

Kapitel 4

Resonante Mikrostrukturen

Im diesem Kapitel werden unter Berücksichtigung verschiedener Einflußgrößen die dynamischen Eigenschaften mikromechanischer Balken- und Membranresonatoren aus Silizium theoretisch und experimentell untersucht. Die Modellbildung erfolgte gestützt durch experimentelle Daten, um einerseits die Modellannahmen bei den FE-Berechnungen überprüfen zu können, andererseits die FE-Modelle meßtechnisch zu verifizieren. Um frequenzanaloge Sensoren zum Schwingen anzuregen, werden das piezoelektrische und das elektrothermische Wandlungsprinzip eingesetzt. Bei beiden Anregungsprinzipien weisen die mikromechanischen Resonatoren eine Bimorphstruktur auf, so daß eine Momentenanregung erzielt wird, die zu Biegeschwingungen und deren Oberwellen führt. Im Gegensatz zu Quarzschwingern treten aufgrund des Bimorphaufbaus und der höheren Kristallsymmetrie keine komplexen -schwingungsformen (z.B. Dickenscherswingungen) auf, so daß neben Volumenelementen, die numerisch sehr effizienten Schalenelemente eingesetzt werden können. Neben der Berechnung der Eigenfrequenzen¹ und Schwingungsformen, werden die Sensorkennlinien, d.h. das Resonanzverhalten der Sensoren unter Einwirkung mechanischer Lasten simuliert. In Zusammenarbeit mit den im BMFT-Verbundprojekt beteiligten Firmen *Robert Bosch GmbH*, Gerlingen, und der *Gesellschaft für Mikrotechnik und Sensorik* (GMS mbH), Villingen, konnten unterschiedliche Sensorprototypen für die Druck-, Kraft- und Strömungsmessung realisiert werden, bei denen die numerischen FE-Berechnungen wichtige Hinweise für die geometrische Auslegung liefern konnten. Das Schwingungsverhalten von piezoelektrisch angetriebenen Siliziummembranen wurde untersucht und die Druckempfindlichkeit charakterisiert. Beim elektrothermisch angetriebenen Kraftsensor konnte durch eine Änderung des Widerstandslayouts die Kraftempfindlichkeit erhöht und gleichzeitig die thermischen Querempfindlichkeiten reduziert werden. Im folgenden werden die verschiedenen FE-Modelleinflüsse diskutiert und die Ergebnisse der

¹Im weiteren wird statt von Eigenfrequenzen, die die numerische Lösung der Eigenwertgleichung (3.23) durch Modalanalyse darstellen, allgemein von *Resonanzfrequenzen* mikromechanischer Bauelemente gesprochen, da Dämpfungs- und Anregungseffekte auf die Eigenfrequenzen vernachlässigt werden. In Kapitel 4.1.4 werden die zugrundeliegenden Annahmen diskutiert.

numerischen Berechnungen im Vergleich mit Messungen einer Fehlerbetrachtung unterworfen.

4.1 Finite Elemente Modellbildung

Wie in Kapitel 3.5 beschrieben hängt die Genauigkeit der FE-Berechnungen von verschiedenen Fehlereinflüssen ab, wie dem Diskretisierungsfehler, den ungenauen Material- und Geometriedaten, sowie den numerischen Fehlern. Um die verschiedenen Einflüsse bei der Berechnung von konkreten Bauelementen zu ermitteln und die Größenordnung der einzelnen Fehlereinflüsse gegeneinander abwägen zu können, wird das statische und dynamische Verhalten von mikromechanischen Bauelementen untersucht. Hierzu werden die Resonanzfrequenz der Grundbiegeschwingung und die druckabhängige Auslenkung einer Siliziummembran numerisch berechnet und mit den analytischen Näherungen verglichen.

4.1.1 Analytische Abschätzungen

Bei den Konvergenzbetrachtungen im folgenden Kapitel sollen für verschiedene Elementtypen die analytischen Näherungslösungen aus Kapitel 2 als Vergleichsbasis herangezogen werden. In [Fabula 92a, Schroth 92] sind gestützt durch FE-Berechnungen analytische Beziehungen für die Membranmittenauslenkung und die Resonanzfrequenzänderung in Abhängigkeit der Druckbeaufschlagung abgeleitet worden. Die Zusammenhänge lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Bei sehr kleinen Auslenkungen ($d/h \leq 0,14$) einer quadratischen Membran mit der Seitenlänge l kann von einem *linearen* Verhalten zwischen Membranmittenauslenkung d und Druckbeaufschlagung p ausgegangen werden. Bei zunehmender Druckbelastung nehmen die Auslenkungen infolge spannungsversteifender Effekte unterproportional zu, so daß ein *nichtlinearer* Korrekturterm erforderlich wird:

$$d = 0,00136 \frac{l^4 p}{D} \left(1 - 0,00024 \frac{p}{p_0} \right) \quad (4.1)$$

Diese Gleichung gilt für Auslenkungen $d/h \leq 1,3$ mit einer Abweichung von etwa ± 6 %. Die Druckbeaufschlagung wird hierbei auf den „geometrischen Vergleichsdruck“:

$$p_0 := \frac{Dh}{l^4}$$

bezogen, so daß das Aspektverhältnis h/l der Membran und die Materialeigenschaften berücksichtigt werden [Pfeifer 89]. Die Biegesteifigkeit² der Platte ist durch den

²In einigen Literaturstellen, z.B. [Pons 91], ist die Biegesteifigkeit durch $\hat{D} = \hat{E}/12$ definiert, so daß sie nur materialabhängig ist. Für Silizium wurde meßtechnisch der Wert $15,5 \leq \hat{D} \leq 17,5$ GPa ermittelt und

Ausdruck:

$$D := \frac{1}{12} \hat{E} h^3 \quad (4.2)$$

gegeben und besitzt für eine 50 μm dicke Siliziummembran den Wert $1,77 \cdot 10^{-3} \text{ Nm}$.

- Bei großen Auslenkungen ($d/h \gg 1$) läßt sich aus Gleichung (2.24) für die druckabhängige Membranmittenauslenkung der Zusammenhang:

$$\frac{d}{h} = c_1 - \frac{0,886}{c_1} \quad (4.3)$$

ableiten, wobei:

$$\begin{aligned} c_1 &= \sqrt[3]{\frac{p}{2c_3} + c_2} \\ c_2 &= \sqrt{0,6957 + \left(\frac{p}{2c_3}\right)^2} \\ c_3 &= 303,6672 p_0 \end{aligned}$$

- Die Resonanzfrequenzänderung einer schwingenden Membran, die eine Auslenkung d infolge einer homogenen Druckbeaufschlagung p erfährt, läßt sich unter Verwendung von Gleichung (2.24) ableiten. Für eine quadratische, fest eingespannte Siliziummembran gilt:

$$f(d) = f_0 \sqrt{1 + c_d \left(\frac{d}{h}\right)^2} \quad (4.4)$$

wobei die Konstante c_d von der Schwingungsmode der Membran abhängig ist und für die Grundmode etwa 1,25 beträgt. Der Näherungsfehler liegt bei etwa 5 %. Für die höheren Schwingungsmoden³ M_{13} , M_{31} und M_{33} betragen die Konstanten $c_d(13) = c_d(31) = 0,17$ und $c_d(33) = 0,06$, so daß die Druckempfindlichkeit mit zunehmender Schwingungsmode abnimmt [Fabula 92a].

- Bei Vorhandensein einer homogenen, planaren Spannung σ in der Membran gilt für die Resonanzfrequenz [Bouwstra 90]:

$$f(\sigma) = f_0 \sqrt{1 + c_\sigma \left(\frac{l}{h}\right)^2 \frac{\sigma}{\hat{E}}} \quad (4.5)$$

wobei $f_0 := f(\sigma = 0)$ die Frequenz der unverspannten Membran ist. Die Konstante c_σ ist von den Einspannbedingungen der Membran abhängig und beträgt bei ideal starrer Einspannung 0,22 für die Grundmode. Für Balkenstrukturen gilt der gleiche Zusammenhang mit der Konstante $c_\sigma \approx 0,31$ (vgl. Gleichung 2.20).

fällt gegenüber dem Literaturwert von 14,13 GPa unter Verwendung der Materialdaten aus (2.27) etwas höher aus.

³Siehe Kapitel 4.2.2.

- Die Approximation der Materialeigenschaften bei Bimorphstrukturen erfolgt dadurch, daß sie in erster Näherung jeweils für Silizium und die Dünnschicht (hier: Zinkoxid) isotrop angenommen und mit Hilfe der Schichtdicken gewichtet werden:

$$\bar{X} := \frac{h_{Si}X_{Si} + h_{ZnO}X_{ZnO}}{h_{Si} + h_{ZnO}} \quad (4.6)$$

Auf diese Weise lassen sich gemittelte Materialparameter $X (= \hat{E}, \nu, \rho)$ in analytischen Abschätzungen verwenden.

4.1.2 Konvergenzverhalten

Als Referenzbauelement soll im weiteren eine ebene Siliziummembran mit einer Kantenlänge von 10 mm und einer homogenen Dicke von 50 μm betrachtet werden. Die Einspannung der Membran durch die ätzbegrenzenden (111)-Siliziumebenen werden vernachlässigt und eine ideale, d.h. unendlich starre Randeinspannung angenommen. In erster Näherung wird von isotropen Materialeigenschaften nach Gleichung (2.27) ausgegangen. Die betrachteten FE-Modelle bilden unter diesen Voraussetzungen das Verhalten einer ebenen Platte ab, so daß die analytischen Näherungsberechnungen zum Vergleich herangezogen werden können. Aufgrund des hohen Aspektverhältnisses (Kantenlänge/Membrandicke: $l/h = 200$) der mikromechanischen Siliziummembran können in guter Näherung Schalenelemente (bei ANSYS: *SHELL43*) mit linearen Ansatzfunktionen und jeweils sechs Freiheitsgraden pro Knoten, drei Verschiebungen und drei Rotationen, verwendet werden. Zusätzlich wird das numerische Verhalten von dreidimensionalen Volumenelementen mit linearen (bei ANSYS: *SOLID45*) und quadratischen Ansatzfunktionen (bei ANSYS: *SOLID95*), die nur Verschiebungsfreiheitsgrade aufweisen, untersucht. Bei Membranen mit geringerem Aspektverhältnis ($l/h \leq 50$) wird der Einsatz von Schalenelementen zunehmend kritischer, da die Dicke nur formal über eine dem Element zugrundeliegende interne mathematische Formulierung mitberücksichtigt wird, so daß auf Volumenelemente ausgewichen werden sollte.

In **Abbildung 4.1** ist die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Knotenanzahl⁴ der FE-Modelle im logarithmischen Maßstab graphisch dargestellt. Zum Vergleich ist der analytische Wert der Grundresonanzfrequenz von 7,056 kHz, berechnet nach Gleichung (2.23), gestrichelt eingezeichnet. Die Knotenanzahl der FE-Modelle wurde jeweils um drei Größenordnungen variiert. Bei Reduktion der Elementabmessungen in lateraler Richtung entlang der Membrankante, was einer gleichzeitigen Erhöhung der Anzahl der Freiheitsgrade entspricht, wird die Steifigkeit (K) des FE-Modells exakter beschrieben, so daß sich das FE-Modell weniger „steif“ verhält [Zienkiewicz 84]. Aufgrund der verminderten Eigenwerte der Steifigkeitsmatrix konvergiert die Resonanzfrequenz ($\omega = \sqrt{K/M}$) von oben

⁴Beim Vergleich von Schalen- mit Volumenelementen und von Elementen mit linearen und quadratischen Ansatzfunktionen ist es sinnvoller die Knotenanzahl als die Elementweite des FE-Modells als Vergleichsbasis zu wählen, da bei gleicher lateraler Elementdimension der Rechenaufwand mit der Anzahl der Freiheitsgrade, d.h. Knotenanzahl, steigt.

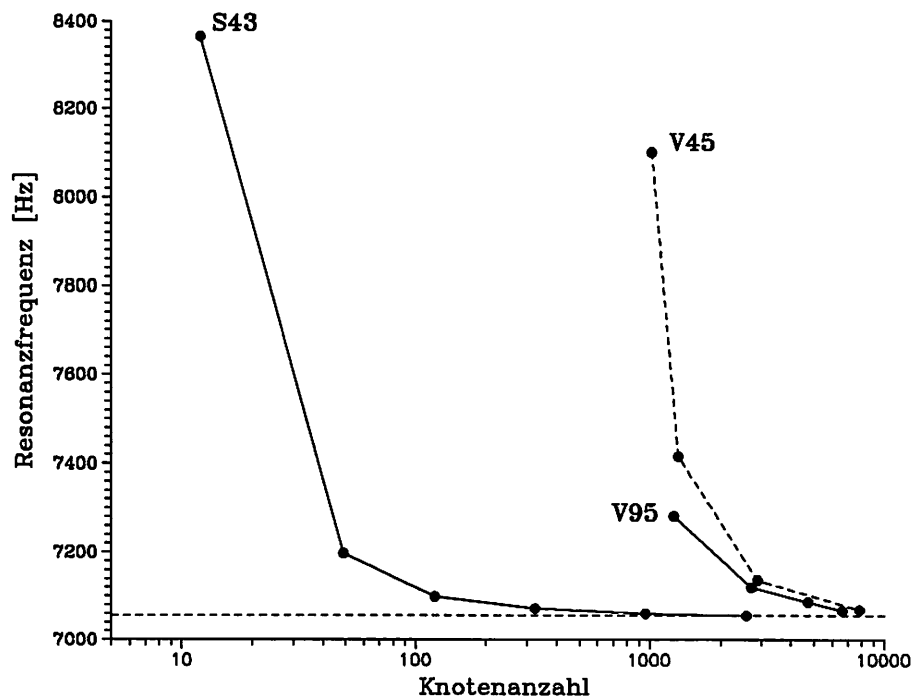


Abbildung 4.1: Konvergenzverhalten der Resonanzfrequenz

gegen den analytischen Wert. Beim Schalenmodell (FE-Modell: S43) reichen bereits 900 Elemente aus, so daß die Resonanzfrequenz weniger als 0,1 % vom analytischen Referenzwert abweicht. Bei den Volumenmodellen konvergieren die Resonanzfrequenzen mindestens eine Größenordnung schlechter gegen den analytischen Referenzwert. Im Vergleich zu Elementen mit linearen Ansatzfunktionen (FE-Modell: V45) weisen quadratische Ansatzfunktionen (FE-Modell: V95) wie erwartet ein verbessertes Konvergenzverhalten auf. Zur Bestimmung der Frequenzeigenwerte wurde die reduzierte *Householder*-Methode eingesetzt [Kohnke 92].

