligen Sekundenbereich liegt. Für das fluidische System lässt sich keine Sprungantwort ermitteln, da ein Anstieg des Innendruckes mit nahezu unendlicher Flankensteilheit nicht erzielt werden kann. Um trotzdem einen Anhaltspunkt für  $\tau_{fl}$  zu erhalten, kann die analytische Berechnung aus den Gleichungen (123) und (124) erfolgen. Sie sind lediglich abhängig von den gewählten Geometrien der Kavität und des Kanals, der Viskosität des Mediums (Luft) und dem Geometriefaktor  $c_{nc}$ , der spezifisch für die Querschnittsfläche des Kanals bestimmt wird. Nach [46] ist dieser für *KOH* geätzte Siliziumgräben mit dreieckigem Querschnittsprofil mit 35,12 anzunehmen. Der noch fehlende Parameter  $\tau_q$  lässt sich nicht ohne weiteres bestimmen, er stellt jedoch einen Freiheitsgrad dar, um das theoretische Modell an die Realität anpassen zu können.



Abbildung 107: Blockschaltbild zur Bestimmung des mathematischen Modells.

Abbildung 107 stellt das Blockschaltbild für die analytische Berechnung des Druckverhaltens in der Kavität dar. Das Eingangssignal entspricht dem Leistungssprung, mit dem der Heizer angesteuert wird. Der Verstärkungsfaktor stellt den Kopplungsfaktor zwischen eingebrachter Heizleistung und dem daraus resultierenden Druck in der Kavität dar. Der Ausgang von  $G(s)$  entspricht dem Druckverlauf in der Kavität und kann mit dem tatsächlichen Verlauf der Auslenkung eines realen Schaltelementes verglichen werden. Abbildung 108 zeigt einen solchen Vergleich für zwei unterschiedliche Membranelemente. Für diese Messungen wurde der jeweilige Heizer etwa 10 s nach Beginn der Aufzeichnung eingeschaltet und im weiteren Messverlauf mit einer konstanten Leistung von 330 mW versorgt. Nach der Umrechnung von Membranauslenkung in einen pneumatischen Druck mit Hilfe von Gleichung (60), erhält man die in Abbildung 108 dargestellten roten Messkurven.

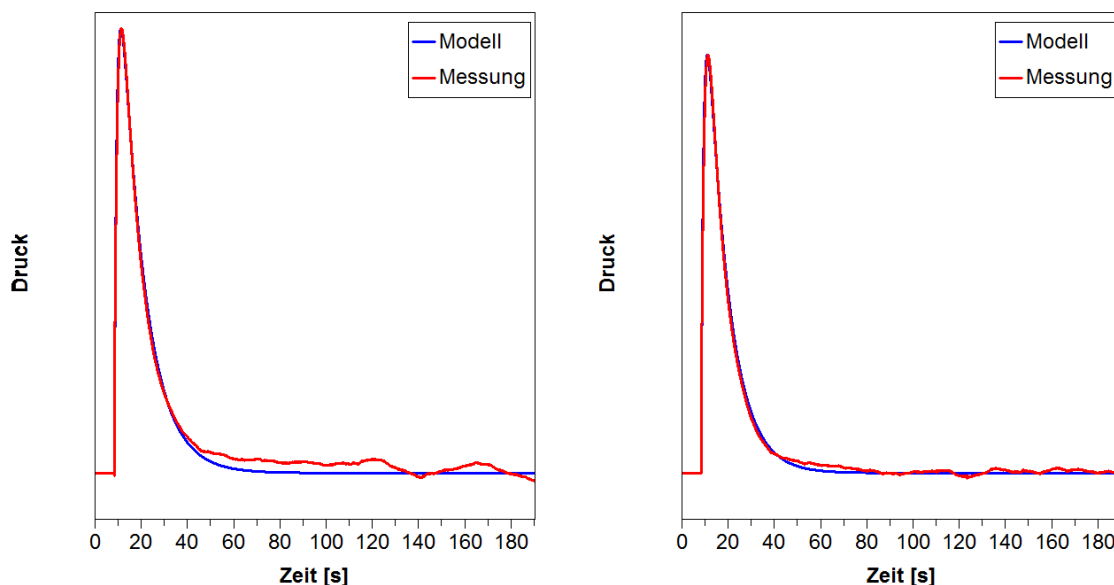


Abbildung 108: Beispiel für die numerische Berechnung der Übertragungsfunktion (128), verglichen mit der reellen Messung. Links:  $\tau_{th} = 1,5 \text{ s}$ ,  $\tau_q = 1,5 \text{ s}$ ,  $\tau_{fl} = 8,47 \text{ s}$ , rechts:  $\tau_{th} = 1,6 \text{ s}$ ,  $\tau_q = 2,0 \text{ s}$ ,  $\tau_{fl} = 6,74 \text{ s}$ .

Die Belüftungskanäle der beiden Chips sind mit einer Länge von ca. 1440  $\mu\text{m}$  gleich lang, haben jedoch unterschiedlich große Querschnittsflächen, sodass sich unterschiedliche fluidi-

sche Zeitkonstanten daraus errechnen. Aus dem separat aufgezeichneten zeitlichen Widerstandsverlauf des Heizers lässt sich für beide Fälle eine thermische Zeitkonstante bestimmen. Durch Anpassung des Parameters  $\tau_q$  sowie der Verstärkung ( $V$ ) des sprungförmigen Eingangssignals erhält man die in Abbildung 108 dargestellten blauen Kurven, die eine gute Übereinstimmung mit der jeweiligen Messung zeigen.

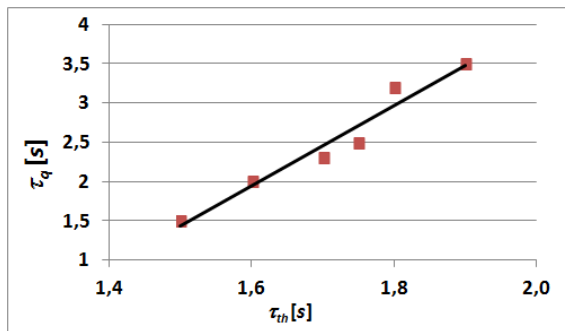


Abbildung 109:  $\tau_q$  in Abhängigkeit von  $\tau_{th}$ .

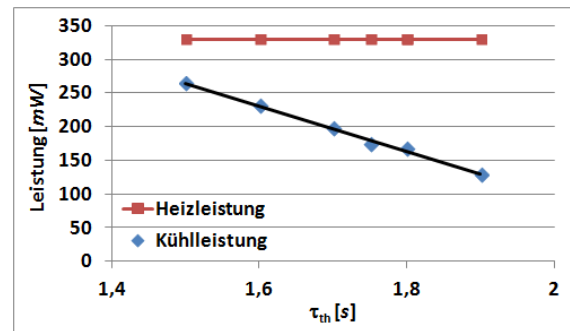


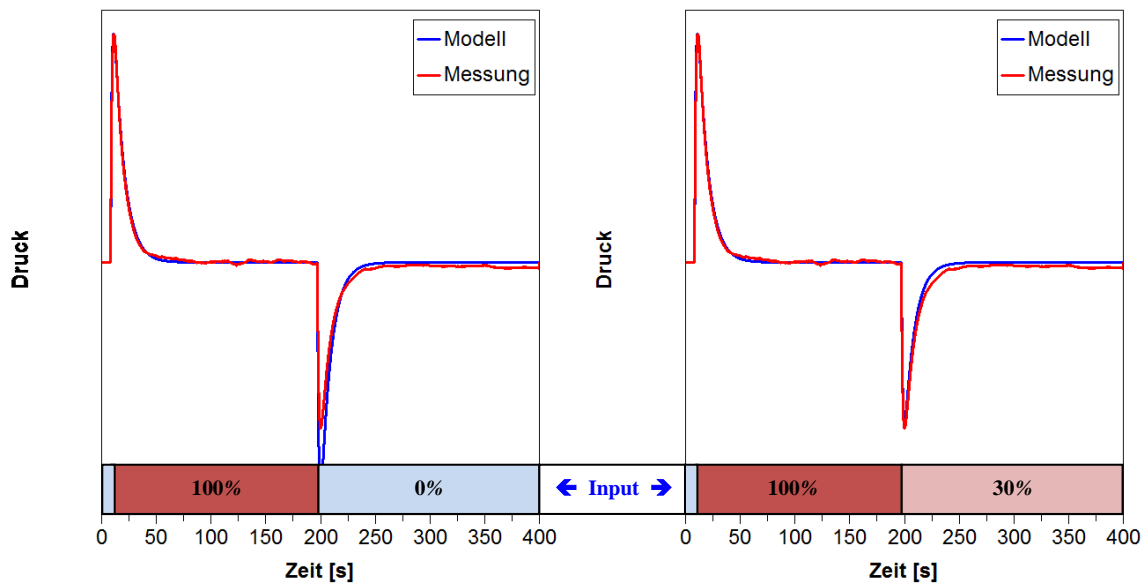
Abbildung 110: Ermittelte Abkühlleistung in Abhängigkeit von  $\tau_{th}$  bei konstanter Heizleistung von 330 mW.

