

Vom ΔE -Effekt zum Sensorsystem

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

(Dr.-Ing.)

der Technischen Fakultät

der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von

Sebastian Zabel

Kiel 2019

Berichtersteller:

Prof. Dr. rer. nat. Franz Faupel
Prof. Dr.-Ing. Gerhard Schmidt
Prof Dr. rer. nat. Meinhard Schilling

Datum der mündlichen Prüfung: 18.12.2018

Kurzzusammenfassung

Der ΔE -Effekt magnetoelastischer Materialien beschreibt die Veränderung des Elastizitätsmoduls E in einem Magnetfeld und kann somit als Eingangsgröße zur Messung von Magnetfeldern genutzt werden. Mit dem Ziel eines möglichst leistungsfähigen Magnetfeldsensors werden in dieser Arbeit die einzelnen Prozesse innerhalb des Sensorsystems untersucht. Zunächst wird dazu der ΔE -Effekt selbst und seine Abhängigkeit von Materialeigenschaften genauer betrachtet. Zur Messung der veränderten mechanischen Eigenschaften werden verschiedene mikromechanische Systeme auf Basis von Resonatoren und Oberflächenwellen erprobt. Deren Auslegung bestimmt die Umsetzung des ΔE -Effekts eines amorphen Dünnsfilms in ein elektrisches Signal. Das erste Prinzip beruht dabei auf der Verstimmung von elektromechanischen Resonatoren in Form von piezoelektrisch angeregten Biegebalken. Die technische Ausführung der Resonatoren und die sich daraus ergebenden elektromechanischen Eigenschaften werden theoretisch und praktisch untersucht. In dem zweiten Ansatz werden Oberflächenwellen auf einer Seite des Sensors erzeugt und nach dem Durchqueren einer magnetisch beschichteten Verzögerungsstrecke wieder aufgezeichnet. Dabei führt die magnetoelastische Veränderung des Schermoduls zu einer veränderten Laufzeit. Das Verhalten beider Sensortypen wird in Teilmodellen beschrieben und schließlich zu einem Gesamtsystem inklusive der elektronischen Betriebskomponenten zusammengefügt. Beide Bauformen erreichen äquivalente magnetische Rauschgrenzen von ca. $100 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei Frequenzen oberhalb von 10 Hz.

Abstract

The ΔE -effect in magnetoelastic materials describes the change in elastic modulus E in a magnetic field and can therefore be utilized for the measurement of magnetic fields. With the aim of developing a high-performance magnetic field sensor, the separate subprocesses within the sensor system are examined. Starting with the ΔE -effect itself, its mechanism and dependencies on material properties are investigated. To measure the changes in the mechanical properties of the magnetic material, different micromechanical systems based on resonators and surface waves are tested. Their technical designs determine the conversion of changes in the mechanical properties of a magnetic thin film to an electrical signal. The first principle is based on the detuning of electromechanical resonators in the form of piezoelectrically driven cantilevers. Their design is elaborated on, and the resulting electromechanical properties are tested. In the second approach, surface waves are created at one end of the sensor and detected at the other end after passing through a magnetically covered delay line. Here, the magnetoelastic coupling alters the shear modulus that leads to a change of the wave velocity. The behavior of both sensor types is described in submodules and finally combined with electronics to form a complete sensor system. Both approaches achieve an equivalent magnetic noise level of about $100 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ for frequencies above 10 Hz.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Magnetische Sensoren und ihre Anwendung	1
1.2	Ansatz und Aufbau dieser Arbeit	1
2	Magnetische Schicht und ΔE-Effekt	3
2.1	Magnetische Eigenschaften	3
2.2	Ferromagnetismus und Domänen	5
2.3	Magnetische Energiebeiträge	7
2.4	ΔC -Effekt	10
2.4.1	ΔE -Effekt	11
2.4.2	Simulationen für verteilte Anisotropien	14
2.5	Materialwahl	18
3	Sensorkonzept und Betrieb	21
3.1	Grundlegendes Sensorprinzip Resonator	21
3.2	Empfindlichkeit	22
3.3	Sensor Charakteristika	24
3.4	Signalmodulation	26
3.5	Elektromechanischer Resonator	29
3.5.1	Piezoelektrischer Effekt	29
3.5.2	Harmonischer Oszillator	31
3.5.3	Piezoelektrischer Resonator	33
3.6	Elektromechanisches Auslesen	35
3.6.1	Ladungsverstärker	36
3.6.2	Spektrum	37
3.6.3	Bandbreite	38
3.6.4	Verzerrung	39
3.6.5	Trägerkompensation	40
4	Auslegung resonanter Sensoren	43
4.1	Resonator	43
4.1.1	Resonanzmoden und geometrische Empfindlichkeit	43
4.1.2	Elektroden	47
4.1.3	Resonatorgüte	51
4.1.4	Experimentelle Bestimmung der Verluste	55
4.2	Magnetische Schicht	57
4.2.1	Verluste	58
4.2.2	Formeffekte	60
4.2.3	Exchange Bias	62
4.3	Sensorkonzepte	64
4.3.1	MEMS Herstellung	64
4.3.2	Quarz Substrate	66
4.3.3	Silizium Substrate	67
4.3.4	Amorphe Metallbänder	71
4.3.5	Nahezu substratfreie Sensoren	72
4.3.6	Dünnschichtsubstrate	73

4.4	Zusammenfassung, Vergleich, Ausblick	77
5	System mit Dünnschichtsensor	81
5.1	Nichtmagnetische Rauschbeiträge	81
5.2	Trägeramplitude	83
5.3	Mechanische Nichtlinearität	85
5.4	Magnetisches Rauschen	89
5.5	Elektrische Empfindlichkeit	89
5.6	Erweiterte Betriebsmodi	92
5.7	Zusammenfassung und Ausblick	94
6	Magnetoelastische SAW-Sensoren	97
6.1	SAW Sensoren	97
6.1.1	Sensorkonzept	97
6.1.2	Oberflächenwellen	98
6.1.3	Sensoraufbau	101
6.2	Messmethoden	102
6.2.1	Elektromechanische Eigenschaften	102
6.2.2	Phasenlinearisierung	104
6.2.3	Sensorbetrieb	106
6.3	Magnetische Ergebnisse	112
6.3.1	Messrichtung und Magnetisierung	112
6.3.2	Empfindlichkeit und Dämpfung	114
6.4	Zusammenfassung und Vergleich	116
7	Abschluss	121
7.1	Spannungen in magnetoelastische Dünnschichten	121
7.1.1	Thermische Ausdehnung	121
7.1.2	Klemmung	123
7.2	Zusammenfassung	125
7.3	Ausblick	126
	Danksagung	127
A	Andere magnetische Sensorprinzipien	I
	Literaturverzeichnis	V
	Publikationen mit Eigenbeteiligung	V
	Weitere Literatur	V
	Erklärung	

1 Einführung

1.1 Magnetische Sensoren und ihre Anwendung

Die Verwendung von magnetischen Sensoren reicht zurück in die Antike, als die ersten Kompassse zur Orientierung auf See Verwendung fanden [Lud+99]. Eine Richtungsbestimmung anhand des Erdmagnetfeldes ist weiterhin aktuell und jedes Navigationsgerät oder Smartphone enthält miniaturisierte Magnetfeldsensoren. Hochauflösende Messungen der Variation des Erdmagnetfeldes werden in Geologie und Geophysik genutzt um z. B. Eisenerzlagerstätten zu finden oder im militärischen Bereich um U-Boote aufzuspüren. Neben dem Erdmagnetfeld werden Sensoren zur Messung auch zur Positionierung z. B. als Endschalter in der Automatisierungstechnik eingesetzt. Des Weiteren werden sie zur galvanisch getrennten Messungen von elektrischen Strömen verwendet. Deutlich kleiner als in den technischen Anwendungen sind die elektrischen Ströme biologischen Ursprungs, wie sie z. B. in Hirn, Herz und Nerven auftreten. Die elektrische Ableitung mit Elektroenzephalografie (Hirn) und Elektrokardiographie (Herz) wird in der medizinischen Diagnostik vielfältig verwendet. Von einer magnetischen Messung verspricht man sich durch die kontaktlose Messung Vorteile in der Anwendung und eine bessere räumliche Zuordnung der Signale, da der menschliche Körper gegenüber magnetischen Signale deutlich homogener ist [Kwo+13]. Die Messung dieser biomagnetischen Signale mit räumlicher Auflösung erfordert von den Sensoren sehr geringe Rauschgrenzen von deutlich unter einem Picotesla. Entsprechend dieser unterschiedlichen Anforderungen über 15 Größenordnungen (siehe Abb. 1.1) gibt es Sensoren auf Basis einer Vielzahl Funktionsprinzipien. Eine Abhandlung der wichtigsten Sensortechnologien findet sich im Anhang A. Ob Magnetfeldsensoren auf Basis des ΔE -Effekts dazu eine Ergänzung beitragen können, wird in dieser Arbeit untersucht.

1.2 Ansatz und Aufbau dieser Arbeit

Der ΔE -Effekt beschreibt die Eigenschaft bestimmter Materialien ihre mechanische Eigenschaft in Form des Elastizitätsmoduls E in Magnetfeldern zu verändern. Ziel dieser Arbeit ist es auf Grundlage dieses Effekts ein möglichst leistungsfähiges Sensorsystem zur Bestimmung von Magnetfeldern zu entwickeln. Obwohl der Effekt bereits seit Jahrzehnten bekannt ist, und bereits einige wenige Sensoren entwickelt wurden, fehlt bislang eine systematische Untersuchung zum Potential des Effekts. Die Untersuchung beginnt in Kap. 2 mit den grundlegenden Eigenschaften des ΔE -Effekts. Von besonderem Interesse sind dabei Materialeigenschaften und externe Einflussgrößen auf die Effektgröße und die Eignung als Sensor. In Kap. 3 wird ein Konzept zum Einsatz des ΔE -Effekts in einem Sen-

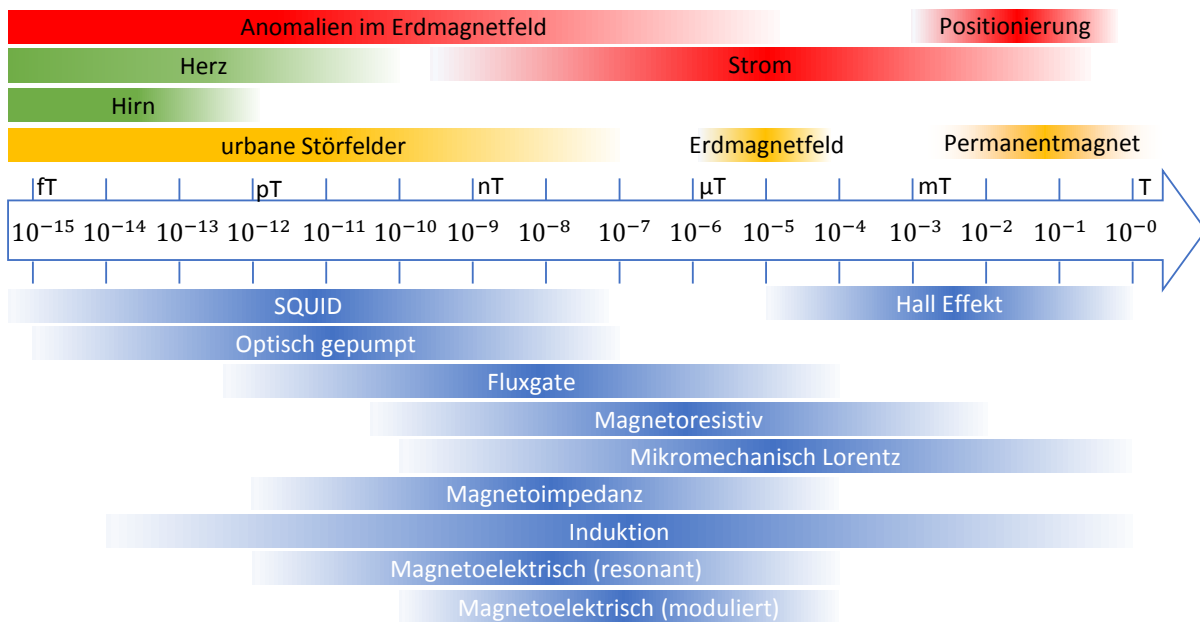


Abb. 1.1: Vergleich vom Messbereich verschiedener Typen von Magnetfeldsensoren mit typischen Feldgrößen diverser Anwendungen. Details zu den Sensoren finden sich im Anhang A

sor erarbeitet. Die Bestimmung des Elastizitätsmoduls erfolgt darin hochfrequent durch Verstimmung eines kleinen Resonators und umgeht somit das bei geringen Frequenzen stärker auftretende Rauschen aller Systemkomponenten. Der Resonator wird als mikroelektromechanisches System (engl. microelectromechanical system, MEMS) ausgeführt. Die Eigenschaften und entsprechende Auslegung der MEMS-Sensoren werden in Kap. 4 grundlegend betrachtet und die technische Umsetzung in einer Reihe von unterschiedlichen technischen Umsetzungen untersucht. In Kap. 5 folgen detaillierte Untersuchungen zu Sensorleistung, insbesondere dem Rauschen. Als zweite technische Umsetzung werden in Kap. 6 Sensoren auf Basis von Oberflächenwellen untersucht und auch hier das Gesamtsystem aus Material, Sensoraufbau und Betriebselektronik untersucht. Abschließend werden in Kap. 7 die Ergebnisse zusammengefasst und noch eine mal auf die Chancen und grundlegenden Probleme des Prinzips eingegangen.

2 Magnetische Schicht und ΔE -Effekt

Die im Rahmen dieser Arbeit thematisierten Sensoren basieren auf magnetoelastischen Dünnschichten. Deren Eigenschaften werden zunächst anschaulich und qualitativ eingeführt und später in allgemeinerer, quantitativer Form dargestellt und daraus die Kriterien für empfindliche magnetische Schichten abgeleitet. Anhand magnetischer Simulation wird der magnetische Verlauf des Effektes für verschiedene Verteilungen magnetischer Eigenschaften untersucht, die eine Erklärung für das später bei den Sensoren beobachtete Verhalten bieten. Abschließend werden exemplarisch einige geeignete Materialien verglichen.

2.1 Magnetische Eigenschaften

Empirisch wurden bei einigen magnetischen Materialien Effekte festgestellt, die sich unter der Überbegriff magnetoelastische Effekte zusammenfassen lassen. Das bekannteste Phänomen ist eine Längenänderung des Materials in einem äußeren Magnetfeld. Dies wird als Joule-Magnetostriktion bezeichnet und ist z. B. ursächlich für das Brummen von Transformatorblechen und damit allgegenwärtig. Die Bleche dehnen sich mit jeder Halbwelle des Transformatorstroms aus und erzeugen dabei ein akustisches Brummen mit der doppelten Frequenz des Wechselstromes. Es besteht also ein quadratischer Zusammenhang zwischen Längenänderung und Magnetisierung. Dieser Vorgang lässt sich auch invertieren und durch eine mechanische Spannung kann die Magnetisierung einer Probe beeinflusst werden. Dies wird als inverse Magnetostriktion oder Villari-Effekt bezeichnet. Des Weiteren ist bei diesen Materialien eine Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls E , auch bekannt als Youngscher Modul, von externen Magnetfeldern festzustellen. Entsprechend wird diese Eigenschaft als ΔE -Effekt bezeichnet. Ursächlich für diese drei Effekte ist jedoch in allen Fällen eine magnetoelastische (ME) Kopplung zwischen Magnetisierung und mechanischer Spannung. Bei Magnetostriktion bewirkt ein Magnetfeld eine Änderung der Magnetisierung. Aufgrund der ME-Kopplung führt dies zu einer magnetoelastischen Spannung, die zu einer Ausdehnung des Materials führt. Die absolute Längenänderung ist dabei davon abhängig, ob die Probe sich frei ausdehnen kann, oder z. B. durch ein Substrat geklemmt wird. Der magnetostriktive Effekt ähnelt damit dem elektrostriktiven Effekt. Davon unterscheiden sich piezoelektrische und piezomagnetische Materialien durch einen linearen Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangsgrößen. Beim ΔE -Effekt entsteht bei einer mechanischen Spannung neben der normalen elastischen Dehnung des Materials eine zusätzliche magnetoelastische Dehnung durch die inverse Magnetostriktion unter Änderung der Magnetisierung. Als Folge gibt das Material bei einer mechanischen Spannung stärker nach, hat also einen geringeres E -Modul.

Die absolute Stärke der ME-Kopplung ist durch die Sättigungsmagnetostraktion λ_s bestimmt. Der Wert bestimmt sich aus dem Verhältnis der Längenänderung einer Probe im durch ein Magnetfeld komplett ausgerichteten Zustand L_s , im Verhältnis zur Länge im magnetisch gänzlich ungeordneten Zustand L_0

$$\lambda_s = \frac{(L_s - L_0)}{L_0}. \quad (2.1)$$

Bei positiver Magnetostraktion wird die Probe in Feldrichtung länger und senkrecht dazu schmaler. Die Magnetisierung \vec{M} ist ein Vektor mit dem Betrag M_s und ergibt sich aus der Ausrichtung der Elementarmagnete und der Dichte ihrer magnetischen Momente. Der Anteil entlang einer bestimmten Richtung, z. B. eines angelegten Magnetfeldes \vec{H} beträgt dann

$$M_H = \vec{H} \cdot \vec{M} = HM_s \cos(\varphi_H) \quad (2.2)$$

mit dem Winkel φ_H zwischen Magnetisierung und Magnetfeld. Im einfachsten Fall einer magnetostriktive Dehnung λ_H in Richtung eines Feldes \vec{H} ist die Magnetostraktion

$$\lambda_H = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2(\varphi_h) - \frac{1}{3} \right). \quad (2.3)$$

in guter Näherung proportional zum Quadrat der Magnetisierung und der absoluten Stärke der ME-Kopplung. Die relative ME-Kopplung lässt sich nun entsprechend der beiden Eingangsgrößen Spannung σ und Magnetfeld H mit zwei Kopplungskoeffizienten quantifizieren.

$$d_{ME}^\sigma = \left. \frac{\partial \lambda}{\partial \sigma} \right|_H \quad d_{ME}^H = \left. \frac{\partial \lambda}{\partial H} \right|_\sigma \quad (2.4)$$

Der Koeffizient d_{ME}^σ gibt Längenänderung λ pro mechanischer Spannung σ bei konstantem angelegtem Magnetfeld H an. Mit d_{ME}^H wird die Längenänderung pro Magnetfeld angegeben. Letzter wird oft auch als piezomagnetischer Koeffizient bezeichnet, jedoch ist dies nur im Falle eines linearen Zusammenhangs zulässig [159] und lässt sich damit bei den verwendeten magnetostriktiven Materialien nur in erster Näherung so bezeichnen.

Offen ist nun noch die Frage, warum es überhaupt zu einer ME-Kopplung kommt. Die magnetischen Eigenschaften werden durch die Spins ungepaarter Elektronen in den Atomen des Materials hervorgerufen. Die Spins sind verbunden mit einem intrinsischen magnetischen Moment und koppeln daher ihre Ausrichtung an externe Magnetfelder und führen damit zu einer Magnetisierung. Allerdings besteht auch eine Kopplung zwischen den durch die Elektronen besetzten Orbitalen, welche in gewisser Weise die Ausdehnung des Atoms bestimmen (Spin-Bahn-Kopplung). In Summe ergibt sich so eine Kopplung zwischen externen Magnetfeldern und der Ausrichtung der Atomorbitale. Haben die Orbitale eine nicht-sphärische Struktur, führt die Drehung der Orbitale zu einem veränderten Orbitalüberlapp mit den Nachbaratomen. Je nachdem ob dies zu einer höheren oder nied-

rigeren Gesamtenergie führt, verändert sich der Abstand der Atome entsprechend und damit die Abmessungen der Probe.

