Die approbierte Originalversion dieser Dissertation ist an der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt (http://www.ub.tuwien.ac.at).

The approved original version of this thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology (http://www.ub.tuwien.ac.at/englweb/).

TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN

VIENNA UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

# DISSERTATION

# ABSTIMMBARE OBERFLÄCHENWELLENRESONATOREN AUF MULTIFUNKTIONALEN SCHICHTSYSTEMEN

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften
unter der Leitung von

A. o. Univ. Prof. Dr. P. Pongratz

E130
Institut für Festkörperphysik

eingereicht an der
Technischen Universität Wien
Fakultät für Naturwissenschaften und Informatik

von
**Philipp Smole**

Matr. Nr.: 9525285
Rubland 21
9710 Feistritz/Drau

Wien, am 23.03.2004

# KURZFASSUNG

Eine Vielzahl unterschiedlicher Filterkomponenten werden zur Herstellung mobiler Multiband Telefone benötigt. Zur Reduktion der Anzahl dieser Einzelfilter und damit zur Steigerung der Integration im Frontend sowie der Flexibilität des Mobilteils in Richtung eines ‚software defined radios' wäre ein einzelnes abstimmbares Filter mit gleicher Funktionalität wünschenswert. Sowohl elektrische als auch akustische Lösungen zur Realisierung solcher Filter werden untersucht. Geringe Güten und hoher Platzbedarf verhindern den Einsatz abstimmbarer elektrischer Filter für den Mobilfunk. Akustische Filter hingegen weisen die benötigte hohe Güte und geringen Platzbedarf auf, aufgrund der Kristallstabilität jedoch ist ihre Mittenfrequenz fixiert. Akustische Bauteile mit geringer Abstimmbarkeit der Verzögerungszeit oder der Phase wurden zwar realisiert, die Mittenfrequenz allerdings blieb unverändert.
In dieser Arbeit werden in der Frequenz abstimmbare akustische Resonatoren, die als elementare Bausteine für Filter benutzt werden können, sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht. Die Abstimmbarkeit in der Frequenz wird durch ein Substratmaterial realisiert, dessen Steifigkeit sich durch ein angelegtes Magnetfeld ändert (ΔE-Effekt). Die Anregung der Oberflächenwelle selbst wird mit einer piezoelektrischen ZnO-Schicht erreicht. Für amorphe magnetostriktive Materialien wie FeCoSiB sind Steifigkeitsänderungen von mehr als 100 % publiziert. Somit sind theoretisch Frequenzverschiebungen von bis zu 30 % realisierbar.
Die Eigenschaften von Oberflächenwellen in diesem Schichtsystem wurden mit Hilfe des kommerziellen FEM-Code ANSYS simuliert. Untersucht wurde die optimale Schichtkonfiguration in Bezug auf die piezoelektrische Kopplung und die maximale Abstimmbarkeit. Zur Herstellung von Proben wurden zwei Aufbauvarianten, ein direktes Schicht auf Schicht sowie ein neu entwickeltes Opferschichtverfahren, verwendet. Das direkte Verfahren verursacht eine Rekristallisation der amorphen FeCoSiB-Schicht und daher eine Reduktion des ΔE-Effektes und der erreichbaren Frequenzverschiebung. Mit dem Opferschichtverfahren wird diese Rekristallisation verhindert, eine bessere c-Achsen Orientierung der ZnO-Schicht und damit eine Steigerung der piezoelektrischen Kopplung erreicht. Mit einer Abstimmbarkeit von 1.2 % bei einer Mittenfrequenz von 1.2 GHz des Resonators übertrifft der hier gemessene Wert bisher erreichte um einen Faktor 100.
Eine weitere Steigerung ist durch die Optimierung der magnetischen Schicht möglich. Die bei der Frequenzabstimmung gleichzeitig auftretende Dämpfung der OFW limitiert jedoch die maximal erreichbare Abstimmbarkeit. Die Dämpfung kann durch die Substitution der magnetostriktiven Schicht durch ein Schichtsystem aus magnetostriktiven und isolierenden Schichten mit kleiner effektiver magnetischer Permeabilität bei der Anregungsfrequenz der OFW reduziert werden. Dieser Aufbau wird zur Realisierung von Bauteilen mit großer Abstimmbarkeit und geringen Verlusten vom Autor vorgeschlagen.

# ABSTRACT

Up to now cellular multiband phones require a multitude of different filter components. For higher integration, a reduction of the number of components in the front end and an increase of flexibility and functionality of the wireless terminals, towards software radio applications, one single tunable filter would be highly desirable. Different approaches to realize tunable filters include electrical filters on the one hand and acoustical solutions on the other hand. Due to the low achieved quality factors and the large size of tunable electrical filters this technique fails for mobile phone applications. On the other hand acoustical filters combining high quality factors with low size exhibit a fixed center frequency due to crystal stability. However, tunable acoustic device with small tuning ranges were realized, but only the delay time or phase dependency was altered while the center frequency remained unchanged.

This works describes the synthesis of a frequency tunable acoustic resonator as a basic filter element. A new approach is used to directly change the propagation velocity and thus the center frequency of a surface acoustic wave (SAW) underneath the interdigital transducer. This is achieved by using a smart layer structure combining a piezoelectric layer for the SAW excitation and a magnetostrictive layer exhibiting the ΔE-effect. By an external magnetic field the elastic stiffness is varied and hence the propagation velocity. Amorphous magnetostrictive materials like FeCoSiB show stiffness changes up to 100 %. Therefore a frequency shift of about 30 % should be feasible, theoretically. To simulate the SAW propagation behavior in such a layer structure the standard FEM code ANSYS was applied. The optimum layer configuration concerning the piezoelectric coupling coefficient and the attainable tunability of the device was investigated for two different fabrication techniques. Both a layer by layer deposition and a sacrificial layer technique were used to realize samples. By applying the conventional layer by layer deposition a crystallization of the previously amorphous FeCoSiB layer occurs. The increase in crystallinity causes a decrease in the magnitude of ΔE-effect and thus a reduction of the achievable tuning effect. This is avoided using the sacrificial layer technique, which additionally leads to a higher c-axis orientation of the ZnO and thus an increase in piezoelectric coupling coefficient. The measured maximum tuning range was 1.2 % at a center frequency of 1.2 GHz, which is by a factor 100 more than has been achieved so far for SAW devices, but may still be enhanced by optimizing the magnetostrictive layer. A direct correlation between the tuning of center frequency and SAW attenuation was observed, which limits the frequency tuning to small ranges with the applied material system. By substituting the single magnetostrictive layer by a multi layered system, combining magnetostrictive and isolating layers with low or vanishing magnetic permeability, regardless in the frequency range of operation of the SAW device damping effects may be overcome. Such a setup is suggested by the author to realize a device combining high tuning range with low loss effects.

*„Wissenschaftliche Forschung läuft immer darauf hinaus, dass es plötzlich mehrere Probleme gibt, wo es früher ein einziges gegeben hat"*

Norman Mailer, Schriftsteller (geb. 1923)

*für Gudrun*

# DANKSAGUNG

An dieser Stelle sei all jenen gedankt, die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben, die in Kooperation zwischen dem Institut für Festkörperphysik der Technischen Universität Wien und der Forschungs- und Entwicklungsabteilung der EPCOS AG entstanden ist.

Für die universitäre Betreuung dieser Arbeit gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. Dr. Peter Pongratz, der mir durch sein persönliches Engagement und seine fachliche Unterstützung erst diese Doktorarbeit ermöglicht hat.

Herrn Dr. Werner Ruile, meinem Betreuer bei der EPCOS AG, RD BS BA, danke ich für die langen Diskussionen, die Anregung zu neuen Ideen und vor allem die erfolgreiche Reanimation meiner Motivation im „Tal der Tränen".

Herrn Dipl. Ing. Krassnitzer von UNAXIS BALZERS AG möchte ich herzlich für die kostenlose Durchführung der ZnO-Deposition danken.

Herrn Dr. Hasegawa von HONEYWELL, Herrn Dr. Sassik von der TU Wien und Herrn Dr. Herzer von der VACUUMSCHMELZE sei für die Bereitstellung der Metglasproben gedankt.

Mein Dank gilt ferner Hr. Dipl. Ing. Christian Korden für die Anleitung in der HF-Technik sowie für die Klärung unzähliger messtechnischer Probleme; Herrn Dipl. Ing. Waldemar Gawlik für die Unterstützung in UNIX Fragen; Herrn Dr. Klaus Planta für den Austausch bei ANSYS Simulationsproblemen; Herrn Dipl. Phys. Stefan Berek für die Durchführung der Photolithographie; Herrn Bernd Bienert für die Erledigung der Bondarbeiten; Frau. Dr. Ulrike Rösler für die Hilfe bei der Validation des entwickelten FEM-Simulationsprogramm; Herrn Dr. Markus Hauser für die Unterstützung bei der Layouterstellung; Fr. Veronique Fenain und Herrn Dr. Rene Fachberger für die freundschaftliche Unterstützung meiner Arbeit, vor allem aber für das offene Ohr für technische Probleme wie private Anliegen.
Schließlich bedanke ich mich bei allen weiteren Mitarbeitern\Innen, Werkstudenten\Innen, Praktikanten\Innen, Diplomanden\Innen und Doktoranden\Innen der RD für die freundschaftliche Atmosphäre und das gute Arbeitsklima, die sehr zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben.

Bei meinen Eltern und meinen Geschwistern möchte ich mich für die stete Unterstützung während meiner Doktorarbeit und die „großartige" Familie, die sie mir bieten, bedanken.

# INHALTSVERZEICHNIS

**1. EINLEITUNG ..... 5**

**1.1 Aufbau der Arbeit ..... 7**

**2. FREQUENZABSTIMMBARE FILTER UND RESONATOREN ..... 10**

**2.1 Anforderungen für abstimmbare Filter ..... 10**

**2.2 Bandpassfiltersynthese ..... 11**

**2.3 Abstimmbare Resonatoren für HF-Anwendungen ..... 13**
2.3.1 Aktive Filtertechniken ..... 14
2.3.2 Diskrete abstimmbare LC-Resonatoren ..... 14
2.3.3 Abstimmbare Mikrowellen-Resonatoren ..... 17
2.3.4 Hochtemperatursupraleitende Filter ..... 18

**2.4 Abstimmbare akustische Bauteile ..... 19**
2.4.1 MEMS-Resonatoren ..... 19
2.4.2 Dünnschicht-Resonatoren ..... 20
2.4.3 Abstimmbare OFW-Bauteile ..... 21
2.4.4 Akustische Abstimmbarkeit ..... 24

**3. ELASTISCHE EIGENSCHAFTEN AMORPHER MAGNETIKA ..... 28**

**3.1 Grundlagen Ferromagnetischer Werkstoffe ..... 28**

**3.2 Magnetostriktion ..... 29**

**3.3 Der ΔE-Effekt ..... 31**

**3.4 Dynamisches Verhalten ferromagnetischer Materialien ..... 35**
3.4.1 Magnetomechanische Dämpfung ..... 35
3.4.2 Wirbelstromverluste ..... 36
3.4.3 Ferromagnetische Resonanz ..... 36
3.4.4 Dämpfung der Oberflächenwellenausbreitung in magnetischen Substraten ..... 37

**3.5 Auswahlkriterien für eine magnetisch abstimmbare Schicht ..... 38**

**4. OBERFLÄCHENWELLEN IN SCHICHTSYSTEMEN ..... 39**

**4.1 Anregung von OFW auf magnetostriktiven Materialien ..... 39**
4.1.1 Magnetostriktive Anregung ..... 39
4.1.2 Piezoelektrische Anregung ..... 40

**4.2 Wellenausbreitung in Schichtsystemen ..... 40**
4.2.1 Lösung der Wellengleichung in piezoelektrischen Einkristallen ..... 41
4.2.2 Lösung der Wellengleichung in piezoelektrischen Schichtsystemen ..... 44

**5. SIMULATION VON OFW IN SCHICHTSYSTEMEN ..... 46**

**5.1 Die Methode der finiten Elemente ..... 46**
5.1.1 Strukturdynamische Analysen mit FEM ..... 47

**5.2 Programm zur Simulation der Wellenausbreitung ..... 48**
5.2.1 Simulationsmodell ..... 49
5.2.2 Randbedingungen ..... 50

**5.3 Verifikation des FEM-Ansatzes für Einkristalle ..... 53**
5.3.1 Modale Analyse ..... 53
5.3.2 Harmonische Analyse ..... 55

**5.4 Verifikation des FEM-Ansatzes für ein Si/Ti/Au/ZnO Schichtsystem ..... 56**
5.4.1 Modale Analyse ..... 56
5.4.2 Harmonische Analyse ..... 58

**5.5 Piezoelektrische Anregungsschichten für abstimmbare Resonatoren ..... 61**

**5.6 Aufbau entsprechend dem direkten Verfahren ..... 66**
5.6.1 Optimierung der Schichtkonfiguration ..... 70

**5.7 Aufbau entsprechend dem Opferschichtverfahren ..... 72**
5.7.1 Optimierung der Schichtkonfiguration ..... 73

**5.8 Parameter zur Bauteilrealisierung ..... 77**
5.8.1 Variation der Simulationsparameter ..... 79

**6. REALISIERUNG DER BAUTEILE ..... 82**

**6.1 Allgemeine Prozessbedingungen ..... 82**

**6.2 Direktes Verfahren ..... 83**
6.2.1 Schichtaufbau ..... 84
6.2.2 Charakterisierung des Schichtsystems ..... 85
6.2.3 Temperaturstabilität der Bauteile ..... 88

**6.3 Opferschichtverfahren ..... 91**
6.3.1 Schichtaufbau ..... 91
6.3.2 Charakterisierung des Schichtsystems ..... 94
6.3.3 Temperaturstabilität der Bauteile ..... 97

**6.4 Direktes Verfahren auf einem Metglas-Bandmaterial ..... 99**
6.4.1 Schichtaufbau ..... 99
6.4.2 Charakterisierung des Schichtsystems ..... 101

**6.5 Vergleich der Herstellungsverfahren ..... 103**

**7. MESSTECHNISCHE CHARAKTERISIERUNG ..... 104**

**7.1 Messaufbau ..... 104**

**7.2 Messdatenaufbereitung ..... 106**
7.2.1 Signalverarbeitung im Zeitbereich ..... 107
7.2.2 Signalverarbeitung im Frequenzbereich ..... 109

**7.3 Direktes Verfahren ..... 111**
7.3.1 Abstimmbarkeit und Güte ..... 111
7.3.2 Piezoelektrische Kopplung ..... 113
7.3.3 Temperaturkoeffizient ..... 115

**7.4 Opferschichtverfahren ..... 117**
7.4.1 Abstimmbarkeit und Güte ..... 117
7.4.2 Piezoelektrische Kopplung ..... 120
7.4.3 Temperaturkoeffizient ..... 120

**7.5 Vergleich der beiden Verfahren ..... 121**

**8. DISKUSSION UND AUSBLICK ..... 123**

**8.1 Vergleich Messung und FEM-Simulation ..... 123**
8.1.1 Direktes Verfahren ..... 123
8.1.2 Opferschichtverfahren ..... 126

**8.2 Verbesserung des Bauteilverhaltens ..... 127**
8.2.1 Steigerung der Abstimmbarkeit durch Verbesserung der FeCoSiB-Schicht ..... 128
8.2.2 Reduktion der Dämpfung ..... 130
8.2.3 Steigerung der piezoelektrischen Kopplung ..... 132
8.2.4 Reduktion des Temperaturkoeffizienten ..... 132

**8.3 Realisierung eines abstimmbaren Systems ..... 133**
8.3.1 Abstimmeinheit ..... 133

**8.4 Magnetfeldsensor ..... 134**

**9. ZUSAMMENFASSUNG ..... 136**

**ANHANG A: VERWENDETE ABKÜRZUNGEN** ..... **140**

**ANHANG B: BUTTERWORTH- VAN DYKE** ..... **142**

**B.1 Fit der Admittanz durch eine Lorentzkurve** ..... **143**

**B.2 Bestimmung der Güte aus der Admittanz** ..... **145**

**B.3 Bestimmung der Piezoelektrischen Kopplung aus der Admittanz** ..... **146**

**ANHANG C: GRUNDLAGEN DER OFW** ..... **147**

**ANHANG D: FEM-SIMULATIONSPROGRAMM** ..... **149**

**D.1 Materialdaten** ..... **152**

**D.2 Rayleighwelle auf Quarz STX-Cut, offenes Gitter** ..... **153**

**D.3 Scherwelle auf $LiTaO_3$ 42° YX, kurzgeschlossenes Gitter** ..... **154**

**D.4 Rayleighmoden I – IV (Direktes Verfahren)** ..... **156**

**LITERATUR** ..... **157**

**Liste eigener Publikationen** ..... **165**

**LEBENSLAUF** ..... **166**

# 1. EINLEITUNG

Die wachsende Nachfrage an flexiblen und international verwendbaren mobilen Telefonen, die einerseits herkömmliche Dienste eines Telefons erfüllen, zusätzlich aber als PDA (Personal Digital Assistant) mit der Funktionalität eines mobilen Computers, als auch als Rundfunkgerät mit Radio- und Fernsehempfangseinheit einsetzbar sind, steigern den Bedarf nach einer höheren Integration bzw. einer Reduktion des Platzbedarfs der einzelnen Komponenten. Bei Steigerung der Funktionalität sollte die Größe des Endgerätes zu mindest nicht wesentlich erhöht werden. Vor allem durch die international unterschiedlichen Mobilfunkstandards wurde der Einsatz von Multiband Telefonen mit entsprechender Filterarchitektur (Tri- und Quadroband Module) für den globalen Einsatz eines Geräts notwendig. In Abbildung 1.1 sind die zur Zeit aktuellen internationalen Frequenzstandards sowohl für mobile als auch für schnurlos Telefone zusammengefasst.

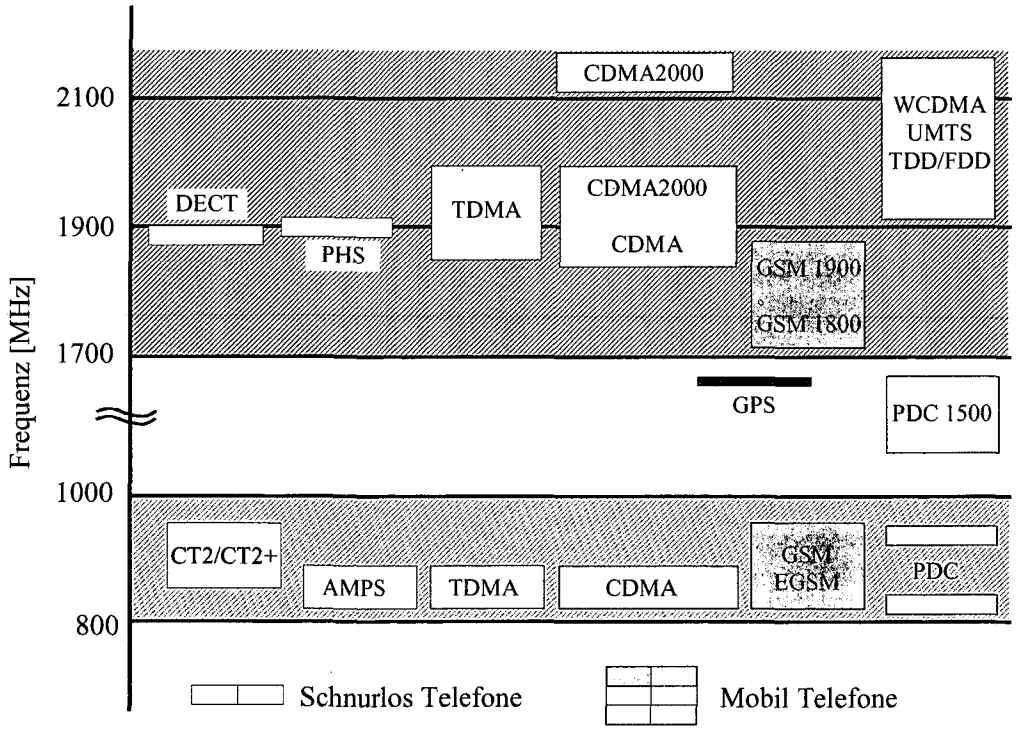



**Abbildung 1.1:** Internationale Frequenzstandards für schnurlose und mobile Telefone [1]

Es lassen sich im wesentlichen zwei „Häufungsbereiche", sogenannte Zielregionen, bei 1 und 2 GHz mit einer relativen Frequenzbandbreite von maximal +/- 15 % identifizieren, die den Großteil der Systeme abdecken. In Tabelle 1.1 und 1.2 sind, nach Frequenzbereichen geord-

net, die zur Zeit vorherrschenden Mobilfunkstandards zusammengefasst. Aufgrund der hohen Anzahl verschiedener Standards sind in den entsprechenden Multiband Filtermodulen viele Einzelfilter integriert, deren Anzahl letztendlich auch die Größe bestimmt.

| TX [MHz] | RX [MHz] | |
|---|---|---|
| 810 – 826 | 940 – 956 | PDC (Japan) |
| 824 – 849 | 869 – 894 | AMPS, CDMA (2000), TDMA, GSM (Amerika) |
| 880 – 915 | 925 – 960 | EGSM (Europa) |
| 864 / 944 | 868 / 948 | CT2/CT2+ |

**Tabelle 1.1:** Die wichtigsten Mobilfunkstandards im Bereich 1 GHz

| TX [MHz] | RX [MHz] | |
|---|---|---|
| | 1559 – 1626 | GPS, LEOS |
| 1710 – 1785 | 1805 – 1880 | GSM1800 (Europa) |
| 1850 – 1910 | 1930 – 1990 | GSM1900, CDMA, TDMA (Amerika) |
| 1880 – 1900 | 1880 – 1900 | DECT |
| 1900 – 1920 | 2010 – 2025 | UMTS TDD |
| 1920 – 1980 | 2110 – 2170 | UMTS FDD |

**Tabelle 1.2:** Die wichtigsten Mobilfunkstandards im Bereich 2 GHz

Bei herkömmlichen Filtertechniken wie den zur Zeit eingesetzten OFW- (Oberflächenwellen) oder FBAR- (Film Bulk Acoustic Resonators) Filtern ist die maximale Integration d. h. die minimale Filterfläche nahezu schon erreicht. Eine weitere Verringerung der Größe der Module ist nur mehr durch eine Reduktion der Anzahl der Komponenten zu realisieren. Zusätzlich weisen diese herkömmlichen Filtertechniken den Nachteil einer hardwaremäßig eingeprägten Filtercharakteristik auf, die keine Flexibilität in der Frequenz erlaubt. Die Verwendung solcher Architekturen in sogenannten ‚software defined radios', also in mit Software abstimmbaren Empfangseinheiten, ist daher nur bedingt mit der Integration von schaltbaren Filterbänken in den Empfangsmodulen möglich, wie in Abbildung 1.2 dargestellt.

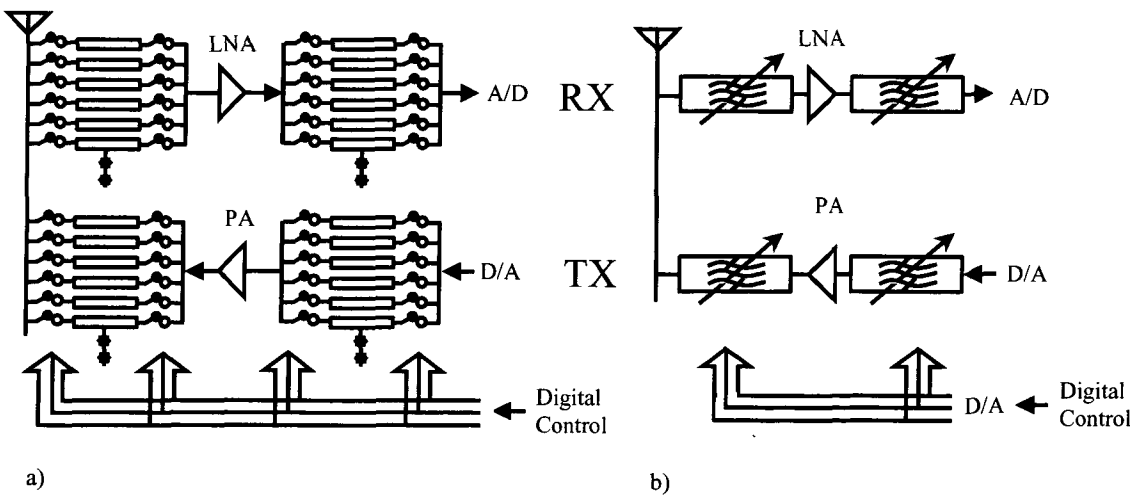



**Abbildung 1.2:** Frontend Duplex Modul mit schaltbarer Frontend Filterbank und Zwischenfilter nach [2] bzw. mit abstimmbaren Filterelementen (LNA (Low Noise Amplifier) rauscharmer Verstärker, PA (Power Amplifier) Leistungsverstärker, RX Empfangszweig, TX Sendezweig, A/D Analog Digital Wandler)

Diese Filterbänke vereinen Filter für die wesentlichen Frequenzstandards die mit Hilfe von Dioden, CMOS- oder MEMS-Schaltern in den entsprechenden Sende- (TX) oder Empfangszweig (RX) des Moduls bei Bedarf geschaltet werden und somit eine diskrete Abstimmbarkeit in der Frequenz ermöglichen. Eine wünschenswerte Alternative zu dieser herkömmlichen Technik und zur Reduktion der Anzahl der Elemente wäre die Substitution der Filterbänke durch jeweils ein einzelnes abstimmbares Filter für den gesamten Frequenzbereich für den Empfangs- und entsprechend für den Sendezweig der Zielregionen. Abstimmbare Filter ermöglichen im Gegensatz zu Filterbänken eine kontinuierliche Einstellung der Frequenz und somit eine zusätzliche Steigerung der Funktionalität des Moduls. Außerdem rückt durch die Verwendung von rekonfigurierbarer Hardware die Realisierung von ‚software defined radios' in greifbare Nähe. Für eine sinnvolle Anwendung solcher Filter muss aber deren Abstimmbandbreite ungefähr +/- 15 % der Mittenfrequenz des Filters ausmachen, um jeweils eine der beiden Zielregionen abzudecken.
Abstimmbare Filter finden schon seit langem Anwendung im Consumer-, Militär- und Messtechnikbereich. Hervorzuheben sind abstimmbare LC-Filter in Fernsehtunern, die für eine Kanalvorselektion sorgen und neuerdings auch zur ZF-Selektion in Satellitenreceivern zum Einsatz kommen. Im militärischen Bereich finden abstimmbare Filter in Breitbandempfängern, z. B. für Peilanlagen, Verwendung. Im Messtechnikbereich werden abstimmbare Filter in ZF-Filterstufen, z. B. in Signalanalysatoren, verwendet. Alle diese abstimmbaren Filterstrukturen haben aber eines gemeinsam, sie erfüllen die geforderten Randbedingungen für Mobilfunkanwendungen wie geringen Platzbedarf, geringe Stromaufnahme und geringe Kosten (außer bei Fernsehtunern) nicht.

In dieser Arbeit wird daher ein völlig neuer Ansatz zur Realisierung von abstimmbaren akustischen OFW-Resonatoren als grundlegendes Filterbauelement diskutiert, der einerseits breitbandige Abstimmbarkeit sowie die geforderte hohe Bauteilgüte und Integration aufweist.

## 1.1 AUFBAU DER ARBEIT

Ausgehend von den zur Zeit gültigen Frequenzstandards für mobile Kommunikation und der aktuell verwendeten Integration von mehreren Filterkomponenten in ein Frontendmodul zur Erfüllung von Multiband Standards werden die wesentlichen Anforderungen an ein abstimmbares Filter erarbeitet.
In Kapitel 2 werden basierend auf diesen Anforderungen die zur Zeit gebräuchlichen abstimmbaren Filterkomponenten bewertet, z. B. abstimmbare diskrete RLC-Filter, sowie die eigentliche Filtersynthese aus einzelnen Resonatoren beschrieben. Hohe Güte und geringe Bauteilgröße als Grundvoraussetzung für ein abstimmbares Filter beschränken jedoch den Einsatz herkömmlicher Filtertechniken, die im erforderlichen Frequenzbereich nicht die notwendige Integration bzw. Bauteilperformance aufweisen. Oberflächenwellen- (OFW) Bauteile mit ihrer hohen Güte und der möglichen Reduzierung der Bauteilgröße durch die Verwendung von Substraten mit hoher Ausbreitungsgeschwindigkeit zeigen diesen Nachteil nicht, jedoch sind sie aufgrund der kristallinen Eigenschaft des Materials „kristallstabil", d. h. nur sehr beschränkt in der Frequenz abstimmbar. Die Idee wie man trotzdem solche Bauteile durch die Änderung des elastischen Moduls E in Abhängigkeit einer physikalischen Feldgröße abstimmt, wie z. B. dem magnetischen Feld, wird hier vorgestellt.

Der physikalische Effekt, der eine relative Änderung des E-Moduls eines amorphen ferromagnetischen Substrates von bis zu einem Faktor 1.9 [3] verursacht, der ΔE-Effekt, wird in Kapitel 3 besprochen. Anhand eines vereinfachten Eindomänenmodells [4] wird ein Verständnis für die elastischen Eigenschaften amorpher Ferromagnetika erarbeitet. Die wichtigen Materialeigenschaften dieser Substrate sowie deren Hochfrequenz- und Dämpfungsverhalten werden diskutiert.
Zur Anregung von akustischen OFW in diesen Materialien kann im niederfrequenten Bereich bis zu 600 MHz der Magnetostriktionseffekt [5] genutzt werden. Im hochfrequenten Bereich über 1.8 GHz jedoch, der für Mobilfunkanwendungen relevant ist, können magnetisch aufgrund der verschwindenden Permeabilität und der ferromagnetischen Resonanz des Materials keine akustischen Wellen angeregt werden. Die Kombination einer piezoelektrischen Schicht zur hochfrequenten Anregung von akustischen Wellen mit einer funktionalen amorphen ferromagnetischen Schicht zur Veränderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Oberflächenwelle zu einem frequenzabstimmbaren Bauteil für Mobilfunkanwendungen wird in Kapitel 4 diskutiert. Der Formalismus zur Simulation der resultierenden Welleneigenschaften in Schichtsystemen sowie die Beschränkung analytischer Lösungen dieser Gleichungen auf einfache Probleme führt zur numerischen Modellierung des Problems.
Die Methode der Finiten Elemente (FEM) wird verwendet, um die wesentlichen akustischen sowie elektrischen Eigenschaften der oben beschriebenen Kombination einer piezoelektrischen mit einer ferromagnetischen Schicht zu beschreiben. Die im kommerziell erhältlichen FEM-Code ANSYS® entwickelte Software zur Simulation von OFW in Schichtsystemen wird in Kapitel 5, nach Erläuterung der wesentlichen physikalischen Randbedingungen, zuerst an bekannten Einkristallsubstraten wie Quarz und $LiTaO_3$ auf Exaktheit sowohl in der modalen als auch in der harmonischen Analyse überprüft. Die Erweiterung der Simulation auf Schichtsysteme erfolgt anhand eines OFW-Resonators auf einem Silizium/$SiO_2$/Gold/ZnO Schichtaufbau. Schließlich werden mögliche Schichtkombinationen zur Realisierung von abstimmbaren Schichtsystemen rechnerisch charakterisiert, sowie die Abhängigkeit von OFW relevanten Eigenschaften berechnet, z. B. die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_{phas}$ sowie die erreichbare piezoelektrische Kopplung $k^2$.
Kapitel 6 beschreibt die technologische Umsetzung vorteilhafter Schichtkombinationen zur Herstellung von abstimmbaren OFW-Bauteilen. Diese erfolgt mit zwei prinzipiell unterschiedlichen Verfahren. Die Rekristallisation der anfänglich amorphen ferromagnetischen Schicht im direkten Schicht auf Schicht Verfahren führt zur Verwendung eines eigens entwickelten Opferschichtverfahrens [6], das die Erhaltung der ferromagnetischen Eigenschaften der funktionalen Schicht garantiert. Darüber hinaus erreicht man eine bessere c-Achsen Orientierung der piezoelektrischen Anregungsschicht ZnO und damit eine Steigerung der piezoelektrischen Kopplung mit diesem Verfahren.
Die messtechnische Charakterisierung der so erzeugten Bauteile erfolgt in Kapitel 7. Nach der Beschreibung des Messplatzes zur Bestimmung der Abstimmbarkeit der Eintorresonatoren, wird das Frequenzverhalten der Bauteile getrennt jeweils für beide Aufbauverfahren ermittelt. Die erreichte Abstimmbarkeit, das Dämpfungsverhalten in Abhängigkeit vom angelegten äußeren Magnetfeld sowie die Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten von der Aufbautechnik werden dargestellt.
Die Diskussion der Messergebnisse bzw. der Vergleich der Messung mit der FEM-Simulation erfolgt in Kapitel 8. Die Optimierung des Bauteilverhaltens in Bezug auf Abstimmbarkeit der

Mittenfrequenz, Dämpfungscharakteristik und Temperaturverhalten schließt dieses Kapitel mit einem Ausblick auf mögliche Weiterentwicklungen von abstimmbaren OFW-Filterkomponenten ab.
Kapitel 9 soll als Zusammenfassung die wesentlichen Ergebnisse überblicksartig veranschaulichen.

# 2. FREQUENZABSTIMMBARE FILTER UND RESONATOREN

Konkurrierende Filtertechniken im Frontend mobiler Endgeräte sind zur Zeit vor allem OFW-Filter sowie dielelektrische Mikrowellenkeramiken und nun vermehrt auch FBAR-Filter, wobei hauptsächlich Duplexer, also Module die ein Empfangs- sowie ein Sendefilter vereinen, zur Anwendung kommen. Die grundlegende Funktion eines solchen Filters besteht in der Durchlässigkeit für Signale mit Frequenzen innerhalb des sogenannten Passbandes sowie der Unterdrückung der Signale mit Frequenzen außerhalb dieses Bandes. In diesem Kapitel werden die wesentlichen Eigenschaften und Anforderungen an ein abstimmbares Bandpassfilter diskutiert. Die Synthese eines Ladder-Type Filters wird ausgehend vom Funktionsprinzip eines Resonators, der elementaren Komponente eines Filters, beschrieben. Der Vergleich und die Bewertung aktuell angewandter Konzepte zur Herstellung von abstimmbaren Resonatoren in Hinblick auf die Integration in mobile Endgeräte führt dann zu einem Überblick über Konzepte zur Abstimmung der derzeit hauptsächlich verwendeten OFW-Komponenten. Die Verwendung eines intelligenten Schichtsystems zur OFW-Ausbreitung, das eine piezoelektrische Schicht mit einem in der Ausbreitungsgeschwindigkeit abstimmbaren Substrats kombiniert, wird zur Realisierung von über große Frequenzbereiche abstimmbaren OFW-Bauteilen vorgeschlagen. Schließlich werden die physikalischen Konzepte zur Abstimmung dieses Substrats erläutert und der magnetische ΔE-Effekt als vielversprechende Möglichkeit diskutiert.

## 2.1 ANFORDERUNGEN FÜR ABSTIMMBARE FILTER

Die Verwendung frequenzabstimmbarer Filterkomponenten im Frontend eines mobilen Telefons ist hauptsächlich davon abhängig, ob der Zuwachs an Flexibilität und Funktionalität den zusätzlichen Aufwand der Integration eines abstimmbaren Filters und der dafür benötigten Abstimmeinheit rechtfertigt. Einerseits muss der Platzbedarf der abstimmbaren Filter inklusive deren Abstimmeinheit bedeutend kleiner sein als der der bisher verwendeten Filterbänke, anderseits darf durch die Verwendung einer nicht mehr rein passiven Komponente, bedingt durch die Stromaufnahme der zusätzlich benötigten Abstimmeinheit, die Energieaufnahme im Frontend nicht wesentlich steigen. Mögliche Spezifikationen für die Implementierung eines abstimmbaren Filters in ein HF-Duplexmodul sind in Anlehnung an die gültigen Mobilfunkstandards [1] und den aktuellen Stand der Technik im Frontend eines Mobiltelefons [7] in Tabelle 2.1, jeweils für den Sende- und Empfangszweig zusammengefasst. Aufgrund der größeren Bandbreite sowie der höheren Anzahl unterschiedlicher Frequenzbereiche im Vergleich zur 1 GHz Zielregion, wird nur der 2 GHz Bereich betrachtet, der sich besonders für eine Anwendung abstimmbarer Filter anbietet. Die angegebene Abstimmspannung entspricht dabei der zur Zeit im Mobilteil verfügbaren Spannung. Diese kann jedoch durch Integration

entsprechender Spannungsverdoppler, allerdings verbunden mit höheren Platzbedarf, erhöht werden. Da ein abstimmbares Filter als Ersatz für eine rein passive Filterkomponente gedacht ist, sollte der Energiebedarf der aktiven Abstimmeinheit minimal sein, um die Energiebilanz im Mobilteil nicht zu belasten. Zur Steuerung der Abstimmeinheit muss noch eine zusätzliche Integration von Logik im Steuerchip des Mobilteils vorgesehen werden.

| **Charakteristik TX / RX Filter** | | min. TX / RX | max. TX / RX | |
|---|---|---|---|---|
| Mittenfrequenz | $f_0$ | 1700 / 1800 | 2100 / 2200 | MHz |
| relative Abstimmbarkeit | $\Delta f/f$ | 0 | 0.24 / 0.22 / 0.29$^+$ | |
| Maximale Einfügedämpfung | $IA_{max}$ | - | 3.0 / 3.5 | dB |
| Bandbreite | **BW** | 5 / 5 | 10 / 10 | MHz |
| Abstimmzeit | $t_S$ | - | 200 / 200 | µs |
| Isolation zwischen RX und TX Pfad | | | | |
| $f_{0TX}$ | | 50 | - | dB |
| $f_{0RX}$ | | 47 | - | dB |
| **Abstimmeinheit** | | min. | max. | |
| Abstimmspannung | $V_C$ | 0 | 2.7 | V |
| Energieaufnahme | $P_{IN}$ | - | n.d.$^*$ | mW |
| Verluststrom | $I_L$ | - | n.d | nA |

**Tabelle 2.1:** Anforderung an einen abstimmbaren HF-Duplexer mit Empfangs- RX und Sendezweig TX bei 2 GHz. $^+$Die maximale relative Abstimmbarkeit ergibt sich für ein Filter das sowohl für den RX- wie auch den TX-Zweig verwendet werden kann. ($^*$ noch zu definieren)

## 2.2 BANDPASSFILTERSYNTHESE

Zur Entwicklung von Filtern mit steilen Flanken sind Resonatoren hoher Schwinggüte erforderlich. Enge Toleranzen und hohe Stabilität der Resonatoreigenschaften sind die bestimmenden Anforderungen. Bezüglich der Schwinggüte, dem Temperaturkoeffizienten und der Langzeitstabilität sind akustische piezoelektrische Resonatoren elektrischen diskreten LC-Schwingkreisen weit überlegen und werden daher als Selektionsmittel in Filtern verwendet [8]. Die Schwinggüte piezoelektrischer Resonatoren reichen von einigen 100 bei Keramiken bis zu $> 10^7$ bei OFW-Resonatoren [9] im Vergleich zu maximal 100 bei den zur Zeit realisierten LC-Resonatoren. Als einfaches elektrisches Ersatzschaltbild, zur Beschreibung piezoelektrischer Eintorresonatoren, dient ein Serienschwingkreis mit einer parallel geschalteten Kapazität, der Butterworth- Van Dyke (BVD-) Resonator [10], Abbildung 2.1.

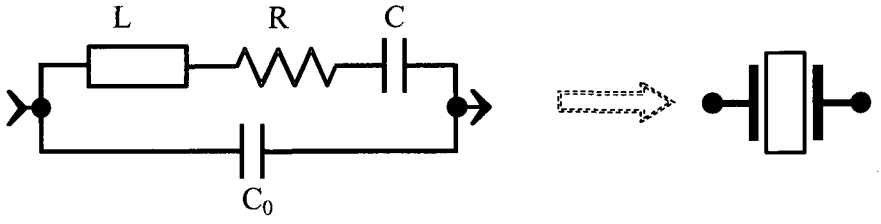



**Abbildung 2.1:** Butterworth- Van Dyke Ersatzschaltbild für einen Eintorresonator bestehend aus einem Serienschwingkreis mit einer Parallelkapazität $C_0$ (links) und symbolische Darstellung (rechts)

Dieses Ersatzschaltbild ist sowohl für elektromechanische Dickenschwinger wie z. B. Schwingquarze, sowie für FBAR- und OFW-Bauteile gültig. Die analytische Funktion des komplexen Leitwerts des BVD-Modells sowie die Darstellung der Übertragungsfunktion ist in Anhang B beigefügt.

*a) Ladder-Type Filter*

Die Realisierung von Filterfunktionen erfolgt im einfachsten Fall als Kettenschaltung von elektrisch gekoppelten Einzelresonatoren in T-Konfiguration [8], dem sogenannten Ladder-Type Filter, Abbildung 2.2. Zusätzlich gibt es bei OFW-Filtern noch die Möglichkeit der akustischen Kopplung der einzelnen Resonatoren in z. B. DMS-Filterstrukturen (Dual Mode SAW-Filtern). Zur Signalfilterung direkt hinter der Antenne am Frontend ist jedoch ein mehrstufiges Ladder-Type Filter die gebräuchlichste Form. Daher beschränkt sich die folgende Betrachtung auf diese.

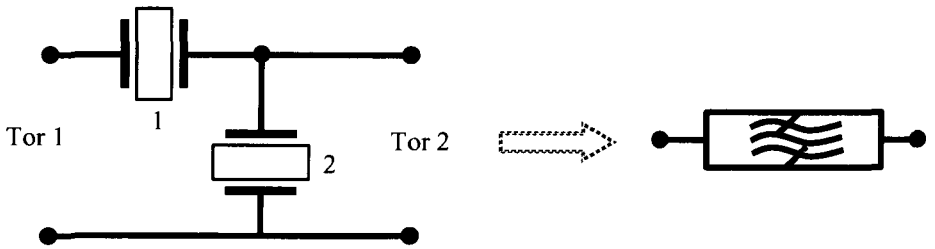



**Abbildung 2.2:** Grundglied eines Ladder-Type Filters bestehend aus einem Serien- und einem Parallelresonator (links) und schematische Darstellung (rechts)

Das Ladder-Type Grundglied besteht aus einem Serien- und einem Parallelresonator, wobei die Resonanzfrequenzen so gewählt werden, dass die Serienresonanz des Serienresonators $f_{s1}$ mit der Parallelresonanz des Parallelresonators $f_{p2}$ ungefähr zusammenfällt. Das Grundglied ist ein kapazitiver Spannungsteiler, dessen Funktionsweise sich mit den Leitfähigkeiten der Einzelresonatoren beschreiben lässt. Im Sperrbereich (Frequenzpunkte a und b) ist der Schaltkreis im wesentlichen kapazitiv. Die linke Flanke des Bandpasses wird von der Serienresonanz des Parallelkreises $f_{s2}$ gebildet, die durch die hohe Leitfähigkeit nahezu beide Tore des Vierpols kurzschließt. Die Mitte des Bandpasses zeichnet sich durch eine hohe Leitfähigkeit des Serienresonators aus während der Parallelzweig elektrisch offen ist. Durch die geringe elektrische Leitfähigkeit der Parallelresonanz des Serienkreises $f_{p1}$ ergibt sich die rechte Bandpassflanke. Für die erreichbare relative Bandbreite eines Ladder-Type Filters gilt nach [8]:

$$\frac{\Delta f}{f_{s1}} = \frac{f_{p1} - f_{s2}}{f_{s1}} = 2 \cdot \frac{f_{p1} - f_{s1}}{f_{s1}}, \qquad (2.1)$$

wobei hier Einzelresonatoren mit gleicher Bandbreite vorausgesetzt werden. Mit Formel B.14 aus Anhang B folgt, dass die erreichbare relative Bandbreite eines Ladder-Type Filters für piezoelektrische Resonatoren proportional der piezoelektrischen Kopplung $k^2$ des Substrats ist. Breitbandige Filteranwendungen mit geringer Einfügedämpfung sind daher auf Substrate mit hoher piezoelektrischer Kopplung und Schwinggüte beschränkt. In Abbildung 2.3 ist der

Betrag der Übertragungsfunktion $S_{12}$ eines zweistufigen Ladder-Type Filters für den CDMA-Standard sowie der Betrag der Admittanz $Y_{11}$ der Einzelresonatoren dargestellt.

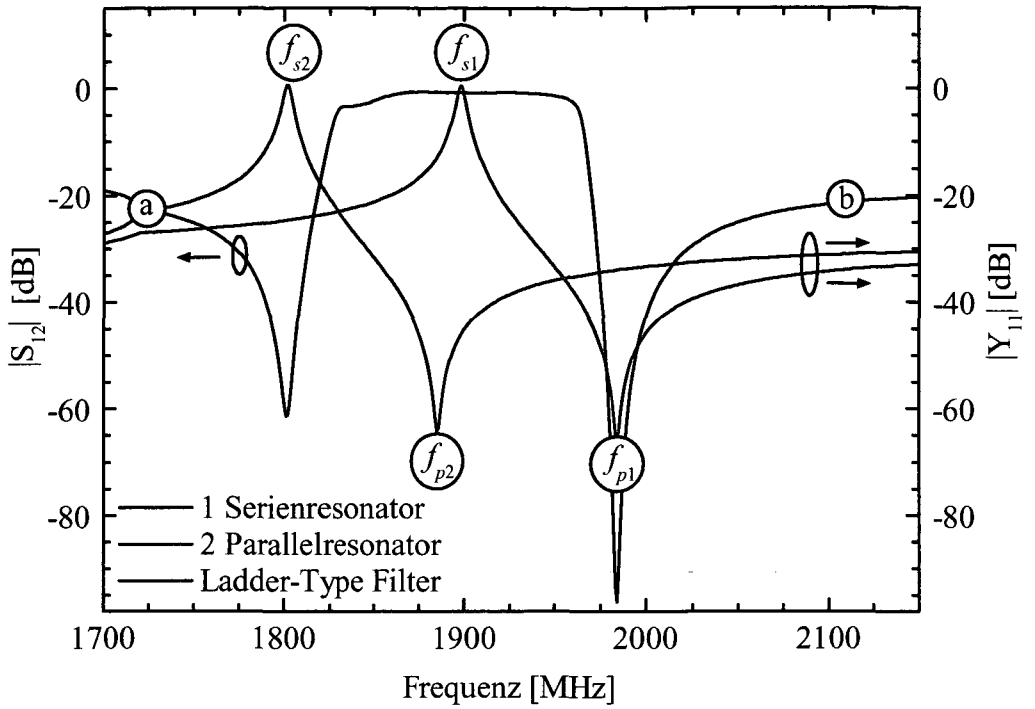



**Abbildung 2.3:** Betrag der Übertragungsfunktion $S_{12}$ eines Ladder-Type Filters (schwarze Kurve), Betrag der Admittanz $Y_{11}$ des Parallel- (blaue Kurve) und Serienresonators (rote Kurve). Die Resonanzpunkte der Einzelresonatoren sind mit 1 für den Serien- bzw. 2 für den Parallelresonator gekennzeichnet.

## 2.3 ABSTIMMBARE RESONATOREN FÜR HF-ANWENDUNGEN

Benutzt man abstimmbare Resonatoren in einer Ladder-Type Konfiguration, so lassen sich in der Folge auch abstimmbare Bandpassfilter realisieren (Abbildung 2.4).

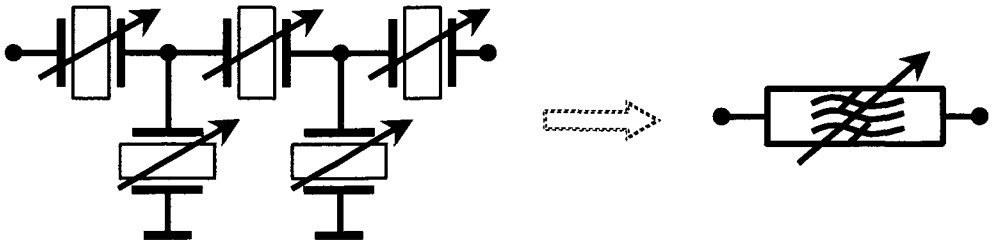


**Abbildung 2.4:** Schaltbild eines abstimmbaren Ladder-Type Filters bestehend aus abstimmbaren Einzelresonatoren (links) und schematische Darstellung (rechts)

Der nun folgende Abschnitt fasst den gegenwärtigen Stand der Technik und die wichtigsten verschiedenen Möglichkeiten, zur Realisierung abstimmbarer Resonatoren zusammen. Abbildung 2.5 gibt dazu eine Übersicht der derzeit verwendeten Filter, wobei zunächst zwischen aktiven und passiven Techniken unterschieden wird. Aufgrund des hohen Strombedarfs und der hohen Rauschzahl von aktiven Resonatoren sind diese für Mobilfunkanwendungen nicht verwendbar und werden deshalb nicht ausführlich behandelt. Die passiven Filtertechni-

ken selbst lassen sich grundsätzlich in elektrische und akustische Filter unterteilen. Wesentlicher Nachteil der elektrischen Resonatoren ist die um einen Faktor $10^5$ größere elektrische Wellenlänge im Vergleich zur akustischen und der damit verbundene große Platzbedarf von Mikrowellen-Resonatoren. Diskrete elektrische Bauteile hingegen, die einen niedrigeren Platzbedarf als die Mikrowellenbauteile aufweisen, haben im Vergleich jedoch eine geringere Güte. Akustische Resonatoren schließlich vereinen hohe Resonanzgüte mit geringer Bauteilgröße. Diese Komponenten werden in Kapitel 2.4 abgehandelt.

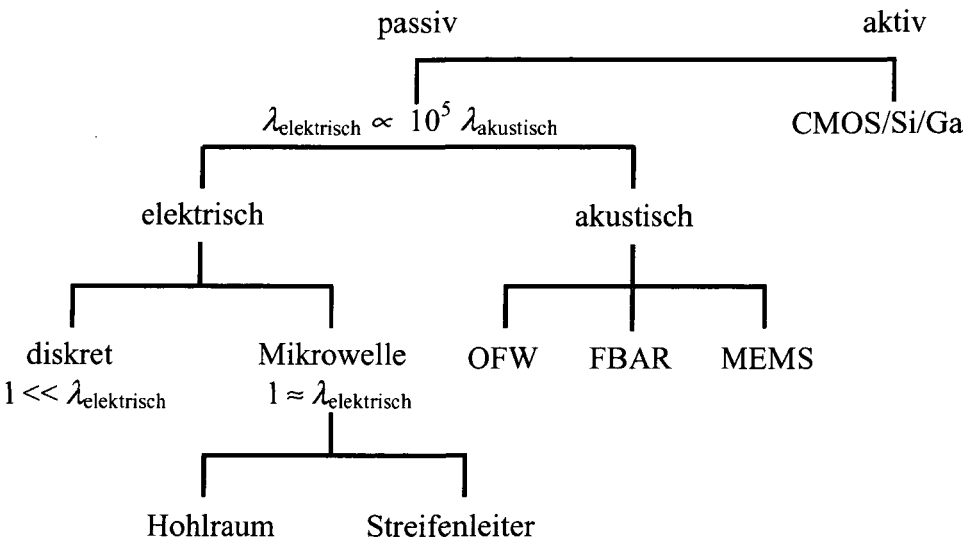



**Abbildung 2.5:** Überblick der zur Zeit eingesetzten Filtertechniken

### *2.3.1 Aktive Filtertechniken*

Analoge integrierte Schaltkreise in Si(CMOS) oder GaAs [11], bei denen die Induktivitäten durch Kondensatoren und Operationsverstärker (Gyrator) ausgetauscht werden, sind die häufigste Form aktiver Filtertechniken. Die Abstimmung erfolgt über den Strom, der durch die Operationsverstärkerschaltung gesteuert wird. Damit lassen sich hochfrequente Verstärkerschaltungen bis 5 GHz aufbauen, die eine deutliche Resonanzüberhöhung aufweisen. Die vollständige Integration dieser Filter ist dabei als wesentlicher Vorteil zu sehen. Nachteilig für Anwendungen vor allem in mobilen Telefonen wirkt sich der hohe Strombedarf bis zu 3 mA bei einer Versorgungsspannung von 3 V [12] sowie das große Eigenrauschen (Rauschzahl > 8) dieser Filter aus. Anwendung findet diese Technik derzeit in abstimmbaren Zwischenfrequenzfilter für z. B. Bluetoothmodule.

### *2.3.2 Diskrete abstimmbare LC-Resonatoren*

Diskrete abstimmbare LC-Filter werden aus Einzelkomponenten hergestellt, die eine Induktivität $L$ mit einer Kapazität $C$ in der einfachsten Form als Serienschwingkreis kombinieren. Nach Gleichung 1.2 lässt sich die Mittenkreisfrequenz $\omega_{var}$ eines solchen Resonators entweder durch die Veränderung von $L$ oder $C$ abstimmen. Praktikable Lösungen solcher Resonatoren integrieren aber hauptsächlich variable Kapazitäten $C_{var}$ zur Abstimmung der Mittenfrequenz.

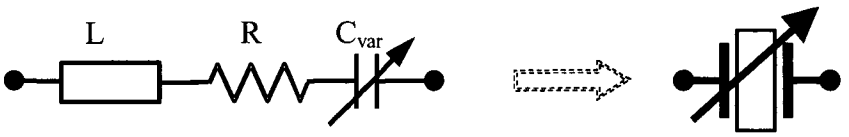



**Abbildung 2.6:** Diskreter abstimmbarer Resonator mit variabler Kapazität $C_{var}$

Der wesentliche Nachteil dieser Technik ist die geringe Güte $Q$ der zur Zeit erhältlichen Einzelkomponenten (< 100). Zusätzlich ist die Güte des Resonators von der relativen Verstimmung der Mittenfrequenz abhängig.

$$\omega_{var} = \frac{1}{\sqrt{LC_{var}}}, \quad Q = \frac{\omega_{var} L}{R} \tag{2.2}$$

Aus diesem Verhalten resultiert eine unerwünschte Veränderung der Filterfunktion (Steilheit der Flanken, Bandbreite) in Abhängigkeit der Verschiebung der Mittenfrequenz der Einzelresonatoren.

*a) Halbleiter Varaktoren (Kapazitätsdioden)*

Dioden sind Halbleiter, die aus einem pn-Übergang bestehen und den Strom bevorzugt in eine Richtung fließen lassen. Bei Anlegen einer positiven Spannung wird die Diode in Durchlassrichtung betrieben und kann so z. B. in Gleichrichterschaltungen verwendet werden. Kapazitätsdioden hingegen werden in Sperrrichtung betrieben, der Sperrstrom ist hier im allgemeinen um einige Zehnerpotenzen kleiner als der Durchlassstrom. Die Sperrschichtkapazität dieser Dioden nimmt mit zunehmender Sperrspannung ab. Die maximal erreichte Kapazität beträgt je nach Diodentyp zwischen $5 - 300\,\text{pF}$ [13]. Kapazitätsänderungen $C_{max}/C_{min}$ bis zu einem Faktor 9 bei Spannungen bis zu 30 V werden mit herkömmlichen Dioden erreicht. Um im sperrenden und linearen Bereich zu bleiben, muss jedoch die minimale Betriebsspannung mit 1 V gewählt werden. Kapazitätsdioden finden hauptsächlich in diskreten LC-Filtern für Fernsehtuner wie auch in VCOs z. B. als Mischer (Voltage Controlled Oszillators) Anwendung, werden aber auch zum Verstimmen von Streifenleitern [14] verwendet. Der Vorteil von Halbleiter Varaktoren liegt in der vollen und preiswerten Integration in Standard Silizium/GaAs-Prozessen und im geringen Platzbedarf. Aufgrund der Spannungsteuerung der Kapazität ist die aufgenommene Leistung bis auf kleine Sperrströme vernachlässigbar. Der wesentliche Nachteil dieser Diode ist der große Temperaturfaktor, der durch die exponentielle Abhängigkeit des Sperrstroms von der Temperatur bei konstant angelegter Spannung verursacht wird. Aus diesem Grund zeigt das Bauteil ein erhöhtes Rauschverhalten. Aufgrund der geringen erreichbaren Güte bei 2 GHz < 100 [15], des nichtlinearen Verhaltens des Bauelementes und der hohen Abstimmspannung zur Realisierung großer Abstimmbarkeiten, scheiden Kapazitätsdioden zur Realisierung von Schwingkreisen mit spannungsgesteuerter Resonanzfrequenz für Mobilfunkanwendungen aus.

*b) Dielektrische Varaktoren*

Die Kapazität zweier sich gegenüberliegender Elektroden mit dem Abstand $d$ und der Fläche

$A$, zwischen denen sich ein Dielektrikum befindet lässt sich nach [8] schreiben als:

$$C_{var} = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_{var} A}{d} \qquad (2.3)$$

wobei $\varepsilon_0$ die Dielektriziätskonstante ist. Dielektrika, die eine vom elektrischen Feld abhängige variable Dielektrizitätszahl $\varepsilon_{var}$ und geringe dielektrische Verluste aufweisen, werden zur Herstellung von abstimmbaren dielektrischen Kapazitäten verwendet. Kommerziell erhältlich sind diese Materialien als Bariumtitanate wie z. B. $BaTi_4O_9$, Zirkontitanate und speziell in $Ba/SrTiO_3$ gezüchteten Keramiken, die meist als Vielschichtsysteme auf billigen Glas- und Keramiksubstraten mit Dünnschichttechniken wie z. B. MOCVD (Metall Organic Chemical Vapour Deposition) oder herkömmlichen Sputterverfahren hergestellt werden. Im Vergleich zu Halbleiter Kapazitätsdioden weisen dielektrische Varaktoren einen um einen Faktor 2 höheren Gütewert von < 200 auf [16]. Typische Abstimmspannungen liegen zwischen 10 – 20 V wobei derzeit relative Abstimmbarkeiten $C_{max}/C_{min}$ von bis zu einem Faktor 3.4 [17] erreicht werden. Zur Realisierung dieser weit abstimmbaren Kapazitäten werden hohe elektrische Feldstärken benötigt, die aufgrund der daraus resultierenden geringen Schichtdicken der Dielektrika eine aufwändige und preisintensive Herstellung benötigen. Dies ist als wesentlicher Nachteil dieser Technik zu betrachten. Zusätzlich sind die verwendeten Materialien in derzeit gängige Halbleiterprozesse nicht zu integrieren. Die leistungslose Spannungssteuerung der Varaktoren ist jedoch als wesentlicher Vorteil dieser Technologie hervorzuheben. Dielektrische Varaktoren werden hauptsächlich als direkter Ersatz von Halbleiterdioden aber auch als Phasenschieber für steuerbare Antennen in WLAN (Wireless Local Area Network) Anwendungen [18] und in abstimmbaren Basisstationsfiltern [19] für den Mobilfunk verwendet. Auch die direkte Integration der Varaktoren in herkömmliche LTCC (Low Temperature Cofired Ceramics) zur Herstellung abstimmbarer Filtermodule wurde bei 1 GHz realisiert. Ein Nachteil ist jedoch die große Bauteilhöhe von über 3 mm [20] im Vergleich zu 1.4 mm [21] bei Standard OFW-Komponenten.

*c) MEMS-Kapazitäten*

Mikro-Elektro-Mechanische Systeme sind zur Zeit Thema intensiver Forschung. Mechanische Schalter und mechanisch abstimmbare Kondensatoren, die direkt im Silizium integriert sind, stellen dabei einen vielversprechenden Bereich dar. Der einfachste Aufbau besteht aus zwei gegenüberliegenden parallelen elektrisch leitfähigen Platten deren Abstand $d_{var}$ über eine elektrische Spannung durch die elektrostatische Anziehung variiert wird, und somit zu einer Veränderung der Kapazität $C_{var}$ führt.

$$C_{var} = \varepsilon_0 \frac{A}{d_{var}} \qquad (2.4)$$

Um den Kurzschluss der beiden Elektroden bei Kontakt (pull-in Effekt) zu vermeiden, wird auf der unteren Elektrode zusätzlich eine dünne dielektrische Schicht [22] integriert. Neben der herkömmlichen Parallelplatten-Anordnung werden zur Steigerung der Abstimmbarkeit und der mechanischen Stabilität laterale Kammelektroden [23] oder aber mehrere parallele Elektroden [24] verwendet. Derzeit erreichte Gütewerte von < 210 bei 1 GHz [25] und eine

relative Abstimmbarkeit der Kapazität $C_{max}/C_{min}$ von einem Faktor 3.1 bei einer Basisspannung von 6 V machen diese Technik zu einer Alternative zu den herkömmlichen Varaktoren. MEMS-Kapazitäten für Anwendungen bis in den 40 GHz Bereich [26, 27] mit einer Kapazitätsänderung von bis zu einem Faktor 22 bei maximalen Abstimmspannungen < 30 V wurden realisiert. Vor allem die Möglichkeit der künftigen direkten Integration dieser abstimmbaren Kapazitäten in CMOS Prozesse und die Kompatibilität zu IC-Technologien [28] sowie die stromlose Abstimmbarkeit sind Vorteile dieser Technologie. Hohe Schaltzeiten zwischen 10 – 100 µs [26, 28] aufgrund von Einschwingvorgängen der Membranen [28] und die aufwändige Gehäusetechnik zum Schutz der stoßempfindlichen Elektrodenanordnung sind neben der noch zu geringen Güte bei 2 GHz < 150 die wesentlichen Nachteile dieser Technologie.

### *2.3.3 Abstimmbare Mikrowellen-Resonatoren*

Mikrowellen-Resonatoren, wie z. B. die technisch verwendeten Mikrowellenkeramiken oder Mikrostreifenleitungen sowie dielektrische, ferrimagnetische und abstimmbare YIG-Resonatoren [29], die hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt werden, zeichnen sich durch eine hohe Resonanzgüte von ~ $10^4$ aus. Da sich elektromagnetische Wellen mit Lichtgeschwindigkeit $c_0$ ausbreiten, haben diese Resonatorstrukturen elektrische Resonanzwellenlängen, die um einen Faktor $10^5$ größer sind als vergleichbare akustische Wellenlängen wie z. B. bei OFW-Bauelementen. Die Bauteilgröße jedoch skaliert mit der Wellenlänge und daher ist ein entscheidender Nachteil der Mikrowellenfilter deren Platzbedarf. Dieser lässt sich zwar durch Integration von Dielektrika hoher relativer Dielektrizitätszahl $\varepsilon_r$ ~ 100 [30] verringern, jedoch verschlechtert sich dabei die Güte aufgrund der dielektrischen Verluste.

#### *a) Hohlraumresonatoren*

Hauptbestandteil vieler Mikrowellenkeramiken sind Hohlraumresonatoren, die sich durch eine sehr hohe Schwinggüte < $10^5$ [8], geringe Verluste und hohe Leistungsverträglichkeit auszeichnen. Elektromagnetische Wellenfelder in Hohlleitern besitzen als intrinsische Periodizität die Hohlwellenleiterlänge $\lambda_H/2$, die auch die Grundfrequenz des magnetischen $H_{mn}$- oder des elektrischen $E_{mn}$-Wellentyps festlegt. Ein Kurzschluss wird nach dieser Länge oder eines Vielfachen davon wieder in einen Kurzschluss transformiert. Es kommt zur positiven Interferenz des Wellentyps bei der Resonanzfrequenz $f_{var}$. Abhängig von der Resonatorform (Quader, zylindrische Anordnung) lässt sich die Hohlwellenleiterlänge mit der Wellenlänge $\lambda_{var}$ in Verbindung bringen. Für einen Quader z. B. gilt:

$$\lambda_{var} = \frac{c_0}{f_{var}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a_{var}}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2}} \quad \forall m,n,p \in N, \qquad (2.5)$$

wobei $c_0$ die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und $a$, $b$, $c$, die Seitenlängen des Quaders bezeichnen. Eine Veränderung der Resonanzfrequenz kann mit einer Änderung des Hohlraums z. B. der geometrische Verkürzung des Resonatorraums $a_{var}$ bei einer quaderförmigen Anordnung über mechanische Kurzschlussschieber erreicht werden. Dadurch können beliebig hohe

Abstimmbarkeiten realisiert werden. Eine weitere Möglichkeit der Abstimmung von Hohlraumresonatoren besteht in der Füllung des Resonanzraumes mit einem Dielektrikum mit feldabhängiger Dielektrizitätszahl $\varepsilon_r$. Bei Anlegen eines elektrischen Feldes kommt es in diesem Fall zu einer elektrischen Verkürzung des Resonanzraumes. Aufgrund der Größe dieser abstimmbaren Resonatoren, einige mm im 2 GHz Bereich, ist die Anwendung dieser Technik für den Mobilfunk nur eingeschränkt möglich.

*b) Streifenleiter*

Mikrostreifenleiter und koaxiale Leitungen, deren Ende kurzgeschlossen ist, weisen die Resonanzlänge $\lambda_R/4$ auf. D. h. die elektrische und magnetische Energie ist an diesem Punkt gleich groß und positive Interferenz kann für eine einlaufende Welle erreicht werden. Die Leitung wirkt wie ein Parallelresonanzkreis mit verteilten Elementen ($R$, $L$, $C$) und hat im Gegensatz zu einem Resonator aus diskreten Elementen unendlich viele Resonanzen. Durch Anschluss eines Kondensators $C_{var}$ am offenen Ende der Leitung kann die Leitungslänge $l_0$ verkürzt [8] und somit die Resonanzkreisfrequenz $\omega_r$ der Leitung variiert werden. Mit dem Wellenwiderstand $Z_L$ der Leitung und der effektiven Dielektrizitätszahl $\varepsilon_r$ gilt:

$$\frac{1}{\omega_r} C_{var} = Z_L \tan\left(\frac{\omega_r \sqrt{\varepsilon_r} l_0}{c_0}\right). \qquad (2.6)$$

Diese abstimmbaren Resonatoren können als Kombination von abstimmbaren Varaktoren oder MEMS-Kapazitäten mit Streifenleitern [14] realisiert werden. Relative Abstimmbarkeiten $\Delta f/f$ von bis zu 60 % in der Mittenfrequenz bei $f_0$ = 1 GHz mit einer Einfügedämpfung < 3 dB wurden für Bandpassfilter erreicht, die auf diese Weise hergestellt wurden. Allerdings ist mit einer Streifenlänge der Leitung von ~ 3 cm bei 1 GHz eine Integration für Mobilfunkanwendungen ausgeschlossen. Eine weitere Möglichkeit zur Abstimmung von Streifenleitern wird durch die Kombination von die Leitungslänge $l_{var}$ variierende MEMS-Schalter [31] mit der Streifenleitung erreicht. Abstimmbare Resonatoren aber auch Bandpassfilter mit einer Abstimmbarkeit $\Delta f/f$ von 4 % bei 20 GHz wurden so realisiert.

### *2.3.4 Hochtemperatursupraleitende Filter*

Eine starke Reduzierung der Verluste, hervorgerufen durch den elektrischen Widerstand der Elektroden, in Mikrostreifenleitungen oder Hohlraumresonatoren kann durch die Ausführung der stromführenden Schicht als HTS- (Hoch Temperatur Supraleitung) Material und dem Betrieb des Resonators bei tiefen Temperaturen < 77 K erreicht werden. Damit lassen sich Bandpassfilterfunktionen mit vernachlässigbarer Einfügedämpfung ~ 0 dB und hoher Flankensteilheit realisieren, die in Mobilfunk-Basisstationen Anwendung finden. Dünnschichtfiltertechniken auf der Basis von supraleitenden Materialien wie z. B. YBCO ($YBa_2Cu_3O_7$), die in Kombination mit einem vom elektrischen Feld abstimmbaren Dielektrikum wie Strontiumtitanat eine variable Mittenfrequenz besitzen, werden zur Realisierung abstimmbarer HTS-Resonatoren verwendet [32, 33]. Diese zeichnen sich durch eine hohe Güte ~ $10^4$ aus, kommen aber für Anwendungen in Mobilteilen aufgrund des Kühlbedarfes der Komponenten nicht in Betracht.

## 2.4 ABSTIMMBARE AKUSTISCHE BAUTEILE

Die Umwandlung der eingekoppelten elektrischen Energie in mechanische Energie von Schwingungen oder Wellen ist allen akustischen Resonatoren gemeinsam. Aufgrund der geringen Ausbreitungsgeschwindigkeit der mechanischen Wellen von etwa $10^3$ m/s innerhalb der Substrate, lassen sich mit dieser Technologie kleine Bauteile mit hoher Güte realisieren. Vor allem OFW- und FBAR-Bauteile finden weitreichende Anwendungen in der Mobilkommunikation, werden aber auch als Fernsehfilter eingesetzt. Eine relativ neu entwickelte Technologie sind MEMS-Resonatoren, die im Zuge größerer Minituarisierung an Bedeutung gewinnt.
Die einfachste Möglichkeit zur Realisierung diskret abstimmbarer akustischer Komponenten ist sicherlich das Umschalten zwischen verschiedenen vollständigen Filterelementen oder einzelnen Wandlern [34], wie es z. B. für FBAR-Filter in [2] und für OFW-Filter in [35, 36] vorgeschlagen wurde. Diese Synthese bedingt jedoch die bereits erwähnte Filterbank mit großem Platzbedarf und beschränkter Funktionalität bezüglich der Abstimmbarkeit. Die Kombination akustischer Resonatoren mit einer abstimmbaren Parallelkapazität, wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben, ermöglicht die Verschiebung der Parallelresonanz in Richtung der Serienresonanz und somit eine Abstimmbarkeit sowohl in der Güte als auch in der Bandbreite der Resonatoren. Eine echte Frequenzverstimmung findet aber auch bei dieser Methode nicht statt. Die theoretisch erreichbare Abstimmbarkeit liegt in der Größenordnung der akustischen Kopplung und beträgt daher maximal einige Prozent. Der Effekt reicht jedoch aus um Filtercharakteristiken (z. B. die Flankensteilheit) von OFW- und FBAR-Filtern abzustimmen [37] oder Fertigungstoleranzen [38] auszugleichen.
Im Folgenden werden, getrennt nach ihrer Funktionsweise, die erreichten Abstimmeffekte akustischer Bauteile diskutiert, wobei das Hauptaugenmerk auf akustische OFW-Bauteile gelegt wird. Eine Möglichkeit zur breitbandigen Frequenzabstimmung von OFW-Resonatoren, die in dieser Arbeit zur Anwendung kommt, wird im speziellen vorgestellt.

### *2.4.1 MEMS-Resonatoren*

Mikroelektromechanische (MEMS-) Resonatoren bestehen im einfachsten Fall aus einem Siliziumstab der durch ein angelegtes magnetisches (magnetomotive Methode) oder elektrisches (elektromotive Methode) Wechselfeld in Eigenschwingung gebracht werden kann [39]. Die Herstellung erfolgt mittels Opferschichtverfahren zur Gänze in Siliziumtechnologie, daher ist die IC-Integration gewährleistet. Die Mittenfrequenz der Resonatoren ist direkt proportional zur Länge des schwingenden Stabes. Derzeit realisierbare geometrische Abmessungen des Stabes von einigen µm begrenzen jedoch die erreichbare maximale Mittenfrequenz auf unter 200 MHz. Die mechanischen Resonatoren weisen zwar eine hohe Güte ~ $10^3$ aber nur eine geringe Abstimmbarkeit von < 1 % im Rahmen einer angelegten elektrischen oder mechanischen Vorspannung auf. Zur Steigerung der Frequenz muss einerseits der Schwinger verkleinert und andererseits der Anregungsmechanismus des Schwingers entsprechend mitskaliert werden. Sowohl piezoelektrische als auch magnetostriktive Materialien hoher Qualität lassen sich jedoch derzeit nicht in den benötigten geringen Schichtdicken (< 50 nm) herstellen und begrenzen zusätzlich die maximal erreichbare Anregungsfrequenz des Schwingers. Durch die Anwendung eines neuen Anregungskonzepts mit Hilfe von Oberflächenwellen ist die

Steigerung der Frequenz der Stabschwinger bis zu ~ 300 MHz gelungen [40]. Für Hochfrequenzanwendungen im 2 GHz Bereich eignet sich diese Technik nur, wenn eine weitere Minituarisierung des Einzelschwingers um einen Faktor 10 erfolgt, sowie eine mechanisch stabile Lösung für die Gehäusetechnik gefunden werden kann.

### *2.4.2 Dünnschicht-Resonatoren*

FBARs (Film Bulk Acoustic Resonators) sind longitudinale Dickenschwinger, die in Dünnschichttechnik hergestellt werden. Zur Zeit finden hauptsächlich zwei verschiedene Typen, der SMR-Typ (Solidly Mounted Resonator) bzw. der Membran-Typ, im Mobilfunkbereich als Alternative zu den OFW-Bauteilen Anwendung (Abbildung 2.7). Das Funktionsprinzip dieser beiden Typen ist dasselbe. Die piezoelektrische Schicht wird, angeregt durch ein elektrisches Wechselfeld, das an den Elektroden angelegt wird, in eine longitudinale Eigenschwingung gebracht. Die Frequenz $f_0$ dieser Eigenschwingung ist dabei direkt proportional zur Dicke der piezoelektrischen Schicht und der longitudinalen Geschwindigkeit der Welle.

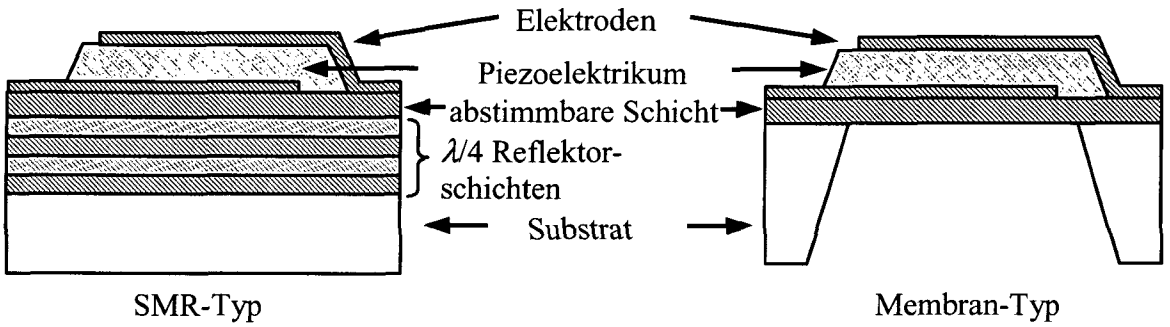



**Abbildung 2.7:** Querschnitt von Dünnschichtresonatoren, die durch eine in der Steifigkeit veränderliche Schicht abgestimmt werden, SMR-Typ (Solidly Mounted Resonator) bzw. Membran-Typ.

Während der Membran-Typ im wesentlichen frei schwingt, werden beim SMR-Typ $\lambda/4$-Reflektorschichten als akustischer Spiegel mit abwechselnd hoher und niedriger akustischer Impedanz verwendet, um die mechanische Energie im Resonanzraum zu halten.
Zur Änderung der Resonanzfrequenz eines FBARs kann nun einerseits das Resonatorvolumen, welches aber bei der Herstellung fixiert wird, oder aber die Ausbreitungsgeschwindigkeit der akustischen Welle innerhalb des Resonators verändert werden. Dazu wurde in [41] vorgeschlagen, eine angelegte elektrische Gleichspannung und somit den Piezoeffekt zu nutzen. Der so erreichte Effekt liegt in der Größenordnung von ~100 ppm und eignet sich daher allenfalls zur Modulation des Signals, nicht aber zur Abstimmung der Frequenz. Eine vielversprechende Möglichkeit wäre hingegen die Integration eines Materials von veränderlicher mechanischer Steifigkeit in den Reflektor des FBARs [42]. Damit wäre bei entsprechend großem Abstimmeffekt eine Veränderung der longitudinalen Wellengeschwindigkeit und somit der Mittenfrequenz möglich. Materialien, die große Steifigkeitsänderungen aufweisen, werden im Zusammenhang mit abstimmbaren OFW-Resonatoren im Folgenden besprochen. Da sich diese Arbeit auf die Betrachtung von OFW-Resonatoren beschränkt, wird eine solche FBAR-Struktur hier nicht weiter verfolgt. Die Ergebnisse für OFW-Resonatoren bezüglich einer abstimmbaren Schicht, können mit geringfügigen Anpassungen auch für FBARs direkt übernommen werden.

### *2.4.3 Abstimmbare OFW-Bauteile*

Oberflächenwellenbauteile werden in der Filtertechnik im ZF-Bereich als Fernsehfilter sowie als Bandpassfilter für Mobilfunkapplikationen [7] verwendet, finden aber auch als Verzögerungsleitungen in der Sensorik Anwendungen [43]. Grundlegende Eigenschaften wie z. B. die Anregung von OFW werden im Anhang C ausführlicher betrachtet. Zur detaillierten Beschreibung der einzelnen Wellentypen sowie der speziellen Bauelemente wird an dieser Stelle auf weiterführende Literatur verwiesen. Der Stand der Technik abstimmbarer OFW-Bauteile wird nun im Folgenden zusammengefasst.

#### *a) OFW-Verzögerungsleitungen*

Als Verzögerungsleitung wird ein OFW-Bauelement bezeichnet, welches im einfachsten Falle aus zwei sich gegenüberliegenden Interdigitalwandlern (IDT) besteht, siehe Abbildung 2.8. Sendet man einen hochfrequenten Impuls an den Einkoppelwandler, so wird die elektromagnetische Welle in eine akustische OFW transformiert, die sich entlang des Substrates ausbreitet. Die OFW wird dann nach einer Verzögerungszeit $\tau$, die proportional dem Abstand $x$ zwischen den beiden Wandlern dividiert durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v$ der Welle ist, im Auskoppelwandler in ein elektrisches Signal rücktransformiert.

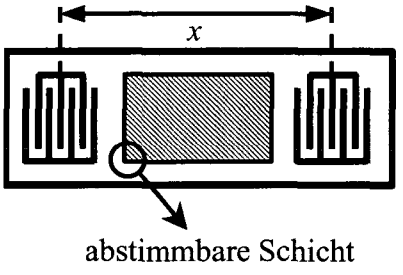



**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung einer OFW-Verzögerungsleitung mit abstimmbarer Schicht

Die Gesamtverzögerung $\tau_{var}$ lässt sich unter Berücksichtigung der elektrischen Übertragungszeit $\tau_0$ bis zum Wandlerelement als

$$\tau_{\mathrm{var}} = \frac{x}{v_{\mathrm{var}}} + 2\tau_0 \qquad (2.7)$$

schreiben. Ein Abstimmeffekt kann z. B. durch das Einprägen einer mechanischen Spannung, und der damit verbundenen Änderung sowohl der Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_{\mathrm{var}}$ als auch dem Abstand zwischen den beiden IDTs einer Verzögerungsleitung erreicht werden. Dieser Effekt ist jedoch selbst an der Bruchgrenze der verwendeten Materialien im Bereich von wenigen 100 ppm [44].
Eine weitere Möglichkeit besteht in der Integration einer abstimmbaren Schicht zwischen den beiden Wandlern, die aufgrund einer externen physikalischen Größe, wie z. B. dem magnetischen Feld, die Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW $v_{\mathrm{var}}$ und somit die Verzögerungszeit ändert. Häufige Anwendung findet dieses Prinzip in der OFW-Sensorik. Die Anregungsfrequenz dieser Bauteile bleibt jedoch unverändert. Zusätzlich kommt es aufgrund der Massenbelegung des piezoelektrischen Substrates zu einer Zunahme der Ausbreitungsdämpfung der

OFW. Verschiedene Schichtsysteme zur Änderung der OFW-Ausbreitungseigenschaften wurden zur Realisierung solcher abstimmbarer Verzögerungsleitung verwendet.

- Die Integration einer GaAs-Halbleiterschicht ermöglicht, durch die kapazitive Beschaltung des piezoelektrischen Substrats, die Änderung der OFW-Geschwindigkeit von der elektrisch offenen zur kurzgeschlossenen Oberfläche. Die hier erreichbare Abstimmbarkeit liegt maximal in der Größenordung der piezoelektrischen Kopplung des Substrats und ist daher < 2 % [45] für die herkömmlichen Materialien.

- Die Integration einer magnetostriktiven Schicht aus z. B. FeCo, TbFe, die ihren mechanischen Spannungszustand in Abhängigkeit eines äußeren magnetischen Feldes ändert, kann verwendet werden, um eine Dispersion der OFW und damit eine Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit zu erreichen [46-50]. Die dabei erreichten Abstimmbarkeiten in der Geschwindigkeit $\Delta v/v$ sind << 0.3 % bei magnetischen Feldern von bis zu einigen kOe.
Zur Realisierung abstimmbarer Filter jedoch sind Bauteile notwendig deren Mittenfrequenz abstimmbar ist. Zwar lassen sich abstimmbare OFW-Kammfilter durch die Kombination einer abstimmbaren Verzögerungsleitung als Phasenschieber in der Rückkoppelschleife eines Verstärkers realisieren [51], jedoch stellt dies ein aktives Bauelement dar.

*b) OFW-Resonatoren*

Der einfachste Fall eines OFW-Resonators besteht aus einem Wandler mit zwei Reflektoren, dem sogenannten Eintorresonator, bei dem der IDT sowohl die elektrische Welle ein- sowie die akustische Welle wieder auskoppelt. In Abbildung 2.9 ist ein solcher Eintorresonator auf einem abstimmbaren Substrat dargestellt.