In **Tabelle 4.1** ist der Einfluß der Diskretisierung und der dynamischen Hauptfreiheitsgrade (MDOF) auf die Berechnung der Resonanzfrequenz zusammengefaßt. Der Parameter

Tabelle 4.1: Einfluß der Modellparameter auf die Resonanzfrequenz beim Schalenmodell

Modell	Modellparameter				Resonanzfrequenz	
	h [mm]	Elemente	Knoten	MDOF	f [kHz]	Abw.
1	3,33	9	12	24	8,365	18,55 %
2	1,66	36	49	50	7,198	2,01 %
3	1,00	100	121	100	7,098	0,60 %
4	0,59	289	324	100	7,072	0,23 %
5	0,33	900	961	100	7,060	0,06 %
6	0,20	2500	2601	300	7,056	—

h bezeichnet die Elementabmessung der äquidistanten Vernetzung. Eine Vergleichsrechnung bei der Modellvariante 5 des Schalenmodells S43 ergab bei 900 Elementen und 961 Knoten unter Verwendung des *Subspace*-Iterationsverfahrens eine um 4 Hz verminderte Resonanzfrequenz. Dieses entspricht dem Ergebnis der FE-Modellvariante 6, die etwa die dreifache Element- bzw. Knotenanzahl aufweist. Der Einsatz des iterativen JCG-Gleichungslösers (*Jacobian Conjugate Gradient*) lieferte die gleiche Ergebnisgenauigkeit, jedoch auf Kosten einer sechsfach höheren Rechenzeit. Daher ist der Einsatz nur bei sehr großen Modellen sinnvoll, bei denen das direkte *Wavefront*-Lösungsverfahren die Kapazität des Hauptspeichers überschreiten würde.

Die druckabhängige Membranauslenkung wurde unter Berücksichtigung der geometrischen Nichtlinearitäten⁵ nach Kapitel 3.3 mit dem *Newton-Raphson*-Verfahren berechnet. Als Konvergenzkriterium wurde die Norm des Residuenkraftvektors, die rechte Seite der Gleichung (3.20), verwendet. Bei ungenügender Elementunterteilung fallen die Membranauslenkungen des FE-Modells aufgrund der zu hohen Modellsteifigkeit zu niedrig aus. Im Gegensatz zu Elementen, die nur Verschiebungsfreiheitsgrade (Translational DOF) besitzen, beispielsweise Volumenelemente, weisen Schalenelemente zusätzliche Rotationsfreiheitsgrade (Rotational DOF) auf. Infolge der erlaubten Knotenrotationen können sich die Schalenelemente bei sehr grober Vernetzung aus ihrer Ebene heraus verwölben, so daß die Membranauslenkung höher ausfällt. Dieses führt dazu, daß bei zunehmender Elementanzahl sich die Einflüsse der Verschiebungs- und Rotationsfreiheitsgrade überlagern und ein Konvergenzverhalten⁶ von oben an den *wahren* Wert erfolgt. Die Ergebnisse der Schalenmodelle mit den geringen Elementzahlen (3x3 bzw. 5x5 Elemente) lassen keine quantitativen Aussagen zu, da die Biegelinie der Membran mit einer so geringen Seitenunterteilung nur unzureichend abgebildet wird. In **Abbildung 4.2** ist die Abhängigkeit der Membranmittenauslenkung von der Knotenanzahl für das Schalenmodell S43 und die Volumenmodelle V45 und V95 graphisch dargestellt. Das Volumenmodell V45 weist aufgrund der linearen Ansatzfunktionen zwei Elementlagen über die Membrandicke auf. Als Vergleich wurde die Membranmittenauslenkung nach Gleichung (4.3) analytisch bei einer Druckbeaufschlagung von 500 mbar ($= 0,5 \cdot 10^5$ Pa) zu etwa $116 \mu\text{m}$ berechnet und gestrichelt eingezeichnet. Auch hier zeichnet sich das Schalenmodell durch sehr gute Konvergenzeigenschaften aus. Bei etwa 300 Elementen wird bereits ein stabiler Wert für die Membranmittenauslenkung erreicht. Im Gegensatz dazu nähern sich die Volumenmodelle aufgrund der generell zu „hohen“ Steifigkeit von unten an. Bei genügend feiner Vernetzung konvergieren alle numerischen Berechnungen an eine Auslenkung von etwa $107 \mu\text{m}$. Die Abweichung zum analytischen Referenzwert beträgt rund 9 %, so daß die abgeleitete analytische Gleichung nur näherungsweise zur Beschreibung herangezogen werden kann. In **Tabelle 4.2** sind die Ergebnisse der numerischen Resultate abschließend zusammenge-

⁵Berücksichtigung von 'Large Deflection' und 'Stress Stiffening'.

⁶Der Einfluß von Schalen- und Volumenelementen auf das statische Verhalten von mikromechanischen Drucksensoren in Bezug auf die auftretenden Auslenkungen und den Ort der maximalen Spannungen in Abhängigkeit des Längen-/Dickenverhältnisses ist in [Tolksdorf 92] untersucht worden. Die Ergebnisse bestätigen das Konvergenzverhalten der durchgeführten Schalenberechnungen.

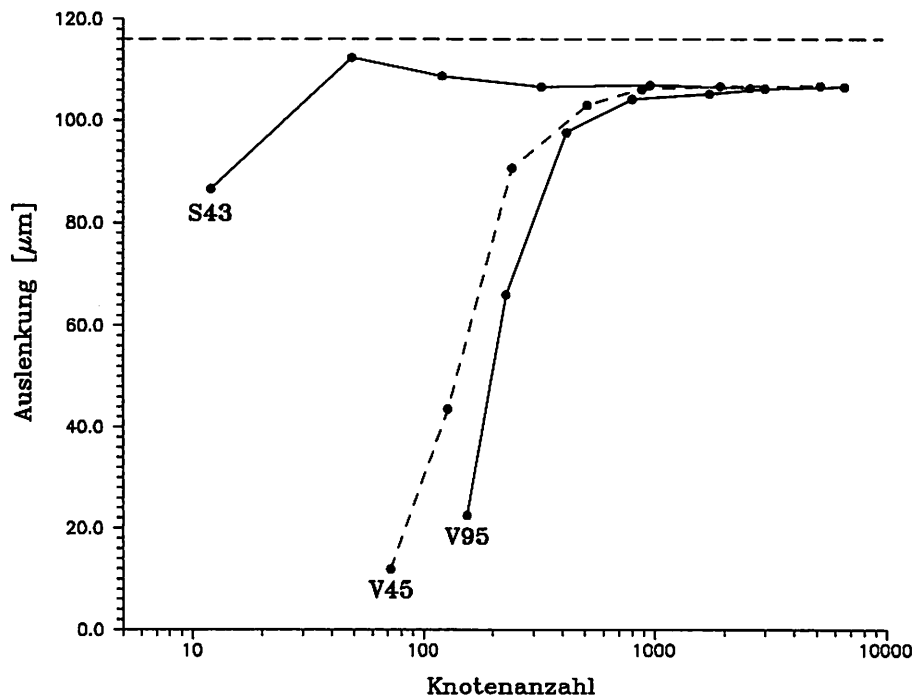


Abbildung 4.2: Konvergenzverhalten der Membranmittenauslenkung

faßt. Zum Vergleich ist eine Berechnung (FE-Modell: V64, eine Elementlage) mit anisotro-

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Modellparameter und numerischen Resultate

FE-Modell	h [µm]	Elemente	Knoten	f [Hz]	u_z [µm]
S43	200	2500	2601	7055,6	106,4
V45	200	5000	7803	7068,2	106,8
V95	330	900	6603	7066,4	106,6
V64	200	2500	5202	6798,4	108,0

pen Materialdaten [Landolt-Börnstein 82] durchgeführt worden. Die Abweichungen betragen etwa 4 % bei der Resonanzfrequenz und etwa 1 % bei der Auslenkung gegenüber der Beschreibung mit isotropem Materialverhalten. Bei den Volumenmodellen wurde zusätzlich der Einfluß der Elementierung über die Membrandicke untersucht. Bei einer Verdreifachung der Elementlagen resultierte eine Frequenzerniedrigung von lediglich 0,1 %. Dieses ist dadurch zu erklären, daß ausschließlich die laterale Elementierung ausschlaggebend ist. Die Unterteilung über die Membrandicke hat nur einen Einfluß, falls sich der Spannungszustand über die Dicke ändert. In Kapitel 4.3.2 werden die FE-Modelleinflüsse bei der druckabhängigen Membranauslenkung und Eigenfrequenzänderung im Vergleich mit einem vermessenen Silizium-Drucksensor diskutiert.

4.1.3 Modelleinflüsse

Verschiedene FE-Modelle sind im Rahmen einer Diplomarbeit [Schroth 92] für die Modellierung von resonanten Silizium-Drucksensoren entwickelt und der Einfluß der Geometrie- und der Materialeigenschaften unter verschiedenen Einspannbedingungen untersucht worden. Es wurden sowohl zweidimensionale FE-Modelle mit isotropen Materialeigenschaften, als auch dreidimensionale Modelle unter der Berücksichtigung der Elastizitätsanisotropie des Siliziums und der realen Membraneinspannverhältnisse simuliert. Zusätzlich wurden Elementtypen und Symmetrieeigenschaften der FE-Modelle variiert und die analytischen Näherungsgleichungen (4.3) und (4.4) von den numerischen Berechnungsergebnissen abgeleitet. Als Referenz wurde ein dreidimensionales FE-Modell entwickelt, das die Anisotropie der Elastizitätseigenschaften und die schräge Randeinspannung durch die um $54,74^\circ$ geneigten (111)-Siliziumebenen berücksichtigt. Die wichtigsten Ergebnisse bei der Berechnung der Grundresonanzfrequenz lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Aufgrund der schrägen Randeinspannung der Siliziummembran durch die (111)-Ebenen verringert sich die Resonanzfrequenz infolge verminderter Einspannungsesteifigkeit.
- Die Berücksichtigung der anisotropen Materialeigenschaften hat eine weitere Frequenzerniedrigung zur Folge.
- Die Reihenfolge der Schwingungsmoden und Frequenzeigenwerte ist abhängig von den Symmetriebedingungen (Viertel-, Halb- oder Vollmembran). Insbesondere lassen sich bei symmetrischen Randbedingungen keine antisymmetrischen Schwingungsformen ermitteln und umgekehrt.

Im ungünstigsten Fall überlagern sich obige Einflüsse und es ergibt sich zwischen dem genauen Referenzmodell (3D, anisotrop, schräge Einspannung) und der analytischen Näherungsberechnung nach Gleichung (2.23) eine maximale Abweichung von bis zu 10 %, wobei der Restfehler auf eine ungenügende Vernetzungsdichte zurückgeführt werden kann. Bei der Berechnung der Eigenfrequenzen höherer Schwingungsmoden nimmt die Abweichung erheblich zu, da eine erhöhte Anzahl von Freiheitsgraden (DOF) in Verbindung mit einer feineren Elementunterteilung erforderlich ist, um Schwingungsmoden mit mehreren Schwingungsknoten und -bäuchen „räumlich“ abzutasten⁷.

Um den Einfluß der anisotropen Materialeigenschaften auf das Schwingungsverhalten weiterer mikromechanischer Strukturen zu untersuchen, wurden die Resonanzfrequenzen der Grundbiegeschwingungsmoden der drei Grundstrukturen aus Abbildung 2.6 berechnet. **Tabelle 4.3** faßt die numerisch berechneten Resonanzfrequenzen im Vergleich mit den analytischen Werten aus Tabelle 2.5 zusammen. Aufgrund der Ausrichtung der Siliziumbau-

⁷In Analogie zum Shannonschen Abtasttheorem der Nachrichtentechnik kann dieses als „geometrisches Abtasttheorem“ bezeichnet werden.

Tabelle 4.3: Einfluß der Materialanisotropie auf die Resonanzfrequenz bei unterschiedlicher Resonatorgeometrie

	Zunge	Balken	Membran	Bemerkung
Länge [mm]:	5	10	10	Bauelementdicke: 50 μm
Breite [mm]:	1	1	10	
$f_{\text{analytisch}}$ [Hz]	2765	4386	7056	isotrop (2.27)
Elemente:	365	730	900	lineare Ansatz- funktionen
Knoten:	690	1368	1922	
f_{isotrop} [Hz]	2731,6	4349,7	7137,1	E_{110}, ν_{110} (2.27)
$f_{\text{anisotrop}}$ [Hz]	2430,5	3869,3	6796,7	(100)-orientiert
$f_{\text{anisotrop}}$ [Hz]	2732,4	4350,9	6869,9	(110)-orientiert
Abweichung:	1,22 %	0,83 %	0,17 %	analytisch/isotrop
	0,029 %	0,028 %	3,89 %	iso-/anisotrop(110)
	11,0 %	11,0 %	1,10 %	aniso(100)/aniso(110)

elemente parallel zum Waferflat, der entlang der (110)-Siliziumebene orientiert ist, war es erforderlich, das Elementkoordinatensystem um 45° gegenüber dem globalen Koordinatensystem des FE-Modells zu verdrehen. Bei Berücksichtigung der Anisotropie weichen die Resonanzfrequenzen der einseitig eingespannten Zunge und beim doppelseitig eingespannten Balken gegenüber der isotropen Beschreibungsweise lediglich um 1 Hz ab, weil die effektiven Materialparameter (2.27) für die (110)-Richtung im Silizium bereits sehr gute Ersatzwerte für die anisotrope Formulierung darstellen. Für Membranstrukturen beträgt die Abweichung zwischen isotroper und anisotroper Beschreibungsweise bei (110)-Orientierung weniger als 4 %.

Die Abweichungen bei anderen Kristallrichtungen im Silizium, beispielsweise bei (100)-orientierten Bauelementen (siehe Tabelle 4.3), fallen größer aus. Insbesondere bei den Balken- und Zungenstrukturen hat die Orientierung einen erheblichen Einfluß im Vergleich zu Membranstrukturen. Während bei Membranen die Frequenzwerte nur um etwa 1 % differieren, beträgt der Unterschied bei (100)- und (110)-orientierten Balkenstrukturen 11 %. Die Ursache hierfür liegt in der starken Variation der Querkontraktion in der (100)-Kristallebene von 0,064 bis 0,279 [Heuberger 89] und dem Umstand, daß die Membranen allseitig eingespannt sind und dadurch der Effekt vermindert wird. Bei der Berechnung von Siliziumstrukturen in isotroper Näherung sind daher jeweils geeignete isotrope Ersatzmaterialdaten zu bestimmen.

4.1.4 Dämpfungseinflüsse

Bei der Berechnung der Eigenfrequenzen mikromechanischer Strukturen mit Hilfe der FE-Methode wird die Eigenwertgleichung (3.23) unter Vernachlässigung von Dämpfungseffek-

ten numerisch gelöst. Auf dieser Grundlage ist in Kapitel 4.1.2 das Konvergenzverhalten der Eigenfrequenzen untersucht und in Kapitel 4.1.3 sind weitere verschiedene Modelleinflüsse betrachtet worden. Bei der Charakterisierung realer mikromechanischer Resonatoren haben Dämpfungs- und Anregungseffekte einen Einfluß auf die Eigenfrequenzen, so daß diese Effekte hier abgeschätzt werden sollen.