2.2 Ferromagnetismus und Domänen

Je nach Element unterscheidet sich die magnetische Ordnung. Bei positiver Austauschenergie J liegt ein Ferromagnet vor und die Spins der ungepaarten Elektronen richten sich parallel aus, bei negativer antiparallel (Antiferromagnet). Anschaulich beschreibt die Austauschwechselwirkung die Abstoßung aufgrund der Überlappung identischer Atomorbitale aufgrund des Pauli-Prinzips nach dem Elektronen im gleichen Zustand nicht am gleichen Ort sein können. Die Bethe-Slayter-Kurve (Abb. 2.1) bildet die Austauschenergie für verschiedene Übergangsmetalle über das Verhältnis des Bindungsabstands d_b zum Durchmesser r_{3d} des 3d-Orbitals ab. Lediglich α -Eisen, Kobalt, Nickel und Gadolinium haben einen deutlich positiven Wert und damit ausgeprägte ferromagnetische Kopplung, welche vielfach auch als magnetische Steifigkeit bezeichnet wird. Die Steifigkeit ist jedoch nicht der Wert des Austauschintegrals, sondern eine empirisch bestimmte Materialkonstante. Je höher die Steifigkeit, desto höher liegt auch die Curietemperatur, die angibt oberhalb welcher Temperatur die magnetische Ordnung verloren geht. Entsprechend der

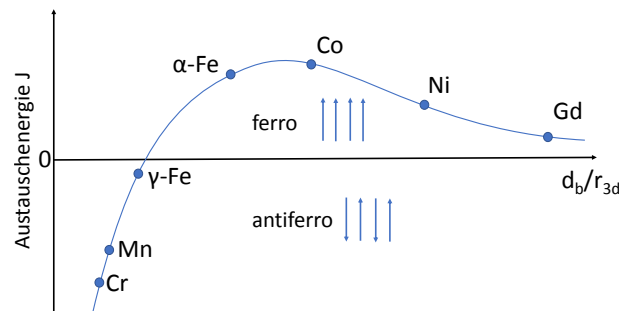


Abb. 2.1: Bethe-Slayter-Kurve

Stärke der Austauschsteifigkeit \mathcal{A} lässt sich anhand des Magnetisierungsgradienten ∇M eine Austauschenergie

$$U_{aus} = \mathcal{A} \int (\nabla M(\vec{r}))^2 dV \quad (2.5)$$

definieren. Die Ausrichtung der magnetischen Momente ergibt sich also weiterhin durch Minimierung der Gesamtenergie. Abb. 2.2 a) zeigt einen Fall, bei dem alle magnetischen Momente parallel untereinander und parallel zu einer Vorzugsachse EA ausgerichtet sind. Die gestrichelten Linien zeigen dabei das ausgedehnte externe magnetische Streufeld, das zu einer deutlichen Erhöhung der Gesamtenergie beiträgt. Eine Möglichkeit das Streufeld zu reduzieren, ist die Aufspaltung der Magnetisierung in mehrere Bereiche, so genannte Domänen [Kit49]. Wie Abb. 2.2 a) und b) zeigen, kann eine Aufteilung in antiparallele Domänen das Streufeld durch magnetischen Kurzschluss reduzieren. Dadurch verändert

sich auch die von außen betrachtete mittlere Magnetisierung. Noch weiter verringern lässt es sich durch das in c gezeigte Ausbilden von Abschlussdomänen, die den magnetischen Fluss komplett schließen. Allerdings ist jede Ausbildung von Domänen der Austauschsteifigkeit entgegengesetzt. Treten wie in Abb. 2.2 c) auch Domänen auf, die nicht parallel zur EA ausgerichtet sind, kommt ebenfalls Anisotropieenergie hinzu. Je nachdem wie groß die einzelnen Beiträge sind, ergibt sich also ein unterschiedlicher Magnetisierungszustand. Eine Änderung der Magnetisierung ist nicht nur durch Rotation der Domänen, sondern auch wie in Abb. 2.2 d) gezeigt durch die Verschiebung der Domänenwände möglich. In den Domänenwänden ändert sich die Magnetisierung nicht schlagartig, sondern kontinuierlich über eine gewisse Breite. Abhängig von den Rahmenbedingungen treten unterschiedliche Typen von Domänenwänden auf. In Proben, die deutlich dicker als die Domänenwand sind, treten meist Bloch-Wände auf, in denen die Magnetisierung innerhalb der Wandebene rotiert. In sehr dünnen Filmen rotiert die Magnetisierung jedoch innerhalb einer Néel-Wand in der Filmebene, da eine Magnetisierung senkrecht dazu aufgrund des Demagnetisierungsfaktors sehr unvorteilhaft ist. Die Breite einer Domänenwand ergibt sich aus der Anisotropieenergie und der Austauschwechselwirkung. Eine starke Austauschwechselwirkung führt zu geringen Magnetisierungsgradienten und breiten Wänden. Eine starke Anisotropiekonstante verringert die Gradienten und damit die Anzahl der Momente mit großem Anteil entlang der schweren Achse. Eine Ummagnetisierung über Domänenwandverschiebung ist oft leichter als über Rotation, jedoch können Inhomogenitäten im Material wie Einschlüsse von Fremdmaterial, ähnlich wie bei kristallinen Versetzungen, die Bewegung der Domänenwände behindern. Zur vollständigen Beschreibung des magnet-

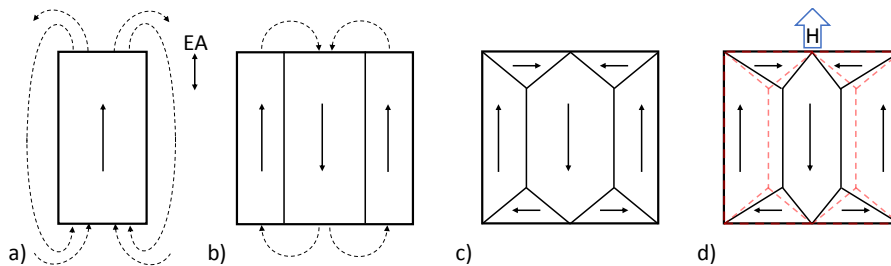


Abb. 2.2: Verringerung des magnetischen Streufeldes durch Ausbildung von Domänen.

ischen Verhaltens einer Probe ist eine genaue Untersuchung der magnetischen Domänen notwendig. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messungen ergeben immer nur stark räumlich gemittelte magnetische Informationen. Deutlich genauere Informationen mit hoher räumlicher Auflösung zur genauen Bestimmung der Domänenkonfiguration und Magnetisierungsdynamik sind zum Beispiel mit Hilfe optischer Mikroskopie auf Basis des Kerr-Effektes und Faraday-Effektes [McC15], aber auch durch Streuung und Transmission von Elektronen, Neutronen und Röntgenstrahlen möglich [Sch+09].

2.3 Magnetische Energiebeiträge

Die magnetischen Eigenschaften einer Probe lassen sich am einfachsten durch die einzelnen Energiebeiträge verdeutlichen. Es stellt sich immer der Magnetisierungszustand in dem lokalen Minimum mit der geringst möglichen Gibbs-Energie $\mathcal{G} = H - TS$ ein. Nimmt man an, dass es in den Vorgängen nicht zu einer nennenswerten Änderung von Temperatur T und Entropie S kommt, vereinfacht sich der relevante Energiebetrag auf die Enthalpie

$$\mathcal{H} = \mathcal{U}_{\text{int}} - \int \sigma_{ij}(\vec{r}) \varepsilon_{ij}(\vec{r}) dV, \quad (2.6)$$

die sich aus der inneren Energie \mathcal{U}_{int} und Volumenänderungsarbeit zusammensetzt. Da in diesem Fall nicht der Absolutbetrag der Energie, sondern die Energieunterschiede je nach Ausrichtung der Magnetisierung entscheidend sind, müssen nur Anteile berechnet werden, die sich mit der Ausrichtung der Magnetisierung ändern. Daraus ergeben sich eine Reihe richtungsabhängiger (anisotroper) magnetischer Eigenschaften. Die Magnetisierung ferromagnetischer Materialien hat in der Regel Vorzugsrichtungen, die so genannten leichten Achsen (EA), in der die richtungsabhängigen Energiebeiträge minimal sind. Die Achse, bei der die Beträge maximal sind, wird als schwere Achse (HA) bezeichnet.

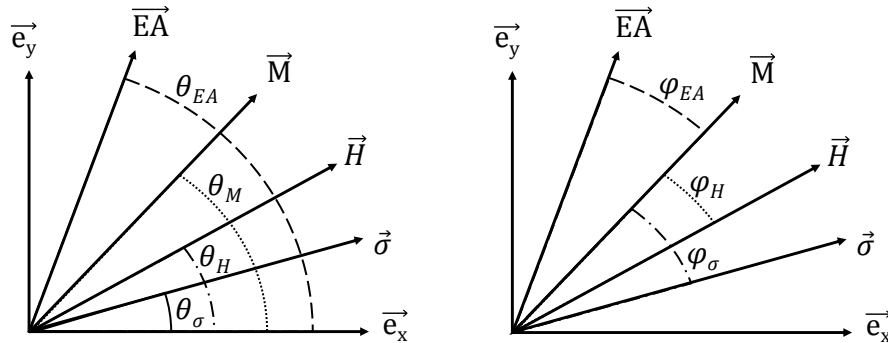


Abb. 2.3: Definition der Vektoren von leichter Achse \vec{EA} , Magnetisierung \vec{M} , Magnetfeld \vec{H} , mechanischer Spannung $\vec{\sigma}$ in einem kartesischen Koordinatensystem mit den Einheitsvektoren \vec{e}_x, \vec{e}_y . Links in Winkeln Θ zur Koordinatenachse \vec{e}_x , rechts relativ zur Magnetisierung \vec{M} .

Zeemann-Energie Die Zeemann-Energie \mathcal{U}_Z ist die potenzielle Energie eines magnetischen Moments in einem externen Magnetfeld. Sie ergibt sich anschaulich aus den Drehmomenten der Magnetisierung \vec{M} in einem Magnetfeld \vec{H}

$$\mathcal{U}_Z = -\mu_0 \int \vec{M}(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) dV. \quad (2.7)$$

Dabei ist $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$ die magnetische Feldkonstante. Für ein Volumen V mit homogener Magnetisierung und konstantem Magnetfeld vereinfacht sich dies zu

$$\mathcal{U}_Z = -\mu_0 M H \cos(\varphi_H) V. \quad (2.8)$$

Anisotropie Intrinsische Anisotropieenergie fasst materialspezifische Anisotropiebeiträge mit den empirisch zu ermittelnden Anisotropiekonstanten K_0 und K_1 zusammen. Dazu zählt beispielsweise die kristalline Anisotropie, die vornehmlich auf einer Kopplung zwischen Kristallgitter und Atomorbitalen beruht (Spin-Orbit- und Orbit-Gitter-Kopplung). Anschaulich lässt sich dies durch benachbarte Atome mit nicht-sphärischen Orbitalen erklären. Je nach Magnetisierungsrichtung überlappen sich die Orbitale unterschiedlich stark und der Wert des Austauschintegrals verändert sich entsprechend. In kristallinen Materialien stellt dieser Effekt den dominierenden Anisotropiebeitrag dar und bestimmt damit maßgeblich die Magnetisierung.

Ein weiterer intrinsischer Beitrag kann durch das Anlegen von Magnetfeldern während der Herstellung erzielt werden und wird als induzierte Anisotropie bezeichnet. Dieses Prinzip ist nur bei inhomogenen Materialien wie zum Beispiel Legierungen möglich und beruht auf der Ausbildung einer Nahordnung wie sie in Abb. 2.4 beispielhaft für eine zwei-einelementige Legierung dargestellt ist. Das Induzieren einer Anisotropie ist auch noch nach der Abscheidung möglich. Dazu wird die Probe in einem Magnetfeld in entsprechender Richtung gesättigt und die Temperatur soweit erhöht, dass eine signifikante Diffusion auftritt, jedoch unterhalb der Curie-Temperatur, damit die ferromagnetischen Eigenschaften noch erhalten bleiben.

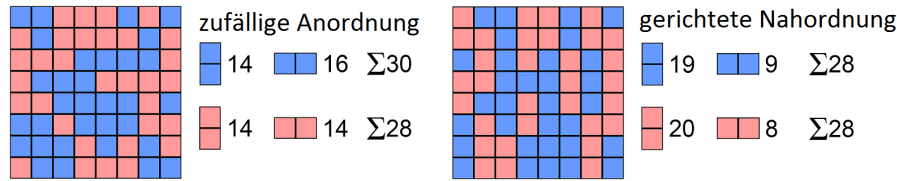


Abb. 2.4: Beispielhafte Darstellung einer induzierten Anisotropie durch eine gerichtete Nahordnung. Aus [Goj12] nach [Cul+11]

Für den häufigen Fall einer uniaxialen Symmetrie lässt sich die intrinsische Anisotropieenergiedichte \mathbf{u}_K durch eine Reihenentwicklung mit dem Winkel φ_{EA} zwischen Symmetrieachse und Magnetisierung beschreiben [Cul+11, S.203].

$$\mathbf{u}_K = K_0 + \sum_{m=1}^M K_m \sin^{2m}(\varphi_{EA}) \quad (2.9)$$

Die Terme höherer Ordnung werden in der Regel vernachlässigt, da sie sich durch die thermische Fluktuation im Mittel ausgleichen. Der Term nullter Ordnung K_0 ist konstant und hat keine Richtungsabhängigkeit. Daher ist er für die Bestimmung der Minima irrelevant und wird auch selten angegeben. Somit bleibt als relevanter, anisotroper Beitrag K_1 und ergibt damit die relevante Anisotropieenergiedichte

$$\Delta \mathbf{u}_K = K_1 \sin^2(\varphi_{EA}). \quad (2.10)$$

Dieser Wert ist rein phänomenologisch und muss aus Messungen ermittelt werden.

Streufeld Jeder magnetische Dipol erzeugt ein Streufeld, das sich mit einem angelegten externen Magnetfeld überlagert. Das interne Streufeld

$$\vec{H}_D = -\mathbf{B}\vec{M} \quad (2.11)$$

ist innerhalb der Probe der Magnetisierung entgegen gerichtet, es wird als Demagnetisierungsfeld bezeichnet und durch einen Demagnetisierungstensor \mathbf{B} beschrieben. Ähnlich der Zeemann-Energie ergibt sich ein weiterer Energiebeitrag

$$u_D = \frac{\mu_0}{2} \int \vec{H}_D(\vec{r})\vec{M}(\vec{r})dV \quad (2.12)$$

durch das interne magnetische Streufeld \vec{H}_D . Für nicht ellipsoide Proben ist das Streufeld innerhalb der Probe nicht konstant und muss aufwendig berechnet werden. Für einfache Geometrien wie Quader ist das zum Beispiel im Sättigungsfall analytisch möglich [Aha+00]. Für komplexere Geometrien muss das Streufeld numerisch z.B. mit finiten Elementen berechnet werden, wie z.B. in Kap. 4.2.2. Für exakte Berechnungen ist die Sättigungsnäherung nicht mehr ausreichend und der Einfluss magnetischer Domänen muss in die Modellierung mit einbezogen werden.

Exchange Bias Als Exchange Bias (EB) bezeichnet man einen Effekt, der an der Grenzfläche zweier unterschiedlich geordneter magnetischer Schichten auftritt [Ber+99]. Im Speziellen ist hier ein unidirektionales Bias interessant, das durch die Kopplung eines ferromagnetischen und eines antiferromagnetischen Films entsteht. In der Wirkung lässt sich die Austauschwechselwirkung zwischen den beiden Filmen mit einem externen Magnetfeld vergleichen, das ausschließlich auf den ferromagnetischen Film wirkt. Dem entsprechend wird ein Exchange Bias durch ein äquivalentes Magnetfeld \vec{H}_{EB} charakterisiert. Dessen Stärke und Richtung wird durch die Materialkombination an der Grenzfläche, die Dicke der Schichten und die Ausrichtung des Antiferromagneten bestimmt [Lag+14].

Magnetoelastische Energie Die magnetoelastische Energie u_{me} ergibt sich aus dem magnetoelastischen Spannungstensor \mathbf{b}_σ und dem Dehnungstensor $\boldsymbol{\varepsilon}$. Für ein isotropes Material beträgt dieser

$$\mathbf{u}_{me} = \mathbf{b}_\sigma \boldsymbol{\varepsilon} = b_\sigma \begin{pmatrix} \theta'_{Mx}{}^2 - \frac{1}{3} & \theta'_{Mx}\theta'_{My} & \theta'_{Mx}\theta'_{Mz} \\ \theta'_{My}\theta'_{Mx} & \theta'_{My}{}^2 - \frac{1}{3} & \theta'_{My}\theta'_{Mz} \\ \theta'_{Mz}\theta'_{Mx} & \theta'_{Mz}\theta'_{My} & \theta'_{Mz}{}^2 - \frac{1}{3} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Der magnetoelastische Kopplungskoeffizient b_σ entspricht der maximal erzielbaren Spannung in Sättigung und muss experimentell bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen Magnetisierung und Spannung in den einzelnen Raumrichtungen wird durch die Richtungskosinusse $\theta' = \cos(\theta)$ berücksichtigt. Im vereinfachten Fall eines isotropen Materials und einer Dehnung ausschließlich parallel zur Spannung reduziert sich dies auf

$$\mathbf{u}_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma \cos^2 \varphi_\sigma. \quad (2.14)$$

2.4 ΔC -Effekt

Aufgrund der magnetoelastischen Kopplung kommt es nun zu veränderten mechanischen Eigenschaften durch zusätzliche magnetoelastische Dehnungskomponenten. Wie stark sich ein Material einer mechanischen Spannung widersetzt, wird durch seine Steifigkeit \mathbf{C} bestimmt. Entlang allen drei Raumrichtungen sind eine Dehnungs- und zwei Scherkomponenten möglich. Somit ergeben sich je neun Komponenten für die Spannungsmatrix $\boldsymbol{\sigma}$ als auch für die Verzerrungsmatrix

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \text{symm.} & & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Die Diagonalelemente beschreiben die Dehnungen, die restlichen Elemente Scherungen. Der Steifigkeitstensor, der im Hook'schen Gesetz den Zusammenhang zwischen Spannung und Verzerrung beschreibt, ist demnach ein vierwertiger Tensor mit $9^2 = 81$ Komponenten. Durch das Ausnutzen von Symmetrien im Spannungs- und Verzerrungstensor lässt er sich jedoch auf $6^2 = 36$ Komponenten reduzieren und kompakt mit nur zwei Indizes als Matrix in der Voigt-Notation

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix}^V := \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{13} \\ 2\varepsilon_{12} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

darstellen. Damit ergibt sich das allgemeine Hook'sche Gesetz:

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix}^V = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{pmatrix}^V \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix}^V = \mathbf{C}\boldsymbol{\varepsilon} \quad (2.17)$$

Die inverse Größe zur Steifigkeit \mathbf{C} ist die Nachgiebigkeit \mathbf{S} und es gilt

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{S}\boldsymbol{\sigma}. \quad (2.18)$$

Die Gesamtdehnung $\boldsymbol{\varepsilon}$ ergibt sich aus Hook'scher Dehnung und der magnetoelastischen Dehnung (Magnetostriktion). Um diese zu bestimmen, muss die Gesamtenthalpiedichte

$$\hat{h} = \frac{\mathbf{u}_{\text{int}} - \boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\varepsilon}}{V} \quad (\text{vgl. Gl. 2.6}) \quad (2.19)$$

nach der Dehnung minimiert werden. Der dehnungsabhängige Teil von \mathbf{u} summiert sich aus der elastischen Energiedichte $\mathbf{u}_{\text{el}} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\varepsilon}\mathbf{C}\boldsymbol{\varepsilon}$ und dem magnetoelastischen Anteil $\mathbf{u}_{\text{me}} =$

$\sigma\varepsilon$. Somit ergibt sich

$$\frac{\partial h}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{1}{2} \varepsilon \mathbf{C} \varepsilon + \mathbf{b}_\sigma \varepsilon - \sigma \varepsilon \right) = 0 \quad (2.20)$$

$$\Leftrightarrow \varepsilon \mathbf{C} + \mathbf{b}_\sigma - \sigma = 0 \quad (2.21)$$

und mit Umstellen nach ε die Gesamtdehnung als Summe aus Hook'scher und magnetostriktiver Dehnung.

$$\varepsilon = \mathbf{S} \sigma - \mathbf{S} \mathbf{b}_\sigma := \varepsilon_{\text{Hook}} + \lambda \quad (2.22)$$

2.4.1 ΔE -Effekt

Zunächst wird jedoch der übersichtliche Fall einer einfachen Dehnung ε_{11} entlang einer Spannung σ_{11} betrachtet. Die S_{11} Komponente beschreibt diese Abhängigkeit, ihr Kehrwert ist der E -Modul. Die Spannung führt aber auch zu einer magnetoelastischen Dehnung λ_{11} und verringert über

$$S_{11}(H, \sigma, \varepsilon) = \frac{1}{E} = \frac{\partial \varepsilon_{11}}{\partial \sigma_{11}} = \frac{\partial (e_{11} + \lambda_{11})}{\partial \sigma_{11}} = \frac{1}{E_s} + \frac{\partial \lambda_{11}}{\partial \sigma_{11}} \quad (2.23)$$

somit das E -Modul verglichen mit dessen Wert in Sättigung E_s . Dieser Zusammenhang macht die Abhängigkeit des Youngschen Moduls von spannungsinduzierten Änderungen der Magnetisierung deutlich. In den folgenden Rechnungen vereinfachen wir die Schreibweise mit $\lambda_{11} = \lambda$, $\varepsilon_{11} = \varepsilon$, $\sigma_{11} = \sigma$. Um die Abhängigkeit des Moduls vom Magnetfeld zu beschreiben, kann ein um die magnetoelastische Kopplung erweitertes Stoner–Wohlfarth-Modell verwendet werden. Dieses Modell ist ursprünglich dazu gedacht die Magnetisierung eines eindomänigen, ferromagnetischen Partikels mit uniaxialer Anisotropie zu beschreiben [Sto+48]. Der Winkel Θ_H der Magnetisierung mit Betrag M_s ergibt sich durch Minimierung der Anisotropieenergiedichte

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_K + \mathbf{u}_Z + \mathbf{u}_{\text{me}} \quad (2.24)$$

$$= K_u \sin^2(\Theta_M - \Theta_{\text{EA}}) + \mu_0 M_s H \cos(\Theta_H - \Theta_M) - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2(\Theta_M - \Theta_\sigma). \quad (2.25)$$

Der erste Term \mathbf{u}_K gibt den Beitrag der uniaxialen Anisotropieenergie aufgrund der leichten Achse in Richtung Θ_{EA} mit einer Anisotropiekonstante $K_u > 0$ an. Der zweite Term berücksichtigt die Zeemann-Energie des magnetischen Moments im Magnetfeld H . Der dritte Term \mathbf{u}_{me} ist der uniaxiale Beitrag durch die magnetoelastische Kopplung und einer Spannung σ im Winkel von Θ_σ . Der Winkel der Magnetisierung θ_M stellt sich so ein, dass er auf einem lokalen Energieminimum liegt. Für den Fall, dass Magnetfeld und Spannung rechtwinklig zur leichten Achse ($\Theta_{\text{EA}} = \pi/2$) anliegen, lässt sich das lokale Minimum analytisch lösen.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \Theta_M} = (2K_u \cos(\Theta_M) + \mu_0 M_s H - 3\lambda_s \sigma) \sin(\Theta_M) = 0 \quad (2.26)$$

Für $\Theta_{EA} = 0, \pi$ ist die Bedingung erfüllt und es ergibt sich mit

$$H = \pm \frac{2K_u - 3\lambda_s}{\mu_0 M_s \sigma} = H_{K,\sigma} = \frac{2K_{\text{eff}}}{\mu_0 M_s} \quad (2.27)$$

ein Ausdruck für Anisotropiefeld $H_{K,\sigma}$ und effektive Anisotropiekonstante K_{eff} in Abhängigkeit der Spannung. Für alle anderen Magnetisierungswinkel ist die Bedingung erfüllt, wenn

$$2K_u \cos(\Theta_M) + \mu_0 M_s H - 3\lambda_s \sigma = 0. \quad (2.28)$$

Durch Einsetzen von Gl. 2.2 ergibt sich daraus die Magnetisierungskurve

$$M_H(H) = \begin{cases} \frac{HM_s}{H_{K,\sigma}} & \text{falls } H \leq H_{K,\sigma} \\ M_s & \text{falls } H > H_{K,\sigma} \end{cases}. \quad (2.29)$$

Unterhalb einer Feldstärke von $H_{k,\sigma}$ nimmt die Magnetisierung linear zu und geht dann oberhalb in Sättigung. An diesem Punkt überkommt die Zeemann-Energie die effektive Anisotropieenergie aus der Summe von intrinsischer- und magnetoelastischer Anisotropieenergie und die Magnetisierung bleibt konstant bei $\Theta_M = 0$.