**Abbildung 2.9:** Schematische Darstellung eines abstimmbaren OFW-Eintorresonators

Die Resonanzfrequenz dieses Resonators wird durch die Wellenlänge $\lambda$, die durch die Fingerperiode $p$ des Wandlers fixiert ist, und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW auf dem Substrat festgelegt. Nach linearer Entwicklung der Dispersionsrelation zeigt sich, dass eine relative Änderung der Frequenz $f$ einerseits durch die Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Substrates oder andererseits durch die Änderung der Wellenlänge also durch eine mechanische Dehnung erreichbar ist.

$$f = \frac{v}{\lambda} \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta v}{v} - \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \tag{2.8}$$

Zur Vereinfachung der folgenden Ableitung wird angenommen, dass die Geschwindigkeit der Rayleighwellen $v_R$ proportional zur longitudinalen Wellengeschwindigkeit $v_l$ ist [52], wobei

hier $E$ den elastischen Modul und $\rho$ die Dichte bezeichnet. Für nicht piezoelektrische Materialien gilt dann die folgende Gleichung:

$$v_R \propto v_l = v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad , \qquad \rho = \frac{m}{V}; \quad V = x \times y \times z \tag{2.9}$$

mit $m$ der Masse des Substrates und $V$ dem entsprechenden Volumen. Bricht man die lineare Entwicklung von 2.9 nach dem ersten Glied ab und setzt in Gleichung 2.8 ein so findet man:

$$\frac{f}{f} \approx \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta E}{E} - \frac{\Delta \rho}{\rho}\right) - \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta E}{E} - \frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta y}{y} + \frac{\Delta z}{z}\right) - \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \tag{2.10}$$

Unter der Annahme isotroper Ausdehnung, der Berücksichtigung der Erhaltung der Masse des Materials und der weiteren Annahme geringer Dehnung in der zur Ausbreitungsrichtung $X$ der OFW verbleibenden Tangentialkomponente $Z$,

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta y}{y}\right) - \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 0; \quad \frac{\Delta m}{m} = 0; \quad \frac{\Delta E}{E} >> \frac{\Delta z}{z}, \tag{2.11}$$

ergibt sich eine direkte Proportionalität zwischen der relativen Änderung der Frequenz und dem elastischen E-Modul also der Steifigkeit des Substrates.

$$\frac{\Delta f}{f} \approx \frac{1}{2}\frac{\Delta E}{E} \tag{2.12}$$

Die festgestellte Abhängigkeit bedeutet, dass eine wesentliche Änderung der Resonanzfrequenz $f_0$ nur durch eine Änderung der Steifigkeit des Materials erreicht wird. Welche physikalischen Effekte für die erforderliche große relative Änderung der Steifigkeit von mindestens 60 %, zur Realisierung eines OFW-Resonators mit einer Abstimmbarkeit ~ 30 % in der Frequenz und damit zur Erfüllung der Anforderungen an abstimmbare Komponenten im 2 GHz Bereich verwendet werden kann, soll im Folgenden geprüft werden.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die in dieser Arbeit angegebenen relativen Werte für die Änderung des elastischen Moduls bzw. der Frequenz, wenn nicht explizit anders angegeben sich ausschließlich auf das Minimum der betrachteten Größe beziehen.

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{f - f_0}{f}; \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{min}} \tag{2.13}$$

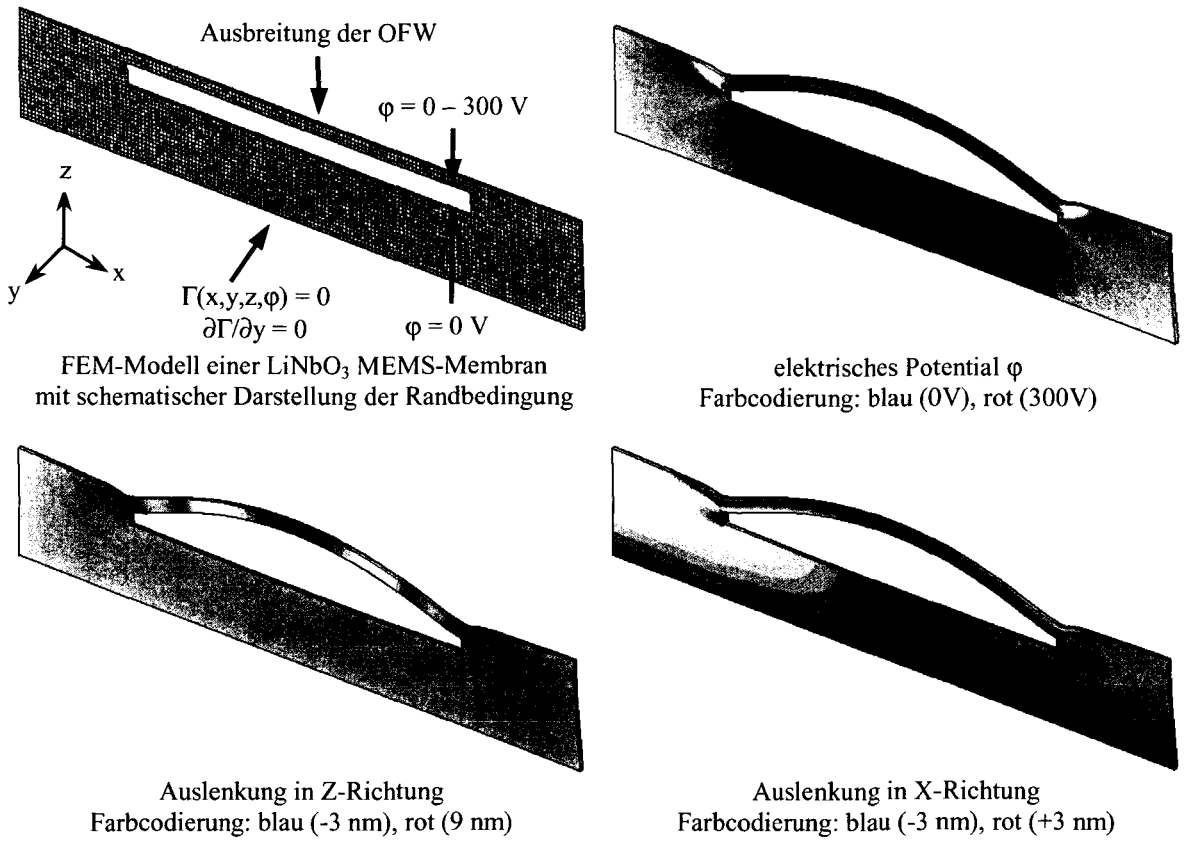
Des weiteren ergibt eine Verschiebung der Resonanzfrequenz $f_0$ zu tieferen Frequenzen eine negative relative Änderung bzw. entsprechend eine positive Änderung im umgekehrten Fall.

### *2.4.4 Akustische Abstimmbarkeit*

Die Möglichkeiten, um die in Gleichung 2.12 geforderte Änderung des elastischen Moduls eines Substrates für die OFW-Ausbreitung, in Abhängigkeit einer angelegten Kraft oder eines Feldes zu erreichen, werden hier getrennt nach Mechanismus betrachtet.

#### *a) Mechanische Spannung*

Die erreichbare Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW auf einem mechanisch vorgespannten Substratmaterial wird mittels eines einfach zu realisierenden Aufbaus in einer FEM-Simulation überprüft. Dafür wird der Querschnitt eines MEMS-Schalters, aufgebaut aus dem herkömmlichen piezoelektrischen Substrat $LiNbO_3$ mit zwei idealisierten Elektroden mit verschwindender Masse, modelliert. Auf der Membran des Schalters ist ein OFW-Resonator zu integrieren, der durch die Verformung der Membran und der damit bedingten mechanischen Spannung aufgrund eines angelegten elektrisches Potentials, verstimmt wird. Die Dicke der Membran wurde mit 50 µm gewählt, dies entspricht ungefähr 30 Wellenlängen der OFW bei 2 GHz auf dem betrachteten Y-Schnitt des Substrats. Die Grundfläche des Modells wird als mechanisch fixiert betrachtet, was durch eine entsprechende Zwangsrandbedingung $\Gamma = 0$ im Modell berücksichtigt wird.




FEM-Modell einer $LiNbO_3$ MEMS-Membran mit schematischer Darstellung der Randbedingung

elektrisches Potential φ
Farbcodierung: blau (0V), rot (300V)

Auslenkung in Z-Richtung
Farbcodierung: blau (-3 nm), rot (9 nm)

Auslenkung in X-Richtung
Farbcodierung: blau (-3 nm), rot (+3 nm)

**Abbildung 2.10:** FEM-Simulation $LiNbO_3$ MEMS-Membran: Modell mit Randbedingung, Elektrischer Potentialverlauf sowie Auslenkung auf dem verformten Modell bei 300 Volt angelegtem Elektrodenpotential

Zur Vereinfachung wird die Änderung der mechanischen Freiheitsgrade in der Y-Richtung im

Modell vernachlässigt. Die statische Analyse des Modells bei 300 V angelegtem Elektrodenpotential ergibt die in Abbildung 2.10 dargestellte Verformung der Membran. In der Mitte der Membran bildet sich eine konstante mechanische Spannung $T$ aus, wobei Inhomogenitäten am Rand auftreten, deren Maxima sich in den Auflager der Membran befinden (Abbildung 2.11). Die mechanische Spannung steigt linear mit dem angelegten elektrischen Potential an, wobei bei 300 V die Durchschlagsfeldstärke von Luft von 3kV/m bei dem gegebenen Elektrodenabstand erreicht wird. Diese stellt das natürliche Limit für eine Reduktion des Elektrodenabstandes bei gegebenem Potential oder eine weitere Erhöhung des Potentials bei konstantem Elektrodenabstand dar.

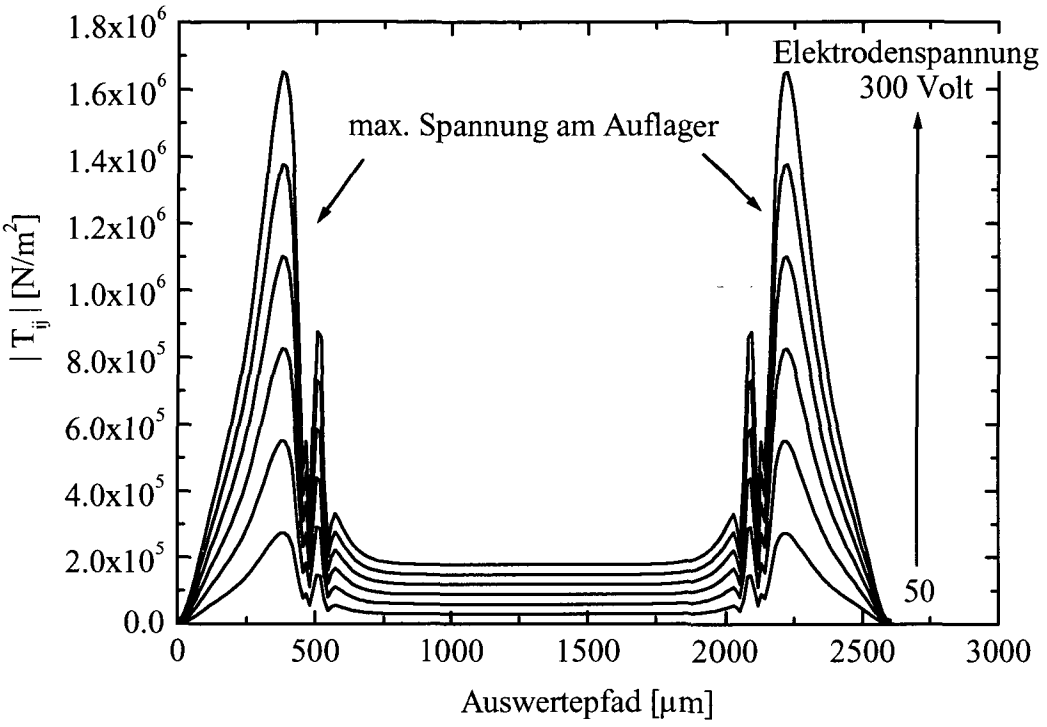



**Abbildung 2.11:** Spannungsverteilung der Oberfläche der Membran in Abhängigkeit vom Elektrodenpotential

Die erreichbare mechanische Spannung in der Mitte der Membran, die als Absolutbetrag der Einzelkomponenten aller Raumrichtungen berechnet wird, ergibt unter Verwendung des Spannungskoeffizienten $\kappa_{kl}$ [44] für die spannungsempfindlichste Ausbreitungsrichtung 45°rot X am Y-Schnitt von $LiNbO_3$ [53] eine maximale relative Abstimmbarkeit in der Frequenz von $< 5$ ppm für einen sich auf der Oberfläche befindlichen OFW-Resonator. Der Spannungskoeffizient $\kappa_{kl}$ bezeichnet dabei die relative Abhängigkeit der Steifigkeit $c_{ijkl}$ des Substrats von einer eingeprägten Spannung und befindet sich für herkömmliche piezoelektrische Substrate in der Größenordnung von $10^{-11}$ m²/N [54].

$$\frac{\Delta f}{f} = \kappa_{kl} \cdot \Delta T_{kl} \quad \kappa_{kl} \approx \frac{1}{c_{ijkl}} \frac{\partial c_{ijkl}}{\partial T_{kl}} \tag{2.14}$$

Um die einprägte mechanischen Spannung und damit die erreichbare Frequenzverstimmung weiter zu steigern, wäre die Kombination eines piezoelektrischen oder magnetostriktiven Aktors mit einer piezoelektrischen Schicht zur Anregung von OFW möglich, wie z. B. in

[51, 55] vorgeschlagen. Piezoelektrische PZT-Aktoren erzeugen bei angelegter elektrischer Spannung eine maximale Dehnung von bis zu 600 ppm im Vergleich zu 1753 ppm [56], die bei magnetostriktiven Aktoren, wie z. B. bei $TbFe_2$, bei Anlegen eines magnetischen Feldes erreicht werden. Aber selbst wenn ein Aufbau realisiert wird, beim dem die Bruchspannung der piezoelektrischen Anregungsschicht bei $< 10^9$ N/m² [54] erreicht wird, beträgt die maximale Frequenzverschiebung weniger als 1 % und ist damit zu gering, um einen breitbandig abstimmbaren OFW-Resonator zu realisieren.

*b) Elektrisches Feld*

Die Kopplung der elektrischen Polarisation an das Kristallgitter in ferroelektrischen Substraten, das sind Materialien mit elektrischen Domänen wie z. B. $LiNbO_3$, führt zu einer Abhängigkeit der elastischen Steifigkeit $c_{ijkl}$ sowie des piezoelektrischen Tensors $e_{ikl}$ von einem angelegten elektrischen Feld $E_{ij}$. Dieses Verhalten ist von der Kristallsymmetrie sowie der piezoelektrischen Kopplung selbst abhängig. Ferroelektrische Lithium-Thallium-Tatrate als Beispiel, weisen bei Temperaturen $< 20$ K eine große Nichtlinearität in der Dielektrizitätskonstante [57] auf, die zu einer starken Feldabhängigkeit der elastischen Konstanten führt.

$$\frac{\Delta f}{f} = \xi_k \cdot \Delta E_k \quad \xi_k \approx \frac{1}{c_{ijkl}} \frac{\partial c_{ijkl}}{\partial E_k} \tag{2.15}$$

Durch ein angelegtes elektrisches Feld von $10^6$ V/m wurde bei diesem Material eine Änderung der Steifigkeit $c_{max}/c_{min}$ bis zu einem Faktor 25 [58] bei einem Phasenübergang beobachtet. Damit wären piezoelektrische Resonatoren mit einer Abstimmbarkeit in der Frequenz von bis zu einem Faktor 5 realisierbar, jedoch bei entsprechend tiefer Temperatur. Bei Raumtemperatur hingegen ist die elektrische Feldabhängigkeit der Steifigkeitskoeffizienten $\xi_{kl}$ für die bekannten ferroelektrischen Materialien wie $LiNbO_3$ in der Größenordung von $10^{-10}$ m/V [53], d. h. mit einem vergleichbar angelegten elektrischen Feld wie bei Lithium-Thallium-Tatrat, wäre eine relative Frequenzverschiebung von nur 100 ppm zu realisieren.

*c) Temperatur*

Die relative Abhängigkeit der Mittenfrequenz eines OFW-Resonators von einer eingeprägten Temperatur lässt sich mit Hilfe des Temperaturkoeffizienten *TCF* ausdrücken [59]. Dieser ist in erster Näherung, wie in 1.12 hergeleitet, von der Änderung der Steifigkeit als Funktion der Temperatur abhängig.

$$\frac{\Delta f}{f} = TCF \cdot \Delta T \quad TCF \approx \frac{1}{c_{ijkl}} \frac{\partial c_{ijkl}}{\partial T} \tag{2.16}$$

Piezoelektrische Materialien weisen abhängig von Substrat und Schnittwinkel Temperaturkoeffizienten von ~ 0 ppm/K für Quarz STX-Schnitt bis zu -87 ppm/K [9] für $LiNbO_3$ YZ-Schnitt auf. Durch eine Temperaturdifferenz von 100°C wäre so eine relative Abstimmbarkeit in der Mittenfrequenz eines Resonators von < 1 % realisierbar. Um eine weitere Steigerung des *TCFs* zu erreichen, wurde in [60] eine Kombination einer piezoelektrischen Anregungs-

schicht mit Materialien vorgeschlagen, die einen hohen *TCF* besitzen. Für Filteranwendungen im Mobilfunkbereich ist jedoch aufgrund der großen thermischen Kapazität dieser Bauteile einerseits die Schaltzeit zum Abstimmen und andererseits der Energieverbrauch zur Temperaturregelung mit z. B. einem Peltierelement zu hoch.

*d) Magnetisches Feld*

Neben dem schon erwähnten Magnetostriktionseffekt weisen magnetische Materialien den sogenannten ΔE-Effekt auf, der erstmals 1933 von Kersten [61] im Zuge der Untersuchung der thermischen Ausdehnung von Elinvar Materialien berechnet wurde. In Abhängigkeit eines äußeren magnetischen Feldes $H$ ändert das Material seine elastische Steifigkeit.

$$\frac{\Delta f}{f} = \varsigma_k \cdot \Delta H_{kl} \quad \varsigma_k \approx \frac{1}{c_{ijkl}} \frac{\partial c_{ijkl}}{\partial H_k} \tag{2.17}$$

Relative Änderungen des elastischen Moduls für die Seltenenerdenverbindung TbDyFe von 150 % [62] sowie für amorphe FeCoSiB-Metglasbänder von bis zu 190 % bei Feldstärken < 10 Oe [3] wurden nachgewiesen. Die physikalische Ursache für die große Änderung des E-Moduls und die elastischen Eigenschaften dieser magnetischen Materialien werden im nächsten Kapitel detaillierter betrachtet. Aufgrund des großen Effekts scheint mit diesen Substraten eine Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW und somit eine relative Frequenzverschiebung von 30 % leicht realisierbar, wenn es gelingt OFW auf diesem metallisch leitfähigen Material anzuregen. Die Kombination eines amorphen magnetostriktiven Materials, das einen großen ΔE-Effekt aufweist, als Substrat für die OFW-Ausbreitung, mit einer piezoelektrischen Schicht zur Anregung der OFW, ist die in dieser Arbeit gewählte Methode, um weit abstimmbare akustische Resonatoren herzustellen.

# 3. ELASTISCHE EIGENSCHAFTEN AMORPHER MAGNETIKA

Amorphe magnetische Materialien werden großtechnisch vor allem mit dem Schmelzspinn- (Melt spinning) Verfahren als Bänder oder als Dünnschichten mit einem Abscheideverfahren hergestellt. Verwendung finden diese Materialien bei der elektronischen Warensicherung, bei Aktorikanwendungen wie z. B. Ultraschallwandlern, sowie in der Mikrosensorik und -aktorik. Amorphe metallische Materialien sind gekennzeichnet durch die Abwesenheit periodischer kristalliner Atomanordnungen, die weitgehend der ungeordneten Atomverteilung in der heterogenen Schmelze entspricht. Wegen dieser besonderen atomaren Struktur sind amorphe Metalle magnetisch weich, d. h. sie besitzen eine kleine magnetische Remanenz, eine geringe Hysterese und sind gleichzeitig auch mechanisch hart, mit einer zu kristallinen Festkörpern vergleichbaren Steifigkeit. Aufgrund dieser Eigenschaft ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW in diesen Materialien mit ~ $10^3$ m/s ähnlich jener piezoelektrischer Substrate. Im Folgenden werden die magnetischen und mechanischen Eigenschaften dieser Materialien, ausgehend von der Magnetostriktion und dem ΔE-Effekt besprochen, soweit sie für die Anwendung in magnetisch abstimmbaren OFW-Resonatoren relevant sind.

## 3.1 GRUNDLAGEN FERROMAGNETISCHER WERKSTOFFE

Der Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke $H$ und der magnetischen Flussdichte (Induktion) $B$ in Materie wird in SI-Einheiten dargestellt durch:

$$B = \mu_0 \mu_r H = \mu_0 (H + M), \tag{3.1}$$

wobei $M$ die Magnetisierung und $\mu_0$ die Permeabilität des Vakuums bezeichnet. Die magnetischen Eigenschaften eines Materials sind durch die relative Permeabilität $\mu_r$ gekennzeichnet. Hierbei kann man drei Gruppen von Stoffen unterscheiden, nämlich diamagnetische ($\mu_r < 1$), paramagnetische ($\mu_r > 1$) und ferromagnetische Werkstoffe mit ($\mu_r >> 1$). Bei letzterem ist die Permeabilität keine Konstante, sondern eine Funktion der angelegten magnetischen Feldstärke. Diese Abhängigkeit der magnetischen Induktion von der angelegten magnetischen Feldstärke $H$ kann in der Hysteresekurve dargestellt werden. Die Zunahme der äußeren Feldstärke führt zur Ausrichtung der magnetischen Momente. Ausgehend vom pauschal unmagnetischen Zustand wachsen die magnetischen Domänen, deren innere Magnetisierungsrichtung parallel zur äußeren Feldstärke ist, auf Kosten der Domänen mit entgegengesetzter Magnetisierung – es kommt zu Wandverschiebungsprozessen. Diese Wandverschiebungen erfolgen zum Teil irreversibel durch Barkhausensprünge [63] und bestimmen die Verluste im Material und damit die Breite der Hysteresekurve. Bei weiterer Steigerung des äußeren Feldes drehen sich

nun die magnetische Momente bis alle in der Sättigung des Materials $M_s$ in die äußeren Feldrichtung ausgerichtet sind. Diese Prozesse werden als Drehprozesse bezeichnet. Die Reduktion der äußeren Feldstärke auf Null führt zu einer Remanenzmagnetisierung $M_r$ des Materials. Um die innere Magnetisierung aufzuheben, muss die Koerzitivfeldstärke $H_c$ aufgebracht werden. Hartmagnetische Materialien ($H_c > 1000$ A/m) weisen hohe, weichmagnetische Materialien geringe ($H_c < 1000$ A/m) Koerzitivfeldstärken auf. In Abbildung 3.1 ist die gemessene Hysteresekurve für das in dieser Arbeit verwendete Materialsystem $(Fe_{90}Co_{10})_{78}Si_{12}B_{10}$ dargestellt, das im Folgenden als FeCoSiB bezeichnet wird. Im amorphen Zustand zeigt die Probe weichmagnetische Eigenschaften mit vernachlässigbarer Remanenz und Koerzitivfeldstärke. Kristallisiert die Probe hingegen aufgrund von Temperprozessen, so reduziert sich einerseits die erreichbare Sättigungsmagnetisierung, andererseits wächst die Koerzitivfeldstärke. In diesem Zustand weist das Material hartmagnetische Eigenschaften auf.

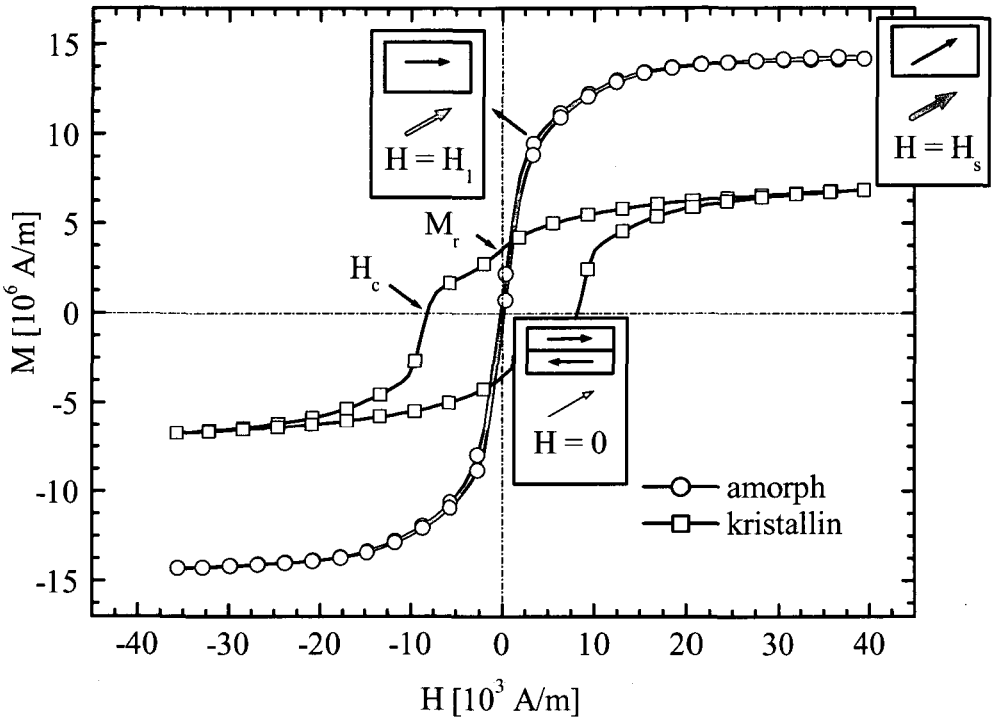



**Abbildung 3.1:** Hysterese einer amorphen (o) bzw. einer kristallinen (□) FeCoSiB-Probe, $H_c$ Koerzitivfeldstärke, $M_r$ Remanenz, $H_s$ Sättigungsfeldstärke. Bei steigendem angelegten äußeren magnetischen Feld $H$ kommt es zuerst zu Domänenwandverschiebungen und anschließend zu einem Umklappen der magnetischen Momente in die äußere Feldrichtung.

In dieser Arbeit wird die magnetische Feldstärke $H$ sowie die Magnetisierung $M$ aus Gründen der Anschaulichkeit auch in der alten CGS-Einheit Oe angegeben. Für die Umrechnung von Oe in die adäquate SI-Einheit A/m ist für die Feldstärke ein Faktor $10^3/4\pi$ sowie für die Magnetisierung ein Faktor $10^3$ zu multiplizieren.

## 3.2 MAGNETOSTRIKTION

Die Änderung der geometrischen Abmessungen eines Körpers in Abhängigkeit seiner Magnetisierung wird als Magnetostriktion bezeichnet. Diese kann in zwei Anteile zerlegt werden: in eine gestaltinvariante Volumenänderung sowie in eine volumeninvariante Gestaltsänderung,

die Joule Magnetostriktion. Die maximale relative Längenänderung $\Delta l$ des Körpers in der magnetischen Sättigung wird dabei als Magnetostriktion $\lambda_s$

$$\lambda_s = \frac{\Delta l}{l} \tag{3.2}$$

bezeichnet. Zur makroskopischen Beschreibung der Magnetostriktion isotroper Festkörper findet das in Abbildung 3.2 dargestellte Modell Verwendung [63]. Wird ein oberhalb der Curietemperatur $T_C$ kugelförmiger Werkstoff auf eine Temperatur unterhalb von $T_C$ abgekühlt, so verliert er seine Kugelgestalt und verformt sich aufgrund der spontanen Magnetisierung zu einem Ellipsoid. $T_C$ ist dabei jene Temperatur, bei welcher die spontane Magnetisierung verschwindet, ein magnetisches Material also vom ferromagnetischen in den paramagnetischen Zustand übergeht. Es wird zwischen positiv und negativ magnetostriktiven Materialien unterschieden. Erstere verlängern sich in Richtung der Magnetisierung während negativ magnetostriktive Materialien sich verkürzen.

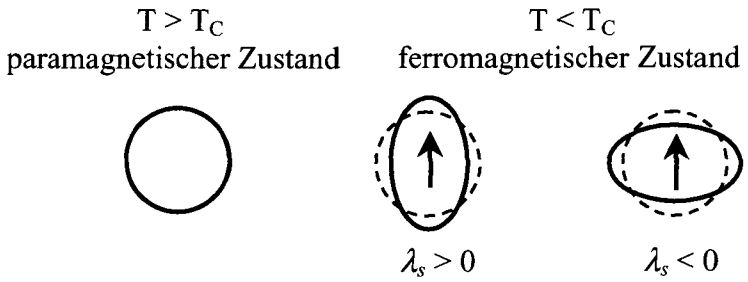



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der spontanen Deformation einer magnetischen Kugel beim Abkühlen unter $T_C$ aufgrund der spontanen Magnetisierung für Materialien mit positiver (links) bzw. mit negativer (rechts) Magnetostriktion [4].

Im ideal entmagnetisierten Zustand sind die einzelnen Magnetisierungsrichtungen innerhalb eines Werkstoffverbundes statistisch verteilt und alle Dehnungen gleichberechtigt. Daher ergibt sich bei isotropen Materialien im Falle eines Abkühlens unter den Curiepunkt in Abwesenheit eines äußeren Feldes eine gestaltinvariante Dimensionsänderung, also reine Volumenmagnetostriktion. Die feldinduzierte Joule Magnetostriktion hingegen resultiert aus der Ausrichtung der magnetischen Momente in Richtung eines von außen angelegten Feldes $H_s$. In Abbildung 3.3 ist diese Änderung der Gestalt eines magnetischen Bandes nach dem Domänenmodell dargestellt.

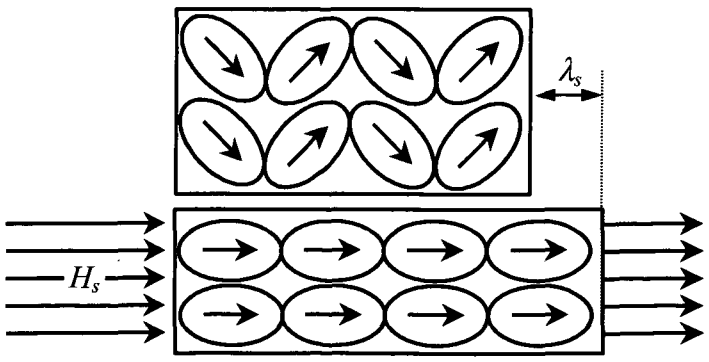



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der Joulemagnetostriktion bei einem positiv magnetostriktiven Band.

Wird an ein magnetostriktives Material statt einem magnetischen Feld eine mechanische Spannung angelegt, so spricht man vom inversen Magnetostriktionseffekt, dem Villari-Effekt. Bei positiv magnetostriktiven Materialien unter Zugspannung ändert sich die relative Permeabilität $\mu_r$ zu höheren Werten, da die Zugspannung die magnetischen Momente in Zugrichtung dreht. Diese reduziert sich entsprechend wenn eine Druckspannung angelegt wird.
Beispiele für technisch nutzbare positiv magnetostriktive kristalline Materialien sind $TbFe_2$ ($\lambda_s < 2460$ ppm) [62] und FeCo, für negativ magnetostriktive Materialien seien als Beispiele SmFe ($\lambda_s < -1560$ ppm) [62] und Ni ($\lambda_s < -34$ ppm) [64] genannt. Diese Materialien weisen aufgrund der kristallinen Eigenschaft und der damit erhöhten Anisotropieenergie hohe Koerzitivfeldstärken $\mu_0 H_C < 1$ T auf.
Weichmagnetische amorphe Legierungen wie z. B. $(Fe_{90}Co_{10})_{78}Si_{12}B_{10}$ ($\lambda_s < 45$ ppm) [3] haben zwar eine geringere Magnetostriktion jedoch auch eine kleinere Koerzitivfeldstärke $\mu_0 H_C < 1$mT, siehe auch Abbildung 3.1. Seltene Erdmetall Vebindungen wie TbFe oder DyFe zeigen die höchsten Magnetostriktionswerte amorpher Legierungen von bis zu 400 ppm. Von Nachteil ist aber die geringe Curietemperatur von ~ 100°C [65]. Die kristalline Zusammensetzung von FeTbDy mit einer Curietemperatur von 350°C weist höhere Magnetostriktionswerte als die amorphe auf, aufgrund der hohen Koerzitivfeldstärke zeigt sie jedoch hartmagnetische Eigenschaften.

### 3.3 DER ΔE-EFFEKT

Die Abhängigkeit des elastischen Moduls $E$ magnetischer Materialien von der Magnetisierung wird als ΔE-Effekt bezeichnet. Ändert sich die lokale Richtung der spontanen Magnetisierung aufgrund einer äußeren Last (mechanische Spannung, magnetisches Feld) in einem magnetostriktiven Körper, so kommt es aufgrund der Magnetisierungsänderung zu einer magnetostriktiven Dehnung $\varepsilon_\lambda$. Zu der rein elastischen Dehnung $\varepsilon_0$ infolge einer Zugspannung $\sigma$ addiert sich also zusätzlich die magnetostriktive Dehnung $\varepsilon_\lambda$.

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_0 + \varepsilon_\lambda = \frac{\sigma}{E} > \varepsilon_0 = \frac{\sigma}{E_0} \qquad (3.3)$$

Der Elastizitätsmodul $E$ ist daher kleiner als der rein elastische E-Modul $E_0$, der auftritt wenn entweder das Material unmagnetisch ist oder aber die innere Magnetisierung nach Richtung und Betrag konstant bleibt. In Abbildung 3.4 ist der Spannungs- Dehnungsverlauf für ein ferromagnetisches sowie ein unmagnetisches Material schematisch dargestellt. Der E-Modul ist dabei die Steigung der Kurve. Reduziert man die Betrachtung auf den Hook'schen Bereich des Materials so ist der E-Modul konstant für unmagnetische wie auch für magnetisch gesättigte Materialien (Kurve *O-S*). Für Ferromagnetika, ausgehend vom pauschal unmagnetischen Zustand *O*, in dem der E-Modul jenem unmagnetischer Materialien entspricht, ergibt sich aufgrund des zusätzlichen magnetostriktiven Dehnungsbeitrages eine erhöhte Gesamtdehnung (Kurve *O-U*), und damit ein reduzierter E-Modul. Der E-Modul ist somit als Funktion der mechanischen Spannung (oder bei angelegtem Magnetfeld) des magnetischen Feldes nicht konstant. Die magnetostriktive Dehnung wird in der magnetischen Sättigung des Materials, wenn alle Momente in Zugrichtung ausgerichtet sind, maximal gleich der Sättigungsmagnetostriktion $\lambda_s$. Bei weiterer Steigerung der angelegten Spannung ist der Verlauf der Span-

nungs- Dehnungsfunktion für ferromagnetische Materialien parallel zu dem von unmagnetischen Substanzen. Damit ist der E-Modul in der magnetischen Sättigung $E_s$ also gleich dem E-Modul im pauschal unmagnetischen Zustand $E_0$.

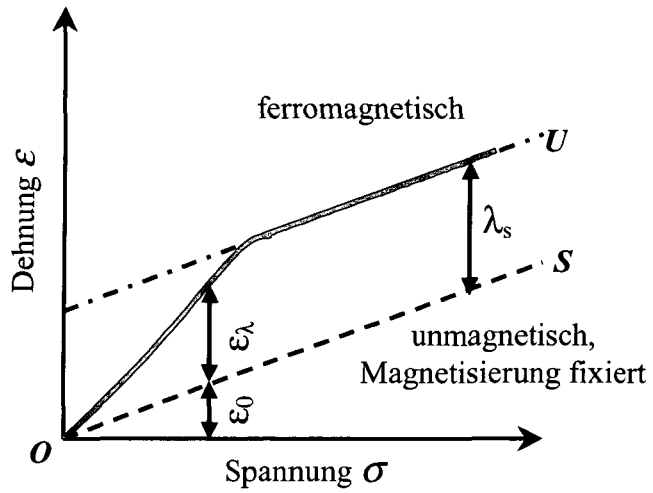



**Abbildung 3.4:** Elastisches Verhalten magnetostriktiver Materialien, Dehnung als Funktion der Spannung im magnetisch gesättigten Zustand (*OS*) und ausgehend vom pauschal unmagnetischen Zustand (*OU*)

Die erste mathematische Formulierung für den ΔE-Effekt wurde 1933 von Kersten [61] für Materialien mit isotroper Sättigungsmagnetisierung abgeleitet.

$$\frac{\Delta E}{E} = E_0 \frac{\Delta \varepsilon_m}{\Delta \sigma} \tag{3.4}$$

Die Berechnung der relativen Änderung der Dehnung in magnetostriktiver Sättigung $\varepsilon_m$ abhängig von der Spannung, kann nur für Spezialfälle exakt durchgeführt werden. Daher wird in dieser Arbeit eine Näherungslösung [63] für isotrope amorphe Materialien verwendet, die gilt, wenn angenommen werden kann, dass die Kristallanisotropie $K_{krist}$ im Verhältnis zur eingeprägten Spannungsanisotropie $K_\sigma$ klein ist. In diesem Fall ändert sich die lokale Magnetisierungsrichtung durch das Anlegen einer mechanischen Spannung oder eines magnetischen Feldes vorwiegend durch Drehprozesse und nicht durch Wandverschiebungen. Die relative Änderung des E-Moduls lässt sich dann als Funktion der Sättigungsmagnetostriktion $\lambda_s$ und der Summe der Anisotropiebeiträge $K_{tot}$ formulieren [66]:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{\lambda_s^2}{K_{tot}} E_0 \tag{3.5}$$

$$K_{tot} = K_{krist} + K_{Form} + K_\sigma + K_{ind}$$

Die Gesamtanisotropie setzt sich aus der Kristallanisotropie $K_{krist}$, der Formanisotropie $K_{Form}$, der Spannungsanisotropie $K_\sigma$ sowie der magnetisch induzierten Anisotropie $K_{ind}$ zusammen. Um den Einfuß dieser Beiträge abzuschätzen werden diese im Folgenden einzeln betrachtet.

*a) Kristallanisotropie*

Die freie Energie eines ferromagnetischen Kristalls hängt von der Richtung der spontanen

Magnetisierung bezüglich der Kristallachsen ab. Abhängig von der Kristallstruktur ist daher die Magnetisierungsarbeit für das in bestimmte kristallographischen Richtungen angelegte magnetische Feld unterschiedlich. Jene Richtung, in welche die Magnetisierungsarbeit minimal wird, ist die Richtung der kleinsten freien Energie. Sie wird die leichte Richtung oder Achse genannt. Ist kein äußeres Feld angelegt, so befindet sich ein magnetisches Substrat immer im Zustand geringster Energie, d. h. die Magnetisierung zeigt in die „leichte" Richtung. Die Richtung größter Magnetisierungsarbeit bezeichnet man als die „schwere" Richtung oder aber magnetisch harte Achse. Amorphe Ferromagnetika, die in dieser Arbeit betrachtet werden, haben aufgrund fehlender kristalliner Fernordnung eine vernachlässigbare Kristallanisotropie. Aufgrund einer eingeprägten Magnetisierung während des Herstellungsprozesses bildet sich aber dennoch eine magnetisch leichte und harte Achse aus.

*b) Formanisotropie*

Bei nicht kugelförmigen Körpern ist der geometrische Entmagnetisierungsfaktor $N$ nicht isotrop und daher ist die Streufeldenergie von der Lage der Magnetisierung in der Probe abhängig. Die Formanisotropie $K_{Form}$ ist also von der Geometrie des Körpers abhängig. Zur Reduktion der Streufeldenergie bilden sich wie in Abbildung 3.5 dargestellt, magnetische Domänen aus, um den magnetischen Fluss innerhalb des Körpers zu schließen, wenn die zur Bildung von Blochwänden benötigte Energie niedriger ist als die Streufeldenergie selbst.

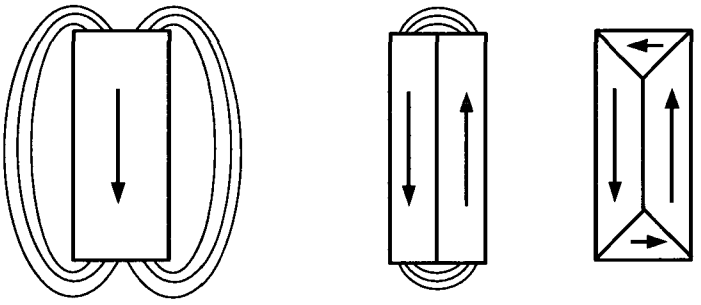


**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung der Minimierung der Streufeldanisotropie durch Domänenbildung für eine rechteckige Probe. Der magnetische Fluss wird innerhalb der Schicht durch die Bildung von 180°- bzw. 90°-Wänden geschlossen.

Mit Hilfe des entmagnetisierenden Faktors $N$ und der Magnetisierung $M$ lässt sich $K_{Form}$ schreiben als [63]:

$$K_{Form} \propto N \cdot M^2 . \qquad (3.6)$$

Für magnetisch abstimmbare Filterbauelemente ist eine gezielte Einstellung der leichten und harten Richtung des magnetischen Materials von großer Bedeutung. Daher sind entmagnetisierende Effekte störend, die durch die Probenform verursacht werden. In dieser Arbeit jedoch kommen magnetische Schichten auf Waferbasis zur Anwendung. Da nun die Formanisotropie einen Randeffekt durch die Bildung von Abschlussdomänen darstellt, kann sie in erster Näherung vernachlässigt werden. Werden die Bauteile vereinzelt, steigt aufgrund der Bildung von Abschlussdomänen die Formanisotropie für das Einzelbauteil. Dieser Beitrag zur Gesamtanisotropie muss bei der Optimierung der Einzelbauteile betrachtet werden.

*c) Spannungsanisotropie*

Aufgrund der Magnetostriktion ist die freie Energie eines elastisch verzerrten Gitters von der Richtung der spontanen Magnetisierung gegenüber der Richtung der eingeprägten Spannung abhängig. Inhomogene innere Spannungen $\sigma_i$ oder von außen aufgeprägte Spannungen erzeugen einen Anisotropieanteil $K_\sigma$, der sich bei uniaxialer Symmetrie [63] schreiben lässt als:

$$K_\sigma \propto \lambda_s \sigma_i \cos^2(\theta) \tag{3.7}$$

und als Spannungsanisotropie bezeichnet wird. $\theta$ ist dabei der Winkel zwischen der mechanischen Spannungsachse und der Richtung der inneren Magnetisierung des Materials. Bei positiv magnetostriktiven Materialien drehen sich unter Zugspannung die magnetischen Momente in Richtung der Spannungsachse. Zur Reduktion herstellungsbedingter innerer Spannungen und damit von $K_\sigma$ kann eine nachträgliche Glühung des Materials durchgeführt werden.

*d) Induzierte Anisotropie*

Durch das Anlegen eines Magnetfeldes während der Herstellung, oder einer nachträglichen Glühbehandlung in einem äußeren Feld kann eine richtungsgeordnete Paaranisotropie induziert werden. Um dies zu erreichen, werden die Proben bis über die Curietemperatur erhitzt. Beim Abkühlen in einem angelegten Magnetfeld ordnen sich dann benachbarte spontane Magnetisierungen in der induzierten Vorzugsrichtung an. Für diese induzierte richtungsgeordnete Paaranisotropie $K_{ind}$ gilt die Beziehung:

$$K_{ind} \propto M^2 . \tag{3.8}$$

Aufgrund der nicht verschwindenden Magnetostriktion von amorphen Legierungen erhält man wesentliche Beiträge zur Gesamtanisotropie sowohl von der Spannungs- als auch von der induzierten Anisotropie. Durch geeignete Herstellungsbedingungen ist es daher möglich, eine uniaxiale Anisotropie, d. h. eine magnetisch leichte bzw. schwere Richtung einzustellen, obwohl keine Kristallanisotropie vorhanden ist. Das Magnetfeld, welches benötigt wird um die Magnetisierung bei uniaxialer Anisotropie aus der leichten Richtung um 90° in die harte Richtung zu drehen, wird als Anisotropiefeld $H_A$ bezeichnet. Dieses ist proportional zur Gesamtanisotropie dividiert durch die Sättigungsmagnetisierung des Materials.
Aus Gleichung 3.5 folgt, dass zur Maximierung des ΔE-Effekts eine hohe Sättigungsmagnetostriktion kombiniert mit vernachlässigbarer Gesamtanisotropie benötigt wird. Amorphe Materialien weisen aufgrund der verschwindenden Kristallanisotropie im Vergleich zu polykristallinen und kristallinen Materialien geringe Gesamtanisotropien auf. Die weitere Reduktion dieser Anisotropien ist jedoch beschränkt durch die für die Ausbildung ausgezeichneter Vorzugsrichtungen benötigten induzierten Anisotropien. Bei Materialien mit uniaxialer Anisotropie lässt sich anhand des Domänenmodells, wie in Abbildung 3.6 dargestellt, ein anschauliches Modell für die Abhängigkeit des elastischen Moduls von dem angelegten magnetischen Feld entwickeln. Wenn kein äußeres Feld angelegt wird, sind die magnetischen Momente durch die eingeprägte Anisotropie in die leichte Richtung orientiert und magnetisch fixiert (a). Das E-Modul des Materials ist daher in der magnetischen Sättigung in leichter Richtung, also $E_0$, wie im unmagnetischen Zustand des Materials. Wird nun ein magnetisches Feld in die

harte Richtung angelegt, so drehen sich die magnetischen Momente in die äußere Feldrichtung, und durch die zusätzliche magnetostriktive Dehnung reduziert sich der elastische Modul bis zu einem Minimum $E_{min}$ (b). Die weitere Steigerung des magnetischen Feldes bedingt eine Zunahme des E-Moduls, bis die Sättigung in der harten Richtung erreicht ist. Hier ist der elastische Modul wieder $E_0$, entsprechend dem Ausgangszustand (c).

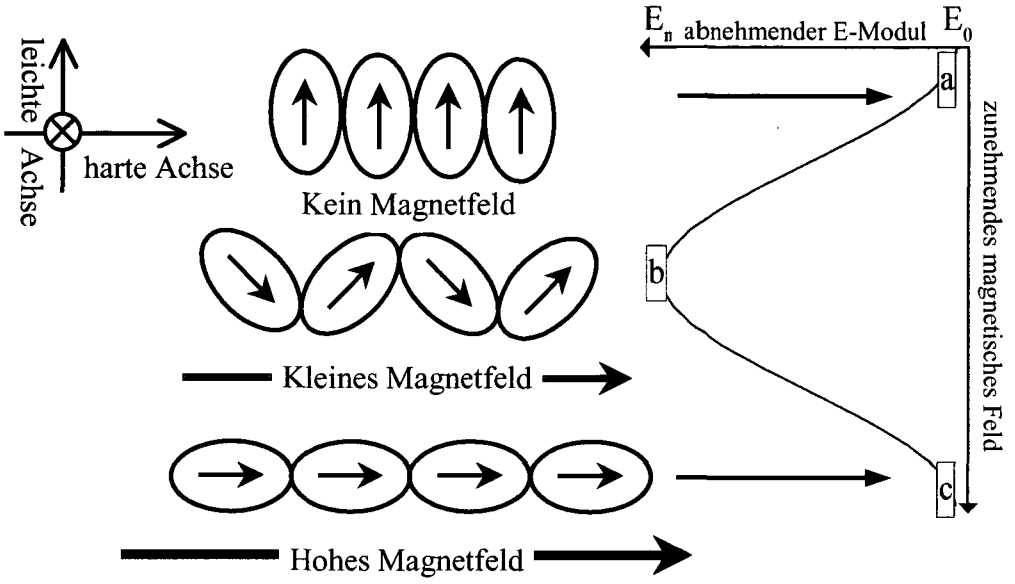



**Abbildung 3.6:** Schematische Darstellung der Abhängigkeit des E-Moduls von einem angelegten magnetischen Feld bei magnetostriktiven Materialien mit uniaxialer Anisotropie.

Für ein angelegtes Feld in harter Richtung ist daher eine große Änderung des elastischen Moduls zu erwarten, wenn die Anisotropie entsprechend klein und die Magnetostriktionskonstante groß ist. Umgekehrt werden für ein magnetisches Feld in die leichte Richtung nur jene magnetischen Momente ausgerichtet, die fehlorientiert sind. Daher ist der elastische Modul des Materials für ein angelegtes Magnetfeld in die leichte Richtung nahezu konstant.

## 3.4 DYNAMISCHES VERHALTEN FERROMAGNETISCHER MATERIALIEN

Magnetische Wechselfelder oder auch eine hochfrequente mechanische Wechselbelastung führen in ferromagnetischen Materialien zu Domänenwandverschiebungen. Diese irreversiblen Vorgänge, die durch die magnetomechanische Schwingung verursacht werden, führen zur Dämpfung der Anregung. Die Umwandlung der Schwingungsenergie in dissipative Energie und schließlich die Erzeugung von Wärme bedeutet, dass aufgrund der magnetomechanischen Kopplung die Dämpfung in ferromagnetischen Materialien wesentlich größer ist als jene von nichtmagnetischen Materialien mit vergleichbaren elastischen und plastischen Eigenschaften. Die magnetomechanische Dämpfung verschwindet jedoch, wenn Richtungsänderungen der Magnetisierung durch ein starkes Magnetfeld unterdrückt werden.

### *3.4.1 Magnetomechanische Dämpfung*

Irreversible spannungsinduzierte Domänenwandbewegungen führen zur Hysteresedämpfung [67]. Diese Domänenbewegungen sind proportional zur Amplitude der Anregung. Nur in der

magnetischen Sättigung des Materials verschwindet dieser Dämpfungsterm, da die Magnetisierung nicht verschiebbar ist. Im allgemeinen ist für die hier betrachteten weichmagnetischen Materialien der Beitrag der Hysterese zur Gesamtdämpfung klein. Bei niedrigen Anregungsfrequenzen und daher vernachlässigbaren Wirbelströmen ist die Hysterese jedoch der maßgebende Dämpfungsanteil.

### *3.4.2 Wirbelstromverluste*

Jede zeitliche Änderung der Magnetisierung verursacht nach dem Induktionsgesetz in einem elektrisch leitfähigen Material einen Stromfluss. Makrowirbelströme werden aufgrund der Änderung der pauschalen Magnetisierung des Probekörpers in Abhängigkeit von einer äußeren mechanischen Spannung hervorgerufen. Zusätzlich führen lokale Flussänderungen, aufgrund von Wandverschiebungen bzw. Drehprozessen zur Induktion von Mikrowirbelströmen, die lokal auftreten. Für niedrige Frequenzen sind die Wirbelstromverluste proportional zur anregenden Frequenz $f$. Ab der Grenzfrequenz $f_r$, bei der die Relaxationszeit der Spins (Spinrelaxation bei Drehprozessen) oder der Domänenwände (Wandrelaxation bei Wandverschiebungen) klein im Vergleich zur anregenden Frequenz ist, sind die Mikrowirbelströme proportional zu $1/f$[63]. Makrowirbelströme sind begrenzt durch die Reduktion der Eindringtiefe der Induktionsänderung bei steigender Frequenz aufgrund des Skin-Effektes. Nach der Lenz'schen Regel bedingen diese nämlich ein der induzierenden Magnetisierungsänderung entgegengerichtetes magnetisches Feld welches das anregende Feld aus dem Körper verdrängt. Für Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz $f_r$ für Makrowirbelströme, bei der die Eindringtiefe der Induktionsänderung gerade der Dicke des Probenkörpers entspricht, sind die Makrowirbelströme proportional zu $1/f^{1/2}$. Beide Arten von Wirbelströmen sind in erster Näherung unabhängig von der Amplitude der Anregung. Durch die Entmagnetisierung der Probe weisen Makrowirbelströme zusätzlich eine intrinsische Abhängigkeit von der Probenform auf. Vorteilhaft für die Unterdrückung von Wirbelströmen sind Schichtsysteme aus magnetostriktiven und elektrisch isolierenden Materialien, die den Wirbelstromfluss unterbrechen.

### *3.4.3 Ferromagnetische Resonanz*

Die Frequenz bei der das magnetische Gesamtmoment einer Probe um die Richtung eines statischen Magnetfeldes präzediert, wird als Lamorfrequenz bezeichnet. Wird ein magnetisches HF-Feld mit der Frequenz $f_r$ angelegt, tritt eine starke Energieabsorption auf, die ferromagnetische Resonanz. Der Imaginärteil der Permeabilität zeigt in der Resonanz ein Maximum, während der Realteil sich gegen Null bewegt. Die Resonanzfrequenz ist einerseits von der Probenform durch das entmagnetisierende Feld, andererseits aber auch von der Legierungszusammensetzung abhängig. Für Materialien mit uniaxialer Anisotropie lässt sich die Resonanzfrequenz als Funktion vom effektiven lokalen Feld $H_K$ und der Sättigungsmagnetisierung des Materials $M_s$ nach [68] ausdrücken als:

$$f_r \approx \gamma\sqrt{H_K \cdot M_s} \qquad (3.9)$$

wobei $\gamma$ das gyromagnetische Verhältnis bezeichnet. Das uniaxiale Anisotropie Feld $H_K$ selbst setzt sich hierbei aus der vektoriellen Summe der einzelnen Anisotropiebeiträge zusammen,

die schon in Kapitel 3.3 diskutiert wurden. Die Frequenzlage der ferromagnetische Resonanz kann also durch eine gezielte Einstellung der Anisotropie sowie der Sättigungsmagnetisierung eines Substrates verändert werden.

### *3.4.4 Dämpfung der Oberflächenwellenausbreitung in magnetischen Substraten*

In magnetischen Materialien treten neben den Dämpfungsmechanismen, die für Oberflächenwellen in nichtmagnetischen Materialien auftreten: die Massenbelastung der Oberfläche durch Elektroden und Luft (air und mass loading), die Streuung der Welle an Kratzern und Defekten des Substrates sowie der viskosen Dämpfung [9] noch weitere, magnetisch induzierte Verluste auf.
Für weichmagnetische amorphe Materialien, wie in dieser Arbeit betrachtet, ist der Beitrag von Domänenwandverschiebungen also magnetomechanischer Dämpfung vernachlässigbar, aufgrund der Abwesenheit von Haftstellen (Pinning Centers) für die Wand, wie z. B. Versetzungen oder Gitterfehlstellen. Wird in einem möglichen Aufbau für ein magnetisch abstimmbares Filter der elastische Modul der Schicht durch ein äußeres Magnetfeld eingestellt und erfolgt diese Abstimmung mit Abstimmzeiten von ~ 200 µs, wie in Kapitel 2 gefordert, also bei einer Frequenz von < 5 kHz (fast statisch), so ist auch der Beitrag der Makrowirbelströme zur magnetischen Dämpfung der OFW zu vernachlässigen. Die Ausbreitung eines hochfrequenten periodisch veränderlichen Verzerrungsfeldes, der OFW selbst, verursacht jedoch durch die lokale Änderung der Magnetisierung und der damit verbundenen Induktion von Wirbelströmen einen zusätzlichen magnetischen Verlustbeitrag. In Abbildung 3.7 sind schematisch, die durch die Auslenkung verursachten Magnetisierungsänderungen $M$ und die damit induzierten Mikrowirbelströme dargestellt. Eine Rayleighwelle erzeugt demnach, sowohl in der Schichtebene als auch in der dazu senkrechten Richtung, einen Wirbelstrombeitrag.

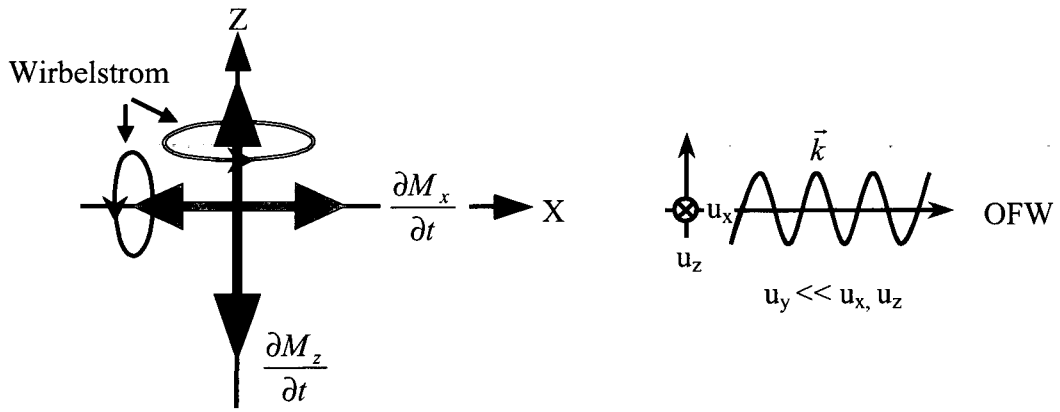



**Abbildung 3.7:** Schematische Darstellung der Induktion von Mikrowirbelströmen bei der Ausbreitung einer Rayleighwelle (elliptische Polarisation in der Sagittalebene) mit den Auslenkungen $u_x$ und $u_z$ in X- und Z-Richtung in einem magnetischen Material.

Zur Reduktion der Mikrowirbelstromverluste wurde in [69] vorgeschlagen, durch die Integration zusätzlicher isolierender Schichten den Wirbelstromfluss zu unterbrechen und den spezifischen Widerstand der magnetischen Schicht durch eine entsprechende Legierung zu erhöhen. Für FeCoSiB wäre dies z. B. durch die Integration zusätzlicher B- oder $SiO_2$-Schichten realisierbar. Die gezielte Einstellung der Frequenzlage der ferromagnetischen Resonanz des

Substrats außerhalb der Anregungsfrequenz der OFW führt zur weiteren Reduktion der zu erwartenden Dämpfung.

## 3.5 AUSWAHLKRITERIEN FÜR EINE MAGNETISCH ABSTIMMBARE SCHICHT

Für Materialien, die als abstimmbares Substrat für die OFW-Ausbreitung verwendet werden, ergibt sich das nun folgende Anforderungsprofil. Für einen hohen ΔE-Effekt und damit eine breitbandige Abstimmbarkeit der Geschwindigkeit der Welle müssen die Materialien eine hohe Magnetostriktion, kombiniert mit einer geringen Gesamtanisotropie aufweisen. Da der ΔE-Effekt nur in der harten Achse bei eingeprägter uniaxialer Symmetrie maximal wird, muss die Anisotropie exakt einstellbar sein, damit sich die OFW parallel zu dieser Richtung der stärksten Änderung des E-Moduls im Medium ausbreiten kann. Schichten und Substrate mit amorpher Struktur, die weichmagnetische Eigenschaften aufweisen, sind durch die geringe magnetomechanische Dämpfung von Vorteil. Zur Reduktion der Dämpfung durch induzierte Wirbelströme ist die Verwendung von Schichtsystemen bestehend aus magnetostriktiven und elektrisch isolierenden Schichten wünschenswert. Eine hohe Curietemperatur sowie Rekristallisationstemperatur ist notwendig, um die Amorphizität sowie die weichmagnetischen Eigenschaften der Probe auch während einer nachfolgenden Prozessierung und des damit verbundenen Temperatureintrags zu erhalten. Schließlich sollte die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung sowie die benötigte Abstimmfeldstärke bei maximalem ΔE-Effekt möglichst gering sein.

Amorphe Bandmetalle auf der Basis von Seltene-Erden-Verbindungen wie TbFe oder DyFe, weisen zwar einen für die Anwendung ausreichenden ΔE-Effekt von bis zu 140 % auf, aufgrund der geringen Curietemperatur < 150°C, der hohen Sättigungsmagnetisierung von > 250 Oe [70], und der Inkompatibilität der Bestandteile zur notwendigen CMOS-Integration werden sie in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt.

Amorphe Bandmaterialien auf der Basis von FeCoSiB in der chemischen Zusammensetzung $(Fe_{90}Co_{10})_{78}Si_{12}B_{10}$ zeigen ΔE-Effekte bis zu einem Faktor 1.9 [3] bei Abstimmfeldstärken < 5 Oe. Die Rekristallisationstemperatur dieser Materialien liegt abhängig von der Temperzeit zwischen 350 – 450°C und die Curietemperatur bei ~ 420°C.

Für amorphe dünne Schichten desselben Materials wurden ΔE-Effekte bis zu 35 % [71] bei Feldstärken von < 8 Oe nachgewiesen. Grund für diesen geringeren Wert im Vergleich zum Bulk Material ist die etwas schwierigere Induktion der benötigten Anisotropie. Die Curie- sowie die Rekristallisationstemperaturen der dünnen Schichten entsprechen aber im wesentlichen jenen der amorphen Bänder. Oberhalb von 300°C wurde in [68] eine Kristallisation der amorphen Probe in eine FeCo (110) polykristalline Phase beobachtet.

Die oben genannten Eigenschaften von FeCoSiB prädestinieren das Materialsystem für die Realisierung einer Abstimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW bei geringen Abstimmfeldern, wenn die Prozesstemperatur für die Herstellung eines entsprechenden Bauteils unterhalb der Kristallisationstemperatur bleibt, und damit die Gesamtanisotropie der Schicht minimiert und daher der ΔE-Effekt maximiert wird.

# 4. OBERFLÄCHENWELLEN IN SCHICHTSYSTEMEN

Die Anregung von OFW auf magnetostriktiven Materialien wird in diesem Kapitel diskutiert. Technisch relevant ist allerdings allein die Kombination der magnetostriktiven Schicht mit einer piezoelektrischen Anregungsschicht wie zum Beispiel ZnO. Diese Kombination von Materialien unterschiedlicher mechanischer und elektrischer Eigenschaften führt zur Dispersion der OFW und damit zur Veränderung der Ausbreitungseigenschaften der Welle. Ausgehend von der mathematischen Formulierung des piezoelektrischen Effektes wird die Lösung der Bewegungsgleichung für Oberflächenwellen für einkristalline Substrate diskutiert. Schließlich werden die Erweiterung auf Schichtsysteme sowie die zur Lösung des Gleichungssystems notwendigen Randbedingungen und Näherungen skizziert.

## 4.1 ANREGUNG VON OFW AUF MAGNETOSTRIKTIVEN MATERIALIEN

Oberflächenwellen können prinzipiell mechanisch, elektrisch aber auch magnetisch angeregt werden. Eine rein mechanische Anregung erfolgt z. B. durch den thermoelastischen Effekt. Ein zeitlich periodisch veränderliches thermisches Feld, hervorgerufen durch z. B. einen gepulsten Laserstrahl [72], regt dabei eine akustische OFW an. Zur akustischen Charakterisierung von Substraten wird dieses Verfahren zwar verwendet, als anregender Effekt für ein Bauteil ist er jedoch nicht relevant. Sinnvoll lässt sich daher die Anregung von OFW auf magnetostriktiven Materialien nur durch die verbleibenden zwei physikalischen Effekte realisieren: einerseits durch den Magnetostriktionseffekt selbst oder andererseits durch den piezoelektrischen Effekt.

### *4.1.1 Magnetostriktive Anregung*

In Abhängigkeit eines äußeren periodisch veränderlichen magnetischen Feldes ändert sich aufgrund des Magnetostriktionseffektes der Spannungszustand innerhalb magnetischer Materialien. Werden wie in [5, 73] vorgeschlagen, entsprechende elektrisch isolierte Wandlerstrukturen auf magnetostriktive Materialien appliziert, so können wie beim Interdigitalwandler (vergleiche Abbildung C.2) durch Induktionsänderungen, die durch den Strom hervorgerufen werden, OFW angeregt werden. Limitierender Faktor für diese Anregung ist dabei die Hochfrequenzpermeabilität der magnetostriktiven Schicht. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Materialsystem FeCoSiB liegt die ferromagnetische Resonanz je nach Herstellungsbedingungen zwischen 500 MHz und einigen GHz [74, 75]. Oberhalb der ferromagnetischen Resonanz reduziert sich der Realteil der Permeabilität erheblich, und damit auch die Magnetisierung sowie die magnetostriktive Einkopplung in das Material. Eine

sowie die magnetostriktive Einkopplung in das Material. Eine Anregung von OFW ist nicht mehr möglich. Zusätzlich ist die magnetische Dämpfung in der Nähe der ferromagnetischen Resonanz maximal. Aus diesem Grund wurden bisher MTSAW (Magnetically Transduced Surface Acoustic Wave) Bauteile nur im niederfrequenten Bereich < 400 MHz realisiert. Zu erwartende Nichtlinearitäten durch die Überlagerung des Anregungsfeldes der MTSAW mit dem zur Veränderung des elastischen Moduls angelegten statischen Feld machen den Anregungseffekt für eine Realisierung von abstimmbaren Bauteilen für den Mobilfunk bei 2 GHz unbrauchbar.

### *4.1.2 Piezoelektrische Anregung*

Die Kombination [76] eines in der Ausbreitungsgeschwindigkeit abstimmbaren Substrates oder einer entsprechenden Schicht, wie z. B. FeCoSiB, mit einer piezoelektrischen Schicht wie ZnO zur Anregung von OFW ist die den akustisch abstimmbaren piezoelektrischen OFW-Resonatoren zugrunde liegende Idee (Abbildung 4.1). Da beim magnetischen ΔE-Effekt die maximal erreichbare Änderung des E-Moduls und damit die maximale Geschwindigkeitsänderung in der magnetisch harten Richtung auftritt, wird die OFW-Ausbreitungsrichtung parallel zu dieser gewählt.

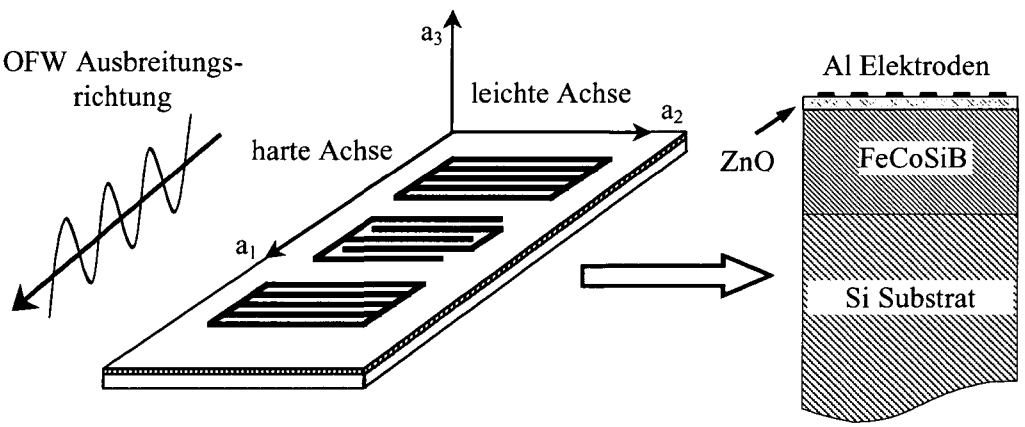



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung eines abstimmbaren OFW-Resonators (links) und Querschnitt des Aufbaus (rechts). Die OFW-Ausbreitungsrichtung und die magnetisch harte Achse sind parallel in Richtung $a_1$

Für hohe Abstimmbarkeiten muss die Dicke der ZnO-Schicht klein und die Dicke der magnetostriktiven Schicht groß im Vergleich zur Wellenlänge $\lambda$ der OFW sein. Damit ist gewährleistet, dass sich der Großteil der akustischen Energie tatsächlich innerhalb der magnetischen Schicht ausbreitet und abgestimmt werden kann. Zwar ist die maximale Anregungsfrequenz des Bauteils durch die mit der Frequenz quadratisch steigende Laufzeitdämpfung der OFW [9] begrenzt, jedoch existiert keine Grenzfrequenz wie im magnetostriktiven Fall, bei der die Einkopplung der OFW prinzipiell nicht mehr möglich ist. Die Realisierung und Simulation einer solchen Anordnung werden in den folgenden Kapiteln besprochen.

## 4.2 WELLENAUSBREITUNG IN SCHICHTSYSTEMEN

Zur mathematischen Beschreibung der Ausbreitung von Oberflächenwellen in dem in

Abbildung 4.1 dargestellten System, das aufgrund unterschiedlicher akustischer Impedanzen der einzelnen Schichten der Dispersion unterliegt, wird ausgehend vom Fall einkristalliner Materialien eine Lösung gesucht. Die folgende Betrachtung der piezoelektrischen Grundgleichung und die Lösung der Wellengleichung folgt im wesentlichen der Darstellung nach [77]. Die Einstein'schen Summenkonvention kommt zur Anwendung d. h. über paarweise auftretende, gleichlautende Indizes wird summiert. Betrachtet wird ein würfelförmiges Volumen, das sich im spannungsfreien Fall durch die Koordinaten des raumfesten Systems $a_i$ beschreiben lässt. Bei Einleiten einer Kraft wird jeder Punkt verschoben und durch die Koordinaten $x_i$ beschrieben. Somit lässt sich die Auslenkung $u_i$ eines Punktes schreiben als

$$u_i = x_i - a_i . \tag{4.1}$$

Die Verzerrung in Richtung i des Würfels in Abhängigkeit des Spannungsfeldes wird durch den Auslenkungsgradienten $\partial u_i/\partial a_j$ bestimmt. Wobei die Richtung $j$ die Normalenrichtung der Würfelfläche bezeichnet. Es gilt nun für die mechanische Dehnung $S_{ij}$ wenn die Entwicklung nach dem linearen Term abgebrochen wird:

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial a_j} + \frac{\partial u_j}{\partial a_i}\right). \tag{4.2}$$

Die mechanische Dehnung $S_{ij}$ und Spannung $T_{ij}$ sind über die Elastizität des Materials miteinander verknüpft. Die Beschreibung dieser Materialeigenschaft erfolgt mit Hilfe der elastischen Konstanten $c_{ijkm}$. Damit gilt für das Hook'sche Gesetz in Tensorschreibweise:

$$T_{ij} = c_{ijkm} S_{km} . \tag{4.3}$$

Für piezoelektrische Substrate muss zusätzlich das bei Einwirken einer Kraft durch den Piezoeffekt erzeugte elektrische Feld $E_k$ in der elastischen Grundgleichung mitberücksichtigt werden. Somit erweitert sich Gleichung 4.3 unter Verwendung der piezoelektrischen Konstanten $e_{ijk}$ zu

$$T_{ij} = c_{ijkm} S_{km} - e_{kij} E_k . \tag{4.4}$$

Für die dielektrische Verschiebung $D_i$ in dem Material gilt, unter Berücksichtigung der piezoelektrischen Rückwirkung

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j + e_{ijk} S_{jk} , \tag{4.5}$$

wobei $\varepsilon_{ij}$ der Dielektrizitätstensor ist. Gleichungen 4.4 und 4.5 stellen die Materialgleichungen für Piezoelektrika dar, die zur Lösung der Bewegungsgleichung verwendet werden.

### *4.2.1 Lösung der Wellengleichung in piezoelektrischen Einkristallen*

Ein Partialwellenansatz ermöglicht die Berechnung der Ausbreitungseigenschaften in Abhängigkeit von Materialparameter und Ausbreitungsrichtung der OFW [52]. Dazu wird das Substrat als unendlich ausgedehnter Halbraum angenommen, dessen Oberfläche sich bei $a_3 = 0$ befindet, wobei die Richtung $a_3$ die Oberflächennormale bezeichnet. Die OFW selbst breitet

sich entlang der $a_1$-Achse aus. Sind Spannungen und Dehnungen zeit- und ortsunabhängig, lautet die Bewegungsgleichung:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial a_j}. \tag{4.6}$$

Da sich akustische OFW deutlich langsamer ausbreiten als elektromagnetische Wellen kann für das elektrische Potential $\phi$ Quasistationarität angenommen werden, d. h. das elektrische Feld kann wie in der Elektrostatik als Gradient des Potentials aufgefasst werden. Durch die Raumladungsfreiheit im Halbraum gilt dann für die Maxwellgleichung

$$\nabla D_i = 0. \tag{4.7}$$

Das Einsetzen dieser Bedingungen in die piezoelektrischen Grundgleichungen 4.4 und 4.5 gibt vier gekoppelte Differentialgleichungen für die Auslenkungen in den drei Raumrichtungen und das elektrische Potential [77].

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} &= c_{ijkm} \frac{\partial^2 u_k}{\partial a_j \partial a_m} + e_{kij} \frac{\partial^2 \phi}{\partial a_j \partial a_k} \\ 0 &= e_{ikm} \frac{\partial^2 u_k}{\partial a_i \partial a_m} - \varepsilon_{ik} \frac{\partial^2 \phi}{\partial a_i \partial a_k} \end{aligned} \tag{4.8}$$

Diese Differentialgleichungen beschreiben die Wellenausbreitung im piezoelektrischen Substrat. An der Oberfläche des Halbraumes greifen keine äußeren Kräfte an, daher gilt für die Spannung in Richtung der Oberflächennormale die Randbedingung

$$T_{i3}\big|_{a_3=0} = 0. \tag{4.9}$$

Wird eine ladungsfreie Oberfläche betrachtet, so müssen die elektrischen Randbedingungen für den Übergang zwischen dem piezoelektrischen Halbraum und dem Vakuumniveau, nämlich die Stetigkeit im Potential und in der dielektrischen Verschiebung berücksichtigt werden.

$$\begin{aligned} \phi^{Vakuum}\big|_{a_3=0} &= \phi^{Substrat}\big|_{a_3=0} \\ \frac{\partial \phi^{Vakuum}}{\partial a_3}\bigg|_{a_3=0} &= \frac{\partial \phi^{Substrat}}{\partial a_3}\bigg|_{a_3=0} \end{aligned} \tag{4.10}$$

Mit einem Exponentialansatz für die sich in der $a_1$-Richtung ausbreitenden OFW und unter Vernachlässigung der Ausdehnung der Wellen in der $a_2$-Richtung ergibt sich:

$$\begin{aligned} u_i(x,t) &= U_i e^{j(k\alpha a_3 + k a_1 - \omega t)} \\ \phi(x,t) &= \phi_0 e^{j(k\alpha a_3 + k a_1 - \omega t)} \end{aligned}, \tag{4.11}$$

wobei $k$ die Wellenzahl, $U_i$, $\phi_0$ die Anfangsamplituden der Welle und $\alpha$ die Abklingkonstante der Welle in $a_3$-Richtung sind. Man erhält nach Einsetzten in die Differentialgleichungen das

folgende lineare homogene Gleichungssystem für die Anfangsamplituden der Partialwellen

$$\begin{pmatrix} \Gamma_{11}-\rho v^2 & \Gamma_{12} & \Gamma_{13} & \Gamma_{14} \\ \Gamma_{12} & \Gamma_{22}-\rho v^2 & \Gamma_{23} & \Gamma_{23} \\ \Gamma_{13} & \Gamma_{23} & \Gamma_{33}-\rho v^2 & \Gamma_{34} \\ \Gamma_{14} & \Gamma_{24} & \Gamma_{34} & \Gamma_{44} \end{pmatrix} \bullet \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ \phi_0 \end{pmatrix} = 0. \qquad (4.12)$$

$\Gamma_{ij}$ sind nach [77]von $c_{ijkm}$, $e_{ikm}$, $\varepsilon_{ik}$ und $\alpha$ abhängige Funktionen. Die nichttriviale Lösung dieses Gleichungssystems findet man durch Nullsetzen der Determinante. Man erhält mit einem Polynom achten Grades in $\alpha$ vier komplex konjugierte Lösungspaare. Das exponentielle Abklingen der OFW in $a_3$-Richtung macht nur die Lösungen mit negativem Imaginärteil sinnvoll. Für jeden der vier gefundenen Eigenwerte $\alpha^{(n)}$ existiert ein Eigenvektor $U_i^{(n)}$ zur Beschreibung einer Partialwelle. Die Linearkombination der vier Partialwellen ergibt die allgemeine Lösung der Partikelauslenkung:

$$u_i(x,t) = \sum_{n=1}^{4} A_n U_i^{(n)} e^{j\left(k\alpha^{(n)}a_3 + ka_1 - \omega t\right)}$$
$$\phi(x,t) = \sum_{n=1}^{4} A_n \phi_0^{(n)} e^{j\left(k\alpha^{(n)}a_3 + ka_1 - \omega t\right)} \qquad (4.13)$$

mit den Gewichtsfaktoren $A_n$. Um die Randbedingungen nach Gleichung 4.9 und 4.10 zu erfüllen, müssen die Gewichtungsfaktoren $A_n$ und die OFW-Geschwindigkeit $v$ bestimmt werden. Dafür wird der allgemeine Ansatz in die Randbedingungen eingesetzt und man erhält das folgende homogene lineare Gleichungssystem

$$\Lambda_{ij} A_j = 0_i \qquad i,j = 1,2,3,4, \qquad (4.14)$$

wobei die Matrixelemente $\Lambda_{ij}$ nach [77] Funktionen von $c_{ijkm}$, $e_{ikm}$, $\varepsilon_{ik}$, $U_i^{(n)}$, und $\phi_0^{(n)}$ sind. Analytische Lösungen für die Geschwindigkeit $v$ können dabei selbst für Einkristalle nur in Spezialfällen gefunden werden. Mit einem Variationsverfahren wird nun jene Lösung für die Matrixelemente $\Lambda_{ij}$ bestimmt, bei der die Determinante von $\Lambda_{ij}$ verschwindet und somit die Gleichung 4.14 erfüllt ist. Mit der so berechneten OFW-Geschwindigkeit werden die Gewichtsfaktoren $A_n$ ermittelt. Schließlich sind die Auslenkungen $U_i$ und das elektrische Potential $\phi$ im Substrat durch das Einsetzen in die allgemeine Lösung 4.13 analytisch gegeben.

Üblicherweise werden die Materialdaten nicht in der Tensor sondern in einer verkürzten Matrixschreibweise verwendet. Diese wird detailliert in [78] erklärt und auch im Anhang D.1 für die Angabe der Materialdaten verwendet. Der vierstufige Steifigkeitstensor $c_{ijkm}$ mit $i$, $j$, $k$ und $m$ von 1 bis 3 lässt sich somit als 6×6 Matrix mit 21 linear unabhängigen Komponenten und der dreistufige piezoelektrische Tensor $e_{ikm}$ als 3×6 Matrix schreiben mit:

$$c_{ijkm} = c_{pq}, \quad e_{ikm} = e_{ip} \qquad (4.15)$$

wobei für $i$ gleich $j$ oder $k$ gleich $m \rightarrow p$, $q$ gleich $i$, $k$ ist; für $ij$ oder $km$ gleich 23, 32 $\rightarrow p$, $q$ gleich 4 ist; für $ij$ oder $km$ gleich 13, 31 $\rightarrow p$, $q$ gleich 5 ist; für $ij$ oder $km$ gleich 12, 21 $\rightarrow p$, $q$ gleich 6 ist.

### *4.2.2 Lösung der Wellengleichung in piezoelektrischen Schichtsystemen*

Eine zusätzliche dünne Schicht auf der Oberfläche eines Substrates, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, stört die freie Ausbreitung der OFW und verursacht damit einerseits Dispersion sowie eine Änderung der piezoelektrischen Kopplung, andererseits aber auch eine Änderung der Auslenkungsverteilung. Für dünne isotrope Schichten wurde in [79] ein erweiterter Partialwellenansatz verwendet, der die Schicht als Störung auf der Oberfläche betrachtet. Im wesentlichen wird der Partialwellenansatz für das Substrat nach Gleichung 4.13 beibehalten und für die dünne Schicht ein zusätzlicher Ansatz unter Berücksichtigung der Stetigkeit des Übergangs der Tangentialkomponenten der Kräfte, der Auslenkungen und des Potentials zwischen Substrat und Schicht mitberücksichtigt. Ist die dünne Schicht nicht piezoelektrisch, so reduziert sich das lineare homogene Gleichungssystem innerhalb der Schicht auf eine 3×3 Matrix, da aufgrund der fehlenden piezoelektrischen Rückwirkung das elektrische Potential von den Auslenkungen entkoppelt und daher nicht betrachtet wird. Mit der Näherung, dass die Schichtdicke $h$ klein im Verhältnis zur Wellenlänge $\lambda$ der OFW ist, können die zwei so erhaltenen Gleichungssysteme für Substrat und Schicht durch entsprechende Randwertbedingungen (Stetigkeit von Potential und Auslenkungen an der Grenzfläche) gekoppelt und durch ein numerisches Verfahren zur Bestimmung der Determinanten gelöst werden. Die berechneten Partialwellen an der Grenzschicht müssen dabei jeweils in der Phase angepasst werden.

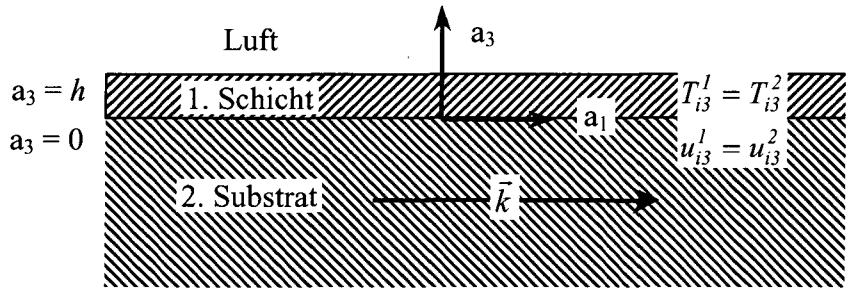



**Abbildung 4.2:** Geometrie zur OFW-Ausbreitung in dünnen Schichten, mit entsprechenden Randbedingungen an der Grenzfläche

In [80] werden zwei wesentliche Fälle unterschieden. Einerseits kommt es zur Versteifung des Substrates durch eine Schicht deren OFW-Geschwindigkeit sehr viel höher liegt als jene des Substrates selbst. In diesem Fall wächst die OFW-Geschwindigkeit des Schichtsystems proportional zur Zunahme der Dicke der Schicht. Erreicht die effektive OFW-Geschwindigkeit des Schichtsystems die Volumenwellengeschwindigkeit des Substrates, koppelt die OFW in die Volumenwelle ein, wie z. B. in die langsame Scherwelle im Falle von Rayleighwellen. Es kommt daher zum Auftreten einer Grenzfrequenz für die OFW oberhalb jener sie nicht mehr ausbreitungsfähig ist.
Andererseits kommt es zur Belastung des Substrates durch eine Schicht, deren OFW-Geschwindigkeit sehr viel geringer ist als jene des Substrates selbst. In diesem Fall verringert sich die OFW-Geschwindigkeit des Schichtsystems mit zunehmender Schichtdicke. Zusätzlich kommt es bei der Belastung des Substrates zur Anregung von Moden höherer Ordnung, die sich durch eine unterschiedliche Auslenkungsverteilung im Schichtsystem auszeichnen. In diesem Fall gibt es kein Grenzfrequenzverhalten der OFW. Im asymptotischen Grenzfall für

dicke Schichten ($h >> \lambda$) nähert sich die effektive OFW-Geschwindigkeit aller Moden jener der Schicht selbst an.
Die so durchgeführten Berechnungen mit der Partialwellenmethode können auf mehrere auch anisotrope Schichten erweitert werden. Die Methode ist aber auf dünne Schichten $h/\lambda < 1$ und auf die Berechnung freier oder durchgehend metallisierter Oberflächen beschränkt. Zwar wurde in [81] die Partialwellenmethode auch für metallische Gitter auf der Oberfläche angewendet, jedoch bei großen Dicken der einzelnen Schichten ($h/\lambda >> 1$), die zur Realisierung von in der Frequenz variablen Resonatoren mit hoher Abstimmbarkeit benötigt werden, sind die verwendeten Näherungen nicht mehr gültig. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit die Ausbreitungseigenschaften von OFW in Schichtsystemen, wie z. B. das in Abbildung 4.1 dargestellte, nicht mit der Partialwellenmethode, sondern mit der Methode der Finiten Elemente FEM berechnet, die im folgenden Kapitel näher diskutiert wird.

