

Untersuchung der gasart- und spaltabhängigen
Dämpfungseigenschaften mikromechanischer Resonatoren
von der Molekular- bis zur Kontinuumsströmung

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades
des Doktors der Ingenieurwissenschaften
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät II
– Physik und Mechatronik –
der Universität des Saarlandes

von

Patrick Schwarz

Saarbrücken

2014

Tag des Kolloquiums: 17.09.2014

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

Mitglieder des Prüfungsausschusses:

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Matthias Nienhaus

1. Gutachter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Helmut Seidel

2. Gutachter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Andreas Schütze

Akademischer Mitarbeiter: PD Dr.-Ing. habil. Ortwin Farle

Kurzfassung

Beim Konzept resonanter mikromechanischer Sensoren spielt die Dämpfung durch das umliegende Medium (Gas) eine wesentliche Rolle. Wichtige Einflussgrößen sind neben der Art des Gases und dessen Druck auch der Spaltabstand zwischen der schwingenden Struktur und einer gegenüberliegenden Fläche. In dieser Arbeit wurden daher mikromechanische Resonatoren unterschiedlicher Geometrie auf Basis kapazitiver und piezoelektrischer Prinzipien entwickelt und hinsichtlich ihres Resonanz- und Güteverhaltens untersucht. Es wurde das Verhalten sowohl von engspaltigen Squeeze-Film-dominierten als auch von weitgehend frei schwingenden Resonatoren über einen weiten Druckbereich (Hochvakuum bis Atmosphärendruck) für fünf verschiedene Gase untersucht. Dabei entwickelt sich, spalt- und gasartbedingt, ein hoch interessantes Zusammenspiel der unterschiedlichen Gasdämpfungseffekte im molekularen und viskosen Strömungsbereich sowie im Übergangsbereich. Dieses kann durch die Überlagerung der unterschiedlichen Dämpfungsmechanismen sehr gut quantitativ nachgebildet und verstanden werden. Neue Erkenntnisse ergaben sich bezüglich des Einflusses von Freiheitsgraden der Gase im molekularen Strömungsbereich sowie bezüglich eines thermisch-mechanischen Resonanzmodells, das den Übergangsbereich sehr gut abbilden kann. Auf Basis dieser Ergebnisse eröffnet sich die Möglichkeit, wichtige gasspezifische Parameter wie molekulare Masse, Viskosität, Wärmekapazität und Freiheitsgrade mit rein physikalischen Messungen zu ermitteln.

Abstract

Fluid damping is a key factor in the concept of resonant micromechanical sensors. The most important parameters are the type of gas and the ambient gas pressure, but also the gap size between the vibrating structure and a counter facing surface. In this work, resonant micromechanical sensor structures with different geometries were developed and implemented, based on capacitive and piezoelectric principles of excitation. The damping behaviour of squeeze-film-dominated resonators as well as of nearly freely vibrating resonators was investigated for five different gases over a wide pressure range (high vacuum to atmospheric pressure). Depending on gas species and gap distance, a very interesting interplay of different gas damping effects in the molecular, viscous and transitional flow regimes was observed. This behaviour was modelled quantitatively by the superposition of different damping mechanisms in the different flow regimes. New knowledge was gained with respect to the influence of degrees of freedom in the molecular flow regime and with respect to a new thermo-mechanical resonance model in the transitional regime. Based on this insight it seems feasible to extract important gas-specific parameters, such as molecular mass, viscosity, heat capacity, and degrees of freedom from purely physical measurements.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	III
Abstract	V
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	5
2.1 Eigenschaften von Gasen	5
2.1.1 Gase im Vakuum-Druckbereich	5
2.1.2 Physikalische und thermische Eigenschaften von Gasen	6
2.2 Harmonischer Oszillator	9
2.3 Dämpfungsmechanismen	11
2.3.1 Thermoelastische Dämpfung	12
2.3.2 Dämpfung im molekularen Strömungsbereich	13
2.3.3 Dämpfung im viskosen Strömungsbereich	13
2.3.4 Squeeze-Film-Theorie	14
2.3.4.1 Modellierung des Squeeze-Film-Effektes	14
2.3.4.2 Analyse des Squeeze-Film-Effektes	16
2.4 Methoden der Sensoranregung und Messsignalerzeugung	20
2.4.1 Elektrostatisch/kapazitive Messung	20
2.4.2 Piezoelektrischer Effekt	21
2.4.3 Optische Laservibrometermessung	22
3 Modellierung	23
3.1 Analytisches Sensormodell	23
3.2 Resonanzberechnung	26
3.3 Parametervariation	28
4 Entwurf und Herstellung	31
4.1 Sensorkonzepte	31
4.1.1 Anrege- und Auslesekonzepte	31
4.1.1.1 Kapazitives Sensorkonzept	32
4.1.1.2 Piezoelektrisches Sensorkonzept	32
4.1.1.3 Optisches Messkonzept	34
4.1.2 Oszillatorkonzepte und -varianten	34

4.2	Auslegung der Oszillatoren	35
4.3	Fertigung der Sensoren	37
4.3.1	Fertigung kapazitives Konzept	38
4.3.1.1	Resonator	38
4.3.1.2	Deckel	42
4.3.2	Fertigung piezoelektrisches Konzept	45
4.3.2.1	Resonator	45
4.3.2.2	Deckel	49
4.4	Aufbau der Sensoren	51
4.4.1	Vereinzelung und Reinigung	51
4.4.2	Aufbau kapazitives Sensorkonzept	51
4.4.3	Aufbau piezoelektrisches Sensorkonzept	53
4.4.3.1	Deckel geklebt	53
4.4.3.2	Resonator geklebt	54
4.5	Aspekte der Herstellung	55
4.5.1	Prozesskontrolle der Membrandicke	55
4.5.2	Schichtdickenmessung	57
4.5.3	Oberflächenprofil der Resonatoren	58
4.5.4	Alignment der Strukturen	59
4.5.5	Kantenkompensation KOH-Ätzen	60
4.6	Vergleich der Sensorkonzepte	62
5	Messung	65
5.1	Messumgebung	65
5.1.1	Aufbau und Funktionsweise der Vakuumanlage	66
5.1.2	Vakuumdrucksensoren	68
5.2	Messaufbau	70
5.2.1	Kapazitiver Messaufbau	70
5.2.2	Piezoelektrischer Messaufbau	72
5.2.3	Optischer Messaufbau	73
5.3	Messmethoden	74
5.3.1	Messung von Resonanzkurven	75
5.3.2	Messung von Abklingkurven	76
5.4	Auswertemethoden	78
5.4.1	Auswertung von Resonanzkurven	78
5.4.1.1	Kapazitive und optische Resonanzkurven	78
5.4.1.2	Piezoelektrische Resonanzkurven	79
5.4.2	Auswertung von Abklingkurven	80
5.4.2.1	Filterung der Messdaten	80
5.4.2.2	Freischneiden der Abklingkurven	81
5.4.2.3	Analyse der Abklingkurven	82
5.5	Vergleich der Messkonzepte und -methoden	84

6	Ergebnisse	87
6.1	Grundlegendes zu den Messergebnissen	87
6.1.1	Übersicht der untersuchten Sensorvarianten	87
6.1.2	Elektrische Anregung der Sensoren	89
6.1.3	Messsignale der Sensoren	89
6.1.4	Rahmenbedingungen	90
6.2	Kapazitive Sensoren	90
6.2.1	Einfluss der Sensoranregung	90
6.2.2	Resonanz- und Gütemessungen	92
6.2.2.1	Resonanzverschiebung	94
6.2.2.2	Gütefaktor	95
6.2.3	Geometrie- und Spaltvariation	98
6.2.4	Nichtlineare Effekte	100
6.3	Piezoelektrische Sensoren	104
6.3.1	Einfluss der Sensoranregung	105
6.3.2	Resonanz- und Gütemessungen	106
6.3.2.1	Resonanzverschiebung	106
6.3.2.2	Gütefaktor	107
6.3.3	Variation des Spaltabstandes	109
6.3.4	Geometrievariation	111
6.4	Analyse der Gütekurven	116
6.4.1	Grundlagen des Analysekonzeptes	116
6.4.2	Nachbildung der Gütekurven	118
6.5	Diskussion der Analyseergebnisse	123
7	Zusammenfassung und Ausblick	133
7.1	Zusammenfassung	133
7.2	Ausblick	139
	Symbolverzeichnis	143
	Abbildungsverzeichnis	150
	Tabellenverzeichnis	151
	Literaturverzeichnis	153
	Eigene Veröffentlichungen	161

1 Einleitung

Die immer schneller fortschreitende technologische Entwicklung in allen Bereichen der Technik basiert maßgeblich auf der Miniaturisierung der Sensorik und der Weiterentwicklung und Erschließung neuer Messmethoden und -prinzipien. Mikromechanisch gefertigte Sensoren besitzen heute eine sehr weite Verbreitung, insbesondere in der Inertial- und Drucksensorik. Die technologische Nähe zur Mikroelektronik (Halbleiter-Siliziumtechnologie) garantiert eine gute Integrierbarkeit, einen hohen Grad an Miniaturisierung und nicht zuletzt vergleichsweise günstige Herstellungskosten bei gleichzeitig hoher Zuverlässigkeit. Dabei zeichnen sich resonante Messverfahren durch eine hohe erreichbare Genauigkeit aus. Für die Auslegung und den Betrieb der im Allgemeinen gekapselten Sensoren spielt die durch das eingeschlossene Gas erzeugte Dämpfung der schwingenden Strukturen eine wichtige Rolle. In der Regel sind hohe Güten erwünscht, wodurch eine gute Energieeffizienz erreicht wird, nichtlineare Gasdämpfungseffekte vermieden werden und das dynamische Verhalten der resonanten Sensoren gut einstellbar ist. Eine hohe Gasdämpfung, d. h. niedrige Güten, können dagegen aber auch hinsichtlich der Bruchstabilität von mikromechanischen Sensoren erwünscht sein. Konzepte, welche elektrostatische bzw. kapazitive Anrege- oder Signalerfassungsmethoden beinhalten, weisen systembedingt verhältnismäßig großflächige Strukturen mit geringen Spaltmaßen von nur wenigen μm auf (z. B.: Kammstrukturen, Kondensatorflächen). Auch die Kapselung und Häusung (Packaging) begrenzt die Freiräume der schwingenden Komponenten auf meist kleine ein- bis zweistellige μm -Werte. Die engen Spaltabmaße führen zu einer Squeeze-Film-Dämpfung die im oberen Druckbereich dominiert und andere Dämpfungseffekte völlig frei schwingender Strukturen (z. B. Stokessche Reibung) im Güteverhalten nicht mehr sichtbar werden lässt.

Die Möglichkeit, die Gasdämpfung schwingender mikromechanischer Strukturen als sensitive Größe zur Messung gasspezifischer Parameter zu nutzen, findet hingegen bisher kaum Beachtung. Der viele Dekaden umfassende Vakuum-Druckbereich beinhaltet zwei physikalisch grundsätzlich verschiedene Modelle mit einem schwer zu beschreibenden Übergangsbereich. Zum einen die kinetische Gastheorie, welche den molekularen Strömungsbereich im Hochvakuum erklärt, zum anderen die klassische Kontinuumsmechanik mit der die viskose Strömung im Grobvakuum beschrieben wird. Neben dem Druck ist für die Gasdämpfung der Spaltabstand der schwingenden Strukturen zur gegenüberliegenden Fläche eine ganz wesentliche Einflussgröße. Eine Einordnung der vorhandenen Gegebenheiten erfolgt über die Knudsen-Zahl, die die freie Weglänge der Moleküle ins Verhältnis zum Spaltabstand setzt. Dies generiert eine Vielfalt an unterschiedlichen Gasdämpfungseffekten und kann damit die Grundlage eines auf rein physikalischen Messverfahren basierenden Gassensors bilden. Aus dem druck- und spaltabhängigen Dämpfungs- bzw. Güteverhaltens sowie dem Resonanzverhalten der schwingenden Sensorstruktur können Rückschlüsse auf die spezifischen physikalischen und

thermischen Eigenschaften des umgebenden Gases gewonnen werden. Dazu gehören unter anderem die molekulare Masse, die Viskosität und die Wärmekapazität. Eine wichtige Rolle spielen dabei auch die Freiheitsgrade, welche die zur Verfügung stehenden energetischen Anregungsformen der Gasmoleküle beschreiben und ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal zur Trennung von einatomigen Edelgasen und mehratomigen Molekülen wie Stickstoff und Kohlendioxid darstellen. Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse geben Grund zu der Annahme, dass die bisherigen Modelle, welche die Güte im molekularen Strömungsbereich beschreiben, die Verhältnisse bei sich ändernden Gasatmosphären nicht vollständig erklären und die Anzahl der Freiheitsgrade eines Moleküls in bestimmten Fällen mit in Betracht gezogen werden muss. Für den Übergangsbereich bis hinein in den viskosen Strömungsbereich wurde eine neuartige dynamische Gütekomponente entwickelt. Der Grundgedanke leitet sich von dem thermoelastischen Materialdämpfungseffekt bei Festkörpern ab und überträgt den periodischen Fluss der Wärmeenergie des Festkörpermodells auf einen thermischen Energiefluss für einen gasgefüllten Spalt. Eine Kenngröße bildet dabei die gasspezifische thermische Resonanzfrequenz.

Geringe Spaltabstände erzeugen einen sogenannten Squeeze-Film-Effekt, was zu einem komplexen frequenz- und druckabhängigen Verhalten mit sowohl dämpfenden als auch federnden Eigenschaften führt. Resultierende Verschiebungen der Resonanzfrequenz können für die Messung des Drucks eingesetzt werden. Zusammenhänge zur dynamischen Viskosität lassen sich über die Güte herstellen.

In dieser Arbeit wurden für die Untersuchung der gasart- und spaltabhängigen Dämpfungseigenschaften resonante mikromechanische Sensorstrukturen mit überwiegend piezoelektrischer, zum Teil aber auch kapazitiver Anregung entwickelt und realisiert. Diese Resonatoren wurden in unterschiedlichen Gasatmosphären bei definierten Umgebungsdrücken vom Hochvakuum (ca. 10^{-5} mbar) bis zu Atmosphärendruck hinsichtlich ihres Resonanz- und Güteverhaltens vermessen und deren Verhalten analysiert und diskutiert.

Die Strukturierung der vorliegende Arbeit beginnt in Kapitel 2 mit der Betrachtung der erforderlichen theoretischen Grundlagen. Es werden die wichtigsten Eigenschaften des Vakuum-Druckbereiches sowie die physikalischen und thermischen Eigenschaften der eingesetzten Gase vorgestellt. Eine nähere Betrachtung der Verlustmechanismen des Sensors zeigt die physikalischen Abhängigkeiten der Gütebeschreibungen von den wesentlichen Dämpfungsmechanismen bestehender Modelle. Dazu gehören der thermoelastische Effekt als wesentlicher Bestandteil der intrinsischen Materialdämpfung sowie die Gasdämpfung im molekularen und auch im viskosen Strömungsbereich. Eine ausführliche Darstellung beschreibt die Theorie des Squeeze-Film-Effekts und analysiert das resultierende komplexe Verhalten. Mit der Beschreibung der elektrostatisch/kapazitiven Messmethode, des piezoelektrischen Effekts und der optischen Laservibrometermessung werden die grundlegenden, in dieser Arbeit verwendeten Prinzipien der Sensoranregung und Messsignalerzeugung vorgestellt.

In Kapitel 3 wird ein einfaches analytisches Sensormodell auf Basis eines harmonischen Oszillators und des Squeeze-Film-Effekts der in dieser Arbeit gefertigten Resonatoren erstellt. Dieses ermöglichte es, das Frequenzverhalten der Sensoren abzuschätzen sowie die Abhängigkeiten von geometrischen Designparametern zu untersuchen.

In Kapitel 4 werden die beiden umgesetzten Sensorkonzepte und -varianten vorgestellt und deren Auslegung dargelegt. Es handelt sich dabei um ein elektrostatisches Konzept mit kapazitiver Messsignalauslesung sowie um ein piezoelektrisches Sensorkonzept, basierend auf Aluminiumnitrid (AlN) als funktionaler Schicht. Zudem wird detailliert der Ablauf der Fertigung erläutert und der Aufbau zu einem messfähigem Sensorpackage beschrieben. Die Herstellung der Sensorelemente erfolgt auf der Basis der Silizium-Bulk-Technologie (Resonator-Chips) und Glas (Deckel-Chips). Darüber hinaus werden weitere Aspekte der Herstellung diskutiert und eine Bewertung der Konzepte vorgenommen.

In Kapitel 5 wird die Messumgebung, der Messaufbau sowie die Mess- und Auswertemethodik beschrieben. Die Vakuumanlage ermöglicht es, definierte Gasatmosphären in einem weiten Druckbereich von 10^{-6} bis 1000 mbar stabil einzustellen. Es wird der technische und elektrische Aufbau des kapazitiven, piezoelektrischen bzw. optischen Messkonzeptes vorgestellt und der Messablauf näher erläutert. Schließlich werden die unterschiedlichen Methoden der Messsignalauswertung (Resonanz- und Abklingkurven) und die Vorgehensweise der jeweiligen Auswertung beschrieben. Es folgt eine kurze Bewertung der Messkonzepte und -methoden.

Eine umfangreiche systematische Charakterisierung der gefertigten resonanten Sensoren erfolgt in Kapitel 6. Nach einer Übersicht der untersuchten Sensorvarianten werden in diesem Kapitel die Ergebnisse der Resonanz- und Gütemessungen, untergliedert in kapazitive und piezoelektrische Sensoren, vorgestellt und erläutert. Hierzu wurden im Wesentlichen Variationen des Umgebungsdruckes, der Gasart, der Spaltabstände und der Oszillatorgeometrie vorgenommen. Bei den kapazitiven Sensoren werden auch nichtlineare Pull-in-Effekte betrachtet. Einerseits wurde das Verhalten von engspaltigen Squeeze-Film-dominierten Resonatoren untersucht, andererseits auch das von weitgehend frei schwingenden Resonatoren. Es entwickelt sich, spalt- und gasartbedingt, ein hochinteressantes Zusammenspiel obiger erwähnter Dämpfungseffekte. Das resultierende druckabhängige Güteverhalten wird anhand einer quantitativen Nachbildung der Gütekurven durch die Kombination und Überlagerung der unterschiedlichen Dämpfungsmechanismen analysiert und diskutiert. Die Messergebnisse liefern die Grundlage für ein Sensorkonzept, das neben einer Druckmessung auch die Möglichkeit eröffnet, mit einer rein physikalischen Messung auf wesentliche Parameter von Gasen schließen zu können.

Das Kapitel 7 fasst die wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen kurzen Ausblick über die weiteren Entwicklungsmöglichkeiten.

2 Grundlagen

2.1 Eigenschaften von Gasen

Die in dieser Arbeit hergestellten Sensorelemente wurden für den Einsatz in unterschiedlichen Gasen bei Umgebungsdrücken im Vakuumbereich bis zu Atmosphärendruck konzipiert. Im Folgenden werden daher die wichtigsten Eigenschaften des Vakuum-Druckbereiches sowie der eingesetzten Gase näher betrachtet.

2.1.1 Gase im Vakuum-Druckbereich

Der Vakuum-Druckbereich lässt sich physikalisch nicht einheitlich geschlossen betrachten, sondern wird in der Literatur üblicherweise in drei Teilbereiche aufgeteilt. Dabei handelt es sich um den viskosen Bereich, den Knudsenbereich bzw. Übergangsbereich und den molekularen Bereich. In der Terminologie der Vakuumtechnik finden diese ihre Entsprechung in Grob-, Fein- und Hochvakuum. Eine Abgrenzung der Bereiche, bzw. eine Einordnung der vorhandenen Gegebenheiten erfolgt über die Knudsenzahl

$$Kn = \frac{\bar{l}}{h_0}, \quad (2.1)$$

dem Verhältnis der mittleren freien Weglänge \bar{l} der Gasteilchen zwischen einem Teilchen-Teilchen-Zusammenstoß und einer charakteristischen geometrischen Ausdehnung des betrachteten Systems, wie beispielsweise ein Rohrdurchmesser. In unserem Fall ist der Spaltabstand h_0 die maßgebende Größe. Mit der Knudsenzahl Kn lässt sich folgende verallgemeinerte Zusammenstellung der Strömungsarten mit den dazugehörigen Kriterien vornehmen [1]:

$Kn < 0,01$	Viskoser Strömungsbereich	Grobvakuum
$0,01 < Kn < 0,5$	Knudsenströmung, Übergangsbereich	Feinvakuum
$Kn > 0,5$	Molekularer Strömungsbereich	Hochvakuum

In Anbetracht der Tatsache, dass die im Gegensatz zu den im Millimeterbereich sich bewegenden geometrischen Größen der Vakuumtechnik, sich die in dieser Arbeit auftretenden Spaltabstände im 100-Mikrometerbereich oder deutlich darunter bewegen, kann von einem molekularen Strömungsbereich für $Kn > 10$ ausgegangen werden, was auch die Messergebnisse belegen. Bei der Beschreibung von Strömungsvorgängen kommen zwei grundlegend unterschiedliche physikalische Modelle zum Einsatz. Der viskose Strömungsbereich bedient sich der klassischen Kontinuumsmechanik, bei der die molekulare Struktur außer Acht gelassen wird und

das Fluid über makroskopische Größen wie Massen-, Impuls- und Energiedichte als einheitliches Kontinuum beschrieben wird. Die Basis hierfür bilden die Navier-Stokes-Gleichungen [2, 3]. Im Gegensatz dazu wird der molekulare Strömungsbereich durch die kinetische Gastheorie beschrieben [1], wobei es hierbei kaum noch zu Wechselwirkungen der Gasmoleküle untereinander kommt. Diese Molekularströmung wird praktisch alleine durch Zusammenstöße der Teilchen mit dem umgebenden System bestimmt. Der Übergangsbereich ist theoretisch schwierig zu beschreiben, da er sowohl Aspekte der Kontinuumsmechanik als auch der Molekularströmung enthält. In der Praxis wird deshalb meist mit Interpolationsformeln oder Erweiterungen der beiden physikalischen Modellen gearbeitet.

2.1.2 Physikalische und thermische Eigenschaften von Gasen

Bei den hier durchgeführten Untersuchungen wurden die Edelgase Argon (Ar), Neon (Ne) und Helium (He), das zweiatomige Gas Stickstoff (N₂) sowie das dreiatomige Gas Kohlendioxid (CO₂) als Umgebungsatmosphäre verwendet. Damit konnte ein relativ breites Spektrum an Gasen mit unterschiedlichen Eigenschaften abgedeckt werden, bei gleichzeitiger Gewährleistung der Ungefährlichkeit und der damit verbundenen einfachen Handhabung im Messaufbau.

Tab. 2.1: Physikalische Eigenschaften ausgewählter Gase. Dabei ist N die Anzahl der Atome, η die dynamische Viskosität bei $\vartheta = 25^\circ\text{C}$ und $p = 1$ bar [4], $\bar{l} \cdot p$ das Produkt von mittlerer freier Weglänge und Druck ($\bar{l}p$ -Wert) bei $\vartheta = 0^\circ\text{C}$ [1], ρ die Normdichte bei $\vartheta = 0^\circ\text{C}$ und $p = 1,013$ bar [4], M_{mol} die molare Masse [4], \bar{v} die berechnete mittlere Teilchengeschwindigkeit bei $\vartheta = 0^\circ\text{C}$ sowie D der berechnete Diffusionskoeffizient bei $\vartheta = 0^\circ\text{C}$ und $p = 1$ bar.

	N	η	$\bar{l} \cdot p$	ρ	M_{mol}	\bar{v}	D
	–	10^{-6} kg/(ms)	10^{-5} m mbar	kg/m ³	g/mol	m/s	10^{-6} m ² /s
CO ₂	3	14,83	4,0	1,977	44,010	362,5	4,83
N ₂	2	17,9	5,9	1,2504	28,014	454,4	8,94
Ar	1	22,8	6,4	1,784	39,948	380,5	8,12
Ne	1	31,6	12,7	0,8999	20,180	535,3	22,66
He	1	19,68	17,5	0,175	4,003	1202,0	70,12

Einige grundlegende physikalische Eigenschaften der genannten Gase sind in der Tabelle 2.1 zusammengetragen worden. So sind neben den einatomigen Edelgasen auch zwei- und dreiatomige Moleküle wie N₂ und CO₂ vertreten. Ne zeigt eine vergleichsweise auffällig hohe dynamische Viskosität η und die molare Masse M_{mol} variiert insgesamt um den Faktor 11. Der $\bar{l}p$ -Wert, das Produkt von mittlerer freier Weglänge \bar{l} und Druck p

$$\bar{l}p = \frac{kT}{\sqrt{2} 4 \sigma \left(1 + \frac{T_d}{T}\right)}, \quad (2.2)$$

ergibt sich aus der Beschreibung der mittleren freien Weglänge unter Einbeziehung der Sutherland-Korrektur sowie dem Ersetzen der Teilchenanzahldichte n mit der allgemeinen Zustandsgleichung der idealen Gase

$$p = n k T \quad (2.3a)$$

$$p = \frac{\rho}{M_{\text{mol}}} R T. \quad (2.3b)$$

Dabei ist k die Boltzmann-Konstante, R die universelle Gaskonstante und T_d die Verdopplungstemperatur bzw. Sutherland-Konstante. Der \bar{l}_p -Wert hängt für ein bestimmtes Gas, welches durch den Wirkungsquerschnitt des Gasmoleküls σ gekennzeichnet ist, folglich nur noch von der absoluten Temperatur T ab [1]. Der Diffusionskoeffizient

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{l} \quad (2.4)$$

ist ein Maß für die Beweglichkeit der Teilchen. Er berechnet sich aus der mittleren Teilchengeschwindigkeit

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 R T}{\pi M_{\text{mol}}}} \quad (2.5)$$

und der mittleren freien Weglänge \bar{l} . CO_2 und He bilden beim Diffusionskoeffizienten D die Extreme mit dem niedrigsten bzw. höchsten Wert. N_2 und Ar weisen dagegen ähnliche Werte auf.

Tab. 2.2: Thermische Eigenschaften ausgewählter Gase. Dabei ist λ die spezifische Wärmeleitfähigkeit bei $\vartheta = 15^\circ\text{C}$ und $p = 1,013$ bar [4], c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck [1] und c_V die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen bei jeweils $\vartheta = 20^\circ\text{C}$ und $p = 1$ bar [1], κ der berechnete Isentropenexponent, f die Zahl der Freiheitsgrade und a die berechnete Temperaturleitfähigkeit.

	λ $10^{-3} \text{ W}/(\text{m K})$	c_p $\text{J}/(\text{g K})$	c_V $\text{J}/(\text{g K})$	κ –	f –	a $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
CO₂	15,7	0,84	0,65	1,29	6	9,45
N₂	25,0	1,04	0,74	1,41	5	19,22
Ar	16,1	0,52	0,32	1,63	3	17,36
Ne	47,6	1,02	0,62	1,64	3	51,86
He	148,2	5,23	3,21	1,63	3	161,92

Beim Energieverlust gedämpfter Systeme müssen thermische Verlustmechanismen in Betracht gezogen werden. Die Tabelle 2.2 listet die wichtigsten thermischen Eigenschaften der verwendeten Gase auf. Zu den grundlegenden thermischen Eigenschaften gehören die spezifische Wärmeleitfähigkeit λ , die zur Beschreibung des Energietransportes dient und die spezifische Wärmekapazitäten bei konstantem Druck bzw. Volumen c_p und c_V , welche ein Maß für die Speicherefähigkeit von Energie darstellen. Hierbei hebt sich He deutlich mit den größten Werten von den anderen Gasen ab. Der Isentropenexponent

$$\kappa = \frac{c_p}{c_V} = \frac{f+2}{f} \quad (2.6)$$

ist definiert als das Verhältnis von spezifischer Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p zu spezifischer Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_V und ist abhängig von der Zahl der Freiheitsgrade f der Gasmoleküle. Die experimentell über c_p und c_V ermittelten Werte von κ weichen von den idealen, über die Freiheitsgrade f ermittelten Werte leicht ab, da je nach Temperatur nicht immer alle theoretisch möglichen Anregungszustände vollständig ausgeschöpft werden. Bei Raumtemperatur stehen neben den drei Translationsfreiheitsgraden, die alle Gasmoleküle aufweisen, bei N_2 zwei weitere Rotationsfreiheitsgrade und bei CO_2 noch ein zusätzlicher Schwingungsfreiheitsgrad zur Aufnahme von Energie zur Verfügung. Der Druck eines Gases ist proportional der Translationsenergie der Moleküle. Die Temperaturleitfähigkeit

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (2.7)$$

ist ein Maß dafür, wie schnell sich eine Temperaturänderung in einem Medium ausbreitet. Sie definiert sich aus dem Quotienten von Wärmeleitfähigkeit λ zum Produkt aus Materialdichte ρ und spezifischer Wärmekapazität c_p und wird auch als Wärmediffusivität bezeichnet. Temperaturunterschiede breiten sich in Gasen trotz der sehr unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten etwa ebenso rasch aus wie in Metallen.

Einige der in den Tabellen 2.1 und 2.2 zusammengetragenen numerischen Größen weisen physikalische Abhängigkeiten auf, die zu einem übereinstimmenden Verhalten der Werte führen. Offensichtlich ist die proportionale Beziehung von Dichte und molarer Masse $\rho \propto M_{\text{mol}}$, welche für ideale Gase bei gleichem Druck und gleicher Temperatur aus Gleichung (2.3) resultiert. Die eingesetzten Gase erfüllen die Modellvorstellung eines idealen Gases sehr gut, weshalb Abhängigkeiten von M_{mol} bzw. ρ praktisch als gleichbedeutend betrachtet werden können. Aus der Gleichung (2.5) wird ersichtlich, dass die mittlere Teilchengeschwindigkeit \bar{v} bei konstanter Temperatur T nur noch von der molaren Molekülmasse M_{mol} in der Form $\bar{v} \propto \frac{1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$ abhängt. Auch die Werteverteilung der Temperaturleitfähigkeit a und die des Diffusionskoeffizienten D zeigen einen eindeutigen proportionalen Zusammenhang, obwohl die Berechnung der Größen mit den Gleichungen (2.4) und (2.7) zunächst nicht darauf hindeutet. Aus der analogen Betrachtungsweise von Wärmeleitung und Diffusion (vgl. Gl. (2.4)) kann die Beziehung für die spezifische Wärmeleitfähigkeit

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho c_m \bar{v} \bar{l} \quad (2.8a)$$

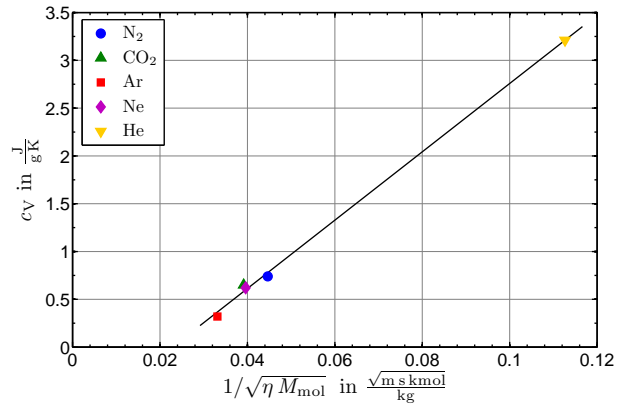
$$\lambda = D \rho c_m \quad (2.8b)$$

abgeleitet werden [5, 6], welche die beobachtete Proportionalität $a \propto D$ erklärt (für ein konstanten Druck wird $c_m = c_p$) und aussagt, dass unter der Voraussetzung eines idealen Gases die Temperaturleitfähigkeit a und der Diffusionskoeffizient D ineinander übergehen. Die spezifische Wärmekapazität berechnet sich zu

$$c_m = \frac{f k}{2 M_{\text{mol}}} \quad (2.9)$$

Abb. 2.1:

Gegenüberstellung der spezifische Wärmekapazitäten bei konstantem Volumen c_V und der Beziehung $\frac{1}{\sqrt{\eta M_{\text{mol}}}}$.



Hierbei zeigt sich eine Proportionalität des Produktes $M_{\text{mol}} c_p$ und somit auch von ρc_p zu den Freiheitsgraden f des Gasmoleküls, was die Tabellenwerte in guter Näherung wieder spiegeln. Auch das Verhältnis $\frac{\lambda}{D}$ spiegelt somit die Anzahl der Freiheitsgrade wieder (vgl. Gl. (2.8b)). Augenscheinlich zeigt sich, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, auch ein übereinstimmendes Verhalten zwischen der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_V und der inversen Wurzel aus dem Produkt der dynamischen Viskosität und der molaren Masse $\frac{1}{\sqrt{\eta M_{\text{mol}}}}$. Eine direkte proportionale Beziehung lässt sich jedoch nicht durch einen Gleichungszusammenhang belegen.

2.2 Harmonischer Oszillator

Mikromechanisch gefertigte Resonatoren stellen harmonische Oszillatoren dar und können dementsprechend, wie aus der allgemeinen Literatur bekannt [7, 8, 9], beschrieben werden. Die Masse m führt im ungedämpften Fall eine sinusförmige Schwingung mit konstanter Amplitude und der Kreisfrequenz

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (2.10)$$

aus. k bezeichnet hierbei den Federkoeffizienten des Systems. Bei Hinzunahme einer Dämpfung stellt sich die bekannte Bewegungsgleichung wie folgt dar

$$m \ddot{x} + c \dot{x} + k x = 0. \quad (2.11)$$

Angenommen wurde dabei eine geschwindigkeitsproportionale Dämpfung c des Systems, wie sie beispielsweise bei Stokes-Reibung eines bewegten Körpers in einem newtonschen Fluid auftritt. Die Lösungen führen bei starker Dämpfung zu einem System, das ohne Überschwingen in die Ruhelage zurückkehrt. Man spricht dann von Kriechfall ($c > 2\sqrt{mk}$) bzw. aperiodischer Grenzfall ($c = 2\sqrt{mk}$). Die für uns relevante Lösung für ein schwach gedämpftes System, wie sie unter der Bedingung $c < 2\sqrt{mk}$ auftritt, beschreibt eine gedämpfte harmonische Schwingung. Mit den Abkürzungen

$$\delta = \frac{c}{2m} \quad \text{und} \quad (2.12a)$$

$$\omega_e = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{c^2}{4m^2}} \quad (2.12b)$$

der Eigenkreisfrequenz des gedämpften Systems, welche durch den zusätzlichen Dämpfungsterm etwas kleiner ist als der Wert ω_0 der freien Schwingung, ergibt sich mit dem Phasenwinkel ϕ die allgemeine Lösung

$$x = x_0 e^{-\delta t} \cos(\omega_e t + \phi) . \quad (2.13)$$

Erkennbar ist eine harmonische Schwingung mit exponentieller Abnahme der Amplitude x_0 , welche charakteristisch für eine geschwindigkeitsproportional gedämpften Schwinger ist. Mit einer zusätzlichen periodischen Anregung mit einer äußeren Kraft $F = F_0 \cos(\omega t)$ ergibt sich mit

$$m \ddot{x} + c \dot{x} + k x = F_0 \cos(\omega t) , \quad (2.14)$$

die Bewegungsgleichung des fremderregten gedämpften harmonischen Oszillators. Nach einer Einschwingzeit ist der gedämpfte Anteil der Bewegung abgeklungen. Es stellt sich ein stationärer Zustand ein, bei dem die Energiezufuhr der äußeren anregenden Kraft genau die Reibungsverluste decken. Das System schwingt dann mit der konstanten Amplitude

$$x(\omega) = \frac{F_0}{\sqrt{m^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (c\omega)^2}} \quad (2.15)$$

und mit der Kreisfrequenz ω der äußeren Kraft – nicht mit seiner Eigenfrequenz ω_e . Die Amplitude zeigt dabei eine sehr starke Abhängigkeit von der relativen Lage von Eigenfrequenz ω_e und erzwungener Frequenz ω . Der Resonanzfall, mit maximaler Amplitude, tritt bei $\omega \approx \omega_e$ bzw. $\omega \approx \omega_0$ auf. Die Beziehung

$$\tan(\phi) = \frac{c\omega}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.16)$$

beschreibt dabei die Phasenverschiebung zwischen Anregungskraft und Auslenkung. Im Resonanzfall bei ω_0 hat die Phasenverschiebung den Wert $\frac{\pi}{2}$ und die Geschwindigkeit ist in Phase mit der Kraft.

Die Energie E des Schwingers pendelt zwischen kinetischer und potentieller Form hin und her und nimmt wegen $E \propto x_0^2$ doppelt so schnell wie die Amplitude mit $E = E_0 e^{-2\delta t}$ ab. Die Verlustleistung ist somit $\dot{E} = -2\delta E$. Ein gedämpftes harmonisch schwingendes System kann damit auch durch den Gütefaktor bzw. die Güte Q charakterisiert werden. Die Güte ist ein Maß für den Energieverlust des Systems und definiert sich als das Verhältnis aus Gesamtenergie des Systems zu Energieverlust pro Schwingungsperiode

$$Q = \frac{2\pi \cdot \text{Energie des Systems}}{\text{Energieverlust pro Periode}} = \frac{E\omega}{-\dot{E}} = \frac{\omega}{2\delta} . \quad (2.17)$$

Sie kann entweder direkt durch das Abklingen eines frei schwingenden Oszillators ermittelt werden (vgl. Kap. 5.4.2.3), oder durch die Bestimmung der Halbwertsbreite der Resonanzkurve (vgl. Kap. 5.4.1).

2.3 Dämpfungsmechanismen

Die Dämpfung eines schwingenden Systems setzt sich im allgemeinen aus einer Vielzahl unterschiedlicher Verlustmechanismen zusammen, die je nach Auswahl von Material, Geometrie und Umgebungsbedingungen, unterschiedlich stark zur Gesamtdämpfung des Systems beitragen können [10]. Einige für mikromechanische Schwinger grundlegenden Dämpfungsmechanismen sind [11]:

- Viskose Dämpfung durch das umgebende Medium
- Dämpfung im molekularen Strömungsbereich
- Plastische Verformung, innere Reibung
- Thermoelastische Dämpfung
- Energieaustag über die Aufhängung (anchor loss)
- Verluste durch die elektrische Beschaltung

Über weite Druckbereiche stellt die Wechselwirkung der schwingenden Struktur mit dem umgebenden Medium bzw. Fluid den größten Verlustmechanismus dar. Dabei spielt im Übergangsbereich und viskosen Strömungsbereich die Stokesche Dämpfung eine große Rolle, bei Vorhandensein enger Spalten auch der Squeeze-Film-Effekt. Selbst unter Hochvakuumbedingungen im molekularen Strömungsbereich ($Kn \gtrsim 1$) gibt es einen Dämpfungseffekt durch Energieübertrag der einzelnen Moleküle auf die Umgebung. Im Gegensatz dazu wird die intrinsische Dämpfung durch die mechanischen Beanspruchung des Materials verursacht und basiert ebenfalls auf unterschiedlichen Verlusteffekten. Während innere Reibung aufgrund des linearen elastischen Verhaltens des einkristallinen Siliziums nicht auftreten kann, kommt es hier zu einer thermoelastischen Dämpfung durch periodisch hervorgerufene Erwärmungs- bzw. Abkühlungseffekte. Ein weiterer intrinsischer Energieverlustmechanismus entsteht bei mechanischen Resonatoren durch die Einspannung und die damit verbundene Energieeinkopplung in die Aufhängung und in die Ankerbereiche. So untersucht S. Kobayashi den Einfluss der Form der Einspannung eines Balkens auf die Güte [12]. Höhere Güten können durch Abrunden von Kanten erzielt werden, da hiermit Spannungsspitzen abgebaut werden. Einige der Mechanismen werden in den folgenden Unterkapiteln ausführlicher dargestellt.

Wenn mehrere Mechanismen zum Energieverlust beitragen, ergibt sich der Kehrwert der Gesamtgüte des Systems

$$\frac{1}{Q_{\text{ges}}} = \sum_i \frac{1}{Q_i} = \frac{1}{Q_{\text{int}}} + \frac{1}{Q_{\text{mol}}} + \frac{1}{Q_{\text{vis}}} + \frac{1}{Q_{\text{sqf}}} + \dots \quad (2.18)$$

über die Summe der Kehrwerte der jeweiligen Dämpfungskomponenten Q_i [13]. Beispielhaft sind hier die Güten für den intrinsischen Dämpfungseffekt Q_{int} , den molekularen Q_{mol} und viskosen Strömungsbereich Q_{vis} sowie den Squeeze-Film-Effekt Q_{sqf} aufgeführt. Die Relevanz derjenigen Komponenten, die durch das umgebende Medium bestimmt werden, ist dabei stark vom Umgebungsdruck p_a abhängig. Direkt ersichtlich ist auch, dass die kleinste Einzelgüte das begrenzen Element für die Gesamtgüte des Systems darstellt.

2.3.1 Thermoelastische Dämpfung

Der thermoelastische Effekt, der ein wesentlicher Bestandteil der intrinsischen Materialdämpfung ist, wurde erstmals detailliert von C. Zener untersucht [14, 15] und durch Messungen von R. H. Randall experimentell bestätigt [16]. T. V. Roszhart zeigt anhand von Messungen an mikromechanisch gefertigter Siliziumresonatoren, dass der thermoelastische Dämpfungseffekt Auswirkungen auf das Güteverhalten hat [17]. Die Schwingungsbewegung der Biegebalken führt zu einer periodischen Druck- bzw. Zugbelastung der jeweils gegenüberliegenden Balkenseite. Die dabei hervorgerufene Erwärmung bzw. Abkühlung erzeugt einen Temperaturgradienten, welcher zu einem Energietransport und damit einem irreversiblen Energieverlust führt. Polykristalline oder amorphe Materialien weisen dabei größere Verluste auf als einkristalline Materialien. In Abhängigkeit von der Dicke des Biegebalkens h_b , sowie der spezifischen Wärmekapazität c_p , der Dichte ρ_b und der Wärmeleitfähigkeit λ des Balkenmaterials, gibt Roszhart die charakteristische thermoelastische Resonanzfrequenz $f_{0,\text{int}}$ mit

$$f_{0,\text{int}} = \frac{\pi \lambda}{2 \rho_b c_p h_b^2} \quad (2.19)$$

an [17]. Die thermoelastische Güte Q_{int} berechnet Roszhart zu

$$Q_{\text{int}} = \frac{1}{2 \Gamma(T) \Omega(f_r)} \quad (2.20)$$

Diese ist somit umgekehrt proportional der Frequenzfunktion

$$\Omega(f_r) = 2 \frac{f_{0,\text{int}} f_r}{f_{0,\text{int}}^2 + f_r^2}, \quad (2.21)$$

welche maximal bei einer relativen Frequenz von $\frac{f_r}{f_{0,\text{int}}} = 1$ wird, also die thermoelastische Resonanzfrequenz gleich der Resonanzfrequenz f_r der Balkenschwingung ist. Damit ist bei Frequenzgleichheit von f_r und $f_{0,\text{int}}$ der thermoelastische Dämpfungseffekt am größten. Um hohe Güten zu erzielen, muss damit die geometrische Auslegung und Schwingungsfrequenz so gewählt werden, dass $f_r \ll f_{0,\text{int}}$ oder $f_r \gg f_{0,\text{int}}$ ist. Die Amplitudenfunktion

$$\Gamma(T) = \frac{\alpha^2 T E}{4 \rho_b c_p} \quad (2.22)$$

gibt die maximale Dämpfungsamplitude an und ist abhängig von der Temperatur T und einigen Materialparametern. Dabei ist E der Elastizitätsmodul und α der thermische Ausdehnungskoeffizient. Da die thermoelastische Dämpfung durch Materialbeanspruchung hervorgerufen wird, ist die thermoelastische Güte Q_{int} unabhängig vom Umgebungsdruck p_a . Sie wird bei sehr niedrigen Umgebungsdrücken bedeutsam, wenn die Dämpfungseffekte durch das umgebene Fluid verschwinden.

Diese Beschreibung wurde zunächst für Festkörper in dieser Form formuliert. Im Laufe der vorliegenden Arbeit wurden Ideen entwickelt diesen Grundgedanken auf Gase zu übertragen.

2.3.2 Dämpfung im molekularen Strömungsbereich

Auch im molekularen Strömungsbereich unter Hochvakuumbedingungen findet eine Dämpfung statt. Hier interagieren die Gasmoleküle mit der Resonatoroberfläche. Es erfolgt ein Energietransfer von der schwingenden Struktur zum umgebenden Medium durch Kollision mit den Gasmolekülen. In [18] wird die Gleichung

$$Q_{\text{mol}} = \zeta \frac{f_r \rho_b h_b}{p_a} \sqrt{\frac{RT}{M_{\text{mol}}}} \quad (2.23)$$

für die Berechnung der Güte im molekularen Strömungsbereich Q_{mol} aufgezeigt. Dabei ist f_r die Resonanzfrequenz, ρ_b die Dichte und h_b die Dicke eines Biegebalkens. T ist die absolute Temperatur, M_{mol} die molare Masse und p_a der Druck des umgebenden Gases sowie R die universelle Gaskonstante. Der Faktor ζ ist dabei abhängig von geometrischen Größen der schwingenden Struktur und deren Umgebung, weshalb in der Literatur unterschiedliche Varianten vorgestellt wurden. Basierend auf den Berechnungen von R. G. Christian [19] gibt W. E. Newell für einen frei schwingenden einseitig eingespannten Biegebalken den Faktor ζ mit

$$\zeta_{\text{Newell}} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.24)$$

an [18]. Die in [10] bzw. [20] angegebenen Lösungen lassen sich ebenfalls auf die Formel (2.23) mit (2.24) zurückführen. M. Bao geht von einer Platte aus, die in einem Abstand h_0 zu einer starren Fläche schwingt, wodurch eine Squeeze-Film-Anordnung gegeben ist [21]. Mit Verwendung der Länge L und Breite W der Platte berechnet sich der Faktor ζ zu

$$\zeta_{\text{Bao}} = \zeta_{\text{Newell}} 16\pi \frac{h_0}{2(L+W)} = (2\pi)^{\frac{5}{2}} \frac{h_0}{2(L+W)}, \quad (2.25)$$

was einer Erweiterung des Newell-Faktors entspricht [13]. Allen Arbeiten gemeinsam ist jedoch die Grundform der Gleichung (2.23), die von einer umgekehrt proportionalen Abhängigkeit der Güte von der Molekülmasse für den molekularen Strömungsbereich in der Form $Q_{\text{mol}} \propto \frac{1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$ ausgeht. Zum Umgebungsdruck besteht folglich die umgekehrte Proportionalität $Q_{\text{mol}} \propto \frac{1}{p_a}$.

2.3.3 Dämpfung im viskosen Strömungsbereich

Im viskose Strömungsbereich wird die klassische Kontinuumsmechanik angewendet, bei der die molekulare Struktur des Fluids keine Rolle spielt. Die Basis zur Beschreibung bilden die Navier-Stokes-Gleichungen [2, 3]. Analytische Lösungen existieren jedoch nur für einfache geometrische Strukturen, so dass komplexere Strömungsvorgänge, wie sie bei einfachen Resonatoren auftreten, nur durch Näherungen beschrieben werden können. F. R. Blom [22] und H. Hosaka [23] präsentieren in ihren Veröffentlichungen Modelle, bei dem eine Biegebalkenstruktur durch eine Kugelform bzw. Kugelketten abgebildet wird. Viele nachfolgenden

Veröffentlichungen basieren auf diesen Quellen. So präsentiert J. Lübbe [24] für den Gütefaktor einer Biegebalkenstruktur im viskosen Strömungsbereich folgende Formel:

$$Q_{\text{vis}} = \frac{4\pi \rho_b h_b W^2 f_r}{6\pi \eta W + 3\pi W^2 \sqrt{\pi \eta \frac{M_{\text{mol}}}{RT} f_r p_a}}. \quad (2.26)$$

Dabei ist W die Breite, h_b die Dicke und ρ_b die Dichte des Balkens, sowie η die dynamische Viskosität des umgebenden Fluids. Der umgekehrt proportionale Zusammenhang der viskosen Güte zum Umgebungsdruck $Q_{\text{vis}} \propto \frac{1}{\sqrt{p_a}}$ ist in dieser Form direkt ersichtlich. Auch in M. Aikele [10] und in V. Cimalla [25] wird auf Basis der Arbeiten von Blom und Hosaka diese Proportionalität angegeben. Cimalla ermittelt eine ähnliche Form für die viskose Güte

$$Q_{\text{vis}} = \frac{3}{2} \zeta \frac{\rho_b h_b W}{\frac{\eta}{f_r} + \frac{W}{2} \sqrt{\pi \rho \frac{\eta}{f_r}}}, \quad (2.27)$$

wobei $\zeta \approx 2,5$ ein experimentell gefundener Faktor ist. Der Zusammenhang $Q_{\text{vis}} \propto \frac{1}{\sqrt{p_a}}$ drückt sich hier durch die Proportionalität der Dichte und des Druckes als $Q_{\text{vis}} \propto \frac{1}{\sqrt{\rho}}$ aus.

2.3.4 Squeeze-Film-Theorie

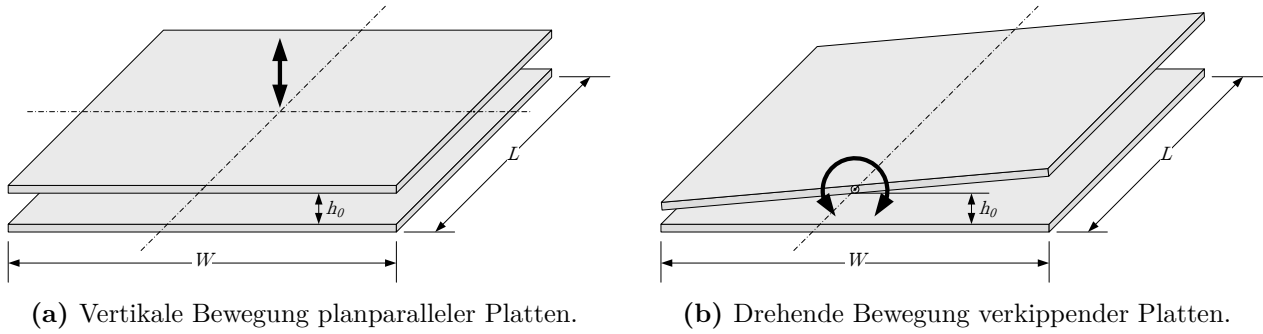
Der Squeeze-Film-Effekt tritt auf, wenn sich ein schmaler mit einem kompressiblen Gas gefüllter Spalt zwischen zwei im Vergleich dazu großen Platten befindet. Bei harmonischer, periodischer Bewegung der Flächen senkrecht zueinander stellt sich ein komplexes, im Wesentlichen frequenz- und druckabhängiges Verhalten mit dämpfenden und federnden Eigenschaften ein. Bei schwingenden MEMS-Strukturen (microelectromechanical systems), insbesondere bei elektrisch/kapazitiven Strukturelementen, werden häufig diese entsprechenden geometrischen Voraussetzungen für eine Squeeze-Film-Anordnung erfüllt, sodass dieser Effekt beachtet werden muss und eventuell sogar das komplette Systemverhalten dominieren kann.

2.3.4.1 Modellierung des Squeeze-Film-Effektes

Das hier zugrunde gelegte theoretische Modell des Squeeze-Film-Effektes wurde von J. J. Blech [26] vorgestellt und basiert auf Arbeiten von W. E. Langlois [27] und W. S. Griffin [28]. Die Grundlage bildet eine linearisierte Form der kompressiblen Reynoldsgleichung

$$\frac{p_a h_0^2}{12 \eta_{\text{eff}}} \nabla^2 \left(\frac{\delta p}{p_a} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta p}{p_a} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta h}{h_0} \right), \quad (2.28)$$

bei der nur kleine Auslenkungen $\delta h \ll h_0$ der Platte um ihre Ruhelage h_0 mit $h = h_0 + \delta h$ vorausgesetzt werden [29]. Dies hat zur Folge, dass sich auch die Druckverhältnisse nur geringfügig ändern und $p = p_a + \delta p$ mit $\delta p \ll p_a$ gilt, wobei p_a den Umgebungsdruck bezeichnet. Die grundlegenden Annahmen sind ein isothermes Verhalten, eine kleine Bewegungsamplitude



(a) Vertikale Bewegung planparalleler Platten.

(b) Drehende Bewegung verkippender Platten.

Abb. 2.2: Prinzipdarstellung der Plattenanordnung und -bewegung des Squeeze-Film-Modells.

und ein gegenüber den Plattendimensionen der Länge L und Breite W sehr viel kleinerer Spaltabstand h_0 der planparallelen Platten (Abb. 2.2a). Die Lösung der Reynoldsgleichung ergibt für die Druckverteilung zwei Kraftkomponenten, eine ist in Phase mit der Auslenkung, aus welcher sich der Squeeze-Dämpfungskoeffizient c_{sq} berechnen lässt und eine Komponente mit einer Phasenverschiebung von $-\frac{\pi}{2}$. Daraus ergibt sich der Squeeze-Federkoeffizient k_{sq} [26]:

$$k_{\text{sq}} = \frac{64 L W p_a}{\pi^8 h_0} \sigma^2 \sum_{\substack{m, n \\ \text{ungerade}}} \frac{1}{m^2 n^2 \left[\left(m^2 + \frac{n^2}{\alpha^2} \right)^2 + \frac{\sigma^2}{\pi^4} \right]} \quad (2.29a)$$

$$c_{\text{sq}} = \frac{64 L W p_a}{\pi^6 h_0} \frac{\sigma}{\omega} \sum_{\substack{m, n \\ \text{ungerade}}} \frac{m^2 + \frac{n^2}{\alpha^2}}{m^2 n^2 \left[\left(m^2 + \frac{n^2}{\alpha^2} \right)^2 + \frac{\sigma^2}{\pi^4} \right]} \quad (2.29b)$$

Dabei ist $\alpha = \frac{W}{L}$ das Aspectverhältnis der Platten und $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz bzw. die Frequenz f der harmonischen Plattenbewegung. F. Pan [30] präsentiert eine Lösung für eine Drehschwingung mit gegeneinander verkippenden Platten (Abb. 2.2b), welche durch R. B. Darling [31] bestätigt wird. Dementsprechend ergeben sich die Squeeze-Dämpfungskoeffizient $c_{\text{sq}, \varphi}$ und Squeeze-Federkoeffizienten $k_{\text{sq}, \varphi}$ für eine verkippende Plattenbewegung:

$$k_{\text{sq}, \varphi} = \frac{16 L W^3 p_a}{\pi^8 h_0} \sigma^2 \sum_{\substack{m \\ \text{ungerade}}} \sum_{\substack{n \\ \text{gerade}}} \frac{1}{m^2 n^2 \left[\left(m^2 + \frac{n^2}{\alpha^2} \right)^2 + \frac{\sigma^2}{\pi^4} \right]} \quad (2.30a)$$

$$c_{\text{sq}, \varphi} = \frac{16 L W^3 p_a}{\pi^6 h_0} \frac{\sigma}{\omega} \sum_{\substack{m \\ \text{ungerade}}} \sum_{\substack{n \\ \text{gerade}}} \frac{m^2 + \frac{n^2}{\alpha^2}}{m^2 n^2 \left[\left(m^2 + \frac{n^2}{\alpha^2} \right)^2 + \frac{\sigma^2}{\pi^4} \right]} \quad (2.30b)$$

Die mathematischen Unterschiede sind gering und beschränken sich im Wesentlichen auf den unterschiedlich starken Einfluss der Plattengeometrie. Die Plattenbreite W ist hierbei die dominierende Größe, da sie den Abstand von der Rotationsachse festlegt. Eine detailliertere Herleitung der Squeeze-Film-Formeln für den Dämpfungs- und Federkoeffizienten wurde in der Studienarbeit von A. Michel ausgearbeitet [29]. Die dimensionslose Squeeze-Zahl σ einer quadratischen Platte mit der Kantenlänge L ist

$$\sigma = \frac{12 \eta_{\text{eff}} L^2 \omega}{p_a h_0^2} \quad (2.31)$$

und kann als ein Maß für die Dominanz der jeweiligen Komponente angesehen werden. Kleine Squeeze-Zahlen entsprechen dabei einem dämpfenden und große Squeeze-Zahlen einem federn- den Verhalten. Der Übergangsbereich kann durch die Squeeze-Grenzzahl σ_g bestimmt werden, welche sich durch Gleichsetzen der Squeeze-Dämpfungskraft und der Squeeze-Federkraft be- rechnen lässt. Eine vereinfachte Form von σ_g ergibt sich durch die Reduzierung auf die jeweils ersten Summanden und mit Einsetzen von σ auch die Squeeze-Grenzfrequenz $f_g = \frac{\omega_g}{2\pi}$ [32]:

$$\sigma_g = \pi^2 \left(1 + \frac{1}{\alpha^2} \right) \quad (2.32a)$$

$$\omega_g = \frac{\pi^2 p_a h_0^2}{12 \eta_{\text{eff}}} \left(\frac{1}{L^2} + \frac{1}{W^2} \right) \quad (2.32b)$$

Für eine verkippende Plattenbewegung ergibt sich entsprechend [33]:

$$\sigma_{g,\varphi} = \pi^2 \left(1 + \frac{4}{\alpha^2} \right) \quad (2.33a)$$

$$\omega_{g,\varphi} = \frac{\pi^2 p_a h_0^2}{12 \eta_{\text{eff}}} \left(\frac{1}{L^2} + \frac{4}{W^2} \right) \quad (2.33b)$$

Das fluidmechanische Modell des Squeeze-Film-Effektes ist auf den viskosen Strömungsbe- reich mit Knudsenzahlen $Kn \ll 1$ beschränkt. Damit die mit sinkendem Druck größer wer- dende mittlere freie Weglänge \bar{l} Berücksichtigung findet und das Modell auch für $Kn \gg 1$ Gültigkeit erhält, wird die dynamische Viskosität η des Gases durch eine effektive dynamische Viskosität

$$\eta_{\text{eff}} = \frac{\eta}{1 + 9,638 Kn^{1,159}} \quad (2.34)$$

ersetzt [33, 34]. Die hier genutzte und am weitesten verbreitete Näherung in Formel (2.34) stammt von T. Veijola und ist mit guter Genauigkeit gültig für $0 \leq Kn \leq 880$ [35]. Weitere Approximationen von η_{eff} werden u. a. in [36, 37, 38] vorgestellt. Da die mittlere freie Weglänge umgekehrt proportional vom Druck abhängig ist, ist auch die effektive Viskosität η_{eff} eine vom Umgebungsdruck p_a abhängige Größe. Die mittlere freie Weglänge \bar{l} wurde direkt über den gemessenen $\bar{l}p$ -Wert für Luft bei $\vartheta_a = 20^\circ\text{C}$ mit

$$\bar{l} p_a \approx 6,65 \cdot 10^{-5} \text{ m mbar} \quad (2.35)$$

ersetzt [1]. Entsprechende $\bar{l}p$ -Wert für andere Gase können der Tabelle 2.1 entnommen werden. Eine umfassende theoretische Betrachtung des Squeeze-Film-Effekts und dessen Modellierung findet sich u. a. in den Veröffentlichungen [39, 33, 40].

2.3.4.2 Analyse des Squeeze-Film-Effektes

Der Parametereinfluss der Größen Umgebungsdruck p_a , Schwingungsfrequenz f und Platten- abstand h_0 auf den Squeeze-Dämpfungskoeffizient c_{sq} , den Squeeze-Federkoeffizient k_{sq} und

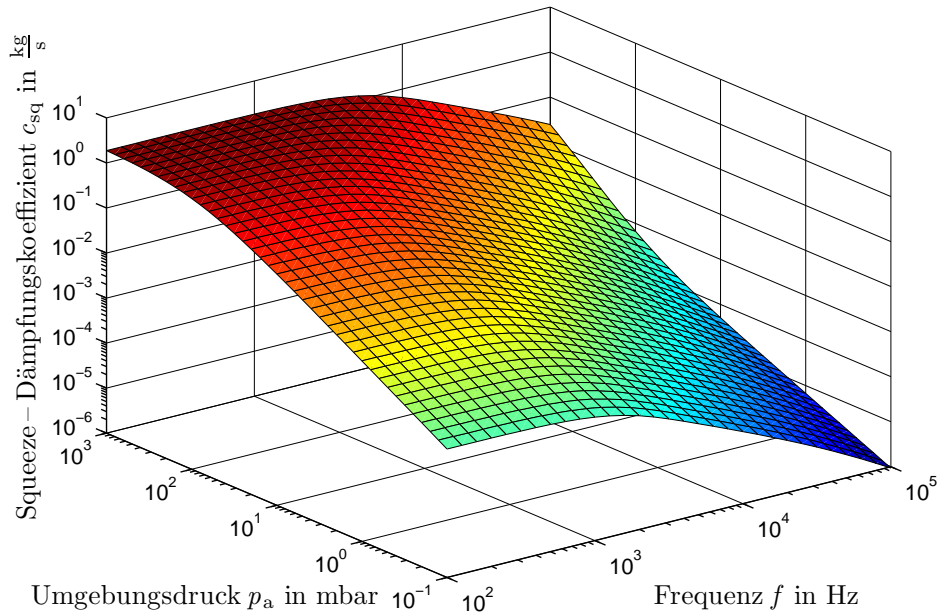


Abb. 2.3: Druck- und Frequenzabhängigkeit des Squeeze-Dämpfungskoeffizienten c_{sq} bei $h_0 = 5 \mu\text{m}$ und $L = W = 2400 \mu\text{m}$.

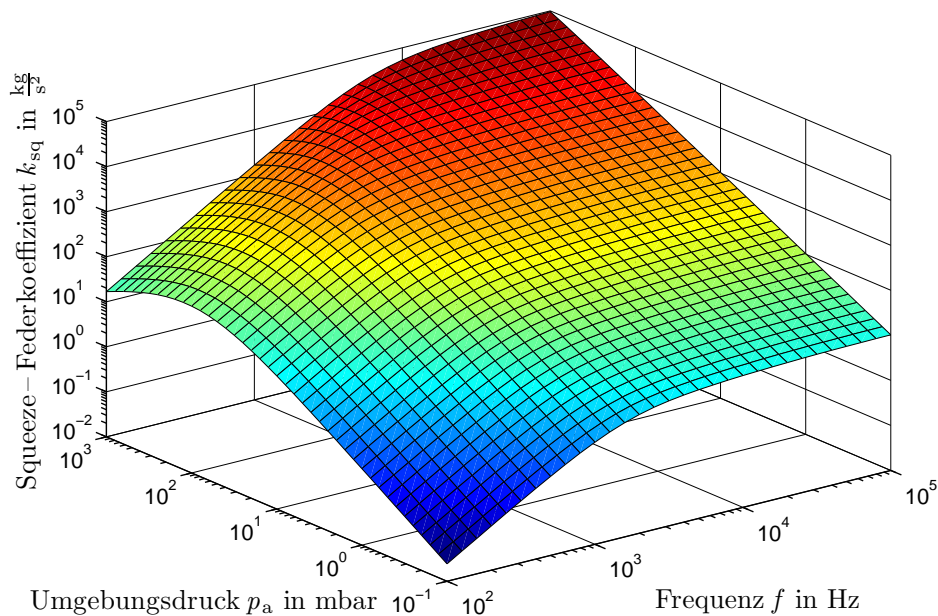


Abb. 2.4: Druck- und Frequenzabhängigkeit des Squeeze-Federkoeffizienten k_{sq} bei $h_0 = 5 \mu\text{m}$ und $L = W = 2400 \mu\text{m}$.

die Squeeze-Grenzfrequenz f_g wird in den folgenden Diagrammen veranschaulicht. Qualitativ gleiche Resultate ergeben sich bei verkippender Plattenbewegung. Die Abbildungen 2.3 und 2.4 zeigen eine dreidimensionale Visualisierung der Squeeze-Koeffizienten bei gleichzeitiger Druck- und Frequenzvariation. Geringe Squeeze-Zahlen entsprechen einem dämpfenden Verhalten und große Squeeze-Zahlen einem federnden Verhalten. Veranschaulicht hat bei niedrigen Schwingungsfrequenzen das im Spalt befindliche Gas genug Zeit, periodisch aus- und einzuströmen und erzeugt so ein dämpfendes Verhalten. Mit steigender Frequenz stellt sich dann ein zunehmend federndes Verhalten ein, da es dann zu einer periodischen Kompression des praktisch eingeschlossenen Gases kommt. M. K. Andrews berechnet in [41] den Grenzwert

für große Squeeze-Zahlen zu

$$k_{\text{sq}} = \frac{p_a A}{h_0} \quad \text{für } \sigma \rightarrow \infty, \quad (2.36)$$

was einer Kompression eines abgeschlossenen Zylinders entspricht [42], während c_{sq} immer kleiner wird. Der Grenzwert von k_{sq} ist damit proportional zum Druck. Für kleine Squeeze-Zahlen geht k_{sq} gegen Null und der Dämpfungskoeffizient wird

$$c_{\text{sq}} = 0,42 \frac{\eta_{\text{eff}} A^2}{h_0^3} \quad \text{für } \sigma \rightarrow 0 \quad (2.37)$$

[41]. $A = LW$ ist dabei die Squeeze-Fläche. Die Abhängigkeit von η_{eff} bestimmt somit das druckabhängige Verhalten von c_{sq} , was in einem weiten Bereich eine proportionale Druckabhängigkeit bedeutet und nur bei hohen Drücken zu einem konstanten Zusammenhang übergeht. Die Frequenzabhängigkeit der beiden Squeeze-Koeffizienten wird in Abbildung 2.5 bei-

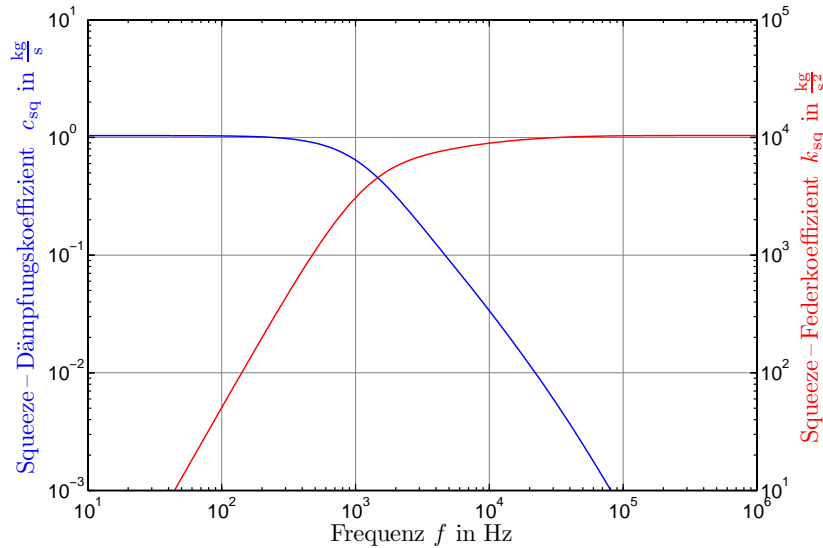
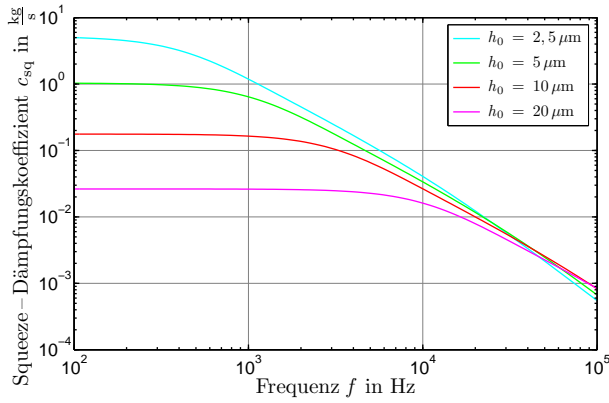


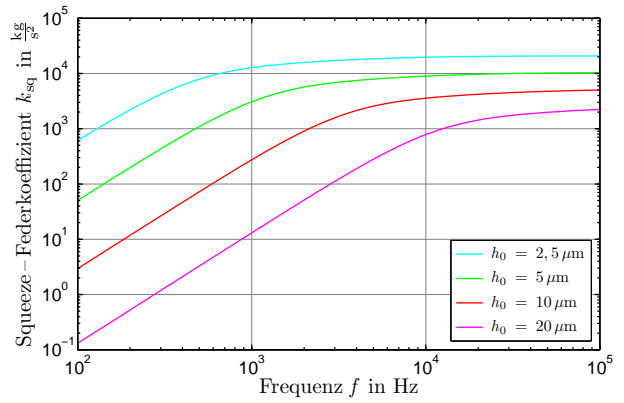
Abb. 2.5: Squeeze-Dämpfungs- und Federkoeffizient bei $p_a = 100$ mbar, $h_0 = 5$ μm und $L = W = 2400$ μm .

spielhaft für einen festgelegten Druck gegenübergestellt. Hier kann deutlich der Übergang von dominierendem Dämpfungs- zu Federverhalten mit steigender Frequenz beobachtet werden. Die Grenz-Squeeze-Zahl σ_g bzw. die Squeeze-Grenzfrequenz f_g stellt sich beim Schnittpunkt der Linien ein. Es ist davon auszugehen, dass für $\sigma \ll \sigma_g$ bzw. $f \ll f_g$ ein isothermes und für $\sigma \gg \sigma_g$ bzw. $f \gg f_g$ ein adiabatisches Verhalten vorliegt.

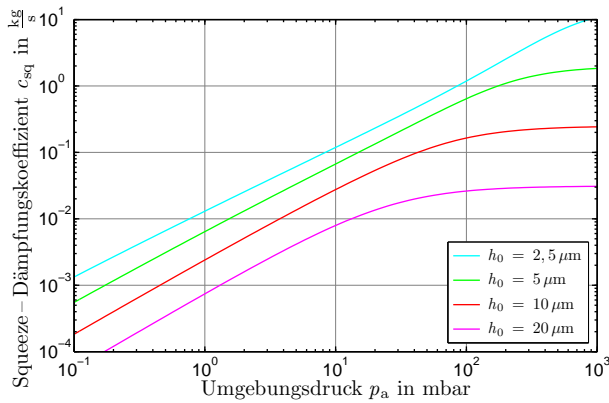
Die Diagramme in Abbildung 2.6 zeigen beispielhaft die Frequenzabhängigkeit bei $p_a = 100$ mbar bzw. die Druckabhängigkeit bei $f = 1$ kHz der jeweiligen Squeeze-Dämpfungs- und Federkoeffizienten bei Variation des Plattenabstandes h_0 . Beim Vergleich von Abbildung 2.6a mit Abbildung 2.6b und genauso von Abbildung 2.6c mit Abbildung 2.6d ist deutlich die gleichzeitige Verschiebung der Kurven auf der Frequenz- bzw. Druckachse erkennbar. Für eine Spaltvariation von etwa einem Faktor 10 ergibt sich für den qualitativen Kurvenverlauf der Squeeze-Koeffizienten sowohl eine Verschiebung auf der Frequenz- als auch auf der Druckachse von etwa einer Dekade. Die jeweilige Dominanz von Dämpfungs- bzw. Federeffekt



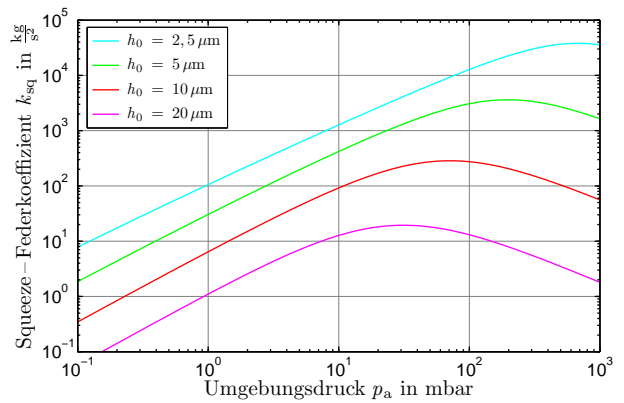
(a) Frequenzabhängigkeit bei 100 mbar.



(b) Frequenzabhängigkeit bei 100 mbar.



(c) Druckabhängigkeit bei 1 kHz.



(d) Druckabhängigkeit bei 1 kHz.

Abb. 2.6: Variation des Spaltabstandes. Einfluss auf den Squeeze-Dämpfungs- und Federkoeffizienten bei $L = W = 2400 \mu m$.

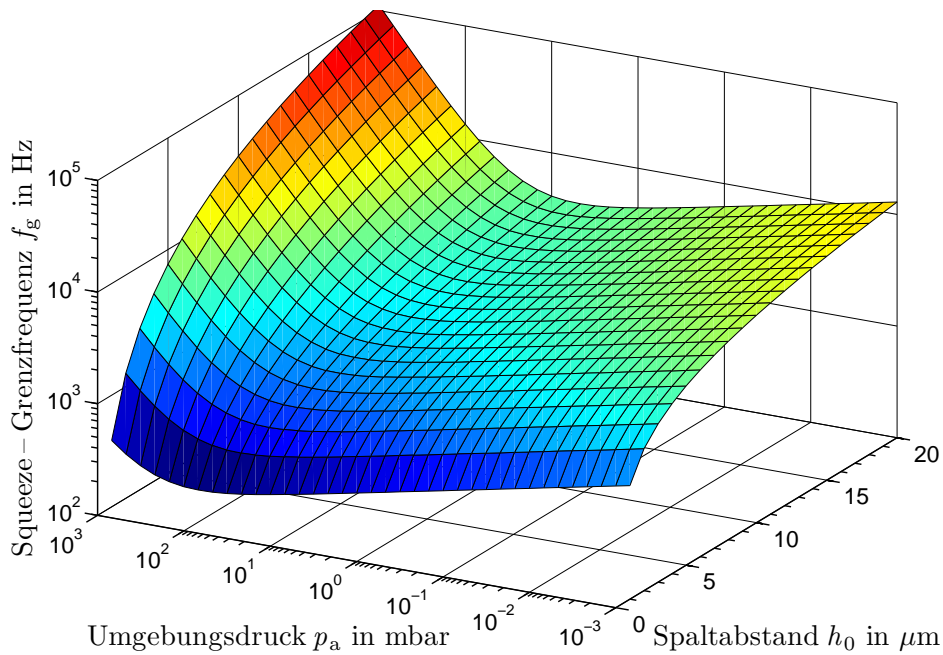


Abb. 2.7: Squeeze-Grenzfrequenz f_g in Abhängigkeit des Umgebungsdrucks p_a und des Spaltabstandes h_0 bei $L = W = 2400 \mu m$.

ist damit auch vom Plattenabstand abhängig. Folglich zeigt sich dies auch für die Squeeze-Grenzfrequenz (Abb. 2.7), die sich in dem gleichen Größenordnungsbereich verschiebt.

2.4 Methoden der Sensoranregung und Messsignalerzeugung

Generell steht eine große Auswahl verschiedener physikalischer Prinzipien zur Verfügung, die im Bereich der Mikrosystemtechnik zum Anregen einer resonanten Schwingung oder/und zur Messsignalerzeugung eingesetzt werden können. Die gebräuchlichsten sind nachfolgend aufgelistet:

- elektrostatisch/kapazitiv
- piezoresistiv
- magnetisch
- piezoelektrisch
- thermisch
- optisch

In dieser Arbeit kamen kapazitive, piezoelektrische und optische Messprinzipien zum Einsatz, welche im Weiteren näher erläutert werden.

2.4.1 Elektrostatisch/kapazitive Messung

Zu den häufig eingesetzten und bedeutendsten Messmethoden von mikromechanisch gefertigten Sensorelementen gehört das kapazitive bzw. das elektrostatische Prinzip. Es besticht durch seine sehr geringe Temperaturabhängigkeit sowie den einfachen Aufbau, da nur zwei gegenüberliegende Elektrodenflächen benötigt werden. Unterschiedliche Messmöglichkeiten ergeben sich durch Verschiebung der Elektroden sowohl vertikal als auch lateral zueinander sowie durch Änderung des Dielektrikums [43]. Ein linearer Zusammenhang zwischen Weg und elektrischem Signal ergibt sich nur näherungsweise für kleine Auslenkungen, da die Kapazität eines Plattenkondensators umgekehrt proportional zum Abstand bzw. die Kraft umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands ist. Diese systembedingt auftretenden Nichtlinearitäten können z. B. durch differenzielle Messmethoden reduziert werden. Eine weitere Konsequenz ist, dass nur anziehende Kräfte für die Anregung realisiert werden können. Durch Überlagerung mit einer Gleichspannung kann jedoch auch ein sinusförmiger Kraftverlauf erzielt werden [44]. Bei sehr großen Auslenkungen bzw. bei starker Annäherung der Elektroden muss berücksichtigt werden, dass es zu Pull-in-Effekten, d. h. zu einem abrupten Anhaften/Zusammenkleben der Elektrodenstrukturen kommen kann, wenn die elektrostatischen Kräfte die mechanischen Rückstellkräfte übersteigen.

Die Möglichkeit auf vorhandene Messhardware zurückgreifen zu können, die speziell für die Anregung und Messung kapazitiver mikromechanischer Sensoren konzipiert wurde (vgl. Kap. 5.2.1) und die Synergie des kapazitiven Aufbaus mit der Squeeze-Film-Anordnung, legte es nahe, auf dieses Konzept zurückzugreifen. Nichtlinearitäten des Messsignals, wie sie bei verkippenden Elektroden auftreten, spielen für die Signalauswertung eine untergeordnete Rolle, da das Hauptaugenmerk bei der Auswertung auf der Resonanzfrequenz und der Güte, aber nicht auf der Signalamplitude liegt.

2.4.2 Piezoelektrischer Effekt

Mit dem piezoelektrischen Effekt wird das Zusammenspiel von mechanischem Druck und elektrischer Ladungsverschiebung in Festkörpern beschrieben [45, 46]. Eine gerichtete elastische Deformierung eines piezoelektrischen Materials durch eine äußere Kraft F führt zu einer Verschiebung der positiven und negativen Ladungsschwerpunkte innerhalb der Elementarzellen des Kristalls (Abb. 2.8). Die Summe aller damit erzeugten elektrischen Felder führen zu einer

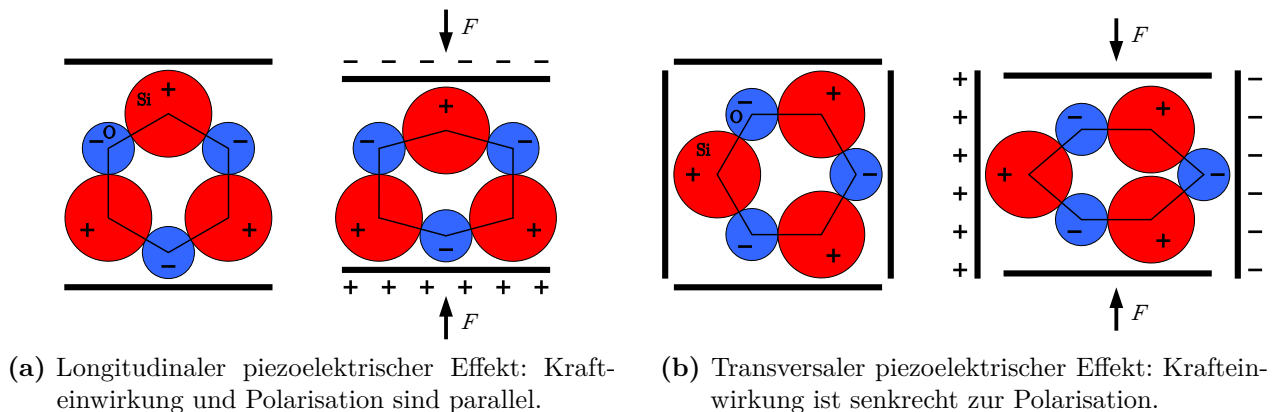


Abb. 2.8: Strukturmodell zur Deutung des piezoelektrischen Effektes bei Quarz (SiO₂).

makroskopischen, an den Oberflächen des piezoelektrischen Materials messbaren elektrischen Spannung. Die kristallographische Voraussetzung für ein piezoelektrisches Verhalten ist das Vorhandensein mindestens einer polaren Achse, womit Kristallklassen mit Symmetriezentrum ausgeschlossen sind [47, 48]. Nur in unsymmetrischen Gittern tritt somit eine richtungsabhängige piezoelektrische Polarisation auf. Je nach relativer Ausrichtung der mechanischen Kraft und der elektrischen Polarisation spricht man von unterschiedlichen Effekten: Von einem longitudinalen piezoelektrischen Effekt spricht man, wenn die Vektoren Kraft und Polarisation parallel zueinander ausgerichtet sind, also der Druck in Richtung einer polaren Achse ausgeübt wird. Stehen die Vektoren von Kraft und Polarisation senkrecht zueinander, nennt man dies den transversalen piezoelektrischen Effekt. Der Zusammenhang, dass eine äußere gerichtete Krafteinwirkung zur Bildung von Oberflächenladungen führt, wird auch als direkter piezoelektrischer Effekt bezeichnet. Als inverser oder reziproker piezoelektrischer Effekt wird die Umkehrung bezeichnet, wobei das Anlegen einer elektrischen Spannung eine Verformung des Materials erzeugt.