Durch Einsetzen von Gl. 2.2 in Gl. 2.3 erhält man einen Ausdruck für die Magnetostriktion in Abhängigkeit der Magnetisierung, die wiederum durch Gl. 2.29 in Abhängigkeit des externen Feldes H angegeben werden kann.

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s \frac{M^2}{M_s^2} = \frac{3}{2} \lambda_s \frac{H^2}{H_{k,\sigma}^2} = \frac{3}{2} \lambda_s \frac{(H\mu_0 M_s)^2}{(2K - 3\lambda_s \sigma)^2} \quad \text{mit Gl. 2.27} \quad (2.30)$$

Nun kann die Änderung der Magnetostriktion mit der mechanischen Spannung, in Abhängigkeit eines externen Magnetfelds H berechnet werden.

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \sigma}(H) = d_{ME}^\sigma(H) = \frac{3}{2} (H\mu_0 M_s)^2 (-2) (2K - 3\lambda_s)^{-3} (-3\lambda_s) = \frac{9(H\mu_0 M_s \lambda_s)^2}{(2K - 3\lambda_s \sigma)^3} \quad (2.31)$$

$$= \frac{9H^2 \lambda_s^2}{\mu_0 M_s H_{k\sigma}^3} \quad \text{mit Gl. 2.27} \quad (2.32)$$

Einsetzt in Gl. 2.23 ergibt sich damit für den E -Modul

$$E(H, \sigma) = S_{11}^{-1}(H, \sigma) = \left(\frac{9\lambda_s^2 H^2}{H_{K\sigma}^3 \mu_0 M_s} + \frac{1}{E_s} \right)^{-1}. \quad (2.33)$$

Der maximale ΔE -Effekt tritt beim effektiven Anisotropiefeld $H_{k\sigma}$ auf

$$\Delta E_{\text{max}} = \frac{E_s}{E_{\text{min}}} = \frac{E(\infty)}{E(H_{k\sigma})} = E_s \cdot \left(\frac{9\lambda_s^2}{K_{\text{eff}}} + \frac{1}{E_s} \right)^{-1}. \quad (2.34)$$

Vergleichbare Rechnungen mit einem erweiterten Stoner-Wohlfahrt Modell finden sich in [Squ+95].

Für die Verwendung in Sensoren ist allerdings nicht der absolute Effekt entscheidend,

sondern die relative Änderung des E -Moduls mit dem Magnetfeld

$$S_{\text{mag}} = \frac{\partial E(H, \sigma)}{\partial H} = -\frac{18\lambda_s^2 E_s^2 \mu_0 M_s K_{\text{eff}}^3 H}{(9\lambda_s H^2 E_s + \mu_0 M_s K_{\text{eff}}^3)^2}, \quad (2.35)$$

die im Folgenden als magnetische Empfindlichkeit bezeichnet wird. Deren Maximum unterhalb der Sättigung beträgt

$$S_{\text{mag,max}} = \pm \frac{3^{5/2} \mu_0 M_s \lambda_s E_s^{3/2}}{8K_{\text{eff}}^{3/2}} \propto \frac{M_s \lambda_s E_s^{3/2}}{K_{\text{eff}}^{3/2}} \quad (2.36)$$

Zur Interpretation der Ergebnisse werden diese in Form des Verlaufs von Magnetisierung, E -Modul und Empfindlichkeit für drei exemplarische Fälle gemäß den vorangegangenen Gleichungen berechnet und sind in Abb. 2.5 dargestellt. Ebenso finden sich dort die Materialparameter, wie sie für amorphe magnetoelastische Materialien typisch sind.

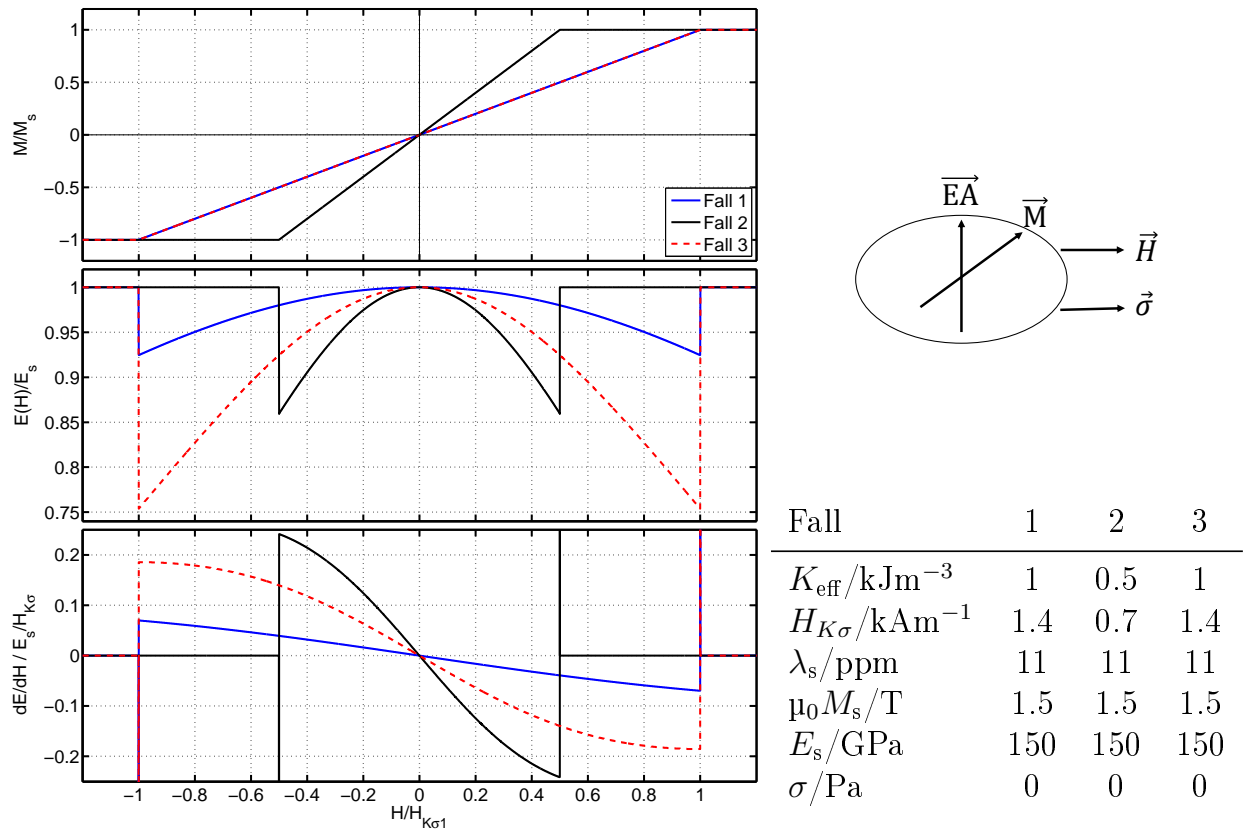


Abb. 2.5: Analytisches Modell auf Basis einer eindomänigen Probe mit einer Ausrichtung von leichter Achse $E\vec{A}$, Magnetisierung \vec{M} , Magnetfeld \vec{H} und Spannung $\vec{\sigma}$ wie in der Skizze gezeigt. Untersucht werden die drei in der Tabelle angegebenen Fälle in Bezug auf Magnetisierung E -Modul und magnetischer Empfindlichkeit S_{mag} in Abhängigkeit eines Magnetfeldes \vec{H} .

Verglichen mit Fall 1 ist in Fall 2 die effektive Anisotropie halb so groß; in Fall 3 die Kopplungskonstante doppelt so groß. Die Magnetisierungskurve ist nur von der effektiven Anisotropiekonstante K_{eff} beeinflusst, da die Spannung in allen Fällen Null ist. Daher sind die Magnetisierungskurven in den Fällen 1 und 2 identisch. Die Abszisse ist normiert auf das Anisotropiefeld des ersten Falls $H_{K\sigma 1} = 2H_{K\sigma 2}$. Die Verläufe von $M(H)$, $E(H)$, $S_{\text{mag}}(H)$

sind punktsymmetrisch um den Ursprung und es tritt keine Hysterese auf. Im Nullfeld und in Sättigung ($|H| > H_{k\sigma}$) sind die E -Module identisch mit E_s . Dazwischen nimmt der E -Modul mit steigender Feldstärke in allen Fällen stetig ab und ist an der Unstetigkeit bei $|H| = H_{k\sigma}$ minimal. Die Minima unterscheiden sich, wie gemäß Gl. 2.34 zu erwarten, deutlich, da die Kopplung quadratisch eingeht. Bei $H = 0$ sind die Empfindlichkeiten Null und steigen dann bis zu einem Maximum an. Sowohl Empfindlichkeiten als auch die entsprechenden Feldstärken unterscheiden sich, wobei hier besonders die effektive Anisotropiekonstante K_{eff} entscheidend ist. Am Übergang in die Sättigung zeigt sich auch hier eine deutliche Unstetigkeit. Vergleichbare Ergebnisse finden sich bei Sarkozi [Sar+00]. In diesem Bereich zeigt das Modell deutliche Abweichungen, da zum einen die Dämpfung von Magnetisierungsprozessen fehlt und vor allem bei realen Proben die Anisotropie eher durch eine Verteilung beschrieben werden muss.

2.4.2 Simulationen für verteilte Anisotropien

In der im Rahmen dieser Arbeit durch den Autor betreuten Masterarbeit von Benjamin Spetzler entstand ein erweitertes numerisches magnetisches Modell [Spe17]. Es berücksichtigt sowohl Anisotropieverteilung als auch beliebige Konfigurationen von leichter Achse $\vec{E}\vec{A}$, Magnetisierung \vec{M} , Magnetfeld \vec{H} und Spannung $\vec{\sigma}$. Möglich wird dies durch ein Mean Field Model und eine komplett tensorielle Berechnung der mechanischen und magnetischen Eigenschaften. Der iterative Berechnungsprozess ist schematisch in Abb. 2.6 gezeigt. Im Modell wird die Probe in N_T Teilstücke mit jeweils einer eigenen Anisotropie (Betrag

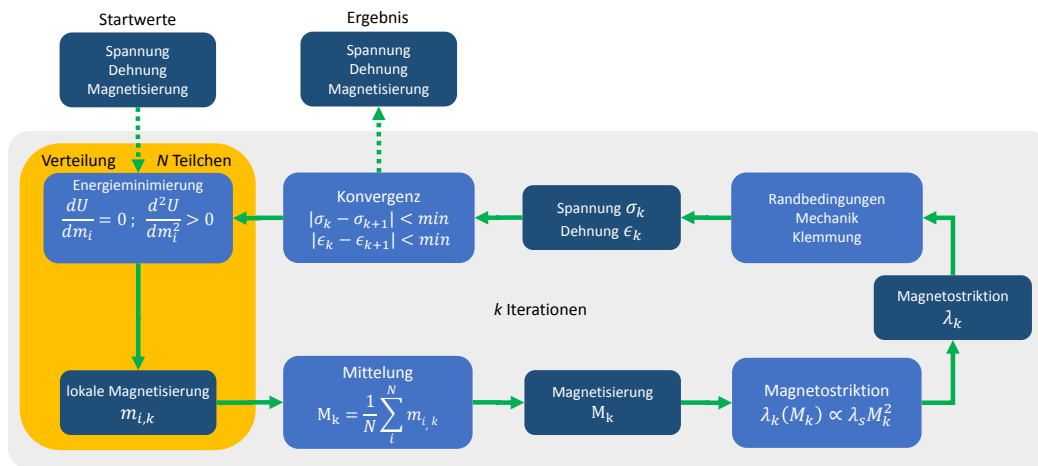


Abb. 2.6: Skizze des Iterationsprozesses zur Berechnung von Spannung, Dehnung und Magnetisierung in einer magnetoelastischen Schicht. Um Verteilungen der magnetischen Eigenschaften zu berücksichtigen, wird die Schicht in N_T Teile aufgeteilt.

und Winkel) unterteilt. In einem iterativen Prozess wird nun ausgehend von Startwerten für Spannung, Dehnung und Magnetisierung für jedes Teilchen die Magnetisierung mit der geringsten Gesamtenergie gemäß Kap. 2.3 bestimmt. Aus der gemittelten Magnetisierung ergibt sich eine Magnetostriktion, die entsprechend der mechanischen Randbedingungen

der Probe zu einer Spannung und Dehnung der Gesamtprobe führen. Diese globalen Werte gehen nun erneut für alle Teilchen der Verteilung in die Berechnung der Magnetisierung aufgrund der Energieminimierung ein. Neben der globalen Kopplung durch die Spannung wird das Streufeld aller Teilchen in die Berechnung der Magnetisierung eines Einzelteilchens berücksichtigt. Unterscheiden sich die Ergebnisse zweier Iterationsschritte um weniger als einen festgelegten Grenzwert, wird die Iteration an diesem Schritt abgebrochen und die aktuellen Werte als Ergebnis festgelegt. Abb. 2.7 zeigt die Ergebnisse des Modells in Form von Magnetisierung und E -Modul für verschiedene Anisotropieverteilung bei konstanter Kopplung von $\lambda_s = 11$ ppm.

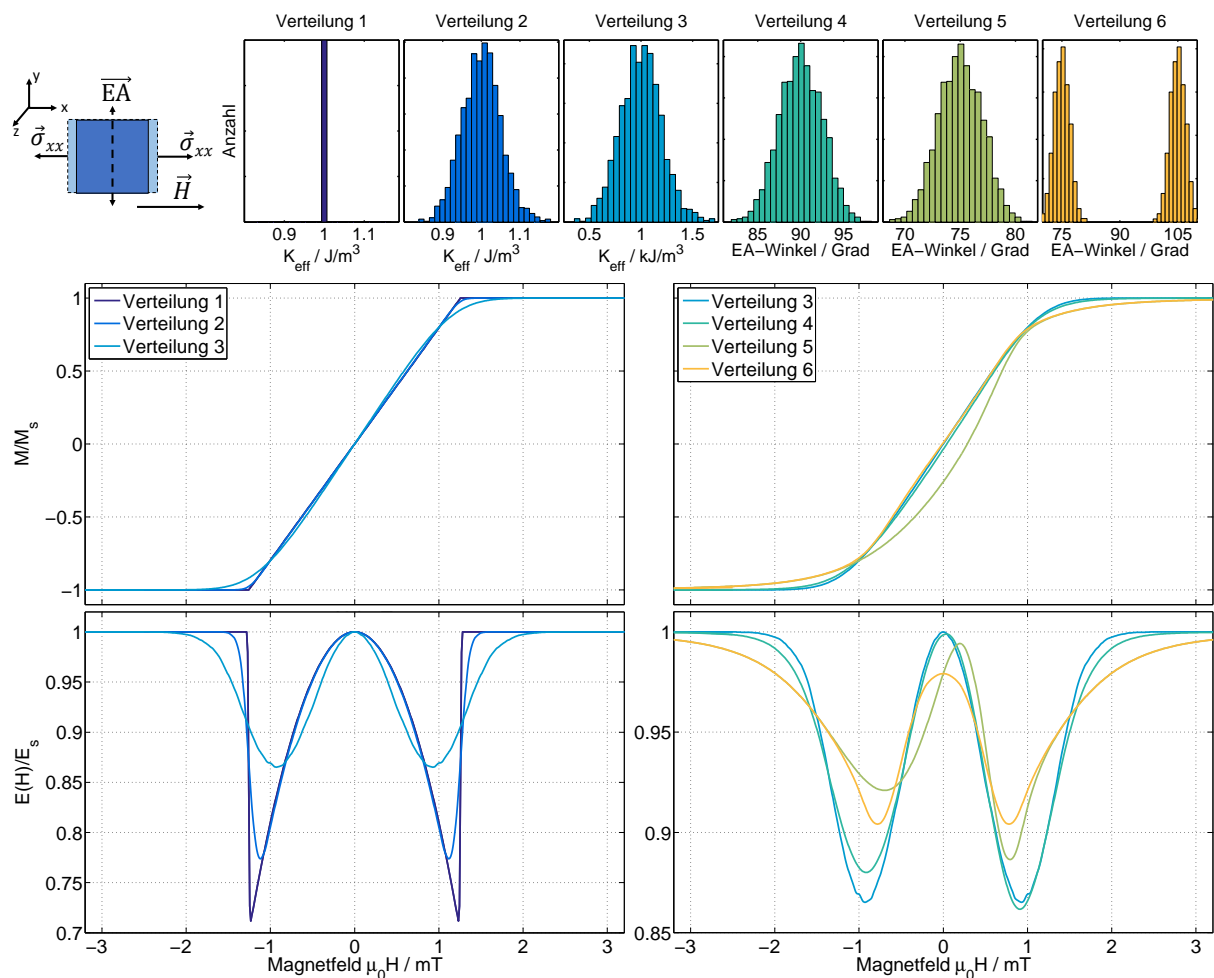


Abb. 2.7: Simulierter Einfluss von Anisotropieverteilungen auf der Verlauf von Magnetisierung und ΔE -Effekt für steigende Magnetfelder.

Auf der linken Seite sind ein konstanter Wert und Verteilungen der Anisotropiekonstante $K_{\text{eff}} = 1 \text{ kJ/m}^3$ mit einer Standardabweichung von 5% bzw. 20% angenommen. Im Fall 1 (ohne Verteilung) wiederholt sich das Ergebnis der analytischen Rechnung mit einem w-förmigen Verlauf des E -Moduls und einer Sprungstelle beim Anisotropiefeld. Mit zunehmender Streuung von K_{eff} in Verteilung 2 weicht der Sprung an der äußeren Flanke deutlich auf und das Minimum des E -Moduls liegt deutlich höher und tritt bereits bei geringeren Magnetfeldern auf. Die Feldstärke mit dem minimalen E -Modul wird im Fol-

genden als effektives Anisotropiefeld $H_{A,\text{eff}}$ bezeichnet. Die Steigung ist zunächst auf den äußeren Flanken deutlich größer, bei stärkerer Streuung in Verteilung 3 auf den inneren Flanken. Eine Hysterese tritt nicht auf. Mit breiter Verteilung runden sich auch die Übergänge in der Magnetisierungskurve zunehmend ab und der Verlauf wird s-förmig. In den Fällen 4 – 6 kommt zusätzlich zu der Verteilung in der Anisotropiestärke wie in Fall 3 zu eine zirkulare Normalverteilung des Winkels der EA hinzu. Bereits eine kleine Streuung des Winkels um wenige Grad in Verteilung 4 führt zu einer Hysterese (Symmetrie um den Ursprung), die an den unterschiedlich geringen Minima im E -Modul gut zu erkennen ist. In Verteilung 5 ist die EA um -15° verkippt und führt zu einer deutlichen Hysterese im Verlauf der Magnetisierung. Davon ist auch das E -Modul betroffen, dessen mittleres Maximum leicht verringert und zu positiven Feldstärken verkippt ist. Aus der negativen Sättigung kommend ist das erste Minimum weniger ausgeprägt und seine beiden Flanken deutlich flacher. Die Verteilung 6 ist zur Hälfte identisch mit Verteilung 5, die andere Hälfte hat dagegen eine um $+15^\circ$ verkippte EA. Als Resultat ergibt das einen um den Ursprung symmetrischen Verlauf des E -Moduls, der mit abgesenktem mittleren Maximum und angehobenen Minima deutlich flacher ist.

Ein mechanisch simpleres Modell, dass auf die Berechnung des ΔE -Effekts parallel zum Magnetfeld ohne Hysterese beschränkt ist, wurde von P.T. Squire vorgestellt [Squ95]. Es berücksichtigt dafür allerdings zusätzlich auch die Bewegung von Domänenwänden (siehe Kap. 2.2), wie in Abb. 2.8 links skizziert. Die EA ist in einem Winkel Θ zu Spannung σ und Magnetfeld \vec{H} ausgerichtet. Die Magnetisierung der Domänen 1 und 2 kann um die Winkel φ_{H1} und φ_{H2} rotieren. Zusätzlich ist aber auch die Bewegung der Domänenwand um eine Strecke d_M möglich.