Wie in Kapitel 3.4.2 dargelegt überlagern sich verschiedene Dämpfungsmechanismen bei dynamischen Vorgängen und es lassen sich den einzelnen Dämpfungsbeiträgen wie innere Strukturdämpfung, äußere Fluiddämpfung, Dämpfung durch zusätzliche Schichten jeweils Einzelschwingungsgüten Q_i zuordnen, so daß für die effektive Gesamtschwingungsgüte Q_{ges} gilt [Tilmans 92]:

$$\frac{1}{Q_{ges}} = \sum_i \frac{1}{Q_i} \quad (4.7)$$

Aus diesem Zusammenhang ist ersichtlich, daß der dominierende Dämpfungsterm die geringste Einzelgüte zur Folge hat und dementsprechend die anderen Dämpfungseffekte überdeckt.

Bei der experimentellen Bestimmung der mechanischen Schwingungsgüte eines Mikroresonators wird immer die Gesamtgüte Q_{ges} gemessen, die auf verschiedene Weisen ermittelt werden kann. Dieses kann einerseits durch die Vermessung der Halbwertsbreite (3dB-Amplitudenabfall) der frequenzabhängigen Amplitudenkurve $A(\omega)$, andererseits durch die Amplitudenüberhöhung, d.h. dem Verhältnis der Resonanzamplitude $A_{res} := A(\omega_{res})$ zur statischen Amplitude $A_{stat} := A(\omega = 0)$ erfolgen [VIBRIT-Piezokeramiken]:

$$Q = \frac{\omega_{res}}{\Delta\omega_{-3dB}} \approx \frac{\pi^2}{8} \frac{A_{res}}{A_{stat}} \quad (4.8)$$

In der Literatur werden im wesentlichen drei Bereiche unterschieden, bei denen unterschiedliche Dämpfungsmechanismen bei mikromechanischen Strukturen dominieren (z.B. [Blom 92]). Im Niederdruckbereich ($p \leq 1$ Pa) ist die äußere Fluiddämpfung vernachlässigbar und es sind nur innere Strukturdämpfungseffekte vorhanden, so daß die Schwingungsgüte und die Resonanzfrequenz ihre maximalen Werte erreichen. Im Molekularbereich bzw. Knudsenbereich ($p = 1 \dots 10^2$ Pa) wird die Dämpfung durch Impulsübertrag infolge Molekülkollisionen mit der schwingenden Resonatoroberfläche verursacht. In diesem Bereich erhöht sich die Dämpfung mit steigendem Druck p , so daß $Q \sim 1/\sqrt{p}$ für die Schwingungsgüte gilt [Blom 92]. Mit zunehmendem Druck nimmt die freie Weglänge der Moleküle ab und sie wechselwirken miteinander, so daß zusätzliche Kräfte durch den Luftwiderstand wirksam werden. In diesem sogenannten viskosen Dämpfungsbereich ($p = 10^3 \dots 10^5$ Pa) werden die Strömungsverhältnisse komplexer und durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben. Bei Atmosphärendruck ($p \approx 10^5$ Pa) bilden sich turbulente Grenzschichten an der Resonatoroberfläche aus, während für geringere Drücke laminare Strömung vorliegt. Der Übergang vom turbulent zum laminar dominierten Dämpfungsbereich ist von der Resonatorgeometrie anhängig. Für Balkenresonatoren aus Quarz und Silizium sind die Abhängigkeiten der Schwingungsgüte und der Resonanzfrequenz vom Druck durch Blom et al. [Blom 92] und Christen [Christen 83] theoretisch und experimentell untersucht worden.

Die relative Frequenzänderung $\Delta f/f$ von Balkenresonatoren beträgt infolge Druckschwankungen im viskosen Druckbereich etwa 0,3–1,1 ppm/mbar [Buser 94, Christen 83] und ist abhängig vom Dichteverhältnis des Resonatormaterials und des umgebenden Gases.

Infolge der Einspannbedingungen können die Schwingungsgüten ebenfalls erheblich beeinflußt werden. Für Membranresonatoren aus Silizium wurden bei Drücken von $p \approx 10$ Pa Güten bei *starrer* Einspannung von etwa 900 gemessen, die sich bei *flexibler* Einspannung der Membranen auf etwa 150 erniedrigten [Prak 91].

Bei den im weiteren betrachteten Resonatoren, die bei Atmosphärendruck betrieben werden, ist die Luftdämpfung der dominierende Dämpfungsmechanismus. Infolge der endlichen Schwingungsgüte Q ergibt sich eine geringfügige Erniedrigung der Vakuumeigenfrequenz f_0 infolge Dämpfung [Petersen 79]:

$$f_{res} = f_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \quad (4.9)$$

Da die typischen Schwingungsgüten der in dieser Arbeit untersuchten mikromechanischen Membran- und Balkenresonatoren bei Atmosphärendruck im Bereich von 50–1000 liegen, läßt sich der Dämpfungskorrekturfaktor bei der Betrachtung der Resonanzfrequenz vernachlässigen, d.h. $f_{res} \approx f_0$. Wie in Kapitel 4.5 gezeigt wird, sind die herstellungstechnologiebedingten Geometrietoleranzen und die inneren Schichtspannungen die wesentlichen Unsicherheitsfaktoren bei der meßtechnischen Bestimmung der Resonanzfrequenzen.

Die Schwingungsgüte eines Resonators hat ebenfalls einen Einfluß auf die erzielbare Frequenz- und damit Meßgrößenauflösung bei einem resonanten Sensor und ist durch:

$$\frac{\Delta f}{f} \sim \frac{1}{Q} \left(\frac{\Delta A}{A} \right) \quad (4.10)$$

gegeben [Tilmans 93]. Hierbei ist ΔA die minimale Amplitudenauflösung des eingesetzten Detektionsmechanismus. In Kapitel 6.1.1 wird auf die Erhöhung der Schwingungsgüte eines gekoppelten Balkenschwingers eingegangen, der die dynamische Momentenkompensation einer antisymmetrischen Schwingungsmode ausnutzt.

Ein weiterer Einfluß auf die Resonanzfrequenz wird durch nichtlineare dynamische Effekte hervorgerufen, die infolge einer Erhöhung der Anregungsamplitude zu einer Zunahme der Resonanzfrequenz führen [Eisley 64]:

$$f(A_{max}) = f_0 \sqrt{1 + \beta \left(\frac{A_{max}}{h} \right)^2} \quad (4.11)$$

Mit zunehmender Anregungsamplitude wird der frequenzabhängige Amplitudenverlauf $A(\omega)$ asymmetrisch und es können sogar Resonatorinstabilitäten und eine damit verbundene Hysterese auftreten [Andres 87, Zook 92]. Dieser Effekt konnte bei den in dieser Arbeit vermessenen Strukturen nur bei sehr großen Schwingungsamplituden ($A_{max} \approx h$) nachgewiesen werden. Unter normalen Betriebsbedingungen bei resonanten Sensoren ist jedoch $A_{max} \ll h$, so daß die Frequenzerhöhung zu vernachlässigen ist.

4.2 Eigenfrequenzen und Schwingungsformen

In Zusammenarbeit mit der *GMS mbH* wurden resonante Kraft- und Strömungssensoren auf der Basis von elektrothermisch angetriebenen Silizium-Balkenresonatoren realisiert. Die Entwicklung der Prozeßtechnologien zur Herstellung der Balkenresonatoren wurde von *GMS* durchgeführt, während der Entwurf und die Simulation, sowie die meßtechnische Charakterisierung der Sensoren im Rahmen dieser Arbeit erfolgten.

4.2.1 Balkenresonatoren

Um das dynamische Verhalten von Balken- und Membranresonatoren zu untersuchen, wurden reine Siliziumstrukturen ohne Dünnschichtsystem mit Hilfe von extern angebrachten Piezokeramiken über Körperschall akustisch zum Schwingen angeregt. Die hierfür eingesetzten experimentellen Meßaufbauten und verwendeten Meßmethoden sind im Anhang beschrieben.

Tabelle 4.4 faßt die gemessenen Resonanzfrequenzen von etwa $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Silizium-Balkenresonatoren, deren Strukturgeometrie in Abbildung 1.4 dargestellt ist, im Vergleich mit FE-Berechnungen zusammen. Die mit f_{Z1} normierten Frequenzen sind in Klammern angegeben. Die Modellierung erfolgte dreidimensional unter Verwendung anisotroper Materialkennwerte [Landolt-Börnstein 82] und Berücksichtigung der schrägen Balkeneinspannung durch die (111)-Siliziumebenen. Die ersten beiden Oberschwingungen aus der Balkenebene heraus sind mit Z2 und Z3 gekennzeichnet und besitzen zwei bzw. drei Schwingungsbäuche. Die Bestimmung der Resonanzfrequenzen erfolgte in einem schmalen Fre-

Tabelle 4.4: Resonanzfrequenzen von Silizium-Biegebalken bei Fremdanregung (Vergleich: FE-Berechnungen – Messungen)

Mode	Länge = 10 mm			Länge = 8 mm		
	FEM	Exp.	Abw.	FEM	Exp.	Abw.
Z1	4,338 kHz (1,000)	4,332 kHz (1,000)	0,1 %	6,763 kHz (1,000)	7,185 kHz (1,000)	5,9 %
Z2	11,959 kHz (2,757)	11,390 kHz (2,629)	5,0 %	18,646 kHz (2,757)	18,718 kHz (2,605)	0,4 %
Z3	23,457 kHz (5,407)	24,893 kHz (5,746)	5,8 %	36,582 kHz (5,409)	36,440 kHz (5,072)	0,4 %

quenzbereich, so daß der Meßfehler bei der Frequenzbestimmung etwa 5–10 Hz beträgt. Die gemessenen Frequenzwerte variieren allerdings aufgrund der Bauelementestreue um 5–10 %. Das entspricht bei den Grundmoden etwa $\pm 200\text{ Hz}$, so daß in Tabelle 4.4 die Mittelwerte der Messungen angegeben sind. Die große Bauelementestreue ist im wesentli-

chen auf den beidseitigen Naßätzprozeß zurückzuführen, der zu nicht genau reproduzierbaren Balkendicken führt [ABV 93]. Die Abweichungen der numerischen Resultate von den gemessenen Werten betragen bis zu 6 %. Sie lassen sich einerseits durch die Geometrietoleranzen, andererseits durch die innere Vorspannung, die durch die Siliziumoxidschicht bewirkt wird und für etwa $1\text{ }\mu\text{m}$ dünne Schichten einige MPa betragen kann [Muro 92], erklären. Die Schwingungsgüten variierten in Abhängigkeit der Sensoreinspannung stark und betrugen für die Grundmoden 400 ± 100 , für die beiden Oberschwingungen Z2 und Z3 etwa 900 ± 200 und 1200 ± 300 . Die analytische Berechnung der Grundresonanzfrequenz f_{Z1} nach Gleichung (2.22) unter Verwendung isotroper Materialeigenschaften (Gleichung 2.27) ergibt für unverspannte Siliziumbalken bei 10 und 8 mm Resonatorlänge Resonanzfrequenzen von 4,386 kHz und 6,853 kHz in guter Übereinstimmung mit den numerisch berechneten Ergebnissen, so daß die Abweichungen nur etwa 1 % betragen (siehe Tabelle 4.4). In

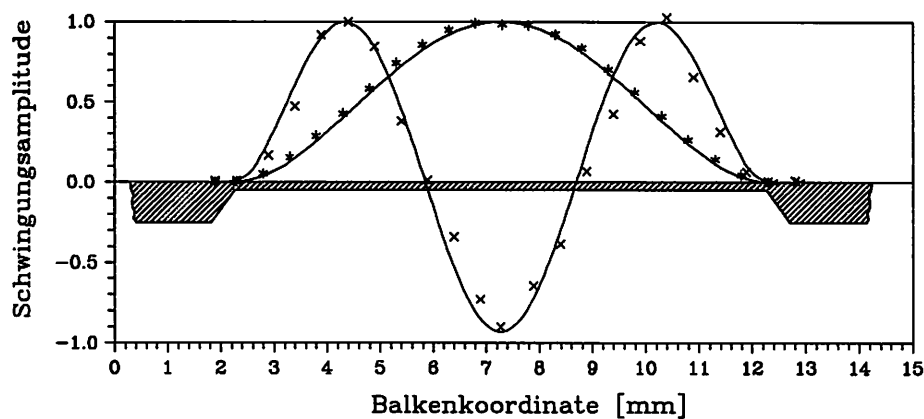


Abbildung 4.3: Eigenschwingungsformen eines Silizium-Biegebalkens

Abbildung 4.3 sind die experimentell ermittelten Eigenschwingungsformen (Meßpunkte) eines 10 mm langen Balkens dargestellt, der elektrothermisch mit einer niedrigen mittleren Impulsheizleistung ($\overline{P_{Heiz}} = 50\text{ mW}$) angeregt und optisch abgetastet wurde [Müller 92]. Aufgrund der jeweils an beiden Balkenenden symmetrisch angeordneten Heizwiderstände, wurden nur die symmetrischen Schwingungsmoden Z1 und Z3 elektrothermisch selektiv angeregt. Die unsymmetrischen Biegeschwingungsmoden Z2 und Z4, sowie die Torsionsmoden konnten im Modenspektrum nicht nachgewiesen werden. Die Resonanzfrequenzen⁸ der beiden vermessenen Moden betrugen etwa $f_{Z1} = 4,23\text{ kHz}$ und $f_{Z3} = 24,1\text{ kHz}$. Weil die rechnerische Modalanalyse die Eigenwertgleichung (3.23) unter Vernachlässigung von Dämpfungsbeiträgen und Anregungskraft löst, können nur relative Schwingungsamplituden ermittelt werden. Um die berechneten Amplitudenverläufe (durchgehende Kurvenzüge) mit den Meßwerten vergleichen zu können, wurden die gemessenen Maximalwerte auf eins normiert. Beim optischen Nachweis steht im Gegensatz zur elektrischen Detektion die Phaseninformation zwischen Anregungsspannung und resultierender Schwingungsam-

⁸ Auch mit Metallschichtsystem stimmen die Resonanzfrequenzen der Biegebalken mit denen der unbeschichteten Siliziumbalken hinreichend gut überein, sofern die elektrische Verlustleistung klein bleibt und die Temperaturüberhöhung auf dem Balken wenige Kelvin nicht überschreitet (siehe Kapitel 4.4).

plitude nicht zur Verfügung, so daß nur die Absolutbeträge der Schwingungsamplituden detektierbar sind. Die mittleren Meßpunkte der Obermode Z3 mußten daher mit negativen Vorzeichen versehen werden. Da die Nullpunktjustierung der Balkenkoordinate des FE-Modells nicht eindeutig ist, wurden ferner die gemessenen Amplitudenmaxima der beiden Biegeschwingungen Z1 und Z3 in Balkenmitte des FE-Modells gelegt.