$\tau_q$  setzt sich dem theoretischen Modell zur Folge zusammen aus der fluidischen Kapazität sowie dem thermischen Widerstand.  $C_{fl}$  hängt lediglich von der gewählten Geometrie der Kavität ab, die in erster Näherung für alle Membranelemente gleich ist. Somit ist  $\tau_q$  direkt proportional zu  $R_{th}$ , der jedoch nicht ohne weiteres bestimmt werden kann. Abbildung 109 zeigt die nach der Methode „Best Fit“ ermittelten Werte für  $\tau_q$  in Abhängigkeit von der thermischen Zeitkonstante für mehrere Membranelemente. Es zeigt sich ein relativ linearer Zusammenhang, was somit einer relativ konstanten thermischen Kapazität der gemessenen Bauteile entspricht.

$$\tau_q \approx K \cdot \tau_{th} \rightarrow C_{th} \approx \frac{C_{fl}}{K} \approx konst . \quad (129)$$

Betrachtet man den Druckverlauf eines Membranelementes über einen gesamten Aufheiz- und Abkühlzyklus (Abbildung 111, links), so fällt auf, dass nach dem Ausschalten des Heizers der negative Peak betragsmäßig etwas geringer ist, als in der symmetrischen Modellrechnung vorhergesagt wird. Dies hängt damit zusammen, dass der Abkühlvorgang lediglich ein passiver Vorgang ist, der abhängig vom Wärmetransport und -austausch mit der Umgebung ist. Energetisch gesprochen bedeutet diese Asymmetrie eine Differenz zwischen zugeführter „Heizenergie“ und „Kühlenergie“. Um das mathematische Modell dahingehend anzupassen,

darf die Eingangsleistung nicht völlig abgeschaltet werden. Im Falle der in Abbildung 111 dargestellten Messung führt eine Reduktion der Amplitude des Eingangssignals von 100 % auf 30 % zu einer relativ guten Übereinstimmung zwischen Messung und Modell (Abbildung 111, rechts). Quantitativ entspricht das in diesem Falle einer Heizleistung von 330 mW, sowie einer Kühlleistung von 231 mW.



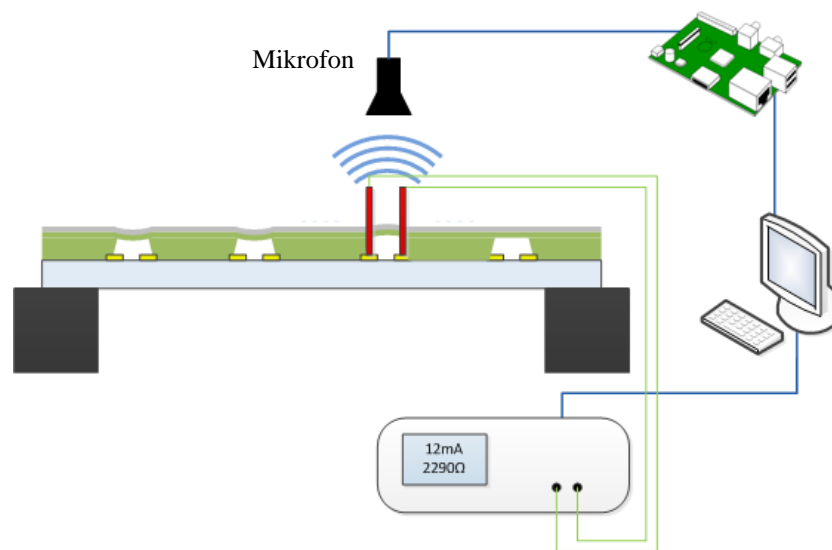
**Abbildung 111: Vergleich zwischen Messung und Modellrechnung über einen gesamten Heiz- und Abkühlzyklus.**  
Links: Modell mit vollständiger Abschaltung der Heizenergie,  
Rechts: Modell mit Reduktion der Heizleistung um 70 %.

Betrachtet man diese Differenz zwischen Heiz- und Kühlleistung näher, so wird eine nahezu lineare Abhängigkeit von  $\tau_{th}$  ersichtlich (Abbildung 110). Je größer die Zeitkonstante ist, desto geringer ist die ermittelte Abkühlleistung, was wegen der nahezu konstanten thermischen Kapazität (129) einem erhöhten thermischen Widerstand entspricht.

### 5.3.3.3 Membranelemente mit Wolframbeschichtung

Eine Charakterisierung des Schaltaktors mit Hilfe des Oberflächenprofilometers kann nach der Wolframbeschichtung nicht mehr ohne Weiteres erfolgen, da die mit dem Bucklingeffekt verbundenen hohen Beschleunigungen der Membran während des Umschaltens zwischen den stabilen Zuständen das Messgerät beschädigen können. Um trotzdem eine Charakterisierung durchführen zu können, wurde ein spezieller Messaufbau entwickelt, der den Schaltvorgang der Membran auslenkungsunabhängig und rein akustisch detektiert. Ähnlich des im vorigen Kapitel verwendeten Messaufbaus zur Auslenkungsbestimmung werden auch in diesem Fall

die Elektroden-Pads der Heizerstruktur eines Schaltelements mit Hilfe von Nadelprobern kontaktiert. Diese sind an eine Spannungsquelle angeschlossen, die computergesteuert die gewünschte Heizleistung zur Verfügung stellt. In der unmittelbaren Nähe der Membran wird ein Kondensatormikrofon positioniert, um die durch den Umschaltvorgang entstehenden Schallwellen aufzunehmen. Eine nachgeschaltete Elektronik sorgt für eine Auswertung der Schallsignale sowie eine weitestgehende Unterdrückung der Hintergrundgeräusche, um Fehlinterpretationen zu vermeiden.



**Abbildung 112: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur akustischen Detektion des Schaltvorgangs.**

Über eine Netzwerkverbindung werden dann die detektierten Schaltereignisse zum Steuerungs-PC weitergeleitet und ausgewertet. Mit einer eigens für diesen Messaufbau entwickelten Software können dabei das leistungs- und zeitabhängige Schaltverhalten der Membran sowie der Temperaturverlauf der Heizerstruktur aufgenommen und gespeichert werden.

Zunächst wird der Hochschaltvorgang untersucht, bei dem die Membran aus dem nach innen gewölbten Zustand in die nach außen gewölbte Position übergeht. Zur Bestimmung der Schaltzeit wird das Heizelement mit einer Heizleistung beaufschlagt und die Zeit bis zum Eintreten des Schaltereignisses gemessen. Die bisherigen Voruntersuchungen haben gezeigt, dass der Innendruck innerhalb der Kavität mit zunehmender Heizleistung steiler ansteigt, was im Umkehrschluss bedeutet, dass die Schalldruckschwelle mit zunehmender Leistung schneller erreicht wird. Abbildung 113 bestätigt diese Aussage nochmals. Sie zeigt die gemessene Schaltzeit in Abhängigkeit von der zugeführten Heizleistung für ein Schaltelement bei Raumtemperatur und mit einer fluidischen Zeitkonstante von 9,9 s. Es ist ein deutlicher Abfall der

Schaltzeit mit zunehmender Heizleistung zu erkennen, wobei eine Mindestleistung von 0,5 W erforderlich ist.

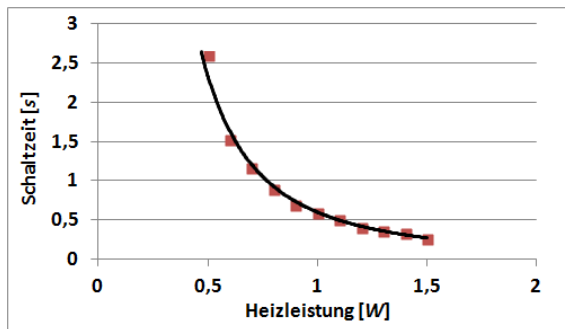


Abbildung 113: Schaltzeit in Abhängigkeit von der zugeführten Heizleistung für den Hochschaltvorgang.

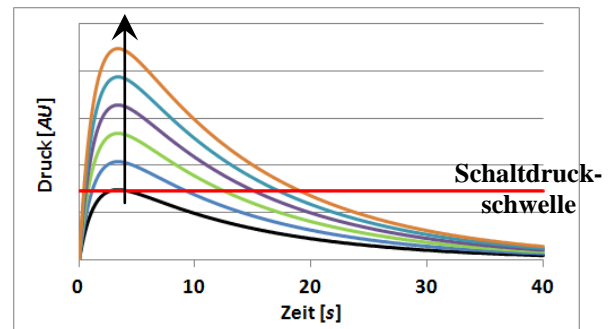


Abbildung 114: Numerisch berechneter Druckverlauf bei Heizleistungen von 0,5 bis 1,5 W mit Schaltdruckschwelle (rot) für ein Schaltelement mit folgenden Parametern:  
 $\tau_{th} = 1,7 s$ ,  $\tau_{fl} = 9,9 s$ ,  $\tau_q = 2,5 s$ .

Um das theoretische Modell der Messung gegenüberstellen zu können, wird der erste Messpunkt (Heizleistung 0,5 W / Schaltzeit 2,6 s) als Definition der Schaltdruckschwelle hergenommen. Abbildung 114 zeigt die errechnete Kurvenschaar für Heizleistungen von 0,5 W bis 1,5 W in Schritten von 0,2 W. Höhere Heizleistungen führen zu einem größeren Maximum des Druckverlaufs, was aufgrund des damit verbundenen stärkeren Anstiegs (höhere Steigung) der Kurve auch zu einer verkürzten Schaltzeit führt. Dies wird noch einmal in Abbildung 115, einem zeitlichen Ausschnitt aus Abbildung 114, genauer dargestellt.

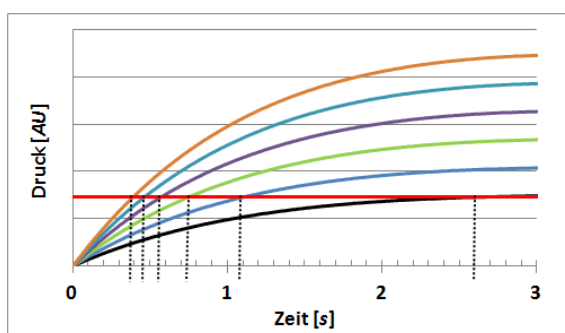


Abbildung 115: Zeitlicher Ausschnitt der Abbildung 114 mit Schaltdruckschwelle (rot).

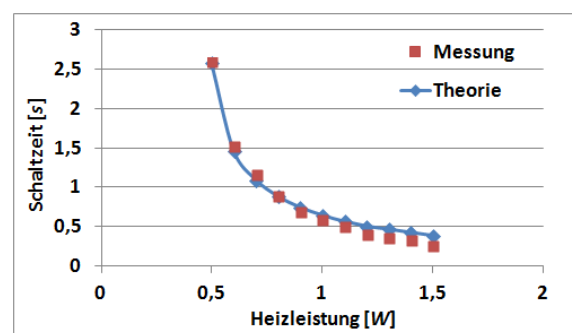


Abbildung 116: Vergleich zwischen theoretisch ermittelten und gemessenen Schaltzeiten in Abhängigkeit von der Heizleistung.