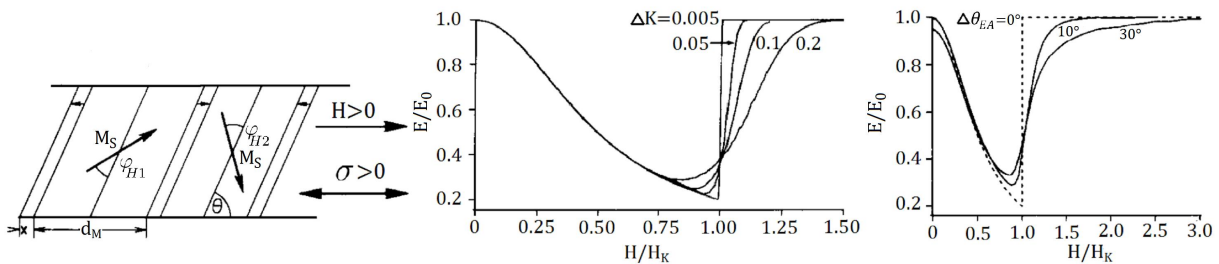


Abb. 2.8: Modell des ΔE -Effekts von P.T. Squire unter Einbeziehung von Domänenwandverschiebungen. Verteilungen der Anisotropiestärke- (Mitte) und Winkel (rechts) führen grundsätzlich zu gleichem Verhalten wie das Mean-Field-Modell. Nach [Squ95] mit Genehmigung von Elsevier.

Im Ergebnis führt auch hier eine breitere Verteilung der Anisotropiestärke zu einem Aufweichen der äußeren Flanke und Verschiebung des Minimums zu geringeren Feldstärken. Für eine Winkelverteilung der Anisotropie ergibt sich ein ähnliches Verhalten und zusätzlich tritt eine Absenkung des E -Moduls im Nullfeld auf. Die Ergebnisse der beiden Modelle zeigen einheitlich, dass neben den Mittelwerten von EA und K_{eff} auch deren Verteilungen einen großen Einfluss auf den Verlauf des E -Moduls haben und sich immer negativ

auf die Empfindlichkeit auswirken. Anhand der verschiedenen Verteilungen lassen sich im späteren Verlauf der Arbeit Rückschlüsse auf die Eigenschaften der magnetischen Schichten der Sensoren ziehen. Zukünftig wäre eine Verbindung der beiden diskutierten Modelle vorteilhaft. Zusätzlich könnten komplexere hysteretische Domäneneffekte [Urs+14] in die Berechnung mit einbezogen werden, um die Übereinstimmung mit Messungen zu verbessern.

ΔG -Effekt Neben dem E -Modul ist besonders eine Änderung der C_{66} -Komponente des Steifigkeitstensors, auch bekannt als Schermodul $G = C_{66}$, interessant. In Abb. 2.9 ist der berechnete E -Modul für eine feste Anisotropieverteilung im Vergleich zum Schermodul dargestellt. Dabei werden zwei unterschiedliche Winkel zwischen EA und Scherung berücksichtigt. Das Magnetfeld ist in allen Fällen entlang der schweren Achse angelegt.

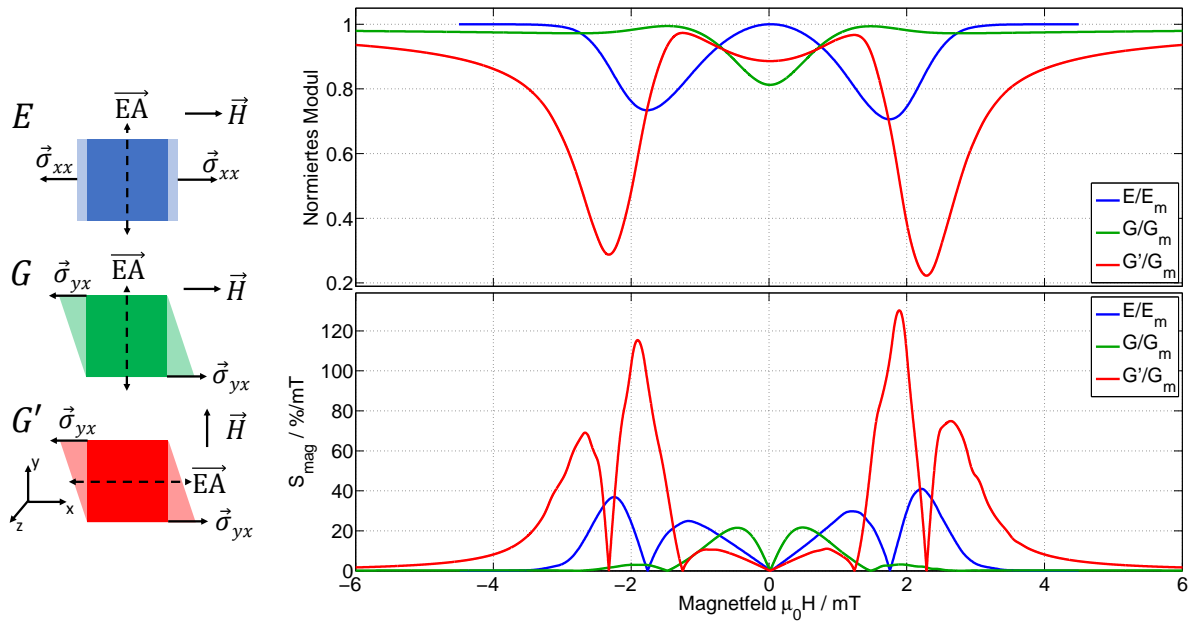


Abb. 2.9: Relative Änderung des Youngschen Moduls E im Vergleich zur Änderung des Schermoduls G für zwei unterschiedliche Orientierungen von \vec{EA} und \vec{H} . Berechnet für steigende Magnetfelder mit einer Verteilung von $K_{\text{eff}} = 1.2 \pm 0.2 \text{ kJ/m}^3$, $\varphi = 90^\circ \pm 2^\circ$.

Der E -Modul zeigt den bereits bekannten w-förmigen Verlauf mit steigendem Magnetfeld und den Minima in der Nähe des mittleren Anisotropiefeldes von ca. 1.5 mT. Für den Fall einer Scherspannung senkrecht zur EA und parallel zum Magnetfeld, weist der Verlauf von G sein Minimum im Nullfeld auf. Zum effektiven Anisotropiefeld steigt es quadratisch an, fällt dann nochmals leicht ab und nähert sich asymptotisch dem Sättigungswert an. Im Falle einer Scherung parallel zur EA ist die Veränderung des Schermoduls deutlich größer als die des Youngschen Moduls und der Verlauf zeigt fünf anstatt von drei lokalen Extrema. Im Nullfeld ist es leicht unterhalb des Sättigungswertes von $G_m = 50 \text{ GPa}$, steigt darauf bis zum effektiven Anisotropiefeld $H_{K,\sigma}$ quadratisch an und fällt dann steil bis auf ein Viertel des Sättigungswertes bei $H = 2.5 \text{ mT}$ ab. Anschließend steigt der Schermodul wieder an, nähert sich dem Sättigungswert jedoch nur asymptotisch und ist auch noch

bei $H = 5 \text{ mT}$ deutlich geringer, während der E -Modul bereits konstant ist. Dieses Verhalten des Schermoduls lässt sich dadurch erklären, dass das Material zwar entlang des Magnetfeldes in Sättigung ist, die Scherspannungen jedoch nie exakt parallel dazu sind und daher weiterhin zu einer Änderung der Magnetisierung führen. Im Vergleich bleiben die relativen Änderungen und die magnetische Empfindlichkeit des Schermoduls für eine EA parallel zu den Spannungen hinter denen des E -Moduls zurück. Für eine senkrechte Ausrichtung zueinander sind sowohl Änderung als auch Änderungsrate um einen Faktor 3 höher als für den E -Modul. Vergleichbare Verläufe von G und G' auf Basis von analytischen Berechnungen und experimentellen Messungen finden sich in [Sar+00] und [Zho+13].

2.5 Materialwahl

Die Wahl des magnetischen Materials beeinflusst maßgeblich die Leistung des Sensorsystems. Für die Empfindlichkeit haben die vorausgegangenen Berechnungen (Gl. 2.36) folgende Abhängigkeit von grundlegenden Materialparametern ergeben

$$S_{\text{mag,max}} \propto \frac{M_s \lambda_s E_s^{3/2}}{K_{\text{eff}}^{3/2}}. \quad (2.37)$$

Gesucht wird demnach ein Material mit hoher Sättigungsmagnetisierung, großer Kopplung, hohem Elastizitätsmodul und geringer Anisotropiekonstante. Hohe Magnetisierung haben alle ferromagnetischen Materialien mit großem Anteil der Übergangsmetalle α -Eisen, Cobalt, Nickel, sowie Gadolinium (vergl. Abb. 2.1). Für eine hohe magnetoelastische Kopplung ist eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung notwendig. Deren Auftreten ist jedoch nicht auf einfache Zusammenhänge zurückzuführen, so dass in jedem Einzelfall eine experimentelle Bestimmung notwendig ist.

Besonders hohe Kopplung von nahezu 1% tritt bei seltenen Erden wie Terbium (Tb), Dysprosium (Dy) oder Samarium (Sm) auf. Dies lässt sich auf die Orbitale der ungepaarten Elektronen zurückführen. Im Gegensatz zu den Übergangsmetallen treten diese nicht in den 3d-Orbitalen, sondern in den 4f-Orbitalen auf. Diese liegen deutlich näher am Kern und führen damit zu einer stärkeren Spin-Bahn-Kopplung. Im Gegenzug sind allerdings auch die Austauschwechselwirkungen zwischen den 4f-Orbitalen der einzelnen Atome geringer und führen zu geringen Curie-Temperaturen deutlich unterhalb der Raumtemperatur und damit zu einem starken Abfall der Kopplung mit steigender Temperatur. In Legierung mit Eisen z. B. in der unter dem Namen Terfenol-D bekannten Kombination $\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_{1,92}$ lässt sich der Abfall kompensieren und es kann eine Kopplung von über 0.1% bei Raumtemperatur erreicht werden. Anwendung findet Terfenol-D als Aktuator, der verglichen mit Piezoelektrika stärker belastet werden kann. [May99]. Die Anisotropie wird besonders bei kristallinen Materialien durch die kristalline Anisotropie bestimmt und begrenzt damit die Eignung von Terfenol-D für Sensoranwendungen durch typische Werte

von $K_{\text{eff}} \approx 400 \text{ kJ/m}^3$.

Durch die Verwendung von amorphen Materialien ohne Fernordnung kann der kristalline Beitrag zu Anisotropiekonstante vermieden werden. Amorphe Metalle, auch metallische Gläser genannt, werden in großen Volumen für die Verwendung als Warensicherungsetiketten und Transformatorblechen hergestellt. Die Kristallisation der Legierung wird durch sehr schnelles Abkühlen von bis zu einer Million Grad pro Sekunde aus der Schmelze auf einem schnell rotieren Kupferzylinder erreicht. Neben den magnetischen Bestandteilen aus Eisen und Kupfer werden den Legierungen Elemente wie Silizium (Si) oder Bohr (B) zugesetzt, die zu einer komplexeren Kristallstruktur führen. Durch das schnelle Abschrecken aus der amorphen Schmelze haben die Atome keine Möglichkeit sich komplex umzuordnen und die amorphe Struktur bleibt erhalten.

In dünnen Schichten lassen sich die amorphen Metalle auch durch physikalische Gasphasenabscheidung herstellen, wenn die freie Energie der Atome beim Auftreffen auf das Substrat sehr gering ist. Auch wenn die Kopplung dieser Materialien mit 10 – 50 ppm deutlich geringer ist, weisen sie aufgrund der sehr geringen Anisotropieenergie von $K_{\text{eff}} \approx 1 \text{ kJ/m}^3$ dennoch einen großen ΔE -Effekt von $\Delta E = -0.3E_s$ auf [Lud+02]. In amorphen FeSiB wurde bei einer sehr geringen Anisotropieenergie von $K_{\text{eff}} \approx 0.1 \text{ kJ/m}^3$ ein maximaler ΔE -Effekt $\Delta E = -0.75E_s$ gemessen [Atk+93]. Im Vergleich dazu zeigt Terfenol-D in [Kel+04] ebenfalls ein ΔE -Effekt von $\Delta E = -0.75E_s$, jedoch wird dies erst bei einer mit einer mittels mechanischer Vorspannung herabgesetzten Anisotropieenergie von $K_{\text{eff}} \approx 100 \text{ kJ/m}^3$ erreicht.

Bei den in der Literatur genannten Werten, werden allerdings keine Angaben zur Verteilung der Anisotropie gemacht, die gemäß Kap. 2.4.2 großen Einfluss auf den Effekt haben. Des Weiteren wird in der Regel das äußerlich angelegte und nicht das innere Magnetfeld unter Berücksichtigung des von der Geometrie der Probe abhängigen Demagnetisierungsfeldes angegeben. Auch die Bestimmung der magnetostriktiven Kopplung dünner Filme auf Substraten ist problematisch [Gue+04]. Die Eigenschaften der in dieser Arbeit vorrangig untersuchten Schichten aus amorphem FeCoSiB lassen sich daher nur abschätzen. Bedingt durch die Messmethode, bei der eine dünne magnetische Schicht einen Siliziumbalken verbiegt, lässt sich nur auf die magnetostriktiv verursachte mechanische Spannung (magnetoelastischer Kopplungskoeffizient b_σ) schließen. Die magnetostriktive Dehnung λ_s berechnet sich dann aus dem Produkt aus Elastizitätsmodul in Sättigung und dem Kopplungskoeffizienten.

Je nach Quelle unterscheiden sich die Werte deutlich:

$$b_\sigma = -9.4 \text{ MPa}; E = 100 \text{ GPa } \nu = 0.3 \text{ [Gre+10]}$$

$$b_\sigma = -6.0 \text{ MPa}; E = 150 \text{ GPa [Lud+02]}$$

Der endgültig nutzbare und messbare Effekt ist immer eine Produkteigenschaft aus den grundsätzlichen Materialeigenschaften und den allgemeinen Rahmenbedingungen.

3 Sensorkonzept und Betrieb

In diesem Kapitel wird zunächst das verwendete Sensorprinzip vorgestellt und die zu Grunde liegenden Effekte näher ausgeführt. Anschließend wird das Sensorprinzip in einzelne Prozesse aufgetrennt und entsprechende Empfindlichkeiten für die Prozesse definiert. Nach Einführung der Kenngrößen zur Charakterisierung eines Sensorsystems folgen dann die Grundlagen zur verwendeten Methode der Signalmodulation. Anschließend werden die Grundlagen piezoelektrischer Resonatoren und deren Verwendung zur Messung der Resonanzfrequenz und vorgestellt. In Messungen an einem Testsystem werden die vorangegangenen Verfahren angewandt und die Eigenschaften des Sensorsystems bestimmt.

3.1 Grundlegendes Sensorprinzip Resonator

Das Sensorprinzip beruht auf Basis eines mechanischen Resonators, der mit einer magnetoelastischen Schicht bedeckt ist und aufgrund deren ΔE -Effekt in seiner Resonanzfrequenz verstimmt wird¹. Im Falle eines einseitig geklemmten Biegebalkens gilt nach der analytischen Euler-Bernoulli-Balkentheorie (siehe Kap. 4.1.1) der Zusammenhang

$$f_R \propto \sqrt{E} \tag{3.1}$$

zwischen Elastizitätsmodul E und Resonanzfrequenz f_R . Das Sensorprinzip nutzt diese Abhängigkeit und übersetzt die Änderung der Resonanzfrequenz mit einer piezoelektrischen Schicht auf dem Resonator in eine elektrisch messbare Größe. Abb. 3.1 a) zeigt ein Foto eines solchen MEMS-Resonators, der mit dem magnetoelastischen Material FeCoSiB und dem piezoelektrischen Material Aluminium Nitrid (AlN) beschichtet ist. Die Systemskizze in Abb. 3.2 gibt eine vereinfachte Übersicht über das Sensorprinzip und das verwendete Betriebsverfahren.

¹Andere Effekte auf die Änderung der Resonanzfrequenz wie der Poleffekt haben einen zu vernachlässigenden Einfluss [Hon+08].

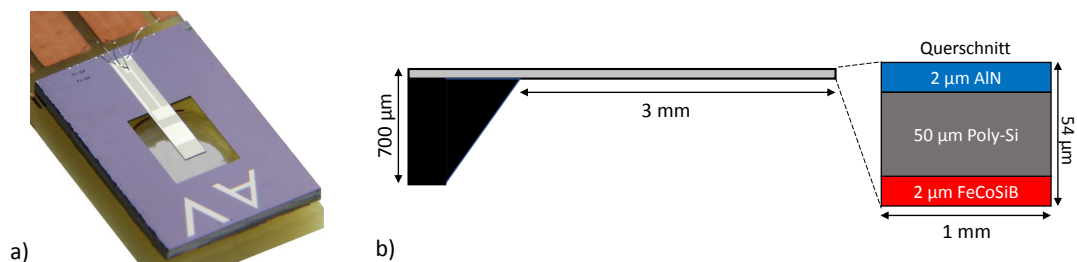


Abb. 3.1: Foto und Skizze eines typischen Sensors bestehend aus einer schwingenden Struktur in Form eines Biegebalkens der mit einem magnetoelastischen und einer piezoelektrischen Material beschichtet ist.

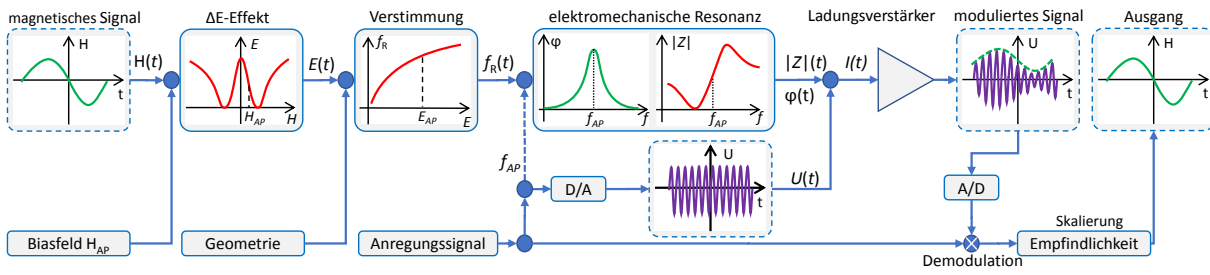


Abb. 3.2: Systemskizze des Sensorprinzips eines magnetisch verstimmten elektromechanischen Oszillators.

Am Anfang steht das zu messende Signal in Form eines zeitlich veränderlichen Magnetfeldes $H(t)$. Zusätzlich zu diesem wird ein statisches Magnetfeld (Biasfeld) H_{AP} angelegt, um den magnetischen Arbeitspunkt auf maximale Empfindlichkeit einzustellen. Durch den ΔE -Effekt wird das magnetische Signal $H(t)$ in ein veränderliches E -Modul $E(t)$ umgesetzt. Abhängig von der Geometrie des Sensors führt dies zu einer zeitlichen Veränderung der Resonanzfrequenz $f_R(t)$. Durch eine piezoelektrische Schicht auf dem Sensor tritt eine elektromechanische Resonanz auf, die starke Änderungen des komplexen Widerstandes (Impedanz) \vec{Z} verursacht. Je nach Frequenz der Anregungsspannung sind die Änderung des Betrages $|\vec{Z}|(t)$ oder des Phasenwinkels $\Phi(t)$ maximal. Mit einer Anregungsspannung $U(t)$ der Frequenz f_{AP} wird zum einen die piezoelektrische Schicht als Aktuator genutzt, um den Resonator anzutreiben, zum anderen lässt sich aus dem Strom die Impedanz bestimmen. Je nach Betriebsfrequenz innerhalb der elektromechanischen Resonanz ergibt sich so eine Modulation in der Phase oder der Amplitude des Stromes. Durch die Modulation wird das magnetische Signal in das Seitenband des hochfrequenten Trägersignals gemischt. Die höhere Frequenz bietet den Vorteil eines geringeren Rauschens aller Systemkomponenten und das Signal kann rauscharm weiterverarbeitet werden. Ein Ladungsverstärker setzt den Strom des elektromechanischen Resonators in eine Spannung um, die anschließend digitalisiert wird. Mittels digitaler Signalverarbeitung wird das Signal demoduliert und anhand der Empfindlichkeit skaliert und entzerrt.

3.2 Empfindlichkeit

Um die Gesamtempfindlichkeit S_{ges} des Sensor auf ein Magnetfeld zu bestimmen, ist es praktisch sie als Produkt aus Faktoren, welche die einzelnen physikalischen Vorgänge abbilden, zu beschreiben. Dabei wird an dieser Stelle zur besseren Übersicht, die vereinfachte Annahme getroffen, dass mechanische Spannung und Magnetfeld in die gleiche Richtung zeigen. Auch werden die Kennlinien der Prozesse linear approximiert, was nur für kleine Signalamplituden oder eine aktive Regelung des Arbeitspunktes zulässig ist.

Am Anfang steht die Änderung der Magnetisierung des Sensors

$$S_{\text{mat},M} = \left. \frac{\partial M}{\partial H} \right|_{\sigma_{AP}} = \chi \quad (3.2)$$

in einem externen Magnetfeld unter der Annahme konstanter externer mechanischer Spannung σ_{AP} am Arbeitspunkt. Sie entspricht damit der magnetischen Suszeptibilität χ . Als nächstes folgt die Änderung des E -Moduls

$$S_{\text{mat},E} = \frac{\partial E}{\partial M} \quad , \quad S'_{\text{mat},E} = \frac{S_{\text{mat},E}}{E(M_{AP})} \quad (3.3)$$

mit der Magnetisierung. Neben der absoluten Empfindlichkeit sind auch die relativen Veränderungen interessant und durch einen Apostroph gekennzeichnet. Aus den beiden Teilprodukten des Materials ergibt sich die Empfindlichkeit S_{mat} des magnetischen Materials

$$S_{\text{mat},M} \cdot S_{\text{mat},E} = S_{\text{mat}} = \left. \frac{\partial E}{\partial H} \right|_{M_{AP}} \quad , \quad S'_{\text{mat}} = \frac{S_{\text{mat},M}}{E(M_{AP})}, \quad (3.4)$$

die beschreibt wie stark sich der E -Modul durch ein magnetisches Feld H ändert. Bestimmt wird diese Größe am magnetischen Arbeitspunkt mit der Magnetisierung M_{AP} .