Die Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Werten ist sehr gut und läßt auf eine genügende Elementunterteilung und Erfassung der richtigen Einspannbedingungen des Balken zurückschließen. Aufgrund der niedrigen Eigenspannungen (einige MPa) der SiO_2 -Schicht werden die Eigenformen in ihrem Verlauf nicht beeinflußt. Im Gegensatz dazu zeigten ZnO -beschichtete Siliziummembranen (siehe Kapitel 5.3.2) sehr hohe innere Spannungen, so daß eine merkliche Abweichung des lateralen Modenverlaufs zwischen Messung und Simulation auftrat [Fabula 92b]. Eine hohe Vorspannung im Resonator bewirkt außer einer Frequenzverschiebung einen steiler ansteigenden lateralen Modenverlauf bei den Einspannstellen gegenüber unverspannten Resonatoren. Quantitative Untersuchungen zum Einfluß von Schichtspannungen auf den Verlauf der lateralen Eigenformen sind von Prak für Balkenresonatoren durchgeführt worden [Prak 93]. Die Beeinflussung des Auslenkungsverhaltens ebener Membranen infolge innerer Spannungen wurde von Steinmann *et al.* analytisch und numerisch untersucht [Steinmann 93].

4.2.2 Membranresonatoren

Im Vergleich zu Balkenresonatoren, deren Schwingungsverhalten eindimensional beschrieben werden kann (Gleichung 2.17), erfordern membranartige Resonatorstrukturen eine zwei- oder dreidimensionale Beschreibung. Wie in Kapitel 4.1.2 gezeigt, sind Schalenelemente sehr gut geeignet, Biegeschwingungen ebener mikromechanischer Membranen zu modellieren. In erster Näherung können daher Schalenelemente verwendet werden, falls sich die Verhältnisse über die Membrandicke nicht ändern und der Einfluß der Einspannung vernachlässigt werden kann. Bei einer Strukturierung der Membran über die Dicke, beispielsweise im Einspannbereich, oder bei Vorhandensein eines zusätzlichen Dünnschichtsystems, wird eine dreidimensionale Betrachtungsweise erforderlich.

In **Abbildung 4.4** sind die mit Hilfe eines zweidimensionalen FE-Modells berechneten Schwingungsmoden M_{ij} und die zugehörigen normierten Frequenzen bzw. Frequenzvielfachen $c_{ij} = f_{ij}/f_{11}$ abgebildet. Die Indizes i, j entsprechen der Anzahl der Schwingungsextrema in der x - und y -Richtung. Wie erwartet nimmt bei höheren Schwingungsmoden die Zahl der Knotenlinien zu, wobei einige Schwingungsmoden entartet sind, d.h. gleiche Frequenzeigenwerte aufweisen. Beispielsweise handelt es sich hierbei um die beiden Moden M_{12} und M_{21} , die jedoch in der Realität infolge der Kristallanisotropie, der Membraninhomogenitäten und nicht idealer Einspannbedingungen getrennt auftreten können. Die

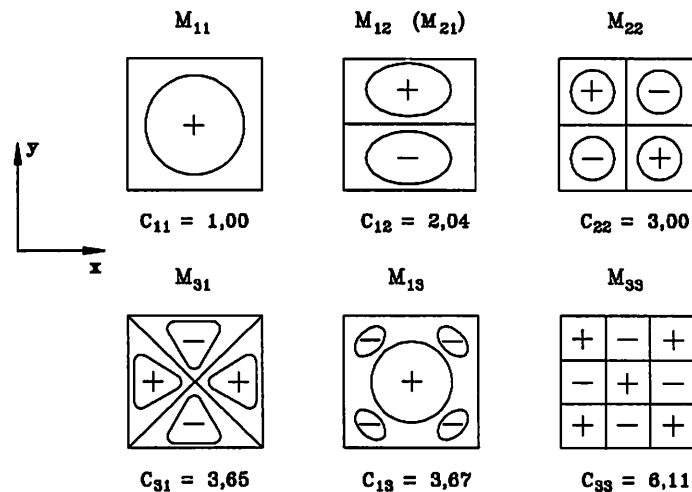


Abbildung 4.4: Numerisch ermittelte Schwingungsmoden und normierte Eigenfrequenzen c_{ij} einer ebenen Siliziummembran

experimentelle Ermittlung der Eigenfrequenzen und -schwingungsformen erfolgte durch optische Vermessung der Modenspektren von reinen Siliziummembranen mit verschiedenen Längen-Dicken-Verhältnissen [Schroth 92, Braxmaier 92a] und an fertig prozessierten Drucksensoren mit integriertem piezoelektrischen Antrieb. In **Abbildung 4.5** ist das frequenz- und ortsabhängige Amplitudenspektrum $A(f, x)$ eines ZnO -beschichteten piezoelektrisch angetriebenen Silizium-Drucksensors dargestellt. Aufgrund der fehlenden

Phaseninformation sind nur die Absolutbeträge der Membranschwingungsamplituden aufgetragen. Die harmonische Anregung erfolgte mit einer Spannung von $U = 4 V_{SS}$ im Frequenzbereich bis 55 kHz. Die Membranseitenlänge betrug 9,2 mm, die Siliziumdicke etwa $50 \mu\text{m}$ und die ZnO -Schichtdicke etwa $11 \mu\text{m}$. Die Grundbiegeschwingungsmoden M_{11} wies eine Resonanzamplitude von etwas über $1 \mu\text{m}$ auf. Die Schwingungsgüte betrug unter Normalluftdruck bei der Grundmode etwa 100, bei den Moden M_{13} und M_{33} etwa 310 und 360. Ein Vergleich der experimentell und numerisch ermittelten lateralen Modenverläufe entlang der Membranmitte zeigte eine gute Übereinstimmung, so daß bei genügend großen Schwingungsamplituden (einige hundert Nanometer) alle experimentell ermittelten Moden mit Hilfe der FE-Ergebnisse eindeutig zugeordnet werden konnten. Um möglichst alle Schwingungsmoden des Drucksensors im Modenspektrum nachzuweisen, wurde der Laserstrahl des Laservibrometers entlang der Membranmittellinie verfahren. Zum Vergleich der

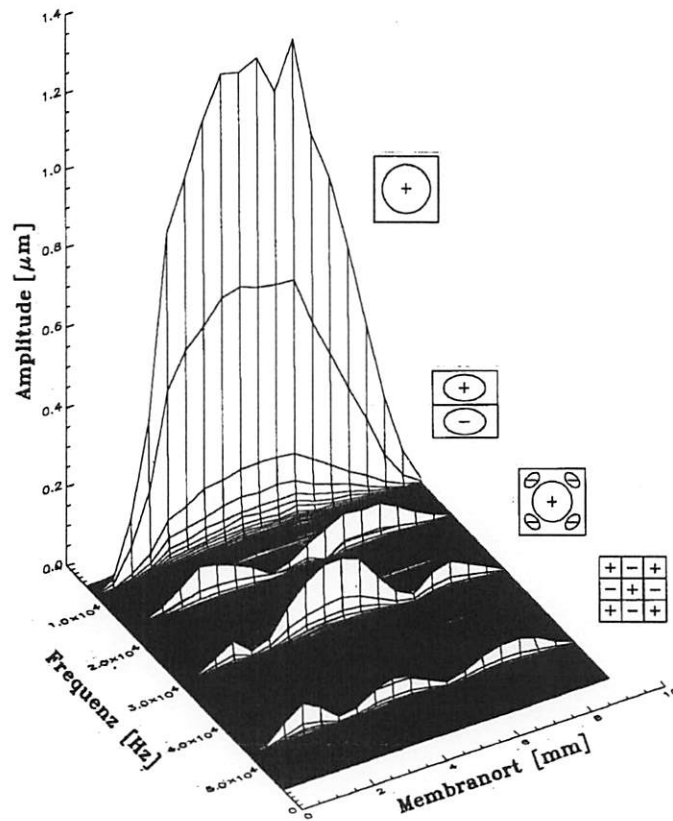


Abbildung 4.5: Optische Vermessung des frequenz- und ortsabhängigen Amplitudenspektrums $A(f, x)$ eines piezoelektrisch angetriebenen Silizium-Membrandrucksensors

Resonanzfrequenzen sollen im folgenden die analytischen Werte aus Tabelle 2.4, die zwei- und dreidimensionalen FE-Berechnungen und die experimentellen Meßwerte herangezogen werden. Aufgrund prozeßbedingter innerer Spannungen in der ZnO -Dünnschicht weisen die Drucksensoren im allgemeinen von den analytischen und numerischen Berechnungen abweichende Resonanzfrequenzen auf. Um die Störbeiträge, die durch prozeßbedingten Schichtspannungen nach Gleichung (4.5) hervorgerufen werden können, zu eliminieren,

wurden die Resonanzfrequenzen f_{ij} auf die jeweiligen Grundfrequenzen f_{11} bezogen. In **Tabelle 4.5** sind daher die normierten Resonanzfrequenzen c_{ij} der höheren Schwingungsmoden von Membranresonatoren gegenübergestellt. Die analytisch ermittelten Frequenzen

Tabelle 4.5: Normierte Resonanzfrequenzen c_{ij} eines ZnO -beschichteten Silizium-Drucksensors (Vergleich: Analytische Beschreibung – FE-Berechnungen – Messungen)

Mode	analytisch		FE-Modellierung			Messung	
	isotrop [Pons 91]	anisotrop [Pons 91]	2D/lin. isotrop	2D/quad. isotrop	3D anisotrop	c_{ij}	Abw.
M_{12}	2,039	1,998	2,038	2,047	2,066	2,10	1,6 %
M_{22}	3,007	2,899	3,004	2,996	3,031	2,86	6,0 %
M_{31}	3,662	3,615	3,652	3,699	3,754	—	—
M_{13}	3,679	3,631	3,669	3,717	3,770	3,94	4,3 %
M_{33}	6,122	5,872	6,105	6,051	6,021	6,35	5,2 %

für isotropes und anisotropes Materialverhalten, bei denen von idealisierten Platten mit unendlich steifer Einspannung ausgegangen wurde, sind der Literatur [Pons 91] entnommen. Die Frequenzwerte bei anisotroper Rechnung fallen systematisch niedriger aus, da eine effektiv verminderte Steifigkeit dem analytischen Beschreibungsansatz zugrundeliegt. Bei den zweidimensionalen FE-Berechnungen wurde isotropes Materialverhalten vorausgesetzt und Schalenmodelle mit linearen (*SHELL43*-Elemente: lin.) und quadratischen Ansatzfunktionen (*SHELL93*-Elemente: quad.) verwendet. Die Übereinstimmung zwischen den Berechnungsergebnissen mit quadratischen Elementen, die ein besseres Approximationsverhalten als lineare Elemente aufweisen, und den isotropen analytischen Werten ist sehr gut. Die Abweichungen liegen unterhalb 0,3 %. Der Unterschied zwischen den 3D-Volumenmodellen, die die (111)-Einspannung und die Materialanisotropie (*SOLID64*-Elemente) berücksichtigen, und dem linearen 2D-Schalenmodell liegt zwischen 1 und 3 %. Die Abweichungen der gemessenen Werte des optisch charakterisierten Membrandrucksensors (siehe Abbildung 4.5) von den FE-Resultaten (3D-Modell, anisotrop) liegen im Bereich von 2–6 %. Im Vergleich zu den analytischen und numerischen Berechnungen fiel die gemessene Resonanzfrequenz der Grundmode um etwa 2 kHz geringer aus und betrug 7,24 kHz. Hieraus konnte nach Gleichung (4.5) die Größenordnung⁹ der technologisch bedingten inneren Druckspannung in der ZnO -Dünnschicht zu etwa $\sigma \approx -15$ MPa abgeschätzt werden. Die Schwingungsmoden M_{31} konnte meßtechnisch an diesem Sensor nicht nachgewiesen werden, da das modenselektive Elektrodenlayout zur Anregung dieser Mode ungeeignet war (siehe auch Kapitel 5.5.1). Eine Diskussion der einzelnen Fehlereinflüsse erfolgt in Kapitel 4.5.

⁹Vergleiche hierzu Kapitel 4.5.

4.3 Charakterisierung der Sensorkennlinien

4.3.1 Kraftabhängige Frequenzänderung

Um die Kraftempfindlichkeit der Balkenresonatoren zu ermitteln, wurden sie mit einer Axialkraft beaufschlagt. Hierzu stand eine Meßeinrichtung zur Verfügung, die es erlaubte, mit Hilfe einer Gewichtskraft eine angenähert uniaxiale Krafteinleitung in den Sensor zu erreichen [Müller 92]. Die Kraftsensoren mit elektrothermischem Antrieb wurden bei einer geringen Heizleistung von $\overline{P_{Heiz}} = 50 \text{ mW}$ in Resonanz betrieben und ohne resistive Auslesung im „Niedertemperaturbereich“ ($P_{DMS} = 0$) optisch vermessen. Beim Einsatz als Strömungssensor betragen die elektrischen Verlustleistungen P_{DMS} bis zu 650 mW und führen zu einer Temperaturüberhöhung in Balkenmitte von etwa 60 K gegenüber der Umgebungstemperatur [Bartuch 93], so daß sich eine hohe thermische Querempfindlichkeit des Resonators einstellt. Diese unerwünschte Temperaturquerempfindlichkeit muß bei der Anwendung als Kraftsensor kontrolliert werden. Daher wurde der Einfluß der Temperaturüberhöhung auf das statische und dynamische Verhalten der Balkenresonatoren genauer untersucht. Eine Diskussion der Ergebnisse wird in Kapitel 4.4 gegeben.

Die lastabhängige Frequenzverschiebung wurde an Sensoren mit einer Balkenlänge von 10 mm und einer Balkendicke von $(50 \pm 2) \mu\text{m}$ im Kraftbereich bis etwa 11 N vermessen. Durch die optische Abtastung konnten bei symmetrischer Anregung die beiden Schwingungsmoden Z1 und Z3 gleichzeitig vermessen werden. In Tabelle 4.6 sind die Ergebnisse der Messungen übersichtlich zusammengefaßt. Für die Grundmode betrug die Re-

Tabelle 4.6: Experimentelle Kenndaten des elektrothermisch angetriebenen Kraftsensors

Kenngroße	f_0 [Hz]	Δf [Hz]	$\frac{\Delta f}{\Delta F}$ [$\frac{\text{Hz}}{\text{N}}$]	η [N^{-1}]	Q	NL [%]
Mode Z1	4265	1823	168	0,039	426±40	1,9
Mode Z3	24193	3021	280	0,012	692±200	0,9

sonanzfrequenz 4,265 kHz und wies eine maximale Frequenzverschiebung von 1,82 kHz auf. Dies entspricht einer relativen Kraftempfindlichkeit η , definiert nach Gleichung (2.28), von etwa $0,039 \text{ N}^{-1}$ [Müller 92]. Die angegebenen Schwingungsgüten Q stellen die Mittelwerte aus den zwölf Messungen dar und decken sich mit den Werten die bei Fremdanregung erreicht wurden. Im Gegensatz zur Grundmode schwanken die Werte der Obermode Z3 relativ stark, da diese Schwingungsmode mit Hilfe der zur Verfügung stehenden Anregungsschaltung¹⁰ nicht stabil angeregt werden konnte. Wird für die Gesamtquerschnittsfläche (siehe Schnitt B-B' in Abbildung 1.4) der Sensoren, die sich additiv aus

¹⁰Aus diesem Grunde wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Wiedemann 93] eine universelle Anregungsschaltung für den elektrothermisch angeregten Resonator entwickelt, die bei der Untersuchung des Temperaturverhaltens in Kapitel 4.4 zum Einsatz kam.

den Querschnitten der beiden Verstärkungsstege und der Balkenquerschnittsfläche zusammensetzt, der Wert von etwa $7,1 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$ zugrunde gelegt, so entspricht dieses einer mechanischen Verspannung im Resonator von rund 15,3 MPa. Dieser Wert führt auf eine „Spannungsempfindlichkeit“ von etwa 119 Hz/MPa.