# 5. SIMULATION VON OFW IN SCHICHTSYSTEMEN

Ausgehend von den Grundlagen der Methode der Finiten Elemente FEM wird in diesem Kapitel ein Simulationsprogramm zur Berechnung der OFW-Ausbreitungseigenschaften in Schichtsystemen im kommerziell erhältlichen FEM-Code ANSYS vorgestellt. Nach Einführung der zur Berechnung benötigten Randbedingungen und des Simulationsmodells selbst, wird die Qualität der simulierten Ergebnisse für OFW in einkristallinen Quarz- und $LiTaO_3$-Proben sowie für OFW in einem Schichtsystem bestehend aus ZnO/Ti/Au auf einem Siliziumsubstrat mit einem Rechnungs- Messungsvergleich sowohl für die modale als auch für die harmonische Analyse überprüft. Zur Realisierung magnetisch abstimmbarer Filter wird danach der optimale Schichtaufbau für zwei unterschiedliche in dieser Arbeit verwendete Herstellungsmethoden gesucht. Die maximal erreichbare Abstimmbarkeit bei gegebenem $\Delta E$-Effekt, die effektive piezoelektrische Kopplung, die erreichbare Bandbreite sowie der Reflexionsfaktor der Elektroden in Abhängigkeit von der Schichtkonfiguration wird schließlich am optimalen Arbeitspunkt der OFW-Bauteile der beiden Aufbauarten zusammengefasst.

## 5.1 DIE METHODE DER FINITEN ELEMENTE

Der rasante Fortschritt der Computertechnologie hat die Entwicklung numerischer Verfahren zur Lösung von partiellen Differentialgleichungen gefördert. Nachdem analytische Lösungen meist nur für Spezialfälle existieren, werden technisch hauptsächlich numerische Verfahren herangezogen. In den klassischen numerischen Verfahren wird als Näherung für die unbekannten Lösungsfunktionen einer Differentialgleichung ein Produktansatz verwendet, der aus vorgegebenen Formfunktionen und freien Koeffizienten besteht. Mit der Forderung eines Extremalkriteriums, wie z. B. dem Minimum der potentiellen Energie beim Ritz-Verfahren [82] und entsprechenden Randbedingungen, kann das Differentialgleichungssystem in ein algebraisches Gleichungssystem übergeführt werden. Die Bestimmung der unbekannten Koeffizienten erfolgt durch die Lösung dieses Gleichungssystems. Nachteilig bei den klassischen numerischen Verfahren wie z. B. der Differenzenmethode ist, dass sich die Ansatzfunktionen über das gesamte Rechengebiet erstrecken. Eine Steigerung der Genauigkeit ist nur durch Ansatzfunktionen höherer Ordnung zu erreichen. Damit wird die Methode selbst unflexibel. Im Gegensatz zu den klassischen numerischen Verfahren ist die FEM ein bereichsweise angewandtes Näherungsverfahren. Die Ansatzfunktionen der FEM überdecken jeweils nur Teilbereiche des Rechengebietes, die als *Finite Elemente* bezeichnet werden. Der Übergang dieser Ansatzfunktionen zwischen den einzelnen Teilbereichen ist kontinuierlich, und damit setzt sich die Näherungsfunktion für das Gesamtgebiet aus den Ansatzfunktionen der Teilbereiche zusammen. Aufgrund der Diskretisierung können Ansatzfunktionen niedriger Ordnung (meist

lineare Formfunktionen) verwendet werden. Eine Steigerung der Genauigkeit erfolgt daher im Unterschied zu den herkömmlichen numerischen Methoden durch die Verfeinerung der Diskretisierung und nicht durch die Erhöhung der Ordnung der Ansatzfunktionen. Bei einem beliebig feinen finiten Elemente Netz konvergiert die so gefundene numerische Lösung gegen die im Rahmen der Modellbildung exakte Lösung. Zur Überführung der Differentialgleichung in ein algebraisches Gleichungssystem wird bei FEM die Lagrangefunktion $L$ [82] minimiert. Die Ansatzfunktionen der Elemente sowie die von außen wirkenden Lasten werden dazu genutzt um die Energie im Gebiet zu berechnen. Im Minimum gilt dann [83]:

$$\frac{\partial L(u)}{\partial (u)} = 0, \tag{5.1}$$

wobei $u$ der Vektor der Knotenverschiebungen ist. Bei einer Festigkeitsberechnung z. B. sind diese Knotenverschiebungen die Translationen und Rotationen in allen Raumrichtungen. Für die Berechnung gekoppelter physikalischer Probleme, wie z. B. des piezoelektrischen Effektes, muss der Vektor der Knotenverschiebungen $u$ durch das elektrische Potential $V$ am Knoten erweitert werden. Mit $\{u\ V\}^{\mathrm{T}} = (u_{1\mathrm{x}}\ u_{1\mathrm{y}}\ u_{1\mathrm{z}}\ V_1\ \ldots\ u_{\mathrm{nx}}\ u_{\mathrm{ny}}\ u_{\mathrm{nz}}\ V_{\mathrm{n}})$ dem Vektor der Auslenkungen in allen Raumrichtungen und des Potentials für alle Knoten $n$ der Elemente $N$ des Rechengebietes lässt sich die Differentialgleichung im piezoelektrischen FEM-Ansatz als [84]:

$$\begin{pmatrix} [M_{uu}] & [0] \\ [0] & [0] \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \ddot{u} \\ \ddot{V} \end{Bmatrix} + \begin{pmatrix} [C_{uu}] & [0] \\ [0] & [C_{FF}] \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \dot{u} \\ \dot{V} \end{Bmatrix} + \begin{pmatrix} [K_{uu}] & [K_{uF}] \\ [K_{Fu}] & [K_{FF}] \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} u \\ V \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F \\ Q \end{Bmatrix} \tag{5.2}$$

formulieren, wobei $\{F\ Q\}^{\mathrm{T}} = (F_{1\mathrm{x}}\ F_{1\mathrm{y}}\ F_{1\mathrm{z}}\ Q_1\ \ldots\ F_{\mathrm{nx}}\ F_{\mathrm{ny}}\ F_{\mathrm{nz}}\ Q_{\mathrm{n}})$ die extern applizierten Kräfte (mechanische, thermische) bzw. Ladungen sind. $M_{uu}$ ist die Massenmatrix, $C_{uu}$ die mechanische Dämpfungsmatrix, diese Beiträge und ihre Implementierung in ANSYS werden im Detail in Kapitel 5.2.2 besprochen. $C_{FF}$ ist die dielektrische Dämpfungsmatrix, welche in dem hier verwendeten FEM-Programm ANSYS nicht implementiert ist. Die mechanische Steifigkeit wird mit der Matrix $K_{uu}$ beschrieben, die dielektrische Verschiebung mit der Matrix $K_{FF}$. Die Kopplung zwischen elektrischem Feld und mechanischer Spannung, der piezoelektrische Effekt, wird in dieser Form der Gleichung in starker Formulierung mit der Matrix $K_{Fu}$ und der inverse Piezoeffekt mit der Matrix $K_{uF}$ beschrieben. Die Differentialgleichung der Form 5.2 entspricht im wesentlichen einem getriebenen gedämpften harmonischen Oszillator. Eine Lösung dieser Gleichung wurde für das Butterworth- Van Dyke-Ersatzschaltbild in Form einer Lorentzkurve in Anhang B gefunden. Zur weiterführenden Beschreibung der mathematischen FEM-Formulierung sowie der Methode der Finiten Elemente selbst, sei an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen. Grundlagen der FEM finden sich z. B. in [83, 85], Details über das hier verwendete Programmpaket ANSYS werden in [84, 86, 87] diskutiert, wobei in [88] speziell gekoppelte piezoelektrische Probleme betrachtet werden.

### *5.1.1 Strukturdynamische Analysen mit FEM*

Das Verhalten von elastischen Festkörpern unter Einwirkung zeitlich abhängiger Lasten wird in der Strukturdynamik beschrieben. Transiente dynamische Analysen geben das zeitliche Verhalten einer Struktur nach Einschalten einer Last wieder, wie z. B. das Einschwingverhalten eines Oszillators oder die Lade- bzw. die Entladekurve einer Kapazität. Diese Vorgänge

werden in dieser Arbeit aber nicht betrachtet. Ausschließlich, die im Folgenden beschriebenen Analyseformen kommen zur Charakterisierung der Eigenschaften von OFW in Schichtsystemen zum Einsatz. Zur einfacheren Darstellung wird im Folgenden $u$ gleich $\{u\ V\}^T$, $F$ gleich $\{F\ Q\}^T$ gesetzt, sowie die Systemmatrizen mit $M$, $C$ und $K$ abgekürzt.

*a) Modale Analyse*

Die Eigenfrequenzen des freien ungedämpften Systems werden in modaler Analyse bestimmt. Die Differentialgleichung 5.2 vereinfacht sich zu:

$$M \cdot \ddot{u} + K \cdot u = 0 \tag{5.3}$$

Mit einem ebenen Wellenansatz für die gesuchte Auslenkungsfunktion $u$ (Produktansatz für die Orts- bzw. Zeitfunktion) separiert die obige Gleichung in ein zeitunabhängiges Eigenwertproblem. Dies ist verständlich, da die zeitliche Veränderung der Schwingungsamplitude durch die Dämpfung in dieser Gleichung nicht berücksichtigt wird. Das Eigenwertproblem selbst lässt sich durch die Berechnung der Determinante und damit der Bestimmung der Eigenwerte lösen, die den Frequenzen der Eigenschwingformen entsprechen. Verschiede Methoden zur numerischen Berechnung dieses Eigenwertproblems werden in [83, 87] detailliert besprochen. In dieser Arbeit wird dazu die Block-Lanczos-Methode [89] verwendet.

*b) Harmonische Analyse*

Die harmonische Analyse oder Frequenzganganalyse berechnet die stationäre Antwort einer Struktur auf die sinusförmig aufgebrachten Lasten, wie z. B. eines elektrischen Potentials, bekannter Amplitude $F_0$ und Kreisfrequenz $\omega$ mit konstanter Phase $\varphi$:

$$M \cdot \ddot{u} + C \cdot \dot{u} + K \cdot u = F(t) = F_0 e^{j(\omega t + \varphi)} \tag{5.4}$$

Für lineare Strukturen gilt, dass sie bei harmonischer Belastung nach dem Einschwingvorgang ebenfalls mit der Frequenz der Anregung schwingen. Daher kann für die gesuchte Auslenkungsfunktion $u$ ein sinusförmiger Produktansatz für die Orts- und Zeitfunktion verwendet werden. Liegt keine Dämpfung vor, so wird eine reelle Lösung für die Auslenkungsfunktionen gesucht. Im allgemeinen ist die Auslenkungsfunktion jedoch komplex, d. h. es tritt eine Phasendifferenz zwischen Belastungsfunktion und den Verschiebungen auf. Durch die Bildung einer äquivalenten komplexen Steifigkeitsmatrix aus der Massen-, Dämpfungs- und Steifigkeitsmatrix lässt sich Gleichung 5.4 in ein statisches strukturmechanisches Problem mit komplexwertiger Last- und Auslenkungsfunktion überführen. Dieses Gleichungssystem wird in dieser Arbeit im direkten Verfahren mit voll besetzten Systemmatrizen nach [90] gelöst.

## 5.2 PROGRAMM ZUR SIMULATION DER WELLENAUSBREITUNG

In realen Bauteilen zeigt die Ausbreitung akustischer Oberflächenwellen in allen drei Raumrichtungen Dispersion und Dämpfung. Die Realisierung eines kompletten OFW-Resonators mit einem vollständigen Wandler und zwei Reflektoren wäre nötig, um alle auftretenden Effekte in der Simulation zu berücksichtigen. Dies ist aber aufgrund der benötigten Diskretisie-

rung und der damit verbundenen großen Anzahl von Elementen und des hohen Rechenaufwandes nicht effizient. Daher werden zur Modellbildung Vereinfachungen getroffen, die wesentliche Charakteristiken des Bauteils beschreiben, jedoch aufgrund der dafür benötigten Randbedingungen den finiten Charakter des Einzelbauteils in ein infinites Gitter überführen. In Abbildung 5.1 ist ein Ausschnitt aus einem Wandler mit der geometrischen Periode $p$ der Länge $l$ und der Apertur $w$ dargestellt. Der rot umrandete Bereich kann nach [91-94] ohne Einschränkung der Genauigkeit für die FEM-Modellbildung herangezogen werden.

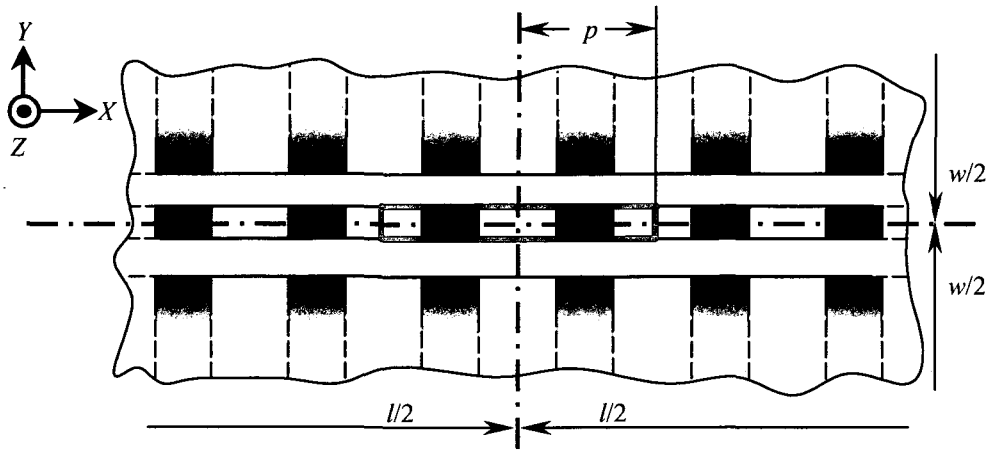



**Abbildung 5.1:** Ausschnitt eines Normalfingerwandlers mit der Apertur $w$ und der Länge $l$ und der Periode $p = \lambda/2$. Die rot umrandete Fläche wird als Simulationsbereich für die FEM-Modellierung festgelegt.

### *5.2.1 Simulationsmodell*

In Abbildung 5.2 ist die in der Simulation verwendete vernetzte Geometrie eines piezoelektrischen Substrates mit Elektroden und einer Vakuumschicht auf der Oberfläche dargestellt. Das Substrat selbst kann in eine beliebige Anzahl unterschiedlicher Schichten unterteilt werden.

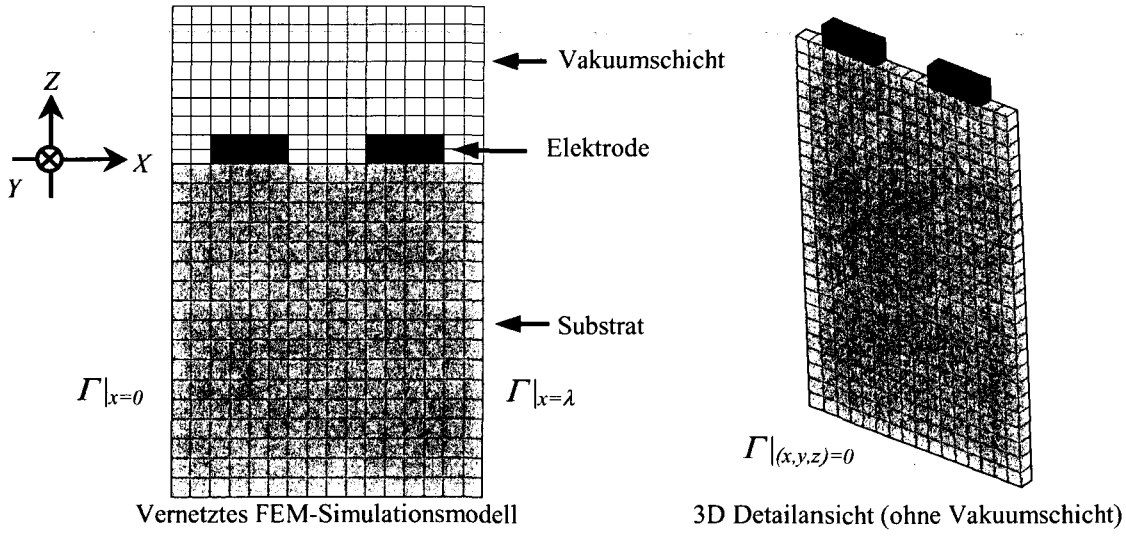



**Abbildung 5.2:** Vernetztes Simulationsmodell mit der Höhe $h$ (dargestellt 1 λ): Substrat mit Elektroden (Metallisierungshöhe $h_{met}$= 0.1 λ) und einer Vakuumschicht mit der Höhe $h_{VAC}$ auf der Oberfläche (dargestellt 0.5 λ).

Aufgrund programmtechnischer Gegebenheiten, kann eine asymmetrische Randbedingung nicht entsprechend definiert werden, daher sind 2 geometrische Perioden $p$, also eine Wellenlänge $\lambda$, modelliert. Für die Simulation wird die Substrathöhe $h$ mit 8 $\lambda$ gewählt, um das mechanische Abklingen der OFW innerhalb des Modells zu gewährleisten. Die X-Richtung bezeichnet im Modell die Ausbreitungsrichtung der OFW entsprechend der Standards on Piezoelectric Crystals [95] und die $Z$-Richtung die Oberflächennormale. Mit den Eulerwinkel ($\lambda$, $\mu$, $\theta$) lassen sich so beliebige Substratschnitte durch die Drehung der Elementkoordinaten [96] des FEM-Netzes erzeugen. Die Materialdaten selbst sind vollständig anisotrop im Modell berücksichtigt. Für Substrate mit geringer Dielelektrizität, wie z. B. Quarz mit $\varepsilon \sim 4.5$, tritt ein wesentlicher Teil der elektrischen Feldlinien aus der Oberfläche. Wird dieser Bereich nicht vernetzt, verursacht dies einen deutlichen Fehler in der FEM-Rechnung. Daher wird wie in [97] vorgeschlagen, zusätzlich auf der Oberfläche des Festkörpers eine Schicht mit den elektrischen Eigenschaften von Vakuum modelliert. In der Simulation beträgt die Höhe der Vakuumschicht $h_{VAC}$ mindestens 2 $\lambda$.

### *5.2.2 Randbedingungen*

Wird ein Vektor $\Gamma$ der Knotenfreiheitsgrade $u$ (Auslenkungen in allen drei Raumrichtungen) und dem elektrischen Potential $\varphi$ definiert:

$$\Gamma = \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \\ \varphi \end{pmatrix}, \tag{5.5}$$

so lassen sich die am Modell applizierten Randbedingungen wie folgt schreiben.

#### *a) Ebener Wellenansatz*

Unter der Annahme, dass die Breite Modells gering im Vergleich zur Apertur $w$ eines IDTs ist, kann die Streuung der Welle in die Y- Richtung vernachlässigt und

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial y} = 0 \tag{5.6}$$

ein ebener Wellenansatz verwendet werden. Mit einer typischen Apertur von 30-60 $\lambda$ und einer Modelltiefe von einer Elementbreite ($\lambda$/24) ist dies gegeben.

#### *b) Symmetrische Randbedingung*

Da für die finite Modellierung eines gesamten Bauteils der Rechenaufwand zu groß wäre, wird nur ein Ausschnitt durch die Randbedingung realisiert.

$$\Gamma\big|_{x=0} = \Gamma\big|_{x=\lambda} \tag{5.7}$$

Die symmetrische Randbedingung hat zur Folge, dass alle Randknoten mit gleicher *Z*-Koordinate dieselbe Auslenkung und dasselbe Potential haben. Damit erscheint der vernetzte Bereich als mathematisch periodisch fortgesetzt und unendlich ausgedehnt. Für ein Gitter auf der Oberfläche bedeutet dies im konkreten Fall, dass die Anzahl der Finger unendlich ist.

*c) Untere Randbedingung*

Zur Festlegung der Anfangsauslenkungen wird eine harte Randbedingung für die Grundfläche des Modells gewählt.

$$\Gamma\big|_{(x,y,z)=0} = 0 \qquad (5.8)$$

Diese harte Randbedingung ist hinreichend für Rayleighwellen, die innerhalb einiger Wellenlängen in die Tiefe abklingen. Bei Volumenwellenkonversion oder Leckwellen werden aufgrund der harten Randbedingung die abgestrahlten Volumenwellen reflektiert und verursachen zusätzlichen Moden (spurious modes). Diese treten im realen Bauteil nicht auf, da das Substrat, bedingt durch die Ausdehnung (500 µm) im Vergleich zur Wellenlänge (einige µm), einem Halbraum entspricht und nicht wie im Modell nur einige Wellenlängen hoch ist. Mit einer mechanischen Abstrahlungsbedingung [98] oder aber der Kopplung des FEM-Netzes an einen BEM-Halbraum (Boundary Element Method) [94] an der Grundfläche des Modells wäre dieses Problem zu beheben. Da ANSYS diese Funktionalität nicht zur Verfügung stellt, wird in dieser Arbeit ein exponentiell ansteigender materialabhängiger Dämpfungsterm $\beta_i$, wie in Abbildung 5.3 dargestellt, zur Unterdrückung dieser ‚spurious modes' integriert.

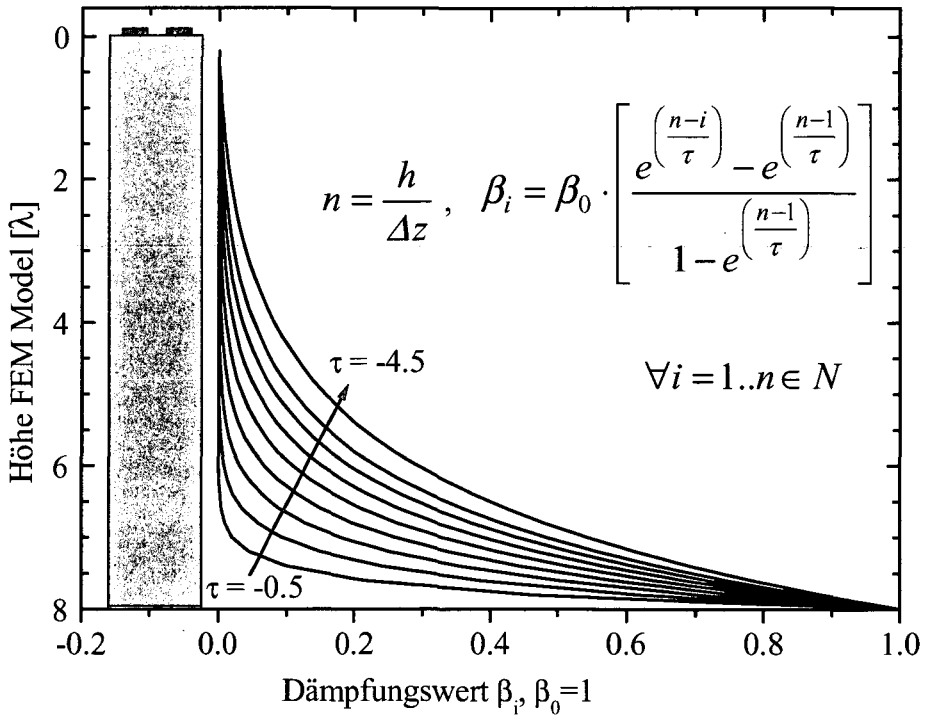



**Abbildung 5.3:** Schematische und analytische Darstellung des exponentiell ansteigenden Dämpfungsterms $\beta_i$. Der maximale Dämpfungswert ist $\beta_0$, die Steigung der Dämpfung $\tau$ wird variiert. Die Anzahl der Abschnitte $n$ ist im dargestellten Fall gleich 40, diese kann jedoch der Netzdichte des Modells entsprechend geändert werden.

Dafür wird das Simulationsmodell in $n$ Teile der Höhe $\Delta z$ geteilt. Mit der maximalen Dämpfung $\beta_0$ kann nun abschnittsweise die Dämpfung $\beta_i$ des Modells nach Abbildung 5.3 so erhöht werden, dass es zu einer reflexionsfreien Dämpfung der longitudinal abgestrahlten Wellen kommt. Dafür muss die Steigung der Exponentialfunktion $\tau$ entsprechend angepasst werden.

*d) Elektrische Randbedingungen*

Metallische Flächen innerhalb eines Schichtsystems sowie die Elektroden auf der Oberfläche des Modells werden als Äquipotentialflächen mit unendlicher elektrischer Leitfähigkeit behandelt. Alle Punkte innerhalb einer solchen leitfähigen Schicht werden daher bedingt durch Influenzladungen auf gleiches Potential gesetzt. Der Skineffekt sowie ohmsche Verluste werden in dieser Vereinfachung vernachlässigt. Es sei $B$ die Menge aller Elemente einer metallisch leitfähigen Schicht und $i, j$ deren Knoten, dann gilt:

$$\varphi\big|^{i}_{(x,y,z)} = \varphi\big|^{j}_{(x,y,z)} \quad \forall i, j \in B \tag{5.9}$$

mit $C$ der Menge aller Elemente einer Elektrode und $i$ deren Knoten, dann gilt:

$$\varphi\big|^{i}_{(x,y,z)} = V_0 \quad \forall i \in C\,, \tag{5.10}$$

wobei $V_0$ die an den Elektroden angelegte Spannung ist.

*e) Dämpfungseffekte*

Die korrekte Berücksichtigung der frequenzabhängigen physikalischen Dämpfungseffekte von OFW in Schichtsystemen ist aufgrund der vielen unterschiedlichen Beiträge zur Gesamtdämpfung, wie schon in Kapitel 3.4.4 diskutiert, nur mit hohem Aufwand in die FEM-Simulation zu übertragen. Ohne irgendeine Art von Dämpfungsmechanismus ($\alpha = 0$) jedoch, ist der Realteil der Systemantwort auf eine harmonische Anregung eine Impulsfunktion $\delta(t)$ bei der Resonanzfrequenz $f_0$ gleich $\omega_0/2\pi$. Die Resonanzstelle würde in diesem Fall in einem unendlich kleinen Frequenzintervall mit ($\Delta f \to 0$) liegen, und daher ist ihr Auffinden numerisch bedingt nicht möglich. Der Imaginärteil der Systemantwort weist entsprechend einen Pol erster Ordnung bei $\omega$ gleich $\omega_0$ auf. Um den Realteil der Anregungsfunktion zu bestimmen, muss daher die Dämpfung ($\alpha > 0$) des Modells in der harmonischen Analyse endlich sein. Dieser Zusammenhang lässt sich auch leicht mit der Fouriertransformierten $F$ einer im Zeitbereich kausalen gedämpften Schwingung $f$ beweisen [99].

$$f(t) = e^{-\alpha t}\cos\omega_0 t \quad \vee t \geq 0 \quad \circ\!\!-\!\!\bullet \quad F(\omega) = \frac{\alpha}{\alpha^2 + (\omega - \omega_0)^2} + i\frac{\omega - \omega_0}{\alpha^2 + (\omega - \omega_0)^2} \tag{5.11}$$

Die Auswirkung der physikalischen Dämpfungsmechanismen der OFW-Ausbreitung wird daher in der harmonischen Analyse durch eine in ANSYS integrierte Dämpfungsform für N-Massenschwinger, die Rayleigh-Dämpfung angenähert. Sie beruht auf der Annahme, dass die Verteilung der Dämpfung in einem Bauteil direkt auf die Verteilung der Masse bzw. der Steifigkeit zurückzuführen ist [87]. Dabei kann ein massenproportionaler mit steigender Frequenz

abnehmender Term sowie ein steifigkeitsproportionaler mit steigender Frequenz zunehmender Term gewählt werden. Da auch die Dämpfung der OFW mit steigender Frequenz zunimmt, wird in der Simulation nur der zweite Term der Rayleigh-Dämpfung berücksichtigt. Als Ersatz für die realen Verluste wird daher die Gesamtsteifigkeitsmatrix $K$ zunächst mit einem empirisch ermittelten Wert von $10^{-7}$ als Dämpfungsbeitrag gewichtet. Zusätzlich zur Rayleigh-Dämpfung wird bei Bedarf ein frequenzunabhängiger Dämpfungsterm wie in Abschnitt *c)* beschrieben, zur Unterdrückung von ‚spurious modes' im Modell integriert.
Eine Übersicht des in dieser Arbeit entwickelten Simulationsprogramms ist in Anhang D beigefügt. Dort werden auch die für die nachfolgenden Rechnungen verwendeten Materialdaten in Matrixform sowie die Auslenkungsprofile einer Rayleighwelle auf Quarz STX-Cut in einem elektrisch offenen Gitter sowie einer Scherwelle auf $LiTaO_3$ 42°YX-Cut in einem elektrisch kurzgeschlossenen Gitter für die wesentlichen Freiheitsgrade dargestellt.

## 5.3 VERIFIKATION DES FEM-ANSATZES FÜR EINKRISTALLE

Zur Überprüfung der Rechengenauigkeit des beschriebenen FEM-Modells werden sowohl in modaler Analyse als auch in harmonischer Analyse zuerst für Einkristalle Vergleiche mit bekannten Ergebnissen angestellt.

### *5.3.1 Modale Analyse*

Die modale Analyse wurde mit dem oben beschriebenen Modell, mit einer Modellhöhe $h = 8\ \lambda$ und einer Höhe der Vakuumschicht von $2\ \lambda$ durchgeführt. Die Netzdichte wurde dabei von $n$ gleich 8 Elemente auf 64 Elemente pro $\lambda$ erhöht, wobei die Rechnung jeweils für die freie Oberfläche, eine ideal kurzgeschlossene Oberfläche ohne Massenbelastung, eine durchgehend metallisierte Oberfläche mit einer Metallisierungshöhe $h_{met}$, sowie ein kurzgeschlossenes Gitter mit dem Metallisierungsverhältnis $\eta$ auf der Oberfläche durchgeführt wurde. Bei bekannter Wellenlänge im Modell kann mit den erhaltenen modalen Eigenwerten direkt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW $v_{FEM}$ berechnet werden. Eine entsprechende Vergleichsgeschwindigkeit $v_0$ wurde mit einer schon publizierten Methode berechnet [97]. In Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5 ist die relative Abweichung der mit ANSYS erhaltenen Ergebnisse von der Vergleichsrechnung dargestellt. Die Geschwindigkeit der Rayleighwelle auf Quarz STX-Cut stimmt für alle betrachteten Fälle mit steigender Diskretisierung exzellent mit der Vergleichsrechnung überein. Für die Geschwindigkeit der Scherwelle auf $LiTaO_3$ 42° YX-Cut lässt sich ebenfalls mit steigender Diskretisierung sehr gute Übereinstimmung mit der Vergleichsrechnung feststellen. Die Geschwindigkeit an der oberen Stopbandkante jedoch hat bei geringer Diskretisierung eine kleinere Abweichung im Vergleich zu den anderen Fällen. Mit steigender Diskretisierung nimmt die Abweichung hingegen auf ~ 500 ppm zu. Dieses Verhalten wird vermutlich durch die beginnende Abstrahlung von Volumenwellen an der Stopbandkante und den nicht idealen mechanischen Abschluss durch eine harte Zwangsrandbedingung an der Grundfläche des Modells hervorgerufen (Abbildung D.3 rechts). Für eine Netzdichte von > 56 Elementen ist die Abweichung für alle anderen betrachteten Fälle < 100 ppm. Diese Abweichung ist wesentlich geringer als die Toleranzangabe für die verwendeten Materialdaten von ~ 1.5% [100]. Bezogen auf die OFW-Ausbreitungsgeschwindigkeit bedeutet dies eine Abweichung von nur 0.3 m/s.

*a) Rayleigh Welle auf Quarz STX-Cut*

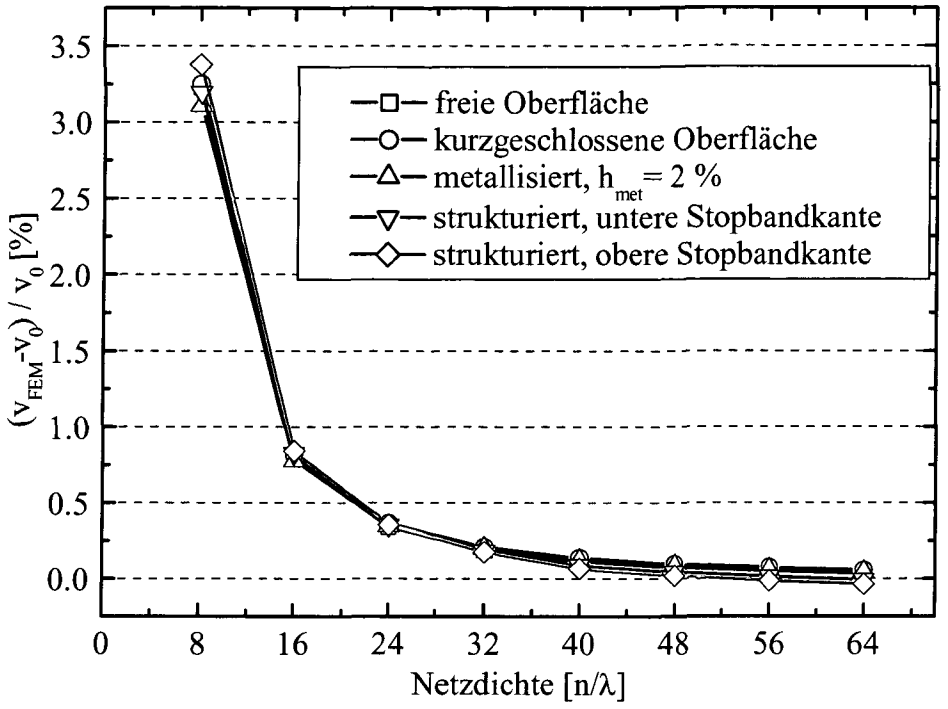



**Abbildung 5.4:** Relative Abweichung der ANSYS FEM-Simulation der Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_{FEM}$ einer Rayleighwelle auf Quarz STX-Cut ($\eta = 0.5$) von einer Vergleichsrechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_0$.

*b) Scherwelle auf $LiTaO_3$ 42° YX-Cut*

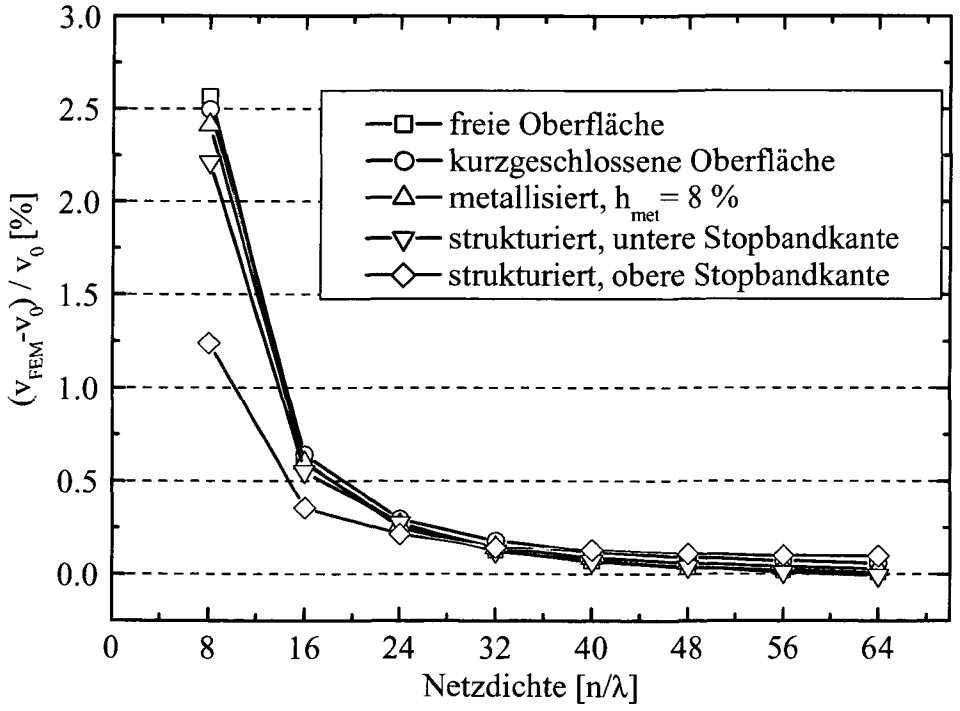



**Abbildung 5.5:** Relative Abweichung der ANSYS FEM-Simulation der Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_{FEM}$ einer Scherwelle auf $LiTaO_3$ 42°YX-Cut ($\eta = 0.7$) von einer Vergleichsrechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_0$.

### *5.3.2 Harmonische Analyse*

In der harmonischen Analyse wird an den Elektroden eine hochfrequente Wechselspannung angelegt und aus der resultierenden Ladungsverteilung auf den Elektroden der induzierte Stromfluss berechnet. Der komplexe Leitwert, die Admittanz, ergibt sich dann mit Hilfe des Ohm'schen Gesetztes. In Abbildung 5.6 ist ein FEM-Rechnungs- Messungsvergleich des Realteils der Admittanz $Y_{11}$ für einen Eintorresonator auf $LiTaO_3$ 42°YX-Cut dargestellt. Aufgrund des Leckwellencharakters der OFW auf diesem Substratschnitt und der damit verbundenen Wellenabstrahlung in das Volumen wurde in der Simulation der in Kapitel 5.2.2 beschriebene exponentielle Dämpfungsterm mitberücksichtigt. Für kleine Dämpfungsendwerte $\beta_0$ treten aufgrund der harten unteren Randbedingung Störmoden in der Admittanz auf. Wird jedoch $\beta_0$ auf $10^{-2}$ erhöht, so werden diese Moden unterdrückt und die simulierte Kurve stimmt in der Frequenzlage sowie im Verlauf innerhalb der 3dB-Bandbreite sehr gut mit der Messung überein. Aufgrund des idealen Stopbandes wird in der harmonischen FEM-Analyse die Stopbandkante nicht abgebildet. Sie kann jedoch mit der modalen Analyse bestimmt werden (vergleiche Anhang D.3). Die Frequenzlage des Volumenwellenansatzes, der auch im realen Bauteil oberhalb der Stopbandkante auftritt, wird durch den exponentiellen Dämpfungsterm nicht unterdrückt und von der FEM-Simulation richtig beschrieben. Allerdings ist die Anregung der Volumenwellen in der Simulation stärker ausgeprägt als in der Messung.

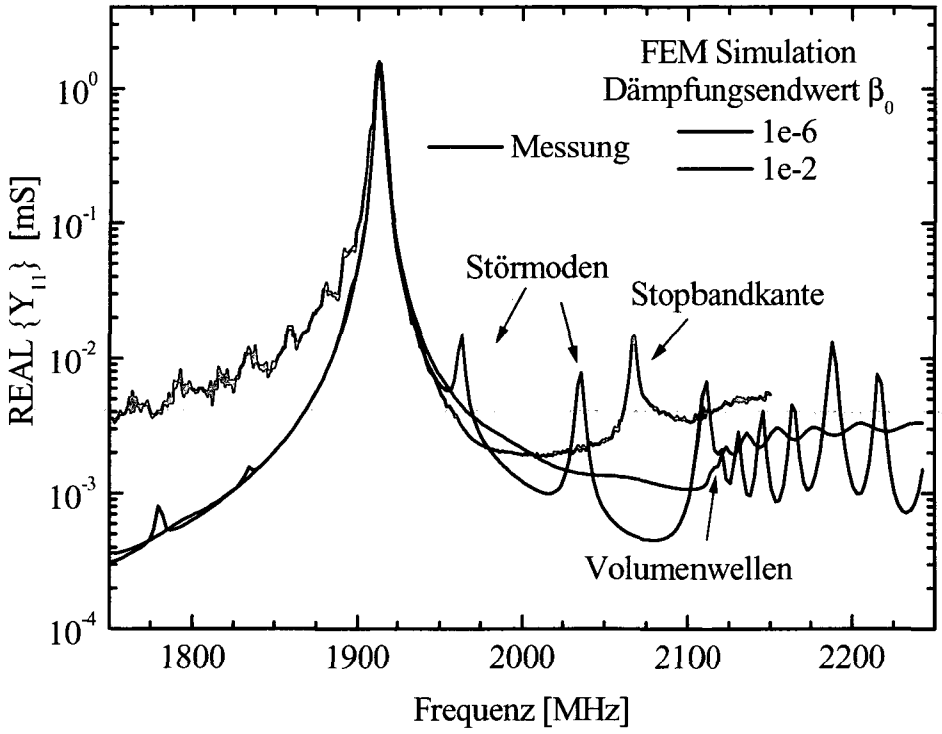



**Abbildung 5.6:** Realteil der Admittanz (Messung: rote Kurve) für einen Eintorresonator auf $LiTaO_3$ 42°YX-Cut, bedingt durch die harte untere Randbedingung kommt es zum Auftreten von Störmoden in der FEM-Simulation (schwarze Kurve) bei Verwendung einer exponentiell mit der Modelltiefe steigenden dämpfenden Randbedingung können diese Moden unterdrückt werden (blaue Kurve)

## 5.4 VERIFIKATION DES FEM-ANSATZES FÜR EIN Si/Ti/Au/ZnO SCHICHTSYSTEM

Die Erweiterung des FEM-Modells und die Zulässigkeit der verwendeten Näherungen für Schichtsysteme wird im Folgenden sowohl in der modalen als auch in der harmonischen Analyse überprüft. Dazu wird ein piezoelektrisches Schichtsystem auf einem Silizium-Substratwafer, bestehend aus Ti/Au/ZnO, mit einem Sputterverfahren hergestellt. Die Titanschicht dient dabei als Haftvermittler und die Goldschicht als Texturschicht für die parallel zur Oberflächenormale c-Achsen orientierte, piezoelektrische ZnO-Schicht. Der Versuch wird für ZnO-Schichtdicken von 250, 500 und 750 nm durchgeführt. XRD-Messungen zeigen, dass mit zunehmender Schichtdicke die Halbwertsbereite des ZnO (002) Reflexes von 2.55° auf 2.33° abnimmt, d. h. es reduziert sich die Verkippung der c-Achsen in Bezug auf die Oberflächennormale. Auf der Oberfläche der ZnO-Schicht werden mittels Photolithographie und Abhebeverfahren schließlich OFW-Resonatoren mit den Wellenlängen von 1.6, 2.2 und 3.2 µm strukturiert. In Abbildung 5.7 ist ein Ausschnitt des entsprechenden FEM-Modells dargestellt. Die Gesamthöhe wurde zu $h = 8\ \lambda$ und die Höhe der Vakuumschicht zu $2\ \lambda$ gewählt. Das Metallisierungsverhältnis $\eta$ entspricht mit 0.5 wie die Metallisierungshöhe $h_{met}$ von 100 nm den Versuchwerten. Zur Reduktion der Rechenzeit vor allem in der harmonischen Analyse wird eine Netzdichte von 24 Elementen pro Wellenlänge in den folgenden Versuchen verwendet. Bedingt durch die nicht exakt bekannten Materialdaten für dünne Schichten erscheint eine höhere Diskretisierung auch nicht sinnvoll.

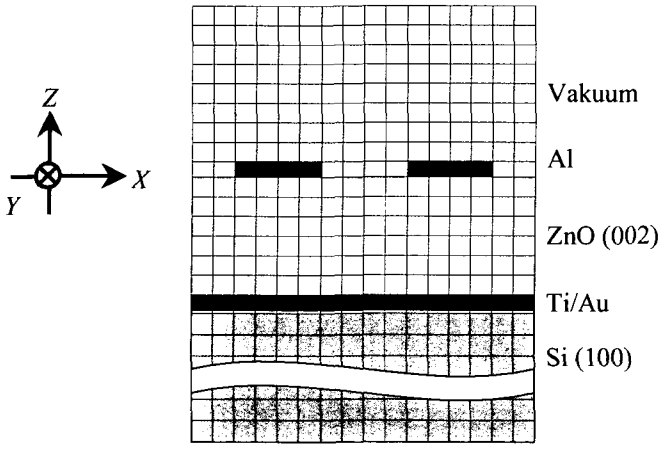



**Abbildung 5.7:** Ausschnitt aus dem Simulationsmodell des Schichtsystems bestehend aus Si/Ti/Au/ZnO mit Aluminium-Finger ($\eta = 0.5$, $h_{met} = 100$ nm) und Vakuumschicht auf der Oberfläche

### *5.4.1 Modale Analyse*

Die Auslenkungen sowie das elektrische Potential sind in Abbildung 5.8 am deformierten Modell für die ersten beiden Rayleighmoden dargestellt. Wie in Kapitel 4.2.2 bereits besprochen, kommt es durch das Schichtsystem zu einer Belastung der Oberfläche des Substrats, damit zur Reduktion der effektiven OFW-Geschwindigkeit und zum Auftreten von Rayleighmoden höherer Ordnung [79]. Die Auslenkungsverteilung der Grundmode entspricht im wesentlichen jener von ungestörten Rayleighwellen, während Rayleighmode II vor allem in der

metallischen Schicht geführt wird. Die Maxima der Auslenkung befinden sich hier nicht mehr auf der Oberfläche, sondern zwischen der ZnO- und der Goldschicht.

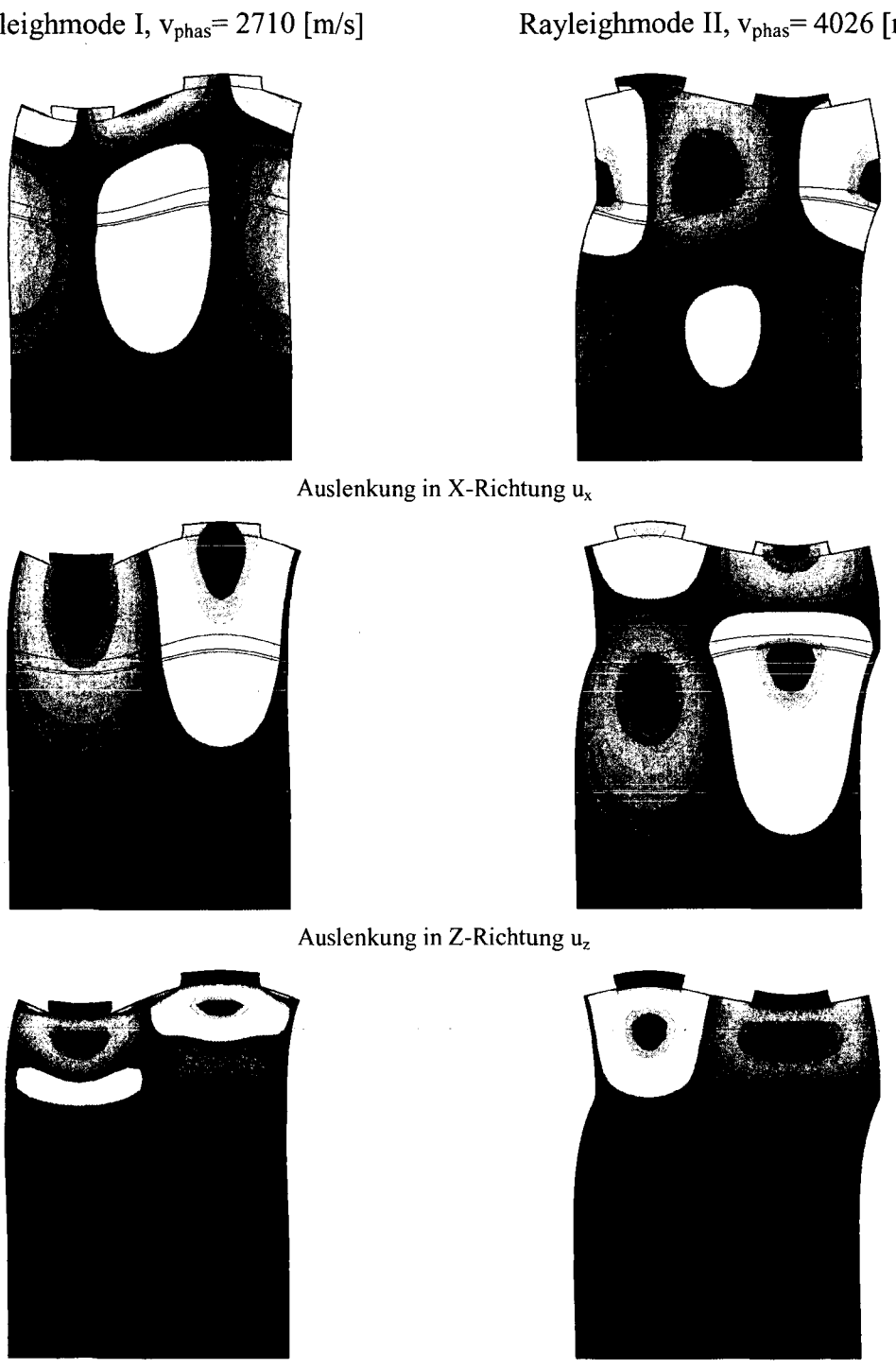



**Abbildung 5.8:** Modale Analyse im kurzgeschlossenen Gitter: Rayleighmode I und II. (Farbcodierung: blau entspricht dem minimalen und rot dem maximalen Wert der jeweils dargestellten Größe).

Im Unterschied zu Rayleighmode II tritt bei Mode I, bedingt durch die Influenzladungsverteilung oberhalb der Metallschicht, ein Nulldurchgang im Potential der Grundmode auf. Dieser Potentialverlauf führt, wie im Folgenden gezeigt wird, zu einer geringeren effektiven piezo-

elektrischen Kopplung der Grundmode im Vergleich zu höher angeregten Mode.

### *5.4.2 Harmonische Analyse*

In Abbildung 5.9 ist ein FEM-Rechnungs- Messungsvergleich der Admittanz $Y_{11}$ für einen Eintorresonator mit $\lambda$ gleich 2.2 µm dargestellt. In der Frequenzlage stimmen beide simulierten Moden sehr gut mit den in der Messung gefundenen überein (gestrichelte Kurve in Abbildung 5.9). Der Unterschied in der Steigung der simulierten und der gemessenen Kurve wird durch eine zusätzliche Parallelkapazität aufgrund der Anschlusskontakten im realen Bauteil verursacht. Durch die endliche Struktur des tatsächlichen Resonators kommt es zum Auftreten eines Nebenmaximums bei Mode II, welches in der Simulation aufgrund des idealen Stopbandes, bedingt durch die symmetrische Randbedingung, nicht abgebildet wird. Die Anregung der Grundmode ist in der Simulation im Vergleich zur Messung schwächer, da Dämpfungsmechanismen bis auf einen Rayleighterm von $10^{-7}$ nicht berücksichtigt werden.

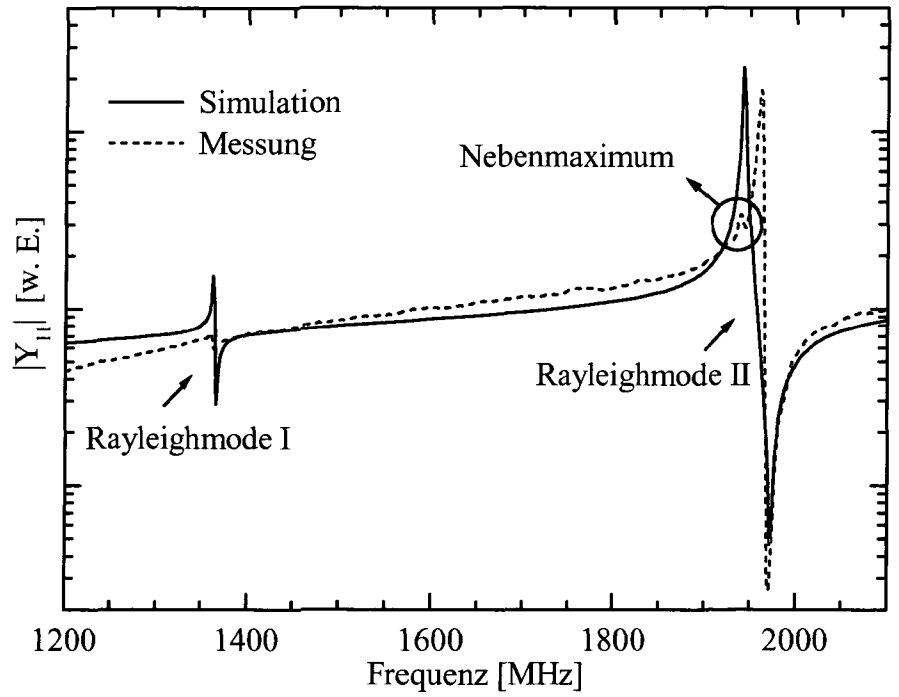



**Abbildung 5.9:** FEM-Rechnungs- Messungsvergleich ($h_{ZnO}$ = 250 nm, $\lambda$ = 2.2 µm)

In Tabelle 5.1 ist die relative Frequenzversatz zwischen der simulierten und gemessenen Admittanz zusammengefasst. Mit steigender Wellenlänge und ZnO-Schichtdicke nimmt die Abweichung zwischen der Messung und der FEM-Rechnung zu.

| $\lambda$ [µm] | $h_{ZnO}$ [nm] | 250 | 500 | 750 |
|---|---|---|---|---|
| 1.6 | Mode I | - | -0.55 | 0.02 |
| | Mode II | -1.01 | -0.25 | 0.86 |
| 2.2 | Mode I | 0.15 | -0.08 | 0.57 |
| | Mode II | 1.18 | 1.85 | 2.11 |
| 3.2 | Mode I | 2.25 | 0.93 | - |
| | Mode II | 2.24 | 4.04 | 4.08 |

**Tabelle 5.1:** Relative Abweichung des Simulationswertes der Mittenfrequenz vom Messwert in Prozent

Da herstellungsbedingt die Variation der ZnO-Schichtdicke mit zunehmender Schichtdicke steigt, weicht die nominelle in der Simulation berücksichtigte Schichtdicke von der tatsächlichen stärker ab. Aus diesem Grund steigt der Frequenzversatz zwischen Rechung und Messung proportional mit der Schichtdicke. Alle Testbauteile befinden sich auf einem Wafer und weisen daher auch dieselbe Metallisierungshöhe mit einer Al-Schichtdicke von 100 nm auf. In der Simulation wurde aber eine relative Metallisierungshöhe von 6.25 % berücksichtigt, die folglich nur exakt für das Bauteil mit $\lambda = 1.6$ µm zutrifft. Da nun in der Simulation die Massenbelastung der Oberfläche mit steigender Wellenlänge unterschätzt wird, steigt auch die Abweichung zwischen Messung und Rechung proportional mit der Wellenlänge an.

*a) Piezoelektrischer Kopplungskoeffizient $k^2$*

Der piezoelektrische Kopplungskoeffizient $k^2$ wurde nach [101] direkt aus der Admittanz der simulierten Kurve bestimmt. Die Vorraussetzungen für die Anwendung dieser Methode zur Bestimmung von $k^2$ werden in Anhang B detailliert beschrieben. Der Kopplungskoeffizient nimmt proportional mit der ZnO-Schichtdicke von 250 auf 750 nm zu. Für die Grundmode findet man Werte zwischen 0.12 % und 0.41 % für die Rayleighmode II werden Werte zwischen 1.37 % und 3.19 % bestimmt. Der Koeffizient der beiden Moden unterscheidet sich um fast eine Größenordnung. Dieses Verhalten lässt sich anschaulich mit der Darstellung der dielektrischen Verschiebung $D_i$ auf der unverformten Geometrie des Modells darstellen (Abbildung 5.10). Ausgelöst durch die Influenzladungsverteilung oberhalb der metallischen Schicht wie in Abbildung 5.8 gezeigt, kommt es in der Grundmode zusätzlich zu der vertikalen auch zu einer horizontalen dielektrischen Feldkomponente. Für die Rayleighmode II ist die dielektrische Feldrichtung unter der Elektrode parallel zu der in der Abbildung nur schematisch angedeuteten c-Achse des piezoelektrischen ZnO. Während im ersten Fall die c-Achse durch das Feld nur verkippt wird, wird in der Rayleighmode II die piezoelektrische Achse direkt durch das sich ausbildende Feld gestaucht oder gestreckt. Aufgrund der größeren dielektrischen Feldkomponente parallel zur c-Achse, ist daher die effektive Kopplung der Mode II höher als jene der Grundmode.

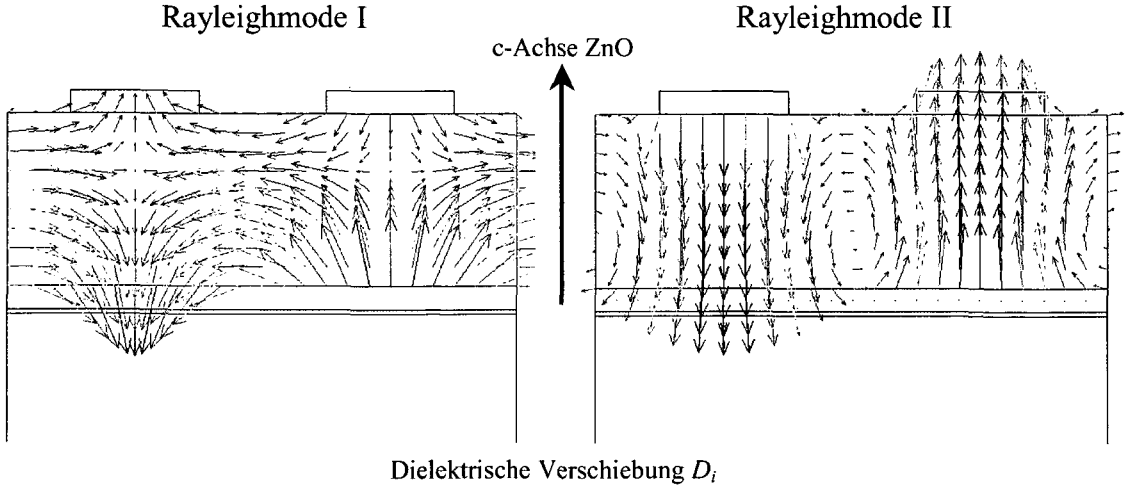



**Abbildung 5.10:** Dielektrische $D_i$ Verschiebung berechnet in der modalen Analyse im kurzgeschlossenen Gitter eines Schichtsystems bestehend aus Si/Ti/Au/ZnO/Al: Rayleighmode I und II (Farbcodierung: rot ist das Maximum bzw. blau das Minimum der vektoriell dargestellten Größe).

*b) Reflexionskoeffizient*

Die piezoelektrisch durch einen Wandler eingekoppelte akustische Energie in einem OFW-Resonator wird durch Reflexion der akustischen Welle am Reflektor im Resonanzraum gehalten. Der Reflexionskoeffizient eines Reflektors selbst, ist nach [102] proportional zu $\tanh(n\rho)$, wobei $n$ die Anzahl der Finger und $\rho$ der Reflexionskoeffizient eines Einzelstreifens des Reflektors ist. Zum Design von OFW-Resonatoren mit hoher Güte und zur Bestimmung der dafür benötigten Anzahl der Finger eines dichten Reflektors ist daher die Kenntnis von $\rho$ unerlässlich. Dieser wichtige Designparameter lässt sich nach [91] aus den OFW-Geschwindigkeiten an der unteren $v_u$ bzw. an der oberen $v_o$ Stopbandkante bestimmen:

$$\rho = \pi \cdot \frac{(v_u - v_o)}{(v_u + v_o)}. \qquad (5.12)$$

Die Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten der Rayleighmode II vom Metallisierungsverhältnis und der Wellenlänge ist für das oben beschriebene Schichtsystem mit einer ZnO-Schichtdicke von 250 nm in Abbildung 5.11 dargestellt. Für ein Metallisierungsverhältnis zwischen 0.3 und 0.4 wird eine Nullstelle in der Reflexion gefunden. Die Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten wird von der Simulation (durchgezogene Kurve in Abbildung 5.11) gut beschrieben, jedoch kommt es im Vergleich zur Messung aufgrund der herstellungsbedingten Variation des Metallisierungsverhältnisses $\eta$ zu einer kleinen quantitativen Abweichung. Für das hier betrachtete Schichtsystem lässt sich schließen, dass ein Metallisierungsverhältnis von ~ 0.7 vorteilhaft für das Design von Resonatorbauteilen hoher Güte ist.
Aufgrund der geringen piezoelektrischen Kopplung der Rayleighmode I konnte messtechnisch der Reflexionskoeffizient für diese Mode nicht bestimmt werden.

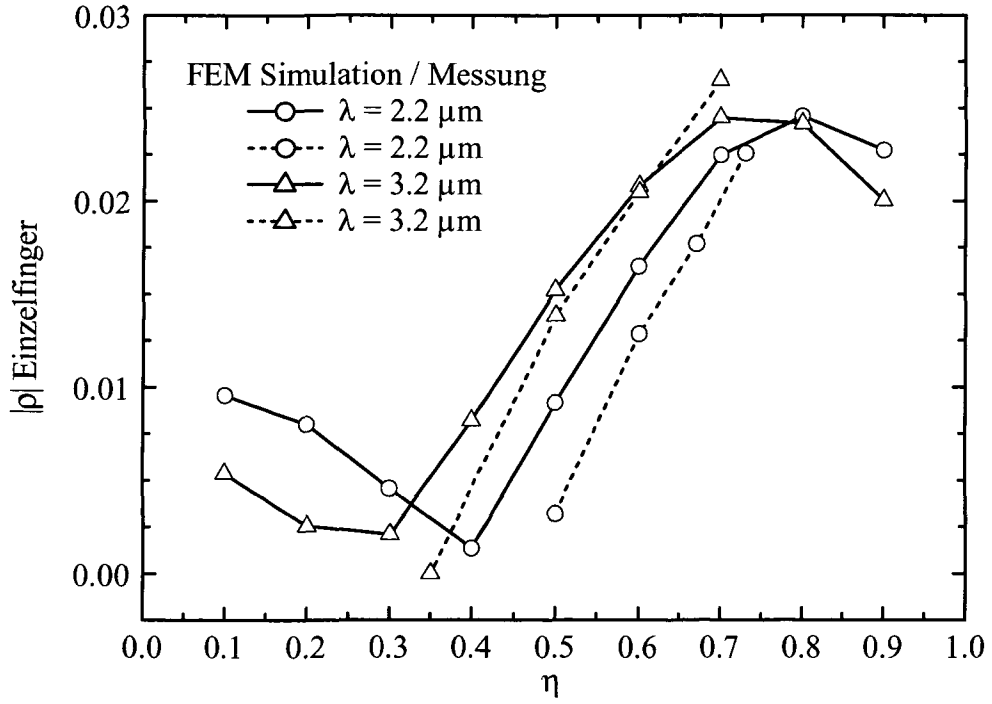



**Abbildung 5.11:** Reflexionskoeffizient $\rho$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge $\lambda$ und dem Metallisierungsverhältnis $\eta$ für die Rayleighmode II ($h_{met}$ = 100 nm, $h_{ZnO}$ = 250 nm).

## 5.5 PIEZOELEKTRISCHE ANREGUNGSSCHICHTEN FÜR ABSTIMMBARE RESONATOREN

Zur Simulation des in Kapitel 4.1.2 besprochenen abstimmbaren piezoelektrischen Resonators auf einer magnetostriktiven Schicht müssen zur Implementierung des ΔE-Effekts im entsprechenden FEM-Modell einige Vereinfachungen vorgenommen werden. Prinzipiell wäre die isotrope Magnetostriktion einfach in eine FEM-Formulierung zu integrieren, da es sich aber bei Verschiebungen der Magnetisierung oder der Bewegung von Domänenwänden um mikroskopische Effekte handelt, die Ausbreitung der OFW jedoch als makroskopischer Effekt in der Simulation betrachtet wird, wäre die benötigte Diskretisierung und damit der Rechenaufwand zu hoch für eine sinnvolle Anwendung. Zusätzlich wurde in Kapitel 2.4.3 gezeigt, dass die Änderung des Spannungszustandes (Magnetostriktion) vernachlässigbar gegenüber einer Änderung des E-Moduls für die Ausbreitungseigenschaften der OFW in diesem Material sind, wenn die Änderung des elastischen Moduls groß ist. Für Materialien wie FeCoSiB mit einer Sättigungsmagnetostriktion von maximal 45 ppm und einem ΔE-Effekts von bis zu einem Faktor 2 ist dies gegeben. Aus diesem Grund wird der Magnetostriktionseffekt in den folgenden Simulationen vernachlässigt, d. h. der Spannungszustand zwischen den einzelnen Schichten bleibt bei einer Änderung des E-Moduls der ΔE-Schicht konstant. Herstellungsbedingt kommt es neben dem Magnetostriktionseffekt aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnung der einzelnen Schichten zusätzlich zu mechanischen Verspannungen im realen Bauteil. Da diese Verspannungen zwischen den einzelnen Schichten messtechnisch nicht direkt zugänglich sind, sondern nur der Gesamtspannungszustand des Schichtsystems selbst, wird auch dieser Spannungsbeitrag in der Simulation vernachlässigt.
Der ΔE-Effekt wird in der Simulation durch die entsprechende Veränderung der Steifigkeit der FeCoSiB-Schicht in den Materialdaten berücksichtigt. Die verwendeten Materialdaten sind in Anhang D.1 beigefügt. Während der Simulation wird der elastische Modul ausgehend von einem Wert in der magnetischen Sättigung von $1.65 \cdot 10^{11}$ N/m² [103] schrittweise auf ein minimales E-Modul von $1.25 \cdot 10^{11}$ N/m² abgesenkt, wobei sowohl die Dichte als auch die Querkontraktion des Materials konstant gehalten wird. Damit ist in der FEM-Rechnung ein vereinfachtes Modell des ΔE-Effekts mit einer maximalen Änderung des E-Moduls von 32 % integriert. In der Simulation werden zur Berücksichtigung des ΔE-Effekts nur die Materialdaten geändert. Der tatsächliche physikalische Effekt ist nicht modelliert. Die im realen Bauteil auftretende Wechselwirkung zwischen einem angelegten magnetischen Feld zur Abstimmung der ΔE-Schicht und der durch die OFW anregenden HF-Spannung hervorgerufenen Induktion wird daher im Modell nicht berücksichtigt. Ebenfalls vernachlässigt werden die zusätzlich auftretenden magnetischen Dämpfungseffekte. Die Dämpfung wird pauschal mit einem Rayleigh-Dämpfungsbeitrag von $10^{-7}$ modelliert, um in der harmonischen Analyse einen analytisch bestimmbaren Realteil der Admittanz zu finden, wie bereits in Kapitel 5.2.2 diskutiert.
Das bestehende FEM-Modell wird auf das Schichtsystem erweitert, entsprechend dem in Kapitel 4.1.2 vorgestellten magnetisch abstimmbaren Resonator, siehe Abbildung 5.12. Die gesamte Modellhöhe beträgt 10 $\lambda$, wobei die Vakuumschicht 2 $\lambda$ davon einnimmt. Die FeCoSiB-Schicht bildet das Substrat mit einer Dicke von ~ 7 $\lambda$. Als piezoelektrische Anregungsschicht wird vorerst sowohl Aluminiumnitrid (AlN) als auch Zinkoxid (ZnO) betrachtet. In beiden Fällen wird eine Titan-Haftvermittlungsschicht mit einer Dicke von 10 nm modelliert. Für AlN wird eine Aluminium-, für ZnO eine Gold-Texturschicht mit jeweils 100 nm Dicke

im Modell berücksichtigt. Die Aluminium-Elektroden werden mit einer Metallisierungshöhe von 100 nm und einem $\eta$ von 0.73 auf der Oberfläche des FEM-Modells generiert, um hohe Reflexion, entsprechend dem Ergebnis von Kapitel 5.4.2, zu gewährleisten.

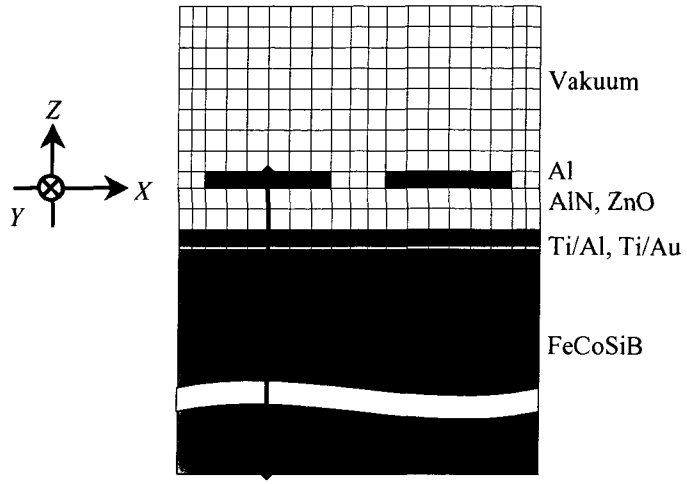



**Abbildung 5.12:** Simulationsmodell des Schichtsystems mit Aluminium-Finger und Vakuumschicht auf der Oberfläche. Schematische Darstellung des Auswertepfades für Auslenkungen (◆⟶◆)

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW im beschriebenen Schichtsystem in Abhängigkeit vom elastischen Modul der ΔE-Schicht ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Neben den Geschwindigkeiten im Schichtsystem ist zusätzlich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW auf einer dicken AlN- bzw. einer ZnO-Schicht ($h > 8\ \lambda$), die OFW-Geschwindigkeit der reinen FeCoSiB-Schicht ohne weitere Anregungsschicht und die Volumenwellengeschwindigkeit der FeCoSiB-Schicht (durchgezogene Linie mit Quadraten) dargestellt. Letztere ergibt sich aus: $v = (E/\rho)^{0.5}$ mit $E$ dem E-Modul und $\rho$ der Dichte der FeCoSiB-Schicht.

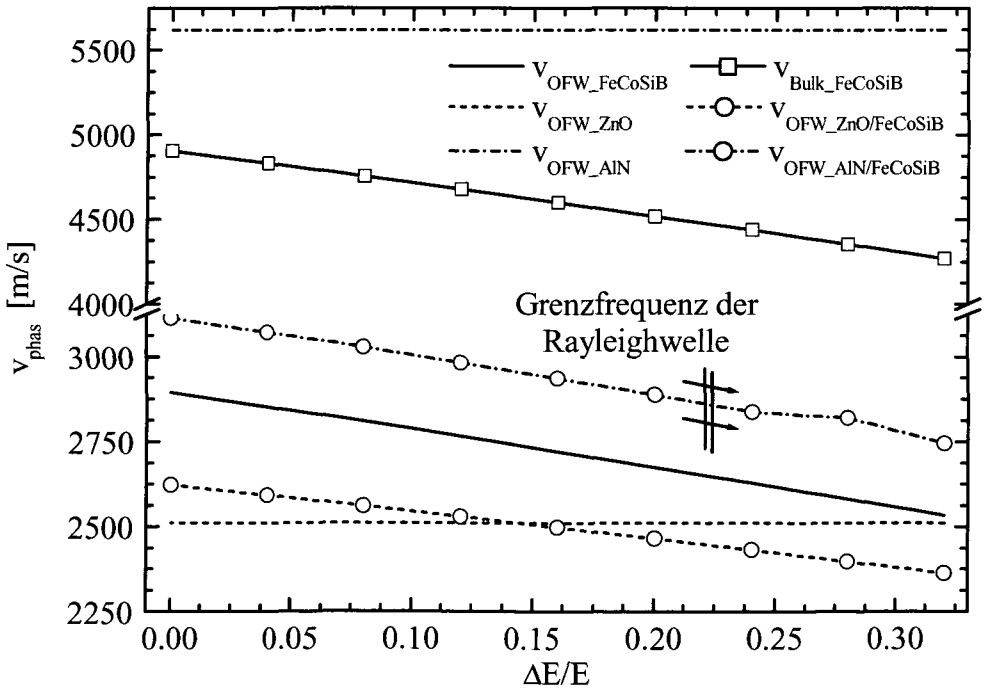



**Abbildung 5.13:** OFW-Geschwindigkeit der piezoelektrischen Anregungsschichten AlN und ZnO, der ΔE-Schicht FeCoSiB und der Schichtkombinationen in Abhängigkeit des elastischen Moduls der ΔE-Schicht

Die Geschwindigkeit der OFW auf der dicken AlN-Schicht (strichpunktierte Linie) ist wesentlich höher als jene auf der ΔE-Schicht (durchgezogene Linie). Durch die Kombination dieser beiden Schichten kommt es daher zu einer Versteifung der als Substrat verwendeten ΔE-Schicht und damit zu einer Erhöhung der effektiven OFW-Geschwindigkeit (strichpunktierte Linie mit Kreisen). Bei Erniedrigung des elastischen Moduls kommt es zum Auftreten einer Grenzfrequenz für die OFW, bei der die OFW in die Volumenwelle des Substrats einkoppelt (langsame Scherwelle). Wie bereits in Kapitel 4.2.2 diskutiert, tritt dieses Verhalten auf wenn eine Schicht mit hoher OFW-Geschwindigkeit mit einem Substrat geringer OFW-Geschwindigkeit kombiniert wird. Die erreichbare relative Verschiebung der Mittenfrequenz eines so realisierten Bauteils wird durch das Grenzfrequenzverhalten der OFW begrenzt.
Im Gegensatz dazu ist die Geschwindigkeit der dicken ZnO-Schicht (gestrichelte Linie) wesentlich langsamer als jene der ΔE-Schicht. Die effektive OFW-Geschwindigkeit bei Kombination dieser beiden Schichten wird daher erniedrigt (gestrichelte Linie mit Kreisen). In diesem Fall weist die OFW keine Grenzfrequenz auf. Die theoretisch erreichbare Abstimmbarkeit ist nicht begrenzt. Die Geschwindigkeit des Schichtsystems wird dabei allerdings geringer als die OFW-Geschwindigkeit der dicken ZnO-Schicht selbst. Dies verursacht die geringe OFW-Ausbreitungsgeschwindigkeit der Gold-Texturschicht (~ 1442 m/s), die zusätzlich die effektive Geschwindigkeit im Schichtsystem verringert.
Um das Einkoppeln der OFW in die Volumenwelle anschaulich zu erklären, ist in Abbildung 5.14 und in Abbildung 5.15 die Auslenkungsverteilung in Z-Richtung $u_z$ in Abhängigkeit von dem elastischen Modul der ΔE-Schicht für die beiden piezoelektrischen Anregungsschichten dargestellt. Die Auslenkung wird dabei an dem in Abbildung 5.12 dargestellten Pfad ermittelt.

*a) Aluminiumnitrid*

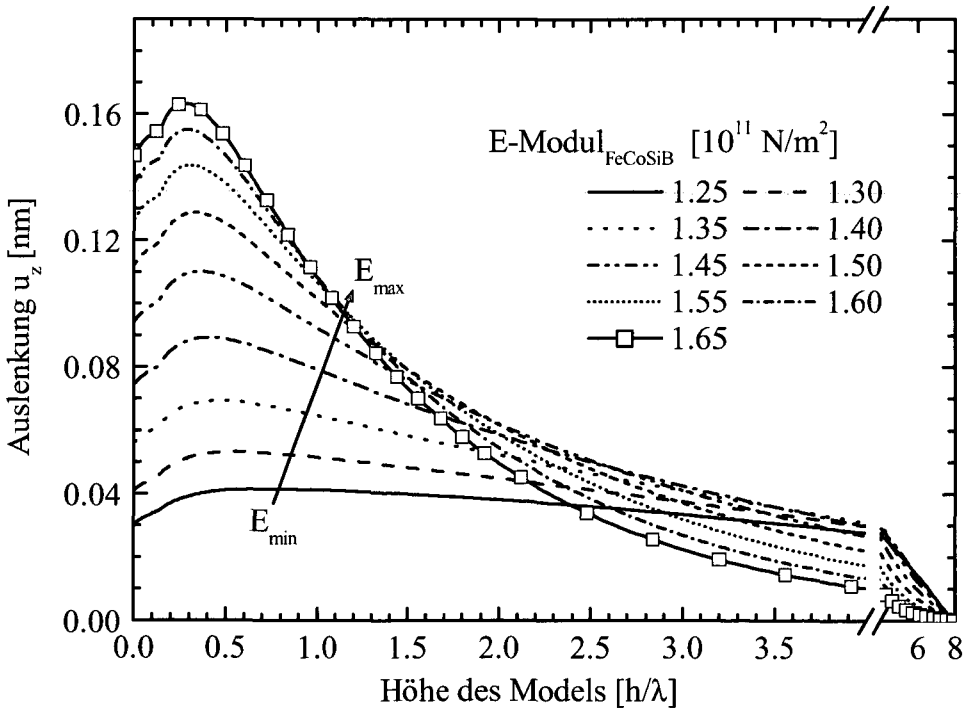



**Abbildung 5.14:** Auslenkung $u_z$ in Abhängigkeit der Modelltiefe und des elastischen Moduls der FeCoSiB-Schicht für AlN als Anregungsschicht. Die Reduktion des E-Moduls der ΔE-Schicht führt zur Abstrahlung von Volumenwellen und verursacht eine Grenzfrequenz für die Anregung von Rayleighwellen.

Für AlN als Anregungsschicht ist schon für das maximale E-Modul der ΔE-Schicht die Eindringtiefe der OFW mit ~ 6 $\lambda$ im Vergleich zu OFW auf einem Standard-Substrat sehr hoch, wie z. B. Quarz mit einer Eindringtiefe von ~ 1.5 $\lambda$ [77]. Bei der Reduktion des elastischen Moduls der ΔE-Schicht kommt es zu einer weiteren starken Zunahme der Eindringtiefe der Welle. Bei dem minimalen E-Modul von $1.25 \cdot 10^{11}$ N/m², bedingt durch das Einkoppeln der OFW in die Volumenwelle, übersteigt die Eindringtiefe der sich ausbreitenden Welle die Höhe des FEM-Modells selbst. Aus der Auslenkungsverteilung ist klar ersichtlich, dass die Auslenkung in Z-Richtung nur durch die harte Zwangsrandbedingung am unteren Ende des Modells (siehe Kapitel 5.2.2 c) zu Null gesetzt wird.
Ein abstimmbarer Resonator mit einer AlN-Anregungsschicht, wie in diesem Beispiel betrachtet, kann maximal um ~ 7 % in der Mittenfrequenz verstimmt werden bis die Grenzfrequenz der Anregung von OFW erreicht wird. Durch die Reduktion der AlN-Schichtdicke kann die effektive OFW-Geschwindigkeit des Schichtsystems verringert und das Grenzfrequenzverhalten zu größeren Abstimmbarkeiten hin verschoben werden. Damit verringert sich aber die effektive piezoelektrische Kopplung der Schicht. Selbst wenn die Reduktion der Kopplung in Kauf genommen wird, ist eine Abstimmbarkeit von mindestens 30 % aufgrund des Grenzfrequenzverhaltens der OFW mit einer AlN-Anregungsschicht nicht zu erreichen.

*b) Zinkoxid*

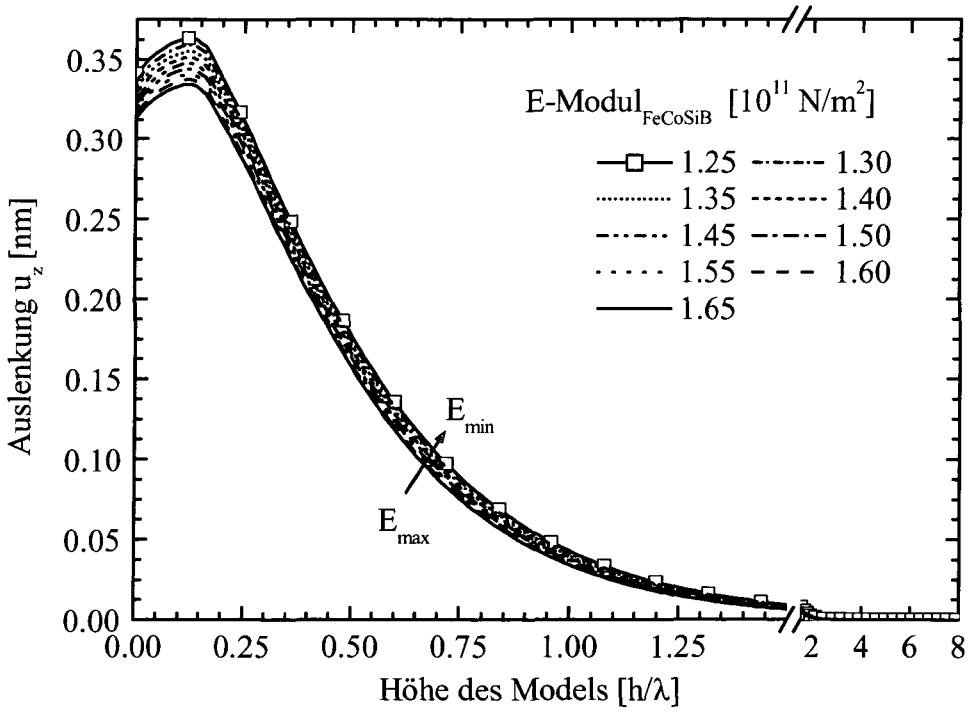



**Abbildung 5.15:** Auslenkung $u_z$ in Abhängigkeit der Modelltiefe und des E-Moduls der FeCoSiB-Schicht für ZnO als Anregungsschicht. Die Variation des E-Moduls beeinflusst die Eindringtiefe der Welle nicht wesentlich.

Für ZnO als piezoelektrische Anregungsschicht verändert sich die Eindringtiefe der OFW von ~ 1.5 $\lambda$ nur unwesentlich in Abhängigkeit des elastischen Moduls der ΔE-Schicht. Die maximale Auslenkung in Z-Richtung $u_z$ wird bei minimalem E-Modul erreicht und reduziert sich bei Erhöhung des elastischen Moduls der FeCoSiB-Schicht. Die Auslenkungsverteilung in Z-Richtung $u_z$ dieses Schichtsystems zeigt das typische Verhalten einer Rayleighwelle [77] im

Unterschied zum vorhergehenden Fall mit einer AlN-Anregungsschicht.
Die maximal erreichbare relative Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des elastischen Moduls der ΔE-Schicht wird für beide Schichtsysteme mit der harmonischen Analyse berechnet (Abbildung 5.16). Die höhere Eindringtiefe der OFW bei einer AlN-Anregungsschicht bedingt im Vergleich zum Schichtsystem mit ZnO, dass ein größerer Teil der akustischen Energie in der ΔE-Schicht transportiert wird. Aus diesem Grund weist dieser Aufbau bei gegebenem ΔE-Effekt eine größere relative Frequenzverschiebung auf (gestrichelte Linie in Abbildung 5.16). Die maximal erreichbare Abstimmbarkeit wird jedoch durch das Grenzfrequenzverhalten der Rayleighwelle auf ~ 7 % beschränkt, während für den zweiten Aufbau mit einer ZnO-Anregungsschicht bei einem ΔE-Effekt von 32 % eine maximale relative Frequenzverschiebung von ~ 11 % realisiert werden kann. Diese Abstimmbarkeit ist aufgrund der endlichen ZnO-Schichtdicke geringer als die theoretisch erreichbare von ~ 14 %. Sie kann jedoch durch die Optimierung des Schichtsystems erhöht werden (Reduktion der ZnO-Schichtdicke).