Der geometrische Aufbau des Sensors und der mechanische Einfluss der magnetischen Schicht auf die Schwingung des Resonators werden durch eine geometrische Empfindlichkeit S_{geom} beschrieben. Je nach verwendeter Schwingungsmode ändert sich deren Resonanzfrequenz $f_R(\text{Mode})$ mit

$$S_{\text{geom}} = \left. \frac{\partial f_R}{\partial E} \right|_{f_R(\text{Mode})} \quad , \quad S'_{\text{geom}} = \frac{S_{\text{geom}}}{f_R} \quad (3.5)$$

Aus dem Produkt von S_{mat} und S_{geom} ergibt sich die relative magnetische Verstimmung S_{mag} des Sensors mit dem Magnetfeld zu

$$S_{\text{mag}} = \left. \frac{\partial f_R}{\partial H} \right|_{M_{AP}, f_R(\text{Mode})} = S_{\text{mat}} \cdot S_{\text{geom}} \quad , \quad S'_{\text{mag}} = \frac{S_{\text{mag}}}{f_R} \quad (3.6)$$

Die elektrische Empfindlichkeit S_{el} gibt die Änderung einer elektrischen Ausgangsgröße, z. B. der Admittanz Y bei der Betriebsfrequenz f_{AP} für eine relative Verstimmung des Resonators an.

$$S_{\text{el},AM} = \left. \frac{\partial Y}{\partial f_R} \right|_{f_{AP}} \quad , \quad S'_{\text{el},AM} = \frac{S_{\text{el},AM}}{Y(f_{AP})} \quad (3.7)$$

$$S_{\text{el},PM} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial f_R} \right|_{f_{AP}} = S'_{\text{el},PM} \quad (3.8)$$

Insgesamt ergibt sich damit für eine Eingangsspannung U_{ein} eine Gesamtempfindlichkeit von

$$S_{\text{ges}} = U_{\text{ein}} \cdot S_{\text{el}} \cdot S_{\text{mag}} = \left. \frac{\partial U_{\text{aus}}}{\partial H} \right|_{f_{AP}, f_R(\text{Mode}), M_{AP}} \quad , \quad S'_{\text{ges}} = \frac{S_{\text{ges}}}{U_{\text{ein}}}. \quad (3.9)$$

Die Empfindlichkeit ist also abhängig von der Wahl des Arbeitspunktes, der sich aus der Magnetisierung, Schwingungsmode und der entsprechenden Betriebsfrequenz ergibt.

Die Übertragungsfunktion des Gesamtsystems setzt sich dann aus der Gesamtempfindlichkeit, der Betriebsspannung U_{ein} , der Verstärkung des Ladungsverstärkers G_{LV} und dem Frequenzgang S_{freq} zusammen. Für ein magnetisches Signal $H(t)$ mit kleiner Amplitude \hat{H}_{mag} und Frequenz f_{mag} beträgt dann die Ausgangsspannung

$$U_{\text{aus}}(H(t)) = \hat{H}_{\text{mag}} S_{\text{ges}}(H_{\text{AP}}, f_{\text{AP}}) U_{\text{ein}} G_{\text{LV}} S_{\text{freq}}(f_{\text{mag}}). \quad (3.10)$$

3.3 Sensor Charakteristika

Grundsätzlich ist ein Sensor ein Instrument, das eine physikalische Größe in eine andere Größe umwandelt. Die Zielgröße ist dabei möglichst eine elektrische Spannung, um sie elektronisch weiterverarbeiten und speichern zu können. Einige Sensoren nutzen direkte Effekte, die die zu messende Größe direkt in eine elektrische Spannung umwandeln. Die meisten allerdings benötigen zusätzliche Komponenten, die dann das gesamte Sensorsystem formen. Charakteristiken, die angeben wie gut das System funktioniert, werden in diesem Abschnitt behandelt. Das Sensorsystem wird dabei durch eine Übertragungsfunktion

$$\mathcal{F}(x(t)) = y(t) \quad (3.11)$$

beschrieben, welche die physikalische Eingangsgröße x in die Ausgangsgröße y zum Zeitpunkt t umwandelt. Für einen idealen Sensor besteht die Übertragungsfunktion nur aus einer Multiplikation

$$\mathcal{F}(x(t)) = Sx(t) \quad (3.12)$$

mit einer konstanten Empfindlichkeit S . Der Begriff Empfindlichkeit ist nicht einheitlich definiert und wird oft auch für die minimal nachweisbare Größe von $x(t)$ verwendet. Innerhalb dieser Arbeit wird der Begriff ausschließlich dafür verwendet, wie stark der Sensor mit der Ausgangsgröße y auf eine Eingangsgröße x reagiert. Im Folgenden kommen in den einzelnen Abschnitten weitere Abhängigkeiten hinzu, jedoch werden der Übersichtlichkeit halber immer nur die für die entsprechende Eigenschaft relevanten Faktoren angegeben. Im nächsten Abschnitt z.B. die zeitliche Abhängigkeit der Messgrößen.

Querempfindlichkeit Praktisch alle Sensorsysteme sind nicht nur empfindlich gegenüber einer bestimmten physikalischen Größe x_1 , sondern zeigen auch Querempfindlichkeiten S_n gegenüber anderen Größen $\vec{x} = (x_1, x_2, \dots, x_N)$

$$\mathcal{F}(\vec{x}) = S_1 x_1 + \sum_{n=2}^N S_n x_n \quad \text{mit } N \in \mathbb{N}. \quad (3.13)$$

Diese Querempfindlichkeiten, z. B. gegenüber der Umgebungstemperatur, sind nachteilig, da die Zuordnung zwischen y und x_1 nicht mehr eindeutig ist. Eine mögliche Gegenmaßnahme ist die Abschirmung gegen entsprechende Größen. Alternativ können mit weiteren

Sensoren für die spezifischen Größen x_n ebenfalls gemessen, und in der Nachverarbeitung gemäß ihrer Empfindlichkeiten S_n vom Ausgangssignal abgezogen werden. Veränderungen im Messsignal y aufgrund von Querempfindlichkeiten werden als Störungen bezeichnet.

Rauschen Rauschen beschreibt ein stochastisches Ausgangssignal y_r , welches von verschiedenen, schwer zu trennenden Rauschquellen innerhalb des Sensorsystems stammt und sich am Sensorausgang mit dem Nutzsignal überlagert. Rauschen hat keine Autokorrelation außerhalb von Null und weist je nach physikalischem Ursprung verschiedene spektrale Leistungsdichteverteilungen auf. In Anlehnung an optischen Spektren werden diese durch Farben charakterisiert. „Rosa Rauschen“ fällt mit f^{-1} und „Rotes Rauschen“ nimmt mit f^{-2} ab, wobei f die Frequenz beschreibt. Eine konstante Verteilung wird als „Weißes Rauschen“ bezeichnet. Die gemessene Rauschleistung ist also abhängig von der Messfrequenz f und der Messbandbreite f_b . Dem entsprechend werden Rauschmessungen immer auf Messbandbreiten bezogen, üblich ist dabei die Normierung auf eine Bandbreite von $f_b = 1$ Hz. In der Übertragungsfunktion lässt sich das Rauschen über seinen Effektivwert veranschaulichen.

$$\mathcal{F}(x, f_b) = Sx \pm \hat{y}_r(f_b) \quad (3.14)$$

Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) Der Quotient aus Signalleistung und gesamter Rauschleistung ergibt das Signal-Rausch-Verhältnis (engl. Signal to Noise Ratio SNR):

$$\text{SNR}(x) = \left(\frac{S\hat{x}}{\hat{y}_r} \right)^2 \quad (3.15)$$

Die Effektivwert des Signals \hat{x} , bei der das Verhältnis gleich 1 ist, bezeichnet dabei die Detektionsgrenze.

Richtungsabhängigkeit Einige Sensoren können vektoriell messen, das heißt die Sensorantwort ist abhängig von Ausrichtung $\vec{\alpha} = (\alpha_u, \alpha_v, \alpha_w)$ zu den Raumachsen u, v, w . Die Empfindlichkeit gegenüber der Messgröße wird dann ein Vektor \vec{S} und die Sensorantwort berechnet sich anhand des Skalarprodukts

$$\mathcal{F}(x, \vec{\alpha}) = \vec{S}\vec{x} = (S_u x_u) + (S_v x_v) + (S_w x_w) \quad (3.16)$$

mit dem Messgrößenvektor \vec{x} . Grundsätzlich ist diese Eigenschaft vorteilhaft, da dadurch vektorielle Größen komplett bestimmt werden können. Allerdings führt dies besonders in Gegenwart eines statischen Magnetfeldes wie z. B. dem Erdmagnetfeld zur einer Querempfindlichkeit gegenüber leichten Änderungen der Sensorausrichtung, beispielsweise durch Vibrationen. Somit sind in bestimmten Anwendungen skalare Sensoren mit $\mathcal{F}(x, \vec{\theta}) = |S||x|$ vorteilhaft.

Frequenzgang Der Frequenzgang beschreibt die Frequenzabhängigkeit der Empfindlichkeit

$$\mathcal{F}(x, f) = S(f)x. \quad (3.17)$$

Viele Sensorsysteme haben ein konstantes Ansprechverhalten von 0 Hz bis zu einer Grenzfrequenz bei der die Empfindlichkeit um 3 dB abgefallen ist, weil der Sensor nicht mehr schnell genug reagieren kann. In diesem Fall entspricht die Grenzfrequenz der Frequenzbandbreite Δf_b .

Verzerrung, Messbereich und Dynamik Ein reales Sensorsystem hat kein perfekt lineares Ansprechverhalten, sondern beginnt abhängig von der Amplitude \hat{x} das Signal zu verzerren.

$$\mathcal{F}(x, \vec{S}(\hat{x})) = \sum_{n=1}^N S_n(\hat{x})x^n \quad \text{mit } N \in \mathbb{N} \quad (3.18)$$

Im Frequenzbereich führt dies zur Erzeugung höherer Harmonischer eines Signals.

$$\mathcal{F}(x, f, \vec{S}(\hat{x})) = \sum_{n=1}^N S_n(\hat{x})x_1(fn) \quad (3.19)$$

Die gesamte harmonische Verzerrung \mathcal{V} berechnet sich für eine gegebene Amplitude \hat{x} aus

$$\mathcal{V}(\hat{x}) = \frac{\sqrt{\sum_{n=2}^N S_n^2(\hat{x})}}{S_1} \quad (3.20)$$

Je nach Strenge der Anforderungen gegenüber diesen Verzerrungen, bestimmt sich die maximal sinnvoll messbare Amplitude. Da Sensoren in der Regel so ausgelegt werden, dass sie bei kleinen Amplituden möglichst geringe Verzerrungen aufweisen, ergibt sich der nutzbare Messbereich (Dynamik) aus dem Abstand vom Detektionslimit zur maximal messbaren Amplitude.

Präzision, Richtigkeit und Genauigkeit Die Präzision beschreibt die Schwankung des Ausgangswertes bei konstanten äußeren Bedingungen und enthält damit Einflüsse wie Rauschen oder Drift. Die Richtigkeit gibt die mittlere Abweichung gegenüber dem tatsächlichen Eingangssignal an und bestimmt sich unter anderem durch eine genaue Kalibrierung. Hat ein Messsystem eine hohe Präzision und eine hohe Richtigkeit, ergibt sich daraus insgesamt eine hohe Genauigkeit.

3.4 Signalmodulation

Signalmodulation ist ein allgemeines Konzept, das weite Verbreitung in der Telekommunikation und Sensortechnologie findet. Dabei wird ein hochfrequentes Trägersignal mit einem niederfrequenten Signal moduliert. Eine Amplitudenmodulation (AM) nutzt dabei

die Amplitude A_T des Trägersignals, um ein niederfrequentes Signal der Amplitude A_M , Kreisfrequenz ω_M und Phase ϕ in den hochfrequenten Bereich des Trägersignales ω_T zu mischen. Im Zeitbereich berechnet sich die Amplitude $x(t)$ des modulierten Signals wie folgt:

$$x(t) = (A_T + A_M \cos(\omega_M t)) \cdot \cos(\omega_T t + \phi) \quad (3.21)$$

$$= A_T \cos(\omega_T t + \phi) + \frac{A_M}{2} \cos((\omega_T + \omega_M)t + \phi) - \frac{A_M}{2} \cos((\omega_T - \omega_M)t + \phi). \quad (3.22)$$

Beispielhaft wird in Abb. 3.3 die Amplitudenmodulation im Zeitbereich und die Mischung im Frequenzbereich demonstriert. Der Modulationsfaktor ist mit $m = \frac{A_M}{A_T} = 0.4$ relativ groß gewählt und zeigt dabei im Zeitbereich in a) deutlich das niederfrequente Signal als Einhüllende des hochfrequenten Trägers. Das niederfrequente Signal mit $f_M = 1$ Hz und $A_M = 0.4$ wird durch Multiplikation mit dem hochfrequenten Signal in dessen Frequenzbereich gemischt. In der spektralen Darstellung in Abb. 3.3 b) tritt es dann symmetrisch rechts und links des Trägersignals im Abstand von f_M mit einer Amplitude von $A_M/2$ in den so genannten Seitenbändern auf. Diese Eigenschaft wird immer dann genutzt, wenn niederfrequente Signale gemessen, verarbeitet oder übertragen werden sollen, jedoch in dem Bereich z. B. das $1/f$ -Rauschen oder die notwendigen Antennendimensionen unvorteilhaft groß wären. Das Beispiel zeigt wie ein Signal, das eigentlich unter dem $1/f$ -Eingangsruschen des Messgerätes verborgen ist durch Modulation gemessen werden kann. Zunächst wird das niederfrequente Signal in einen Bereich gemischt, in dem das Eingangsruschen geringer ist und dort digitalisiert. Anschließend wird das AM-Signal durch eine digital ausgeführte Multiplikation mit dem Trägersignal demoduliert, wie in Abb. 3.3 c) gezeigt. Durch Anwendung eines Tiefpassfilters in 3.3 d) erhält man das niederfrequente Signal mit halber Amplitude, jedoch deutlich geringerem Rauschen und damit deutlich größerem Signal-Rausch-Verhältnis als ohne Modulation.

Eine Modulation der Phase des Trägersignals $\phi = \sin(\omega_T t + \phi_M(t))$ ist ebenfalls möglich. Für kleine Modulationsgrade lässt sich der Ausdruck über die Kleinwinkelnäherung

$$\left| \frac{\sin(\phi)}{\phi} - 1 \right| < 0.01, \quad |\cos(\phi) - 1| < 0.01, \quad \text{wenn } \phi < \frac{\pi}{22} \text{ rad} \approx 8^\circ \quad (3.23)$$

vereinfachen und ergibt

$$A_T \sin(\omega_T t + \phi_M(t)) = A_T (\sin(\omega_T t) \cos(\phi_M(t)) + \cos(\omega_T t) \sin(\phi_M(t))) \quad (3.24)$$

$$= A_T (\sin(\omega_T t) + \cos(\omega_T t) \phi_M(t)) \quad (3.25)$$

$$= A_T (\sin(\omega_T t) + \cos(\omega_T t) A_M \sin(\omega_M t)) \quad (3.26)$$

$$= A_T / \sqrt{2} \sin(\omega_T t + \pi/4) (1 + A_M \sin(\omega_M t)) \quad (3.27)$$

einen Ausdruck mit gleicher Struktur wie die Amplitudenmodulation in Gl. 3.22. Eine Phasenmodulation kann also für kleine Modulationsgrade A_M durch eine Amplitudenmodulation angenähert werden. Dabei entspricht die Änderung der Amplitude in der AM,

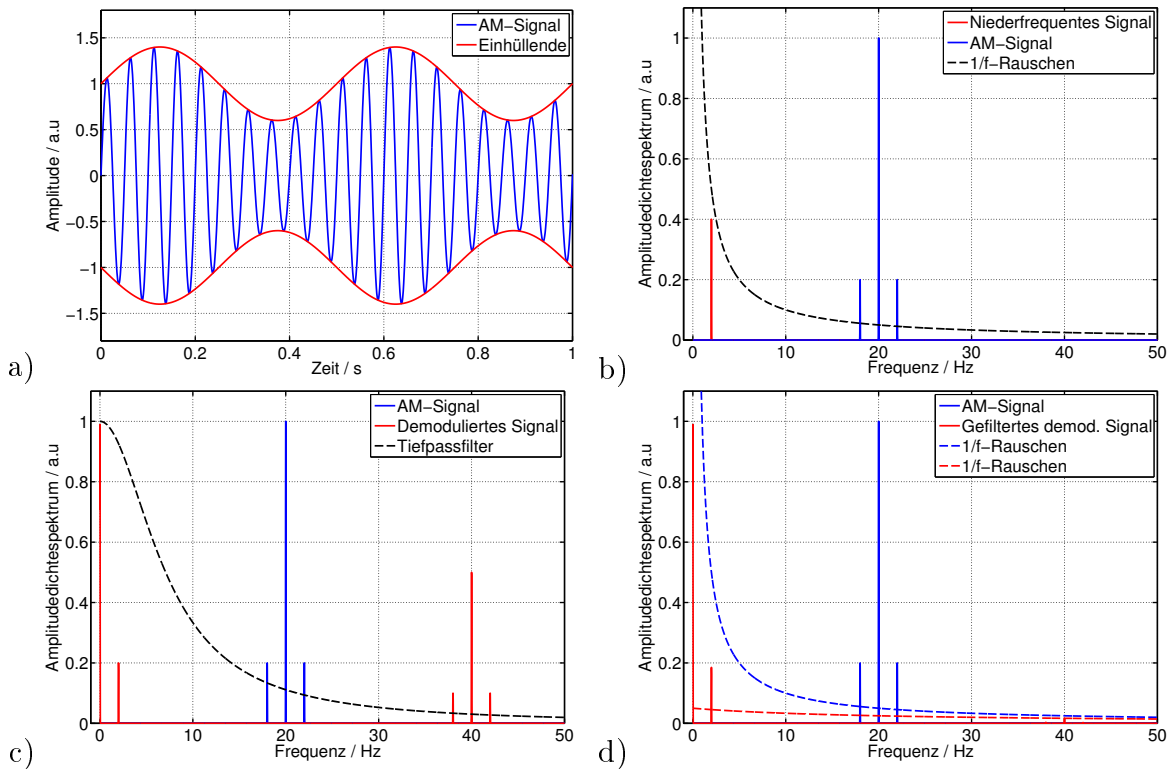


Abb. 3.3: Ein 20 Hz Trägersignal wird durch ein Signal mit 2 Hz in der Amplitude moduliert. a) Zeigt das modulierte Signal im Zeitbereich b) im Frequenzbereich. Durch die Modulation wird das niederfrequente Signal in einen hochfrequenten Bereich mit geringerem Rauschen gemischt und kann dort digitalisiert werden. Anschließend digitale Demodulation und Filterung in c) erzeugen ein aufbereitetes Messsignal in d), das ohne Modulationstechnik nicht nachweisbar wäre.

der Phasenänderung in der PM.

Mischung an nichtlinearen Kennlinien Das Mischen von elektrischen Signalen, wie es beispielhaft für die Demodulation erforderlich ist, erfolgt im einfachsten Fall digital durch Multiplikation mit dem Trägersignal. Bei sehr hohen Frequenzen ist eine digitale Verarbeitung jedoch eventuell zu langsam, so dass eine Mischung mit Hardwarekomponenten erzielt werden muss. Bauteile mit einem nichtlinearem Übertragungsverhalten führen ebenfalls zu einer Mischung der durch sie übertragenen Signale. Ist keine Mischung beabsichtigt, versucht man Nichtlinearitäten möglichst zu vermeiden.

Angenommen ein Signal

$$x(t) = \sin(\omega_0 t) + \sin(\omega_1 t) \quad (3.28)$$

bestehe aus zwei Frequenzen ω_0 und ω_1 und werde durch ein Bauteil mit einer Kennlinie

$$y(x) = ax^1 + bx^2 \quad (3.29)$$

mit linearem und quadratischem Anteil übertragen, so ergibt sich neben einem Anteil proportional zu a auch ein quadratischer Anteil abhängig von b . Eingesetzt ergibt sich

daraus mit

$$\sin(\alpha) \sin(\beta) = (\cos(\alpha + \beta) - \cos(\alpha - \beta))/2 \quad \text{und} \quad (3.30)$$

$$\sin^2(\alpha) = (1 - \cos(2\alpha))/2 \quad (3.31)$$

für das Ausgangssignal $y(t)$

$$y(t) = a \cdot [\sin(\omega_0 t) + \sin(\omega_1 t)]^1 + b \cdot [\sin(\omega_0 t) + \sin(\omega_1 t)]^2 \quad (3.32)$$

$$= y_1(t) + b \cdot [\sin^2(\omega_0 t) + 2 \cdot \sin(\omega_0 t) \sin(\omega_1 t) + \sin^2(\omega_1 t)] \quad (3.33)$$

$$= y_1(t) + b \cdot [(\sin^2(\omega_0 t) + \cos((\omega_0 - \omega_1)t) - \cos((\omega_0 + \omega_1)t) + \sin^2(\omega_1 t))] \quad (3.34)$$

$$= y_1(t) + b \cdot [(\cos((\omega_0 - \omega_1)t) - \cos((\omega_0 + \omega_1)t) - (\cos(2\omega_1 t) + \cos(2\omega_0 t))/2 + 1] \quad (3.35)$$

Zusätzlich zum linearen Anteil $y_1(t)$ kommt es durch den quadratischen Anteil b in der Kennlinie aufgrund von Gl. 3.31 zu einer Frequenzverdopplung der beiden Eingangsfrequenzen. Aufgrund von Gl. 3.30 kommt es zu Mischprodukten bei $\omega_+ = |\omega_0 + \omega_1|$ und bei $\omega_- = |\omega_0 - \omega_1|$ (bei reellwertigen Signalen sind positive und negative Frequenzen gleich und es kann der Betrag gebildet werden).