Zur Überprüfung der FE-Modellannahmen wurde die Eigenfrequenzverschiebung unter der Einwirkung einer Axialkraft berechnet. Durch die äußere Lasteinwirkung ergibt sich eine Überlagerung eines statischen und eines dynamischen Problems. Im ersten Schritt wird in einer nichtlinearen statischen Analyse (Gleichung 3.19) die Balkendehnung als Funktion der einwirkenden Last ermittelt. Im darauffolgenden zweiten Schritt wird die Frequenzverschiebung in Abhängigkeit der Änderung der Resonatorsteifigkeit aufgrund spannungsversteifender Effekte nach Gleichung (3.23) berechnet. Unter Verwendung des FE-Modells aus Kapitel 4.2.1 konnte für eine äquivalente Zugspannung von etwa 15,2 MPa im Resonatorbalken eine Frequenzänderung von 1,868 kHz berechnet werden, was einer Empfindlichkeit von etwa 123 Hz/MPa entspricht. In **Abbildung 4.6** sind die experi-

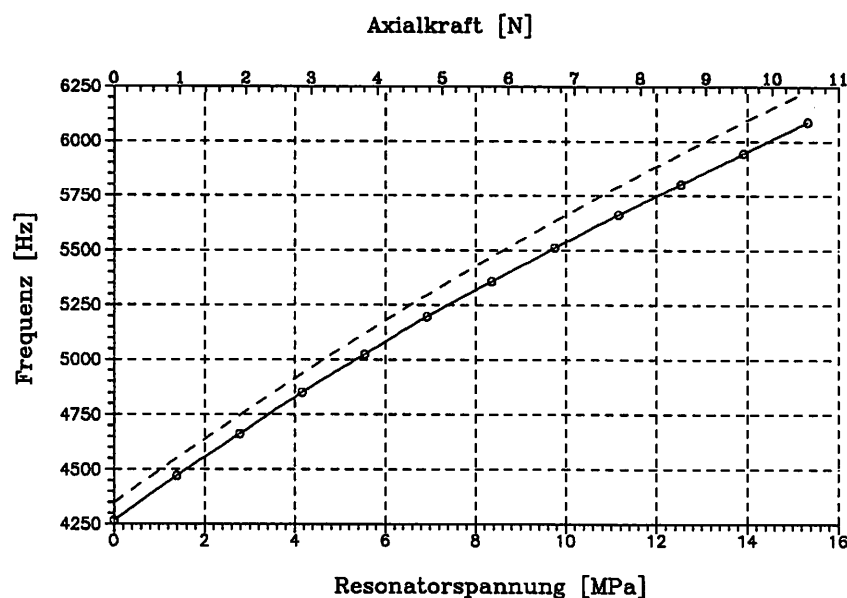


Abbildung 4.6: Lastabhängige Resonanzfrequenzänderung beim elektrothermisch angetriebenen Silizium-Kraftsensor

mentellen und numerischen Ergebnisse graphisch dargestellt. Die FE-Ergebnisse sind als gestrichelte Linie und die gemessenen Werte als Punkte eingezeichnet. Um die Nichtlinearität¹¹ der Sensorkennlinien zu ermitteln, wurde an die Meßwerte eine lineare Ausgleichsgerade mit der Methode der kleinsten Quadrate (*Least-Square-Approximation*) angepaßt. Die so ermittelte Nichtlinearität betrug für die Grundmode rund 1,9 %.

¹¹ Die Nichtlinearität NL gibt die maximale Abweichung einer nichtlinearen, stetig gekrümmten Kennlinie von einer Verbindungsgeraden durch den Anfangs- und Endpunkt der Kennlinie an und ist definiert als [Reichl 89]: $NL := \pm \frac{1}{2} \{ [f(x_1) + f(x_2)]/2 - f(x_2/2) \} / [f(x_2) - f(x_1)]$.

4.3.2 Druckabhängige Frequenzänderung

Das druckabhängige Resonanzverhalten von Membranen wird charakterisiert durch den Zusammenhang zwischen der Druckbeaufschlagung und der sich einstellenden Membranauslenkung. Wie in Kapitel 4.1.1 dargelegt, treten bei genügend „großen“ Auslenkungen nichtlineare Effekte auf, die zu inneren Membranspannungen führen. Diese sind infolge der spannungsversteifenden Wirkung für die Frequenzänderung der Membran verantwortlich. Die Druckempfindlichkeit der Siliziummembranen wurde analog zum Vorgehen beim Kraftsensor berechnet. Durch eine geometrisch nichtlineare, statische FE-Berechnung wurde die durch die Druckdifferenz hervorgerufene Steifigkeitsänderung der Membran ermittelt und zur Berechnung der Frequenzverschiebung herangezogen. Auf diese Weise konnte die Frequenz-Druck-Kennlinie des Drucksensors simuliert werden.

Im Gegensatz zu den Balkenstrukturen wird bei den Membranstrukturen die Spannungsversteifung durch große Auslenkungen ($d \geq h$) hervorgerufen, so daß die geometrische Steifigkeitsänderung des Resonators rechentechnisch durch große Deformationen (Elementrotationen) erfaßt werden muß. In ANSYS wird die auslenkungsabhängige Steifigkeitsänderung $K(u)$ durch Gleichung (3.19) beschrieben und iterativ nach (3.20) gelöst. Für die Ermittlung der druckabhängigen Membranauslenkung und Frequenzverschiebung wurde der in Kapitel 4.2.2 optisch vermessene Silizium-Drucksensor herangezogen. Um den Silizium-Drucksensor mit einer Siliziummembrandicke von etwa $50 \mu\text{m}$ und einer ZnO -Schichtdicke von etwa $11 \mu\text{m}$ sowohl analytisch als auch numerisch mit Schalenelementen modellieren zu können, wurden unter Annahme isotroper Elastizitätseigenschaften die Materialdaten gemäß Gleichung (4.6) gewichtet gemittelt. In erster Näherung reichen beim Zinkoxid die Materialeigenschaften senkrecht zur c -Achse aus, um das Biegeverhalten in der Ebene der beiden a -Achsen zu beschreiben. Für Zinkoxid wurde ein E-Modul von 126 GPa, eine *Poisson*-Zahl von 0,36 und eine Dichte von 5675 kg/m^3 verwendet [Landolt-Börnstein 82]. Diese Werte erweisen sich auch für Dünnschichten als sinnvoll, da an gesputterten ZnO -Dünnschichten Indenter-Messungen nach der Methode des Last-Eindringverfahrens [Olaf 92] durchgeführt wurden und einen reduzierten E-Modul von $\hat{E} \approx 145 \text{ GPa}$ bei einer Schichtdicke von 2–3 μm ergaben. Bei obigen Schichtdicken resultieren als gemittelten Materialparameter für den E-Modul 161 GPa, für die *Poisson*-Zahl 0,1166 und für die Dichte der Wert 2932 kg/m^3 .

Für eine erste Abschätzung der druckabhängigen Membranmittenauslenkung wurden sie analytisch nach zwei verschiedenen Näherungsansätzen (Gleichung 4.1 und 4.3) berechnet. In **Abbildung 4.7** sind die Ergebnisse der analytischen Berechnungen im Vergleich mit den optischen Messungen und den Ergebnissen des 2D-Schalenmodells S43 aus Tabelle 4.2 dargestellt. Die Nichtlinearität des gemessenen Kurvenverlaufes beträgt im Maximaldruckbereich etwa $\pm 6,0 \%$. Während Gleichung (4.1) zu hohe Membranmittenauslenkungen liefert und ab etwa 400 mbar aufgrund des negativen quadratischen Korrekturfaktors des Linearitätsfehlers einen degressiven Kurvenverlauf annimmt, beschreibt Gleichung (4.3) die druckabhängige Mittenauslenkung exakter. Die Differenz zwischen den beiden analytischen Beschreibungsansätzen beträgt etwa 6–11 %. Während der quadratische Näherungsansatz

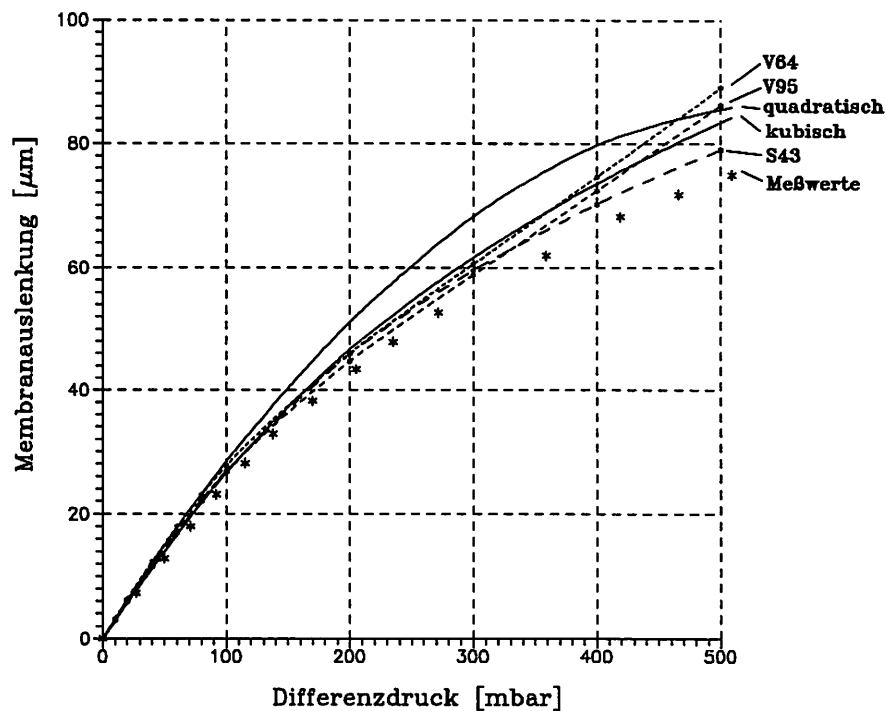


Abbildung 4.7: Druckabhängige Membranmittenauslenkung eines Silizium-Drucksensors (Vergleich: analytische Beschreibung – FE-Berechnung – Messung)

(4.1) bis zu einer Druckdifferenz von etwa 100 mbar, dieses entspricht einer Auslenkung von etwa einer halben Membrandicke, verwendet werden kann, erweist sich der kubische Näherungsansatz (4.3) als eine bessere Beschreibung des gemessenen Kurvenverlaufs bis 500 mbar mit einer maximalen Abweichung von 12 %. Das 2D-Schalenmodell kommt den gemessenen Werten mit einer Abweichung von etwa 5 % am nächsten. Eine lineare analytische Vergleichsrechnung, bei der der nichtlineare Korrekturterm aus Gleichung (4.1) nicht berücksichtigt wurde, ergab für den betrachteten maximalen Druckbereich eine etwa doppelt so hohe Membranauslenkung und ist daher nicht mehr verwendbar.

Um die Einflüsse der realen Einspannung durch die (111)-Siliziumebenen und der anisotropen Elastizitätseigenschaften der Siliziummembran und der *ZnO*-Dünnschicht zu untersuchen, wurden neben dem Schalenmodell S43 mit linearen Ansatzfunktionen auch die dreidimensionalen Modelle V95 und V64 betrachtet, die aufgrund der erhöhten Anzahl von Freiheitsgraden nur ein Viertel der Sensorgeometrie berücksichtigen. Das FE-Modell V95 verwendet 20-knotige Volumenelemente (*SOLID95*) mit quadratischen Ansatzfunktionen bei isotropen Materialeigenschaften, das FE-Modell V64 (*SOLID64*-Elemente) berücksichtigt die Elastizitätsanisotropien von Silizium und Zinkoxid. Die Elastizitätseigenschaften wurden für Bulkmaterial der Literatur [Landolt-Börnstein 82] entnommen. Während das Modell V95 nur jeweils eine Elementlage über die Membrandicke aufweist, sind bei Modell V64 insgesamt vier Elementlagen berücksichtigt worden. Die Berechnungsergebnisse der dreidimensionalen FE-Modelle V64 und V95 sind in Abbildung 4.7 zusätzlich gestrichelt eingezeichnet und decken sich bis 300 mbar gut mit den Resultaten des 2D-Schalenmodells.

Ab diesen Druckbereich verhalten sich die 3D-Modelle weniger steif, so daß die Auslenkungen höher ausfallen. Dieses läßt sich auf die mit zunehmender Druckbeaufschlagung Verdünnung der Volumenelemente zurückführen, die eine erhebliche Verminderung der effektiven Biegesteifigkeit D zur Folge haben kann. Nach Gleichung (4.2) geht die Membrandicke h mit der dritten Potenz ein, so daß bei einer Auslenkung von fast $90\text{ }\mu\text{m}$ beim anisotropen FE-Modell V64 eine merkliche Steifigkeitsverminderung hervorgerufen werden kann. Wie in Kapitel 4.1.3 untersucht, fallen im Vergleich zur anisotropen Beschreibung (FE-Modell: V64) die Auslenkungen bei der isotropen Beschreibung (FE-Modell: V95) geringer aus. Das 2D-Schalenmodell weist trotz des überlegenen Approximationsverhaltens (siehe Abbildung 4.2) und ausreichender Vernetzungsfineinheit die höchste Modellsteifigkeit auf. Dieser Sachverhalt läßt sich auf die Verwendung der isotropen Ersatzmaterialdaten zurückführen.