Die senkrechten gestrichelten Linien markieren dabei die Zeitpunkte, zu denen der jeweilige Druckverlauf die Schaltdruckschwelle berührt. Trägt man diese zusammen mit den Messergebnissen aus Abbildung 113 in einem Diagramm auf, so erhält man Abbildung 116. Darin zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der Theorie und den Messwerten.

Es ist erkennbar, dass der Druckverlauf bei einer Heizleistung von 0,5 W (Abbildung 114/115 schwarze Kurve) gerade so die Schaltdruckschwelle erreicht, eine weitere Reduktion der elektrischen Leistung führt somit nicht zu einem Umschaltvorgang. Umgekehrt bedeutet dies, dass nahezu keine Reserve vorhanden ist. Eine geringfügige Schwankung der Umgebungstemperatur kann bereits bedeuten, dass die Schaltschwelle nicht mehr erreicht wird und somit kein Schaltvorgang ausgelöst werden kann.

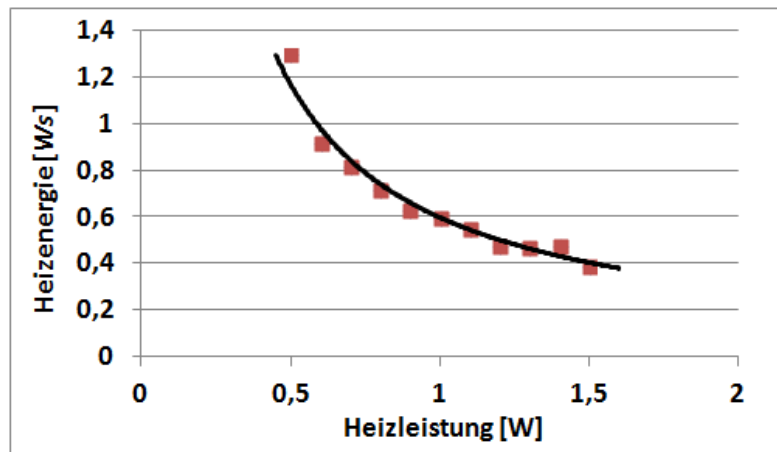


Abbildung 117: Heizenergie in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung.

Analysiert man die für den jeweiligen Schaltvorgang umgesetzte elektrische Energie (Abbildung 117), so kann man erkennen, dass die überproportional fallende Schaltzeit mit steigender Heizleistung eine Reduktion der benötigten Energie ermöglicht. Dies ist neben der bereits angesprochenen Druckreserve (für einen garantierten Schaltvorgang bei evtl. schwankenden Umgebungsbedingungen) ein weiterer Grund, höhere Heizleistungen für den Schaltvorgang einzusetzen.

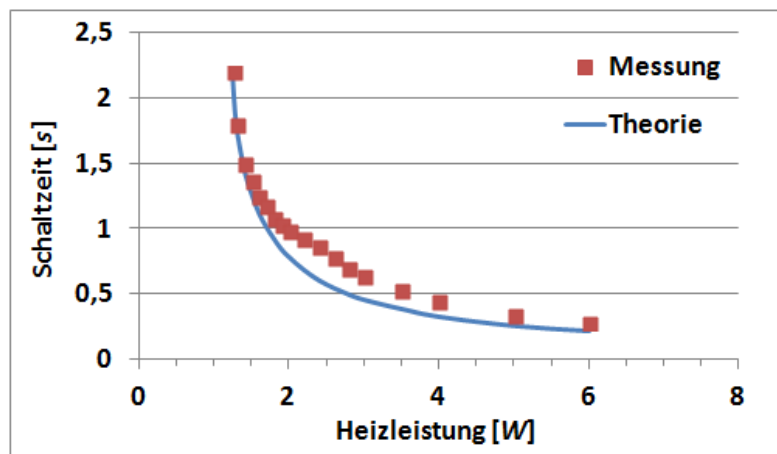


Abbildung 118: Schaltzeit in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung für den Hochschaltvorgang.

Abbildung 118 zeigt den Verlauf der Schaltzeit in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung für ein weiteres, zweites Schaltelement. Auch hier zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung mit den theoretisch ermittelten Werten. Auffällig ist jedoch im Vergleich zum ersten Schaltelement (vgl. Abbildung 116), dass in diesem Fall mindestens eine Leistung von  $1,25\text{ W}$  zum Hochschalten benötigt wird. Zwar hat dieses Bauelement mit einem  $\tau_{fl} = 7,62\text{ s}$  einen etwas geringeren fluidischen Widerstand, was aufgrund des dadurch beschleunigten Ausgleichvorgangs zu einer Erhöhung der Schaltleistung führen muss, dies erklärt jedoch nicht den mehr als doppelt so hohen Energiebedarf. Beide Schaltelemente sind auch unter gleichen Abscheidebedingungen mit nahezu gleicher Wolframschichtdicke ( $360\text{ nm} / 380\text{ nm}$ ) besputtert, sodass eine große Differenz durch die vom Dünnsfilm eingebrachten Energie ausgeschlossen werden kann.

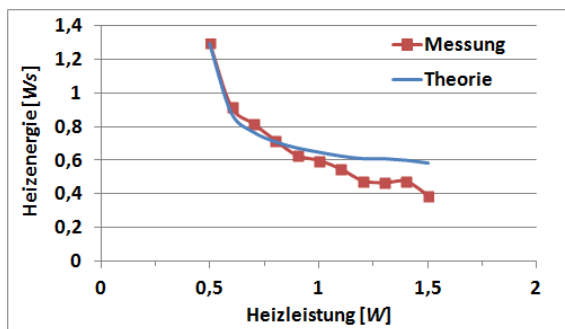


Abbildung 119: Heizenergie in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung im Vergleich zur Theorie, Schaltelement 1.

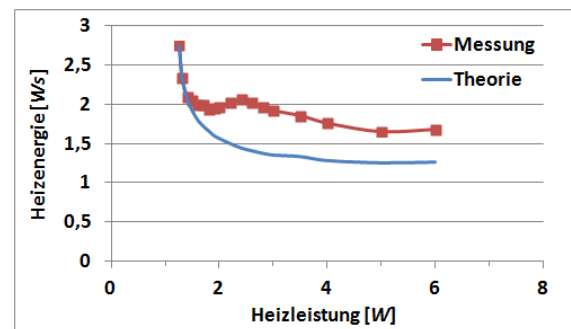


Abbildung 120: Heizenergie in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung im Vergleich zur Theorie, Schaltelement 2.

Die beiden Abbildungen 119 und 120 zeigen für beide Schaltelemente die zum Hochschalten eingebrachte elektrische Energie in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung, verglichen mit den theoretisch errechneten Energiewerten. Hier fällt auf, dass im Falle des ersten Bauteils die rote Messkurve speziell für größere Leistungswerte die blaue Kurve unterschreitet. Es ist also weniger Energie zum Umschalten erforderlich, als die Theorie vorhersagt. Für das zweite Schaltelement ist genau das Gegenteil zu beobachten, es muss mehr Energie für das Hochschalten aufgewendet werden, als durch das Theoriemodell errechnet wird. Dies ist ein Hinweis dafür, dass neben dem Schichtstress der Wolframschicht ein weiterer Energieeintrag mit positivem bzw. negativem Vorzeichen stattfindet. Ursache hierfür kann beispielsweise die Krümmungsenergie des Glas-Silizium-Verbunds sein, die durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der beiden Materialien beim Abkühlen nach dem Bondvorgang entsteht. Ein erster Hinweis auf diese Theorie liefert das Vorzeichen der Ver-



bund-Krümmung, welches sich für beide Schaltelemente unterscheidet; die Chips weisen also unterschiedliche Krümmungsrichtungen auf.

Führt man Untersuchungen bezüglich des Zurückschaltens der Membran durch, also dem Überführen der Membran vom nach oben gewölbten Zustand in den nach unten gewölbten Zustand, so bietet sich ein ähnliches Bild. Es gibt für diesen Schaltvorgang jedoch neben der Heizleistung einen weiteren Parameter, der sich auf die Schaltdauer der Membran auswirkt. Die Heizdauer spielt ebenfalls eine wichtige Rolle, da z.B. bei zu gering gewählter Heizzeit der Druckausgleich nicht vollständig stattfinden kann. Dies hat zur Folge, dass der verbleibende restliche Überdruck in der Kavität ein Erreichen der in diesem Fall negativen Schaltdruckschwelle nach dem Abkühlen unmöglich machen kann.

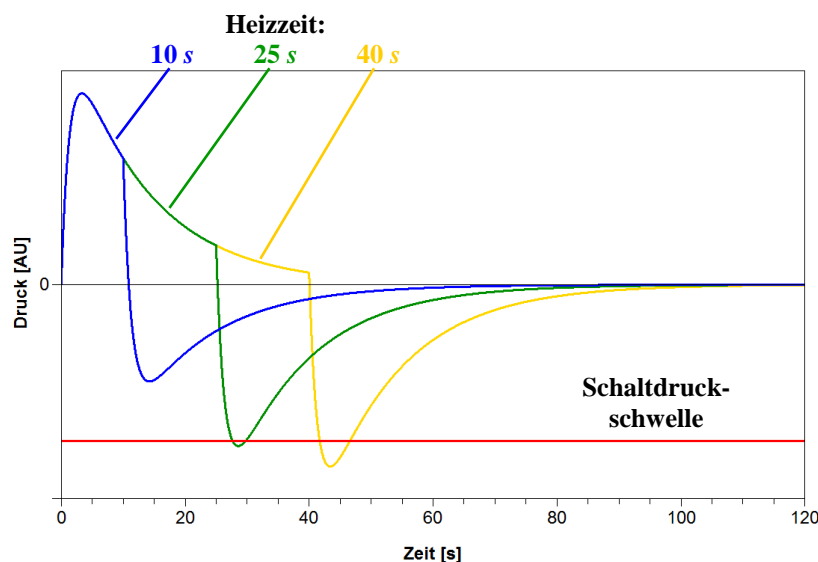


Abbildung 121: Einfluss der Heizzeit auf den erzielbaren Unterdruck in der Kavität.