3.5 Elektromechanischer Resonator

Der elektromechanische Resonator ist für das Sensorsystem von zentraler Bedeutung, da durch seine mechanische Kopplung mit der magnetischen Schicht die magnetisch induzierten Veränderungen der elastischen Eigenschaften in elektrisch messbare Größen überführt werden. Ein elektromechanischer Resonator besteht aus einer piezoelektrischen Schicht, die mit einem mechanischen Resonator wechselwirkt und ihn bei elektrischer Anregung in Schwingung versetzt. Dabei ändert das Piezoelektrikum seine elektrischen Eigenschaften abhängig vom Zustand des mechanischen Resonators. Um dieses System genauer zu verstehen, werden die Phänomene Piezoelektrizität und Resonanz zunächst einzeln und dann in Kombination betrachtet.

3.5.1 Piezoelektrischer Effekt

Der piezoelektrische Effekt beschreibt das Auftreten einer Ladungstrennung bei einer elastischen Verformung des Materials. Analog dazu existiert auch der inverse piezoelektrische Effekt, bei dem durch das Zuführen einer elektrischen Ladung eine Verformung erfolgt. Der Effekt tritt intrinsisch besonders bei kristallinen Materialien mit asymmetrischer Ladungsverteilung innerhalb der Einheitszelle wie z.B. Quarz (SiO_2) oder Aluminiumnitrid (AlN) auf. Bei ferroelektrischen Materialien wie z.B. Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) oder Polyvinylidenfluorid (PVDF) ist hingegen zuerst eine Polarisierung durch Ausrichtung der

elektrischen Momente oberhalb der Curie-Temperatur in einem elektrischen Feld notwendig. Bedingt durch die kristalline Struktur ist die Piezoelektrizität stark richtungsabhängig, jedoch in allen Raumrichtungen über Querkontraktion verbunden. Die Beschreibung der Eigenschaften erfolgt demnach durch Tensoren. Die Achsen x, y und z werden mit der Voigt-Notation durch die Indizes 1, 2 und 3, Scherungen um diese Achsen entsprechend 4, 5 und 6 benannt. Zur besseren Unterscheidung sind in diesem Abschnitt die elektrische Permittivität ϵ_{el} und die mechanische Dehnung ϵ_{m} leicht verändert bezeichnet. Formal können sowohl der direkte als auch der inverse Effekt über folgende gekoppelte Gleichung beschrieben werden [Top+13].

Zunächst seien die bekannten Ausdrücke für die Dehnung des Materials mit der Nachgiebigkeit \mathbf{S} unter einer mechanischen Spannung $\boldsymbol{\sigma}$. Ebenso eingeführt wird die elektrische Flussdichte \mathbf{D}_{el} anhand von Permittivität $\vec{\epsilon}_{\text{r}}$ und elektrischer Feldstärke \vec{E}_{el} .

$$\epsilon_{\text{m}} = \boldsymbol{\sigma} \mathbf{S} \quad (3.36)$$

$$\mathbf{D}_{\text{el}} = \epsilon_0 \vec{\epsilon}_{\text{r}} \vec{E}_{\text{el}} \quad (3.37)$$

Der piezoelektrische Koeffizient \mathbf{d} beschreibt im Aktuatorfall die Dehnung in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke. In der Funktion als passiver Sensor gibt \mathbf{d} die elektrische Flussdichte in Abhängigkeit von der mechanischen Spannung an.

$$\epsilon_{\text{m}} = \mathbf{d} \vec{E}_{\text{el}} \quad \text{Aktuator} \quad (3.38)$$

$$\mathbf{D}_{\text{el}} = \mathbf{d} \boldsymbol{\sigma} \quad \text{Sensor} \quad (3.39)$$

Durch Kombination von Gl. 3.37 und Gl. 3.39 ergeben sich die allgemeinen piezoelektrischen Gleichungen:

$$\epsilon_{\text{m}} = \mathbf{d} \vec{E}_{\text{el}} + \boldsymbol{\sigma} \mathbf{S} \quad \text{Aktuator} \quad (3.40)$$

$$\mathbf{D}_{\text{el}} = \mathbf{d} \boldsymbol{\sigma} + \epsilon_0 \vec{\epsilon}_{\text{r}} \vec{E}_{\text{el}} \quad \text{Sensor} \quad (3.41)$$

Die Stärke des Effekts wird dabei über den piezoelektrischen Koeffizienten d_{ik} angegeben. Die Indizes i und k bezeichnen dabei die Richtung der Verformung bzw. der Feldstärke. Ein typisches Beispiel ist der transversale piezoelektrische Effekt

$$\epsilon_{\text{m}}^1 = \sigma^{11} S^{11} + d_{13} E_{\text{el}}^3, \quad (3.42)$$

bei dem die mechanische Kraft quer zum angelegten Feld wirkt. Ebenso der longitudinale piezoelektrische Effekt

$$\epsilon_{\text{m}}^3 = \sigma^{33} S^{33} + d_{33} E_{\text{el}}^3, \quad (3.43)$$

bei dem die mechanischen Kraft parallel zum angelegten Feld wirkt. Der piezoelektrische Koeffizient d_{ik} wird in Volt pro Meter angegeben, wobei gilt $\text{V/m} = \text{C/N}$. Die Ladung wird über metallische Elektroden übertragen. Anhand deren Fläche A_{p} und Abstand x_{p}

ergibt sich die Kapazität

$$C_p^k = \frac{A\epsilon_0\epsilon_r^k}{x_p^k}. \quad (3.44)$$

Eine weitere wichtige Kenngröße eines piezoelektrischen Materials ist die elektromechanische Kopplung k^2 , die angibt zu welchem Anteil zugeführte elektrische Energie $\mathcal{E}_{\text{el}} = \frac{1}{2}\epsilon_0\epsilon_r E_{\text{el}}^2$ in mechanische $\mathcal{E}_{\text{mech}} = \frac{1}{2}\epsilon_m^2 S^{-1}$ umgewandelt wird.

$$k_{ik}^2 = \frac{\mathcal{E}_{\text{mech}}^i}{\mathcal{E}_{\text{el}}^i} = \frac{\epsilon_m^i (S^i)^{-2}}{\epsilon_0\epsilon_k (E_{\text{el}}^k)^2} = \frac{d_{i,k}^2}{S^i\epsilon_0\epsilon^k} \quad \text{mit} \quad \epsilon_m^i = d_{i,k} E_{\text{el}}^k \quad (3.45)$$

Eine hohe elektromechanische Kopplung führt sowohl zu effizienter Anregung einer mechanischen Schwingung mit einer elektrischen Spannung als auch zu einer starken Änderung der elektrischen mit den mechanischen Eigenschaften.

3.5.2 Harmonischer Oszillator

Ein schwingendes System mit linearer Rückstellkraft wird als harmonischer Oszillator bezeichnet und kann im gedämpften Fall mit folgender mechanischer Bewegungsgleichung beschrieben werden

$$m\ddot{x}(t) + k_F x(t) = 0. \quad (3.46)$$

Dabei bezeichnet $x(t)$ die Auslenkung zum Zeitpunkt t , m die Masse und k_F die Federkonstante. Die zeitlichen Ableitungen sind mit Punkten gekennzeichnet. Mit dem Ansatz einer periodischen Schwingung $x(t) = \hat{x} \cos(\omega_0 t)$ erhält man die Eigenkreisfrequenz (natürliche Frequenz) $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$. Im Falle einer gedämpften Schwingung kommt mit

$$m\ddot{x}(t) + b_D \dot{x}(t) + k_F x(t) = 0 \quad (3.47)$$

eine Dämpfungskonstante b_D hinzu. Als Folge ergibt sich eine Differenz zwischen Eigenkreisfrequenz ω_0 und der Resonanzkreisfrequenz

$$\omega_R = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{b_D^2}{2m^2}}, \quad (3.48)$$

die mit der Dämpfung zunimmt. Im Falle einer erzwungenen, gedämpften Schwingung wird die Differentialgleichung um eine externe, periodische Kraft $F(t)$ ergänzt.

$$m\ddot{x}(t) + b_D \dot{x}(t) + k_F x = \hat{F} \cdot \sin(\omega_e t + \phi) \quad (3.49)$$

Als Lösung ergibt sich nun eine Schwingung mit der Kreisfrequenz ω_e der externen Kraft und einer von der Kreisfrequenz abhängigen Amplitude $A(\omega)$ und Phase $\phi(\omega)$ [Inm13, S.131].

$$x(t) = A(\omega) \cdot \cos(\omega_e t + \phi(\omega)) \quad \text{mit} \quad (3.50)$$

$$A(\omega) = \frac{F}{m^2(\omega_0 - \omega_e)^2 + b_D^2 + \omega_e^2}, \quad \phi(\omega) = \arctan\left(-\frac{b_D\omega_e}{m(\omega_0^2 - \omega_e^2)}\right) \quad (3.51)$$

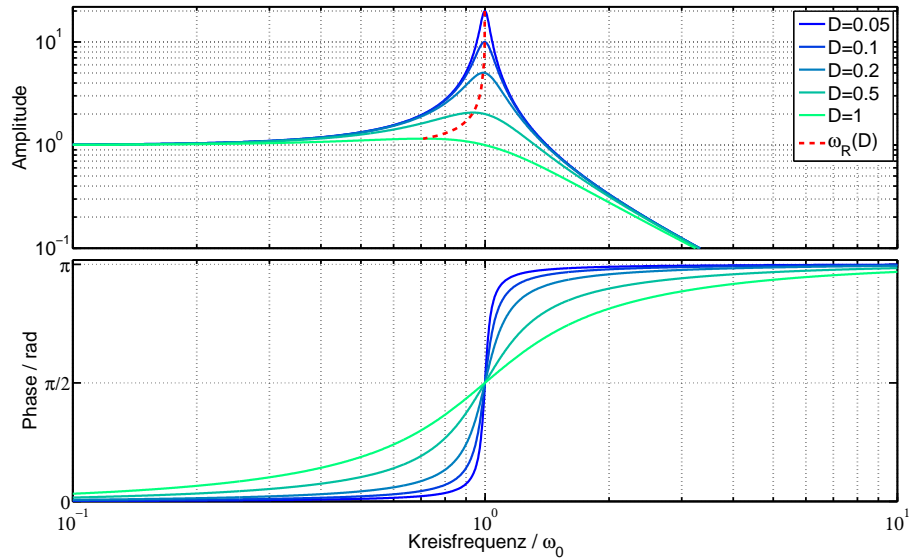


Abb. 3.4: Amplitude und Phase von Resonatoren mit unterschiedlich starker Dämpfung aufgetragen über die auf die Eigenfrequenz normierte Frequenz.

Der Frequenzverlauf von Amplitude und Phase sind in Abb. 3.4 in Einheiten der Resonanzfrequenz für verschieden starke Dämpfungen D dargestellt. Weit unterhalb der Resonanzfrequenz folgt die Antwort des Systems der Anregung ohne Phasenverschiebung. Bei der Resonanzfrequenz eilt die anregende Kraft der Amplitude des Resonators eine viertel Periode voraus und ist damit in Phase mit der Geschwindigkeit des Resonators. Dessen Amplitude erreicht so ihren Höchststand. Zu höheren Frequenzen nimmt die Phasenverschiebung bis auf eine halbe Periode zu und die Amplitude nimmt stetig ab. Je geringer die Dämpfung D , desto ausgeprägter die Amplitudenerhöhung bei der Resonanzfrequenz und desto schärfer der Phasenübergang von 0 auf π . Gut zu erkennen ist auch die Verschiebung der maximalen Amplitude zu niedrigeren Frequenzen bei stärkerer Dämpfung entsprechend Gl. 3.48. Bei der Beschreibung von Resonatoren wird meist neben der Resonanzfrequenz ω die Güte Q und die Halbwertbreite $\Delta\omega$ verwendet. Die Güte beschreibt dabei das Verhältnis von zu Beginn einer Periode im Resonator gespeicherter \mathcal{E}_{ges} zur innerhalb der Periode durch Dämpfung thermalisierten Energie $\mathcal{E}_{\text{therm}}$.

$$Q = 2\pi \frac{\mathcal{E}_{\text{ges}}}{\mathcal{E}_{\text{therm}}} \quad (3.52)$$

Sie lässt sich z.B abhängig zum Dämpfungsgrad D des schwingenden Systems berechnen.

$$Q = \frac{1}{2D} \quad \text{mit} \quad D = \frac{b_D}{2\sqrt{km}} \quad (3.53)$$

Im Resonanzfall schwingt ein Resonator sich also über viele Perioden auf, bis die Verluste pro Periode der durch die Anregung zugeführten Energie entsprechen. Demnach beschreibt der Gütefaktor auch die Amplitudenverstärkung im Resonanzfall.

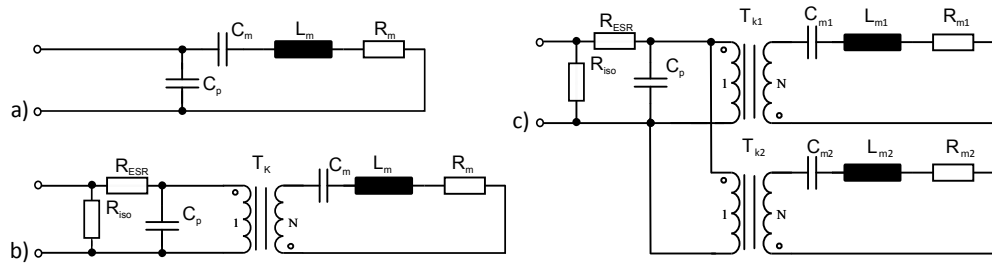


Abb. 3.5: a) Ersatzschaltbild eines elektromechanischen Resonators nach Butterworth van Dyke (BVD-Model), b) Erweiterungen um piezoelektrische Verluste und elektromechanische Kopplung, c) Erweiterung um eine zweite Resonanzmode.

3.5.3 Piezoelektrischer Resonator

Zur Beschreibung der elektrischen Eigenschaften eines piezoelektrischen Aktuators kann ein Ersatzschaltbild aus einfachen idealisierten Bauelementen verwendet werden. Die beiden Elektroden bilden mit dem dielektrischen Piezoelektrikum einen Kondensator mit der Kapazität C_p gemäß Gl. 3.44. Ein Widerstand R_{iso} parallel zu C_p beschreibt die begrenzte Isolation, und ein Widerstand R_{ESR} in Reihe die Umpolungsverluste.

Ein Reihenschwingkreis aus Kondensator C_m , Spule L_m und Widerstand R_m kann mit der Differentialgleichung für den Strom $I(t)$ und die Spannung $U(t)$

$$L_m \dot{I}(t) + R_m I(t) + 1/C_m \int I(t) dt = U(t) \quad (3.54)$$

beschrieben werden. Ein Vergleich mit Gleichung 3.47 zeigt eine analoge Struktur, so dass eine mechanische Resonanz durch einen Reihenschwingkreis beschrieben werden kann. Dabei entspricht der elektrische Widerstand der mechanischen Dämpfung, die Induktivität der Spule der trägen Masse und die Kapazität der inversen Federkonstante. Dieses Ersatzschaltbild ist nach seinen Erfindern Butterworth und van Dyke [Dyk28] als BVD-Model benannt und in Abb. 3.5 a) dargestellt. Die effektive elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 berücksichtigt neben der elektromechanischen Kopplung k^2 auch die Geometrie des Resonators und der Schwingungsmode. Sie lässt sich, wie in Abb. 3.5 b) gezeigt, durch einen Transformator mit einem Windungsverhältnis von $1 : (1 - k_{eff}^2)$ im Ersatzschaltbild berücksichtigen [W.48]. Im Falle mehrerer Resonanzen einer Struktur, wie in Abb. 3.5 c), lässt sich dies durch eine Parallelschaltung von mehreren Schwingkreisen erreichen. Die veränderte elektromechanische Kopplung wird durch einen entsprechenden weiteren Transformator abgebildet. Anhand elektrischer Messdaten können dann mit Hilfe des Ersatzschaltbildes die mechanischen Resonatoreigenschaften direkt abgeleitet werden. So gilt für die Resonanzfrequenz f_R des Reihenschwingkreises

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}}. \quad (3.55)$$

Gleichzeitig ergibt sich durch aus der zu C_m parallel geschaltete Kapazität des Piezoelektrikums C_p ein Parallelschwingkreis, der eine Antiresonanz mit der Frequenz

$$f_a = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_m + C_p}{L_m C_m C_p}} \quad (3.56)$$

hervorrufen. Zur Berechnung der Güte erfolgt anhand der Definition in Gl. 3.52 durch Einsetzen der entsprechenden elektrischen Größen

$$\varepsilon_{\text{therm}} = \frac{I^2 R}{f_R} \quad \text{und} \quad \varepsilon_{\text{ges}} = \frac{L I^2}{2}. \quad (3.57)$$

Zusammen mit Gl. 3.55 ergibt sich:

$$Q = 2\pi \frac{\varepsilon_{\text{ges}}}{\varepsilon_{\text{therm}}} = 2\pi \frac{L f_R}{R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L_m}{C_m}} \quad (3.58)$$

Um die Zusammenhänge von mechanischer Resonanz und elektrischer Impedanz zu verdeutlichen, sind in Abb. 3.6 beispielhaft die mechanischen und elektrischen Eigenschaften eines getriebenen Resonators mit einer Güte $Q = 10$ gezeigt. Auf der linken Seite sind die mechanische Resonatoramplitude und die Phase zwischen anregender Kraft und Amplitude aufgetragen. Die Frequenz wird normiert auf die Resonanzfrequenz des Reihenschwingkreises dargestellt. Für den statischen Fall ist die Phasenverschiebung Null und die Amplitude Eins. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis von Anregungskraft und Federkonstante, die der Einfachheit halber hier beide zu Eins gewählt sind. Mit steigender Frequenz nimmt die Amplitude bis zur Resonanzfrequenz auf die maximale Amplitude zu und nähert sich darüber asymptotisch Null an. Die Phasenverschiebung nimmt dabei von 0 auf π zu. In Resonanz beträgt die Phasenverschiebung gerade $\pi/2$, die Anregung eilt also der Auslenkung um eine viertel Periode voraus. Auf der rechten Seite ist im Vergleich die elektrische Impedanz durch Betrag und Phase für unterschiedlich gute effektive elektromechanische Kopplungen k_{eff}^2 gezeigt. Im Fall einer nicht existenten Kopplung ($k_{\text{eff}}^2 = 0$) entspricht der Verlauf dem eines Kondensators mit einer konstanten Phasenverschiebung von $\Phi = \pi/2$ und einer gemäß $Z = -i\omega C_p$ abnehmenden Impedanz. Mit zunehmender Kopplung weicht das Verhalten deutlich ab. Es wird geprägt durch den Reihenschwingkreis von R_m, L_m, C_m und den Parallelschwingkreis aus $R_m, L_m, C_m + C_p$. Der Reihenschwingkreis sperrt außerhalb der Resonanz, der Parallelschwingkreis zeigt genau gegensätzliches Verhalten. Unterhalb der Resonanzfrequenz sperrt der Reihenschwingkreis, der Strom kann aber durch C_p fließen. Strom und Spannung sind entsprechend um $-\pi/2$ verschoben. In Resonanz wird der Reihenschwingkreis durchlässig und durch R_m begrenzt. Durch die geringere Impedanz im Schwingkreis, verglichen mit dem der Kapazität C_p , fließt der Strom nun vor allem durch diesen und die Phasenverschiebung verschwindet. Je größer dabei der Strom durch R_m , desto mehr elektrische Leistung geht in das mechanische System über. Oberhalb sperrt der Parallelschwingkreis in dessen Resonanzfrequenz und die Impedanz steigt an. Darüber fällt die Impedanz zunächst wieder etwas ab und steigt dann wieder proportional mit Frequenz und C_p . Mit zunehmender effektiver elek-

tromechanischer Kopplung nimmt der Abstand der Resonanzfrequenzen von Reihen- und Parallelschwingkreis zu und ermöglicht gemäß [Yar+03] eine Bestimmung der Kopplung mit

$$k_{\text{eff}}^2 = 1 - \left(\frac{f_R}{f_a} \right)^2. \quad (3.59)$$

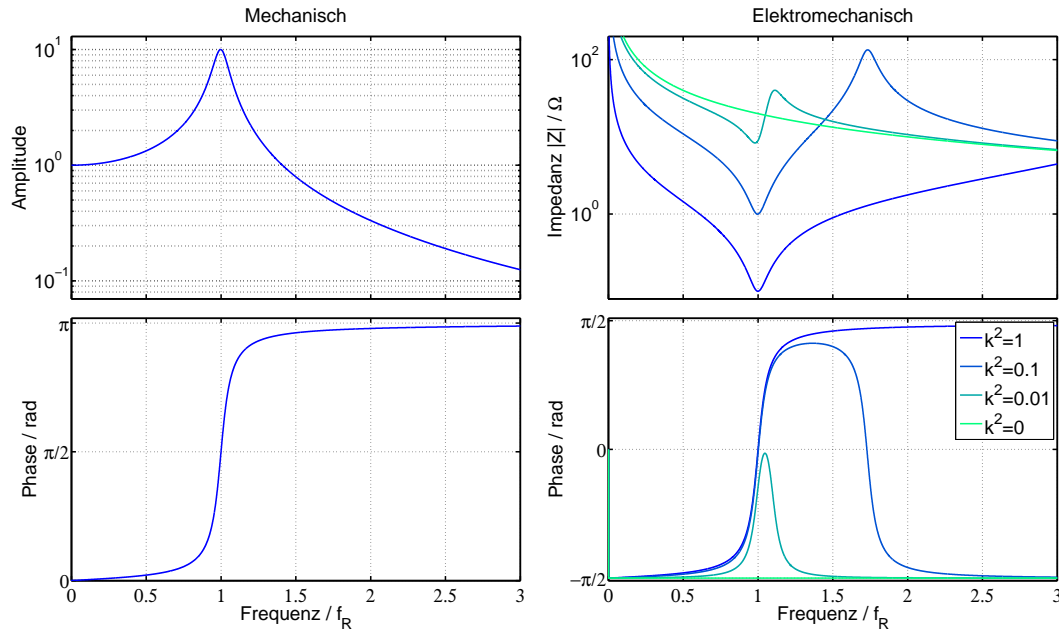


Abb. 3.6: Amplitude und Phase eines getriebenen mechanischen Resonators im Vergleich mit dessen Impedanzverlauf für unterschiedlich starke effektive elektromechanische Kopplungen.