Die Umkehrbarkeit des Effektes bietet die einfache Möglichkeit, die gleichen piezoelektrisch aktiven Strukturen der in dieser Arbeit gefertigten Sensoren sowohl zur Sensoranregung als auch zur Messsignalerzeugung zu nutzen. Das vergleichsweise große elektrische Messsignal erlaubt es mit geringem Beschaltungsaufwand Messungen durchzuführen (vgl. Kap. 5.2.2). Bei dem eingesetzten piezoelektrischen Material handelt es sich um gesputtertes Aluminiumnitrid (AlN) mit einer c-Achsen Orientierung der Schichten [49]. Dabei ist die polare Achse senkrecht zur Substratoberfläche ausgerichtet. Somit kommt hier der transversale piezoelektrische Effekt zur Anwendung.

2.4.3 Optische Laservibrometermessung

Laservibrometer basieren auf einem optischen und damit kontaktlos arbeitenden Messprinzip und eignen sich sehr gut für die berührungslose und präzise Erfassung von Schwingungsvorgängen einer Vielzahl wissenschaftlicher und technischer Anwendungen. Abhängig von der Bewegung des zu messenden Objektes ändern sich Frequenz und Phase des reflektierten Laserstrahls aufgrund des Dopplereffekts. Mit Hilfe eines Interferometers kann auf die Geschwindigkeit des Messobjektes rückgeschlossen werden.

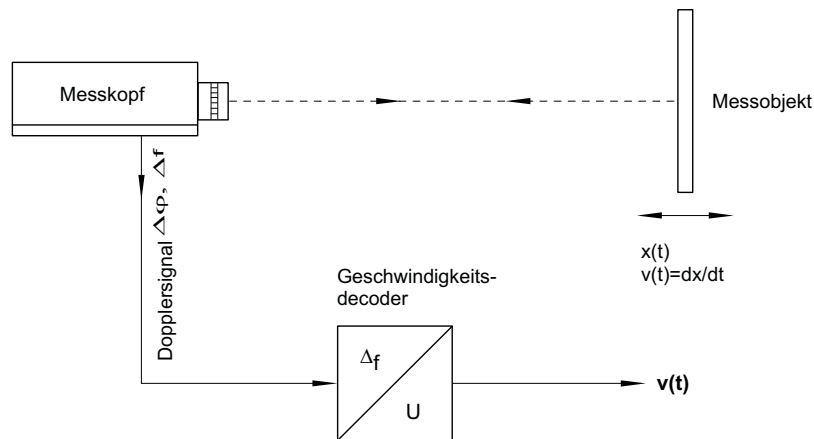


Abb. 2.9: Signale im Laservibrometer [50].

Im Rahmen der Messungen dieser Arbeit wurde ein Einpunkt-Laservibrometersystem der *Polytec GmbH* vom Typ *CLV-2534* eingesetzt [50] (vgl. Kap. 5.2.3). Zitat aus dem Handbuch des *Polytec* Laservibrometers [50]: „Das Laservibrometer erfasst Kenngrößen von mechanischen Schwingungen oder transienten Bewegungsvorgängen nach dem Prinzip des Heterodyne-Interferometers. Bei diesem Interferometertyp wird mit Hilfe einer Bragg-Zelle am Fotodetektor ein hochfrequentes Trägersignal erzeugt. Zur Schwingungsmessung wird der Strahl eines Helium-Neon-Lasers auf das Messobjekt gerichtet und von dort zurückgestreut. Geschwindigkeit bzw. Wegamplitude eines schwingenden Messobjektes bewirken aufgrund des Dopplereffektes eine Frequenz- bzw. Phasenmodulation des Laserlichts. Diese Modulation wird in der Signalverarbeitungseinheit mit Hilfe geeigneter Demodulatoren (oder Decoder) zurückgewonnen. Der Signalweg ist schematisch in Abbildung 2.9 dargestellt. Aus der Frequenzmodulation des Dopplersignals wird die Geschwindigkeitsinformation zurückgewonnen.“ Eine Wegdecodierung kann durch eine analoge Integration des Geschwindigkeitssignals erreicht werden.

3 Modellierung

Für die Auslegung der in dieser Arbeit gefertigten Resonatoren wurde ein einfaches analytisches Sensormodell erstellt, das es erlaubt, die Vakuumresonanzfrequenz und die durch den Squeeze-Film-Effekt bedingte Resonanzverschiebung abzuschätzen sowie Abhängigkeiten von geometrischen Designparametern zu untersuchen.

3.1 Analytisches Sensormodell

Es wurden drei Sensorkonzepte untersucht, die sich in der Schwingungsbewegung der Oszillatoren unterscheiden. Dabei handelt es sich um Parallel-, Biege- und Torsionsschwinger (Abb. 3.1). Das Parallelschwingermodell wird mit einer zusätzlichen Bulkmasse in Form ei-

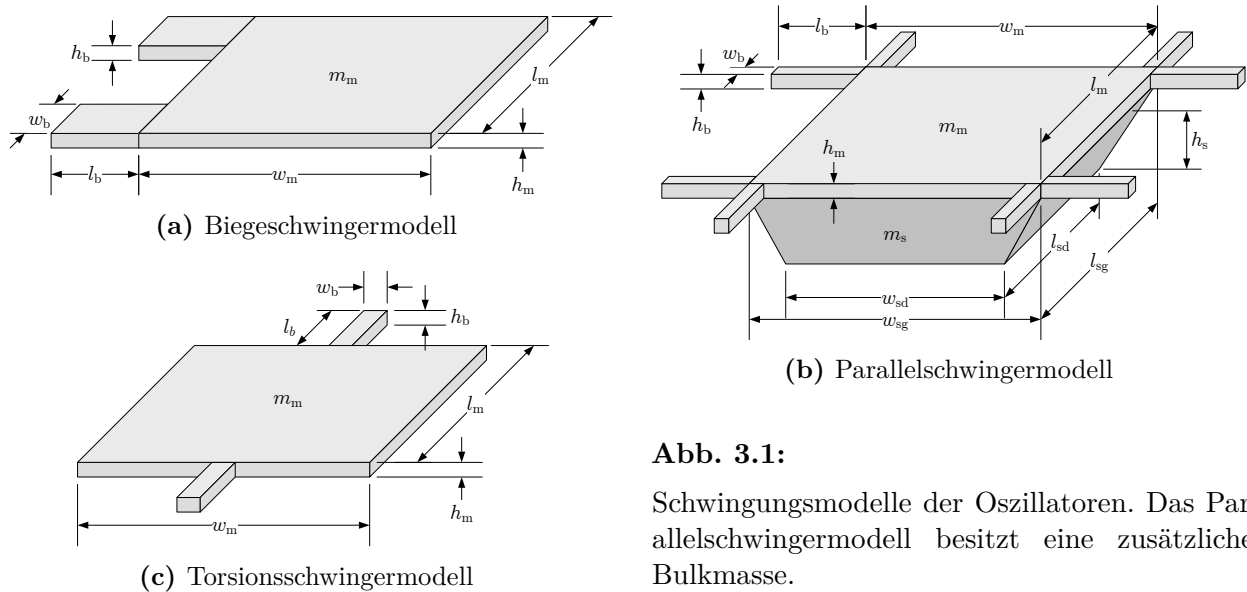


Abb. 3.1: Schwingungsmodelle der Oszillatoren. Das Parallelschwingermodell besitzt eine zusätzliche Bulkmasse.

nes Pyramidenstumpfes ausgeführt. Das analytische Modell des Sensors basiert auf einem einfachen Feder-Masse-Dämpfer-System, welches sich mit einem fremderregten gedämpften harmonischen Oszillator mit den bekannten Differenzialgleichungen

$$m \ddot{x} + c \dot{x} + k x = F \tag{3.1a}$$

$$J \ddot{\varphi} + c_\varphi \dot{\varphi} + k_\varphi \varphi = M \tag{3.1b}$$

für translatorische (3.1a) und drehende (3.1b) Schwingungen beschreiben lässt [7, 9] (vgl. Kap. 2.2). Dabei sind m die träge Masse, c der Dämpfungskoeffizient und k der Federkoeffizient des Gesamtsystems. $F = F_0 \cos(\omega t)$ ist die anregende Kraft. Entsprechend sind bei

Drehschwingungen φ der Drehwinkel, J das Massenträgheitsmoment und $M = M_0 \cos(\omega t)$ das extern angreifende harmonische Antriebsmoment. Für die Integration des Squeeze-Effektes werden in der entsprechenden Differentialgleichung (3.1) die Federkoeffizienten k bzw. k_φ des Systems durch eine Kombination in Form der Summe aus der mechanischen und der Squeeze-Film-Komponente gebildet:

$$k = k_{\text{mech}} + k_{\text{sq}} \quad (3.2a)$$

$$k_\varphi = k_{\text{mech}, \varphi} + k_{\text{sq}, \varphi} \quad (3.2b)$$

Äquivalent wird mit dem Dämpfungskoeffizienten c bzw. c_φ vorgegangen:

$$c = c_{\text{mech}} + c_{\text{sq}} \quad (3.3a)$$

$$c_\varphi = c_{\text{mech}, \varphi} + c_{\text{sq}, \varphi} \quad (3.3b)$$

Die mechanische Dämpfungskomponente c_{mech} bzw. $c_{\text{mech}, \varphi}$ in Form von intrinsischer Materialdämpfung des kristallinen Siliziums durch thermoelastische Verluste sowie alle anderen durch das umgebende Gas entstehenden Dämpfungsverluste werden bei diesem einfachen Modell vernachlässigt. Mit Formel (2.15) kann der frequenzabhängige Amplitudengang abgebildet werden (vgl. Kap. 3.2), wobei

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_{\text{mech}}}{m}} \quad (3.4)$$

die Vakuumresonanzkreisfrequenz für das Parallel- und Biegeschwingermodell ist. Die Vakuumresonanzfrequenz ergibt sich mit $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$. Für Biegeschwinger ohne Bulkmasse ist dabei $m = m_{\text{m}}$ und für Parallelschwinger mit Bulkmasse ist $m = m_{\text{m}} + m_{\text{s}}$, wobei die Masse der quaderförmigen Oszillatorplatte mit

$$m_{\text{m}} = \rho_{\text{Si}} l_{\text{m}} w_{\text{m}} h_{\text{m}} \quad (3.5)$$

beschrieben wird. Die Bulkmasse in Form eines Pyramidenstumpfes errechnet sich zu

$$m_{\text{s}} = \rho_{\text{Si}} \frac{h_{\text{s}}}{6} (2 l_{\text{sg}} w_{\text{sg}} + l_{\text{sg}} w_{\text{sd}} + l_{\text{sd}} w_{\text{sg}} + 2 l_{\text{sd}} w_{\text{sd}}). \quad (3.6)$$

Dabei ist ρ_{Si} jeweils die Dichte des einkristallinen Siliziums, l_{sg} und w_{sg} bezeichnen die Länge und Breite der Grundfläche und l_{sd} und w_{sd} die Länge und Breite der Deckfläche des Pyramidenstumpfes. Die mechanische Federsteifigkeit k_{mech} in (3.4) ergibt sich aus den Eigenschaften, der Biegeform und der Anzahl der Balken, an denen die Oszillatormasse aufgehängt ist. Mit der Balkentheorie [51] errechnet sich der Biegefederkoeffizient für das Parallelschwingermodell, mit einer Parallelverschiebung der Balkenenden zueinander (S-förmige Biegung), zu

$$k_{\text{P}} = 12 \frac{E_{\text{Si}} I_{\text{B}}}{l_{\text{b}}^3}. \quad (3.7)$$

mit $k_{\text{mech}} = 8 k_{\text{P}}$ für 8 Biegebalken ($\hat{=}$ 8-facher Balkenbreite). Der Biegefederkoeffizient für eine normale Biegung des Biegeschwingermodells ist

$$k_B = 3 \frac{E_{\text{Si}} I_B}{\left(l_b + \frac{w_m}{2}\right)^3} \quad (3.8)$$

mit $k_{\text{mech}} = 2 k_B$ für 2 Biegebalken ($\hat{=}$ doppelter Balkenbreite). Dabei ist E_{Si} der Elastizitätsmodul für einkristallines Silizium und

$$I_B = \frac{1}{12} w_b h_b^3 \quad (3.9)$$

das Flächenträgheitsmoment der Biegebalken mit rechteckiger Querschnittsfläche [51]. Bei Erweiterung des Biegeschwingers mit einer zusätzlichen Bulkmasse ist dieses einfache Modell nicht mehr anwendbar, weil die Verlagerung des Masseschwerpunktes außerhalb der Biegebalkenverlängerung mit berücksichtigt werden muss. Für diesen Fall wird die Deformationsmethode angewendet [52, 53, 54]. Die Berechnung des Torsionsschwingers kann, basierend auf der Differentialgleichung (3.1b) des drehenden Systems, in gleicher Weise erfolgen. So ergibt sich die Amplitude zu

$$\varphi(\omega) = \frac{M_0}{\sqrt{J^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (c_\varphi \omega)^2}} \quad (3.10)$$

mit der Vakuumresonanzkreisfrequenz

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_{\text{mech}}}{J_T}}. \quad (3.11)$$

und dem Massenträgheitsmoment der Oszillatorplatte

$$J_m = \frac{m_m}{12} (w_m^2 + h_m^2) \quad (3.12)$$

wobei $J_T = J_m$ ist. Mit einer zusätzlichen Bulkmasse müsste mit $J_T = J_m + J_{T_s}$ zusätzlich das Massenträgheitsmoment des Pyramidenstumpfes unter Berücksichtigung der Trägheitsradien verwendet werden. Der Torsionsfederkoeffizient, für 2 Torsionsbalken gilt $k_{\text{mech}} = 2 k_T$ ($\hat{=}$ halber Balkenlänge), ist

$$k_T = \frac{G_{\text{Si}} I_T}{l_b} \quad (3.13)$$

mit dem Torsionsflächenträgheitsmoment und Torsionsbeiwert [55] für $w_b \geq h_b$

$$I_T = \frac{u}{3} w_b h_b^3 \quad (3.14a)$$

$$u = 1 - 0,630 \frac{h_b}{w_b} + 0,052 \left(\frac{h_b}{w_b}\right)^5. \quad (3.14b)$$

G_{Si} ist dabei der Torsionsmodul von einkristallinem Silizium.

3.2 Resonanzberechnung

Die folgende Tabelle 3.1 zeigt einige Ergebnisse der Resonanzberechnung für die drei Sensorkonzepte. Die aufgelisteten Resonanzfrequenzen $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ ergeben sich aus den Formeln (3.4) bzw. (3.11) des analytischen Sensormodells aus Kapitel 3.1. Aus der Oszillatorkennung kann entnommen werden, um welches Oszillatorkonzept es sich handelt. Dabei steht Bosc für Biegeoszillator, Posc für Paralleloszillator und Tosc entsprechend für Torsionsoszillator. Die folgende Nummer- bzw. Ziffernfolge ist ein abkürzender Schlüssel für die jeweilige Flächen- geometrie von Masse und Balken.

Tab. 3.1: Ergebnisse der Resonanzberechnung für eine Auswahl unterschiedlicher Oszillatorgeometrien. Dabei sind l_m , w_m und h_m die Länge, Breite und Dicke der Masse, l_b , w_b und h_b die Länge, Breite und Dicke der Biegebalken, h_s die Dicke der zusätzlichen Bulkmasse sowie f_0 die berechnete Vakuumresonanzfrequenz. In der Oszillatorkennung bezeichnet Posc#m ein Paralleloszillator mit Bulkmasse, Bosc# ein Biegeoszillator und Tosc# ein Torsionsoszillator.

Oszillator- kennung	l_m μm	w_m μm	l_b μm	w_b μm	$h_b = h_m$ μm	h_s μm	f_0 Hz
Posc01m	2400	3200	400	20 ($\times 8$)	20	480	3096
Posc02m	2400	2400	400	20 ($\times 8$)	20	480	3645
Posc03m	2400	1600	400	20 ($\times 8$)	20	480	4650
Posc04m	2000	3200	400	20 ($\times 8$)	20	480	3447
Posc05m	1600	3200	400	20 ($\times 8$)	20	480	3954
Posc06m	1600	1600	400	20 ($\times 8$)	20	480	5921
Posc07m	1600	2400	400	20 ($\times 8$)	20	480	4650
Posc01mb2	2400	3200	400	40 ($\times 8$)	20	480	4379
Posc01mb3	2400	3200	400	60 ($\times 8$)	20	480	5363
Posc01mb4	2400	3200	400	80 ($\times 8$)	20	480	6192
Bosc01	2400	3200	200	80 ($\times 2$)	40	0	2288
Bosc02	2400	2400	200	80 ($\times 2$)	40	0	3467
Bosc03	2400	1600	200	80 ($\times 2$)	40	0	6166
Bosc04	2000	3200	200	80 ($\times 2$)	40	0	2506
Bosc05	1600	3200	200	80 ($\times 2$)	40	0	2802
Bosc06	1600	1600	200	80 ($\times 2$)	40	0	7552
Bosc07	1600	1600	200	160 ($\times 2$)	40	0	10681
Bosc01b2	2400	3200	200	400 ($\times 2$)	40	0	5116
Tosc01	2400	3200	400	40 ($\times 2$)	40	0	2438
Tosc02	2400	2400	400	40 ($\times 2$)	40	0	3753
Tosc03	2400	1600	400	40 ($\times 2$)	40	0	6893
Tosc04	2000	3200	400	40 ($\times 2$)	40	0	2670
Tosc05	1600	3200	400	40 ($\times 2$)	40	0	2985
Tosc06	1600	1600	400	40 ($\times 2$)	40	0	8442
Tosc01b2	2400	3200	200	80 ($\times 2$)	40	0	6219

Im Hinblick auf das Design galt es, die geometrischen Abmessungen der Biegebalken und der schwingenden Masse so zu wählen, dass sich die Resonanzfrequenz über den gesamten Druckbereich in einem messtechnisch noch erfassbaren Bereich einstellt. Damit die Kapazitäten beim kapazitiven Sensorkonzept für die Messtechnik nicht zu klein werden, wurde die Flächendimensionierung der Massen recht groß gewählt. Zudem können Randeﬀekte der Gasdämpfung und des Squeeze-Film-Effektes nun vernachlässigt werden. Die geometrischen Abmessungen der Oszillatormasse wurde dabei in 400 bzw. 800 μm Schrittweite geändert und reichen maximal bis $2400 \times 3200 \mu\text{m}^2$. Gleichzeitig wurden die Dimensionen der Aufhängebalken so ausgelegt, dass sie technisch fertigbar sind und die Vakuumresonanzfrequenz in einem niedrigen einstelligen kHz-Bereich zu liegen kommt (vgl. Kap. 4.2). Während die Fläche der Masse direkt Einfluss auf die Dämpfung des Systems hat, lässt sich durch die Variation der Balkenbreite, -länge und -dicke die Steifigkeit und die Schwingungsfrequenz des Systems einstellen. Ein breiterer, kürzerer oder dickerer Balken ist entsprechend steifer und eine Masse mit weniger Fläche wird nur geringer gedämpft. Der Frequenzbereich wurde aufgrund technischer Einschränkungen des kapazitiven Messaufbaus (vgl. Kap. 5.2.1) sowie der mit steigendem Druck zu erwartenden starken Vergrößerung der Resonanzfrequenz (vgl. Abb. 3.2b) als Zielgröße für die Frequenzauslegung der Sensoren ausgewählt.

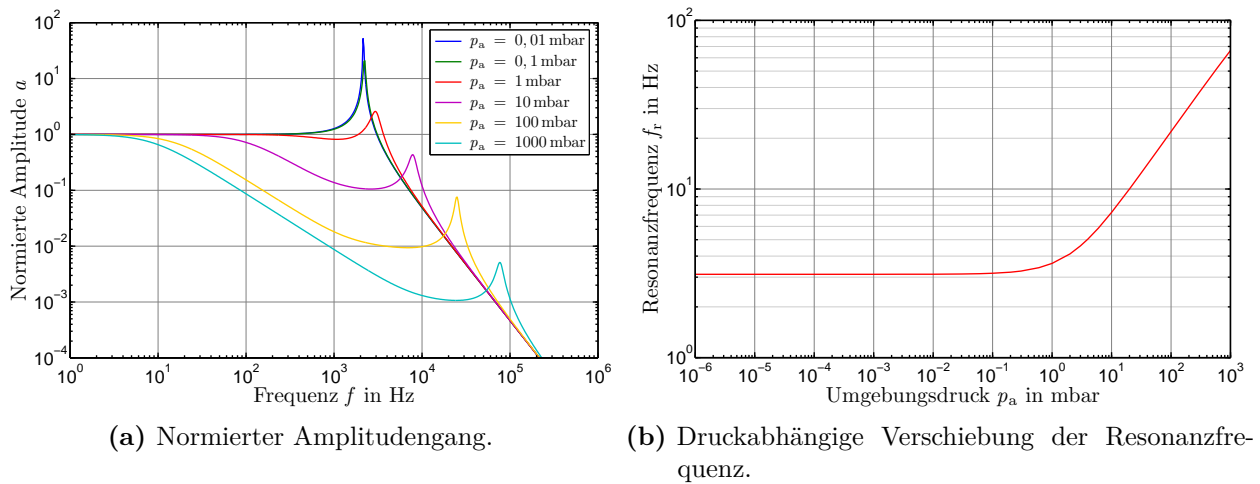


Abb. 3.2: Amplitudengang und Resonanzverschiebung des analytischen Biegeschwinger-Sensormodells mit Squeeze-Film-Effekt (Bosc02, $h_b = h_m = 36 \mu\text{m}$, $h_0 = 5 \mu\text{m}$).

Abbildung 3.2a zeigt die Simulation der Amplitude des harmonischen Oszillators mit Squeeze-Film-Koeffizienten nach Formel (2.15) für verschiedene Umgebungsdrücke über die Frequenz aufgetragen während Abbildung 3.2b die dazugehörige druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz zeigt [56]. Es ist deutlich eine starke Erhöhung der Frequenz mit dem Umgebungsdruck zu sehen. Aufgrund des Zusammenhangs in Formel (2.36) und der Proportionalität von $f_r \propto \sqrt{k}$ aus Formel (2.10), ergibt sich der proportionale Zusammenhang $f_r \propto \sqrt{p_a}$, welcher die Steigung der Resonanzfrequenz im viskosen Strömungsbereich bei Drücken $p_a > 10 \text{ mbar}$ beschreibt. Eine Druckänderung bewirkt eine Änderung des Squeeze-Federkoeffizienten und damit auch der Gesamtfedersteifigkeit des Systems. Der Squeeze-Federkoeffizient k_{sq} ist somit in der Lage, das Resonanzverhalten des Sensors zu dominieren. Erwartungsgemäß erhöht sich auch die Dämpfung mit steigendem Umgebungsdruck und die Amplituden sinken stark ab. Basisarbeiten über die Nutzung des Squeeze-Film-Effektes in MEMS-Sensoren finden sich beispielsweise in [57, 58, 41].

3.3 Parametervariation

In den folgenden beiden Abbildungen 3.3 und 3.4 wird der Einfluss der Variation unterschiedlicher geometrischer Sensorparameter des Squeeze-Film-Senormodells auf die druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz f_r aufgezeigt. Dabei zeigt Abbildung 3.3 den Einfluss auf einen Parallelschwinger und Abbildung 3.4 auf einen Biegeschwinger. Die jeweiligen Ausgangswerte der Geometriegrößen für die Parametervariation können der Tabelle 3.1 entnommen werden. Bei dem Modell des Parallelschwingers wurden die geometrischen Abmessungen eines

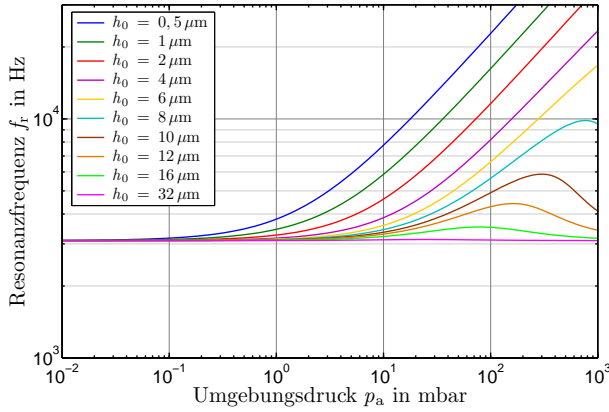
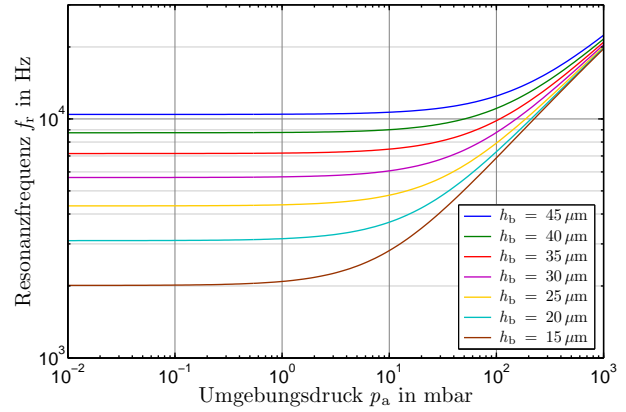
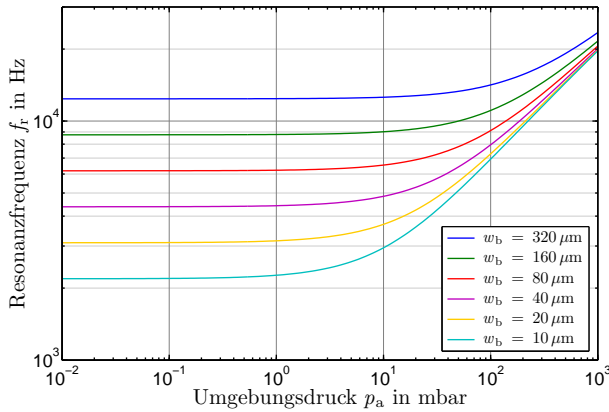
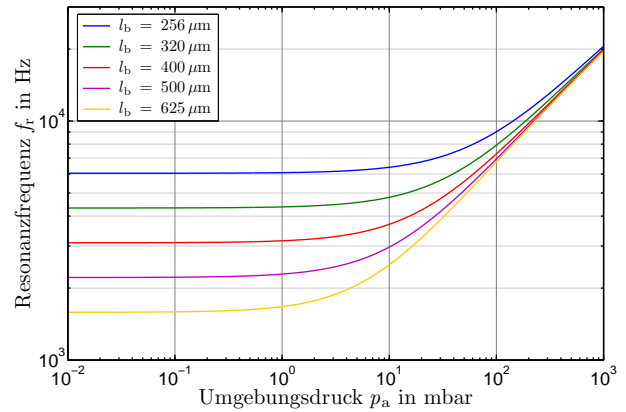
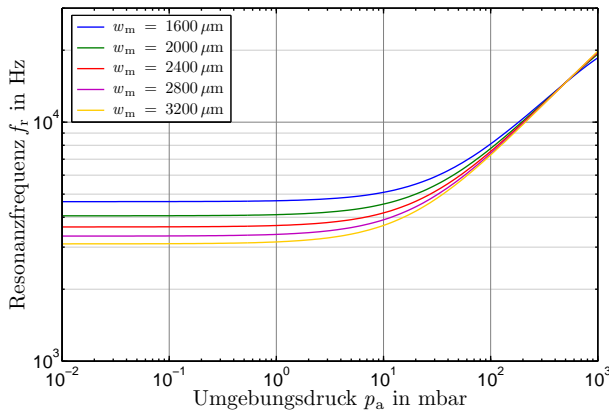
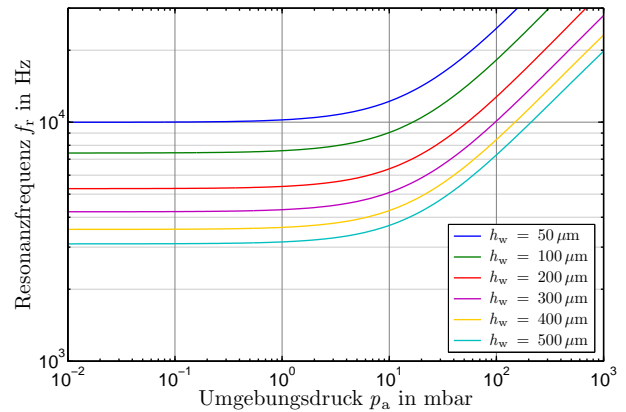
(a) Spaltabstand h_0 .(b) Balkendicke h_b .(c) Balkenbreite w_b .(d) Balkenlänge l_b .(e) Breite der Masse w_m .(f) Dicke des Wafers h_w ($h_s = h_w - 40 \mu\text{m}$).

Abb. 3.3: Einfluss der Variation geometrischer Sensorparameter des Squeeze-Film-Senormodells mit Parallelresonator auf die druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz f_r .

Posc01m und beim Biegeschwinger eines Bosc02 zugrunde gelegt. Der Squeeze-Spaltabstand war $h_0 = 5 \mu\text{m}$.

Eine Vergrößerung des Squeeze-Spaltabstandes h_0 (Abb. 3.3a) führt zu einer Rechtsverschiebung der Resonanzfrequenzverläufe, d. h. der Squeeze-Effekt ist bei gleichem Umgebungsdruck p_a schwächer ausgeprägt und die Resonanzverschiebung setzt erst bei entsprechend höheren Drücken ein. Da h_0 als dominante Einflussgröße der Squeeze-Formeln sich jeweils im Nenner befindet, ist dieser Zusammenhang direkt ersichtlich. Die Vakuumresonanzfrequenz f_0

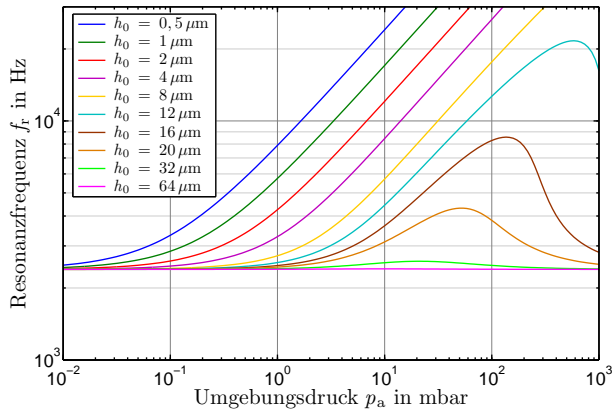
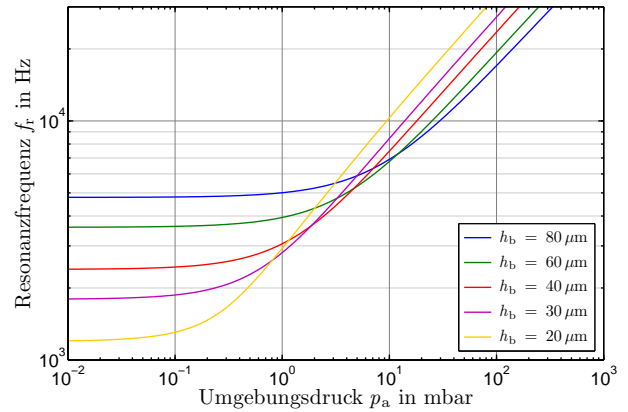
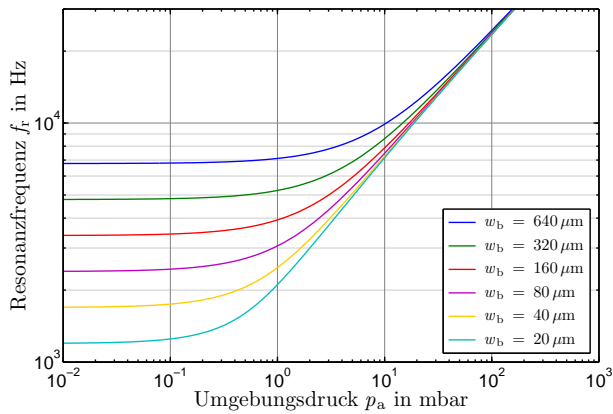
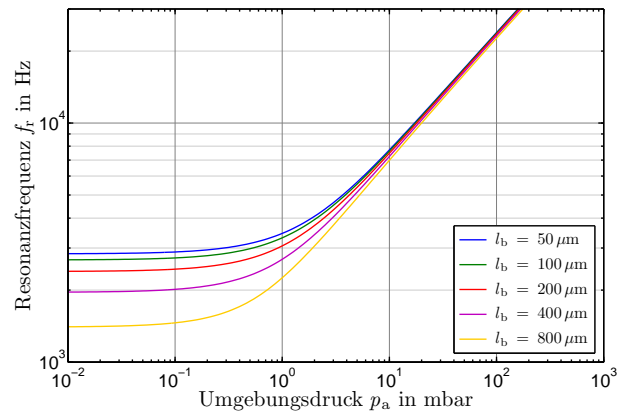
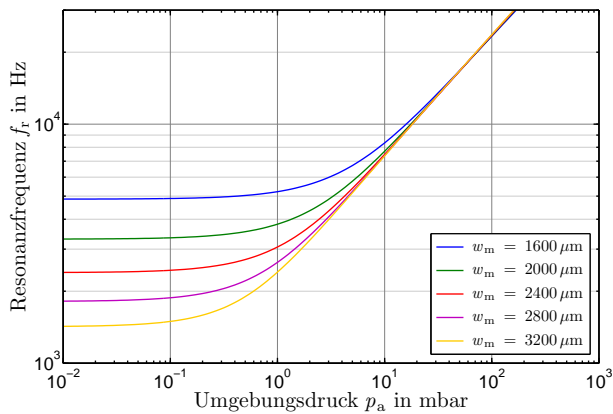
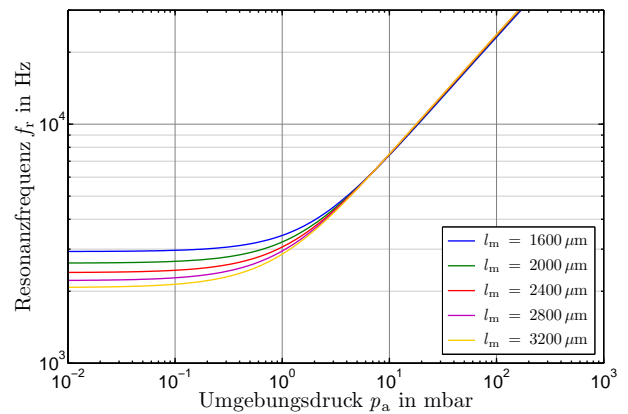
(a) Spaltabstand h_0 .(b) Balkendicke h_b .(c) Balkenbreite w_b .(d) Balkenlänge l_b .(e) Breite der Masse w_m .(f) Länge der Masse l_m .

Abb. 3.4: Einfluss der Variation geometrischer Sensorparameter des Squeeze-Film-Senormodells mit Biegeresonator auf die druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz f_r .

bleibt in allen Fällen gleich. Die Variation der geometrischen Abmessungen der Biegebalken (Abb. 3.3b, c, d) führen alle zu einer Änderung der mechanischen Federsteifigkeit des Sensor-Systems, wodurch die Auswirkungen auf die Resonanzverschiebung praktisch gleich sind. Da die Squeeze-Komponente nicht beeinflusst ist, enden alle Kurven zu hohen Drücken hin in der selben Resonanzverschiebung. Es stellt sich lediglich ein deutlicher Offset der Vakuumresonanzfrequenz ein, wobei eine Vergrößerung der Balkendicke h_b und Balkenbreite w_b sowie eine Verringerung der Balkenlänge l_b , entsprechend der Balkentheorie [51] zu einer Anhebung der Vakuumresonanzfrequenz führen. Bedingt durch die Symmetrie des Parallelresonatormodells ist die Auswirkung einer Längen- oder Breitenvariation der Oszillatormasse (l_m, w_m) identisch (Abb. 3.3e). Der Einfluss ist dem einer geometrischen Änderung der Biegebalken ähnlich, fällt jedoch deutlich geringer aus. So ist keine nennenswerter Einfluss auf die Resonanzverschiebung sichtbar, lediglich eine leichte Verschiebung der Vakuumresonanzfrequenz. Eine Variation der Waferdicke h_w (Abb. 3.3f) spiegelt hier den Einfluss einer unterschiedlich dicken Bulkmasse h_s des Parallelresonatormodells wieder ($h_w = h_m + h_s$ wobei $h_m = h_b$) und führt zu einer reinen vertikalen Parallelverschiebung der Kurven.

Sämtliche Resonanzfrequenzverläufe weisen bei den Biegeresonatoren gegenüber den Parallelresonatoren eine Linksverschiebung auf. Der Squeeze-Effekt setzt bei Biegeresonatoren mit ähnlichen geometrischen Abmessungen und Resonanzfrequenzen etwa bei einer Druckdekade niedriger ein. Erwartungsgemäß zeigt sich qualitativ bei den Biegeresonatoren ein sehr ähnliches Verhalten. Die Unterschiede bei Variation der Balkendicke h_b (Abb. 3.4b) resultieren aus einer überlagerten gleichzeitigen Dickenänderung der Oszillatormasse h_m (Abb. 3.3f), da diese fertigungstechnisch an h_b gekoppelt ist. Da die Balkenlänge l_b (Abb. 3.4d) bei den Biegeresonatoren zusätzlich den Abstand der Squeeze-Fläche (Oszillatormasse) vom Drehpunkt des Modells bestimmt, zeigt sich gegenüber dem Parallelmodell ein Sättigungsverhalten für $l_b \rightarrow 0$ während der Einfluss der Balkenbreite w_b (Abb. 3.4c) vergleichbar bleibt. Die Unsymmetrie des Modells wirkt sich auch bei Variation der Oszillatordimensionen aus. Die Breite der Oszillatormasse w_m , welche senkrecht zur Drehachse definiert ist und den Abstand vorgibt, hat eine deutlich größere Auswirkung wie die Länge der Masse l_m , die parallel zur Drehachse verläuft (Abb. 3.4e, f).

4 Entwurf und Herstellung

In diesem Kapitel werden die verwendeten Sensorkonzepte und -varianten vorgestellt, der Ablauf der Fertigung erläutert sowie der Aufbau zu einem messfähigem Sensorpackage beschrieben.

4.1 Sensorkonzepte

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Vielzahl unterschiedlicher Sensorvarianten entwickelt und realisiert, die sich in der Art der Signalanregung und -auslesung, im Bewegungskonzept, im konzeptionellen Schichtaufbau sowie im geometrischen Design unterscheiden. Weitere Unterschiede liegen in der Bemaßung von Geometrie und Spaltabstand, der schwingenden trägen Masse, sowie in der Frequenzauslegung. Zum einen wurde dieser Ansatz verfolgt, weil der Einfluss dieser Parameter auf die fluidische Wechselwirkung a priori nicht bekannt war, zum anderen, um auf Unwägbarkeiten zu reagieren und dann auf Alternativen bei messtechnischen Problemen oder bei fertigungstechnischen Ausfällen zurückgreifen zu können. Stets wurde daher auf eine große Variationsbreite bei maximaler Kompatibilität der einzelnen Komponenten geachtet.

Die Hauptkomponente jedes Sensors ist der aus einer Kombination von trocken- und nasschemisch geätztem, elektrisch leitfähigem kristallinem Silizium gefertigte Resonator. Eine fluidisch wirksame Gegenfläche wird durch einen starren Deckel aus Glas gebildet. Der Spaltabstand zwischen Resonator und Deckel wird durch eine in den Glasdeckel geätzte Grube von definierter Tiefe erzeugt. Beide Komponenten (Silizium-Chip und Glas-Chip) werden durch eine externe Vorrichtung mechanisch reversibel miteinander verbunden, um die Austauschbarkeit der jeweiligen Komponenten zu ermöglichen. Der Aufbau mit der elektrischen Kontaktierung erfolgt in einem Keramik-Sockel.

4.1.1 Anrege- und Auslesekonzepte

In dieser Arbeit kommen ein elektrostatisches Konzept mit kapazitiver Messsignalauslesung, welches im Folgenden als „kapazitives“ Sensorkonzept bezeichnet wird, sowie ein „piezoelektrisches“ Sensorkonzept, basierend auf Aluminiumnitrid (AlN) als funktionaler Schicht, zur Anwendung. Ergänzend wurde bei beiden Sensorkonzepten zusätzlich eine unabhängige optische Messsignalerfassung mittels Laservibrometrie angewendet.

4.1.1.1 Kapazitives Sensorkonzept

Bei diesem Basiskonzept werden die Resonatoren elektrostatisch angeregt und kapazitiv ausgelesen (vgl. Kap. 2.4.1). Die Anrege- und Ausleseelektroden werden durch eine strukturierte Aluminiumbeschichtung des Glasdeckels erzeugt. Als Gegenelektrode bzw. Massekontakt fungiert der Silizium-Oszillator selbst, weshalb hochdotiertes Silizium zur besseren Leitfähigkeit verwendet wurde. Eine elektrische Isolation wird durch eine Siliziumnitridschicht (Si_3N_4) auf der dem Glas zugewandten Seite des Chips erreicht. Die folgende Abbildung 4.1 zeigt exemplarisch einen schematischen Querschnitt des Sensoraufbaus. Der Schnitt geht durch

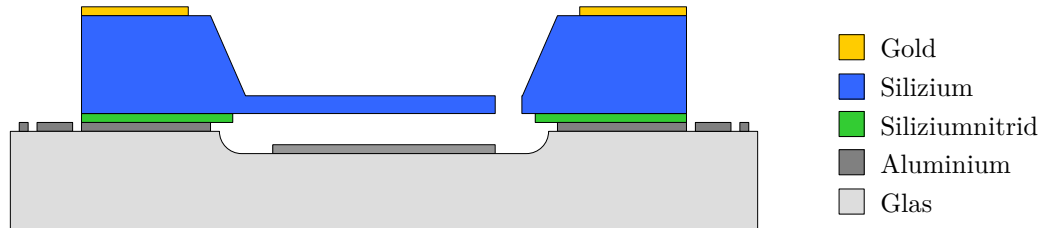


Abb. 4.1: Schematischer Querschnitt des kapazitiven Sensorkonzeptes.

die schwingende seismische Masse des Resonators, deren Dicke identisch ist, zu der bei dieser Ansicht ausgesparten Biegebalkenaufhängung. Zusätzlich existieren Oszillatorvariationen mit einer vergrößerten Masse mit Waferdicke. Die Elektroden sind flächenmäßig der Oszillatormasse angepasst und bilden mit dieser die Anrege- und Auslesekapazitäten. Die elektrische Kontaktierung erfolgt über die Aluminium-Pads auf dem überstehenden Glasrand des Deckels und einer Metallisierung auf der Rückseite des Silizium-Chips. Der Deckel wird in einen Keramik-Sockel geklebt und durch Drahtbonden elektrisch angeschlossen.

Im Folgenden wird weiterhin immer die nasschemisch geätzte Seite des Resonator-Chips als Rückseite bezeichnet (in Abb. 4.1, 4.2, 4.3 oben) und die Seite mit der Oszillatoberfläche und der Biegebalkenaufhängung als Vorderseite.

4.1.1.2 Piezoelektrisches Sensorkonzept

Zur Erzielung größerer Luftspalte konnte das kapazitive Konzept nicht eingesetzt werden, da die aktorischen und sensorischen Effekte stark mit der Spaltbreite nachlassen. Deshalb wurde mit der Fertigung eines neuen piezoelektrischen Resonator-Konzeptes begonnen (vgl. Kap. 2.4.2), bei dem keine Gegenelektrode erforderlich ist und der Spalt nur Einfluss auf die fluidische Wechselwirkung hat.

Abbildung 4.2 zeigt den schematischen Querschnitt des neuen erweiterten piezoelektrischen Sensorkonzeptes mit einem Schnitt durch einen Biegebalken (linke Bildseite). Wiederum wurden auch Varianten mit seismischer Zusatzmasse aufgebaut, indem das Bulk-Silizium auf der ganzen Oszillatorfläche erhalten bleibt (Abb. 4.3). Auffällig sind die neuen Schichten auf der Vorderseite. Es handelt sich um eine zusätzliche piezoelektrische Funktionsschicht aus Aluminiumnitrid (violett), sowie einer Lage Gold (gelb) zum elektrischen Kontaktieren. Die Siliziumnitridschicht (grün), welche als Hartmaske beim Strukturieren des Siliziums verwendet wurde, verbleibt als elektrischer Isolator. Die piezoelektrische AlN-Funktionsschicht wird über

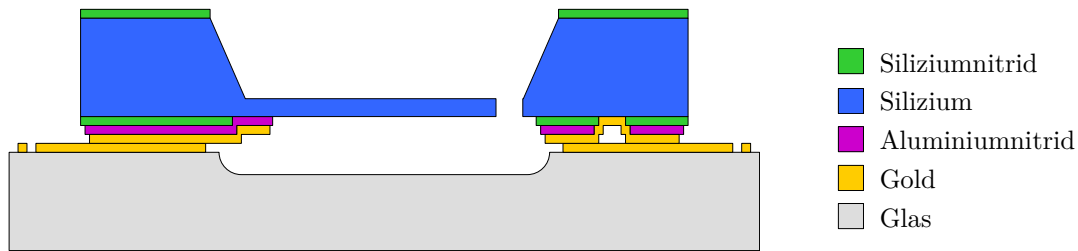


Abb. 4.2: Schematischer Querschnitt des piezoelektrischen Sensorkonzeptes.

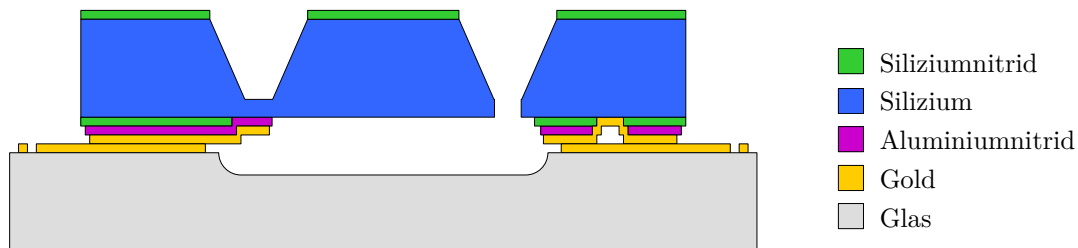


Abb. 4.3: Schematischer Querschnitt des piezoelektrischen Sensorkonzeptes mit zusätzlicher Bulkmasse.

den Biegebalken platziert und entsprechend strukturiert. Sie verbleibt zwar großflächig wird jedoch nur in den mechanisch beweglichen Stellen mit geringerer Steifigkeit im Bereich der Biegebalken wirksam. Der „Hohlraum“ auf der rechten Seite des Sensors markiert die Stelle, an der der elektrische Massekontakt zum Substrat hergestellt wird. Dies hat den Vorteil, dass sämtliche Signale auf den Kontaktpads auf dem Glasdeckel angelegt und abgerufen werden können und eine Metallisierung auf der Rückseite des Silizium-Chips überflüssig wird. Ebenso können konzeptbedingt die Elektrodenstrukturen innerhalb der Deckelkavität eingespart werden. Anstatt Aluminium wird jetzt jeweils Gold als elektrische Kontaktierungsschicht aufgrund der Korrosionsfestigkeit verwendet, da die elektrischen Signale vom Resonator-Chip auf den Glasdeckel über einen mechanischen Presskontakt übertragen werden müssen.

Eben diese mechanischen Presskontakte bereiteten jedoch Probleme. Eine zuverlässige gleichzeitige elektrische Kontaktierung aller Kontaktpads konnte technisch nicht gewährleistet werden. Daher wurde eine modifizierte Variante des piezoelektrischen Sensorkonzeptes entwickelt, bei dem der Aufbau um 180° gedreht wurde (Abb. 4.4). Im neuen Konzept kommt nun der Silizium-Resonator nach unten und ein in der Größe beschnittener Glasdeckel nach oben, wodurch jetzt alle elektrische Schichten zuverlässig durch direktes Drahtbonds des Resonator-Chips angeschlossen werden können. Allerdings kann die optische Messung des Oszillators nur noch von oben durch das Deckelglas vorgenommen werden, was jedoch für

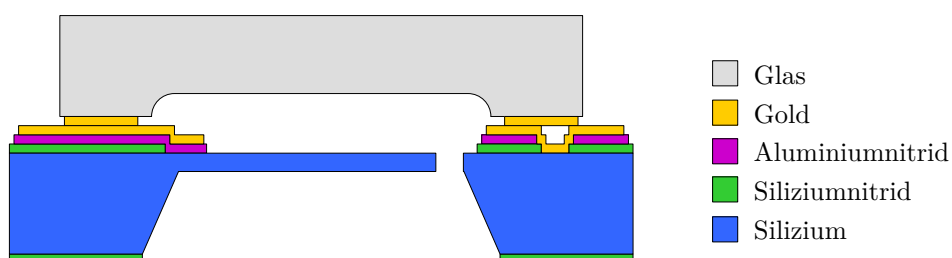


Abb. 4.4: Schematischer Querschnitt des modifizierten piezoelektrischen Sensorkonzeptes.

die piezoelektrischen Sensoren kein ernsthaftes Problem darstellt. Mit dem Einkleben des Sensors in einen Sockel entsteht ferner ein zusätzlicher dämpfender Spalt auf der Rückseite des Oszillators, der bei der Auswertung der Ergebnisse berücksichtigt werden muss. Kapazitive Sensoren wurden wegen der Notwendigkeit der elektrischen Kontaktierung des Deckels ausschließlich in der „Resonator-Oben/Deckel-Unten-Variante“ betrieben.

4.1.1.3 Optisches Messkonzept

Die beiden vorhergehend beschriebenen grundlegenden Sensorkonzepte können durch ein optisches Messkonzept erweitert werden. Dabei kann zusätzlich zur elektrischen Messsignalerfassung gleichzeitig eine unabhängige optische Messung der Schwingungsbewegung des Oszillators mit Hilfe eines Laservibrometers durchgeführt werden (vgl. Kap. 2.4.3). Je nach verwendetem Aufbau des Sensors kann der Laserspot entweder auf die Rückseite des schwingenden Oszillators, oder durch das Deckelglas hindurch auf die Vorderseite der Oszillatormasse fokussiert werden. Beim kapazitiven Konzept bleibt, aufgrund der Elektroden, nur die Möglichkeit des direkten Zugangs von der Rückseite des Resonators. Die Schwingungsanregung der Resonatoren muss konzeptunabhängig weiterhin immer auf elektrischem Wege erfolgen.

4.1.2 Oszillatorkonzepte und -varianten

Bei der Schwingungsbewegung der Oszillatoren wird zwischen drei grundlegenden Bewegungskonzepten unterschieden, nämlich der Parallel-, Biege- und der Torsionsschwingung (Abb. 4.5). Die parallele Schwingung der Oszillatoren wird in dieser Arbeit durch eine symmetrische Biegebalkenaufhängung an allen vier Ecken der schwingenden Masse erzielt (Designvarianten Abb. 4.5c und d). Diese Anordnung bedient den nativen Squeeze-Film-Effekt mit zwei planparallelen Platten, die sich senkrecht zueinander bewegen. Die Resonatoren besitzen jedoch eine höhere Steifigkeit und erlauben damit geringere Auslenkungen bei gleicher Anregungsleistung als die beiden anderen drehenden Konzepte. Bei den Torsionsoszillatoren wird die Masse mit zwei mittig an den gegenüberliegenden Seiten angeordneten tordierenden Balken befestigt (Abb. 4.5b). Die drehende bzw. verkippende Bewegungsform bietet grundsätzlich auch die Möglichkeit einer differentiellen kapazitiven Signalauslesung. Die Variante der Biegeoszillatoren besitzt nur an einer Seite der Masse zwei Biegebalken als Aufhängung

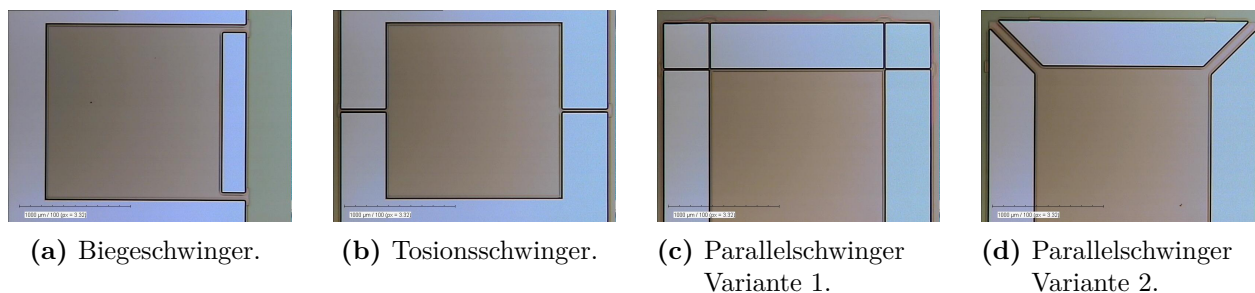


Abb. 4.5: Design der grundlegenden Bewegungskonzepte der Oszillatoren (Strukturierte Lackmaske auf Silizium: blaugrau $\hat{=}$ Si, rotbraun $\hat{=}$ Lack, grünlich $\hat{=}$ Lack über Si_3N_4).

(Abb. 4.5a) und ist sicherlich von der Anwendungsseite her das einfachste und robusteste Konzept, da es prinzipiell mechanisch spannungsfrei ist. Ebenso wie beim Torsionsfall, ergibt sich durch die verkippende Bewegungen eine leicht abgewandelte Form des Squeeze-Film-Effektes, der jedoch in identischer Weise analytisch behandelt werden kann (vgl. Kap. 2.3.4.1).

In dem vorhergehenden Kapitel wurde neben den unterschiedlichen Anrege- und Auslesekonzepten auch schon die Variation des Spaltabstandes angedeutet, welcher durch unterschiedliche Kavitätentiefen im Glasdeckel, oder für große Spaltabstände, auch durch das zusätzliche Einfügen von Abstandshaltern erreicht werden kann. Der Spaltabstand stellt eine entscheidende Größe für die fluidischen Dämpfungseffekte dar und ist damit für den Squeeze-Film-Effekt von essenzieller Bedeutung.

Ebenso wurde schon die Ausführungsvariante der Oszillatoren mit bzw. ohne zusätzlicher Bulk-Masse gezeigt. Die allseitige Einspannung der Paralleloszillatoren führt bei diesem Typ beim Schwingen jedoch zu einer Durchbiegung der Masse, falls diese gleiche Dicke wie die Biegebalken aufweist. Damit ist keine planparallele Bewegung der Masse gegenüber der Gegenfläche mehr gegeben. Durch die wesentlich größere Steifigkeit einer zusätzlichen Bulkmasse wird dies verhindert und gewährleistet, dass die Masse stets die Form einer idealen Platte hat. Bei den Biege- und Torsionsoszillatoren sind aufgrund der Aufhängung, die quasi als Scharnier wirken, auch schon die dünnen Massen steif genug, dass deren Eigenverformung vernachlässigbar ist.

Das Flächenlayout der Oszillatormassen ist in allen Fällen rechteckig bzw. quadratisch. Die Größe wird sowohl in der Länge als auch in der Breite in Abstufungen variiert, um den Einfluss auf das Dämpfungsverhalten der Resonatoren experimentell zu ermitteln.

Auf Grund der Gegebenheiten der Auswertelektronik wurde angestrebt, die Vakuumresonanzfrequenz der Oszillatoren im unteren kHz-Bereich einzustellen. Deswegen mussten die Balkenlängen und -breiten entsprechend angepasst werden. Eine weitere Möglichkeit bietet die Änderung der Balkendicke, die jedoch fertigungstechnisch begründet gleich der Massendicke ist (ohne extra Bulkmasse).

4.2 Auslegung der Oszillatoren

Als Basis für die Auslegung der Oszillatoren wurden die Berechnungsmodelle aus Kapitel 3.1 und die Simulationsergebnisse aus Kapitel 3.2 verwendet. Ziel war es, durch ein möglichst weit gestreutes Feld an Parametern und Varianten das optimale Design für den Sensor zu finden und eventuell auftretenden Schwierigkeiten physikalischer oder messtechnischer Art damit begegnen zu können. In Tabelle 4.1 ist eine Übersicht aller in Kapitel 6 gemessenen Oszillatorvarianten aufgeführt (vgl. Abb. 3.1 und Tab. 3.1). Es werden jeweils die Nominalmaße, die auch als Berechnungsgrundlage dienen, angegeben, d. h. die Werte der realen Sensoren weichen durch die Prozessierung und vereinfachte Modellierung geringfügig ab. Aus der Oszillatorkennung kann entnommen werden, ob es sich um ein Biegeoszillator (Bosc) oder ein Paralleloszillator (Posc) handelt. AIN kennzeichnet selbstredend das piezoelektrische Konzept. Die Sensornummer bezeichnet den Komplettaufbau mit Deckel und Sockel.

Tab. 4.1: Oszillatordimensionen der gemessenen Sensoren. Angegeben sind die Nominalmaße. Dabei ist l_m , w_m und h_m die Länge, Breite und Dicke der Masse, l_b , w_b und h_b die Länge, Breite und Dicke der Biegebalken und h_s die Dicke der zusätzlichen Bulkmasse.

Oszillator- kennung	l_m μm	w_m μm	$h_m + h_s$ μm	l_b μm	w_b μm	$h_b = h_m$ μm	Sensor- nummer
Bosc01	2400	3200	40	200	80 ($\times 2$)	40	S08, S09
Bosc02	2400	2400	40	200	80 ($\times 2$)	40	S04
Bosc03	2400	1600	40	200	80 ($\times 2$)	40	S10
Posc01m	2400	3200	500	400	20 ($\times 8$)	20	S05, S06
BoscAlN01	2400	3200	25	500	300 ($\times 2$)	25	S23AlN
BoscAlN02	2400	2400	25	500	300 ($\times 2$)	25	S21AlN
BoscAlN02b1	2400	2400	25	500	600 ($\times 2$)	25	S22AlN
BoscAlN03	2400	1600	25	500	300 ($\times 2$)	25	S24AlN
BoscAlN06b1	1600	1600	25	500	600 ($\times 2$)	25	S01AlN
BoscAlN07m	1600	1600	500	500	800 ($\times 2$)	25	S25AlN

Die Fläche variiert, abgestuft in drei $800\ \mu\text{m}$ Schritten in der Breite, im Bereich von minimal $1600 \times 1600\ \mu\text{m}^2$ bis maximal $2400 \times 3200\ \mu\text{m}^2$ ($l_m \times w_m$). Die Bemaßungsbezeichnungen können den theoretischen Squeeze-Film-Modellen in Abbildung 3.1 entnommen werden.

Beim kapazitiven Konzept wurde, je nachdem, ob die Massen ohne oder mit zusätzlichen Bulkstrukturen ausgestattet sind, auf zwei unterschiedliche Membran- bzw. Balkendicken von $h_b \approx 20\ \mu\text{m}$ bzw. $40\ \mu\text{m}$ geätzt. Das ausschließliche Ändern der Flächengeometrie der Balken hätte nicht für alle Varianten zu praktikablen Balkendimensionen geführt. Trotz gleichem Design sind damit für die Herstellung aller Varianten zwei getrennte Fertigungsdurchläufe notwendig. Die Balkenlängen bei Biegeschwingern beträgt $l_b = 200\ \mu\text{m}$ und bei Torsions- und Parallelschwinger in der Regel $400\ \mu\text{m}$. Die Breiten der Balken bewegen sich

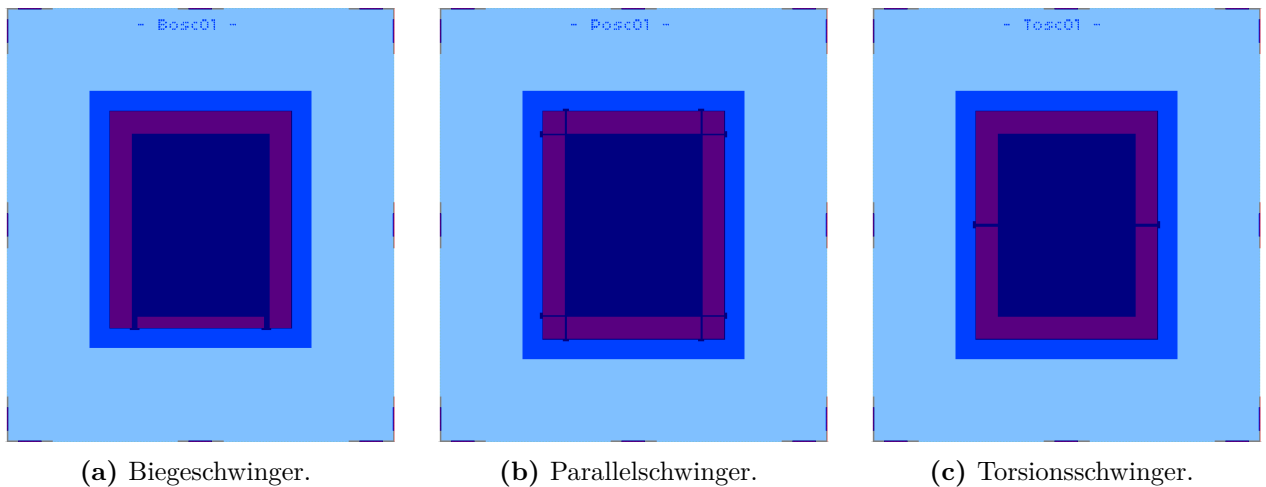


Abb. 4.6: Maskenlayout der kapazitiven Resonatorkonzepte. Der Öffnungsbereich erscheint violettfarben. Umliiegend erscheinen in einem mittleren Blauton die Bereiche der KOH-Ätzflanken. Erkennbar ist auch die KOH-taugliche Pixel-Beschriftung.

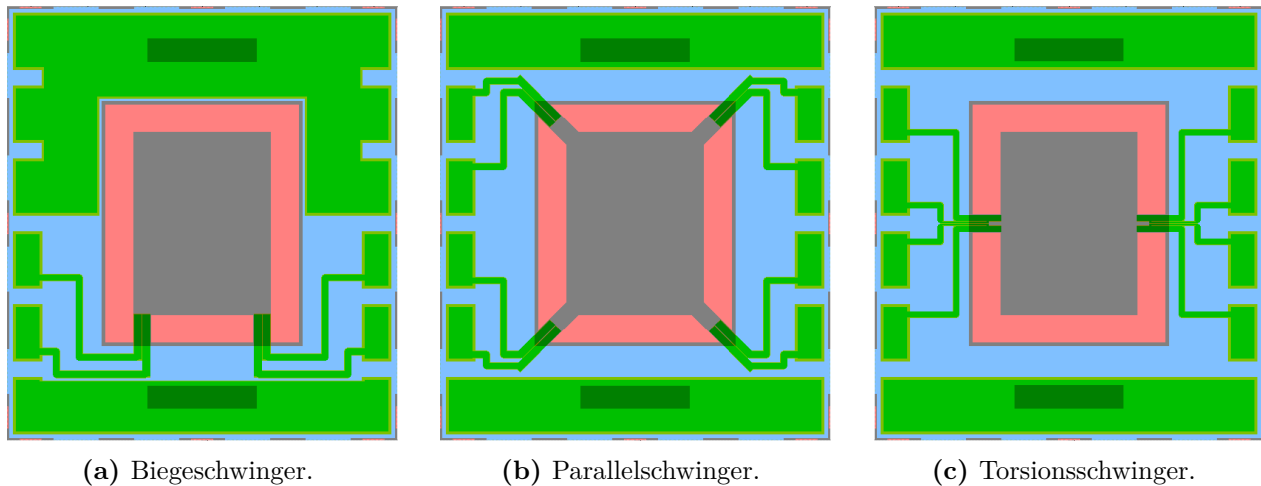


Abb. 4.7: Maskenlayout der piezoelektrischen Resonatorkonzepte. Die AlN-Funktionsschicht mit der Metallisierung erscheint in grünen Farben und erzeugt die Leiterbahnen und Elektrodenstrukturen. Dunkelgrün kennzeichnen die pezoelektrisch aktiven Balkenbereiche sowie die Substratkontakte. Rosa erscheint der Öffnungsbereich.

zwischen $w_b = 20 \mu\text{m}$ (Abb. 4.6b) und $80 \mu\text{m}$ (Abb. 4.6a). Das Öffnungsmaß beträgt maximal $3200 \times 4000 \mu\text{m}^2$.

Für das neue piezoelektrische Design wurde der Mehraufwand durch eine doppelte Fertigung zweier unterschiedlicher Balken- bzw. Membrandicken umgangen und eine einheitliche Dicke gewählt. Da die Balken mit ihrer Oberfläche nun maßgeblich für die Anregung verantwortlich sind, wurden diese in der Breite vergrößert ($w_b = 300 \mu\text{m}$) und gleichzeitig von 400 auf $l_b = 500 \mu\text{m}$ verlängert, um der damit steigenden Steifigkeit entgegenzuwirken. Dazu wurden Designreserven im Layout ausgenutzt und die Öffnungsmaße um je $100 \mu\text{m}$ auf $3400 \times 4200 \mu\text{m}^2$ vergrößert (Abb. 4.7). Unter diesen neuen Randbedingungen schien eine geforderte Membrandicke von $h_m = 25 \mu\text{m}$ einen guten Kompromiss darzustellen. Wegen des Flächenbedarfs für die piezoelektrische Schicht auf den Biegebalken wurden nur Parallelschwingern mit diagonalen Balken berücksichtigt (Balkenlänge $l_b = 707 \mu\text{m}$).

4.3 Fertigung der Sensoren

Für die Herstellung, der in Kapitel 4.1.1 vorgestellten Sensorkonzepte kommen unterschiedliche Materialabscheide- und Strukturierungsverfahren zur Anwendung. Für eine detaillierte Beschreibung der in dieser Arbeit angewendeten Fertigungstechnologien und -verfahren sei an dieser Stelle auf das umfassende Werk von M. Madou verwiesen [45]. Mit den in der Mikrosystemtechnik üblichen photolithografischen Verfahren werden die Flächendesigns der Sensorstrukturen (vgl. Abb. 4.6 und 4.7) auf die einzelnen Materialschichten übertragen [59]. Das Design der einzelnen Materialschichten wurden mit dem Layout Editor *CleWin* (*WieWeb software*) erstellt und mit einem Laserlithografen (DWL66, *Heidelberg Instruments*) auf Masken übertragen. Danach kann die Strukturübertragung auf die Wafer an einem gewöhnlichen Mask Aligner vorgenommen werden (MA 1006, *Karl Süss*). In Summe sind für das kapazitive Konzept sechs Maskenschritte und für das piezoelektrische Konzept sieben Maskenschritte

erforderlich. Das Layout von sämtlichen Masken beinhalten natürlich auch jeweils speziell angepasste Test- und Justagestrukturen sowie Beschriftungen auf Masken- und Chip-Ebene.

4.3.1 Fertigung kapazitives Konzept

Die Herstellung der Sensoren gliedert sich in drei Teilbereiche, nämlich Fertigung des Silizium-Resonators, Fertigung des Glas-Deckels sowie das Packaging, mit dessen Hilfe die Verbindung der beiden Teilkomponenten und der mechanische Aufbau durchgeführt werden.

4.3.1.1 Resonator

Die Herstellung der Silizium-Resonatoren erfolgte in einem Prozess mit vier Maskenschritten. Die schematische Prozessabfolge zur Herstellung wird in Abb. 4.8 gezeigt.

(a) Die Basis bildete ein $500 \pm 25 \mu\text{m}$ dicker, doppelseitig polierter, einkristalliner 4" Silizium-Wafer mit (100) Kristallorientierung und einer elektrischen Leitfähigkeit von ca. $0,005\text{--}0,05 \Omega\text{cm}$. Der Dotiertyp p-Bor wurde gewählt, um die elektrische Kontaktierung des Bulk-Siliziums über eine Aluminiumschicht zu erleichtern und eine eventuelle Ausbildung von Schottkykontakten zu verhindern. Daher auch die Auswahl eines hoch dotierten niederohmigen Wafers. Die Kristallorientierung ist bedingt durch die Wahl des nasschemischen anisotropen Silizium-Ätzverfahrens mit KOH (Kaliumhydroxid) [60]. Die beidseitige Bearbeitung des Wafers setzt zudem eine doppelseitige Politur voraus. Die genaue Dicke des Wafers wurde jeweils individuell gemessen, da diese für die Ergebnisse der anisotropen Ätzung und für die Auswertung von Bedeutung ist. Dies erfolgte mit einem kapazitiven Messgerät, das auch gleichzeitig den Waferbow ermitteln konnte (vgl. Kap. 4.5.1).

(b) Zunächst wird in einem PECVD-Verfahren (plasma enhanced chemical vapor deposition) etwa 600 nm Siliziumnitrid (Si_3N_4) beidseitig abgeschieden (Plasmalab System 133, *Oxford Instruments*). Dieses dient zum einen auf der Rückseite als Hardmaske für das Siliziumätzen, zum anderen auf der Vorderseite auch später als verbleibende elektrische Isolationschicht zur Trennung der Elektroden, d. h. das Silizium hat keinen Kontakt zur Deckelmetallisierung (vgl. Abb. 4.1). Das Siliziumnitrid lässt sich in der vorliegenden Form sehr leicht mit Fluorwasserstoffsäure (HF, Fluorwasserstoff) strukturieren und der Ätzfortschritt kann hervorragend optisch kontrolliert werden. Zudem weist es eine hohe Ätzstabilität gegenüber KOH auf (Ätzrate $< 10 \text{ nm/h}$). Die gewählte Dicke der Si_3N_4 -Schicht beinhaltet eine Sicherheitsreserve gegenüber kleinen Beschichtungs- bzw. Maskierungsfehlern durch Verunreinigungen, weil die Strukturierung und Ätzungen in beidseitig offenen Dreiecksätzhaltern erfolgt.

(c) Es folgt ein rückseitiger erster photolithografischer Lack-Prozess zur Maskierung bzw. Übertragung der Kavitätenstrukturen auf das Siliziumnitrid mit dem Maskendesign *Back Cavity*, wobei das Design auch Kantenkompensationsstrukturen für die Sensorvarianten mit zusätzlicher Bulkmasse beinhaltet (vgl. Kap. 4.5.5). Bei dieser Startmaske wurde der Lack direkt mit dem Laserlithografen belichtet. Damit konnte bei der gegebenen gerätetechnischen Ausstattung eine exakte Ausrichtung zum Waferflat bzw. zur Kristallorientierung erreicht und die Voraussetzung für ein sauberes nachfolgendes nasschemisches anisotropes Ätzen von

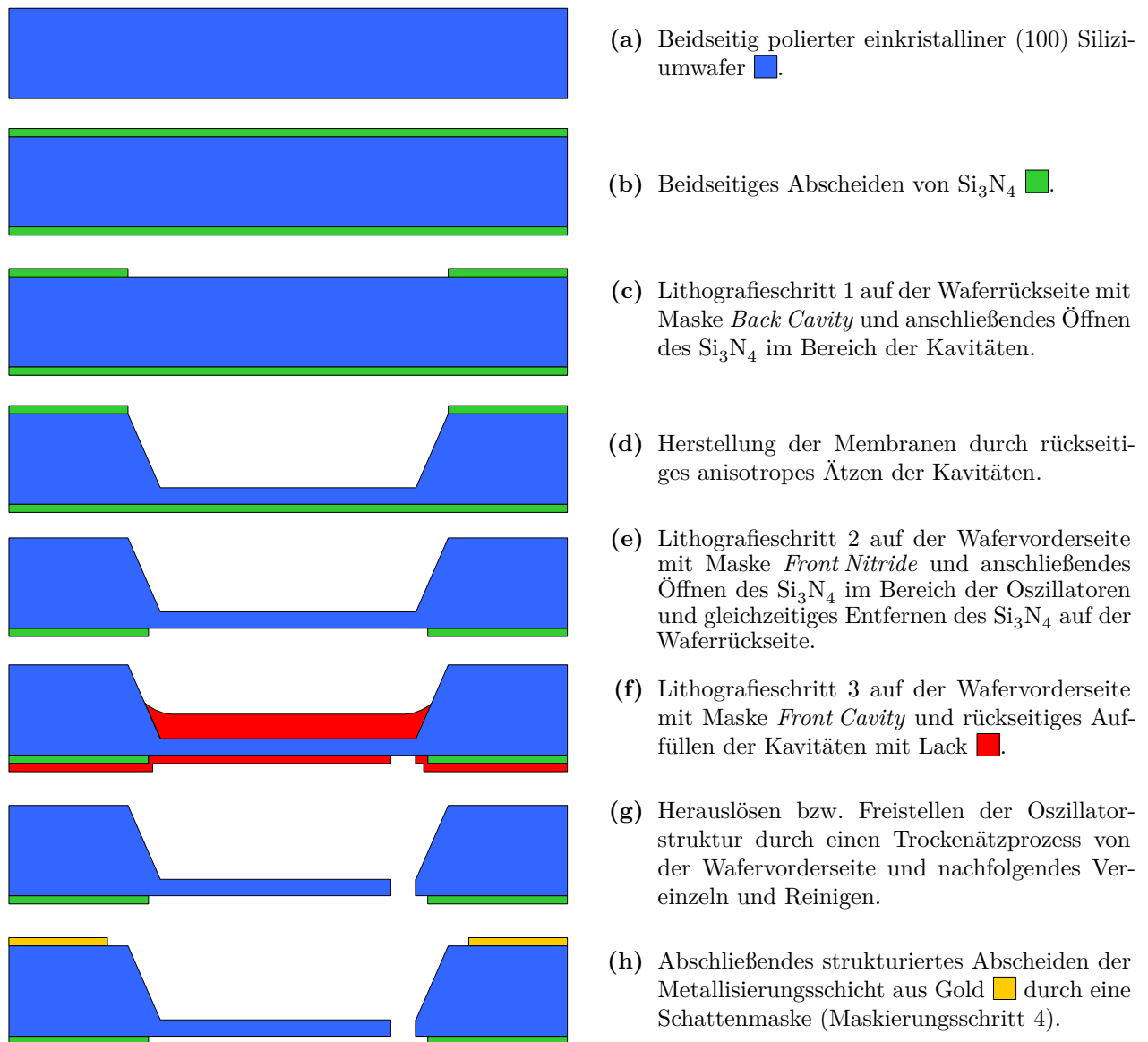
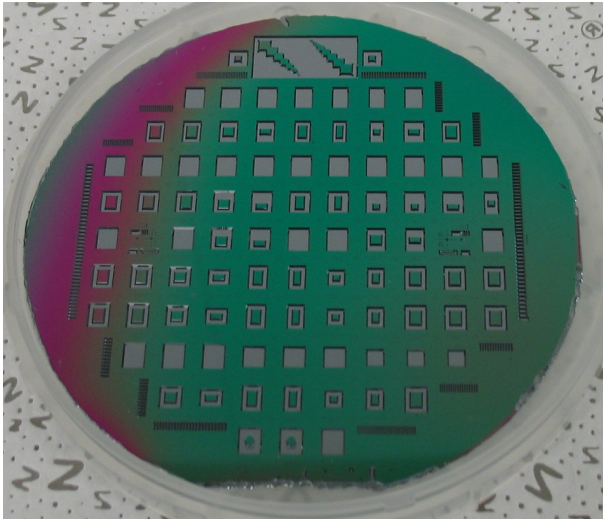
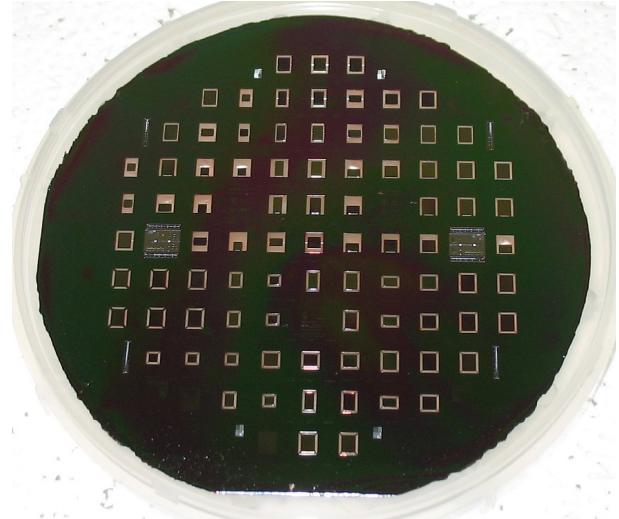


Abb. 4.8: Schematische Prozessabfolge bei der Herstellung des Resonators für das kapazitive Sensorkonzept. Der Querschnitt symbolisiert in der linken Bildhälfte einen Schnitt durch einen Biegebalken, rechts durch den Öffnungsbereich.

Silizium gewährleistet werden. Zudem ermöglichte dies eine rasche Anpassung des Layouts (Kompensationsstrukturen, Teststrukturen), wovon gerade in der Anfangsphase häufig Gebrauch gemacht wurde. Zur Anwendung kommt der Standard-Photolack AZ 1518 von *Micro-Chemicals*. Für das Ätzen des Siliziumnitrids wird eine 6%ige HF-Lösung benutzt. Die Ätzrate liegt bei 124 nm/min. Der Ätzfortschritt kann sehr leicht optisch durch die dickenabhängige Farbänderung verfolgt werden und stoppt selbstständig, wenn die Oberfläche des Silizium-Wafers erreicht wird, da HF praktisch keinerlei Ätzwirkung auf kristallines Silizium hat. Die Wafervorderseite wird ganzflächig mit Lack geschützt. Dabei ist unbedingt auf eine saubere fehlerfreie Belackung beider Seiten zu achten, da sonst Fehlstellen im Si_3N_4 entstehen können, die dem anschließenden Silizium-Ätzen eventuell nicht Stand halten und im Extremfall auch zu Löchern im Wafer führen (Membranbereich). Als interessanter zusätzlicher Schutz für das HF-Ätzen oder sogar als kompletter Ersatz für den Lack hat sich die Verwendung



(a) Rückseite nach dem KOH-Ätzen (Schritt (d)); Prototyp mit Teststrukturen, farbig $\hat{=}$ Si_3N_4 , grau $\hat{=}$ Si).



(b) Vorderseite nach dem Trockenätzen mit der schützenden Lackeinbettung (Schritt (g)).

Abb. 4.9: Wafer des kapazitiven Sensorkonzeptes während des Herstellungsprozesses.

von Bluetape bewährt. Ursprünglich als klebende Trägerfolie für das Wafersägen bestimmt, lässt es sich rückstandsfrei wieder entfernen und ist zudem säureresistent.