Abbildung 121 zeigt dies anhand des theoretischen Modells für drei unterschiedliche Heizzeiten am gleichen Schaltelement. Im Fall der blauen Kurve verbleibt nach einem Heizintervall von 10 s ein relativ hoher positiver Restdruck in der Kammer, sodass ein Abkühlen zwar zu einem steilen Abfall des Innendrucks führt, dieser jedoch nicht genügend Unterdruck erzeugt, um die Schaltdruckschwelle zu erreichen. Verlängert man die Heizzeit um 15 s (grüne Kurve), so hat in dieser Zeit ein stärkerer Ausgleich des thermischen Überdrucks stattgefunden, sodass das abrupte Abschalten der Heizenergie zu einem verglichen mit der blauen Kurve größeren Unterdruck führt. Die Schaltdruckschwelle wird gerade so erreicht. Erhöht man die Heizzeit um weitere 15 s (gelbe Kurve), so führt die längere Ausgleichszeit zu einem deutlicheren Überschreiten der Schwelle nach dem Abschalten der Heizung. Um auch hier gegen

Schwankungen der äußeren Umgebungsbedingungen vorzubeugen, wäre in diesem Fall eine Mindestheizdauer von 40 s zu empfehlen.

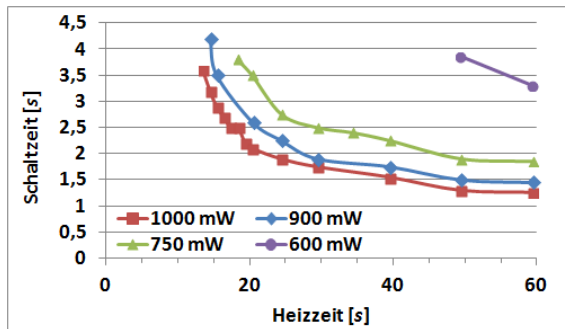


Abbildung 122: Schaltzeit in Abhängigkeit von der vorhergehenden Heizdauer bei unterschiedlicher Heizleistung.

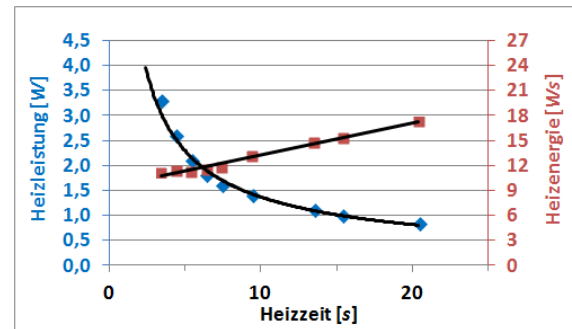


Abbildung 123: Heizleistung / -energie in Abhängigkeit von der Heizzeit für eine gewählte Schaltzeit von 3,5 s.

Um den Einfluss der Heizzeit auf die Schaltzeit zu untersuchen, wurden mehrere Messreihen mit unterschiedlichen Heizleistungen durchgeführt (Abbildung 122). Man kann beobachten, dass die benötigte Umschaltzeit mit steigender Heizdauer sinkt, was auf den bereits beschriebenen Effekt des mit steigender Heizzeit abnehmenden Restdrucks zurückzuführen ist. Weiterhin ist der Grafik eine eindeutige Abhängigkeit der Schaltzeit von der gewählten Heizleistung zu entnehmen. Steigende Leistungen führen ähnlich wie im Falle des Hochschaltens auch hier zu kürzeren Schaltzeiten, da sich die Steigung der Abkühlflanke aufgrund des erhöhten Temperaturgradienten vergrößert. Um ein sicheres Umschalten gewährleisten zu können, ist also eine Erhöhung der Heizleistung oder der Heizdauer von Vorteil. Energetisch gesehen ist ähnlich wie beim Hochschaltvorgang ersteres zu bevorzugen. Mit steigender Heizzeit kann zwar die Heizleistung gesenkt werden, verglichen mit dem Anstieg der Zeit jedoch unterproportional, sodass die eingebrachte Energie als Produkt der beiden Parameter trotzdem erhöht wird (Abbildung 123).

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

### 6.1. Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, einen mikromechanischen Aktor zu entwickeln, der aufgrund seiner bistabilen Eigenschaft zwei unterschiedliche Ruhepositionen besitzt, zwischen denen durch Energiezufuhr umgeschaltet werden kann. Hauptaugenmerk wurde dabei auf die Anwendung etablierter mikrosystemtechnischer Herstellungsverfahren gelegt, um die Batchprozessierbarkeit und damit eine kostengünstige Herstellung zu gewährleisten. Mit Silizium und Glas wurden Materialien verwendet, die in der Mikrosystemtechnik bereits bestens bekannt sind und für die standardisierte Verarbeitungsprozesse verfügbar sind. Auch Wolfram wird bereits häufiger in der Mikrotechnologie eingesetzt, überwiegend mit einem geringen Anteil Titan legiert zur Herstellung von RF-MEMS Komponenten. Auch hierfür sind etablierte Verfahren zur Abscheidung sowie zur Strukturierung verfügbar.

Als Funktionsprinzip für das Schaltelement wurde dabei der Bucklingeffekt (deutsch: Beulung oder auch Knackfrosch) ausgenutzt. Eine aus dem Bulk-Material herausgeätzte Siliziummembran wird dabei einer permanent wirkenden Druckkraft in der Membranebene ausgesetzt, was abhängig von der Größe der Kraft zu einer Verformung (Auslenkung) der Membran führt. Ein aus der Literatur übertragenes und auf die Anwendung abgestimmtes theoretisches Modell stellt dabei den mathematischen Zusammenhang zwischen Auslenkung und Druckkraft dar und zeigt die Symmetrie der Verformung bezogen auf die Membranebene. Das Überführen der Membran von dem positiven stabilen Bucklingzustand in den negativen (und umgekehrt) kann durch eine Kraft senkrecht zur Membranoberfläche realisiert werden, über deren Größe das theoretische Modell ebenfalls eine Voraussage treffen kann. Diese auf der Platten- und Membrantheorie basierende analytische Berechnung wurde durch FEM-Simulationen sowie praktische Voruntersuchungen bestätigt.

Die für das Funktionsprinzip benötigte Druckkraft wird mit Hilfe eines Wolfram-Dünnschichtfilms, der auf die Siliziummembran abgeschieden wird, realisiert. Bedingt durch den Abscheidungsprozess entsteht dabei ein intrinsischer Schichtstress innerhalb der Wolframschicht, der eine Druckkraft auf das Silizium ausübt. Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen am atomaren Schichtaufbau von gesputterten Wolframschichten weisen einen direkten Zusammenhang zwischen den Abscheidungsparametern (Prozessdruck und Abscheideleistung) und dem Schichtstress nach, welcher mit den in der Literatur angegebenen Modellen übereinstimmt.

Auf diese Art und Weise kann mit Hilfe der Sputterparameter bei genauer Kenntnis der Membrandicke die gewünschte Amplitude der Beulung eingestellt werden. Daraus ergibt sich ein großer Vorteil für die Anwendung als Verschluss-Element in einem Mikroventil, da durch Anpassung der statischen Auslenkung die Verschlusskraft direkt beeinflusst werden kann. Diese bewegt sich im Bereich von bis zu mehreren  $10\text{ mN}$ , was einen beachtlich hohen Wert darstellt. Bei typischen Ventilöffnungen von  $100 \times 100\ \mu\text{m}$  entspricht dies einem Gegendruck von mehreren  $10\text{ bar}$ .

Um den Umschaltvorgang des erzeugten Schaltaktors realisieren zu können, wurde das Prinzip der thermischen Expansion von Gasen eingesetzt. Die prozessbedingt unterhalb der Membran entstandene Kavität wurde hierfür hermetisch versiegelt, sodass das eingeschlossene Luftvolumen durch Heizen oder Kühlen einen Über- oder Unterdruck gegenüber der Umgebung ausbildet. Bei Überschreitung gewisser Druckschwellen führt dies zum Umschalten der Membran zwischen den jeweiligen stabilen Bucklingzuständen. Es hat sich gezeigt, dass dabei ein Hystereseeffekt auftritt, der ein Abschalten der Heiz- oder Kühlquelle ermöglicht, ohne dass die Membran in die Ausgangslage zurückschaltet, was essenziell für die bistabile Eigenschaft des Schaltaktors ist.

Basierend auf diesem Prinzip wurde in dieser Arbeit ein elektrischer Schalter als Anwendungsbeispiel realisiert. Auf die Membran wurde hierfür ein mit Leiterbahnen ausgestatteter Siliziumchip aufgesetzt. Die für die Vorspannung der Membran verantwortliche Wolframschicht dient dabei gleichzeitig als elektrisch leitende Funktionsschicht, die einen Kurzschluss der darüberliegenden Leiterbahnen bilden kann.

Bei den durchgeführten Untersuchungen des Schalters wurden recht schnell die Nachteile dieser Funktionsanordnung ersichtlich. Der Schaltvorgang wird lediglich aufgrund der Druckdifferenz zwischen dem eingeschlossenen Luftvolumen unterhalb der Membran sowie der Umgebungsluft ausgelöst. Daher wirken sich Schwankungen des Umgebungsdrucks sowie der Umgebungstemperatur sehr störend auf das Schaltverhalten aus, bis hin zum Auftreten ungewollter Schaltvorgänge. Auch die für die Ansteuerung erforderliche Möglichkeit der Kühlung des Luftvolumens stellt im Gegensatz zu der Herstellung eines Mikroheizers eine große Herausforderung dar und ist nicht mit Standard-Herstellungsmethoden der Mikrosystemtechnik zu erzielen. Diese Gründe führten zur Notwendigkeit, das Prinzip des Schaltaktors zu verbessern.