In Abbildung 4.8 sind die Ergebnisse der numerisch berechneten und experimentell be-

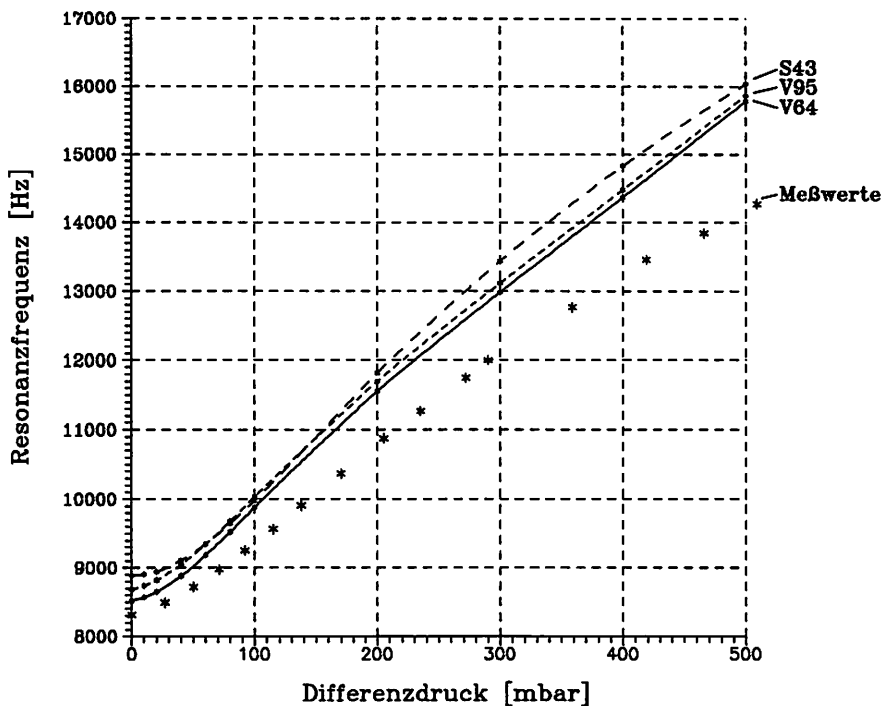


Abbildung 4.8: Druckabhängige Frequenzänderung eines piezoelektrisch angetriebenen Silizium-Drucksensors (Vergleich: FE-Berechnungen – Messung)

stimmten, druckabhängigen Frequenzänderung des Silizium-Drucksensors graphisch dargestellt. Die Reihenfolge der Kennlinien ist umgekehrt zu der bei den druckabhängigen Auslenkungen. Aufgrund der größten Modellsteifigkeit weist das 2D-Schalenmodell S43 die höchsten Frequenzen und folglich auch die größten Abweichungen zu den Meßwerten auf. Die Approximationsgüte nimmt hingegen vom isotropen 3D-Modell V95 zum anisotropen 3D-Modell V64 zu. Für die unbelastete Membran ($p = 0$) betragen die Abweichungen zur gemessenen Resonanzfrequenz f_0 lediglich 4,4 bzw. 2,4 %. Die druckabhängige Frequenzänderung $\Delta f/\Delta p$ beläuft sich bei allen drei FE-Modellen auf etwa

14,3–14,5 Hz/mbar und weicht rund 16 % von der gemessenen Druckempfindlichkeit (12,4 Hz/mbar) ab. **Tabelle 4.7** faßt die analytischen und numerisch berechneten charakteristischen Sensorkennndaten im Vergleich mit den Messungen zusammen. Die analytischen Abschätzungen für die unbelastete Resonanzfrequenz f_0 , die maximale Membranmittenauslenkung u_z und die Druckempfindlichkeit $\Delta f/\Delta p$ erfolgten nach den Gleichungen (2.23), (4.3) und (2.24) unter Verwendung gewichteter Materialdaten nach Gleichung (4.6). Die Approximation der Meßkurve durch die Berechnungen hängt neben der Kenntnis der

Tabelle 4.7: Charakteristische Kennndaten des piezoelektrisch angetriebenen Silizium-Drucksensors (Vergleich: analytische Beschreibung – FE-Berechnung – Messung)

Sensor Kenndaten	analytisch	FE-Modell: S43–V95–V64			Messung
		2D isotrop	3D isotrop	3D anisotrop	
h [μm]	—	184	511	341	—
Aspektverh.:	—	3,0	10,2	6,8	—
Elemente	—	2500	1128	3844	—
Knoten	—	2601	6565	5230	—
MDOF	—	300	500	500	—
f_0 [Hz]	8920 (7,3 %)	8890 (6,9 %)	8686 (4,4 %)	8517 (2,4 %)	8317 ± 50
u_z [μm]	84,26 (12,3 %)	79,06 (5,4 %)	82,21 (9,6 %)	89,00 (18,7 %)	75,0 $\pm 0,5$
$\frac{\Delta f}{\Delta p}$ [$\frac{\text{Hz}}{\text{mbar}}$]	14,72 (18,7 %)	14,30 (15,3 %)	14,36 (15,8 %)	14,53 (17,2 %)	12,4 $\pm 1,0$

exakten Strukturabmessungen entscheidend von der richtigen Wahl der Materialparameter sowie der Kenntnis der inneren Spannung der Dünnschicht auf der Siliziummembran ab. Beim Vergleich der druckabhängigen Membranmittenauslenkung (Abbildung 4.7) mit der Frequenzänderung (Abbildung 4.8) fällt beim Schalenmodell S43 auf, daß mit einer geeigneten Wahl der Materialparameter beispielsweise der Kurvenverlauf der Membranauslenkung ($u_z(p) \sim K^{-1}$) zwar gut approximiert werden kann, jedoch auf Kosten der Approximationsgüte bei der Resonanzfrequenz ($f(p) \sim \sqrt{K}$). Somit ist bei den numerischen Berechnungen sicherzustellen, daß die Modellsteifigkeit K , einerseits bedingt durch die Elementvernetzung, andererseits durch die Wahl der Materialparameter, richtig beschrieben wird. Der Einfluß der Modellmassenmatrix M kann bei einer konsistenten Massenformulierung vernachlässigt werden, falls die laterale Elementunterteilung genügend fein gewählt wurde. Die durch die Geometrietoleranzen und nicht genau bekannten Materialeigenschaften bedingten Fehlereinflüsse werden in Kapitel 4.5 diskutiert.

4.4 Untersuchung des Temperatureinflusses

Um das thermische Verhalten mikromechanischer Bauelemente zu untersuchen, eignen sich die elektrothermisch angetriebenen Kraft- und Strömungssensoren besonders gut, da die Heiz- und DMS-Widerstände variabel ansteuerbare Wärmequellen darstellen. Bei einer Temperaturüberhöhung treten im eingespannten Balkenresonator thermisch induzierte Spannungen auf, die bei Überschreitung der für das Bauelement charakteristischen Knickspannung zum Ausknicken bzw. Ausbeulen (*engl.*: Buckling) des Balkens führen. Hierdurch wird das Resonanzverhalten stark beeinflusst, so daß die Resonanzfrequenzen unterschiedliche Temperaturempfindlichkeiten *vor* und *nach* dem Ausknicken aufweisen. Bei Erhöhung der Temperatur bauen sich infolge veränderter Wärmeausdehnung Druckspannungen im Resonator auf, die zu einer Erniedrigung der Resonanzfrequenz der Grundbiegeschwingung führen. Bei Erreichen der kritischen Temperatur knickt der ursprünglich gerade Balken aus und nimmt eine neue Gleichgewichtslage ein. Bei weiterer Temperaturerhöhung können sich danach nur Zugspannungen aufbauen, so daß die Resonanzfrequenz infolge der spannungsversteifenden Effekte wieder ansteigt.

Ausgangspunkt zur analytischen Beschreibung der temperaturabhängigen Effekte beim doppelseitig eingespannten Biegebalken bildet Gleichung (4.5), die die Resonanzfrequenzänderung des Balkens infolge einer zusätzlichen axialen Spannung σ im Resonator beschreibt. Durch Umformung dieser Gleichung kann formal die Knickspannung σ_B eingeführt werden:

$$f(\sigma) = f_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\sigma_B}\right)} \quad (4.12)$$

Die axiale Spannung σ kann hierbei durch eine technologisch bedingte innere Vorspannung σ_0 , eine äußere axiale Kraftbeaufschlagung F oder infolge einer Temperaturüberhöhung ΔT nach Gleichung (3.32) hervorgerufen werden. Das Ausknicken des Balkens findet statt, sobald die Summe der inneren Druckspannungen den Wert der Knickspannung erreicht. Unter Verwendung von Gleichung (4.5) kann die charakteristische Knickspannung, die auch als *Eulersche Knicklast* bezeichnet wird, abgeleitet werden [Timoshenko 87]:

$$\sigma_B = 4\pi^2 \frac{\hat{E}I}{Al^2} \approx 3,39 \hat{E} \left(\frac{h}{l}\right)^2 \quad (4.13)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz nach dem Ausknicken läßt sich unter Zugrundelegung des *Rayleigh-Quotienten* beschreiben, durch den die Resonanzfrequenz des Balkens über das Verhältnis von potentieller zu kinetischer Energie im Resonator dargestellt werden kann [Kim 86, Geijselaers 91]. Durch Betrachtung der veränderten Biegelinie im ausgeknickten Zustand ist es möglich, das Temperaturverhalten des Balkens auch *nach* dem Ausknicken zu berechnen, was durch Gleichung (4.12) nicht möglich ist, da für $\sigma < -\sigma_B$ der Wurzelausdruck komplex würde und die Resonanzfrequenz dann nicht mehr definiert ist. Für die Resonanzfrequenz des Balkens in Abhängigkeit der Tempera-

turüberhöhung gegenüber der Umgebung sind in [Bartuch 93] die Zusammenhänge:

$$f(\Delta T) = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{S - \hat{E}\alpha\Delta T}{3\rho}} \quad \text{für } 0 \leq \Delta T \leq \Delta T_{kr} \quad (4.14)$$

$$f(\Delta T) = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{\hat{E}\alpha\Delta T - S}{\rho}} \quad \text{für } \Delta T \geq \Delta T_{kr} \quad (4.15)$$

abgeleitet worden. Hierbei ist $S = \sigma_0 + \sigma_B$ die Summe aus axialer Vorspannung und Knickspannung. Bei Erreichen der kritischen Temperaturüberhöhung $\Delta T_{kr} = S/\hat{E}\alpha$ kompensiert die thermische Druckspannung die mechanische Steifigkeit S des Balkens, so daß aufgrund der verschwindenden Resonatorsteifigkeit die Resonanzfrequenz im Idealfall gegen Null geht.

Für den praktischen Einsatz von resonanten Sensoren ist daher die Kenntnis der kritischen Knickspannung und der damit verbundenen kritischen Temperaturüberhöhung von entscheidender Bedeutung, weil der Resonator statisch instabil wird und die temperaturabhängige Sensorkennlinie nicht mehr eindeutig ist. Im nachfolgenden wird der Einfluß einer homogenen Temperaturerhöhung auf den in Kapitel 4.2.1 und 4.3.1 behandelten Balkenresonator untersucht.

4.4.1 Statische Instabilitäten

Die auf ihr thermisches Verhalten hin untersuchten Silizium-Kraftsensoren weisen eine Länge von 10 mm und eine mittlere Balkendicke von etwa 50 μm auf. Bei der Herstellung wurden für die Ätzmaskierung der (100)-Siliziumwafer thermische Oxidschichten von 1,5 μm Dicke verwendet, die bei der naßchemischen Prozessierung auf etwa 1 μm abgedünnt wurden. Zusätzliche Metallschichtsysteme sind für die Heiz- und DMS-Widerstände ($NiCr$), die lötbaren ($NiCr - Ti/Pd/Au$) bzw. bondbaren Außenkontakte ($NiCr - Ti/Pd/Au$ galv.) und das Kontaktsystem auf den Siliziumbalken mittels PVD-Verfahren (Sputtern) abgeschieden worden. Die Schichtdicken betrugen bei $NiCr$ 30 nm und bei $Ti/Pd/Au$ etwa 60 nm/400 nm/160 nm. Da die Haftfestigkeit des Metallschichtsystems auf dem thermischen Oxid kritisch ist, wurde eine 30 nm dünne $NiCr$ -Schicht als zusätzlicher Haftvermittler eingesetzt [ABV 93]. Dieses Metallschichtsystem wurde in den FE-Berechnungen vernachlässigt, da es einerseits den Balken nicht ganzflächig überdeckt und die Schichtdicken im Gegensatz zum Siliziumbalken sehr gering sind (50 μm /1 μm /0,65 μm).

Im Rahmen einer Diplomarbeit [Messner 93] wurden verschiedene FE-Modelle des Balkenresonators erstellt und das Balkenausknicken, sowie das temperaturabhängige Resonanzfrequenzverhalten modelliert. Insbesondere wurde die Eignung des elektrothermisch angeregten Resonators als frequenzanaloger Strömungssensor untersucht. In **Abbildung 4.9** sind die Balkenmittenauslenkungen in Abhängigkeit der Temperaturüberhöhung zwischen der mittleren Balkentemperatur und der Umgebung dargestellt. Zur Überprüfung der FE-Berechnungen wurden zusätzlich Messungen an vier verschiedenen Sensorexempla-

ren durchgeführt. Die Vermessung der Sensoren erfolgte optisch mit Hilfe eines kommerziellen Autofocusmeßsystems [UBM91]. Allen Kurven ist gemeinsam, daß die Balkenmittenauslenkung zwischen 20 und 30 K deutlich zunimmt und bei einer Temperaturüberhöhung von 60 K den Betrag der Balkendicke überschreitet. Durch geometrische Imperfektionen des Resonators und nicht ideale Einspannbedingungen findet das Ausknicken gegenüber der idealisierten Balkengeometrie der FE-Modelle nicht abrupt statt. Infolge der inneren Spannungen des Schichtsystems weisen die vermessenen Siliziumsensoren Vordehnungen auf, die bereits zu 3–9 μm Balkenmittenauslenkungen bei $\Delta T = 0$ führen. Die Variation der gemessenen Kurvenverläufe dokumentiert weiterhin die prozeßtechnisch bedingte Bauelementestreue, die im wesentlichen durch die nur ungenau kontrollierbare Balkendicke und zusätzlich durch die unterschiedlichen inneren Schichtspannungen hervorgerufen wird.