(d) Das anschließende anisotrope Ätzen des Siliziums zur Herstellung der Membranen wird mit einer 85°C heißen Kaliumhydroxid-Lösung (KOH) durchgeführt [60]. Mit einer Konzentration der Lösung von 38% und einer Ätzrate von etwa $60\ \mu\text{m}/\text{h}$ dauert es etwa 8 Stunden bis eine Membrandicke von 20 bzw. $40\ \mu\text{m}$ erreicht ist. Der Ätzvorgang erfolgte in beidseitig offenen Dreiecksätzhaltern und wird auf Zeit, d. h. ohne selbststoppenden Prozess, durchgeführt (Abb. 4.9a). Damit genaue Ätztiefen erreicht werden, muss der Ätzvorgang in der Nähe der Zieltiefe unterbrochen werden. Durch Messung der aktuellen Tiefe wird die genaue Ätzrate bestimmt, die verbleibende Ätzzeit berechnet und schließlich der Ätzvorgang wieder aufgenommen. Dieser Vorgang ist eventuell auch ein zweites Mal auszuführen. Die Tiefe der Ätzung kann mittels eines Oberflächenprofilometers durch Abtastung der Ätzflanke erfolgen. Eine einfache aber weniger genaue Alternativmethode ist die Verwendung des Fokus und Z-Antriebes eines Lichtmikroskopes, welche zu Beginn der Arbeit aus Ermangelung eines geeigneten Profilometers zum Einsatz kam. Beide Methoden erfordern jedoch die genaue Kenntnis der Waferdicke, damit die resultierende Membrandicke berechnet werden kann. Nach dem Ätzen der Membranen muss mit dem Wafer bei allen Schritten deutlich vorsichtiger umgegangen werden. Die übliche Vakuumsaugung auf diversen Wafer Chucks (Spin Coater, Mask Aligner) für die nachfolgenden Prozessschritte kann nur noch durch temporäres Abkleben der Kavitäten auf der Waferrückseite durch Bluetape erfolgen. Zu beachten ist, dass eine Vakuumsaugung zu deutlich sichtbaren Verformungen bzw. Eindellungen der doch recht großen Membranen führt, was zu lokal inhomogenen Lackdicken oder Belichtungsabweichungen am Mask Aligner und damit letztlich auch zu Strukturabweichungen führen kann. Glücklicherweise konnten keine Fehler beobachtet werden.

(e) Danach wird das Siliziumnitrid auf der Wafervorderseite strukturiert, mit positionsgeauer Justage zu den Rückseitenkavitäten. Dazu wird ein photolithographischer Belackungs-

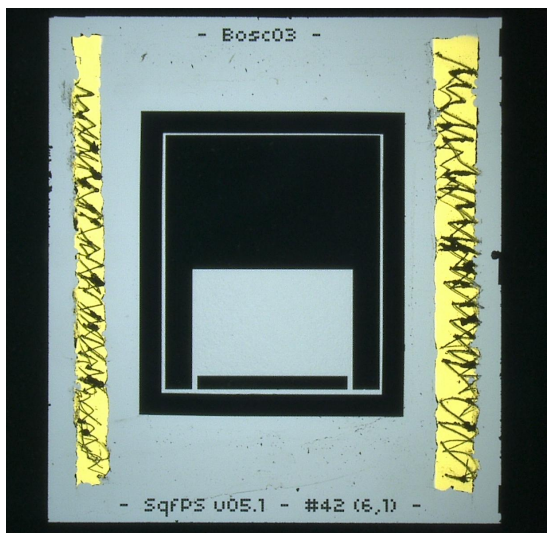
und Belichtungsprozess mit der zweiten Maske *Front Nitride* angewendet. Dies konnte entweder direkt an einem extern verfügbaren, geeigneten Mask Aligner mit Backsidealignment durchgeführt werden, oder es erfolgte alternativ am Laserlithografen ein manueller Übertrag der Justagekreuze in den Lack der Vorderseite, auf die dann die Maske ausgerichtet und belichtet werden konnte. Es werden die Bereiche, in denen sich die Oszillatorstrukturen befinden, geöffnet, so dass nur noch ein elektrisch isolierender Rahmen übrig bleibt. Bei der Ätzung des Siliziumnitrids mit HF, analog zum Schritt (c), wird dabei gleichzeitig die auf der Rückseite verbliebene Siliziumnitrid-Hardmaske aus Schritt (c) entfernt, da hier keine Maskierung mit Lack erfolgt.

(f), (g) Die Strukturierung des Oszillators, also das Freistellen der beweglichen Struktur (Aufhängebalken und Masse), wird mittels Trockenätzen durch einen DRIE-Prozess (deep reactive ion etching) von der Vorderseite durchgeführt (*Surface Technology Systems (STS)*). Damit lassen sich über die komplette Membran- bzw. Balkendicke senkrechte Ätzflanken erreichen. Als Maskierung dient wiederum der einfache Photolack AZ 1518 welcher mit der dritten Maske *Front Cavity* strukturiert wird. Chip Kavitäten auf der Rückseite werden ebenfalls in Schutzlack eingebettet. Verwendet wurde der Dicklack AZ 9260, mit dem sich die mindestens benötigten Lackdicken von 10–15 µm erzielen lassen. Damit kann eine kontrollierte Trockenätzung, durch die Silizium-Membranen hindurch, bis in den Lack hinein erfolgen und die Rückseiten der Resonatoren werden nicht durch das reaktive Gas beim Trockenätzen geschädigt (Abb. 4.9b). Zudem werden die fragilen Resonatoren durch den Lack mechanisch fixiert und können den Belastungen beim folgenden Vereinzeln mit der Wafersäge besser standhalten.

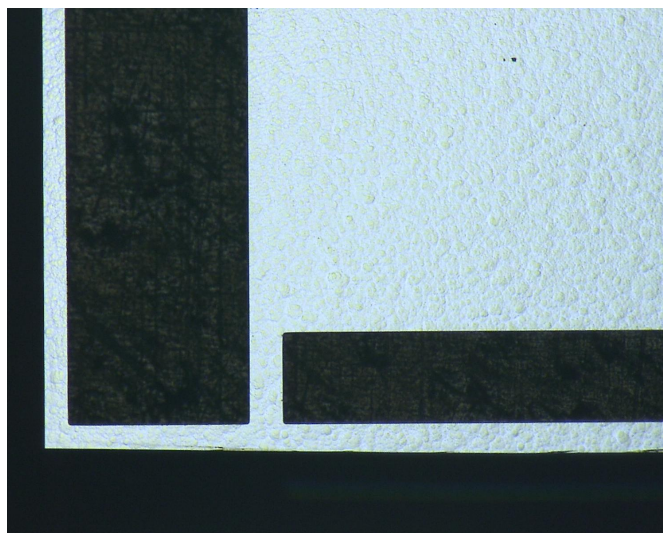
(h) Eine rückseitig gesputterte Metallisierung mit Gold oder Aluminium zur sicheren elektrischen Kontaktierung des Siliziums wurde im Prototypenstadium einzeln an jedem ausgewählten Chip manuell durch Abkleben mit Teflonband als quasi viertem Maskenschritt strukturiert. Es bildete sich ein vergleichsweise hochohmiger Widerstand ($> 200 \Omega$) beim Übergang von polierter Siliziumoberfläche zur Metallisierung. Dieser Effekt trat trotz eines Rücksputter-Prozesses unmittelbar vor dem eigentlichen Sputtervorgang des Metalls und unabhängig davon, ob Aluminium oder Gold verwendet wurde, auf. Da raue Oberflächen dieses Problem nicht aufwiesen, wurde bei den Prototypen vor dem Sputtern die Siliziumoberfläche manuell lokal angeritzt. Auf Waferebene sollte ursprünglich stattdessen eine Schattenmaske aus einem strukturierten Silizium-Wafer beim Sputtern zum Einsatz kommen. Dieser Schritt müsste dann zwischen Schritt (e) und (f) erfolgen.

Abb. 4.10a zeigt beispielhaft einen fertig prozessierten Chip eines Biegeresonators. Die Bilder wurden von der Rückseite aufgenommen. Deutlich sind die KOH-Ätzflanken der Kavität und die manuell strukturierte Kontaktmetallisierung rechts und links aus Gold zu erkennen. Jeweils oben und unten wurde die Chip-spezifische Beschriftung der Resonatoren in KOH-tauglicher Pixelschrift mit Sensorkennung, Maskenversion und laufender Chip-Nummer zur eindeutigen Identifizierung angegeben. In der Vergrößerung des Resonators ist auch die Oberflächenrauheit der KOH-Ätzung zu erkennen (Abb. 4.10b).

In Abb. 4.11 sind beispielhaft Chips von Parallelresonatoren mit Bossstruktur abgebildet. Die Außenmaße der kompletten Chips bzw. das Sägerastermaß beträgt jeweils $6,8 \times 7,6 \text{ mm}^2$, die Innenmaße der durch Trockenätzung freigestellten Öffnung beträgt maximal $3,4 \times 4,2 \text{ mm}^2$.

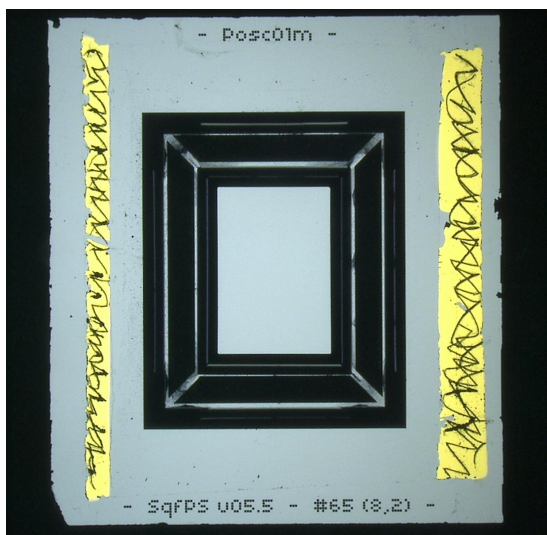


(a) Kompletter Chip.

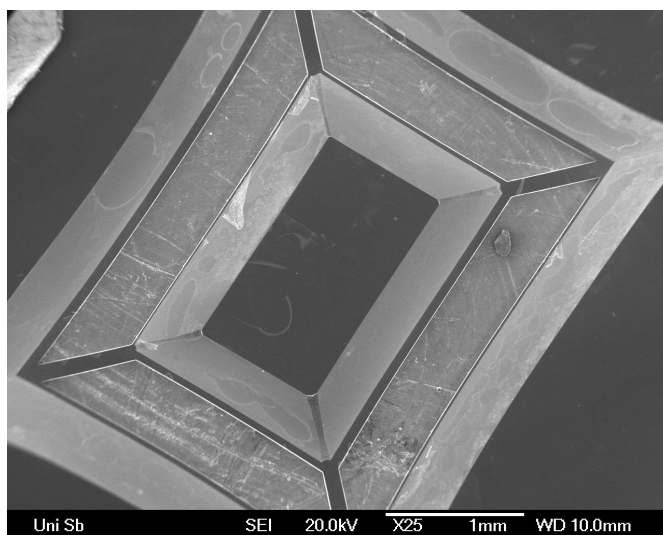


(b) Vergrößerung des Oszillators.

Abb. 4.10: Sensor-Chip eines Biegesonators, aufgenommen von der Rückseite.



(a) Kompletter Chip.



(b) SEM-Aufnahme (scanning electron microscope).

Abb. 4.11: Sensor-Chip eines Parallelresonators mit Bossstruktur, aufgenommen von der Rückseite.

4.3.1.2 Deckel

Die Herstellung der Glas-Wafer erfolgt in einem zwei Masken Prozess. Abbildung 4.12 zeigt den schematischen Ablauf der einzelnen zur Herstellung verwendeten Prozesse.

(a) Als Basis dient ein beidseitig polierter 4" Standard-Borosilikatglaswafer aus Borofloat 33 (SCHOTT) der Stärke 500 μm .

(b) Zunächst wird beidseitig eine Hardmaske für das Glasätzen benötigt. Dafür werden ca. 20 nm Chrom und nachfolgend im selben Prozessablauf etwa 400 nm Gold gesputtert. Die dünne Chrom-Schicht dient als Haftvermittler für das Gold welches die eigentliche Aufgabe der Maskierung übernimmt.

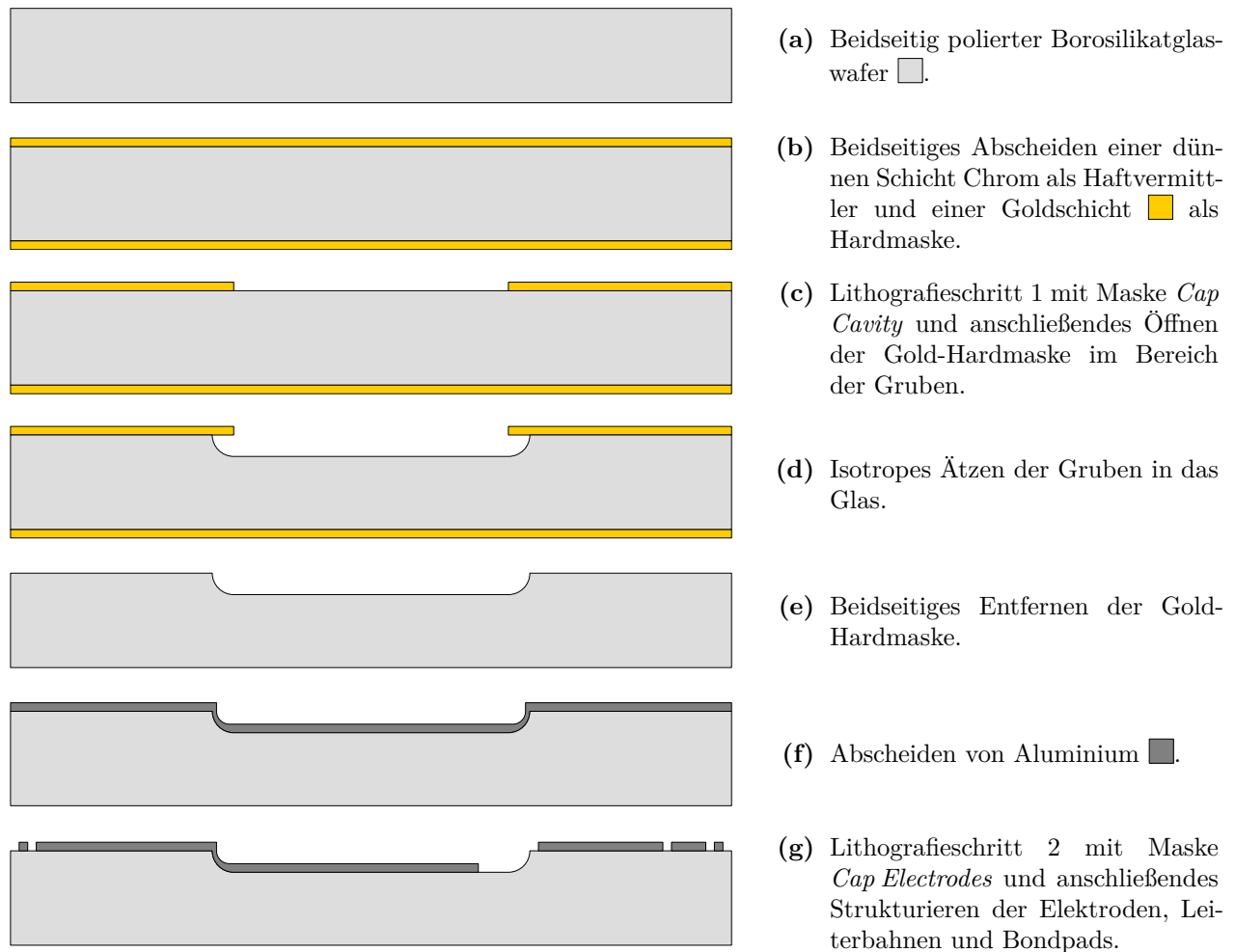
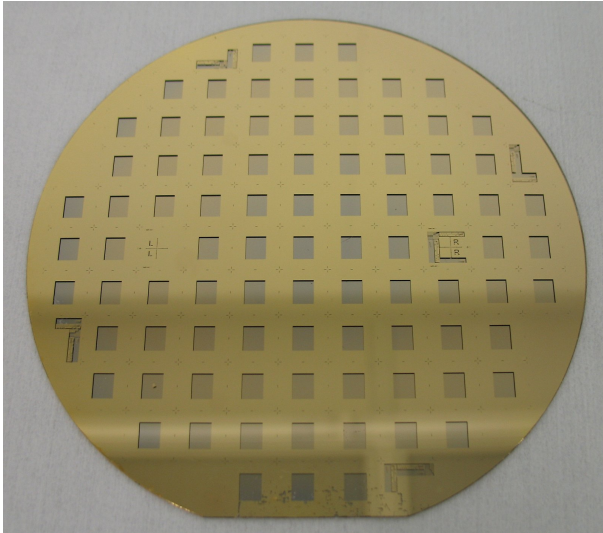


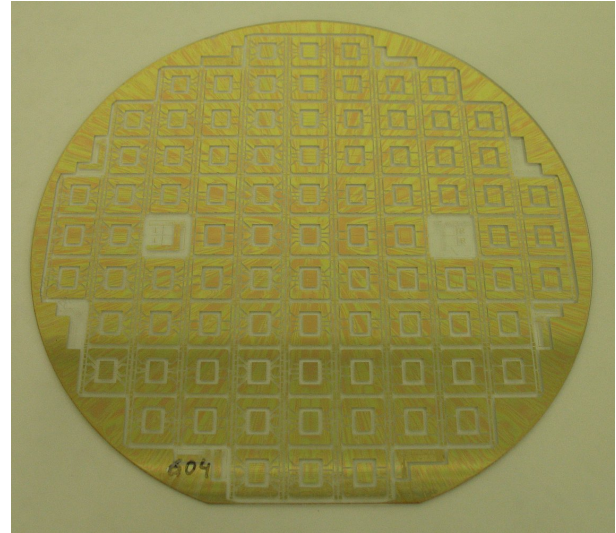
Abb. 4.12: Schematische Prozessabfolge bei der Herstellung des Deckels für das kapazitive Sensor-konzept. Der Querschnitt symbolisiert in der linken Bildhälfte die Kontaktierung der Elektroden durch eine Leiterbahn.

(c) Mit dem ersten Maskenschritt *Cap Cavity* werden die Bereiche der Gruben im Deckel zur Erzeugung des Spaltabstandes auf einer Seite des Glas-Wafers markiert. Die nicht von Lack geschützten Gold-Areale im Bereich der Gruben werden mit klassischem Königswasser geätzt (drei Teile konzentrierte Salzsäure und ein Teil konzentrierte Salpetersäure $3\text{HCl} + \text{HNO}_3$) [59]. Anschließend muss noch die dünne Schicht aus Chrom mit einer Chrom-Ätzlösung entfernt werden (Dipp 10–15 s). Die rückseitige Gold-Schicht wird nicht strukturiert. Die Maske *Cap Cavity* kann aufgrund des kompatiblen Designs für beide Sensor-konzepte verwendet werden.

(d) Die Gruben werden schließlich isotrop mit 38–40%iger HF-Lösung in das Glas geätzt. Mit der Ätzzeit und der bekannten konstanten Ätzrate von $2,54\ \mu\text{m}/\text{min}$ wird die Grubentiefe bestimmt [61, 62]. Bei sehr geringen Grubentiefen ($< 1\ \mu\text{m}$) kann auch die 6%ige HF-Lösung benutzt werden. Dort beträgt die Ätzrate lediglich $35,24\ \text{nm}/\text{min}$. Für das kapazitive Konzept wurden zunächst Grubentiefen von $1\text{--}10\ \mu\text{m}$ realisiert. Aufgrund der Bildung von Pinholes im Gold ist die maximale Ätzdauer und damit die Ätztiefe mit dieser einfachen Maskierung jedoch begrenzt [63]. Praktische negative Auswirkungen wurden nicht festgestellt. Das Ätzen der Gruben wird ohnehin nicht beeinträchtigt und die maskierten Flächen konnten, trotz einzelner Pinholebildung, für das Sensor-konzept weiterverwendet werden. Für die Umsetzung



(a) Nach dem Glasätzen, vor dem entfernen der Chrom/Gold-Hartmaske.



(b) Nach Strukturierung der Al-Elektroden, vor dem entfernen der Lacks.

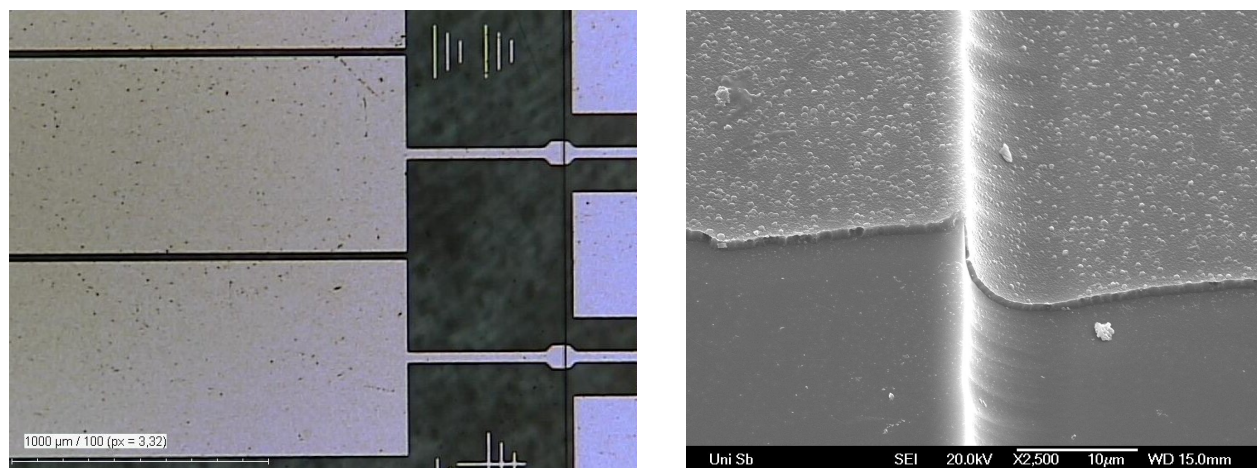
Abb. 4.13: Glaswafer des kapazitiven Sensorkonzeptes während des Herstellungsprozesses.

größerer Spaltabstände beim piezoelektrischen Konzept konnten so problemlos Grubentiefen von $50\ \mu\text{m}$ geätzt werden (Abb. 4.13a).

(e) Anschließend wird die Chrom/Gold-Hartmaske beidseitig in einem Ätzschritt gleichzeitig vom Glas-Wafer entfernt. Dies geschieht wie unter Punkt (c) beschrieben mit Königswasser und einem abschließenden Dip in Chrom-Ätze.

(f) Es folgt das Abscheiden (Sputtern [45]) einer Aluminium-Metallisierung von ca. $1,2\ \mu\text{m}$ auf der Vorderseite des Glas-Wafers. Die Dicke der Aluminium-Schicht sorgt für eine geschlossene Kanten- und Flankenbedeckung der Grubentränder und ermöglicht später das problemlose manuelle Drahtbonden zur elektrischen Kontaktierung.

(g) Abschließend erfolgt das Strukturieren der Aluminium-Metallisierung mit Elektroden, Leiterbahnen und Bondpads mit der zweiten Maske *Cap Electrodes*. Die Elektroden wurden in unterschiedlichen Varianten designt, damit für alle Oszillatorkonzepte und -geometrien geeignete Anrege- und Auslesekapazitäten gebildet werden können. Das Ätzen des Aluminiums erfolgt schließlich mit konzentrierter Phosphorsäure bei 50°C (Abb. 4.13b). Mit zunehmender Grubentiefe werden der Lithografie- und auch der Ätzschritt aufgrund der Flanken der Grubentränder problematisch. An diesen Stellen treten beim Aufspinnen des Photolacks, in Abhängigkeit davon, ob die Kante quer oder senkrecht zur Radialen ausgerichtet ist, mehr oder weniger starke Verdickungen im Lack durch Aufstauungs- und Kanalisierungseffekte auf. Daher muss mit steigender Grubentiefe die Belichtungszeit deutlich erhöht werden, damit an diesen Stellen der Lack durchentwickelt wird und später restlos entfernt werden kann, sonst bilden sich beim Aluminiumätzen elektrisch leitfähige Querverbindungen zwischen den Elektroden und die betroffenen Chips sind unbrauchbar. Nachteilig wirkt sich die erhöhte Belichtungszeit auf die Strukturtreue aus, weswegen es zu deutlich verminderten Leiterbahnbreiten, stark vergrößerten Spaltabständen und ausradierten Alignmentlinien kommt. Die Ausbeute an brauchbaren Glas-Chips bei moderater Belichtungszeit beschränkte sich daher auf die zentral gelegenen und einige entsprechend radial richtig ausgerichteten Chips. Zu-



(a) Elektrodenstrukturen in der Deckel-Grube (helle Flächen sind Aluminium).

(b) Elektrische Leiterbahn (Al) über die Grubenkante hinweg (SEM-Aufnahme).

Abb. 4.14: Bildauschnitte von Deckel-Chips des kapazitiven Sensorkonzeptes.

künftig sollte das Deckel-Design bzw. das kapazitive Sensorkonzept so modifiziert werden, dass die Leiterbahnen und Bondpads auch auf der Grubenebene zum Liegen kommen, indem diese Glas-Bereiche ebenfalls mit den Gruben geätzt werden. Damit könnte eventuell, bei ausreichender Grubentiefe, sogar ein Verzicht auf die elektrisch isolierende Si_3N_4 -Schicht in Betracht gezogen werden.

Die Abbildung 4.14a zeigt einen Ausschnitt eines fertig prozessierten Deckel-Chips (Gesamtansicht vgl. Abb. 5.9b). In der linken Bildhälfte befinden sich die großflächigen Elektrodenstrukturen, die rechts mit Leiterbahnen angebunden werden. An den verbreiterten Stellen kreuzen die Leiterbahnen den Grubenrand, sichtbar an der senkrechten Linie. In Abbildung 4.14b ist deutlich erkennbar, dass ein sauberer elektrischer Kontakt über die Grubenkante hinweg gegeben ist und die prophylaktische Verbreiterung der Leiterbahn nicht zwingend erforderlich gewesen wäre. Ebenso kann die isotrope, in alle Richtungen gleichförmig fortschreitende Ätzflanke der Flusssäure in dem Glas beobachtet werden.

4.3.2 Fertigung piezoelektrisches Konzept

Analog zum kapazitiven Konzept werden in diesem Kapitel die Herstellung und der Aufbau des piezoelektrischen Konzeptes beschrieben.

4.3.2.1 Resonator

Für die Herstellung der Silizium-Resonatoren des piezoelektrischen Konzeptes werden fünf Maskenschritte benötigt. Abbildung 4.15 zeigt schematisch die Abfolge der einzelnen Prozessschritte. Anfänglich identisch zum kapazitiven Konzept (vgl. Kap. 4.3.1.1) folgen nach der Strukturierung der vorder- und rückseitigen Siliziumnitridschicht zwei zusätzliche Abscheide- und Strukturierungsschritte auf der Vorderseite, bei denen zunächst die piezoelektrische AlN-Funktionsschicht und dann eine Gold-Metallisierungsschicht aufgebracht und strukturiert werden.

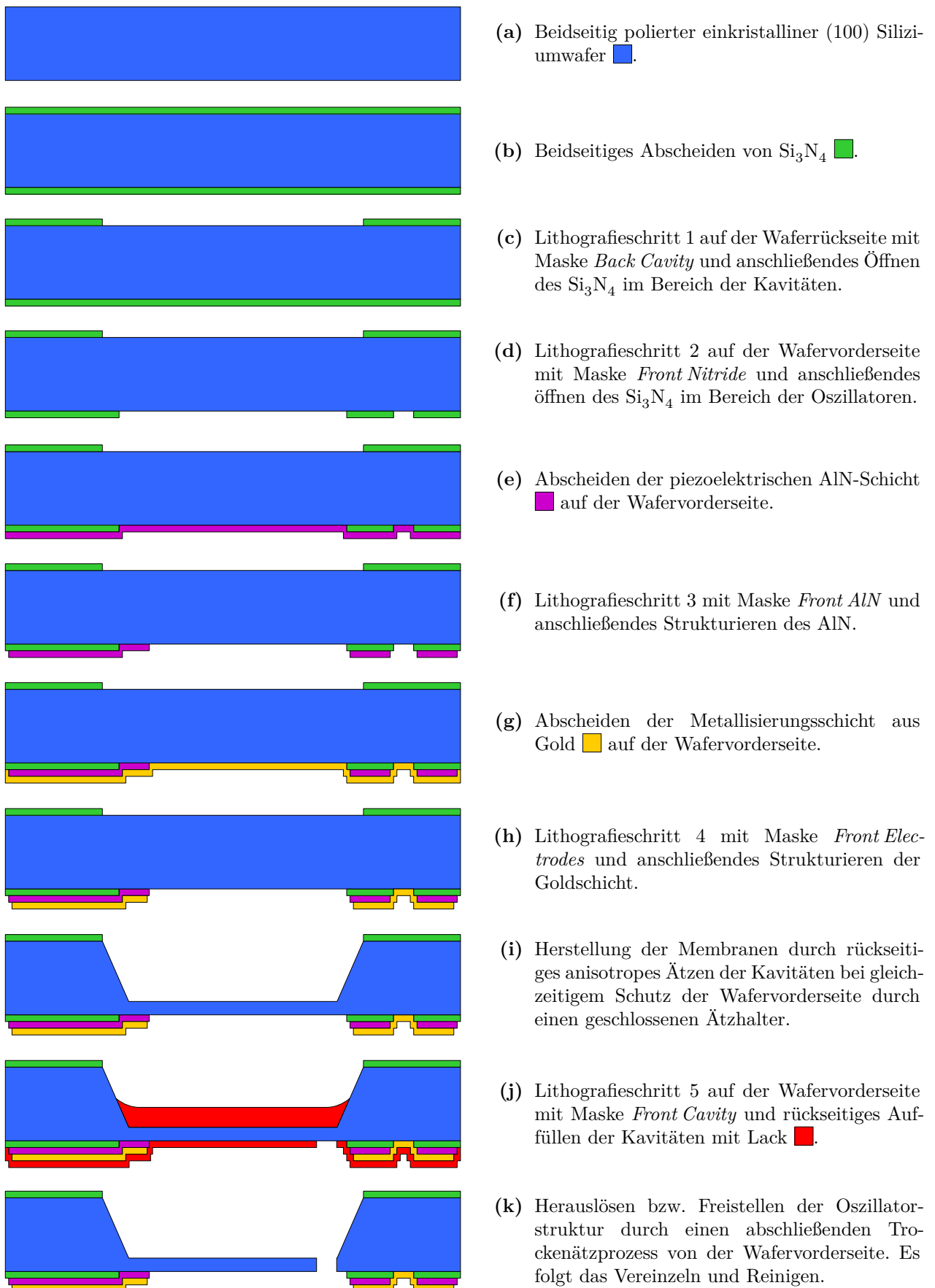
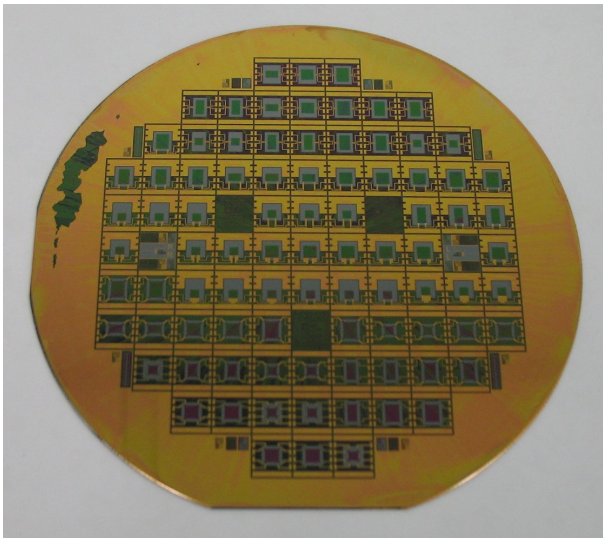
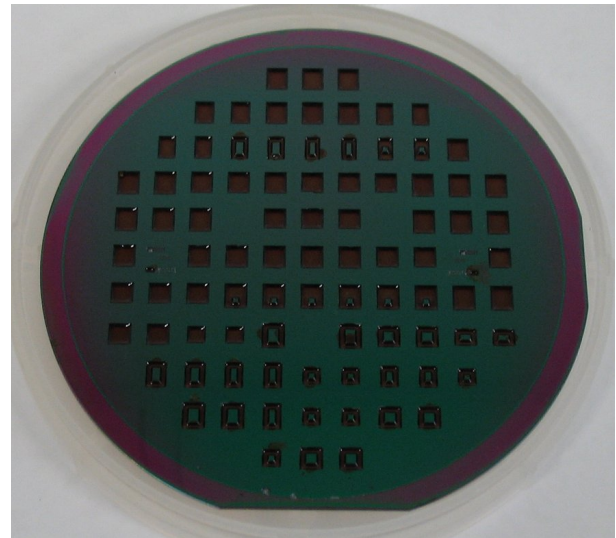


Abb. 4.15: Schematische Prozessabfolge bei der Herstellung des Resonators für das piezoelektrische Sensorkonzept. Die linke Bildhälfte symbolisiert einen Querschnitt durch einen Biegebalken und die rechte Bildhälfte durch einen elektrischen Substratkontakt.

- (a) Als Ausgangssubstrat dient wiederum ein $500 \pm 25 \mu\text{m}$ dicker, beidseitig polierter einkristalliner 4" Silizium-Wafer mit (100) Kristallorientierung und einer elektrischen Leitfähigkeit von ca. $0,005\text{--}0,05 \Omega \text{cm}$.
- (b) Als erster Prozessschritt wird beidseitig eine ca. 600 nm dicke PECVD-Schicht Siliziumnitrid aufgebracht.
- (c) Dieses Plasmanitrid wird durch einen ersten Lithografieschritt (Maske *Back Cavity*) und einen nachfolgenden Ätzprozess (6%ige Flußsäure) an den Stellen der Kavitäten auf der Rückseite geöffnet.
- (d) Im Gegensatz zum kapazitiven Prozessablauf wird die Ätzung der Kavitäten auf einen späteren Zeitpunkt verlagert und zunächst die Vorderseite prozessiert. Hier wird nun ebenfalls, äquivalent zu Punkt (c) und entsprechend Punkt (e) des kapazitiven Prozesses, das Vorderseitennitrid im Bereich der Resonatorstrukturen und in einem zusätzlichen Bereich für eine elektrische Substratkontaktierung geöffnet (zweite Maske *Front Nitride*). Auch hier wird ein Backside-Alignment benötigt. Das Ätzen des Siliziumnitrids kann auch für beide Waferseiten gleichzeitig erfolgen, zur Vermeidung von Lackfehlern und -beschädigungen wurden die Schritte aber sicherheitshalber getrennt ausgeführt. Das vorliegende piezoelektrische Sensorkonzept würde es auch erlauben, komplett auf das Vorderseiten-Nitrid zu verzichten. In Anlehnung an den kapazitiven Prozess wurde die zusätzliche elektrische Isolationsschicht aber beibehalten, auch um die elektrischen Schichten stärker zu trennen.
- (e) Nun kann die piezoelektrisch aktive Funktionsschicht auf die Vorderseite aufgebracht werden. Es wurde Aluminiumnitrid verwendet, da aufgrund einer vorhergehenden Doktorarbeit [49] das nötige Wissen am Lehrstuhl vorhanden war und die Schichten in der vorhandenen Anlage durch reaktives Sputtern von Aluminium unter Stickstoffatmosphäre hergestellt werden konnten. Mit einem kurzen reinigenden HF-Dip vor dem Abscheideprozess kann die Haftung der Schicht verbessert werden. Für die ersten Prototypen wurden die optimierten Sputterparameter für einen hohen piezoelektrischen Koeffizienten benutzt, d. h. ein Kammerdruck von 0,004 mbar, ein reiner Stickstofffluss (ohne Ar) von 50 sccm/min N_2 und eine DC-Sputterleistung von 1000 W, was bei einer Sputterzeit von 3200 s zu einer Schichtdicke von etwa 1300 nm AlN führt [64]. Damit kann ein genügend großes elektrisches Messsignal erwartet werden.
- (f) Zum Strukturieren der AlN Schicht wird die dritte Maske *Front AlN* verwendet. Zum Ätzen eignet sich konzentrierte Phosphorsäure (H_3PO_4) die auf 80°C erhitzt wird [65].
- (g) Zur elektrischen Kontaktierung wird eine Gold-Schicht aufgesputtert. Gold als Edelmetall wurde dem Aluminium aufgrund der Korrosionsbeständigkeit vorgezogen, damit zuverlässige elektrisch leitende Kontakte zwischen Resonator und Deckel über den mechanischen Presskontakt möglich sind. Eine Rückseitenmetallisierung und -strukturierung kann dagegen entfallen.
- (h) In einem vierten Lithografieschritt (Maske *Front Electrodes*) wird die Gold-Schicht mittels Königswasser ($3\text{HCl} + \text{HNO}_3$) strukturiert. Die beiden Schichten (AlN und Gold) sind nahezu deckungsgleich mit einem $\geq 5 \mu\text{m}$ Überlapp des AlN. Lediglich an einer Öffnung zum Silizium stellt das Gold einen Substratkontakt her.



(a) Prozessierte Vorderseite einschließlich der strukturierten Lackmaske *Front Cavity*.



(b) KOH-geätzte Rückseite mit Lackeinbettung der Kavitäten für das Trockenätzen.

Abb. 4.16: Wafer des piezoelektrischen Sensorkonzeptes während des Herstellungsprozesses (Schritt (j), vor dem Trockenätzen).

(i) Schließlich werden die Kavitäten auf der Rückseite des Wafers und in einem KOH-Becken geätzt. Mit neuen, die Vorderseite schützenden Ätzhaltern kann dieser Schritt nun gegen Prozessende erfolgen und damit einige der beschriebenen Nachteile der bei der kapazitiven Sensorvariante verwendeten offenen Dreiecksätzhalter vermieden bzw. reduziert werden. In Verbindung mit dem neuen Ätzbecken und 36%iger KOH-Lösung wurde eine etwas geringere Ätzrate entlang der (100)-Ebene von etwa $50 \mu\text{m}/\text{min}$ erreicht. Die Bestimmung der Ätztiefe bzw. der Membrandicke erfolgt ebenso über eine Zeit-Ätzung und entsprechende Tiefenkontrolle mittels Profilometermessung. Gewünscht sind Membrandicken von 20–25 μm .

(j) Analog zum kapazitiven Konzept folgt auf der Wafervorderseite der fünfte und letzte Lithografieschritt (Maske *Front Cavity*) für das Freistellen der beweglichen Strukturen. Der Standardlack AZ 1518 bildet wiederum die Maskierung für das folgende Trockenätzen (Abb. 4.16a). Die vormals rückseitig ganzflächig aufgespinnte Schutzlackschicht wird jetzt durch eine aufwändigere Einzelbefüllung der Kavitäten mit Standardlack ersetzt. Damit kann eine deutlich dickere und damit stabilere Schutzschicht aus Lack in den Kavitäten erzeugt werden. Zudem trägt die ansonsten lackfreie Waferrückseite zu einer verbesserten Kühlung beim nachfolgenden Trockenätzprozess bei (Abb. 4.16b).

(k) Mit einem abschließenden nahezu anisotropen Trockenätzverfahren (DRIE), werden die Oszillatorgeometrien aus den Membranen freigelegt und somit die Resonatoren erzeugt. Der Ätzvorgang wird bis zum Schutzlack durchgeführt und kann, da kein Durchbruch vorliegt und die Rückseiten der Membranen geschützt sind, so lange aufrecht erhalten werden, bis alle Chips zu Ende geätzt sind. Danach folgen das Vereinzeln und das Reinigen der Chips.

Die Abbildung 4.17 zeigt exemplarisch eine Auswahl fertiger Biegeresonatoren mit AlN-Konzept unterschiedlicher Geometriedesigns nach dem Vereinzeln. Die Goldmetallisierung mit den Zuleitungen und Kontaktpads ist gut erkennbar. Grün erscheint die Isolationschicht aus Si_3N_4 und grau die unbeschichteten Siliziumresonatoren. Das AlN-Design entspricht, bis

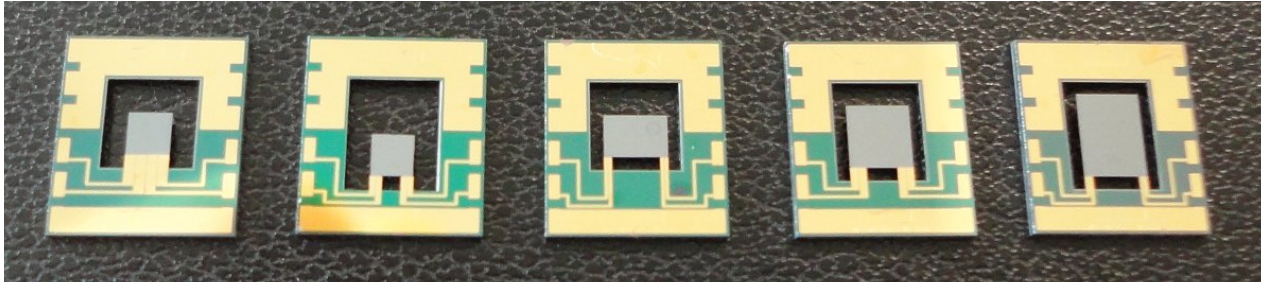
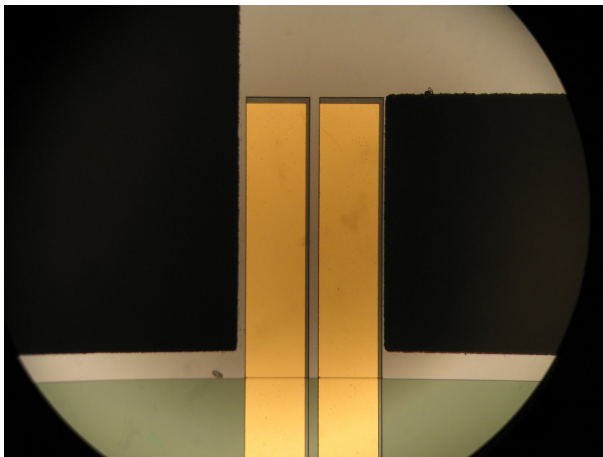
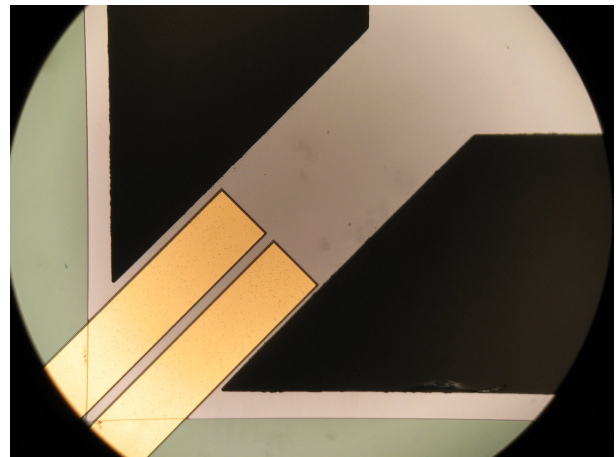


Abb. 4.17: Beispiele piezoelektrischer Resonator-Chips mit unterschiedlicher Geometrie der Oszillatoren (gelb $\hat{=}$ AlN mit Au, grün $\hat{=}$ Si₃N₄, grau $\hat{=}$ Si).



(a) Biegeoszillator.



(b) Paralleloszillator.

Abb. 4.18: Bereichsausschnitt von Biegebalken des piezoelektrischen Sensorkonzeptes (gelb $\hat{=}$ Au, dunkelgrau $\hat{=}$ AlN, grün $\hat{=}$ Si₃N₄, hellgrau $\hat{=}$ Si).

auf den Bereich der Substratkontaktierung, dem Design der Goldschicht. In einem vergrößerten Ausschnitt im Bereich eines Biegebalkens (Abb. 4.18) ist das AlN als leicht überstehender dunkelgrauer Rand erkennbar. Jeder Biegebalken wird mit jeweils zwei piezoelektrisch aktiven Elementen belegt, damit es bei einer gleichmäßigen Aufteilung in Anrege- und Ausleselektroden zu einer symmetrischen mechanischen Reaktion kommt.

4.3.2.2 Deckel

Die Deckel für das piezoelektrische Konzept können prinzipiell identisch zum kapazitiven Konzept in einem Zweimaskenprozess gefertigt werden. Der maßgebliche Unterschied liegt lediglich in dem Design der zweiten Maske für die Elektrodenstrukturen. Für die Metallisierung wurde hier ebenfalls wegen der Korrosionsbeständigkeit Gold gewählt. Da das piezoelektrische Konzept keinerlei Elektrodenstrukturen innerhalb der Glas-Gruben benötigt, sondern nur Durchkontaktierungs- bzw. Bondpads auf dem Rand der Glas-Chips, wurde das Konzept vereinfacht und die ohnehin schon vorhandene Gold-Hardmaske als Metallisierungsschicht weiter genutzt. Damit kommt man ohne eine Neuabscheidung einer Metallschicht aus, und spart somit Ressourcen, Zeit und Aufwand. Abbildung 4.19 zeigt die zur Herstellung verwendete vereinfachte Prozessfolge.

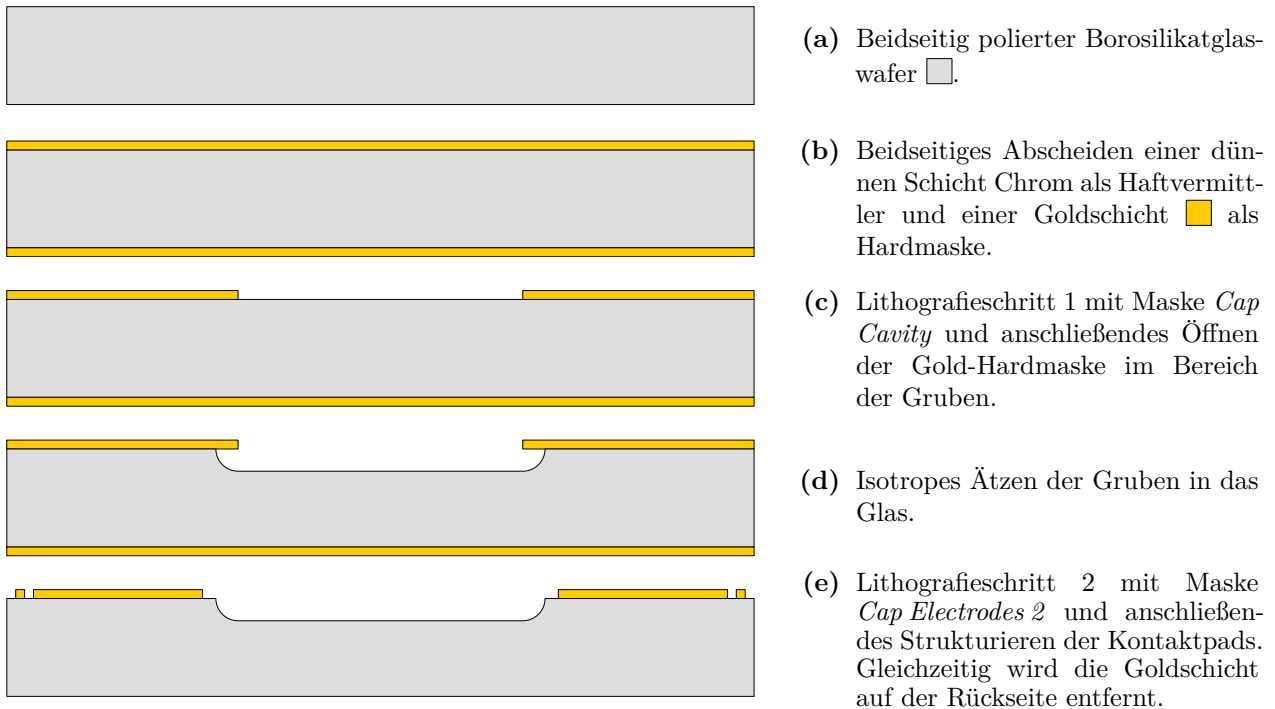
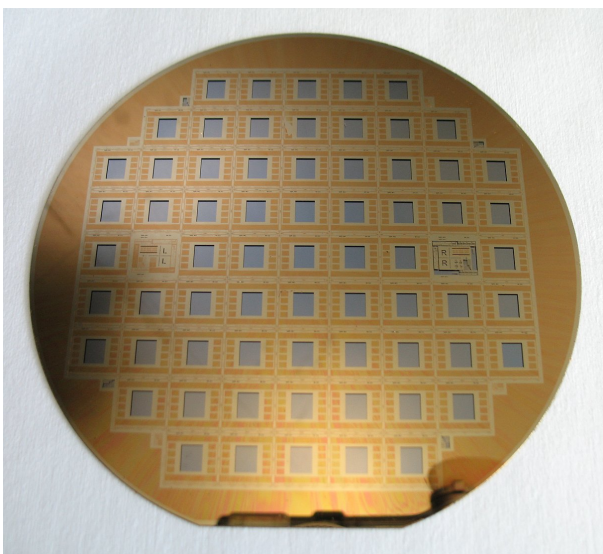


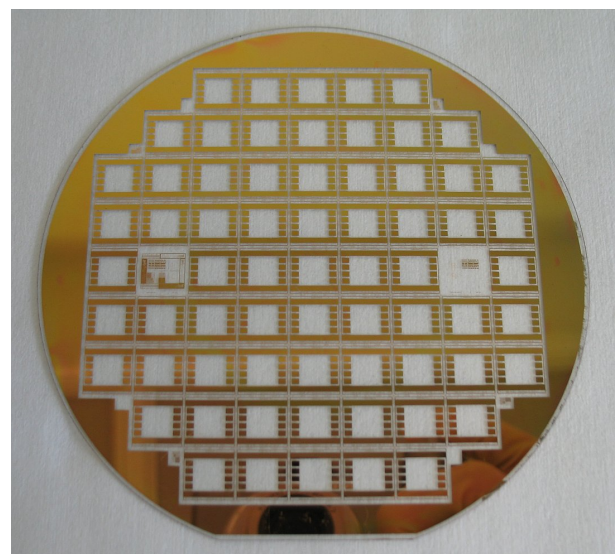
Abb. 4.19: Schematische Prozessabfolge bei der Herstellung des Deckels für das piezoelektrische Sensorkonzept.

(a)–(d) Der Prozessablauf ist, einschließlich der Materialien und Prozessparameter, in den Punkten (a) bis (d) identisch zu Abbildung 4.12. In Schritt (d) werden auch größere Grubentiefen bis $47,5\ \mu\text{m}$ erzeugt. Mit Einbeziehung der zusätzlichen Gold-, Aluminiumnitrid- und Siliziumnitrid-Schichten ergeben sich damit im Sensoraufbau Spaltabstände bis zu $50\ \mu\text{m}$.

(e) In einem letzten Lithografie- und Ätzschritt wird mit der zweiten Maske *Cap Electrodes 2* die Goldschicht auf der Oberseite erneut strukturiert und damit die benötigten Durch-



(a) Strukturierter Lack auf der Vorderseite (Schritt (e)).



(b) Fertig prozessiert (nach Schritt (e), vor dem Sägen).

Abb. 4.20: Glas-Wafer des piezoelektrischen Sensorkonzeptes während des Herstellungsprozesses.

kontaktierungs- bzw. Bondpads erzeugt. Beim Ätzen des Goldes mit Königswasser wird gleichzeitig die rückseitige Hardmaske entfernt. Im Gegensatz zum kapazitiven Konzept fällt hier das Maskendesign deutlich einfacher aus, da sich die Strukturen auf einheitliche Kontaktpads reduzieren.

4.4 Aufbau der Sensoren

Der Aufbau der Sensoren (Package), gliedert sich in die Bereiche Vereinzelung und Reinigung sowie die mechanische Zusammenführung von Glas- und Silizium-Chip in einem Keramik-Sockel. Hierbei wurde ein einheitliches Konzept für die kapazitiven Sensoren verwendet sowie zwei Varianten für das piezoelektrische Konzept.

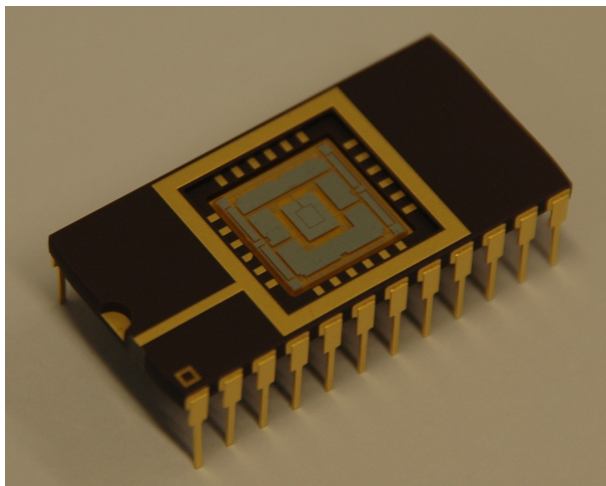
4.4.1 Vereinzelung und Reinigung

Nach dem Abschluss sämtlicher Prozesse auf Waferebene folgt zunächst das Vereinzeln der Chips mit einer speziellen Wafersäge (DAD 2H/6TM, DISCO) [66]. Das Rastermaß beim Sägen beträgt bei den Silizium-Resonatoren $6,8 \times 7,6 \text{ mm}^2$ und bei den Glas-Deckeln $9 \times 9 \text{ mm}^2$. Die Schnittbreite von $50 \text{ }\mu\text{m}$ für Silizium und von $150 \text{ }\mu\text{m}$ für Glas ist bedingt durch die materialspezifischen Sägeblätter. Beidseitig des Schnitts muss ein Mindestabstand der Strukturen berücksichtigt werden, damit es bei Kantenausbrüchen und Schnittlinienabweichungen zu keinen unverhältnismäßig großen Ausfällen kommt. Hier hat sich der gewählte Mindestabstand der Chip-Strukturen von $400 \text{ }\mu\text{m}$ bewährt. Beim Sägevorgang der Silizium-Resonatoren ist, trotz Lackeinbettung, besondere Vorsicht geboten. Der Vorschub ist moderat zu wählen und gleichzeitig ist der Kühlwasserfluss zu reduzieren. Die Schnitttrichtung wurde so gewählt, dass im Falle der Biegeoszillatoren der Kühlwasserfluss von den Balken zur hin Masse läuft. Damit wird die Wahrscheinlichkeit für ein Aushebeln und Ausbrechen der Oszillatoren minimiert.

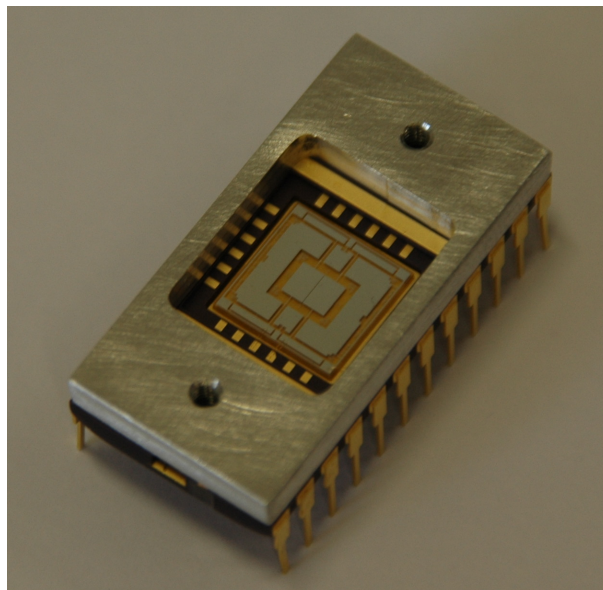
Eine UV-sensitive Klebefolie als Waferträger für das Sägen ermöglicht das leichte Ablösen der Silizium-Resonatoren für die anschließende Reinigung mit Aceton und Isopropanol. Beim Entfernen (Strippen) des Lacks bildeten sich, zum Teil geschuldet aus dem verringerten Kühlwasserfluss, fest anhaftende lokale Schleier aus gebundenem Sägestaub und Lack, die eine unerwartete Resistenz gegen verschiedene Lösungsmittel zeigten und sich nicht abspülen ließen. Evtl. könnte ein für das Trockenätzen spezialisierter Lack dieses Problem lösen. Ein Plasmaverascher konnte benutzt werden, um organische Rückstände mit Hilfe eines Sauerstoffplasmas zu verbrennen. Insbesondere die Lackreste konnten damit vollständig entfernt werden. Die festen Bestandteile blieben jedoch teilweise anhaften und konnten nur mechanisch entfernt werden.

4.4.2 Aufbau kapazitives Sensorkonzept

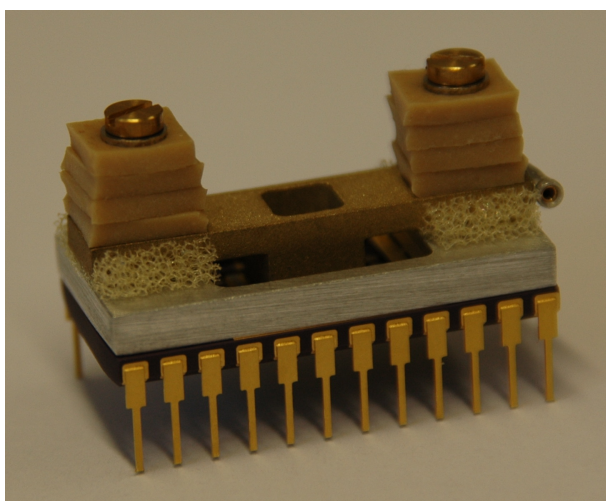
Jeder Resonator wird mit einem Deckel versehen, der eine parallele Ebene mit definiertem Abstand darstellt. Erst so wird das kapazitive Konzept elektrisch funktionsfähig und durch den geringen Spaltabstand ergibt sich ein Squeeze-Film-Effekt. Die Silizium-Resonatoren und



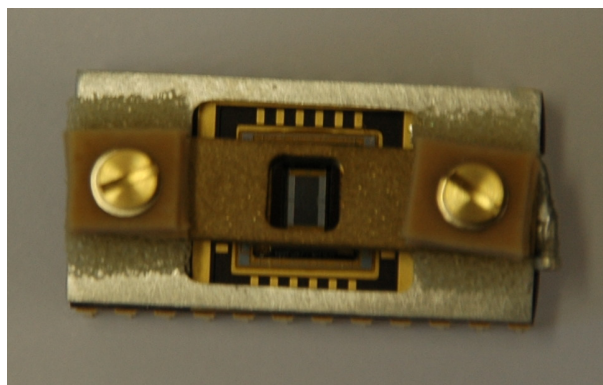
(a) Sockel mit Deckel-Chip.



(b) Sockel mit aufgeklebtem Montagerahmen.



(c) Sensor Seitenansicht.

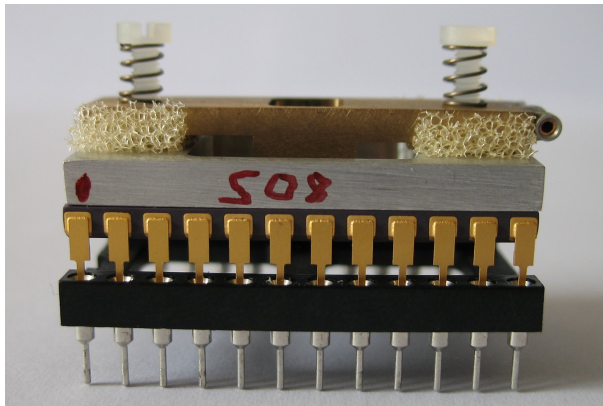


(d) Sensor Draufsicht.

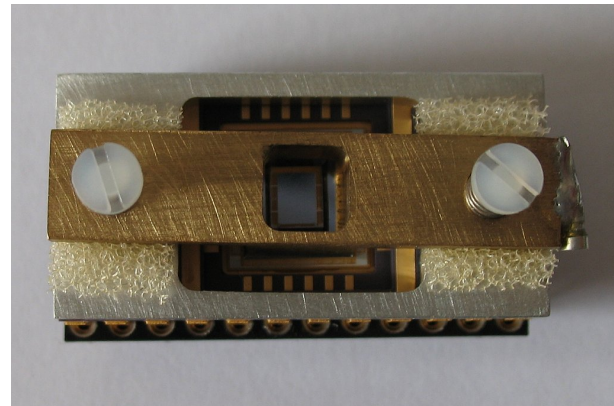
Abb. 4.21: Aufbau des ersten kapazitiven Sensor-Prototypen mit verschraubter Klemmbrücke.

Glas-Deckel mit Kavität und Elektroden werden durch eine externe mechanische Vorrichtung mechanisch miteinander verbunden. Dadurch wird die große Variabilität und die Vergleichbarkeit durch Austausch nur jeweils einer Komponente ermöglicht.

Zunächst wird der Glas-Chip in einen 24-poligen DIL-Keramicksocket (Dual In-Line) geklebt, der als mechanischer Träger fungiert und die elektrischen Kontakte nach außen durch Elektronikpins verfügbar macht. Die Elektroden-Pins des Glas-Deckels und die Kontaktpins des Keramicksockets werden mit einem manuellen Wedge-Wedge Drahtbondverfahren (West Bond 7602C-79C, *WELD EQUIP*) [66] durch Einwirkung von Ultraschall und Temperatur mit einem Golddraht verbunden (Abb. 4.21a) [45]. Je nach Elektrodendesign und von der Messmethodik abhängigem Pinbelegungsplan der speziellen kapazitiven Messhardware wurde der Drahtbondplan und die Orientierung des Deckel-Chips im Sockel angepasst, damit ein kreuzungsfreies sicheres Drahtbonden möglich wurde. Danach wird mit einem Epoxidharzkleber ein vorgefertigter Montagerahmen aus Aluminium mit Gewindebohrungen auf den Sockel geklebt (Abb. 4.21b). Im Folgenden wird der Silizium-Chip mit dem Oszillator, mit der Oberseite nach unten, unter dem Mikroskop genau so auf dem Glas-Chip positioniert, dass die Oszillatormasse deckungsgleich über den Elektroden zum Liegen kommt. Anschließend wird



(a) Sensor Seitenansicht.



(b) Sensor Draufsicht.

Abb. 4.22: Aufbau eines neuen kapazitiven Sensors mit verschraubter Klemmbrücke.

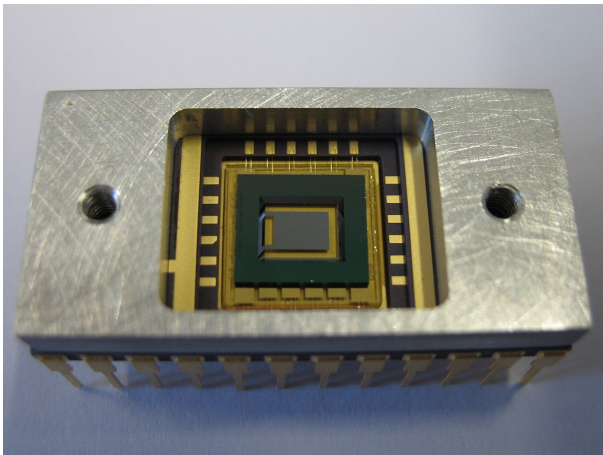
die Position mit einer Klemmbrücke aus Messing und Schrauben fixiert (Abb. 4.21c). Die schaumstoffartigen Unterlagen dienen dabei nur der leichteren Montage, da der Kontakt des Messing-Stempels mit dem Chip erst bei der Verschraubung entsteht und somit ein Verrutschen weitgehend vermieden werden kann. Damit der Anpressdruck nicht zu stark sowie gleichmäßig und kontrollierbar wird, muss ein kraftreduzierendes Element die Verschraubung ergänzen. Die bei diesem ersten Prototyp verwendete improvisierte Gummierung wurde bei späteren Sensoren durch Federn mit definierten Federsteifigkeiten ersetzt (Abb. 4.22a). Eine Öffnung in der Klemmbrücke bewirkt, dass ausschließlich der Rahmen des Resonators belastet wird und erlaubt es, die Position zu kontrollieren sowie Messungen mit einem Laservibrometer durchzuführen, bei der die Resonatorstruktur optisch frei zugänglich sein muss (Abb. 4.21d und 4.22b). Der elektrische Kontakt zum Silizium-Resonator wird über die Klemmbrücke hergestellt, an die vor der Montage ein Kontaktpin angelötet wurde.

4.4.3 Aufbau piezoelektrisches Sensorkonzept

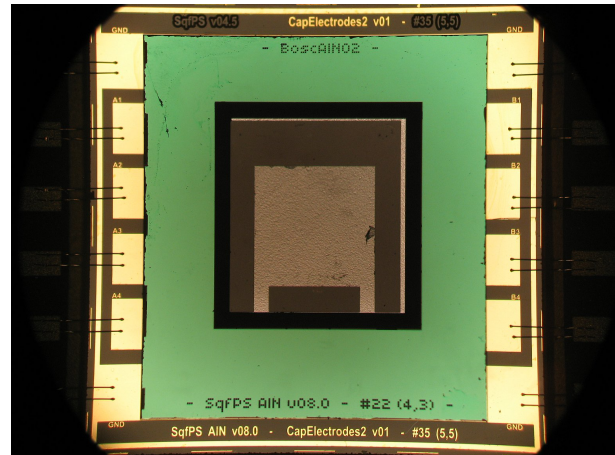
Der Sensoraufbau des piezoelektrischen Konzeptes wurde in zwei Varianten realisiert. Einmal ein in den Sockel geklebter Deckel mit aufgesetztem Resonator sowie die umgekehrte Variante mit geklebtem Resonator und aufgesetztem modifiziertem Deckel.

4.4.3.1 Deckel geklebt

Der ursprüngliche Aufbau des piezoelektrischen Konzeptes ist, abgesehen vom Pinlayout der Drahtbonds, welches hier frei wählbar ist, identisch wie der des kapazitiven Konzeptes. Es vereinfacht sich sogar die Justage, weil keine Elektrodenstrukturen zu berücksichtigen sind und nur die relativ großen Durchkontaktierungspads sich überlappen müssen (Abb. 4.23). Die Montage war problemlos möglich, jedoch wurde zunächst keine sichere vollständige elektrische Kontaktierung aller Kontaktpads erreicht; dies auch trotz stark erhöhtem mechanischen Anpressdruck. Das Konzept ist somit, mit einem rein mechanischen Zusammenbau und einer



(a) Sockel mit Resonator-Chip.



(b) Mikroskopaufnahme.

Abb. 4.23: Ausrichtung piezoelektrischer Resonator-Chips auf die Durchkontaktierungspads der in die Sockel geklebten und gedrahtbondeten Glasdeckel.

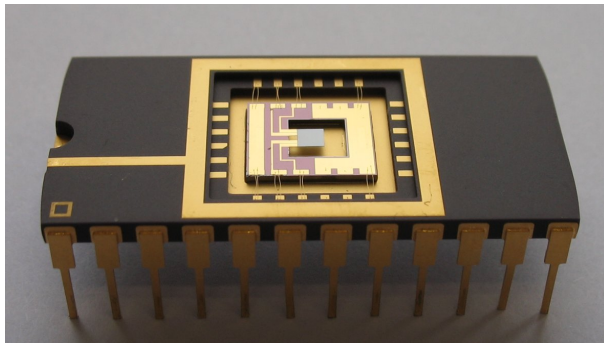
elektrischen Durchkontaktierung zwischen Resonator-Chip und Deckel-Chip, für eine elektrische Messung nur eingeschränkt nutzbar. Daher wurde eine Ausweichvariante entwickelt, die eine sichere elektrische Kontaktierung der Resonatoren erlaubt.

4.4.3.2 Resonator geklebt

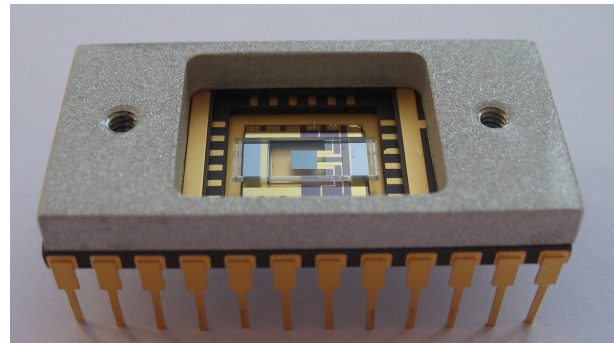
Die Gold-Metallisierung auf den Resonator-Chips ist geeignet für eine direkte elektrische Kontaktierung. Das Aufbau-Konzept wurde geändert und um 180° gedreht (vgl. Abb. 4.4), wobei die Resonator-Chips aus Silizium jetzt unten zum Liegen kommen und direkt in den Sockel geklebt wurden (Abb. 4.24a). Alle elektrischen Kontakte können ohne Durchkontaktierungen oder Presskontakte direkt durch Drahtbonds angeschlossen werden. Ein modifizierter Deckel wird dann von oben aufgesetzt. Die Deckel müssen, aufgrund ihren größeren Abmessungen, beidseitig beschnitten werden, damit die Bondpads an den beiden Rändern des Resonator-Chips frei bleiben. Dazu wurden die Glas-Chips ein weiteres Mal gesägt, so dass nur der mittlere Streifen von der Breite der Grube übrig blieb und quasi als Brücke über die Resonatoren aufgesetzt werden konnte (Abb. 4.24b). Die Fixierung des beschnittenen Deckels erfolgt wieder mit dem Messing-Stempel (Abb. 4.24c).

Die alternative Aufbauvariante funktioniert sehr gut, es entsteht jedoch immer ein zweiter Spaltabstand nach unten zum Sockel hin, der eine zusätzliche Gasdämpfung bewirkt. Der Spalt beläuft sich auf etwa 480 μm welcher sich aus der Waferdicke minus der Dicke der Oszillatormasse (Membrandicke) berechnet, plus/minus der Unwägbarkeit der Klebung, was vernachlässigt werden konnte. Damit der Einfluss des zusätzlichen Spaltes gering bleibt, wurden bei allen folgenden Sensoraufbauten Dummy-Rahmen, d. h. Silizium-Chips mit herausgebrochenem Oszillator, als zusätzliche Distanzhalter dazwischen geklebt. Der Abstand zum Sockel vergrößert sich somit um eine Waferdicke auf ca. 980 μm .

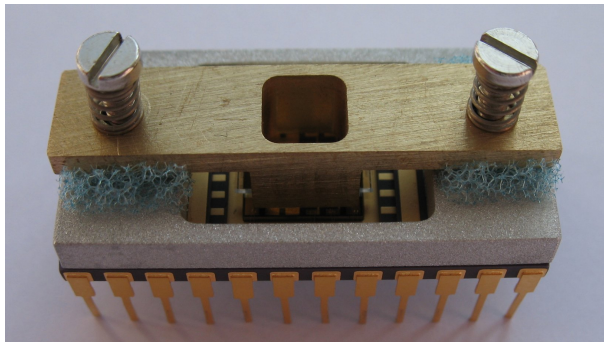
Ein Nachteil des Konzeptes ist allerdings, dass die Resonator-Masse nicht mehr frei von oben zugänglich ist (Abb. 4.24d). Bei geringer werdenden Spaltabständen (auf wenige μm) ist mit einer Reduzierung und schließlich dem Verlust des Messsignals zu rechnen, da aufgrund



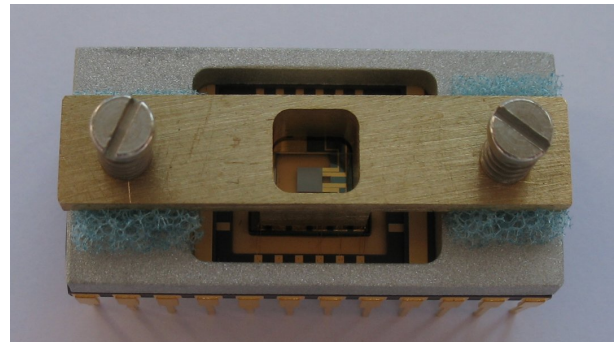
(a) Keramiksocket mit Resonator-Chip.



(b) Socket mit Montagerahmen und Deckel.



(c) Messingbrücke fixiert Deckel.



(d) Draufsicht (Loch für Laservibrometer-Messung).

Abb. 4.24: Alternativer, um 180° gedrehter piezoelektrischer Sensoraufbau (S01AlN) mit geklebtem Resonator.

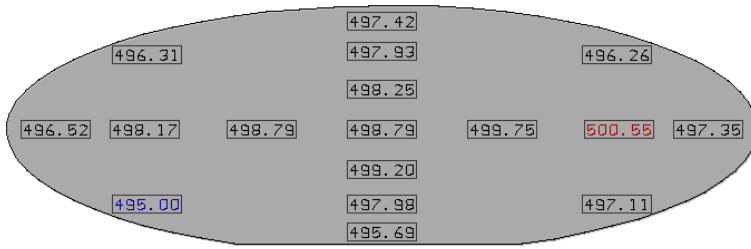
der endlich kleinen Fokussierungsbreite des Lasers auch der starre Glasdeckel einen Reflex verursacht der dem Messsignal des Oszillators überlagert ist. Glücklicherweise sind, bei relativ großen Spaltabständen, mit dem Laservibrometer problemlos optische Messungen durch den Glasdeckel hindurch möglich gewesen. Zudem erweist sich der Aufbau als sehr flexibel, da recht einfach zusätzliche Distanzhalter zwischen Resonator-Chip und Deckel-Brücke gelegt werden können und der Spaltabstand sich nach oben hin praktisch beliebig vergrößern lässt.

4.5 Aspekte der Herstellung

In diesem Kapitel werden einige weitere Details der Fertigungsprozesse und der dazugehörigen Prozesskontrolle dargestellt, auf welche im Rahmen von Kapitel 4.3 nicht genauer eingegangen werden konnte.

4.5.1 Prozesskontrolle der Membrandicke

Die Vakuumresonanzfrequenz der Resonatoren ist maßgeblich von der Dicke der Biegebalken abhängig. Bei der Herstellung der Resonatoren wird diese durch das Ätzen der Siliziummembranen festgelegt. Die Membrandicke berechnet sich aus der Ätztiefe und der Waferdicke, daher muss die Waferdicke genau bekannt sein und aufgrund der Herstellertoleranzen für jeden Wafer einzeln bestimmt werden. Die folgende Abbildung 4.25 zeigt beispielhaft eine

**Abb. 4.25:**

Dickenvariation eines 4" Silizium-Wafers (Waferbowmessung).

Messung der Waferdicke mit einem Waferbowmessgerät (MX203, *EH-Metrology*). Die über den Wafer verteilten Messwerte zeigen zwar, dass die nominelle Waferdicke von 500 µm recht gut erreicht wird, aber auch, dass die Dicke lokal gewissen Schwankungen unterliegt. In diesem Fall muss eine Dickenvariation von knapp 6 µm einkalkuliert werden. Da die KOH-Ätzung des Siliziums nahezu homogen und gleichförmig von der Oberfläche aus verläuft, überträgt sich diese Ungenauigkeit auf die resultierende Membrandicke und damit auch auf die Biegebalken und die Eigenschaften der Resonatoren.

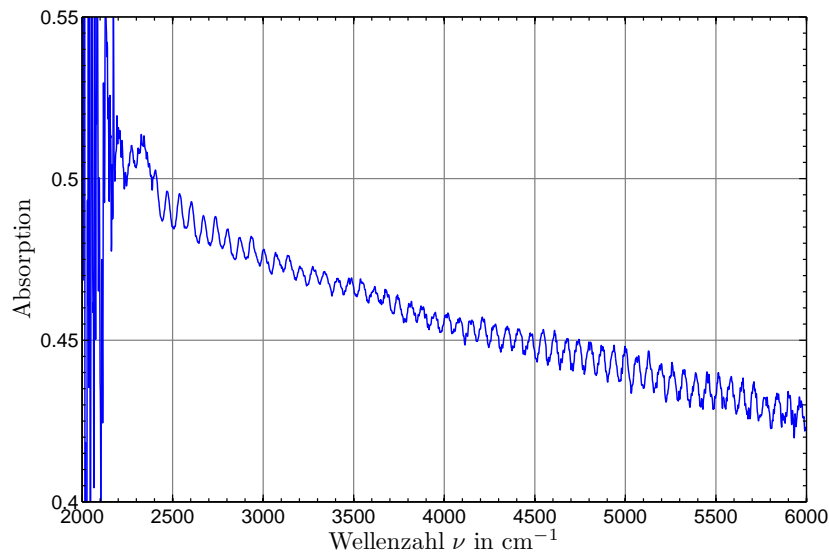


Abb. 4.26: FTIR-Absorptionsspektrum eines Resonator-Chips. Die Membrandicke berechnet sich in diesem Beispiel (S23AlN) mit 39 Maxima im Wellenzahlintervall 2441–5036 cm^{-1} zu 21,97 µm.

Genaue Schichtdickenmessungen von Silizium können mit Hilfe der Fouriertransformierten-Infrarotspektroskopie (FTIR) [67, 68] durchgeführt werden, da kristallines Silizium für den infraroten Wellenlängenbereich transparent ist. Damit können die erzielten Membrandicken nach Abschluss der Prozessierung gemessen werden. Der Infrarotstrahl des Spektrometers wird dazu durch die freie Masse des Oszillators geführt. Die Abbildung 4.26 zeigt beispielhaft ein Absorptionsspektrum eines Resonator-Chips. Deutlich erkennbar sind bei Wellenzahlen größer 2400 cm^{-1} die im Spektrum erscheinenden Interferenzwellen, die durch die Reflexion des Infrarotlasers an der vorderen und hinteren Luft/Silizium-Grenzfläche der Oszillatormasse hervorgerufen werden. Mit der Formel

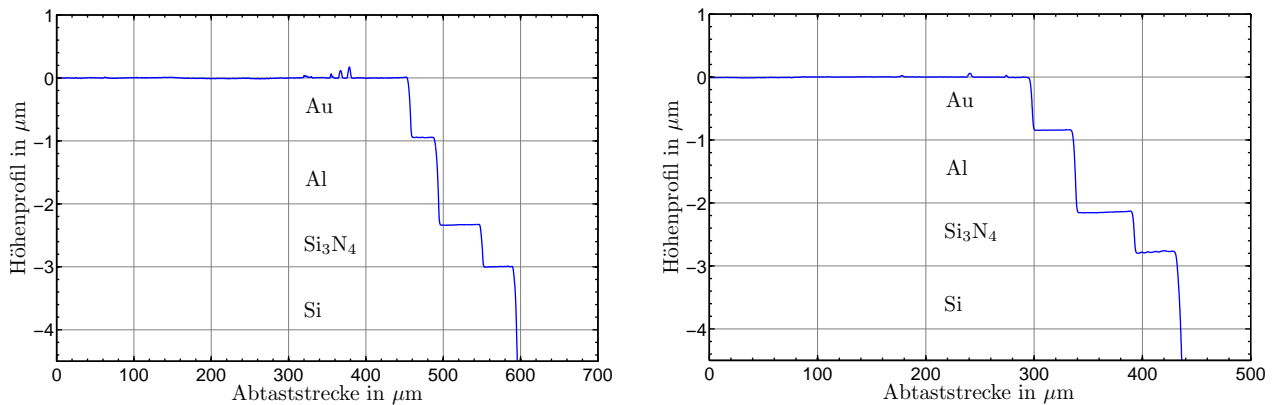
$$d = \frac{m}{2n\Delta\nu} \quad (4.1)$$

aus [67] und dem bekannten Brechungsindex n von Silizium $n_{\text{Si}} = 3,42$, kann durch das Abzählen der Anzahl m der Oszillationen innerhalb eines Wellenzahlintervalls $\Delta\nu$ die Dicke

d des Messobjektes, in diesem Fall der Oszillatormasse h_m und damit der Membran- bzw. Balkendicke h_b , berechnet werden. Anhand der gemessenen realen Membrandicken können die zu erwartenden Resonanzfrequenzen genauer abgeschätzt werden.

4.5.2 Schichtdickenmessung

Die Messung der Dicken der einzelnen Schichten ist zur Bestimmung des genauen Squeeze-Film-Spaltabstandes notwendig. Dieser ergibt sich beim piezoelektrischen Modell aus den Dicken der drei abgeschiedenen Materialschichten auf dem Resonator-Chip (Gold, Aluminiumnitrid, Siliziumnitrid), der Goldschicht auf dem Deckel, sowie der geätzten Grubentiefe. Anhand des schematischen Sensorquerschnitts in den Abbildungen 4.2, 4.3 und 4.4 kann dies leicht nachvollzogen werden. Die Messungen können jeweils mit einem Oberflächenprofilometer mit sehr hoher Genauigkeit durchgeführt werden (Kontaktprofilometer Dektak 150, *Veeco Instruments*). In Abbildung 4.27 wird dies beispielhaft an zwei Resonatoren des piezo-



(a) 665 nm SiN, 1384 nm AlN, 946 nm Au (S01AlN).

(b) 625 nm SiN, 1305 nm AlN, 843 nm Au (S23AlN).