Zur Verbesserung der genannten Probleme wurde eine Belüftungsmöglichkeit der Kavität entwickelt, die gleichzeitig aufgrund ihres vom Design her festgelegten hohen fluidischen Widerstandes eine Drosselfunktion besitzt. Dies hat zur Folge, dass langsame Druckunterschiede ausgeglichen werden können (Schwankungen der Umgebungsbedingungen). Abrupte, durch einen Heizvorgang ausgelöste Druckunterschiede führen jedoch weiterhin zum Schalten der Membran. Auch kann so durch ein geschicktes Heizverhalten die Erzeugung eines negativen Drucks in der Kavität realisiert werden, was die Bereitstellung einer Kühlmöglichkeit überflüssig macht und eine direkte Integration des Heizers in das Schaltelement ermöglicht. Für diese thermofluidische Komponente wurde ein mathematisches Modell entwickelt, das mit Hilfe von systemtheoretischen Betrachtungen eine Vorhersage über den Druckverlauf im Inneren der Kavität liefert. Mit Hilfe von Untersuchungen der Membranauslenkung an Elementen ohne Wolframbeschichtung wurde das analytische Modell verifiziert, sowie unbekannte Parameter ermittelt.

Um die Schalteigenschaften des Aktors hinsichtlich einer Energieoptimierung zu ermitteln, wurde hierfür ein spezieller Messaufbau entwickelt, der PC gesteuert Heizvorgänge auslöst und den Schaltvorgang akustisch detektiert. Die auf diese Weise sehr präzise ermittelbare Schaltzeit und die daraus mathematisch bestimmbare aufgebrachte Energie erlauben eine Aussage über die optimale Ansteuerungsweise eines Hin- oder Rückschaltvorgangs des Aktors.

## **6.2. Ausblick**

Neben den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen sind weitere Untersuchungen von Bedeutung, wenn man an einen praktischen Einsatz dieses Schaltelements denkt. So sollte beispielsweise das Heizelement auf seine Haltbarkeit und Langlebigkeit hin untersucht werden. Speziell der Elektromigrationseffekt, der für Defekte in elektrischen Leiterbahnen bekannt ist, sollte hierfür näher untersucht werden. Desweiteren muss eine geeignete Energiequelle gefunden werden, auf deren Eigenschaften der Heizer bezüglich seines Widerstandes angepasst werden muss, um Grenzwerte der Quelle (maximaler Strom/Spannung) nicht zu überschreiten und die Haltbarkeit zu optimieren.

Weiterhin wurde in dieser Arbeit gezeigt, dass die thermische Kapazität einen starken Einfluss auf das Heiz- und somit auf das Schaltverhalten des Aktors hat. Ein Einfluss des fluidischen Widerstandes konnte jedoch nur anhand des theoretischen Modells nachgewiesen werden. Für eine Optimierung des Schaltaktors wäre jedoch auch hier eine Verifikation anhand

realer Bauteile sinnvoll. Auch der Einfluss der Membrandimensionen (Größe und Dicke) sowie deren Auslenkung sollten diesbezüglich untersucht werden, da sowohl die Membransteifigkeit als auch die Bucklingkraft erheblichen Einfluss auf das Schaltverhalten und die benötigte Heizenergie haben.

Ein späterer Einsatz des Schaltaktors ist nicht auf die Anwendung eines elektrischen Schalters beschränkt. Ebenso wäre der Betrieb in einem Mikroventil vorstellbar, in dem mit Hilfe der Bucklingmembran ein Einlass oder Auslass verschlossen wird. Erste Messungen haben gezeigt, dass die mit Wolfram verspannten Membranen sehr hohe Vorspannkräfte erzielen können und somit Verschlusselemente mit hohem Wirkungsgrad darstellen. Für einen optimierten Einsatz wären daher nähere Untersuchungen der Spannkraft (bspw. durch Kraft-Weg-Messungen) in Abhängigkeit der Membran- sowie Wolframschichtdicke wünschenswert. Auch der Einfluss des Vorspann-Weges auf das zeitliche und energetische Schaltverhalten sollte untersucht und optimiert werden.

## 7. Verzeichnisse

### 7.1. Literaturverzeichnis

- [1] J. W. Gardner, V. K. Varadan und O. O. Awadelkarim, *Microsensors MEMS and smart devices*, Chichester: Wiley, 2001.
- [2] Intel Corporation, „3rd generation Intel® Core™ Processor family quad core launch product information,“ Santa Clara, CA, USA, 2012.
- [3] O. N. Tufte, P. W. Chapman und D. Long, „Silicon diffused-element piezoresistive diaphragms,“ *Journal of Applied Physics*, Bd. 33, Nr. 11, pp. 3322-3327, 1962.
- [4] S. Fatikow und U. Rembold, *Microsystem technology and microrobotics*, Berlin: Springer, 1997.
- [5] S. Klein, *Hochtemperaturstabile mikromechanische Hochfrequenzschalter [DISSERTATION]*, Saarbrücken, 2010.
- [6] H. Seidel, „Skript zur Vorlesung Mikromechanik II,“ Saarbrücken, SS 2013.
- [7] M. Madou, *Fundamentals of microfabrication*, Boca Raton: CRC Press, 2002.
- [8] M. Staab, *Elektrothermisch aktuiertes magnetostatisch bistabiles Mikrorelais für Schaltmatrizen [DISSERTATION]*, Darmstadt, 2013.
- [9] M. Capanu, J. G. Boyd IV und P. J. Hesketh, „Design, fabrication and testing of a bistable electromagnetically actuated microvalve,“ *Journal of Microelectromechanical Systems*, Bd. 9, Nr. 2, pp. 181-189, 2000.
- [10] MEMS Industry Group, „Memblog - MEMS Industry Group,“ MEMS Industry Group, 2011. [Online]. Available: <http://memblog.wordpress.com/2012/02/16/microfluidics-sector-poised-for-23-growth/>. [Zugriff am 18.3.2014].
- [11] S. Globisch, *Lehrbuch Mikrotechnologie*, München: Fachbuchverl. Leipzig im Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG, 2011.
- [12] U. Mescheder, *Mikrosystemtechnik*, Stuttgart: Teubner, 2000.
- [13] MicroChemicals GmbH, *Fotolithographie*, Ulm: MicroChemicals GmbH, 2012.
- [14] B. R. Flachsbar, „Department of Mechanical Science and Engineering,“ University of Illinois at Urbana-Champaign, [Online]. Available: <http://mechse.illinois.edu/index.php>. [Zugriff am 27.08.2012].

- 
- [15] P. Laube, 2002-2012. [Online]. Available: <http://www.Halbleiter.org>. [Zugriff am Juli 2012].
- [16] F. Völklein, *Praxiswissen Mikrosystemtechnik*, Wiesbaden: Vieweg, 2006.
- [17] J. J. Wortmann und R. A. Evans, „Young's modulus, shear modulus, and poisson's ratio in silicon and germanium,“ *Journal of Applied Physics*, Nr. 36, pp. 153-156, 1965.
- [18] H. Seidel, „Anisotropic etching of crystalline silicon in alkaline solutions,“ *Journal of the Electrochemical Society*, Bd. 11, Nr. 137, pp. 3612-3632, 1990.
- [19] A. Heuberger, *Mikromechanik*, Berlin/Heidelberg: Springer Verlag, 1989.
- [20] H. Seidel, „Skript zur Vorlesung Mikromechanik I,“ Saarbrücken, WS 2009/2010.
- [21] U. Hilleringmann, *Mikrosystemtechnik*, Wiesbaden: Teubner Verlag, 2006.
- [22] A. Ababneh, *Herstellung und Charakterisierung von dünnen, piezoelektrischen Aluminiumnitrid-Schichten für MEMS Anwendungen [DISSERTATION]*, Saarbrücken, 2009.
- [23] G. Stoney, „The tension of metallic films deposited by electrolysis,“ *Proceedings of the Royal Society London*, Bd. 82, pp. 172-175, 1909.
- [24] E+H Metrology GmbH, *MultV4 Kurzanleitung zur Stressberechnung*.
- [25] R. Haefer, *Oberflächen- und Dünnschichttechnologie, Teil I: Beschichtungen von Oberflächen*, Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 1987.
- [26] B. Gottwald, *Grundlegende Ansätze zur Modellierung und Simulation von Beschichtungsprozessen am Beispiel von PVD-Kupfer [DISSERTATION]*, Stuttgart: Jost-Jetter-Verlag, 2006.
- [27] J. Brophy, R. Rose und J. Wulff, *The structure and properties of materials*, New York: Wiley, 1964.
- [28] J. A. Thornton, „The microstructure of sputter-deposited coatings,“ *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, Bd. 4, Nr. 6, pp. 3059-3065, 1986.
- [29] G. Gottstein, *Physikalische Grundlagen der Materialkunde*, Berlin/Heidelberg: Springer, 2007.
- [30] L. Maissel und R. Glang, *Handbook of thin film technology*, New York: McGraw-Hill, 1970.
- [31] H. Windischmann, „Intrinsic stress in sputter-deposited thin films,“ *Critical Reviews in*