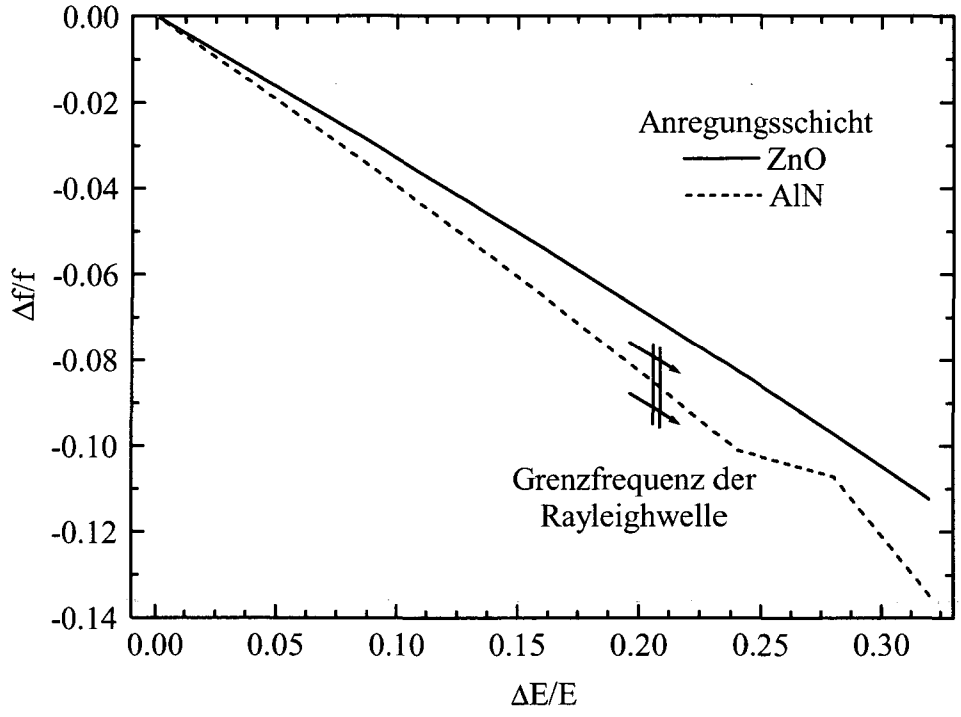
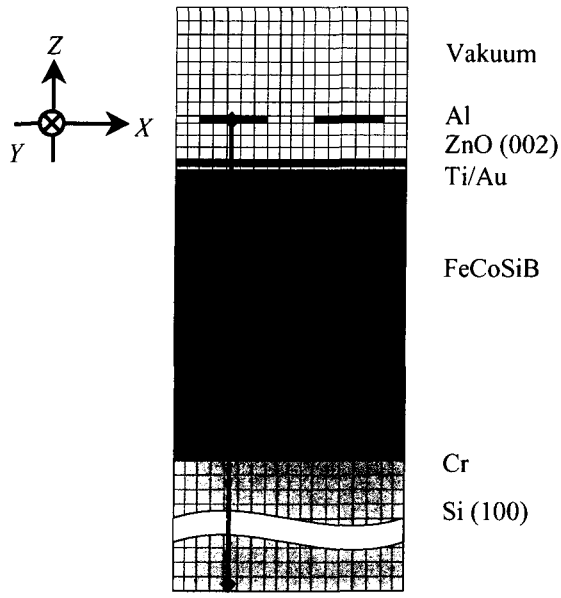



**Abbildung 5.16:** Vergleich der erreichbaren relativen Frequenzverschiebung eines Schichtsystems nach Abbildung 5.12 in Abhängigkeit des elastischen Moduls der ΔE-Schicht (FeCoSiB) für die piezoelektrischen Anregungsschichten ZnO und AlN

Aufgrund des Grenzfrequenzverhaltens wird die Variante des Aufbaus mit AlN nicht weiter in Betracht gezogen. Nur für ΔE-Schichten mit wesentlich höherer Rayleighwellengeschwindigkeit als FeCoSiB wäre AlN als Alternative zu ZnO denkbar, wenn man zusätzlich die geringere piezoelektrische Kopplung im Vergleich zu ZnO in Kauf nimmt.
In den folgenden Kapitel 5.6 und 5.7 werden daher zwei Aufbauvarianten mit ZnO als piezoelektrische Anregungsschicht diskutiert. Mit den optimalen Schichtkonfigurationen für diese beide Varianten werden schließlich Bauteile realisiert.

## 5.6 AUFBAU ENTSPRECHEND DEM DIREKTEN VERFAHREN

Die detaillierte Beschreibung der Schichtkonfiguration des im folgenden diskutierten FEM-Modells erfolgt in Kapitel 6.2.1. Dort wird die Herstellung eines Testbauteils beschrieben, die als ‚direktes Aufbauverfahren' bezeichnet wird. Die Schichtkonfiguration wird auf einem Siliziumsubstrat realisiert. Darauf folgt ein Schichtsystem beginnend mit einer Chrom-Haftschicht, der FeCoSiB-Schicht, einer Titan-Haftschicht sowie einer Gold-Texturschicht für die darauf folgende piezoelektrische ZnO-Schicht. Die ZnO-Schichtdicke $h_{ZnO}$ wird in der Simulation variiert. Die jeweiligen Dicken der verbleibenden Schichten sowie das Metallisierungsverhältnis $\eta$ bzw. die Höhe der Elektroden $h_{Al}$ kann aus der Abbildung 5.17 des FEM-Modells entnommen werden. Der ΔE-Effekt wird mit 32 % angenommen. Die in der Simulation verwendeten Materialdaten sind in Anhang D.1 beigefügt. Aufgrund der Komplexität des Schichtsystems und der damit verbundenen Vielzahl der mathematisch möglichen Eigenmoden wird ausschließlich eine harmonische Analyse durchgeführt, um nur die tatsächlich physikalisch anregbaren Schwingungseigenformen zu betrachten.




| Simulationsparameter: | |
|---|---|
| $\lambda$ | 1.6 – 3.2 µm |
| $\eta$ | 0.73 |
| $h_{VAC}$ | 2 $\lambda$ |
| $h_{Al}$ | 100 nm |
| $h_{ZnO}$ | 0 – 1 $\lambda$ |
| $h_{Au}$ | 100 nm |
| $h_{Ti}$ | 20 nm |
| $h_{FeCoSiB}$ | 4.5 µm |
| $E_{FeCoSiB}$ | $1.25 - 1.65 \cdot 10^{11}$ N/m² |
| $h_{Cr}$ | 20 nm |
| $h_{Modell}$ | 8 $\lambda$ |
| $(\phi_{elec1} - \phi_{elec2})$ | 1 V |

**Abbildung 5.17:** FEM-Modell entsprechend dem direkten Aufbauverfahren mit Simulationsparametern. Schematische Darstellung des Auswertepfades für Auslenkungen (◆—◆)

Der komplexe Leitwert $Y_{11}$ wird in der harmonischen Analyse aus dem angelegten hochfrequenten Elektrodenpotential $\phi$ und der induzierten Ladungsverteilung berechnet. Für einen elastischen Modul der ΔE-Schicht von $1.5 \cdot 10^{11}$ N/m² und einer ZnO-Schichtdicke von 450 nm ist der Verlauf der Admittanz für den beschriebenen Aufbau für eine Wellenlänge $\lambda$ von 1.6 µm in Abbildung 5.18 dargestellt. Neben der grundlegenden Rayleighmode I kommt es aufgrund der Belastung des Siliziumsubstrates durch die langsamere FeCoSiB-Schicht zur Anregung von höheren Rayleighmoden (hier dargestellt II,III und IV).
Betrachtet man die Auslenkungsverteilung in Z-Richtung $u_z$, die sich an dem in Abbildung 5.17 schematisch dargestellten Auswertepfad ergibt, so zeigt die erste Mode das typische exponentiell abklingenden Verhalten einer OFW innerhalb von ~1.5 $\lambda$. Für die höheren Ray-

leighmoden ergeben sich proportional zur Modenzahl $n$, $n$-1 Nulldurchgänge in der Auslenkung. Die Eindringtiefe dieser Moden ist im Vergleich zur Grundmode höher. Sie klingen erst an der Grenzschicht zwischen der FeCoSiB/Cr-Schicht und dem Silizium-Substrat in einer Tiefe von ungefähr 3 $\lambda$ ab. Die Auslenkungsverteilung der Grundmode sowie der höher angeregten Moden (II – IV) werden in Anhang D.4 am deformierten Modell dargestellt.

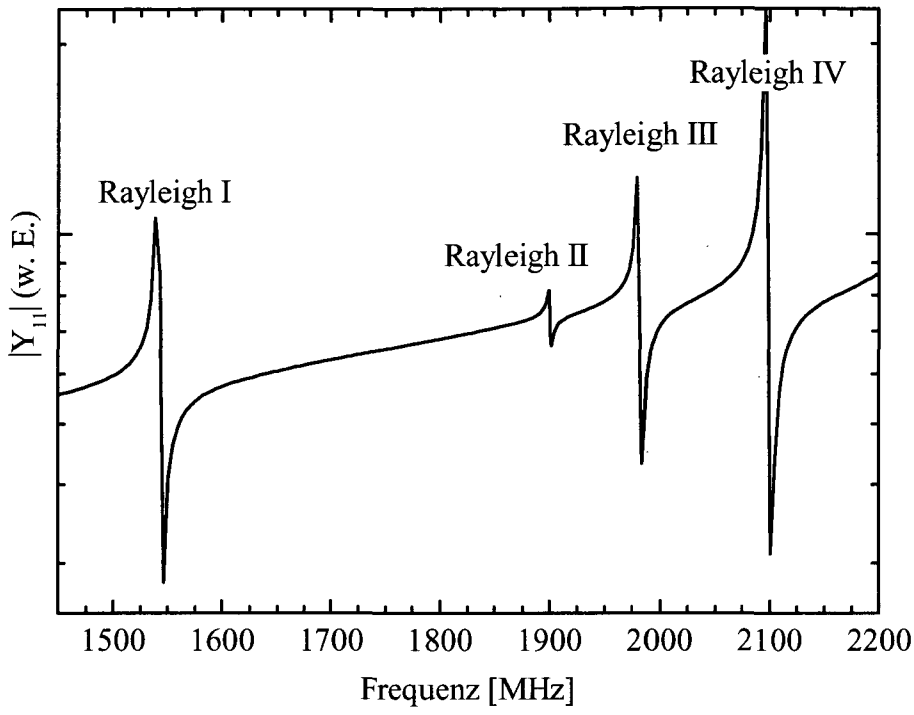



**Abbildung 5.18:** Admittanz $Y_{11}$: Neben der grundlegenden Rayleighmode I kommt es zur Anregung von weiteren Rayleighmoden höherer Ordnung II-IV ($h_{ZnO}$ = 450 nm, E-Modul$_{FeCoSiB}$ = $1.5 \cdot 10^{11}$ N/m², $\lambda$ = 1.6 µm)

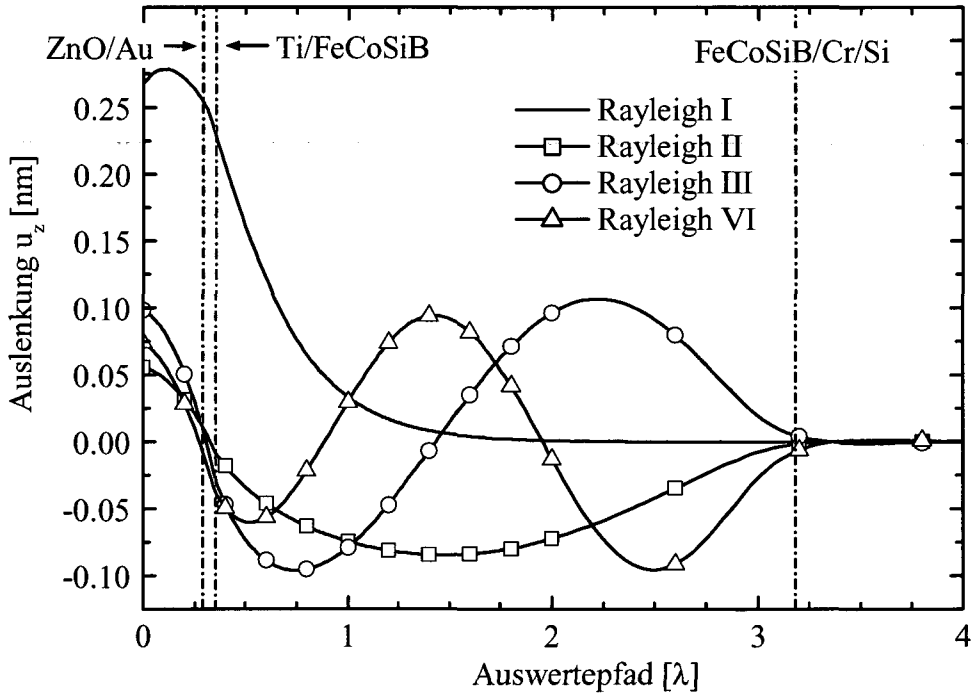



**Abbildung 5.19:** Auslenkungsverteilung $u_z$ am Auswertepfad, Schichtübergänge sind schematisch durch vertikale Linien skizziert ($h_{ZnO}$ = 450 nm, $\lambda$ = 1.6 µm, E-Modul$_{FeCoSiB}$ = $1.5 \cdot 10^{11}$ N/m²)

Die Abhängigkeit des piezoelektrischen Kopplungskoeffizient $k^2$ von der relativen Änderung des elastischen Moduls der FeCoSiB-Schicht ist in Abbildung 5.20 dargestellt. $k^2$ wurde nach [101] direkt aus der Admittanz bestimmt. Während die piezoelektrische Kopplung von Rayleighmode I mit zunehmendem ΔE-Effekt steigt, reduziert sich hingegen die Kopplung der höheren Rayleighmoden mit zunehmendem ΔE-Effekt.

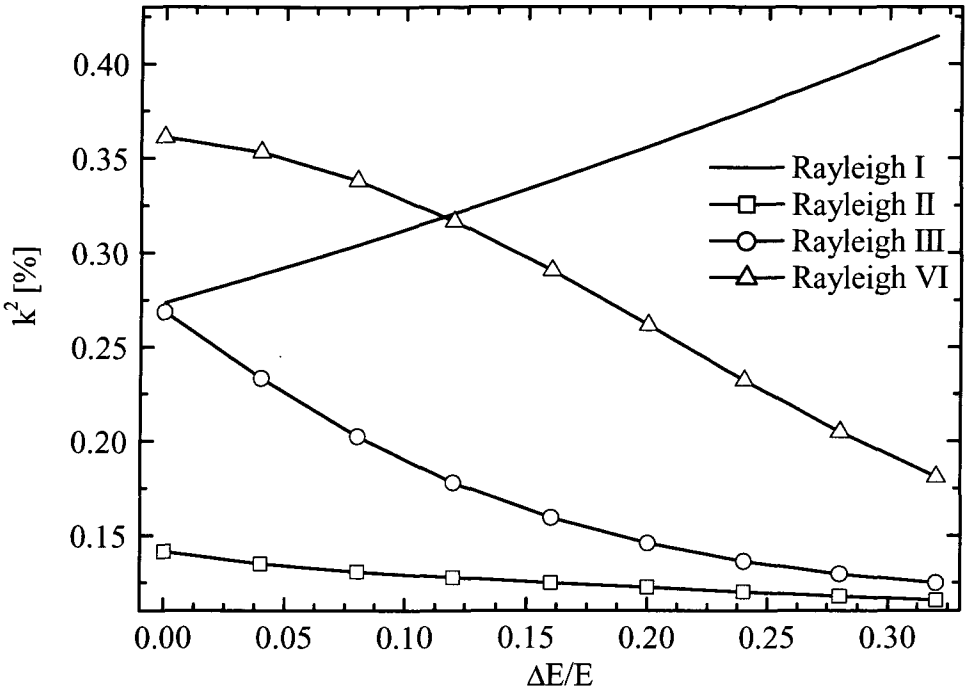



**Abbildung 5.20:** Kopplungskoeffizient in Abhängigkeit des elastischen Moduls der ΔE-Schicht ($\lambda$ = 1.6 µm)

Wird die erreichbare relative Frequenzverschiebung in Abhängigkeit von der Änderung des elastischen Moduls der FeCoSiB-Schicht betrachtet, so weist die Mode II bei gegebenem ΔE-Effekt von 32 % nahezu den theoretisch maximal erreichbaren Wert von ~14 % auf, während die Grundmode nur ungefähr die Hälfte dieses Wertes von ~ 7% aufweist (Abbildung 5.21). Dieses Ergebnis lässt sich mit der unterschiedlichen Auslenkungsverteilung der einzelnen Moden erklären. Die Dicke der ZnO-Anregungsschicht ist mit 450 nm größer als ein viertel der Wellenlänge von 1.6 µm. Dies bedeutet, dass nur ein Bruchteil der akustischen Energie der Rayleighwelle I, die nach Abbildung 5.19 ein exponentiell abklingendes Auslenkungsprofil aufweist, sich in der ΔE-Schicht fortpflanzt. Im Vergleich zur Grundmode sind die Auslenkungen in Z-Richtung der höheren Moden in der FeCoSiB-Schicht deutlich größer. Daher wirkt sich die Änderung des E-Moduls der ΔE-Schicht stärker aus und erhöht damit auch die erreichbare Abstimmbarkeit. Wird nun bei gleichbleibender Schichtkonfiguration mit $h_{ZnO}$ = 450 nm die Wellenlänge $\lambda$ der OFW von 1.6 µm auf 3.2 µm erhöht, so steigt bei Rayleighmode I bedingt durch die höhere Eindringtiefe der Anteil der akustischen Wellenenergie in der ΔE-Schicht. Aus Abbildung 5.22 ist ersichtlich, dass daher bei Abnahme der relativen ZnO-Schichtdicke ($h_{ZnO}/\lambda$) die maximal erreichbare relative Frequenzänderung von 7 % auf 11 % bei Rayleighmode I steigt. Bei Rayleighmode IV führt im Vergleich dazu die Abnahme der relativen ZnO-Schichtdicke zu einer Reduktion der Abstimmbarkeit von 11.5 % auf 10 %. Qualitativ weisen alle höheren Rayleighmoden dieses Verhalten auf. Für eine Maximierung der Abstimmbarkeit ist also entweder eine Reduktion der relativen ZnO-Schichtdicke und

damit die Betrachtung der Grundmode oder aber eine Erhöhung der relativen ZnO-Schichtdicke und die Betrachtung der höheren Rayleighmoden notwendig. Da jedoch die am weitesten abstimmbare Rayleighmode II auch die geringste piezoelektrische Kopplung $k^2$ aufweist und sich $k^2$ zusätzlich mit steigendendem ΔE-Effekt bei den höheren Rayleighmoden reduziert, wird eine Optimierung der Schichtkonfiguration nur für die Grundmode I durchgeführt.

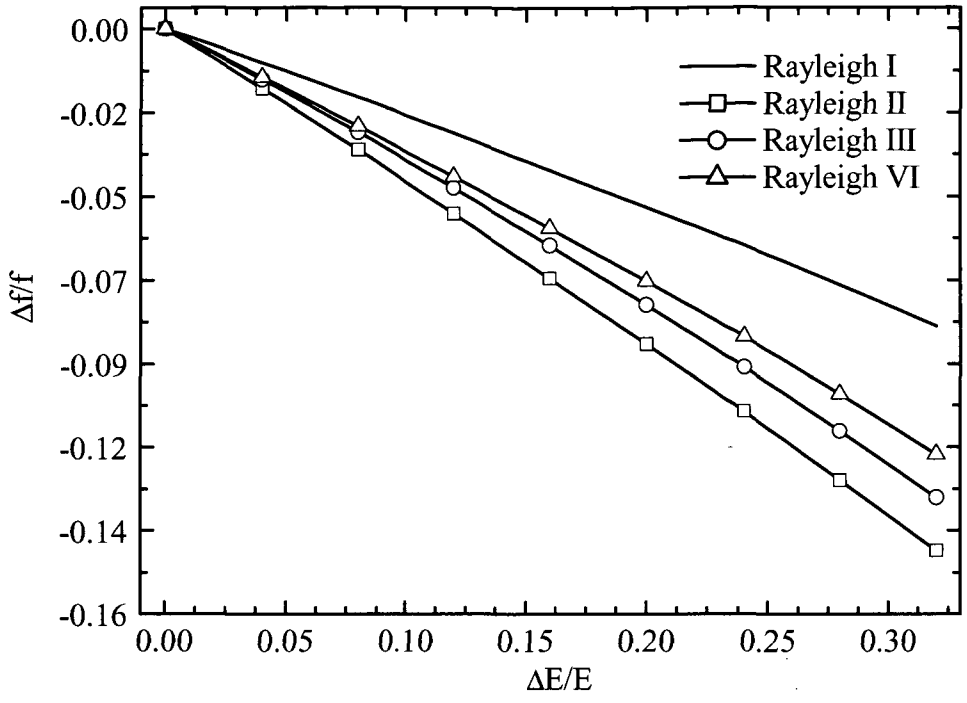



**Abbildung 5.21:** Relative Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des elastischen Moduls der ΔE-Schicht

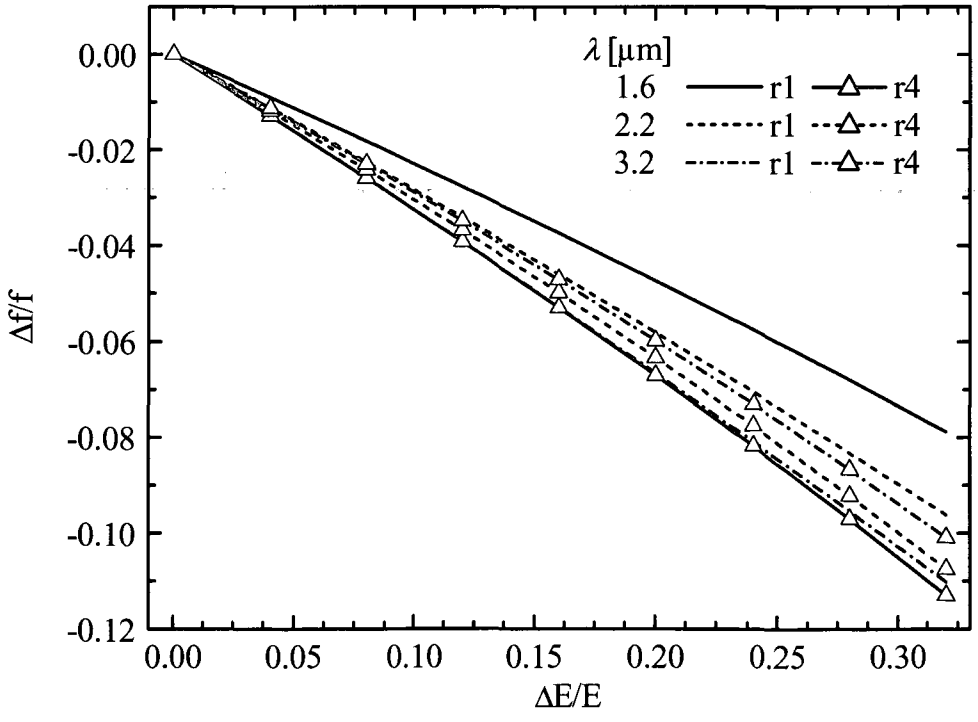



**Abbildung 5.22:** Relative Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des elastischen Moduls der ΔE-Schicht bei konstanter Schichtkonfiguration ($h_{ZnO}$ = 450 nm) im Vergleich für Rayleighmode I und IV

### *5.6.1 Optimierung der Schichtkonfiguration*

Zur Realisierung eines Bauteils mit maximaler Abstimmbarkeit bei gegebenem ΔE-Effekt muss die ZnO-Schichtdicke minimiert werden, wenn die grundlegende Rayleighmode I betrachtet wird. Dabei muss ein Kompromiss mit der minimal benötigten piezoelektrischen Kopplung der Einzelresonatoren zur Realisierung von Filtern mit mindestens 5 MHz Bandbreite getroffen werden. Im Folgenden wird exemplarisch für den oben beschriebenen Aufbau für eine Wellenlänge $\lambda$ von 1.6 µm eine Optimierung der ZnO-Schichtdicke durchgeführt. Diese Wellenlänge, die gering im Vergleich zur ΔE-Schichtdicke von 4.5 µm ist, wurde gewählt, um ein Abklingen der OFW innerhalb der ΔE-Schicht zu gewährleisten. In Abbildung 5.23 ist die Bandbreite des simulierten Resonators in Ladder-Type Verschaltung nach Formel 2.1 in Abhängigkeit von dem elastischen Modul der ΔE-Schicht und von der ZnO-Schichtdicke dargestellt. Für eine ZnO-Schichtdicke von 0.15 $\lambda$ ergibt sich ein Arbeitspunkt, bei dem die Bandbreite unabhängig vom E-Modul der FeCoSiB-Schicht konstant 4.8 MHz beträgt. Die piezoelektrische Kopplung ist in diesem Punkt ebenfalls nahezu unabhängig von der Änderung des E-Moduls und weist ein relatives Maximum auf (Abbildung 5.24). An diesem Punkt ließe sich daher ein abstimmbares Filter mit konstanter Filterfunktion realisieren. Im Arbeitspunkt ergibt sich bei einem ΔE-Effekt von 32 % eine relative Frequenzverschiebung von ~ 11 % (Abbildung 5.25). Wird die piezoelektrische Schichtdicke weiter reduziert, erhöht sich zwar die erreichbare Abstimmbarkeit auf ~ 12 %, jedoch ist in diesem Bereich die piezoelektrische Kopplung und somit die Filterfunktion vom E-Modul der ΔE-Schicht abhängig. Eine Steigerung der Bandbreite ist durch die Erhöhung der ZnO-Schichtdicke zu erreichen, dies reduziert jedoch wesentlich nach Abbildung 5.25 die erreichbare Abstimmbarkeit.

*a) Bandbreite*

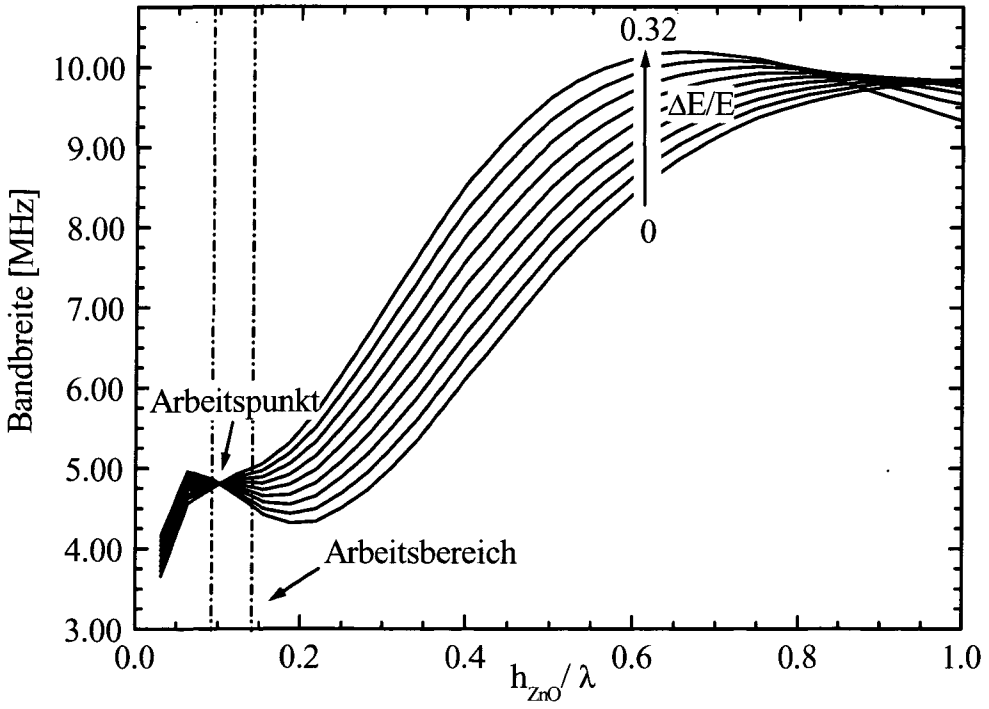



**Abbildung 5.23:** Erreichbare Bandbreite in Ladder-Type Verschaltung des simulierten Resonators in Abhängigkeit von der ZnO-Schichtdicke $h_{ZnO}$ und dem ΔE-Effekt der FeCoSiB-Schicht ($\lambda$ = 1.6 µm).

*b) Kopplungskoeffizient $k^2$*

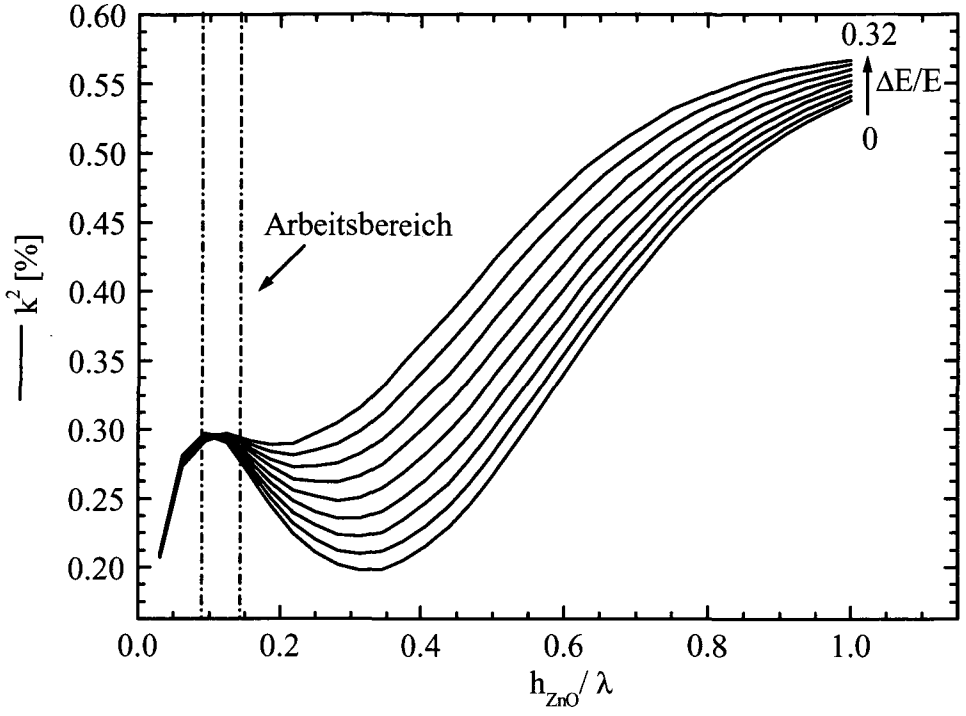



**Abbildung 5.24:** Piezoelektrischer Kopplungskoeffizient berechnet aus der Admittanz in Abhängigkeit von der ZnO-Schichtdicke $h_{ZnO}$ und der relativen Änderung des E-Moduls der FeCoSiB-Schicht ($\lambda$ = 1.6 µm).

*c) Abstimmbarkeit*

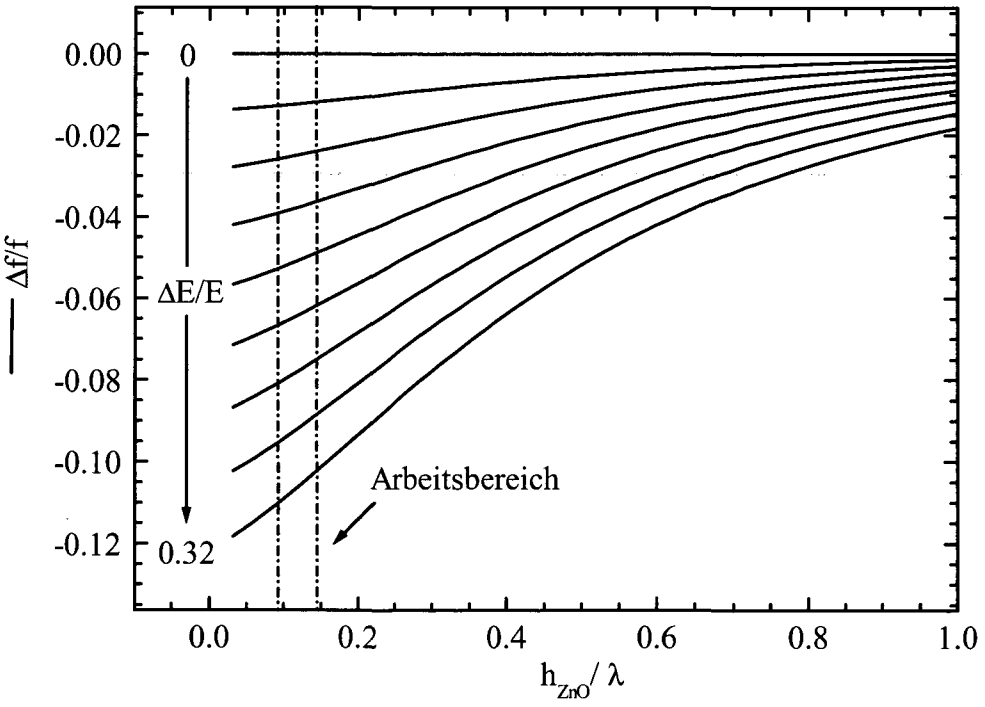
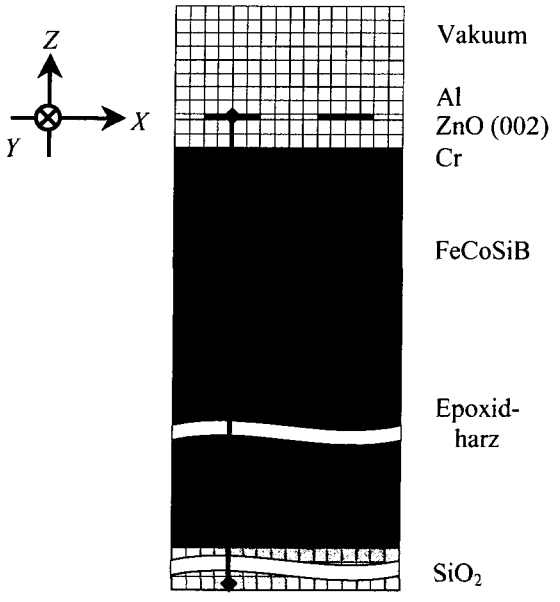



**Abbildung 5.25:** Relative Frequenzverschiebung in Abhängigkeit von der ZnO-Schichtdicke $h_{ZnO}$ und der relativen Änderung des E-Moduls der FeCoSiB-Schicht ($\lambda$ = 1.6 µm).

## 5.7 AUFBAU ENTSPRECHEND DEM OPFERSCHICHTVERFAHREN

Die detaillierte Beschreibung der Schichtkonfiguration des im folgenden diskutierten FEM-Modells erfolgt in Kapitel 6.3.1. Dort wird die Herstellung eines Testbauteils beschrieben, die als ‚Opferschichtverfahren' bezeichnet wird. Die Schichtkonfiguration wird auf einem $SiO_2$-Substrat realisiert. Darauf folgt ein Schichtsystem beginnend mit einer Epoxidharz-Klebeschicht, der FeCoSiB ΔE-Schicht, einer Chrom-Haftschicht sowie der darauf folgenden piezoelektrischen ZnO-Schicht, deren Dicke wiederum in der Simulation variiert wird. Die jeweiligen Schichtdicken sowie das Metallisierungsverhältnis $\eta$ bzw. die Höhe $h_{Al}$ der Elektroden kann aus der Abbildung 5.26 des FEM-Modells entnommen werden. Auch in diesem Versuch wird ausschließlich eine harmonische Analyse durchgeführt, um die Schwingungseigenformen des Systems zu betrachten. Es wird wieder ein entsprechendes hochfrequentes Elektrodenpotential von 1 V angelegt.




| Simulationsparameter: | |
|---|---|
| $\lambda$ | 1.6 – 3.2 µm |
| $\eta$ | 0.73 |
| $h_{VAC}$ | 2 $\lambda$ |
| $h_{Al}$ | 100 nm |
| $h_{ZnO}$ | 0 – 1 $\lambda$ |
| $h_{Cr}$ | 15 nm |
| $h_{FeCoSiB}$ | 4.5 µm |
| $h_{Epoxid}$ | 8 µm |
| $E_{FeCoSiB}$ | $1.25 - 1.65 \cdot 10^{11}$ N/m² |
| $h_{Modell}$ | 9 $\lambda$ |
| $(\phi_{elec1} - \phi_{elec2})$ | 1 V |

**Abbildung 5.26:** FEM-Modell entsprechend dem Opferschichtverfahren mit Simulationsparametern. Schematische Darstellung des Auswertepfades für Auslenkungen (◆——◆)

Um die viskosen Eigenschaften der Klebeschicht und die damit verursachte Dämpfung im Modell zu integrieren, wird ein in der Frequenz konstanter materialabhängiger Dämpfungsterm von $10^{-5}$ berücksichtigt. Aufgrund der Dämpfung werden die höheren Rayleighmoden (II und III) in der Simulation nur schwach angeregt (Abbildung 5.27). Der Einfluss der Dämpfung auf die Anregung der höheren Moden wird in Kapitel 5.8.1 detaillierter diskutiert.
Die Grundmode Rayleigh I weist im Vergleich zum Aufbau nach dem direkten Verfahren bei derselben ZnO-Schichtdicke und gleichem E-Modul der FeCoSiB-Schicht eine Frequenzverschiebung zu höheren Werten auf. Die OFW-Geschwindigkeit ist im Aufbau nach dem direkten Verfahren aufgrund der zusätzlichen Goldschicht geringer und verursacht diese Frequenzverschiebung. Hochfrequente Bauteile mit im Vergleich zum direkten Verfahren größerer geometrischer Periode $p=\lambda/2$ können daher mit dem Opferschichtverfahren realisiert werden.

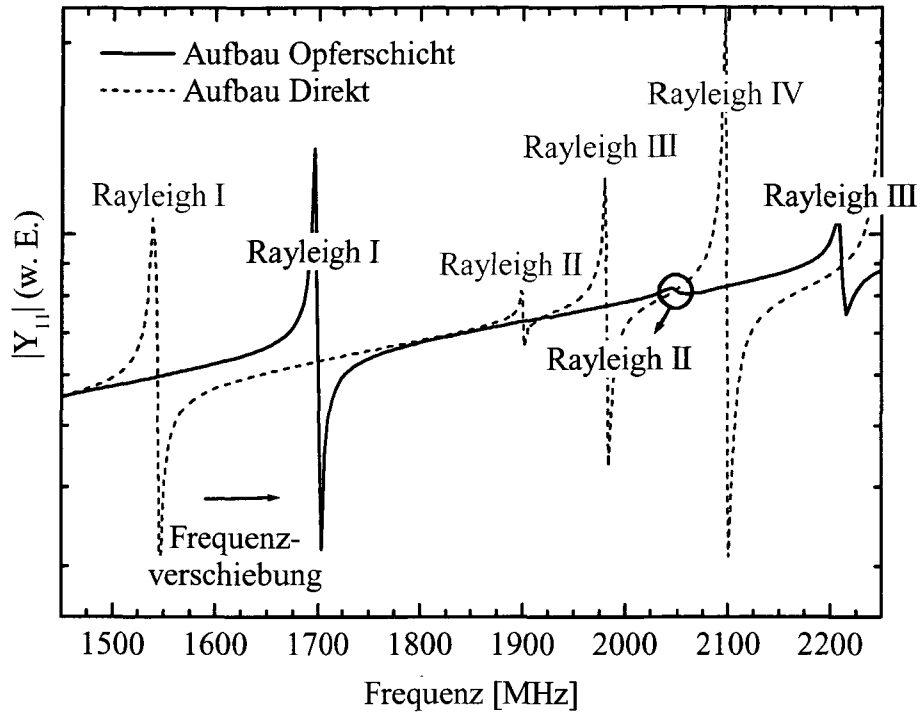



**Abbildung 5.27:** Vergleich der Admittanz $Y_{11}$ berechnet für das FEM-Modell nach dem direkten bzw. dem Opferschichtverfahren ($h_{ZnO}$ = 450 nm, $\lambda$=1.6 µm, E-Modul$_{FeCoSiB}$ = $1.5 \cdot 10^{11}$ N/m²).

### *5.7.1 Optimierung der Schichtkonfiguration*

Die Bandbreite des simulierten Resonators in Ladder-Type Verschaltung nach Formel 2.1 ist in Abhängigkeit des elastischen Moduls der ΔE-Schicht und der Dicke der ZnO-Schicht in Abbildung 5.28 dargestellt. Ähnlich dem vorhergehenden Aufbau ergibt sich ein idealer Arbeitspunkt, bei dem die Bandbreite unabhängig von der Änderung des elastischen Moduls der ΔE-Schicht wird. Die piezoelektrische Kopplung $k^2$ weist in diesem Bereich nach Abbildung 5.29 ein relatives Maximum und nur eine geringe Abhängigkeit vom ΔE-Effekt auf. An diesem Arbeitspunkt ließe sich also wiederum aus dem simulierten Einzelresonator ein abstimmbares Filter mit nahezu konstanter Filterfunktion realisieren. Bei einem ΔE-Effekt von 32 % wird dabei im Vergleich zum direkten Verfahren eine höhere Abstimmbarkeit von ~ 12.6 % erreicht (Abbildung 5.30). Die erreichte Abstimmbarkeit in diesem Aufbau ist aufgrund der fast direkten Anbindung der ZnO-Schicht an die FeCoSiB-Schicht höher als im vorhergehenden Aufbau und beträgt nahezu die theoretisch erreichbaren 14%.
Der Reflexionskoeffizienten eines Einzelstreifens $\rho$ wurde nach Formel 5.12 in Abhängigkeit vom Metallisierungsverhältnis $\eta$ und der relativen Höhe der Elektroden $h_{met}/\lambda$ ermittelt (Abbildung 5.31). Für kleine Metallisierungshöhen weist die Reflexion für ein $\eta = 0.3$ einen Nulldurchgang auf, der sich zu kleineren $\eta$ bei steigender Höhe der Metallisierung verschiebt. Daher ist die Wahl von $\eta > 0.7$ für ein Reflektordesign sinnvoll. Zusätzlich kann eine geringe Abhängigkeit der Reflexion des Einzelstreifens vom ΔE-Effekt beobachtet werden (Abbildung 5.32). Auf die Reflexion eines gesamten Gitters $R_{11}$ mit einer entsprechend hohen Anzahl $n$ von Einzelstreifen hat diese Variation jedoch keine Auswirkung (Abbildung 5.33).

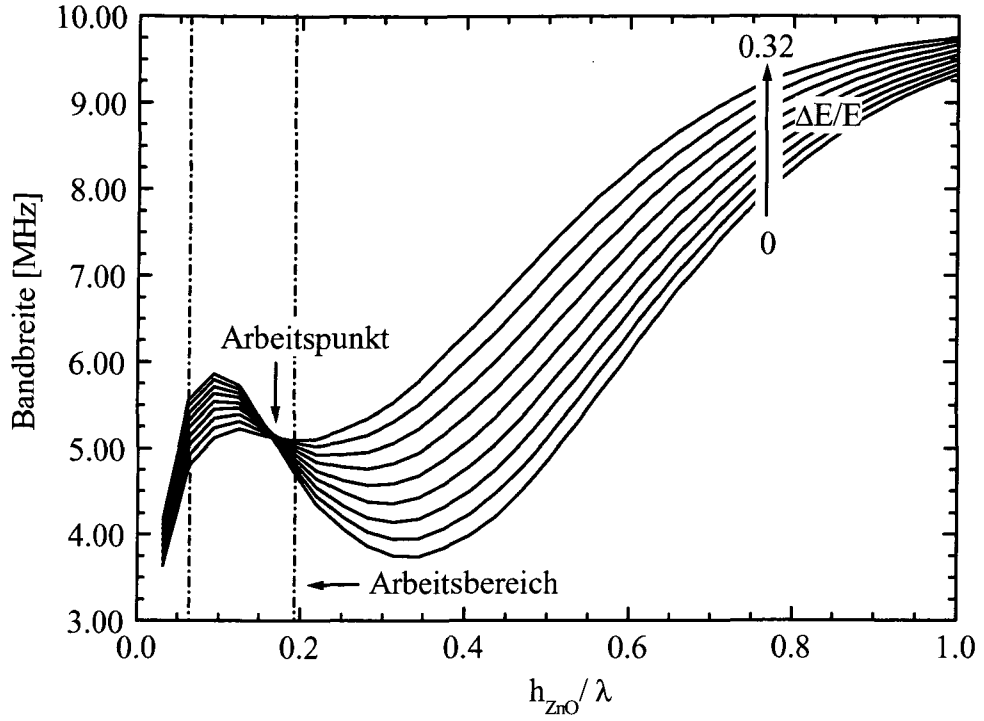



**Abbildung 5.28:** Erreichbare Bandbreite in Ladder-Type Verschaltung in Abhängigkeit von der ZnO-Schichtdicke und dem ΔE-Effekt ($\lambda = 1.6$ µm)

*a) Kopplungskoeffizient $k^2$*

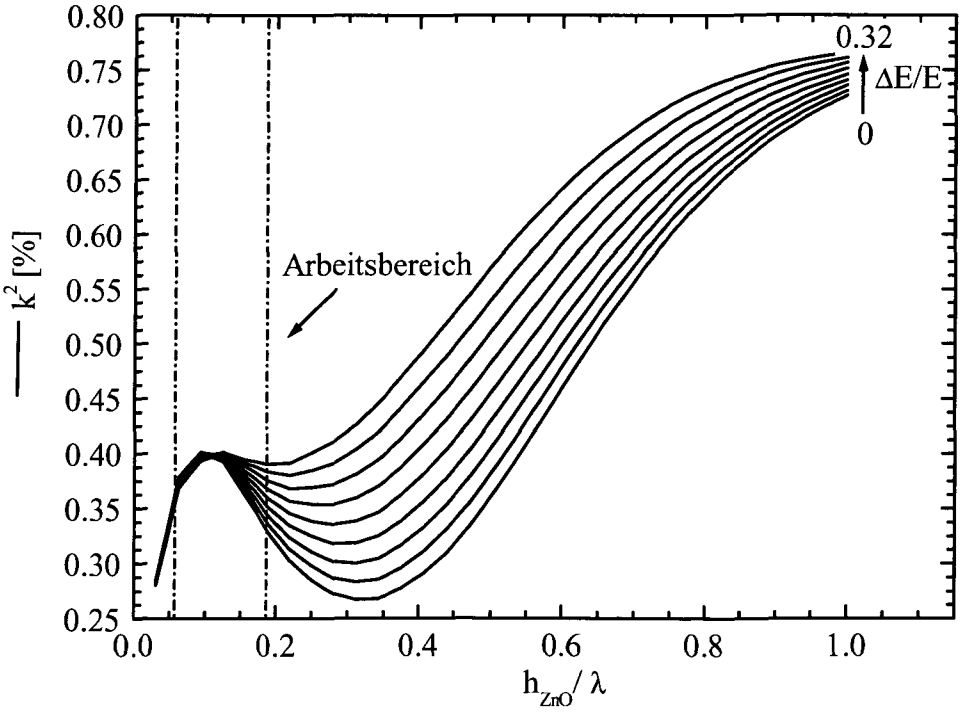



**Abbildung 5.29:** Piezoelektrischer Kopplungskoeffizient in Abhängigkeit von der ZnO-Schichtdicke und dem ΔE-Effekt ($\lambda = 1.6$ µm)

*b) Abstimmbarkeit*

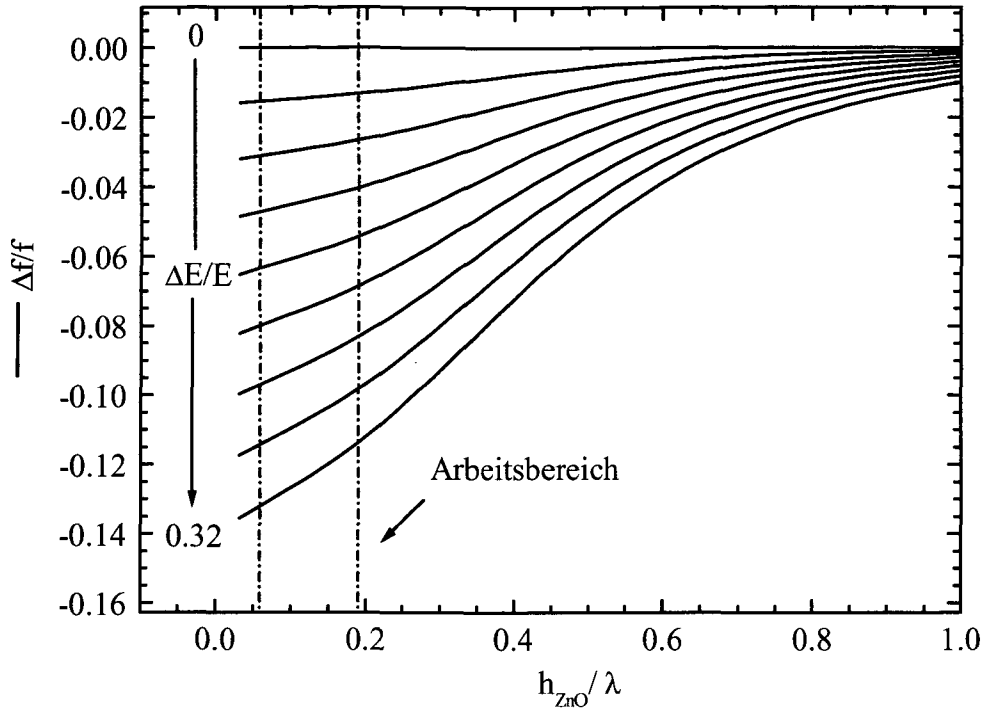



**Abbildung 5.30:** Relative Frequenzverschiebung in Abhängigkeit von der ZnO-Schichtdicke und der relativen Änderung des E-Moduls der FeCoSiB-Schicht ($\lambda = 1.6\ \mu m$).

*c) Reflexionskoeffizient $\rho$*

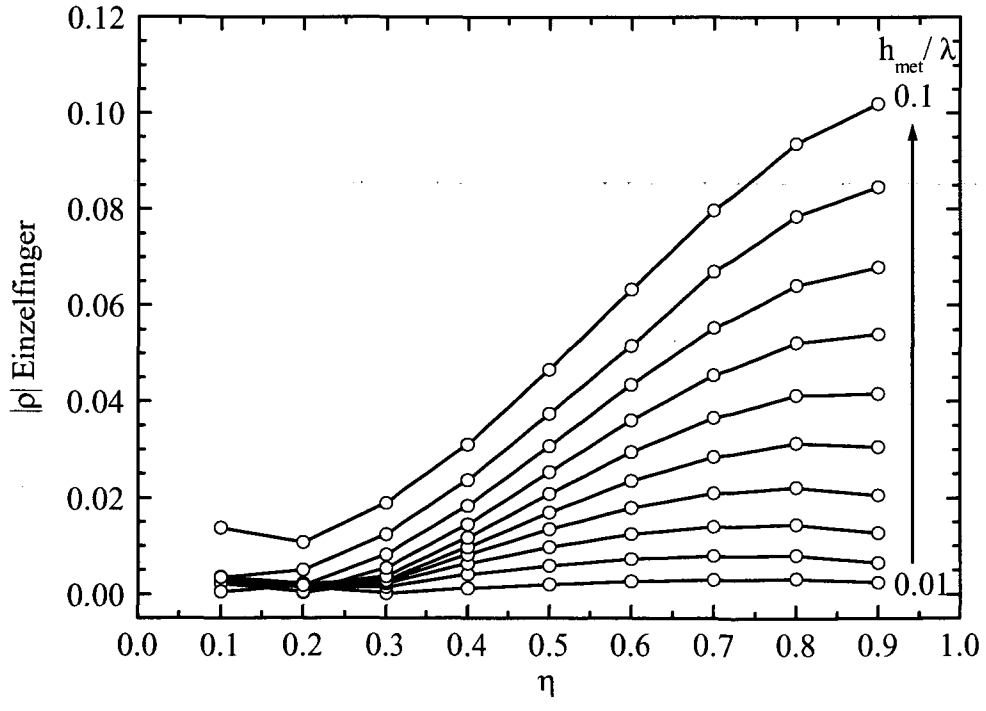



**Abbildung 5.31:** Reflexionskoeffizient eines Einzelstreifens $\rho$ in Abhängigkeit vom Metallisierungsverhältnis $\eta$ und der relativen Metallisierungshöhe

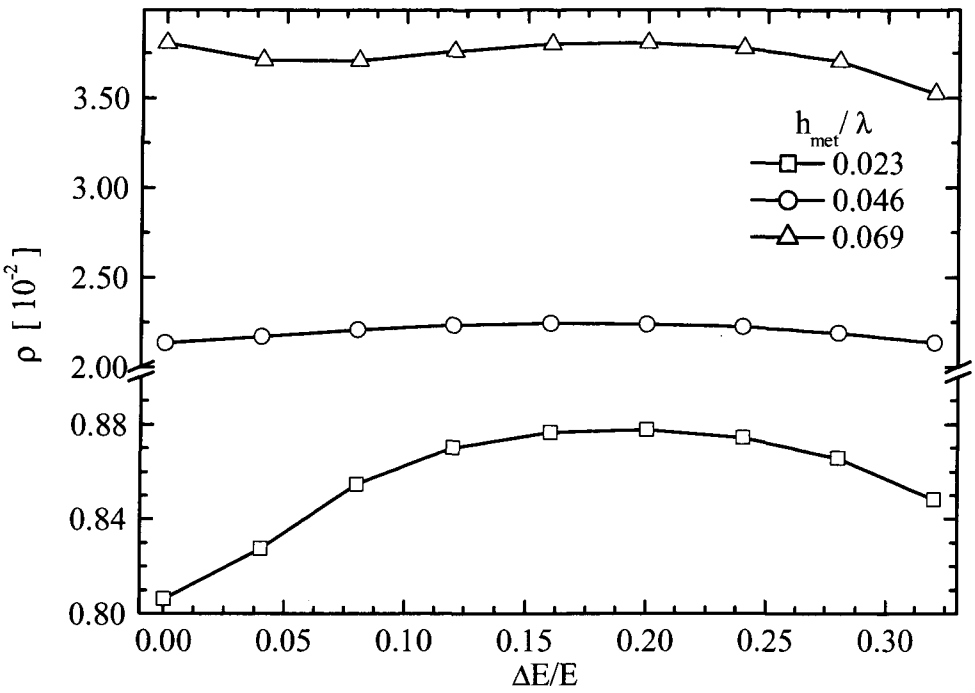



**Abbildung 5.32:** Reflexionskoeffizient eines Einzelstreifens $\rho$ in Abhängigkeit von der relativen E-Modul Änderung und der Metallisierungshöhe ($\eta = 0.7$)

Nach [102] gilt für die Reflexion eines Gitters (Reflektor) $R_{11} = \tanh(n\rho)$ mit $n$ der Anzahl der Einzelstreifen und $\rho$ deren Reflexionskoeffizienten (Abbildung 5.33).

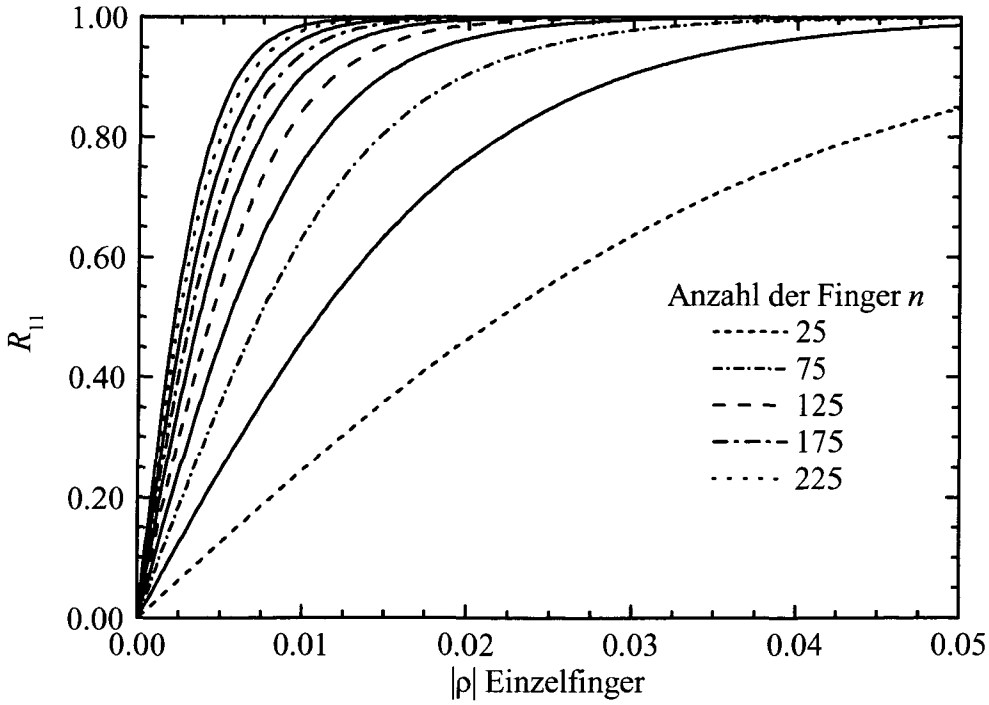



**Abbildung 5.33:** Reflexionskoeffizient $R$ eines Gitters als Funktion des Reflexionskoeffizienten der Einzelstreifen $\rho$. Parameter ist die Anzahl der reflektierenden Finger $n$.

Die Reduktion der Schichthöhe der Elektroden wird durch den ansteigende Schichtwiderstand dünner Metallisierungen begrenzt. Mit einem Metallisierungsverhältnis $\eta$ gleich 0.7 und einer

minimalen Metallisierungshöhe von 100 nm [104], beträgt die Reflexion des Einzelsteifens für eine Wellenlänge von 2.2 µm ~ 0.02. Für das Design eines akustisch dichten Reflektors mit einem Reflexionskoeffizienten ~ 1 werden somit mehr als 125 Einzelstreifen benötigt.

## 5.8 PARAMETER ZUR BAUTEILREALISIERUNG

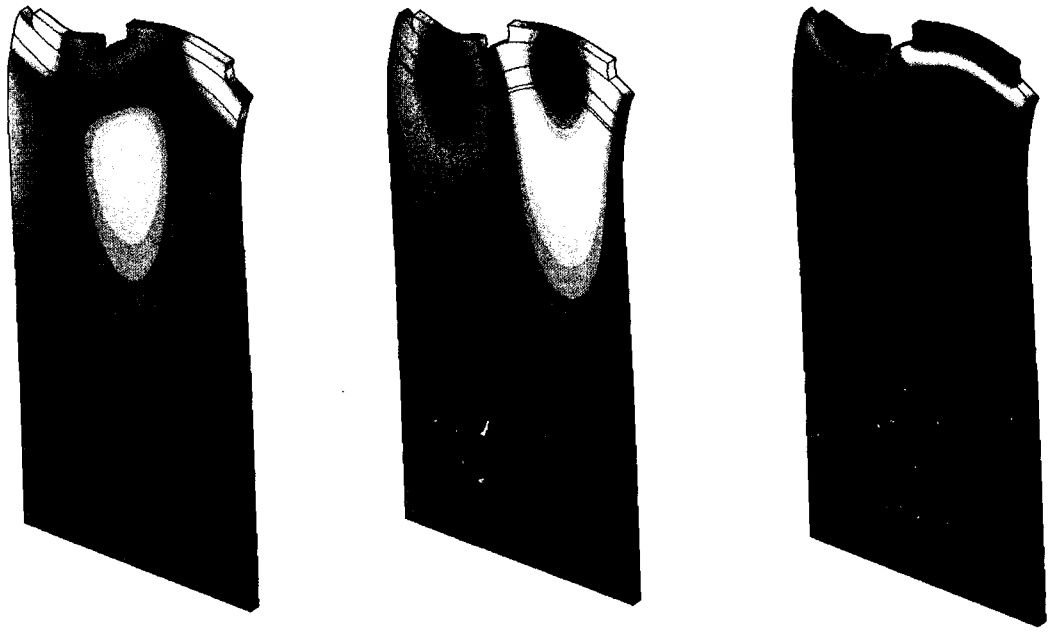
In Tabelle 5.2 werden die wesentlichen Parameter zur Realisierung von abstimmbaren OFW-Resonatoren nach dem direkten sowie nach dem Opferschichtverfahren zusammengefasst. Die Schichtdicken sind zum Vergleich relativ in $\lambda$ angegeben, wobei die Werte ausschließlich für die oben betrachtete Konfiguration mit $\lambda$ gleich 1.6 µm gültig sind. Aufgrund der geringen Variation des Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit von den Schichtparametern wird das für das Opferschichtverfahren gefundene Optimum auch für das direkte Verfahren verwendet. Die Spezifikation der minimalen Bandbreite von 5 MHz wird nur im Arbeitspunkt des Opferschichtverfahrens erreicht, wobei dafür eine von der Schichtdicke unabhängige piezoelektrische Kopplung vorausgesetzt wurde.

| @$\lambda$ = 1.6 µm | Direktes Verfahren | Opferschichtverfahren |
|---|---|---|
| **Schichtdicken [$\lambda$]** | | |
| $h_{met}$ | $6.25 \cdot 10^{-2}$ | $6.25 \cdot 10^{-2}$ |
| $h_{ZnO}$ | 0.1 | 0.17 |
| $h_{Au}$ | $6.25 \cdot 10^{-2}$ | - |
| $h_{Ti}$ | $6.25 \cdot 10^{-3}$ | - |
| $h_{Cr}$ | $9.38 \cdot 10^{-2}$ | $9.38 \cdot 10^{-2}$ |
| $h_{FeCoSiB}$ | 2.81 | 2.81 |
| **Reflektordesign** | | |
| $\eta$ | 0.7 | 0.7 |
| $\rho$ | 0.033 | 0.033 |
| $n^*$ | 100 | 100 |
| **Layoutparameter im Arbeitspunkt** | | |
| BB [MHz] | 4.8 | 5.11 |
| $k^2$ [%] | 2.9 – 3.0 | 3.6 – 3.9 |
| $\Delta E/E$ | 0.32 | 0.32 |
| max. $\Delta f/f$ [%] | -10.8 | -12.6 |

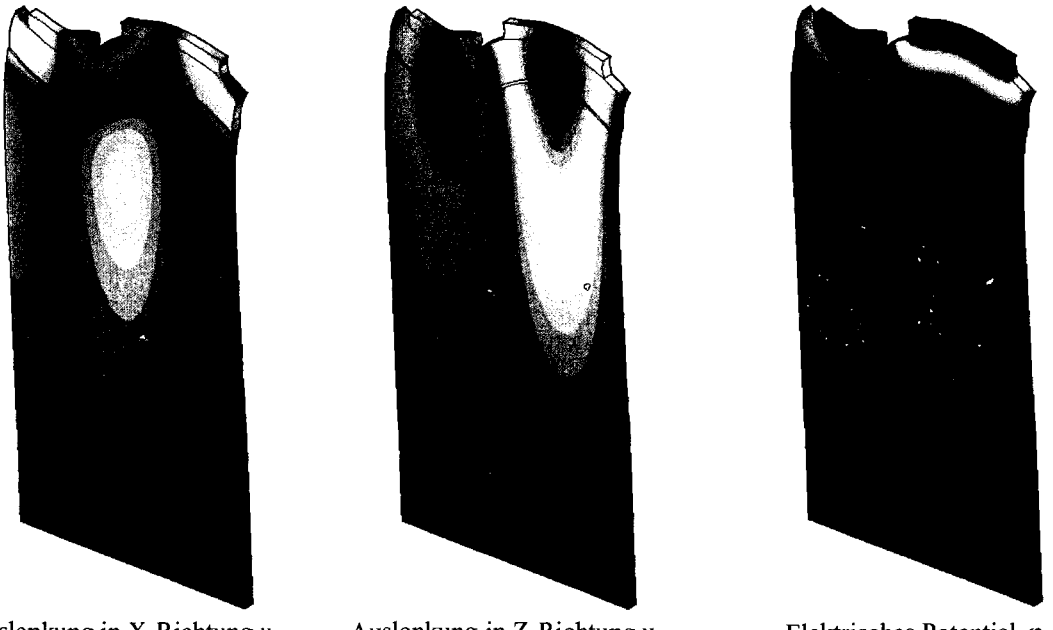
**Tabelle 5.2:** Optimierte Schichtdicken- und Designparameter zur Realisierung von Bauteilen für das direkte bzw. das Opferschichtverfahren ($^*$ Anzahl der Finger im Reflektor )

Die Auslenkungsverteilung in der X- und der Z-Richtung $u_x$ bzw. $u_z$ sowie das elektrische Potential $\varphi$ sind am deformierten FEM-Modell bei einem E-Modul der $\Delta E$-Schicht von $1.5 \cdot 10^{11}$ N/m² in der Schichtkonfiguration am optimalen Arbeitspunkt (Tabelle 5.2) für die beiden Aufbauvarianten in Abbildung 5.34 dargestellt. Beide Varianten weisen eine elliptische Polarisation, also das typische Verhalten einer Rayleighwelle auf. Die Penetration der

OFW in die ΔE-Schicht ist im Opferschichtaufbau (untere Reihe) größer. Dies verursacht im Vergleich zur direkten Methode (obere Reihe) eine höhere relative Frequenzverschiebung bei gegebenem ΔE-Effekt. Durch die im Arbeitspunkt höhere ZnO-Schichtdicke wird zusätzlich eine Steigerung der piezoelektrischen Kopplung und damit eine höhere Bandbreite realisiert.



Auslenkung in X-Richtung $u_x$ | Auslenkung in Z-Richtung $u_z$ | Elektrisches Potential $\varphi$



Auslenkung in X-Richtung $u_x$ | Auslenkung in Z-Richtung $u_z$ | Elektrisches Potential $\varphi$

**Abbildung 5.34:** Auslenkungsverteilung und elektrisches Potential am deformierten Modell jeweils für das direkte (obere Reihe) sowie das Opferschichtverfahren (untere Reihe) im Arbeitspunkt bei einem elastischen Modul der FeCoSiB-Schicht von $1.5 \cdot 10^{11}$ N/m² (Farbcodierung: blau entspricht dem minimalen und rot dem maximalen Wert der jeweils dargestellten Größe)

### *5.8.1 Variation der Simulationsparameter*

Herstellungsbedingt kommt es im realen Bauteil oft zu Abweichungen von den nominellen Dicken der Schichten. Zusätzlich sind auch die Materialdaten, hier im besonderen der E-Modul und die Dichte, von den Herstellungsverfahren bzw. -bedingungen abhängig. Im Folgenden wird exemplarisch für ein Bauteil nach dem Opferschichtverfahren der Einfluss der Änderung der ZnO-Schichtdicke sowie die Variation des elastischen Moduls der ΔE-Schicht auf die Frequenzlage untersucht. Änderungen der Mittenfrequenz werden auf die Simulation eines Referenzbauteils mit der geometrischen Periode $p = 0.8\,\mu m$, einer ZnO-Schichtdicke von 750 nm und einem elastischen Modul der ΔE-Schicht von $1.52 \cdot 10^{11}$ N/m² [103] bezogen.

#### *a) Variation des E-Moduls der ΔE-Schicht*

Die Mittenfrequenz der Bauteile wächst mit steigendem E-Modul nach Abbildung 5.35. Eine Variation von +/- 5 % des elastischen Moduls verursacht eine Verschiebung der Mittenfrequenz bezogen auf das Referenzbauteil von +/- 15 MHz (gestrichelte Kurve in Abbildung 5.35).

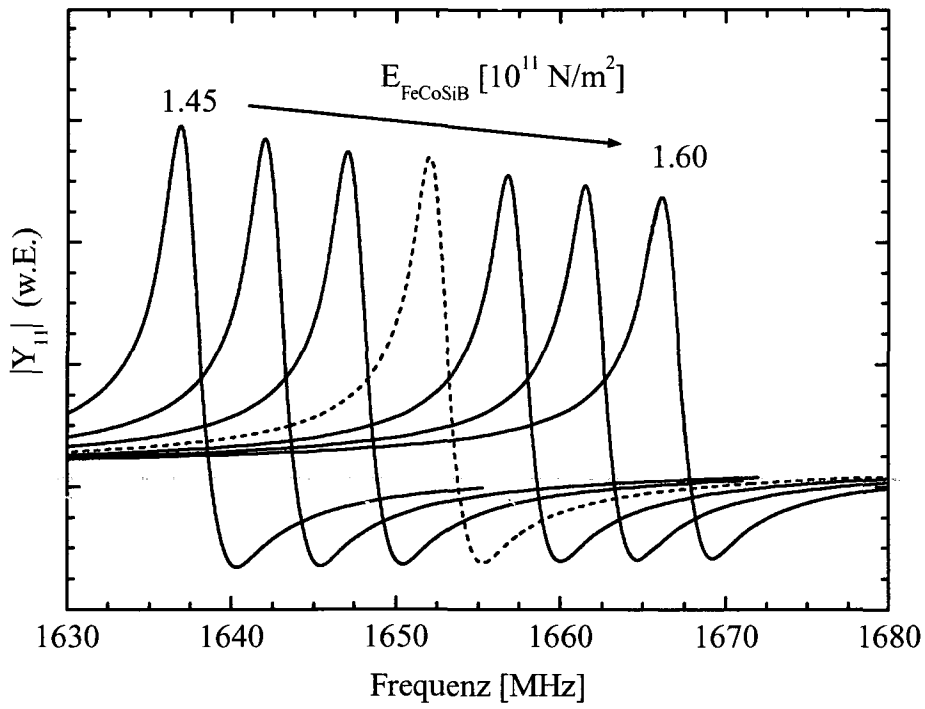



**Abbildung 5.35:** Variation des E-Moduls der FeCoSiB-Schicht

Nach Formel 2.9 ist die OFW-Geschwindigkeit $v_R$ eines isotropen Materials in erster Näherung von dem E-Modul $E$ und der Dichte $\rho$ des Materials im gleichem Maße abhängig:

$$v_R \propto \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \qquad (5.13)$$

Bei einer 10 % Änderung des E-Moduls wird eine Frequenzverschiebung von 30 MHz verursacht. Dieselbe Änderung mit umgekehrten Vorzeichen wird auch durch eine 10 % Änderung

der Dichte hervorgerufen.

*b) Variation der ZnO-Schichtdicke*

Bei Zunahme der ZnO-Schichtdicke sinkt die Mittenfrequenz wie in Abbildung 5.36 gezeigt wird. Eine 10 % Abnahme der Schichtdicke äußert sich in einer Frequenzverschiebung nach unten von 32 MHz. Den gleichen Frequenzversatz bekommt man schon mit einer 5 % Abnahme des E-Moduls (vergleiche Abbildung 5.35).

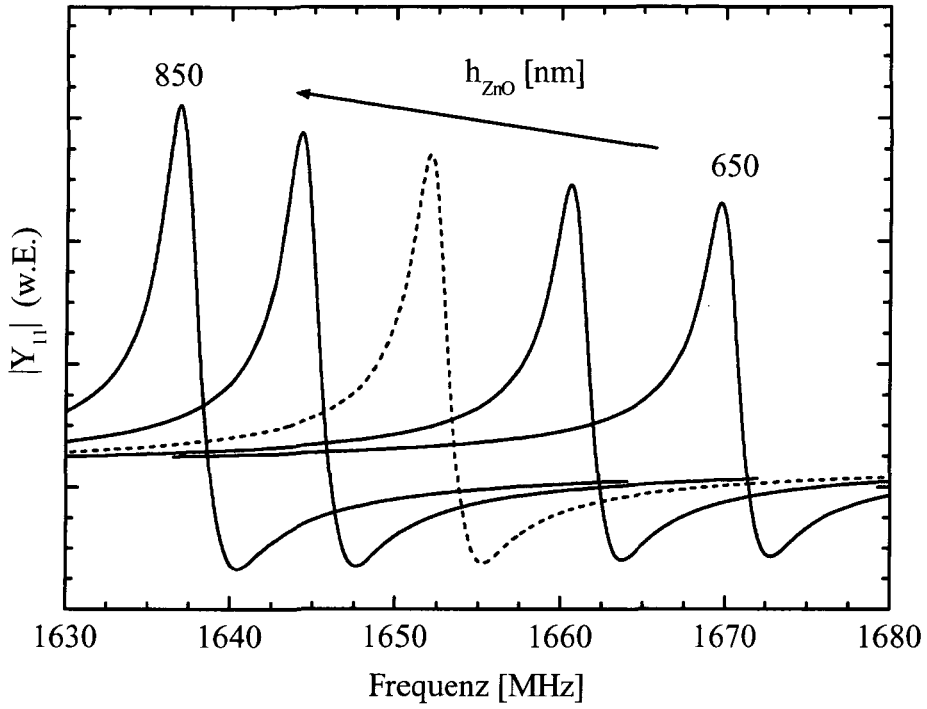



**Abbildung 5.36:** Rechnungs- Messungsvergleich: Variation der Dicke der ZnO-Anregungsschicht

*c) Dämpfung*

Die exakte Berücksichtigung der Dämpfungsmechanismen im FEM-Modell ist, wie in Kapitel 5.2.2 diskutiert, wegen fehlender frequenzabhängiger Materialdämpfungsdaten nicht möglich und wird daher in dieser Arbeit nicht verfolgt. Für die Berechung von OFW auf der Schichtkonfiguration hergestellt nach dem Opferschichtverfahren mit einer viskosen Klebeschicht im Aufbau ist die Integration der dissipativen Eigenschaften der Schicht jedoch notwendig.
Die Steigerung der materialabhängigen Dämpfung von $10^{-5}$ (durchgezogene Kurve in Abbildung 5.37) auf $10^{-3}$ (gestrichelte Kurve in Abbildung 5.37) hat auf die Anregung der Grundmode Rayleigh I fast keine Auswirkung. Sowohl die Frequenzlage als auch annähernd die Stärke der Anregung bleiben unverändert. Die höher angeregten Moden II und III jedoch treten nur schwach in Erscheinung. Rayleighmode II wird nahezu unterdrückt. Ein qualitativer Vergleich der simulierten Admittanzkurve mit der Messkurve von einem realen Bauteil zeigt (vergleiche Abbildung 7.16), dass zur korrekten Beschreibung der dissipativen Eigen-

schaften der Klebeschicht die in der Messung auftreten, in der Simulation ein Dämpfungsterm von ~ $10^{-5}$ berücksichtigt werden muss.

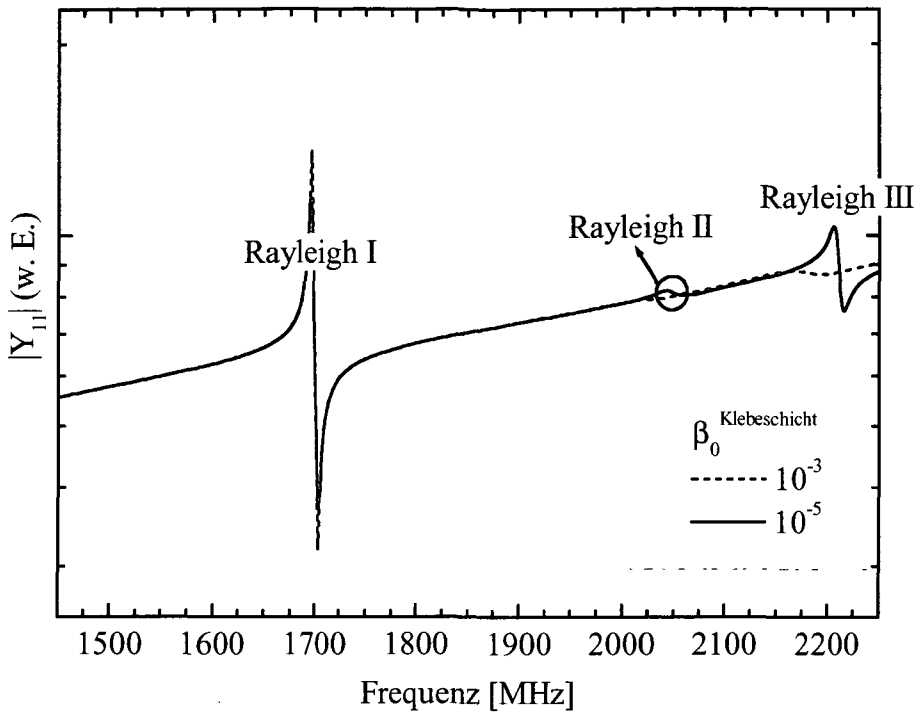



**Abbildung 5.37:** Variation der Materialdämpfung der Klebeschicht für ein Bauteil hergestellt nach dem Opferschichtverfahren ($\lambda = 1.6\ \mu m$)

# 6. REALISIERUNG DER BAUTEILE

Die Kombination einer amorphen magnetischen Schicht, die den ΔE-Effekt aufweist und damit die Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW abhängig von einem äußeren Magnetfeld ändert, mit einer piezoelektrischen Schicht zur Anregung von OFW, wie in Kapitel 4.1.2 vorgestellt, ist die grundlegende Idee zur Realisierung breitbandig abstimmbarer OFW-Resonatoren. Zur Herstellung dieser Schichtkonfiguration werden in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Verfahren, ein sogenanntes direktes Verfahren und ein speziell entwickeltes Opferschichtverfahren [6], verwendet. Im Folgenden wird die Herstellung von OFW-Resonatoren auf einer gesputterten FeCoSiB-Schicht anhand der beiden Verfahren diskutiert. Analytische Untersuchungen werden vorgestellt, die beschränkende Prozessbedingungen sowie Vor- und Nachteile der jeweiligen Technik belegen. Am Ende dieses Kapitels wird die Realisierung eines OFW-Bauteils auf einem FeCoSiB-Bandmaterial besprochen.

## 6.1 ALLGEMEINE PROZESSBEDINGUNGEN

Unabhängig von der jeweiligen Herstellungstechnik zur Realisierung abstimmbarer akustischer Resonatoren ist die Erhaltung der magnetischen Eigenschaften der ΔE-Schicht, in diesem Fall FeCoSiB, während der Prozessierung des Bauteils die wesentliche Forderung. Die Beibehaltung des amorphen Zustandes und damit einer geringen Anisotropie des magnetostriktiven Materials ist zur Maximierung des ΔE-Effekts bei geringen magnetischen Feldstärken notwendig. Des weiteren sind hohe intrinsische Schichtspannungen, die aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnung bzw. der Herstellung der einzelnen Materialien selbst zu Spannungsrissen im Schichtaufbau oder zur Ablösung des Verbundes vom Trägersubstrat führen können, durch entsprechende Anpassung der Prozessparameter zu vermeiden. Der wesentliche beschränkende Parameter zur Herstellung von abstimmbaren OFW-Bauteilen ist die maximal auftretende Prozesstemperatur. Nach [68] tritt eine Rekristallisation der amorphen gesputterten FeCoSiB-Schicht oberhalb von 300°C auf, die Curietemperatur beträgt 500°C. Für kommerziell erhältliche metallische Bandmaterialien wie z. B. das hier verwendete Metglas®2605SC liegt die Curietemperatur oberhalb von 350°C sowie der Rekristallisationspunkt bei 480°C [105]. Die angegebenen Grenztemperaturen sinken mit steigender Dauer der Wärmebehandlung [3] und sind daher als absolute Grenztemperaturen zu betrachten. Die exakte Bestimmung des Kristallisationspunktes, der in dieser Arbeit verwendeten FeCoSiB-Schicht, wird mit Hilfe einer Hochtemperaturdiffraktometrie durchgeführt. Die Schicht mit einer Dicke von 4 µm wurde dabei mittels Sputterverfahrens auf einem Siliziumwafer abgeschieden. Um die Oxidation der Schicht zu verhindern, wurde in einer Stickstoffatmosphäre zunächst bei Raumtemperatur der amorphe Zustand der geprüft. Die Temperaturabhängigkeit

der Textur der FeCoSiB-Schicht ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Temperatur wurde in 50°C Schritten und einer Heizrate von 50°C/min erhöht. Die Verweilzeit von 1 h an dem jeweiligen Temperaturpunkt vor der Messung garantiert ein thermisches Gleichgewicht innerhalb des Schichtaufbaus. Für Temperaturen über 300°C beginnt die Rekristallisation der amorphen Phase, die bei ~ 450°C abgeschlossen ist [106]. Es bildet sich eine kristalline FeCo-Phase mit einer (110) Vorzugsorientierung aus.

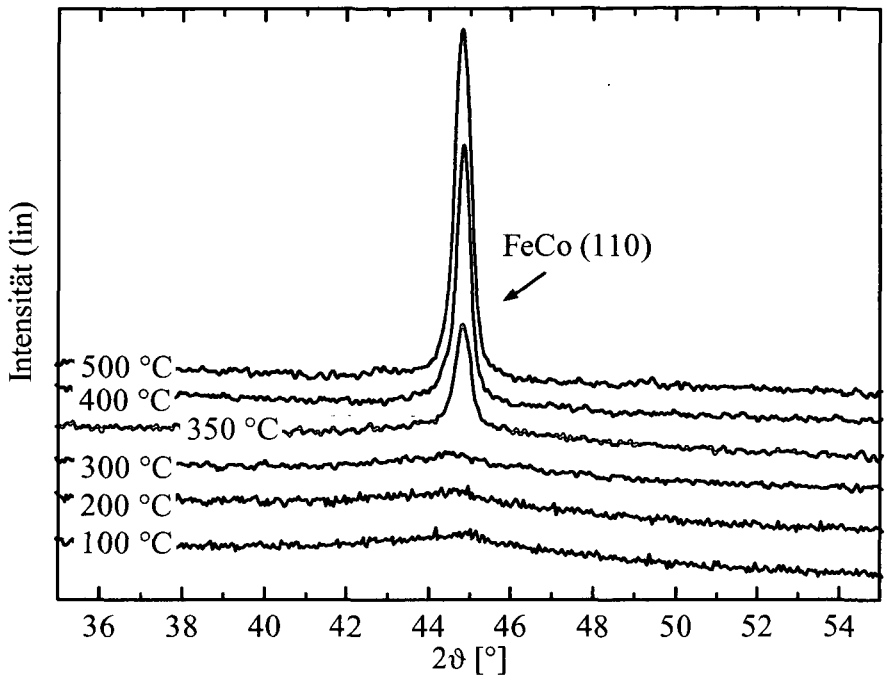



**Abbildung 6.1:** Hochtemperaturdiffraktometrie einer amorphen 4 µm dicken FeCoSiB-Schicht auf einem Siliziumsubstrat in $N_2$-Atmosphäre, Heizrate 50°C/min, Haltezeit 1h pro Temperaturschritt

Um nun sowohl die Rekristallisation als auch die Entmagnetisierung des magnetostriktiven Materials zu verhindern, muss die maximal erreichte Prozesstemperatur der einzelnen Herstellungsprozesse wesentlich unterhalb der genannten Grenztemperatur liegen. Für die hier verwendeten Prozesse wird ein Limit von ~ 220°C festgelegt. Dies sollte gute piezoelektrische Eigenschaften, der ZnO-Anregungsschicht beim Abscheidungsprozess gewährleisten [107], d. h. die c-Achse der polykristallinen ZnO-Schicht ist parallel zur Oberflächennormale orientiert.