Abb. 4.27: Schichtdickenmessung der Si_3N_4 -, AlN- und Au-Schicht auf der Oberseite piezoelektrischer Resonator-Chips mit einem Oberflächenprofilometer.

elektrischen Konzeptes gezeigt. Die Messung beginnt auf der obersten Goldschicht und läuft stufenweise über die Aluminiumnitrid- und Siliziumnitridschicht zur Siliziumoberfläche bevor die Messung an der Kante der Trockenätzung endet. Erkennbar ist auch hier, dass trotz jeweils gleicher Abscheideparameter, die Schichtdicken immer gewissen Variationen unterliegen. Im Mittel sind die Schichtdicken für unterschiedliche Wafer zwar sehr ähnlich, jedoch treten solche abscheidungsbedingte Variationen, die pro Schicht durchaus im Bereich von $\pm 5\%$ liegen können, auch über den Wafer verteilt auf. Dies macht es erforderlich, die Parameter aller später für die Messungen verwendeten Komponenten einzeln auf Chip-Ebene zu bestimmen.

Beim kapazitiven Modell bildet sich der Spaltabstand ausschließlich aus der Siliziumnitridschicht des Resonators und der Grubentiefe (vgl. Abb. 4.1). Da die Si_3N_4 -schicht im optischen Wellenlängenbereich transparent ist, wurde dort die Dickenmessung auf elegantere und schnellere Weise berührungsfrei mit dem FTP (Film Thickness Probe) durchgeführt (FTP 500, *SENTECH*) [66].

4.5.3 Oberflächenprofil der Resonatoren

Zugunsten hoher piezoelektrischer Koeffizienten und der Aussicht auf ein ausreichend starkes Messsignal wurde für den ersten Prozessdurchlauf intrinsischer Schichtstress bei der Abscheidung von AlN in Kauf genommen, da die Lösung der messtechnischen Schwierigkeiten der Hauptgrund für den Umstieg auf das piezoelektrische Konzept darstellte. Diese Spannungen führten jedoch zu Problemen bezüglich der Ausgangslage der Resonatoren. Die verhältnismäßig kleinen Anregeflächen auf der Oberfläche der Aufhängebalken genügten, damit ein Biegeoszillator, je nach Länge, um einige zehn μm ausgelenkt wurde. Die resultierende Verbiegung der Balken, die am Balkenende nur wenige μm beträgt, führt aufgrund der Größe der Strukturen zu einer starken maximalen statischen Auslenkung am Ende der angehängten Massen, welche bei großen Massen durchaus $40\ \mu\text{m}$ betragen kann (Abb. 4.28b). Man kann

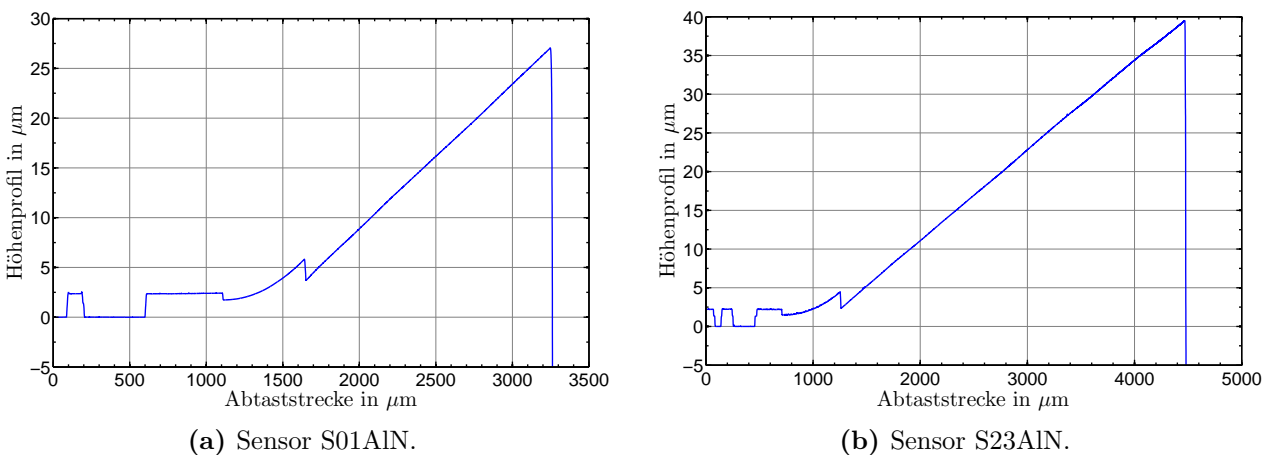


Abb. 4.28: Profilometermessung der statischen Auslenkung von piezoelektrischen Resonatoren.

an Abbildung 4.28a gut erkennen, dass auch bereits bei kleinen Massen ($1600 \times 1600\ \mu\text{m}^2$) eine maximale Auslenkung von $27\ \mu\text{m}$ erreicht wird. Eine Squeeze-Film-Anordnung mit den ursprünglich geplanten Spaltabständen bis ca. $15\ \mu\text{m}$ war somit nicht mehr möglich. Die Profilometermessungen beginnen auf dem massiven Rahmen der Chips und führen dann über einen der Biegebalken auf die Oszillatormasse bis zum geätzten Rand. Gut erkennbar sind die Stufen zu Beginn der Messungen, die die Leiterbahnen aus AlN und Gold abbilden. Im weiteren Verlauf am Anfang der Krümmung markiert der kleine Abfall die darunterliegende endende Si_3N_4 -Schicht und damit den Beginn der Biegebalken. Die letzte Stufe kennzeichnet das Ende der gekrümmten Biegebalken, hervorgerufen durch den intrinsischen Stress der AlN-Schicht und markiert damit auch den Anfang der freien Oszillatormasse aus Silizium.

Das Oberflächenprofil der Resonatoren kann mit einem Weißlicht-Interferometer ermittelt werden (NewView 200, Zygo). Die strukturierten Leiterbahnen, bestehend aus der AlN- und Goldschicht, heben sich deutlich in dem Oberflächenprofil hervor und enden auf den Biegebalken. Die Messungen mit dem Weißlicht-Interferometer bestätigten die statischen Auslenkungen der Resonatoren (Abb. 4.29), zeigen aber auch, dass die Auslenkungen symmetrisch sind und die Sensoren durchaus gut für Messungen mit größeren Spaltabständen geeignet sind.

Tests an den vorhandenen Resonatoren, durch einen Ausheizschritt oder auch durch das beidseitige Besputtern der Balken die Oszillatorauslenkung nachträglich zu mindern oder

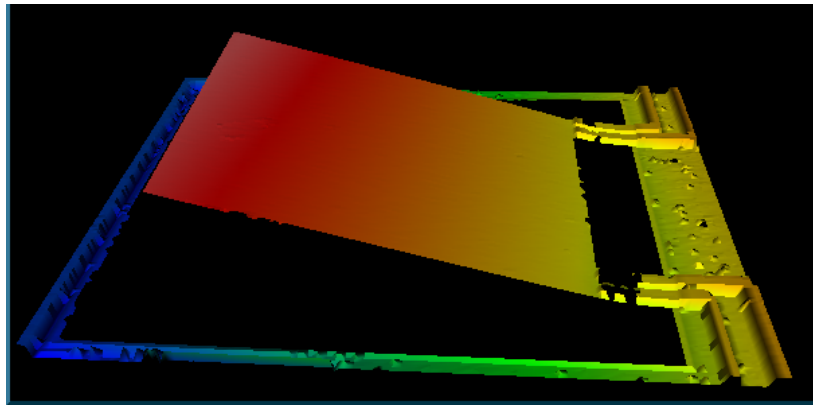
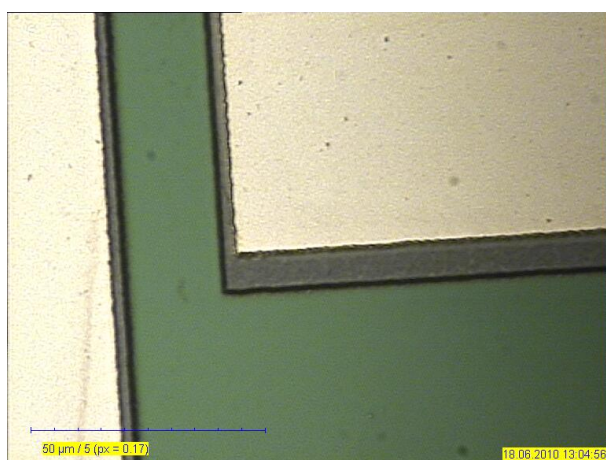


Abb. 4.29: Weißlichtinterferometermessung des piezoelektrischen Resonators S23AlN. Darstellung des Oberflächenprofils. Die absoluten Werte können Abb. 4.28b entnommen werden.

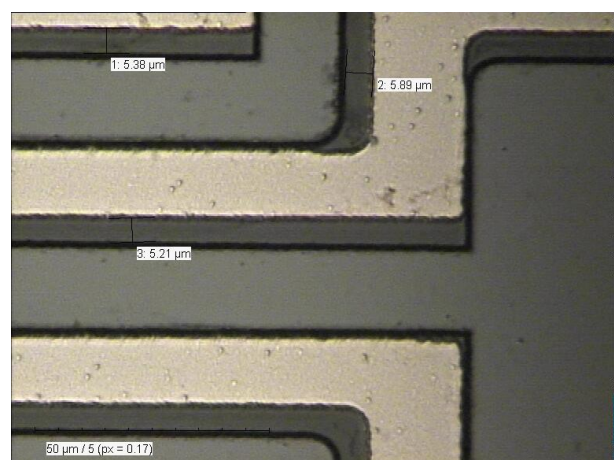
zu kompensieren, zeigten keine zufriedenstellenden Ergebnisse. In vorhergehenden Arbeiten zu AlN-Schichten wurde aber bereits die Möglichkeit aufgezeigt, den inneren Stress deutlich zu reduzieren [69, 64]. Durch Modifikation der Abscheideparameter und der Aufteilung des Sputterprozesses in mehrere Schritte sollte sich die Vorverbiegung der Resonatoren auf ein Minimum reduzieren lassen. Dabei müssen jedoch auch Einbußen bei den piezoelektrischen Koeffizienten und somit dem erreichbaren Messsignal hingenommen werden.

4.5.4 Alignment der Strukturen

Ein Ziel beim Design des Layouts war, bei einer ausreichenden Justagetoleranz die piezoelektrisch aktiven Anrege- bzw. Ausleseflächen möglichst groß zu halten (vgl. Abb. 4.18). Speziell bei den Torsionsoszillatoren mit der relativ geringen Balkenfläche war dies schwierig. An den kritischen Stellen, den aktiven AlN-Bereichen auf den Balken, wurden im Maskenlayout zu beiden Seiten als Minimum 5 μm breitere AlN- als Gold-Strukturen vorgesehen. Der Abstand der AlN-Elektroden zueinander und dem Balkenrand beträgt 10 μm . Die Abbildung 4.30a zeigen einen Strukturabschnitt im Bereich des Rahmens, erkennbar an der grünen



(a) Zuleitungen im Rahmenbereich.



(b) Leiterbahnstrukturen im Balkenbereich.

Abb. 4.30: Alignment der Gold-Metallisierung (hell) auf AlN (dunkelgrau) bei piezoelektrischen Resonatoren (grün $\hat{=}$ Si_3N_4 , hellgrau $\hat{=}$ Si).

elektrisch isolierenden Siliziumnitridschicht. Darüber die graue AlN-Schicht und die Gold-Metallisierung als oberste Schicht. Ein Bereich mit Leiterbahnstrukturen desselben Wafers ist in Abbildung 4.30b zu sehen. Hier bildet das Silizium den Boden (hellgrau). Die Bilder zeigen, dass es, trotz gutem Alignment von Maske und Wafer, bei dem die Justagekreuze mit einer hohen Genauigkeit ausgerichtet wurden, zu Positionsabweichungen der Strukturen kommt, die Justageungenauigkeit sich aber innerhalb des Toleranzbereiches bewegt.

4.5.5 Kantenkompensation KOH-Ätzen

Nasschemisches anisotropes Ätzen von kristallinem (100) Silizium erzeugt immer Strukturen, die von $\{111\}$ orientierten Kristallebenen begrenzt werden [60, 45]. Die Ätzflanken kennzeichnet somit einen Winkel von $54,74^\circ$ zur Waferoberfläche. Damit bilden sich selbstbegrenzende, in der Fläche quadratische bzw. rechteckige Strukturen, die sich nach unten hin pyramidenförmig verjüngen. Konvexe Ecken können nur durch zusätzliches Vorhalten von Opferstrukturen erzielt werden, dessen Dimensionierung an die zu erzielende Ätztiefe bzw. an die Dauer des Ätzvorgangs angepasst werden muss. Die Literatur beschreibt viele geometrische Möglichkeiten, solche Strukturen auszulegen [70, 71, 72, 73]. Naturgemäß vergrößern sich die Dimensionen der Kompensationsstrukturen mit zunehmender angestrebter Ätztiefe und der Platzbedarf steigt an. Entscheidenden Einfluss für die Dimensionierung solcher Strukturen haben schnellätzende Kristallebenen, besonders die $\{411\}$ Ebenen, die bei konvexen Ecken angreifbar werden und somit das Ätzbild prägen.

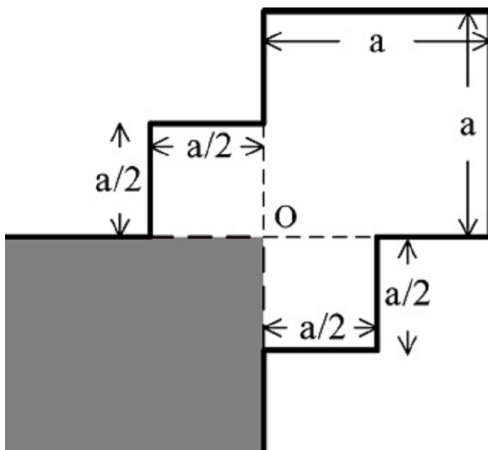
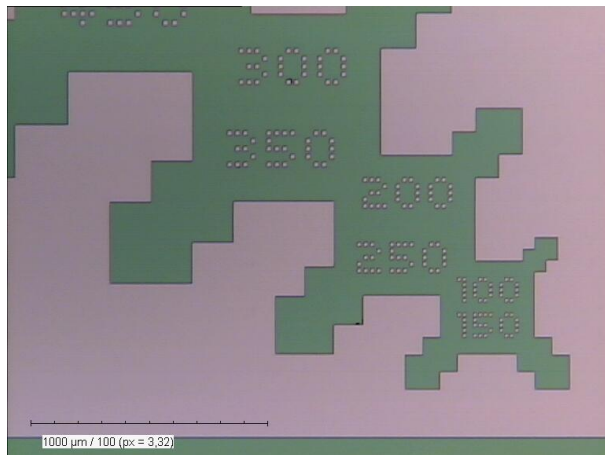


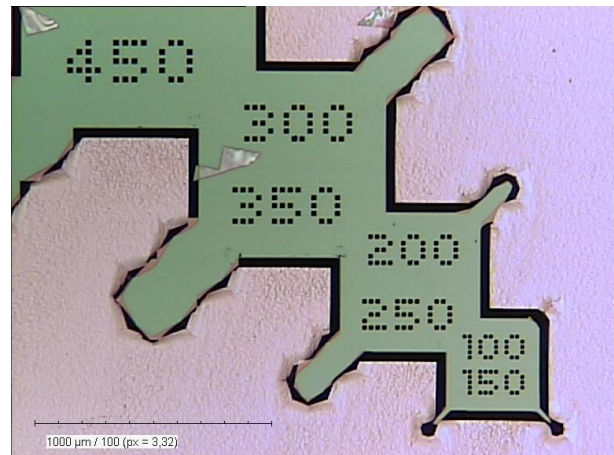
Abb. 4.31: Schema der verwendeten Kantenkompensationsstruktur [74].

Speziell bei den Paralleloszillatoren kann infolge der Position der Aufhängebalken und der Schwingungsbewegung, nur eine Versteifung der Oszillatormasse die Formstabilität gewährleisten. Ziel war es, die Oszillatormassen auf der Rückseite nicht bis zur Balkendicke zurückzuätzen, sondern das komplette Silizium auf Waferdicke zu belassen und eine Bossstruktur in Form eines Pyramidenstumpfes zu erzeugen, dessen Grundfläche der Oszillatormasse entspricht. Dabei müssen die vier Ecken durch Kompensationsstrukturen vor dem vorzeitigen Ätzen geschützt werden. Da aus Stabilitätsgründen $500\ \mu\text{m}$ dicke Wafer ausgewählt wurden, fallen die Kompensationsstrukturen dementsprechend groß aus. Während bei Platzmangel die Ausdehnung der Strukturen nach außen hin

durch Anheften an den Rahmen und damit der Unterdrückung der Spitzenätzung beherrschbar bleibt, ist ein zu enges Zusammenrücken der Kompensationsstrukturen problematisch. Im Falle von kleinen Bulkmassen käme es bei den klassischen Kompensationsstrukturen zu einem Überlappen an der Basis oder den Seiten. Entscheidend für die Auswahl der in [74] vorgestellten Kompensationsstruktur in Form von zwei überlagerten Quadraten, war letztlich der geringere Platzbedarf in der Breite ($\frac{a}{2}$) an der Basis der Struktur (Abb. 4.31). Die Berechnung der Strukturgröße kann nach [74] in Abhängigkeit des Verhältnisses der Ätzraten der Kristallrichtungen $\langle 410 \rangle$ und $\langle 100 \rangle$ erfolgen. Zusätzlich muss beachtet werden, dass die Ätzraten mit



(a) Siliziumnitrid-Maskierung.

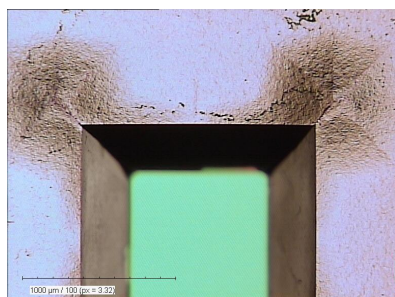


(b) Zwischenergebnis der KOH-Ätzung nach 1 h.

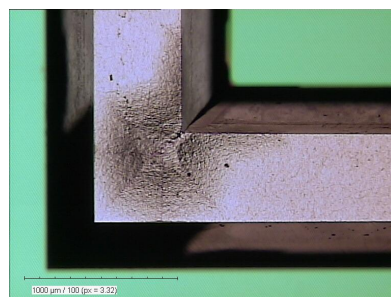
Abb. 4.32: Teststrukturen für die KOH-Kantenkompensation. (grün $\hat{=}$ Si_3N_4 , rosa $\hat{=}$ Si)

steigender Dotierung sinken [75] und bei den verwendeten Wafern ein kritisches Verhältnis erreicht wird. Mit Teststrukturen (Abb. 4.32) wurde die Dimensionierung überprüft und ein leichtes Überätzen einkalkuliert (Abb. 4.33c). Somit wurde die gleiche Dimensionierung trotz unterschiedlicher zu erzielender Membrandicken bzw. Ätztiefen verwendet, da die Exaktheit der Eckenkompensation für das Sensorzept nur eine untergeordnete Bedeutung hat. Die Struktur erlaubt aber eine recht gutes Nachbilden der Kanten (Abb. 4.33a und 4.33b).

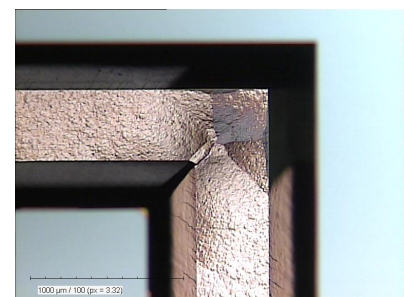
Nachteilig wirkt sich jedoch die Tatsache aus, dass im Allgemeinen geringfügige Überreste der Kantenkompensationsstrukturen am Membranboden verbleiben. Im vorliegenden Fall als pyramidenförmige Erhöhungen in der diagonalen Verlängerung der Kanten, was in den Bei-



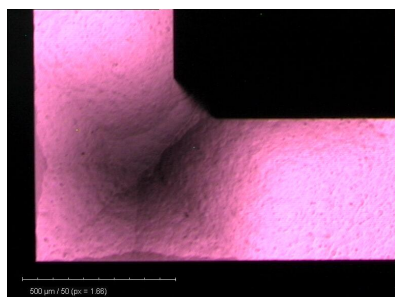
(a) Sauber geätzte Kanten.



(b) Sauber geätzte Kante.



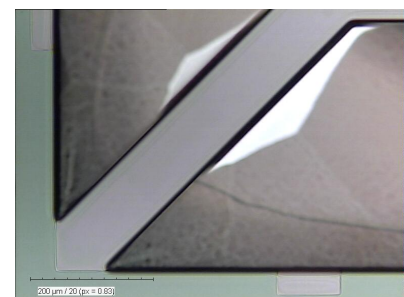
(c) Leicht überätzt.



(d) Durchlicht.



(e) Durchgeätzte Membran.



(f) Reste nach dem Freistellen.

Abb. 4.33: Beispiele der KOH-geätzten konvexen Siliziumecken mit den Reststrukturen der Kantenkompensation am Membranboden.

spielen der Abbildung 4.33 direkt ersichtlich ist. Eine Durchlichtaufnahme (Abb. 4.33d) und eine Aufnahme nach dem Wegätzen der kompletten Membran (Abb. 4.33e) zeigen dies besonders eindrucksvoll. Die zurückbleibende Strukturhöhe beträgt im Maximum etwa $7\ \mu\text{m}$ und bedingt starkes Überätzen beim Freistellen der Oszillatoren durch das Trockenätzen, um Siliziumrückstände an den diagonalen Balken der Paralleloszillatoren zu vermeiden (Abb. 4.33f). Daher wurde auch eine besonders dicke rückseitige Schutzbelackung in den Kavitäten notwendig. Es kommt sicherlich zu einer geringfügigen Erhöhung der mechanischen Steifigkeit und damit der Vakuumresonanzfrequenz, welches aber von untergeordneter Relevanz ist, da der Effekt prinzipiell designtechnisch kompensierbar ist. Zudem existieren weitere fertigungstechnische Effekte, wie geringere Masse durch Überätzung oder eine geringere reale Balkenbreite, die ebenfalls zu einer Abweichung vom idealisierten Modell führen. Die Überreste der Kantenkompensationsstrukturen stellen keine nennenswerten funktionellen Probleme dar, der Einfluss ist allerdings im Prozessablauf und eventuell bei der Sensorauslegung zu berücksichtigen.

4.6 Vergleich der Sensorkonzepte

Die nachfolgenden Auflistungen erlauben einen fertigungstechnischen Vergleich des kapazitiven und des piezoelektrischen Sensorkonzeptes. Zunächst werden die den Herstellungsprozess und Sensoraufbau betreffenden wesentlichen **Vor- und Nachteile des kapazitiven Sensorkonzeptes** vorgestellt:

- ++ Keine stressbedingte statische Auslenkung des Oszillators.
 - + Keine Funktions- und Kontaktschicht notwendig.
 - + Geringe Anforderungen an das Strukturalignment.
 - + Biegebalken sind frei dimensionierbar.
 - + Elektroden des Deckels sind direkt kontaktierbar.
 - + Rückseite des Oszillators ist frei zugänglich.
- Metallisierungsschicht auf der Rückseite notwendig, Strukturierung schwierig.
 - Prozessierung innerhalb der Glasgruben erforderlich.
 - Elektrische Kontaktierung zum Silizium wird über einen mechanischen Kontakt hergestellt.
 - Notwendigkeit einer elektrischen Isolationsschicht.
 - Zusammenbau ist aufwändiger, präzise Justage des Resonator-Chips zu den Elektrodenstrukturen im Deckel notwendig.
 - Sensoraufbau ist fragiler, die Handhabung erfordert mehr Vorsicht.

Zur Untersuchung des Squeeze-Film-Effekts wurde das kapazitive Konzept aufgrund der mechanisch spannungsfreien Oszillatoraufhängung und der damit verbundenen ideal parallelen Oszillatorflächen favorisiert. Zudem sind die Biegebalken, unabhängig von anderen Strukturen, frei dimensionierbar. Problematische elektrische Durchkontaktierungen werden auf Kosten eines Kontaktes zum Silizium über den Chip-fixierenden Metall-Stempel vermieden. Der Silizium-Kontakt bedingt dafür eine rückseitige Metallisierung. Die Kombination von der

notwendigen präzisen Ausrichtung der Chips zueinander und der gleichzeitigen elektrischen Funktionalität des mechanischen Aufbaus, machen den Sensoraufbau etwas aufwändiger und verlangen eine vorsichtiger Handhabung, als dies beim piezoelektrischen Konzept notwendig ist.

Beim der folgenden Auflistung der wesentlichen herstellungs- und aufbaubedingten **Vor- und Nachteile des piezoelektrischen Sensorkonzeptes** wird bei einigen Punkten zusätzlich eine Unterscheidung der Aufbauvarianten vorgenommen, je nach dem, ob der Deckel oder der Resonator in den Sockel geklebt wurde also der Deckel unten oder oben ist:

- ++ Vereinfachte Montage, es ist keine exakte Justage des Resonator-Chips zum Deckel nötig.
- ++ *Resonator geklebt*: Beliebig große Spaltabstände möglich.
 - + Keine elektrische Kontaktierungsschicht auf der Rückseite notwendig.
 - + Elektrische Isolationsschicht konzeptionell nicht zwingend erforderlich.
 - + Einfachere Prozessierung des Deckels, keine Strukturen innerhalb der Glasgruben.
 - + Metall-Stempel wird nur für die mechanische Befestigung des Resonator-Chips benötigt, keine elektrische Funktion.
 - + *Resonator oben*: Rückseite des Oszillators ist frei zugänglich.
 - + *Resonator geklebt*: Gute direkte elektrische Kontaktierung aller Pins.
 - + *Resonator geklebt*: Sehr flexibler Aufbau.
- Intrinsischer Schichtstress der abgeschiedenen Schichten sorgt für statische Vorauslenkung des Resonators.
 - *Resonator oben*: Elektrische Durchkontaktierung zum Resonator erforderlich.
 - Piezoelektrische Funktionsschicht und Kontaktierungsschicht sowie deren Strukturierungen notwendig.
 - Flächenbedarf der aktiven Strukturen beeinflusst die Größe der Biegebalken.
 - Höhere Anforderungen an das Strukturalignment.
 - *Resonator geklebt*: Oszillator nicht frei zugänglich, beidseitig ein Spaltabstand.

Besonders das piezoelektrische Sensorkonzept, bei dem der Resonator in den Sockel geklebt wurde, gestaltet sich als sehr robust und flexibel und sollte für zukünftige Untersuchungen bevorzugt weiterverfolgt werden. Eine deutliche Reduktion oder gar Vermeidung der statischen Vorauslenkung der Oszillatoren sollte durch eine Optimierung der Sputterparameter für das Aluminiumnitrid erreicht werden können. Dabei muss eventuell ein Kompromiss zwischen maximalen piezoelektrischen Koeffizienten und minimalem intrinsischem Schichtstress gefunden werden. Ein großer Vorteil ist die gute direkte elektrische Kontaktierung aller Pins über die Resonator-Vorderseite sowie die Möglichkeit beliebig große Spaltabstände zu realisieren. Zudem ist die Montage sehr einfach, weil keine exakte Justage des Deckels zum Resonator-Chip benötigt wird.

5 Messung

Eine umfangreiche systematische Charakterisierung der gefertigten resonanten Sensoren erfolgt durch die Analyse der erfassbaren Messgrößen wie Resonanzfrequenz, Amplitude, Phase und Güte in einer definierten Gasatmosphäre (Auswahl von fünf Gasen) als Funktion des Umgebungsdruckes, der stabil in einem weiten Druckbereich einstellbar ist.

Im Folgenden werden die Messumgebung, der Messaufbau sowie die Mess- und Auswertemethodik näher beschrieben. Die Messumgebung umfasst die Vakuumanlage mit Druckhaltung und Gaszuführung. Der Messaufbau beschreibt den technischen und elektrischen Aufbau des kapazitiven, piezoelektrischen bzw. optischen Messkonzeptes. Im Kapitel Messmethoden wird der Messablauf näher erläutert. Die unterschiedlichen Vorgehensweisen und Methoden der Messsignalauswertung werden schließlich im Kapitel Auswertemethoden beschrieben.



Abb. 5.1: Gesamtübersicht des Messplatzes (links: elektrische Messtechnik, rechts: Vakuumanlage, rechts oben: Laservibrometer).

Die Abbildung 5.1 zeigt eine Übersicht über den Messplatz. Dabei ist rechts im Vordergrund die Vakuumanlage mit Vakuumkammer und Steuereinheit zu sehen sowie obenauf der Messkopf und der Kontroller des Laservibrometersystems. Links im Bildhintergrund sind die Geräte für die elektrischen Messungen zu sehen.

5.1 Messumgebung

Die wesentlichen Bedingungen an die Messumgebung sind das Einstellen eines definierten Umgebungsdruckes in einem weiten Bereich von Turbopumpenvakuum bis Umgebungsdruck bei wechselnden Gasatmosphären. Die selbst entwickelte und aufgebaute Vakuumanlage kann

diese Rahmenbedingungen bereitstellen [76]. Es ist möglich, unterschiedliche Gase zuzuführen und simultan in einem weiten Bereich von 10^{-6} bis 1000 mbar den Druck einzustellen und konstant zu halten.

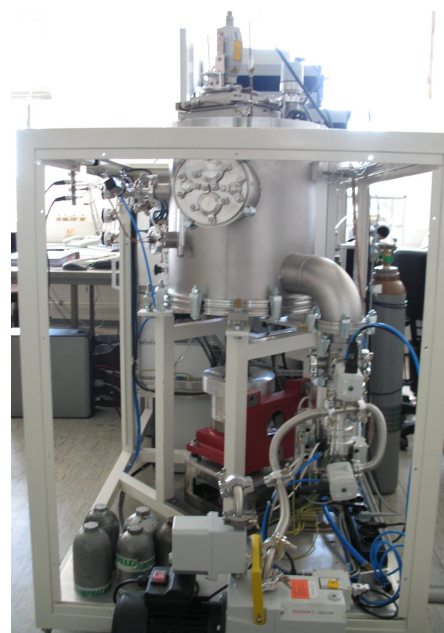
5.1.1 Aufbau und Funktionsweise der Vakuumanlage

Die folgende Abbildung 5.2 zeigt die Vakuumanlage in einer detaillierteren Ansicht. Der linke Bereich der Anlage wird von einem Rackaufbau eingenommen, der die zur Steuerung der Anlage benötigten elektronischen Komponenten wie Steuerungsrechner, Signalkopplung, Signalverstärker und Spannungsversorgungen beinhaltet, sowie im oberen Bereich Teilkomponenten der Gaszuführung trägt. Auf der Rückseite sind, nicht sichtbar, die Gasflaschen integriert. Der rechte größere Bereich besteht aus der zylindrischen Vakuumkammer (40 cm \times \varnothing 40 cm) mit den Pumpen und Ventilen der Absaugungseinrichtung (vgl. Abb. 5.2b), den Vakuumdrucksensoren und der Gaszuführung über das Regelventil. Die elektrische Kontaktierung von Messobjekten innerhalb der Kammer kann durch mehrpolige Vakuumdurchführungen erfolgen. Eine der elektrischen Durchführungen ist mit einer mechanischen Drehdurchführung und einem unter der Kammer montiertem Hochpräzisionsdrehtisch gekoppelt. In Kombination mit einem mehrachsigen Drehgabelaufbau [77] ist die Vakuumanlage damit auch für Messungen an Drehratensensoren geeignet [54, 78, 79, 80]. Das Zusammenspiel der einzelnen Komponenten zeigt das folgende schematische Modell der Vakuumanlage in Abbildung 5.3.

Die Ansteuerung und Prozessführung der Vakuumanlage erfolgt rechnerbasiert über ein *dSPACE* Controller Board DS1104. Mit den integrierten analogen und digitalen Ein- und Ausgabeschnittstellen werden über eine zusätzliche galvanische Entkopplung der elektrischen



(a) Frontalansicht: Links Steuerungseinheiten und Gaszuführung, rechts Rezipient, oben Laservibrometer.



(b) Seitenansicht: Rezipient mit Absaugung.

Abb. 5.2: Detailansichten der Vakuumanlage.

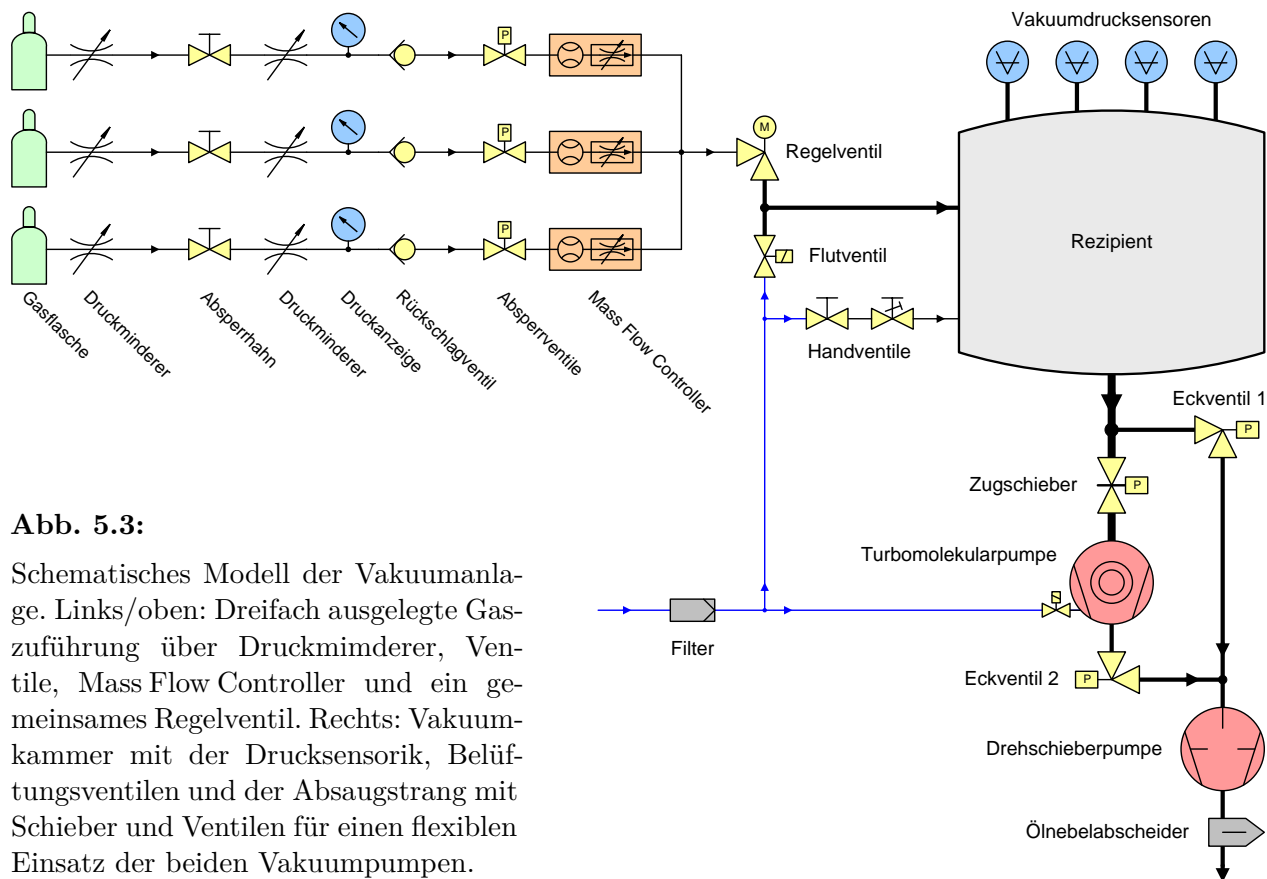


Abb. 5.3:

Schematisches Modell der Vakuumanlage. Links/oben: Dreifach ausgelegte Gaszuführung über Druckminderer, Ventile, Mass Flow Controller und ein gemeinsames Regelventil. Rechts: Vakuumkammer mit der Drucksensorik, Belüftungsventilen und der Absaugstrang mit Schieber und Ventilen für einen flexiblen Einsatz der beiden Vakuumpumpen.

Signale die Sensoren und Stellglieder der Vakuumanlage angebunden. Die ereignisgesteuerte Programmierung des *dSPACE* Controller Boards erfolgte über das blockdiagrammbasierte Modellierungstool MATLAB/Simulink von *The Math Works*. Damit ließen sich alle erdenklichen Regelungs- und Steuerungsalgorithmen zum Betrieb der Anlage realisieren. Die eigentliche Betriebsführung erfolgt über eine durch virtuelle Instrumentenpanels, Anzeige- und Eingabefelder der *dSPACE* Programmoberfläche *ControlDesk* gebildete Prozessleitoberfläche. Diese erlaubt eine komplett automatische, druckgeregelt Betriebsführung, einzig durch Vorgabe der Gasart und des Soll-drucks, aber auch eine komplett manuelle Betriebsweise durch den Echtzeitzugriff auf sämtliche Signal-, Steuer- und Regelgrößen des Systems.

Die druckgeregelt Betriebsführung der Vakuumanlage wurde aufgrund der sich stark ändernden physikalischen Gegebenheiten in drei Abschnitte eingeteilt, die eine unterschiedliche Arbeitsweise erfordern. Im Grobvakuumbereich, von Atmosphärendruck bis etwa 1 mbar, kann mit einer quasi stationären Druckregelung gearbeitet werden, d. h. die Gaszuströmung durch Ausgasungs- und Diffusionseffekte sind vernachlässigbar gering, so dass nach Einstellung des Soll-drucks und Schließen aller Ventile der Kammerdruck praktisch konstant bleibt. Im Fein- und Hochvakuumbereich unterhalb 1 mbar können diese Effekte dagegen keineswegs vernachlässigt werden und es bedarf eines kontinuierlichen Abpumpens mit der Vorpumpe (Drehschieberpumpe DUO 5, *Pfeiffer Vacuum*) und der Turbomolekularpumpe (TMH 071 P, *Pfeiffer Vacuum*). Die Einstellung des Soll-drucks erfolgt durch eine geregelte Betriebsführung, bei der das fein dosierbare Regelventil (EVR 116, *Pfeiffer Vacuum*) als Stellgröße den erforderlichen Gaszustrom kontinuierlich nachführt. Unterhalb von etwa 0,1 mbar muss mit beiden Pumpen gearbeitet werden. Im Zwischenbereich von 1 bis 0,1 mbar wird, speziell bei schweren Gasen und Gasen hoher Viskosität, die Gaslast für die Turbomolekularpumpe auf

Dauer schnell zu hoch und eine Überhitzung droht. Dort kann dann auch eine geregelte Betriebsführung ausschließlich mit der Drehschieberpumpe erfolgen. Die Übergangsbereiche der unterschiedlichen Betriebsmodi sind in der Praxis fließend und müssen ebenso wie die die Regelung betreffenden Parameter in Abhängigkeit der verwendeten Gasart betrachtet werden und unter Umständen den aktuellen Gegebenheiten angepasst werden.

5.1.2 Vakuumdrucksensoren

Maßgeblich für die Untersuchungen ist die möglichst exakte Bestimmung der in der Vakuumkammer herrschenden Druckbedingungen. Der große Messbereich von neun Dekaden und wechselnde Gasatmosphären erschweren es zusätzlich, ein qualitativ gutes stetiges Drucksignal in allen Druckbereichen zu generieren und erfordern mehrere Drucksensoren mit aufeinander abgestimmten unterschiedlichen Messbereichen. Im Zuge der Arbeit wurden daher die ursprünglich drei auf dem Kammerdeckel montierten Drucksensoren um einen vierten Sensor ergänzt.

Der Mehrbereich-Vakuumdrucksensor PKR 251 (*Pfeiffer Vacuum*) gibt ein über den gesamten Messbereich logarithmisch mit dem Druck skalierendes Messsignal aus und enthält intern zwei miteinander verknüpfte separate Messsysteme. Ein Pirani-Messsystem für den Druckbereich von Atmosphärendruck bis etwa 10^{-3} mbar und ein Kaltkathoden-Messsystem für niedrigere Hochvakuumdrücke. Beide Messsysteme unterliegen jedoch prinzipbedingt einer Abhängigkeit von der Gasart, so dass bei einem anderen Gas als trockene Luft, N_2 , O_2 oder CO der angezeigte Druck p von dem tatsächlichen Druck p_{eff} zum Teil recht stark abweicht. Die Diagramme in Abbildung 5.4 und die Tabelle 5.1 wurden aus der Betriebsanleitung des PKR 251 entnommen und zeigen diese nichtlineare Abhängigkeit [81]. Abbildung 5.4a zeigt eine sehr

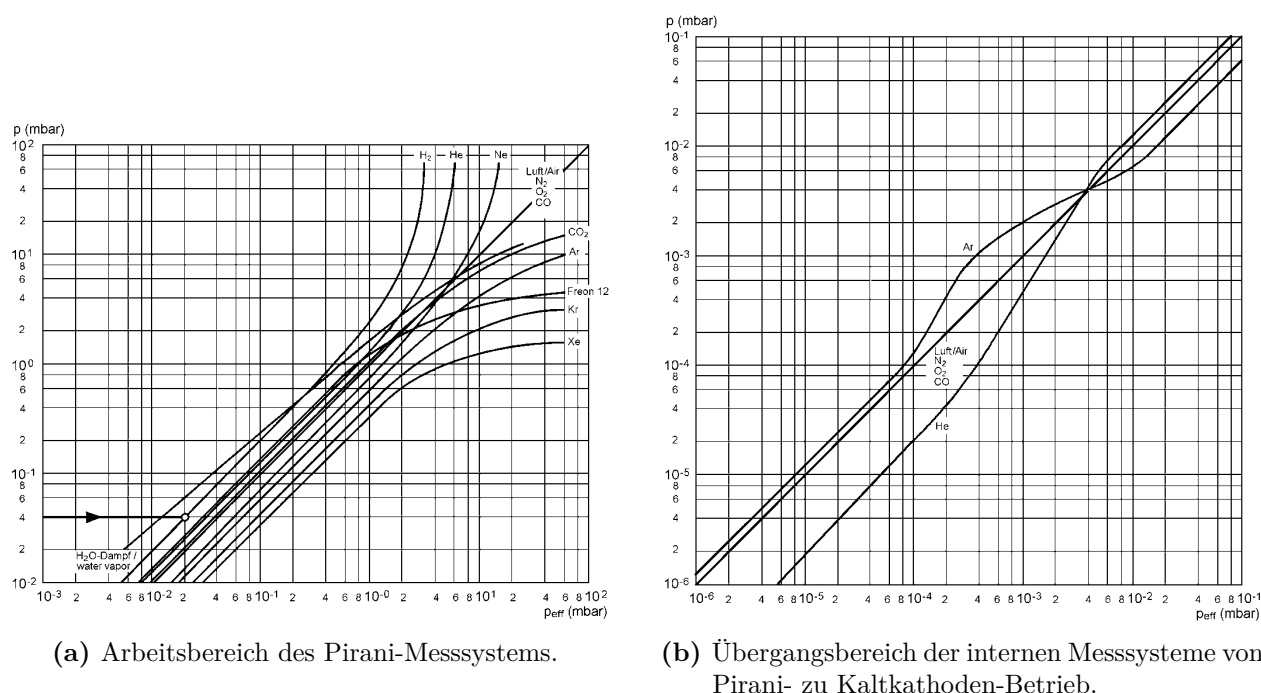


Abb. 5.4: Gasartabhängigkeit des Mehrbereich-Vakuumdrucksensors PKR 251 für Drücke $p > 10^{-6}$ mbar [81].

Tab. 5.1: Gasartabhängigkeit des Mehrbereich-Vakuumdrucksensors PKR 251 für Drücke $p < 10^{-5}$ mbar (Arbeitsbereich des Kaltkathoden-Messsystems). Aufgelistet sind die Umrechnungsfaktoren für die jeweilige Gasart. Dabei ist $p_{\text{eff}} = \text{Faktor} \times p$ [81].

Luft, N ₂ , O ₂ , CO	Xe	Kr	Ar	H ₂	Ne	He
1,0	0,4	0,5	0,8	2,4	4,1	5,9

starke Gasartabhängigkeit im Grobvakuumbereich, was eine Nutzung mit anderen Gasen ausschließt. Der Kreuzungsbereich der Linien in Abbildung 5.4b im Bereich zwischen 10^{-2} und 10^{-4} mbar kennzeichnet den Wechsel der internen Messsysteme und zeigt zudem eine veränderliche Abhängigkeit von der Gasart. Für noch niedrigere Drücke werden konstante Umrechnungsfaktoren angegeben (Tab. 5.1). Systematische Korrekturversuche der Messgröße unter Zuhilfenahme der Kennlinien führte zu keinem befriedigendem Ergebnis (vgl. Kap. 6.2.2.2).

Die beiden gasartunabhängigen kapazitiven Vakuumdrucksensoren CMR 261 und CMR 264 (*Pfeiffer Vacuum*) mit ihrem vergleichsweise kleinen Messbereich (nominell 3 Dekaden), liefern zwar ein linear vom Druck abhängiges Messsignal, sind aber in der untersten Dekade ihres Messbereichs ungenau und weisen dort starkes Signalrauschen auf. Diese Umstände haben zur Folge, dass die Signale am Übergang der Messbereiche nicht stetig sind, wenn kein ausreichendes Überlappen der nominellen Messbereiche vorliegt. Durch Einschränkung der Messbereiche auf die obersten zwei Dekaden wurden zuverlässig nutzbare Signale und nahezu stetige Übergänge erreicht. Die nachträgliche Erweiterung des Sensorverbundes mit dem kapazitiven Vakuumdrucksensor CMR 362 (*Pfeiffer Vacuum*) schloss die anfängliche Lücke zwischen 1 und 10 mbar und erlaubte auch dort präzise gasartunabhängige Messungen.

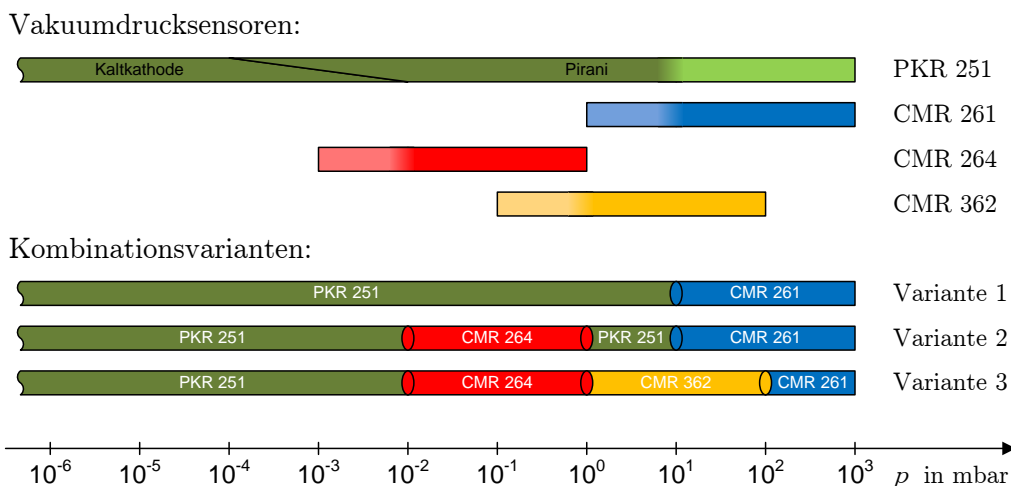


Abb. 5.5: Arbeits- und Verwendungsbereiche der Vakuumdrucksensoren.

Abbildung 5.5 zeigt die theoretischen Arbeitsbereiche und die real genutzten Bereiche der eingesetzten Vakuumdrucksensoren. Die dunkler eingefärbten Bereiche kennzeichnen den jeweiligen besten Verwendungsbereich. Es kamen drei Kombinationsvarianten zur Abdeckung des Druckbereiches der Vakuumkammer zum Einsatz, wobei die ersten beiden aus obig beschriebenen Gründen nur sehr eingeschränkt für andere Gasatmosphären als N₂ oder Luft geeignet sind. Die dritte Kombinationsvariante ist nahezu uneingeschränkt einsetzbar, lediglich im Hochvakuumbereich gelten die Korrekturfaktoren aus Tabelle 5.1.

5.2 Messaufbau

In diesem Kapitel wird die technische Komponente des elektrischen Messaufbaus erläutert. Der Messaufbau für die kapazitive und die piezoelektrische Charakterisierung der Sensoren erforderte eine unterschiedliche Einrichtung der Gerätekomponenten. Der optische Laservibrometeraufbau wurde als zusätzliches Messsystem eingesetzt.

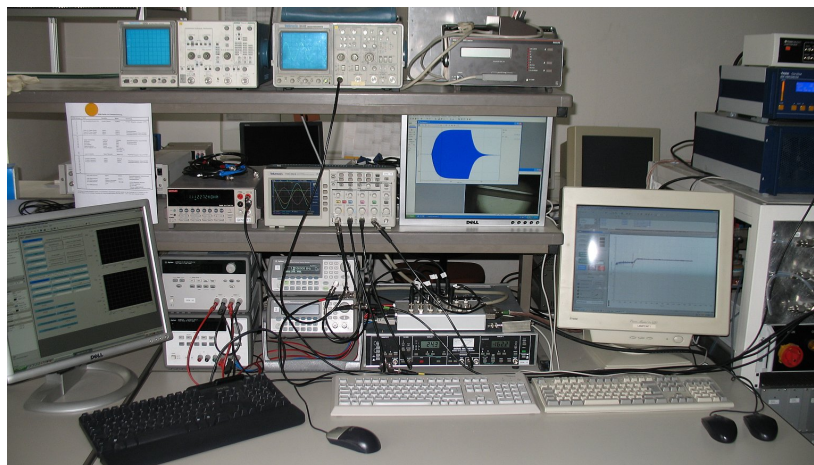


Abb. 5.6: Elektrischer Messplatz. Zentrum: Messgerätekomponenten, Linker Bildschirm: Steuerung des Messsystems, Mittlerer Bildschirm: Steuerung des Laservibrometersystems, Rechter Bildschirm: Steuerung der Vakuumanlage

Der in Abbildung 5.6 gezeigte Messplatz umfasst, neben den klassischen Messgerätekomponenten wie Signalgeneratoren, Spannungsversorgung, Oszilloskop und Lock-in-Verstärker, drei getrennte, autarke Steuerungs- bzw. Messrechner. Ein Steuerungsrechner dient dem Betrieb der Vakuumanlage und der Bereitstellung der Messumgebungsbedingungen wie Druck und Gasatmosphäre (vgl. Kap. 5.1). Ein weiterer Messrechner übernimmt die Koordination der Messgerätekomponenten und übernimmt damit die Hauptaufgabe mit elektrischer Anregung und Messwerterfassung der zu charakterisierenden Sensoren. Ebenso benötigt auch das optionale Laservibrometersystem einen eigenen Mess- bzw. Steuerungsrechner.

5.2.1 Kapazitiver Messaufbau

Zur elektrischen Charakterisierung der kapazitiven Sensoren wird der in Abbildung 5.7 schematisch dargestellte Messaufbau verwendet. Dieser besteht aus mehreren untereinander verschalteten Geräten, welche alle mittels eines General Purpose Interface Bus (GPIB) durch den Messrechner ansteuerbar miteinander verbunden sind. Eine speziell für solche Messaufgaben entwickelte so genannte „Excitationbox“ und eine Messkarte übernehmen die Anbindung an die Sensoren [44, 54]. Die Excitationbox ist die gemeinsame Schnittstelle zwischen den Peripheriegeräten und der Messkarte mit Sensor. Sie übernimmt im vorliegenden Fall die Funktion eines elektronischen Umschalters sowie der Bündelung der Signalleitungen. Sie wird mittels einer seriellen Schnittstelle vom Messrechner angesteuert. Die dazugehörige Messkarte mit der Auswerteelektronik und Signalvorverstärkung befindet sich innerhalb der Vakuumkammer

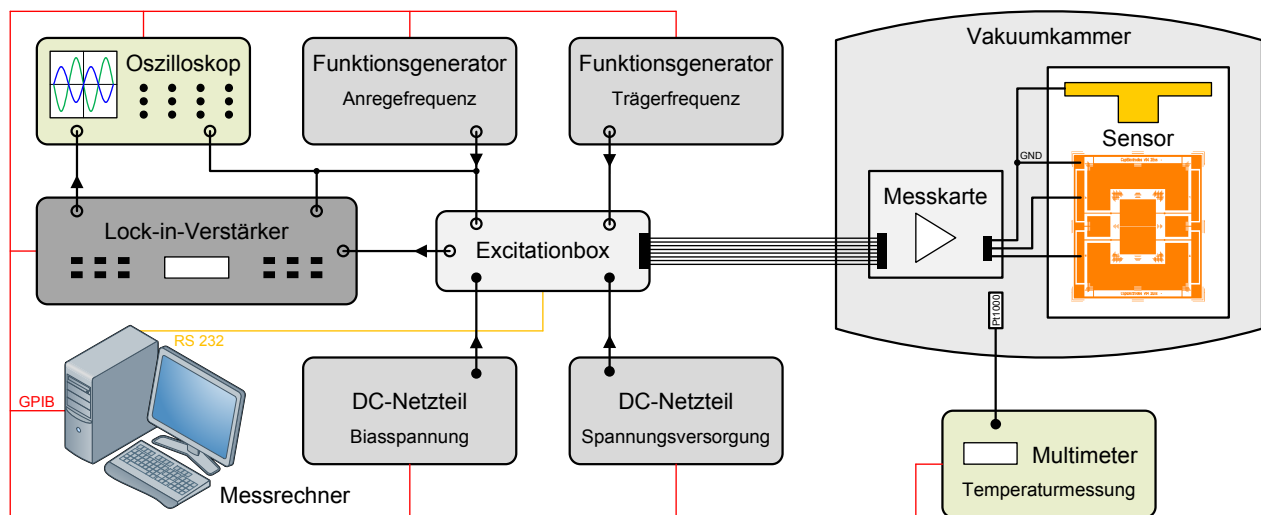
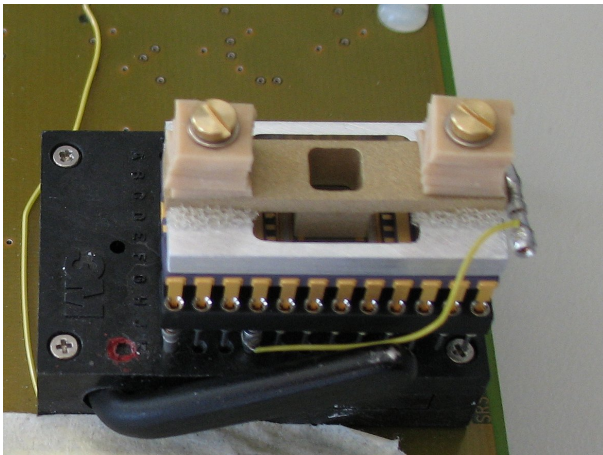


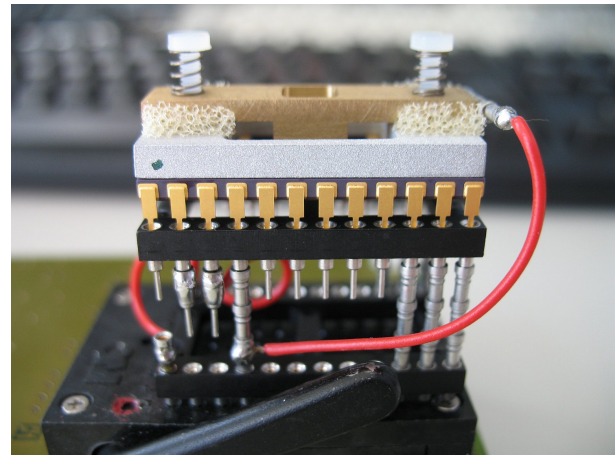
Abb. 5.7: Schematischer Messaufbau für die kapazitiven Sensoren.

und enthält einen Sockel, auf dem der zu vermessende Sensor aufgesteckt wird. Die Auswertung basiert auf einem Amplitudenmodulationsverfahren, bei dem sich das Anregungssignal für den Sensor aus einer Trägerfrequenz und der aufmodulierten Anregerefrequenz sowie einer überlagerten Biasspannung bildet [44]. Daher werden zwei Gleichspannungsquellen und zwei Signalgeneratoren benötigt. Ein *Agilent E3631A* übernimmt die elektrische Spannungsversorgung der Excitationbox, ein *Agilent E3647A* dient als Quelle für das Biassignal und jeweils ein *Agilent 33220A* Signalgenerator für die Anregerefrequenz und das Trägersignal. Teilweise wird zur Unterschreitung der Minimalspannung des Signalgenerators zusätzlich die Anregerefrequenz mit Hilfe eines ohmschen Spannungsteilers auf ein Viertel reduziert. Für die Auswertung der Messsignale ist der in diese Messeinheit eingebundene Lock-in-Verstärker *Signal Recovery Model 5210* von entscheidender Bedeutung. Dieser Verstärker ist in der Lage, aus einem breitbandigen Spektrum das Messsignal mit Hilfe einer angelegten Referenzfrequenz (Anregerefrequenz des Sensors) herauszufiltern und auszuwerten. Sowohl das Rauschen als auch einkoppelnde Störsignale können somit sehr effizient unterdrückt werden. Die gemessenen Signale des Lock-in-Verstärkers werden direkt über GPIB ausgelesen und vom Messprogramm des Messrechners aufbereitet und zur weiteren Auswertung gespeichert. Unabhängig von der Messung des Sensors wurde bei späteren Messungen zusätzlich die Temperatur lokal am Sensorsockel mit einem Pt1000 und einem *Keithley 2000* Multimeter durch eine Vierleiter-Widerstandsmessung erfasst. Ein Oszilloskop dient der Signalkontrolle und -überwachung. Die Funktionalität des Sensors kann so direkt verifiziert, die Anregung angepasst und parasitäre Signalelemente aufgedeckt werden.

Der fertig aufgebaute Sensor kann direkt in den Platinensockel der Messkarte aufgesteckt werden (Abb. 5.8). Die getrennten Anrege- und Ausleseelektroden innerhalb der Grube des Glasdeckels sind direkt über Drahtbonds mit den Sockelkontakten verbunden (Abb. 5.9). Der Silizium-Resonator (GND-Potential) wird dabei über den Metallstempel separat über eine Drahtbrücke kontaktiert. Mit einem Adaptersockel können die Elektroden des Glasdeckels je nach gewünschter Anregung bzw. passend zur Oszillatorgeometrie beliebig verdrahtet werden.

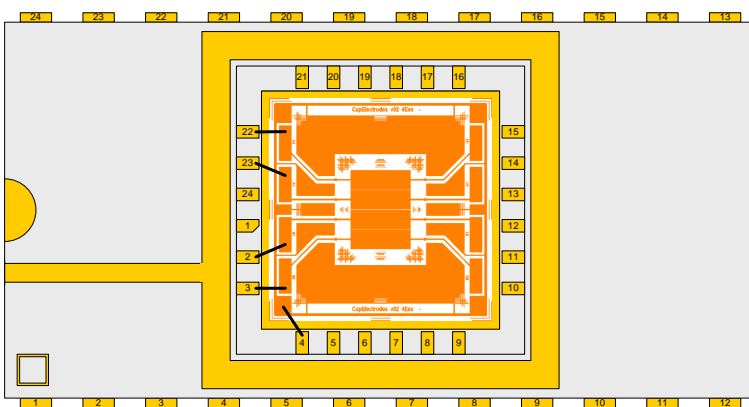


(a) Messkarte mit Sensor.

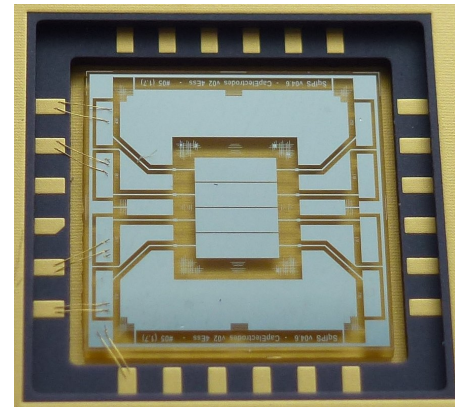


(b) Messkarte mit Sensor und Adaptersockel.

Abb. 5.8: Kontaktierung der kapazitiven Sensoren. Der Silizium-Resonator wird dabei über den Metallstempel separat kontaktiert.



(a) Schematischer Drahtbondplan.



(b) Gebondeter Glasdeckel.

Abb. 5.9: Drahtbondplan der Glasdeckel des kapazitiven Sensorkonzeptes am Beispiel eines 4-Elektroden-Designs.

Es existieren, den Flächen und Bewegungsformen der Oszillatoren angepasst, unterschiedliche Elektrodengeometrien und Anordnungen zur Bildung der Kapazitäten für die Anregung und Auslesung. Eine Masseringleitung verbindet jedoch immer alle Freiflächen auf den Glasdeckeln. Diese werden damit ebenfalls auf das GND-Potential/Massepotential des Silizium-Chips gelegt. Somit gibt es keine großflächigen floatenden Kapazitäten, die die elektrische Messung erheblich stören könnten.

5.2.2 Piezoelektrischer Messaufbau

Der Messaufbau für die piezoelektrischen Sensoren (Abb. 5.10) ist vergleichsweise einfacher, denn er besteht im Wesentlichen nur aus dem Signalgenerator zur Erzeugung des Anregesignals und dem Lock-in-Verstärker zur Auswertung des Messsignals. Die piezoelektrischen Elektrodenstrukturen des Resonator-Chips werden direkt, ohne zusätzlich vorgeschaltete Elektronik, über eine Adapterplatine mit Sockel kontaktiert (Abb. 5.11). Der Signalstrom der piezoelektrischen Elemente auf den Biegebalken wird vom Lock-in-Verstärker ausgewertet

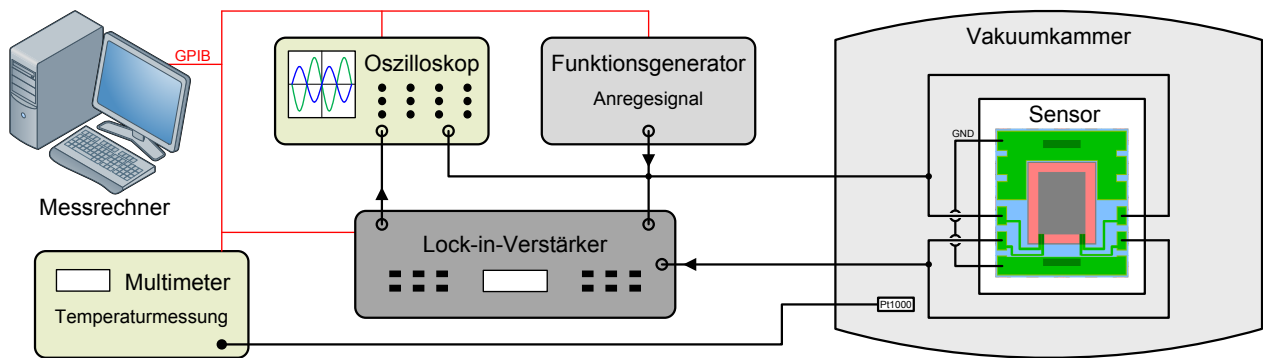
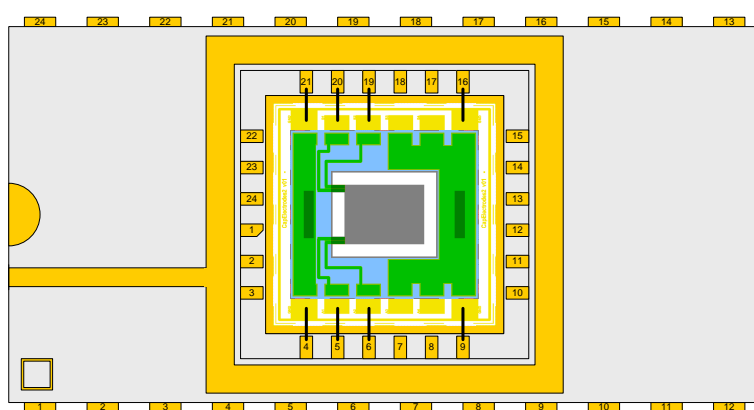
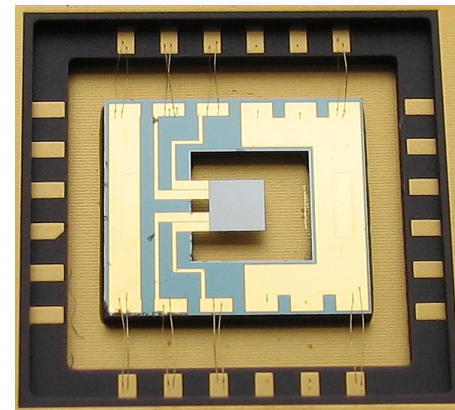


Abb. 5.10: Schematischer Messaufbau für die piezoelektrischen Sensoren.



(a) Schematischer Drahtbondplan.



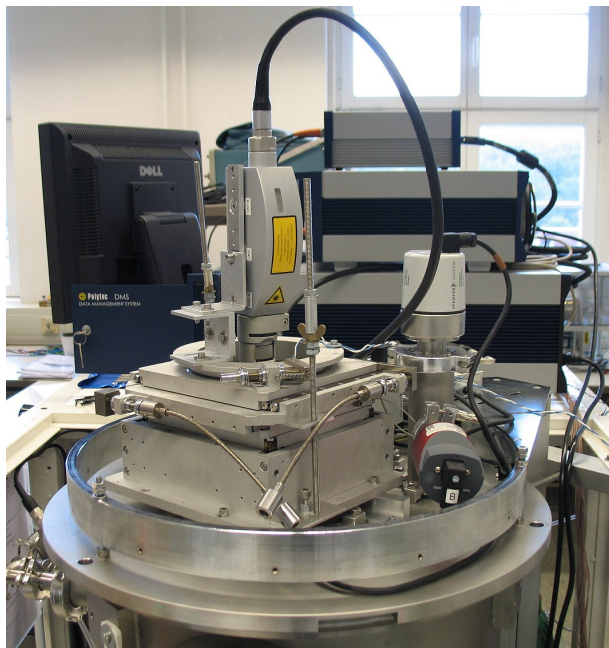
(b) Gebondeter Resonator-Chip.

Abb. 5.11: Drahtbondplan der piezoelektrischen Resonator-Chips.

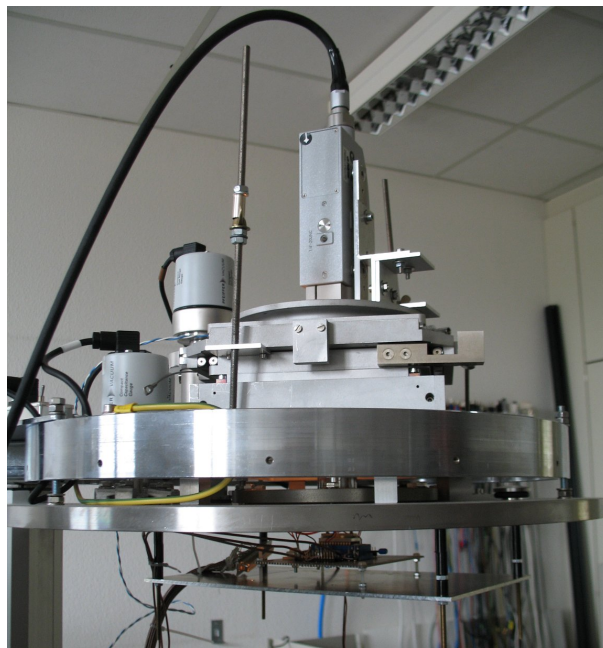
und die gemessenen Werte über den GPIB-Bus aufgenommen. Die Strukturen auf den Biegebalken für die Anrege- und Ausleseeinheiten wurden auch hier getrennt ausgeführt, so dass diese paarweise und symmetrisch kontaktiert werden konnten (vgl. Abb. 4.18). Dazu wurden jeweils die beiden inneren sowie die beiden äußeren Elektroden mit einer externen Verkabelung kurzgeschlossen. Analog zum kapazitiven Messaufbau wurde wiederum die Temperatur lokal am Sensorsockel erfasst und ein Oszilloskop zur Signalüberwachung eingesetzt.

5.2.3 Optischer Messaufbau

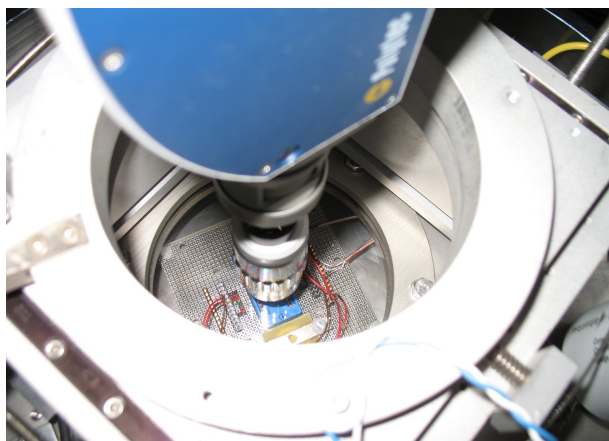
Mit einem Einpunkt-Laservibrometersystem CLV-2534 der Firma *Polytec GmbH* kann zusätzlich und unabhängig von der Sensorvariante die absolute Schwingungsamplitude gemessen werden [50]. Erforderlich sind aber weiterhin die elektrische Anregung der Sensoren sowie ein optischer Zugang zur schwingenden Oszillatormasse des Resonator-Chips. Die Abbildung 5.12 zeigt den Messaufbau des *Polytec*-Laservibrometers. Der über ein faseroptisches Verbindungskabel mit dem Controller verbundene Messkopf des Lasersystems OFV-534 wird außerhalb der Vakuumkammer auf deren Deckel montiert. Zur genauen Positionierung wurde ein mehrachsiger Mikrometertisch in den Aufbau integriert. Durch ein Schauglas im Deckel der Vakuumkammer und durch das Loch im Metallstempel des Sensors kann der Laserpunkt auf die Oszillatormasse ausgerichtet werden. Der Bereich maximaler Auslenkung an der äußeren Kante der Oszillatormasse kann mit Hilfe eines integrierten Mikroskops mit Kamerasystem



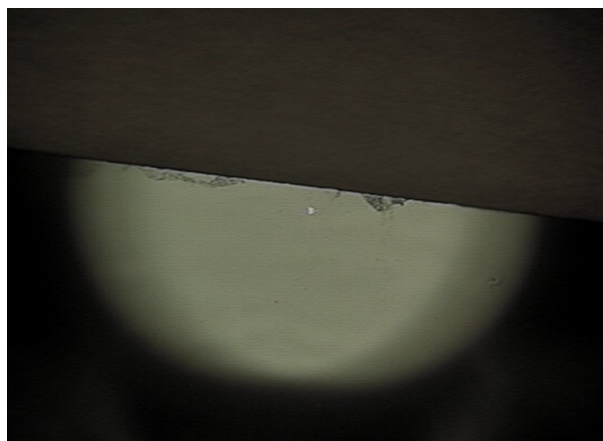
(a) Mikrometertisch mit Lasermesskopf und dem Laserkontroller im rechten Bildhintergrund.



(b) Offener Kammerdeckel mit Laseraufbau und Adapterplatine mit Sensor an der Unterseite.



(c) Ausrichtung der Optik des Lasermesskopfes durch das Schauglas des Kammerdeckels.



(d) Laserpunkt (Bildzentrum) an der äußeren Kante der Oszillatormasse.

Abb. 5.12: Aufbau des Messkopfes des *Polytec*-Laservibrometers auf dem Deckel der Vakuumkammer.

exakt fokussiert werden. Die Ansteuerung des Laserkontrollers und die Messdatenerfassung erfolgen mit einem separaten Steuerungsrechner mit einer speziellen Datenerfassungskarte und der *Polytec* Vibrometer Software (VibSoft) [82].

5.3 Messmethoden

Die Resonanzfrequenz und die Güte der Sensoren werden jeweils bei konstantem, definiertem Druck bestimmt. Gasatmosphäre und Druck der Vakuumkammer werden vor jeder Messung festgelegt und eingestellt. Die elektrische oder optische Messung wird erst gestartet, wenn sich stationäre Umgebungsbedingungen eingestellt haben. Die Güte eines Resonators kann

mit Hilfe der Resonanzkurve aber auch aus dem zeitlichen Abklingverhalten eines frei schwingenden Oszillators berechnet werden. Beide Methoden wurden angewendet und werden im Folgenden näher erläutert.

5.3.1 Messung von Resonanzkurven

Aus der Messung von Resonanzkurven, womit der mit einem kontinuierlichen Durchfahren der Anregfrequenzen (Frequenzsweep) gewonnene frequenzabhängige Amplitudenverlauf gemeint ist, kann sowohl die Resonanzfrequenz als auch die Güte ermittelt werden.

Die elektrische Anregung der Sensoren und Messung der Resonanzkurven erfolgt durch Steuerung der beteiligten Laborgeräte automatisiert mit einem selbst programmierten Messprogramm (Abb. 5.13). Es kann sowohl für die kapazitiven als auch für die piezoelektrischen Messungen verwendet werden. Aus Kompatibilitätsgründen zu der vorhandenen speziellen Auswertelektronik für die kapazitiven Sensoren wurde die graphische Programmierumgebung *Agilent VEE Pro* verwendet. In diesem Fall muss zunächst vor der ersten Messung eine Initialisierung und Konfiguration der zusätzlichen Messelektronik (Excitationbox, Messkarte) mit einem externen Programm erfolgen. In der Benutzeroberfläche des Messprogramms müssen vor dem Starten des eigentlichen Messvorgangs jeweils zunächst alle wichtigen Parametereinstellungen vorgenommen werden. Die maßgeblichen Parameter sind Anregespannung, Frequenzschrittweite bzw. Schrittzahl pro Dekade, Schrittdauer sowie natürlich Start- und Stoppfrequenz des Messintervalls. Der kapazitive Messaufbau benötigt zusätzlich die Angaben Spannung und Frequenz des Trägersignals sowie die Biasspannung. Zudem kann zwischen linearer und logarithmischer Einteilung der Frequenzschritte ausgewählt werden. Eine Umkehrung der Richtung des Frequenzdurchlaufs ist ebenfalls möglich. Für die später folgende Auswertung sind auch die Eingabe des Umgebungsdruckes in der Vakuummkammer, der Gasart und die Vorgabe einer laufenden Messungsnummer erforderlich.

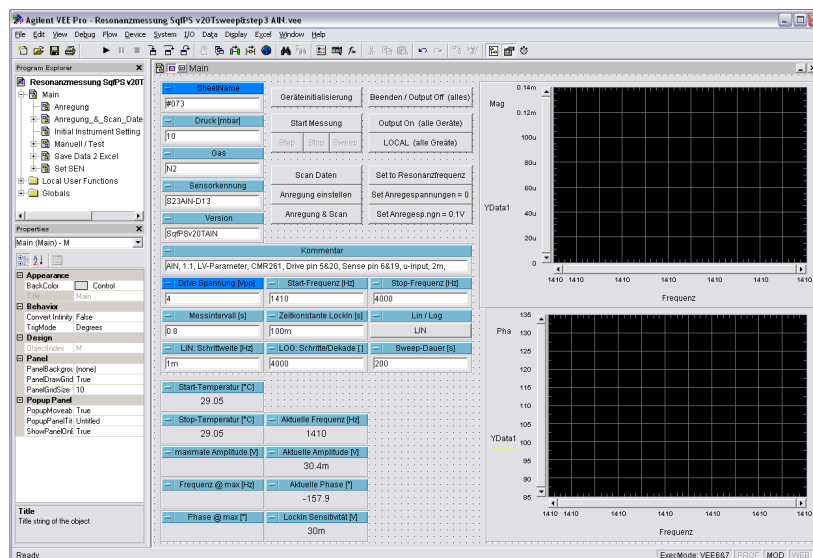


Abb. 5.13: Programmierumgebung *Agilent VEE Pro* mit der Benutzeroberfläche des selbst erstellten Messprogramms (Variante piezoelektrische Messung).

Nach dem Start des Messvorgangs durchläuft der für die Anregung verantwortliche Funktionsgenerator schrittweise das vorgegebene Frequenzintervall. Gleichzeitig wird die Signalamplitude vom Lock-in-Verstärker erfasst, dessen Sensitivitätseinstellung automatisch dem Spannungspegel angepasst wird, damit in allen Bereichen der Resonanzkurve eine optimale Signalaufösung erzielt wird. Die Messgröße ist ein elektrischer Spannungswert, der proportional der relativen Wegauslenkung des Oszillators ist.

Nach einer erfolgreichen elektrischen Messung werden die Kurven zu Kontrollzwecken grafisch dargestellt und die Rohdaten sowie alle Messparameter und -kommentare in umfangreichen *Microsoft Excel*-Tabellen systematisch als Messdatenbank abgespeichert. Dabei wird jeder Messung ein eigenes, systematisch nach Nummerierungsmodus erstelltes, Excel-Registerblatt zugewiesen, in dem die Datenvektoren (Frequenz, Amplitude und Phase) abgespeichert werden. In einem speziellen Übersichts-Registerblatt werden alle den Einzelmessungen zugehörigen Mess- und Dokumentationsparameter tabellarisch abgelegt.

Ergänzt wurden die elektrischen Messungen von Resonanzkurven mit optischen Messungen des Laservibrometers. So ist es mit dem FFT-Messmodus (Fast Fourier Transform) und der Peak Hold-Funktion ebenfalls möglich Resonanzkurven zu messen. Einschränkungen gibt es hier jedoch bei sehr breiten und sehr schmalen Resonanzkurven hinsichtlich Messzeit und maximal erreichbarer Frequenzaufösung. Bei sehr schmalen Resonanzkurven ist die maximal einstellbare Anzahl an FFT-Linien bzw. Abtastwerte begrenzt und somit ist auch die Frequenzaufösung der Resonanzspitze nur bedingt ausreichend für die weitere Auswertung. Vorteilhaft ist jedoch die direkte Messung der Sensorauslenkung, welche keiner kapazitiven Störquellen unterliegt. Bei stärkerer Dämpfung der Sensoren konnten mit dieser Methode qualitativ bessere Messergebnisse erzielt werden. Mit sehr guter Übereinstimmung ergänzen sich beide Messmethoden (vgl. Abb. 6.5).

5.3.2 Messung von Abklingkurven

Neben dem oben beschriebenen Verfahren kann die Güte aus dem Abklingverhalten eines frei schwingenden Oszillators ermittelt werden. Dies greift auf die elementare Definition der Güte zurück, nämlich dem Kehrwert des Energieanteils, der pro Schwingung dissipiert. Dazu werden sogenannte Abklingkurven (Decaykurven) nach Abschaltung der Anregung des Oszillators aufgenommen und deren zeitlich exponentiell abfallender Amplitudenverlauf ausgewertet.

Dazu wird der Funktionsgenerator in einen Pulsbetrieb versetzt, so dass das ursprünglich kontinuierliche sinusförmige Anregesignal periodisch an- und abgestellt wird und die Einhüllende des sinusförmigen Signals die Form eines symmetrischen Rechteckpulses annimmt (Abb. 5.14 oben). Der Pulsabstand bzw. die Pulsdauer richtet sich dabei nach der Dämpfung des Systems und sollte dabei jeweils groß genug gewählt sein, damit der Sensor genügend Zeit zum vollständigen Ein- bzw. Ausschwingen bekommt. Das resultierende Zeitsignal des Sensors kann dann aufgezeichnet werden. Die Basis für die anschließende Berechnung der Güte bildet der Signalbereich nach dem Abschalten der Anregung, welcher im Folgenden als Abklingkurve bezeichnet wird.