- 
- Solid State und Materials Sciences*, Bd. 17, Nr. 6, pp. 547-596, 1992.
- [32] J. A. Thornton, „Stress-related effects in thin films,“ *Thin Solid Films*, Bd. 171, Nr. 1, pp. 5-31, 1989.
- [33] D. Gross, Technische Mechanik Bd. 2, Elastostatik, Berlin/Heidelberg: Springer, 2007.
- [34] S. Timoshenko, Theory of plates and shells, Second Edition Hrsg., New York: McGraw-Hill, 1959.
- [35] H. Altenbach, Ebene Flächentragwerke, Berlin/Heidelberg: Springer, 1998.
- [36] S. Timoshenko, Theory of elasticity, Second Edition Hrsg., New York: McGraw-Hill Book Company, 1961.
- [37] W. Thomssen, Modellierung und Simulation eines kapazitiven Drucksensors mit Switched-Capacitor Sigma-Delta-Wandler Signalverarbeitung [DIPLOMARBEIT], Bremen, 1998.
- [38] D. Gross, Technische Mechanik Bd 4, Hydromechanik - Elemente der höheren Mechanik - Numerische Methoden, Berlin/Heidelberg: Springer, 2007.
- [39] D. S. Popescu, „Buckled membranes for microstructures,“ *MEMS'94*, pp. 188-192, 1994.
- [40] C. Kirsch, „Untersuchung des Bucklingeffektes an mittels gesputtertem Wolfram vorgespannten Siliziummembranen für Mikroaktorikanwendungen,“ Aachen, 2013.
- [41] Y. G. Shen, „Residual stress, microstructure, and structure of tungsten thin films deposited by magnetron sputtering,“ *Journal of Applied Physics*, Bd. 87, Nr. 1, pp. 177-187, 2000.
- [42] D. W. Hoffman und R. C. McCune, „Microstructural control of plasma-sputtered refractory coatings,“ in *s Handbook of Plasma Processing Technology*, New Jersey, Noyes Publications, 1990, pp. 483-517.
- [43] T. Reuter, Entwicklung und Charakterisierung eines mikromechanischen, elektrischen Schalters auf Basis einer bistabilen Siliziummembran [DIPLOMARBEIT], Saarbrücken, 2013.
- [44] R. Engel, Dimensionierung und Herstellung eines mikromechanischen, thermopneumatischen Aktors in Siliziumtechnik [DIPLOMARBEIT], Saarbrücken, 2013.
- [45] E. Hering, R. Martin und M. Stohrer, Taschenbuch der Mathematik und Physik, Dordrecht Heidelberg London New York: Springer, 2009.
- [46] M. Richter, P. Woias und D. Weiß, „Microchannels for applications in liquid dosing and

- flow-rate measurement,“ *Sensors and Actuators*, Nr. A62, pp. 480-483, 1997.
- [47] H. Stuart und G. Klages, *Kurzes Lehrbuch der Physik*, Dordrecht Heidelberg London New York: Springer, 2010.
- [48] G. Rau und R. Ströbel, *Die Metalle*, München: Neuer Merkur GmbH, 2004.
- [49] T. Hirasawa, „A study of mechanical properties of multi-layered thin films,“ *Intelligent Processing and Manufacturing of Materials*, Bd. 1, pp. 221-226, 1999.
- [50] A. Rouzaud, „A method for elastic modulus measurements of magnetron sputtered thin films dedicated to mechanical applications,“ *Thin Solid Films*, Bd. 270, Nr. 1-2, pp. 270-274, 1995.
- [51] E. Harry, „Mechanical properties of W and W(C) thin films: Young’s modulus, fracture toughness and adhesion,“ *Thin Solid Films*, Bd. 332, Nr. 1-2, pp. 195-201, 1998.
- [52] M. J. O’Keefe und J. T. Grant, „Phase transformation of sputter deposited tungsten thin films with A-15 structure,“ *Journal of Applied Physics*, Bd. 79, Nr. 12, pp. 9134-9141, 1996.
- [53] P.-O. Renault, „Poisson’s ratio measurement in tungsten thin films combining an x-ray diffractometer with in situ tensile tester,“ *Applied Physics Letters*, Bd. 73, Nr. 14, pp. 1952-1954, 1998.
- [54] M. Wieser und T. Coplen, „Atomic weights of the elements,“ *Pure and Applied Chemistry*, Bd. 83, Nr. 2, pp. 359-396, 2011.
- [55] N. Greenwood und A. Earnshaw, *Die Chemie der Elemente*, Weinheim: Verl. Chemie, 1990.
- [56] H. Binder, *Lexikon der chemischen Elemente*, Stuttgart: S. Hirzel, 1999.
- [57] S. Adachi, *Properties of group-IV, III-V and II-VI semiconductors*, Chichester: Wiley, 2006.
- [58] „MatWeb - material property data,“ MatWeb LLC., [Online]. Available: <http://www.matweb.com/>. [Zugriff am 23 02 2014].
- [59] Coventor, Inc., *CoventorWare manual*, Cary, N.C. USA: Coventor, Inc., 2010.

## 7.2. Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Überblick über die Mikrosystemtechnik und die Elemente eines MEMS-Chips [4].	10
Abbildung 2: Elektrostatisch aktivierbare MEMS-Schalter [5], [6].	12
Abbildung 3: Mikrofluidisches Ventil mit thermisch aktivierbarem Bi-Metall Aktor [7].	12
Abbildung 4: Bistabiler elektrischer Schalter mit Haltemagneten [8].	13
Abbildung 5: Bistabiles Mikroventil mit Haltemagneten [9].	13
Abbildung 6: Markt für mikrofluidische Bauteile [10].	14
Abbildung 7: Schematischer Aufbau der Sputteranlage für DC-Sputtern (links) und AC-Sputtern (rechts) [12].	17
Abbildung 8: Schematischer Aufbau einer Magnetron-Sputteranlage [11].	18
Abbildung 9: Prinzip einer CVD Abscheidung [11].	19
Abbildung 10: Aufbau einer PECVD Anlage [11].	19
Abbildung 11: Prinzip des Spincoating Verfahrens zur Erzeugung homogener Lackschichten [14].	20
Abbildung 12: Prinzip einer Maskenbelichtung [15].	21
Abbildung 13: Absorptionsspektrum AZ Fotolacke [13].	21
Abbildung 14: Emissionsspektrum einer Hg-Lampe [13].	21
Abbildung 15: Vergleich isotropes (a) und anisotropes Ätzen (b), A: Maskiermaterial, B: Schichtmaterial, C: Substratmaterial [16].	22
Abbildung 16: E-Modul von <i>Si</i> und <i>Ge</i> in Abhängigkeit von der Kristallrichtung in der (100)-Ebene [17].	23
Abbildung 17: Ätzrate von <i>Si</i> in <i>KOH</i> in Abhängigkeit von der Kristallrichtung in der (100)-Ebene [18].	23
Abbildung 18: Ätzrate von Silizium in <i>KOH</i> , abhängig von der Laugenkonzentration und Temperatur [19].	24
Abbildung 19: Ätzprofil eines in <i>KOH</i> geätzten Siliziumwafers im Querschnitt [20].	25
Abbildung 20: Prinzipskizze eines anodischen Bondprozesses für Glas – Silizium [7].	26
Abbildung 21: Prinzipielle Darstellung eines Lichtmikroskops [11].	27
Abbildung 22: a.) ideales Substrat ohne Krümmung, b.) gekrümmtes Substrat durch Druckstress, c.) gekrümmtes Substrat durch Zugstress, [22].	29
Abbildung 23: Sensorverteilung für 4“/6“ Wafer des <i>E+H MX-203</i> .	30
Abbildung 24: Atomare Prozesse auf der Substratoberfläche [26].	32
Abbildung 25: Strukturzonenmodell nach Thornton [28].	33

---

Abbildung 26: Ursachen für das Ausbilden von Schichtstress in Dünnschichten [26].	34
Abbildung 27: Abhängigkeit des intrinsischen Schichtstresses vom Sputterdruck für: Molybdän (links), Materialien mit unterschiedlichem Atomgewicht (rechts) [31], [32].	36
Abbildung 28: Plattenausschnitt der Dimensionen $dx$ , $dy$ , $h$ [34], Kap. 4.	38
Abbildung 29: Momente $M$ und Querkräfte $Q$ der Mittelebene eines Plattenelementes [34].	39
Abbildung 30: Kräfte innerhalb der Mittelebene verursacht durch Dehnung, [34], Kap. 12.	42
Abbildung 31: Quadratische Membran der Seitenlänge $2a$ [34].	44
Abbildung 32: Dehnung der Mittelebene in $x$ -Richtung [34].	44
Abbildung 33: Plot der Membranauslenkung $w(x,y)$ für Gleichung (49).	48
Abbildung 34: Ableitung $w'(x,y)$ der Gleichung (49) für $y = 0$ .	48
Abbildung 35: Plot der Membranauslenkung $w(x,y)$ für Gleichung (63) für $b = a$ .	48
Abbildung 36: Ableitung $w'(x,y)$ der Gleichung (63) für $y = 0$ .	48
Abbildung 37: Vergleich der Auslenkung in Abhängigkeit von der Last $q$ zwischen Plattentheorie (rot) und Membrantheorie (schwarz) für spezielle Seitenverhältnisse $b$ zu $a$ [34].	49
Abbildung 38: Betrachtungen am unter einer Druckkraft belasteten Euler-Stab [33].	50
Abbildung 39: Knickung einer Membran bei monoaxial wirkender Druckkraft auf zwei fest eingespannten Kanten.	52
Abbildung 40: Beulung einer Membran bei biaxial wirkender Druckkraft auf die vier fest eingespannten Kanten.	52
Abbildung 41: Allseitig fest eingespannte Membran mit biaxialem Stress, Draufsicht [39].	54
Abbildung 42: Allseitig fest eingespannte Membran mit biaxialem Stress, Seitenansicht [39].	54
Abbildung 43: Maximale Auslenkung $w_0$ in Abhängigkeit vom Verhältnis $\sigma / \sigma_C$ [39].	57
Abbildung 44: Energiefunktion $V_{ges}$ in Abhängigkeit vom Verhältnis $\sigma / \sigma_C$ [39].	57
Abbildung 45: 3D-Modell eines mit Wolfram beschichteten Siliziumchips.	59
Abbildung 46: Modell aus voriger Abbildung mit „Manhattan-Bricks“ Mesh.	59
Abbildung 47: Mesh-Studie einer $15 \mu m / 20 \mu m$ dicken Siliziummembran.	60
Abbildung 48: Vergleich der Membranauslenkung in Abhängigkeit des angelegten Drucks mit der theoretischen Näherungslösung für eine $15 \mu m$ dicke Membran.	61
Abbildung 49: Vergleich der Membranauslenkung in Abhängigkeit des angelegten Drucks mit der theoretischen Näherungslösung für eine $20 \mu m$ dicke Membran.	61
Abbildung 50: Querschnitt des 3D-Modells zur Simulation des Bucklingeffektes.	62