Es werden Versuchsbauteile im Frequenzbereich zwischen 1 und 2 GHZ realisiert. Aus der Simulation ergeben sich dafür charakteristische Wellenlängen der OFW von 1.6 bis 3.2 µm. Um das Abklingen der OFW (~ 1.5 $\lambda$) innerhalb der ΔE-Schicht zu gewährleisten, ergibt sich deshalb eine minimale Dicke der ΔE-Schicht oder des entsprechenden Bandmaterials von ~ 4.5 µm für die größte Wellenlänge. Zur Strukturierung der Bauteile werden für alle Versuche Resonatoren mit der geometrischen Periode $p$ von 0.8, 1.1 und 1.6 µm gewählt.

## 6.2 DIREKTES VERFAHREN

Im direkten Verfahren werden die einzelnen Schichten der Konfiguration nacheinander auf einem <100> orientierten 100 mm (4") Siliziumsubstrat abgeschieden. Der realisierte Schichtaufbau ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Um die Haftung zwischen der FeCoSiB-Schicht und

dem Substrat zu erhöhen wird eine 10 nm dicke Chrom-Schicht als Haftvermittler mit einem DC-Sputterverfahren deponiert.

### *6.2.1 Schichtaufbau*

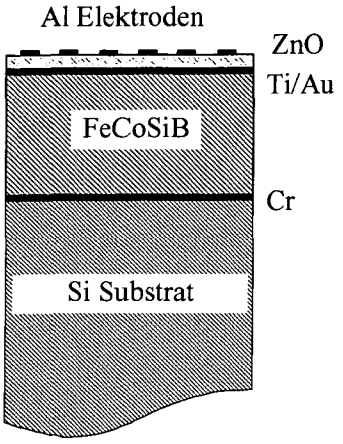



**Abbildung 6.2:** Schematische Darstellung eines abstimmbaren OFW-Resonators hergestellt im direkten Verfahren: auf einem Siliziumsubstrat werden aufeinanderfolgend Cr, FeCoSiB, Ti, Au, ZnO und Al abgeschieden

#### *a) Deposition FeCoSiB*

Die FeCoSiB-Schicht mit der chemischen Zusammensetzung $(Fe_{90}Co_{10})_{78}Si_{12}B_{10}$ wird an einer Cluster-Sputteranlage mit mehreren Tragets mittels eines HF-Sputterverfahrens hergestellt. Das verwendete gesinterte Target entspricht der erforderlichen nominellen Zusammensetzung der Schicht. Vor der Beschichtung wurde generell das verwendete Target freigesputtert sowie die Oberfläche des Substrates mittels Sputterätzen gereinigt. Ein Biasmagnetfeld $\mu_0 H_{Bias}$ von 10 mT wird während der Beschichtung in der Schichtebene parallel zum Orientierungsflat des Wafers angelegt. Damit wird die magnetisch leichte Richtung festgelegt. Senkrecht zu dieser Richtung und dem Orientierungsflat liegt die magnetisch harte Achse sowie die Ausbreitungsrichtung der OFW. Die geringe Beschichtungsrate von ~ 0.2 nm/s bei einem Ar-Partialdruck von $6 \cdot 10^{-3}$ mbar und einer Sputterleistung von 500 W wurde gewählt, um den amorphen Zustand der ΔE-Schicht zu garantieren. Für die benötigte Schichtdicke von 4.5 µm werden daher Beschichtungszeiten von einigen Stunden erforderlich. Um dabei das Aufheizen des Substrates durch den Sputterprozess zu verhindern, ist eine gute thermische Anbindung des Wafers zum Probenträger und die Kühlung des Probenträgers selbst notwendig.

#### *b) Deposition Ti/Au und ZnO*

Auf die FeCoSiB-Schicht wird mit Hilfe eines Aufdampfverfahrens zuerst eine 20 nm dicke Titan-Haftschicht und danach eine 100 nm dicke Gold-Texturschicht mit einer (111) Orientierung aufgebracht. Dieser Prozess erfolgt bei Raumtemperatur, wobei der gaskinetische Beitrag der auf dem Substrat auftreffenden Teilchen zur Erwärmung des Substrates bei Schichtdicken < 200 nm vernachlässigbar ist. Daher kann davon ausgegangen werden, dass der Schichtverbund dabei nur um maximal 10°C [108] erwärmt wird. In einem reaktiven DC-

Sputterprozess wird von einem Zink-Target die piezoelektrische ZnO-Schicht mit (002) Orientierung und einer Schichtdicke von 450 nm deponiert. Zur Herstellung von c-Achsen orientiertem und damit piezoelektrischem ZnO liegt die Substrattemperatur bei der Abscheidung zwischen 200 – 230°C [109] und kann daher die maximal zulässige Grenztemperatur von 220°C für kurze Zeit übersteigen. Bei typischen Sputterraten von ~ 0.2 µm/min und einer Schichtdicke des ZnO < 1µm ist diese Zeitdauer jedoch nur sehr kurz. Schließlich werden auf der Oberfläche der ZnO-Schicht mittels Photolithographie und Abhebeverfahren Elektroden strukturiert. Die Maximaltemperatur in diesem Prozess wird beim Ausheizen des Photolacks erreicht und ist mit 120°C nicht kritisch. Die Abscheidung der 100 nm dicken Aluminium-Elektroden erfolgt durch ein Aufdampfverfahren bei Raumtemperatur.

### *6.2.2 Charakterisierung des Schichtsystems*

Der TEM- (Transmissions Elektronen Mikroskop) Querschnitt der oben beschriebenen Schichtkonfiguration ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Auf der Oberfläche ist eine durchgehend metallisierte Kontaktelektrode aus Aluminium zu erkennen. Darauf folgt die Zinkoxid- sowie die Gold-Schicht. Die FeCoSiB-Schicht zeigt eine stängelförmige und sehr feinkörnige Struktur im oberen Bereich der Schicht. Am unteren Ende ist ein amorpher Bereich zu erkennen, jedoch kristallisiert dieser zunehmend mit der Wachstumsrichtung der FeCoSiB-Schicht. Der vollständig kristalline Bereich an der Grenzfläche zwischen der Gold- und der ΔE-Schicht sowie der stängelförmige Auswuchs gegen die Wachstumsrichtung lässt schließen, dass die anfangs amorphe Phase aufgrund des Wärmeeintrags der Nachfolgeprozesse, vor allem der Deposition der ZnO-Schicht, zu kristallisieren beginnt.

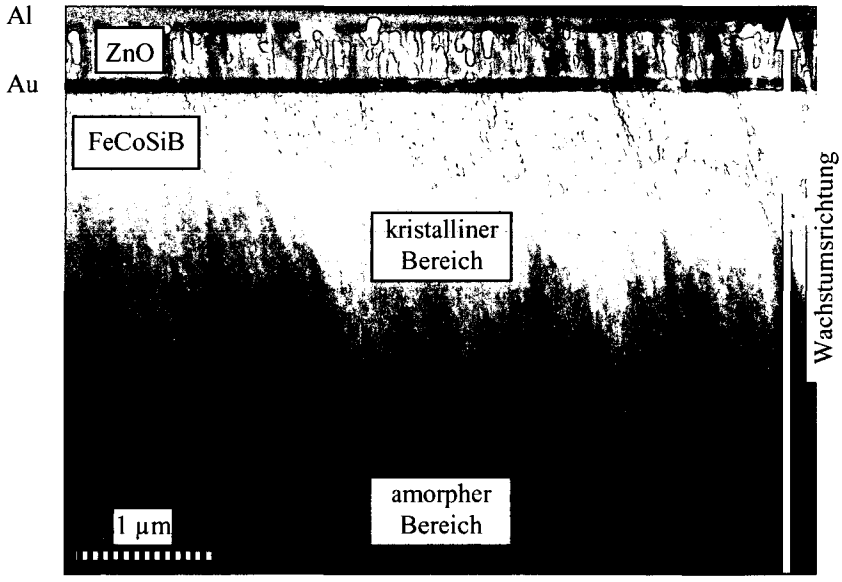



**Abbildung 6.3:** TEM-Querpräparation Schichtsystem FeCoSiB/Au/ZnO/Al nach dem direkten Verfahren

Die XRD-(X-Ray Diffraction) Untersuchung dieser Probe, dargestellt in Abbildung 6.4, bestätigt den polykristallinen Charakter der FeCoSiB-Schicht. Neben dem (002) Reflex der c-Achsen orientierten ZnO-Schicht und der erwarteten (111) Textur der Goldschicht, tritt ein (110) Reflex auf, der einer kristallinen FeCo-Phase zugeordnet werden kann. Zusätzlich sind in der Abbildung Reflexe höherer Ordnung bei doppeltem Beugungswinkel dargestellt.

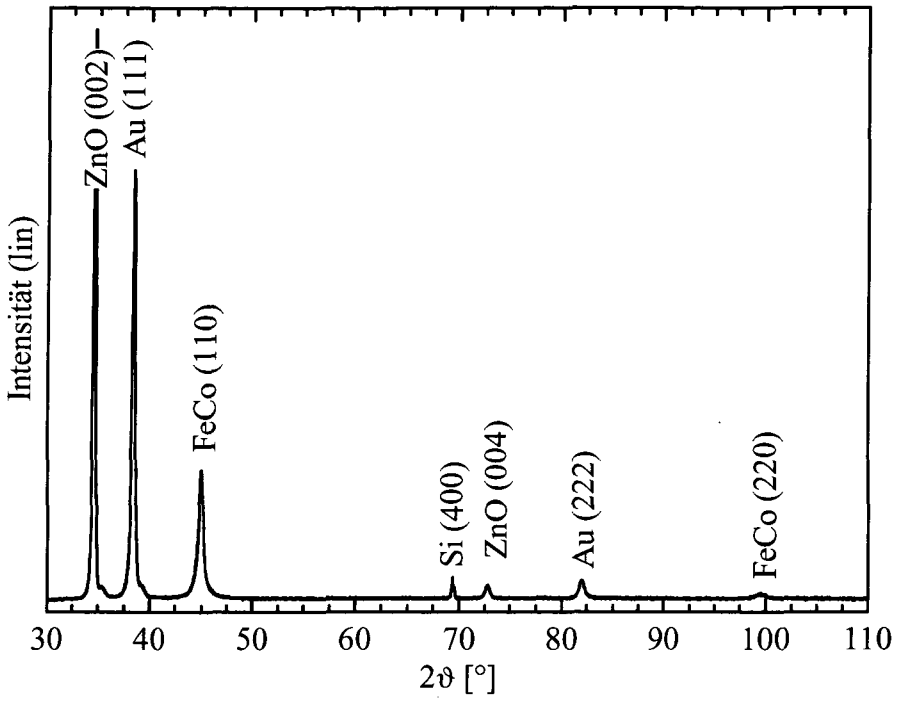



**Abbildung 6.4:** XRD ϑ-2ϑ-Scan: FeCoSiB/Au/ZnO Schichtsystem auf Silizium nach dem direkten Verfahren

*a) ZnO-Schicht*

Die ZnO-Schicht weist im TEM-Querschnitt kolumnares Wachstum der (002) orientierten Körner auf (Abbildung 6.5). An den Korngrenzen treten Fehlstellen und sogar Poren auf. Der mittlere Rauhwert RMS (Root Mean Square) der Schicht ist mit 6 nm relativ groß im Vergleich zu Standard OFW-Substraten wie Quarz mit typischen Werten von weniger als 1 nm.

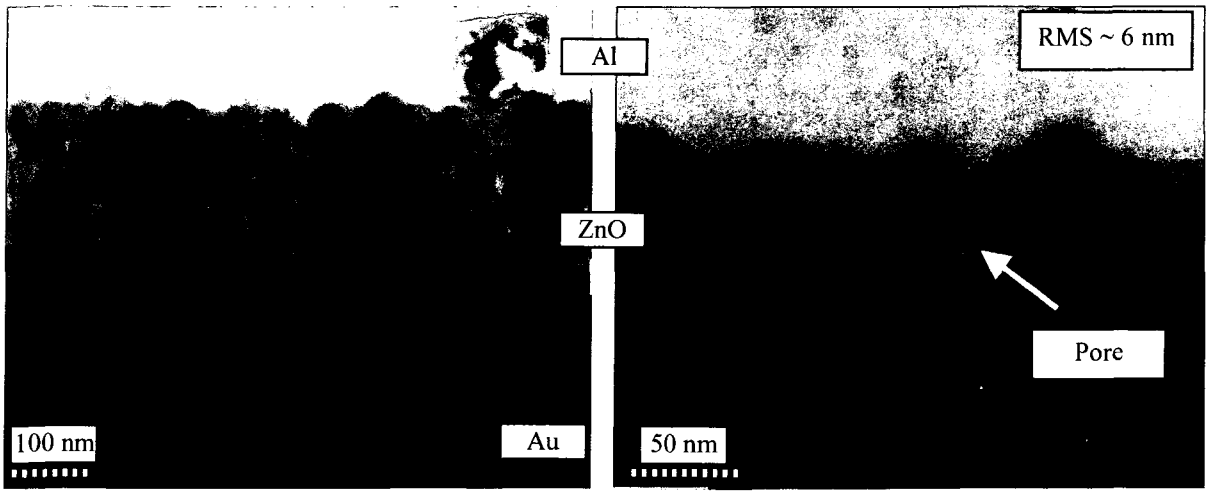



**Abbildung 6.5:** TEM Querpräparation Vergrößerung ZnO-Schicht nach dem direkten Verfahren

Schichtsysteme weisen im allgemeinen eine Zunahme der Oberflächenrauhigkeit mit der Anzahl der deponierten Schichten auf. Im direkten Verfahren ist daher die Rauhigkeit der ZnO-Schicht höher als wenn diese direkt auf ein poliertes Substrat deponiert würde. AFM (Atomic

Force Microscope) Aufnahmen zeigen, dass prozessbedingt die Rauhigkeit der ZnO-Schicht von der Mitte des Wafers (RMS ~ 3.5 nm) zum Rand (RMS ~ 10.8 nm) hin zunimmt. In der Mitte des Wafers (Abbildung 6.6 links) wird eine homogene durchgehende Struktur der ZnO-Schicht mit einigen Zn-Mikrokristalliten beobachtet, die vermutlich durch Spannungsüberschläge im Plasma verursacht werden. Zum Rand des Wafers hin (Abbildung 6.6 rechts) nimmt die Anzahl der Defekte und Fehlstellen in der ZnO-Schicht zu.

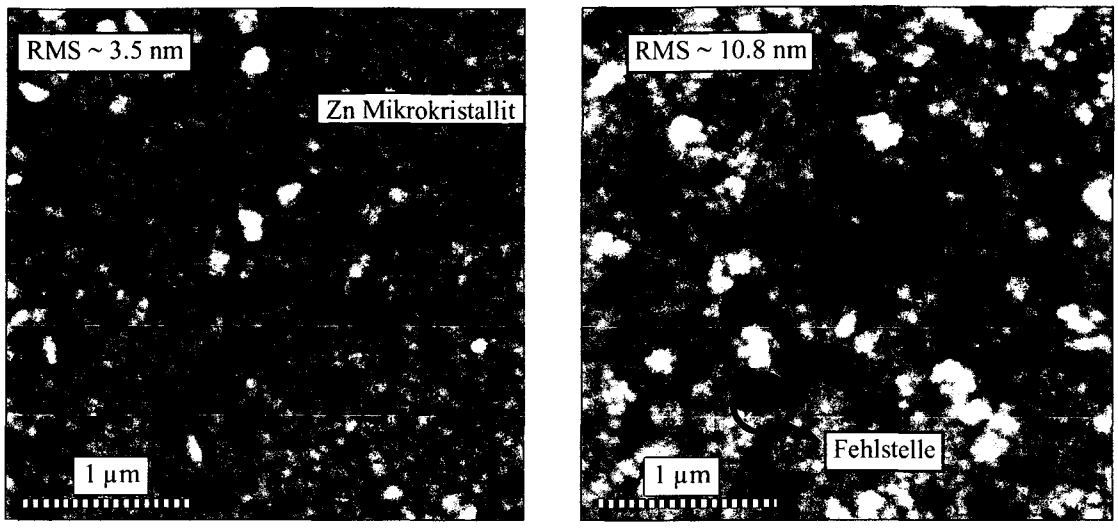



**Abbildung 6.6:** AFM-Aufnahme der ZnO-Oberfläche in der Mitte (links) bzw. am Rand eines Wafers (rechts)

Zur Bestimmung der Verkippung der c-Achse der ZnO-Schicht gegenüber der Oberflächennormalen der Schicht wurde ein XRD $\chi$-Scan aufgezeichnet (Abbildung 6.7). Dabei wird im Unterschied zur Rockingkurve [110], bei der die Probe in der Beugungsebene um den Winkel $\omega$ gedreht wird, die Probe senkrecht zur Strahlebene um den Winkel $\chi$ gedreht [111, 112].

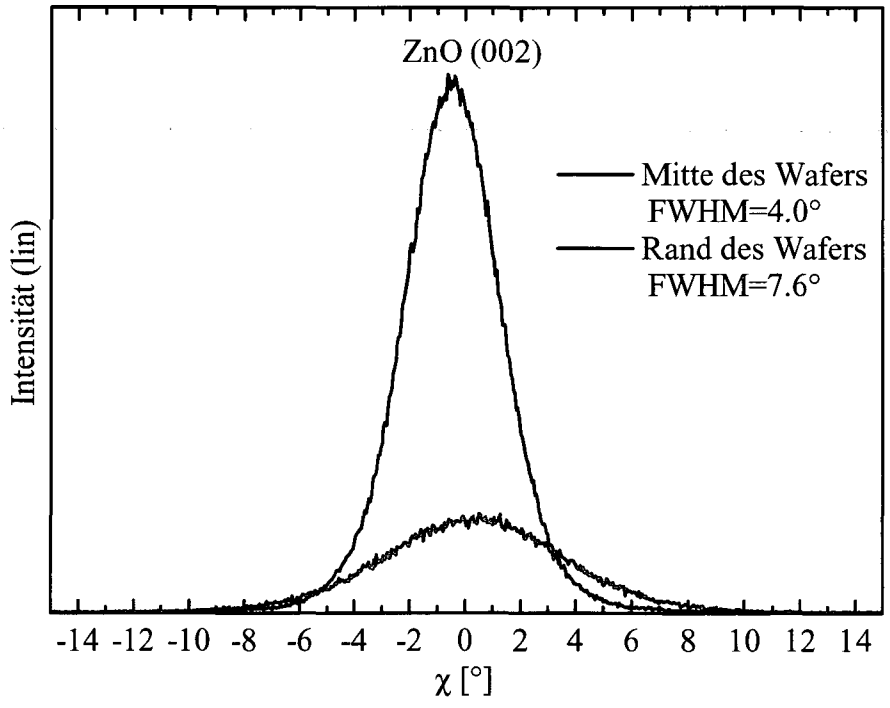



**Abbildung 6.7:** ZnO (002) XRD $\chi$-Scan: Messpunkte in der Mitte bzw. am Rand des Wafers

Betrachtet man die Verkippung der ZnO c-Achse in Abhängigkeit von der Messposition auf dem Wafer, so nimmt die FWHM (Full Width at Half Maximum) des (002) Reflexes zum Rand hin zu. Damit kann eine Korrelation zwischen der Zunahme des RMS-Werts und ansteigender FWHM der c-Achse der ZnO-Schicht festgestellt werden. Für geringe c-Achsen Verkippung ist somit ein geringer RMS-Wert der Schicht ein geeigneter Indikator.

*b) FeCoSiB*

In Abbildung 6.8 ist der Übergangsbereich zwischen amorpher und kristalliner Phase an der unteren Grenze der FeCoSiB-Schicht dargestellt. Die Schicht weist eine nach unten abnehmende stängelförmige auskristallisierte Struktur auf. Das entsprechende Elektronenbeugungsbild zeigt verbreiterte Reflexe, die typisch für polykristalline Materialien sind.

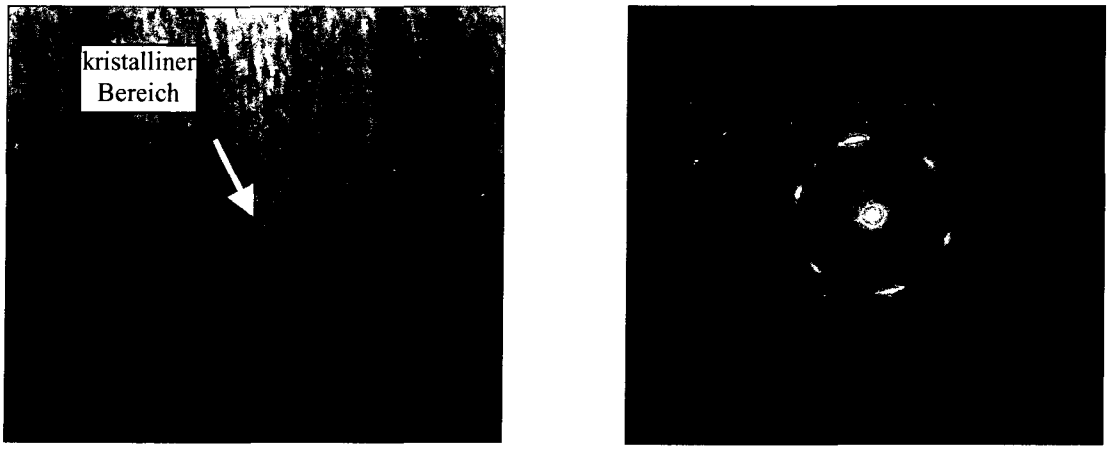



**Abbildung 6.8:** TEM-Querpräparation (links) Detail der Rekristallisation der FeCoSiB-Schicht, entsprechendes Elektronenbeugungsbild des kristallinen Bereichs (rechts)

### *6.2.3 Temperaturstabilität der Bauteile*

Die Integration eines abstimmbaren Resonators als grundlegendes Filterelement in ein mobiles Telefon erfordert die Temperaturstabilität des Einzelbauteils zwischen -30°C bis 85°C. Im Folgenden wird daher die Auswirkung einer Temperaturerhöhung auf die mechanischen Eigenschaften des Schichtaufbaus untersucht. Dazu wird ein vereinfachtes FEM-Modell des realisierten Aufbaus auf Waferebene generiert. Durch Applikation entsprechender symmetrischer Randbedingungen kann das FEM-Netz auf die Hälfte eines Wafers reduziert werden. Zusätzlich wird unter Ausnutzung der radialen Symmetrie nur ein Teil des Wafers und nicht der gesamte Durchmesser modelliert. Als Vereinfachung werden Haft- und Texturschichten vernachlässigt und nur die FeCoSiB und die ZnO-Schicht auf der Oberfläche des Siliziumsubstrats modelliert. Mögliche herstellungsbedingte Spannungen im Schichtsystem werden in der Simulation nicht berücksichtigt. Bei Raumtemperatur (25°C) ist der Aufbau daher spannungsfrei. In Abbildung 6.9 (links) wird die Summe aller Knotenverschiebungen $u_i$ auf dem deformierten Modell dargestellt, die von einer Temperaturerhöhung um 75°C verursacht werden. Die resultierende Dehnungsverteilung $S_i$, die sich aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnung der Materialien ausbildet, ist in Abbildung 6.9 (rechts) dargestellt. Die

geringe thermische Ausdehnung des Siliziumsubstrates mit 2.6 ppm/°C und der ZnO-Schicht mit 4.56 ppm/°C verursacht im Vergleich zur ΔE-Schicht mit 7 ppm/°C, dass die maximale Dehnung innerhalb der ΔE-Schicht auftritt. Wird die Dehnung entlang des in Abbildung 6.9 dargestellten Auswertepfads ermittelt, so ergibt sich der in Abbildung 6.10 dargestellte Verlauf.

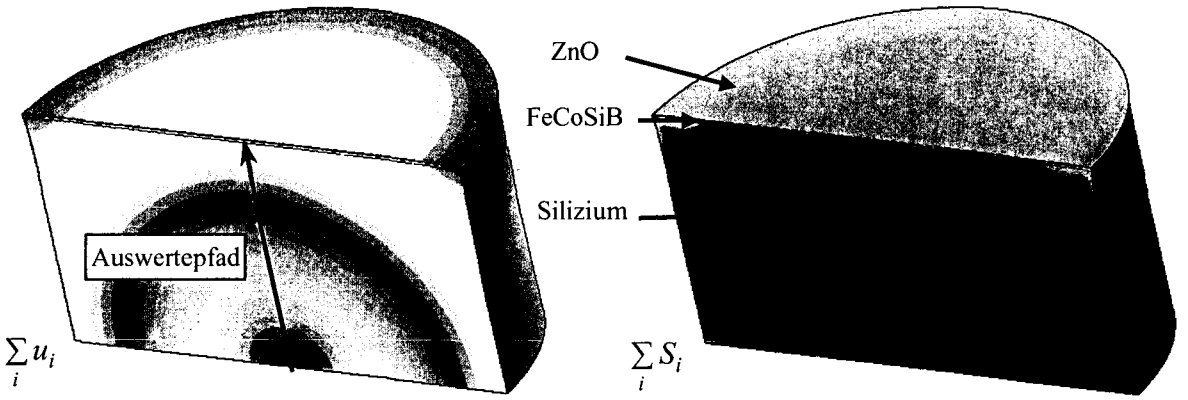



**Abbildung 6.9:** FEM-Simulation der temperaturbedingten Auslenkung $u_i$ (links) und dadurch induzierten Dehnungsverteilung $S_i$ (rechts) bei T = 75 °C (blau entspricht dem minimalen und rot dem maximalen Wert der dargestellten Größe)

Die maximale Dehnung nimmt proportional mit der Temperatur zu. Das Maximum tritt an der Grenzfläche zwischen der FeCoSiB- und der ZnO-Schicht auf. Ein möglicher Schädigungsmechanismus, also die Ablösung des Schichtsystems, hat an dieser Stelle seinen Ursprung.

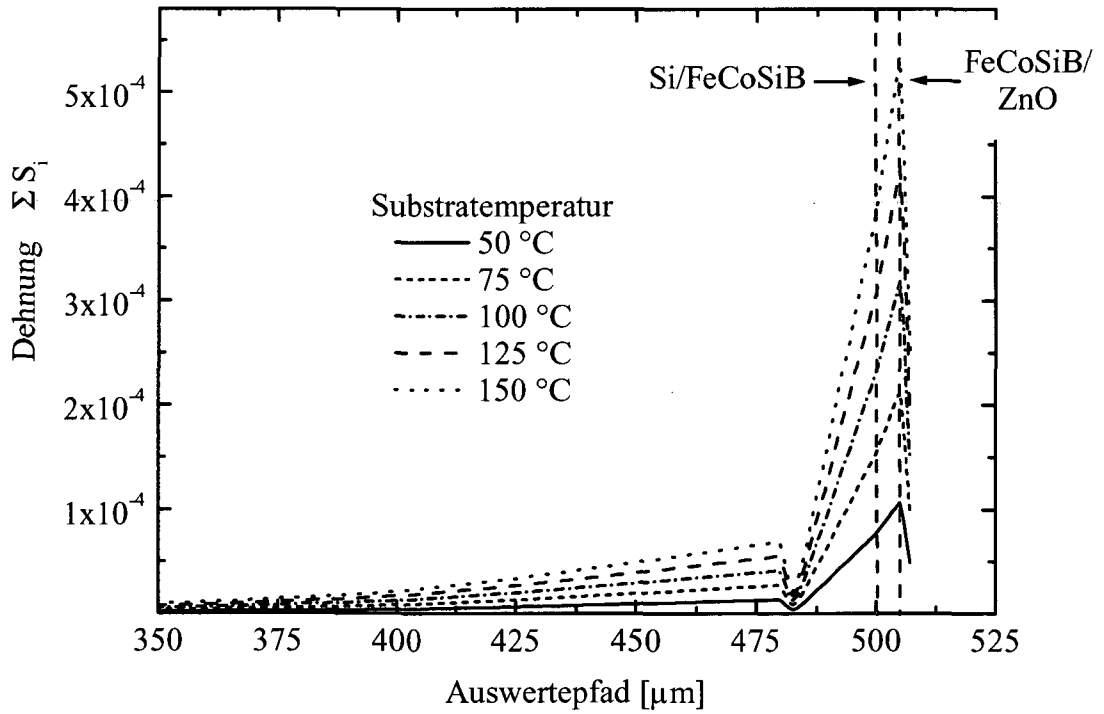



**Abbildung 6.10:** FEM-Simulation: Dehnungsverteilung im Schichtsystem in Abhängigkeit von der Temperatur

In Abbildung 6.11 ist das Verhalten eines realen Bauteils bei Temperaturbelastung dargestellt. Im Versuch wurden die Bauteile mit einer Aufheizrate von 10°C/min erhitzt wobei eine Verweilzeit bei der jeweiligen Temperatur von 30 min zur Einstellung des thermischen Gleichgewichts eingehalten wurde. Oberhalb von 125°C kommt es zur Ablösung des Schichtsystems vom Substrats. Dabei werden die Fingerstrukturen der Wandler und damit das Bauteil zerstört. Vergleicht man qualitativ das Ergebnis des Temperaturversuchs mit der FEM-Simulation, so ergibt sich eine maximale Dehnungsbelastung von $4 \cdot 10^{-4}$ bei der Zerstörung der Bauteile bei 125°C. Dieser mit der FEM-Simulation für das Schichtsystem berechnete Wert stimmt gut mit bekannten Bruchdehnungen von Kristallen überein, wie z. B. $LiTaO_3$ mit Werten zwischen $5 \cdot 10^{-4}$ bis $1.5 \cdot 10^{-3}$ [113] oder Quarz mit Bruchdehnungen von ~ $10^{-3}$ [54]. Die Belastungsgrenze der Bauteile auf dem Schichtsystem ist daher vergleichbar mit jener von Standard OFW-Bauteilen auf einkristallinen Materialien.

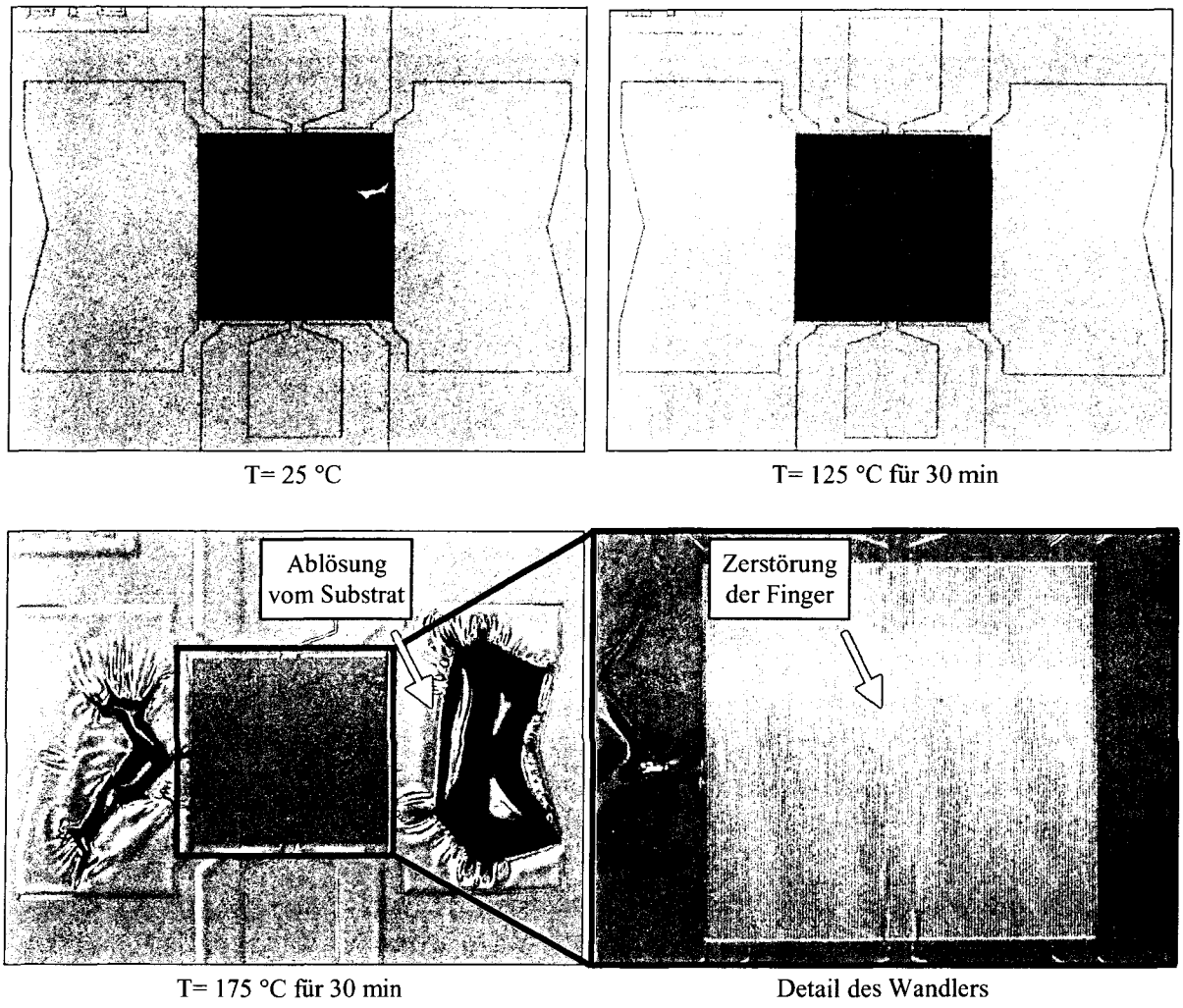



**Abbildung 6.11:** Auswirkungen der Temperaturbelastung eines Eintorresonators auf einem Schichtsystem hergestellt nach dem direkten Verfahren

## 6.3 OPFERSCHICHTVERFAHREN

### *6.3.1 Schichtaufbau*

Zur Vermeidung der Rekristallisation der amorphen FeCoSiB-Schicht wird ein speziell entwickeltes Opferschichtverfahren [6] verwendet, bei dem die temperatursensitive ΔE-Schicht zuletzt deponiert wird. Die auf diese Deposition folgenden Prozessschritte bis zum fertigen Bauteil, wie z. B. Photolithographie, werden bei Temperaturen niedriger als 120°C durchgeführt, also weit unterhalb der Kristallisationstemperatur der FeCoSiB-Schicht. Die wesentlichen Prozessschritte zur Realisierung eines Bauteils werden im Folgenden zusammengefasst.

*a) Deposition des Schichtsystems*

Als Substrat zur Deposition des Schichtsystems wird ein <100> orientierter 100 mm (4") Siliziumwafer verwendet. Zuerst wird mittels Aufdampftechnik eine 20 nm dicke Titan-Haftvermittlungsschicht sowie eine (111) texturierte 100 nm dicke Goldschicht aufgebracht. Danach erfolgt in einem reaktiven DC-Sputterprozess die Deposition der ZnO-Schicht mit Schichtdicken zwischen 250 und 750 nm. Im Unterschied zum direkten Verfahren, bei dem die Rekristallisationstemperatur der ΔE-Schicht der begrenzende Prozessparameter ist, wird die ZnO-Abscheidung bei einer höheren Substrattemperatur von 260°C durchgeführt. Mit einem weiteren Sputterverfahren wird auf der ZnO-Schicht eine 10 nm dicke Chrom-Haftschicht und schließlich die FeCoSiB-Schicht abgeschieden (Abbildung 6.12 I). Die letzte Abscheidung erfolgt zur Einstellung der magnetisch ausgezeichneten Richtungen wiederum in einem Biasmagnetfeld $\mu_0 H_{Bias}$ von 10 mT, das parallel zum Orientierungsflat des Wafers angelegt wird. Die magnetisch harte Richtung liegt daher auch hier parallel zur OFW-Ausbreitungsrichtung.

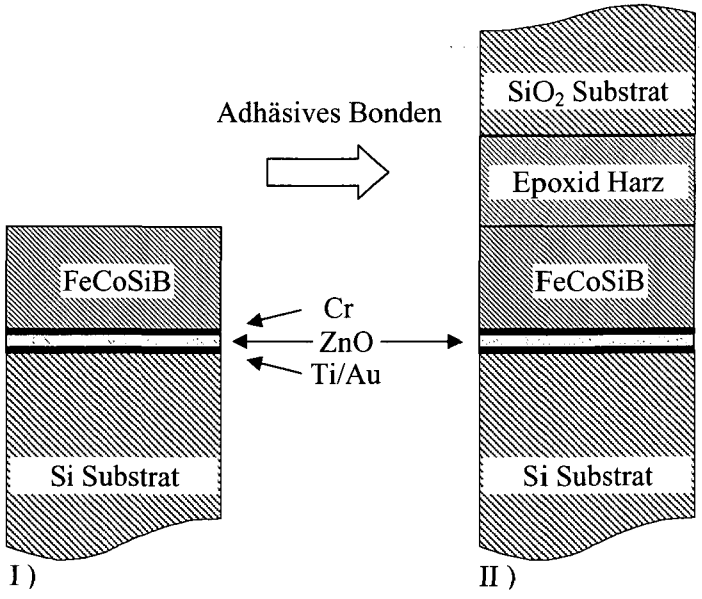



**Abbildung 6.12:** Schematische Darstellung des Opferschichtverfahrens: I) Abscheidung des Schichtsystems, II) Adhäsive Bondtechnik zur Verbindung mit dem zweiten Trägersubstrat

*b) Adhäsive Bondtechnik*

Auf diesen Aufbau wird mit Hilfe einer kapillaren adhäsiven Bondtechnik ein zweiter Substratwafer aus Quarz aufgebracht (Abbildung 6.12 II). Dafür wird in der Mitte des Wafers die entsprechende Menge Klebstoff portioniert und danach die beiden Fügepartner unter Vermeidung des Einschlusses von Luftblasen verbunden. Aufgrund der Kapillarkraft verteilt sich so der Klebstoff ausgehend von der Wafermitte in der Klebefuge. Zur Vermeidung von thermischen Spannungen der beiden Fügepartner wurde ein bei Raumtemperatur härtender Klebstoff verwendet. Zur optischen Kontrolle der Klebefuge wird als zweites Substrat ein durchsichtiger Quarz ($SiO_2$)-Wafer gewählt.

*c) Ätztechnik*

Zum Schutz des Schichtsystems vor dem nachfolgenden Ätzprozess wird auf dem Quarzwafer eine gegen die Ätzlösung chemisch inerte, selbstklebende Kapton-Folie aufgebracht. In einer $HNO_3$/HF-Ätzlösung wird, wie in Abbildung 6.13 III dargestellt, der Siliziumwafer weggeätzt, der hier als Opferschicht verwendet wird. Dabei oxidiert die Salpetersäure $HNO_3$ in einem autokatalytischen Prozess das Silizium zu $SiO_2$. Dieses wird schließlich von der Flusssäure HF in Siliziumhexafluorosilikat ($H_2SiF_6$) und Wasser aufgelöst. Die Goldschicht stellt bei diesem Prozess den Ätzstopp für die Ätzlösung dar. Bei hoher HF und niedriger $HNO_3$ Konzentration kann die Ätzrate durch die Zugabe von $HNO_3$ kontrolliert werden. Die Oxidationsrate des Silizium zu $SiO_2$ bestimmt so die Ätzrate. Der Ätzprozess ist stark exotherm mit Ätzraten von bis zu 200 µm/min. Daher muss einerseits die Ätze gekühlt und andererseits die Ätzrate durch geringe $HNO_3$-Konzentration kontrolliert werden.

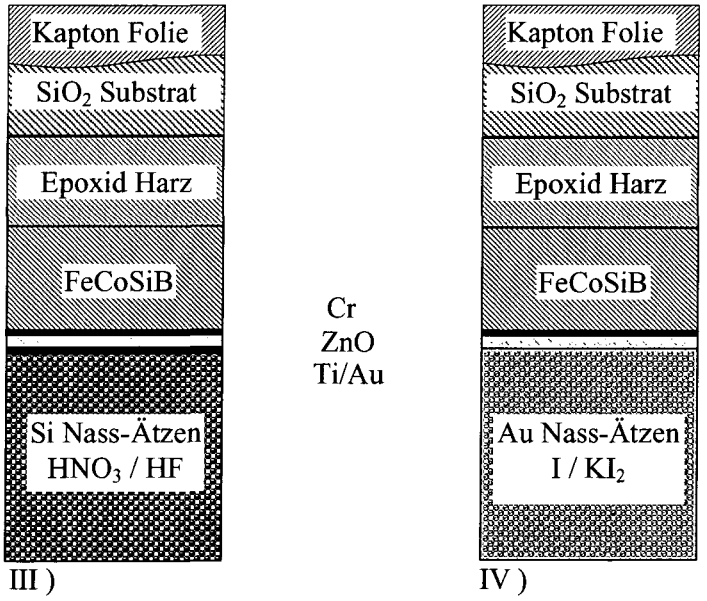



**Abbildung 6.13:** Schematische Darstellung des Opferschichtverfahrens: III) Nass-Ätzverfahren zur Entfernung des Siliziumsubstrates, IV) Weiterer Ätzschritt zur Entfernung des Ätzstopps für vorhergehenden Prozess

Bei zu hoher Ätzrate verursacht der stark exotherme Ätz-Prozess eine lokale Erwärmung des Substrates. Die dabei hervorgerufenen thermischen Spannungen führen in der Folge zum Abplatzen der Goldschicht, die den Ätzstopp darstellt (Abbildung 6.14 (rechts)). In dem abgebil-

deten Vorversuch zur Bestimmung der Ätzrate wurde auf dem Siliziumsubstrat nur die Goldschicht deponiert und darauf der $SiO_2$-Wafer geklebt. Für kleine Ätzraten bleibt die Temperatur der Ätze bei ~ 100°C und die Goldschicht nahezu intakt (Abbildung 6.14 (links)). Es treten nur kleine Defekte im Ätzstopp wie Spannungsrisse oder das lokale Abplatzen der Schicht aufgrund von Lufteinschlüssen in der Klebeschicht auf. Um den Ätzstopp durchgehend intakt zu halten, muss daher sowohl die Klebeschicht frei von Lufteinschlüssen sein, als auch die Ätzrate bzw. -temperatur auf < 50 µm/min bei ~ 100°C reduziert werden.
Die Goldschicht selbst wird schließlich durch einen weiteren Ätzprozess, wie in Abbildung 6.13 IV dargestellt, mit einer Kaliumjodid/Jod Lösung von der Oberfläche des Schichtsystems entfernt. Dieser Prozess läuft bei moderaten Ätzraten von ~ 1 µm/min ab, wobei die ZnO-Schicht den Ätzstopp für diese Lösung bildet.

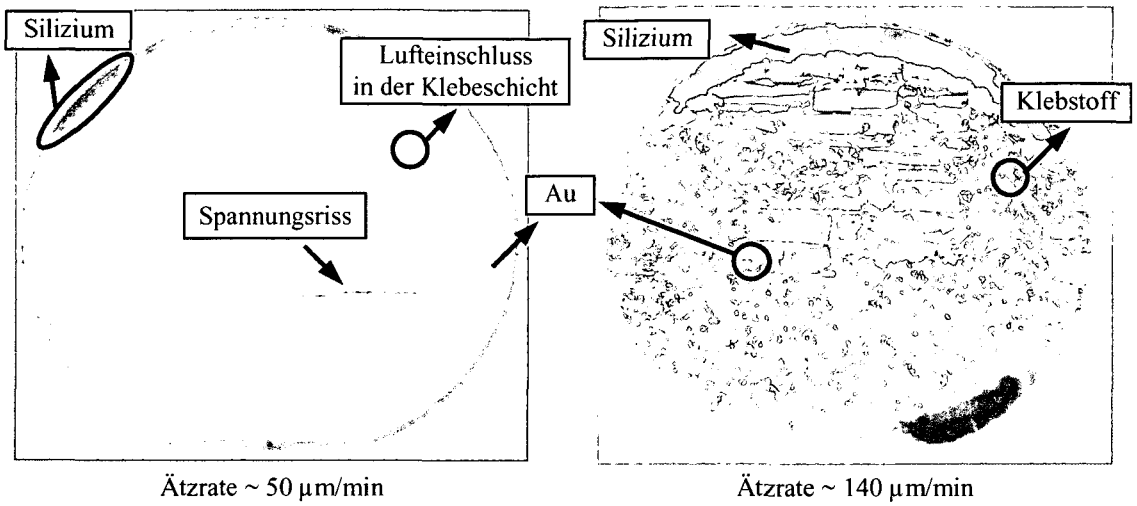



**Abbildung 6.14:** Vorversuch: Siliziumätzen bei unterschiedlichen Ätzraten

*d) Photolithographie*

Auf der ZnO-Oberfläche des freigelegten Aufbaus werden schließlich photolithographisch Aluminium-Elektroden strukturiert (Abbildung 6.15). Die maximale erreichte Temperatur in diesem Prozess wird beim Ausheizen des Photolacks erreicht und ist mit 120°C nicht kritisch.

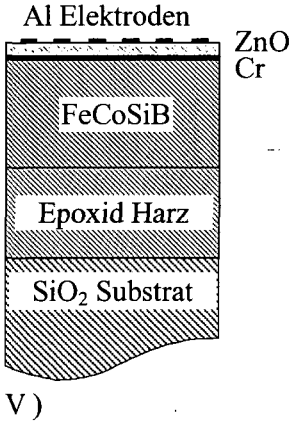
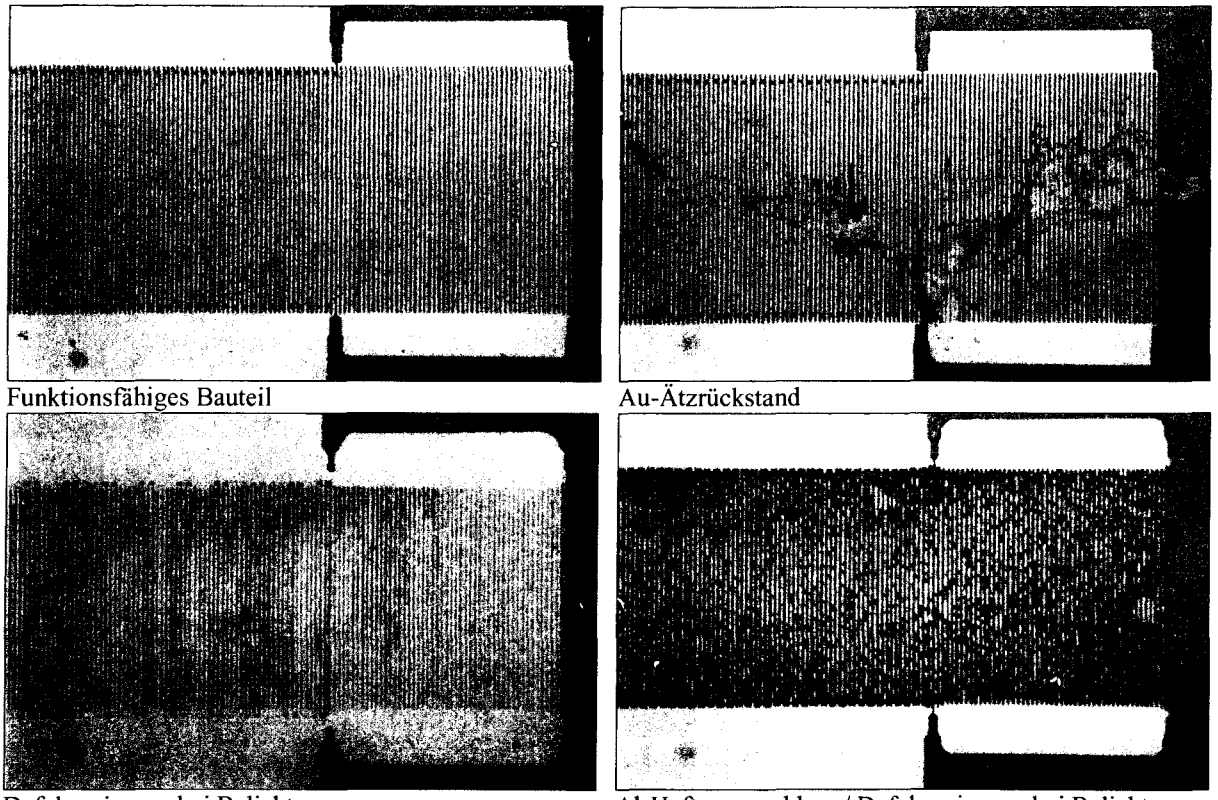



**Abbildung 6.15:** Schematische Darstellung des Opferschichtverfahrens: V) Strukturierung des Schichtsystems

Die Abscheidung der 100 nm dicken Aluminium-Elektroden erfolgt mittels Aufdampftechnik bei Raumtemperatur. Der Photolithographieprozess gestaltet sich im Opferschichtverfahren schwieriger als im direkten Aufbauverfahren, aufgrund der durch Ätzrückstände verunreinigten Oberfläche aber auch durch Unebenheiten des Schichtsystems. Diese Unebenheiten werden durch die ungleichmäßige Klebeschichtdicke als Folge der kapillaren Klebetechnik verursacht. Unebenheiten von bis zu 8 µm bei einer durchschnittlichen Klebeschichtdicke von 9 µm wurden dabei für die hergestellten Wafer festgestellt. Um dennoch Bauteile auf einer solchen Oberfläche zu strukturieren, muss die Größe der Belichtungsfelder des Photosteppers reduziert werden, um die Fokussierungsbedingung trotz der Unebenheit zu erfüllen. Durch Defokussierung bei der Belichtung sowie durch die von Verunreinigungen ausgelösten Haftungsprobleme der Aluminium-Elektroden ist die Ausbeute im Opferschichtverfahren geringer als beim direkten Verfahren. In Abbildung 6.16 sind eine funktionsfähige Struktur sowie typische Schädigungsbilder von OFW-Resonatorstrukturen dargestellt, die mit dem Opferschichtverfahren hergestellt wurden.



Funktionsfähiges Bauteil | Au-Ätzrückstand

Defokussierung bei Belichtung | Al-Haftungsproblem / Defokussierung bei Belichtung

**Abbildung 6.16:** Detailansicht: Eintorresonatoren auf einem Schichtsystem nach dem Opferschichtverfahren

### *6.3.2 Charakterisierung des Schichtsystems*

Der TEM-Querschliff des Präparates, hergestellt mit dem Opferschichtverfahren (Abbildung 6.17), weist im Unterschied zum TEM-Querschliff der Probe, hergestellt mit dem direkten Verfahren (Abbildung 6.3), keine sichtbare Textur in der FeCoSiB-Schicht. Die ZnO-Schicht zeigt eine säulenförmige Struktur und eine glatte Oberfläche. Die Position der Chrom-Zwischenschicht ist markiert, jedoch im Kontrast zur FeCoSiB-Schicht nicht zu erkennen.

Die trapezförmigen Aluminium-Elektroden auf der Oberfläche des Schichtsystems sind deutlich zu sehen.

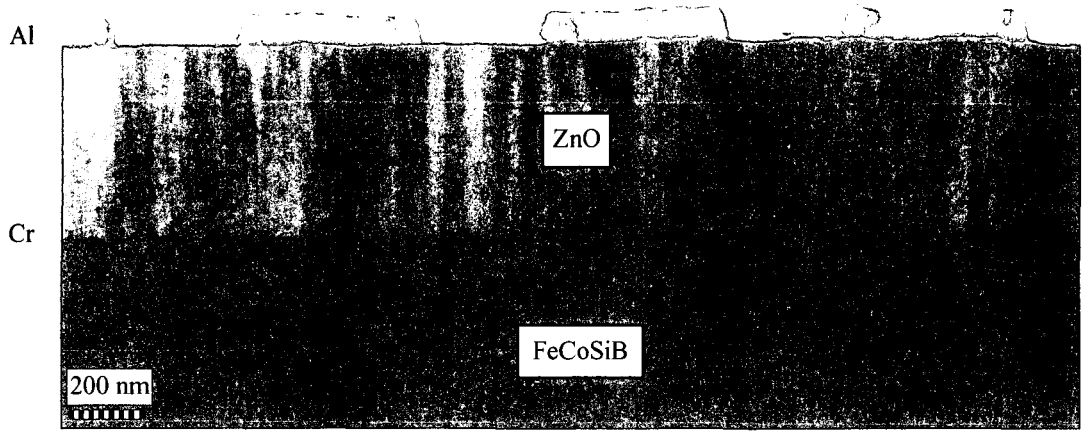



**Abbildung 6.17:** TEM-Querpräparation: Schichtsystem nach dem Opferschichtverfahren

*a) ZnO-Schicht*

Im Hell- (links) bzw. Dunkelfeldbild (rechts) der Ausschnittsvergrößerung der TEM-Querpräparation ist die säulenartige Struktur der ZnO-Schicht senkrecht zur Oberfläche zu erkennen (Abbildung 6.18). Die Oberfläche weist einen geringeren RMS-Wert von < 3nm im Unterschied zum direkten Verfahren mit einem RMS-Wert von ~ 7 nm auf (vgl. Abbildung 6.6).

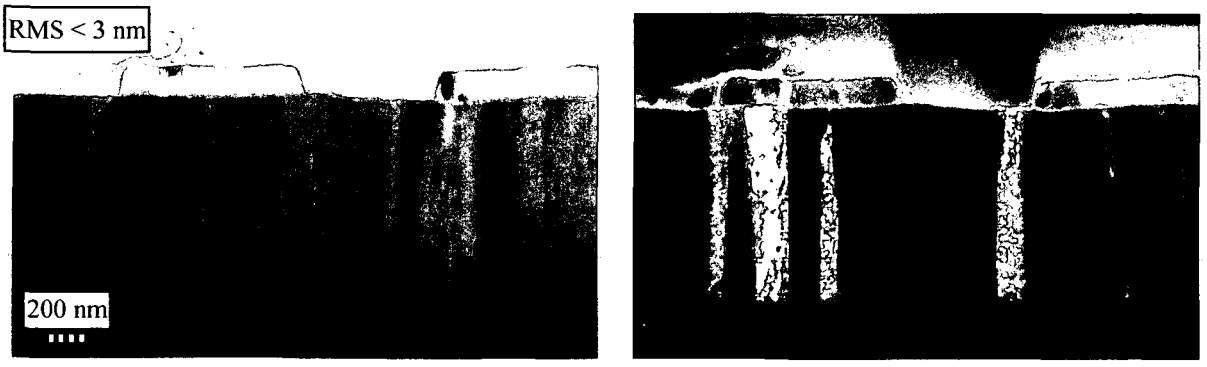



**Abbildung 6.18:** TEM Hell- (links) und Dunkelfeldaufnahme (rechts) der ZnO-Schicht

Die Halbwertsbreite des $\chi$-Scans, der an der (002) orientierten ZnO-Schicht durchgeführten Röntgenbeugungsanalyse, ist für alle betrachteten Schichtdicken (250, 500 und 750 nm) kleiner als 2.5°, während die Halbwertsbreite des (111) Gold-Reflexes kleiner als 3.5° ist. Die höhere Textur der ZnO-Schicht für Proben, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren, im Vergleich zu Proben, hergestellt nach dem direkten Verfahren ist auf zwei wesentliche Parameter zurückzuführen: einerseits wird die Texturschicht hier auf einer polierten Waferoberfläche deponiert und weist daher eine geringere Rauhigkeit sowie höhere Texturierung auf, andererseits wird die ZnO-Schicht selbst bei einer höheren Temperatur abgeschieden. Dies ist in Übereinstimmung mit [114], wo gezeigt wird, dass durch eine Verbesserung der Au-Textur (Reduktion der FWHM des (111) Reflexes) die Verkippung der c-Achse des ZnO reduziert und damit die effektive piezoelektrische Kopplung erhöht werden kann.

Eine Rasterelektronenmikroskopie (REM) Aufnahme eines Interdigitalwandlers auf der ZnO-Oberfläche ist in Abbildung 6.19 dargestellt. An einer der Elektroden tritt eine pyramidenförmige sechseckige Vertiefung auf. Diese stammt vermutlich von einem Goldkorn, das beim Entfernen des Gold-Ätzstopps aus dem ZnO wieder herausgeätzt wurde. Das Auftreten dieser mikroskopischen Defekte unter den Elektroden kann zu einem elektrischen Kontakt zwischen der Aluminium-Elektrode und der darunter liegenden ΔE-Schicht und damit zu einer parasitären Kapazität oder auch zum Kurzschluss des Wandlers selbst führen.

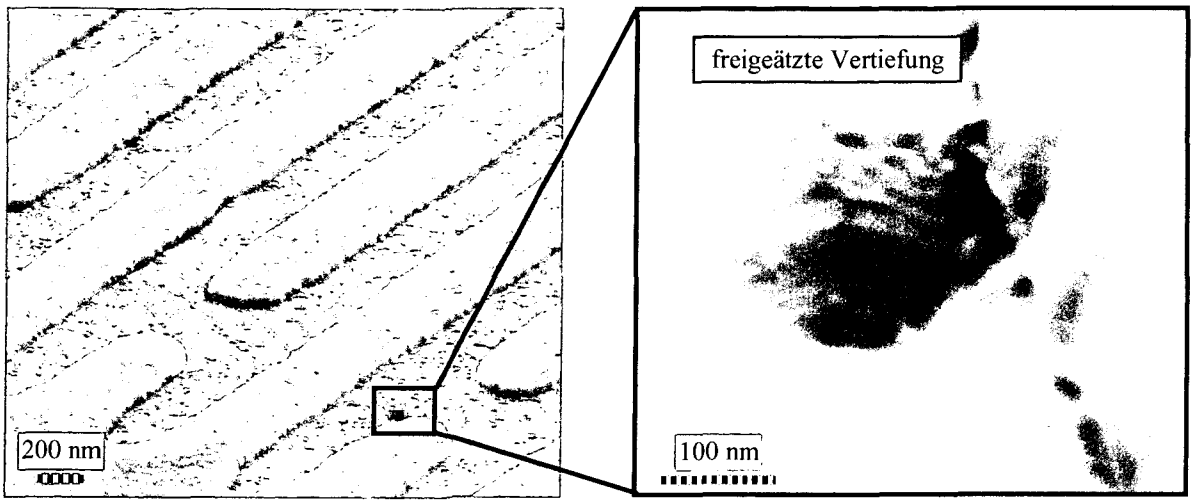



**Abbildung 6.19:** REM Bild eines Interdigitalwandlers (links), pyramidenförmige Vertiefung (rechts)

*b) FeCoSiB*

Der in Abbildung 6.20 dargestellte Detailausschnitt der FeCoSiB-Schicht aus der TEM-Querpräparation zeigt, bis auf vertikale Riefen, die durch die FIB (Focused Ion Beam)-Präparation der Probe entstanden sind, keine weitere Textur. Die Chrom-Haftschicht sowie der untere Teil der ZnO-Schicht sind zu erkennen.

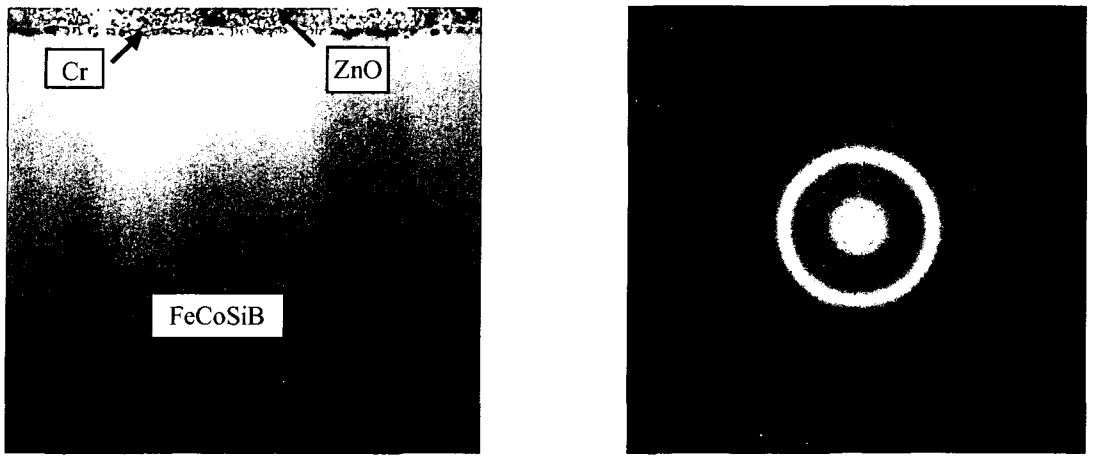



**Abbildung 6.20:** TEM Detail der FeCoSiB-Schicht (links) und entsprechendes Elektronenbeugungsbild (rechts)

Das Elektronenbeugungsbild der FeCoSiB-Schicht weist außer diffusen Ringen, die von Nahordnungseffekten innerhalb der amorphen Schicht herrühren [115], keine weiteren Reflexe

auf. Somit ist gezeigt, dass bei Anwendung des Opferschichtverfahrens der amorphe Zustand der ΔE-Schicht erhalten bleibt.

### *6.3.3 Temperaturstabilität der Bauteile*

Das mechanische Verhalten des Schichtaufbaus bei Temperaturbelastung wird mit einem vereinfachten FEM-Modell untersucht. Textur- und Haftungsschichten werden, wie in der Simulation nach dem direkten Verfahren, vernachlässigt. Es werden die gleichen Randbedingungen und Vereinfachungen wie in dem in Kapitel 6.2.3 diskutierten Modell angewendet. Der so reduzierte Aufbau besteht aus dem Siliziumsubstrat, der Klebeschicht (Epoxid) und darauf aus dem funktionalen Verbund aus der FeCoSiB- und der piezoelektrischen ZnO-Schicht. Die viskosen Eigenschaften der Klebeschicht werden in der statischen Simulation des Problems nicht berücksichtigt. Bedingt durch die thermische Ausdehnung des Klebstoffes, die um eine Größenordnung jene der Fügepartner übersteigt, nehmen die Auslenkungen $u$ oberhalb der Klebeschicht stark zu (Abbildung 6.21 links). Die aufgrund der Auslenkungsverteilung induzierte Dehnung, dargestellt ist die Vektorsumme aller Dehnungen am deformierten Modell (Abbildung 6.21 rechts), erreicht innerhalb der Klebeschicht ihr Maximum. Eine Temperaturerhöhung um 50°C verursacht dabei eine Dehnung in der Klebeschicht von bis zu $5 \cdot 10^{-3}$.

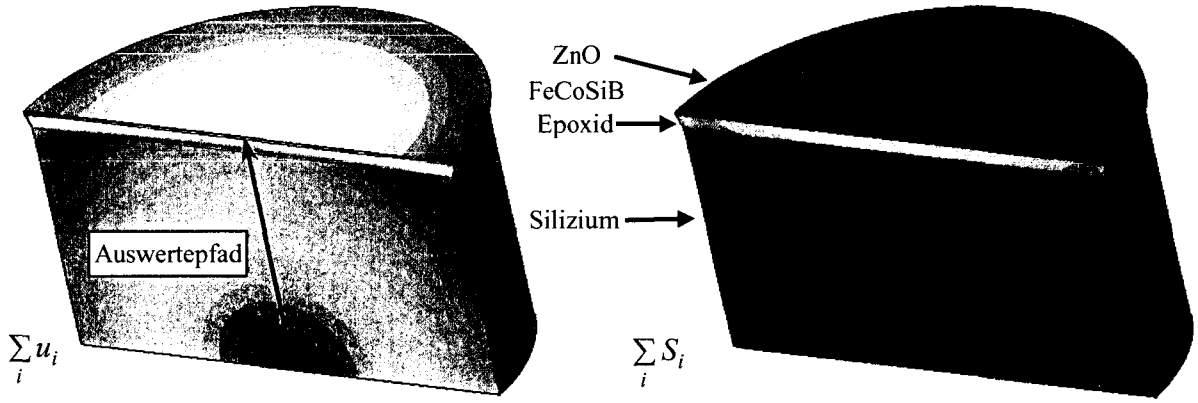



**Abbildung 6.21:** FEM-Simulation der temperaturbedingten Auslenkung $u_i$ (links) und dadurch induzierten Dehnungsverteilung $S_i$ (rechts) bei einer Substrattemperatur von 75 °C (Farbcodierung: blau entspricht dem minimalen und rot dem maximalen Wert der dargestellten Größe)

Die Spannungsverteilung im Schichtsystem entlang des in Abbildung 6.21 skizzierten Auswertepfades in Abhängigkeit von der Substrattemperatur ist in Abbildung 6.22 dargestellt. Die maximale Spannung tritt an der Grenzschicht zwischen der Klebeschicht und der ΔE-Schicht (FeCoSiB) auf. Die Spannung selbst steigt proportional mit der Temperatur an. Wird die Substrattemperatur über 50°C erhöht, so treten Spannungen in der Klebefuge auf, die oberhalb der Scherfestigkeit des Klebstoffes von ~ 1250 N/m² [116] liegen.
In einem Versuch auf Waferbasis wird die Auswirkung der Temperaturbelastung auf den Schichtaufbau untersucht. In Abbildung 6.23 (links) ist der Ausgangszustand der Schichtkonfiguration bei Raumtemperatur dargestellt. Deutlich sind Ätzrückstände auf der Oberfläche sowie Bauteile mit fehlender Wandlerstruktur in der linken Hälfte der Abbildung zu erkennen. Wird nun die Substrattemperatur mit einer Aufheizrate von 6°C/min und einer Verweil-

zeit bei der jeweiligen Temperatur von 15 min erhöht, so kommt es schon oberhalb von 55°C zu Rissbildungen im Schichtsystem (Abbildung 6.23 (rechts)).

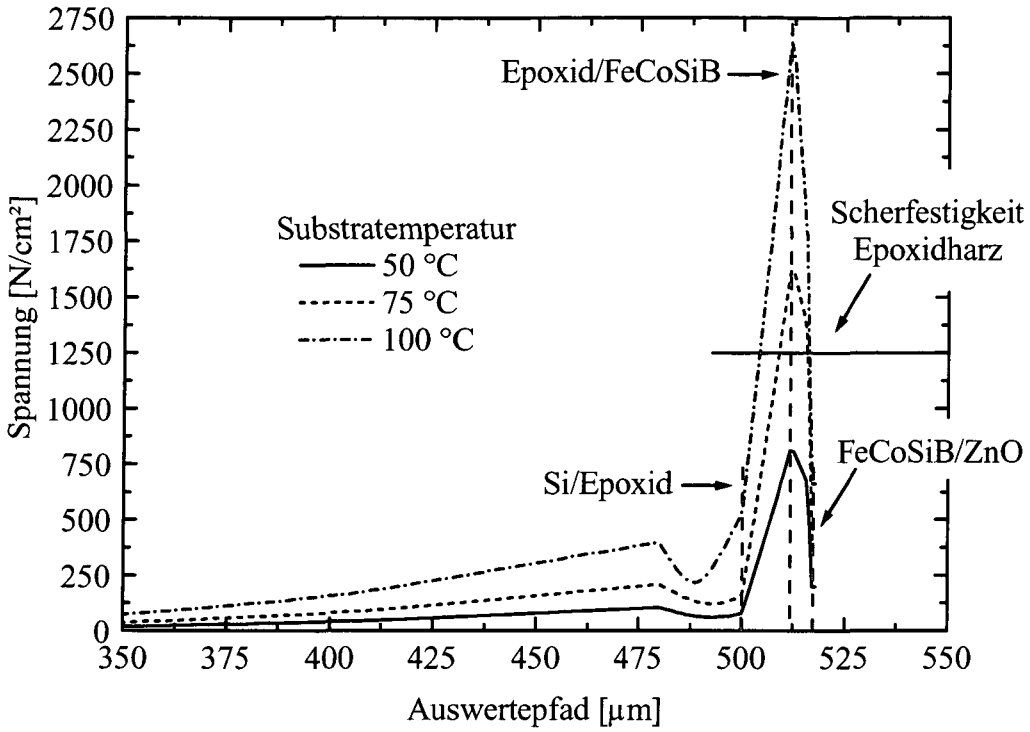



**Abbildung 6.22:** FEM-Simulation: Spannungsverteilung im Schichtsystem in Abhängigkeit von der Temperatur

Die Ursache der Schädigung kann wie folgt erklärt werden. Mit zunehmender Temperatur steigen die Spannungen im Schichtsystem aber vor allem innerhalb der Klebeschicht stark an. Diese verliert den mechanischen Kontakt zu den Fügepartnern und relaxiert schlagartig in einen spannungsfreien Zustand. Dabei auftretende Kräfte verursachen die Rissbildungen im Schichtsystem sowie ein teilweises Abplatzen der einzelnen Schichten. In Übereinstimmung mit der FEM-Simulation tritt dieses Verhalten oberhalb von 50°C auf, also dem Erreichen der Scherfestigkeits- bzw. Haftungsgrenze des Klebstoffes.

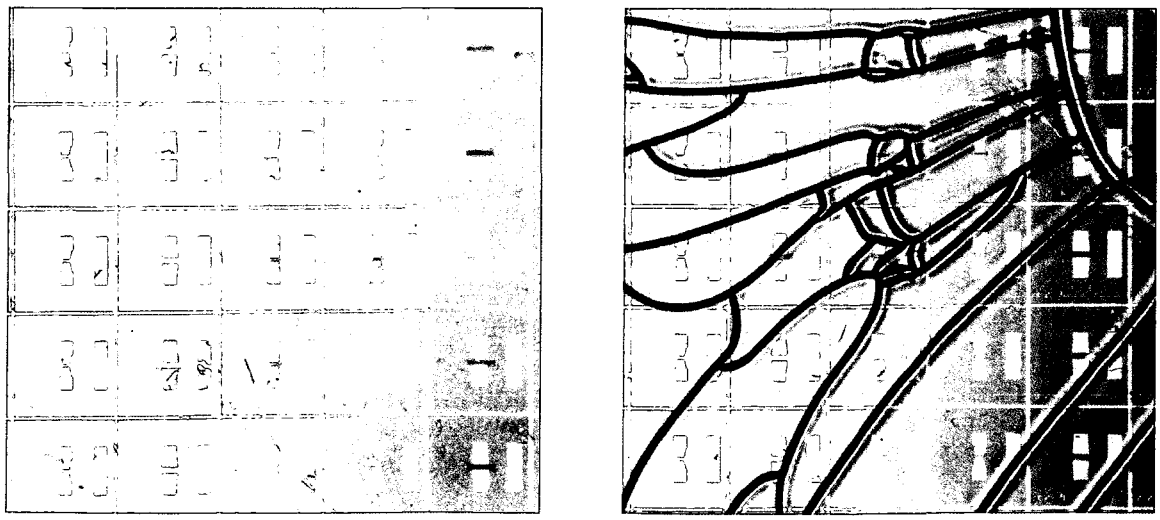


**Abbildung 6.23:** Temperaturbelastung eines Eintorresonators auf einem Schichtsystem, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren, Schichtsystem bei Raumtemperatur (links) und bei 55°C (rechts)

## 6.4 DIREKTES VERFAHREN AUF EINEM METGLAS-BANDMATERIAL

Amorphe metallische Bänder wie Metglas®2605SC [117] werden z. B. in Warensicherungsystemen eingesetzt. Ihre Herstellung erfolgt großtechnisch im Schmelzspinnverfahren [64]. Hierbei wird, um den amorphen Zustand des Materials zu erreichen, ein Strahl des geschmolzenen Materials auf eine schnell rotierende gekühlte Walze gespritzt. Es formt sich ein Band durch Ausbreitung und Verfestigung des Strahls. Die Geschwindigkeit der Abkühlung wird dabei von der Dicke des erzeugten Bandes, vom Wärmekontakt zwischen dem flüssigen Metall und der gekühlten Walze sowie vom Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt. Diese Bedingungen schränken die Dicke amorpher metallischer Bänder auf etwa 50 µm ein. Aufgrund des Herstellungsprozesses ist die magnetisch leichte Richtung parallel zur Ziehrichtung des Bandes und senkrecht dazu die magnetisch harte Richtung eingeprägt. Durch eine anschließende Temperaturbehandlung in einem extern angelegten Magnetfeld kann der maximal erreichbare Magnetostriktionseffekt und somit der ΔE-Effekt optimiert werden. Wie schon in Kapitel 3.5 besprochen, zeigen amorphe Bänder im Vergleich zu den entsprechenden dünnen Schichten einen höheren ΔE-Effekt bis zu einem Faktor 1.9 [3] und eigenen sich daher besonders zur Realisierung von weit abstimmbaren akustischen Komponenten.

### *6.4.1 Schichtaufbau*

Aufgrund der geringen Schichtdicke und der damit verbundenen eingeschränkten mechanischen Stabilität des Bandes ist eine direkte Verwendung als Substratmaterial für OFW-Anwendungen in Kombination mit einer piezoelektrischen Anregungsschicht nicht möglich. Zusätzlich weisen, bedingt durch den Herstellungsprozess, industriell gefertigte Metgläser hohe Oberflächenrauhigkeiten mit einem RMS-Wert von 0.5 bis zu 5 µm auf (Abbildung 6.24). Die Oberflächenrauhigkeit befindet sich in der Größenordnung der Wellenlänge der OFW und würde eine starke Dämpfung bzw. Streuung der Welle verursachen.

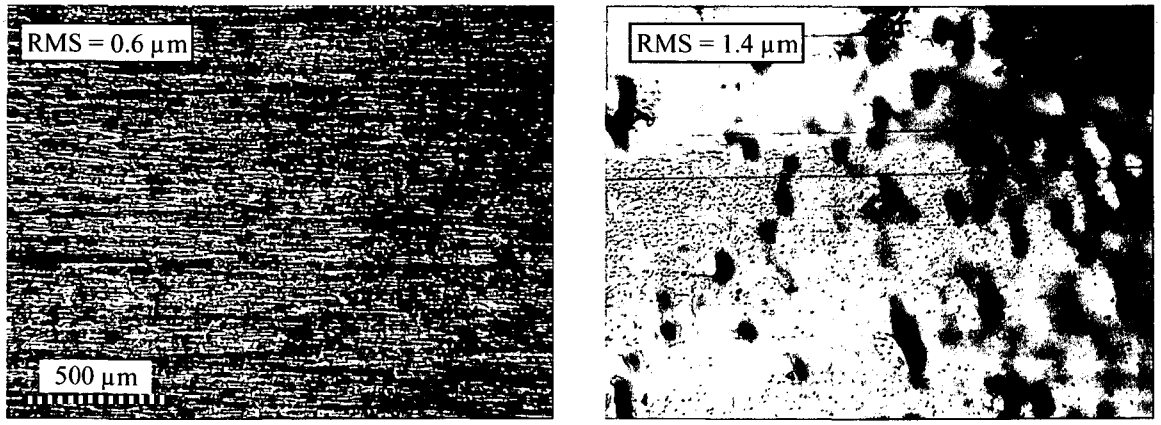



**Abbildung 6.24:** Vorder- (links) bzw. Rückseite (rechts) eines amorphen Metglasbandes

Zur Realisierung von OFW-Bauteilen muss daher, sowohl das metallische Band durch ein Trägersubstrat mechanisch stabilisiert, als auch dessen Oberflächenrauhigkeit reduziert werden. Mit einem kapillaren Klebeverfahren wird das Band auf einen Quarzwafer geklebt. Zur

Erhöhung der Scherfestigkeit des Klebstoffes wird der Wafer vor der Verbindung sandgestrahlt, um eine mikroskopische Verzahnung der beiden Fügepartner zu erreichen. Die T-förmige Anordnung der Probe auf dem Trägersubstrat wurde gewählt, um die Scherkraftaufnahme im Polierprozess zu reduzieren (Abbildung 6.25 (rechts)).

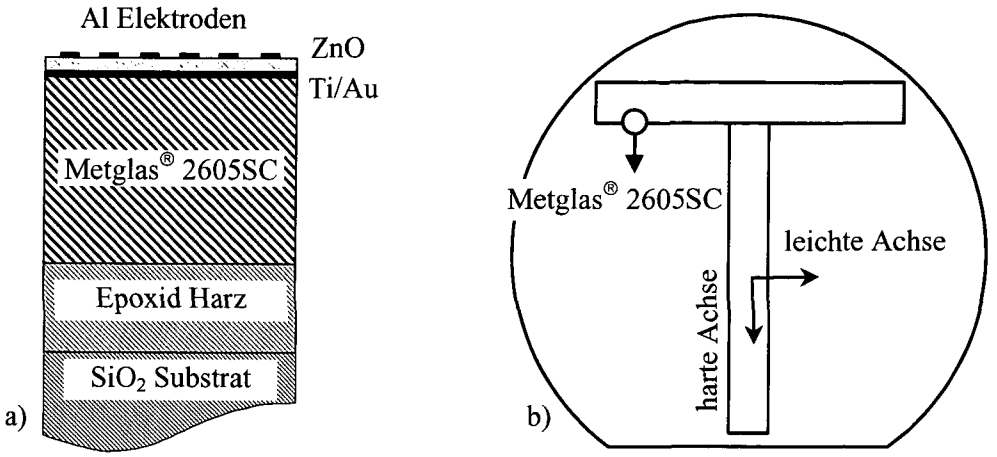



**Abbildung 6.25:** Schematische Darstellung eines abstimmbaren OFW-Resonators auf einem amorphen Metglasband (links) Anordnung auf dem Quarz-Trägersubstrat (rechts)

*a ) Präparation des amorphen Bandes*

Zur Reduktion der Oberflächenrauhigkeit wird die auf dem Wafer applizierte Probe mit einer 0.3 µm $Al_2O_3$-Suspension mit einem weichen Tuch (Rodel® SUBA 500) auf einer Einscheibenmaschine poliert. Aufgrund der Scherkraftaufnahme kommt es am Streifenrand zu Delaminierungen, die jedoch bei kleinen Drehzahlen von 32 U/min nicht wesentlich sind. Die Rauhigkeit der Proben wird mittels Weißlichtinterferometrie überprüft. In Abbildung 6.26 ist ein 340×450 µm² Querschnitt der polierten Probe dargestellt. Auf dieser Fläche ist die Rauhigkeit kleiner als 8.3 nm. Im Mittel wird jedoch nur ein RMS-Wert von ~ 30 nm erreicht, wobei sowohl tiefere Kratzer als auch Löcher im Band auftreten.

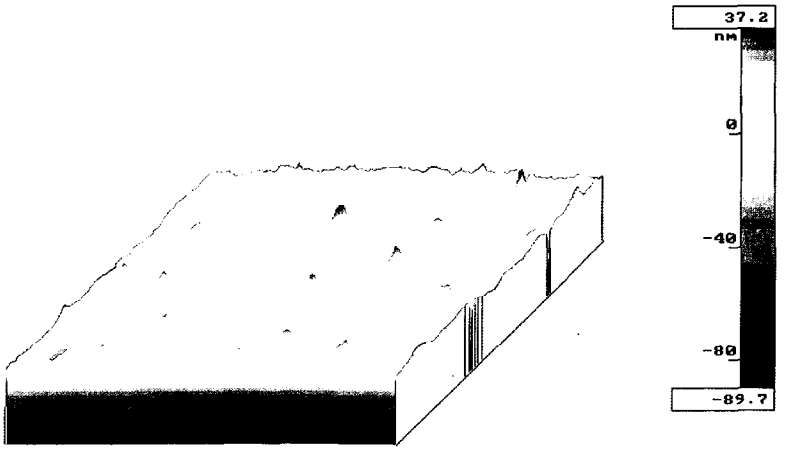



**Abbildung 6.26:** Oberfläche (340 x 450 µm²) des amorphen Bandes nach dem Polierprozess, RMS < 8.3 nm

*b) Deposition Ti/Au und ZnO*

Auf das Band wird, wie in Kapitel 6.2.1 detailliert beschrieben, zuerst eine Titan-Haftschicht, sowie eine Gold-Texturschicht mit einem Aufdampfprozess und danach mittels reaktiven Sputterprozess die ZnO-Schicht abgeschieden. Vor dieser Deposition jedoch, wird das Band nasschemisch sowie mittels eines Plasma-Ätzprozesses von den Polierrückständen gereinigt.

*c) Photolithographie*

Trotz der Reinigungsprozesse vor der Deposition des Schichtsystems und nochmals vor der Photolithographie verbleibt, eine hohe Anzahl von Verunreinigungen auf der Oberfläche. Diese führen zur schlechten Benetzung der Oberfläche durch den Photolack. Unebenheiten auf dem Band, bedingt durch die adhäsive Klebetechnik, verursachen zusätzlich eine nicht homogene Lackdicke auf dem Wafer. Diese und nicht ideale Fokussierungsbedingungen für die Belichtung aufgrund der Unebenheit selbst, haben eine Verschiebung der Strukturbreiten bei der Photolithographie zur Folge. Wie in Abbildung 6.27 gezeigt, kommt es daher zu Kurzschlussbildungen und Unterbrechungen in den Strukturen der Bauteile. Zusätzlich treten Verunreinigungen auf, die vermutlich von der Oxidation des Bandes während der Prozessierung stammen. Aufgrund dieser Probleme konnten keine elektrisch funktionsfähigen Bauteile auf der Oberfläche der Proben strukturiert werden.

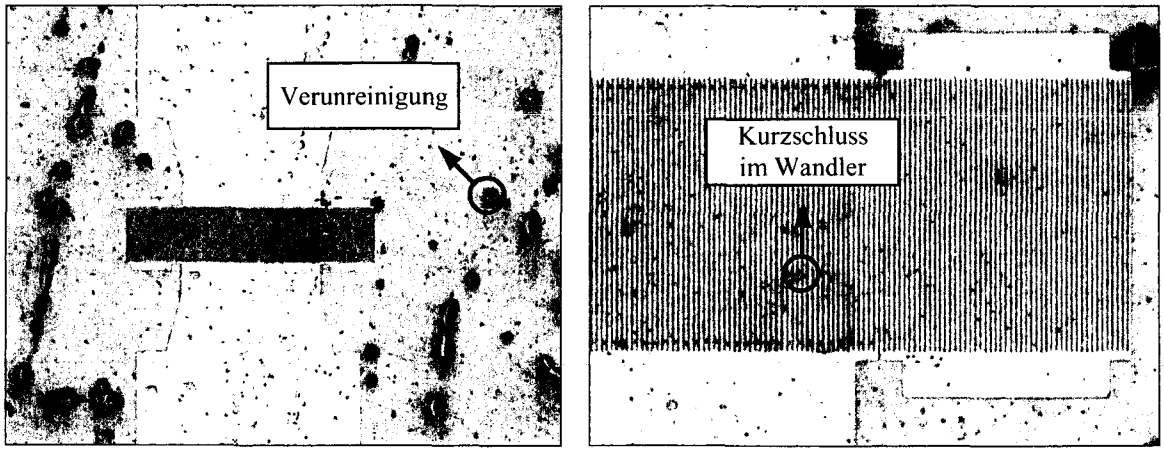



**Abbildung 6.27:** Eintorresonator auf Schichtsystem bestehend aus Metglas 2605SC/Au/ZnO (links), Detail Wandler und Reflektor des Resonators (rechts)

### *6.4.2 Charakterisierung des Schichtsystems*

Nicht nur bei der ZnO- sondern auch bei der Goldschicht treten neben dem (002) bzw. dem (111) Reflex weitere Reflexe in der XRD-Untersuchung der Probe auf (Abbildung 6.28). Da der (200) Gold Reflex an derselben Stelle wie der FeCo (110) Reflex liegt, lässt sich nicht entscheiden, ob eine mögliche Kristallisation der FeCoSiB-Schicht einen Beitrag liefert. Eine durchgehende Rekristallisation von FeCoSiB kann jedoch aufgrund der geringen Anregungsintensität ausgeschlossen werden. Die große Anzahl unterschiedlicher Reflexe sowohl der Gold- als auch der ZnO-Schicht weisen auf eine schlechte Texturierung beider Schichten hin.