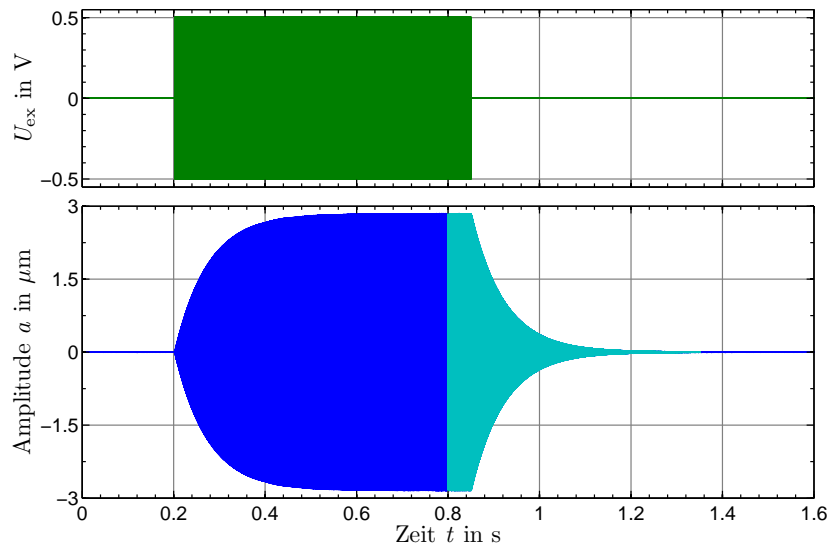


Abb. 5.14: Beispiel für die Messung einer Abklingkurve. Oben: Anregespannung U_{ex} mit 1 V. Unten: Amplitude der Sensorauslenkung. Der für die Auswertung freigeschnittene Signalebereich der Abklingkurve ist hellblau markiert.

Dieses Auswerteprinzip ist für alle Messmethoden, also auch für die piezoelektrische oder kapazitive Messung anwendbar. Aus technischen Gründen wurden im Rahmen dieser Arbeit aber nur optische Messungen mit dem Laservibrometer im Zeitbereich aufgezeichnet. Zeitsignale im elektrischen Bereich hätten nur mit Hilfe einer Signalerfassungskarte aufgezeichnet werden können, da eine auf GPIB basierende Datenerfassung viel zu langsam ist.

Die Messung sollte möglichst nahe der Resonanzfrequenz erfolgen, damit es zu keinem überlagerten Einschwingvorgang kommt und sich vergleichbare Ergebnisse zur Resonanzkurvenmessung ergeben. Die Resonanzfrequenz war entweder vorher durch Messung von Resonanzkurven bekannt oder musste experimentell durch Maximierung der Amplitude vor der eigentlichen Messung bestimmt werden. Das obig vorgestellte Messprogramm diente in diesem Fall nur dem Anlegen der Messdatenbank zum Dokumentieren der Parametereinstellungen und bildete damit die Basis für die äquivalente systematische Auswertung der mit dem Laservibrometer gewonnen Messdaten. Die Einstellung des Funktionsgenerators für den Pulsbetrieb wurde manuell vorgenommen. Parallel zur elektrischen Schwingungsanregung erfolgte die unabhängige Erfassung der Bewegungsdaten der Sensoren mit der Hard- und Software des Lasersystems. Dabei wurden der Zeitvektor (in s) sowie der Amplitudenvektor des Messsignals (in m) und des Anregesignals (in V) in definiert nummerierten ASCII-Textdateien abgespeichert. Die Abtastfrequenz variierte zwischen 512, 256, 128 und 51,2 kHz in Abhängigkeit von der Sensorfrequenz und der Länge des aufgenommenen Zeitintervalls im Bereich von 64 ms bis 10 s. Die generierte Datenmenge war daher auch wesentlich umfangreicher als bei der Aufnahme der Resonanzkurven.

Zur Unterdrückung parasitärer hoch- und niederfrequenter Schwingungen (z. B. Schwingungen des Fußbodens) wurde die Basisfilterung des Laserkontrollers mit einem Tiefpassfilter von 100 kHz und einem Hochpassfilter von 100 Hz aktiviert [50]. Im späteren Verlauf wurden die Messungen zusätzlich mit einem digitalen Hochpassfilter mit einer Eckfrequenz von 1 kHz ergänzt (vgl. Kap. 5.4.2.1). Weitere Informationen und theoretische Grundlagen zur Datenverarbeitung der *Polytec* Vibrometer Software (VibSoft) [82] können [83] entnommen werden.

5.4 Auswertemethoden

Die in diesem Kapitel vorgestellten Methoden zur Bearbeitung und Auswertung der gewonnenen Messdaten wurden in der technischen Programmierumgebung MATLAB, mit mehreren selbst erstellten zum Teil recht umfangreichen Programmskripten, durchgeführt. Dazu gehören Skripte für den Datenimport und -export, für die Signalfilterung, das Freischneiden von Signalanteilen sowie im Wesentlichen ein Hauptprogramm, das die Berechnung der Resonanzfrequenz, der Güte und die graphische Darstellung der Ergebnisse übernimmt. Ein integrierter Importfilter kann die Rohdaten von Resonanz- und Abklingkurven sowohl getrennt als auch kombiniert einlesen. Neben der Einstellung diverser Auswerte-, Berechnungs- und Darstellungsparameter wird die Excel-Datei angegeben, welche die Massdatenbank mit Übersichts-Registerblatt und die elektrischen Messdaten enthält, sowie eine Auswahl der zu bearbeitenden Datensätze getroffen. Entsprechend der Auswahl werden entweder die elektrischen Messdaten in den entsprechenden Excel-Registern ausgelesen, oder die Laservibrometer-Messdaten aus den externen ASCII-Dateien eingelesen. Sämtliche Mess- und Umgebungsparameter entstammen dem Übersichts-Registerblatt.

5.4.1 Auswertung von Resonanzkurven

Die unterschiedlichen Methoden der Resonanzkurvenbestimmung erfordern eine differenzierte Methodik bei der Auswertung. Während die elektrisch-kapazitiv und die optisch mittels FFT-Modus mit Peak Hold-Funktion gewonnenen Messkurven die klassische Glockenform aufweisen, zeigen die piezoelektrisch gewonnenen Daten eine geteilte Extremstelle.

5.4.1.1 Kapazitive und optische Resonanzkurven

Die Güte Q der Resonanzkurven mit klassischer Glockenform wurde mit Hilfe der Halbwertsbreite anhand der Formel

$$Q = \frac{f_r}{f_2 - f_1} \quad (5.1)$$

berechnet [7, 9]. Dazu wird das Maximum, der Scheitelpunkt der Resonanzkurve bestimmt, dessen Position die Resonanzfrequenz f_r des Sensors angibt, sowie die beiden Frequenzen f_1 und f_2 unterhalb und oberhalb der Resonanzfrequenz, bei denen die Energie auf die Hälfte, bzw. die Amplitude der Kurve auf das $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -fache abgeklungen ist. Aufgrund der mitunter großen Steigung werden diese beiden Frequenzen durch lineare Interpolation der benachbarten Punkte aus den Messdatenvektoren ermittelt. Die Abbildung 5.15 stellt beispielhaft einen Auszug einer Resonanzkurvenmessreihe mit den für die Güteberechnung relevanten Punkten dar. Es ist zu berücksichtigen, dass diese Berechnungsmethode aufgrund einer mathematischen Näherung bei der Herleitung von Formel (5.1), die Annahme von hinreichend hohen Güten voraussetzt [7]. Für sehr kleine Güten (< 10) sollte dieser Umstand beachtet werden.

Die elektrostatisch/kapazitive Anregung der Sensoren erforderte in einem weiten Bereich dem jeweiligen Umgebungsdruck p_a angepasste Anregespannungen U_{ex} . Jede Resonanzkurve

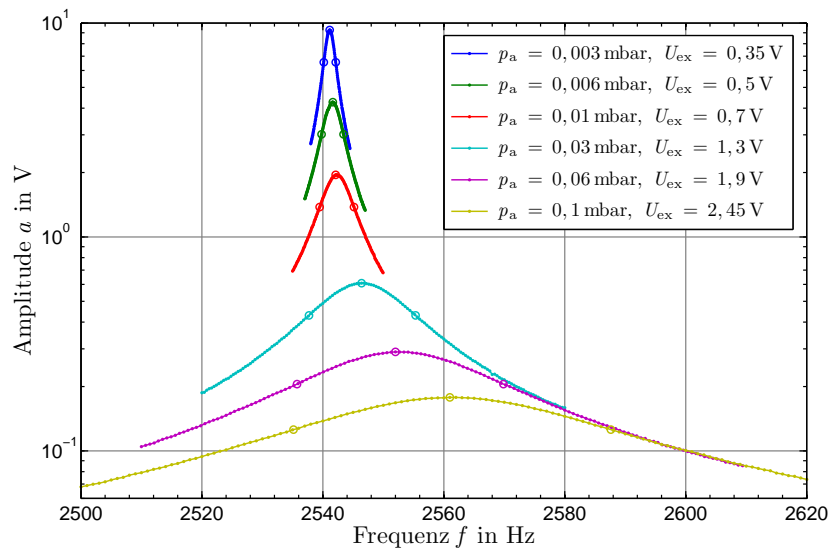


Abb. 5.15: Beispielhafte Darstellung ausgewählter normierter Resonanzkurven einer kapazitiven Messreihe für verschiedene Anregespannungen U_{ex} und Umgebungsdrücke p_a bei N_2 -Atmosphäre. Die Kreise markieren die für die Güteberechnung ermittelten Koordinaten.

wurde deshalb mit einem Normierungsfaktor belegt, in den sowohl Anrege- als auch Bias- und Trägerspannung eingehen. Die relative vertikale Lage der Kurven, entsprechend ihrer Dämpfung, bleibt somit erhalten.

5.4.1.2 Piezoelektrische Resonanzkurven

Die Resonanzkurven, die durch die elektrische Messung von piezoelektrischen Sensoren gewonnen wurden, zeichnen sich durch ein lokales Maximum und Minimum im Kurvenverlauf aus, welche sich beidseitig des mechanischen Resonanzpunktes ausbilden (Abb. 5.16). Wie

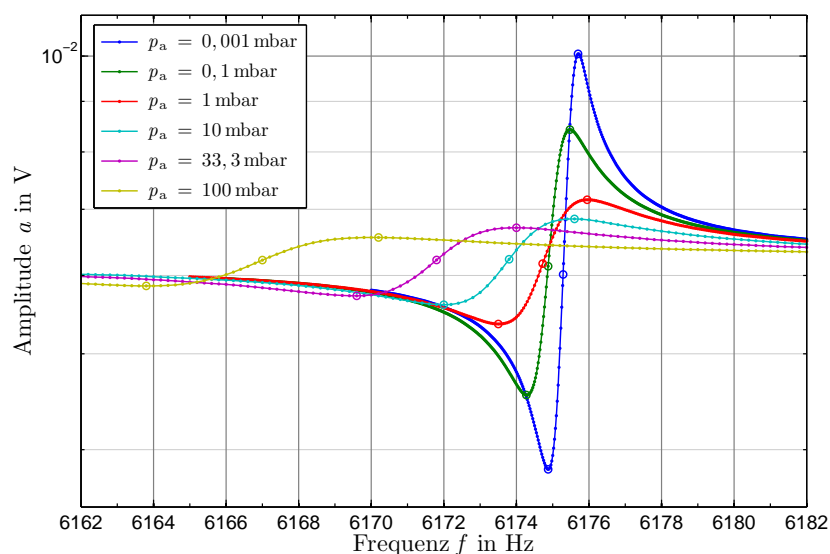


Abb. 5.16: Beispielhafte Darstellung ausgewählter Resonanzkurven einer piezoelektrischen Messreihe für verschiedene Umgebungsdrücke p_a bei N_2 -Atmosphäre. Die Anregespannung U_{ex} war gleichbleibend 1 V. Die Kreise markieren die für die Güteberechnung ermittelten Koordinaten.

H. C. Qiu in [84] anhand der ersten Messergebnisse des Sensors S01AlN mit Bieeresonator zeigt, lässt sich der Spannungsverlauf mit Hilfe eines elektrischen Ersatzschaltmodell des Sensors und des Messaufbaus sehr gut beschreiben. Das Ersatzschaltmodell, mit Trennung der piezoelektrischen Elektroden in eine Anrege- und eine Ausleselektrode, integriert parasitäre Leitungs- und Sensorkapazitäten, welche die bei den Messungen beobachteten Effekte erklären können und zukünftig in die Verbesserung des Sensordesigns und des elektrischen Messkonzeptes Einfluss finden.

W. J. Marshall und G. A. Brigham geben in [85] eine einfache Möglichkeit an, die Güte Q in folgender Weise zu berechnen:

$$Q = \frac{2f_r^2}{f_{r_o}^2 - f_{r_u}^2} \quad \text{mit} \quad (5.2a)$$

$$f_r = \sqrt{\frac{f_{r_o}^2 + f_{r_u}^2}{2}}. \quad (5.2b)$$

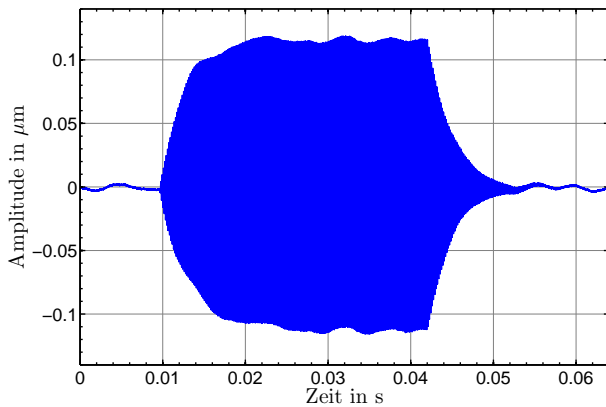
In [86] kommt diese Methode ebenfalls zur Anwendung, wobei in dieser Arbeit hier am Lehrstuhl gefertigte Resonatoren mit identischer piezoelektrischer AlN-Schicht genutzt wurden. Dabei ist f_{r_o} die Frequenz der Extremstelle oberhalb der mechanischen Resonanzfrequenz f_r und f_{r_u} die Frequenz der Extremstelle unterhalb. Beide Frequenzen können, wie in Abbildung 5.16 angedeutet, in einfacher Weise durch Bestimmung der lokalen Extrema ermittelt werden. Ein Glättungsfilter reduziert bei Bedarf vorher das Rauschen und verbessert somit die Genauigkeit der Frequenzbestimmung.

5.4.2 Auswertung von Abklingkurven

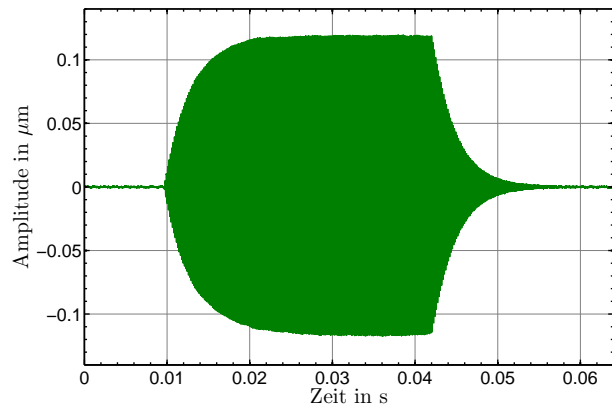
Dieses Kapitel beschreibt zunächst die Aufarbeitung der zeitabhängigen Messdaten durch eine geeignete Filterung sowie das Freischneiden, bevor auf die Analyse der Abklingkurven eingegangen wird.

5.4.2.1 Filterung der Messdaten

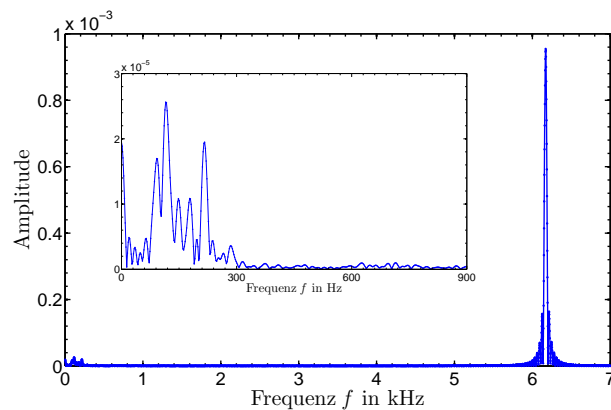
Die Auswertemethoden der Abklingkurven benötigen zeitabhängige Messdaten, die frei von überlagerten niederfrequenten Schwingungen sind, die die charakteristische Form des Auf- und Abschwingenvorgangs verzerren. Besonders bei Messungen an sehr stark gedämpften Sensoren, d. h. bei hohem Umgebungsdruck und gleichzeitig geringem Spaltabstand, die nahe an der Auflösungsgrenze des Messsystems durchgeführt wurden, zeigte sich ein niederfrequentes „Schwimmen“ des Messsignals (Abb. 5.17a), welches nicht gänzlich durch die Filterung des Laservibrometersystems unterdrückt werden konnte. Zur Verbesserung und teilweise auch erst zum Ermöglichen der Auswertung wurden deshalb sämtliche gemessenen Rohdaten vor der Auswertung zusätzlich mit einem digitalen Hochpass mit einer Eckfrequenz von 500 Hz gefiltert und als neue Messdatenbasis abgespeichert. Die Abbildungen 5.17a und 5.17b zeigen deutlich die Effizienz der Filterung und die starke Reduktion des „Schwimmens“ des



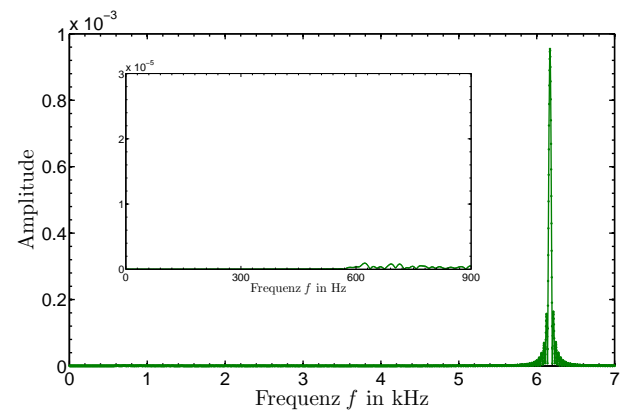
(a) Messsignal vor der Filterung.



(b) Messsignal nach der Filterung.



(c) Frequenzspektrum mit Bereichsausschnitt vor der Filterung.



(d) Frequenzspektrum mit Bereichsausschnitt nach der Filterung.

Abb. 5.17: Beispielhafte Darstellung von Messsignal und Frequenzspektrum vor und nach der Hochpassfilterung mit einer Eckfrequenz von 500 Hz anhand eines stark verzerrten Messsignals.

Messsignals. Im Vergleich der Frequenzspektren (Abb. 5.17c, d) zeigt sich vor Allem die Eliminierung der störenden Frequenzanteile im Bereich bis ca. 300 Hz, welche nicht eindeutig zuordbaren Ursprungs sind und vermutlich größtenteils aus übertragenen Gebäudeschwingungen oder parasitären elektrischen Einkopplungen resultieren.

5.4.2.2 Freischneiden der Abklingkurven

Das Freischneiden des Signalbereiches mit der Abklingkurve aus dem Messsignal, wie bereits farblich in Abbildung 5.14 angedeutet, entfernt nicht benötigte Signalabschnitte und vereinfacht somit die folgende automatisierte Signalauswertung. Eine weitere wichtige Aufgabe ist die Verschiebung der Zeitachse, damit das Abklingen der Kurven jeweils zum Zeitpunkt Null beginnt. Dazu wird das gepulste Anregesignal als Referenz genutzt und die abfallende Flanke des Anregepulses gibt damit den Startzeitpunkt für die Abklingkurve vor. Zusätzlich wird ein kurzer Signalabschnitt vor dem Startpunkt beibehalten. Dieser dient zur genaueren Bestimmung der maximalen Schwingungsamplitude, da eine Mittelung über viele Schwingungsextrema den Einfluss des Signalausbaus minimiert. Dieser Wert dient auch als Basis für die amplitudennormierte Darstellung der Abklingkurven in Abbildung 5.18. Die freigestellten Abklingkurven werden erneut als Datenbasis für die folgende Analyse gespeichert.

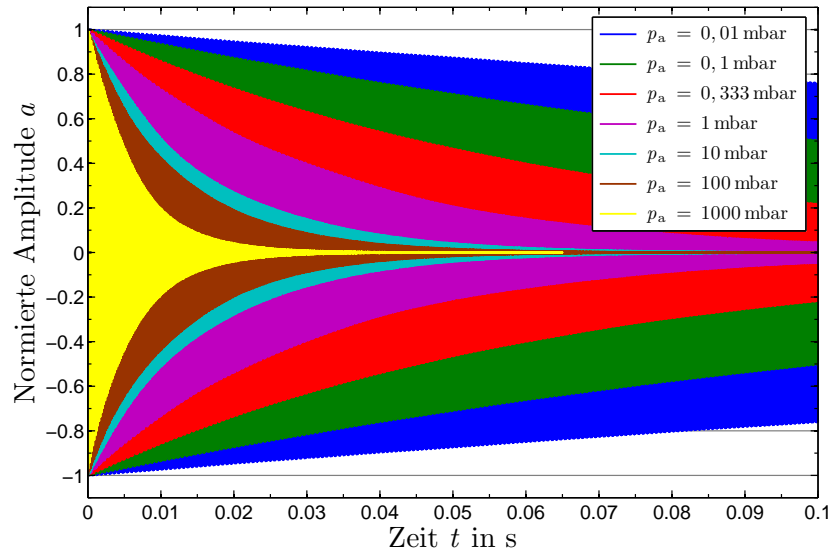


Abb. 5.18: Darstellung von freigeschnittenen und amplitudennormierten Abklingkurven für unterschiedliche Umgebungsdrücke p_a am Beispiel des Sensor S01AIN und CO_2 -Atmosphäre).

5.4.2.3 Analyse der Abklingkurven

Nach Formel (2.17) definiert sich die Güte Q eines Oszillators als das Verhältnis aus Gesamtenergie des Systems zu Energieverlust pro Periode. Bei gegebener geschwindigkeitsproportionaler Dämpfung des Systems klingt die Schwingungsamplitude exponentiell ab

$$K = \frac{\varphi_n}{\varphi_{n+1}} = \left(\frac{\varphi_0}{\varphi_n} \right)^{\frac{1}{n}} = e^{\frac{\pi}{Q}} \quad \text{bzw.} \quad (5.3a)$$

$$Q = \frac{\pi}{\ln K}. \quad (5.3b)$$

Aufeinanderfolgende Schwingungsmaxima φ_n unterscheiden sich um einen konstanten Faktor, dem Dämpfungsverhältnis K [9]. Dabei ist der Index n der Zähler der Perioden. Bei der Auswertung der Abklingkurven werden zunächst die Maxima und Minima der Schwingungsamplitude ermittelt (Abb. 5.19). Dabei wurden nur die Extrema aus einem beschränkten Abschnitt der Abklingkurven verwendet, indem ein oberer und unterer Schwellwert eingeführt wurde, damit bei der Auswertung auch ein verstärktes Signalrauschen toleriert werden konnte. Die Schwellwerte betragen meist 95 % bzw. 10 % der maximalen Schwingungsamplitude zu Kurvenbeginn.

Mit Formel (5.3a) kann das Dämpfungsverhältnis und mit Formel (5.3b) schließlich die Güte des Oszillators berechnet werden. Es wurden dabei unterschiedliche Ansätze getestet. Die Abbildung 5.20 zeigt die Verteilung der einzelnen Gütepunkte bei einer punktwweisen Berechnung der Güte aus jeweils aufeinanderfolgenden Extrema. Die anschließende Mittelwertbildung führte allerdings zu keinem befriedigenden und zuverlässigen Gesamtwert für die Güte, weil Signalrauschen, trotz einer sehr guten Qualität der Abklingkurve, zu einer extrem starken Abweichung einzelner Punkte führt (Abb. 5.20a). Auch eine punktwweise Berechnung mit größerem Abstand der einzelnen Extrema konnte nicht überzeugen. Die Verteilung der Güte-

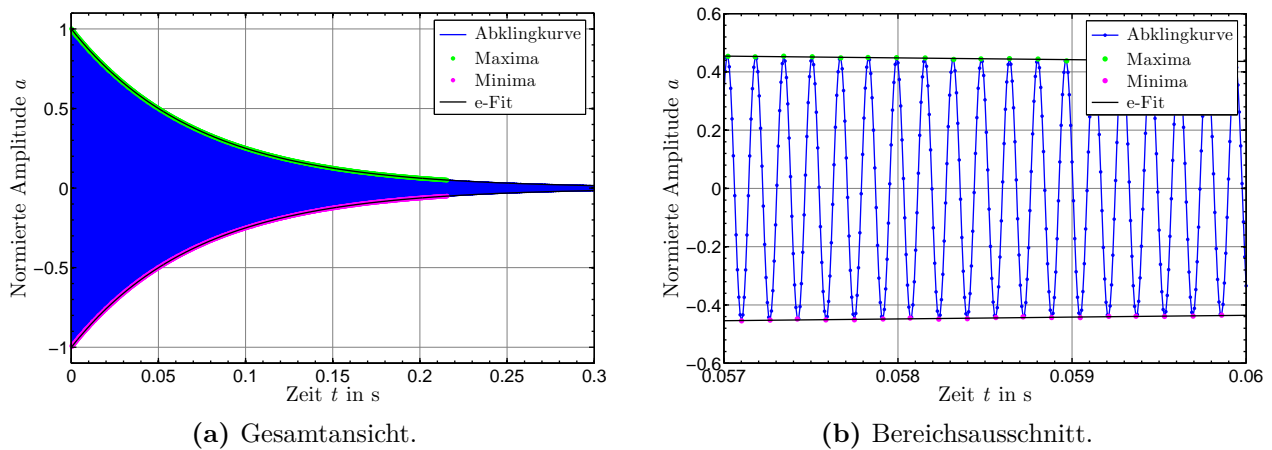


Abb. 5.19: Die Güteberechnung aus einer Abklingkurve erfolgt durch eine Approximation der Maxima und Minima der Schwingungsamplitude durch jeweils eine Exponentialfunktion.

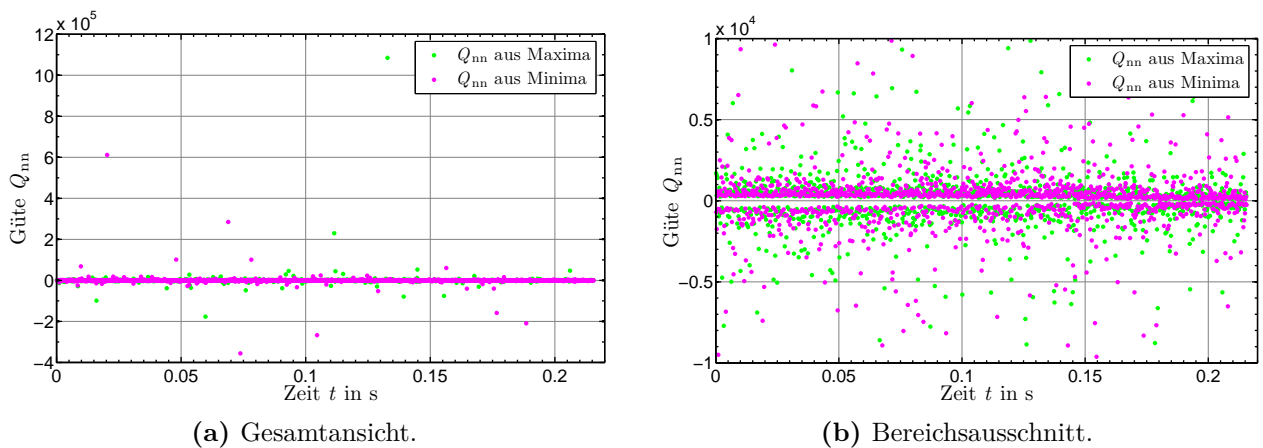


Abb. 5.20: Verteilung der einzelnen Gütepunkte bei einer punktwweisen Berechnung der Güte bei einer Abklingkurve aus jeweils aufeinanderfolgenden Extrema.

punkte legt aber den Schluss nahe, dass die Güte im Zeitverlauf konstant ist und die Annahme einer geschwindigkeitsproportionalen Dämpfung in guter Näherung zulässig ist. Als die beste Methode der Güteberechnung hat sich somit die Approximation der Maxima und Minima der Schwingungsamplitude durch jeweils eine Exponentialfunktion herausgestellt, deren Amplitudenwerte folglich in Formel (5.3a) eingesetzt werden. Die Güte Q der Abklingkurve wurde aus Mittelung der beiden resultierenden Gütewerte gebildet. Die Diagramme der Abbildung 5.19 zeigen in allen Bereichen eine exzellente Übereinstimmung der Extrema und der Exponentialfunktionen. Diese Berechnungsmethode liefert auch bei schwierigen Messdaten noch untereinander vergleichbare Gütergebnisse.

Die Resonanzfrequenz kann durch Berechnung des Frequenzspektrums mittels einer FFT-Analyse aus der Abklingkurve nachträglich genauer bestimmt werden, denn nach Abschalten der Anregung liegt ein frei schwingender gedämpfter harmonischer Oszillator vor, der mit seiner Eigenfrequenz schwingt. Nennenswerte Einschwingvorgänge konnten nur bei stark von der Resonanzfrequenz abweichenden Anregefrequenzen beobachtet werden und spielen somit keine Rolle. Die erzielte Frequenzauflösung von etwa 0,2 Hz ist für die Auswertung ausreichend genau.

5.5 Vergleich der Messkonzepte und -methoden

An dieser Stelle werden das kapazitive sowie das piezoelektrische Sensorkonzept hinsichtlich messtechnischer Gesichtspunkte gegenübergestellt. Nachfolgende werden die wesentlichen **Vor- und Nachteile des kapazitiven Messkonzeptes** vorgestellt:

- + Sehr hohe maximale Güten sind erreichbar.
- + Hohe Genauigkeiten erzielbar.
- + Differenzmessung prinzipiell möglich.
- Anregung und Messsignalerzeugung nur bei engen Spaltabständen möglich. Zusätzlich besteht eine Abhängigkeit vom Spaltabstand.
 - Amplitude des Anregesignals muss in einem weiten Bereich dem Umgebungsdruck angepasst werden.
 - Relativ kleines Messsignal. Hoher messtechnischer Aufwand notwendig.
 - Parasitäre Kapazitäten müssen beachtet werden.
 - Pull-in-Effekte können auftreten.

Mit dem kapazitiven Messkonzept sind sehr hohe maximale Güten und eine hohe Messgenauigkeit erreichbar. Ein Nachteil ergibt sich aus der konzeptbedingten Voraussetzung eines engen Spaltabstandes. Zusätzlich besteht eine Abhängigkeit der Anregung und Messsignalerzeugung vom Spaltabstand und dem eingeschlossenen Dielektrikum. Ein wesentlicher Vorteil des piezoelektrischen Konzeptes liegt in dem vergleichsweise einfachen Messaufbau und -aufwand sowie der kompletten Unabhängigkeit vom Spaltabstand. Dies zeigt die Auflistung wesentlicher messtechnisch bedingter **Vor- und Nachteile des piezoelektrischen Messkonzeptes**:

- ++ Anregung und Messsignalerzeugung ist unabhängig vom Spaltabstand.
 - + Amplitude des Anregesignals können unabhängig vom Umgebungsdruck konstant eingestellt werden.
 - + Relativ großes Messsignal bei geringem messtechnischem Aufwand.
 - Maximal erreichbare Güten sind geringer.

Auch bei der Messsignalerfassung und Auswertung wurden mit dem Messen von Resonanzkurven und Abklingkurven unterschiedliche Methoden eingesetzt. Die Erfassung der Güte über den Amplitudengang der Resonanzkurven zeichnet sich durch eine einfache Messsignalbewertung, die Darstellbarkeit von nichtlinearem Resonanzverhalten sowie die genaue Bestimmbarkeit der Resonanzfrequenz aus. Das notwendige Durchfahren des Frequenzbereichs ist jedoch relativ zeitaufwändig. Im Folgenden werden die wesentlichen **Merkmale der Resonanzkurven-Messmethode** dargelegt:

- + Resonanzfrequenz kann genau ermittelt werden.
- + Einfache Darstellung nichtlinearen Resonanzverhaltens.
- + Geringe Anforderungen an die Messhardware.
- + Einfache Auswertung der Messsignale.

- Lange Messdauer (Frequenzsweep).
- Nur relative Messung der Schwingungsamplitude (elektrisch).
- Gütebestimmung bei unsymmetrischen Resonanzkurven und sehr kleinen Güten ungenau.

Das Erfassen von Abklingkurven (Decaymessung) stellt größere Anforderungen an die Messhardware, da es sich um eine Zeitmessung handelt. Die Auswertung ist aufwändiger, zeichnet sich jedoch durch eine hohe Genauigkeit bei guter Reproduzierbarkeit und Vergleichbarkeit der Gütewerte aus sowie der Möglichkeit absolute Schwingungsamplituden mit dem Laservibrometer zu erhalten. Zudem ist die Messung einer Abklingkurve relativ schnell erfolgt. Die nachfolgende Auflistung zeigt die wesentlichen **Merkmale der Abklingkurven-Messmethode**:

- ++ Sehr präzise Messung der Schwingungsamplitude möglich (Absolute Amplitude mit dem Laservibrometer).
- ++ Kurze Messdauer.
- + Kleine Güten können noch gut gemessen werden.
- + Gute Reproduzierbarkeit und Vergleichbarkeit durch Approximation mit einer Exponentialfunktion.
- Resonanzfrequenz muss vor der Messung grob bekannt sein.
- Bestimmung der Resonanzfrequenz mit beschränkter Genauigkeit (Frequenzspektrum).
- Größere Anforderung an die Messhardware.
- Größerer Aufwand bei der Messsignalauswertung.

Zukünftig sollte das piezoelektrische dem kapazitiven Messkonzept vorgezogen werden. Die Messung frei schwingender Resonatoren, oder mit großen Spaltabständen, sind ohnehin nur piezoelektrisch durchführbar. Wenn die Nutzungsmöglichkeit eines Laservibrometers besteht, sollte die optische Messung der Abklingkurven für die weitere Forschung bevorzugt werden. Insbesondere im Hinblick auf spätere Anwendungen sollte langfristig wieder zu der elektrischen Messung zurückgekehrt werden. Parasitäre Kapazitäten spielen im Vergleich zum kapazitiven Konzept beim piezoelektrischen Konzept keine besonders kritische Rolle. Hier besteht messtechnisch allerdings noch viel Potential für Verbesserungen. So ist eine Adaption des Amplituden-Modulationsverfahrens auch für die piezoelektrischen Messungen denkbar und die Erkenntnisse aus dem Ersatzschaltmodell des Sensors [84] können in einen verbesserten Messaufbau einfließen.

6 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Resonanz- und Gütemessungen an den gefertigten Sensoren vorgestellt. Dabei wurden im Wesentlichen Variationen des Umgebungsdruckes, der Gasart, der Spaltabstände und der Oszillatorgeometrie vorgenommen. Die Messergebnisse liefern die Grundlage für ein Sensor-konzept, das neben einer Druckmessung auch die Möglichkeit eröffnet, auf der Grundlage einer rein physikalischen Messung auf wesentliche Parameter von Gasen schließen zu können.

6.1 Grundlegendes zu den Messergebnissen

6.1.1 Übersicht der untersuchten Sensorvarianten

Die Messergebnisse dieses Kapitels, wurden mit Hilfe der untersuchten Sensorvarianten aus nachfolgender Tabelle 6.1 erzielt. Die Sensornummer ist eine Abkürzung für einen fertig aufgebauten Sensor mit Deckel. Der obere Tabellenblock umfasst die Sensoren des kapazitiven Konzeptes und der untere Block die des piezoelektrischen Konzeptes, welche mit der zusätzliche Bezeichnung AlN gekennzeichnet sind. Dem Kürzel für die verwendete Deckelvariante kann ein entsprechender nomineller Spaltabstand zugeordnet werden. Dabei entspricht D08 $\hat{=}$ 50 μm , D10 $\hat{=}$ 100 μm , D12 $\hat{=}$ 150 μm und D13 $\hat{=}$ 200 μm . Die Oszillatorkennung ist eine Abkürzung für die jeweilige Oszillator- und Balkengeometrie, welche bereits in Tabelle 4.1 aufgelistet wurde. Die Dicken der Biegebalken h_b wurden mit einem Infrarotspektrometer gemessen, indem der Messstrahl durch die Oszillatormasse gerichtet wurde (vgl. Kap. 4.5.1). Falls diese Art der Messung aufgrund einer zusätzlichen Bulkmasse nicht möglich war, sind Werte benachbarter Sensoren oder ein Wafermittelwert angegeben. Die jeweiligen Spaltabstände h_0 und h_{0-} wurden aus verschiedenen Stufen- und Schichtdickenmessungen des Profilometers und des FTP errechnet (vgl. Kap. 4.5.2 und 4.5.3). Der Spaltabstand h_K auf der gegenüberliegenden Kavitätenseite ist eine genäherte Größe, die sich aus Waferdicke und Kavitätentiefe bestimmt. Für die weitere Betrachtung bzw. Kennzeichnung der Sensoren des piezoelektrischen Konzeptes wird zusätzlich der effektiv wirksame Spaltabstand, das Spaltmaß h aus dem gerundeten Minimum von h_0 und h_K eingeführt, da jeweils der deutlich kleinere Spaltabstand das Güteverhalten entscheidend beeinflusst bzw. dominant ist, und dies unabhängig von der vorder- oder rückseitigen Lage. Mit der Vakuumresonanzfrequenz ist die ungedämpfte Schwingungsfrequenz des Resonators gemeint. Sie ergibt sich direkt aus den Resonanzfrequenzmessungen bei sehr niedrigem Umgebungsdruck (vgl. Kap. 5.3 und 5.4).

Die Untersuchungen der kapazitiven Sensorvarianten wurden im Wesentlichen mit dem Sensor S04 durchgeführt, der einen Spaltabstand von 5 μm aufweist und aus einem Biegeresonator

Tab. 6.1: Eigenschaften der untersuchten Sensorvarianten. Dabei ist h_b die Dicke der Biegebalken, h_0 der Spaltabstand, h_{0-} der Spaltabstand abzüglich der maximalen Oszillatorauslenkung, h_K der Spaltabstand auf der Kavitätenseite, das Spaltmaß h als effektiv wirksamer gerundeter Spaltabstand und f_0 die Vakuumresonanzfrequenz.

Sensor- nummer	Oszillator- kennung	h_b μm	h_0 μm	h_{0-} μm	h_K μm	h μm	f_0 Hz
S04	Bosc02	36,6	4,99	h_0	∞	5	2541
S05	Posc01m	20	3,57	h_0	∞	3,5	2284
S06	Posc01m	50	3,53	h_0	∞	3,5	10900
S08	Bosc01	50,8	3,57	h_0	∞	3,5	≤ 2322
S09	Bosc01	50,8	6,46	h_0	∞	6,5	≤ 2322
S10	Bosc03	36,6	9,14	h_0	∞	9	4620
S01AlN	BoscAlN06b1	20	∞	∞	480	480	6176
S01AlN-D08	BoscAlN06b1	20	51,1	23,0	480	50	6176
S01AlN-D10	BoscAlN06b1	20	101,1	73,0	480	100	6176
S01AlN-D12	BoscAlN06b1	20	151,1	123,0	480	150	6176
S21AlN	BoscAlN02	22	∞	∞	980	980	2225
S21AlN-D12	BoscAlN02	22	150,8	125,1	980	150	2225
S21AlN-D13	BoscAlN02	22	200,8	175,1	980	200	2225
S22AlN	BoscAlN02b1	22	∞	∞	980	980	2888
S23AlN	BoscAlN01	22	∞	∞	980	980	1411
S23AlN-D13	BoscAlN01	22	200,6	161,6	980	200	1411
S24AlN	BoscAlN03	22	∞	∞	980	980	3676
S24AlN-D12	BoscAlN03	22	150,8	123,6	980	150	3676
S24AlN-D13	BoscAlN03	22	200,8	173,6	980	200	3676
S25AlN	BoscAlN07m	22	∞	∞	500	500	2672
S25AlN-D08	BoscAlN07m	22	51,0	30,3	500	50	2672
S25AlN-D10	BoscAlN07m	22	101,0	80,3	500	100	2672
S25AlN-D12	BoscAlN07m	22	151,0	130,3	500	150	2672

mit einer quadratischen Oszillatorfläche von $2400 \times 2400 \mu\text{m}^2$ besteht. Der Aufbau der kapazitiven Sensoren wurde in Kapitel 4.4.2 vorgestellt. Bei den untersuchten piezoelektrischen Sensorvarianten handelt es sich ausschließlich um Biegeresonatoren. Die grundlegenden Messungen wurden mit dem Sensor S01AlN mit einer kleinen quadratischen Oszillatorfläche von $1600 \times 1600 \mu\text{m}^2$ durchgeführt. Der Sensor S25AlN besitzt bei gleicher Fläche eine zusätzliche Bulkmasse. Die Sensoren S21AlN bis S24AlN unterscheiden sich in der Geometrie der Oszillatoren. Bei gleichbleibender „Breite“ der Masse von $l_m = 2400 \mu\text{m}$ variiert die „Länge“ mit $w_m = 1600, 2400$ und $3200 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 3.1). Standardmäßig wurden zusätzlich die Spaltabstände auf der Vorderseite des Resonator-Chips durch Austausch der Deckel oder Abstandhalter variiert. Die gemessenen piezoelektrischen Sensoren wurden wie in Kapitel 4.4.3.2 beschrieben aufgebaut.

6.1.2 Elektrische Anregung der Sensoren

Bei den Angaben der sinusförmigen Anregespannungen U_{ex} beider Sensorkonzepte und der Trägerspannung U_{T} des kapazitiven Sensorkonzeptes handelt es sich jeweils um Spitze-Spitze-Werte.

Beim piezoelektrischen Sensorkonzept wurden Anregespannungen U_{ex} im Bereich von 0,1–5 V eingesetzt, ein Großteil der Messungen wurde mit konstanten 1 V oder 4 V durchgeführt, wobei die Anregespannung bei sehr niedrigen Umgebungsdrücken klein genug war, um Nicht-linearitäten im Messsignal zu vermeiden und bei Atmosphärendruck groß genug für eine ausreichend gute Messauflösung.

Beim kapazitiven Sensorkonzept bewegen sich die Anregespannungen U_{ex} vor der Addition der Biasspannung und der Modulation mit dem vergleichsweise hochfrequenten Trägersignal (400 kHz) im Bereich von 0,01–10 V. Nur in wenigen Ausnahmefällen konnte die obere Grenze bis 15 V erweitert werden, weil oberhalb 10 V teilweise starke periodische Verzerrungen des sonst sinusförmigen Sensorsignals zu beobachten waren. Zusätzlich wurden bei niedrigen Anregespannungen diese mit einem einfachen Widerstands-Spannungsteiler auf ein Viertel reduziert, da die untere technische Grenze des Funktionsgenerators nicht in allen Fällen ausreichend klein war. Die Anrege- und Biasspannungen wurden zudem immer gleich groß gewählt, d. h. die Biasspannung U_{B} wurde immer der Anregespannungen U_{ex} angeglichen. Somit ist sichergestellt, dass das Anregungssignal sinusförmig bleibt und nicht beschnitten wird. Da aufgrund der Überlagerung der Bias-Gleichspannung die anregende Kraft proportional dem Produkt der Anrege- und Biasspannung ist, ergibt sich bei elektrostatisch/kapazitiver Anregung formal ein Anregesignal mit der Einheit V^2 . Relevant für die praktische Messung ist nur der Signalanteil mit Anregefrequenz. Der Anteil mit doppelter Anregefrequenz hat wegen fehlender mechanischer Resonanzen keinen Einfluss auf die Messung, jedoch bewirkt der Gleichspannungsanteil eine konstante statische Vorauslenkung der Oszillatoren. Änderungen der Anregespannung U_{ex} , der Trägerspannung U_{T} und der Biasspannung U_{B} , führen alle zu einer entsprechenden proportionalen Änderung der Signalamplitude (vgl. Kap. 6.2.1), wobei eine Erhöhung der Trägerspannung keine Verbesserung des Signal-Rauschabstandes bewirkt. U_{T} betrug zwischen 0,1 und 0,5 V.

6.1.3 Messsignale der Sensoren

Die resultierenden elektrischen Messsignale der Sensoramplitude (Spannungswerte mit der Einheit Volt) sind relative, zur Auslenkung proportionale Signale, und erlauben keine direkten Rückschlüsse auf die reale Schwingungsamplitude der Oszillatoren. Dagegen kann bei den Messsignalen des Laservibrometers direkt die reale Schwingungsamplitude in Meter angegeben werden. Ein Offset aufgrund der Biasspannung wird jedoch nicht erfasst, da kein absoluter Bezugspunkt existiert. Eine Multiplikation mit Normierungsfaktoren der Anregespannung U_{ex} , bzw. auch der Trägerspannung U_{T} und Biasspannung U_{B} , erzeugen untereinander vergleichbare Amplitudensignale (vgl. Abb. 5.15). Die Normierungsbasis betrug jeweils 1 V.

6.1.4 Rahmenbedingungen

Bei den zugeführten Gasen zur Bildung der Messatmosphäre handelt es sich um handelsübliche Laborgase aus Gasdruckflaschen. Zur Anwendung kamen Stickstoff (N_2) als Standardgas für den druckgeregelten Betrieb der Vakuumanlage sowie die Edelgase Helium (He), Neon (Ne) und Argon (Ar), alle in verdichteter Form der Reinheit 5.0. Desweiteren wurde verflüssigtes Kohlendioxid (CO_2) der Reinheit 4.5 verwendet. Die physikalischen und thermischen Eigenschaften der Gase wurden bereits in den Tabellen 2.1 und 2.2 vorgestellt. Weiterführende Informationen aus dem weitem Gebiet der Technischen Gase können aus [4] von H. Schön entnommen werden.

Aufgrund des großen zu überdeckenden Druckbereichs von über sechs Dekaden und der logarithmischen Darstellung wurden bei druckabhängigen Messreihen in der Regel zwei bis drei Messwerte pro Druck-Dekade erfasst (bei 1 und $3,33 \cdot 10^x$, bzw. bei 1 , 3 und $6 \cdot 10^x$). Sämtliche Messungen an den Sensoren wurden erst dann gestartet, nachdem sich in der Vakuumkammer statische Bedingungen des Umgebungsdruckes p_a eingestellt hatten.

Alle Messungen wurden bei „Raumtemperatur“ durchgeführt. Der mögliche Fehler durch Schwankungen der Umgebungstemperatur ϑ_a wird hinsichtlich der physikalischen Temperaturabhängigkeit von Resonanzfrequenz und Gütefaktor als vernachlässigbar eingestuft. Zur Reduzierung unerwünschter messtechnisch bedingter Temperatureffekte wurde im Verlauf der Arbeit vor jedem Messtag ein manueller Sensorabgleich der nicht temperaturkompensierten kapazitiven Vakuumdrucksensoren CMR 261 und CMR 264 vorgenommen, sowie eine kontinuierliche ununterbrochene Spannungsversorgung der Vakuumdrucksensoren installiert, damit Schwankungen durch Eigenerwärmung vermindert werden.

6.2 Kapazitive Sensoren

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der kapazitiven Resonanz- und Gütemessungen vorgestellt.

6.2.1 Einfluss der Sensoranregung

Die Abbildung 6.1 zeigt die Entwicklung der gemessenen Sensoramplitude a des Sensors S04 bei Variation der Anregespannung U_{ex} , der Biasspannung U_B und der Trägerspannung U_T . Dabei wurde jeweils nur eine Spannung geändert und die beiden anderen konstant belassen. Es zeigt sich in den Diagrammen 6.1a, c, e deutlich, dass die Resonanzamplitude a_r jeweils nahezu konstant mit der Anregung steigt. Die Änderung der Trägerspannung erzeugt ein ideales proportionales Verhalten und bei Anrege- und Biasspannung gibt es nur geringfügige Abweichungen bei hohen Spannungswerten. Die Resonanzkurven (Abb. 6.1a, c, e) zeigen auch außerhalb der Resonanzfrequenz f_r ein proportionales Verhalten. Lediglich bei Erhöhung der Biasspannung, welches einer verstärkten statischen Vorauslenkung der Nullpunktlage des Oszillators entspricht, zeigt sich, bedingt durch den Spring-Softening Effekt (vgl. Kap. 6.2.4), ein leichtes Absinken der Resonanzfrequenz je näher die Auslenkung sich dem Pull-in-Punkt

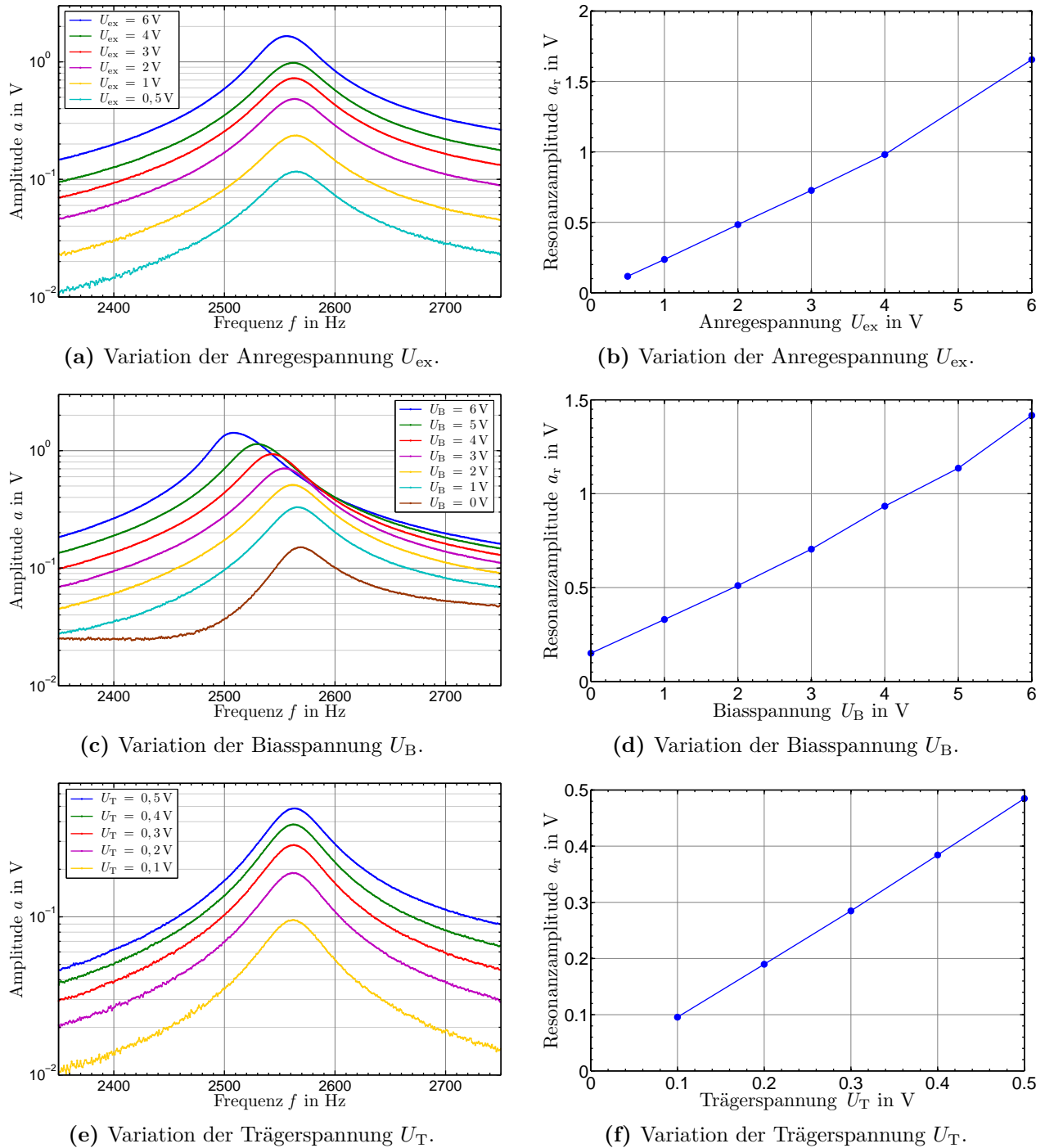


Abb. 6.1: Kapazitive Resonanzkurven des Sensors S04 (a, c, e) und der dazugehörige Verlauf der Amplitudenänderung im Resonanzpunkt (b, d, f) bei getrennter Variation der zur Anregung verwendeten Spannungen U_{ex} , U_B und U_T bei $p_a = 0,1$ mbar und N_2 -Atmosphäre.

nähert. Dieses Absinken kann auch bei gleichzeitiger Erhöhung von Anrege- und Biasspannung (Abb. 6.2a) beobachtet werden. Ein Einfluss auf den Gütefaktor Q kann nicht beobachtet werden, dieser bleibt im Rahmen der Messgenauigkeit nahezu konstant (Abb. 6.2b). Der Einfluss der Sensoranregung auf die folgenden Resonanz- und Gütemessungen ist damit als vernachlässigbar einzustufen, insbesondere wenn man die logarithmische Darstellung mit in Betracht zieht. Wenn die zur Sensoranregung verwendeten Spannungen zu Oszillatorauslenkungen führen, die klein gegenüber dem Spaltabstand des Sensors sind, kann ein

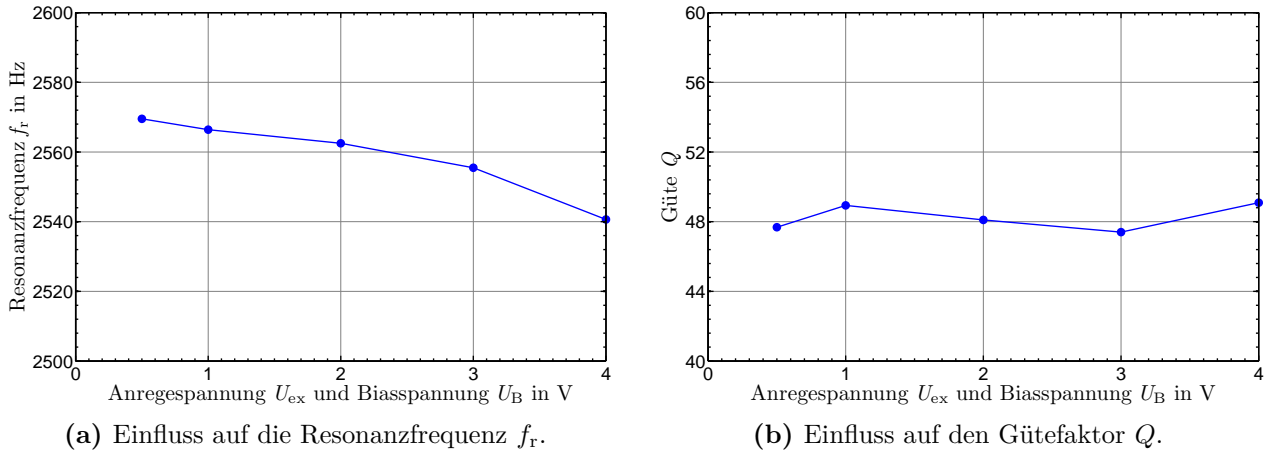


Abb. 6.2: Gleichzeitige Variation der Anregespannung U_{ex} und Biasspannung U_B ($U_{\text{ex}} = U_B$) am kapazitiv angeregten Sensor S04 bei $p_a = 0,1$ mbar und N_2 -Atmosphäre.

proportionales Amplitudenverhalten angenommen werden, welches eine äquivalente Messung bei unterschiedlichen Anregespannungen und eine einfache Normierung dieser Spannungen ermöglicht (vgl. Kap. 6.1.3).

6.2.2 Resonanz- und Gütemessungen

Bei den kapazitiven Sensoren wurde die Bestimmung der Resonanzfrequenz und die Berechnung der Güte anhand kapazitiver und optischer Resonanzkurvenmessungen (vgl. Kap. 5.4.1.1) durchgeführt. In den Abbildungen 6.3 und 6.4 werden die druckabhängigen Messungen beispielhaft am Sensor S04 unter Stickstoffatmosphäre dargestellt. Dabei wurden diese bis zur maximal vertretbaren Anregespannung $U_{\text{ex}} = 10$ V hin so gewählt, dass sich näherungsweise die gleiche Schwingungsamplitude einstellt. Es zeigt sich deutlich die aufgrund des Squeeze-Film-Effektes mit steigendem Umgebungsdruck zu erwartende Resonanzverschiebung zu höheren Frequenzen hin. Das qualitative Resonanzverhalten aus Abbildungen 6.4 entspricht

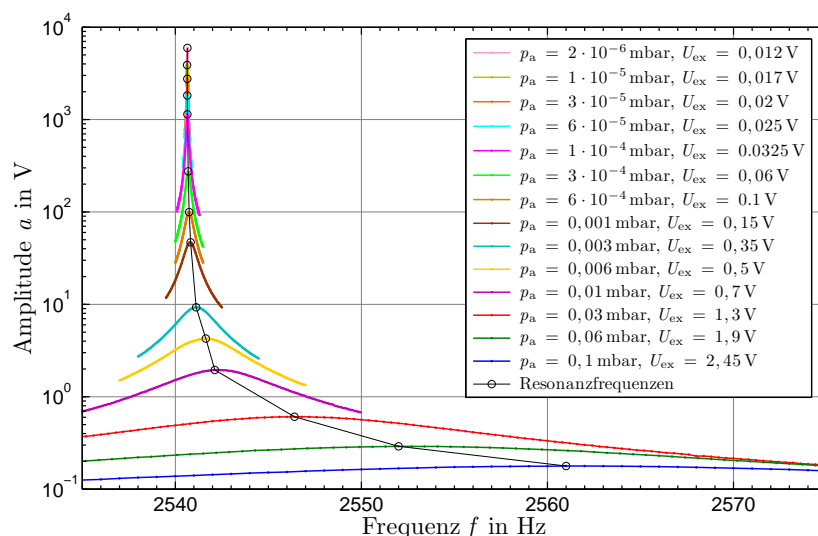


Abb. 6.3: Druckabhängige kapazitive Resonanzkurvenmessung des Sensors S04 unter N_2 -Atmosphäre. Normierte Anregespannungen.

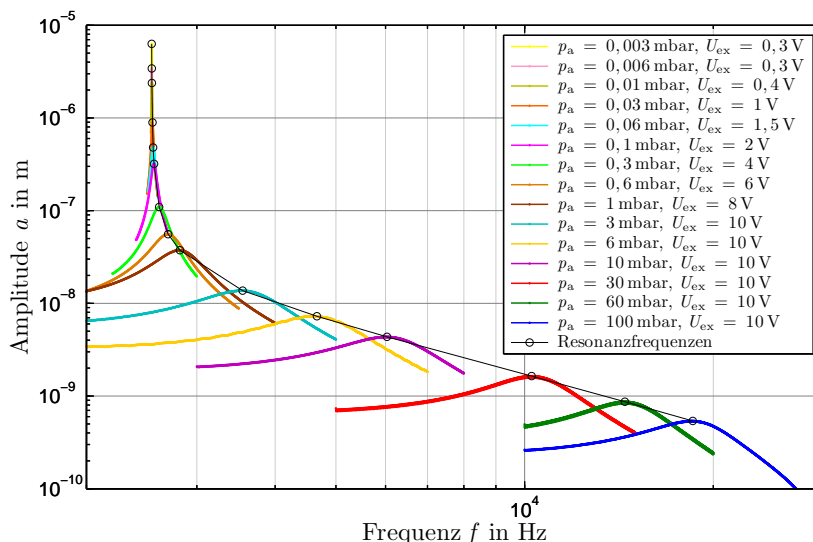


Abb. 6.4: Druckabhängige optische Resonanzkurvenmessung mit dem Laservibrometer des Sensors S04 unter N_2 -Atmosphäre. Normierte Anregespannungen.

gut der theoretischen Vorhersage aus Abbildung 3.2a. Die kapazitiven, sowie die optisch mit dem Laservibrometer aus den Kurven gewonnenen Gütewerte werden in Abbildung 6.5 dargestellt. Sie zeigen eine sehr gute Übereinstimmung und ergänzen sich hervorragend zu einem Güteverlauf über nahezu acht Druckdekaden.

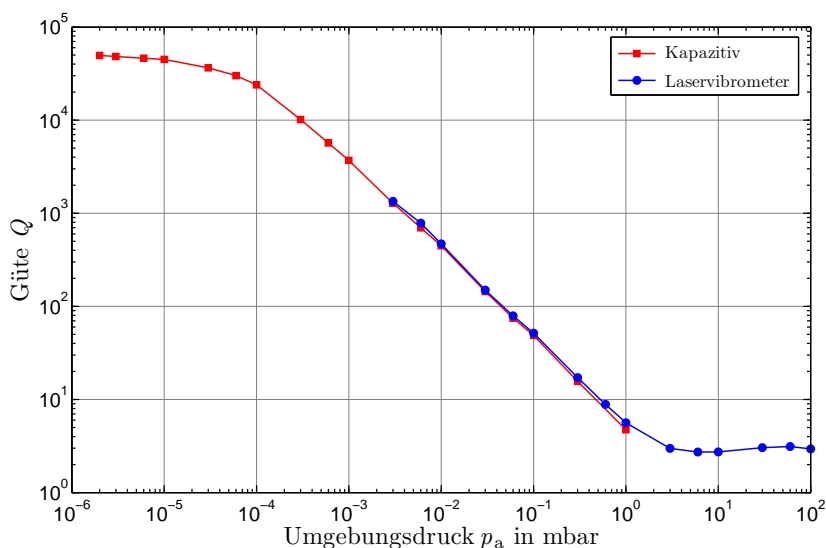
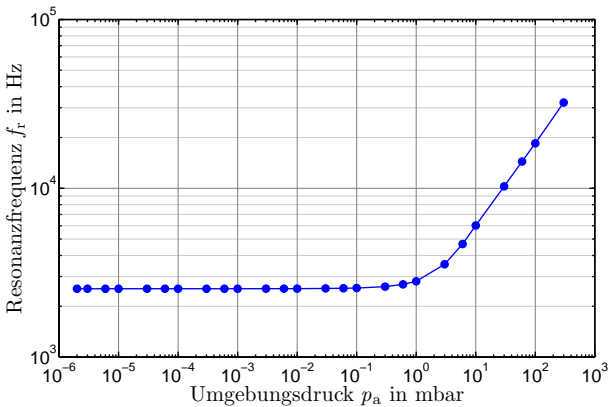


Abb. 6.5: Druckabhängiger Güte-Faktor des Sensors S04 unter N_2 -Atmosphäre. Kombination der kapazitiven Messungen und der Laservibrometermessungen.

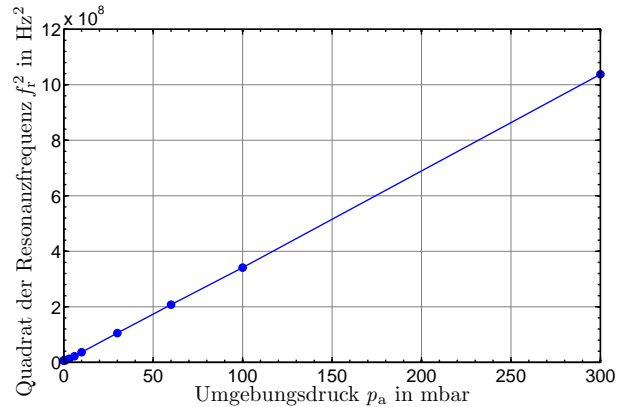
Die in den folgenden Diagrammen aufgeführten Resonanz- und Gütekurven wurden mit dieser Methodik erstellt und werden im Weiteren anhand des Sensors S04 diskutiert. Es handelt sich dabei um einen Biegeresonator der Oszillatorfläche von $2400 \times 2400 \mu\text{m}^2$ und einem Spaltabstand von $5 \mu\text{m}$ (vgl. Tab. 4.1 und 6.1). Die Messungen wurden mit den Gasen N_2 , CO_2 , Ar und Ne bei unterschiedlichen Drücken in einem Bereich von $2 \cdot 10^{-6}$ bis 300 mbar durchgeführt [56, 87].

6.2.2.1 Resonanzverschiebung

Die logarithmische Darstellung der Resonanzverschiebung in Abbildung 6.6a zeigt eine qualitativ sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen des analytischen Sensormodells aus Abbildung 3.2b. Offsetabweichungen lassen sich mit Variationen im Herstellungs-



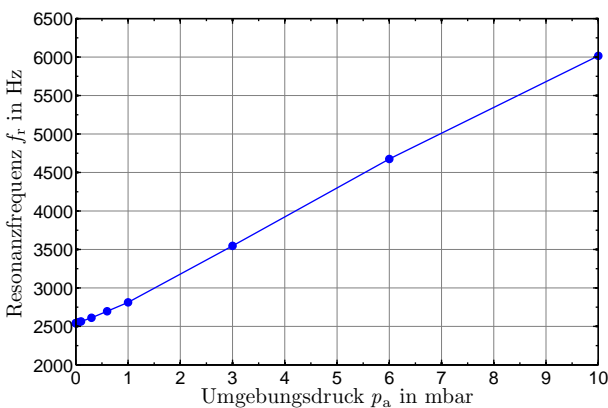
(a) Doppelt logarithmische Darstellung von f_r als Funktion von p_a .



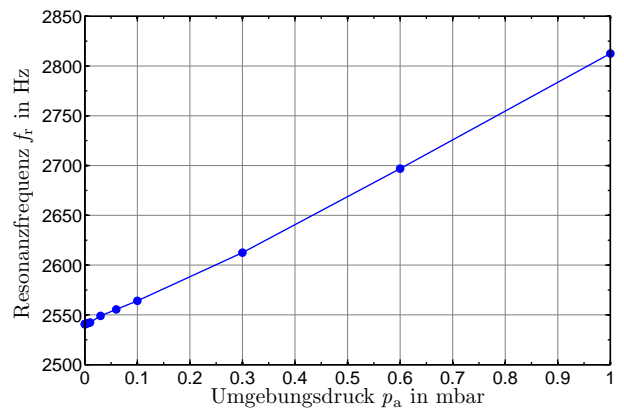
(b) Lineare Darstellung von f_r^2 als Funktion von p_a .

Abb. 6.6: Druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz des Sensors S04 unter N_2 -Atmosphäre.

prozess erklären, da der Simulation die geplanten Nominalwerte des Sensors zugrunde gelegt wurden und nicht die letztlich in der Fertigung erzielten Realwerte. Für Drücke größer als 10 mbar kann in Abbildung 6.6b die lineare Korrelation zwischen dem Quadrat der Resonanzfrequenz f_r^2 und dem Umgebungsdruck p_a beobachtet werden (vgl. Kap. 3.2). Im Vakuum unterhalb von 0,03 mbar zeigt die Resonanzfrequenz kaum noch Veränderungen, die Knudsenzahl ist mit mehr als 400 dann sehr viel größer als 1, somit ist die Moleküldichte bei dem gegebenen Spaltabstand zu gering, um noch einen nennenswerten Squeeze-Effekt zu generieren. Im Druckbereich zwischen 0,03 und 10 mbar, der den Übergang zwischen molekularem Strömungsbereich und Kontinuumsströmung markiert, zeigt sich hingegen ein nahezu linearer Zusammenhang (Abb. 6.7), der ebenfalls von M. K. Andrews in [42] beschrieben wurde.



(a) Druckbereich 0–10 mbar.



(b) Druckbereich 0–1 mbar.

Abb. 6.7: Druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz des Sensors S04 unter N_2 -Atmosphäre. Lineare Darstellung von f_r als Funktion von p_a .

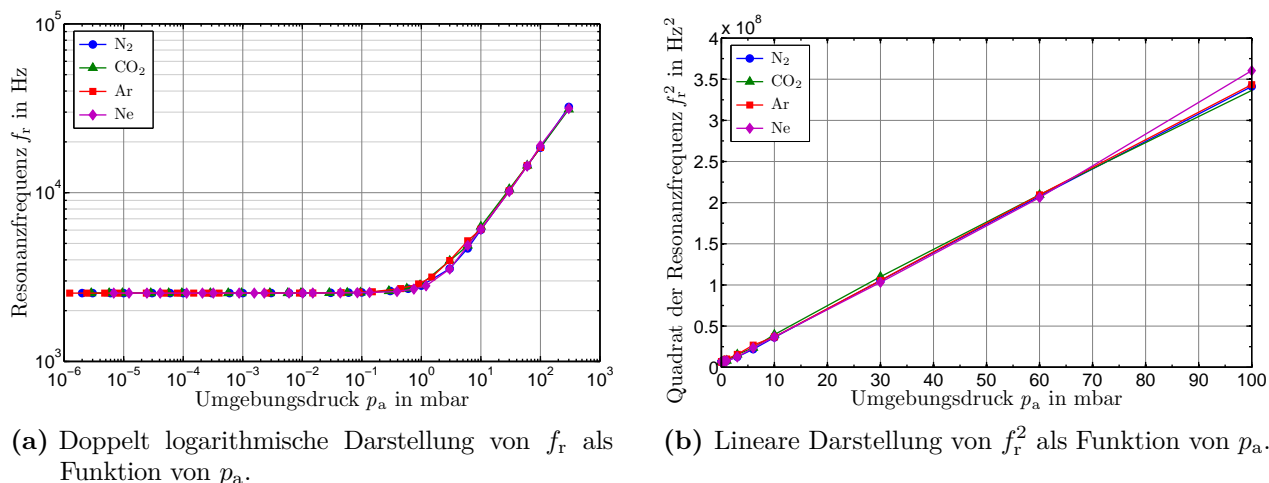


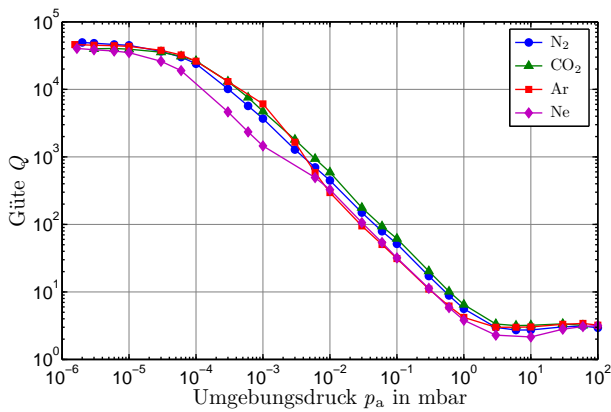
Abb. 6.8: Druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz des Sensors S04 für unterschiedliche Gasatmosphären.

Die Messungen bei unterschiedlichen Gasatmosphären zeigen, dass, trotz der stark unterschiedlichen Moleküleigenschaften, die Atomzahl variiert von 1 bis 3 und das Molekulargewicht sich bis zu einem Faktor 2,2 ändert, die druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz nahezu unabhängig von der Gasart ist (Abb. 6.8) [87]. Dies wird für den gesamten gemessenen Druckbereich beobachtet. Auch Neon bildet trotz der vergleichsweise ungewöhnlich hohen dynamischen Viskosität η (vgl. Tab. 2.1) keine Ausnahme. Aus [42] kann entnommen werden, dass auch Wasserstoff (H_2) nicht abweicht.

Die vorgestellten Messungen wurden mit den Vakuumdrucksensoren der Kombinationsvariante 1 durchgeführt (vgl. Abb. 5.5), somit ergab sich technisch bedingt für andere Gase als N_2 eine eingeschränkte Genauigkeit im Bereich zwischen 1 und 10 mbar. Eine Nutzung des Squeeze-Film-Effektes für eine weitgehend gasartunabhängige Drucksensorik ist im Bereich der Kontinuumsströmung sicherlich möglich, im Übergangsbereich bis in die Nähe der freien Molekularströmung ist ein Einsatz ebenfalls denkbar.

6.2.2.2 Gütefaktor

Die Ergebnisse der druckabhängigen Messung des Gütefaktors Q werden in den folgenden Diagrammen dargestellt. Der Umgebungsdruck p_a wurde dabei über nahezu acht Dekaden variiert. Die Einschränkungen bzw. Unterschiede der Vakuumdrucksensorik, die sich aus der Verwendung der Kombinationsvariante 1 bzw. der Variante 2 ergeben, sind auch in den Gütekurven sichtbar. Der Güteverlauf in Abbildung 6.9 bildet im Wesentlichen die Gasartabhängigkeit des Mehrbereich-Vakuumdrucksensors PKR 251 aus den Diagrammen der Abbildung 5.4 und der Tabelle 5.1 ab. Es besteht eine Abhängigkeit von der Art des Gases, welche nicht vollständig kompensiert werden kann. Die Einbeziehung dieser druckabhängigen Korrekturfaktoren führt zu einer Verbesserung und einer Angleichung des Güteverlaufs der unterschiedlichen Gasarten in Abbildung 6.10, was den Schluss bekräftigt, dass für den molekularen Strömungsbereich vermutlich nur eine geringfügige Abhängigkeit von der Gasart existiert. Messungen mit einem gasartunabhängigen Membran-Drucksensor in Abbildung 6.11

**Abb. 6.9:**

Druckabhängiger Gütefaktor des Sensors S04 für unterschiedliche Gasatmosphären ohne Berücksichtigung der Gasartabhängigkeit der Vakuumdrucksensoren.

für den Druckabschnitt zwischen 10^{-2} und 1 mbar bestätigen das. Hier ist eine gute Übereinstimmung zu beobachten.

Bei Drücken unterhalb 10^{-4} mbar wurde eine maximale Güte von etwa 45 000 erreicht. Hier ist der Begrenzungsfaktor die Materialdämpfung innerhalb der Siliziumstrukturen (vgl. Kap. 2.3.1). In dieser Region ist die Gasdämpfung vernachlässigbar und damit wird die Güte unabhängig vom Druck. Mit steigendem Druck stellt sich ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang der Güte zum Umgebungsdruck $Q \propto \frac{1}{p_a}$ ein, welcher charakteristisch für einen dominierenden Squeeze-Film-Effekt bei geringen Spaltabständen ist. Bei der Analyse der Gütekurven in Kapitel 6.4 wird dieses Verhalten näher erläutert.

In [13] wird die Gleichung (2.23) aufgezeigt, die von einer umgekehrt proportionalen Abhängigkeit der Güte von der Molekülmasse für den molekularen Strömungsbereich in der Form $Q_{\text{mol}} \propto \frac{1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$ ausgeht (vgl. Kap. 2.3.2). Die Messpunkte bei 10^{-2} mbar (Abb. 6.11 Ausschnittvergrößerung) zeigen eine leichte Trennung der jeweils dicht beieinander liegenden Gasen N_2 und Ne von den anderen beiden Gasen CO_2 und Ar, was bei Betrachtung der Molekülmassen (Tab. 2.1) für ein real gemessenen Effekt spricht. Jedes Gas-Paar weist ähnliche Molekülmassen auf und die Sortierreihenfolge der Paare zueinander steht im Einklang

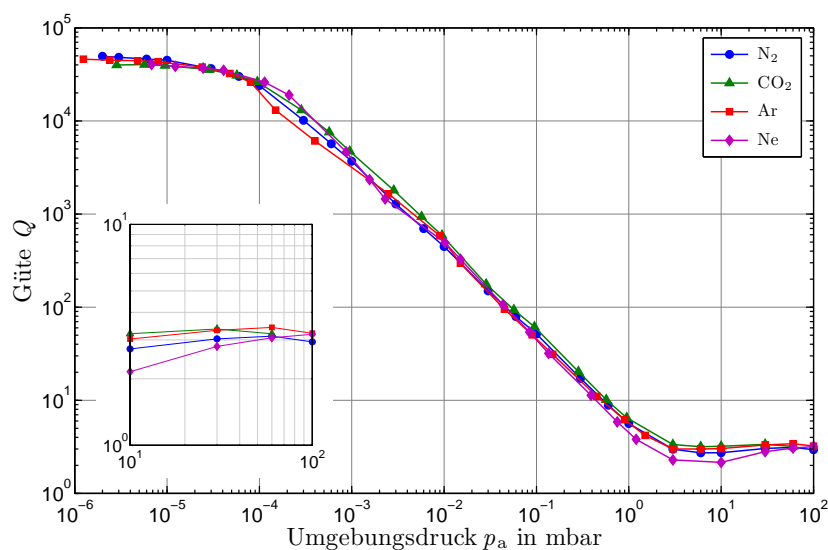


Abb. 6.10: Druckabhängiger Gütefaktor des Sensors S04 für unterschiedliche Gasatmosphären mit Berücksichtigung der gasartbedingten Korrekturfaktoren des Vakuumdrucksensors PKR 251 (Abb. 5.4, Tab. 5.1).

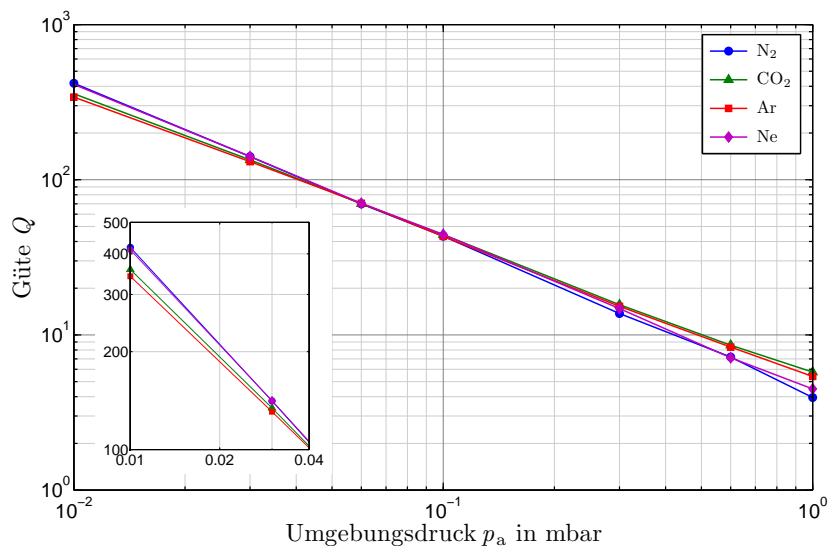


Abb. 6.11: Druckabhängiger Gütefaktor des Sensors S04 für unterschiedliche Gasatmosphären. Messung mit dem gasartunabhängigen Membran-Drucksensor CMR 264.

mit der umgekehrten Proportionalität zur Güte. Die Abweichungen der Gase innerhalb der Paare kann auf die zunehmende Ungenauigkeit des Membran-Drucksensors zurückgeführt werden, da das Messsignal linear mit dem Druck skaliert und der Sensor in die Nähe seiner Auflösungsgrenze kommt. Für niedrigere Drücke als 1 mbar im Übergang zum molekularen Strömungsbereich, was bei dem vorliegenden Spaltabstand von $5\ \mu\text{m}$ Knudsen-Zahlen über 10 bedeutet, ist der Gütefaktor unabhängig von der dynamischen Viskosität η . Dies kann auf die, im Vergleich zum Squeeze-Film-Spaltabstand, große mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle zurückgeführt werden. Daher interagieren die Atome nicht mehr miteinander, sondern nur noch mit den schwingenden und statischen Flächen des Sensors. Die Viskosität ist jedoch eine Eigenschaft, die sich aus der Wechselwirkung der Gasmoleküle untereinander begründet [1].

Für Drücke ab etwa 0,6 mbar kann in Abbildung 6.11 eine zunehmende Abhängigkeit des Gütefaktors von der Gasart gesehen werden, wobei jedoch keine Korrelation mit der Viskosität erkennbar ist. Auch die Messpunkte des folgenden Druckbereich zwischen 1 und 10 mbar lassen aufgrund der gasartabhängigen Vakuumdrucksensorik hier keine abschließende Beurteilung zu. Die Gütekurven in diesem Druckbereich (Übergangsbereich, $Kn \approx 13\text{--}1,3$), besonders die Ne-Kurve, zeigen hier in Abbildung 6.10 deutlich erkennbare Abweichungen und tendieren alle zu einem leichten Unterschwingen. Einen gasartabhängigen Einfluss dynamischer Dämpfungseffekte kann, wie später bei den piezoelektrischen Sensoren diskutiert wird (vgl. Kap. 6.4), auch hier vermutet werden.