---

Abbildung 51: Vergleich der numerisch bzw. analytisch berechneten Membranauslenkung als Funktion des Schichtstresses für eine 15 $\mu\text{m}$ dicke Membran. ....	62
Abbildung 52: Vergleich der numerisch bzw. analytisch berechneten Membranauslenkung als Funktion des Schichtstresses für eine 20 $\mu\text{m}$ dicke Membran. ....	62
Abbildung 53: Prozessablauf zur Herstellung von Siliziummembranen: rot – Fotolack; blau – Siliziumnitrid; grau – Silizium. ....	64
Abbildung 54: Vorrichtung zum Einstellen der pneumatischen Last. ....	65
Abbildung 55: Querschnitt des Messaufbaus zur Ermittlung des Auslenkungsverhaltens einer Siliziummembran (grün). ....	65
Abbildung 56: Gemessene Auslenkung einer 15 $\mu\text{m}$ dicken Membran in Abhängigkeit von der pneumatischen Last. ....	66
Abbildung 57: Gemessene Auslenkung einer 20 $\mu\text{m}$ dicken Membran in Abhängigkeit von der pneumatischen Last. ....	66
Abbildung 58: Gemessene Auslenkung in Abhängigkeit von der pneumatischen Last mit der Membrandicke als Parameter. ....	67
Abbildung 59: Maximale Krümmung der Auslenkungskurven für steigende Membrandicken $h$ , analytisch errechnet. ....	67
Abbildung 60: In-Situ Messung der Substrattemperatur während des Sputterprozesses von WTi-Schichten [5]. ....	68
Abbildung 61: Schichtstress von Wolframdünnfilmen in Abhängigkeit des Kammerdrucks (1000 W, 600 s). ....	69
Abbildung 62: Schichtstress von Wolframdünnfilmen in Abhängigkeit von der Abscheideleistung (0,001 mbar, 1 $\mu\text{m}$ Schichtdicke) [40]. ....	69
Abbildung 63: Mikrostruktur der Oberfläche von gesputtertem Wolfram (1 $\mu\text{m}$ Schichtdicke, abgeschieden bei 1000 W, 0,01 mbar, 600 s). ....	70
Abbildung 64: Mikrostruktur von gesputtertem Wolfram im Querschnitt (1 $\mu\text{m}$ Schichtdicke, abgeschieden bei 1000 W, 0,01 mbar, 600 s). ....	70
Abbildung 65: Mikrostruktur der Oberfläche von gesputtertem Wolfram (1 $\mu\text{m}$ Schichtdicke, abgeschieden bei 1000 W, 0,001 mbar, 600 s). ....	71
Abbildung 66: Mikrostruktur von gesputtertem Wolfram im Querschnitt (1 $\mu\text{m}$ Schichtdicke, abgeschieden bei 1000 W, 0,001 mbar, 600 s). ....	71
Abbildung 67: Mikrostruktur der Oberfläche von gesputtertem Wolfram (1 $\mu\text{m}$ Schichtdicke, abgeschieden bei 100 W, 0,001 mbar, 6000 s). ....	72

---

Abbildung 68: Mikrostruktur von gesputtertem Wolfram im Querschnitt ( $1 \mu\text{m}$ Schichtdicke, abgeschieden bei $100 \text{ W}$ , $0,001 \text{ mbar}$ , $6000 \text{ s}$ ).....	72
Abbildung 69: Lage der Parametersätze I bis III im Thornton Modell.....	72
Abbildung 70: Maximale Membranauslenkung in Abhängigkeit von der Wolframschichtdicke, Membrandicke $20 \mu\text{m}$ , Schichtstress $1,15 \text{ GPa}$ .....	73
Abbildung 71: Maximale Membranauslenkung in Abhängigkeit von der Wolframschichtdicke, Membrandicke $15 \mu\text{m}$ , Schichtstress $1,4 \text{ GPa}$ .....	73
Abbildung 72:Prinzipskizze der Kraft-Weg Messung mit Hilfe eines Nanoindenters. ....	74
Abbildung 73: Gemessene und simulierte Membranauslenkung in Abhängigkeit der Styluskraft bei einer Wolframschichtdicke von $1 \mu\text{m}$ (Ausschnitt). ....	74
Abbildung 74: Gemessene und simulierte Membranauslenkung in Abhängigkeit der Styluskraft bei einer Wolframschichtdicke von $1 \mu\text{m}$ . ....	75
Abbildung 75: Maximale Membranauslenkung in Abhängigkeit von der ausgesetzten Temperatur, Membrandicke $20 \mu\text{m}$ .....	76
Abbildung 76: Fotos der Membranelemente nach Temperaturschritten von: oben: $300 \text{ }^\circ\text{C}$ , unten: $500 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	76
Abbildung 77: Schaltdruck in Abhängigkeit von der Wolframschichtdicke für eine Membran der Dicke $h = 15 \mu\text{m}$ .....	78
Abbildung 78: Membranaufhängung sowie Kraftverteilung im Membranquerschnitt.....	78
Abbildung 79: Schaltdruck in Abhängigkeit von der Wolframschichtdicke, Vergleich zwischen einseitiger und doppelseitiger Beschichtung ( $h = 15 \mu\text{m}$ ).....	79
Abbildung 80: Querschnitt des elektrischen Schalters mit der Draufsicht der Interdigitalstruktur.....	80
Abbildung 81: Volumenaufteilung der Kavität bei ausgelenkter Membran [43]. ....	82
Abbildung 82: Vergleich und Anpassung von theoretischer und gemessener Membranauslenkung. ....	83
Abbildung 83: Abhängigkeit des Parameters $a_{00}$ von der maximalen Membranauslenkung $w_0$ . ....	83
Abbildung 84: Abhängigkeit des Parameters $a_{20}$ von der maximalen Membranauslenkung $w_0$ . ....	83
Abbildung 85: Zustände eines Schaltzyklus. ....	84
Abbildung 86:Kurzübersicht über den Herstellungsprozess für den Leiterbahnchip. ....	85
Abbildung 87: Komponenten des Schalters, vor der Montage (links) und danach (rechts) [43], vergleiche Abbildung 80. ....	86

Abbildung 88: Länge der Auflagefläche einer Siliziummembran auf dem Leiterbahnchip in Abhängigkeit ihrer initialen Auslenkung. ....	87
Abbildung 89: Vergleich der Membranauslenkung mit und ohne montiertem Leiterbahnchip (gemessen).....	87
Abbildung 90: Schematischer Messaufbau zur Untersuchung des elektrischen Verhaltens während eines Schaltzyklus [43].....	87
Abbildung 91: Elektrisches Verhalten während eines Schaltzyklus [43]. ....	88
Abbildung 92: Querschnitt durch den Bucklingaktor mit Ausgleichskanal [44].....	92
Abbildung 93: Erzeugung von Überdruck/Unterdruck durch geschicktes Ein- und Ausschalten des Heizers [44]. ....	93
Abbildung 94: Maskenlayout einer Heizstruktur. ....	94
Abbildung 95: Prozessfolge zur Herstellung des Wolframheizers auf einem Glaswafer. ....	95
Abbildung 96: Prozessablauf zur Herstellung des Membranelementes mit Ausgleichkanal...	96
Abbildung 97: Aufheizverhalten in Abhängigkeit vom gewählten Untergrundmaterial [44].	97
Abbildung 98: Temperaturdifferenz in Abhängigkeit von der Heizleistung. ....	98
Abbildung 99: Temperaturverlauf über die Zeit bei konstanter Heizleistung (330 mW).....	98
Abbildung 100: Schematischer Messaufbau zur Detektion der temperaturabhängigen Membranauslenkung [44]. ....	99
Abbildung 101: Verspannung des Silizium/Glas Waferstacks nach dem Bonden. ....	100
Abbildung 102: Statische Auslenkung des Waferstacks während eines Heiz- und Abkühlvorgangs. ....	100
Abbildung 103: Krümmung durch Erwärmung, Prinzipskizze [44]. ....	100
Abbildung 104: Gemessene Membranauslenkung (rot), Kompensationskurve ohne Anpassung (blau) und die daraus bestimmte relative Membranauslenkung (grün).....	101
Abbildung 105: Gemessene Membranauslenkung (rot), Kompensationskurve mit Anpassung (blau, Faktor 1,19) und die daraus bestimmte relative Membranauslenkung (grün). ....	101
Abbildung 106: Elektrisches Ersatzschaltbild des fluidischen Systems. ....	104
Abbildung 107: Blockschaltbild zur Bestimmung des mathematischen Modells.....	106
Abbildung 108: Beispiel für die numerische Berechnung der Übertragungsfunktion (128), verglichen mit der reellen Messung. Links: $\tau_{th} = 1,5 s$ , $\tau_q = 1,5 s$ $\tau_{fl} = 8,47 s$ , rechts: $\tau_{th} = 1,6 s$ , $\tau_q = 2,0 s$ $\tau_{fl} = 6,74 s$ . ....	106
Abbildung 109: $\tau_q$ in Abhängigkeit von $\tau_{th}$ . ....	107
Abbildung 110: Ermittelte Abkühlleistung in Abhängigkeit von $\tau_{th}$ bei konstanter Heizleistung von 330 mW. ....	107