Die beiden FE-Modelle berücksichtigen die Temperaturabhängigkeit der Wärme-

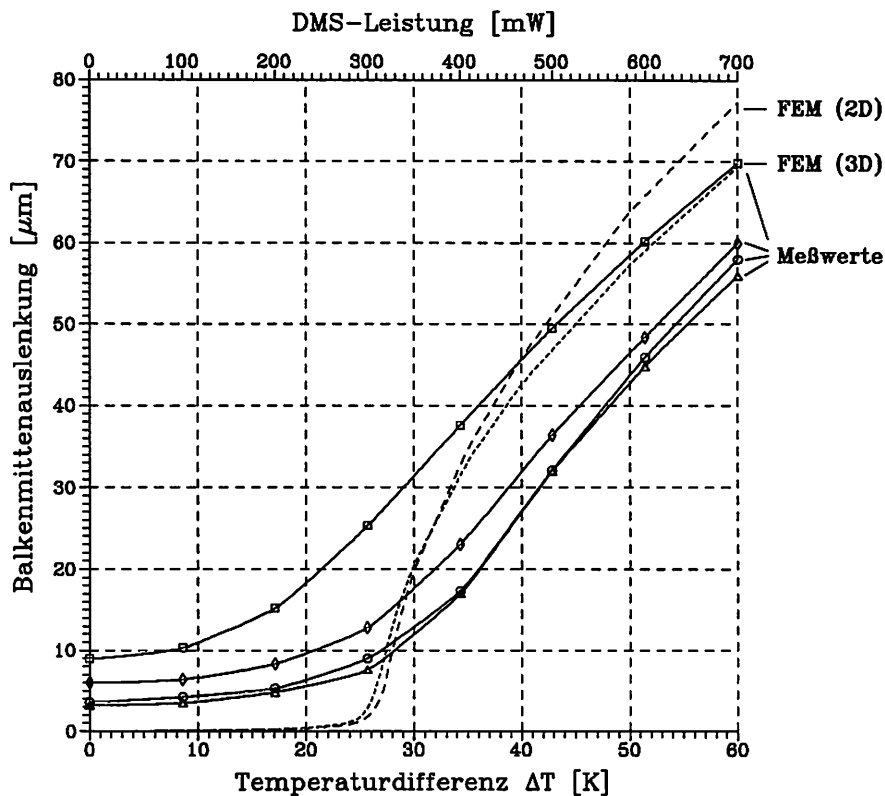


Abbildung 4.9: Statische Auslenkung eines Silizium-Balkenresonators in Abhängigkeit der Temperaturüberhöhung (Vergleich: FE-Berechnungen – Messungen)

ausdehnungskoeffizienten und der Elastizitätsmoduln, die Siliziumoxidschicht und die durch (111)-Siliziumebenen bedingte schräge Sensoreinspannung. Die mechanischen Verstärkungsstege des Sensors wurden vernachlässigt, da sie keinen Einfluß auf das Schwingungsverhalten haben. Beim dreidimensionalen FE-Modell wurden zusätzlich die anisotropen Materialeigenschaften berücksichtigt. Während der Einfluß auf die kritische Temperaturdifferenz beim Ausknicken des Balkens sehr gering ist, unterscheiden sich die maximalen Mittenauslenkungen des Balkens um etwa 11 %. Dieses ist im wesentlichen auf die un-

terschiedlichen Temperaturkoeffizienten der E-Moduln bei der isotropen bzw. anisotropen Beschreibungsweise zurückzuführen, da der Einfluß der gewählten isotropen Elastizitätser-satzdaten (2.27) gemäß Tabelle 4.3 vernachlässigbar ist.

4.4.2 Resonanzfrequenzverhalten

Die statischen Berechnungen unter Einwirkung der homogenen Temperaturlasten wurden herangezogen, um die temperaturbedingte Steifigkeitsänderung des Balkenresonators zu ermitteln und anschließend die Resonanzfrequenz zu berechnen. Die Resonanzfrequenzcharakteristik wurde analog zum Vorgehen bei der Berechnung der Kraftempfindlichkeit des Balkenresonators ermittelt. In **Abbildung 4.10** ist der Frequenzverlauf der Grundschiwungsmode des Balkenresonators in Abhängigkeit der Temperaturüberhöhung dargestellt. Zum Vergleich sind die experimentellen Resultate (Meßpunkte) zweier verschiedener Sen-sorexemplare mit eingezeichnet. Beide Sensoren wiesen eine Länge von 10 mm und eine nominelle Balkendicke von 50 μm auf. Sie wurden sowohl optisch mit einem Laservibro-meter [Messner 93], als auch in einem elektrischen Meßaufbau [Wiedemann 93] vermes-sen. Die optisch vermessene Resonanzcharakteristik zeichnet sich gegenüber der elektrisch vermessenen Kurve durch geringere Streuungen aus. Die Meßfehler bei der optischen Be-stimmung der Resonanzfrequenz liegen bei etwa $\pm(10-50)$ Hz, die bei der elektrischen Messung bei etwa ± 200 Hz (siehe Fehlerbalken). Die mittleren Heizleistungen $\overline{P_{Heiz}}$ be-trugen etwa 220 mW, die Umgebungstemperatur wurde auf etwa $\pm 1^\circ\text{C}$ konstant gehalten. Die großen Schwankungen bei der elektrischen Messung können durch Schwankungen der DMS-Speisespannung und der Schwingungsamplitude, sowie der Dauer der Anregungs-impulse erklärt werden. Aus diesem Grunde wurde für die elektrischen Meßwerte eine analytische Anpassung nach den Gleichungen (4.14) und (4.15) vorgenommen. Eine opti-male Anpassung an den gemessenen Kurvenverlauf wurde mit den Parametern $S = 12,1$ MPa und $\Delta T_{kr} = 30,5$ K erreicht. Die Zuordnung der Temperaturüberhöhung zur um-gesetzten elektrischen Leistung erfolgte durch $\Delta T \approx 0,084 \cdot P_{DMS} + \Delta T(\overline{P_{Heiz}})$ für die optischen *und* elektrischen Messungen gleichzeitig. Der Temperatureinfluß der mittleren Heizleistung $\overline{P_{Heiz}}$ wurde hierbei vernachlässigt, da bei den optischen Messungen (in Kapi-tel 4.2.1) die Resonanzfrequenz ohne DMS-Abtastung erfolgte und damit $\Delta T(\overline{P_{Heiz}}) \leq 4$ K abgeschätzt werden konnte. Mit Hilfe der optischen Amplitudenmessungen wurden die Schwankungen der Schwingungsamplitude und der Schwingungsgüten des Balkenresona-tors ermittelt. Für die Grundmode wurden die Werte $\Delta A = \pm 5\%$ und $\overline{Q} = 220 \pm 30$ gemessen. Das schwächer ausgeprägte Frequenzminimum beim optisch vermessenen Sen-sor läßt sich durch die unterschiedlichen Vorspannung beider Balkenresonatoren erklären [Lindberg 93]. Dieser Sachverhalt wird durch die unterschiedlichen Meßergebnisse der tem-peraturabhängigen Balkenmittenauslenkung in **Abbildung 4.9** untermauert.

In **Tabelle 4.8** sind die rechnerisch und experimentell ermittelten charakteristischen Kenngrößen der Silizium-Balkenresonatoren in Abhängigkeit der Temperaturüberhöhung abschließend zusammengefaßt. Es handelt sich hierbei um die Resonanzfrequenz bei Um-

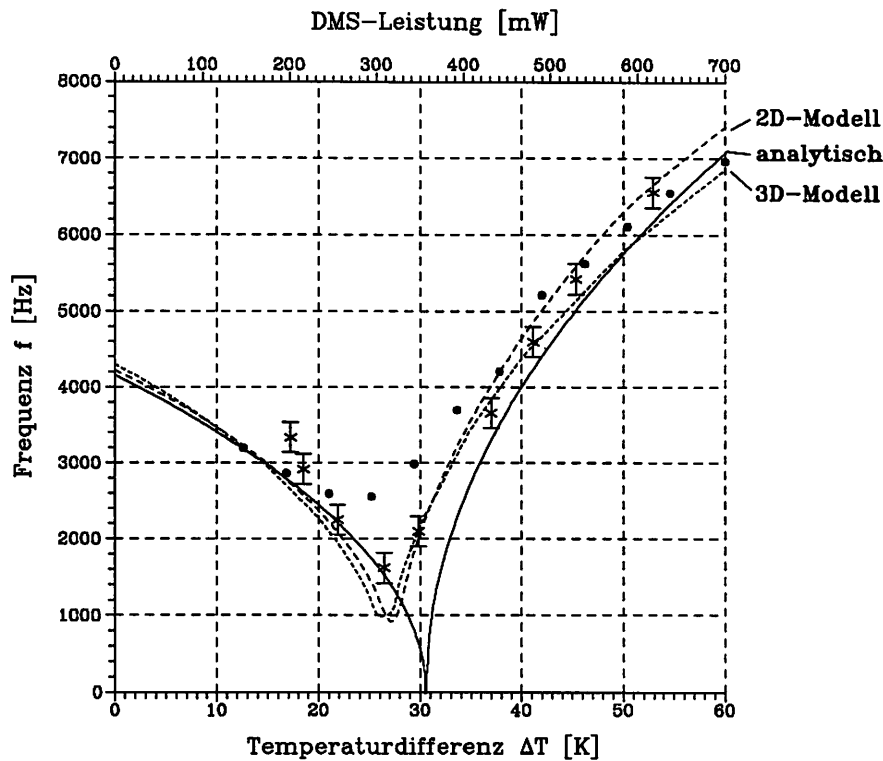


Abbildung 4.10: Frequenzcharakteristik eines Silizium-Balkenresonators in Abhängigkeit der Temperaturüberhöhung (Vergleich: Analytische Beschreibung – FE-Berechnungen – Messungen)

gebungstemperatur $f(\Delta T = 0)$, die Resonanzfrequenz $f(\Delta T_{max})$ bei 60 K Temperaturdifferenz und der maximalen Balkenmittenauslenkung u_z , sowie der jeweils mit Hilfe verschiedener Methoden ermittelten kritischen Temperaturüberhöhungen ΔT_{kr} . Im Rahmen der Meßfehler und der technologisch bedingten Toleranzen der Siliziumsensoren stimmen die gemessenen Werte mit den Simulationen gut überein.

Bei frequenzanalogen Sensoranwendungen, die den elektrothermischen Antrieb einsetzen, muß darauf geachtet werden, daß der Balkenresonator nicht instabil wird und ausknickt, da ansonsten die Zuordnung zwischen Meßgröße und Resonanzfrequenz nicht mehr eindeutig ist. Bei der Anwendung als Kraftsensor ist die Temperaturquerempfindlichkeit soweit wie möglich zu minimieren, das durch eine geeignete Wahl des Arbeitspunktes (DMS-Leistung) erfolgen kann. Bei den 10 mm langen und 50 μm dicken Silizium-Balkenresonatoren beträgt die mittlere kritische Temperaturdifferenz etwa (27 ± 3) K, die einer mittleren elektrischen Leistung von etwa (320 ± 40) mW entspricht. Für einen stabilen Betrieb als Kraftsensor ist es daher notwendig, den Arbeitspunkt weit unterhalb dieser Leistung, bei etwa 200 mW zu wählen. Eine untere Grenze für die DMS-Leistung wurde bei 150 mW erreicht, unterhalb derer keine stabile Anregung mehr gewährleistet war. Bei der Anwendung als frequenzanaloger Strömungssensor muß ein Arbeitspunkt weit oberhalb der kritischen Temperaturdifferenz gewählt werden, um den Abkühlungseffekt durch die ther-

	$f(\Delta T = 0)$ [Hz]	$f(\Delta T_{max})$ [Hz]	u_z [μm]	ΔT_{kr} [K]
FEM (2D-Modell)	4223	7415	77,3	$27,5 \pm 1,0$
FEM (3D-Modell)	4304	6851	69,4	$26,0 \pm 1,0$
optische Messung	—	6970	56–70	$24,0 \pm 2,0$
elektr. Messung	4164	7077	—	$30,5 \pm 2,0$

Tabelle 4.8: Temperaturabhängigkeit charakteristischer Kenngrößen von Silizium-Balkenresonatoren (Vergleich: FE-Berechnungen – Messungen)

misches Fluid-Struktur-Wechselwirkung möglichst zu erhöhen.

In **Tabelle 4.9** sind die charakteristischen Kenngrößen elektrothermisch angetriebener Silizium-Kraftsensoren in Abhängigkeit des Widerstandslayouts zusammengefaßt. Beim Startlayout wurde die DMS-Vollbrückenschaltung in Balkenmitte angeordnet, um eine maximale Anregungseffizienz zu erreichen, was zu einer stark inhomogenen Wärmeverteilung im Balken und einer hohen Temperaturquerempfindlichkeit führte. Beim Redesign wurden die beiden querliegenden Widerstände nach außen zu den Balkenenden hin verlegt. An diesen Stellen hat die axiale Spannung auf der Balkenoberfläche einen maximalen Wert, so daß diese Widerstände ebenfalls zur Signalgewinnung beitrugen. Bei mittleren Impulsheizleistungen von 600 mW ($R_{Heiz} = 300 \Omega$) konnten Schwingungsamplituden von etwa 1 μm erzielt werden. Mit der Layoutänderung konnte die DMS-Spannung ($R_{DMS} = 250 \Omega$),

Kenngröße	ΔT_{max} [K]	T_{max} [°C]	U_{DMS} [mV]	$\frac{\Delta I}{\Delta T}$ [$\frac{\text{Hz}}{\text{K}}$]
Startlayout	60	100	40	19
Redesign	30	68	200	5

Tabelle 4.9: Charakteristische Kenngrößen des elektrothermisch angetriebenen Kraftsensors in Abhängigkeit des Widerstandslayouts

bei gleichzeitiger Reduktion der Temperaturquerempfindlichkeit, verfünffacht werden. Die maximale Temperaturdifferenz ΔT_{max} zwischen Balkenmitte und Einspannstelle konnte um etwa 30 K gesenkt werden, was zu einer etwa vierfach verminderten Temperaturquerempfindlichkeit des Kraftsensors führte.

4.5 Fehlerbetrachtung

Bei der Korrelation der experimentellen und numerischen Ergebnisse müssen die verschiedenen Fehlereinflüsse betrachtet werden, die durch die idealen Modellannahmen, die technologiebedingten Baulementetoleranzen und Meßungenauigkeiten hervorgerufen werden. In diesem Kapitel sollen die Fehler, soweit sie nicht weiter quantifizierbar sind, der Größenordnung nach abgeschätzt werden. Falls die analytischen Zusammenhänge bekannt sind, können mit Hilfe der *Gaußschen* Fehlerfortpflanzung die Fehlereinflüsse quantitativ berechnet werden. Danach ergibt sich für eine Funktion $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ aufgrund der mit den Fehlern Δx_i behafteten unabhängigen Eingangsgrößen x_i ein Fortpflanzungsfehler:

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2} \quad (4.16)$$

Beim dynamischen Verhalten mikromechanischer Strukturen interessieren in diesem Zusammenhang insbesondere die Fehlergrößen der Resonanzfrequenz f_0 der unbelasteten Mikroresonatoren und die Frequenzänderung Δf aufgrund der Einwirkung einer äußeren Meß- oder Störgröße.