3.6 Elektromechanisches Auslesen

Dieses Verfahren ermöglicht sowohl die Anregung als auch die Auslesung des Sensors über nur eine piezoelektrische Schicht ohne weitere externe Bauteile und ermöglicht daher eine sehr kompakte Integration des Sensors. In diesem Unterkapitel werden die grundlegenden Eigenschaften am Beispiel eines Systems aus einem Dünnschichtsensor (siehe Kap. 4.3.6), einer Audiokarte zur A/D-Wandlung und einem Ladungsverstärker untersucht.

Im Abschnitt 3.5.3 zum elektromechanischen Resonator wurde gezeigt, dass sich die elektrische Phase und die Impedanz um die Resonanzfrequenz stark ändern. Somit kann man durch Beobachten von Impedanz und Phase bei fester Frequenz eine Veränderung der Resonanzfrequenz messen. Der Resonator wird mit einer Wechselspannung der Frequenz f_{AP} und der Spannungsamplitude U_{ein} angeregt. Die Impedanz und Phase lassen sich dann durch Messung des Stroms bestimmen. Die Änderung der Impedanz führt dabei zu einer Amplitudenmodulation, die Phasenänderung zu einer Phasenmodulation des Anregungssignals. Die Wahl der Anregungsfrequenz f_{AP} bestimmt dabei die Empfindlichkeiten der beiden Modulationsarten. In Abb. 3.7 sind der Admittanzbetrag $|Y|$ und die Phase ϕ

eines typischen elektromechanischen Resonators, sowie deren Ableitung über die auf die Resonanzfrequenz normierte Frequenz aufgetragen. Der optimale Arbeitspunkt für Amplitudenmodulation ist dabei durch einen blauen Kreis markiert, die zwei Arbeitspunkte für Phasenmodulation durch rote Quadrate. Je nachdem welche Modulationsart gewählt wird, ergibt sich also eine andere Arbeitsfrequenz. Im Falle der Amplitudenmodulation

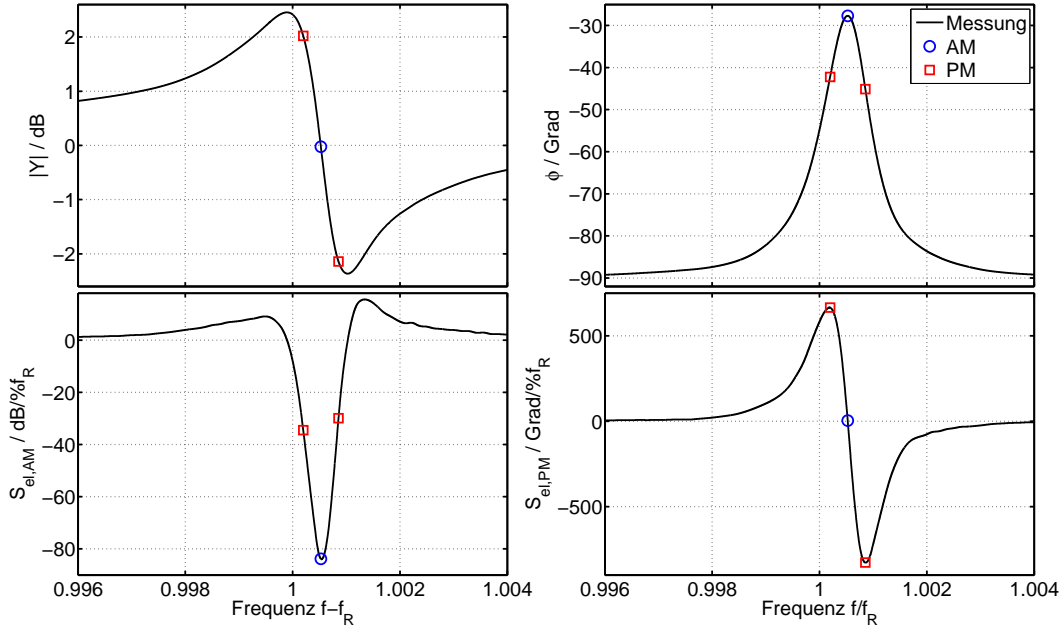


Abb. 3.7: Admittanz und Phase eines elektromechanischen Resonators und deren Änderungen mit der Frequenz. Die Polstellen der Ableitungen entsprechen den Punkten mit maximaler Empfindlichkeit für Amplituden- (AM) und Phasenmodulation (PM).

lässt sich die elektrische Empfindlichkeit S_{el} direkt aus der Admittanzänderung berechnen, wenn diese wie in Abb. 3.7 auf die Admittanz am Arbeitspunkt normiert berechnet ist. Verschiebt sich die Resonanzfrequenz um 1 % ändert sich die Leitfähigkeit um 40 dB. Da die Amplitude der Anregungsspannung U_{ein} konstant ist, lässt sich direkt der Ausgangsstrom I_{aus} berechnen, wenn man die magnetische Verstimmung des Resonators über eine konstante Empfindlichkeit S_{mag} ausdrückt.

$$S_{ges} = S_{mag} S_{el} = \frac{\partial f_R}{\partial H} \bigg|_{H_{AP}} \frac{\partial Y}{\partial f} \bigg|_{f_{AP}} Y(f_{AP})^{-1} \quad (3.60)$$

$$I_{aus}(t) = U_{ein} [Y(f_{AP}) + S_{ges}(H_{AP}, f_{AP}) B_{sig}(t) \mu_0^{-1}] \quad (3.61)$$

3.6.1 Ladungsverstärker

In der Praxis ist eine Messung des Stromes durch die Spannung über einem Messwiderstand (wie z.B dem Eingangswiderstand eines A/D-Wandlers) möglich. Aufgrund der geringen Kapazität der Sensoren empfiehlt sich jedoch für geringes Rauschen ein Betrieb mit einem Ladungsverstärker. Dieser wandelt einen Strom $I(t)$ in eine Spannung $U(t)$ um,

wobei die Rückkoppelkapazität C_r den Verstärkungsfaktor bestimmt

$$U_{\text{aus}}(t) = -\frac{q(t)}{C_r} = -\frac{\int I_{\text{aus}}(t)dt}{C_r}. \quad (3.62)$$

In dieser Arbeit werden selbst aufgebaute Ladungsverstärker auf Basis des rauscharmen Operationsverstärkers AD745 von Analog Devices verwendet. Aufgrund der teilweise sehr geringen Sensorkapazitäten von ca. 20 pF wird gemäß Empfehlung des Herstellers eine Balancierung der Eingangsimpedanz verwendet, um das Verstärkerrauschen zu reduzieren. Um Gleichspannungsanteile zu begrenzen, ist im Rückkoppelnetzwerk ein Widerstand R_r enthalten, der die Rückkoppelkapazität C_r langsam entlädt. Durch diese Entladung wird der nutzbare Frequenzbereich der Schaltung nach unten begrenzt. Die obere Grenzfrequenz f_o ergibt sich aus der Verstärkung $G_{LV} = C_p/C_r$ und dem Verstärkungsbandbreiteteilprodukt (VBP)

$$\sqrt{\frac{1}{2\pi R_r C_r}} = f_u < f_{AP} < f_o = \frac{\text{VBP}}{G_{LV}} \quad (3.63)$$

Aufgrund der geringen Kapazitäten sind Verstärkungen von $G > 10$ unpraktisch, womit sich ein VBP = 20 MHz eine obere Grenzfrequenz von $f_o = 2$ MHz ergibt. Bereits ein Widerstand $R_r = 1 \text{ M}\Omega$ senkt die untere Grenzfrequenz auf eine für diese Anwendungen vollkommen ausreichende untere Grenzfrequenz von $f_u \approx 100$ Hz.

3.6.2 Spektrum

Die Auswahl der Betriebsfrequenz f_{AP} hat Auswirkung auf das sich ergebende Ausgangsspektrum. In Abb. 3.8 sind oben die Empfindlichkeiten von Amplitudenmodulation (AM) und Phasenmodulation (PM) relativ zum Frequenzverlauf der Resonanzkurve dargestellt. Darunter sind die auf das Trägersignal normierten Spektren des Sensorausgangs für ein magnetisches Testsignal von 5 Hz und 10 μT aufgetragen. Für eine Betriebsfrequenz von $f_{AP} = f_R$ ergibt sich ein um das Trägersignal symmetrisches Spektrum mit zwei gleich großen Peaks in den Seitenbändern im Abstand von 5 Hz, die dem magnetischen Signal entsprechen. Für eine 4 Hz höhere Betriebsfrequenz ergibt sich ein asymmetrisches Spektrum, bei dem der Peak näher an der Resonanz größer ist. Durch die überlagerte Resonanzkurve ist ersichtlich, dass die Seitenbänder entsprechend der Resonanzkurve gedämpft werden. Daneben wird die Höhe der Peaks durch die Empfindlichkeit des Arbeitspunkts bestimmt. Bei $f_{AP} = f_R + 4$ Hz ist die AM maximal und die PM komplett vernachlässigbar. Bei $f_{AP} = f_R$ ist die Empfindlichkeit der AM um 10 dB geringer, jedoch die Empfindlichkeit der PM maximal, so dass in Summe von AM und PM, und unter Berücksichtigung der Resonanz, die Seitenbänder nur 4 dB geringer ausfallen.

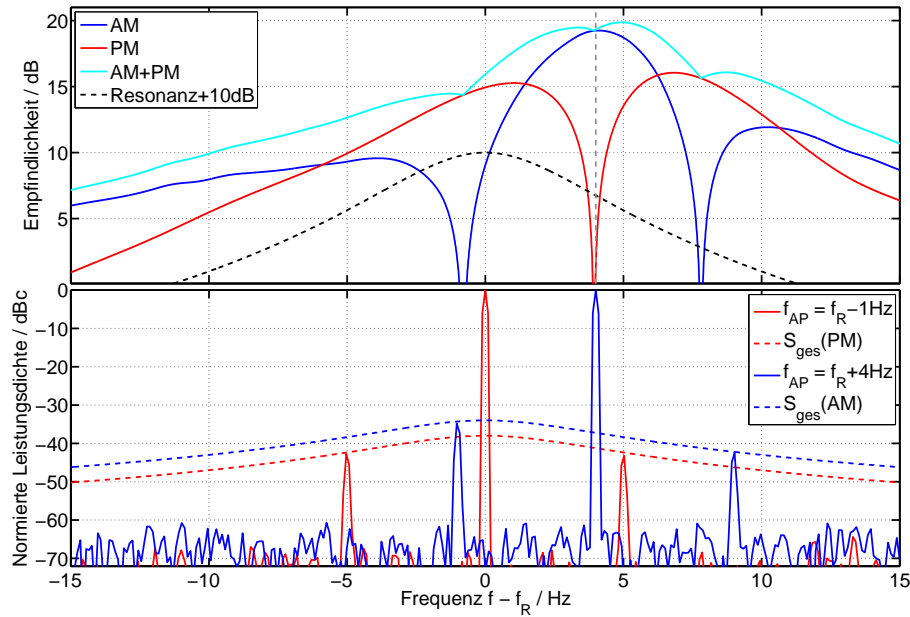


Abb. 3.8: Der Frequenzverlauf von Resonanzamplitude, AM- und PM-Empfindlichkeit führt je nach Betriebsfrequenz f_{AP} in den auf das Trägersignal normierten Ausgangsspektren zu unterschiedlich starken Seitenbändern. Das magnetische Signal hat eine Frequenz von 5 Hz und eine Amplitude von 10 μ T.

3.6.3 Bandbreite

Die Übertragungsbandbreite f_B des Sensors ergibt sich aus Resonanzfrequenz f_R und Güte Q des Resonators. In Abb. 3.9 werden die Eingangsspektren für verschiedene magnetische Signale von 0.1 – 100 Hz ausgewertet und mit der entsprechenden Resonanzkurve verglichen. Die Anregungsfrequenz ist am Arbeitspunkt mit maximaler Empfindlichkeit in der Amplitudenmodulation leicht oberhalb der mechanischen Resonanzfrequenz gewählt. Dementsprechend sind die Leistungen im Spektrum nicht symmetrisch um die Trägerfrequenz, da sie der Resonanzkurve folgend gedämpft werden. Summiert man die Anteile links und rechts des Trägers erhält man den in Abb. 3.9 rechts dargestellten Frequenzverlauf. Die Abweichungen der gemessenen Daten gegenüber der idealen Resonanzkurve (Lorentz) ergeben sich aus frequenzabhängigen Amplitudenfehlern aufgrund der verwendeten Frequenzauflösung bei der Berechnung des Spektrums. Die Begrenzung des Übertragungsbereichs, und damit die frequenzabhängige Empfindlichkeit des Sensors S_{freq}

$$S_{\text{freq}}(f) = \frac{f_g^2}{(f_g^2 + f)^2} \quad (3.64)$$

entspricht einem Bessel-Tiefpass erster Ordnung mit einer Grenzfrequenz $f_g = f_R/2Q = 3.8$ Hz und einem Abfall von 20 dB pro Dekade.

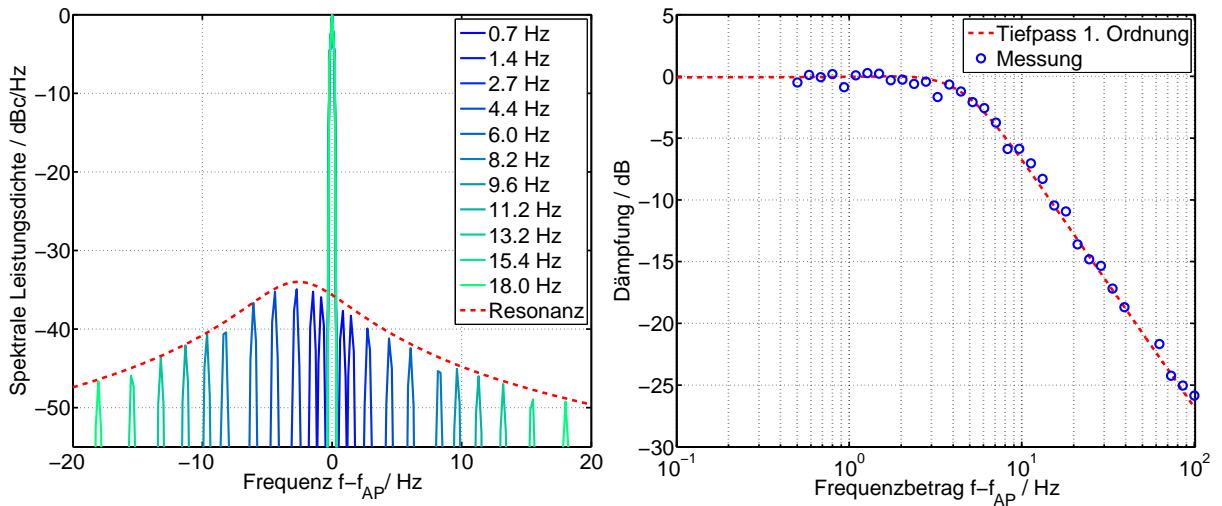


Abb. 3.9: Links: Bestimmung der Übertragungsbandbreite durch Messung von magnetischen Signalen steigender Frequenz. Rechts: Das Übertragungsverhalten aus dem Mittelwert der beiden Seitenbänder entspricht der rechten Hälfte der Resonanzkurve und damit einem Tiefpass 1. Ordnung.

3.6.4 Verzerrung

Um die auftretenden Verzerrungen experimentell zu bestimmen wird der Sensor in einer höheren Resonanzmode mit einer höheren Grenzfrequenz $f_g = 600 \text{ kHz} / (2 \cdot 500) = 600 \text{ Hz}$ betrieben. Verzerrungen zeigen sich im Spektrum durch das Auftreten von höheren Harmonischen des Testsignals, das hier auf 20 Hz festgelegt wird. In Abb. 3.10 sind die ersten fünf Harmonischen des Testsignals über dessen Amplitude aufgetragen. Bis zu einer Am-

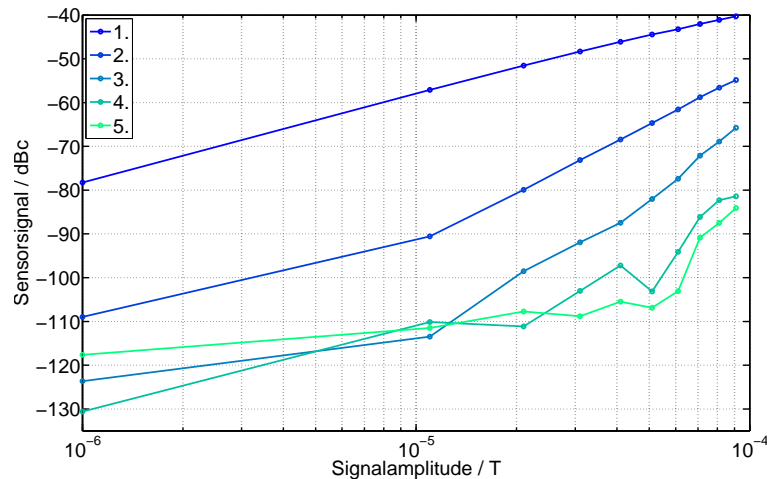


Abb. 3.10: Harmonische des magnetischen Testsignals am Sensorausgang in Abhängigkeit der Signalamplitude.

plitude von 0.1 mT steigt die erste Harmonische linear an, jedoch nehmen die Höheren bis dahin so stark zu, dass die Gesamte harmonische Verzerrung (Gl. 3.20) bis auf ca. 25 % zunimmt und die Signalqualität damit deutlich verringert ist. Das Erdmagnetfeld ist mit 30 – 50 μT noch deutlich geringer als der sinnvolle Einsatzbereich des Sensors und

ermöglicht damit Messungen ohne Abschirmung gegen das Erdmagnetfeld. Als Quelle für die Verzerrungen ergeben sich die magnetische und elektrische Empfindlichkeit. Beide könnten durch aktive Regelung auf den Arbeitspunkt linearisiert werden. Im Fall der elektrischen Empfindlichkeit ist dies durch Nachfahren der Frequenz möglich, z. B. mit einer Phasenregelschleife (engl. Phase Locked Loop, PLL). Zur Stabilisierung des magnetischen Arbeitspunktes wäre es möglich, das Ausgangssignal des Sensorsystems als Eingangsgröße für eine Abschirmspule zu verwenden. Eine solche Flussregelschleife ist bei anderen hochempfindlichen Magnetfeldsensoren wie z. B. SQUIDs üblich [Wei96]. Magnetfelder bedeuten jedoch grundsätzlich einen höheren Energieverbrauch des Sensorsystems. Energetisch sparsamer wäre eine Lösung bei welcher der magnetische Arbeitspunkt durch eine mechanische Spannung, beispielsweise durch eine zweite piezoelektrische Schicht, kontrolliert wird.

3.6.5 Trägerkompensation

Elektronische Systeme haben immer einen begrenzten Arbeitsbereich zwischen dem kleinsten und größten Signal, die gleichzeitig verarbeitet werden können. Oftmals lässt sich dieser Bereich beispielsweise durch Vorwiderstände noch verschieben, das Verhältnis zwischen größten Signal und Rauschniveau bleibt jedoch konstant und wird als Dynamik bezeichnet. Gute elektronische Messinstrumente haben einen Dynamikumfang von mehr als 120 dB was über 6 Größenordnungen entspricht. Dies ist zwar sehr eindrucksvoll, jedoch haben die modulierten Signale der Sensoren teilweise vergleichbare Dynamiken. Analog-Digital-Wandler arbeiten meist bei sehr hohen Abtastfrequenzen und erreichen mittels Überabtastung und $\Sigma\Delta$ -Modulation ein geringeres Rauschen und damit eine größere Dynamik für niederfrequente Signale [Azi+96]. Um auch bei höheren Frequenzen noch kleine Modulationen auflösen zu können, kann die Dynamik eines modulierten Signals durch teilweise Auslöschung des Trägers verringert werden. Die Abschwächung des Trägers sollte dabei so nah wie möglich hinter dem Modulationsschritt, also in diesem Fall dem Sensor, erfolgen um auch eventuell nachgeschaltete Verstärker, die ebenfalls nur begrenzte Dynamik aufweisen, zu entlasten. Grundsätzlich wäre ein Bandpassfilter dazu geeignet, jedoch lassen sich diese analog nicht in ausreichend schmalen Bandbreiten herstellen, um nicht auch die niederfrequenten modulierten Signale im Seitenband abzuschwächen. Alternativ ist eine destruktive Überlagerung mit einem zweiten monofrequenten Signal möglich. Wird dieses Signal wie in Abb. 3.11 digital erzeugt und angepasst, kann eine nahezu vollständige Unterdrückung des Trägersignals erreicht werden. In der hier gezeigten Schaltung wird hinter Sensor und Ladungsverstärker zusätzlich ein Spannungsverstärker verwendet um den A/D-Wandler komplett auszusteuern. Das Kompensationssignal wird digital erzeugt und mit einem Kondensator kapazitiv an den Eingang des Ladungsverstärkers gekoppelt. Dieses Verfahren stellt hohe Anforderungen an die Qualität des Kompensationssignals, da dessen Rauschen sich direkt zum Gesamtrauschen des Sensors addiert.