Der Squeeze-Film-Effekt lässt für den Bereich der Kontinuumsströmung eine Abhängigkeit von der Viskosität erwarten. So zeigt M. K. Andrews in [42] eine deutliche Gasartabhängigkeit der Güte im Bereich 400–900 mbar und eine lineare Korrelation der Gas-Viskosität mit der Güte bei 900 mbar. In [88] wird die Abhängigkeit der dynamischen Viskosität der einzelnen Gase vom Druck für den Grobvakuumbereich dargestellt. Die Messpunkte für 60 und 100 mbar in Abbildung 6.10 (Ausschnittvergrößerung) zeigen, trotz der messtechnischen Grenzen des kapazitiven Konzeptes bei den vorliegenden extrem niedrigen Gütewerten von ca. 3, bei genauer Betrachtung eine beginnende Differenzierung der Gütekurven hinsichtlich der dynamischen Viskosität des jeweiligen Gases. Gase mit einer höheren Viskosität weisen da-

bei die höhere Güte auf. Oberhalb dieses Druckbereichs sinken die Knudsenzahlen unter 0,2, d. h. die Bedingungen befinden sich im Übergang zum fluiden Strömungsbereich. Somit ist plausibel, dass erst ab diesem Druck ein Einfluss der Viskosität sichtbar wird.

6.2.3 Geometrie- und Spaltvariation

Die folgenden Messergebnisse der Resonanzverschiebung bzw. des Gütefaktors in Abhängigkeit vom Druck wurden mit unterschiedlichen Sensorvarianten abweichender Geometrie und Spaltabstände erzielt (vgl. Abb. 6.12 und 6.13). Die Daten wurden alle in N_2 -Atmosphäre mit dem Laservibrometer gemessen, teils über Resonanzmessungen, teils über Abklingkurven. Als Referenz dienen die Resonanz- und Gütelinien des Sensors S04 (Abb. 6.6a und 6.5), welche schon im vorhergehenden Kapitel 6.2.2 vorgestellt wurden. Im Diagramm der Resonanzverschiebung (Abb. 6.12) wurden die einzelnen Messpunkte jeweils durch berechnete Kennlinien des Sensormodells mit Squeeze-Film-Effekt (vgl. Kap. 3.1) hinterlegt. Dabei konnte mit einer Optimierung der Sensorparameter, welche die real gefertigten Sensorgeometrien besser abbilden, eine sehr gute Angleichung an die Messwerte erzielt werden.

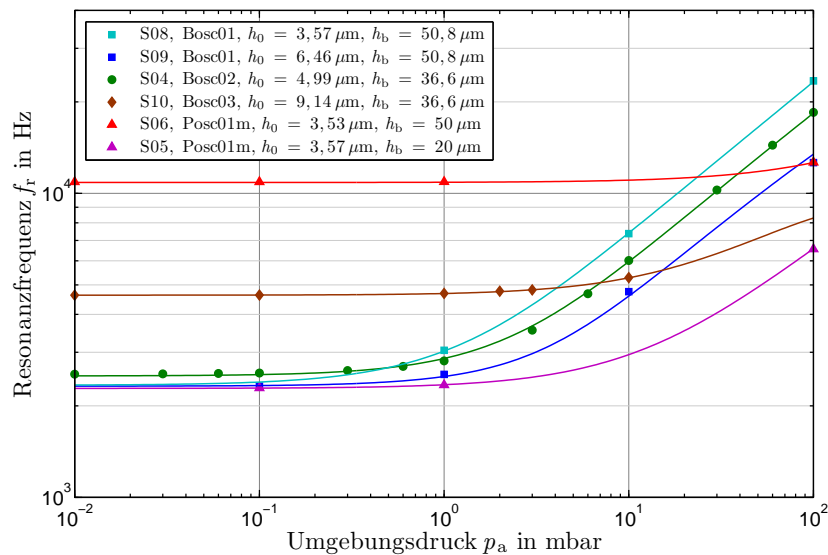


Abb. 6.12: Druckabhängige Resonanzverschiebung anderer Sensorvarianten mit unterschiedlicher Geometrie und Spaltabständen. Gemessen wurde jeweils unter N_2 -Atmosphäre.

Alle Kurven der Resonanzverschiebung weisen unabhängig von der Sensorvariante den gleichen Verlauf auf und führen zu der gleichen Steigung aufgrund der Proportionalität von $f_r \propto \sqrt{p_a}$ bei hohen Squeeze-Zahlen σ (vgl. Kap. 3.2) [41, 42]. Auch alle Gütekurven in Abbildung 6.13 zeigen unabhängig von der Sensorvariante das gleiche $\frac{1}{p_a}$ -Steigungsverhalten.

Bei den Sensoren S08 und S09 wurde derselbe Resonator-Chip jeweils mit unterschiedlichen Glasdeckeln kombiniert, womit sich abweichende Spaltabstände ergeben. Die Vakuumresonanzfrequenz bleibt identisch, da sie nur von den mechanischen Parametern des Resonators abhängt. Es kann in Abbildung 6.12 beobachtet werden, dass bei einem verringertem Spaltabstand h_0 (S08) die Vergrößerung der Resonanzfrequenz bei niedrigeren Drücken einsetzt und es somit im Vergleich zum Sensor S09 zu einer Verschiebung der Kurve nach links kommt

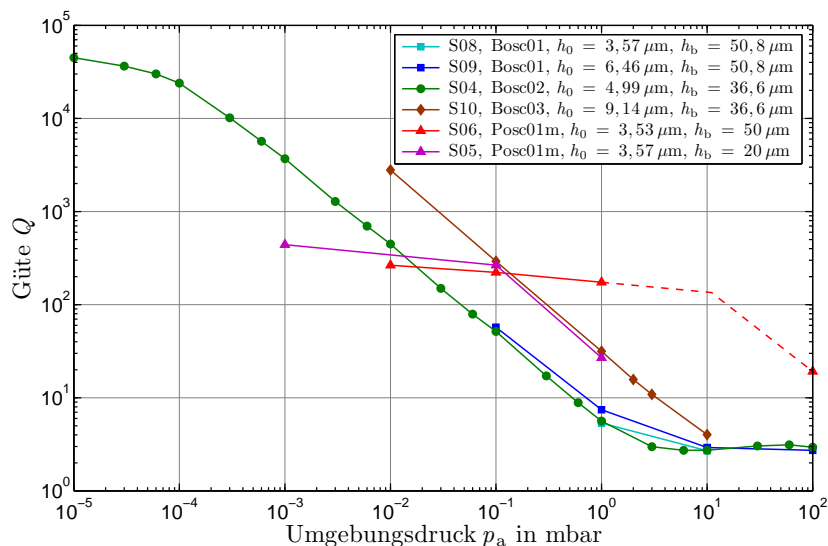


Abb. 6.13: Druckabhängiger Gütefaktor anderer Sensorvarianten mit unterschiedlicher Geometrie und Spaltabständen. Gemessen wurde jeweils unter N_2 -Atmosphäre.

(vgl. Abb. 3.4a). Ein kleinerer Spaltabstand bedeutet bei gleichem Umgebungsdruck ein verstärkter Squeeze-Film-Effekt und somit auch eine größere Resonanzverschiebung. Die etwas geringere Güte des Sensors S08 ist ebenso zu erklären (Abb. 6.13). Der spaltabhängige Effekt der Resonanzfrequenzverschiebung von S08 und S09 kann auch im zusätzlichen Vergleich mit dem Sensoren S04 trotz der geringeren Oszillatorfläche, bei hingegen ähnlicher Vakuumresonanzfrequenz, beobachtet werden. Die dazugehörigen Gütekurven zeigen nur geringe Unterschiede, weisen aber für größere Spaltabstände die leicht höheren Güten auf, was einer geringen Rechtsverschiebung entspricht. Der Sensor S10 hat im Vergleich zum Sensor S04 eine nochmals kleinere Fläche bei gleichzeitig größerem Spaltabstand, allerdings auch eine deutlich höhere Vakuumresonanzfrequenz. Dementsprechend setzen sowohl der Resonanzfrequenzanstieg als auch der Abfall der Gütekurve erst bei höheren Drücken ein, d. h. die Kurven verschieben sich deutlich nach rechts. Dies stimmt mit der Erwartung überein, dass ein geometrisch bedingter verstärkter Squeeze-Film-Effekt (engerer Spalt und/oder größere Oszillatorfläche) zu einer Linksverschiebung der Kurven des Gütefaktors und der Resonanzverschiebung führen. Die Reduzierung der Vakuumresonanzfrequenz bewirkt anscheinend eine anteilig noch größere Linksverschiebung der Kurven des Gütefaktors und der Resonanzverschiebung.

Die Sensoren S05 und S06 bestehen aus baugleichen Parallelresonatoren und einem nahezu identischem Spaltabstand. Der einzige relevante fertigungstechnische Unterschied besteht in den Dicken der Aufhängungsbalken h_b , woraus sich eine veränderte mechanische Federsteifigkeit und die deutlich abweichende Vakuumresonanzfrequenz begründen. Die berechneten Kurven der Resonanzverschiebung streben bei hohen Drücken der gleichen Steigungsgeraden entgegen (bei der vorliegenden Sensordimensionierung außerhalb des Diagramms), sodass sich eine Kurvenschar mit jeweils unterschiedlichen Vakuumresonanzfrequenzen als Grenzwert bei niedrigen Drücken bildet (vgl. Abb. 3.3b). Da ursächlich die veränderte mechanische Federsteifigkeit zu diesem Verhalten führt, zeigt sich der selbe Effekt auch bei Variation der Balkenbreite und Balkenlänge (vgl. Abb. 3.3c und 3.3d). Auffällig und gemeinsam bei den Sensoren S05 und S06 mit Parallelkonzept ist die vergleichsweise zu den Sensoren mit Biegeoszillatoren deutlich niedrigere maximale Güte (etwa Faktor 100 zu S04). Das schlechte

Aspektverhältnis der Biegebalken und die deutlich filigranere Geometrie ($l_b = 400 \mu\text{m}$ und $w_b = 20 \mu\text{m}$) könnten über verstärkte Randeﬀekte (z. B. DRIE-Ätzﬂanken, evtl. zusätzliche Torsionsverbiegungen) bestenfalls teilweise den Effekt erklären. Ebenso wie die erst bei höheren Drücken einsetzende Resonanzverschiebung des mechanisch steifer ausgelegten Sensors S06 zeigt sich auch das Abknicken der Gütekurve erst sehr spät bei einem vergleichsweise hohem Druck von ca. 10 mbar. Da die Differenz der Sensoren S05 und S06 ausschließlich in der unterschiedlichen Vakuumresonanzfrequenz liegt, kann die horizontale Parallelverschiebung der Gütekurven im direkten Zusammenhang zu dieser gesehen werden. Aufgrund der Überlagerung der Spalt-Abhängigkeit, wie bei den Sensoren S08 und S09 sowie S04 und S10 beobachtet, ist es jedoch naheliegend im Knickpunkt des Resonanzfrequenzanstiegs eine direkte Korrelation zur horizontalen Parallelverschiebung der Gütekurven zu suchen.

Die Sensoren S05 und S08 besitzen den gleichen Spaltabstand und die gleiche Oszillatorﬂäche bei gleichzeitig fast identischer Vakuumresonanzfrequenz, dafür aber ein unterschiedliches Bewegungskonzept. Die Schwingungsamplitude ist bei den Parallelresonatoren aufgrund der allseitigen mechanischen Einspannung der Oszillatormasse und der damit verbundenen kleineren Bewegungsfreiheit sehr viel geringer. Der Einfluss auf die Resonanzverschiebung und Güte ist aber weitestgehend unabhängig von der realen Schwingungsamplitude, was Messungen bei variablen Anregespannungen in Kapitel 6.2.1 bestätigen, und einen Vergleich der beiden Bewegungskonzepte problemlos erlaubt. Beim Biegeresonator S08 zeigt sich viel eher, d. h. bei geringeren Drücken, die Resonanzverschiebung als beim Parallelresonator S08, wie es der Vergleich der analytischen Parametervariationen in den Abbildungen 3.3 und 3.4 vorhersagt.

6.2.4 Nichtlineare Effekte

Bei elektrostatisch/kapazitiver Anregung der Sensoren kommt es bei ausreichend hoher Anregespannung U_{ex} und entsprechend niedrigem Umgebungsdruck p_a zu einem nichtlinearen Schwingungsverhalten eines Duffingoszillators sowie in Form von Pull-in oder Anschlagseﬀekten des Oszillators an den Deckel. Aus Abbildung 6.14 geht deutlich hervor, dass mit sinkendem Druck und gleichbleibender Anregespannung es neben einer leichten Reduzierung der Resonanzfrequenz zu einer asymmetrischen Verformung der Resonanzkurve und schließlich zu einem ausgeprägtem Hystereseverhalten kommt. Das Durchfahren der Resonanzkurven führt dabei in Abhängigkeit von der Scanrichtung zu unterschiedlichen, sich ergänzenden frequenzabhängigen Kurvenverläufen. Die rückwärts gemessenen Kurven (in der Legende durch R gekennzeichnet), d. h. von hohen zu niedrigen Frequenzen hin, zeigen ein ausgeprägtes konstantes Plateau, bevor es zu einem Abriss kommt, und die Schwingungsamplitude des Oszillators auf seine erwartete Größe zurückfällt. Bei einer Umkehr der Messrichtung innerhalb des Plateaus zu höheren Frequenzen hin zeigt sich sogar ein noch deutlicher ausgeprägtes Plateau. (Abb. 6.15). Die beidseitige Ausbildung eines konstanten stabilen Plateaus bestätigt die Vermutung eines Pull-ins des Oszillators, bei dem es zu einem temporären Anschlagen oder sogar Anhaften an den Deckel kommt.

Das nichtlineare Hystereseverhalten kann mit der Theorie des Duffingoszillators beschrieben werden [89, 44, 10]. Ein zusätzlicher kubischer Term in der Rückstellkraft erzeugt dabei die

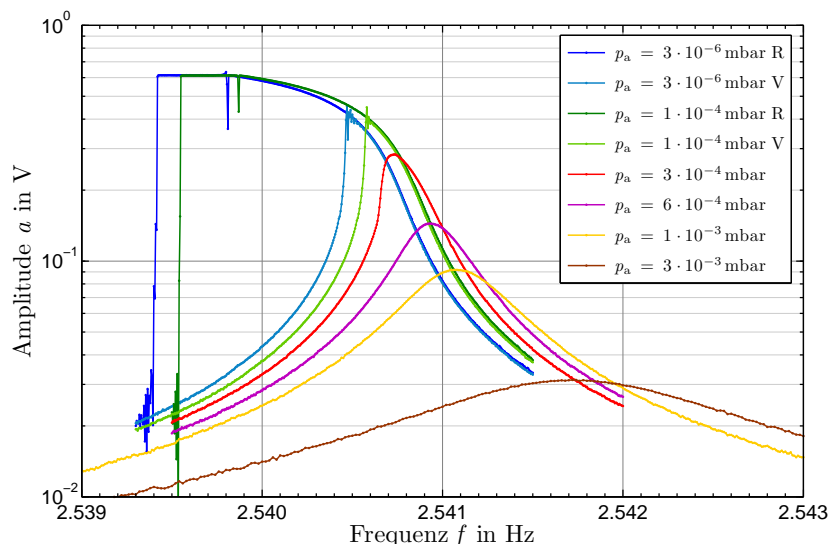
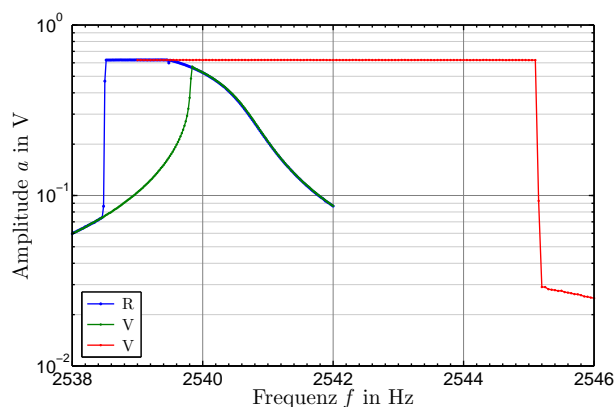


Abb. 6.14: Pull-in-Effekt: Druckvariation des Sensors S04 unter N_2 -Atmosphäre bei $U_{\text{ex}} = 0,1 \text{ V}$ (kapazitive Messung).

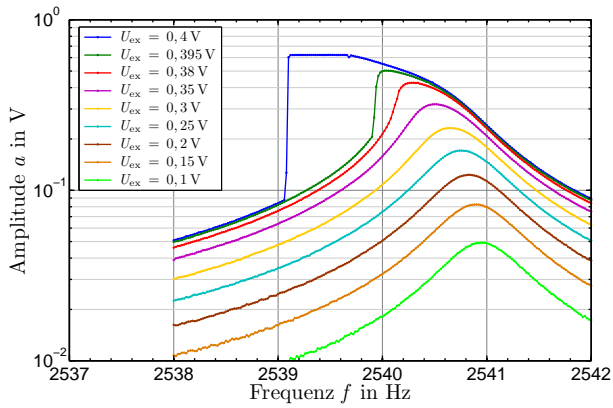
charakteristischen Verformungen der Resonanzkurve und führt schließlich zu den Sprungpunkten einer Hysterese. Die Verbiegung der Resonanz- bzw. Hysteresekurven zur linken Seite hin bedeutet, dass die resultierende Rückstellkraft des Systems kleiner als im rein linearen Fall ist. Dies wird als der Spring-Softening-Effekt bezeichnet und ist ein typischer Effekt, der bei elektrostatisch/kapazitiver Anregung und großer relativer Auslenkung auftritt [78]. Damit einher geht auch die beobachtete leichte Reduzierung der Resonanzfrequenz, die bei allen Messungen mit zunehmender Näherung an den Pull-in-Punkt beobachtet werden konnte.

Abb. 6.15:

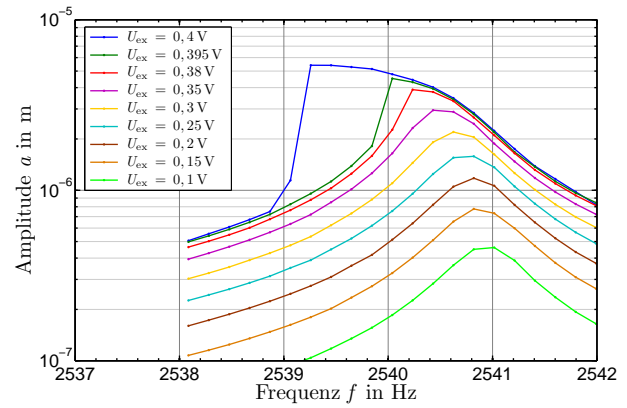
Pull-in-Effekt: Hystereseverhalten des Sensors S04 unter N_2 -Atmosphäre bei $p_a = 10^{-3} \text{ mbar}$ und $U_{\text{ex}} = 0,4 \text{ V}$ (kapazitive Messung; Legende: R $\hat{=}$ Messung rückwärts, d. h. von hohen zu niedrigen Frequenzen hin, V $\hat{=}$ Messung vorwärts, d. h. von niedrigen zu hohen Frequenzen hin).



Spätere simultane kapazitiv/elektrische und optische Messungen mit dem Laservibrometer stimmen hervorragend überein und zeigen das gleiche Hystereseverhalten mit Plateaubildung (Abb. 6.16 bis 6.19). Dabei wurde bei unterschiedlichen Drücken jeweils die Anregespannung U_{ex} erhöht. Die Messungen des Laservibrometers bestätigen, dass im Bereich des Plateaus nach wie vor eine periodische Schwingbewegung des Oszillators vorhanden sein muss. Im Vergleich zeigen die Messergebnisse, unabhängig vom gewählten Umgebungsdruck und der angelegten Anregungsspannung, eine nahezu konstante relative Spitze-Spitze Schwingungsamplitude, sowohl bei dem elektrischen Messsignal ($a \approx 0,62 \text{ V}$) als auch bei der optischen Messung mit dem Laservibrometer ($a \approx 5,4 \mu\text{m}$). Wenn ein elastischer Stoß zwischen Oszillator und Deckel vorliegt, d. h. kein temporäres Anhaften, sollte die relative Schwingungsamplitude gleichmäßig mit der Anregespannung weiter steigen, da die Masse auf der gegenüberliegen-

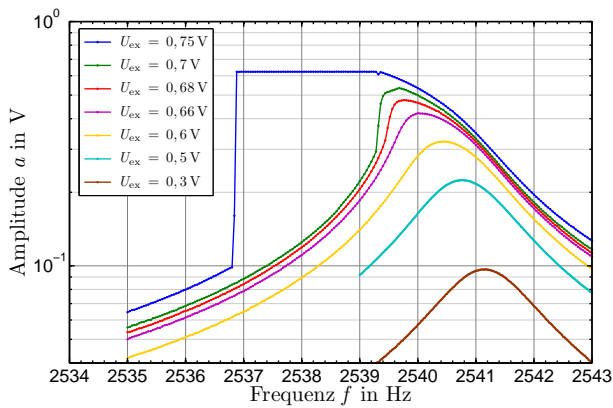


(a) Kapazitive Messung.

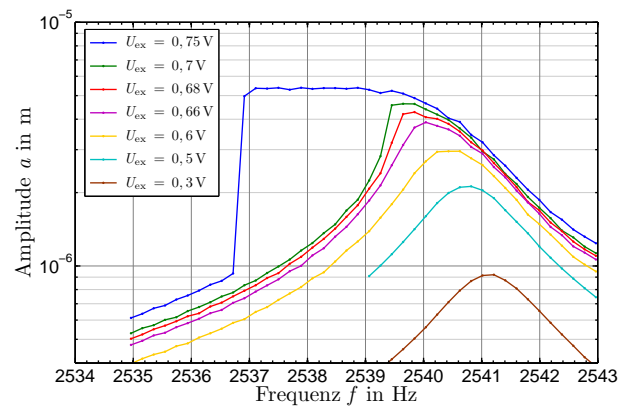


(b) Laservibrometermessung.

Abb. 6.16: Pull-in-Effekt: Spannungsvariation von U_{ex} des Sensors S04 bei $p_a = 0,001$ mbar und N_2 -Atmosphäre.

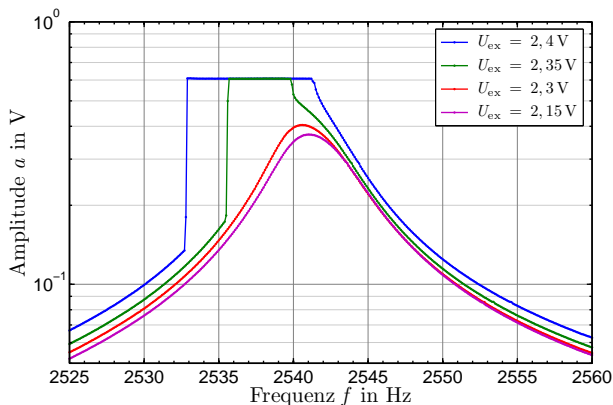


(a) Kapazitive Messung.

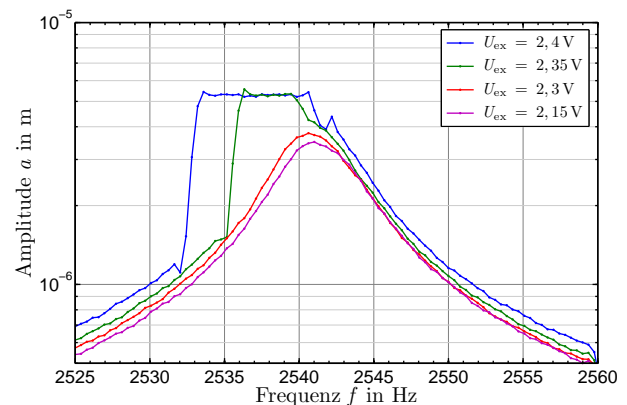


(b) Laservibrometermessung.

Abb. 6.17: Pull-in-Effekt: Spannungsvariation von U_{ex} des Sensors S04 bei $p_a = 0,002$ mbar und N_2 -Atmosphäre.



(a) Kapazitive Messung.



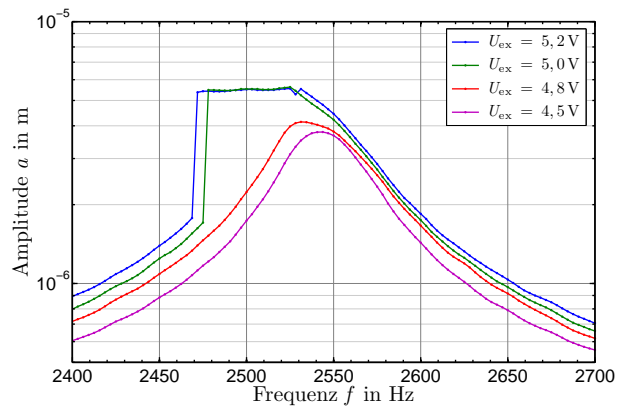
(b) Laservibrometermessung.

Abb. 6.18: Pull-in-Effekt: Spannungsvariation von U_{ex} des Sensors S04 bei $p_a = 0,01$ mbar und N_2 -Atmosphäre.

den Seite aufgrund der Energieerhaltung dann entsprechend weiter, bezogen auf die statische Nullauslenkung, überschwingt. Die Messergebnisse zeigen jedoch, dass die relative Schwingungsamplitude praktisch gleich bleibt und das trotz steigender Anregespannungen. Ein Erklärungsansatz könnte sein, dass der Oszillator anhaftet und es zu einem temporären Pull-in

Abb. 6.19:

Pull-in-Effekt: Spannungsvariation von U_{ex} des Sensors S04 bei $p_a = 0,1$ mbar und N_2 -Atmosphäre (Laservibrometermessung).



kommt. Dabei bleibt die Schwingungsamplitude gleich, weil der Oszillator immer in der Nähe des Nulldurchgangs der Anregespannung abschwingt, wenn diese einen bestimmten kritischen Spannungswert unterschreitet, und durch die mechanische Federkraft, die immer gleich ist, zu einer nahezu konstanten Auslenkung durchschwingt. Dies bedeutet jedoch auch, dass die Biasspannung eine untergeordnete Rolle spielt, bzw. erst bei größeren Spannungsänderungen zu einem deutlich sichtbaren Effekt führt, da diese im Gleichtakt mit erhöht wird.

Gemeinsam ist allen Messungen, dass, bei Vergrößerung der Anregespannung bzw. Verringerung des Drucks, die Länge des Plateaus sich vergrößert. Bedingt durch den verstärkten Pull-in-Effekt kann sich der Oszillator erst wieder dauerhaft lösen, wenn die Anregung auf ein entsprechend niedrigeres Niveau gefallen ist.

Es ist denkbar den Pull-in-Punkt als Messgröße zu nutzen. In [90] wird dies zur Beschleunigungsdetektion eingesetzt. Jedoch beeinflussen auch Temperatureffekte den Pull-in und führen bei sonst gleichen Messbedingungen zu einem veränderten Pull-in-Punkt. Die Resonanzkurven in Abbildung 6.20 zeigen deutlich wie empfindlich das System auf geringfügige Änderungen der Umgebungsbedingungen reagiert. Die Messreihen wurden in etwa einstündigem Abstand bei nominell identischen Messparametern, d. h. bei $p_a = 0,001$ mbar Umgebungs-

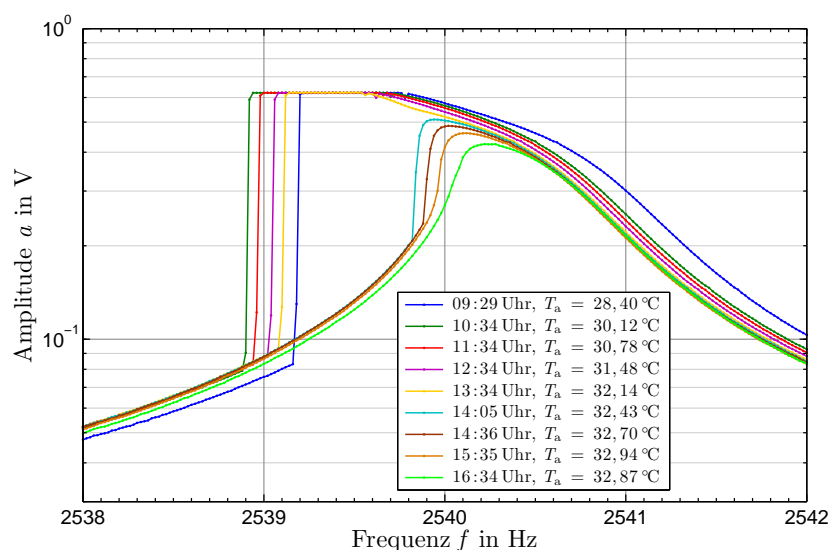


Abb. 6.20: Einfluss der Umgebungstemperatur auf das Pull-in-Verhalten des Sensors S04 bei sonst gleichbleibenden Bedingungen, d. h. $p_a = 0,001$ mbar, $U_{\text{ex}} = 0,4$ V und N_2 -Atmosphäre (Kapazitive Messungen).

druck und $U_{\text{ex}} = 0,4 \text{ V}$ Anregespannung, wiederholt. Der einzige offensichtliche Unterschied bestand in der langsam ansteigenden Umgebungstemperatur ϑ_a des Sensors (Raumtemperatur, Temperatur der Vakuumkammer), verursacht durch die Abwärme der Vakuumpumpen und Laborgeräte sowie der Sonneneinstrahlung über die Fenster des Labors. Der Temperaturanstieg bewegte sich im Messzeitraum von sieben Stunden bei ca. $4,5^\circ\text{C}$. Gemessen wurde die Temperatur innerhalb der Vakuumkammer in Sensornähe (vgl. Abb. 5.7). Erkennbar ist mit fortschreitender Wiederholung und steigender Umgebungstemperatur eine Reduzierung des Pull-in-Bereichs, schließlich des Verlusts des Pull-ins und eine weitere Reduzierung der Resonanzamplitude. Abweichungen von diesem Trend können nur zu Beginn und gegen Ende der Messreihe beobachtet werden. Das gegenläufige Verhalten zu Beginn könnte durch ebenfalls temperaturbedingte Änderungen der Elektronik des Messaufbaus und damit der Anregespannung erklärt werden. Zudem unterliegen auch die Drucksensoren, die die Stellgröße der Druckregelung darstellen, den Temperatureinflüssen, womit möglicherweise der gegen Ende anhaltende Trend, trotz stagnierender und sogar fallender Temperaturen, erklärbar ist. Eine Temperaturabhängigkeit des E-Moduls, wie in [78] beschrieben, zeigt mit steigender Temperatur eine Vergrößerung der Resonanzamplitude und damit prinzipiell gegenläufigen Effekt. Unter Berücksichtigung der Trägheit des thermischen Gesamtsystems und der langen Zeitkonstanten (periodischer Tagesrhythmus) ist für eine abschließende Beurteilung die Messreihe sicher zu kurz.

6.3 Piezoelektrische Sensoren

Die piezoelektrischen Resonanz- und Gütemessungen wurden an den Sensoren S01AlN und S21AlN bis S25AlN durchgeführt (vgl. Tab. 4.1 und 6.1). Dabei kamen die Gasatmosphären N_2 , CO_2 , Ar, Ne und He zum Einsatz. Als Basis zur Auswertung wurden überwiegend Abklingkurven (Abb. 6.22), aber auch piezoelektrische Resonanzkurven verwendet (Abb. 6.21).

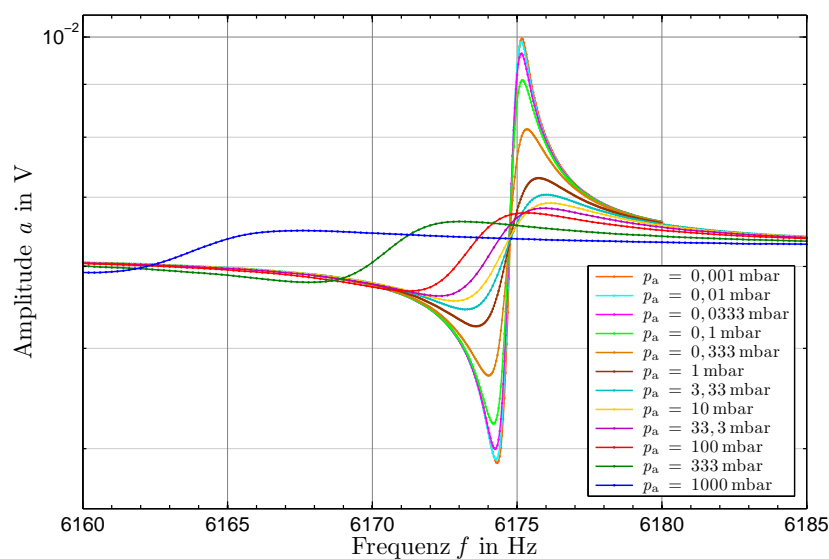


Abb. 6.21: Beispielhafte Darstellung einer piezoelektrischen Resonanzkurvenmessreihe des Sensors S01AlN ohne Deckel ($h = 480 \mu\text{m}$) für unterschiedliche Umgebungsdrücke p_a bei He-Atmosphäre. Die Anregespannung war gleichbleibend $U_{\text{ex}} = 1 \text{ V}$.

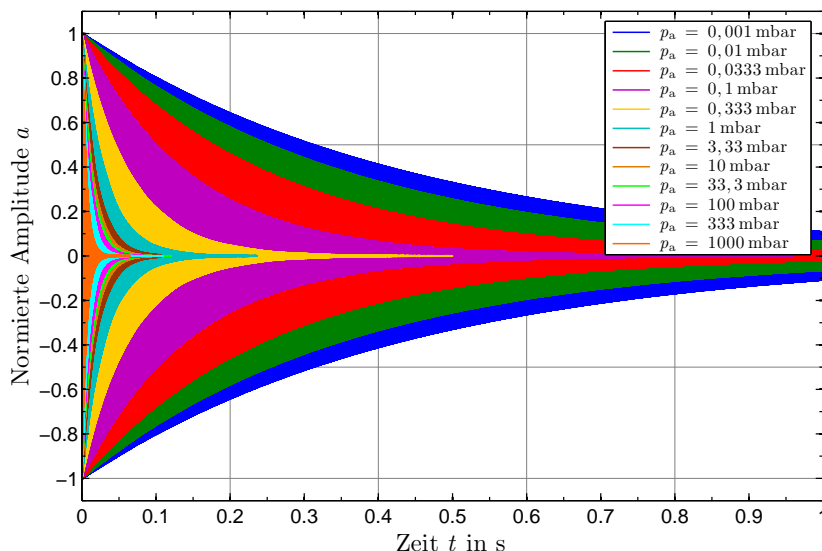
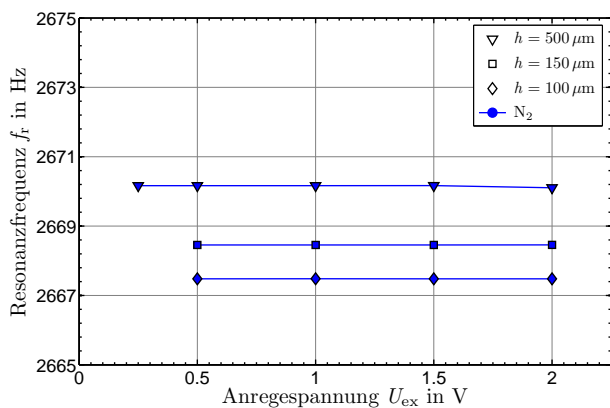


Abb. 6.22: Beispielhafte amplitudennormierte Darstellung von Abklingkurven des Sensors S01AlN mit 150 µm Spalt für unterschiedliche Umgebungsdrücke p_a bei CO_2 -Atmosphäre. Die Anregespannung war gleichbleibend $U_{\text{ex}} = 1 \text{ V}$.

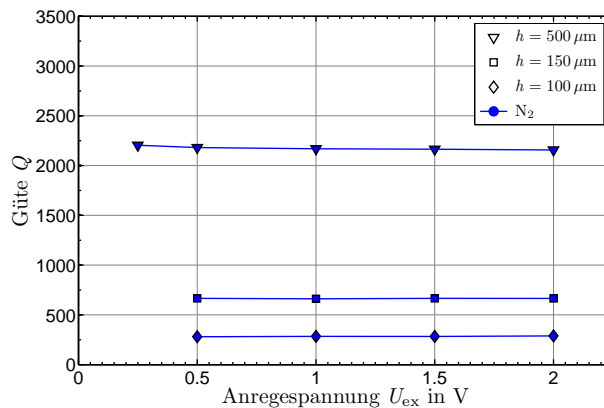
Beide Messmethoden ergeben nach der Auswertung eine sehr gute Übereinstimmung in den Güteverläufen. Es wurde bei allen Messreihen jeweils bei gleichbleibender Anregespannung gemessen, da über den gesamten Druckbereich gesehen die Amplitudenänderung des Messsignals gering ist und überall die Signalqualität gut war. Dabei betragen die Anregespannungen für die unterschiedlichen Sensoren entweder $U_{\text{ex}} = 1 \text{ V}$ (S01AlN), 2 V (S25AlN) oder 4 V (S21AlN bis S24AlN).

6.3.1 Einfluss der Sensoranregung

Die gemessene Sensoramplitude ändert sich auch bei den piezoelektrisch angeregten Sensoren proportional mit der Anregespannung U_{ex} . Aus den Diagrammen der Abbildung 6.23 kann entnommen werden, dass der Einfluss der Anregespannung U_{ex} auf die Güte Q und



(a) Einfluss auf die Resonanzfrequenz.



(b) Einfluss auf den Gütefaktor.

Abb. 6.23: Variation der Anregespannung U_{ex} am piezoelektrisch angeregten Sensor S25AlN für die Spaltabstände $h = 500 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ bei 1000 mbar und N_2 -Atmosphäre.

Resonanzfrequenz f_r unabhängig von dem Spaltabstand h_0 des Sensors bei Atmosphärendruck vernachlässigbar klein ist. Die Resonanzfrequenz und die Güte bleiben bei Erhöhung der Anregespannung nahezu konstant. Es gibt lediglich einen geringfügigen Offset der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit des Spaltes (Abb. 6.23a). Somit besteht die Möglichkeit, ohne Auswirkung auf den Kurvenverlauf von Güte und Resonanzfrequenz, druckabhängige Messreihen bei konstant bleibender Anregespannung durchzuführen. Ein Einfluss der absoluten Schwingungsamplitude der Resonatoren, welche proportional der Anregespannung ist, kann damit ebenfalls ausgeschlossen werden so lange die Schwingungsform sich im linearen verzerrungsfreien Bereich bewegt.

6.3.2 Resonanz- und Gütemessungen

Das grundlegende Resonanz- und Güteverhalten wird im Folgenden anhand der elektrischen Messergebnisse von dem ungedeckelten Biegeresonator S01AIN näher erläutert. An der Oberseite des Oszillators ist wegen des fehlenden Deckels der Spaltabstand unendlich ($h_0 = \infty \mu\text{m}$), wohingegen sich an der Unterseite durch das Einkleben in einen Sockel und der Kombination aus Waferdicke und Ätztiefe ein Freiraum von etwa $h_K \approx 480 \mu\text{m}$ und somit $h = 480 \mu\text{m}$ ergibt.

6.3.2.1 Resonanzverschiebung

In der Abbildung 6.24 ist die druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz für unterschiedliche Gasatmosphären dargestellt. Durch den fehlenden Deckel und den großen Freiraum auf der Sensorrückseite zeigt sich natürlich nicht die große Resonanzverschiebung zu höheren Frequenzen hin, wie sie beim Squeeze-Effekt mit engen Spaltabständen auftreten würde,

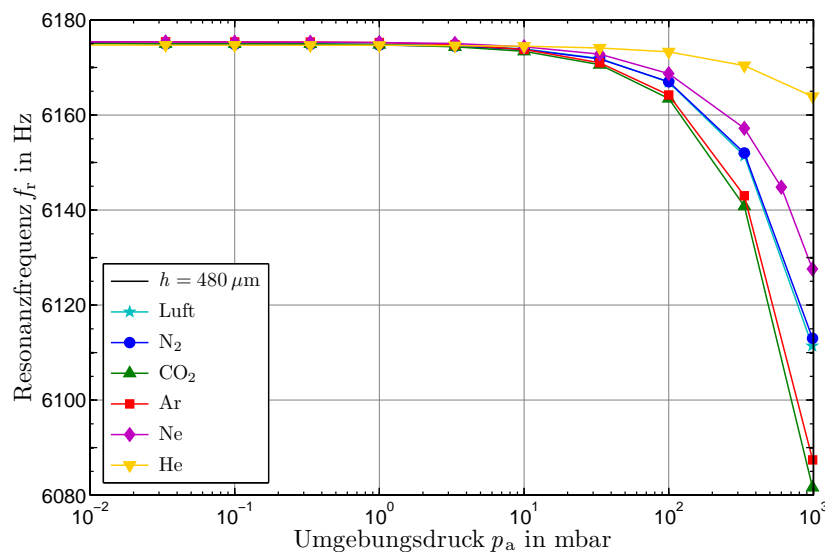
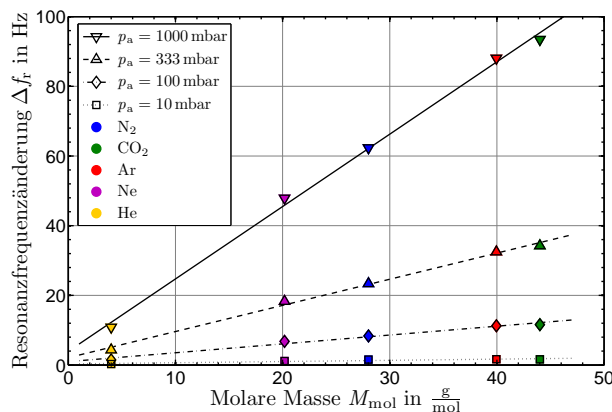


Abb. 6.24: Druckabhängige Resonanzverschiebung des Sensors S01AIN bei unterschiedlichen Gasatmosphären und einem Spaltmaß von $h = 480 \mu\text{m}$ (Ungedekelt $h_0 = \infty \mu\text{m}$, $h_K \approx 480 \mu\text{m}$, elektrische Messung).

Abb. 6.25:

Korrelation der Resonanzfrequenzänderung Δf_r des Sensors S01AlN mit der molaren Masse M_{mol} (vgl. Tab. 2.1) bei unterschiedlichen Umgebungsdrücken p_a .



sondern nur eine vergleichsweise kleine Verringerung der Resonanzfrequenz des gedämpften harmonischen Oszillators, wie sie durch den zusätzlichen Dämpfungsterm in Formel (2.12b) gegenüber der Vakuumresonanzfrequenz f_0 aus Formel (2.10) beschrieben wird. Aber auch diese Verschiebung der Resonanzfrequenz zeigt im fluiden Strömungsbereich oberhalb ca. 10 mbar eine deutliche Differenzierung in Abhängigkeit von der Gasatmosphäre, welche mit steigendem Druck ausgeprägter wird, jedoch für alle Drücke gleichförmig bleibt. Diese korreliert sehr gut in Sortierreihenfolge und relativen Abständen der einzelnen Gasen zueinander mit den Werten der molaren Masse M_{mol} als auch der Dichte ρ , wie sie in Tabelle 2.1 aufgeführt sind. Der lineare Verlauf der Resonanzfrequenzänderung $\Delta f_r = f_0 - f_r$ in Abbildung 6.25 verdeutlicht diesen Zusammenhang. CO_2 mit den höchsten Zahlenwerten zeigt den größten Einfluss, gefolgt von Ar, mit einigem Abstand N_2 und Ne. He zeigt mit den kleinsten Zahlenwerten auch die deutlich geringste Beeinflussung. Dies lässt sich aufgrund der umgekehrt proportionalen Beziehung $c \propto \frac{1}{Q}$ von Dämpfungskoeffizient und Güte mit den Formeln (2.26) bzw. (2.27) erklären. Über diesen Zusammenhang kann die Beziehung $c^2 \propto M_{\text{mol}}$ bzw. $c^2 \propto \rho$ hergestellt und die Korrelation mit der gasartabhängigen Reduzierung der Resonanzfrequenz $f_r = \frac{\omega_e}{2\pi}$ auf Basis der Gleichung (2.12b) gezeigt werden.

6.3.2.2 Gütefaktor

Im Vergleich zu den Gütekurven des kapazitiven Konzeptes (vgl. Abb. 6.10) zeigen sich bei den Gütekurven des ungedeckelten piezoelektrischen Biegeresonators S01AlN aus Abbildung 6.26 einige sehr auffällige Unterschiede. So wird ein Sättigungsbereich, bei dem die Güte keine kleineren Werte mehr annimmt, im Messbereich bis Atmosphärendruck nicht erreicht. Zudem ist die maximale Güte bei hohem Vakuum mit etwa 8000 deutlich geringer als beim kapazitiven Konzept mit ca. 45000. Obwohl die zusätzlichen AlN- und Gold-Schichten auf den Biegebalken zusammen nur knapp $2,3 \mu\text{m}$ dick sind, was etwa 11 % der Dicke der Biegebalken aus Silizium entspricht, führen diese aufgrund der Mikrostruktur zu einer stärkeren intrinsischen Materialdämpfung (vgl. Kap. 2.3.1). Die piezoelektrische AlN-Schicht besteht im Gegensatz zu dem rein einkristallinen Silizium aus einer Körnerstruktur mit kolumnarem Kristallwachstum und c-Achsen Orientierung [49]. Desweiteren weisen alle Kurven im Bereich zwischen ca. 0,3 und 30 mbar, was einer Knudsenzahl von etwa 0,1 entspricht, eine markante „Delle“ auf, einen Abschnitt zwischen zwei Wendepunkten, bei der die Kurven eine Linkskrümmung aufweisen. Dies erklärt sich durch das Zusammenspiel unterschiedlicher

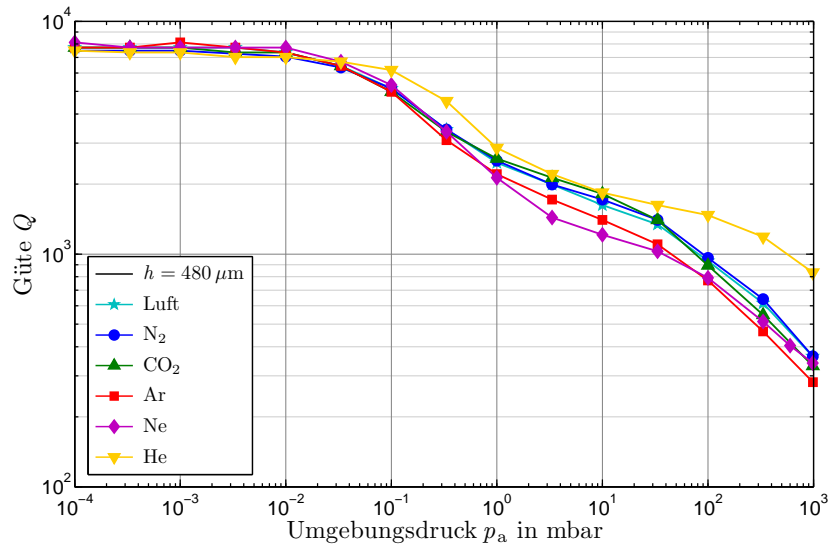


Abb. 6.26: Druckabhängiger Güteverlauf des Sensors S01AIN bei unterschiedlichen Gasatmosphären und einem Spaltmaß von $h = 480 \mu\text{m}$ (Ungedeckelt $h_0 = \infty \mu\text{m}$, $h_K \approx 480 \mu\text{m}$, elektrische Messung).

Dämpfungseffekte, wie es die Gleichung (2.18) durch den Gütefaktor beschreibt. Eine qualitative Nachbildung der Kurven kann durch die Kombination von thermoelastischer Dämpfung des Balkenmaterials, der molekularen Gasdämpfung, der viskosen Gasdämpfung sowie einer den dynamischen Anteil berücksichtigenden Dämpfungskomponente erfolgen (vgl. Kap. 6.4). Ab 0,1 mbar, dem Übergangsbereich und fluiden Strömungsbereich, wird eine deutliche Abhängigkeit von der Art der Gasatmosphäre beobachtet. Der Vergleich der Gütewerte bei Atmosphärendruck mit den thermischen Gasparametern aus Tabelle 2.2 zeigt eine Korrelation mit der spezifischen Wärmekapazität c_V der Gase. Helium hat mit dem deutlich größten

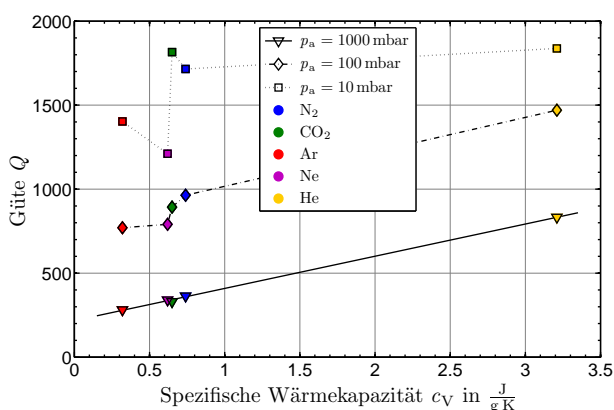


Abb. 6.27:

Korrelation der Güte des ungedeckelten Sensors S01AIN ($h = 480 \mu\text{m}$) mit der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_V der Gase (vgl. Tab. 2.2) für verschiedene Umgebungsdrücke p_a .

c_V -Wert auch die mit Abstand höchste Güte vor N_2 , dicht gefolgt von den beiden Gasen CO_2 und Ne , sowie schließlich Ar mit dem geringsten Wert. Für Atmosphärendruck zeigt die Abbildung 6.27 einen linearen Zusammenhang zwischen der Güte und der Wärmekapazität c_V . Für kleinere Drücke kann dieser nicht mehr festgestellt werden. Der Krümmungsverlauf bzw. die Position der Wendepunkte der Kurven in Abbildung 6.26 zeigen ebenfalls eine klare Gasartabhängigkeit.

6.3.3 Variation des Spaltabstandes

Die im Folgenden aufgeführten Diagramme zeigen die spaltabhängigen Ergebnisse der Resonanzmessung (Abb. 6.28 und 6.30a) und der Gütemessungen (Abb. 6.29 und 6.30b) des im vorherigen Kapitel 6.3.2 diskutierten Biegeresonators S01AIN. Die 480 μm -Spalt-Kurven sind dieselben wie aus den Abbildungen 6.24 und 6.26. Zusätzlich wurden die Kurven für einen 150, 100 und 50 μm Spaltabstand h_0 auf der Resonatoroberseite aufgetragen, welcher durch eine Deckelung des Resonators erzeugt wurde (vgl. Kap. 4.4.3.2). Die Basis bildeten Abklingkurven optischer Laservibrometermessungen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit, insbesondere im Hinblick auf die Darstellung von Linien gleicher Knudsenzahlen Kn , wurden die N_2 -Kurven ohne die anderen Gase nochmals separat in getrennten Diagrammen abgebildet. Die im vorherigen Kapitel 6.3.2 beschriebene Differenzierung der Gase zeigt sich äquivalent

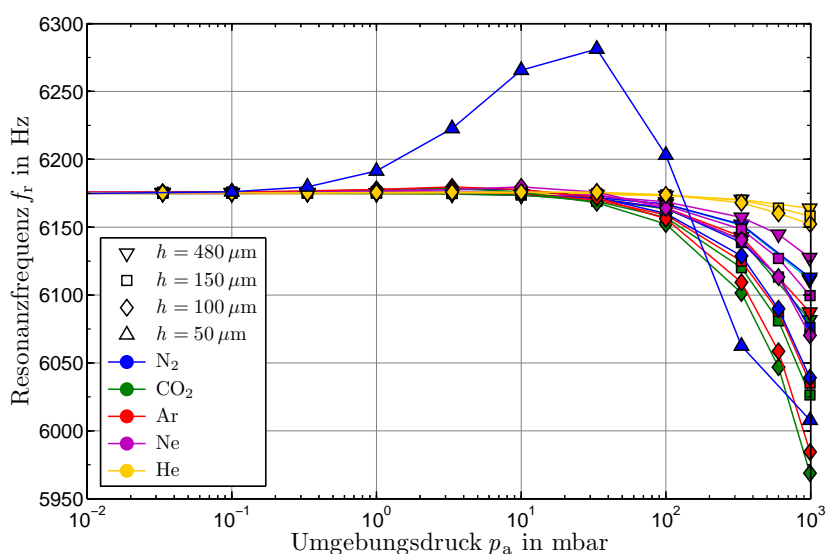


Abb. 6.28: Druckabhängige Resonanzverschiebung des Sensors S01AIN bei unterschiedlichen Gasatmosphären und Spaltabständen.

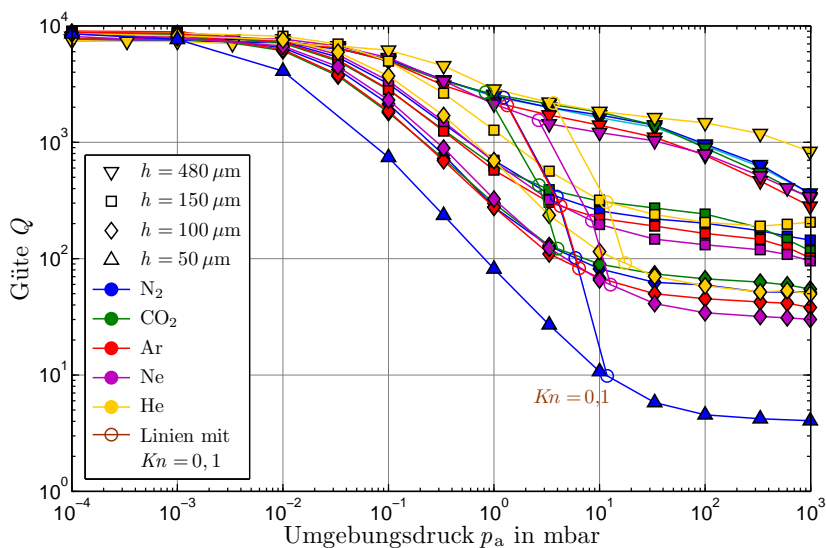


Abb. 6.29: Druckabhängiger Güteverlauf des Sensors S01AIN bei unterschiedlichen Gasatmosphären und Spaltabständen. Für jedes Gas sind die Linien bei der die Knudsenzahl $Kn = 0,1$ ist eingezeichnet.

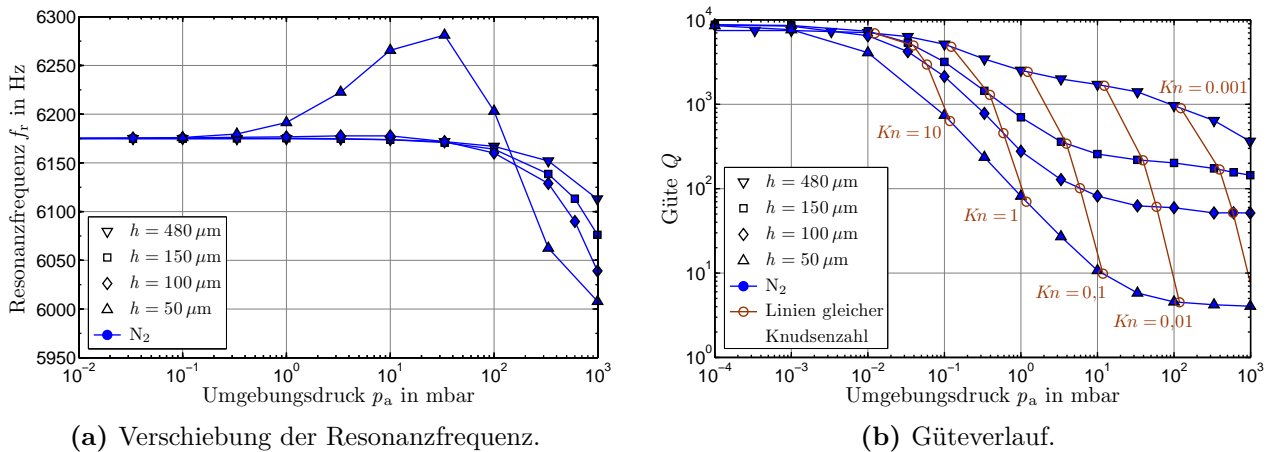
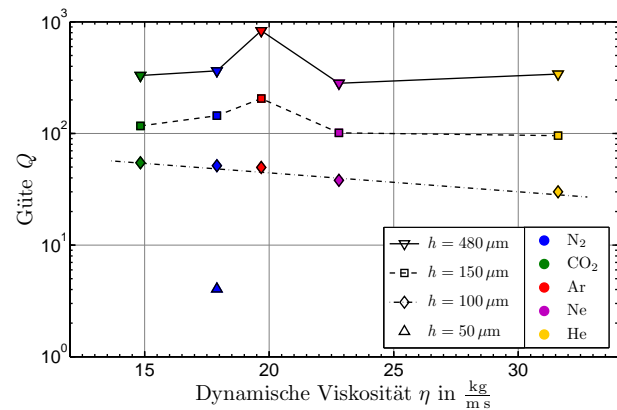


Abb. 6.30: Druckabhängige Messungen des Sensors S01AlN bei N_2 -Atmosphäre und unterschiedlichen Spaltabständen. Die Linien mit der gleichen Knudsenzahl sind eingezeichnet.

bei großen Spaltabständen. Die „Delle“ bewegt sich in etwa in dem Bereich von Knudsenzahlen von 1 bis 0,01. Abweichungen treten nur bei vergleichsweise kleinen Spaltabständen mit einem wirksamen Squeeze-Film-Effekt auf. So zeigt die $50\ \mu\text{m}$ -Spalt-Kurve bei der Resonanzfrequenz eine deutliche Überhöhung im Bereich zwischen 0,1 und 100 mbar, welche im Ansatz sogar noch bei der $100\ \mu\text{m}$ -Spalt-Kurve erkennbar ist (Abb. 6.30a). Dies ist ein deutliches Anzeichen für das Einsetzen des Squeeze-Film-Effektes. Auch die entsprechenden Gütekurven (Abb. 6.30b) zeigen qualitativ den gleichen Kurvenverlauf, wie er bei den kapazitiven Sensoren mit einem noch engeren Spalt beobachtet wurde (vgl. Abb. 6.10). Der schmalere werdende Spalt und die verstärkte Squeeze-Film-Dämpfung verhindern zunehmend die Ausbildung der durch das Zusammenspiel der unterschiedlichen Gasdämpfungseffekte verursachten „Delle“ in den Gütekurven (vgl. Kap. 6.4.1). Die Steigung der Gütekurven bewegt sich auf eine $\frac{1}{p_a}$ -Proportionalität zu (vgl. Kap. 6.4.2). Mit geringer werdendem Spaltabstand zeigt sich erwartungsgemäß auch eine allgemein stärkere Gasdämpfung, welches sich durch deutlich geringere Gütewerte bei gleichem Druck bemerkbar macht. Abgesehen von Helium, welches sich schon ab 0,1 mbar durch eine geringere Güte auszeichnet, zeigt sich bei den spaltbasierten Messreihen (100 und $150\ \mu\text{m}$ -Spalt) ein signifikanter Güteunterschied zwischen den einzelnen Gasen oberhalb etwa 3 mbar. Der Krümmungsverlauf der Gütekurven wird ebenso beeinflusst. Der zweite Wendepunkt der Gütekurven, die Übergangsstelle zur zweiten Rechtskrümmung, wandert mit enger werdendem Spalt zu höheren Drücken hin. Ohne Deckel liegt er noch bei etwa 10 mbar, so sind es bei einem $150\ \mu\text{m}$ -Spalt etwa 100 mbar, wobei hier die He-Kurve gar keinen Wendepunkt aufweist, sondern einen deutlichen Anstieg zeigt. Bei einem $100\ \mu\text{m}$ -Spalt zeigt sich die Krümmung im Ansatz bei ca. 600 mbar. Es kann auch hier ein unterschiedlich starker Einfluss in Abhängigkeit von der Gasart beobachtet werden. Konnte noch bei einem deckelloren Resonator bei Atmosphärendruck eine Korrelation der Güte mit der Wärmekapazität c_V nachgewiesen werden (vgl. Abb. 6.27), so ergibt sich mit Verringerung des oberseitigen Spaltabstandes zunehmend eine Verschiebung der Gasartabhängigkeit, die mit der dynamischen Viskosität η korreliert. So zeigt die Abbildung 6.31 bei Atmosphärendruck und einem nur noch $100\ \mu\text{m}$ großen Spalt ein annähernd linearen Zusammenhang zwischen der Güte und Viskosität. Dies kann ebenfalls als Zeichen einer einsetzenden Squeeze-Film-Dämpfung gedeutet werden, da hier im viskosen Strömungsbereich mit einer solchen Korrelation zwischen Güte und dynamischer Viskosität zu rechnen ist [42, 88].

Abb. 6.31:

Korrelation der Güte des Sensors S01AlN mit der dynamischen Viskosität η (vgl. Tab. 2.1) für verschiedene Spaltmaße h bei Atmosphärendruck ($p_a = 1000$ mbar).



In Abbildung 6.30b sind zusätzlich Linien mit gleicher Knudsenzahl eingezeichnet. Die Berechnung der jeweiligen Punkte basiert auf der Gleichung (2.1) und den $\bar{l}p$ -Werten aus der Tabelle 2.1. Die Knudsenlinien zeigen an, in welchen Bereichen die gleichen Strömungsbedingungen vorherrschen (vgl. Kap. 2.1.1). Direkt einsichtig ist, dass mit geringer werdendem Spaltabstand sich die Grenzen der Strömungsarten, bzw. die Punkte gleicher Knudsenzahlen, zu höheren Drücken hin verschieben. Im abgebildeten Spaltbereich von 480 bis 50 μm beträgt diese Verschiebung etwa eine Druckdekade. Dies deckt sich mit obig festgestellter Verschiebung des Krümmungsverlaufs der Gütekurven. Der Kurvenverlauf legt nahe, dass für $Kn \lesssim 0,01$ viskose und für $Kn > 10$ molekulare Strömungsverhältnisse vorherrschen. Aufgrund der differierenden mittleren freien Weglänge \bar{l} der unterschiedlichen Gase werden die gleichen Knudsenzahlen bei unterschiedlichen Drücken erreicht. Die Abstände auf der Druckachse stehen in direkter Beziehung zu den $\bar{l}p$ -Werten. Helium erreicht damit gegenüber CO_2 erst bei einem höheren Druck die gleiche Knudsenzahl, was bei diesem Beispiel etwa einer dreiviertel Druckdekade entspricht. Zur Verdeutlichung wurden die Knudsenlinien der unterschiedlichen Gase für $Kn = 0,1$ der Abbildung 6.29 hinzugefügt.

6.3.4 Geometrievariation

Neben dem Sensor S01AlN wurden auch an den Sensoren S21AlN bis S25AlN mit variierten Oszillatorgeometrien Resonanzfrequenz- und Gütemessungen durchgeführt. Die Basis bildeten wiederum Abklingkurven aus Laservibrometermessungen. Die genauen Dimensionen wurden bereits in den Tabellen 4.1 und 6.1 aufgeführt. Eine grobe anschauliche Einteilung der relativen Größenverhältnisse der Oszillatormassen zueinander kann der Tabelle 6.2 entnommen werden. Die Kurzbezeichnung beschreibt dabei die für die Gasdämpfung relevante Oberfläche der Oszillatoren bzw. seismischen Massen. Der rückseitige Spaltabstand ist aufbaubedingt nicht identisch zu den ca. 480 μm des Sensors S01AlN und beträgt bei den Sensoren S21AlN bis S24AlN etwa $h_K \approx 980 \mu\text{m}$ und beim Sensor S25AlN mit Bulkmasse $h_K \approx 500 \mu\text{m}$.

Abbildung 6.32a zeigt für eine N_2 -Atmosphäre die durch das Feder-Masse-Dämpfer-System geometriebedingt vorgegebene, weitgehend druckunabhängige Resonanzfrequenz. Die geringe Resonanzfrequenzänderung im viskosen Druckbereich wird erst in der normierten Darstellung ersichtlich (Abb. 6.32b). Der Sensor S25AlN mit zusätzlicher Bulkmasse zeigt die mit Abstand geringste Resonanzfrequenzänderung. Die im Vergleich zum Sensor S01AlN größere träge Masse führt bei identischer Oszillatorfläche und damit ähnlicher Gasdämpfung zu einem kleineren

Tab. 6.2: Anschauliche Kennzeichnung der relativen Größenverhältnisse der geometrievariierten Oszillatoren zueinander.

Sensornummer	Oszillatorkennung	Kurzbezeichnung der relativen Oberflächenabmaße der Oszillatoren zueinander
S01AIN	BoscAIN06b1	klein
S21AIN	BoscAIN02	mittlere Länge
S22AIN	BoscAIN02b1	mittlere Länge – mit breiteren Biegebalken
S23AIN	BoscAIN01	lang
S24AIN	BoscAIN03	kurz
S25AIN	BoscAIN07m	klein – mit zusätzlicher Bulkmasse

Dämpfungsterm in Formel (2.12b), wodurch sich die unterschiedliche Frequenzänderung der beiden Sensoren erklären lässt. Der Vergleich der Sensoren S24AIN (kurz), S21AIN (mittel) und S23AIN (lang), mit unterschiedlicher „Länge“ w_m der Oszillatoren (vgl. Abb. 3.1a), zeigt ein umgekehrtes Verhalten. Der Sensor S23AIN (lang) hat zwar eine etwas größere träge Masse, aber die ebenfalls größere Oszillatorfläche führt zu einer stärkeren Gasdämpfung, welche hier der dominierende Einflussfaktor ist. Die absolute Größe der Vakuumresonanzfrequenz hat keinen Einfluss auf die Größe der Resonanzverschiebung (vgl. Gl. (2.12b)). Dies bestätigen die deckungsgleichen Messpunkte der Sensoren S21AIN (mittel) und S22AIN (mittel), welche sich nur durch eine unterschiedliche Biegebalkengeometrie unterscheiden.

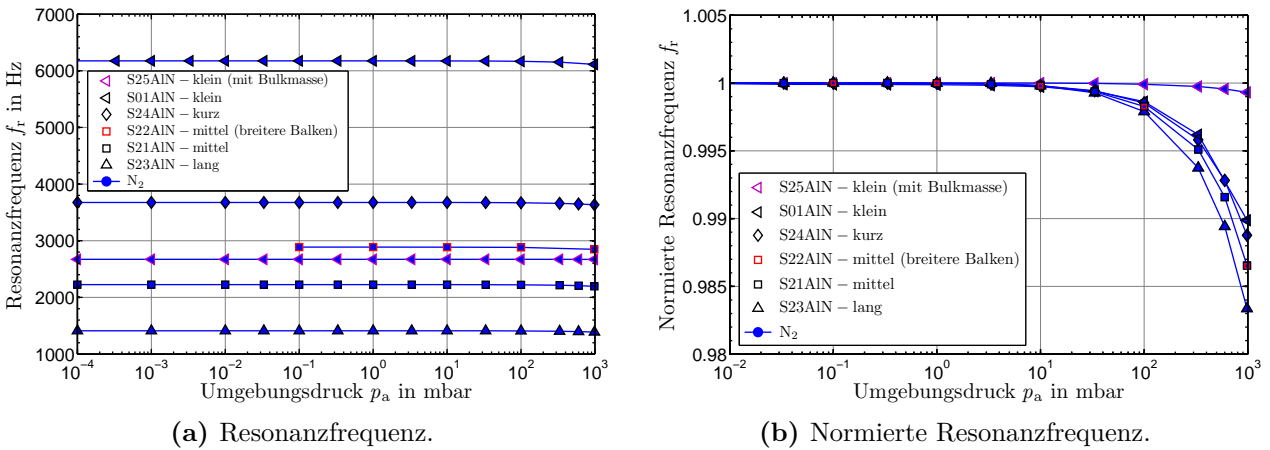


Abb. 6.32: Druckabhängige Messungen der Resonanzfrequenzen an ungedeckelten Sensoren ($h \geq 480 \mu\text{m}$) bei N_2 -Atmosphäre und unterschiedlichen Oszillatorgeometrien.

In der Abbildung 6.33a werden die druckabhängigen Gütekurven der unterschiedlichen Sensoren bei N_2 -Atmosphäre gegenübergestellt. Der Sensor S25AIN (klein) mit Bulk-Masse hat die geringste maximale Güte, gefolgt von Sensor S01AIN (klein) und schließlich den drei Sensoren S24AIN (kurz), S21AIN (mittel) und S23AIN (lang). Dieses Verhalten kann sehr gut mit der gestaffelten Breite der Biegebalken w_b in Einklang gebracht werden (vgl. Tab. 4.1). Mit wachsender Balkenbreite und gleichbleibender Balkenlänge sinkt die maximale Güte. Bei sehr niedrigem Druck ist nur die thermoelastische Dämpfung relevant und eine größere Fläche der Biegebalken führt aufgrund der ganzflächigen nichtkristallinen AlN- und Gold-Beschichtung

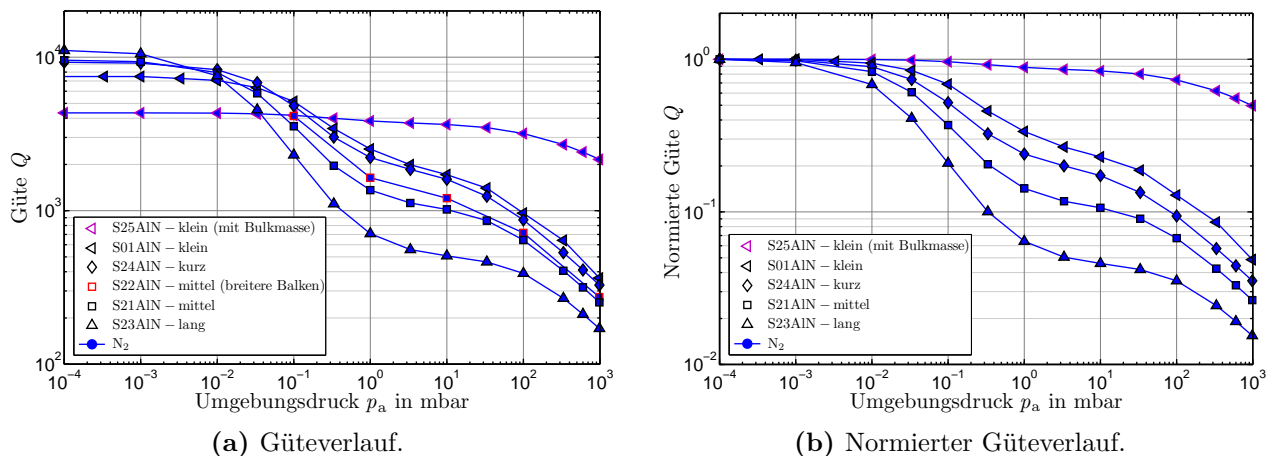


Abb. 6.33: Druckabhängige Messungen der Güte an ungedeckelten Sensoren ($h \geq 480 \mu\text{m}$) bei N_2 -Atmosphäre und unterschiedlichen Oszillatorgeometrien.

auch zu einem höheren Energieverlust und damit zu einer geringeren Güte (vgl. Kap. 2.3.1). Mit gleichen Balkengeometrien (l_b , w_b , h_b) lassen sich somit, unabhängig von der Oszillatorgeometrie und auch unabhängig von der Vakuumresonanzfrequenz, ähnliche maximale Güten erzielen. Im Vergleich der Sensoren S21AIN und S22AIN mit gleicher Oszillatorgeometrie zeigt sich der Einfluss der Resonanzfrequenz f_r , welche auch als proportionale Größe in der Gütebeschreibung des molekularen Strömungsbereichs (vgl. Gl. (2.23)) und auch im viskosen Bereich (vgl. Gl. (2.26)) vorkommt. In Abbildung 6.33a kann man sehen, dass die etwas größere Resonanzfrequenz des Sensors S22AIN bei sonst gleichen Bedingungen zu einer etwas höheren Güte gegenüber Sensor S21AIN führt.

Bei der auf maximale Güte normierten Darstellung der Gütekurven in Abbildung 6.33b wird deutlich, dass der Krümmungsverlauf aller Kurven im Prinzip synchron sind. Die Geometrie der Biegeoszillatoren hat somit keinen erkennbaren Einfluss auf die den Kurvenverlauf beschreibenden Dämpfungseffekte (vgl. Kap. 6.3.2.2 und 6.4.1). Die Gleichungen für die Güte im viskosen Strömungsbereich (2.26) und (2.27) zeigen eine Proportionalität zu den geometrischen Abmessungen und zur Dichte (und damit auch zur seismischen Masse) des Oszillators. Daher führt eine große träge Masse, welche den Sensor S25AIN kennzeichnet, zu einer gegenüber den anderen Sensoren vergleichsweise sehr großen Güte bei hohen Drücken. Die die Gasdämpfung beschreibenden Formelteile stehen dagegen im Nenner der viskosen Strömungsgleichungen, womit ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang zur Güte gegeben ist. Somit ergibt sich bei Betrachtung der Sensoren ohne Bulkmasse bei Atmosphärendruck eine Sortierung, bei der die größte Oszillatorfläche zur geringsten Güte (S23AIN) und die kleinste Fläche zur höchsten Güte (S01AIN) führt. Es zeigt sich für die Güte bei Atmosphärendruck ein dem der Resonanzverschiebung sehr ähnliches Ergebnis mit derselben geometriebedingten Sortierreihenfolge der Gütepunkte und vergleichbaren relativen Punktabständen.

Mit den Sensoren S21AIN, S23AIN, S24AIN und S25AIN wurden ebenfalls Resonanzfrequenzmessungen (Abb. 6.34a, 6.35a, 6.36a, 6.37a) und Gütemessungen (Abb. 6.34b, 6.35b, 6.36b, 6.37b) mit unterschiedlichen Gasatmosphären durchgeführt. Es wurde der Druckbereich von 10 mbar bis Atmosphärendruck untersucht. Neon stand leider nicht mehr in allen Fällen zur Verfügung. Die Messkurven für N_2 wurden wiederum als Referenz mit aufgeführt und sind identisch zu denen in den vorherigen Diagrammen.

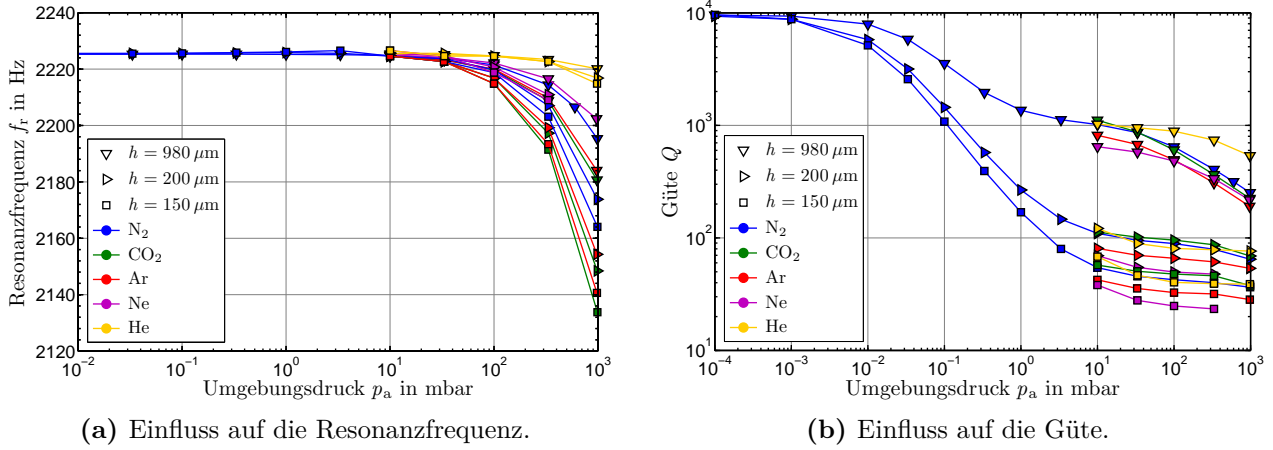


Abb. 6.34: Variation der Gasatmosphäre und des Spaltabstandes beim Sensor S21AlN (mittel).

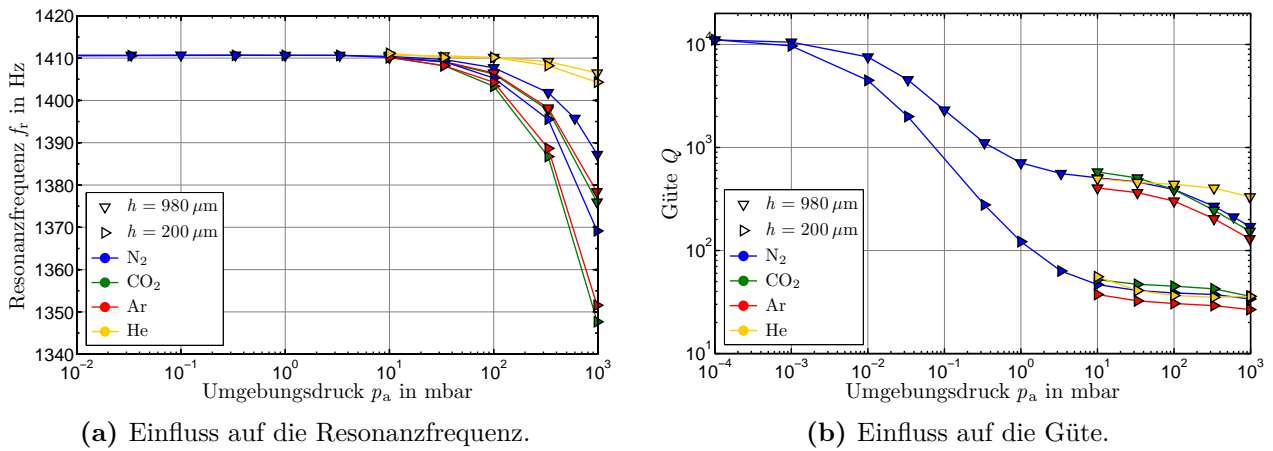


Abb. 6.35: Variation der Gasatmosphäre und des Spaltabstandes beim Sensor S23AlN (lang).

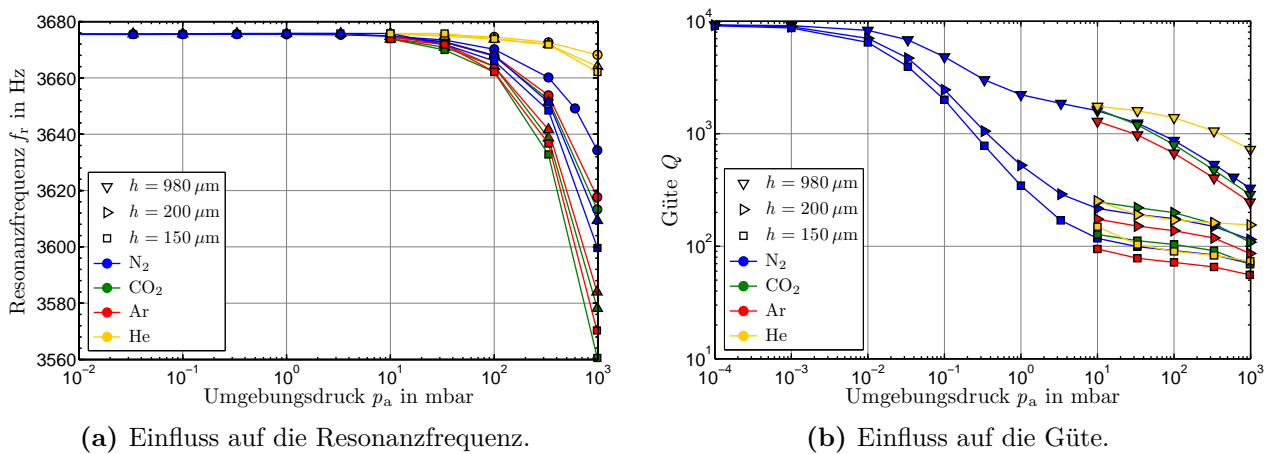


Abb. 6.36: Variation der Gasatmosphäre und des Spaltabstandes beim Sensor S24AlN (kurz).