---

Abbildung 111: Vergleich zwischen Messung und Modellrechnung über einen gesamten Heiz- und Abkühlzyklus. Links: Modell mit vollständiger Abschaltung der Heizenergie, Rechts: Modell mit Reduktion der Heizleistung um 70 %.....	108
Abbildung 112: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur akustischen Detektion des Schaltvorgangs. ....	109
Abbildung 113: Schaltzeit in Abhängigkeit von der zugeführten Heizleistung für den Hochschaltvorgang.....	110
Abbildung 114: Numerisch berechneter Druckverlauf bei Heizleistungen von 0,5 bis 1,5 W mit Schaltdruckschwelle (rot) für ein Schaltelement mit folgenden Parametern: $\tau_{th} = 1,7 s$ , $\tau_{fl} = 9,9 s$ , $\tau_q = 2,5 s$ . ....	110
Abbildung 115: Zeitlicher Ausschnitt der Abbildung 114 mit Schaltdruckschwelle (rot). ...	110
Abbildung 116: Vergleich zwischen theoretisch ermittelten und gemessenen Schaltzeiten in Abhängigkeit von der Heizleistung. ....	110
Abbildung 117: Heizenergie in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung. ....	111
Abbildung 118: Schaltzeit in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung für den Hochschaltvorgang.....	111
Abbildung 119: Heizenergie in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung im Vergleich zur Theorie, Schaltelement 1.....	112
Abbildung 120: Heizenergie in Abhängigkeit von der eingesetzten Heizleistung im Vergleich zur Theorie, Schaltelement 2.....	112
Abbildung 121: Einfluss der Heizzeit auf den erzielbaren Unterdruck in der Kavität. ....	113
Abbildung 122: Schaltzeit in Abhängigkeit von der vorhergehenden Heizdauer bei unterschiedlicher Heizleistung. ....	114
Abbildung 123: Heizleistung / -energie in Abhängigkeit von der Heizzeit für eine gewählte Schaltzeit von 3,5 s.....	114



## A. Anhang

### A.1. Stoffeigenschaften

Ordnungszahl	74	E-Modul [GPa]	390 ... 411
Rel. Atommasse [u]	183,85	Schubmodul [GPa]	145 ... 161
Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	19,35	Querkontraktionszahl	0,28
Kristallstruktur	bcc	Streckobergrenze [MPa]	750
Gitterparameter [nm]	0,3165	Zugfestigkeit [GPa]	4,2
Molvolumen [cm <sup>3</sup> ]	9,53	Schmelztemperatur [K]	3686
Spezif. Widerstand [10 <sup>-6</sup> Ωcm]	4,9	Therm. Leitfähigkeit W/mK	167
Spezif. Wärmekapazität [kJ/kg K]	0,14	TCR [10 <sup>-3</sup> /K]	4,8

Tabelle 5: Stoffeigenschaften von Wolfram [45], [47], [48].

	Bulkmaterial	Dünnsfilm
E-Modul [GPa]	390 ... 411	246 ... 417
Querkontraktionszahl	0,28	0,26
Spezif. Widerstand [10 <sup>-6</sup> Ωcm]	4,9	69 ... 357

Tabelle 6: Vergleich der Stoffeigenschaften von Wolfram zwischen Bulkmaterial und Dünnsfilm, [49], [50], [51], [52], [53].

Ordnungszahl	14	E-Modul [GPa]	47 ... 189
Rel. Atommasse [u]	28,085	Querkontraktionszahl	0,25 ... 0,28
Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	2,336	Schmelztemperatur [K]	1683
Kristallstruktur	Diamant	Therm. Leitfähigkeit W/mK	150
Gitterparameter [nm]	0,543	Spezif. Widerstand [Ωcm]	0,01
Molvolumen [cm <sup>3</sup> ]	12,06	Spezif. Wärmekapazität [kJ/kg K]	0,703

Tabelle 7: Stoffeigenschaften von Silizium [54], [55], [56], [57], [58].

## A.2. Skript zur numerischen Berechnung

Folgendes Skript berechnet anhand der Übertragungsfunktion (128) sowie der Parameter  $\tau_{th}$ ,  $\tau_{fl}$  und  $\tau_q$  den zeitlichen Verlauf der Membranauslenkung und vergleicht diese mit dem Messergebnis (vgl. Abbildung 108).

```
1 clear;
2 //Variablen definieren
3 SimZeitSek=400;
4 ZeitSchritt=1/301;
5 HeizZeitSek=59351*ZeitSchritt-2502*ZeitSchritt; //von Hand angepasst
6 TauTH=1.5;
7 TauFL=8.47;
8 TauQ=1.5;
9 Verstaerkung=1;
10 VBerechnet=0;
11 VershobenerStartSekunde=2503*ZeitSchritt; //von Hand angepasst
12
13 //Datendatei einlesen
14 Daten=read('C:/Users/Christian/Documents/Diss/Bilder/098_w95pos2330mW.csv',120388,2);
15 Daten=Daten(1:120388,2); //von Hand angepasst
16 for I=1:120388,Daten(I)=6.368746164e17*(Daten(I)/1e10)^3+2.582086793e8*Daten(I)/1e10;end;
17 Daten(120389:120400)=Daten(120388);
18
19 //Hauptfenster vorbereiten
20 clc;
21 print(%io(2),'Bitte warten, Berechnung gestartet...');
22
23 //Eingangssignal des Heizers generieren
24 //Verzögerung bis zum Heizstart
25 Start=1;
26 Stop=VershobenerStartSekunde/ZeitSchritt-1;
27 EingangSignal(1,Start:Stop)=0;
28
29 //Heizzeit
30 Start=Stop+1;
31 Stop=Start+HeizZeitSek/ZeitSchritt-1;
32 EingangSignal(1,Start:Stop)=1;
33
34 //Heizer aus
35 Start=Stop+1;
36 Stop=Start+(SimZeitSek-HeizZeitSek-VershobenerStartSekunde)/ZeitSchritt;
37 EingangSignal(1,Start:Stop)=0;
38
39 //Schleife zum Angleichen des Maximums
40 while VBerechnet==0
41
42     EingangSignal=EingangSignal*Verstaerkung;
43     print(%io(2),'Eingangssignal berechnet, starte Simulationen...');
44
45     //Definieren der Übertragungsfunktion
46     s=poly(0,'s');
47     G=TauFL*s/(TauTH*TauFL*s^2+(TauTH+TauFL+TauQ)*s+1);
48
49     //Solid State System aus Übertragungsfunktion erstellen
50     System=tf2ss(G);
51
52     //Zeitarray definieren
53     Zeit=linspace(0,SimZeitSek,SimZeitSek/ZeitSchritt);
54
55     //Simulation eventuell zeitlich beschneiden
56     [Xdim,Ydim]=size(Zeit);
57     NeuDim=round(Ydim/2.1);
58
59     //Simulation starten
60     temp=csim(EingangSignal(1:NeuDim),Zeit(1:NeuDim),System);
61     y(1,:)=temp;
62     y(2,:)=Daten(1:NeuDim);
63     Maximum=max(temp);
64     Minimum=min(temp);
65     MinimumInProzentMax=Minimum/Maximum*(-100);
66     if Verstaerkung==1 then
67         Verstaerkung=1/Maximum*max(Daten);
68     else
69         VBerechnet=1;
70     end;
71 end;
72
```

```
73 //Plot vorbereiten
74 scf(0);clf(0);
75 drawlater();
76 subplot(121);plot(Zeit(1:NeuDim),y);
77 xtitle('Druckverhalten','Zeit [s]','Druck');
78 Figure=gcf();
79 Figure.figure_size=[1326,762];
80 Axis=get("current_axes");
81 Axis.font_size=5;
82 Axis.axes_visible=["on","off","on"];
83 xlabel=Axis.x_label;
84 xlabel.font_size=5;
85 xlabel.font_style=8;
86 ylabel=Axis.y_label;
87 ylabel.font_size=5;
88 ylabel.font_style=8;
89 Axis.children.children(1).thickness=3;
90 Axis.children.children(1).foreground=5;
91 Axis.children.children(2).thickness=3;
92 Axis.children.children(2).foreground=2;
93 Axis.title.visible="off";
94 //Achsen dimensionen festlegen
95 Axis.data_bounds=[0,-300;Axis.data_bounds(2,1),3000];
96 Axis.tight_limits="on"; //damit die Achse exakt die Ausmaße von Databounds hat
97 legend([Axis],"Modell","Messung");
98
99 //plotten
100 drawnow();
101 print(%io(2),'Skript beendet!',ascii(13));
102
```

---

## Danksagung

Mit dieser Schrift kommt eine jahrelange, interessante und auch spannende Forschungsarbeit zum Abschluss, die – wie so häufig – nicht ohne die Hilfe und Unterstützung von Freunden und Kollegen möglich gewesen wäre. Daher möchte ich mich hiermit bei allen denjenigen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Besonderen Dank gilt dabei Herrn Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Helmut Seidel, der mich als Doktorvater an seinem Lehrstuhl für Mikromechanik, Mikrofluidik und Mikroaktorik über die ganze Zeit hinweg begleitet und mir stets mit seinem Fachwissen zur Seite gestanden hat.

Weiteren Dank schulde ich Herrn Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Ulrich Schmid der Technischen Universität Wien, dessen Projekt die Grundlage dieser Arbeit darstellt. Ich bedanke mich auch für die bereitwillige Übernahme der Anfertigung des Zweitgutachtens.

Nicht vergessen möchte ich an dieser Stelle auch meine Studien und Diplomarbeiten Ulrich Dillhöfer, Raffael Engel und Timo Reuter, die mich auch im Rahmen ihrer Tätigkeit als HiWi unterstützt haben. Auch bei ihnen möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit und die fachlichen Diskussionen recht herzlich bedanken.

Auch möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Lehrstuhls sowie den „alten“ Kolleginnen und Kollegen, die bereits neue Tätigkeitsfelder gefunden haben, bedanken, für das nette und freundliche Arbeitsklima, die fachlichen Diskussionen beim „Besprechungskäffchen“ und den guten Zusammenhalt des Teams. Besonderen Dank gilt dabei Herrn Dipl.-Ing. Günter Marchand für die fach- und sprachliche Korrektur dieser Arbeit sowie an Ute Flieger, die neben der bereitwilligen Übernahme vieler Verwaltungsaufgaben auch jederzeit passende Worte zur Motivation und Aufmunterung findet.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, bei meinen Eltern, die mir diese Ausbildung erst ermöglicht haben sowie meiner Freundin Bianca, für die viele Geduld und die Rücksichtnahme in den letzten Wochen und Monaten.