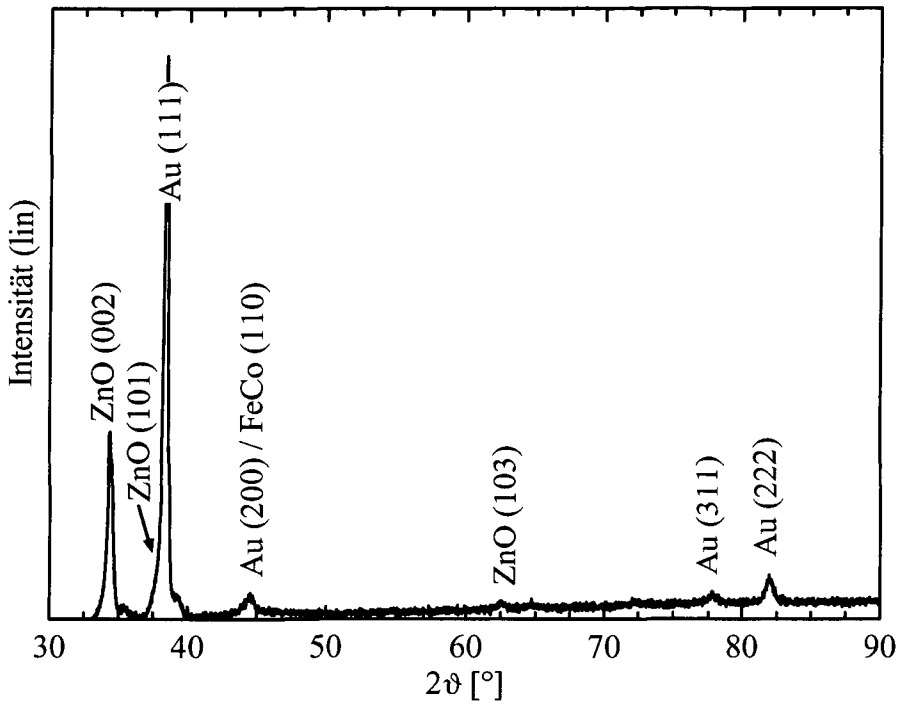



**Abbildung 6.28:** XRD ϑ-2ϑ-Scan: Schichtsystem aus Metglas2605SC/Au/ZnO

Die Halbwertsbreite des χ-Scans des (002) Reflexes der ZnO-Schicht in Abhängigkeit vom RMS-Wert des polierten amorphen Bandes vor der Deposition der $ZnO_7$Schicht ist in Abbildung 6.29 dargestellt. Die beste Textur wird bei der geringsten Rauhigkeit erreicht. Mit einem minimalen Wert von 8° ist die FWHM jedoch zu groß, um eine hohe piezoelektrische Kopplung der Schicht zu realisieren. Die Rauhigkeit des Metglasbandes beim Polieren muss daher deutlich verringert werden (RMS < 6nm), um die Halbwertsbreite auf Werte < 3° zu erhöhen. Dies kann mit vernünftigem Aufwand zur Zeit nicht realisiert werden.

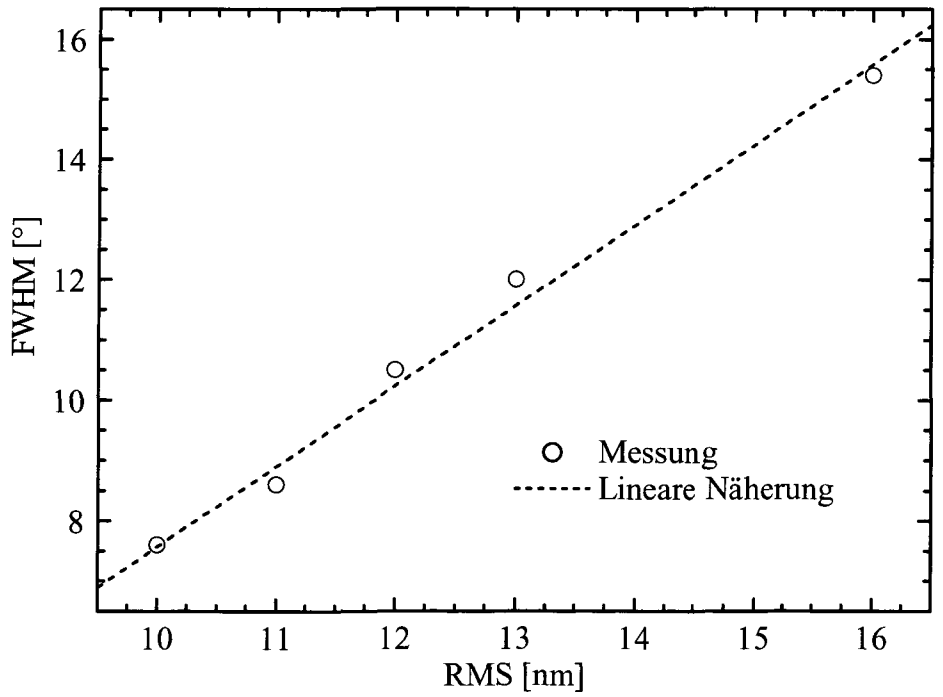



**Abbildung 6.29:** Abhängigkeit der FWHM des ZnO (002) Reflexes von der Oberflächenrauhigkeit (RMS-Wert)

## 6.5 VERGLEICH DER HERSTELLUNGSVERFAHREN

In Tabelle 6.1 werden die wesentlichen Prozessparameter der unterschiedlichen Aufbauvarianten verglichen. Die einfachste Bauteilrealisierung lässt sich mit dem direkten Verfahren auf einer gesputterten FeCoSiB-Schicht erreichen, jedoch mit dem Nachteil der Rekristallisation der amorphen Schicht und einer im Vergleich hohen Verkippung der c-Achse des ZnO. Das direkte Verfahren auf einem Metglasband ist durch das notwendige Polieren der Probe aufwändig. Die Rauhigkeit der Oberfläche des polierten Bandes beschränkt die Abscheidung von gut texturiertem ZnO, und macht schließlich die Strukturierung von Bauteilen schwierig bis unmöglich. Die Anzahl der Prozessschritte ist beim Opferschichtverfahren am höchsten und im Vergleich aufwändig. Der Vorteil dieser Technik liegt in der Abscheidung von gut texturiertem ZnO, wobei die Prozesstemperatur im Vergleich zum direkten Verfahren nicht durch die Kristallisationstemperatur der ΔE-Schicht beschränkt ist. Die ΔE-Schicht selbst wird hier als letzte des Schichtaufbaus abgeschieden. Der amorphe Zustand bleibt daher erhalten, und so kann, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, der größte ΔE-Effekt und damit auch die größte Frequenzverstimmung eines Bauteils realisiert werden. Im Vergleich der Herstellungsverfahren sieht man, dass eine Reduktion des RMS-Werts der Oberfläche des Schichtsystems zu einer besseren c-Achsen Orientierung der ZnO-Schicht führt. Für das Opferschichtverfahren mit dem geringsten RMS-Wert, bedingt durch die direkte Deposition der ZnO-Schicht auf dem Wafer, wird auch die beste Textur der ZnO-Schicht gefunden. Das Opferschichtverfahren eignet sich daher zur Realisierung von Bauteilen mit hoher effektiver piezoelektrischer Kopplung (geringe FWHM(ZnO)) kombiniert mit hohem ΔE-Effekt, durch die Erhaltung des amorphen Zustandes der FeCoSiB-Schicht. Die Temperaturstabilität der Bauteile muss jedoch durch Verwendung eines Klebstoffes niedrigerer thermischer Ausdehnung oder aber einer anderen Verbindungstechnik verbessert werden, z. B. Direct-Wafer-Bonden.

| | **Direktes Verfahren Metglas** | **Direktes Verfahren FeCoSiB** | **Opferschichtverfahren FeCoSiB** |
|---|---|---|---|
| Herstellung | aufwändiges Polieren der Probe | einfache Durchführung | viele Prozessschritte |
| Substrat | Quarz / Silizium | Silizium | Silizium / Quarz |
| FeCoSiB | - | Kristallisation FeCo(110) Phase | Erhaltung des amorphen Zustandes |
| ZnO FWHM (002) | > 8° | > 4° | ~ 2.5° |
| ZnO RMS-Wert [nm] | > 8.3 | > 3.5 | < 2 |
| Ebenheit der Oberfläche | < 15 µm Klebetechnik | ~ 2 µm | < 7 µm Klebetechnik |
| Photolithographie | problematisch | einfach | aufwändig |
| Max. Belastungs-Temperatur [°C] | - | < 175 | < 55 |

**Tabelle 6.1:** Vergleich der Herstellungsverfahren

# 7. MESSTECHNISCHE CHARAKTERISIERUNG

Im Folgenden wird, ausgehend von der Dokumentation des Messplatzes zur Charakterisierung der Bauteile, die erreichbare relative Frequenzverschiebung für die jeweils im direkten und im Opferschichtverfahren hergestellten Bauteile diskutiert. Neben der OFW werden durch die Anschlusskontakte der Bauteile angeregte Volumenwellen beobachtet, die als Störung in der Resonanzkurve auftreten. Die Eliminierung der longitudinalen Störmoden aus der gemessenen Admittanz und die Aufbereitung der Messdaten wird anhand zweier unterschiedlicher Methoden erläutert. Schließlich werden die Messdaten für die Temperaturabhängigkeit, die maximal erreichbare relative Frequenzverschiebung, die Güte sowie die effektiv erreichbare piezoelektrische Kopplung für die beiden Herstellungsvarianten gegenüberstellt.

## 7.1 MESSAUFBAU

Zur Charakterisierung der magnetisch abstimmbaren akustischen OFW-Bauteile auf Waferbasis wird ein Aufbau benötigt, der es ermöglicht, in der Waferebene ein homogenes Magnetfeld in Ausbreitungsrichtung der OFW, also parallel zur magnetisch harten Richtung anzulegen. Gewöhnlich werden strukturierte Wafer auf entsprechenden Halb- oder Vollautomaten getestet, die eine automatische Positionierung des entsprechenden Bauteils am Wafer bezogen auf die Messspitzen erlauben. In einer solchen Anordnung kann jedoch kein statisches magnetisches Feld angelegt werden, da aufgrund der magnetischen Eigenschaften des Substrathalters (Chuck) das angelegte Feld verzerrt wird. Zusätzlich wird die XY-Positionierung des Substrattisches in kommerziellen Anlagen durch elektromagnetisch gekoppelte Linearmotoren realisiert, deren Funktionsweise durch ein statisches Magnetfeld gestört wird. Daher wird in dieser Arbeit ein manuell zu bedienender, mechanischer XY-Positionstisch mit Vakuumansaugung verwendet, der zur Gänze aus unmagnetischen Materialien besteht, um die Verzerrung des statischen Magnetfeldes zu verhindern (Abbildung 7.2). Das Magnetfeld selbst wird mit einem Helmholtzspulenpaar erzeugt, das über eine spannungsgesteuerte Stromquelle (SIEMENS STABIZET 7 KD) angesteuert wird. Mit dieser Anordnung können magnetische Feldstärken bis zu 55 Oe an der Messposition, die sich in der Mitte des Substrathalters befindet, erreicht werden. Um die Homogenität des magnetischen Feldes zu gewährleisten, ist der Spulendurchmesser etwa doppelt so groß wie jener des Wafers, der Mittelpunkt der Spulen selbst liegt in der Waferebene. Zur Kontaktierung der Bauteile werden mittels mechanischer Manipulatoren die Messspitzen auf den Kontaktflächen der Bauteile mit Hilfe eines optischen Mikroskops zentriert. Die Bestimmung der Streuparameter erfolgt mit einem Rohde&Schwarz ZVR Netzwerkanalysator (NWA). Das angelegte magnetische Feld wird mit einem GMR- (Giant Magneto Resistive) [118] Sensor erfasst, der oberhalb der Messspitze

angebracht ist. Zur Kontrolle der Substrattemperatur ist direkt auf dem Aufbau ein PT100-Temperaturwiderstand angebracht. Dabei wurde vorausgesetzt, dass die Substrattemperatur nach entsprechendem Temperaturausgleich jener des Substrathalters (XY-Positionstisch) entspricht. Dies kann aufgrund der großen thermischen Masse des Positionstisches im Vergleich zum Substrat und dem guten thermischen Kontakt, bedingt durch die Vakuumansaugung, nach kurzer Verweildauer des Wafers auf dem Positionstisch als gegeben angenommen werden. Die Erfassung der analogen Messdaten des GMR-Sensors erfolgt über einen HBM (Höttinger Baldwin) MGC-Messverstärker, die des PT100-Temperaturwiderstandes durch ein PREMA Multimeter über die IEEE488.2 Schnittstelle mit einem Messrechner. Für die Steuerung der Stromquelle wird eine HP Gleichspannungsquelle verwendet, die ebenfalls durch den Messrechner angesteuert wird. Der gesamte Messplatz ist in Abbildung 7.1 dargestellt, wobei der markierte Ausschnitt, als Detailbild ohne die Helmholtzspulen in Abbildung 7.2 dargestellt ist. Während der Messung werden zur Stabilisierung der Substrattemperatur, wie in der Abbildung ersichtlich, Styroporplatten um den Aufbau arrangiert, um die lokale Erwärmung des Wafers durch z. B. die Lüfter der Messgeräte zu verhindern.

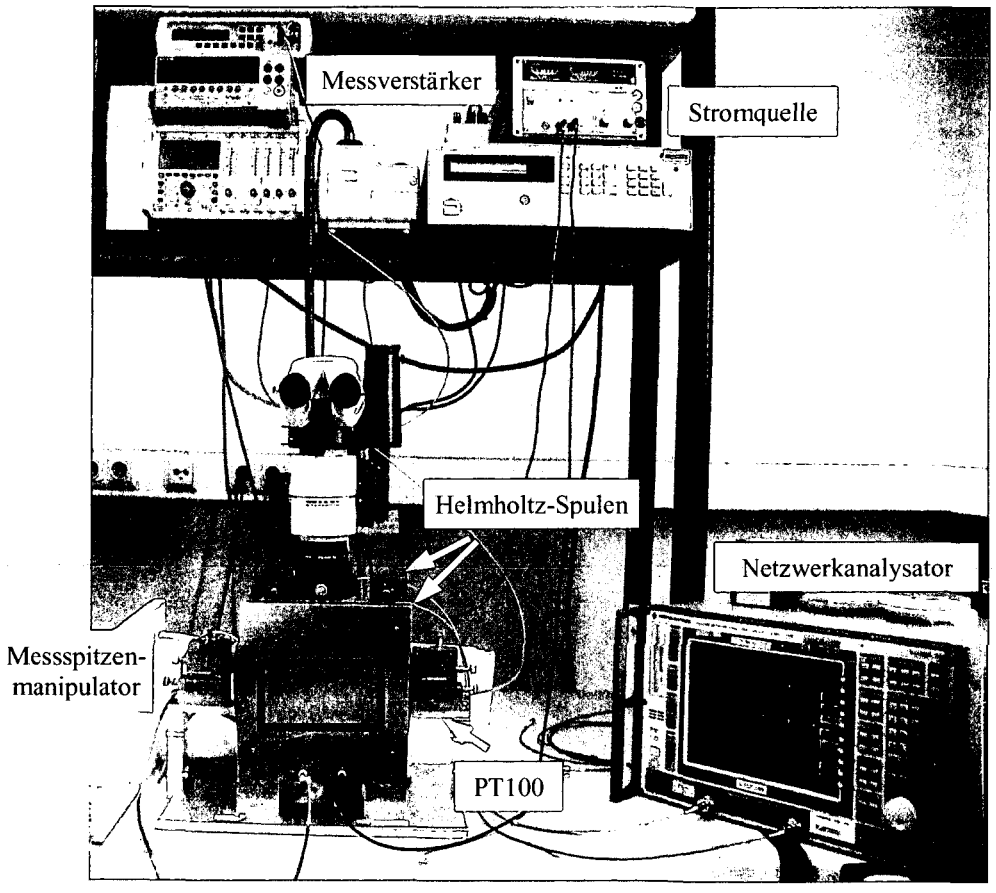



**Abbildung 7.1:** Darstellung des Messaufbaus: Helmholtzspulen mit spannungsgesteuerter Stromquelle, Messverstärker zur Magnetfeld- (GMR) und Temperaturmessung mittels PT100, optisches Mikroskop zur Ausrichtung der Messspitzen, Netzwerkanalysator

Die Messplatzsteuerung sowie die Erfassung der Messdaten erfolgt mit einem in der Entwicklungsumgebung Labview™ realisierten Programm ausschließlich über die IEEE488.2 Schnittstelle. Zu Beginn der Messung wird eine Streuparametermessung durchgeführt, wobei sowohl die Substrattemperatur als auch die Magnetfeldstärke mit aufgezeichnet werden. Eine

Regelschleife erhöht schrittweise den Spulenstrom und damit das angelegte magnetische Feld. Vor jeder Streuparametermessung wird jeweils eine Verzögerungszeit von 100 ms berücksichtigt. Damit ist das Einschwingverhalten der Spannungsquelle vernachlässigbar. Bei der maximalen Magnetfeldstärke, die abhängig von der Position der Messpulen zwischen 50 und 60 Oe liegt, wird der Regelablauf invertiert und der Spulenstrom schrittweise wieder auf null reduziert. Damit ist mit dem Messplatz die vollständige Erfassung der magnetischen Hystereseeigenschaften der Bauteile möglich. Zur messtechnischen Charakterisierung eines weiteren Bauteils müssen die Messspitzen manuell mit den Manipulatoren angehoben, der XY-Positionstisch durch Betätigung der Mikrometerschrauben verstellt, und schließlich die Messspitzen wieder zur Kontaktierung des neuen Bauteils gesenkt werden. Die Messroutine wird dann von Neuem gestartet.

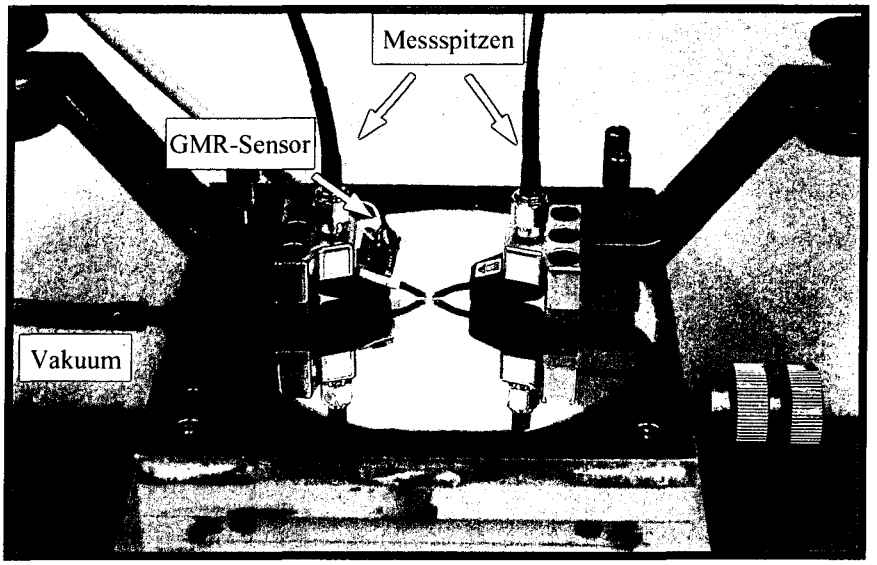



**Abbildung 7.2:** Detail Messplatz: Wafer nach dem Opferschichtverfahren auf dem XY-Positionstisch mit Vakuumanschluss für die Ansaugung, Messaufnahme mit Spitzen und applizierten GMR-Magnetfeldsensor

## 7.2 MESSDATENAUFBEREITUNG

Nach [119] lassen sich die mit dem NWA gemessenen Streuparameter $S$ direkt in den komplexen Leitwert, die Admittanz $Y$, umrechnen. Da die Eintorresonatoren sowohl in der magnetisch harten als auch in der um 90° verdrehten magnetisch leichten Richtung charakterisiert werden, ist im Layout neben den Eintorresonatoren ein durchgehend metallisierter Balken vorgesehen (Abbildung 7.3). So können die Bauteile sowohl mit einer Eintormessung, mit dem angelegte Magnetfeld parallel zur magnetisch leichten Richtung als auch mit einer Zweitormessung, mit dem angelegten Magnetfeld parallel zur magnetisch harten Richtung, charakterisiert werden. Dazu bleibt der Messaufbau unverändert der Wafer wird jedoch um 90° gedreht. Die Kontaktflächen des Eintorresonators sind in Abbildung 7.3 nur schematisch und nicht maßstabsgetreu dargestellt.
Bei der Eintormessung wird $S_{11}$ und schließlich der Kurzschlussleitwert $Y_{11}$ bestimmt. Bei der Zweitormessung hingegen, wird mit Hilfe der parallel zum Bauteil geschalteten Leitung das Übertragungsverhältnis $S_{12}$ und somit der Übertragungsleitwert $Y_{12}$ bestimmt. Da die hier betrachteten Vierpole symmetrisch sind, gilt $Y_{11}$ gleich $Y_{22}$, außerdem gilt bei reziproken Bautei-

len $Y_{12}$ gleich $Y_{21}$. Die Mittenfrequenz der Eintorresonatoren zur Bestimmung der relativen Frequenzverschiebung, in Abhängigkeit des angelegten magnetischen Feldes wird als das Maximum des Realteils von $Y_{11}$ bzw. als das Minimum des Realteils von $Y_{12}$ bestimmt.

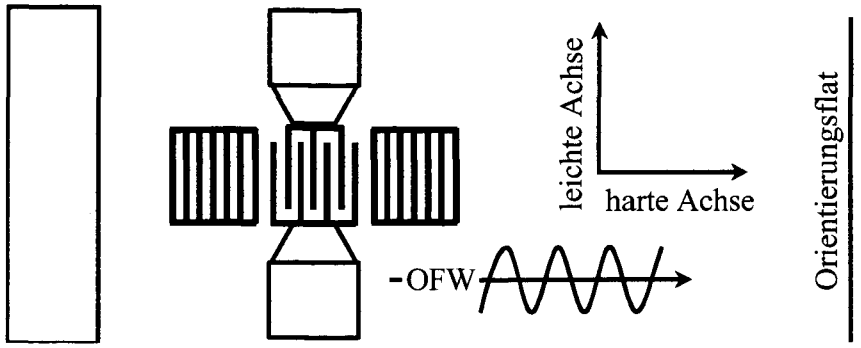



**Abbildung 7.3:** Schematische Darstellung des Bauteillayouts eines Eintorresonators, die magnetisch harte Richtung ist senkrecht zum Orientierungsflat des Wafers und parallel zur OFW-Ausbreitungsrichtung

Da sich zwischen den Kontaktflächen und der unter der ZnO-Schicht liegenden elektrisch leitfähigen ΔE-Schicht bzw. den Textur- und Haftschichten (Gold, Titan, Chrom) ein elektrisches Potential aufbaut, werden neben der OFW bei Anlegen eines elektrischen Wechselfeldes auch longitudinale akustische Wellen angeregt, ähnlich dem FBAR. Diese Volumenwellen überlagern als Störung das von der OFW hervorgerufene Signal. Zur Unterdrückung der longitudinalen Moden müsste die Rückseite des Wafers aufgerauht oder ein entsprechender Wellensumpf angebracht werden, um eine diffuse Streuung der angeregten Wellen zu erreichen. Im Opferschichtverfahren werden diese Moden aufgrund der Klebeschicht die als Wellensumpf wirkt, stark gedämpft, daher ist die Störung nur gering. Im direkten Verfahren jedoch, bei dem aus wirtschaftlichen Gründen doppelseitig polierte Siliziumwafer verwendet wurden, kommt es zu einer starken Reflexion der Volumenwellen an der unteren Waferseite. Um die Signale, die von der OFW herrühren, von jenen der Volumenwellen zu unterscheiden, wird im Folgenden eine Trennung der jeweiligen Anteile im Zeit- sowie im Frequenzbereich durchgeführt.

### *7.2.1 Signalverarbeitung im Zeitbereich*

In Abbildung 7.4 ist exemplarisch der gemessene Realteil von $Y_{12}$ eines Eintorresonators auf einem Schichtsystem nach dem direkten Verfahren mit einer geometrischen Periode $p = 0.8$ µm dargestellt. Die Resonanzkurve der OFW überlagern die longitudinalen Moden mit einem relativen Frequenzabstand von $\Delta f = 8.25$ MHz. Diese Frequenz entspricht auch der Grundfrequenz $f_0$ der ersten longitudinalen Stehmode im Aufbau. Mit $\lambda = v_l / f_0$ und der longitudinalen Volumenwellengeschwindigkeit $v_l = 8429.4$ m/s, die in erster Näherung gleich jener des Siliziumsubstrates gesetzt werden kann, folgt, dass die Wellenlänge $\lambda_l$ der Grundmode exakt der doppelten Gesamthöhe des Substrats mit Schichtaufbau $h$ von ~ 510 µm entspricht ($\lambda_l = 2 \cdot h$). Die höheren Moden haben dann die Frequenz $f_n = f_0 \cdot n$ mit $n \in \mathrm{N}$, mit entsprechend kürzerer Wellenlänge und mehreren Knoten in der Auslenkungsfunktion im Vergleich zur Grundmode innerhalb des Resonanzraumes. Betrachtet man das Signal der Volumenwellen im Zeitbereich, so tritt die erste Spitze nach $\tau_0 = 0.12$ µs auf, wobei mehrfach hin und her laufende Wellen (double und tripple transit) entsprechend Spitzen nach $n \cdot \tau_0$ erzeugen (Abbildung

7.5). Klingt nun das Signal der OFW in einer Zeit $\tau_{OFW} < \tau_0$ ab, so lassen sich die Volumenwellensignale durch ein Zeitbereichsfenster ausblenden (strichpunktierte Linie in Abbildung 7.5). Nach Rücktransformation erhält man das OFW-Signal ohne die störenden Volumenwellenanteile auch im Frequenzbereich (strichpunktierte Linie in Abbildung 7.4).

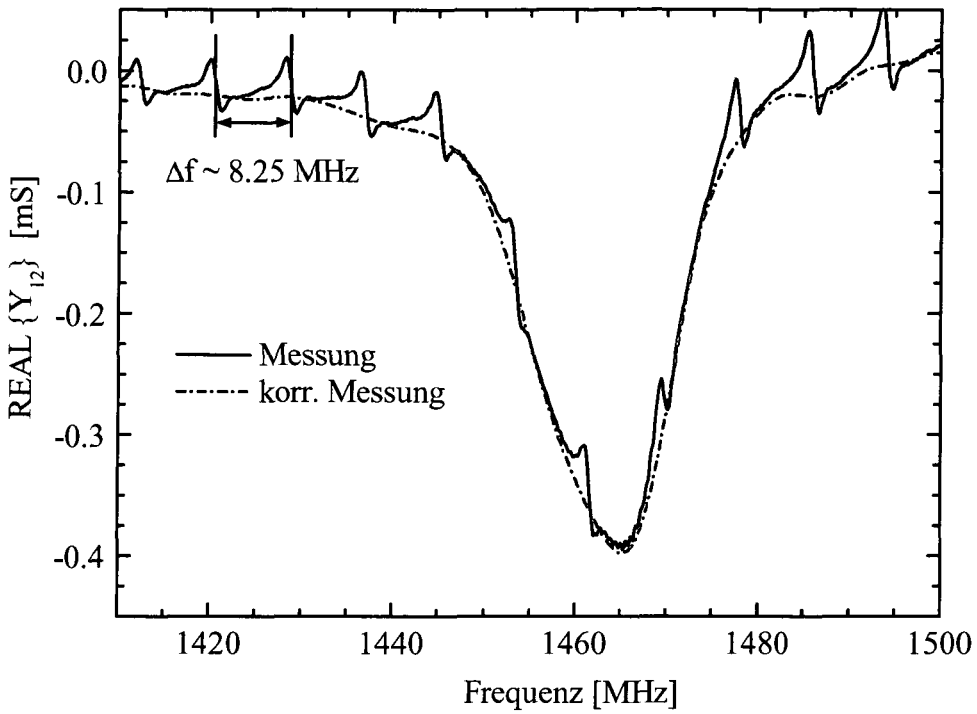



**Abbildung 7.4:** Realteil der Admittanz $Y_{12}$ eines Eintorresonators nach dem direkten Verfahren vor (-) und nach dem Glättungsverfahren (---) mittels Fourier- Hin- und Rücktransformation und Schnitt im Zeitbereich

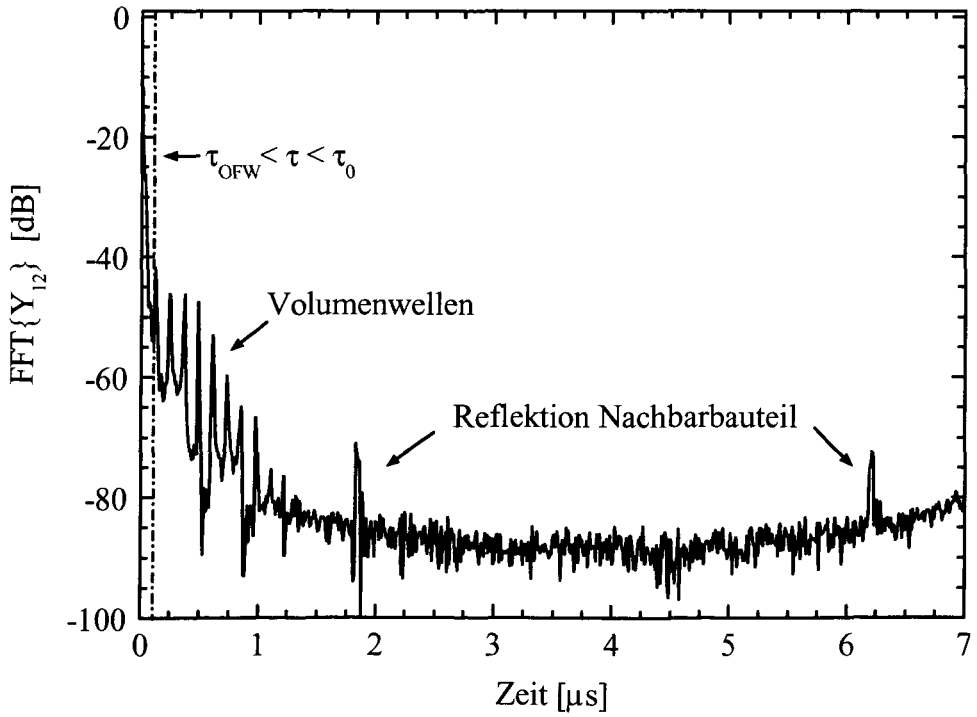



**Abbildung 7.5:** Fouriertransformierte (FFT) vom Realteil von $Y_{12}$ aus Abbildung 7.4

Zusätzlich auftretende Reflexionen von OFW an Nachbarbauteilen, die zeitlich erst nach dem Abklingen der OFW auftreten, können ebenfalls mit diesem Verfahren aus dem Signal entfernt werden.

### *7.2.2 Signalverarbeitung im Frequenzbereich*

Für ein Bauteil mit einer Anzahl von $N = 150$ Fingern und einer Periode $p = 1.1$ µm folgt mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW im Schichtsystem von ~ 2500 m/s eine Verzögerungszeit von $\tau_{OFW} \sim 0.26$ µs. Wenn ein mehrmaliges Hin- und Herlaufen der OFW im Resonanzraum vernachlässigt wird, sollte das Signal des OFW-Resonators in dieser Zeit in erster Näherung abgeklungen sein. Wie in Abbildung 7.6 dargestellt, setzt die Anregung der Volumenwellen bei $\tau_0 = 0.12$ µs jedoch zeitlich früher ein. Damit lassen sich die beiden Signale im Zeitbereich nicht mehr exakt trennen. Ein Abschneiden des Signals im Zeitbereich oberhalb der ersten Volumenwellenanregung ist deshalb zur Glättung des Signals nicht mehr zulässig, da sonst ein wesentlicher Teil des OFW-Signals verloren geht. Daher wird die Entfernung der Volumenwellensignale in diesem Fall im Frequenzbereich durchgeführt.

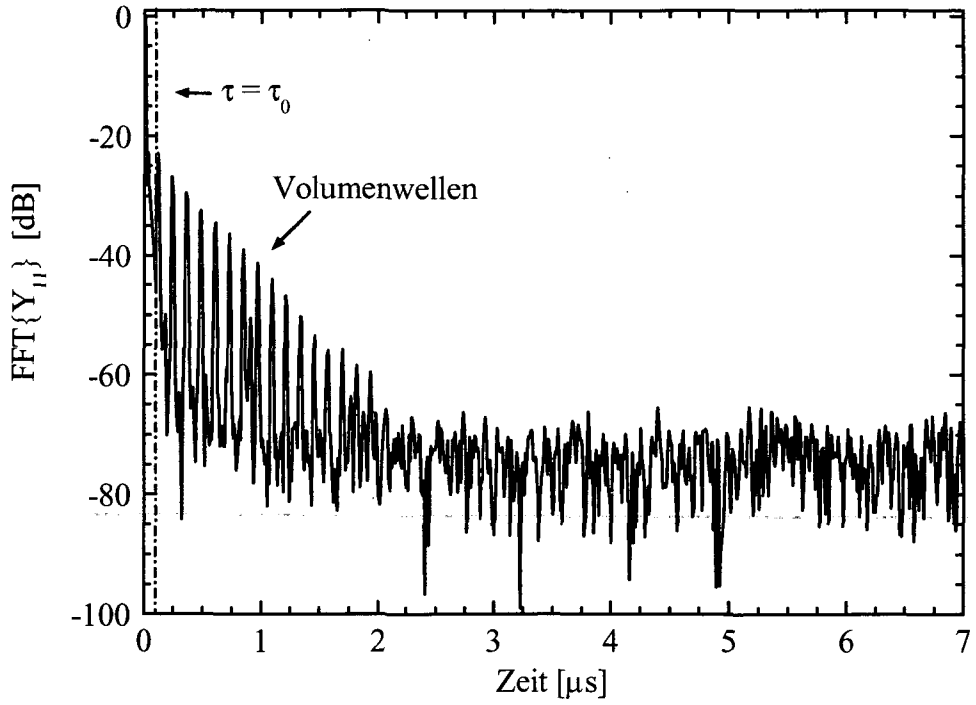



**Abbildung 7.6:** Fouriertransformierte vom Realteil von $Y_{12}$ aus Abbildung 7.7

Bei der Eliminierung der unerwünschten Volumenwellensignale wird im Frequenzbereich wie folgt vorgegangen: Zuerst identifiziert man im Realteil der Eingangsadmittanz die Volumenwellenresonanzen. Im nächsten Schritt werden diese durch Lorentzkurven approximiert (dieses Verfahren wird in Anhang B detailliert beschrieben). Da der Abstand der Volumenwellenresonanzen konstant 8.25 MHz beträgt und auch die Amplituden vergleichbar sind, lässt sich sogar ein Volumenwellensignal abtrennen, das dem OFW-Signal überlagert ist. Übrig bleibt dann nur das OFW-Signal selbst (strichpunktierte Kurve in Abbildung 7.7). Der Nulldurchgang in der Messkurve wird dabei von der Korrektur des Aufsetzwiderstandes der Messspitzen verursacht (durchgezogene Kurve in Abbildung 7.7). Da der Imaginärteil bei dem vorlie-

genden kausalen Signal über die Hilberttransfomation mit dem Realteil verbunden ist, können auch die Volumenwellensignale aus dem Imaginärteil der Eingangsadmittanz korrigiert werden (strichpunktierte Kurve in Abbildung 7.8). Dabei wird der Imaginärteil des approximierten Volumenwellensignals (gestrichelte Kurve) von der Messkurve subtrahiert.

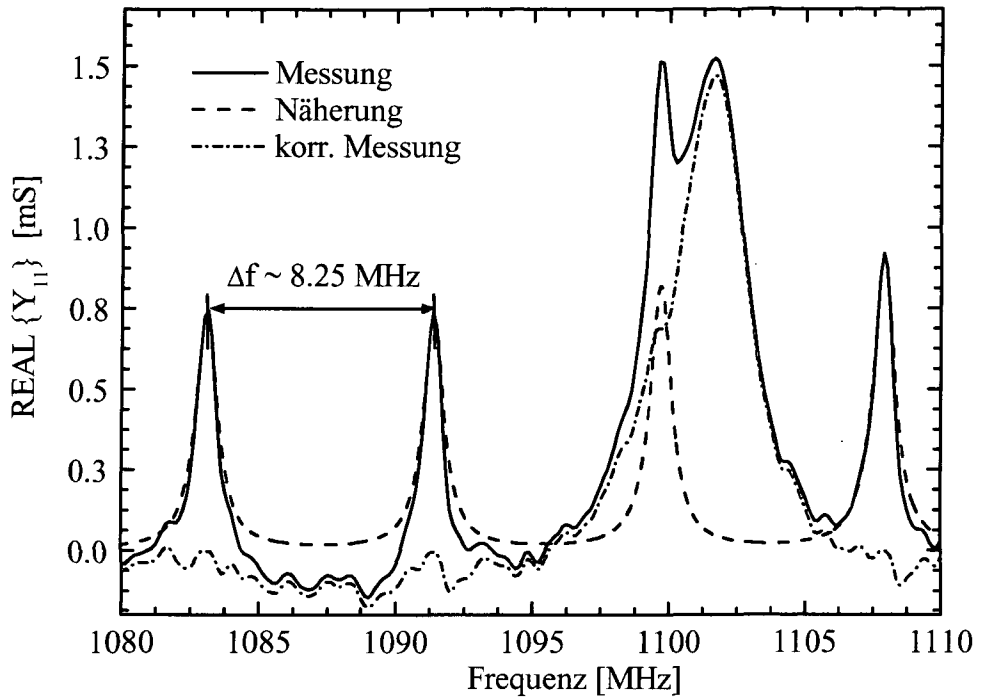



**Abbildung 7.7:** Realteil der Admittanz $Y_{12}$ eines Eintorresonators, hergestellt nach dem direkten Verfahren, vor (-) und nach dem Glättungsverfahren (---).

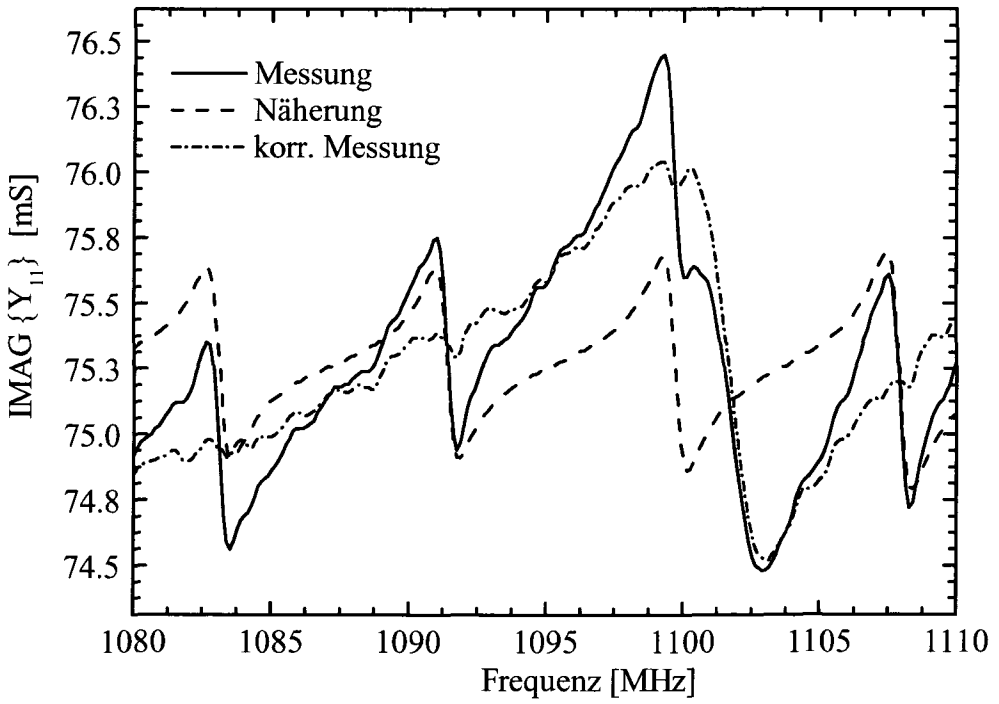



**Abbildung 7.8:** Imaginärteil der Admittanz $Y_{12}$ eines Eintorresonators, hergestellt nach dem direkten Verfahren, vor (-) und nach dem Glättungsverfahren (---).

## 7.3 DIREKTES VERFAHREN

Exemplarisch ist in Abbildung 7.9 der Betrag der Admittanz $Y_{11}$ für ein Bauteil mit der geometrischen Periode $p = 1.1$ µm, dem Metallisierungsverhältnis $\eta = 0.7$ und einer ZnO-Schichtdicke von 450 nm dargestellt. In Übereinstimmung mit der FEM-Simulation des Schichtaufbaus nach dem direkten Verfahren werden neben der grundlegenden Rayleighmode I noch weitere höhere Rayleighmoden angeregt. Rayleighmode II zeigt im Vergleich zu den anderen Moden die geringste piezoelektrische Ankopplung. Dies konnte ebenfalls mit der Simulation gezeigt werden.

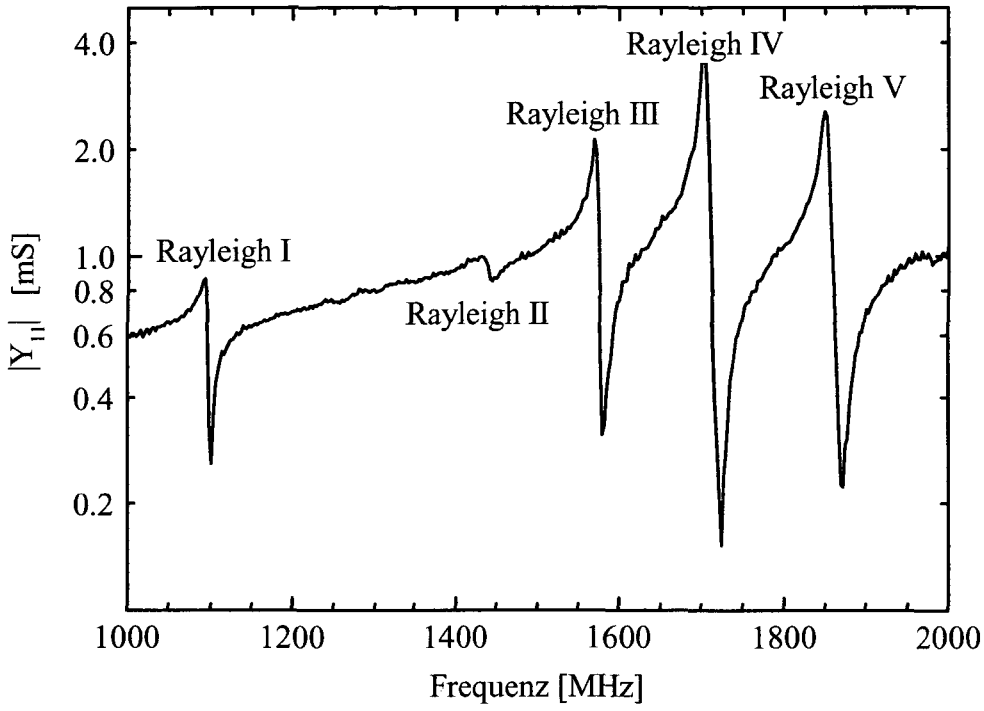



**Abbildung 7.9:** Betrag der Admittanz $Y_{11}$ für einen Eintorresonator, hergestellt nach dem direkten Verfahren ($p = 1.1$ µm, $\eta = 0.7$, $h_{ZnO} = 450$ nm).

### *7.3.1 Abstimmbarkeit und Güte*

Die Abhängigkeit der Mittenfrequenz eines akustisch abstimmbaren Resonators, hergestellt nach dem direkten Verfahren, von dem in der magnetisch harten Richtung angelegten Magnetfeld ist für die Rayleighwelle III ($p = 0.8$ µm und $f_0 \sim 1.9$ GHz) in Abbildung 7.10 dargestellt. Entsprechend dem in Kapitel 3 vorgestellten Modell, nimmt mit ansteigendem Magnetfeld die Steifigkeit der ΔE-Schicht und damit die Mittenfrequenz des Bauteils bis zu einem Minimalwert bei ~ 11 Oe ab. Wird das äußere Feld weiter erhöht, so steigt die Steifigkeit der ΔE-Schicht und damit die Mittenfrequenz bis zu einem Maximum an, das in der magnetischen Sättigung in der harten Richtung bei ~ 22 Oe erreicht wird. Sind schließlich in der magnetischen Sättigung die innere Magnetisierungsrichtung der ΔE-Schicht und das angelegte Feld parallel, so kommt es zu keiner weiteren Änderung der Steifigkeit, d. h. die Mittenfrequenz

des Resonators ändert sich nicht mehr bei einer weiteren Steigerung des Magnetfeldes. Der Qualitätsfaktor $Q$ des Resonators wird nach Formel B.11 aus der 3dB-Bandbreite des Realteils der Admittanz bestimmt. Die Abhängigkeit des Qualitätsfaktors vom angelegten Magnetfeld zeigt, dass die maximale Dämpfung, folglich der Minimalwert von $Q$, bei der maximalen relativen Änderung der Mittenfrequenz, also dem Minimum des E-Moduls der FeCoSiB-Schicht, auftritt. Die qualitativ gleiche Abhängigkeit der Dämpfung vom ΔE-Effekt wurde schon für OFW-Verzögerungsleitungen mit einer magnetostriktiven kristallinen Nickel-Schicht innerhalb der Lauffläche, wie in Kapitel 2.4.3 beschrieben, in [120] beobachtet und in [121] analytisch beschrieben. Dabei wird die magnetomechanische Dämpfung mit einem weiteren winkelabhängigen Term in der Gilbert-Gleichung [122] berücksichtigt. Dieser zusätzliche Term beschreibt maximale Dämpfung, wenn der Winkel zwischen der inneren Magnetisierungsrichtung und der Ausbreitungsrichtung der OFW gerade 45° ist. Betrachtet man das phänomenologische Modell des ΔE-Effekts (Abbildung 3.6), so ist dies gerade der Fall, wenn das Minimum des E-Moduls, also der maximale ΔE-Effekt, erreicht wird.

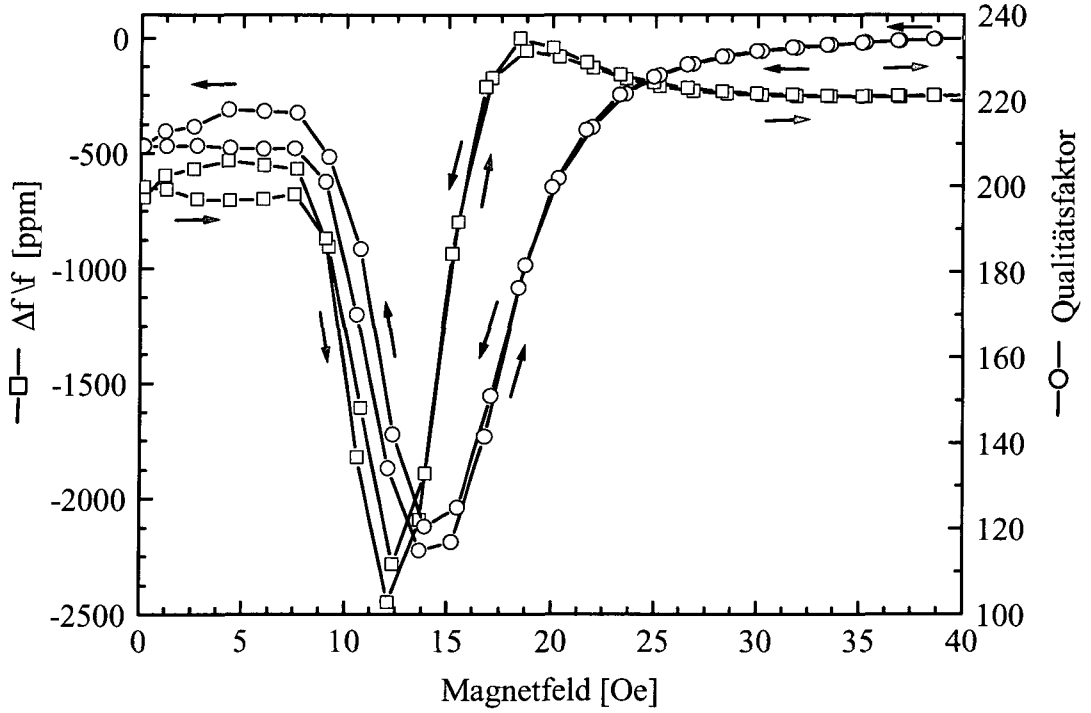



**Abbildung 7.10:** Relative Frequenzverschiebung und Qualitätsfaktor der Rayleighwelle III in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes in der magnetisch harten Richtung für einen Eintorresonator bei 1.9 GHz (rote bzw. schwarze Pfeile entsprechen zunehmendem bzw. abnehmendem Magnetfeld).

Herstellungsbedingt variieren die maximal erreichten Abstimmbarkeiten über den Wafer. Daher ist in Abbildung 7.10 das Ergebnis des besten im direkten Verfahren hergestellten Bauteils dargestellt. Die Abhängigkeit der erreichbaren Abstimmbarkeit von der geometrischen Periode $p$ und der Frequenz ist in Abbildung 7.11 zusammengefasst. Wie mit der FEM-Simulation des Aufbaus in Abbildung 5.21 gezeigt wird, ist bei kleinem ΔE-Effekt (< 1 %) die relative Frequenzverstimmung eines Bauteils in erster Näherung unabhängig von der Modenform der Rayleighwelle. Daher können zur Ermittlung der Frequenzabhängigkeit die einzelnen Rayleighmoden eines Bauteils direkt miteinander verglichen werden. Während für $p = 1.6\ \mu m$ die maximale Abstimmbarkeit mit der Frequenz bis zum einem Minimum von

-450 ppm bei Rayleighwelle IV abnimmt, steigt bei $p = 0.8$ µm die erreichbare Abstimmbarkeit von der ersten bis zur fünften Rayleighwelle auf einen Wert von -2600 ppm an. Die maximal erreichbare Abstimmbarkeit wird dabei als Mittelwert aus ~ 15 unterschiedlichen Messungen berechnet. Die Standardabweichung der Messwerte geht als Fehlerbalken in die Darstellung ein. Man erkennt, dass die erreichbare Abstimmbarkeit von der Frequenz der OFW abhängt. Die Analyse dieses Verhaltens folgt in Kapitel 8.2.1.

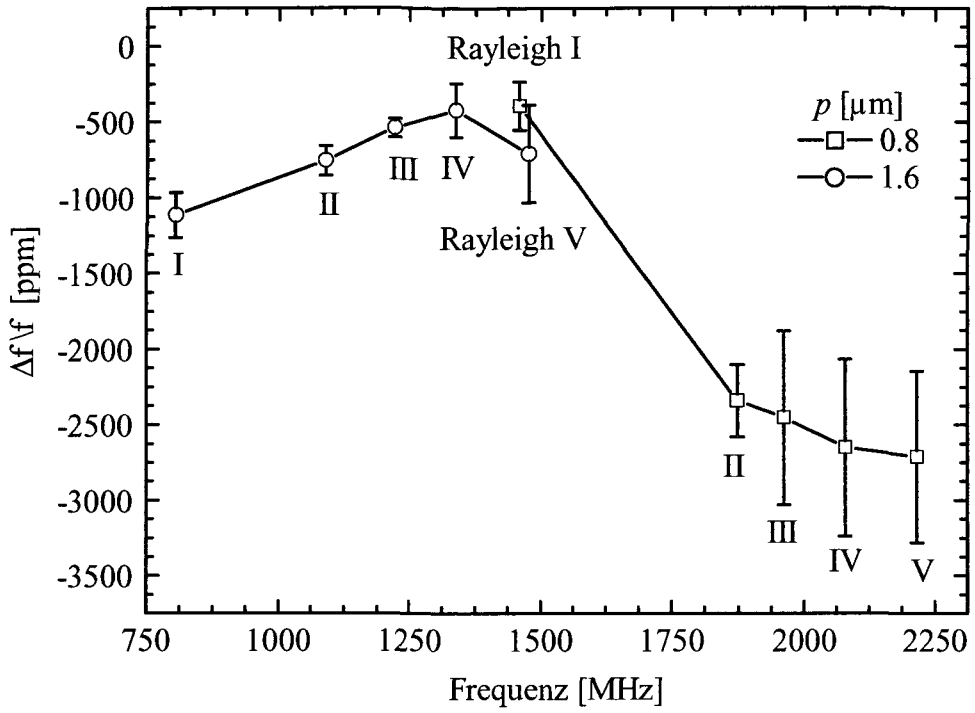



**Abbildung 7.11:** Maximale relative Frequenzverschiebung für die ersten fünf Rayleighmoden in Abhängigkeit von der geometrischen Periode $p$

### *7.3.2 Piezoelektrische Kopplung*

Die effektive piezoelektrische Kopplung $k^2$ der Resonatoren für die unterschiedlichen Rayleighmoden wird direkt aus der gemessenen Admittanzkurve nach Formel B.14 bestimmt. Da es zu herstellungsbedingten Schwankungen des Metallisierungsverhältnisses $\eta$ kommt (Defokussierung in der Photolithographie), wird nur ein von $\eta$ unabhängiges Maß für $k^2$ bestimmt (siehe Anhang B). Für eine ZnO-Schichtdicke $h_{ZnO}$ von 450 nm und einer geometrischen Periode $p = 1.1$ µm ergibt sich der in Abbildung 7.12 dargestellte Verlauf. Der Kopplungskoeffizient wird dabei im Ausgangszustand der Bauteile ermittelt, also bei ausgeschaltetem externen magnetischen Feld ($H_{ext} = 0$). Die minimale Kopplung ergibt sich für die zweite Rayleighmode bzw. die maximale Kopplung bei der Anregung der Rayleighwelle IV. Für die Grundmode und die dritte höher angeregte Mode wird nahezu die gleiche effektive Kopplung beobachtet. Die qualitative Abhängigkeit der Kopplung von den Moden ist damit in exakter Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der FEM-Simulation für $\Delta E = 0$ (Abbildung 5.20). Dies entspricht dem hier betrachteten Fall eines Bauteils im Ausgangszustand ($H_{ext} = 0$). In der FEM-Simulation werden piezoelektrische Schichten mit idealen Eigenschaften betrachtet. Ideal bedeutet dabei, dass die c-Achse der ZnO-Schicht genau parallel zur Oberflächennorma-

len der Schicht ist. Eine Verkippung wird nicht berücksichtigt. Im realen Bauteil kommt es hingegen aufgrund der nicht idealen c-Achsen Texturierung der ZnO-Schicht zu einer Reduktion der effektiven piezoelektrischen Kopplung. Daher kann im Rechnungs- Messungsvergleich keine quantitative Übereinstimmung gefunden werden.

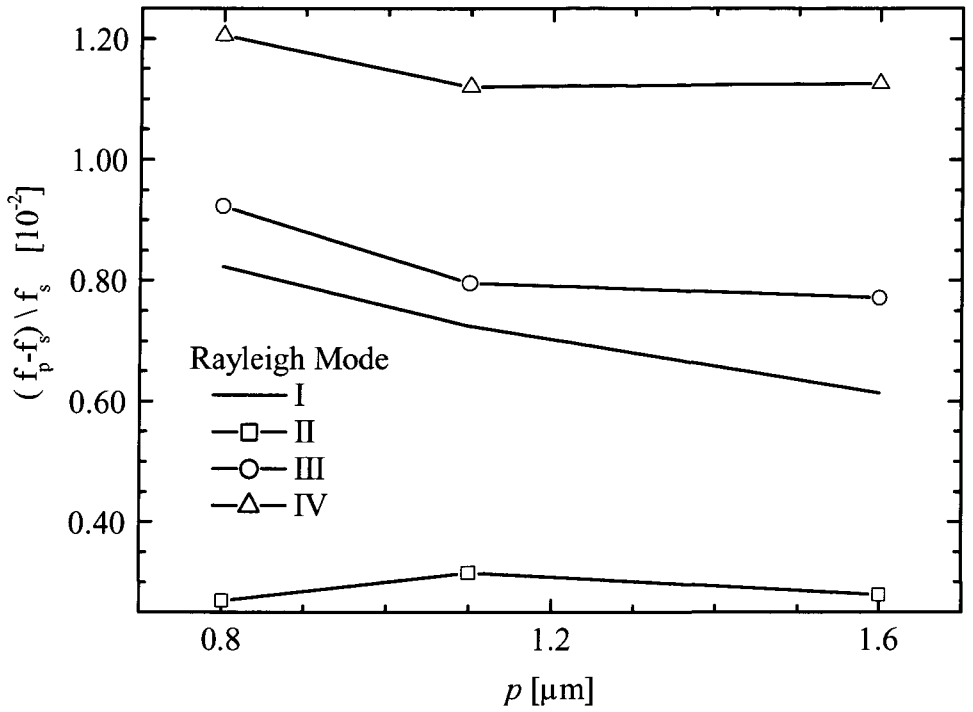



**Abbildung 7.12:** Effektive piezoelektrische Kopplung der ersten vier Rayleighmoden ($h_{ZnO}$ = 450 nm)

Ausgehend von dem in Kapitel 6.2.1 beschriebenen grundlegenden Aufbau mit einer ZnO-Schichtdicke $h_{ZnO}$ von 450 nm einer Chrom-Zwischenschicht von 10 nm wird der Schichtaufbau in leicht veränderter Konfiguration untersucht. Die Titan/Gold-Texturschichten bleiben in diesen Versuchen unverändert.

| | **100 nm Cr** | | | **akustischer Spiegel** | | | **bei 250°C geglüht** | | | **$h_{ZnO}$ 550 nm** | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | | $(f_p-f_s)\backslash f_s$ [$\cdot 10^{-2}$] | | | | | | |
| ***p* [µm]** | 0.8 | 1.1 | 1.6 | 0.8 | 1.1 | 1.6 | 0.8 | 1.1 | 1.6 | 0.8 | 1.1 | 1.6 |
| **Rayleigh I** | 0.67 | 0.59 | 0.44 | 0.75 | 0.69 | 0.63 | 0.39 | 0.44 | 0.36 | 0.32 | 0.3 | 0.26 |
| **Rayleigh II** | - | 0.48 | 0.28 | - | - | - | - | - | - | - | - | - |
| **Rayleigh III** | 1.01 | 0.86 | 0.66 | 0.82 | 1.65 | 1.72 | 0.52 | 0.65 | 0.57 | - | 0.49 | 0.34 |
| **Rayleigh IV** | 1.08 | 1.02 | 1.43 | - | - | - | - | - | - | - | 0.59 | 0.46 |

**Tabelle 7.1:** Effektive piezoelektrische Kopplung der ersten vier Rayleighmoden in Abhängigkeit von der Periode und dem Aufbau des Schichtsystems

Im ersten Versuch wurde die Dicke der Chrom-Haftschicht von 10 auf 100 nm erhöht. Im Zweiten wurde zwischen dem Silizium-Substrat und der Chrom-Haftschicht zusätzlich ein akustischer Spiegel in der Abfolge 3×($SiO_2$/Wolfram) in den Schichtdicken von 1000 bzw. 870 nm hinzugefügt. Im dritten Versuch wurde vor der Deposition der ZnO-Schicht und der Gold-Texturschicht die FeCoSiB-Schicht in einem externen Magnetfeld bei 250°C für 30

Minuten geglüht. Im letzten Aufbau wurde die ZnO-Schichtdicke von 450 auf 550 nm erhöht. Soweit eine photolithographische Strukturierung der Wafer erfolgreich sowie die ZnO-Schicht entsprechend (002) texturiert war, ist die piezoelektrische Kopplung für die funktionsfähigen Bauteile in Tabelle 7.1 für die unterschiedlichen Schichtkonfigurationen zusammengefasst. Rayleighwelle II wird bei den meisten Aufbauten zwar angeregt, jedoch so schwach, dass eine korrekte Bestimmung der Kopplung nicht möglich ist. Die höheren Moden (III, IV) weisen im Vergleich zur Grundmode I in Übereinstimmung mit der Simulation für alle Konfigurationen eine höhere piezoelektrische Kopplung auf. Die Erhöhung der ZnO-Schichtdicke im letzten Versuch führte aufgrund der schlechten (002) Textur der ZnO-Schicht nicht zur erwarteten Steigerung der piezoelektrischen Kopplung.

### *7.3.3 Temperaturkoeffizient*

Der Temperaturkoeffizient (TCF) beschreibt die Abhängigkeit der Mittenfrequenz eines Resonators von der Temperatur. Die Bestimmung des Koeffizienten wird im Ausgangszustand des Bauteils ($H_{ext} = 0$) durchgeführt. Die Substrattemperatur wird von 25 auf 125°C erhöht und die Verschiebung der Resonanzfrequenz bestimmt. Der lineare TCF wird nach [59] aus der Steigung der so erhaltenen Kurve berechnet. Die Abhängigkeit des TCF von der geometrischen Periode ist für Bauteile, hergestellt nach dem direkten Verfahren, mit einer ZnO-Schichtdicke von 450 nm für die ersten drei Rayleighmoden in Abbildung 7.13 dargestellt.

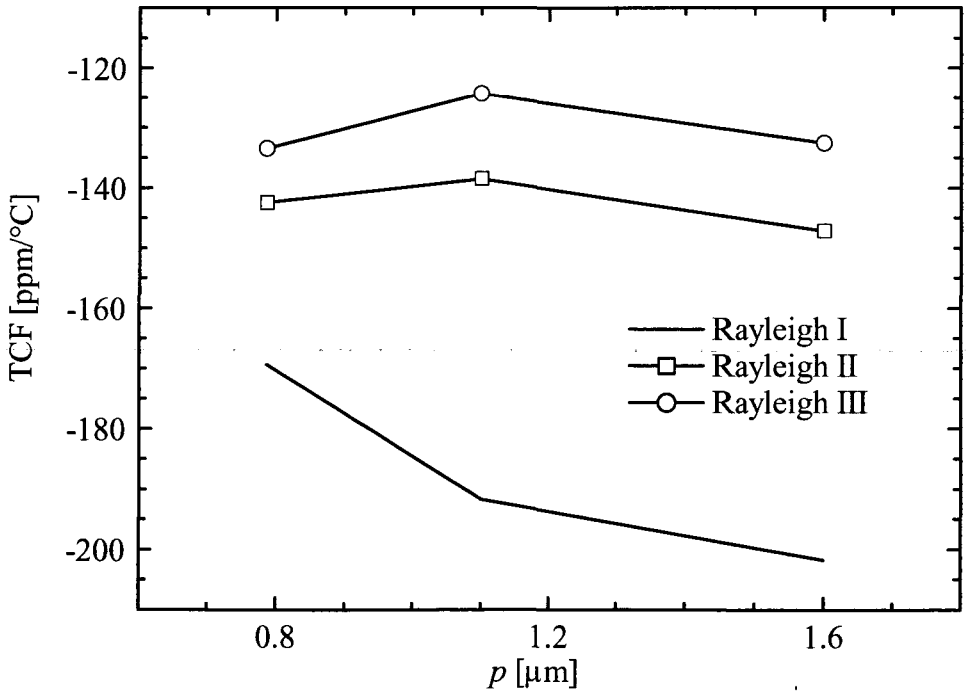



**Abbildung 7.13:** Vergleich der Temperaturkoeffizienten der ersten drei Rayleighmoden ($h_{ZnO} = 450$ nm).

Die höher angeregten Moden II und III weisen im Vergleich zur Grundmode I einen niedrigeren TCF auf. Der im Vergleich zur reinen ZnO-Schicht (~ -27 ppm [123]) hohe TCF des Schichtsystems kann auf die FeCoSiB-Schicht zurückgeführt werden.
Die Änderung des TCFs in Abhängigkeit vom Schichtaufbau ist in Abbildung 7.14 für die Rayleighwelle I und in Abbildung 7.15 für die Rayleighwelle II dargestellt. Unabhängig von

der Schichtkonfiguration ist der TCF der höheren Mode II im Vergleich zu jenem der Grundmode I geringer. Der größte TCF tritt im grundlegenden Aufbau mit $h_{ZnO} = 450$ nm auf. Wird die Probe vor der ZnO-Deposition bei 250°C spannungsgeglüht, so verringern sich intrinsische herstellungsbedingte Schichtspannungen. Dies führt zur einer deutlichen Reduktion des TCFs. Die Integration eines akustischen Spiegels, die Steigerung der Dicke der Chrom- (um 90 nm) oder der ZnO-Schicht (um 100 nm) führen ebenfalls zur Reduktion des Temperaturkoeffizienten.

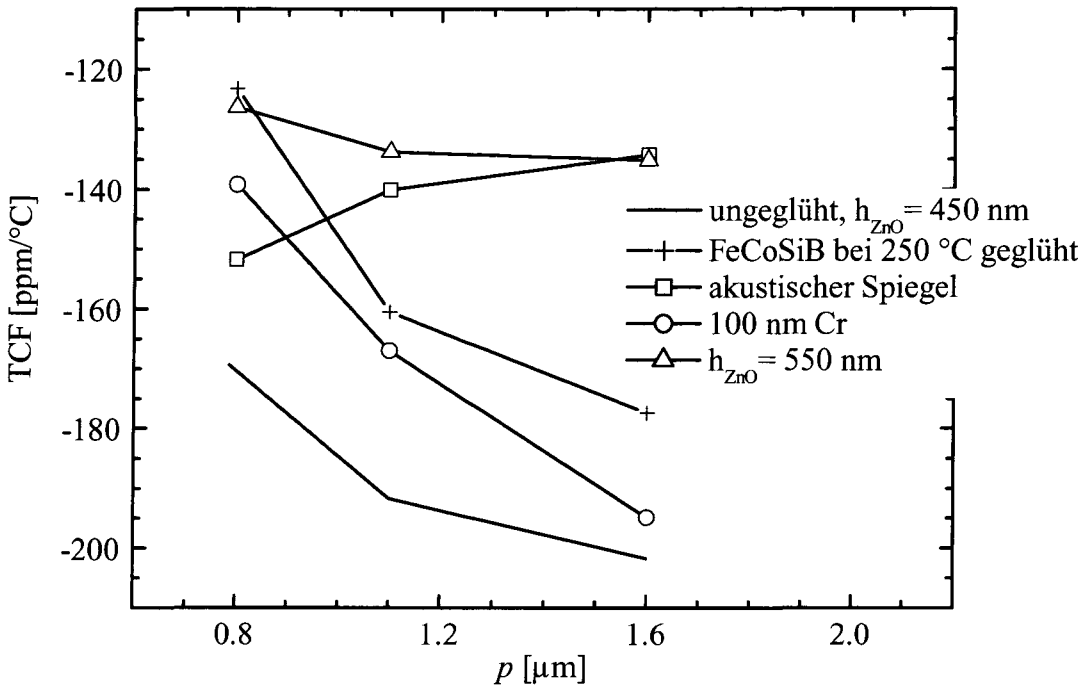



**Abbildung 7.14:** Vergleich des TCFs von Rayleighmode I bei unterschiedlicher Schichtkonfiguration

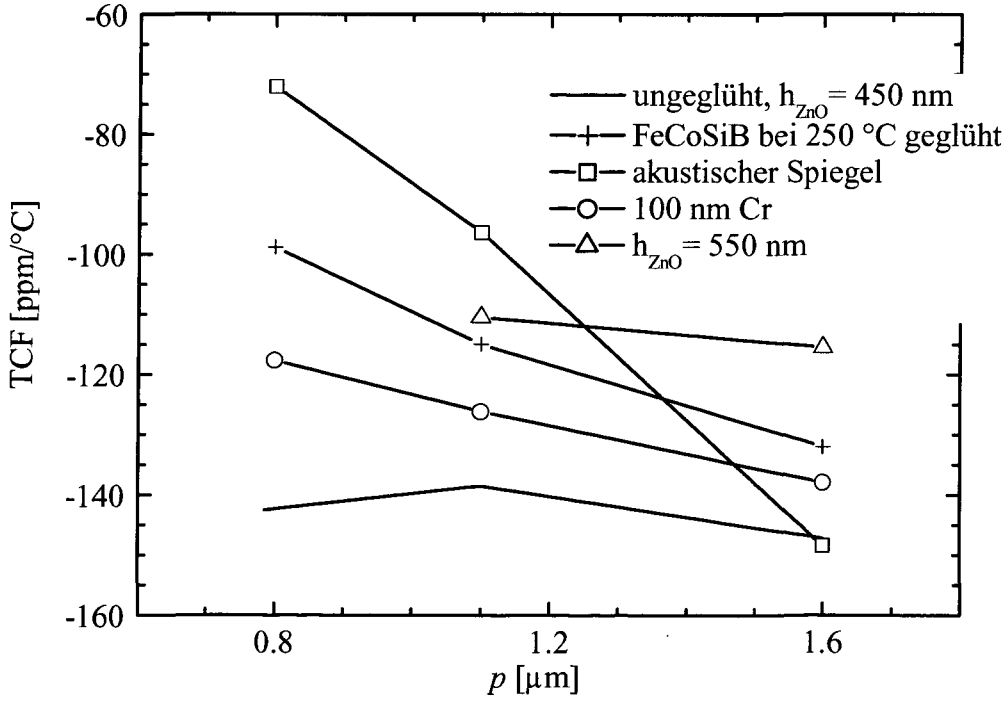



**Abbildung 7.15:** Vergleich des TCFs von Rayleighmode II bei unterschiedlicher Schichtkonfiguration

## 7.4 OPFERSCHICHTVERFAHREN

Exemplarisch ist in Abbildung 7.16 der Betrag der Admittanz $Y_{12}$ für ein Bauteil, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren, mit der geometrischen Periode $p = 1.1$ µm, dem Metallisierungsverhältnis $\eta = 0.7$ und einer ZnO-Schichtdicke von 500 nm dargestellt. In Übereinstimmung mit der FEM-Simulation dieser Schichtkonfiguration wird neben der grundlegenden Rayleighmode I nur noch Rayleighmode III angeregt. Aufgrund der dissipativen Eigenschaften der Klebeschicht wird Rayleighmode II unterdrückt. Rayleighmode III ist, bedingt durch die Dämpfung der Klebeschicht, stark frequenzverbreitert und wird daher in der Auswertung nicht berücksichtigt. Die auftretende hohe Parallelkapazität hat zwei Ursachen: Einerseits sind in dem verwendeten Bauteildesign die zusätzlichen Kontaktflächen zur Zweitormessung auf nicht definiertem elektrischen Potential und verursachen daher eine Streukapazität, andererseits können Defekte unter den Elektroden (vergleiche Abbildung 6.19) zu einem elektrischen Kontakt mit der FeCoSiB-Schicht führen und damit eine zusätzliche kapazitive Belastung hervorrufen. Für die Bestimmung der Abstimmbarkeit ist die Parallelkapazität unwesentlich. Zur Realisierung von abstimmbaren Filterbauelementen muss die Parallelkapazität jedoch durch eine entsprechend induktive Anpassschaltung kompensiert werden.

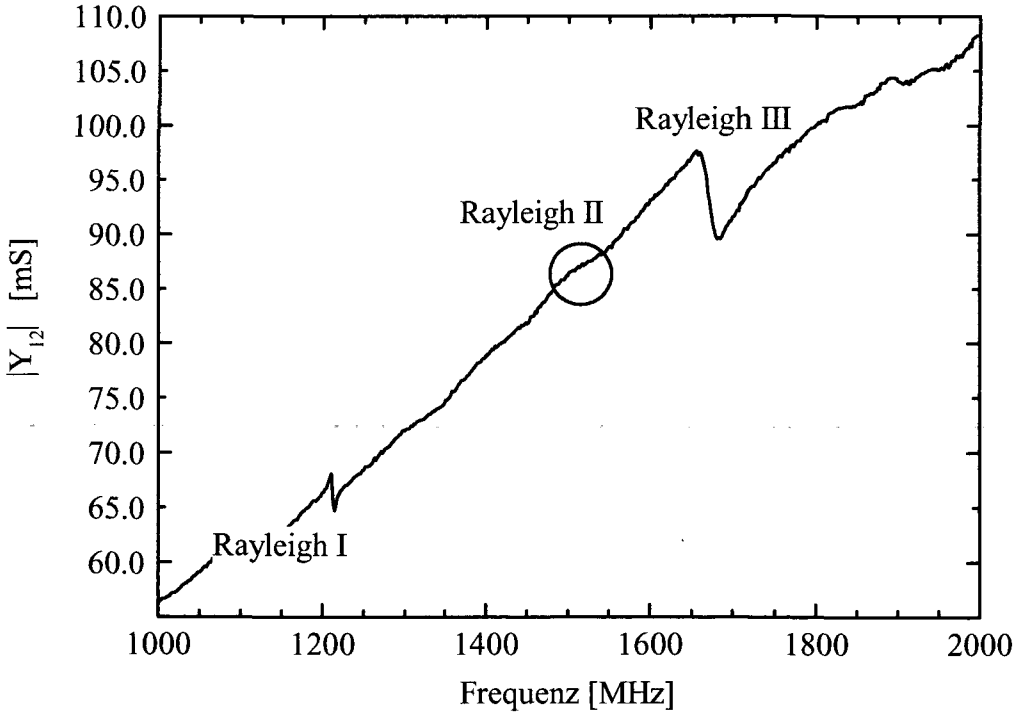



**Abbildung 7.16:** Betrag der Admittanz $Y_{12}$ für einen Eintorresonator, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren ($p = 1.1$ µm, $\eta = 0.7$, $h_{ZnO} = 500$ nm).

### *7.4.1 Abstimmbarkeit und Güte*

Die Abhängigkeit des Absolutbetrags der Admittanz $Y_{12}$ eines Resonatorbauteils, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren, mit $p = 1.1$ µm von dem in der magnetisch harten Richtung

angelegten Feld ist in Abbildung 7.17 dargestellt. Mit zunehmendem Magnetfeld sinkt zuerst die Mittenfrequenz des Resonators um ~ 9 MHz auf ein Minimum bei ~ 1205 MHz und steigt dann mit weiter zunehmendem Magnetfeld wieder an. Deutlich zu erkennen ist die gleichzeitige Verbreiterung der Resonanzkurve, verursacht durch die Zunahme der Dämpfung.

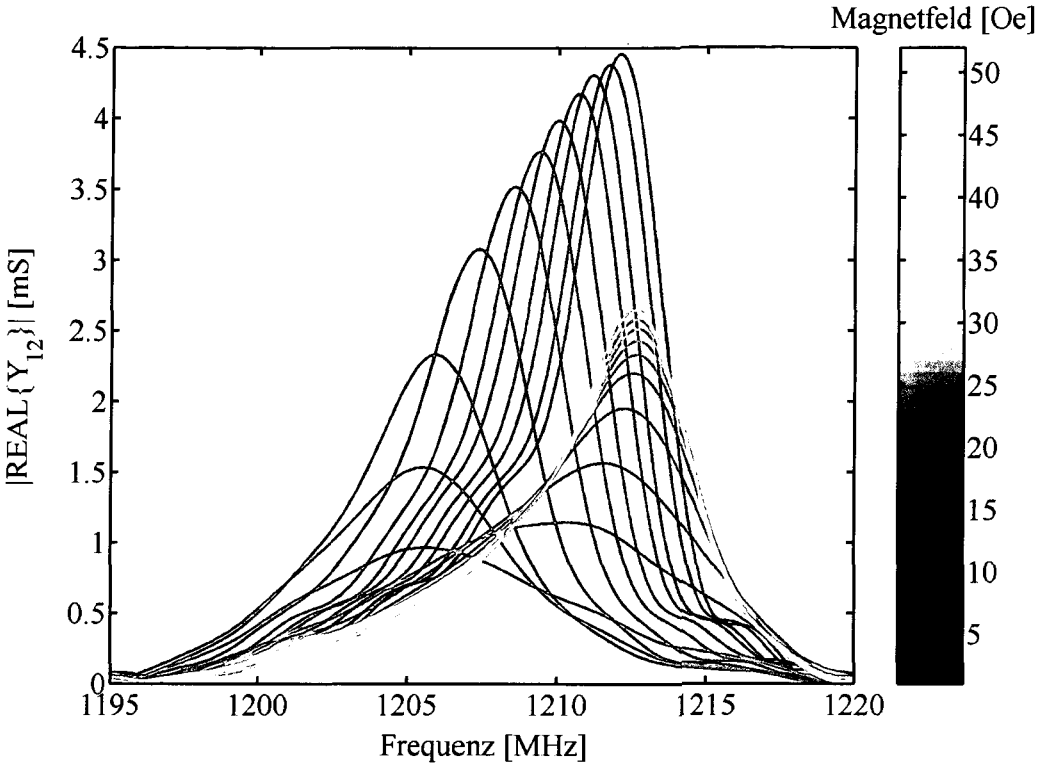



**Abbildung 7.17:** Absolutbetrag des Realteils von $Y_{12}$ in Abhängigkeit von dem in der magnetisch harten Richtung angelegten Magnetfeld.

Die Abhängigkeit der relativen Frequenzverschiebung und des Qualitätsfaktors vom angelegten Magnetfeld in der magnetisch harten Richtung sind in Abbildung 7.18 gezeigt. Bei einer relativen Abstimmbarkeit von 6000 ppm ändert sich die Güte um einen Faktor vier bei diesem Bauteil. Die starke Zunahme der Dämpfung bei großer Abstimmbarkeit führt nahezu zum Verschwinden der Resonanzkurve (Abbildung 7.17) und ist daher ein unerwünschtes Bauteilverhalten. Die qualitative Abhängigkeit von der Abstimmbarkeit und der Güte kann zwar nicht verändert werden, jedoch kann, wie in Kapitel 8.2.2 vorgeschlagen wird, durch die Optimierung der Hochfrequenzeigenschaften der ΔE-Schicht die Dämpfung erheblich reduziert und damit die Güte der Bauteile erhöht werden.
Wird das Magnetfeld in der magnetisch leichten Richtung angelegt so ergibt sich, wie erwartet, nur eine geringfügige Änderung der Frequenz (Abbildung 7.19). Diese Verschiebung wird durch die Ausrichtung der magnetischen Momente verursacht, die im Ausgangzustand noch nicht in der leichten Richtung orientiert sind. Bei weiter ansteigendem Magnetfeld sind schließlich alle magnetischen Momente in der Richtung des äußeren Feldes orientiert, damit befindet sich das Material in der Sättigung in der leichten Richtung. Wie schon in Kapitel 3.3 diskutiert, verursacht daher eine weitere Steigerung des Magnetfeldes keine zusätzliche Änderung des E-Moduls der Schicht. Daher ist auch die Mittenfrequenz des Resonators sowie die Güte bei weiterer Steigerung des Magnetfeldes konstant.

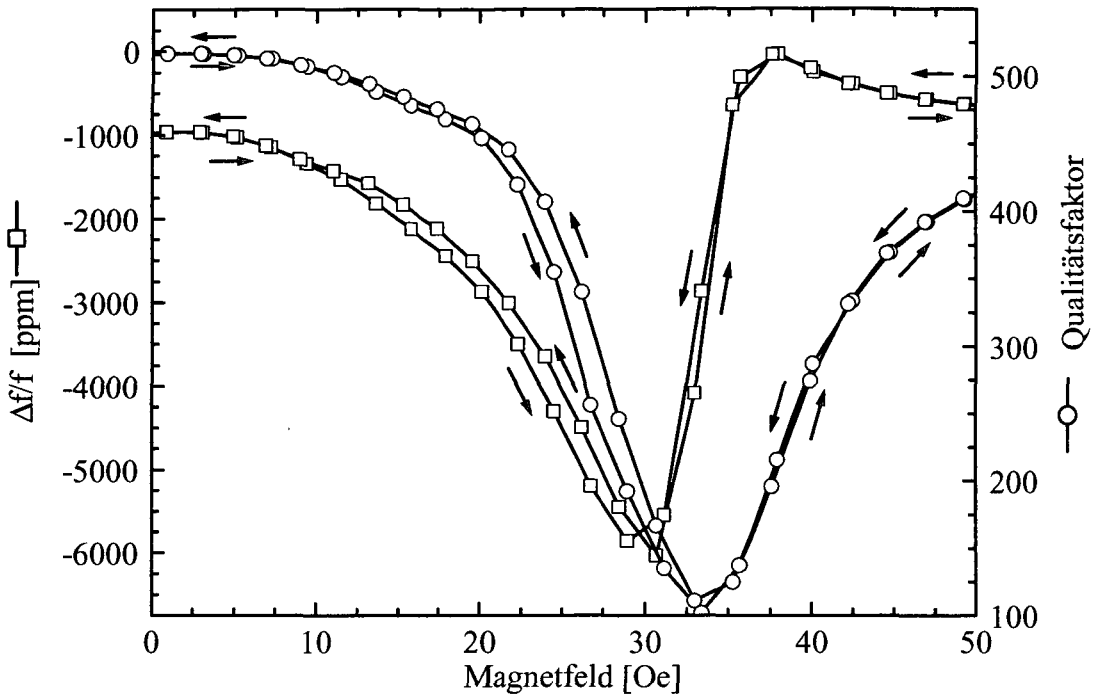



**Abbildung 7.18:** Relative Frequenzverschiebung und Qualitätsfaktor in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes in der magnetisch harten Richtung für einen Eintorresonator, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren (rote bzw. schwarze Pfeile entsprechen zunehmendem bzw. abnehmendem Magnetfeld).