Infolge von Geometrietoleranzen und der nur ungenau bekannten Materialeigenschaften folgt für den Fehler der Resonanzfrequenz unter Zugrundelegung der Gleichungen (2.22) und (2.23):

$$\frac{\Delta f}{f} = \sqrt{\left(\frac{\Delta h}{h} \right)^2 + \left(\frac{2\Delta l}{l} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \hat{E}}{2\hat{E}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \rho}{2\rho} \right)^2} \quad (4.17)$$

Der Einfluß der prozeßbedingten Vorspannung einer Bimorphstruktur auf die Resonanzfrequenz kann nach Gleichung (4.5) abgeschätzt werden und liefert bei der Auflösung nach σ den Zusammenhang:

$$\sigma = \left[\left(\frac{f_\sigma}{f_0} \right) - 1 \right] \cdot \frac{\hat{E}}{c_\sigma} \left(\frac{h}{l} \right)^2 \quad (4.18)$$

Diese Gleichung gilt einerseits nur für im Vergleich zur Substratdicke dünne Schichten, d.h. $h_{Si} \geq 5-10 \ h_{Piezo}$, da sonst die ideal starre Einspannung als Randbedingung nicht mehr erfüllt ist. Andererseits darf der Radikand unter dem Wurzelausdruck von Gleichung (4.5) nicht verschwinden. Unter diesen Voraussetzungen ist es möglich ausgehend von der Frequenzverschiebung $\Delta f = f_\sigma - f_0$ auf die Größenordnung der inneren Vorspannung zurückzuschließen, sofern andere Einflüsse ausgeschlossen werden können. Neben dem in Kapitel 4.4 behandelten Temperatureinfluß stellen andererseits nach Gleichung (4.17) Geometrietoleranzen und nur ungenau bekannte Materialeigenschaften mögliche Einflußgrößen dar, die zu einer *scheinbaren* Frequenzverschiebung führen können. Bei einem typischen Frequenzfehler von etwa $\Delta f/f_0 \approx \pm 20 \%$ führt dieses bereits auf eine *scheinbare* innere Spannung von $\sigma \approx \pm 15$ MPa. Innerhalb dieses Spannungsbereiches ist eine Abschätzung der Vorspannung, die durch Dünnschichten hervorgerufen werden, daher nicht mehr eindeutig möglich.

Modellbedingte Fehlereinflüsse:

Der Einfluß der Modellfehler entsteht im wesentlichen durch die getroffene Idealisierung, sowie die verwendeten Elementtypen und eingesetzten numerischen Verfahren. Die systematischen Untersuchungen in Kapitel 4.1 haben gezeigt, daß durch die Wahl von Schalen- und Volumenelementen das Konvergenzverhalten stark beeinflusst werden kann. Die Abweichungen der numerisch ermittelten Resonanzfrequenzen vom analytischen Vergleichswert betragen bei Membranstrukturen weniger als 0,1 % für FE-Modelle mit etwa 7000 Knoten. Im Vergleich dazu erlauben Schalenmodelle eine wesentlich genauere Beschreibung, bereits bei weniger als 1000 Knoten. Ferner ist der Einfluß anisotroper Materialeigenschaften bei Zungen- und Balkenstrukturen vernachlässigbar, sofern die Orientierung der Strukturen entlang der (110)-Siliziumebenen berücksichtigt wird. Bei einer (100)-Orientierung der Membranen können die Abweichungen allerdings bis zu 11 % betragen. Den weitaus größten Einfluß besitzen allerdings Geometrietoleranzen und innere Schichtspannungen, die im folgenden daher ausführlicher diskutiert werden.

Technologiebedingte Bauelementtoleranzen:

Da die erzielbare Genauigkeit der hergestellten Balken- und Membrandicken beim anisotropen Naßätzen ohne Ätzstoppschichten ungenügend ist, resultieren hieraus hohe Fertigungstoleranzen. Dieser Prozeßschritt ist z.Zt. nur über die Ätzzeit kontrollierbar, so daß im Gegensatz zum elektrochemischen Naßätzen *kein* objektives Ätzstoppkriterium gegeben ist. Dieses hat zur Folge, daß die Strukturicken eine hohe Streuung von Bauelement zu Bauelement aufweisen *und* es nicht möglich ist, homogene Balken- und Membrandicken über die Bauelementlänge zu erreichen. Eine direkte Konsequenz hiervon ist die Balligkeit der von der Waferückseite freigeätzten Siliziummembranen zur Mitte hin. Weitere Ursachen für die z.T. erheblichen Maßabweichungen sind zum einen die schlechte Lackhaftung auf der Waferoberfläche und Fehlpositionierungen der Vorder- zur Rückseitenmaske bezüglich der Siliziumkristallstruktur. Hinzu kommt, daß die Toleranz der Flatjustierung bezüglich der (110)-Ebenen bei Siliziumwafern etwa $\pm 1,5^\circ$ beträgt. Die Dicken der 4"-Siliziumwafer schwanken außerdem etwa um $\pm(2-5) \mu\text{m}$ über den Gesamtwafer. Zusätzlich wirken sich die Waferdickenschwankungen, die von den Herstellern zu $(525 \pm 25) \mu\text{m}$ spezifiziert werden, auf die Bauelementtoleranzen aus.

Die Bestimmung der Bauelementlängen l und -dicken h erfolgte an Schliffbildern und Bruchkanten lichtmikroskopisch sowie unter dem Rasterelektronenmikroskop (REM). So betrug die Balligkeit von 9,2 mm langen Siliziummembranen mit einer Solldicke von $50 \mu\text{m}$ etwa $14 \mu\text{m}$. Am Membranrand wurde eine Dicke von $(40 \pm 2) \mu\text{m}$ und in Membranmitte eine Dicke von $(54 \pm 3) \mu\text{m}$ gemessen. Die Schichtdicke der ZnO -Schicht betrug bei einer Solldicke von $15 \mu\text{m}$ etwa $11-13 \mu\text{m}$ mit einer Schwankung von etwa $\pm 0,7 \mu\text{m}$ über die Membrangesamtlänge. In **Tabelle 4.10** sind die Bauelementstreuungen und -toleranzen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten mikromechanischen Strukturen zusammengestellt. Die Abweichungen bei den Bauelementlängen fallen kaum ins Gewicht und können zusätzlich über Vorhaltemaße im Maskenlayout kompensiert werden. Eine kritische Größe

Tabelle 4.10: Maßabweichungen bei mikromechanischen Strukturen

Struktur	Größe	Sollmaß	Streuung	Toleranz
Balken	Dicke	50 μm	30–60 μm	$\pm(5-10) \%$
	Länge	3–10 mm	—	$\leq \pm 0,5 \%$
Membran	Dicke	20–200 μm	—	$\pm(5-30) \%$
	Länge	10 mm	9,2–9,5 mm	$\leq \pm 0,5 \%$

ist hingegen die Bauelementdicke, deren Streuungen und Toleranzen erheblich eingehen und im Extremfall bis zu 30 % betragen können. Zieht man zusätzlich die Schwankungen bei den Materialeigenschaften hinzu, so ergibt sich für die Resonanzfrequenz ein maximaler relativer Fehler von etwa:

$$\frac{\Delta f}{f} = \sqrt{\left(\frac{\Delta h}{h}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \hat{E}}{2\hat{E}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \rho}{2\rho}\right)^2} \approx \frac{\Delta h}{h} \approx 31 \% \quad (4.19)$$

Somit wird im wesentlichen der Fehler durch die Dickenschwankung $\Delta h/h$ hervorgerufen. Zur Reduktion dieses Fehlers ist es daher dringend erforderlich, Ätzstoppschichten bei der vertikalen Strukturierung mikromechanischer Strukturen einzusetzen.

Weitere Fehlereinflüsse resultieren aus den unberücksichtigten Klebschichten (Epoxidharz: UHU Plus Endfest 300 bzw. Cyancrylatkleber) mit denen die mikromechanischen Bauelemente auf Metallträger zur Vermessung fixiert werden. Typische Klebschichtdicken sind hierbei etwa $(30 \pm 10) \mu\text{m}$. Zusätzlich haben die Klebermaterialeigenschaften, wie Härte und Viskosität, einen erheblichen Einfluß auf die Starrheit der Baulementefixierung. Inhomogenitäten der Klebschichten führen zusätzlich zu undefinierten Einspannbedingungen, so daß die Mikroresonatoren nicht ideal starr eingespannt sind und die Resonanzfrequenzen niedriger ausfallen. Desweiteren wirken sich die Klebschichten auf das Temperaturverhalten der Bauelemente aus, so daß bei Temperatúraushärtung ($\Delta T \approx 120^\circ\text{C}$) thermisch induzierte Spannungen auftreten, bei Membranbauelementen beim Abkühlen sogar zur Zerstörung führen können. Die Einflüsse der Klebschichten können nicht direkt abgeschätzt werden, da neben den ungenauen Klebschichtdicken vor allem die Materialeigenschaften der Kleber z.T. unbekannt sind, so daß hier weitergehende, detaillierte Untersuchungen erforderlich sind [Jauch 94].

Meßungenauigkeiten:

Die Meßfehler bei der Bestimmung der Resonanzfrequenzen hängen in erster Linie vom eingesetzten Meßverfahren ab. Die Frequenzen wurden in der Regel mit einem Laser-vibrometer optisch vermessen. Ausschlaggebend für die Genauigkeit der Frequenzmessungen im untersuchten Meßbereich ist die Auflösung des eingesetzten Spektrumanalysators (HP3588A). Die Auflösungsbandbreite (*Resolution-Bandwidth*) betrug bei den schmalbandigsten Messungen etwa 5–10 Hz, bei einer überdeckten Frequenzspanne von etwa 500 bzw. 1000 Hz. Die Reproduzierbarkeit der Frequenzmessungen lag im Bereich

von $\pm 2\%$. Die Meßgenauigkeit der statischen Auslenkungen beträgt etwa $\pm 1\ \mu\text{m}$ beim UBM-Autofocusmeßsystem. In **Tabelle 4.11** sind die Größenordnungen der Meßfehler abschließend zusammengefaßt.

Tabelle 4.11: Größenordnung der Meßfehler

Meßfehler	Größe	Wert
Frequenz	$\Delta f/f$	$\pm(2-5)\%$
dyn. Amplitude	$\Delta A/A$	$\pm 5\%$
stat. Auslenkung	Δu	$\pm 1\ \mu\text{m}$
Schwingungsgüte	$\Delta Q/Q$	$\pm(10-30)\%$

4.6 Zusammenstellung der Resultate

Die wichtigsten Ergebnisse der Modellierung und experimentellen Untersuchung des Schwingungsverhaltens mikromechanischer Strukturen werden im folgenden kurz zusammengestellt:

Modellierung resonanter Mikrostrukturen:

- Die vereinfachenden, analytischen Näherungsgleichungen können für die Membrangrobdimensionierung und als Startwerte für die numerischen FE-Berechnungen dienen. Für eine detailliertere Beschreibung des lastabhängigen dynamischen Verhaltens mikromechanischer Sensoren, insbesondere der spannungsversteifenden Effekte sind geometrischen Nichtlinearitäten zu berücksichtigen. Die ANSYS-Programmoptionen 'Large Deflections' und 'Stress Stiffening' erlauben die Simulation dieser überlagerten nichtlinearen Effekte.
- Bei der Verwendung von Volumenelementen ist eine etwa achtfache Erhöhung der Knotenanzahl erforderlich, um die gleiche Rechengenauigkeit wie bei Schalenelementen zu erreichen. Bei der Modellierung von mikromechanischen Membranen mit sehr großen Aspektverhältnissen ($l/h \geq 50$) ist das Approximationsverhalten von Schalenelementen um etwa zwei Größenordnungen besser und im wesentlichen durch die laterale Elementunterteilung entlang der Membranseitenkante bestimmt. Weiterhin wurde nachgewiesen, daß die numerischen Fehler bei der Berechnung der Resonanzfrequenzen und lastabhängigen Bauelementauslenkungen minimiert wurden und im Vergleich zu den Material- und Geometriefehlereinflüsse vernachlässigbar sind.
- Die Vernetzung bei dynamischen Problemen muß so erfolgen, daß die Steifigkeit und *gleichzeitig* die Massenverteilung der schwingenden Struktur richtig beschrieben wird. Hierzu sind geeignete finite Elemente, z.B. Schalenelemente oder Volumenelemente mit linearen bzw. quadratischen Ansatzfunktionen zu wählen. Die Anzahl der dynamischen Freiheitsgrade sollte etwa ein zehntel der Knotenanzahl des FE-Modells betragen. Die Wahl der Hauptfreiheitsgrade (MDOF) sollte in Hauptverformungsrichtung erfolgen, wo große Massen liegen (d.h. K/M klein), an lose befestigten Teilen mit geringer Struktursteifigkeit K und nicht im Bereich der Einspannung.
- Bei der Modalanalyse wird die Approximationsgüte der Resonanzfrequenzen für höhere Schwingungsmoden schlechter, so daß bei der Abtastung höherer Eigenschwingungsformen eine entsprechend hohe laterale Elementunterteilung gewählt werden muß.
- Ein Vergleich von anisotropen und isotropen Berechnungen zeigt, daß in guter Näherung für (100)-orientierte, entlang der [100]-Kante (Flattrichtung) ausgerichtete Sili-

ziumstrukturen mit den isotropen Materialersatzdaten aus Gleichung (2.27) sowohl statische als auch dynamische FE-Berechnungen durchgeführt werden können.

Realisierung mikromechanischer Resonanzsensoren:

Die für Balken- und Membranresonatoren entwickelten FE-Modelle wurden meßtechnische verifiziert und beschreiben das statische *und* dynamische Verhalten im Rahmen der Modell- und Meßfehler. Sie wurden zur Dimensionierung frequenzanaloger Siliziumsensoren herangezogen. Die wichtigsten Ergebnissen der realisierten Kraft- und Drucksensoren lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Mit Hilfe von piezoelektrischen *ZnO*-Dünnschichten wurden resonante Silizium-Membrandrucksensoren mit Membranseitenlängen von 9,2 mm und Gesamtdicken von etwa 61 μm realisiert. Die Drucksensoren zeichnen sich durch eine gemessene Druckempfindlichkeit von 12,4 Hz/mbar in einem Druckbereich bis 500 mbar aus. Die maximale Membranmittenauslenkung beträgt bei diesem Maximaldruck etwa 75 μm . Die innere Spannung der *ZnO*-Dünnschichten konnte durch Vermessung der unbelasteten Resonanzfrequenz der Grundbiegeschwingungsmode abgeschätzt werden.
- Auf der Basis von 10 mm langen, etwa 50 μm dünnen Siliziumbiegebalken wurden elektrothermisch mit Hilfe von *NiCr*-Dehnmeßstreifen angetriebene Kraftsensoren realisiert, die sich durch eine Kraftempfindlichkeit von 168 Hz/N auszeichnen. Dieses entspricht einer relativen Kraftempfindlichkeit von etwa $0,0039 \text{ N}^{-1}$. Die Schwingungsgüte der Grundbiegeschwingungsmode beträgt etwa 430, die Nichtlinearität der Frequenz-Kraft-Kennlinie 1,9 %.
- Durch ein Redesign des Widerstandlayouts konnte die Temperaturquerempfindlichkeit des Sensors um das Vierfache auf 5 Hz/K erniedrigt werden. Die kritische Temperaturdifferenz ΔT_{kr} , bei der der Siliziumbalken ausknickt, wurde meßtechnisch zu etwa $(27 \pm 3) \text{ K}$ bestimmt. Für den praktischen Einsatz der elektrothermisch angeregten Resonatoren muß der Betrieb unter- *oder* oberhalb dieser kritischen Temperaturüberhöhung stattfinden, um eine eindeutige Zuordnung zwischen Meßgröße und Frequenz zu ermöglichen.