Die Ergebnisse der Resonanzfrequenzmessungen zeigen für alle gemessenen Sensoren eine vergleichbare gasartabhängige Reduzierung der Resonanzfrequenz. Unabhängig von der vorliegenden Geometrie des Oszillators gilt die in Kapitel 6.3.2.1 und 6.3.3 beschriebene Systematik auch für diese Biegeschwinger. Es zeigt sich gleichermaßen für alle Sensoren dieselbe gasbedingte Separationsreihenfolge der Resonanzfrequenzmesspunkte bei Atmosphärendruck wie in Abbildung 6.24 und 6.28. Analog zu Abbildung 6.25 zeigt sich ebenfalls die

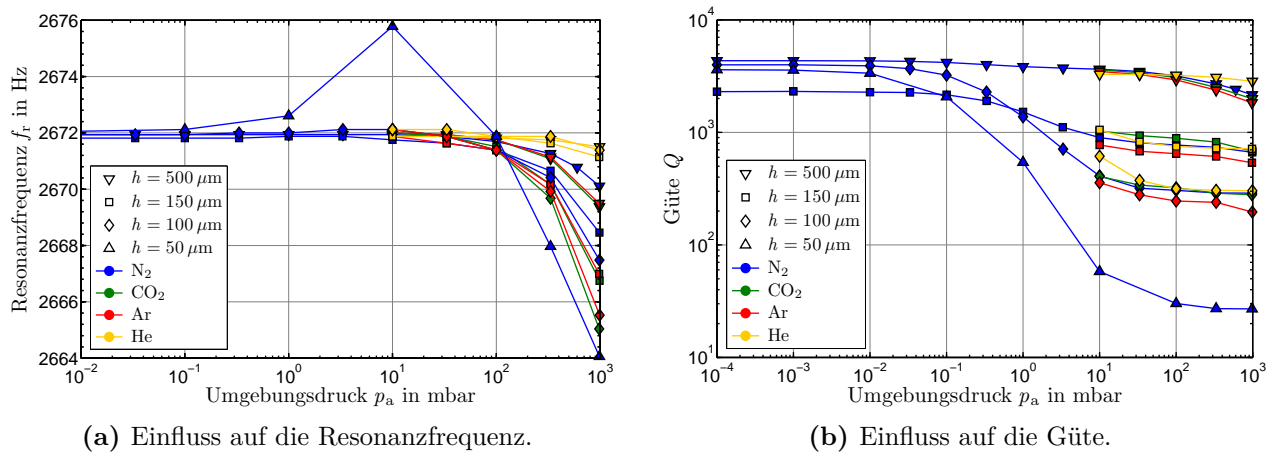


Abb. 6.37: Variation der Gasatmosphäre und des Spaltabstandes beim Sensor S25AlN (klein, mit zusätzlicher Bulkmasse).

lineare Korrelation der Resonanzfrequenzänderung zur molaren Masse und Dichte der Gasatmosphäre. Auch die 200 μm -Spalt-Kurven passen sich nahtlos ein. Die 50 μm -Spalt-Kurve des Sensors S25AlN zeigt, auch mit zusätzlicher Bulkmasse des Oszillators, in analoger Weise den zu erwartenden Squeeze-Film bedingten Anstieg der Resonanzfrequenz.

In gleicher Weise gelten die Erkenntnisse aus den Kapiteln 6.3.2.2 und 6.3.3 für die Ergebnisse der Gütemessungen an den geometrievariierten Sensoren. Der Vergleich der gasartabhängigen Gütepunkte der unterschiedlichen Sensoren zeigt bei Betrachtung der jeweiligen Spaltabstände eine qualitativ gute Übereinstimmung. Die genaue Analyse zeigt jedoch auch geometriebedingte Unterschiede. Dies wird beim Vergleich der Gütepunkte der Sensoren S24AlN (kurz, Abb. 6.36b), S21AlN (mittel, Abb. 6.34b) und S23AlN (lang, Abb. 6.35b) besonders deutlich. Mit einer Vergrößerung der Oszillatorfläche kommt es zu einer Verschiebung markanter Kurvenpunkte/Konstellationen zu höheren Drücken hin. Am Beispiel der 980 μm -Spalt-Kurven wandert der Schnittpunkt der N_2 - und CO_2 -Kurve von 17 über 30 bis 100 mbar, genauso wie der Schnittpunkt der He- und CO_2 -Kurve von 8 über 20 bis 50 mbar wandert. Die Betrachtung der 200 μm -Spalt-Kurven zeigt eine Wanderung des Schnittpunkts der He- und CO_2 -Kurven von 300 über 600 nach 1000 mbar und ebenso des Schnittpunkts von He- und N_2 von 130 über 300 nach 600 mbar. Mit Verringerung des Spaltabstandes erfolgt zudem eine Verdichtung der Schnittpunkte in einen engeren Druckbereich auf der logarithmischen Druckachse gesehen sowie eine Verlagerung insgesamt zu höheren Drücken hin. Das gleiche Verhalten zeichnet sich auch für die 150 μm -Spalt-Kurven ab. Der Sensor S01AlN (klein, Abb. 6.29) mit der kleinsten Oszillatorfläche kann hier mit in die Betrachtung aufgenommen werden und weist mit ca. 300 mbar auch den geringsten Druck für den He- CO_2 -Schnittpunkt auf. Hier kann für die He-Gütekurve sogar ein leichter Anstieg beobachtet werden, der auch im Ansatz beim Sensor S23AlN (lang) mit 200 μm -Spalt auftaucht. Jeder Sensor hat erwartungsgemäß, unabhängig des vom aufmontierten Deckel generierten Spaltabstandes, seinen eigenen Wert für die minimale Güte und die Vakuumresonanzfrequenz, sodass alle spaltabhängigen Kurven idealerweise denselben Ursprung haben. Lediglich der Sensor S25AlN (klein, Bulkmasse) zeigt hier deutliche Abweichungen, deren Ursache nicht offensichtlich ist. Mit dem Sensor S23AlN wurde mit einem Wert von etwas größer als 10 000 die höchste Güte für einen piezoelektrischen Sensor gemessen.

6.4 Analyse der Gütekurven

Eine Analyse der gemessenen druckabhängigen Gütekurven erfolgt durch die Überlagerung von auf unterschiedlichen physikalischen Dämpfungseffekten basierenden Gütekomponenten.

6.4.1 Grundlagen des Analysekonzeptes

Die Gütekurven der piezoelektrischen Messreihen, wie sie in den vorhergehenden Diagrammen und Kapiteln beschrieben wurden, zeichnen sich bei einem größeren Spaltabstand alle durch eine markante „Delle“ aus (vgl. Kap. 6.3.2.2), welche bei den kapazitiven Messreihen in dieser Form nicht beobachtet wurde. Eine qualitative und weitgehend auch quantitative Nachbildung der Gütekurven kann durch die Kombination und Überlagerung unterschiedlicher Dämpfungsmechanismen erreicht werden (vergl. Kapitel 2.3). In Abbildung 6.38 wird dies anhand der gemessenen Gütekurve Q_{mess} des Sensors S24AlN (kurz) mit einem $980\ \mu\text{m}$ -Spalt und N_2 -Atmosphäre exemplarisch dargestellt. Die Superposition der nachfolgend aufgeführten, in unterschiedlichen Druckbereichen wirksamen Gütebeschreibungen wird hierfür benötigt. Analog zu einer Parallelschaltung von Widerständen liefert jeweils die kleinste Einzelgüte den maßgeblichsten Einfluss zur zusammengesetzten Gesamtgüte Q_{ges} (vgl. Gl. (2.18)). Der Abgleich der einzelnen Komponenten mit dem Messergebnis wurde durch Anpassung der eingeführten ξ -Faktoren (Fit-Parameter) erreicht. Das Produkt aus der jeweiligen Druckabhängigkeitsfunktion und dem Anpassungsfaktor bildet die Gütekomponente.

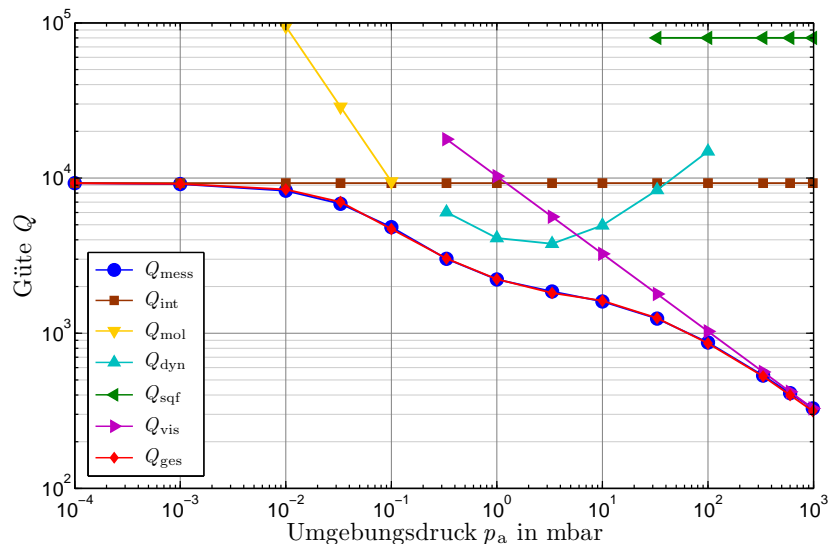


Abb. 6.38: Approximation der gemessenen Gütekurve am Beispiel des Sensors S24AlN mit einem Spaltmaß von $h = 980\ \mu\text{m}$ für eine N_2 -Atmosphäre (Ungedeckelt $h_0 = \infty\ \mu\text{m}$, $h_K \approx 980\ \mu\text{m}$). Die einzelnen Beiträge zur Güte in den verschiedenen Druckdomänen sind farblich gekennzeichnet und im Text näher erläutert.

Q_{int} : Die intrinsische Güte Q_{int} , welche in dieser Arbeit durch den thermoelastischen Effekt abgebildet wird (vgl. Kap. 2.3.1), wird ausschließlich vom Festkörper bestimmt und ist damit unabhängig von Gasdämpfungseffekten und dem Umgebungsdruck p_a , also konstant über den kompletten Druckbereich: $Q_{\text{int}} = \text{const.}$ Sie bildet bei minimalem Druck

unterhalb von ca. 10^{-3} mbar den Startwert, die maximal erreichbare Güte. Die Nachbildung der Güte entspricht dem Anpassungsfaktor

$$Q_{\text{int}} = \xi_{\text{int}}. \quad (6.1)$$

Q_{mol} : Die molekulare Güte Q_{mol} (vgl. Kap. 2.3.2) hat einen umgekehrt proportionalen Zusammenhang $Q_{\text{mol}} \propto \frac{1}{p_a}$ zum Umgebungsdruck und drückt sich damit in der doppeltlogarithmischen Darstellung durch eine Gerade mit der negativen Steigung -1 aus. Sie ist maßgebend im unteren Druckbereich bis ca. $0,3$ mbar, was in etwa Knudsenzahlen $Kn < 1$ entspricht. Die Nachbildung ergibt sich zu

$$Q_{\text{mol}} = \frac{\xi_{\text{mol}}}{p_a}. \quad (6.2)$$

Q_{vis} : Bei der viskosen Güte Q_{vis} (vgl. Kap. 2.3.3), der Dämpfung durch Stokesche Reibung, besteht der Zusammenhang $Q_{\text{vis}} \propto \frac{1}{\sqrt{p_a}}$ zum Umgebungsdruck, was sich in der doppeltlogarithmischen Darstellung durch eine Gerade der Steigung $-0,5$ zeigt. Sie ist oberhalb ca. 1 mbar wirksam, entsprechend Knudsenzahlen $Kn > 1$. Es ergibt sich damit die Beschreibung

$$Q_{\text{vis}} = \frac{\xi_{\text{vis}}}{\sqrt{p_a}}. \quad (6.3)$$

Q_{sqf} : Die Druckabhängigkeit der Güte basierend auf dem Squeeze-Film-Effekt (vgl. Kap. 2.3.4) tritt nur auf, wenn die Spaltgröße sehr klein im Verhältnis zu den lateralen Dimensionen des Oszillators ist. Sie kann anhand des Zusammenhang von Squeeze-Dämpfungskoeffizient und Druck aus Gleichung (2.37) abgelesen werden, da die Güte umgekehrt proportional zum Dämpfungskoeffizienten ist ($Q = \frac{\omega m}{c}$, Formel (2.17) mit (2.12a)). Auch die vollständige Gleichung (2.29b) mit Einsetzen der Squeeze-Zahl aus Gleichung (2.31) und Vernachlässigung des Summenterms, liefert die gleiche Aussage. Das druckabhängige Verhalten von c_{sq} wird demnach nur von der effektiven dynamischen Viskosität η_{eff} (Gl. (2.34)) bestimmt, was für die Güte in einem weiten Bereich eine umgekehrt proportionale Druckabhängigkeit $Q_{\text{sqf}} \propto \frac{1}{p_a}$ bedeutet und nur bei hohen Drücken in einen konstanten Zusammenhang $Q_{\text{sqf}} = \text{const}$ übergeht (vgl. Kap. 2.3.4.2), woraus sich folgende Nachbildung ergibt:

$$Q_{\text{sqf}} = \xi_{\text{sqf}c} \quad \text{für } Kn \lesssim 0,01 \quad (6.4a)$$

$$Q_{\text{sqf}} = \frac{\xi_{\text{sqf}p}}{p_a} \quad \text{für } Kn \gtrsim 0,01 \quad (6.4b)$$

Q_{dyn} : Die Beschreibung der thermoelastischen Güte Q_{int} aus Kapitel 2.3.1 ist in dieser Form für Festkörper formuliert. Der Grundgedanke lässt sich aber auch auf Gase übertragen, womit eine auf dem thermischen Energiefluss basierende dynamische Dämpfungskomponente mit der Güte Q_{dyn} Berücksichtigung findet. Wenn die thermische Leitfähigkeit

aus Formel (2.7) in die Gleichung (2.19) eingesetzt wird, erhält man für die thermoelastische Resonanzfrequenz

$$f_{0,\text{int}} = \frac{\pi a}{2 h_b^2}. \quad (6.5)$$

Übertragen auf den gasgefüllten Spalt zwischen der Oszillatorfläche und dem Deckel ergibt sich

$$f_{0,\text{dyn}} = \frac{\pi a_{p_a}}{2 h_0^2}, \quad (6.6)$$

die thermische Resonanzfrequenz des Gases. Dabei ist h_0 der Spaltabstand und

$$a_{p_a} = a \sqrt{\frac{p}{p_a}} = a \sqrt{\frac{1 \text{ bar}}{p_a}} \quad (6.7a)$$

$$a_{p_a} = a \left(\frac{p}{p_a} \right)^{\epsilon_{\text{dyn}}} = a \left(\frac{1 \text{ bar}}{p_a} \right)^{\epsilon_{\text{dyn}}} \quad (6.7b)$$

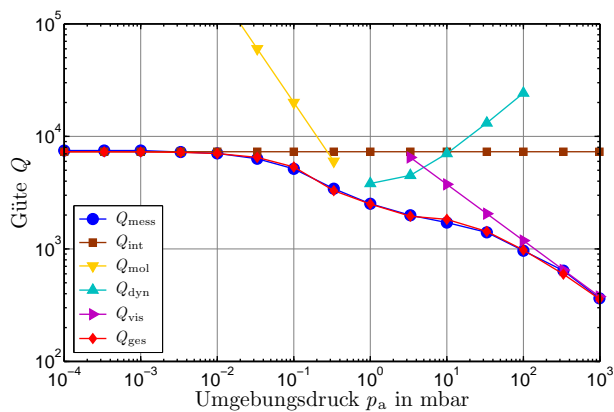
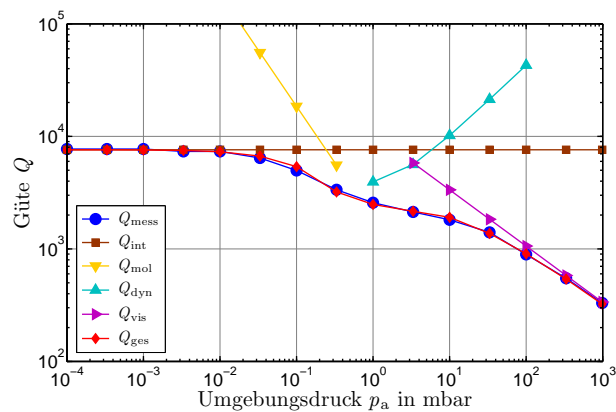
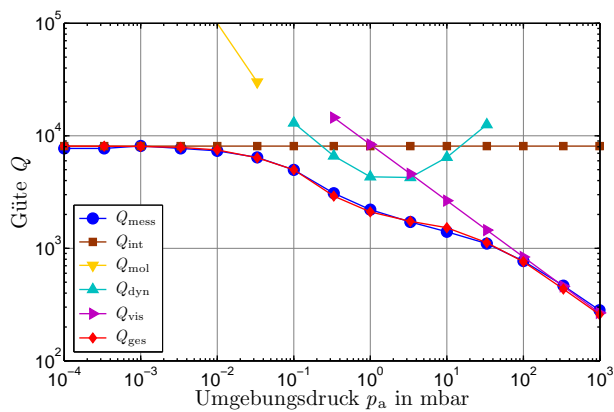
die druckabhängige thermische Leitfähigkeit oder Wärmediffusivität des Gases, welche sich aus der Annahme einer zu $\sqrt{p_a}$ proportionalen Dämpfung, wie sie bei viskoser Strömung vorherrscht, ableitet, und sich in dieser Form als vernünftig erwiesen hat. Weitere Flexibilität konnte durch die Ausweitung des Wurzelexponenten ϵ_{dyn} auf Werte von 0,41 bis 0,64 erreicht werden (Gl. (6.7b)). Als Bezugsgröße dienen die Werte der thermischen Leitfähigkeit a aus Tabelle 2.2, welche für den Druck $p = 1 \text{ bar}$ gültig sind. Die Güte der thermischen Resonanz Q_{dyn} ergibt sich in Anlehnung an die Gleichungen (2.20) und (2.21) zu

$$Q_{\text{dyn}} = \xi_{\text{dyn}} \frac{f_{0,\text{dyn}}^2 + f_r^2}{f_{0,\text{dyn}} f_r} \quad (6.8)$$

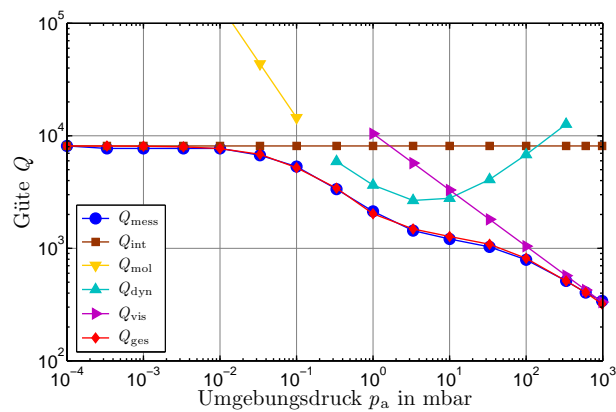
mit der Resonanzfrequenz f_r des Resonators und dem zusammenfassenden Vorfaktor ξ_{dyn} , welcher vergleichbar dem materialspezifischen Faktor Γ aus Gleichung (2.22) ist. Q_{dyn} ist bezüglich des Umgebungsdrucks p_a damit proportional einer Kurvenfunktion mit einem ausgeprägten Minimum, dessen Lage durch das Zusammenfallen der mechanischen Resonanzfrequenz des Oszillators mit der thermischen Resonanzfrequenz des Gases $f_{0,\text{dyn}}$ bestimmt wird. Der Einflussbereich befindet sich im Übergangsbereich von molekularer zu viskoser Strömung oberhalb ca. 0,3 mbar ($Kn \lesssim 1$) bis ca. 100 mbar.

6.4.2 Nachbildung der Gütekurven

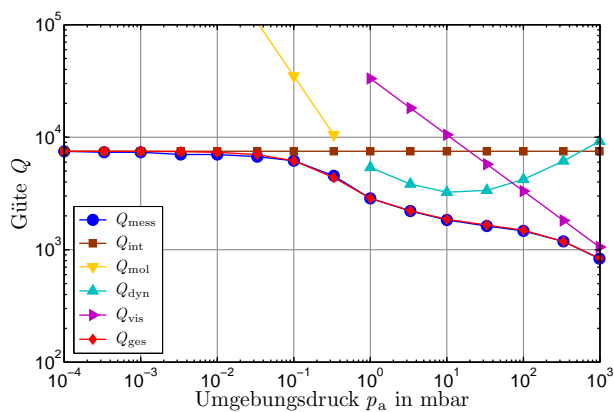
Eine systematische Übersicht der Nachbildungen der Gütekurven des piezoelektrischen Sensors S01AIN für sämtliche zur Verfügung stehenden Gase und den gemessenen Spaltabständen $h_0 = \infty, 150, 100$ und $50 \mu\text{m}$ bei $h_K \approx 480 \mu\text{m}$ wird in den folgenden Diagrammen der Abbildungen 6.39 bis 6.42 vorgestellt. In Abbildung 6.43 wird anhand des kapazitiven Sensors S04 die N_2 -Gütekurve für einen noch geringeren Spaltabstand von $5 \mu\text{m}$ nachgebildet. Die Güte im Bereich des Hochvakuums wird einzig durch die intrinsische Güte Q_{int} bestimmt. Eine Gasdämpfung ist aufgrund der geringen Anzahl an Molekülen praktisch nicht existent. Q_{int} legt

(a) N₂-Atmosphäre.(b) CO₂-Atmosphäre.

(c) Ar-Atmosphäre.



(d) Ne-Atmosphäre.

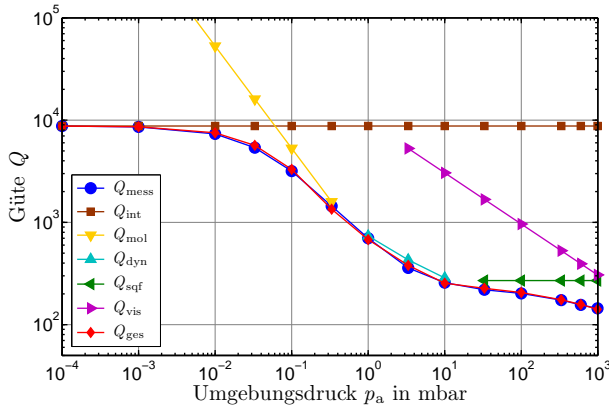
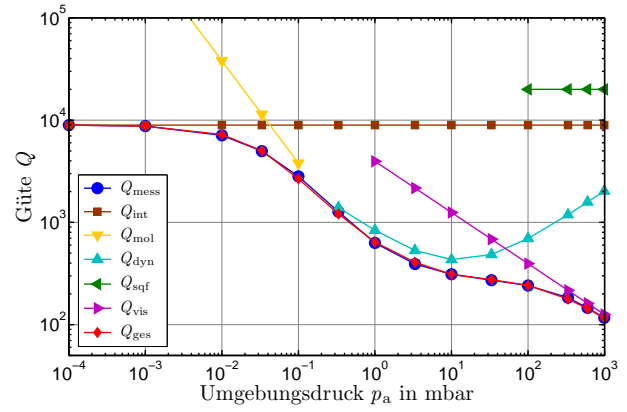
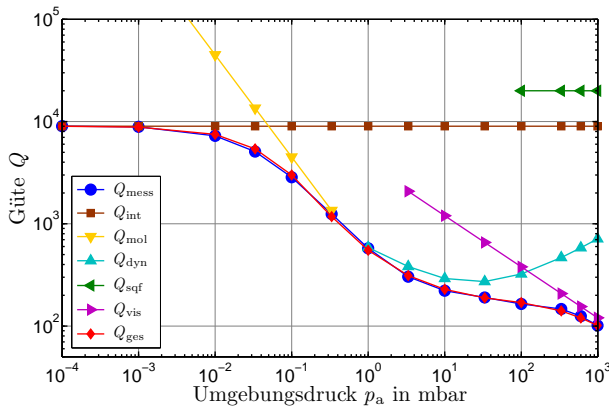


(e) He-Atmosphäre.

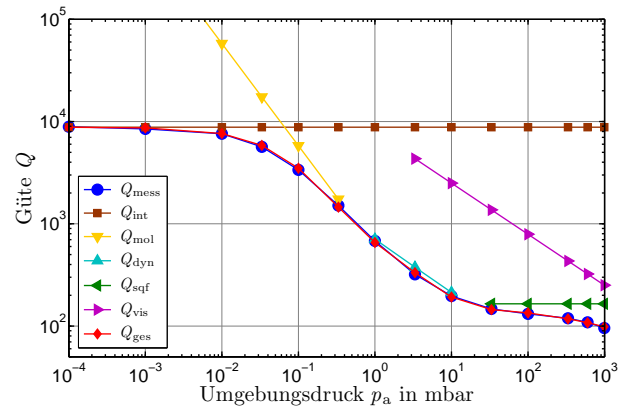
Abb. 6.39:

Qualitative Approximation der Gütemessung des Sensors S01AIN mit einem Spaltmaß von $h = 480 \mu\text{m}$ für unterschiedliche Gasatmosphären (Ungedeckelt $h_0 = \infty \mu\text{m}$, $h_K \approx 480 \mu\text{m}$).

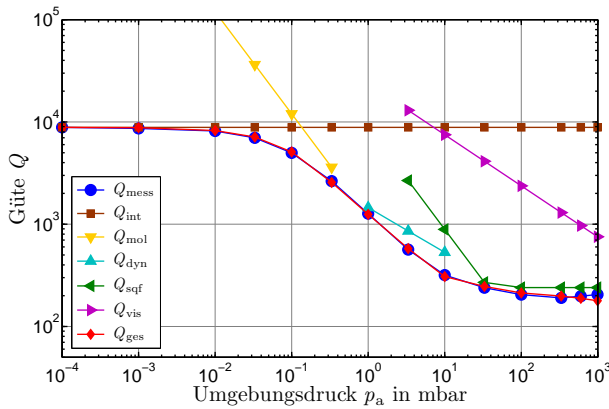
somit die maximale Güte fest. Sobald mit steigender Moleküldichte die Werte der molekularen Güte Q_{mol} den Größenordnungsbereich von Q_{int} erreichen, kann alleine durch diese beiden Komponenten der Verlauf der sinkenden Güte für $Kn \gtrsim 1$ ($\lesssim 1$ mbar) beschrieben werden. Für kleinere Knudsenzahlen, entsprechend dem Bereich größerer Drücke, verliert das Modell der durch Molekularströmung bestimmten Güte seine Gültigkeit. Q_{dyn} übernimmt bei Spaltabständen bis $h \approx 150 \mu\text{m}$ den Anteil im Bereich $Kn \cong 1$ bis $0,1$ ($p_a \cong 1$ bis 10 mbar) und bei einem größeren Freiraum teilweise auch bis nahezu Atmosphärendruck. Die beste Nachbildung der Gütekurven im Übergangsbereich wird dann erzielt, wenn sich die Kurvenverläufe der Gütekomponenten Q_{mol} und Q_{dyn} quasi fortsetzend ergänzen. Von Bedeutung ist hierbei zudem die unterschiedliche Lage des Kurvenminimums von Q_{dyn} , welches durch die thermische Re-

(a) N_2 -Atmosphäre.(b) CO_2 -Atmosphäre.

(c) Ar-Atmosphäre.



(d) Ne-Atmosphäre.

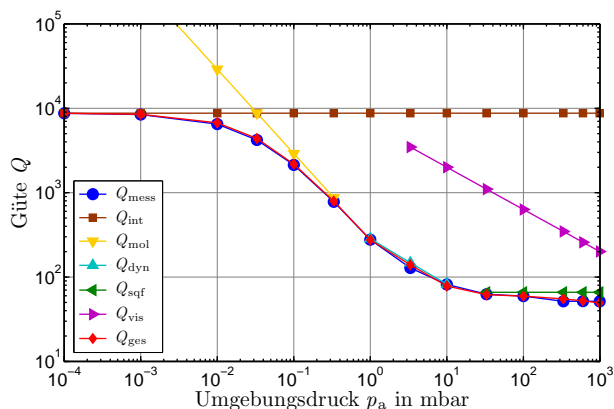
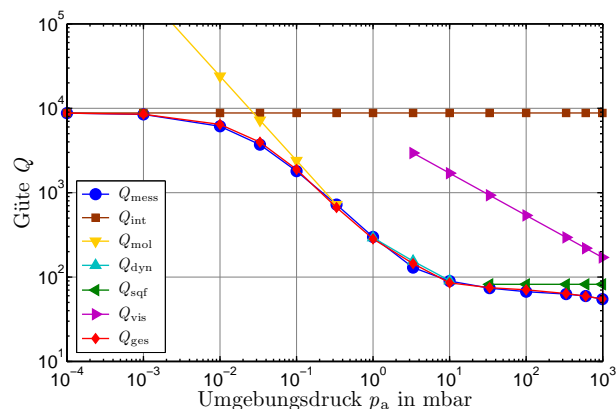
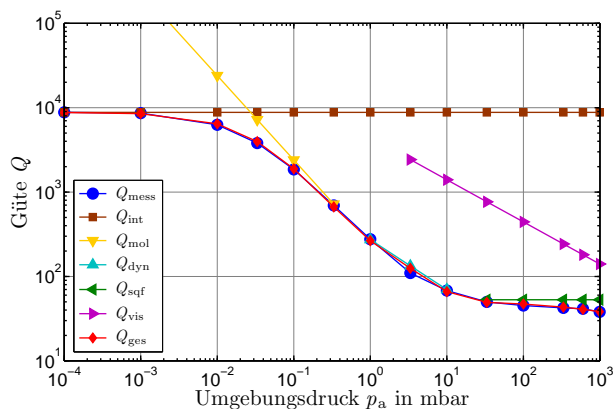


(e) He-Atmosphäre.

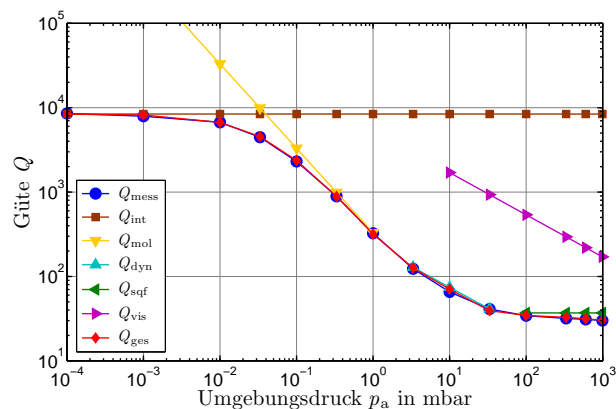
Abb. 6.40:

Qualitative Approximation der Gütemessung des Sensors S01AIN mit einem Spaltmaß von $h = 150 \mu\text{m}$ für unterschiedliche Gasatmosphären ($h_0 = 150 \mu\text{m}$, $h_K \approx 480 \mu\text{m}$).

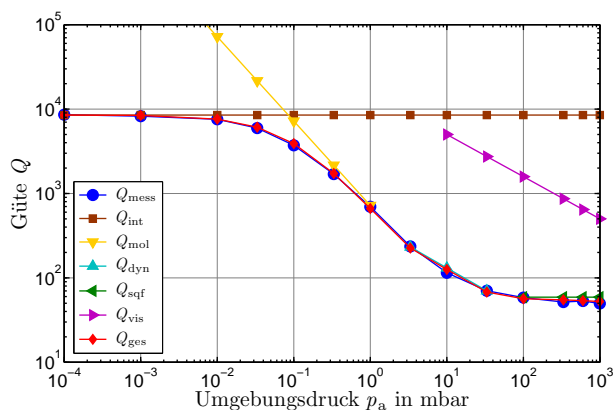
sonanzfrequenz $f_{0,\text{dyn}}$ des jeweiligen Gases (Gl. (6.6)) bestimmt ist. Die $480 \mu\text{m}$ -Spalt-Kurven aus Abbildung 6.39 gehen im oberen Druckbereich für alle Gase in die $\frac{1}{\sqrt{p_a}}$ -Proportionalität der viskosen Güte über und lassen sich somit in diesem Bereich mit Q_{vis} alleine, bzw. bei Zwischendrücken mit einer Überlagerung von Q_{vis} und Q_{dyn} abbilden. Mit zunehmender Reduzierung des Spaltabstandes kommt es jedoch im oberen Druckbereich zu einer zunehmenden Dominanz der Squeeze-Film-Dämpfung Q_{sqf} . Damit einhergehend verschwinden im mittleren Druckbereich die „Dellen“ in den gemessenen Gütekurven. Dies ist bei den $150 \mu\text{m}$ -Spalt-Kurven aus Abbildung 6.40 vor allem für die N_2 -, Ne- und noch deutlicher für die He-Kurve erkennbar. Hier wird für eine gute Approximation der konstante Anteil von Q_{sqf} und für He zusätzlich auch der $\frac{1}{p_a}$ -Anteil von Q_{sqf} benötigt. Lediglich CO_2 sowie Ar als schwerstes bzw.

(a) N₂-Atmosphäre.(b) CO₂-Atmosphäre.

(c) Ar-Atmosphäre.



(d) Ne-Atmosphäre.



(e) He-Atmosphäre.

Abb. 6.41:

Qualitative Approximation der Gütemessung des Sensors S01AIN mit einem Spaltmaß von $h = 100 \mu\text{m}$ für unterschiedliche Gasatmosphären ($h_0 = 100 \mu\text{m}$, $h_K \approx 480 \mu\text{m}$).

zweitschwerstes Molekül der untersuchten Gase mit der kleinsten bzw. zweitkleinsten Viskosität können noch nahezu vollständig mit Q_{vis} und Q_{dyn} beschrieben werden. Der beobachtete leichte Anstieg der He-Gütekurve bei Atmosphärendruck ist allerdings, vorbehaltlich eines nicht ganz auszuschließenden Messfehlers, mit den vorhandenen Gütekomponenten nicht befriedigend beschreibbar. Die $100 \mu\text{m}$ -Spalt-Kurven aus Abbildung 6.41 zeigen für das Auge praktisch keine erkennbare charakteristische „Delle“ mehr, wie sie bei den freien Schwingern so deutlich auftritt (Abb. 6.39). Rechnerisch wandert diese so weit in den hohen Druckbereich ab, dass nur noch der leichte Abschwung der Gütekurven bei Atmosphärendruck davon zeugen könnte. Dieser kann sehr gut durch die Kombination von Q_{int} , Q_{vis} und dem konstanten Anteil von Q_{sqf} modelliert werden. Der Krümmungsbereich bei $0,01 \lesssim Kn \lesssim 0,1$ ist durch

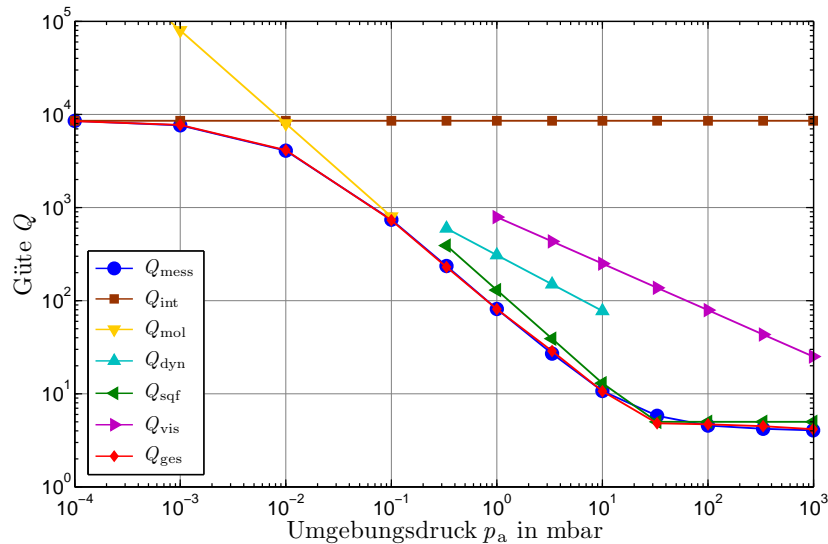


Abb. 6.42: Qualitative Approximation der Gütemessung des Sensors S01AlN mit einem Spaltmaß von $h = 50 \mu\text{m}$ für eine N_2 -Atmosphäre ($h_0 = 50 \mu\text{m}$, $h_K \approx 480 \mu\text{m}$).

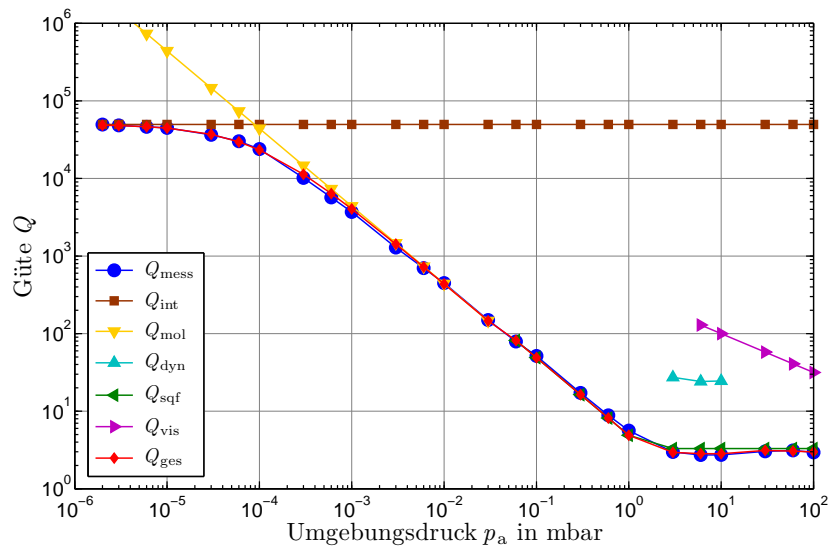


Abb. 6.43: Qualitative Approximation der Gütemessung des kapazitiven Sensors S04 mit einem Spaltmaß von $h = 5 \mu\text{m}$ für eine N_2 -Atmosphäre ($h_0 = 5 \mu\text{m}$, $h_K = \infty \mu\text{m}$).

das Zusammenspiel von Q_{int} , Q_{vis} und Q_{dyn} nachbildbar. Die $50 \mu\text{m}$ -Spalt-Kurve der Abbildung 6.42 zeigt deutlich einen qualitativ vergleichbaren druckabhängigen Güteverlauf wie die Kurven der kapazitiven Sensoren aus Kapitel 6.2. Für eine gute Nachbildung wurden sämtliche Gütekomponenten verwendet, wobei die Q_{sqf} -Komponente im Übergangs- und viskosen Druckbereich eine sehr deutliche Dominanz zeigt. Bei noch engeren Spaltabständen kann auf die Komponenten Q_{dyn} und Q_{vis} gänzlich verzichtet werden und eine Approximation der Gütekurven ausschließlich mit Q_{int} , Q_{mol} und Q_{sqf} erfolgen, womit die $\frac{1}{p_a}$ -Anteile von Q_{mol} und Q_{sqf} dann praktisch ineinander übergehen. Dies kann sehr gut in Abbildung 6.43 beobachtet werden. Hier wurde die $5 \mu\text{m}$ -Spalt- N_2 -Gütekurve des kapazitiven Sensors S04, welche bereits in Abbildung 6.5 und 6.10 vorgestellt wurde, mit den gleichen Gütekomponenten approximiert. Die Steigung der durch den Squeeze-Film-Effekt dominierten Gütekurve kann nahezu perfekt durch die $\frac{1}{p_a}$ -Proportionalität von Q_{mol} und Q_{sqf} nachgebildet werden. Q_{vis} und Q_{dyn} spielen nur eine sehr untergeordnete Rolle. Der geringe Einfluss dieser Gütekomponenten kann aber

das in der Messung vorhandene leichte Durchschwingen im unteren Sättigungsbereich und den andeutungsweise erkennbaren Abfall am Kurvenende beschreiben.

Die Nachbildung der 980 μm -Spalt-Gütekurve in N_2 -Atmosphäre des Sensors S24AlN (kurz) in Abbildung 6.38 zeigt, dass das Konzept problemlos auf Oszillatoren mit unterschiedlichen geometrischen Abmessungen übertragbar ist. Das Diagramm zeigt dieselbe Systematik und ist in gleicher Weise zu interpretieren wie die Gütekurven des Sensors S01AlN mit großen Spaltabständen aus Abbildung 6.39.

6.5 Diskussion der Analyseergebnisse

In der folgenden Diskussion werden die im vorhergehenden Kapitel 6.4 ermittelten Anpassungsfaktoren jeweils hinsichtlich ihres physikalischen Ursprungs untersucht und Verknüpfungen zu den theoretischen Grundlagen der Kapitel 2.1 und 2.3 hergestellt. Die Tabelle 6.3 listet die in den vorhergehenden Diagrammen der Abbildungen 6.38 bis 6.43 zugrundegelegten Anpassungsfaktoren ξ der einzelnen Gütekomponenten auf. Diese wurden mit dem Ziel einer möglichst guten Übereinstimmung von Q_{ges} zu Q_{mess} ermittelt.

ξ_{int} : Der Anpassungsfaktor ξ_{int} bildet direkt die intrinsische Güte Q_{int} ab (Gl. (6.1)) und hängt nur von der Geometrie und den Materialien der Schwinger ab. Für Schwinger gleicher Geometrie ist er idealerweise konstant. Er ist unabhängig von den vorliegenden Spaltmaßen und der „Gasatmosphäre“, weil der Beitrag der geringen Anzahl von Gasmolekülen zur Dämpfung gegenüber den Energieverlusten im Festkörper vernachlässigbar ist. (vgl. Abb. 6.29).

ξ_{mol} : In dem hier zugrundeliegenden molekularen Strömungsbereich ist der Spaltabstand klein gegenüber der mittleren freien Weglänge. Schon bei einem Druck von $\leq 0,1$ mbar ergibt sich $\bar{l} \geq 665 \mu\text{m}$ für N_2 ($\hat{=} Kn > 1$; vgl. Gl. (2.35)). Damit kommt es zu einem direkten Impulsübertrag der Moleküle von der Fläche des Resonators zur gegenüberliegenden Fläche des Luftspalts. Eine Wechselwirkung der Moleküle untereinander wird mit abnehmenden Druck immer unwahrscheinlicher. Die theoretischen Grundlagen der molekularen Güte Q_{mol} zeigen daher eine Proportionalität zum Spaltabstand h (vgl. Gl. (2.25)) sowie zu $\frac{1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$ (vgl. Gl. (2.23)). Bei den kleineren Spaltmaßen von 100 und 150 μm ist der Zusammenhang zwischen ξ_{mol} und $\frac{1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$ linear und die Ausgleichsgeraden gehen annähernd durch den Ursprung (Abb. 6.44a). Bei dem großen Spalt von 480 μm zeigt sich ein lineares Verhalten der Edelgase, jedoch eine deutliche Abweichung der mehratomigen Moleküle, die mit den zusätzlichen Freiheitsgraden korreliert. Die Analyseergebnisse geben demnach Grund zu der Annahme, dass die bisherigen Modelle (vgl. Kap. 2.3.2) die Verhältnisse bei sich ändernden Gasatmosphären nicht vollständig beschreiben. Neben der molaren Masse muss offensichtlich die Anzahl der Freiheitsgrade eines Moleküls mit in Betracht gezogen werden. Deren Einfluss steht aber im Zusammenhang mit dem Spaltabstand, denn er tritt bei den vorliegenden Ergebnissen erst bei einem Abstand von 480 μm deutlich in Erscheinung. Bei genauerem Hinsehen ist jedoch schon bei der Kurve für 150 μm eine leichte Abweichung der mehratomigen Gase nach oben erkennbar. Während die Edelgase nur die drei translatorischen Freiheitsgrade besitzen, besitzt N_2 zwei zusätzliche rotatorische Freiheitsgrade (also insgesamt fünf), CO_2 darüber hinaus noch

Tab. 6.3: Übersicht der ermittelten Anpassungsfaktoren ξ aus der Nachbildung der Gütekurven für die verschiedenen Gase und Spaltmaße h in den Abbildungen 6.38 bis 6.43. Die mit * gekennzeichneten Zeilen beinhalten alternative Anpassungsfaktoren zu den Diagrammen in Abbildung 6.46. Formal ergeben sich die entsprechend gelisteten Einheiten.

Sensor	h μm	Gas	ξ_{int} –	ξ_{mol} mbar	ξ_{vis} $\sqrt{\text{mbar}}$	ξ_{sqfc} –	ξ_{sqfp} mbar	ξ_{dyn} –	ϵ_{dyn} –
S01AIN	480	CO ₂	7600	1850	335	–	–	1950	0,64
		N ₂	7300	2000	375	–	–	1900	0,57
		Ar	8100	1000	265	–	–	2000	0,63
		Ne	8125	1450	330	–	–	1300	0,54
		He	7500	3500	1050	–	–	1600	0,41
S01AIN	150	CO ₂	8940	380	125	20 000	–	215	0,51
		CO ₂ *	8940	380	220	350	–	185	0,53
		N ₂	8760	530	305	270	–	112	0,49
		Ar	9000	450	120	20 000	–	135	0,44
		Ar*	9000	450	260	220	–	107	0,48
		Ne	8800	580	250	165	–	31	0,53
		He	8850	1200	750	240	8900	38	0,44
S01AIN	100	CO ₂	8800	240	170	82	–	27	0,55
		N ₂	8740	290	200	66	–	13	0,55
		Ar	8800	240	140	53	–	9,8	0,6
		Ne	8400	330	170	37	–	5,6	0,5
		He	8500	720	500	59	–	2,9	0,52
S01AIN	50	N ₂	8550	80	25	5	130	2,5	0,6
S04	5	N ₂	49 600	4,4	10	3,3	4,9	12	0,6
S24AIN	980	N ₂	9270	950	325	80 000	–	1850	0,55

einen zusätzlichen sechsten Freiheitsgrad als Molekülschwingung. Von diesen zusätzlichen Freiheitsgraden, die der inneren Energie des Gases entsprechen, ist durch Untersuchungen zur Schallabsorption bekannt, dass sie eine Mindestzeit im Bereich von Mikrosekunden benötigen ($\hat{=}$ > 1 MHz), um ins thermodynamische Gleichgewicht mit den drei translatorischen zu gelangen [91]. Bei dem raschen periodischen Zustandswechsel, verursacht durch die Kompression und Entspannung des im Spalt befindlichen Gases mit der Resonanzfrequenz des schwingenden Oszillators, steigt und sinkt die Gesamtenergie der Gasmoleküle periodisch. Das Erreichen der Gleichverteilung dieser Energie auf alle Freiheitsgrade (Äquipartitionstheorem) geschieht jedoch nicht unmittelbar, sondern zeigt ein exponentielles Zeitverhalten entsprechend der oben zitierten Mindestzeit. Daraus kann man folgern, dass bei den engen Spalten die Zeit nicht ausreicht, um diese höheren Freiheitsgrade anzuregen. Damit erzeugt die transferierte Energie durch den Resonator auf das Gas eine größere Temperaturerhöhung im Gas, die zu größeren Energieverlusten an die Umgebung (angrenzende Festkörperflächen)

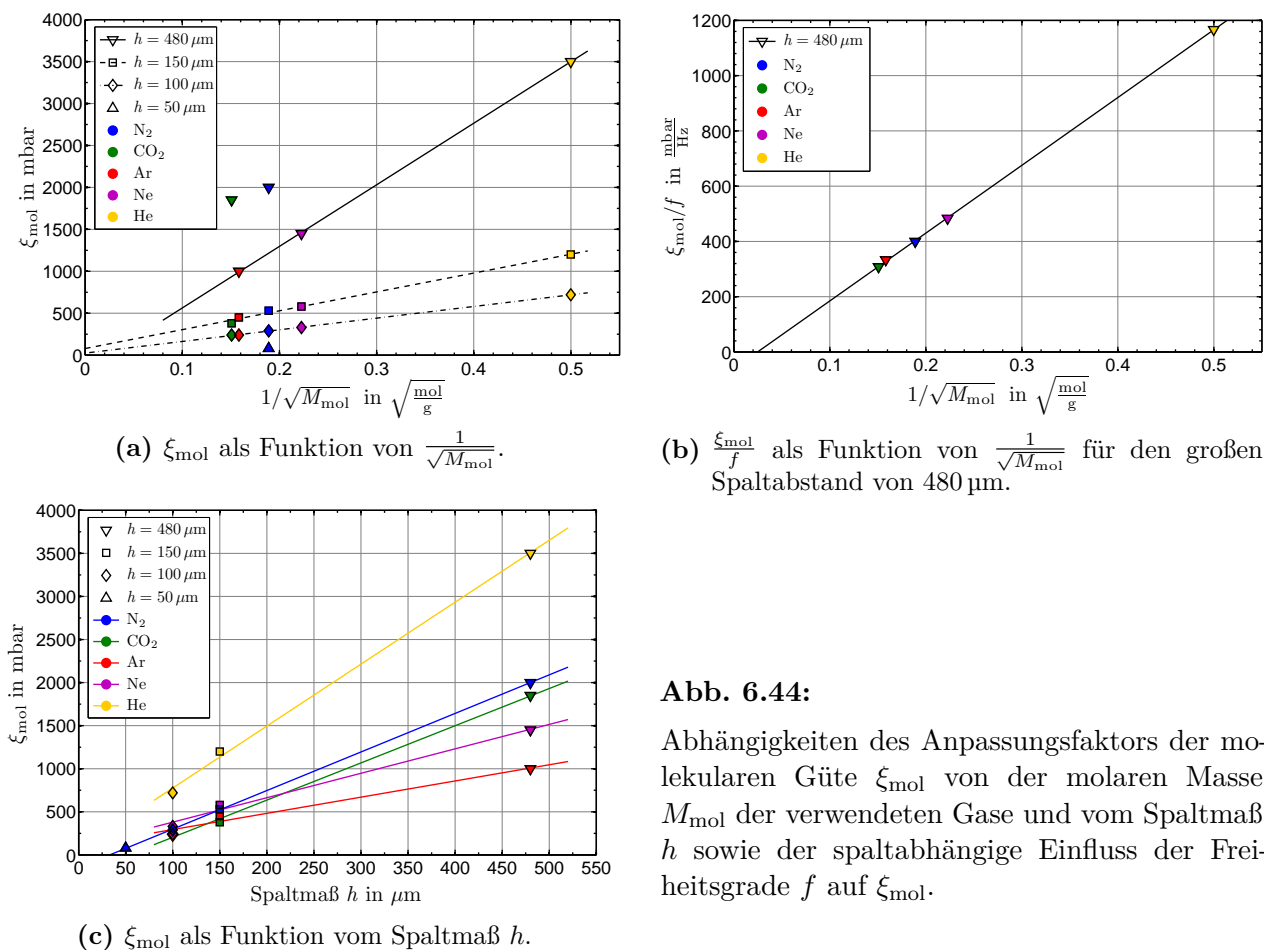


Abb. 6.44:

Abhängigkeiten des Anpassungsfaktors der molekularen Güte ξ_{mol} von der molaren Masse M_{mol} der verwendeten Gase und vom Spaltmaß h sowie der spaltabhängige Einfluss der Freiheitsgrade f auf ξ_{mol} .

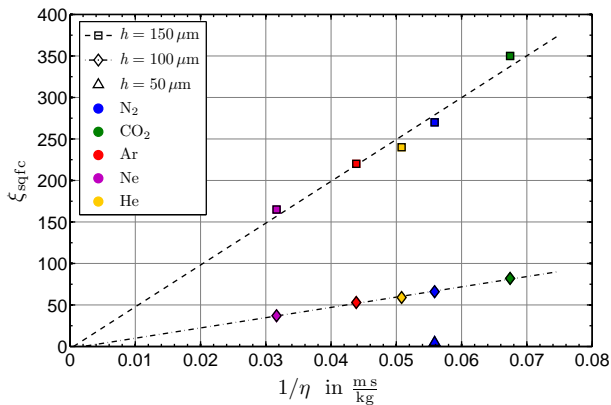
führt. Bei den größeren Spalten geht ein Teil der Energie in die inneren Freiheitsgrade. Diese Tatsache führt zu einem geringeren Temperaturanstieg und demzufolge zu einem geringeren Energieverlust an die Umgebung, was die höheren Güten bzw. ein größeres ξ_{mol} der mehratomigen Gase bestätigen.

Eine quantitative Betrachtung führt unter Annahme einer mittleren Teilchengeschwindigkeit von $\bar{v} = 475 \text{ m/s}$ (N_2 , 25°C , vgl. Gl. (2.5)) und der von H. O. Kneser [91] beobachteten kritischen Zeitkonstante von ca. $1 \mu\text{s}$ zu einem Spaltabstand von $475 \mu\text{m}$, bei dem sich alle Freiheitsgrade voll entwickelt haben sollten. Genau dieses Ergebnis finden wir in den Messungen beim Abstand von $480 \mu\text{m}$ wieder (Abb. 6.44a). Deshalb müssen wir in diesen Kurven die Anzahl der Freiheitsgrade mit berücksichtigen, um die Messpunkte sinnvoll zu korrelieren. Das Auftragen von $\frac{\xi_{\text{mol}}}{f}$ in Abbildung 6.44b führt zu einem nahezu idealen linearen Verlauf. Die bisher existierenden theoretischen Beschreibungen haben diesen Zusammenhang noch nicht hergestellt. Bei einem schmalen Spalt von $150 \mu\text{m}$ beträgt die Flugzeit der Moleküle nur $0,3 \mu\text{s}$ ($0,2 \mu\text{s}$ für $100 \mu\text{m}$) und ist damit zu kurz für eine Gleichverteilung der Energie auf alle Freiheitsgrade. Bei den mehratomigen Gasmolekülen kommen somit nur die drei translatorischen Freiheitsgrade zum Tragen. Damit verhalten sich in diesen Fällen auch die mehratomigen Gase scheinbar wie Edelgase und es ergibt sich ein linearer Zusammenhang für alle Gase, ohne dass die Freiheitsgrade explizit berücksichtigt werden müssen (Abb. 6.44a).

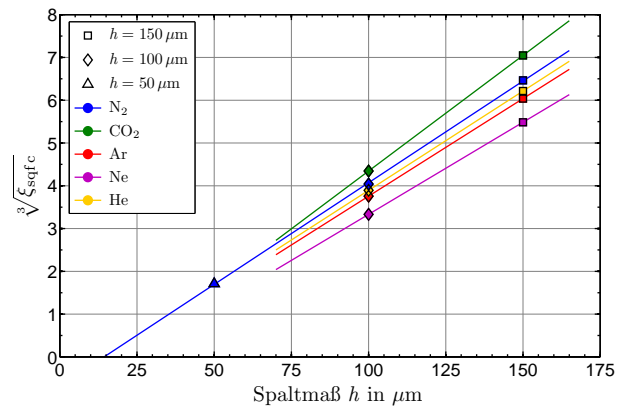
Aus Abbildung 6.44c kann in erster Näherung die Proportionalität von ξ_{mol} zum Spaltabstand h beobachtet werden (vgl. Gl. (2.25)). Die Messwerte für N_2 zeigen eine sehr schöne lineare

Abhängigkeit. Die verlängerte Gerade schneidet die x-Achse nicht exakt bei Null, sondern bei einem Spaltwert > 0 , der in sehr guter Übereinstimmung mit der fertigungsbedingten statischen Vorauslenkung des Sensors S01AlN an der Oszillatorspitze von $27\ \mu\text{m}$ liegt (vgl. Abb. 4.28a). Der Faktor ξ_{mol} und damit auch die Güte Q_{mol} steigen mit größer werdendem Spalt, da die Anzahl der Stöße der Gasmoleküle an der gegenüberliegenden Fläche proportional zum Spaltmaß ist.

ξ_{sqfc} : Wie im vorhergehenden Kapitel 6.4.1 beschrieben, kann die Squeeze-Film-Dämpfung durch die Gleichungen (2.29b) und (2.31), oder vereinfacht mit Gleichung (2.37), ausgedrückt werden. Ausgehend von diesem Zusammenhang und bei Betrachtung ausschließlich des konstanten Anteils bei höheren Drücken (vgl. Gl. (6.4a)), d. h. bei Vernachlässigung der Substitution von η_{eff} , ergibt sich für den Squeeze-Film-Anpassungsfaktor der proportionale Zusammenhang $\xi_{\text{sqfc}} \propto \frac{h^3}{\eta}$. In den Diagrammen der Abbildung 6.45 werden diese Abhängigkeiten jeweils für η und h getrennt aufgezeigt. Alle Gaspunkte bestätigen bei einem $100\ \mu\text{m}$ -Spalt sehr gut die lineare Abhängigkeit zur inversen Viskosität $\frac{1}{\eta}$ (Abb. 6.45a). Der $150\ \mu\text{m}$ -Spalt befindet sich bereits an der Grenze der Gültigkeit der Squeeze-Film-Theorie, die normalerweise davon ausgeht, dass die lateralen Abmessungen des Schwingers mehr als zehnmal so

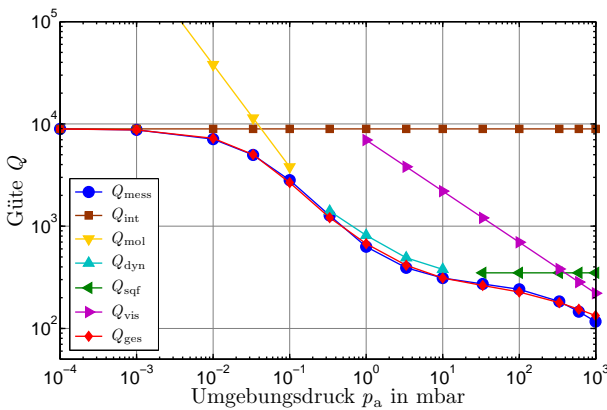


(a) ξ_{sqfc} als Funktion der inversen Viskosität $\frac{1}{\eta}$.

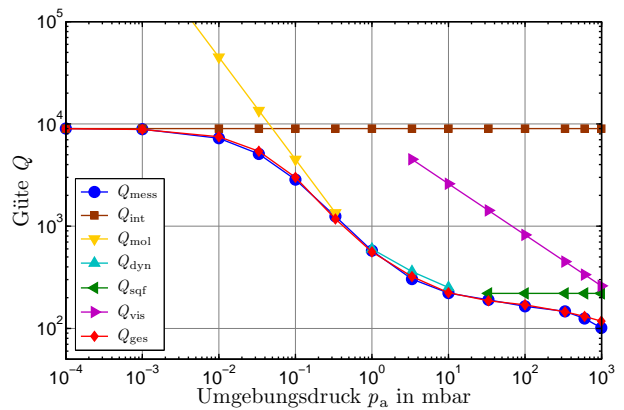


(b) $\sqrt[3]{\xi_{\text{sqfc}}}$ als Funktion vom Spaltmaß h .

Abb. 6.45: Abhängigkeiten des Anpassungsfaktors ξ_{sqfc} der Squeeze-Film-Güte von der dynamischen Viskosität η und dem Spaltmaß h .



(a) CO_2 -Atmosphäre.



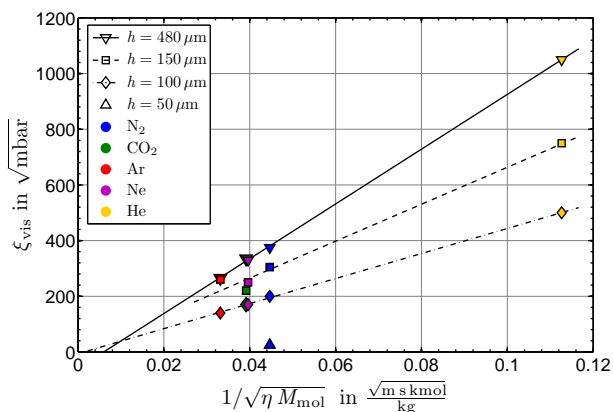
(b) Ar-Atmosphäre.

Abb. 6.46: Alternative qualitative Approximation der Gütemessung des Sensors S01AlN mit einem Spaltmaß von $h = 150\ \mu\text{m}$ für die Gase CO_2 und Ar.

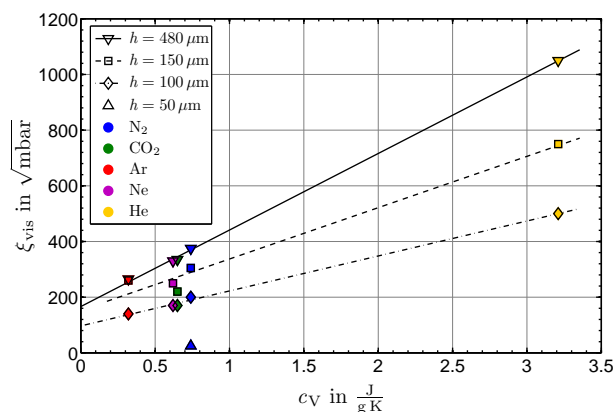
groß sind wie der Spaltabstand. Bei einer lateralen Abmessung von $1600\ \mu\text{m}$ liegt dieser Faktor gerade bei 10,7. Damit ist es nicht verwunderlich, dass der Squeeze-Effekt bei diesem Spaltmaß und bei den zwei Gasen mit der geringsten Viskosität am wenigsten ausgeprägt ist. Dementsprechend liegen die ξ_{sqfc} -Werte für CO_2 und Ar bei einer Gütenachbildung, wie sie in den Diagrammen 6.40b und 6.40c zu sehen ist, zunächst außerhalb des sichtbaren Diagrammbereichs. Mit einer alternativen Nachbildung der Gütekurven von CO_2 und Ar unter stärkerer Einbeziehung von Q_{sqf} , wie sie in Abbildung 6.46 zu sehen ist, konnten die beiden ξ_{sqfc} -Werte hinsichtlich der $150\ \mu\text{m}$ -Ausgleichsgeraden aus Abbildung 6.45a im Rahmen der vertretbaren Möglichkeiten gut angepasst werden. Es ergibt sich bezüglich der unterschiedlichen Gase nun ein einheitliches Bild der Zusammensetzung der einzelnen Gütekomponenten, vergleichbar der $100\ \mu\text{m}$ -Spalt Approximation (Abb. 6.41).

Die Abbildung 6.45b bestätigt gut die h^3 -Proportionalität von ξ_{sqfc} bzw. der Squeeze-Film-Güte Q_{sqf} . Auch hier strebt die N_2 -Gerade einem Achsenschnittpunkt bei Spaltwerten > 0 entgegen (vergleichbar der Darstellung in Abb. 6.44c), was der statischen Vorauslenkung des Oszillators zugeschrieben werden kann. Die Punkte der anderen Gase passen sich ebenfalls sehr gut ein und streben tendenziell demselben Achsenschnittpunkt zu.

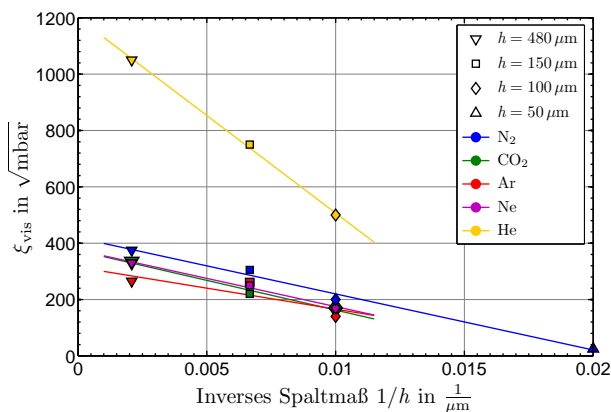
ξ_{vis} : Die Anpassungsfaktoren ξ_{vis} zur Nachbildung der viskosen Güte Q_{vis} zeigen für die Spaltmaße $h = 100$ und $480\ \mu\text{m}$ eine lineare Abhängigkeit, wenn die Werte, wie in Abbildung 6.47a zu sehen, gegen $\frac{1}{\sqrt{\eta M_{\text{mol}}}}$ aufgetragen werden. Ein entsprechendes Verhalten zeigt sich aufgrund von $\rho \propto M_{\text{mol}}$ auch für ξ_{vis} vs. $\frac{1}{\sqrt{\eta\rho}}$. Dieser beobachtete Zusammenhang ergibt



(a) ξ_{vis} als Funktion von $\frac{1}{\sqrt{\eta M_{\text{mol}}}}$.



(b) ξ_{vis} als Funktion der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_V .



(c) ξ_{vis} als Funktion vom inversen Spalt $\frac{1}{h}$.

Abb. 6.47:

Abhängigkeiten des Anpassungsfaktors der viskosen Gütekomponente ξ_{vis} zur spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_V , der molaren Masse M_{mol} und dynamischen Viskosität η sowie dem Spaltmaß h .

sich aus den Gleichungen (2.26) bzw. (2.27), denn bei einem „großen“ Freiraum ($480\ \mu\text{m}$) ist Q_{vis} die alleinige dominante Gütekomponente (Abb. 6.39), welche bestimmend für die Gesamtgüte ist. Bei dem „kleinen“ Abstand von $100\ \mu\text{m}$ (Abb. 6.41) ist zwar die Squeeze-Film-Güte Q_{sqf} dominanter als Q_{vis} , trägt aber nur mit einem konstanten Anteil bei, so dass auch hier ξ_{vis} einen linearen Zusammenhang aufweist. Für den $150\ \mu\text{m}$ -Spaltabstand ist der lineare Zusammenhang nur noch partiell erkennbar, da hier die Squeeze-Film-Dämpfung gerade erst partiell einsetzt und somit zu Verfälschungen führt. Die Verwendung der alternativen ξ_{vis} -Werte (Abb. 6.46), welche der Abbildung 6.47 zugrunde gelegt wurden, führen dabei zu keiner substanziellen Verbesserung. Aufgrund des in Abbildung 2.1 beobachteten übereinstimmenden Verhaltens zwischen c_V und $\frac{1}{\sqrt{\eta M_{\text{mol}}}}$ zeigt sich somit zwischen ξ_{vis} und der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_V in Abbildung 6.47b ein vergleichbarer linearer Zusammenhang.

Die theoretische Modellierung der viskosen Güte Q_{vis} in Kapitel 2.3.3 ermöglicht keine direkten Rückschlüsse auf eventuell vorhandene Abhängigkeiten von einem Spaltmaß durch Einschränkung des Freiraumes des Oszillators. Dies sollte Teil einer dynamischen Betrachtung der Strömungsbedingungen sein. Dennoch kann in Abbildung 6.47c ein recht guter, weitgehend linearer Zusammenhang zwischen ξ_{vis} und dem Kehrwert des Spaltmaßes $\frac{1}{h}$ beobachtet werden. Die Kurvenverläufe sind in sich schlüssig, denn eine Verringerung des Spaltes h führt zu einem kleineren ξ_{vis} und damit einer Reduzierung der Güte Q_{vis} . Helium ist hierbei am stärksten betroffen.

ξ_{dyn} : Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt „Analyse der Gütekurven“ dargestellt, wird zur vollständigen Beschreibung der gemessenen Gütekurven neben den bereits bekannten Komponenten Q_{int} , Q_{mol} , Q_{vis} und Q_{sqf} eine neuartige, bisher in der Gasdämpfung nicht betrachtete Gütekomponente Q_{dyn} benötigt, die die beobachteten „Dellen“ im Übergangsbereich von molekularer zu viskoser Strömung von Q_{mess} erklären kann. Die wesentliche Idee ist hierbei die Übertragung der von C. Zener [14] bereits in den Dreißigerjahren entwickelten Theorie einer „thermischen Resonanz“, die er ausschließlich für die Beschreibung des intrinsischen Dämpfungsverhaltens in Festkörperresonatoren entwickelt hat (vgl. Kap. 2.3.1). Dabei nimmt er an, dass die durch Druck- oder Zugspannung an den Oberflächen eines ausgehenden Biegebalkens entstehenden Temperaturveränderungen sich im Festkörper ausbreiten und somit zu einer Dissipation von Energie führen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der „thermischen Welle“ wird im Festkörper durch die Wärmediffusivität (Temperaturleitfähigkeit) a beschrieben. Entsprechend den Diffusionsgesetzen ist diese Geschwindigkeit für einen Festkörper nicht konstant, sondern hängt von den zu überwindenden Abständen ab. Wenn die mit der Dicke des Biegebalkens korrelierende Frequenz dieser thermischen Welle identisch mit der mechanischen Resonanz ist, kommt es zu einer besonders effektiven Dissipation von Energie und damit zu einem Minimum der mechanischen Güte.

Auf Grund der vorliegenden Messergebnisse wurde diese Idee auch auf die Gasdämpfung übertragen. Zum einen gehen die Temperaturunterschiede des Festkörpers auch auf das Gas über, zum anderen erfährt das Gas durch Kompression und Entspannung selber eine Temperaturänderung. Die Geschwindigkeit der Ausbreitung dieser Kompressionswelle wird durch die Schallgeschwindigkeit beschrieben. Anstelle der Dicke des Biegebalkens im Festkörper wird im Gas die Breite des Luftspaltes zu einer Gegenfläche wirksam. Das Gas besitzt im viskosen

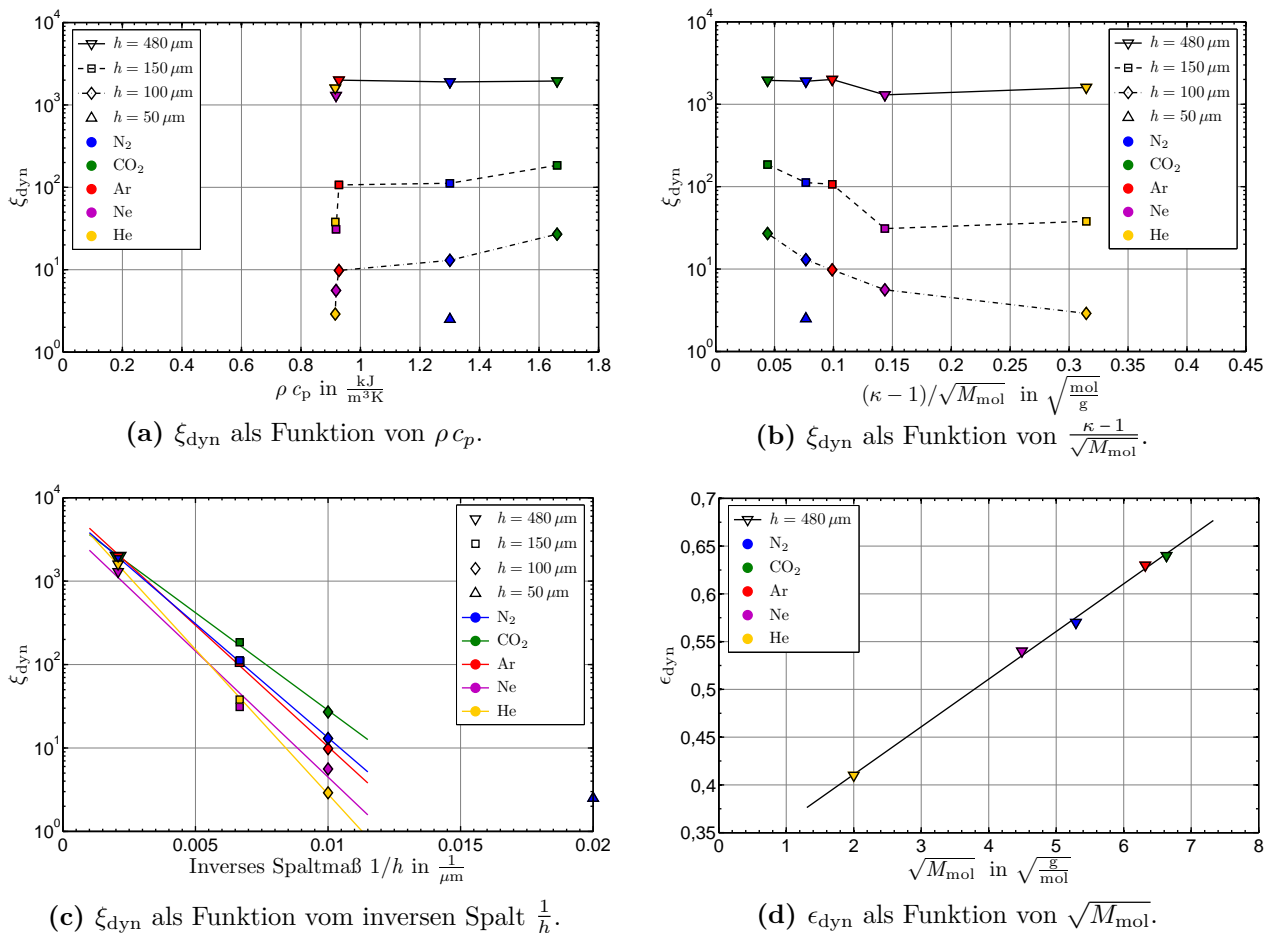


Abb. 6.48: Abhängigkeiten des Anpassungsfaktors der dynamischen Gütekomponente ξ_{dyn} zu den spezifischen Wärmekapazitäten c_p und c_V , der Masse M_{mol} bzw. Dichte ρ des Gases sowie dem Spaltmaß h . Der Exponent ϵ_{dyn} wird als Funktion von $\sqrt{M_{\text{mol}}}$ dargestellt.

Strömungsbereich genauso eine Wärmediffusivität wie der Festkörper. Bei genügender Verdünnung des Gases ($Kn \gg 1$) tritt jedoch die thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle als obere Grenzgeschwindigkeit für die Ausbreitung einer thermischen Welle auf. Deshalb wurde zur Beschreibung der Verhältnisse eine druckabhängige Funktion gewählt (vgl. Gl. (6.7b)). Dabei wird die von den Gasparametern bei Normaldruck festgelegte Wärmediffusivität a als Ausgangspunkt verwendet und eine umgekehrt zum Druck korrelierende Funktion mit variablem Exponenten (ϵ_{dyn}) und variablem Vorfaktor (ξ_{dyn}) als Beschreibung gewählt (vgl. Gl. (6.8)). Durch das Fitten mit den Messergebnissen ergeben sich somit gas- und spaltabhängige Werte für die Vorfaktoren und für die Exponenten, die in den Diagrammen der Abbildung 6.48 dargestellt sind.

Der Anpassungsfaktor (Vorfaktor) ξ_{dyn} wird in Abbildung 6.48a gegen das Produkt von Dichte und Wärmekapazität ρc_p aufgetragen, da ξ_{dyn} unter Berücksichtigung der Analogien zur thermoelastischen Dämpfung (vgl. Kap. 2.3.1) mit dem Kehrwert des materialspezifischen Faktors $\frac{1}{\Gamma}$ aus Gleichung (2.22) vergleichbar ist. Wie in Kapitel 2.1.2 bereits festgestellt wurde, besteht bei dem Produkt ρc_p eine direkte Korrelation zu den Freiheitsgraden f , was sich in dem Diagramm widerspiegelt: Die Edelgase trennen sich von den mehratomigen Gasen ab und kommen in einer senkrechten Linie übereinander zum Liegen. Abhängigkeiten von weiteren Gasparametern spielen sicher eine Rolle. Es ist naheliegend, den Teilfaktor $\frac{1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$,

welcher in den umgebenden Gebieten ξ_{mol} und ξ_{vis} bereits enthalten ist, in die Gegenüberstellung mit ξ_{dyn} mit einzubeziehen. Der Einfluss der Freiheitsgrade der Gase, welcher ebenfalls Bestandteil von ξ_{dyn} sein sollte, kann auch durch Umformen von Gleichung (2.6) mit dem Zusammenhang $\frac{c_p - c_v}{c_v} = \frac{2}{f} = \kappa - 1$ ausgedrückt werden. In der Arbeit von C. Zener [14] spielt dieser Teilfaktor bei der Bestimmung der thermoelastischen Güte in Festkörpern eine wichtige Rolle. Abbildung 6.48b zeigt ξ_{dyn} in Abhängigkeit von der Kombination $\frac{\kappa - 1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$ dieser beiden Teilfaktoren. Die resultierenden, relativ homogenen Kurvenverläufe bestätigen in erster Näherung gut den Einfluss der beiden Teilfaktoren trotz leichter Abweichungen bei der 150 μm -Spaltkurve.

Beiden Abbildungen 6.48a und 6.48b ist gemeinsam, dass sich mit einer Vergrößerung des Spaltabstandes der Anpassungsfaktor ξ_{dyn} zu einer weitgehend gasartunabhängigen, dafür aber im Wesentlichen spaltabhängigen Größe entwickelt. Die in Γ enthaltene Dichte ρ_b des Balkenmaterials beinhaltet über $\rho = \frac{m}{V}$ mit dem Volumen eine geometrische Größe, welche übertragen auf das dynamische Dämpfungsmodell des Gases, neben den Flächenabmessungen folglich auch den Spaltabstand h beinhaltet. Tatsächlich zeigt Abbildung 6.48c deutlich ein zum Kehrwert des Spaltmaßes $\frac{1}{h}$ proportionales Verhalten für die Spaltabstände 100, 150 und 480 μm bei einem logarithmischen Auftragen von ξ_{dyn} . Eine geringe Abweichung gibt es nur für den Punkt Ne/100 μm . Der Punkt N₂/50 μm kann dagegen nicht in die Betrachtung mit einbezogen werden, da bei der hier schon dominanten Squeeze-Film-Dämpfung Q_{dyn} nur von untergeordneter Bedeutung und damit ξ_{dyn} nicht weiter repräsentativ ist. Der Verlauf der Kurven ist in sich stimmig, denn eine Verringerung des Spaltes h führt zu einem kleineren ξ_{dyn} und damit einer Reduzierung der Güte Q_{dyn} . Die Sortierreihenfolge der Gase, besonders gut anhand der 100 μm -Spaltes ersichtlich, zeigt zunächst die mehratomigen Gase mit CO₂, dem Gas mit dem höchsten Gütewert (bzw. ξ_{dyn}) an der Spitze, gefolgt von den Edelgasen mit He als Gas mit dem geringsten Wert am Ende. Die Reihenfolge folgt damit der Gasparameterfunktion aus Abbildung 6.48b.

Wie oben schon erkannt, zeigt sich für große Spaltmaße von $h = 480 \mu\text{m}$ ein fast konstantes Verhalten des Anpassungsfaktors ξ_{dyn} . Die Tendenz der Kurvenverläufe in den Abbildungen 6.48a und 6.48b legt nahe, dass die Entwicklung für noch größere Spaltabstände hin zu einem für alle Gase gleichen Vorfaktor ξ_{dyn} geht. Damit verlagert sich der Einfluss der gasartabhängigen Größen auf den variabel gestalteten Exponenten ϵ_{dyn} , welcher den zunächst fest angenommenen Wert 0,5 der Wurzelfunktion in Gleichung (6.7b) für die Berechnung der druckabhängigen Wärmediffusivität des Gases a_{p_a} ersetzt. Ohne diese Variabilität lässt sich in vielen Fällen keine gute Passung mit der „Delle“ in den Messergebnissen erreichen. Der variabel gestaltete Wurzelexponent ϵ_{dyn} eröffnet eine Einflussmöglichkeit auf die Gütefunktion Q_{dyn} hinsichtlich der Steilheit der Flanken und insbesondere der Lage des Güteminimums, welches durch das Zusammenfallen der mechanischen Resonanzfrequenz des Oszillators f_r mit der thermischen Resonanzfrequenz des Gases $f_{0,\text{dyn}}$ bestimmt ist. Somit kann für alle Gase und Spaltabstände eine gute Nachbildung der Gütekurven erzielt werden.

Die Auswertung des Exponenten ϵ_{dyn} (Abb. 6.48d) ergibt für einen Spaltabstand von 480 μm eine sehr schöne lineare Abhängigkeit zur Wurzel der molaren Masse $\sqrt{M_{\text{mol}}}$ und somit auch vom Kehrwert aus der mittleren Teilchengeschwindigkeit $\frac{1}{v}$ (vgl. Gl. (2.5)). Da die dynamische Dämpfungskomponente Q_{dyn} auf einem thermischen Energiefluss basiert und dies

bei verdünnten Gasen des Übergangsbereichs im Wesentlichen ein Resultat der Molekülbewegung ist, ist eine Beziehung zur Teilchengeschwindigkeit \bar{v} zu erwarten. So stehen der Diffusionskoeffizient D (vgl. Gl. (2.4)), die Wärmediffusivität a (vgl. Gl. (2.7)) und die Wärmeleitfähigkeit λ (vgl. Gl. (2.8b)) in direkter proportionaler Beziehung zu dieser. Ein größerer Exponent bedeutet einen steileren Verlauf der Änderung der Wärmediffusivität über ein gegebenes Druckintervall. Dies passt damit zusammen, dass beim schwersten Molekül CO_2 die größte Änderungsspannweite zwischen der Wärmediffusivität bei 1 bar und der freien Molekülgeschwindigkeit überstrichen werden muss. Dementsprechend weist CO_2 mit 0,64 den höchsten Exponenten auf. Helium bildet das andere Extrem mit der geringsten Spannweite und dementsprechend dem kleinsten Exponenten von 0,41. Aus den Werten ϵ_{dyn} für die kleineren Spaltabstände ($h \leq 150 \mu\text{m}$) kann bei der vorliegenden Approximation der Gütemessung der eben beschriebene direkte Zusammenhang mit der Molekülmasse nicht mehr gefunden werden (Abb. 6.48d). Neben der Überlagerung der Stokesschen Dämpfung mit Q_{vis} kommt es zu einem immer stärkeren Einfluss der Squeeze-Film-Dämpfung mit Q_{sqf} .