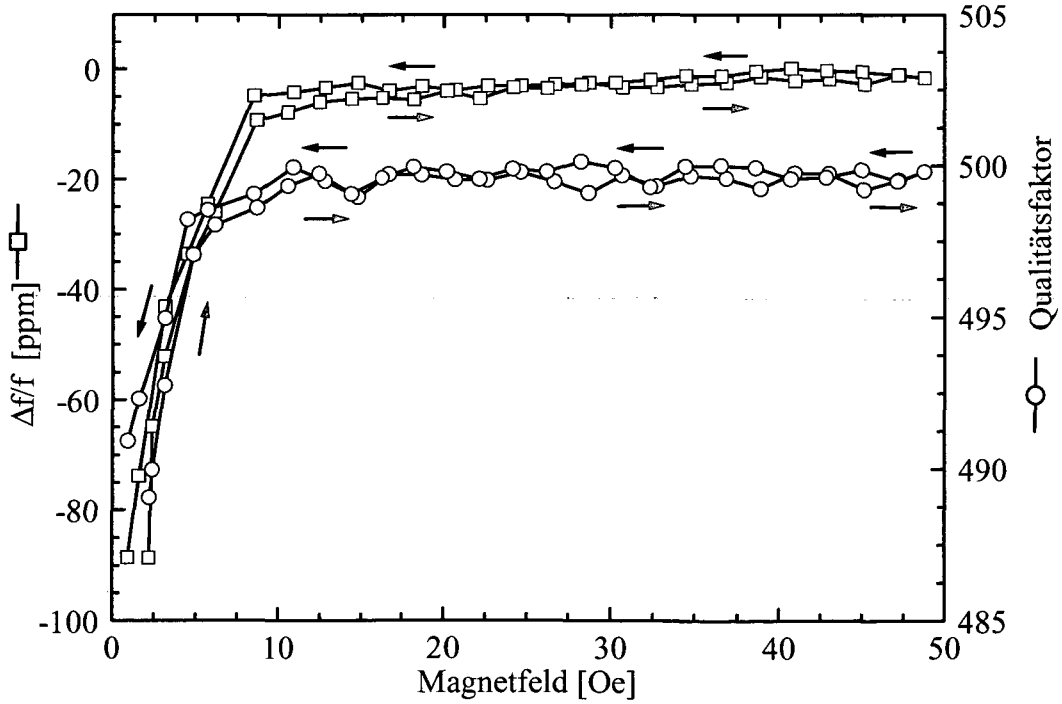



**Abbildung 7.19:** Relative Frequenzverschiebung und Qualitätsfaktor in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes in der magnetisch leichten Richtung für einen Eintorresonator, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren (rote bzw. schwarze Pfeile entsprechen zunehmendem bzw. abnehmendem Magnetfeld).

In Tabelle 7.2 werden die maximal erreichten relativen Frequenzverschiebungen für die Bauteile nach dem Opferschichtverfahren für ein angelegtes magnetisches Feld sowohl in der

harten als auch in der leichten Richtung zusammengefasst. Für eine ZnO-Schichtdicke von 500 nm wurde ein Bauteil mit einer maximalen Abstimmbarkeit von 1.2 % bei einer Mittenfrequenz von 1.2 GHz realisiert. Die Abstimmbarkeiten in der leichten Richtung sind um einen Faktor 100 geringer als in der harten Richtung. Für die geometrische Periode von 1.6 µm konnte nur für eine Konfiguration die Abstimmbarkeit ermittelt werden. Aufgrund der großen Wellenlänge (3.2 µm) im Vergleich zur Dicke des Schichtsystems (~ 4.5 µm) breitet sich ein wesentlicher Anteil der OFW in der Klebeschicht aus. Dies verursacht eine starke Dämpfung der OFW, die eine messtechnische Bestimmung der Abstimmbarkeit verhindert.

| | $h_{ZnO}$ 500 nm | | $h_{ZnO}$ 750 nm | |
|---|---|---|---|---|
| | max. $\Delta f/f$ [$\cdot 10^{-2}$] | | max. $\Delta f/f$ [$\cdot 10^{-2}$] | |
| $p$ [µm] | harte Achse | leichte Achse | harte Achse | leichte Achse |
| **0.8** | -0.861 | -0.008 | -0.374 | -0.001 |
| **1.1** | -1.196 | -0.03 | -0.570 | -0.002 |
| **1.6** | - | - | -0.421 | - |

**Tabelle 7.2:** Maximale relative Frequenzverschiebung für Bauteile, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren

### *7.4.2 Piezoelektrische Kopplung*

Ein Maß für die effektive piezoelektrische Kopplung $k^2$ wird aus der gemessenen Admittanzkurve nach Formel B.14 im Ausgangszustand ($H_{ext} = 0$) der Resonatoren bestimmt. Wie in Kapitel 6.3.2 gezeigt wurde, liegt gute Texturierung der ZnO-Schicht mit einer Halbwertsbreite FWHM ~ 2.5° des (002) Reflexes vor. Die Halbwertsbreite reduziert sich mit steigender ZnO-Schichtdicke auf 2.3° bei 750 nm. Aus diesem Grund findet man mit zunehmender ZnO-Schichtdicke und zusätzlich mit steigendem Verhältnis $h_{ZnO}/\lambda$ auch eine Zunahme der piezoelektrischen Kopplung (Tabelle 7.3). In der FEM-Simulation kann ebenfalls eine Zunahme der effektiven Kopplung bei einer Steigerung der relativen ZnO-Schichtdicke von ~ 0.3 auf ~ 0.5 für $p = 0.8$ µm beobachtet werden (Abbildung 5.29). Allerdings wird in der Simulation die Zunahme der Kopplung nur durch die Steigerung der relativen Schichtdicke verursacht, da die ZnO-Schicht ohnedies als ideal c-Achsen orientiert vorausgesetzt wurde.

| | $h_{ZnO}$ 500 nm | $h_{ZnO}$ 750 nm |
|---|---|---|
| $p$ [µm] | $(f_p-f_s)/f_s$ [$\cdot 10^{-2}$] | $(f_p-f_s)/f_s$ [$\cdot 10^{-2}$] |
| **0.8** | 0.414 +/- 0.03 | 1.041 +/- 0.05 |
| **1.1** | 0.292 +/- 0.05 | 0.824 +/- 0.04 |

**Tabelle 7.3:** Gemessene piezoelektrische Kopplung in Abhängigkeit von der geometrischen Periode $p$

### *7.4.3 Temperaturkoeffizient*

Die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten TCF der Bauteile nach dem Opferschichtverfahren wird im Ausgangszustand ($H_{ext} = 0$) durchgeführt. Die Substrattemperatur wird von 25

auf ~ 60°C erhöht. Aufgrund der hohen thermischen Ausdehnung der Klebeschicht im Vergleich zu den Fügepartnern kommt es, wie in Abbildung 6.23 gezeigt, oberhalb dieser Temperatur zur Zerstörung der Bauteile durch Risse im Schichtsystem. Aus diesem Grund ist der Temperaturkoeffizient vor allem für geringe ZnO-Schichtdicke stark vom lokalen Schädigungsbild abhängig, welches die Scherkraftaufnahme, bedingt durch die thermische Ausdehnung und somit den TCF selbst beeinflusst. Mit zunehmender ZnO-Schichtdicke steigt jedoch die mechanische Stabilität der Schichtkonfiguration. Dies und der geringere TCF der ZnO-Schicht (~ -27 ppm [123]) im Vergleich zur FeCoSiB-Schicht (> -120 ppm) verringern den Temperaturkoeffizienten des Schichtsystems. Der TCF nimmt zusätzlich mit steigender relativer ZnO-Schichtdicke ab, da sich ein wachsender Anteil der OFW in der ZnO-Schicht mit dem geringeren TCF ausbreitet (Tabelle 7.4). Der TCF der FeCoSiB-Schicht mit ~-120 ppm wurde dabei aus der Messung der Bauteile nach dem direkten Verfahren abgeschätzt.

| | $h_{ZnO}$ 500 nm | $h_{ZnO}$ 750 nm |
|---|---|---|
| $p$ [µm] | TCF [ppm] | TCF [ppm] |
| **0.8** | Min. -128 | -80 +/- 1.2 |
| **1.1** | | -109 +/- 3.1 |
| **1.6** | Max. -308 | -131 +/- 3.5 |

**Tabelle 7.4:** Temperaturkoeffizient in Abhängigkeit von geometrischer Periode und Schichtkonfiguration

## 7.5 VERGLEICH DER BEIDEN VERFAHREN

Für Bauteile nach dem Opferschichtverfahren kann eine um einen Faktor 4 höhere Abstimmbarkeit im Vergleich zum direkten Verfahren realisiert werden (Tabelle 7.5). Dies wird durch die Erhaltung des amorphen Zustandes der FeCoSiB-Schicht im Opferschichtverfahren erreicht. Die Erhöhung der Kristallanisotropie, aufgrund der Rekristallisation der ΔE-Schicht im direkten Verfahren, verursacht eine Reduktion des ΔE-Effekts und führt damit zu einer Verringerung der maximal erreichbaren Abstimmbarkeit. Die bisher publizierten Ergebnisse zur Abstimmung von OFW-Verzögerungsleitungen (< 600 ppm) [45-48] wurden jedoch selbst mit diesen Bauteilen deutlich übertroffen. Im Gegensatz zu den zitierten Publikationen wird aber nicht die Laufzeit einer Verzögerungsleitung, sondern die Mittenfrequenz eines Resonators verstimmt.

| | Direktes Verfahren | | Opferschichtverfahren | |
|---|---|---|---|---|
| FeCoSiB | kristallin | | amorph | |
| $p$ [µm] | f [GHz] | max. $\Delta f/f$ [$\cdot 10^{-2}$] | f [GHz] | max. $\Delta f/f$ [$\cdot 10^{-2}$] |
| **0.8** | 1.87 | -0.26 | 1.65 | -0.86 |
| **1.1** | 1.56 | -0.19 | 1.21 | -1.2 |
| **1.6** | 0.805 | -0.11 | - | - |

**Tabelle 7.5:** Maximale relative Frequenzverschiebung für Bauteile beider Herstellungsvarianten

Durch die Optimierung der Abscheidungsparameter im Opferschichtverfahren (geringere

Oberflächenrauhigkeit des Substrates, höhere Depositionstemperatur) kann im Vergleich zum direkten Verfahren eine höher texturierte ZnO-Schicht (kleinere Halbwertsbreite des (002) Reflexes) realisiert werden. Die Reduktion der Verkippung der c-Achse der ZnO-Schicht führt zur Steigerung der erreichbaren effektiven piezoelektrischen Kopplung (Tabelle 7.6). Die ZnO-Schicht selbst ist dabei im Schichtsystem nach dem Opferschichtverfahren nur unwesentlich dicker als jene im Schichtsystem nach dem direkten Verfahren.

| ***p* [µm]** | | | **0.8** | **1.1** |
|---|---|---|---|---|
| | **$h_{ZnO}$ [nm]** | **FWHM [°]** | **$(f_p-f_s)/f_s$ [$\cdot 10^{-2}$]** | **$(f_p-f_s)/f_s$ [$\cdot 10^{-2}$]** |
| **Direktes Verfahren** | 450 | 4.2 | 0.84 | 0.69 |
| **Opferschichtverfahren** | 500 | 2.5 | 1.041 | 0.824 |

**Tabelle 7.6:** Kopplungskoeffizient und Halbwertsbreite FWHM des ZnO (002) Reflexes

Bedingt durch die hohe thermische Ausdehnung des im Opferschichtverfahren für die Fügetechnik verwendeten Klebstoffes ist die maximale Belastungstemperatur der Bauteile deutlich niedriger als im direkten Verfahren (Tabelle 7.7). Aus diesem Grund ist auch der maximale TCF bei geringer Dicke der ZnO-Schicht im Opferschichtverfahren deutlich größer als im direkten Verfahren. Mit zunehmender ZnO-Schichtdicke reduziert sich zwar der TCF im Opferschichtverfahren auf kleinere Werte im Vergleich zum direkten Verfahren, allerdings verringert dabei ebenfalls die erreichbare Abstimmbarkeit (vergleiche Abbildung 5.30).
Das Opferschichtverfahren eignet sich im Unterschied zum direkten Verfahren zur Realisierung von weit abstimmbaren OFW-Resonatorbauteilen mit hoher piezoelektrischer Kopplung. Dies wird erreicht durch die Erhaltung des amorphen Zustandes der ΔE-Schicht einerseits und durch bessere Bedingungen (geringerer RMS-Wert, höhere Prozesstemperatur) bei der Abscheidung der ZnO-Schicht andererseits. Zur Reduktion des TCFs und der Steigerung der maximalen Belastungstemperatur muss jedoch entweder ein Klebstoff mit geringerer thermischer Ausdehnung oder eine andere Verbindungstechnik wie z. B. ein Direct-Wafer-Bonding Verfahren verwendet werden.

| ***p* [µm]** | | **0.8** | | **1.1** | |
|---|---|---|---|---|---|
| | **$T_{max}$** | **TCF [ppm/°C]** | | **TCF [ppm/°C]** | |
| | | min. | max. | min. | max. |
| **Direktes Verfahren** | 150 °C | -120 | -170 | -120 | -190 |
| **Opferschichtverfahren** | 55 °C | -80 | -305 | -109 | -305 |

**Tabelle 7.7:** Temperaturkoeffizient und maximale Belastungstemperatur $T_{max}$

# 8. DISKUSSION UND AUSBLICK

Im Folgenden werden die in Kapitel 5 beschriebenen FEM-Simulationen mit den Messergebnissen der Testbauteile verglichen, deren Realisierung in Kapitel 6 geschildert wurde. Anschließend wird anhand experimenteller Ergebnisse diskutiert, welche Möglichkeiten bestehen, um die Abstimmbarkeit und die piezoelektrische Kopplung zu steigern sowie die Dämpfung und den Temperaturkoeffizienten der realisierten Bauteile zu reduzieren. Es wird außerdem eine Methode zum elektrischen Abstimmen des magnetischen Bauteils vorgeschlagen, wie sie auch in Mobiltelefonen eingesetzt werden könnte. Eine weitere Anwendung neben der bisher beschriebenen Filterapplikation, wie sie die Verwendung von abstimmbaren Resonatoren als Magnetfeldsensoren darstellt, schließt das Kapitel ab.

## 8.1 VERGLEICH MESSUNG UND FEM-SIMULATION

In diesem Abschnitt werden die FEM-Simulationen und die Messungen an den Bauteilen beider Herstellungsverfahren verglichen.

### *8.1.1 Direktes Verfahren*

Der Rechnungs- Messungsvergleich des Betrags der Admittanz $Y_{11}$ für ein Bauteil, hergestellt nach dem direkten Verfahren mit einer nominellen ZnO-Schichtdicke von 450 nm, ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Alle gemessenen Moden finden sich in der Simulation wieder und können damit auch bezüglich der Auslenkungsverteilung in den Schichten, sowie der Dispersion und der Kopplung interpretiert werden. Die Anregung der Grundmode, als auch der höheren Rayleighwellen, werden von der Simulation korrekt beschrieben. Die Anregungsstärken stimmen qualitativ überein. Ein Frequenzversatz der einzelnen Moden tritt in der Simulation im Vergleich zur Messung auf. Während die Grundmode I in der Simulation zu einer höheren Frequenz hin verschoben ist, sind die höheren Moden (II, III und IV) zu tieferen Frequenzen hin verschoben. Dieses Verhalten lässt sich mit der unterschiedlichen Dispersion und Auslenkungsverteilung der angeregten Rayleighwellen erklären: Während ein wesentlicher Teil der Wellenenergie der Grundmode in der ZnO-Schicht abklingt, wird ein Großteil der Wellenenergie der höher angeregten Moden innerhalb der ΔE-Schicht transportiert (vergleiche Abbildung 5.19 bzw. Abbildung D.4).
Für die Grundmode ergibt das sich folgende Bild: Die beobachtete Frequenzabweichung von ungefähr 50 MHz ist nicht auf die grobe Diskretisierung des FEM-Netzes mit 24 Elementen pro Wellenlängen zurückzuführen. Die relative Abweichung aufgrund der Diskretisierung

kann mit ~ 0.25 % aus der für ein Quarz-Substrat berechneten Abweichung abgeschätzt werden (vergleiche Abbildung 5.4). Bei einer Mittenfrequenz des Resonators von 1 GHz ergibt sich aufgrund der Diskretisierung ein Frequenzversatz von +/- 2.5 MHz, der vernachlässigbar klein ist im Vergleich zu den beobachten 50 MHz.
Ist in der Simulation die nominelle ZnO-Schichtdicke zu gering, so liegt, aufgrund der kleineren OFW-Geschwindigkeit der ZnO-Schicht im Vergleich zur ΔE-Schicht, die Mittenfrequenz des Bauteils bei höheren Frequenzen. Die Frequenzabweichung von 50 MHz bei der Rayleighmode I kann aber nicht allein durch eine Abweichung in der ZnO-Schichtdicke erklärt werden. Eine realistische Schichtdickenänderung von 50 nm hätte nach Abbildung 5.36 nämlich nur eine Frequenzänderung von 10 MHz zur Folge.
Aufgrund der Defekte in der ZnO-Schicht (Abbildung 6.6), hergestellt nach dem direkten Verfahren allerdings, ist die Steifigkeit geringer als die einer idealen ZnO-Schicht, wie sie in der Simulation angenommen wurde. Die veränderte Steifigkeit der ZnO-Schicht ist daher mit großer Wahrscheinlichkeit der Hauptgrund für die in der Messung beobachtete Absenkung der Mittenfrequenz der Grundmode I von ~ 50 MHz.

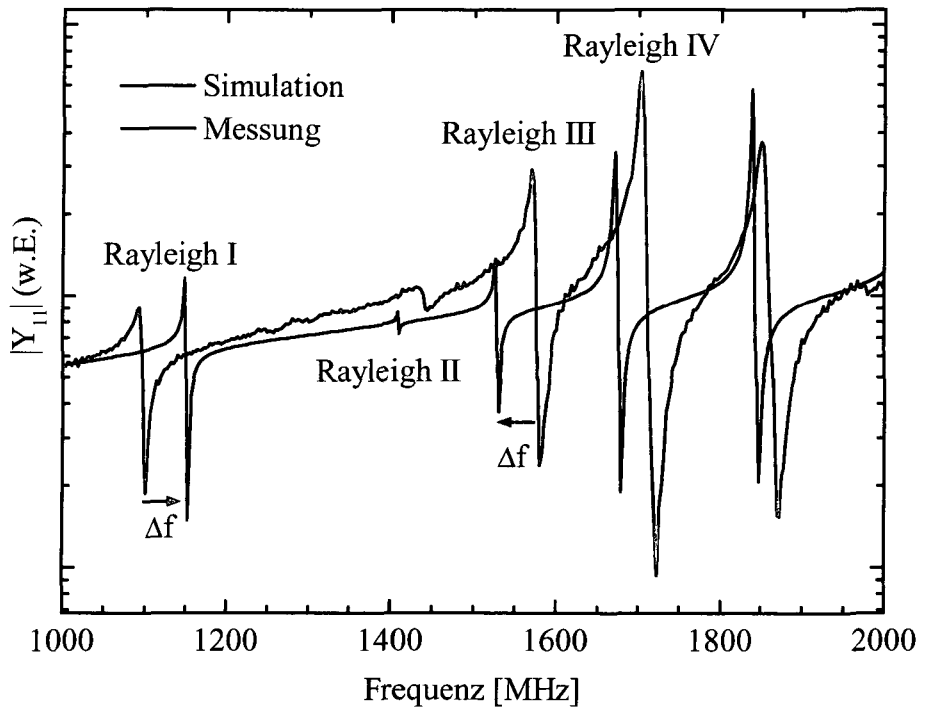



**Abbildung 8.1:** Messungs- Rechnungsvergleich: Betrag der Admittanz $Y_{11}$ für einen Eintorresonator, hergestellt nach dem direkten Verfahren ( $p$ = 1.1 µm, $\eta$ = 0.7, $h_{ZnO}$ = 450 nm)

Für die höheren Moden ergibt sich das folgende Bild: Auch hier spielt für die Abweichungen zwischen Messung und Simulation von bis zu 48 MHz der Fehler aufgrund der Diskretisierung von ~ 4 MHz bei 1.6 GHz keine wesentliche Rolle.
Wie aufgrund der Auslenkungsverteilung der höheren Moden ersichtlich ist, hat auch die ZnO-Schicht keinen wesentlichen Einfluss auf die Ausbreitung der OFW. Die beobachtete Frequenzabweichung für die höheren Moden kann daher weder durch die Variation der ZnO-Schichtdicke noch durch die Abweichung in der Steifigkeit der ZnO-Schicht erklärt werden.
Nach Abbildung 5.19 würde man vermuten, dass eine Variation der FeCoSiB-Schichtdicke die Dispersion und damit die Geschwindigkeit und Frequenzlage vor allem der höheren Mo-

den beeinflusst. Die FeCoSiB-Schicht weist nach [124] eine Dickenvariation über den Wafer von bis zu +/- 1.2 µm auf. Die gemessene Frequenzstreuung über den Wafer beträgt nach Tabelle 8.1 maximal 25 MHz. Wäre nun die Variation der FeCoSiB-Schichtdicke die Hauptursache für die große beobachtete Frequenzabweichung zwischen Messung und Simulation von ca. 48 MHz, so müsste dadurch auch eine höhere Frequenzstreuung über den Wafer verursacht werden.

| $p$ [µm] | [MHz] | I | II | III | IV |
|---|---|---|---|---|---|
| **0.8** | $f_0$ | 1452.8 +/- 7.3 | 1872.5 +/- 4.2 | 1972.4 +/- 9.2 | 2074.0 +/- 8.6 |
| | $f_{min}$ | 1439.2 | 1868.3 | 1965.1 | 2063.2 |
| | $f_{max}$ | 1465.1 | 1879.9 | 1990.2 | 2084.0 |
| **1.1** | $f_0$ | 1102.8 +/- 7.0 | 1438.8 +/- 5.3 | 1565.8 +/- 12.5 | 1687.3 +/- 6.4 |
| | $f_{min}$ | 1092.3 | 1433.1 | 1553.4 | 1679.3 |
| | $f_{max}$ | 1112.8 | 1449.3 | 1591.2 | 1696.1 |
| **3.2** | $f_0$ | 803.0 +/- 7.5 | 1088.0 +/- 10.9 | 1219.4 +/- 12.8 | 1341.5 +/- 9.4 |
| | $f_{min}$ | 796.2 | 1073.8 | 1201.5 | 1328.7 |
| | $f_{max}$ | 818.2 | 1104.4 | 1229.2 | 1355.2 |

**Tabelle 8.1:** Variation der Mittenfrequenz $f_0$ für die ersten vier Rayleighmoden in Abhängigkeit von der geometrischen Periode $p$ für einen Wafer nach dem direkten Verfahren ($\eta = 0.7$, $h_{ZnO} = 450$ nm, $h_{FeCoSiB} \sim 4$ µm)

Die relative Änderung der Mittenfrequenz in Abhängigkeit des elastischen Moduls der FeCoSiB-Schicht ist für die höheren Rayleighmoden (II, III und IV) größer als für die Grundmode I, wie in Abbildung 5.21 gezeigt wird. Die Herstellung der Bauteile nach dem direkten Verfahren induziert eine teilweise Rekristallisation der vorher amorphen FeCoSiB-Schicht. Die Materialeigenschaften der FeCoSiB-Schicht und insbesondere die elastische Steifigkeit werden dadurch verändert. Zusätzlich wirken sich intrinsische Schichtspannungen aufgrund der Magnetostriktion stark auf die elastische Steifigkeit dieser Schicht aus. Wird durch die Summe der auftretenden Effekte die Steifigkeit um ungefähr 10 % verändert, so ist eine Frequenzverschiebung von ~ 40 MHz durchaus plausibel (vergleiche Abbildung 5.35). Die Änderung der elastischen Eigenschaften der FeCoSiB-Schicht aufgrund der unerwünschten Rekristallisation und der intrinsischen Schichtspannungen wird daher als die Hauptursache für die Abweichung zwischen der FEM-Simulation und der Messung bei den höheren Moden angesehen.

*Die Simulation lässt sich also folglich der Messung in der Frequenzlage angleichen, wenn einerseits die Steifigkeit der ZnO-Schicht im Materialdatensatz erniedrigt und andererseits der elastische Modul der FeCoSiB-Schicht im Materialdatensatz erhöht wird. Beides ist aufgrund der beobachteten Schichteigenschaften für Bauteile, die im direkten Verfahren hergestellt wurden, verständlich.*

### *8.1.2 Opferschichtverfahren*

Für Bauteile, die nach dem Opferschichtverfahren hergestellt wurden, ist die Variation der gemessenen Mittenfrequenz der Rayleighmode I (Tabelle 8.2) mit maximal +/- 2.8 MHz über den Wafer deutlich geringer als für Bauteile, die nach dem direkten Verfahren hergestellt wurden. Dies lässt sich wie folgt erklären: Im Opferschichtverfahren wird die ZnO-Schicht als erste auf einem polierten Wafer und daher mit kleiner Variation in der Dicke (+/- 10 nm) und hoher Qualität abgeschieden. Die Schichtdickenvariation der anschließend abgeschiedenen ΔE-Schicht von +/- 1.2 µm und der Klebetechnik von +/- 4 µm erhöht zwar die Unebenheit der Konfiguration. Die OFW wird jedoch durch diese Unebenheit nicht beeinträchtigt, da die Schichtabfolge umgedreht wird, wie es charakteristisch für das Opferschichtverfahren ist. Die maximalen Unebenheiten treten daher an der Grenzfläche zwischen Klebeschicht und Trägersubstrat und nicht auf der Oberfläche des Schichtaufbaus auf. Ist die Wellenlänge der OFW nun klein im Vergleich zur Schichtdicke des Gesamtaufbaus spielen die im Schichtaufbau nun tiefer liegenden Unebenheiten keine Rolle mehr. Aus diesem Grund ist die geringe Frequenzstreuung der Bauteile verständlich. Im Gegensatz dazu wirken sich prozessbedingte Unebenheiten und Variationen der Schichtdicken beim direkten Verfahren, die an der Oberfläche maximal sind, stärker auf die OFW aus, und führen zu höheren Schwankungen in der Frequenzverteilung (vergleiche Tabelle 8.1).

| $p$ [µm] | $f_0$ [MHz] | $f_{min}$ [MHz] | $f_{max}$ [MHz] |
|---|---|---|---|
| **0.8** | 1653.1 +/- 2.8 | 1650.1 | 1656.2 |
| **1.1** | 1212.2 +/- 2.4 | 1208.6 | 1215.9 |

**Tabelle 8.2:** Variation der Mittenfrequenz $f_0$ für unterschiedliche geometrische Perioden für einen Wafer, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren ($\eta = 0.7$, $h_{ZnO} = 750$ nm, $h_{FeCoSiB} \sim 4.5$ µm)

Der Frequenzversatz zwischen der FEM-Simulation und der Messung am realen Bauteil ist mit 2.5 MHz für Bauteile, die nach dem Opferschichtverfahren hergestellt wurden (Abbildung 8.2), wesentlich geringer als für Bauteile, die nach dem direkten Verfahren hergestellt wurden. Dies ist im wesentlichen auf zwei Ursachen zurückzuführen. Bei Bauteilen, die nach dem Opferschichtverfahren hergestellt wurden, stimmen bedingt durch die hohe Qualität der ZnO-Schicht (geringe Defektdichte) und die geringe Schichtdickenvariation (+/- 10 nm) die in der Simulation vorausgesetzten Werte für die Steifigkeit sowie die Schichtdicke von ZnO gut mit den tatsächlichen Werten überein. Durch die Erhaltung des amorphen Zustandes der FeCoSiB-Schicht im Opferschichtverfahren sind die Materialeigenschaften von FeCoSiB, insbesondere die elastische Steifigkeit, mit dem in der Simulation gesetzten Wert vergleichbar. Aus dem Messungs- Rechnungsvergleich bestimmt sich daher der E-Modul der hier verwendeten FeCoSiB-Schicht zu $1.52 \cdot 10^{11}$ N/m² bei einer Dichte $\rho$ von ~ 7000 kg/m³ und einer Querkontraktionszahl von 0.23.
Der beobachtete Frequenzversatz zwischen Rechung und Simulation von ~ 3 MHz kann in diesem Fall auf den Fehler, der durch die Diskretisierung entsteht und +/- 4 MHz bei 1.6 GHz beträgt, zurückgeführt werden.
Die Anschlusskontakte der Wandler verursachen eine zusätzliche Parallelkapazität $C_0$, die in der Messung als Steigung der Admittanz eingeht (Abbildung 8.2). Diese zusätzliche kapaziti-

ve Belastung ist in der FEM-Simulation nicht berücksichtigt, daher stimmen die Steigungen der beiden Kurven nicht überein. Im qualitativen Vergleich jedoch sieht man, dass sowohl die Anregungsstärke als auch die Bandbreite (Abstand von Serien- und Parallelresonanz) vom verwendeten FEM-Modell richtig beschrieben werden.

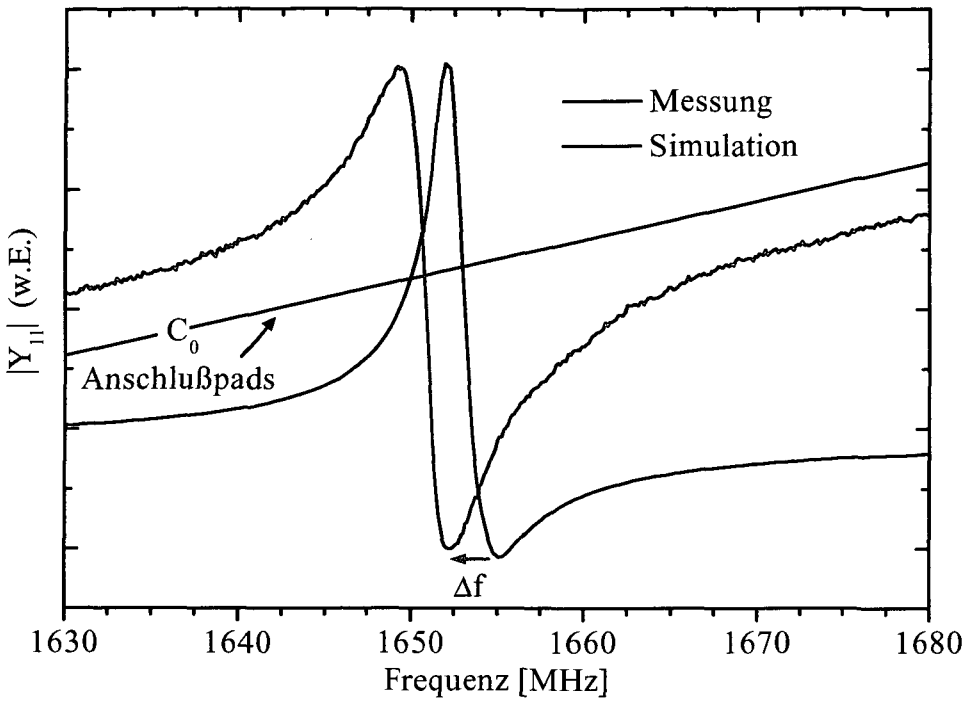



**Abbildung 8.2:** Messungs- Rechnungsvergleich: Betrag der Admittanz $Y_{11}$ für einen Eintorresonator nach dem Opferschichtverfahren ( $p = 0.8$ µm, $\eta = 0.7$, $h_{ZnO} = 750$ nm)

*Die im Opferschichtverfahren realisierten Bauteile weisen im Vergleich zu jenen, die mit dem direkten Verfahren hergestellt wurden, wesentlich bessere Schichteigenschaften auf. Daher beschreiben die in der Simulation verwendeten Materialdaten und Schichtdicken die tatsächlichen Werte gut. Folglich stimmt die simulierte Frequenzlage der Rayleighwelle mit der Messung ebenfalls sehr gut überein.*

## 8.2 VERBESSERUNG DES BAUTEILVERHALTENS

Obwohl im Vergleich zu herkömmlichen Verfahren zur Realisierung von abstimmbaren OFW-Komponenten (Verzögerungsleitungen) die maximale Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit der Realisierung von magnetisch abstimmbaren Resonatoren deutlich gesteigert werden konnte, reicht für technische Anwendungen im Mobilfunk die dadurch erreichte relative Frequenzverstimmung von ~ 1.2 % nicht aus. Zur Optimierung des Bauteilverhaltens ist vor allem die Steigerung des ΔE-Effektes der FeCoSiB-Schicht auf ~ 75 % und die damit theoretisch erreichbare relative Frequenzverschiebung auf die geforderten 30 % ein vorrangiges Ziel. Dabei ist die intrinsische Abhängigkeit der Dämpfung vom ΔE-Effekt und die damit verbundene Reduktion der Güte des Bauteils ebenfalls noch zu minimieren.
Zur Verbesserung der Abstimmbarkeit können aber auch piezoelektrische Schichten mit höherer piezoelektrischer Kopplung beitragen, da diese dünner gemacht werden können, ohne die notwendige Bandbreite des Resonators zu beschränken. Eine Reduktion der Dicke der

piezoelektrischen Anregungsschicht führt bei beiden Herstellungsverfahren zur Steigerung der erreichbaren Abstimmbarkeit bei gegebenem ΔE-Effekt (vergleiche Abbildung 5.25 bzw. Abbildung 5.30).

### *8.2.1 Steigerung der Abstimmbarkeit durch Verbesserung der FeCoSiB-Schicht*

Sowohl die Reduktion der Gesamtanisotropie der ΔE-Schicht wie auch die Steigerung der Sättigungsmagnetostriktion führen nach Formel 3.5 zur Steigerung des ΔE-Effektes. Für Proben nach dem Opferschichtverfahren ist der Beitrag der kristallinen Anisotropie aufgrund der Erhaltung des amorphen Zustandes der FeCoSiB-Schicht zu vernachlässigen, jedoch ist eine Optimierung der Spannungszustände im Schichtsystem unbedingt erforderlich. Weitgehende Spannungsfreiheit oder aber leichte tensile Spannung ist für hohen ΔE-Effekt bei positiv magnetostriktiven Materialien wie FeCoSiB vorteilhaft. Durch entsprechend veränderte Prozessbedingungen, sowie durch eine Temperung des Schichtsystems unterhalb der Rekristallisationstemperatur der FeCoSiB-Schicht in einem angelegten Magnetfeld (zur Einstellung der uniaxialen Anisotropie) kann eine deutliche Verringerung der Schichtspannungen erreicht werden. Eine Temperung erfordert zwangsläufig die Verwendung einer anderen Verbindungstechnik im Opferschichtverfahren, da die verwendete Klebetechnik die maximale Belastungstemperatur auf ~ 55°C beschränkt. Eine weitere Steigerung des ΔE-Effektes kann durch die Kühlung des Substrats (Wafer) bei der Herstellung der FeCoSiB-Schicht erreicht werden, da dies zur Vermeidung von Kristallisationskeimen bzw. von nanokristallinen Schichten führt, die zwar röntgenamorph sind, jedoch einen Beitrag zur Kristallanisotropie liefern.
Schließlich müssen die frequenzabhängigen magnetischen Eigenschaften der Schicht optimiert werden. In Abbildung 7.11 wird gezeigt, dass die Abstimmbarkeit eines OFW-Resonators und damit der erreichbare ΔE-Effekt von der Anregungsfrequenz der OFW selbst abhängig ist. Der ΔE-Effekt als Funktion der Frequenz kann nach [63] wie folgt beschrieben werden: Induzierte mikroskopische Wirbelströme bremsen die Verschiebung der Bloch-Wände, die deshalb rasch wechselnden elastischen Spannungen oder einem äußeren Magnetfeld nicht mehr folgen können. Der E-Modul der Probe nimmt dabei zu und der erreichbare ΔE-Effekt ab. Bei weiter steigender Frequenz werden die Bloch-Wände durch die Wirbelströme praktisch blockiert. Nur mehr eine Rotation der spontanen Magnetisierung innerhalb der Weiss'schen Bezirke ist möglich. Im Grenzfall hoher Frequenzen oberhalb der ferromagnetischen Resonanz ändert sich die lokale Magnetisierung schließlich nicht mehr, die magnetoelastische Wechselwirkung entkoppelt und der ΔE-Effekt strebt gegen Null. Für schnelle Anregungen oberhalb der Relaxationszeit der Wandverschiebungen bzw. der Rotation verschwindet der ΔE-Effekt ganz. Der E-Modul der Probe entspricht in diesem Fall dem des pauschal unmagnetischen Zustandes – der ΔE-Effekt verschwindet.
Die Abhängigkeit des ΔE-Effekts von der Frequenz kann mit der Permeabilität des Materials korreliert werden. Ist die Polarisation der Probe aufgrund geringer Permeabilität nicht mehr möglich, so verschwindet auch der ΔE-Effekt. Der Realteil der Hochfrequenzpermeabilität μ', der in Kapitel 7.3.1 messtechnisch charakterisierten Probe, ist in relativen Einheiten in Abbildung 8.3 dargestellt. Für niedrige Frequenzen < 20 MHz ist der Realteil der Permeabilität μ' und somit die Polarisation, d. h. auch der ΔE-Effekt, frequenzunabhängig. Mit ansteigender Frequenz nimmt die Permeabilität und daher auch die Polarisation im Material und somit der erreichbare magnetoelastische Effekt ab. Der Bereich in dem diese Abnahme auf-

tritt, ist der Bereich der ferromagnetischen Resonanz. In dieser Arbeit wird der E-Modul der ΔE-Schicht durch ein statisches Magnetfeld *H* verändert. Das durch die sich ausbreitende OFW verursachte elastischen Wechselfeldes koppelt jedoch aufgrund der verbleibenden Hochfrequenzpermeabilität $\mu'_{eff}$ (Magnetostriktionseffekt) an das magnetische Feld und verursacht eine Polarisation der Probe. Das so induzierte magnetische Feld moduliert das extern angelegte statische Magnetfeld *H* zur Ausrichtung der magnetischen Momente. Die sich ausbreitende OFW erniedrigt daher die effektive Polarisation und reduziert damit lokal den erreichbaren ΔE-Effekt.
Die Frequenz bei der eine Abstimmung vorgenommen werden kann, muss also deutlich unterhalb der ferromagnetischen Resonanz liegen, damit eine Änderung des elastischen Moduls des Materials erzielt werden kann. Dies ist kein Problem, da sich die Abstimmfrequenz als Reziprokwert der benötigten Abstimmzeit von 200 μs zu ~ 3 kHz bestimmt, die ferromagnetische Resonanz einer amorphen FeCoSiB-Schicht jedoch zwischen 2 und 4 GHz [68] liegt.
Die Frequenz, bei der das OFW-Filter arbeitet, muss hingegen deutlich oberhalb der ferromagnetischen Resonanz liegen. Damit kann verhindert werden, dass die sich ausbreitende akustische Welle den elastischen Modul der FeCoSiB-Schicht aufgrund einer magnetoelastischen Wechselwirkung moduliert. Da sich jedoch die Anregungsfrequenz der OFW bei ca. 2 GHz in Nähe der ferromagnetischen Resonanz der FeCoSiB-Schicht befindet, kann hier ein Problem auftreten. Ideal wäre eine scharfe ferromagnetische Resonanz, die möglichst weit unterhalb der Anregungsfrequenz der OFW liegt, um eine Wechselwirkung zu vermeiden.

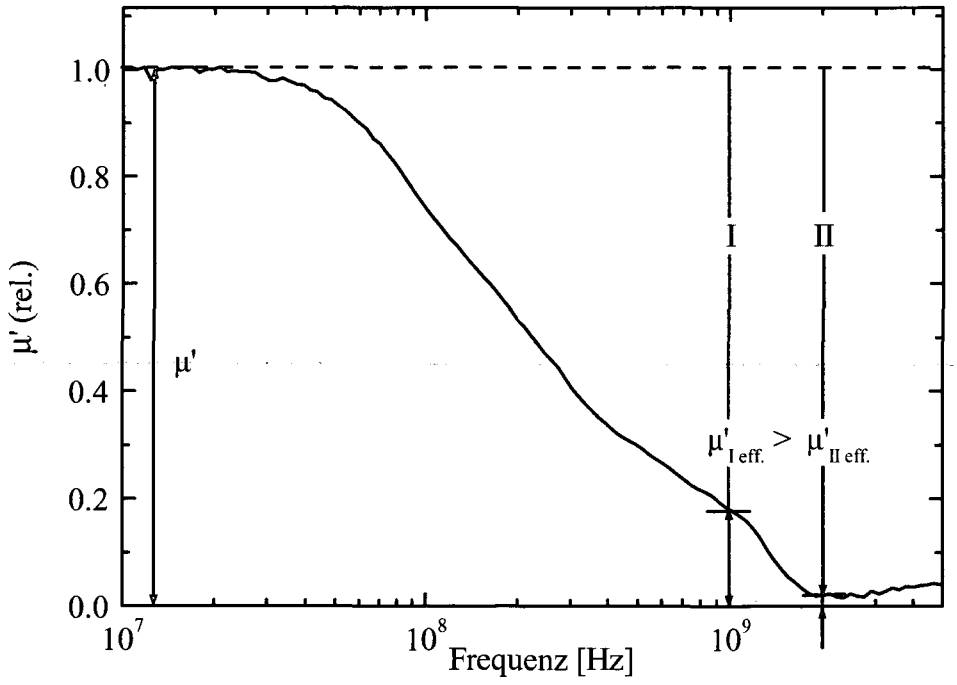



**Abbildung 8.3:** Realteil der Permeabilität μ' eines FeCoSiB/ZnO Schichtsystems, hergestellt nach dem direkten Verfahren ($h_{FeCoSiB}$ = 4 μm, $h_{ZnO}$ = 450 nm)

Vergleicht man die maximale relative Frequenzverschiebung der OFW-Resonatoren, die proportional zum ΔE-Effekt ist, mit dem Realteil der Permeabilität μ' der FeCoSiB-Schicht, so kann die oben beschriebene Abhängigkeit experimentell bestätigt werden (Abbildung 8.4). Der qualitative Verlauf der Permeabilität μ' stimmt im Vergleich zur erreichbaren Abstimmbarkeit für die Bauteile mit einer geometrischen Periode *p* von 0.8 μm sehr gut überein. Die

erreichbare Abstimmbarkeit und damit der ΔE-Effekt steigt mit abnehmender Permeabilität, da das elastische Wechselfeld aufgrund der OFW den statisch eingestellten E-Modul der FeCoSiB-Schicht kaum mehr verändert.
Die photolithographische Strukturierung der Bauteile erfolgte ausschließlich so, dass sich Bauteile mit $p$ = 0.8 µm auf der rechten und mit $p$ = 1.6 µm auf der linken Hälfte der Wafer befanden. Ortsabhängige Variationen des ΔE-Effekts am Wafer können daher Ursache für die beobachtete Abweichung bei Bauteilen mit einer geometrischen Periode $p$ von 1.6 µm sein.

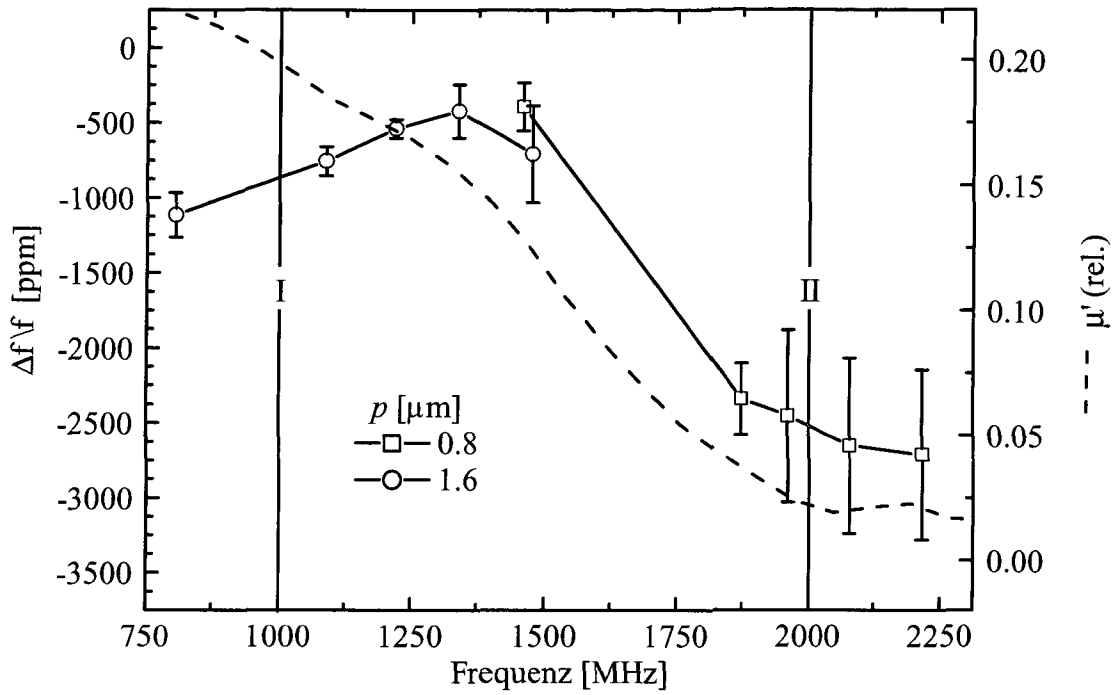



**Abbildung 8.4:** Vergleich des Permeabilität µ' mit der maximal erreichbaren Frequenzverstimmung

Zur Steigerung des ΔE-Effekts muss daher eine Optimierung in Richtung verschwindender Hochfrequenzpermeabilität µ' bei der Anregungsfrequenz der OFW durchgeführt werden. Dies kann mit der Reduktion der ferromagnetischen Resonanz nach Formel 3.9 durch die Verringerung der Anisotropie $H_K$ erreicht werden. Liegt die Anregungsfrequenz der OFW weit oberhalb der reziproken Relaxationszeit der magnetischen Momente bzw. der Bloch-Wände, so verschwindet $\mu'_{eff}$ und die magnetoelastische Wechselwirkung entkoppelt. Der E-Modul wird in diesem Fall dann ausschließlich mit dem extern angelegten Magnetfeld $H$ quasi statisch bei 3 kHz verändert und kann nicht mehr von der OFW moduliert werden.

*Zur Realisierung von OFW-Resonatoren mit hoher Abstimmbarkeit muss daher die Permeabilität µ' bei der Anregungsfrequenz der OFW bei ~ 2 GHz minimal und bei der Abstimmfrequenz von ~ 3 kHz maximal sein.*

### *8.2.2 Reduktion der Dämpfung*

Der Imaginärteil der Permeabilität µ'' ist ein Maß für die magnetische Dämpfung innerhalb des Materials. Das Maximum liegt bei der ferromagnetischen Resonanz, bei der die innere Magnetisierung um ein äußeres angelegtes Feld rotiert. Oberhalb der ferromagnetischen Re-

sonanz nimmt der Imaginärteil der Permeabilität und somit die Dämpfung ab. In Abbildung 8.5 ist der Verlauf von μ'', der in Kapitel 7.3.1 messtechnisch charakterisierten Probe, dargestellt. Der Vergleich mit der OFW-Messung zeigt, dass im Bereich II (geringere effektive Permeabilität $\mu''_{II\,eff}$) die Dämpfung kleiner ist als im Bereich I (höhere effektive Permeabilität $\mu''_{I\,eff}$). Die Güte der Bauteile nimmt, wie erwartet, mit abnehmendem Imaginärteil der Permeabilität zu. Aufgrund der Rekristallisation der Probe zeigt sich keine scharfe einzelne ferromagnetische Resonanz, sondern ein breites Spektrum.

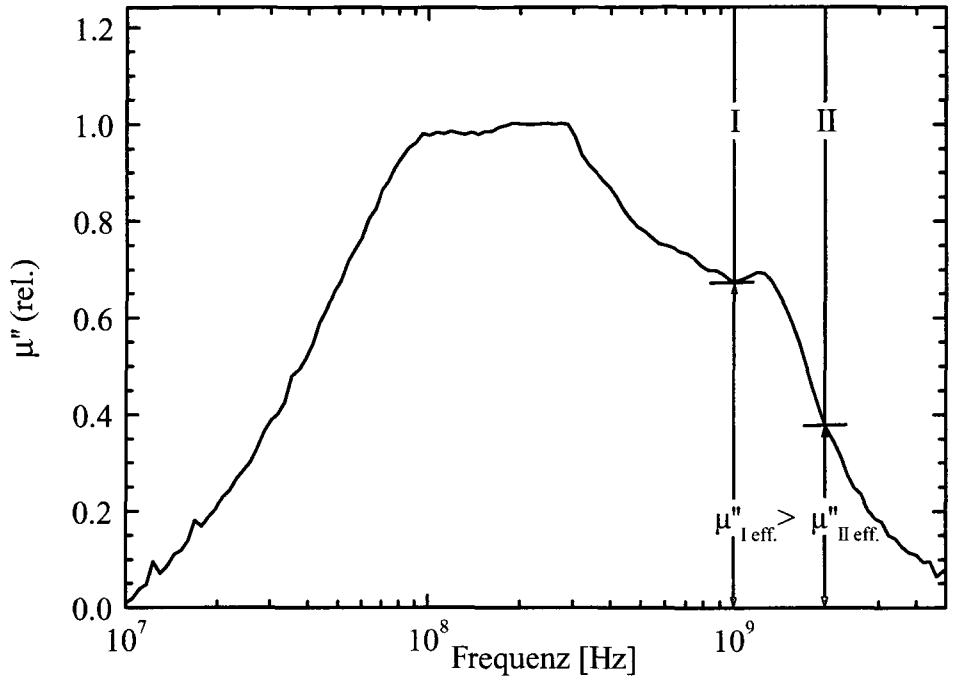



**Abbildung 8.5:** Imaginärteil der Permeabilität μ'' eines FeCoSiB/ZnO Schichtsystems, hergestellt nach dem direkten Verfahren ($h_{FeCoSiB}$ = 4 μm, $h_{ZnO}$ = 450 nm)

Eine Möglichkeit zur Verringerung der magnetischen Verluste, wurde bereits in Kapitel 3.4.4 diskutiert. Durch die Integration isolierender B- oder $SiO_2$-Schichten innerhalb der FeCoSiB-Schicht, wie in [69, 125] vorgeschlagen, kann der induzierte Mikrowirbelstrom unterbrochen werden und damit bei konstanter ferromagnetischer Resonanz die Dämpfung reduziert werden. Diese isolierenden Schichten unterbrechen nur vertikal zur Schichtebene fließende Wirbelströme, nicht jedoch die in der Schichtebene selbst induzierten Ströme. Daher wäre zur Unterdrückung aller Wirbelströme eine elektrisch isolierende Materialmatrix ideal, in der das amorphe FeCoSiB eingebettet ist. Unabhängig von der Raumrichtung werden in diesem Fall alle auftretenden Wirbelströme unterbrochen – die Dämpfung damit reduziert.
Eine weitere Möglichkeit zur Verringerung der magnetischen Verluste und damit zur Steigerung der Güte der magnetisch abstimmbaren OFW-Resonatoren besteht nun darin, die ferromagnetische Resonanz des Materials durch entsprechende Reduktion der Anisotropie abzusenken. Dabei muss jedoch eine eingeprägte magnetische uniaxiale Anisotropie bestehen bleiben, um weiterhin ausgezeichnete Richtungen und damit einen ΔE-Effekt im amorphen Material zu erhalten. Es muss darauf geachtet werden, dass die ferromagnetische Resonanz zwischen der Anregungsfrequenz der OFW und der Abstimmfrequenz zu liegen kommt. Damit ist gewährleistet, dass weder bei der Ausbreitung der OFW noch beim Abstimmen des E-Moduls der ΔE-Schicht große dissipative Verluste auftreten.

*Sowohl diese Reduktion der Dämpfung als auch die im vorhergehenden Abschnitt behandelte Steigerung des ΔE-Effekts, können gemeinsam erfüllt werden. Dies wird verständlich durch den physikalische Zusammenhang zwischen dem Real- μ' und dem Imaginärteil der Permeabilität μ'', der durch die Hilbertransformation beschrieben wird. Der Bereich weit unterhalb der ferromagnetischen Resonanz zeigt hohen Realteil μ' und damit hohen ΔE-Effekt bei gleichzeitig niedrigem Imaginärteil μ'' und damit niedriger Dämpfung. Dieser Bereich ist für die Abstimmung der ΔE-Schicht geeignet. Der Bereich weit oberhalb der ferromagnetischen Resonanz zeigt niedrigen Realteil μ' und damit keine magnetoelastische Wechselwirkung der OFW bei ebenfalls gleichzeitig niedrigem Imaginärteil μ'' und daher niedriger Dämpfung. Dieser Bereich ist für die Anregung von OFW geeignet.*

### *8.2.3 Steigerung der piezoelektrischen Kopplung*

Um die maximale Bandbreite der OFW-Resonatoren und damit des Ladder-Type Filters zu erhöhen, können im direkten Verfahren die höher angeregten Rayleighmoden III und IV verwendet werden, wenn die Rekristallisation der FeCoSiB-Schicht im Herstellungsprozess verhindert werden kann. Zusätzlich kann durch die Verbesserung der Textur der ZnO-Schicht (d. h. durch die Reduktion der c-Achsen Verkippung gegenüber der Oberflächennormalen) die effektive piezoelektrische Kopplung weiter gesteigert werden. Im Opferschichtverfahren jedoch, bei dem aufgrund der Klebeschicht die höher angeregten Moden unterdrückt werden, kann die Bandbreite nur durch die Verwendung eines im Vergleich zur ZnO-Schicht höher koppelnden Materials erreicht werden. Dünne Schichten auf der Basis von $LiNbO_3$, die im Sputterverfahren [126] abgeschieden werden, oder $KNbO_3$, das mit einem MOVCD- (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition) Verfahren hergestellt [127] wird, weisen Kopplungskoeffizienten von über 2 % auf. Damit könnten nach [128] effektive Bandbreiten von Ladder-Type Filter bei 2 GHz von bis zu ~ 35 MHz realisiert werden. Die Abscheidung dieser Schichten ist jedoch zur Zeit im Vergleich zu ZnO noch aufwändig und problematisch.

### *8.2.4 Reduktion des Temperaturkoeffizienten*

Der Temperaturkoeffizient kann durch entsprechende Schichtkonfiguration wie z. B. die zusätzliche Integration von $SiO_2$-Schichten mit positiven TCF oberhalb des Siliziumwafers oder aber durch eine Temperaturbehandlung zur Reduktion von intrinsischen Spannungen reduziert werden (vergleiche Abbildung 7.14).
Aufgrund der maximalen Belastungstemperatur von ~ 55°C für Bauteile, hergestellt nach dem Opferschichtverfahren, ist die Temperaturbehandlung allerdings nur beschränkt einsetzbar. Daher muss im Opferschichtverfahren entweder ein bei Raumtemperatur härtender Klebstoff mit geringerer thermischer Ausdehnung oder aber ein Direct-Wafer-Bonding Verfahren verwendet werden. Beim Direct-Wafer-Bonden wird eine atomare Verbindung der beiden Fügepartner aufgrund der Adhäsion hergestellt. Saubere, passfähige und hochgradig polierte Oberflächen können aneinander haften, wenn ihr Abstand in die Reichweite der atomaren Bindungskräfte gelangt. Im Vergleich zur Klebetechnik ist das Wafer-Bonden, aufgrund der notwendigen CMP- (Chemical Mechanical Polishing) Prozesse zur Einebnung des Schichtsystems vor der Verbindungstechnik, aufwändig. Zusätzlich kann, im Unterschied zur Klebetechnik, der Prozess nicht bei Raumtemperatur durchgeführt werden. In [129] werden für das

Silizium-Wafer-Bonden Prozesstemperaturen < 200°C erreicht, die als ausreichend für die Erhaltung des amorphen Zustandes der ΔE-Schicht erscheinen. Eine deutliche Verringerung des TCFs sowie eine Steigerung der maximalen Belastungstemperatur kann durch diese Verbindungstechnik, aufgrund des direkten Kontakts des Wafers mit der ΔE-Schicht und dem Fortlassen der Klebeschicht, auch mit dem Opferschichtverfahren realisiert werden.

## 8.3 REALISIERUNG EINES ABSTIMMBAREN SYSTEMS

Die Integration magnetisch abstimmbarer Komponenten in ein mobiles Telefon erfordert einerseits die Realisierung einer Abstimmeinheit, die bei geringer Stromaufnahme elektrisch steuerbar ist, und andererseits die magnetische Schirmung dieser Abstimmeinheit und des Bauteils gegen magnetische Streufelder. Die von der Abstimmeinheit erzeugten magnetischen Felder können die Funktionsweise der Komponenten im Mobilteil und hier vor allem die Speicherchips stören. Externe magnetische Streufelder beeinflussen hingegen die eingestellte Mittenfrequenz des magnetisch abstimmbaren Resonators selbst. Die wirkungsvollste Abschirmung elektromagnetische Felder kann durch spezielle ferromagnetische Materialien, die μ-Metalle, erreicht werden. Diese Legierungen auf der Basis von Eisen, Molybdän und Nickel zeichnen sich durch weichmagnetische Eigenschaften aus, wie z. B. geringe Koerzitivfeldstärke $H_c < 0.01$ A/cm [130] und Hysterese kombiniert mit einer hohen Permeabiliät von bis zu $10^5$ [130]. Bei Verwendung dieser Bandmaterialen mit einer Dicke von ~ 50 μm im Gehäuse eines magnetisch abstimmbaren OFW-Resonators mit Abstimmeinheit können externe sowie interne Streufelder geschirmt und daher eine ungestörte Funktion, der in das System integrierten Komponente, realisiert werden.

### *8.3.1 Abstimmeinheit*

Zur Abstimmung der ΔE-Schicht wird ein variables Magnetfeld benötigt, das die Magnetisierung in der Schichtebene von der magnetisch leichten in die harte Richtung dreht. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Messaufbau wird durch den einstellbaren Strom, der durch Helmholtzspulen fließt, ein variables homogenes Magnetfeld erzeugt. Diese Methode ist für einen integrierbaren Filterbaustein aufgrund der Größe und des Strombedarfs wenig praktikabel. Eine integrierbare Lösung für dieses Problem, die auch für den Einsatz in ein Mobilfunktelefon geeignet erscheint, wurde in [131, 132] veröffentlicht. In Dünnschichttechnik wird auf einer piezoelektrischen Keramik ein Schichtsystem bestehend aus einer dauermagnetischen mit einer magnetostriktive Schicht aufgebracht. Bei Anlegen eines elektrischen Potentials $U_C$ verspannt sich die Keramik und prägt im magnetostriktiven Material eine mechanische Spannung $T_{var}$ ein. Aufgrund des Villari-Effekts ändert das magnetostriktive Material seine Permeabilität in Abhängigkeit von der aufgeprägten mechanische Verspannung, und damit den magnetischen Fluss des darunter liegenden Ferromagneten. Somit kann ein elektrisch abstimmbares Magnetfeld $H_{var}$ realisiert werden. Die piezoelektrische Keramik, wie z. B. PZT (Blei Zirkonat Titanat), ist rein spannungsgesteuert, daher fließen nur bei schnellen elektrischen Feldänderungen Ströme und verursachen geringe Verlustleistungen. Mit dieser Anordnung wurden Änderungen der Anfangspermeabilität von bis zu einem Faktor 3 in Abhängigkeit des angelegten elektrischen Potentials [131] mit magnetostriktiven FeSiB-Schichten nachgewiesen. Die Kombination dieser Abstimmeinheit mit dem magnetisch abstimmbaren

OFW-Resonator in einem Gehäuse, das magnetische Streufelder abschirmt, ergibt eine elektrisch in der Frequenz veränderbare Komponente.
Eine direkte Integration der Abstimmeinheit kann durch den Austausch des Trägersubstrats der Schichtkonfiguration eines magnetisch abstimmbaren Resonators durch eine Piezokeramik erfolgen. In Abbildung 8.6 sind schematisch ein elektrisch abstimmbarer OFW-Resonator (links) und ein entsprechendes FBAR-System (rechts) dargestellt. Die PZT-Keramik prägt in Abhängigkeit des angelegten elektrischen Potentials $U_c$ eine mechanische Spannung in der FeCoSiB-Schicht ein. Im Unterschied zur externen Abstimmeinheit erfolgt die Ausrichtung der magnetischen Momente und die damit verbundene Änderung des elastischen Moduls der Schicht hier vorteilhafter durch die eingeprägte mechanische Spannung und nicht durch ein angelegtes veränderliches Magnetfeld.

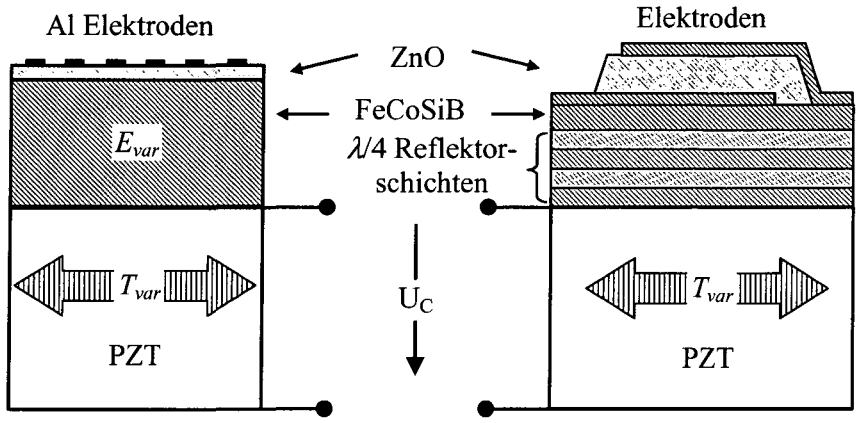



**Abbildung 8.6:** Darstellung eines elektrisch abstimmbaren OFW-Resonators (links) bzw. FBAR (rechts)

## 8.4 MAGNETFELDSENSOR

OFW-Bauteile werden als passive Sensorelemente für physikalische Größen wie z. B. Temperatur, Druck oder Drehmoment [43] eingesetzt. Da keine externe Energieversorgung benötigt wird und die Sensoren funkabfragbar sind, können selbst bei Umgebungsbedingungen, die eine direkte elektrische Kontaktierung des Sensors verhindern, wie z. B. in rotierenden Teilen oder bei hohen Temperaturen, Messgrößen erfasst werden. Das gesamte Messsystem besteht aus dem OFW-Sensor selbst und einer Abfrageeinheit. Letztere sendet einen hochfrequenten Puls an den Sensor, der diesen mittels einer Antenne empfängt. Der Sensor antwortet mit einem HF-Signal, ähnlich einem Radarecho, das von der Abfrageeinheit detektiert wird. Im Falle eines OFW-Resonators als Sensorelements kann aus der Verschiebung der Mittenfrequenz des Abfragesignals aufgrund des Sensoreffekts (Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der OFW) die Messgröße (z. B. Magnetfeld) bestimmt werden. Magnetisch abstimmbare Resonatoren eignen sich daher neben der Realisierung von in der Frequenz veränderlichen Filtern für Mobilfunkanwendungen auch für Sensoranwendungen. Zwar wurden in dieser Arbeit Resonatoren mit einer Anregungsfrequenz untersucht, die sich nicht mit den für diese Anwendungen freigegebenen ISM- (Industrial Scientific Medical) Frequenzbändern deckt, jedoch kann dies durch entsprechende Änderung der geometrischen Periode der Bauteile leicht realisiert werden. Die Bestimmung der Empfindlichkeit der magnetischen Resonato-

ren und des Messbereichs erfolgt, wie in Abbildung 8.7 dargestellt, direkt aus der relativen Verschiebung der Frequenz in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes. Als Arbeitsbereich des Sensors wird dabei der lineare Bereich der Messkurve ausgewählt. Die Empfindlichkeit folgt aus der Steigung der Messkurve.

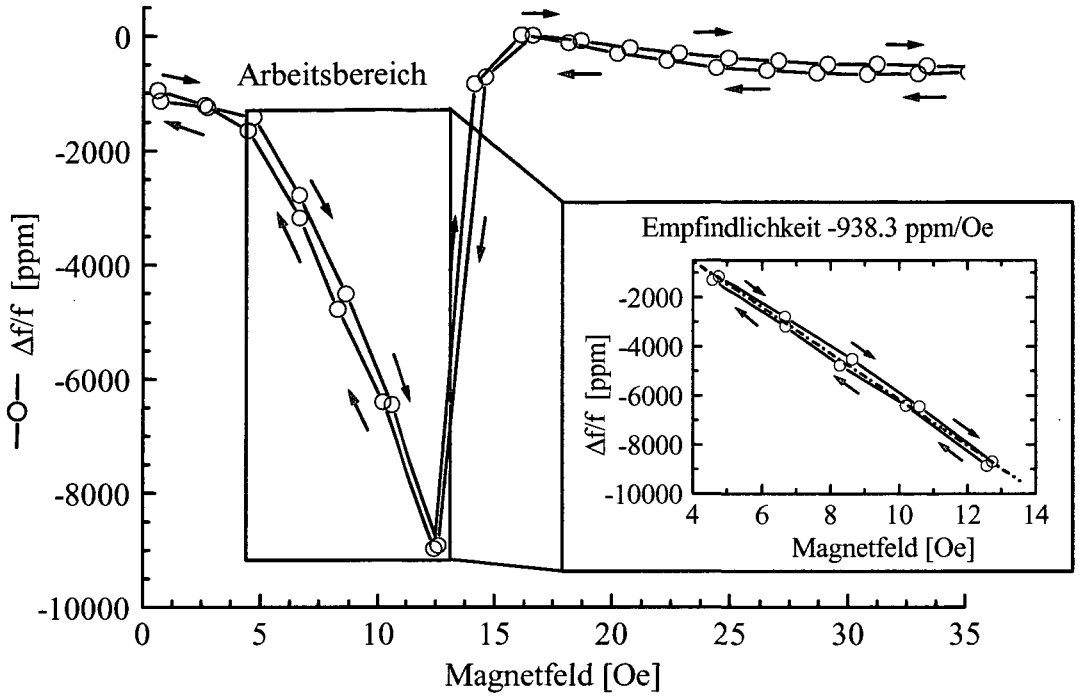



**Abbildung 8.7:** Empfindlichkeit eines akustischen OFW-Magnetfeldsensors bei 1.2 GHz Mittenfrequenz

Im Vergleich zu OFW-Verzögerungsleitungen als magnetische Sensorelemente [47, 48], wie sie in Kapitel 2.4.3 beschrieben wurden, weisen die hier realisierten OFW-Resonatoren eine um bis zu einem Faktor 300 gesteigerte Empfindlichkeit auf (Tabelle 8.3). Kommerziell erhältliche Magnetfeldsensoren wie z. B. GMR- [118] (Giant Magneto Resistive) Sensoren erreichen zwar im Vergleich zu den magnetischen OFW-Resonatoren eine um einen Faktor ~ 2 höhere Empfindlichkeit, jedoch ist auch der Temperaturkoeffizient um einen Faktor ~ 4.5 wesentlich größer. Der Vorteil der akustischen Komponente im Unterschied zur herkömmlichen Technik ist die Möglichkeit der Realisierung eines funkabfragbaren passiven Magnetfeldsensors, der keine externe Stromversorgung benötigt, mit einer zu GMR-Sensoren vergleichbaren Empfindlichkeit aber deutlich reduziertem Temperaturkoeffizienten.

| OFW-Resonator | OFW-Verzögerungsleitung | GMR-Sensor |
|---|---|---|
| -938 ppm/Oe [4 – 13 Oe] (@1.2 GHz) | 30 ppm/Oe [0 – 10 Oe] (@210 MHz) [47] | 2 mV/(V·Oe) [2 – 14 Oe] ~ 2000 ppm/Oe [118] |
| -289 ppm/Oe [5 – 25 Oe] (@1.6 GHz) | 0.83 ppm/Oe [0 – 1.8 kOe] (@20 MHz) [48] | |
| **TCF** | | **TCR** |
| -150 ... -300 ppm/°C | - | -1400 ppm/°C [118] |

**Tabelle 8.3:** OFW-Magnetfeldsensoren im Vergleich zu einem GMR-Magnetfeldsensor

# 9. ZUSAMMENFASSUNG

Moderne mobile Kommunikationsmittel bieten neben den klassischen Diensten wie Telefonie, Fax und Nachrichtendienst zunehmend auch die Funktionalität eines mobilen Computers für den Bürobedarf sowie freizeitorientierte Applikationen eines digitalen Photoapparates oder Radios. Die Steigerung der Funktionalität der mobilen Telefone bei gleichbleibender Größe des Endgerätes und die internationale Verwendbarkeit dieser Geräte stellen neue Herausforderungen für die Hersteller von Filterkomponenten dar. Einerseits müssen die weltweit unterschiedlichen Frequenzstandards in entsprechenden Filtermodulen integriert werden, deren Größe selbst sollte dabei andererseits gleichzeitig reduziert werden.
Diese gegensätzlichen Anforderungen lassen sich durch die Entwicklung eines um ~ 30 % abstimmbaren Filters und entsprechend gleicher Funktionalität im Vergleich zu herkömmlich verwendeten Filtermodulen realisieren. Passive akustische Filterkomponenten sind vor allem aufgrund des geringen Platzbedarfs bei gleichzeitiger hoher Bauteilgüte im Vergleich zu den elektrischen Filtern marktbeherrschend im Mobilfunksektor. Aufgrund der ‚Kristallstabiltät' dieser Bauteile gab es bisher jedoch, sieht man von OFW-Verzögerungsleitungen ab welche nur eine geringfügige Änderung der Verzögerungszeit um einige 100 ppm [45, 47] erlauben, keine zielführenden Konzepte zur Realisierung von abstimmbaren OFW-Filtern. Für Sensoranwendungen sind solche Verzögerungsleitungen hinreichend, für Filterapplikationen werden aber abstimmbare Resonatoren benötigt, die als Grundbausteine zur Synthese eines Ladder-Type Filters die Änderung der Mittenfrequenz des Bauteils erlauben. Die Forderung nach Verschiebung der Mittenfrequenz führt zwangsläufig zu einer Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der akustischen Welle unterhalb des Interdigitalwandlers. Dies kann nur durch die Änderung der Materialeigenschaften, wie z. B. der Steifigkeit des Substrates in dem sich die akustische Welle ausbreitet, erreicht werden.
*In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal ein solches, in der Frequenz abstimmbares OFW-Bauteil entworfen, realisiert, vermessen und bewertet. Die zugrunde liegende neue Idee ist die Kombination von magnetostriktiven Materialien wie FeCoSiB als Substratmaterial, deren E-Modul in Abhängigkeit eines angelegten Magnetfeldes sich bis um einen Faktor 1.9 [3] ändert, und einer piezoelektrischen Schicht zur Anregung der OFW. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit Hilfe eines eigens realisierten Simulationsprogramms entsprechende Bauteile entworfen. Die technologische Umsetzung dieser Entwürfe in Prototypen wurde mit zwei unterschiedlichen Verfahren durchgeführt, von denen eines völlig neu entwickelt wurde und das entscheidende Vorteile bezüglich der Qualität der verwendeten Schichten bietet. Ferner wurde ein Messplatz zur Charakterisierung der Bauteile aufgebaut. Damit konnten Frequenzänderungen erzielt werden, die um bis zu zwei Größenordnungen höher liegen als dies bisher von der OFW-Sensorik her bekannt war. Aufgrund des hier erarbeiteten physikalischen Ver-*

*ständnisses erscheint darüber hinaus eine weitere Steigerung der Abstimmbarkeit sowie eine Reduzierung der Ausbreitungsdämpfung als realistisch.*

Nachfolgend werden die oben angeführten Punkte detaillierter dargestellt.

Amorphe magnetostriktive Materialien wie FeCoSiB weisen große Änderungen der elastischen Eigenschaften auf, den sogenannten ΔE-Effekt. In Abhängigkeit von einem angelegten Magnetfeld ändert sich der E-Modul bis um einen Faktor 1.9 [3]. Mit der Kombination eines solchen Materials als Substrat mit einer piezoelektrischen Schicht zur Anregung von OFW ist theoretisch eine relative Frequenzverstimmung von 30 % möglich. Bestimmend für die erreichbare Abstimmbarkeit dieser Komponenten ist letztendlich der ΔE-Effekt selbst, der sich bei einer unerwünschten Rekristallisation des amorphen Materials und der damit verbundenen Zunahme der Anisotropie reduziert. Die Erhaltung der eingeprägten magnetischen Eigenschaften sowie des amorphen Zustandes der ΔE-Schicht sind daher bei der Herstellung von abstimmbaren Schichtsystemen zu beachten, wenn ein hoher ΔE-Effekt realisiert werden soll. Die Kristallisationstemperatur der FeCoSiB-Schicht von etwa 320°C ist dabei der begrenzende Prozessparameter.

Zur Herstellung des Schichtaufbaus werden in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Verfahren verwendet: Ein direktes Verfahren, bei dem die Abscheidung der einzelnen Schichten, beginnend mit dem FeCoSiB, Schicht auf Schicht bis zum ZnO einschließlich von Haft- bzw. Texturschichten auf ein Silizium-Substrat erfolgt. Im Unterschied zu diesem direkten Verfahren wurde ein Opferschichtverfahren entwickelt. Dabei wird zuerst auf den Siliziumwafer die ZnO-Schicht und erst danach die FeCoSiB-Schicht abgeschieden. Auf diese wird schließlich mit einem kapillaren Klebeverfahren bei Raumtemperatur ein zweiter Substratträger, ein $SiO_2$-Wafer geklebt. Um nun die ZnO-Oberfläche freizulegen, wird mittels eines nasschemischen Ätzverfahrens der Siliziumwafer entfernt, wobei in diesem Prozessschritt der $SiO_2$-Wafer durch eine chemisch inerte Folie gegen die Ätzlösung geschützt wird. Auf der Oberfläche der ZnO-Schicht werden schließlich in beiden Verfahren mittels Photolithographie und Abhebeverfahren OFW-Resonatoren strukturiert.

Die Temperaturbelastungen aufgrund der nachfolgenden Prozessschritte zur Deposition der ZnO-Schicht führen im direkten Verfahren zur unerwünschten Rekristallisation der FeCoSiB-Schicht. Es bildet sich eine polykristalline Phase mit einer FeCo(110) Vorzugsorientierung aus. Die ZnO-Schicht weist zwar kolumnare Struktur auf, jedoch ist die c-Achse der Schicht nicht optimal senkrecht zur Oberfläche orientiert, zusätzlich treten Defekte auf. Da die Schicht als letzte auf den Schichtaufbau abgeschieden wird, führt die hohe Oberflächenrauhigkeit des Substrats (> 3.5 nm) zu einer Reduktion der c-Achsen Orientierung. Die Halbwertsbreite des (002) Reflexes ist mit > 4.2° der ZnO-Schicht hoch. Im Unterschied dazu zeigen Proben, die mit dem Opferschichtverfahren hergestellt werden, eine deutlich bessere Textur der ZnO-Schicht mit einer Halbwertsbreite des (002) Reflexes von < 2.55°. Zusätzlich kann der amorphe Zustand der FeCoSiB-Schicht erhalten werden. Die Proben weisen eine durchgehend kolumnare, defektfreie Struktur der ZnO-Schicht mit einer deutlich geringeren Oberflächenrauhigkeit < 2 nm im Vergleich zum direkten Verfahren auf. Der TEM-Querschliff der FeCoSiB-Schicht zeigt keinen Kontrast; das entsprechende Elektronenbeugungsbild die für amorphe Materialien typischen diffusen Ringe, die von der stets vorhandenen Nahordnung der nächsten Nachbarn innerhalb der amorphen Phase verursacht werden. Das Opferschichtverfahren eignet sich daher zur Realisierung von Bauteilen mit hoher ZnO-Textur bei gleichzeitiger Erhaltung des amorphen Zustandes der FeCoSiB-Schicht.

Um ein geeignetes Schichtsystem zu entwerfen, wurde mit dem kommerziell erhältlichen FEM-Paket ANSYS ein Simulationsprogramm entwickelt. Zum Test des Simulationsprogramms wurden OFW auf einkristallinen Substraten wie Quarz und $LiTaO_3$ untersucht. Sowohl in einer modalen Eigenwertanalyse sowie in einer harmonischen Frequenzganganalyse wird exzellente Übereinstimmung mit der Vergleichsrechnung bzw. der Messung der entsprechenden Bauteile erzielt. Bedingt durch den FEM-Ansatz konvergieren die gefundenen Lösungen mit steigender Diskretisierung gegen die tatsächlichen in einer Vergleichsrechnung gefundenen Werte. Abweichungen zwischen der FEM-Simulation und der Vergleichsrechnung sind dabei kleiner als 100 ppm, der Fehler in der OFW-Geschwindigkeit kleiner als 0.3 m/s. Die Simulation eines Schichtaufbaus, der aus einer FeCoSiB-Schicht mit variablem elastischen Modul und einer piezoelektrischen Anregungsschicht auf einem Silizium-Substrat besteht, klärt die Eigenschaften der sich in diesem Schichtsystem ausbreitenden OFW-Moden. Wird Aluminiumnitrid als Piezoelektrikum verwendet, so verursacht die hohe OFW-Geschwindigkeit der AlN-Schicht im Vergleich zur FeCoSiB-Schicht eine hohe Geschwindigkeit im Schichtsystem. Die OFW kann in die Volumenwelle der ΔE-Schicht einkoppeln und weist daher ein Grenzfrequenzverhalten auf. Wird hingegen Zinkoxid als Piezoelektrikum verwendet, so bedingt die geringe OFW-Geschwindigkeit der ZnO-Schicht im Vergleich zur FeCoSiB-Schicht eine Reduktion der Geschwindigkeit im Schichtsystem. Die Auslenkungsverteilung der OFW mit einer Eindringtiefe von ~ 1.5 $\lambda$ gleicht der von Rayleighwellen auf einkristallinen Substraten. Ein Grenzfrequenzverhalten tritt in diesem Fall nicht auf. Aus diesem Grund und wegen der im Vergleich zu AlN höheren piezoelektrischen Kopplung wurde ZnO als piezoelektrische Anregungsschicht zur Realisierung von Bauteilen verwendet.
Schließlich werden die mit dem direkten Verfahren sowie die mit dem Opferschichtverfahren realisierten Bauteile mit der FEM-Analyse untersucht. Im Modellaufbau entsprechend dem direkten Verfahren treten aufgrund der Massenbelastung der FeCoSiB-Schicht durch die darüber liegende ZnO-Schicht neben der Grundmode höhere Rayleighmoden auf. Im Vergleich zur Grundmode zeigen diese bei gleichem ΔE-Effekt eine höhere Abstimmbarkeit, jedoch nimmt die erreichbare piezoelektrische Kopplung dieser Moden im Gegensatz zur Grundmode mit zunehmenden ΔE-Effekt ab. Optimiert man den Schichtaufbau in Richtung maximaler Abstimmbarkeit bei ausreichender Kopplung, um mit den Bauteil ein Filter mit einer Mindestbandbreite von 5 MHz zu realisieren, so kann ein Arbeitspunkt gefunden werden. Die Bandbreite des Resonators als Funktion der Abstimmbarkeit bleibt hier konstant. Somit ist die Realisierung einer von der Verschiebung der Mittenfrequenz unabhängigen Filterfunktion möglich. Im Modellaufbau entsprechend dem Opferschichtverfahren werden aufgrund der dissipativen Eigenschaften der Klebeschicht, die in der Simulation berücksichtigt werden, die höher angeregten Rayleighmoden unterdrückt. Ein optimaler Arbeitspunkt mit konstanter Bandbreite kann ebenfalls gefunden werden. Im Unterschied zum direkten Verfahren ist jedoch bei vergleichbarem ΔE-Effekt, bedingt durch die andere Schichtkonfiguration, die erreichbare relative Frequenzverschiebung höher.
Zur messtechnischen Charakterisierung der Bauteile wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Messplatz aufgebaut. Mit Hilfe von Helmholtz Spulen wurde ein homogenes magnetisches Feld erzeugt, das die E-Modul Änderung in der FeCoSiB-Schicht und somit die erwartete Frequenzverschiebung der Bauteile verursacht. OFW-Resonatoren, die im direkten Verfahren hergestellt wurden, weisen eine Frequenzverschiebung von 2600 ppm bei einer Frequenz von 1.9 GHz auf und übertreffen damit die bisher mit OFW-Verzögerungsleitungen erreichten

Abstimmbarkeiten. Noch wesentlich höhere Abstimmbarkeiten lassen sich für Bauteile realisieren, die nach dem Opferschichtverfahren hergestellt wurden. Hier werden maximale relative Frequenzverschiebungen von 1.2 % bei einer Frequenz von 1.2 GHz erreicht. Damit wurden bisher erzielte Abstimmbarkeiten von einigen 100 ppm für akustische Bauteile um mehr als eine Größenordnung übertroffen.
Eine weitere Steigerung ist durch die Verbesserung der frequenzabhängigen magnetischen Eigenschaften der FeCoSiB-Schicht möglich. Die Abhängigkeit der Dämpfung der OFW von der Verschiebung der Mittenfrequenz begrenzt aber die erreichbare maximale Abstimmbarkeit. Die Verringerung der Hochfrequenzpermeabilität der Schicht bei der Anregungsfrequenz der OFW, sowie die Verwendung eines magnetischen Schichtsystems, bestehend aus magnetostriktiven und isolierenden Schichten zur Unterdrückung von Wirbelströmen, könnten zur Reduktion der Dämpfung einerseits und zu einer weiteren Steigerung der Abstimmbarkeit andererseits führen. Mit diesen Maßnahmen könnte eine Erhöhung der Abstimmbarkeit der Resonatoren auf 30 % und eine wesentliche Reduktion der Dämpfung der OFW erreicht werden. Die Kombination eines solchen magnetisch abstimmbaren Resonators mit einer Abstimmeinheit, die ein elektrisch veränderliches Magnetfeld erzeugt und gegen externe magnetische Streufelder durch ein entsprechendes Gehäuse geschirmt ist, lassen eine Integration der magneto-akustischen Komponente in ein mobiles Telefon möglich erscheinen. Ein integrierbares abstimmbares Filter rückt damit zum ersten Mal in greifbare Nähe.