Das hier vorgestellte dynamische Dämpfungsmodell des Gases mit der Gütekomponente Q_{dyn} ist ein neuartiger Ansatz, der in der Lage ist, das Auftreten von „Dellen“ in den gemessenen Gütekurven direkt zu beschreiben. Die zunächst getroffene Annahme eines Wurzelgesetzes zur Modellierung der druckabhängigen thermischen Leitfähigkeit (Wärmediffusivität) des Gases a_{p_a} begründet sich aus der zu $\sqrt{p_a}$ proportionalen Dämpfung, wie sie bei viskoser Strömung vorherrscht. Der Vergleich mit den Messergebnissen legte die Einführung eines variablen Wurzelexponenten ϵ_{dyn} nahe, mit dessen Hilfe die Lage und die Flankensteilheit des Minimums beeinflusst und an den experimentellen Verlauf angeglichen werden können. Möglicherweise kann zukünftig noch eine verbesserte Funktion für a_{p_a} gefunden werden, mit der die druckabhängige Geschwindigkeit der thermischen Ausbreitungswelle beschrieben werden kann. Bei Atmosphärendruck müssen die Werte laut Tabelle 2.2 gelten (a). Für kleine Drücke, d. h. Knudsenzahl $Kn \gtrsim 1$, sollte als Maximalgeschwindigkeit die Molekülgeschwindigkeit für den freien Flug erreicht werden (\bar{v}). Hierbei besteht offensichtlich eine Spaltabhängigkeit, die beim Modellieren einer neuen Funktion mit berücksichtigt werden muss.

7 Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zum Zweck der Untersuchung der Gasdämpfung schwingende mikromechanische Sensorstrukturen entwickelt. Das Ziel war es, die Mechanismen der Gasdämpfung in den verschiedenen Druckregimen detailliert zu verstehen und daraus Wege abzuleiten, aus rein physikalischen Messungen neue Informationen über gasartspezifische Größen wie z. B. der molekularen Masse, Viskosität oder der Wärmekapazität der umgebenden Gasatmosphäre gewinnen zu können. Neue Erkenntnisse ergaben sich aus der Analyse der gemessenen druckabhängigen Resonanzverschiebung und insbesondere aus den druckabhängigen Verläufen des Gütefaktors. Die untersuchte Spannbreite der Drücke erstreckte sich vom Hochvakuum bis zu Atmosphärendruck (10^{-5} bis 1000 mbar). Damit verbunden sind mit der kinetischen Gastheorie (Molekularströmung) und der klassischen Kontinuumsmechanik (viskose Strömung) zwei grundsätzlich unterschiedliche Beschreibungsmodelle der jeweiligen Druckbereiche mit einem nur schwer zu beschreibenden Übergangsbereich. Als Umgebungsatmosphäre wurden dabei die Edelgase Helium, Neon und Argon, der zweiatomige Stickstoff als Hauptbestandteil der Luft, sowie das dreiatomige Kohlendioxid eingesetzt. Dadurch konnte ein relativ breites Spektrum an sicherheitstechnisch unbedenklichen Gasen mit unterschiedlichen Eigenschaften abgedeckt werden. Als weitere und, wie sich herausstellte, sehr wichtige Einflussgröße der Gasdämpfung, wurde der Spaltabstand zwischen der schwingenden Struktur und der gegenüberliegenden Fläche variiert. Mit Hilfe eines variabel ausgelegten Sensoraufbaukonzeptes wurde das Verhalten sowohl von engspaltigen Squeeze-Film-dominierten als auch von weitgehend frei schwingenden Resonatoren untersucht (Spaltabstände von ca. $3,5\ \mu\text{m}$ bis 1 mm).

Modellierung und Auslegung der Sensoren

Es wurde eine relativ große Vielfalt an unterschiedlichen Sensorvarianten entworfen und realisiert. Dazu gehören einseitig aufgehängte Biege- sowie mehrseitig aufgehängte Parallelschwinger in vielfältigen Größenvariationen bezogen auf die Oszillatormassen und die Aufhängebalken. Unabhängig vom Sensortyp konnte der Spaltabstand mittels einer Serie von frei kombinierbaren Deckeln mit unterschiedlich tiefen Aussparungen innerhalb weiter Grenzen frei eingestellt werden. Mit einem elektrostatisch/kapazitiven sowie einem piezoelektrischen Sensorkonzept wurden zwei unabhängige Methoden für die Anregung und Signalgenerierung realisiert. Ersteres eignete sich besonders für die engeren Spaltabstände, letzteres für die größeren. Die konzeptionelle und geometrische Auslegung sowie die Abschätzung des Frequenzverhaltens der engspaltigen Sensoren wurden mit Simulationen anhand eines einfachen

analytischen Sensormodells auf Basis eines harmonischen Oszillators und des Squeeze-Film-Effekts durchgeführt. Die Vakuumresonanzfrequenzen wurden auf einstellige kHz-Werte eingestellt.

Sensorfertigung und Aufbau

Bei der Fertigung kamen in der Mikrosystemtechnik übliche Materialabscheide- und Strukturierungsverfahren zur Anwendung. Mit photolithografischen Verfahren wurden das jeweilige Flächendesign auf die einzelnen Materialschichten übertragen und die dreidimensionalen Sensorstrukturen mittels trocken- bzw. nasschemischen Ätztechniken erzeugt. Als letzter Schritt vor der Vermessung wurden der aus elektrisch leitfähigem kristallinem Silizium gefertigte Resonator-Chip sowie der aus Glas hergestellte Deckel-Chip durch eine eigens entwickelte externe mechanische Klemmvorrichtung mechanisch reversibel und austauschbar in einem Keramik-Sockel miteinander verbunden. In Summe wurden für das kapazitive Sensorkonzept sechs Maskenschritte und für das auf Aluminiumnitrid als funktionaler Schicht basierende piezoelektrische Konzept sieben Maskenschritte benötigt. Ein wesentlicher fertigungstechnischer Vorteil des kapazitiven Konzeptes war der mögliche Verzicht jeglicher Beschichtungen auf den Biegebalken. Durch intrinsischen Schichtstress verursachte statische Vorauslenkungen der Resonatoren wurden somit vermieden. Das piezoelektrische Konzept zeichnete sich vor allem durch einen robusteren, weil einfacheren und flexibleren Sensoraufbau aus, da keine genaue Justage relativ zu Elektrodenstrukturen im Deckel benötigt wurde, ebenso wenig wie eine elektrische Kontaktierung über die Sensorrückseite.

Messaufbau und experimentelles Vorgehen

Die wesentlichen Anforderungen an die Messumgebung bedingten eine freie Einstellbarkeit des Umgebungsdruckes bei wechselnden Gasatmosphären über acht Größenordnungen hinweg. Diese Rahmenbedingungen konnten mit der hierfür selbst entwickelten und aufgebauten Vakuumanlage bereitgestellt werden. Eine systematische Charakterisierung der hergestellten Sensoren wurde durch die Messung und Auswertung der druckabhängigen Resonanzverschiebung und des Güteverlaufs erzielt. Entsprechend dem kapazitiven oder piezoelektrischen Sensorkonzept wurden dabei die jeweiligen elektrischen Messaufbauten angepasst. Das kapazitive Konzept bedingt naturgemäß relativ enge Spaltmaße und erlaubt damit insbesondere das Studium des Squeeze-Film-Effektes, verbunden mit der Gefahr des Auftretens des Pull-in-Effektes mit starken Nichtlinearitäten. Dafür konnten sehr hohe Maximalgüten mit ca. 45 000 erreicht werden. Mit dem piezoelektrischen Konzept wurden bei geringem messtechnischem Aufwand spaltunabhängige Messungen ermöglicht. Zusätzlich kam ein Laservibrometersystem zum Einsatz, mit dem optisch auch das Zeitverhalten der Sensorschwingung erfasst werden konnte.

Signalerfassung und -auswertung

Auch bei der Messsignalerfassung und -auswertung wurden unterschiedliche Methoden eingesetzt. Die Erfassung der Güte über Resonanzkurven zeichnete sich durch eine einfache Messsignalauswertung, Darstellbarkeit von nichtlinearem Resonanzverhalten und die genaue

Bestimmbarkeit der Resonanzfrequenz aus. Die Güteberechnung über Abklingkurven war aufwändiger in der Auswertung, bestach jedoch durch eine sehr kurze Messdauer, durch eine hohe Genauigkeit bei guter Reproduzierbarkeit und Vergleichbarkeit der Gütewerte, sowie durch die Möglichkeit, absolute Schwingungsamplituden mit dem Laservibrometer zu erhalten.

Ergebnisse der kapazitiven Sensoren mit engem Spalt

Die Erkenntnisse, die mit den kapazitiven Sensoren gewonnen wurden, basieren konzeptbedingt auf engen Spaltabmessungen und beinhalten somit den Squeeze-Film-Effekt. Ein Großteil der Messungen wurde mit einem Spaltabstand von $5\ \mu\text{m}$ durchgeführt. Ein Einfluss der Sensoranregung auf den Gütefaktor konnte dabei nicht beobachtet werden; dieser blieb im Rahmen der Messgenauigkeit konstant. Das proportionale Amplitudenverhalten, welches bei kleinen Oszillatorauslenkungen gegenüber dem Spaltabstand nachgewiesen wurde, ermöglichte mit einer Normierung der Anregespannungen vergleichbare Messungen bei unterschiedlichen Umgebungsdrücken. Die beobachtete Resonanzverschiebung zeigt eine qualitativ sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen des analytischen Sensormodells. Dieses sagt einen druckabhängigen Anstieg der Resonanzfrequenz mit $f_r^2 \propto p_a$ voraus. Für größere Drücke als 10 mbar konnte dieser Zusammenhang sehr gut nachgewiesen werden. Im Druckbereich zwischen 0,03 und 10 mbar, der hier den Übergang zwischen molekularem Strömungsbereich und Kontinuumsströmung markiert, zeigte sich dafür ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Resonanzfrequenz und Druck. Die Verschiebung der Resonanzfrequenz erwies sich für den gesamten gemessenen Druckbereich als nahezu unabhängig von der Gasart. Eine Nutzung des Squeeze-Film-Effektes für eine weitgehend gasartunabhängige Drucksensorik ist im Bereich der Kontinuumsströmung sicherlich möglich, aber auch im Übergangsbereich bis in die Nähe der freien Molekularströmung ist ein Einsatz denkbar.

Die kapazitiven sowie die optisch mit dem Laservibrometer aus den Resonanzkurven gewonnenen Gütewerte wiesen eine sehr gute Übereinstimmung zueinander auf, und ergänzten sich hervorragend zu einem Güteverlauf über nahezu acht Druckdekaden. Eingeschränkt durch die zu der Zeit ausschließlich zur Verfügung stehende Vakuumdrucksensorik konnte auch eine weitgehende Unabhängigkeit der Güte von der Gasart vermutet werden. Hinweise für eine leichte $\frac{1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$ -Abhängigkeit im molekularen Druckbereich sind allerdings gegeben. Eine Güteabhängigkeit von der dynamischen Viskosität bei der vorhandenen großen mittleren freien Weglänge wurde erwartungsgemäß nicht beobachtet. Erst ab der erreichten Messobergrenze von 60 bzw. 100 mbar mit einhergehenden Knudsenzahlen von unter 0,2 stellten sich Bedingungen ein, die im Ansatz die Squeeze-Film-bedingte Viskositätsabhängigkeit zeigten.

Alle Messpunkte der druckabhängigen Resonanzverschiebung, welche mit unterschiedlichen kapazitiven Sensorvarianten (veränderte Oszillatorgeometrien, Spaltabstände und Schwingungskonzepte) gewonnen wurden, wiesen ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Kurven der analytischen Sensormodelle auf. Die mit den Parametervariationen vorhergesagten Resonanzverschiebungseffekte konnten an den realen Sensoren beobachtet und verifiziert werden. Unabhängig von der Sensorvariante zeigte sich das gleiche Squeeze-Film-typische $\frac{1}{p_a}$ -Steigungsverhalten in den Güteverläufen. In Übereinstimmung mit vorher angelegten Simulationen bewirkten sowohl eine geometrisch bedingte Verstärkung des Squeeze-Film-Effekts (engerer Spalt und/oder größere Oszillatorfläche) als auch eine Reduzierung

der Vakuumresonanzfrequenz eine Linksverschiebung der Kurven des Gütefaktors und der Resonanzverschiebung. Die Messergebnisse legten die Vermutung nahe, dass zwischen dem Knickpunkt des Resonanzfrequenzanstiegs eine Korrelation zur horizontalen Parallelverschiebung der Gütekurven zu suchen ist.

Ergebnisse der piezoelektrischen Sensoren mit größeren Spaltmaßen

Das Konzept der auf AlN basierenden piezoelektrischen Sensoren (alles Biegeschwinger) ermöglichte die Realisierung beliebig großer Spaltabstände. Es wurden Messungen mit Spaltmaßen von 50, 100, 150, 200 und $\geq 480 \mu\text{m}$ vorgenommen. Diese wiesen, unabhängig von dem vorliegenden Spaltabstand, bei Änderung der Anregespannung eine konstant bleibende Resonanzfrequenz und Güte auf. Es war möglich, bei jeweils gleichbleibender konstanter Anregespannung im gesamten Druckbereich zu arbeiten.

Alle bei einem größeren Spaltabstand gemessenen Gütekurven wiesen als besonders auffälliges Merkmal eine markante „Delle“ im Bereich der Knudsenzahlen 1 bis 0,01 auf. Eine besonders starke Ausprägung konnte bei den ungedeckelten Sensoren mit Spaltmaßen $\geq 480 \mu\text{m}$ beobachtet werden. Mit geringer werdendem Spaltabstand zeigte sich erwartungsgemäß auch eine allgemein stärkere Gasdämpfung, welches sich durch deutlich geringere Gütewerte bei gleichem Druck bemerkbar machte. Die Grenzen der Strömungsarten, bzw. die Punkte gleicher Knudsenzahlen, wurden im variierten Spaltbereich dabei etwa eine Dekade zu höheren Drücken hin verschoben.

Ein sehr deutliches Anzeichen für das Einsetzen des Squeeze-Film-Effektes konnte bei einem $50 \mu\text{m}$ -Spalt beobachtet werden, wo die Resonanzfrequenz eine deutliche Überhöhung im Bereich zwischen 0,1 und 100 mbar aufwies, welche im Ansatz sogar noch bei der $100 \mu\text{m}$ -Spalt-Kurve erkennbar war.

Aus den Messergebnissen konnten auch direkt Abhängigkeiten von der Art des umgebenden Gases abgeleitet werden. So ergab sich unabhängig vom Umgebungsdruck eine lineare Korrelation der Resonanzfrequenzänderung mit der molaren Masse. Bei einem Spalt von $480 \mu\text{m}$ (ungedekelter Resonator) und gleichzeitigem Atmosphärendruck konnte eine Korrelation der Güte mit der spezifischen Wärmekapazität c_V nachgewiesen werden. Mit Verringerung des Spaltabstandes war zunehmend eine Verschiebung der Gasartabhängigkeiten zu beobachten. So zeigte sich bei einem nur noch $100 \mu\text{m}$ großen Spalt und Atmosphärendruck ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen der Güte und der dynamischen Viskosität. Dieses Verhalten ist auf eine beginnende Dominanz des Squeeze-Film-Effektes zurückzuführen.

Die Geometrievariationen, die mit verschiedenen Sensoren unterschiedlicher Oszillator- und Balkendimensionen durchgeführt wurden (Spalt jeweils $\geq 480 \mu\text{m}$), zeigten, dass die absolute Größe der Vakuumresonanzfrequenz keinen Einfluss auf die Größe der Resonanzverschiebung hat. Eine größere Resonanzfrequenz führte jedoch zu einer höheren Güte. Grundsätzlich blieben sowohl das Resonanz- als auch das Güteverhalten in ihrem prinzipiellen Verlauf gleich. Bei sehr niedrigem Druck bestimmt nur die thermoelastische Dämpfung die maximal erreichbare Güte. Breitere Biegebalken (bei gleicher Länge) führten aufgrund der ganzflächigen nichtkristallinen AlN- und Gold-Beschichtung zu einem höheren Energieverlust. Die höchsten Güten bei piezoelektrischen Sensoren wurde mit ca. 10 000 erreicht. In der normierten Darstellung

der Gütekurven wurde deutlich, dass der Krümmungsverlauf aller Kurven synchron ist. Somit hatte die Geometrie der Oszillatoren keinen erkennbaren Einfluss auf die den Kurvenverlauf beschreibenden Dämpfungseffekte. Mit der Größe der Oszillatorfläche stieg allerdings die Gasdämpfung und die „Dellen“ wurden ausgeprägter (niedrigere Güten im gleichen Druckbereich). Gasartabhängig kam es zu einer unterschiedlich starken Ausprägung der Gütekurven bei einer Vergrößerung der Oszillatorgeometrie (und damit einer Verstärkung der Gasdämpfungseffekte) sowie einer Verschiebung markanter Kurvenpunkte/Konstellationen zu höheren Drücken hin.

Analyse und Interpretation der Gütekurven

Eine Analyse der gemessenen druckabhängigen Gütekurven erfolgte anhand einer quantitativen Nachbildung der Kurven durch die Überlagerung von auf unterschiedlichen physikalischen Dämpfungseffekten basierenden Gütekomponenten. Die jeweils kleinste Einzelgüte lieferte den maßgeblichsten Einfluss zur zusammengesetzten Gesamtgüte. Einen konstanten, ausschließlich vom Festkörper bestimmten druckunabhängigen Anteil, stellt dabei die intrinsische Güte, welche durch den thermoelastischen Effekt bzw. schichtbedingte Energieverluste abgebildet wurde. Mit einem zum Umgebungsdruck umgekehrt proportionalen Zusammenhang $\frac{1}{p_a}$ wurde die Güte im molekularen Strömungsbereich nachgebildet und bei viskoser Strömung (Stokesche Reibung) mit einer $\frac{1}{\sqrt{p_a}}$ -Abhängigkeit. Die durch enge Spaltabmaße bedingte Squeeze-Film-Güte wurde mit einer $\frac{1}{p_a}$ -Druckabhängigkeit eingebunden, welche bei hohen Drücken in einen konstanten druckunabhängigen Zusammenhang übergeht. Zur Interpretation der „Delle“ im Übergangsbereich zwischen molekularer und viskoser Strömung wurde ein neuartiges Modell entwickelt, welches den von C. Zener [14] für die thermoelastische Dämpfung im Festkörper entwickelten Grundgedanken des thermischen Energieflusses auf Gase überträgt. Es ergibt sich eine Gütekomponente, die eine Kurvenfunktion mit einem ausgeprägten Minimum besitzt, dessen Lage durch das Zusammenfallen der mechanischen Resonanzfrequenz des Oszillators mit der thermischen Resonanzfrequenz des Gases bestimmt wird. Beim Zusammenfallen dieser beiden Resonanzen wird dem System ein Maximum an Energie entzogen und führt somit zur geringsten Güte. Die Gewichtung der einzelnen Gütekomponenten wurde durch Multiplikation der jeweiligen Druckabhängigkeitsfunktion mit Anpassungsfaktoren erreicht. Mit diesen Vorgaben konnten die gemessenen Gütekurven an piezoelektrischen Sensoren für die Spaltmaße 980, 480, 150, 100, 50 μm und einem kapazitiven Sensor mit 5 μm Spaltabstand mit überwiegend sehr guter Übereinstimmung nachgebildet werden. Gleichzeitig wurde die Nachbildung auch für die Gasatmosphären N_2 , CO_2 , Ar, Ne und He durchgeführt und systematisch der Einfluss spezifischer Gasparameter (physikalisch und thermisch) auf die ermittelten Anpassungsfaktoren untersucht.

Die Sättigung der Gesamtgüte im Hochvakuum mit der Maximalgüte wurde einzig durch die intrinsische Güte abgebildet (Thermoelastische Dämpfung). Das mit steigender Moleküldichte verbundene Absinken der Gütekurve ließ sich durch die alleinige Hinzunahme der molekularen Güte bis ca. Knudsenzahl $\gtrsim 1$ beschreiben. Die dynamische Gütekomponente übernimmt bei Spaltabständen bis etwa 150 μm den Anteil im Bereich Knudsenzahl $\cong 1$ bis 0,1 und bei einem größeren Freiraum teilweise auch nahezu bis Atmosphärendruck. Die beste Nachbildung der Gütekurven im Übergangsbereich konnte dann erzielt werden, wenn sich die

Kurvenverläufe der molekularen und dynamischen Gütekomponente fortsetzend ergänzt haben. Von besonderer Bedeutung war hierbei die unterschiedliche Lage des Kurvenminimums der dynamischen Güte, womit die „Delle“ gut nachgebildet werden konnte. Im oberen Druckbereich ging für alle Gase bei großen Spaltmaßen ($\geq 480 \mu\text{m}$) die Güte langsam in die viskose Gütekomponente über, mit der die Gesamtgüte bei Atmosphärendruck praktisch vollständig beschrieben werden konnte. Eine zunehmende Reduzierung des Spaltabstandes hatte im oberen Druckbereich eine zunehmenden Dominanz der Squeeze-Film-Dämpfung zur Folge. Damit einher ging das Verschwinden der zuvor noch markanten „Dellen“ im mittleren Druckbereich und eine Ausbildung einer konstanten Güte bei Atmosphärendruck. Der charakteristische $\frac{1}{p_a}$ -Güteverlauf bei engen Spaltabständen konnte damit alleine durch die ineinander übergehenden Gütelinien der molekularen und Squeeze-Film-Güte abgebildet werden.

Diskussion der Analyseergebnisse

Die Auswertung der ermittelten Anpassungsfaktoren hinsichtlich ihrer Gasartabhängigkeiten ergaben für die molekularen Anpassungsfaktoren eine Proportionalität zu $\frac{1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$. Für Spaltabstände von $\leq 150 \mu\text{m}$ wurde ein lineares Verhalten aller Gase und bei einem großen Spalt von $\geq 480 \mu\text{m}$ nur der Edelgase beobachtet. Es ergab sich eine deutliche Abweichung der mehratomigen Moleküle, die mit den zusätzlichen Freiheitsgraden korreliert. Mit dem spaltabhängigen Einbinden der Freiheitsgrade konnte auch für große Spaltabstände ein lineares Verhalten aller Gase hergestellt werden. Diese Beobachtung ist nach meiner Erkenntnis neu und lässt sich mit der aus Schallabsorptionsmessungen bekannten Beobachtung in Einklang bringen, so dass die höheren rotatorischen und vibratorischen Freiheitsgrade eine größere Zeitkonstante zur Einstellung des Gleichgewichtes im Sinne der Gleichverteilungsregel haben. Erst bei den großen Spaltmaßen wird diese Zeitkonstante im Flug der Moleküle zwischen den Flächen erreicht, so dass alle Freiheitsgrade entwickelt sind. Bei engeren Spaltmaßen wirken dementsprechend nur die translatorischen Freiheitsgrade wie in einem einatomigen Edelgas. Die Analyseergebnisse geben also Grund zu der Annahme, dass die bisher existierenden theoretischen Beschreibungen diesen Zusammenhang bei sich ändernden Gasatmosphären noch nicht hergestellt haben. Daneben wurde auch ein in erster Näherung proportionales Verhalten der molekularen Anpassungsfaktoren zum Spaltabstand beobachtet.

Die Untersuchung der konstanten, druckunabhängigen Squeeze-Film-Anpassungsfaktoren ließ einen proportionalen Zusammenhang zu $\frac{h^3}{\eta}$ vermuten. Ein lineares Verhalten der Anpassungsfaktoren zur inversen dynamischen Viskosität konnte deutlich für einen $100 \mu\text{m}$ -Spaltabstand sowie mit Einschränkungen in der Gültigkeit der Squeeze-Film-Theorie bei einem $150 \mu\text{m}$ -Spalt bestätigt werden. Die h^3 -Proportionalität der Squeeze-Anpassungsfaktoren wurde ebenfalls beobachtet.

Die Anpassungsfaktoren zur Nachbildung der viskosen Güte ergaben für die Spaltmaße 100 und $480 \mu\text{m}$ eine lineare Abhängigkeit zu $\frac{1}{\sqrt{\eta M_{\text{mol}}}}$. Aufgrund der beobachteten Korrelation zur spezifischen Wärmekapazität c_V zeigte sich auch hier eine vergleichbare Abhängigkeit. Die theoretische Modellierung der viskosen Güte ermöglichte keine direkten Rückschlüsse auf eventuell vorhandene Abhängigkeiten von einem Spaltmaß. Dies sollte Teil der dynamischen Betrachtung der Strömungsbedingungen sein. Dennoch wurde ein recht guter, weitgehend linearer Zusammenhang zum Kehrwert des Spaltabstands beobachtet.

Zur Beschreibung der beobachteten „Dellen“ in den gemessenen Gütekurven wurde mindestens eine weitere Gütekomponente benötigt. Diese Aufgabe übernahm eine den dynamischen Anteil berücksichtigende Gütekomponente, abgeleitet aus der thermoelastischen Materialdämpfung, übertragen auf Gase. In Anlehnung an die auf den Druck bezogenen umgebenden molekularen und viskosen Gütekomponenten, wiesen die ermittelten Anpassungsfaktoren eine deutlich erkennbare Korrelation zu einer physikalischen Größe auf, welche als Teilkomponente sowohl die Freiheitsgrade als auch $\frac{1}{\sqrt{M_{\text{mol}}}}$ beinhaltet. Es konnte mit steigendem Spaltabstand die Tendenz hin zu einem konstanten, d. h. gasartunabhängigem Anpassungsfaktor beobachtet werden sowie eine Korrelation zum Kehrwert des Spaltabstands. Der Einfluss der gasartabhängigen Größen übernahm im Wesentlichen eine zweite Anpassungsgröße: ein variabel gestalteter Exponent in der Berechnung der druckabhängigen thermischen Leitfähigkeit (Wärmediffusivität) des Gases. Dieser eröffnete eine Einflussmöglichkeit auf die Lage des Minimums der dynamischen Güte. Die Auswertung des Exponenten ergab für einen Spaltabstand von 480 μm eine sehr klare lineare Abhängigkeit zur Wurzel aus molarer Masse und somit auch zum Kehrwert aus der mittleren Teilchengeschwindigkeit.

7.2 Ausblick

Ein weiterer Ansatz die Resonanz- sowie die Dämpfungs- bzw. Güteeigenschaften im Verhalten dahingehend zu beeinflussen, dass sich möglicherweise verbesserte oder neue gasartspezifische Informationen messtechnisch ermitteln lassen, ist die Modifikation der Oszillatoroberflächen durch die Beeinflussung der fluidischen Wechselwirkungen in der Grenzfläche. Eine Möglichkeit bietet die Nanostrukturierung der Oberflächen insbesondere hinsichtlich der Rauigkeit und Morphologie als auch der materiellen Beschaffenheit. Dies könnte durch Beschichtung, Abscheidung oder der Oberflächenstrukturierung durch Ätzen erfolgen. Neben Änderungen der Spaltabmessungen der Schwinger und der damit verbundenen Squeeze-Film-Anordnung könnte auch mit anderen Mikrostrukturierungen das Güteverhalten gezielt beeinflusst werden. Möglichkeiten bieten beispielsweise die Erzeugung periodischer Strukturen, die die Gasströmung beeinflussen. Dabei könnte es sich um Kanalstrukturen, Löcher, Kavitäten oder Erhebungen handeln, welche direkt durch trocken- oder nasschemisches Ätzen des Siliziums oder durch die Strukturierung einer extra abgeschiedenen Lack- oder Materialschicht erzeugt werden.

Die Ergebnisse der engspaltigen Squeeze-Film-Sensoren des kapazitiven Sensorkonzeptes sollten anhand neuer Messungen mit verbesserter gasartunabhängiger Vakuumdrucksensorik verifiziert werden. Zu überprüfen ist die, trotz dominanter Squeeze-Dämpfung, ansatzweise erkennbare Abhängigkeit von der Molekülmasse im molekularen Strömungsbereich. Im Übergangsbereich deutet vieles auch auf einen gasartabhängigen Einfluss dynamischer Dämpfungseffekte hin. Eine Ausweitung des Messbereichs bis Atmosphärendruck wird notwendig, damit die Squeeze-Film-bedingte Abhängigkeit von der dynamischen Viskosität nachgewiesen werden kann. Hierzu müssen jedoch im Allgemeinen die Gütewerte angehoben werden, um eine technisch besser messbare Größenordnung zu erreichen. Unter Beibehaltung der Spaltmaße könnte dies durch eine Reduzierung der Oszillatorfläche und der damit verbundenen Reduzierung der Squeeze-Dämpfung erreicht werden. Eine weitere bzw. zusätzliche Möglichkeit

bietet eine Anhebung der Vakuumresonanzfrequenzen, was jedoch einen Ersatz der vorhandenen kapazitiven Messhardware oder den kompletten Umstieg auf piezoelektrische Sensoren bedingt. Unter diesen verbesserten Voraussetzungen sollten zudem die Resonanz- und Gütemessungen der geometrie- und spaltvariieren kapazitiven Sensoren, auch durch die Hinzunahme neuer Varianten, vervollständigt werden. Damit könnte eine präzisere Untersuchung der Güteverschiebung der Squeeze-Film-Sensoren erfolgen und die mutmaßliche Korrelation mit Knickpunkt der Resonanzverschiebung überprüft werden.

Das piezoelektrische Sensorkonzept mit aufgesetztem Deckel sollte aufgrund der Robustheit, Einfachheit und Flexibilität bevorzugt weiterverfolgt werden. Damit die Einsatzmöglichkeiten auch bei geringen bis sehr kleinen Spaltabständen ($< 50 \mu\text{m}$) verbessert bzw. erst ermöglicht werden, müssen die statischen Vorauslenkungen der Oszillatorstrukturen vermieden, oder zumindest sehr stark eingeschränkt werden. Dazu bedarf es zukünftig der Abscheidung möglichst stressfreier AlN-Schichten. Verbesserungspotential steckt ebenfalls noch im piezoelektrischen Messaufbau, bei dem ohne spezielle Messhardware direkt angeregt und gemessen wurde. Denkbar ist beispielsweise die Anwendung des Amplitudenmodulationsverfahrens auch für die piezoelektrischen Messungen. Hiermit könnten kapazitiv überkoppelnde Signale der Anregung im Messsignal vermieden werden und die Qualität der elektrischen Messungen bei sehr niedrigen Güten deutlich verbessert oder gar erst ermöglicht werden. Auf die Verwendung eines Laservibrometersystems kann dann eventuell verzichtet werden.

Eine weitere Methode das erzielbare Informationsspektrum zu erweitern, kann die Anregung und Auswertung höherer Schwingungsmoden sein. Das abweichende Bewegungsmuster der Oszillatoren und eine andere Resonanzfrequenz führen zu unterschiedlichen Gasströmungsverhältnissen und neuen Gütekurven. Tests an den hergestellten Sensoren haben ergeben, dass die Messung höherer Schwingungsmoden problemlos möglich ist. In ein zukünftiges Messkonzept könnten diese integriert werden.

Die Analyse der Messergebnisse hat gezeigt, dass es in den bestehenden Theorien Verbesserungsbedarf bei der Beschreibung der molekularen Gasdämpfung bzw. Güte für mehratomige Gase gibt. Die spaltabhängigen Messergebnisse liefern die Basis zur Entwicklung eines neuen Modells, welches die Zeitabhängigkeit, bis sich alle Freiheitsgrade voll entfaltet haben, integriert und den Energieausgleich innerhalb der Gasmoleküle berücksichtigt. Es wäre zudem sehr interessant andere mehratomige Gase zu messen, wodurch eine differenziertere Betrachtung der höheren Freiheitsgrade ermöglicht werden sollte. Es eröffnet sich die Aussicht einen Sensor zu entwickeln, welcher direkte Rückschlüsse auf die Anzahl und Art der Freiheitsgrade des Gases und eine Gaszuordnung im molekularen Druckbereich erlaubt.

Das dynamische Dämpfungsmodell des Gases, abgeleitet aus der Theorie der thermoelastischen Materialdämpfung, ist ein vielversprechender Ansatz, mit dessen Hilfe der Güteverlauf im Übergangsbereich bis in den viskosen Druckbereich hinein beschrieben werden kann. Es bedarf allerdings noch weiterer Untersuchungen, um das Konzept mit einem proportionalen Anpassungsfaktor und die Verwendung des Wurzelexponenten als weiteren Anpassungsfaktor auszubauen. Zukünftig gilt es, eine verbesserte Modellierung der, das Dämpfungsmodell bestimmenden, druckabhängigen Wärmediffusivität (thermischen Leitfähigkeit) des Gases zu finden. Hierbei sollte druckabhängig die Geschwindigkeit der thermischen Ausbreitungswellen beschrieben und eine offensichtliche Spaltabhängigkeit berücksichtigt werden.

Auf der Grundlage der durchgeführten Untersuchungen und erzielten Messergebnisse sollte zukünftig ein neues Konzept zur Bestimmung einiger elementarer gasspezifischer Größen erarbeitet werden. Mit den gewonnenen Erkenntnissen sollte es möglich werden, mit einer physikalischen Messmethode Rückschlüsse auf die Viskosität, das Molekulargewicht, die Wärmekapazität oder die Freiheitsgrade der Gasatmosphäre zu erlangen. Ein erster Ansatz kann der Aufbau einer Array-Anordnung mit auf einem einzigen Silizium-Chip vereinigten Resonatoren sein, bei dem die jeweiligen Resonatoren mit verschiedenen Spaltabständen ausgestattet werden. Eine unterschiedliche Frequenzauslegung und/oder eine abweichende Geometrie der Oszillatoren ist ebenfalls eine zusätzliche Variationsoption.

Symbolverzeichnis

Variable	Bezeichnung	Einheit
Griechische Variablen		
α	Thermischer Ausdehnungskoeffizient	1/K
α	Aspektverhältnis der Squeeze-Fläche	–
ϵ_{dyn}	Exponent im thermischen Resonanzmodell	–
φ	Drehwinkel	rad
ϕ	Phasenwinkel	rad
η	Dynamische Viskosität	kg/(m s)
η_{eff}	Effektive dynamische Viskosität	kg/(m s)
κ	Isentropenexponent bzw. Adiabatenexponent	–
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/(m K)
ν	Wellenzahl	1/m
ϑ	Temperatur	°C
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	Wirkungsquerschnitt eines Teilchens	m ²
σ	Squeeze-Zahl	–
σ_{g}	Squeeze-Grenzzahl	–
$\sigma_{\text{g}, \varphi}$	Squeeze-Grenzzahl für verkippende Plattenbewegung	–
ω	Kreisfrequenz der Schwingbewegung	Hz
ω_0	Vakuumresonanzkreisfrequenz der Schwingbewegung	Hz
ω_{g}	Squeeze-Grenzkreisfrequenz	Hz
$\omega_{\text{g}, \varphi}$	Squeeze-Grenzkreisfrequenz für verkippende Plattenbewegung	Hz
ξ	Faktor	–
ξ_{mol}	Anpassungsfaktor für die Nachbildung von Q_{mol}	mbar
$\xi_{\text{sqf c}}$	Anpassungsfaktor für die Nachbildung von Q_{sqf}	–
$\xi_{\text{sqf p}}$	Anpassungsfaktor für die Nachbildung von Q_{sqf}	mbar
ξ_{int}	Anpassungsfaktor für die Nachbildung von Q_{int}	–
ξ_{dyn}	Anpassungsfaktor für die Nachbildung von Q_{dyn}	–
ξ_{vis}	Anpassungsfaktor für die Nachbildung von Q_{vis}	$\sqrt{\text{mbar}}$
ζ	Faktor	–

Variable	Bezeichnung	Einheit
Lateinische Variablen		
a	Temperaturleitfähigkeit bzw. Wärmediffusivität	m^2/s
a	Schwingungsamplitude (Spitze-Spitze-Wert)	m oder V
a_{pa}	Druckabhängige thermische Leitfähigkeit bzw. Wärmediffusivität des Gases	m^2/s
a_r	Schwingungsamplitude im Resonanzpunkt (Spitze-Spitze-Wert)	m oder V
c	Dämpfungskoeffizient des Systems	$\text{N}/(\text{m}/\text{s})$
c_m	Spezifische Wärmekapazität	$\text{J}/(\text{kg K})$
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\text{J}/(\text{kg K})$
c_V	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen	$\text{J}/(\text{kg K})$
c_φ	Dämpfungskoeffizient des drehenden Systems	$\text{Nm}/(\text{rad}/\text{s})$
c_{mech}	Mechanischer Dämpfungskoeffizient für parallele Plattenbewegung	$\text{N}/(\text{m}/\text{s})$
$c_{\text{mech}, \varphi}$	Mechanischer Dämpfungskoeffizient für verkippende Plattenbewegung	$\text{Nm}/(\text{rad}/\text{s})$
c_{sq}	Squeeze-Dämpfungskoeffizient für parallele Plattenbewegung	$\text{N}/(\text{m}/\text{s})$
$c_{\text{sq}, \varphi}$	Squeeze-Dämpfungskoeffizient für verkippende Plattenbewegung	$\text{Nm}/(\text{rad}/\text{s})$
d	Dicke	m
D	Diffusionskoeffizient	m^2/s
E	Energie	J
E	Elastizitätsmodul	N/m^2
f	Zahl der Freiheitsgrade eines Moleküls	–
f	Frequenz der Schwingbewegung	Hz
f_0	Vakuumresonanzfrequenz	Hz
$f_{0, \text{int}}$	Charakteristische thermoelastische Resonanzfrequenz	Hz
f_1	Untere Bandbreitenfrequenz	Hz
f_2	Obere Bandbreitenfrequenz	Hz
f_g	Squeeze-Grenzfrequenz	Hz
f_r	Resonanzfrequenz	Hz
f_{r_o}	Obere Resonanzfrequenz	Hz
f_{r_u}	Untere Resonanzfrequenz	Hz
F	Kraft	N
h	Spaltmaß, Minimum aus h_0 und h_K	m
h_0	Squeeze-Film Plattenabstand, Spaltabstand der Sensoren	m
h_{0-}	Reduzierter Spaltabstand der Sensoren	m
h_b	Dicke der Biegebalken, \cong Membrandicke	m
h_K	Spaltabstand auf der Kavitätenseite	m

Variable	Bezeichnung	Einheit
h_m	Dicke der Oszillatormasse ohne Bulkmasse, $\hat{=}$ Membrandicke	m
h_s	Dicke der zusätzlichen Bulkmasse (Pyramidenstumpf)	m
h_w	Dicke des Wafers, $\hat{=}$ Oszillatormasse mit Bulkmasse	m
I_B	Flächenträgheitsmoment Biegebalken	m ⁴
I_T	Flächenträgheitsmoment Torsionsbalken	m ⁴
J	Massenträgheitsmoment	kg m ²
J_m	Massenträgheitsmoment Masse (ohne Bulk)	kg m ²
J_T	Massenträgheitsmoment für Torsionsschwinger	kg m ²
k	Federkoeffizient des Systems	N/m
k_φ	Federkoeffizient des drehenden Systems	N m/rad
k_{mech}	Mechanischer Federkoeffizient für parallele Plattenbewegung	N/m
$k_{\text{mech},\varphi}$	Mechanischer Federkoeffizient für verkippende Plattenbewegung	N m/rad
k_{sq}	Squeeze-Federkoeffizient für parallele Plattenbewegung	N/m
$k_{\text{sq},\varphi}$	Squeeze-Federkoeffizient für verkippende Plattenbewegung	N m/rad
k_B	Federkoeffizient Biegebalken Biegeschwinger	N/m
k_P	Federkoeffizient Biegebalken Parallelschwinger	N/m
k_T	Federkoeffizient Torsionsbalken Torsionsschwinger	N m
K	Dämpfungsverhältnis	–
Kn	Knudsen-Zahl	–
l_b	Länge der Balken	m
\bar{l}	Mittlere freie Weglänge	m
l_m	Länge der Masse	m
l_{sd}	Länge Deckfläche Bulkmasse (Pyramidenstumpf)	m
l_{sg}	Länge Grundfläche Bulkmasse (Pyramidenstumpf)	m
L	Länge der Squeeze-Fläche	m
m	Anzahl der Oszillationen innerhalb eines Wellenzahlintervalls $\Delta\nu$	–
m	Gesamtmasse des Oszillators	kg
m_m	Masse des Oszillators (ohne Bulkmasse)	kg
m_s	Bulkmasse des Oszillators (Pyramidenstumpf)	kg
M	Extern angreifendes harmonisches Antriebsmoment	N m
M_{mol}	Molare Masse, Molekulargewicht	g/mol
n	Brechungsindex	–
n	Teilchenanzahldichte	1/m ³
N	Teilchenzahl, Anzahl der Atome	–
p	Druck (1 N/m ² = 1 Pa = 10 ⁻⁵ mbar)	Pa
p_a	Umgebungsdruck	Pa

Variable	Bezeichnung	Einheit
p_{eff}	Tatsächlicher Druck des Vakuumdrucksensors <i>PKR 251</i>	Pa
Q	Güte, Gütefaktor	–
Q_{ges}	Berechnete Gesamtgüte	–
Q_{mess}	Gemessene Gesamtgüte	–
Q_{mol}	Güte im molekularen Strömungsbereich	–
Q_{sqf}	Güte des Squeeze-Film-Effekts	–
Q_{int}	Güte des thermoelastischen Effekts	–
Q_{dyn}	Güte des thermischen Resonanzeffekts	–
Q_{vis}	Güte im viskosen Strömungsbereich	–
T	Absolute Temperatur	K
T_d	Verdopplungstemperatur, Sutherland-Konstante	K
U_B	Biasspannung	V
U_{ex}	Anregespannung (Spitze-Spitze-Wert)	V
U_T	Trägerspannung (Spitze-Spitze-Wert)	V
\bar{v}	Mittlere Teilchengeschwindigkeit	m/s
w_b	Breite der Balken	m
w_m	Breite der Masse	m
w_{sd}	Breite Deckfläche Bulkmasse (Pyramidenstumpf)	m
w_{sg}	Breite Grundfläche Bulkmasse (Pyramidenstumpf)	m
W	Breite der Squeeze-Fläche	m
Indizes		
φ	Kennzeichnung für ein drehendes System	–
n	Zähler für die Schwingungsperioden	–

Variable	Bezeichnung	Wert	Einheit
Konstanten			
ρ_{Si}	Dichte einkristallines Silizium	2331	kg/m ³
k	Boltzmann-Konstante	$1,380\,648\,8 \cdot 10^{-23}$	J/K
E_{Si}	Elastizitätsmodul einkristallines Silizium	$130,191 \cdot 10^9$	N/m ²
G_{Si}	Torsionsmodul einkristallines Silizium	$79,624 \cdot 10^9$	N/m ²
R	Universelle Gaskonstante	8,314 462 1	J/(mol K)

Abbildungsverzeichnis

2.1	Gegenüberstellung von c_V und $\frac{1}{\sqrt{\eta M_{\text{mol}}}}$	9
2.2	Prinzipdarstellung der Plattenanordnung und -bewegung des Squeeze-Film-Modells.	15
2.3	Druck- und Frequenzabhängigkeit des Squeeze-Dämpfungskoeffizienten.	17
2.4	Druck- und Frequenzabhängigkeit des Squeeze-Federkoeffizienten.	17
2.5	Squeeze-Dämpfungs- und Federkoeffizient bei 100 mbar und 5 μm Spaltabstand.	18
2.6	Variation des Spaltabstandes. Einfluss auf den Squeeze-Dämpfungs- und Federkoeffizienten.	19
2.7	Squeeze-Grenzfrequenz in Abhängigkeit des Umgebungsdrucks und des Spaltabstandes.	19
2.8	Strukturmodell zur Deutung des piezoelektrischen Effektes bei Quarz.	21
2.9	Signale im Laservibrometer.	22
3.1	Schwingungsmodelle der Oszillatoren.	23
3.2	Amplitudengang und Resonanzverschiebung des analytischen Sensormodells.	27
3.3	Parametervariation des Squeeze-Film-Senormodells mit Parallelresonator.	28
3.4	Parametervariation des Squeeze-Film-Senormodells mit Biegeresonator.	29
4.1	Schematischer Querschnitt des kapazitiven Sensorkonzeptes.	32
4.2	Schematischer Querschnitt des piezoelektrischen Sensorkonzeptes.	33
4.3	Schematischer Querschnitt des piezoelektrischen Sensorkonzeptes mit zusätzlicher Bulkmasse.	33
4.4	Schematischer Querschnitt des modifizierten piezoelektrischen Sensorkonzeptes.	33
4.5	Design der grundlegenden Bewegungskonzepte der Oszillatoren.	34
4.6	Maskenlayout der kapazitiven Resonatorkonzepte.	36
4.7	Maskenlayout der piezoelektrischen Resonatorkonzepte.	37
4.8	Schematische Prozessabfolge bei der Herstellung des Resonators für das kapazitive Sensorkonzept.	39
4.9	Wafer des kapazitiven Sensorkonzeptes während des Herstellungsprozesses.	40
4.10	Sensor-Chip eines Biegeresonators.	42
4.11	Sensor-Chip eines Parallelresonators mit Bossstruktur.	42
4.12	Schematische Prozessabfolge bei der Herstellung des Deckels für das kapazitive Sensorkonzept.	43
4.13	Glaswafer des kapazitiven Sensorkonzeptes während des Herstellungsprozesses.	44
4.14	Bildauschnitte von Deckel-Chips des kapazitiven Sensorkonzeptes.	45
4.15	Schematische Prozessabfolge bei der Herstellung des Resonators für das piezoelektrische Sensorkonzept.	46

4.16	Wafer des piezoelektrischen Sensorkonzeptes während des Herstellungsprozesses.	48
4.17	Beispiele piezoelektrischer Resonator-Chips mit unterschiedlicher Geometrie der Oszillatoren.	49
4.18	Bereichsausschnitt von Biegebalken des piezoelektrischen Sensorkonzeptes. . .	49
4.19	Schematische Prozessabfolge bei der Herstellung des Deckels für das piezoelektrische Sensorkonzept.	50
4.20	Glas-Wafer des piezoelektrischen Sensorkonzeptes während des Herstellungsprozesses.	50
4.21	Aufbau des ersten kapazitiven Sensor-Prototypen.	52
4.22	Aufbau eines neuen kapazitiven Sensors.	53
4.23	Ausrichtung piezoelektrischer Resonator-Chips.	54
4.24	Gedrehter piezoelektrischer Sensoraufbau mit geklebtem Resonator.	55
4.25	Dickenvariation eines 4" Silizium-Wafers.	56
4.26	FTIR-Absorptionsspektrum eines Resonator-Chips.	56
4.27	Schichtdickenmessung mit einem Oberflächenprofilometer.	57
4.28	Profilometermessung der statischen Auslenkung von piezoelektrischen Resonatoren.	58
4.29	Weißlichtinterferometermessung eines piezoelektrischen Resonators.	59
4.30	Alignment der Schichten bei piezoelektrischen Resonatoren.	59
4.31	Schema der verwendeten Kantenkompensationsstruktur.	60
4.32	Teststrukturen für die KOH-Kantenkompensation.	61
4.33	Reststrukturen der KOH-Kantenkompensation.	61
5.1	Gesamtübersicht des Messplatzes	65
5.2	Detailansichten der Vakuumanlage.	66
5.3	Schematisches Modell der Vakuumanlage	67
5.4	Gasartabhängigkeit des Mehrbereich-Vakuumdrucksensors PKR 251	68
5.5	Arbeits- und Verwendungsbereiche der Vakuumdrucksensoren.	69
5.6	Elektrischer Messplatz.	70
5.7	Schematischer Messaufbau für die kapazitiven Sensoren.	71
5.8	Kontaktierung der kapazitiven Sensoren.	72
5.9	Drahtbondplan der Glasdeckel des kapazitiven Sensorkonzeptes am Beispiel eines 4-Elektroden-Designs.	72
5.10	Schematischer Messaufbau für die piezoelektrischen Sensoren.	73
5.11	Drahtbondplan der piezoelektrischen Resonator-Chips.	73
5.12	Messaufbau des <i>Polytec</i> -Laservibrometers.	74
5.13	Programmierungsumgebung <i>Agilent VEE Pro</i> mit der Benutzeroberfläche des erstellten Messprogramms.	75
5.14	Beispiel für die Messung einer Abklingkurve.	77
5.15	Beispielhafte Darstellung von kapazitiven Resonanzkurven.	79
5.16	Beispielhafte Darstellung von piezoelektrischen Resonanzkurven.	79
5.17	Hochpassfilterung des Messsignals.	81
5.18	Beispielhafte Darstellung von Abklingkurven für unterschiedliche Umgebungsdrücke.	82
5.19	Güteberechnung aus einer Abklingkurve.	83

5.20	Punktweise Güteberechnung bei einer Abklingkurve.	83
6.1	Kapazitive Resonanzkurven und die Amplitudenänderung bei Variation der Anregespannungen.	91
6.2	Einfluss der Anregung auf die Resonanzfrequenz und Güte.	92
6.3	Kapazitive Resonanzkurvenmessung.	92
6.4	Optische Resonanzkurvenmessung mit dem Laservibrometer.	93
6.5	Güteverlauf; Kombination der Messmethoden.	93
6.6	Druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz des Sensors S04 unter N ₂ -Atmosphäre.	94
6.7	Druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz unter N ₂ -Atmosphäre.	94
6.8	Druckabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz des Sensors S04 für unterschiedliche Gasatmosphären.	95
6.9	Druckabhängiger Gütefaktor des Sensors S04 für unterschiedliche Gasatmosphären – ohne Korrekturfaktoren.	96
6.10	Druckabhängiger Gütefaktor des Sensors S04 für unterschiedliche Gasatmosphären mit Berücksichtigung der gasartbedingten Korrekturfaktoren des Vakuumdrucksensors PKR 251.	96
6.11	Druckabhängiger Gütefaktor des Sensors S04 für unterschiedliche Gasatmosphären – Membran-Drucksensor CMR 264.	97
6.12	Druckabhängige Resonanzverschiebung anderer Sensorvarianten.	98
6.13	Druckabhängiger Gütefaktor anderer Sensorvarianten.	99
6.14	Pull-in-Effekt: Druckvariation.	101
6.15	Pull-in-Effekt: Hystereseverhalten.	101
6.16	Pull-in-Effekt: Spannungsvariation bei 0,001 mbar.	102
6.17	Pull-in-Effekt: Spannungsvariation bei 0,002 mbar.	102
6.18	Pull-in-Effekt: Spannungsvariation bei 0,01 mbar.	102
6.19	Pull-in-Effekt: Spannungsvariation bei 0,1 mbar.	103
6.20	Einfluss der Umgebungstemperatur auf das Pull-in-Verhalten.	103
6.21	Darstellung von piezoelektrischen Resonanzkurven für Helium.	104
6.22	Darstellung von Abklingkurven für CO ₂	105
6.23	Variation der Anregespannung am Sensor S25AlN.	105
6.24	Druckabhängige Resonanzverschiebung des Sensors S01AlN bei unterschiedlichen Gasatmosphären und einem Spaltmaß von 480 µm.	106
6.25	Korrelation der Resonanzfrequenzänderung mit der molaren Masse.	107
6.26	Druckabhängiger Güteverlauf des Sensors S01AlN bei unterschiedlichen Gasatmosphären und einem Spaltmaß von 480 µm.	108
6.27	Korrelation der Güte mit der Wärmekapazität der Gase.	108
6.28	Druckabhängige Resonanzverschiebung des Sensors S01AlN bei unterschiedlichen Gasatmosphären und Spaltabständen.	109
6.29	Druckabhängiger Güteverlauf des Sensors S01AlN bei unterschiedlichen Gasatmosphären und Spaltabständen.	109
6.30	Druckabhängige Messungen des Sensors S01AlN bei N ₂ und unterschiedlichen Spaltabständen.	110
6.31	Korrelation der Güte mit der dynamischen Viskosität.	111

6.32	Druckabhängige Messungen der Resonanzfrequenzen bei N_2 und unterschiedlichen Oszillatorgeometrien.	112
6.33	Druckabhängige Messungen der Güte bei N_2 und unterschiedlichen Oszillatorgeometrien.	113
6.34	Variation der Gasatmosphäre und des Spaltabstandes beim Sensor S21AlN.	114
6.35	Variation der Gasatmosphäre und des Spaltabstandes beim Sensor S23AlN.	114
6.36	Variation der Gasatmosphäre und des Spaltabstandes beim Sensor S24AlN.	114
6.37	Variation der Gasatmosphäre und des Spaltabstandes beim Sensor S25AlN.	115
6.38	Approximation Gütemessung S24AlN mit 980 μm -Spalt und N_2	116
6.39	Approximation Gütemessung S01AlN mit 480 μm -Spalt.	119
6.40	Approximation Gütemessung S01AlN mit 150 μm -Spalt.	120
6.41	Approximation Gütemessung S01AlN mit 100 μm -Spalt.	121
6.42	Approximation Gütemessung S01AlN mit 50 μm -Spalt.	122
6.43	Approximation Gütemessung S04 mit 5 μm -Spalt.	122
6.44	Abhängigkeiten des Anpassungsfaktors ξ_{mol}	125
6.45	Abhängigkeiten des Anpassungsfaktors ξ_{sqfc}	126
6.46	Alternative Approximation Gütemessung S01AlN mit 150 μm -Spalt.	126
6.47	Abhängigkeiten des Anpassungsfaktors ξ_{vis}	127
6.48	Abhängigkeiten der Anpassungsfaktoren ξ_{dyn} und ϵ_{dyn}	129

Tabellenverzeichnis

2.1	Physikalische Eigenschaften ausgewählter Gase.	6
2.2	Thermische Eigenschaften ausgewählter Gase.	7
3.1	Ergebnisse der Resonanzberechnung für eine Auswahl unterschiedlicher Oszillatorgeometrien.	26
4.1	Oszillatordimensionen der gemessenen Sensoren.	36
5.1	Gasartabhängigkeit des Mehrbereich-Vakuumdrucksensors PKR 251	69
6.1	Eigenschaften der untersuchten Sensorvarianten.	88
6.2	Kennzeichnung der geometrievariierten Oszillatoren.	112
6.3	Übersicht der Anpassungsfaktoren ξ	124

Literaturverzeichnis

- [1] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, and K. Jousten, *Handbuch Vakuumtechnik: Theorie und Praxis*. Braunschweig: Vieweg, 7. ed., 2000.
- [2] H. E. Siekmann, *Strömungslehre: Grundlagen*. Berlin: Springer, 2000.
- [3] H. Herwig, *Strömungsmechanik: Eine Einführung in die Physik und die mathematische Modellierung von Strömungen*. Berlin: Springer, 2002.
- [4] H. Schön, *Handbuch der Reinsten Gase*. Berlin: Springer, 2005.
- [5] J. Ducrée, *Centrifugal microfluidics for lab-on-a-chip and micro process engineering*. Habilitationsschrift: Fachbereich für Angewandte Wissenschaften, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 2005.
- [6] J. Ducrée, P. Koltay, and R. Zengerle, *Microfluidics*. Berlin: Springer, 2005.
- [7] C. Gerthsen and H. Vogel, *Gerthsen Physik*. Berlin: Springer, 18. ed., 1995.
- [8] C. Kittel, *Mechanik*. Braunschweig: Vieweg, 5. ed., 1994.
- [9] Physikalisches Institut der Universität Bonn, *Schwingungen*. Praktikumsanleitung: Anhang A1: Bonn, 2009.
- [10] M. Aikele, *Resonante Signalauslesung an mikromechanischen Sensoren*. Dissertation: Fakultät für Physik, Universität Tübingen, 2000.
- [11] G. Gerlach and W. Dötzel, *Einführung in die Mikrosystemtechnik: Ein Kursbuch für Studierende*. Leipzig: Carl-Hanser, 2006.
- [12] S. Kobayashi, Y. Konaka, and K. Ohwada, "Shape effect on mechanical quality factor of micro-resonator," in *Proceedings MEMS 1998, The Eleventh Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems*, pp. 195–200, 1998.
- [13] A. Schneider, *Entwicklung eines Verfahrens zur Bestimmung der mechanischen Festigkeit und Dichte von metallischen Bondschichten mikromechanischer Inertialsensoren*. Dissertation: Fakultät IV – Elektrotechnik und Informatik, Technische Universität Berlin, 2012.
- [14] C. Zener, "Internal Friction in Solids: I. Theory of Internal Friction in Reeds," *Physical Review*, vol. 52, no. 3, pp. 230–235, 1937.
- [15] C. Zener, "Internal Friction in Solids: II. General Theory of Thermoelastic Internal Friction," *Physical Review*, vol. 53, no. 1, pp. 90–99, 1938.

- [16] R. Randall, F. Rose, and C. Zener, "Intercrystalline Thermal Currents as a Source of Internal Friction," *Physical Review*, vol. 56, no. 4, pp. 343–348, 1939.
- [17] T. V. Roszhart, "The effect of thermoelastic internal friction on the Q of micromachined silicon resonators," in *Solid-State Sensor and Actuator Workshop, 1990. 4th Technical Digest., IEEE*, pp. 13–16, 1990.
- [18] W. E. Newell, "Miniaturization of Tuning Forks," *Science*, vol. 161, no. 3848, pp. 1320–1326, 1968.
- [19] R. G. Christian, "The theory of oscillating-vane vacuum gauges," *Vacuum*, vol. 16, no. 4, pp. 175–178, 1966.
- [20] R. A. Buser, *Theoretical and experimental investigations of silicon single crystal resonant structures*. Dissertation: Institute of Microtechnology, University of Neuchâtel, Switzerland, 1989.
- [21] M. Bao, H. Yang, H. Yin, and Y. Sun, "Energy transfer model for squeeze-film air damping in low vacuum," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 12, no. 3, pp. 341–346, 2002.
- [22] F. R. Blom, S. Bouwstra, M. Elwenspoek, and J. H. J. Fluitman, "Dependence of the quality factor of micromachined silicon beam resonators on pressure and geometry," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 10, no. 1, pp. 19–26, 1992.
- [23] H. Hosaka, K. Itao, and S. Kuroda, "Damping characteristics of beam-shaped micro-oscillators," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 49, no. 1-2, pp. 87–95, 1995.
- [24] J. Lübbe, H. Schnieder, and M. Reichling, "Pressure Dependence of the Q-factor of Cantilevers Used for NC-AFM," *e-Journal of Surface Science and Nanotechnology*, vol. 9, pp. 30–33, 2011.
- [25] V. Cimalla, F. Niebelschütz, K. Tonisch, C. Foerster, K. Brueckner, I. Cimalla, T. Friedrich, J. Pezoldt, R. Stephan, M. Hein, and O. Ambacher, "Nanoelectromechanical devices for sensing applications," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 126, no. 1, pp. 24–34, 2007.
- [26] J. J. Blech, "On Isothermal Squeeze Films," *Journal of Lubrication Technology – Transactions of the ASME*, vol. 105, no. 4, pp. 615–620, 1983.
- [27] W. E. Langlois, "Isothermal squeeze films," *Quarterly of Applied Mathematics XX*, no. 2, pp. 131–150, 1962.
- [28] W. S. Griffin, H. H. Richardson, and S. Yamanami, "A Study of Fluid Squeeze-Film Damping," *Journal of Basic Engineering*, vol. 88, no. 2, pp. 451–456, 1966.
- [29] A. Michel, *Modellierung, Implementierung und Simulation des Squeeze-Film-Effekts elastischer Teststrukturen*. Studienarbeit: Lehrstuhl für Mikromechanik, Mikrofluidik/Mikroaktorik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2008.

- [30] F. Pan, J. Kubby, E. Peeters, A. T. Tran, and S. Mukherjee, "Squeeze film damping effect on the dynamic response of a MEMS torsion mirror," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 8, no. 3, pp. 200–208, 1998.
- [31] R. B. Darling, C. Hivick, and J. Xu, "Compact analytical modeling of squeeze film damping with arbitrary venting conditions using a Green's function approach," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 70, no. 1-2, pp. 32–41, 1998.
- [32] T. Tschan, *Simulation, Design and Characterization of a Silicon Piezoresistive Accelerometer, Fabricated by a Bipolar-Compatible Industrial Process*. Dissertation: Institute of Microtechnology, University of Neuchâtel, Switzerland, 1992.
- [33] D. Billep, *Modellierung und Simulation eines mikromechanischen Drehratensensors*. Dissertation: Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Technische Universität Chemnitz, 2000.
- [34] C. Drabe, *Ein resonanter Mikroaktuator zur optischen Weglängenmodulation*. Dissertation: Fakultät für Ingenieurwissenschaften – Elektrotechnik und Informationstechnik, Universität Duisburg-Essen, 2006.
- [35] T. Veijola, H. Kuisma, J. Lahdenpera, and T. Ryhanen, "Equivalent-Circuit Model of the Squeezed Gas Film in A Silicon Accelerometer," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 48, no. 3, pp. 239–248, 1995.
- [36] G. Li and H. Hughes, "Review of viscous damping in micro-machined structures," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, vol. 4176, pp. 30–46, 2000.
- [37] S. Fukui and R. Kaneko, "Analysis of Ultra-Thin Gas Film Lubrication Based on Linearized Boltzmann Equation: First Report – Derivation of a Generalized Lubrication Equation Including Thermal Creep Flow," *Journal of Tribology – Transactions of The ASME*, vol. 110, no. 2, 1988.
- [38] H. Seidel, U. Fritsch, R. Gottinger, G. Schuster, U. Nothelfer, H. Riedel, W. Kupke, and R. Voss, "Piezoresistive Silicon Accelerometer For Automotive Applications," in *Proceedings of the Sensors '93*, Nürnberg, 1993.
- [39] M. Bao and H. Yang, "Squeeze film air damping in MEMS," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 136, no. 1, pp. 3–27, 2007.
- [40] G. Schrag, *Modellierung gekoppelter Effekte in Mikrosystemen auf kontinuierlicher Feldebene und Systemebene*, vol. 6 of *Ausgewählte Probleme der Elektronik und Mikromechatronik*. Aachen: Shaker, 2003; Dissertation: Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Technische Universität München, 2002.
- [41] M. Andrews, I. Harris, and G. Turner, "A comparison of squeeze-film theory with measurements on a microstructure," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 36, no. 1, pp. 79–87, 1993.

- [42] M. K. Andrews, G. C. Turner, P. D. Harris, and I. M. Harris, "A Resonant Pressure Sensor-Based on A Squeezed Film of Gas," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 36, no. 3, pp. 219–226, 1993.
- [43] G. T. A. Kovacs, *Micromachined Transducers Sourcebook*. McGraw-Hill series in electrical and computer engineering. Electronics and VLSI circuits, Boston and Ma: WCB, 1998.
- [44] C. Kirsch, *Temperatur- und druckabhängige Untersuchungen des Resonanzverhaltens von Drehratensensoren in der Oberflächenmikromechanik*. Diplomarbeit: Lehrstuhl für Mikromechanik, Mikrofluidik/Mikroaktorik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2007.
- [45] M. J. Madou, *Fundamentals of microfabrication: The science of miniaturization*. Boca Raton: CRC Press, 2. ed., 2002.
- [46] C. Köhnlein, "Der Piezoeffekt bei Kristallen: Der Piezoeffekt am Beispiel des Quarzkristalls, (o. J.)," URL: <http://www.piezoeffekt.de/1theory.php> (Stand: 30.04.2013).
- [47] W. Kleber, H.-J. Bausch, and J. Bohm, *Einführung in die Kristallographie*. Berlin: Verl. Technik, 18 ed., 1998.
- [48] C. Köhnlein, "Der Piezoeffekt bei Kristallen: Kristallographische Voraussetzungen für Piezoelektrizität, (o. J.)," URL: <http://www.piezoeffekt.de/2crystals.php> (Stand: 30.04.2013).
- [49] A. Ababneh, *Herstellung und Charakterisierung von dünnen, piezoelektrischen Aluminiumnitrid-Schichten für MEMS Anwendungen*. Dissertation: Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät II – Physik und Mechatronik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2009.
- [50] Polytec GmbH, *Handbuch: Compact Laser Vibrometer: CLV-2534-4*. Polytec GmbH, Waldbronn, (41337-man-vib-clv2534-4-0309-02de) ed., 2009.
- [51] D. Gross, W. Hauger, and W. Schnell, *Technische Mechanik 2: Elastostatik*. Berlin Heidelberg: Springer, 7. ed., 2005.
- [52] W. Ripplinger, *Einführung in die Finite Elemente-Methode I*. Skript WS 2002/03: Lehrstuhl für Technische Mechanik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2002.
- [53] M. Gergen, *Auslegung eines mikromechanischen Drehratensensors mittels Finite Elemente Methode*. Diplomarbeit: Lehrstuhl für Mikromechanik, Mikrofluidik/Mikroaktorik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2006.
- [54] A. Kulygin, *Entwurf und Charakterisierung eines neuartigen mikromechanischen Drehratensensors*, vol. 7 of *Aktuelle Berichte aus der Mikrosystemtechnik*. Aachen: Shaker, 2008; Dissertation: Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät II – Physik und Mechatronik, Universität des Saarlandes, 2008.
- [55] J. Winkler, H. Aurich, and L. Rockhausen, *Taschenbuch der technischen Mechanik*. München: Hanser Fachbuchverlag Leipzig, 7. ed., 2000.

- [56] P. Schwarz, D. Feili, and H. Seidel, "Squeeze Film Effect Based Micro Sensor for Vacuum Pressure Measurement," in *Smart Systems Integration 2010: March 23–24, 2010, Como, Italy*, p. Paper 87, VDE-Verlag, Berlin, 2010.
- [57] H. V. Allen, S. C. Terry, and D. W. Debruin, "Accelerometer Systems with Self-Testable Features," *Sensors and Actuators*, vol. 20, no. 1-2, pp. 153–161, 1989.
- [58] J. B. Starr, "Squeeze-film damping in solid-state accelerometers," *Solid-State Sensor and Actuator Workshop, 1990. 4th Technical Digest., IEEE*, pp. 44–47, 1990.
- [59] MicroChemicals, *Lithografie: Theorie und Anwendung von Fotolacken, Entwicklern, Ätzchemikalien und Lösemitteln*. MicroChemicals GmbH, Ulm, 2006.
- [60] H. Seidel, L. Csepregi, A. Heuberger, and H. Baumgaertel, "Anisotropic etching of crystalline silicon in alkaline solutions: I. Orientation dependence and behavior of passivation layers," *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 137, no. 11, pp. 3612–3626, 1990.
- [61] N. Behnel, *Nasschemisches Ätzen ultra-dünner Glassubstrate in Flusssäure*. Studienarbeit: Lehrstuhl für Mikromechanik, Mikrofluidik/Mikroaktorik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2006.
- [62] L. van Ngo, N. Behnel, H. Seidel, and U. Schmid, "Nasschemisches Ätzen ultra-dünner Gläser als Substratmaterial für miniaturisierte Bauelemente," in *Proceedings MikroSystemTechnik Kongress 2007: 15.–17. Oktober 2007, Dresden*, VDE-Verlag, Berlin, 2007.
- [63] M. Bu, T. Melvin, G. J. Ensell, J. S. Wilkinson, and A. G. R. Evans, "A new masking technology for deep glass etching and its microfluidic application," *The 17th European Conference on Solid-State Transducers; Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 115, no. 2–3, pp. 476–482, 2004.
- [64] A. Ababneh, U. Schmid, J. Hernando, J. L. Sánchez-Rojas, and H. Seidel, "The influence of sputter deposition parameters on piezoelectric and mechanical properties of AlN thin films," *Materials Science and Engineering: B*, no. 172, pp. 253–258, 2010.
- [65] A. Ababneh, H. Kreher, and U. Schmid, "Etching behaviour of sputter-deposited aluminium nitride thin films in H₃PO₄ and KOH solutions," *Microsystem Technologies*, vol. 14, no. 4-5, pp. 567–573, 2008.
- [66] S. Merten, *Verbesserung der Ausbildung in der Mikrosystemtechnik: Virtuelle Labore bereiten auf die Herstellung realer Drucksensoren vor*. Dissertation: Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät II – Physik und Mechatronik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2005.
- [67] R. Berwanger, *Fouriertransformationsinfrarotspektroskopie (FTIR)*. Versuchsanleitung: Fortgeschrittenenpraktikum Physik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2008.
- [68] M. Hein and A. Schneider, *Fouriertransformationsinfrarotspektroskopie (FTIR)*. Ausarbeitung: Fortgeschrittenenpraktikum Physik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2008.

- [69] J. Hernando, J. L. Sanchez-Rojas, U. Schmid, A. Ababneh, G. Marchand, and H. Seidel, "Characterization and displacement control of low surface-stress AlN-based piezoelectric micro-resonators," *Microsystem Technologies*, vol. 16, no. 5, pp. 855–861, 2010.
- [70] G. K. Mayer, H. L. Offereins, H. Sandmaier, and K. Kuhl, "Fabrication of Non-Underetched Convex Corners in Anisotropic Etching of (100)-Silicon in Aqueous KOH with Respect to Novel Micromechanic Elements," *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 137, no. 12, pp. 3947–3951, 1990.
- [71] H. Sandmaier, H. L. Offereins, K. Kuhl, and W. Lang, "Corner compensation techniques in anisotropic etching of (100)-silicon using aqueous KOH," *Transducers '91*, pp. 456–459, 1991.
- [72] M. Bao, C. Burrer, J. Esteve, J. Bausells, and S. Marco, "Etching front control of <110> strips for corner compensation," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 37–38, no. C, pp. 727–732, 1993.
- [73] P. Enoksson, "New structure for corner compensation in anisotropic KOH etching," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 7, no. 3, pp. 141–144, 1997.
- [74] W. Fan and D. Zhang, "A simple approach to convex corner compensation in anisotropic KOH etching on a (100) silicon wafer," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 16, no. 10, pp. 1951–1957, 2006.
- [75] H. Seidel, L. Csepregi, A. Heuberger, and H. Baumgaertel, "Anisotropic etching of crystalline silicon in alkaline solutions. II. Influence of dopants," *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 137, no. 11, pp. 3626–3632, 1990.
- [76] P. Schwarz, *Modellierung, Simulation und Realisierung einer druckregelbaren Vakuumkammer mit definierter Gasatmosphäre*. Diplomarbeit: Lehrstuhl für Mikromechanik, Mikrofluidik/Mikroaktorik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2004.
- [77] M. Gergen, *Konstruktion einer Positioniervorrichtung für den Einsatz im Vakuum*. Studienarbeit: Lehrstuhl für Mikromechanik, Mikrofluidik/Mikroaktorik, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2005.
- [78] A. Kulygin, C. Kirsch, P. Schwarz, U. Schmid, and H. Seidel, "Study on the lower resolution limit and the temperature-dependent performance of a surface micromachined gyroscope," in *MEMS 2008, 21st IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems: Tucson, AZ, USA; January 13-17, 2008*, vol. 4443794, pp. 868–871, 2008.
- [79] A. Kulygin, U. Schmid, and H. Seidel, "Investigation on the pressure-dependent performance of a surface micromachined gyroscope," in *Transducers '07 & Eurosensors XXI: Lyon, France; June 10-14, 2007*, vol. 4300347, pp. 1183–1186, 2007.
- [80] A. Kulygin, U. Schmid, and H. Seidel, "Characterization of a novel micromachined gyroscope under varying ambient pressure conditions," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 145-146, no. 1-2, pp. 52–58, 2008.

- [81] Pfeiffer Vacuum GmbH, *Betriebsanleitung: Compact FullRange™ Gauge: PKR 251*. Pfeiffer Vacuum GmbH, Asslar, (bg 805 155 bd/a) ed., 2002.
- [82] Polytec GmbH, *Software Handbuch: Polytec Vibrometer Software: Version 4.7*. Polytec GmbH, Waldbronn, (41094-man-vib-vibsoft-soft4.7-0709-01de) ed., 2009.
- [83] Polytec GmbH, *Theory Manual: Polytec Vibsoft Software*. Polytec GmbH, Waldbronn, (41095-man-vib-vibsoft-theorie-0807-08e) ed., 2007.
- [84] H. C. Qiu, P. Schwarz, D. Feili, X. Z. Wu, and H. Seidel, “Performance Modeling and Characterization of AlN Resonator,” in *Proceedings Mikrosystemtechnik-Kongress 2011: 10.–12. Oktober 2011, Darmstadt*, VDE-Verlag, Berlin, Offenbach, 2011.
- [85] W. J. Marshall and G. A. Brigham, “Determining equivalent circuit parameters for low figure of merit transducers,” *Acoustics Research Letters Online*, vol. 5, no. 3, pp. 106–110, 2004.
- [86] T. Manzanque, J. Hernando, L. Rodríguez-Aragón, A. Ababneh, H. Seidel, U. Schmid, and J. L. Sánchez-Rojas, “Analysis of the quality factor of AlN-actuated micro-resonators in air and liquid,” *Microsystem Technologies*, vol. 16, no. 5, pp. 837–845, 2010.
- [87] P. Schwarz, D. Feili, R. Engel, N. Pagel, and H. Seidel, “Vacuum pressure and gas detection with a silicon based micromechanical squeeze film sensor,” *Proceedings Euroensors XXIV, September 5–8, 2010, Linz, Austria; Procedia Engineering*, vol. 5, pp. 750–753, 2010.
- [88] M. K. Andrews and P. D. Harris, “Damping and Gas Viscosity Measurements Using A Microstructure,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 49, no. 1–2, pp. 103–108, 1995.
- [89] G. Duffing, *Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz und ihre technische Bedeutung*. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1918.
- [90] R. A. Dias, E. Cretu, R. Wolffenbuttel, and L. A. Rocha, “Characterization of a pull-in based μg -resolution accelerometer,” *Procedia Engineering*, vol. 5, pp. 1075–1078, 2010.
- [91] H. O. Kneser, “Schallabsorption in mehratomigen Gasen,” *Annalen der Physik*, vol. 408, no. 3, pp. 337–349, 1933.

Eigene Veröffentlichungen

- [EV1] A. Kulygin, C. Kirsch, P. Schwarz, U. Schmid, and H. Seidel, “Study on the lower resolution limit and the temperature-dependent performance of a surface micromachined gyroscope,” in *MEMS 2008, 21st IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems: Tucson, AZ, USA; January 13–17, 2008*, vol. 4443794, pp. 868–871, 2008.
- [EV2] P. Schwarz, D. Feili, and H. Seidel, “Squeeze Film Effect Based Micro Sensor for Vacuum Pressure Measurement,” in *Smart Systems Integration 2010: March 23–24, 2010, Como, Italy*, p. Paper 87, VDE-Verlag, Berlin, 2010.
- [EV3] D. Feili, N. Pagel, V. L. Ngo, P. Schwarz, and H. Seidel, “Cu based patch antenna on polymer substrate for flexible wireless sensor systems applications,” *Proceedings Eurosensors XXIV, September 5–8, 2010, Linz, Austria; Procedia Engineering*, vol. 5, pp. 890–893, 2010.
- [EV4] P. Schwarz, D. Feili, R. Engel, N. Pagel, and H. Seidel, “Vacuum pressure and gas detection with a silicon based micromechanical squeeze film sensor,” *Proceedings Eurosensors XXIV, September 5–8, 2010, Linz, Austria; Procedia Engineering*, vol. 5, pp. 750–753, 2010.
- [EV5] T. Manzaneque, J. Hernando-García, A. Ababneh, P. Schwarz, H. Seidel, U. Schmid, and J. L. Sánchez-Rojas, “Quality-factor amplification in piezoelectric MEMS resonators applying an all-electrical feedback loop,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 21, no. 2, p. 025007, 2011.
- [EV6] D. Feili, N. Pagel, P. Schwarz, and H. Seidel, “Ultrathin Glass as Flexible Substrate in Wireless Sensor Applications,” *Proceedings Eurosensors XXV, September 4–7, 2011, Athens, Greece; Procedia Engineering*, vol. 25, pp. 511–514, 2011.
- [EV7] H. C. Qiu, P. Schwarz, D. Feili, X. Z. Wu, and H. Seidel, “Performance Modeling and Characterization of AlN Resonator,” in *Proceedings Mikrosystemtechnik-Kongress 2011: 10.–12. Oktober 2011, Darmstadt*, VDE-Verlag, Berlin, Offenbach, 2011.
- [EV8] A. Kulygin, C. Kirsch, P. Schwarz, U. Schmid, and H. Seidel, “Decoupled Surface Micromachined Gyroscope With Single-Point Suspension,” *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 21, no. 1, pp. 206–216, 2012.
- [EV9] G. Wang, L.-X. Xu, A. Ababneh, P. Schwarz, D. Feili, and H. Seidel, “AlN micro-mechanical radial-contour disc resonator,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 23, no. 9, p. 095002, 2013.

- [EV10] H. C. Qiu, P. Schwarz, H. Völlm, D. Feili, X. Z. Wu, and H. Seidel, “Electrical crosstalk in two-port piezoelectric resonators and compensation solutions,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 23, no. 4, p. 045007, 2013.
- [EV11] H. C. Qiu, P. Schwarz, D. Feili, S. Merzsch, E. Peiner, X. Z. Wu, and H. Seidel, “Electrical performance analysis and characterization of two port piezoelectric resonators,” *Microsystem Technologies*, vol. 19, no. 8, pp. 1131–1136, 2013.
- [EV12] H. C. Qiu, P. Schwarz, D. Feili, X. Z. Wu, and H. Seidel, “Viscothermal acoustic waves in micro scale resonators,” in *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 2013: The 17th International Conference on Transducers '13 & Eurosensors XXVII, 16–20 June 2013, Barcelona*, pp. 1719–1722, 2013.

Danksagung

Die Entstehung dieser Arbeit verdanke ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Helmut Seidel, dem der größte Dank für seine wissenschaftliche und vor allen Dingen der menschlichen Begleitung meiner Arbeit gebührt. Bei meiner Arbeit waren mir alle Freiheiten gegeben und ich durfte von dem immensen Erfahrungsschatz profitieren und immer auf seine fachliche Hilfe vertrauen.

Weiterhin bedanke ich mich sehr bei Herrn Prof. Dr. Andreas Schütze für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Ganz besonderer Dank gilt all meinen aktuellen und ehemaligen Arbeitskollegen am Lehrstuhl für Mikromechanik, Mikrofluidik/Mikroaktorik die mich jederzeit auf vielfältige Weise unterstützten und immer hilfsbereit waren. Ebenso bedanke mich bei den Studenten die zum Gelingen dieser Arbeit durch ihre engagierte Mitarbeit beigetragen haben. Mit Freude denke ich an die vielen Unternehmungen mit den Kollegen, auch oder besonders abseits der Universität, die sehr viel Spaß bereitet und viel Motivation für meine Arbeit gebracht haben.

Außerdem bedanke ich mich bei all den Mitarbeitern der Nachbarlehrstühle, Werkstätten, Instituten, Universitäten und Unternehmen, die wertvolle Beiträge zu meiner Arbeit geleistet haben und deren Ausstattung ich freundlicherweise benutzen durfte.

Dem BMBF danke ich für die Teil-Finanzierung durch das Verbundprojekt „Resonator“ mit dessen Untersuchungen Grundlagen dieser Arbeit gelegt wurden.

Obwohl ich auf namentliche Erwähnungen verzichtet habe, möchte ich doch eine einzige Ausnahme machen. Die Aufzählung aller Personen, die mich während meiner wissenschaftlichen Wirkenszeit am Lehrstuhl begleitet haben und denen ich Dank schulde, würde den Rahmen bei weitem sprengen. So gilt mein herzlichster Dank Ute Flieger, der Seele des Lehrstuhls, die den Laden jederzeit mit ihrer untrübaren Fröhlichkeit im Griff hatte und mir in all der Zeit viel Freude bereitet hat.

Abschließend gilt mein besonderer Dank meinen Eltern, die mich bedingungslos unterstützt und mir das Studium und die Doktorarbeit erst ermöglicht haben.

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.

Saarbrücken, 2014

Patrick Schwarz