# ANHANG A: VERWENDETE ABKÜRZUNGEN

| | |
|---|---|
| **AFM** | Atomic Force Microscope (Rasterkraftmikroskop) |
| **AlN** | Aluminiumnitrid |
| $\alpha_{ij}$ | thermische Ausdehnung |
| **BVD** | Butterworth- Van Dyke (Abk. des Ersatzschaltbildes) |
| **C** | Kapazität |
| **CMOS** | Complementary Metal Oxide Semiconductor |
| $c_{ijkm}, c_{pq}$ | Steifigkeitstensor, -matrix |
| **E** | elastischer Modul |
| $e_{ikm}, e_{ip}$ | Piezoelektrischer Tensor, Matrix |
| $\varepsilon_{ij}$ | Dielektrizitätsmatrix |
| $f$ | Frequenz |
| $f_p$ | Parallelresonanzfrequenz |
| $f_s$ | Serienresonanzfrequenz |
| $\mathcal{F}$ | Fouriertransformierte |
| **FBAR** | Film Bulk Acoustic Resonator (Dünnschichtresonator) |
| **FEM** | Finite Elemente Methode |
| $\phi$ | elektrisches Potential |
| **FWHM** | Full Width at Half Maximum (Halbwertsbreite) |
| $\mathcal{H}$ | Hilberttransformierte |
| **H** | Magnetfeld |
| **HF** | Hochfrequenz |
| $I$ | elektrischer Strom |
| **IC** | Integrated Circuit (integrierter Schaltkreis) |
| **IDT** | Interdigital Transducer (Interdigitalwandler) |
| $k^2$ | piezoelektrische Kopplung |
| $L$ | Induktivität |
| $\lambda$ | Wellenlänge |
| $\mu$ | magnetische Permeabilität |
| $\eta$ | Metallisierungsverhältnis |
| **NWA** | Netzwerkanalysator |
| **MEMS** | Mikroelektromechanisches System |
| **OFW** | Oberflächenwelle |
| **PZT** | Blei Zirkonat Titanat |
| $Q$ | Güte |
| **R** | elektrische Widerstand |

| | |
|---|---|
| **REM** | Rasterelektronenmikroskop |
| **RMS** | Root Mean Square (hier mittlerer Rauhwert) |
| $\rho$ | Dichte |
| **RX** | Receiver (Empfänger) |
| $S_{ij}$ | mechanische Dehnung |
| **TCF** | Temperature Coefficient of Frequency (Temperaturkoeffizient) |
| **TEM** | Transmissions-Elektronenmikroskopie |
| $T_{ij}$ | mechanische Spannung |
| **TX** | Transmitter (Sender) |
| **U** | elektrische Spannung |
| $u_i$ | Auslenkung |
| $\nu$ | Poissonzahl, Querkontraktionszahl |
| $\omega = 2\pi f$ | Kreisfrequenz |
| **XRD** | X-Ray Diffraction (Röntgenbeugung) |
| **Y = I / U** | komplexer Leitwert (Admittanz) |
| **Z = 1 / Y** | komplexer Widerstand (Impedanz) |
| **ZF** | Zwischenfrequenz |
| **ZnO** | Zinkoxid |

**FREQUENZSTANDARDS**

| | |
|---|---|
| **AMPS** | Advanced Mobile Phone System |
| **CDMA** | Code Division Multiple Access |
| **CT2** | Second Generation Cordless Telephony |
| **DECT** | Digital Enhanced Cordless Telecommunication |
| **EGSM** | Enhanced GSM |
| **GPS** | Global Positioning System |
| **GSM** | Global System for Mobile Communications |
| **ISM** | Industrial Scientific Medical |
| **PDC** | Personal Digital Cellular |
| **PHS** | Personal Handyphone System |
| **TDMA** | Time Division Multiple Access |
| **UMTS** | Universal Mobile Telecommunications System |
| **WCDMA** | Wide Band CDMA |

# ANHANG B: BUTTERWORTH- VAN DYKE

Das Butterworth- Van Dyke Ersatzschaltbild [10], wie in Abbildung B.1 dargestellt, dient zur elektrischen Beschreibung eines Eintorresonators im Anregungsfall. Das Ersatzschaltbild besteht aus einem Serienresonator (RLC-Schwingkreis, wobei $R$ der Widerstand, $L$ die Serieninduktivität und $C$ die Serienkapazität ist) mit einer zusätzlichen Parallelkapazität $C_0$, die im Falle von OFW-Resonatoren die kapazitive Belastung des Bauteils durch die statische Kapazität der Finger und der Anschlußpads modelliert.

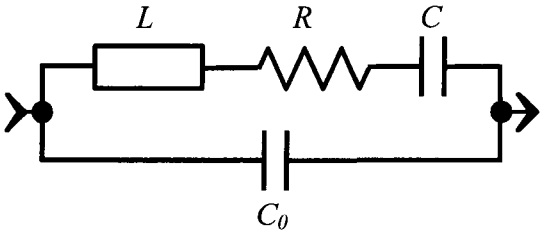



**Abbildung B.1:** Butterworth- Van Dyke (BVD) Ersatzschaltbild zur Beschreibung von Resonatoren

Für Volumenschwinger wie FBARs (Film Bulk Acoustic Resonators) wird $C_0$ als zusätzlichen Kopplungsbeitrag [133] im Modell aufgenommen. Die Impedanz Z für den Serienschwingkreis des Modells lässt sich schreiben als:

$$Z = R + \frac{1}{j\omega C} + j\omega L \quad \omega = 2\pi f . \tag{B.1}$$

Mit der Definition der Abklingkonstante $\Gamma$ sowie der Resonanzkreisfrequenz $\omega_0$,

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad und \quad \Gamma = RC \tag{B.2}$$

und der Verwendung der Beziehung:

$$Y = \frac{1}{Z} \tag{B.3}$$

folgt, nach einiger Umformung der komplexe Leitwert, die Admittanz $Y$, des Serienresonanzkreises:

$$Y(\omega) = {\omega_0}^2 C \left( \frac{{\omega_0}^2 \omega^2 \Gamma}{\Gamma^2 {\omega_0}^4 \omega^2 + (\omega^2 - {\omega_0}^2)^2} - j \frac{\omega(\omega^2 - {\omega_0}^2)}{\Gamma^2 {\omega_0}^4 \omega^2 + (\omega^2 - {\omega_0}^2)^2} \right). \tag{B.4}$$

Die Gesamtadmittanz $Y_{tot}$ des BVD-Ersatzschaltbildes setzt sich nun aus $Y$ und der noch zu addierenden Admittanz der Parallelkapazität $C_0$ zusammen.

$$Y_{tot}(\omega) = Y(\omega) + j\omega C_0 \qquad \textbf{(B.5)}$$

In Abbildung B.2 ist die für Modellparameter berechnete Admittanz in Absolutbetrag sowie Real- bzw. Imaginärteil dargestellt. Mit Sternen ist im Realteil die 3dB-Bandbreite sowie die Mittenfrequenz markiert. Die Serien- $f_s$ bzw. Parallelresonanz $f_p$ sind nach [134] als die Nullstellen des Imaginärteils der Admittanz definiert. In dieser Arbeit werden jedoch bedingt durch die hohe Parallelkapazität ($C_0 > 10$ pF) der einzelnen Bauteile diese Frequenzen als Extremalwerte des Absolutbetrags der Admittanz bestimmt.

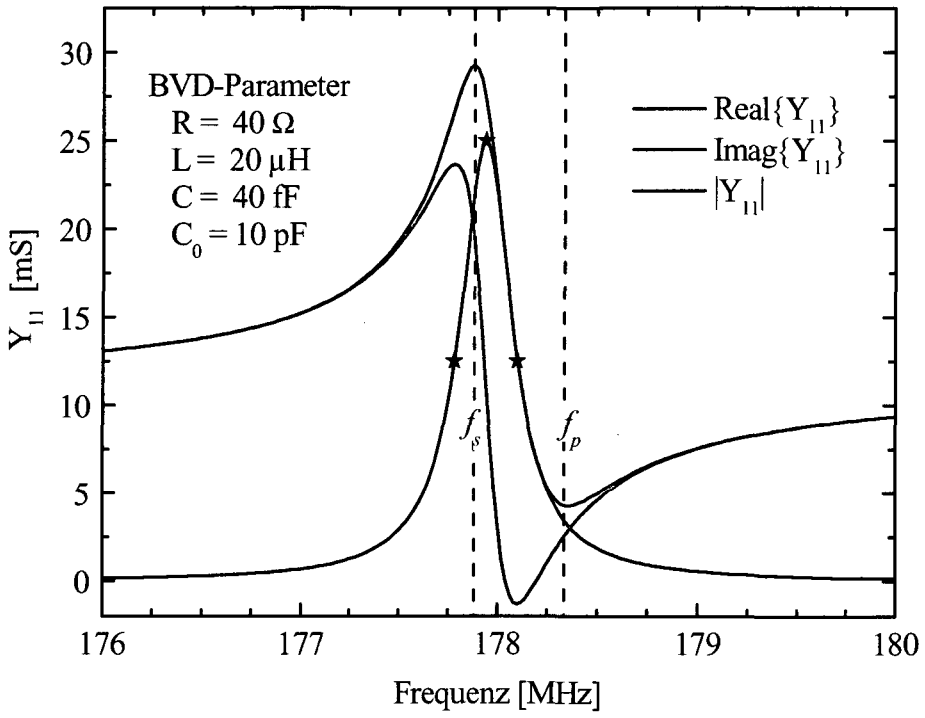



**Abbildung B.2:** Realteil, Imaginärteil und Amplitude der Admittanz $Y_{11}$ berechnet nach dem BVD-Ersatzschaltbild (* 3dB-Bandbreite bzw. Mittenfrequenz).

## B.1 FIT DER ADMITTANZ DURCH EINE LORENTZKURVE

In der FEM-Simulation ist es aufgrund des hohen numerischen Aufwandes nicht möglich den Frequenzpunktabstand in der harmonischen Analyse so gering zu wählen, um eine genaue Bestimmung der Resonanzfrequenz sowie der 3dB-Bandbreite direkt aus dem simulierten komplexen Leitwert durchzuführen. Zur Erhöhung der Auflösung und damit zu einer genaueren Bestimmung der Mittenfrequenz der simulierten Kurve wird der Realteil der Admittanz in der Nähe der Resonanzfrequenz durch eine Lorentzkurve $L$ genähert. Dies entspricht der Entwicklung von Gleichung B.4 um $\omega_0$ und so der realen physikalischen Anregung. Zur Bestimmung der drei unbekannten Parameter ($A_0$, $a$ und $\omega_0$) werden die 3 Maximalwerte der ursprünglichen Simulationskurve verwendet. Aus der nun analytisch vorliegenden Lorentzkurve

(Abbildung B.3) folgen direkt die Mittenfrequenz und die 3dB-Bandbreite.

$$\omega \approx \omega_0, \quad mit\ A_0 = \frac{{\omega_0}^2 \Gamma}{2R}\ und\ a = \frac{{\omega_0}^2 \Gamma}{2}$$
$$L(\omega) = \Re\{Y(\omega)\} \approx A_0 \frac{a}{a^2 + (\omega - \omega_0)^2} \qquad \text{(B.6)}$$

Der entsprechende Imaginärteil zu dieser Näherung wird unter Voraussetzung der Kausalität des Signals *y(t)*,

$$y(t) = 0 \quad \forall t < 0 \qquad \text{(B.7)}$$

mit der Hilberttransformierten $\mathcal{H}$ aus der Lorentzkurve gebildet,

$$\Im\{Y(j\omega)\} = -\frac{1}{\pi\omega} * \Re\{Y(j\omega)\} =: -\mathcal{H}\{\Re\{Y(j\omega)\}\} \qquad \text{(B. 8)}$$

wobei für die Transformation selbst

$$\mathcal{H}\{Y(j\omega)\} = \frac{1}{\pi\omega} * Y(j\omega) =: \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Y(j\omega)}{\omega - \eta} d\eta \qquad \text{(B.9)}$$

gilt.

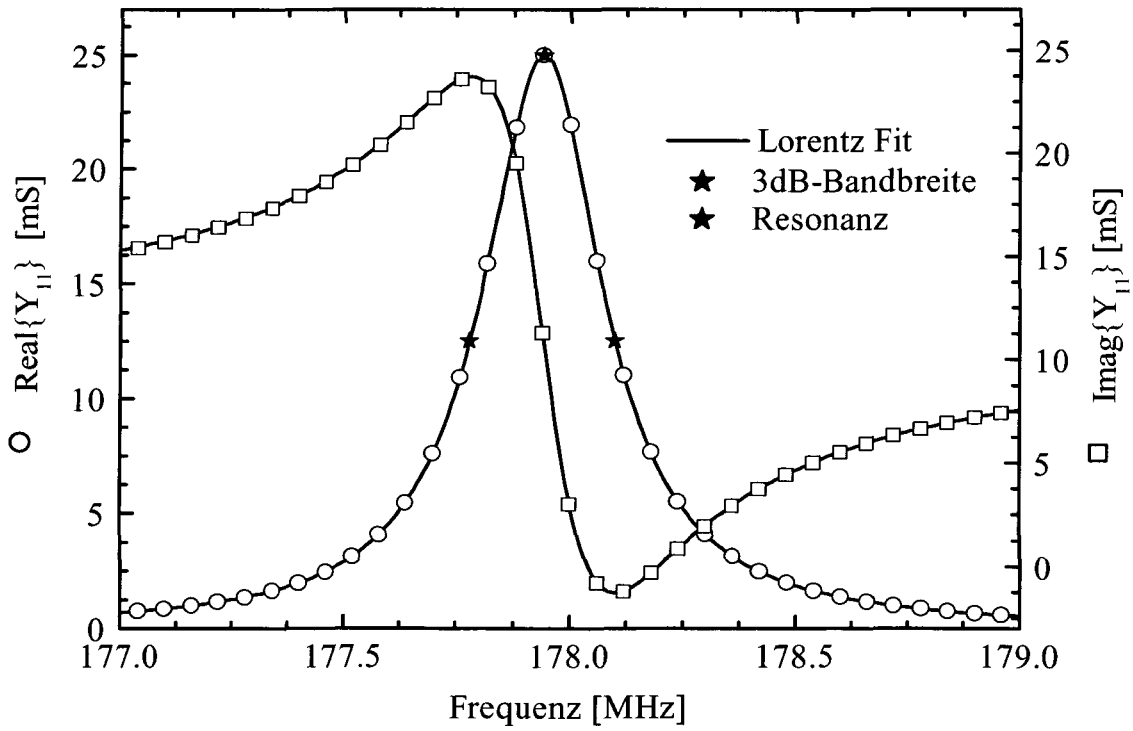



**Abbildung B.3:** Ursprüngliche Simulationspunkte (□, o), berechneter Fit (rote Kurve): Lorentzkurve für den Realteil bzw. die entsprechende Hilberttransformierte für den Imaginärteil

Da die Hilbert Transformation laut Definition nur bis auf einen linearen Koeffizienten eindeutig bestimmt ist, muss die Parallelkapazität $C_0$ nun nachträglich zum Signal addiert werden.

$C_0$ selbst wird aus der Steigung des Imaginärteils des ursprünglichen Signals berechnet. Damit setzt sich die gesamte Näherungslösung des ursprünglichen Signals aus der analytisch vorliegenden Lorentzkurve $L$ sowie dem Imaginärteil der Hilberttransformation ebendieser zusammen:

$$Y_{11(calc)} = L(\omega) + j \cdot (\Im\{\mathcal{H}(L(\omega))\} + \omega C_0). \qquad \textbf{(B.10)}$$

Die relative Abweichung in der Frequenz des ursprünglichen Signals und der Näherung ist in Abbildung B.4 dargestellt. Innerhalb der 3dB-Bandbreite ist der relative Fehler geringer als 1 ppm. Dies entspricht einer Auflösung der Simulationskurve von ~ 1 Hz bei einer Mittenfrequenz von 178 MHz.

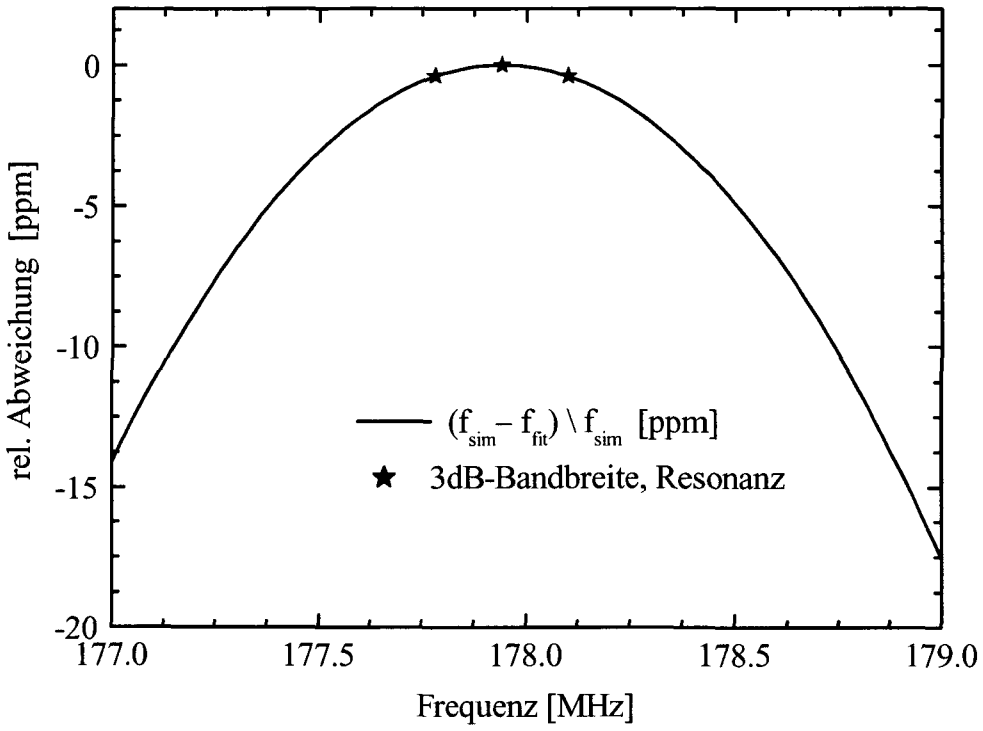



**Abbildung B.4:** Relativer Fehler zwischen der Messung und dem Fit in den Messpunkten

## B.2 BESTIMMUNG DER GÜTE AUS DER ADMITTANZ

Die Güte wird in dieser Arbeit ausschließlich nach [134] aus der 3dB-Bandbreite des Realteils der Admittanz bestimmt. In Formel B.11 wird der nach dem Ersatzschaltbild exakt berechnete bzw. der aus 3dB-Bandbreite der Lorentzkurve bestimmte Wert für die Güte verglichen.

$$\begin{aligned} Q &= \frac{\omega_0 L}{R} &&= 559.017 \\ Q &= \left.\frac{f}{\Delta f}\right|_{3dB} &&= 558.908 \end{aligned} \qquad \textbf{(B.11)}$$

Die relative Abweichung in der Güte für die hier angenommenen Modellparameter beträgt weniger als 200 ppm und ist ausreichend für die in der Simulation gewünschte Auflösung.

## B.3 BESTIMMUNG DER PIEZOELEKTRISCHEN KOPPLUNG AUS DER ADMITTANZ

Nach der Näherung von Ingebrigsten [59] berechnet sich die piezoelektrische Kopplung $k^2$, ein Maß für die Umwandlung von elektrischer in mechanische Energie und umgekehrt, eines Materials als:

$$k^2 = 2 \cdot \frac{v_0 - v_m}{v_0}, \qquad \textbf{(B.12)}$$

wobei $v_0$ bzw. $v_m$ die Geschwindigkeiten der OFW auf der freien sowie der kurzgeschlossenen Oberfläche des Substrates sind. Bei der harmonischen FEM-Analyse sowie der Messung von OFW-Resonatoren auf Schichtsystemen können diese Geschwindigkeiten aber nicht bestimmt werden. Daher wird in dieser Arbeit $k^2$ aus dem relativen Verhältnis von der Serien- und Parallelresonanz der Admittanzkurve bestimmt. Nach [101] gilt für Normalfingerwandler:

$$k^2 = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{f_p^2 - f_s^2}{f_s^2} \cdot (P_{-\frac{1}{2}}(-\cos(\pi\eta)) \cdot P_{-\frac{1}{2}}(\cos(\pi\eta)))^{-1} = \frac{f_p^2 - f_s^2}{f_s^2} \cdot F(\eta), \qquad \textbf{(B.13)}$$

wobei $P$ die Legendrefunktion und $\eta$ das Metallisierungsverhältnis des betrachteten Wandlers ist. Mit der Annahme geringer piezoelektrischer Kopplung ($k^2 << 1$) vereinfacht sich B.13 zu

$$mit\ f_s \approx f_p \Rightarrow k^2 = 2 \cdot \frac{f_p - f_s}{f_s} \cdot F(\eta). \qquad \textbf{(B.14)}$$

Aufgrund der herstellungsbedingten Variation von $\eta$ und der zusätzlichen Abhängigkeit von $F(\eta)$ von der Wandlerform (z. B. Normalfinger bzw. Splitfinger) wird in dieser Arbeit $F(\eta) = 0.5$ gesetzt, und daher nur ein relatives Maß für die Kopplung bestimmt.

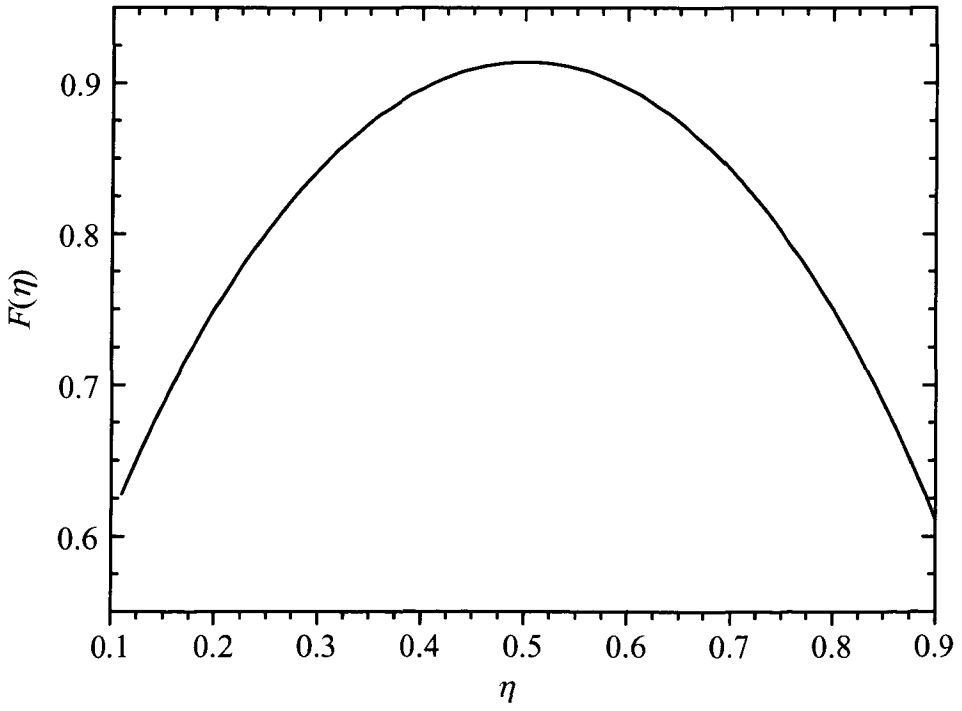



**Abbildung B.5:** Abhängigkeit von $F(\eta)$ vom Metallisierungsverhältnis für Normalfingerwandler

# ANHANG C: GRUNDLAGEN DER OFW

Im Folgenden werden die Grundlagen der Oberflächenwellen und deren Anregung kurz erläutert. Für eine detailliertere Beschreibung der verschiedenen Wellentypen sei auf die Literatur [9] verwiesen. Die Lösung der Wellengleichung für OFW wird in [77] betrachtet. Die Anregung von OFW sowie die Beschreibung der verschiedenen Bauteile und realisierbaren Filter erfolgt unter [59].
Auf einem piezoelektrischen Substrat lassen sich verschiedene Wellentypen anregen, wie z. B. die Rayleighwelle, die Scherwelle, die Surface Transverse Wave (STW), verschiedene Pseudo-Oberflächenwellen und verschiedene Volumenwellentypen. Der in dieser Arbeit als OFW bezeichnete Wellentyp entspricht einer piezoelektrischen Rayleighwelle. Der erstmals 1885 vom englischen Physiker Lord Rayleigh beschriebene und aus der Geophysik bekannte Wellentyp (allerdings mit entgegengesetzter Polarisation), breitet sich entlang der Oberfläche von elastischen Festkörpern aus. Die Rayleighwelle zeichnet sich durch eine elliptische Teilchenbewegung in der von der Ausbreitungsrichtung $a_1$ und der Oberflächennormalen $a_3$ aufgespannten Ebene (Sagittalebene) aus.

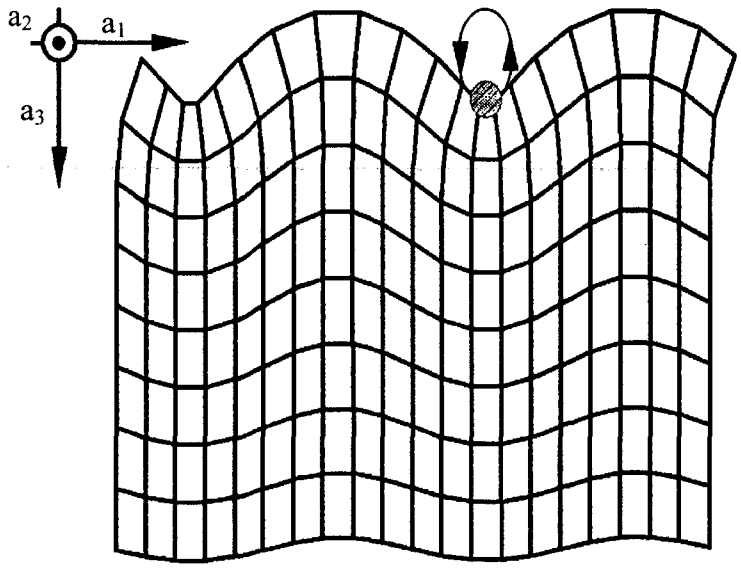



**Abbildung C.1:** Schematische Darstellung der Partikelauslenkung einer Rayleighwelle

Die Energie der OFW nimmt dabei exponentiell mit der Eindringtiefe ab, welche sich in der Größenordnung einer Wellenlänge befindet. Um akustische Wellen auf piezoelektrischen Substraten zu erzeugen und zu detektieren, wird eine von White und Voltmer [135] vorge-

schlagene Methode, der IDT (Interdigital-Transducer), verwendet. Zur Anregung werden gemäß Abbildung C.2 kammartige Fingerstrukturen aus Metall auf das Substrat gebracht. An diese wird eine Wechselspannung angelegt, die ein elektrisches Feld zwischen den Fingern bedingt, welches durch den inversen piezoelektrischen Effekt eine mechanische Auslenkung erzeugt. Diese mechanischen Verspannungen breiten sich nach beiden Seiten des Substrates als OFW mit parallel zu den IDT-Fingern verlaufenden Wellenfronten aus. Eine konstruktive Interferenz der Auslenkungen der OFW erhält man, wenn die doppelte Fingerperiode $p$ der akustischen Wellenlänge $\lambda$ entspricht. Das Verhältnis $\eta = a/p$ aus der Elektrodenbreite $a$ und der geometrischen Periode $p$ wird als Metallisierungsverhältnis bezeichnet.

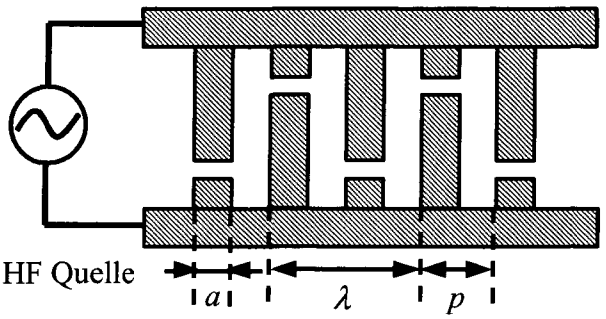



**Abbildung C.2:** Schematische Darstellung eines Interdigitalwandlers

Die OFW erfährt beim Durchlaufen eines Überganges von einer freien zu einer metallisierten Oberfläche einen Sprung im Wellenwiderstand. An der Grenzfläche selbst wird eine Teil der Welle reflektiert. Auch der Übergang von der metallisierten zur freien Oberfläche hat einen Sprung im Wellenwiderstand zur Folge, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Der reflektierte Teil der OFW an dieser Grenzfläche hat daher im Vergleich zum reflektierten Teil der OFW am ersten Übergang eine Phasenverschiebung von 180°. Bei einer Fingerbreite eines Reflektors von $\lambda/4$ und einer Fingerperiode $p$ von $\lambda/2$, wird eine positive Interferenz der an der Fingerkante reflektierten Anteile der OFW erreicht (Abbildung C.3).
Ein einfaches OFW-Bauteil, wie z B. ein Eintorresonator, lässt sich nun durch die Kombination eines IDTs mit zwei Reflektoren jeweils links und rechts neben dem Interdigitalwandler realisieren.

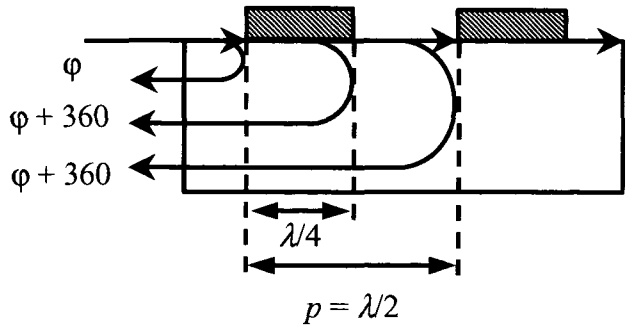



**Abbildung C.3:** Schnitt durch das Substrat mit angeordneten Reflektorfingern

# ANHANG D: FEM-SIMULATIONSPROGRAMM

Das in dieser Arbeit entwickelte Programmpaket zur Simulation von Ausbreitungseigenschaften von OFW ist ein im kommerziell erhältlichen FEM-Code ANSYS geschriebenes APDL (Ansys Parametric Design Language) Makro. Der Simulationsprozess ist modular gegliedert und wird durch ein übergeordnetes Makro (**main.mac**) gesteuert. Die Parameter zur Modellierung (z. B. Modellhöhe, Abfolge der Schichten, Metallisierungsverhältnis usw.), die Materialdaten sowie Programmoptionen (wie z. B. freie, metallisierte oder strukturierte Oberfläche des Modells; Analysetyp: modal oder harmonisch; Berücksichtigung von thermischen Effekten aufgrund einer Erwärmung usw.) können hier in tabellarischer Form definiert werden, bzw. an die Unterprogramme übergeben und diese gestartet werden.
Der Aufbau des Programmpaketes ist schematisch in einem Flussdiagramm (Abbildung D.1) dargestellt. Nach der Definition der relevanten Parameter werden mit dem Makro **system_ini.mac** Systemkonfigurationen vorgenommen, Ein- bzw. Ausgabepfade festgelegt bzw. die Fehlerbehandlungsroutine initialisiert. Danach werden die benötigten Materialdaten in **def_material.mac** definiert: Für isotrope Materialien das E-Modul $E$, die Querkontraktionszahl $\nu$, die Dielelektrizitätskonstante $\varepsilon$, die Dichte $\rho$ sowie die thermische Ausdehnung $\alpha$; Für anisotrope Materialien die entsprechenden Größen in Matrixform (Steifigkeit $c_{pq}$, Dielektrizität $\varepsilon_{ij}$, Piezoelektrische Kopplung $e_{ip}$ bzw. die thermische Ausdehnung $\alpha_{ij}$ für $p$ $q$ von 1 bis 6 und $i$ $j$ von 1 bis 3) und optional eine materialabhängige Dämpfung. Aufgrund der Beschränkung der Eingabe der Dielektrizitäts- bzw. Permeabilitätsmatrix in Hauptdiagonalenform in ANSYS müssen die Tensormaterialdaten ungedreht (Eulerwinkel (0, 0, 0)) in das Programmpaket übernommen werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Materialdaten sind diesem Kapitel beigefügt. Die eigentliche Drehung der Materialdaten nach Euler [96] erfolgt schließlich durch die Drehung des entsprechenden zugeordneten Elementkoordinatensystems mit Hilfe der Eulermatrizen in **euler.mac**. Für die Berechnung der Lösung wird so programmintern wieder mit in den Nebendiagonalelementen voll besetzten Dielelektrizitätsmatrizen gerechnet. Danach erfolgt die Generierung des FEM-Modells, wie in Kapitel 5 dargestellt, in der Subroutine **sim_model.mac.** Um ein äquidistantes FEM-Netz zu generieren, werden die verschiedenen Schichten aus der zuerst quadratisch vernetzten Grundebene des Modells, welche alle Eckpunkte für Fingerkanten schon enthält, entlang zu dieser Ebene senkrechten Linien, die der Höhe der jeweiligen Schicht entsprechen, extrudiert. Mit dieser Methodik werden auch die Elektroden auf der Oberfläche generiert, wobei ein Kantenwinkel berücksichtigt werden kann. Entsprechend dem gewählten Modell werden nun auf der Oberfläche noch weitere dielelektrische Schichten oder aber eine Vakuumschicht erzeugt. Danach erfolgt die Applikation der Randbedingungen, die Verknüpfung des elektrischen Freiheitsgrades von Äquipotentialflächen sowie die Definition von Belastungen (z. B. ein angelegtes elektrisches Po-

tential an den Fingern mit der Subroutine **boundary_conditons.mac)**. Mit der Wahl der Anteile der optionalen Rayleighdämpfungsparameter $\alpha$ und $\beta$ sowie der Volumenwellendämpfung (**baw_damping.mac**) für die harmonische Analyse endet das Preprocessing.
Das Makro **analysis.mac** startet die Berechnung der Lösung für das gegebene Problem, wobei hier sowohl die modale Eigenwert- als auch die harmonische Frequenzganganalyse gewählt werden kann. Die modale Analyse wird mit der Block-Lanczos-Methode [83-85] die harmonische Analyse mit der vollen Methode z. B. [83, 85], d. h. mit voll besetzten Systemmatrizen mit internen ANSYS-Solvern, durchgeführt. Bei Berücksichtigung der Auswirkung einer thermischen Erwärmung auf die Ausbreitungseigenschaften der OFW in der Simulation, wird zuerst eine statische Analyse des thermischen Problems zur Ermittlung der Ausdehnung des Modells bzw. der Verspannungen zwischen den einzelnen Schichten für die relevante Temperatur durchgeführt. Die thermische Ausdehnung wird dann als Auslenkung auf die ursprünglichen Netzkoordinaten des Modells addiert und die Verspannung als zusätzliche Belastung in den Randbedingungen mitberücksichtigt. Anschließend erfolgt die harmonische bzw. modale Analyse mit den temperaturabhängig veränderten Materialdaten.
Abhängig von der durchgeführten Analyse stehen verschiedene Postprocessing Möglichkeiten im Programm zur Verfügung. Nach einer modalen Analyse kann mit der Funktion **detect_saw_modal.mac** aus der Anzahl der bestimmten modalen Eigenwerte die OFW bestimmt werden. Als Kriterium für die Detektion der OFW wird das Verhältnis der Auslenkungen an der Oberfläche zur Auslenkung in der Tiefe des Modells verwendet. Entsprechend dem gesuchten Modentyp der OFW (Rayleigh-, Scher-, Leckwelle) werden die betrachteten Polarisationen (Auslenkungen in X-, Y- und Z-Richtung) bei diesem Kriterium angepasst. Optional speichert dieses Makro die Ergebnisdaten, z. B. Auslenkungen und elektrisches Potential, mechanische Spannungen und Dehnungen auf verschiedenen Auswertepfaden am Modell sowie die gesamte mechanische bzw. elektrische Energie zur alternativen Berechnung der piezoelektrischen Kopplung, in eine entsprechende ASCII-Datei zur weiteren Auswertung. Schließlich können mit **view_modal.mac** z. B. die Auslenkungen der berechneten Eigenwerte im GUI (graphic user interface) als Kontur- oder Vektorplot visualisiert und als Grafikdatei gespeichert werden. **detect_saw_harm.mac** wird zur Auswertung der harmonischen Analyse verwendet. Die Antwortfunktion des Systems die Admittanz $Y_{11}$ auf eine harmonische Anregung wird aus dem induzierten Strom $I$ geteilt durch die Anregungsspannung $U$ berechnet. Die Resonanzfrequenz wird als das Maximum des Realteils der Admittanz bestimmt. Bei Schichtsystemen ist diese Bedingung bei breitbandiger Rechnung häufig aufgrund der starken Anregung höherer Rayleighmoden nicht hinreichend zur Detektion der Rayleighmode I. Aus diesem Grund besteht die Möglichkeit, diese Mode aus dem ersten relativen Maximum des Absolutbetrages der Admittanz zu bestimmen. Zur Speicherung der Ergebnisdaten bei der Resonanzfrequenz existiert optional dieselbe Funktionalität wie in **detect_saw_modal.mac**. Schließlich kann mit **view_harm.mac** die Admittanz im GUI in Real-, Imaginärteil bzw. Absolutbetrag dargestellt sowie als ASCII-Datei gespeichert werden.
Eine detailliertere Dokumentation des entwickelten Simulationspaketes ist in einer im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Diplomarbeit zu finden [136]. Exemplarisch für mögliche Rechenbeispiele sind in Anhang D.2 und D.3 die in der modalen Analyse berechneten Auslenkungen in der X-, Y-, und der Z-Richtung sowie das elektrische Potential eines offenen Gitters auf einem Rayleighwellen-Substratschnitt auf Quarz bzw. eines kurzgeschlossenen Gitters auf einem Scherwellen-Substratschnitt auf $LiTaO_3$ dargestellt.

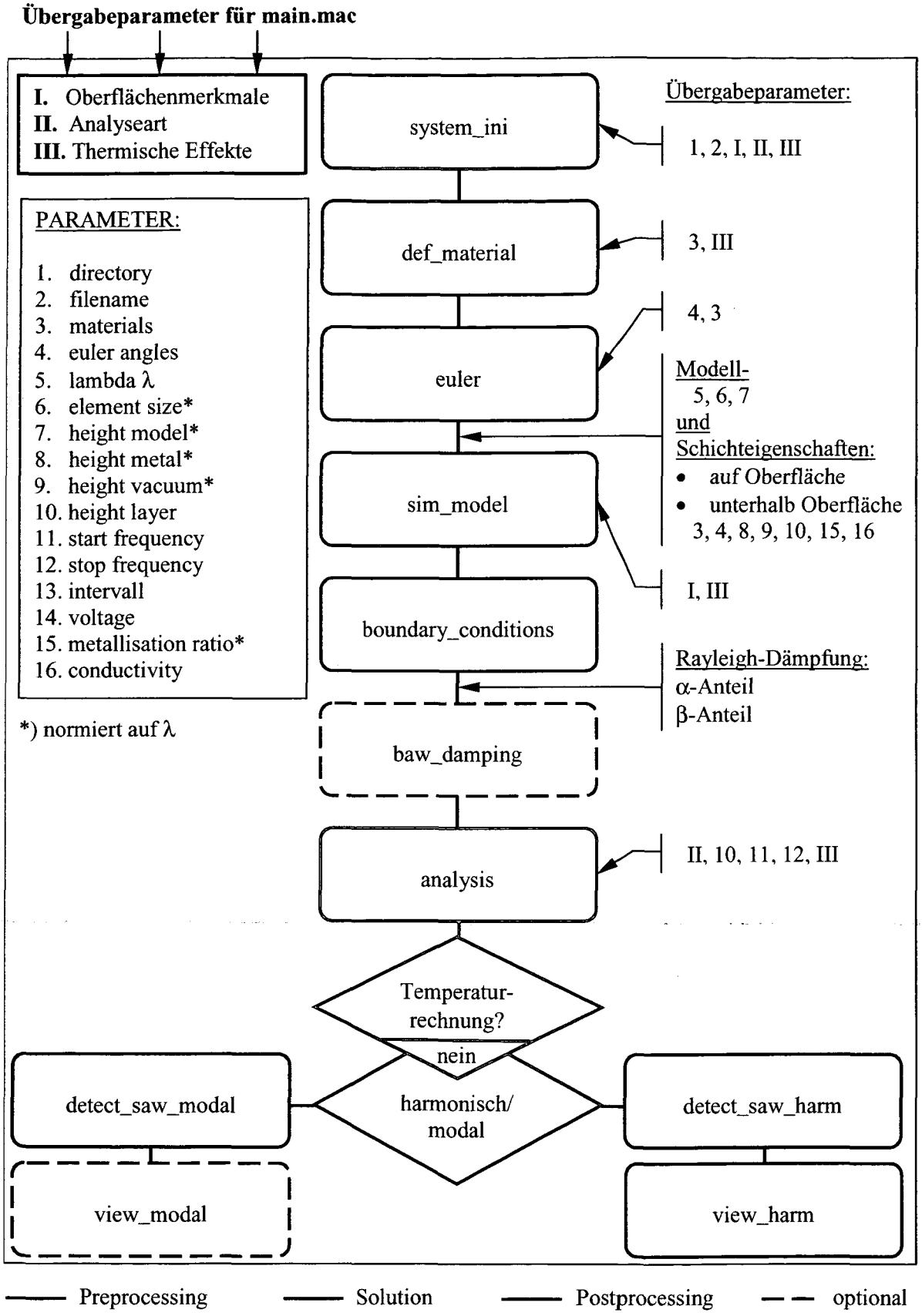



**Abbildung D.1:** Flussdiagram des FEM-Softwarepaketes zur Simulation von OFW in Schichtsystemen

## D.1 MATERIALDATEN

| | | Quarz | $LiTaO_3$ | Si | ZnO (Schicht) | AlN (Schicht) | Al polykrist. | Au polykrist. | Ti polykrist. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Kristall System | | trigonal 32 | trigonal 3m | kubisch Fd3m | hexagonal 6mm | hexagonal 6mm | kubisch m3m | kubisch m3m | hexagonal 6mm |
| $c_{11}$ | $10^{11}$ [N/m²] | 0.867 | 2.328 | 1.657 | 1.57 | 3.60 | 1.11 | 2.07 | 1.62 |
| $c_{12}$ | | 0.070 | 0.456 | 0.639 | $c_{11}$-$2c_{66}$ | $c_{11}$-$2c_{66}$ | 0.59 | 1.11 | 0.92 |
| $c_{13}$ | | 0.119 | 0.836 | $c_{12}$ | 0.83 | 1.23 | $c_{12}$ | $c_{12}$ | 0.69 |
| $c_{14}$ | | -0.179 | -0.105 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $c_{33}$ | | 1.072 | 2.759 | $c_{11}$ | 2.08 | 4.10 | $c_{11}$ | $c_{11}$ | 1.81 |
| $c_{44}$ | | 0.579 | 0.949 | 0.795 | 0.38 | 1.16 | 0.25 | 0.29 | 0.47 |
| $c_{66}$ | | $(c_{11}-c_{12})/2$ | $(c_{11}-c_{12})/2$ | $c_{44}$ | 0.34 | 1.19 | $c_{44}$ | $c_{44}$ | $(c_{11}-c_{12})/2$ |
| $\rho$ | [kg/m²] | 2651 | 7454 | 2332 | 5720 | | 2695 | 19320 | 4500 |
| $e_{11}$ | [C/m²] | 0.171 | 0 | 0 | 0 | 0 | - | - | - |
| $e_{14}$ | | -0.043 | 0 | 0 | 0 | 0 | - | - | - |
| $e_{15}$ | | 0 | 2.64 | 0 | -0.45 | -0.48 | - | - | - |
| $e_{22}$ | | 0 | 1.86 | 0 | 0 | 0 | - | - | - |
| $e_{31}$ | | 0 | -0.22 | 0 | -0.51 | -0.58 | - | - | - |
| $e_{33}$ | | 0 | 1.71 | 0 | 1.22 | 1.55 | - | - | - |
| $\varepsilon_{11}$ | rel. [$\varepsilon_0$] | 4.50 | 40.9 | 11.7 | 8.3 | 9 | - | - | - |
| $\varepsilon_{33}$ | | 4.59 | 42.5 | 11.7 | 8.8 | 11 | - | - | - |
| $\alpha_{11}$ | $10^{-6}$ [ppm/K] | 13.71 | 16.1 | 2.6 | 4.75 | 4.15 | 23.6 | 14.4 | 8.9 |
| $\alpha_{33}$ | | 7.48 | 4.1 | $\alpha_{11}$ | 2.9 | 5.27 | $\alpha_{11}$ | $\alpha_{11}$ | $\alpha_{11}$ |
| REF. | | [77] | [100] | [77, 137] | [107, 138] | [137, 139, 140] | [77, 141, 142] | [77, 142] | [77, 142] |

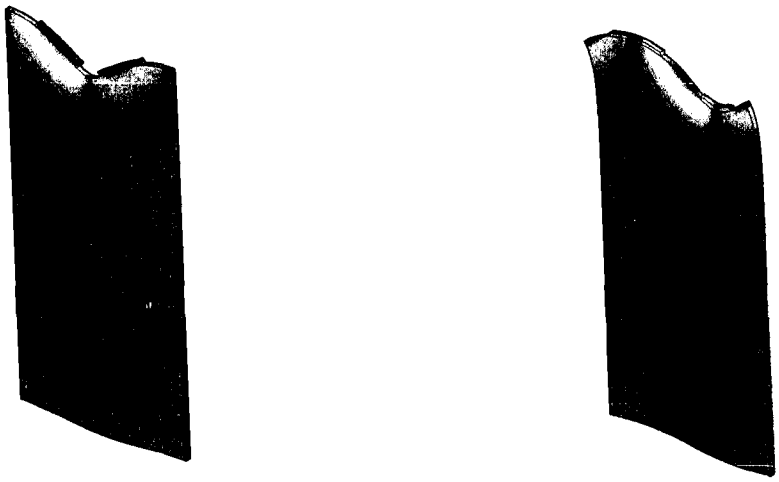
**Tabelle D.1:** FEM-Materialdatensätze (anisotrop)

| | | Cr | FeCoSiB | Klebstoff Polytec E302-1 |
|---|---|---|---|---|
| $E$ | $10^{11}$ [N/m²] | 2.48 | 1.65 | 0.00965 |
| $\nu$ | | 0.3 | 0.23 | 0.3 |
| $\varepsilon$ | rel. [$\varepsilon_0$] | - | - | 3.1 |
| $\rho$ | [kg/m²] | 7190 | 6860 | 1080 |
| $\alpha$ | $10^{-6}$ [ppm/K] | 6.2 | 7 | 62 |
| *REF.* | | [142] | [103] | [116] |

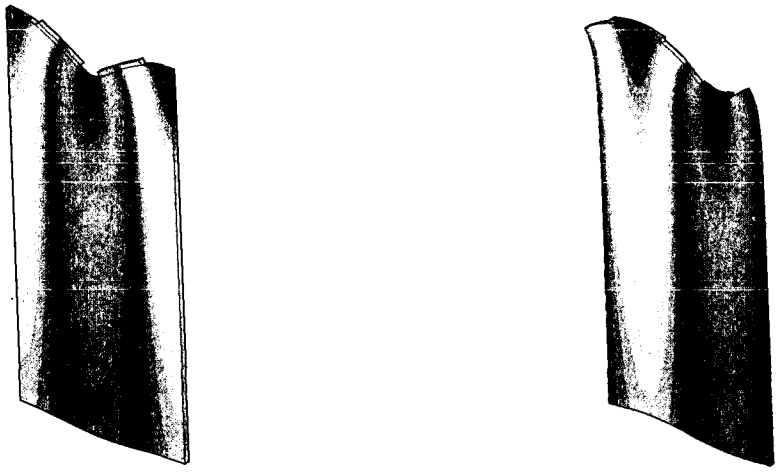
**Tabelle D.2:** FEM-Materialdatensätze (isotrop)

## D.2 RAYLEIGHWELLE AUF QUARZ STX-CUT, OFFENES GITTER

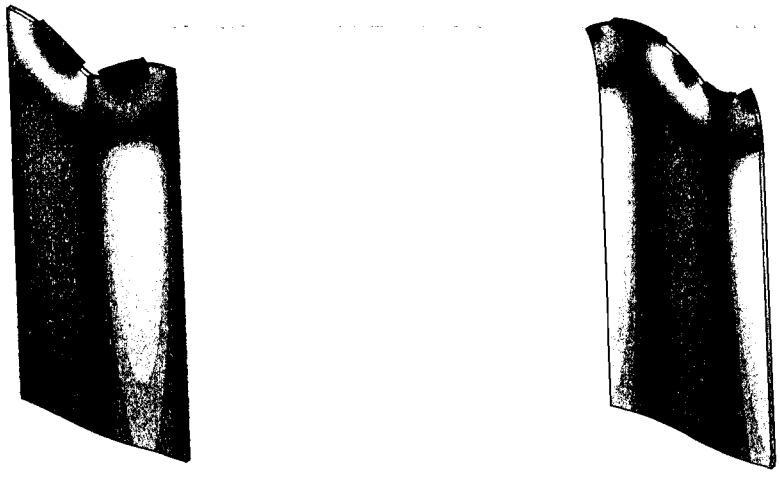
Mode I, $v_{phas}$= 3131 [m/s] Mode II, $v_{phas}$= 3157 [m/s]



Auslenkung in X-Richtung $u_x$



Auslenkung in Z-Richtung $u_z$

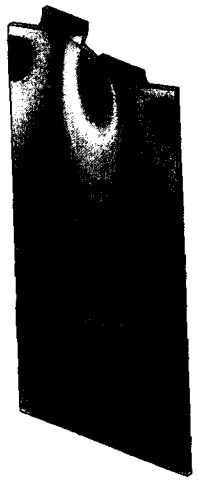


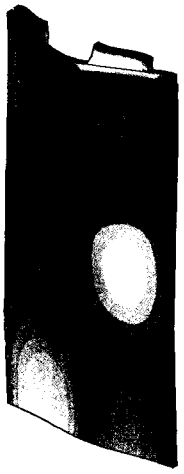
Elektrisches Potential $\varphi$

**Abbildung D.2:** Quarz STX-Cut (0,127.5,0) mit Aluminium-Elektroden ($h_{met}$ = 0.02 $\lambda$, $\eta$ = 0.5), modale Analyse im offenen Gitter, durch die Finger kommt es zur Aufspaltung, der auf der freien Oberfläche entarteten Welle, in zwei Moden mit unterschiedlicher Geschwindigkeit und damit zur Bildung eines Stopbandes (Farbcodierung: blau entspricht dem minimalen und rot dem maximalen Wert der dargestellten Größe).

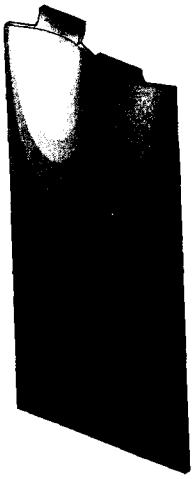
## D.3 SCHERWELLE AUF $LiTaO_3$ 42° YX, KURZGESCHLOSSENES GITTER

Mode I, $v_{phas}$= 3920 [m/s] Mode II, $v_{phas}$= 4151 [m/s]

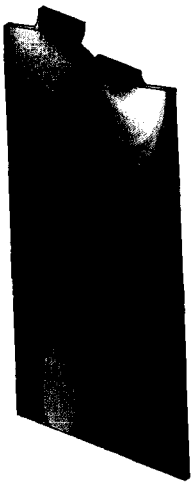


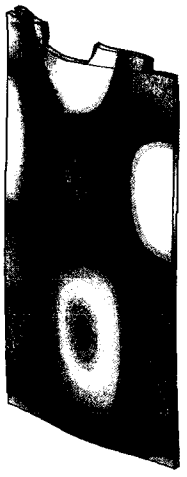


Auslenkung in X-Richtung $u_x$

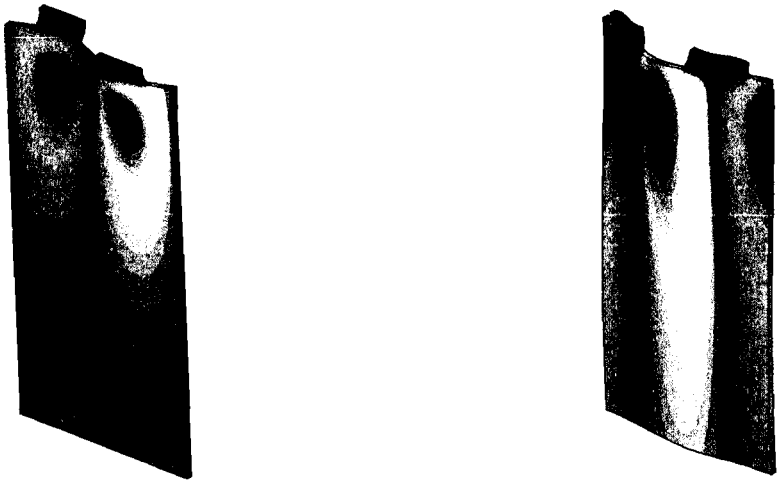


Auslenkung in Y-Richtung $u_y$





Auslenkung in Z-Richtung $u_z$



Elektrisches Potential $\varphi$

**Abbildung D.3:** $LiTaO_3$ 42° YX-Cut (0,-48,0) mit Aluminium-Elektroden ($h_{met}$ = 0.09 $\lambda$, $\eta$ =0.5), modale Analyse im kurzgeschlossenen Gitter, durch die Finger kommt es zur Aufspaltung, der auf der freien Oberfläche entarteten Welle, in zwei Moden mit unterschiedlicher Geschwindigkeit und damit zur Bildung eines Stopbandes (Farbcodierung: blau entspricht dem minimalen und rot dem maximalen Wert der dargestellten Größe).

## D.4 RAYLEIGHMODEN I – IV (DIREKTES VERFAHREN)

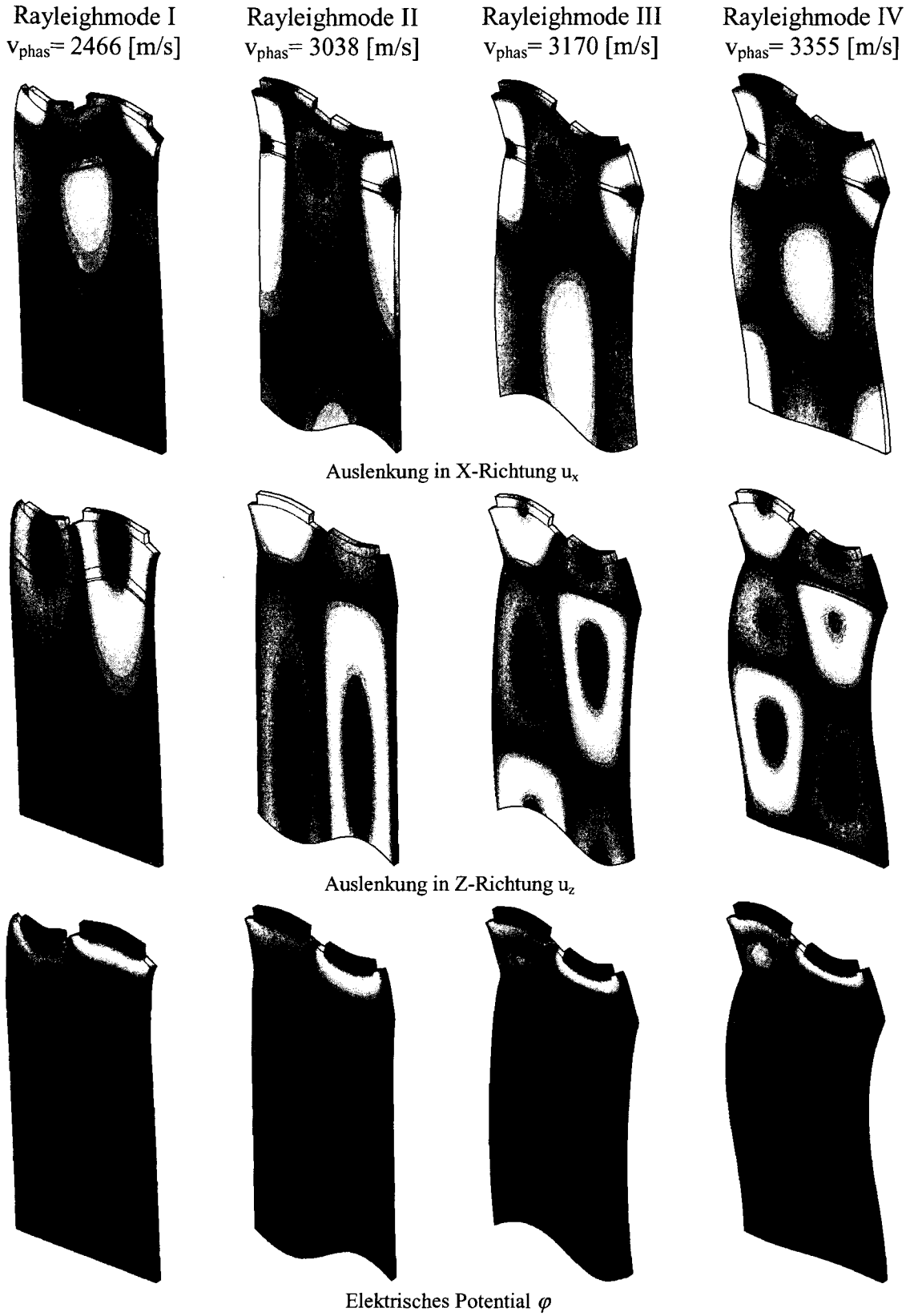



**Abbildung D.4:** Harmonische Analyse: Rayleighmoden I – IV auf einem Schichtsystem, hergestellt nach dem direkten Verfahren ($h_{ZnO}$ = 450 nm, E-$Modul_{FeCoSiB}$ = $1.5 \cdot 10^{11}$ N/m², $h_{met}$ = 100 nm, $\eta$ = 0.73, $\lambda$ = 1.6 µm), (Farbcodierung: blau entspricht dem minimalen und rot dem maximalen Wert der dargestellten Größe).

# LITERATUR


[1] "Standard 3GPP TS 05.05 V8.16.0," *Auszug aus http://www.3gpp.org am 24.11.03*, Release 1999.

[2] K. M. Lakin, K. T. McCarron, J. Belsick, et al., "Filter banks implemented with integrated thin film resonators," IEEE Ultrason. Symp., pp. 851-854, 2000.

[3] K. I. Arai und N. Tsuya, "Magnetomechanical coupling and variable delay characteristics by means of ΔE effect in iron-rich amorphous ribbon," *J. Appl. Phys*, Band 49, pp. 1718-1720, 1978.

[4] D. Jiles, *Introduction to magnetism and magnetic materials*, 1. Auflage, Chapman and Hall, London, Weinheim, New York, 1991.

[5] K. A. Ellis, R. B. Van Dover, T. J. Klemmer, et al., "Magnetically transduced surface acoustic wave devices," *J. Appl. Phys.*, pp. 6304-6306, 2000.

[6] P. Smole und M. Hauser, "Herstellung eines funktionalen Schichtsystems mittels Opferschichtverfahren.": DE-Patent 10237507A, Epcos Ag, 2002.

[7] G. Fischerauer, T. Ebner, P. Kruck, et al., "SAW filter solutions to the needs of 3G cellular phones," IEEE MTT-S Microwave Symposium Digest, pp. 351-354, 2001.

[8] H. H. Meinke, F. W. Gundlach, K. Lange, et al., *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, 5. Auflage, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, 1992.

[9] A. A. Oliner, *Acoustic surface waves (Topics in applied physics)*, Band 24, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, 1978.

[10] G. S. Kino, *Acoustic waves. Devices, imaging, and analog signal processing*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1987.

[11] V. Aparin und P. Katzin, "Electronically tuned L-S band filters," *Applied Microwave*, Band 6, pp. 42-49, 1994.

[12] S. Pipilos, Y. Tsividis und J. Fenk, "1.8 GHz tunable filter in Si technology," IEEE Proc. Integrated Circuits Conference, pp. 189-192, 1996.

[13] U. Tietze und C. Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik*, 7. Auflage, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, 1985.

[14] A. R. Brown und G. M. Rebeiz, "A varactor-tuned RF filter," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Band 48, pp. 1157-1160, 2000.

[15] E. Pedersen, "Performance evaluation of CMOS varactors for wireless RF applications," Proc. 17th NORCHIP Conf., pp. 73-78, 1999.

[16] R. York, A. Nagra, E. Erker, et al., "Microwave integrated circuits using thin-film BST," IEEE Proc. Symp. on Applications of Ferroelectrics, pp. 195-200, 2001.

[17] A. Tombak, J. P. Maria, F. Ayguavives, et al., "Tunable barium strontium titanate thin film capacitors for RF and microwave applications," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Band 12, pp. 3-5, 2002.

[18] "Miniaturized RF Front Ends," *Auszug von der Homepage der Firma Paratec Microwave, Inc.* http://www.paratek.com/products.html, zitiert am 19.01.04.

[19] L. H. Chiu, L. C. Sengupta, S. Sengupta, et al., "Tunable filter for use in radio frequency and microwave circuits includes a voltage tunable dielectric varactor which is electrically connected to an inductor.": US-Patent 6377142B2, Paratek Microwave Inc, 2000.

[20] K. Kageyama, K. Saito, H. Murase, et al., "Tunable active filters having multilayer structure using LTCC," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, pp. 2421-2424, 2001.

[21] Persönliche Mitteilung durch Epcos SAW Marketing, München, Jan. 2004

[22] E. P. Ratazzi, "Microelectromechanical devices for multimode communication systems," IEEE Proc. National Aerospace and Electronics Conference., pp. 346-353, 2000.

[23] J. J. Yao, P. Sang Tae und J. DeNatale, "High tuning-ratio MEMS-based tunable capacitors for RF communications applications," Tech. Digest, Solid-State Sensor and Actuator Workshop, pp. 124-127, 1998.

[24] C. Jinghong, Z. Jun, L. Chang, et al., "Design and modeling of a micromachined high-Q tunable capacitor with large tuning range and a vertical planar spiral inductor," *IEEE Trans. on Electronic Devices*, Band 50, pp. 730-739, 2003.

[25] J. Y. Park, Y. J. Yee, H. J. Nam, et al., "Micromachined RF MEMS tunable capacitors using piezoelectric actuators," IEEE MTT-S Microwave Symposium Digest, pp. 2111-2114, 2001.

[26] C. L. Goldsmith, A. Malczewski, Z. J. Yao, et al., "RF MEMs variable capacitors for tunable filters," *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, Band 9, pp. 362-374, 1999.

[27] E. Larique, P. Blondy, M. Chatras, et al., "Tunable RF MEMS resonators and filters," Proc. SPIE - The International Society for Optical Engineering, pp. 63-72, 2001.

[28] Z. Jun, L. Chang, J. Schutt-Aine, et al., "Development of a wide tuning range MEMS tunable capacitor for wireless communication systems," International Electron Devices Meeting, pp. 403-406, 2000.

[29] D. L. Harris, "4-40 GHz ferrite tuned filter," *Applied Microwave*, Band 2, pp. 100-103, 106-7, 1990.

[30] Persönliche Mitteilung durch Epcos Keramische Bauelemente, Deutschlandsberg, Jan. 2004

[31] Y. Liu, A. Borgioli, A. S. Nagra, et al., "Distributed MEMS transmission lines for tunable filter applications," *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, Band 11, pp. 254-60, 2001.

[32] B. H. Moeckly und Y. Zhang, "Strontium titanate thin films for tunable $YBa_2Cu_3O_7$ microwave filters," *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, pp. 450-453, 2001.

[33] S. Hontsu, H. Nishikawa, H. Nakai, et al., "Preparation of all-oxide ferromagnetic/ferroelectric/superconducting heterostructures for advanced microwave applications," *Superconductor Science & Technology*, Band 12, pp. 836-839, 1999.

[34] R. Pastore, J. A. Kosinski, W. N. Porter, et al., "Design of a selectable performance front-end filter using acoustic surface waves," IEEE Proc. Freq. Cont. Symp., pp. 858-66, 1997.

[35] S. A. Doberstein, K. V. Nikolaenko, M. A. Evdokimov, et al., "A wide-range tunable/switchable low-loss SAW filter," IEEE Ultrason. Symp., pp. 87-90, 2000.

[36] Z. Jiahua, N. W. Emanetoglu, L. Yicheng, et al., "A multi-IDT input tunable surface acoustic wave filter," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Cont.*, Band 48, pp. 1383-8, 2001.

[37] D. Penunuri, R. Kommrusch und N. Mellen, "A tunable SAW duplexer," IEEE Ultrason. Symp., pp. 361-366, 2000.

[38] M. K. Klee, R. F. Milsom, H. P. Lobl, et al., "Tunable filter arrangement.": US-Patent 0048352A1, US Philips Cooperation, 2001.

[39] C. T. C. Nguyen, "RF MEMS for wireless applications," Device Research Conference, pp. 9-12, 2002.

[40] F. W. Beil, A. Wixforth und R. H. Blick, "Broadband acoustical tuning of nanoelectromechanical sensors," IEEE Proc. Sensors, pp. 1285-1289, 2002.

[41] J. Ella, "A device incoporating a thin film bulk acoustic resonators for performing amplitude and phase modulation.": US-Patent 5714917-A, Nokia Mobile Phones Ltd, 1998.

[42] W. Ruile und L. Reindl, "Magnetisch abstimmbares Filter.": DE-Patent 10153434C2, Epcos Ag, 2001.

[43] L. M. Reindl, A. Pohl, G. Scholl, et al., "SAW-based radio sensor systems," *IEEE Sensors Journal*, Band 1, pp. 69-78, 2001.

[44] P. Smole, "Grundlagen zur Realisierung mechanischer OFW Sensoren auf der Basis von Lihiumniobat," Diplomarbeit, TU Wien, Wien 2001.

[45] M. Rotter, A. Wixforth, W. Ruile, et al., "Giant acoustoelectric effect in GaAs/$LiNbO_3$/ hybrids," *Appl. Phys. Lett.*, Band 73, pp. 2128-2130, 1998.

[46] M. Yamaguchi, K. Y. Hashimoto, H. Kogo, et al., "Variable SAW delay line using amorphous $TbFe_2$ film," *IEEE Trans. Magn.*, Band 16, pp. 916-918, 1980.

[47] D. C. Webb, D. W. Forester, A. K. Ganguly, et al., "Applications of amorphous Magnetic-Layers in Surface Acoustic Wave Device," *IEEE Trans. Magn.*, Band 25, pp. 1410-1415, 1979.

[48] V. Koeninger, Y. Matsumura, H. H. Uchida, et al., "Surface acoustic waves on thin films of giant magnetostrictive alloys," J. Alloys and Compounds, pp. 581-584, 1994.

[49] W. P. Robbins und A. Hietala, "A simple phenomenological model of tunable SAW devices using magnetostrictive thin films," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Cont.*, Band 35, pp. 718-722, 1988.

[50] H. Chiriac, M. Pletea und E. Hristoforou, "Magneto-surface-acoustic-waves microdevice using thin film technology: design and fabrication process," *Sensors and Actuators A*, Band 91, pp. 107-111, 2001.

[51] V. Ermolov und M. Luukkala, "Tunable SAW comb filter," *Electronics Letters*, Band 27, pp. 1670-1, 1991.

[52] D. Royer und E. Dieulesaint, *Elastic Waves in Solids I*, 1. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 1999.

[53] D. Gafka, "Surface acoustic wave sensitivity on an external mechanical or electrical bias," *Archives of Acoustics*, Band 19, pp. 239-58, 1994.

[54] H. Scherr, "Entwurf von Oberflächenwellen-Drucksensoren," Dissertation, München: TU München,1998.

[55] J. E. Graebner, S. Jin und W. Zhu, "Magnetically tunable surface acoustic wave device for telecommunication system.": US-Patent 5959388-A, Lucent Technologies Inc, 1999.

[56] E. P. Wohlfarth, *Ferromagnetic materials. A handbook on the properties of magnetically ordered substances*, Band 1, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, New York, Oxford, 1980.

[57] M. E. Lines und A. M. Glass, *Principles and applications of ferroelectrics and related materials*, Oxford University Press, 1979.

[58] E. Sawaguchi und L. E. Cross, " Electric Field Control of the Elastic Compliance in Lithium Thallium Tartrate," *Appl. Phys. Lett.*, Band 18, pp. 1-2, 1971.

[59] D. P. Morgan, *Surface-wave devices for signal processing*, Band 19, Elsevier, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo, 1985.

[60] J. E. Graebner, S. Jin, H. Mavoori, et al., "Thermally tunable surface acoustic wave device for use as a high- frequency filter has a piezoelectric layer, which is mechanically coupled to a substrate of temperature-sensitive material.": US-Patent 6049155-A, Lucent Technologies Inc, 2000.

[61] M. Kersten, "Über den Temperaturkoeffizienten des Elastizitätsmoduls ferromagnetischer Stoffe," *Z. Physik 85*, Band 85, pp. 708., 1933.

[62] A. E. Clark und H. T. Savage, "Giant magnetically induced changes in the elastic moduli in $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$," *IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics*, pp. 50-52, 1975.

[63] E. Kneller, *Ferromagnetismus*, 1. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1962.

[64] R. Boll, *Weichmagnetische Werkstoffe. Einfuehrung in den Magnetismus. VAC-Werkstoffe und ihre Anwendungen*, Siemens, 1990.

[65] F. Schatz, M. Hirscher, G. Flik, et al., "Magnetic properties of giant magnetostrictive TbDyFe films," *Physica Status Solidi A*, 1993.

[66] J. D. Livingston, "Magnetomechanical properties of amorphous metals," *Phys. Stat. Sol. A79*, pp. 591-596, 1982.

[67] C. Kittel, *Einfuehrung in die Festkoerperphysik*, 9. Auflage, Oldenbourg, München, Wien, 1991.

[68] I. Fergen, K. Seemann, A. Weth, et al., "Soft ferromagnetic thin films for high frequency applications," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, pp. 146-51, 2002.

[69] T. Fujii, M. Inoue, S. Tanaka, et al., "Magneto-surface-acoustic-wave (MSAW) devices with a large phase controllability: multilayer Love-type MSAW devices," *Journal of Applied Electromagnetics in Matter*, Band 5, pp. 255-265, 1994.

[70] P. I. Williams, D. G. Lord und P. J. Grundy, "Magnetostriction in polycrystalline sputter-deposited TbDyFe films," *J. Appl. Phys.*, Band 75, pp. 5257-5261, 1994.

[71] A. Ludwig und E. Quandt, "Optimization of the Delta E effect in thin films and multilayers by magnetic field annealing," *IEEE Trans. Magn.*, Band 38, pp. 2829-2831, 2002.

[72] W. Arnold, B. Betz und B. Hoffmann, "Efficient generation of surface acoustic waves by thermoelasticity," *Appl. Phys. Lett.*, Band 47, pp. 672-674, 1985.

[73] K. A. Ellis, "Magnetostrictive surface acoustic wave devices with transducers tuned for optimal magnetic anisotropy.": US-Patent 6362543-B1, Agere Systems Optoelectronics Guardian Corp., 2002.

[74] A. Ludwig, M. Lohndorf, M. Tewes, et al., "Magnetoelastic thin films for high-frequency applications," IEEE Trans. Magn., pp. 2690-2692, 2001.

[75] Persönliche Mitteilung durch A. Ludwig, center of advanced european studies and research, Bonn, 2004

[76] C. Korden und W. Ruile, "Magnetisch abstimmbare mit akustisch Wellen arbeitende Filter, Teil 1 und 2.": EP-Patent Epcos AG, 2000.

[77] B. A. Auld, *Acoustic fields and waves in solids*, Band 1, 2, John Wiley & Sons. Inc., 1973.

[78] J. F. Nye, *Physical properties of crystals. Their representation by tensors and matrices*, überarbeitete. Auflage, Clarendon Press, Oxford, 1985.

[79] G. W. Farnell und E. L. Adler, "Elastic wave propagation in thin layers," in *Physical Acoustics*, Band 9, Academic Press, New York, 1972, pp. 35-127.

[80] G. W. Farnell, "A Review of propagation and electroacoustic coupling in layered structures," IEEE Ultrason. Symp, pp. 803-813, 1977.

[81] H. Meier, "Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften von akustischen Oberflächenwellen," Dissertation, München: TU München,1993.

[82] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Grosche, et al., *Teubner-Taschenbuch der Mathematik*, Teubner, Stuttgart, Leipzig, 1996.

[83] O. C. Zienkiewicz und R. L. Taylor, *The Finite Element Method: Basic Formulation and Linear Problems*, Band 1, McGraw-Hill Book Company, London, 1994.

[84] ANSYS Inc., "ANSYS User Manual 6.1," 2002.

[85] O. C. Zienkiewicz und R. L. Taylor, *The Finite Element Method: Solid and Fluid Mechanics, Dynamics and Non-linearity*, Band 2, McGraw-Hill Book Company, London, 1994.

[86] G. Müller und C. Groth, *FEM für Praktiker Grundlagen*, Band 1, 5. Auflage, Expert Verlag, Renningen-Malmsheim, 2000.

[87] G. Müller, C. Groth und U. Stelzmann, *FEM für Praktiker Strukturdynamik*, Band 2, 2. Auflage, Expert Verlag, Renningen-Malmsheim, 2001.

[88] P.-C. Eccardt, "FEM-Simulation piezoelektrischer Bauteile," in *Ansys-Seminarunterlagen Rev. 5.6*, 1998.

[89] R. G. Grimes, J. G. Lewis und H. D. Simon, "A Shifted Block Lanczos Algorithm for Solving Sparse Symmetric Generalized Eigenproblems," *SIAM Journal Matrix Analysis Applications*, Band 15, pp. 228-272, 1994.

[90] B. M. Irons, "A Frontal Solution Program for Finite Element Analysis," *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Band 2, pp. 5-23, 1970.

[91] P. Bauerschmidt, R. Lerch, J. Machui, et al., "Reflection and transmission coefficients of SAW in a periodic grating computed by finite element analysis," IEEE Ultrason. Symp., pp. 421-423, 1990.

[92] M. Buchner, W. Ruile, A. Dietz, et al., "FEM analysis of the reflection coefficient of SAWs in an infinite periodic array," IEEE Ultrason. Symp., pp. 371-375, 1991.

[93] M. Koshiba, N. Shichishima, K. Ohbuchi, et al., "Software for a multilayered surface acoustic wave device based on the finite element method and coupling-of-modes theory," Jpn. J. Appl. Phys., pp. 3060-3063, 1997.

[94] P. Ventura, J. M. Hode und B. Lopes, "Rigorous analysis of finite SAW devices with arbitrary electrode geometries," IEEE Ultrason. Symp, pp. 257-262, 1995.

[95] J. G. Brainerd, A. G. Jensen und L. G. Cumming, "Standards on Piezoelectric Crystals," *Proc. IEEE*, 1949.

[96] H. Goldstein, *Klassische Mechanik*, 10. Auflage, Aula-Verlag, Wiesbaden, 1989.

[97] M. Buchner, "Die Methode der Finiten Elemente zur Berechnung elektromagnetischer und magnetischer Felder in Filter-Bauelementen," Dissertation, München: Universität der Bundeswehr,1991.

[98] D. Givoli, "Non-reflecting boundary conditions," *Journal of Computational Physics*, Band 94, pp. 1-29, 1991.

[99] H. Marko, *Methoden der Systemtheorie. Die Spektraltransformationen und ihre Anwendungen*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, 1982.

[100] G. Kovacs, M. Anhorn, H. E. Engan, et al., "Improved material constants for $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$," IEEE Ultrason. Symp., pp. 435-438, 1990.

[101] V. P. Plessky, "SAW impedance elements," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Cont.*, Band 42, pp. 870-875, 1995.

[102] G. Scholl, "Untersuchung und Entwurf von OFW-Resonatorfiltern zur Kanalselektion in Mobilfunksystemen," Dissertation, München: TU München,1996.

[103] Persönliche Mitteilung durch A. Ludwig, center of advanced european studies and research, Bonn, 2002

[104] Persönliche Mitteilung durch U. Knauer, Epcos Ag, München, 2003

[105] "Amorphe Legierungsgruppe VITROVAC," *Auszug von der Homepage der Firma Vacuumschmnelze* http://www.vacuumschmelze.de, zitiert am 11.11.03.

[106] B. Jobst, "Rekristallisation von FeCoSiB Schichten.": Analyse Mitteilung, 2003.

[107] G. Carlotti, G. Socino, A. Petri, et al., "Elastic constants of sputtered ZnO films," IEEE Ultrason. Symp., pp. 295-299, 1987.

[108] Persönliche Mitteilung durch K. Kastner, Epcos Ag, München, 2003

[109] Persönliche Mitteilung durch T. Pensala, VTT Center for Microelectronics, Finnland, 2003

[110] G. Wassermann und J. Grewen, *Texturen metallischer Werkstoffe*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, 1962.

[111] B. K. Tanner, *X-ray diffraction topography*, Pergamon Press Inc., 1976.

[112] K. D. Bowen und B. K. Tanner, *High resolution X-ray diffraction and topography*, Taylor & Francis, 1998.

[113] R. Dudek, "FE-Analyse am Verbund Quarzglas-$LiTaO_3$," interner Bericht Fraunhofer IZM, 2002.

[114] C. Eggs, "Correlation between ZnO coupling coefficient and XRD results," interner Bericht Epcos AG, 2002.

[115] E. Fuchs, H. Oppolzer und H. Rehme, *Particle Beam Microanalysis*, VCH Verlagsgesellschaft mbH., Weinheim, Deutschland, 1990.

[116] Datenblatt, *Epoxid Klebstoffe*, 14. Auflage, Polytec GmbH, www.polytec.de, Waldbronn, 2002.

[117] "Magnetic Materials," *Auszug von der Homepage der Firma METGLAS, Inc.* http://www.metglas.com/products/page5_1_2_3.htm, zitiert am 11.11.03.

[118] "Engineering and Application Notes Giant Magnetresistive (GMR) Sensors, AA and AB Series Analog Sensors," NVE Nonvolatile Electronics Inc., Eden Prairie, Minnesota, Tech. Rep., 1998.

[119] H. Marko, *Theorie linearer Zweipole, Vierpole und Mehrtore*, Band 27, Hirzel Verlag, Stuttgart, 1971.

[120] R. F. Wiegert und M. Levy, "Magnetic field dependence of surface acoustic wave velocity and attenuation in nickel thin films," *J. Appl. Phys.*, Band 64, pp. 5411-5413, 1988.

[121] D. Walikainen, R. F. Wiegert und M. Levy, "Magnetic field dependence of 600 MHz SAW velocity changes for thin Ni films," IEEE Ultrason. Symp., pp. 307-309, 1988.

[122] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, 6. Auflage, Van Nostrand, Princeton, NJ, 1961.

[123] M. Kadota, "Surface acoustic wave characteristics of a ZnO/quartz substrate structure having a large electromechanical coupling factor and a small temperature coefficient," Jpn. J. Appl. Phys., pp. 3076-3080, 1997.

[124] A. Ludwig, "Abschlussbericht zum EPCOS Projekt.": interner Bericht, 2003.

[125] M. Frommberger, A. Ludwig, A. Sehrbrock, et al., "High-frequency magnetic properties of FeCoBSi/$SiO_2$ and (FeCo/CoB)/$SiO_2$ multilayer thin films," IEEE Trans. Magn., pp. 3166-3168, 2003.

[126] T. C. Lee, J. T. Lee, M. A. Robert, et al., "Surface acoustic wave applications of lithium niobate thin films," *Applied Physics Letters*, Band 82, pp. 191-193, 2003.

[127] K. Yamanouchi, H. Odagawa, T. Kojima, et al., "Piezoelectric $KNbO_3$ films for SAW device applications," *Electronics Letters*, Band 34, pp. 702-703, 1998.

[128] B. P. Abott, J. Caron, J. Chocola, et al., "Advances in RF SAW Substrates," presented at: International Symposium on Acoustic Wave Devices for Future Mobile Communication Systems, 2004.

[129] Q. Y. Tong, Q. Gan, G. Hudson, et al., "Low-temperature hydrophobic silicon wafer bonding," *Applied Physics Letters*, Band 83, pp. 4767-4769, 2003.

[130] H. R. Hilzinger, "Amorphous alloys as soft magnetic materials for high frequency applications," Magnetic Materials Attract Business (ERA Report 87- 0285), pp. 1-9, 1988.

[131] K. I. Arai, C. S. Muranaka und M. Yamaguchi, "A new hybrid device using magnetostrictive amorphous films and piezoelectric substrates," *IEEE Trans. Magn.*, 1994.

[132] T. Ueno, Q. Jinhao und T. Junji, "Magneto-electric composite element and its application to magnetic levitation system," Proc. SPIE - The International Society for Optical Engineering, pp. 533-540, 2001.

[133] K. M. Lakin, "Modeling of thin film resonators and filters," IEEE MTT-S Microwave Symposium Digest, pp. 149-152, 1992.

[134] O. Zinke und Brunswig, *Hochfrequenztechnik: Hochfrequenzfilter, Leitungen, Antennen*, Band 1, 5. Auflage, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, 1995.

[135] R. M. White und F. W. Voltmer, "Direct Piezoelectric Coupling to Surface Acoustic Waves," *Appl. Phys. Lett.*, Band 12, pp. 314-316, 1965.

[136] V. Tomic, "Berechnung von piezoelektrischen Oberflächenwellen unter Temperatureinflüssen mit ANSYS," Diplomarbeit, Fachhochschule München, München 2002.

[137] V. Siklitsky und A. Tolmatchev, "New Semiconductor Materials Characteristics and Properties," *Auszug aus http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/ am 10.06.01*, 2003.

[138] J. H. Visser, M. J. Vellekoop, A. Venema, et al., "Surface acoustic wave filters in ZnO-$SiO_2$-Si layered structures," IEEE Ultrason. Symp, pp. 195-200, 1989.

[139] G. Carlotti, F. S. Hickernell, H. M. Liaw, et al., "The elastic constants of sputtered aluminum nitride films," IEEE Ultrason. Symp, pp. 353-356, 1995.

[140] K. Tsubouchi, K. Sugai und M. Mikoshiba, "AlN material constants evaluation and SAW properties of AlN/$Al_2O_3$ and AlN/Si," IEEE Ultrason. Symp, pp. 375-380, 1981.

[141] S. G. Suchkov und D. A. Barinov, "The anisotropy of thin metal films and its effect on the characteristics of SAW devices," *Journal of Communications Technology and Electronics Transl. of: Radiotekhnika i Elektronika*, Band 47, pp. 458-460, 2002.

[142] R. B. Ross, *Metallic Materials Specification Handbook*, 4. Auflage, Chapman & Hall, London, 1992.

## LISTE EIGENER PUBLIKATIONEN

[1] P. Smole und M. Hauser, "Herstellung eines funktionalen Schichtsystems mittels Opferschichtverfahren.": DE-Patent 10237507A, Epcos Ag, 2002.

[2] P. Smole, W. Ruile und P. Pongratz, "Characterization of Surface Acoustic Wave Propagation in a ZnO Layer on a Conducting Substrate," IEEE Ultrason. Symp., pp. 296-299, 2002.

[3] P. Smole, W. Ruile, C. Korden, et al., "Fabrication Techniques for Tunable SAW Resonators on Giant ΔE Layers," IEEE Ultrason. Symp., pp. 114-117, 2003.

[4] P. Smole, W. Ruile, C. Korden, et al., "Magnetically tunable SAW-Resonators," IEEE Proc. Freq. Cont. Symp., pp. 903-906, 2003.

[5] P. Smole, C. Korden, W. Ruile, et al., "A Novel Magnetic Field SAW Sensor Based on Giant ΔE Effect," CTR Workshop, Villach, Austria2003.

# LEBENSLAUF

DI PHILIPP SMOLE

geboren am: 8 April 1976,
in Klagenfurt Österreich

wohnhaft in: Rubland 21, 9710 Feistritz/Drau, Österreich

**Ausbildung:**

| | |
|---|---|
| 09/82 – 07/86 | Grundschule, in Rubland |
| 09/86 – 06/94 | Realgymnasium St. Martin, in Villach |
| 07/94 – 03/95 | Grundwehrdienst StbKP/JgR 12 in Spittal an der Drau |
| 10/95 – 2000 | Studium der Technischen Physik, Technische Universität Wien |
| 02/00 – 03/01 | Diplomarbeit bei SIEMENS AG, CT MS1 in München, Deutschland<br>Diplom in Physik erhalten im März 2001 |
| 04/01 – 04/04 | Dissertation bei EPCOS AG, RD BS in München, Deutschland |