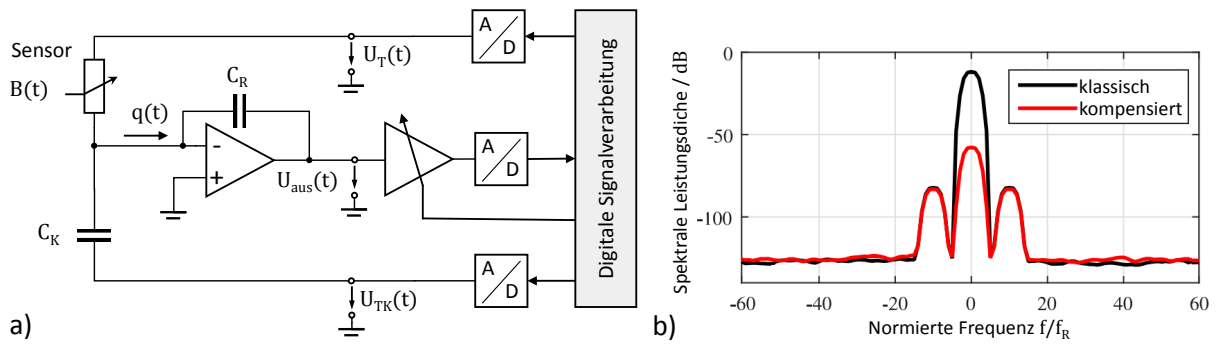


Abb. 3.11: Aktive Unterdrückung des Trägersignals zur Reduzierung der Signaldynamik bereits vor den Verstärkerstufen. Nach [Ree+16], ©2016 IEEE.

4 Auslegung resonanter Sensoren

Im vorherigen Kapitel wurde das Sensorprinzip auf Basis der einzelnen Empfindlichkeiten vorgestellt, anhand derer nun die Auslegung von einseitig geklemmten Balken diskutiert werden soll. Zuerst werden dafür die geometrische Empfindlichkeit und die dynamischen Spannungen für verschiedene Schwingungstypen untersucht. Aus den Spannungsverteilungen werden dann an die Moden angepasste Elektroden abgeleitet und deren Einfluss auf die elektrische Empfindlichkeit untersucht. Eine Untersuchung der dominanten Verlustmechanismen komplettiert die wichtigsten Parameter des elektromechanischen Resonators. Als nächstes werden geometrische Einflüsse auf das magnetische Streufeld untersucht. Anhand dieser Erkenntnisse werden fünf unterschiedlich konzeptionierte Sensortypen experimentell auf ihre die elektromechanischen und magnetischen Eigenschaften untersucht.

4.1 Resonator

Der mechanische Resonator stellt die Grundlage der Sensoren dar. Behandelt werden im Folgenden die Möglichkeiten zur Verstimmung durch die magnetische Schicht, sowie die Anregung und Detektion der Schwingung durch piezoelektrische Schichten. Die verschiedenen Dämpfungsprozesse werden vorgestellt und exemplarisch an einem Sensor experimentell bestimmt. Grundlage für die Resonatoren bildet ein Balken der Länge L_B , Breite b_B und Höhe h_B (Abb. 4.1), der im Ursprung der x-Achse geklemmt ist.

4.1.1 Resonanzmoden und geometrische Empfindlichkeit

Grundsätzlich können sehr unterschiedliche geometrische Körper als mechanisch schwingende Resonatoren funktionieren. Allerdings ergeben sich Einschränkungen z. B. durch die mikromechanische Herstellung, mit der vor allem dünne Schichten erzeugt werden können. Eine typische Resonatorstruktur stellen einseitig geklemmte Biegebalken dar, deren Resonanzen für Biegeschwingungen sehr gut mit der klassischen Balkentheorie von Euler und Bernoulli berechnet werden können [Inm13, S.533]. Sie ergibt als Lösung für die n -te

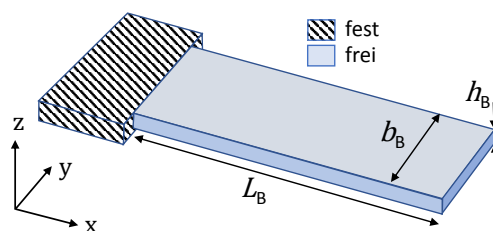


Abb. 4.1: Typische Resonatorgeometrie in Form eines einseitig geklemmten Balkens.

Schwingungsmode die Resonanzfrequenz

$$f_{Rn} = \frac{\alpha_n^2}{2\pi L_B^2} \sqrt{\frac{\kappa_{\text{eff}}}{\rho}}, \quad (4.1)$$

mit der Dichte ρ , der Biegesteifigkeit κ_{eff} und der numerisch zu berechnenden Konstante α_n . Für die ersten 4 Biegemoden mit $\alpha_1 = 0.597$, $\alpha_2 = 1.494$, $\alpha_3 = 2.500$, $\alpha_4 = 3.500$ sind die entsprechenden Auslenkungen in Abb. 4.4 abgebildet. In der klassischen Balkentheorie werden nur das Biegemoment und die seitliche Auslenkung des Balkens betrachtet. Eine vollständige, aber auch deutlich aufwendigere Theorie unter Berücksichtigung von Scherung und Rotationsträgheit findet sich bei Timoshenko [Tim21].

Die effektive Biegesteifigkeit eines Balkens aus $N \in \mathbb{N}$ dünnen Schichten ergibt sich aus deren Elastizitätsmoduli E_n und den Flächenträgheitsmomenten $I_{y,n}$ entlang der Biegeachse (hier y) der n -ten Schicht

$$\kappa_{\text{eff}} = \sum_{n=1}^N E_n I_{y,n}. \quad (4.2)$$

Das Flächenträgheitsmoment für eine einzelne Schicht mit rechteckigem Querschnitt beträgt

$$I_{y,n} = \frac{h_{B,n}^3 b_{B,n}}{12}. \quad (4.3)$$

Abhängig vom Abstand $d_n = h_B - h_{B,n}/2$ des Flächenschwerpunktes der Schicht n von dem des Balkens bestimmt sich das effektive Flächenträgheitsmoment mit Hilfe des Satzes von Steiner und der Querschnittsfläche A_n

$$I_{y,n}(h_{B,n}) = I_{y,0} + d_n^2 A_n = \frac{h_{B,n}^3 b_{B,n}}{12} + d_n^2 (h_{B,n} d_n). \quad (4.4)$$

Anhand dieser Gleichung ist eine elementare Eigenschaft der Biegemoden von Balken sehr gut erkennbar: Die äußeren Schichten haben einen deutlich größeren Einfluss auf die Biegesteifigkeit und damit die Resonanzfrequenz. Durch Normierung auf das maximale Flächenträgheitsmoment für $h_{B,n} = h_B$ ergibt sich ein allgemeiner geometrischer Skalierungsfaktor

$$S_n = \frac{I_{y,n}(h_{B,n})}{I_{y,n}(h_B)} = 4x^3 - 6x^2 + 3x \quad (4.5)$$

der den Einfluss einer Schicht mit der relativen Schichtdicke $x = h_{B,n}/h_B$ angibt. Unter der Annahme, dass der Elastizitätsmodul der einzelnen Schichten nicht stark variiert, ist S_n proportional zur geometrischen Empfindlichkeit S_{geom} .

Die Resonanzfrequenz der Longitudinalschwingungen berechnet sich mittels

$$f_{Rn} = \frac{1}{2\pi L_B} \sqrt{\frac{E_{\text{eff}}}{\rho}}, \quad \text{mit } E_{\text{eff}} = \sum_{n=1}^N E_n A_n. \quad (4.6)$$

In diesem Fall bestimmt sich mit der Näherung $E_{\text{eff}} = E_n$ der geometrische Skalierungs-

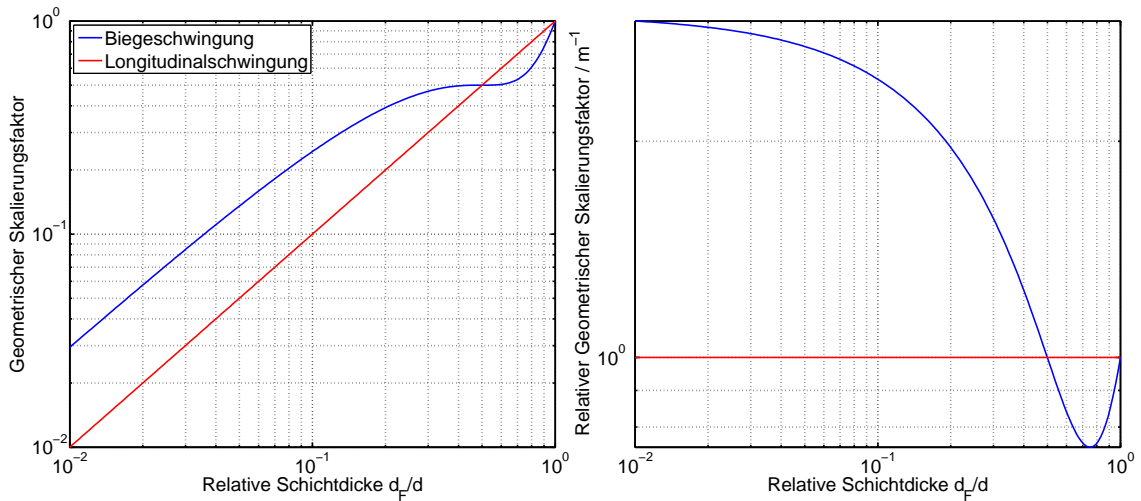


Abb. 4.2: Vergleich des Einflusses dünner Schichten auf die Resonanzfrequenz in Biege und Longitudinalschwingungen. Links der absolute Einfluss der funktionalen Schicht, rechts der relative Einfluss pro Schichtdicke, jeweils aufgetragen über den relativen Anteil an der Gesamtdicke des Balkens.

faktor aus dem Verhältnis der Schichtdicken zu

$$S_n = \frac{A_n(h_{B,n})}{A_n(h)} = \frac{h_{B,n}}{h_B} = x \quad (4.7)$$

Im Vergleich der beiden Schwingungstypen in Abb. 4.2 zeigt sich, dass bis zu einer relativen Schichtdicke von ca. $1/10$ der Skalierungsfaktor für die Biegemoden dreimal größer ist als bei den longitudinalen Schwingungen. Mit steigendem Anteil nimmt der relative Einfluss der funktionalen Schicht in der Biegemode ab, bis ab einem Verhältnis von $1/2$ die Longitudinalmoden bevorteilt sind. Um im Folgenden das Zusammenwirken von Schwingungsmechanik und piezoelektrischer Anregung genauer zu untersuchen, wird der Resonator in dem Finite-Elementen-Programm COMSOL Multiphysics[®] nachgebildet. In Abb. 4.3 ist die Nachbildung anhand von Bildschirmfotos aus der Software dargestellt. Da der Sensor entlang der Breite keine veränderliche Geometrie aufweist und in dieser Richtung nicht untersucht werden soll, kann mit einer zweidimensionalen Simulation die Berechnung deutlich beschleunigt werden. Als Randbedingung werden die grün markierten Bereiche der Einklemmung als fest definiert. Die piezoelektrische Schicht aus Aluminiumnitrid (AlN) wird mit einer lokal feineren Aufteilung in Elemente entsprechend der Schichtdicke berücksichtigt. Außer einer isotropen Dämpfung von $D_{\text{iso}} = 0.001$ und dielektrischen Verlusten $D_p = 0.03$ im Piezoelektrikum werden alle weiteren Eigenschaften als linear und verlustfrei idealisiert. Die elektrische Kontaktierung des Piezoelektrikums erfolgt idealisiert durch entsprechende Definition der Randbereiche. Um parasitäre Kapazitäten der Zuleitungen nachzubilden, sind die Elektroden auf den Klemmbereich ($x < 200 \mu\text{m}$) ausgedehnt. Die Berechnungen erfolgen im Frequenzbereich bei einer Anregungsamplitude von $100 \text{ mV}_{\text{RMS}}$ für ausgewählte Frequenzen um die Resonanzen, die vorher durch ein spezielles Eigenfrequenzmodul in dem Programm ermittelt worden sind. In Abb. 4.4 zeigen die auf diese Weise berechneten normierten Auslenkungen für die ersten

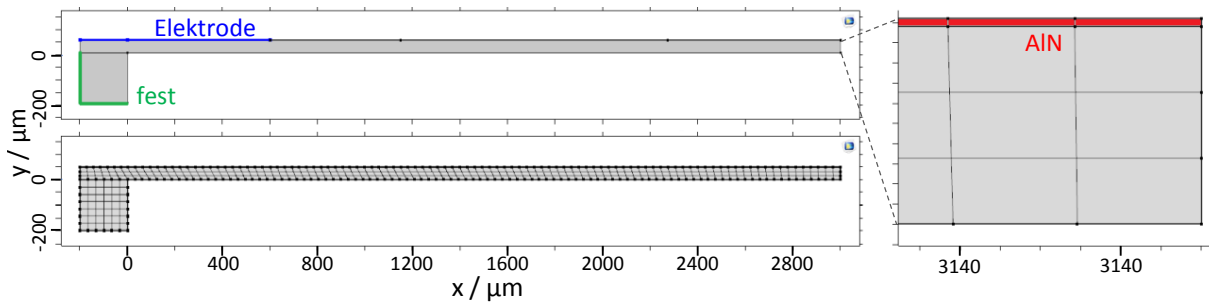


Abb. 4.3: Bildschirmfoto aus der FEM-Software COMSOL Multiphysics® einer 2D Simulation des elektromechanischen Resonators. Oben ist die Elektrodenfläche blau hervorgehoben, sie bedeckt einen Teil des eingeklemmten Bereichs sowie das erste Fünftel des Balkens. Unten ist die Aufteilung in finite Elemente dargestellt, rechts wird in einer Vergrößerung die dünne piezoelektrische Schicht (rot) auf der Oberseite sichtbar.

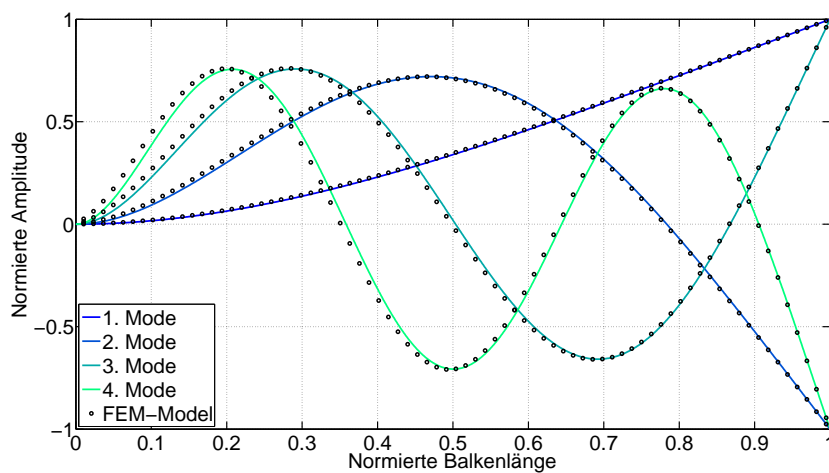


Abb. 4.4: Auslenkung der ersten vier Biegemoden eines einseitig geklemmten Biegebalkens anhand der Balkentheorie von Bernoulli im Vergleich mit einem FEM-Model.

vier Biegemoden eine sehr gute Übereinstimmung mit der klassischen Balkentheorie.

Da sowohl die piezoelektrische als auch die magnetische Schicht über mechanische Spannungen mit dem Resonator gekoppelt sind, lohnt sich eine Untersuchung des Zusammenhangs von Resonatoramplitude und den dabei auftretenden mechanischen Spannungen in den unterschiedlichen Schwingungsmoden. Aus den Berechnungen der Flächenträgheitsmomente geht bereits hervor, dass bei der Biegeschwingung die größten Spannungen auf der Ober- und Unterseite des Balkens zu erwarten sind. Abb. 4.5 zeigt die Auslenkung des Balkens sowie die mechanische Spannung entlang der Balkenachse in einer Tiefe von einem Mikrometer in dem 50 μm dicken und 3 mm langen Balken. Verglichen werden dabei jeweils die ersten zwei Moden für Longitudinal- und Biegeschwingung für realistische Betriebsbedingungen des Resonators mit einer piezoelektrischen Anregung von 100 mV. Die Auslenkung dient hier mehr illustrativen Zwecken, entscheidend für die Funktionsschichten sind jedoch die Spannungen. Diese konzentrieren sich für die erste Mode beider Typen auf den vorderen Bereich, fallen jedoch bei der Biegung schneller ab. In der zweiten Mode kommt es zu einem Vorzeichenwechsel der Spannung bei einem Fünftel bzw. einem

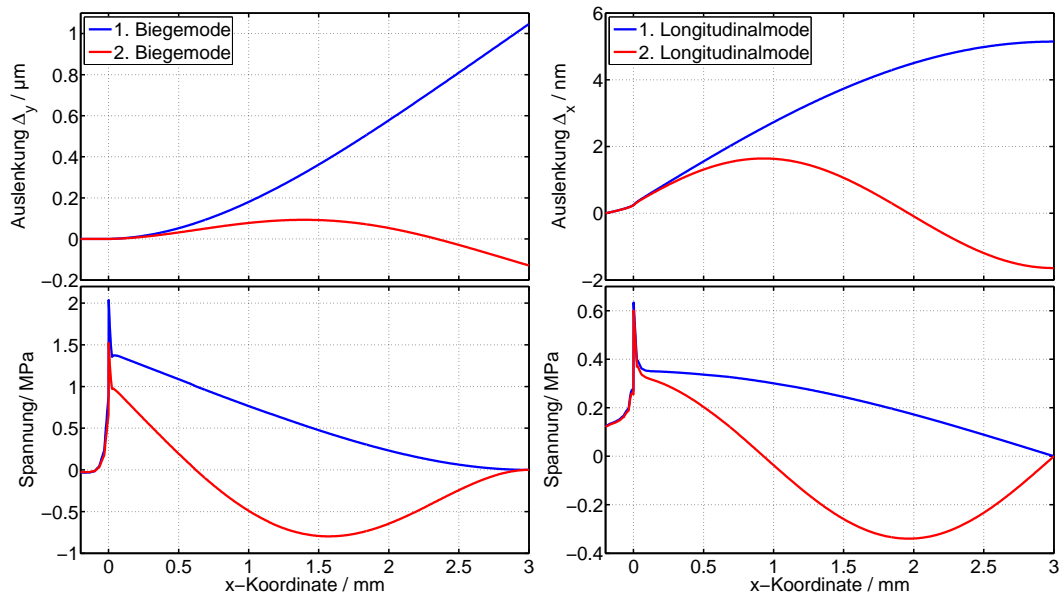


Abb. 4.5: Mit FEM 2D simulierte Auslenkung der ersten zwei Biege- und Longitudinalmoden eines einseitig geklemmten Balkens. Die mechanische Spannung ist in 1 μm Tiefe auf der Unterseite gemessen, auf der Oberseite wird der Balken durch 2 μm AlN auf dem ersten Fünftel mit 100 mV_{RMS} getrieben.

Drittel der Balkenlänge. Im vorderen Bereich wird der Balken auf der Oberseite also komprimiert und im hinteren Bereich gedehnt. Die Spannungen auf der Unterseite werden hier nicht gezeigt, verhalten sich aber spiegelsymmetrisch. Um auch die Querspannungen im Balken zu ermitteln, wird das Modell auf die dritte Dimension erweitert. In Abb. 4.6 a) ist anhand der Querschnitte durch den Balken bei unterschiedlichen Abständen zu der Klemmung eine Wölbung des Balkens sichtbar. Die Wölbung nimmt mit Abstand zur Klemmung zu und führt, neben der in Abb. 4.5 gezeigten Spannung σ_x in Längsrichtung auch zu einer Querspannung σ_y . Das Verhältnis der beiden Spannungen über die Balkenlänge ist in Abb. 4.6 b) für unterschiedlich breite Balken berechnet. Bei dem Balken mit dem kleineren Aspektverhältnis reichen die Querspannungen und damit der Einfluss der Klemmung deutlich weiter in den Balken hinein. Von einer idealen Biegung kann also nur bei großen Aspektverhältnissen ausgegangen werden.

4.1.2 Elektroden

Neben dem offensichtlichen Vorteil einer höheren Gesamtempfindlichkeit S_{el} wird in Abschnitt 3.6 gezeigt, dass eine hohe elektrische Empfindlichkeit S_{el} auch die Dynamikanforderungen reduziert. Eine gute Kopplung zwischen der mechanischen Schwingung und den elektrischen Signalen ist dafür notwendig. Diese wird wie in Kap. 3.5 beschrieben durch die Qualität des Piezoelektrikums, aber auch durch dessen Anordnung auf dem Resonator bestimmt. Analog zur Position der magnetischen Schicht, ist bei Biegeschwingungen auch eine Positionierung der piezoelektrischen Schicht mit maximalem Abstand zum Balkenmittelpunkt sinnvoll, da dort die Spannungen maximal sind. Abb. 4.5 zeigt

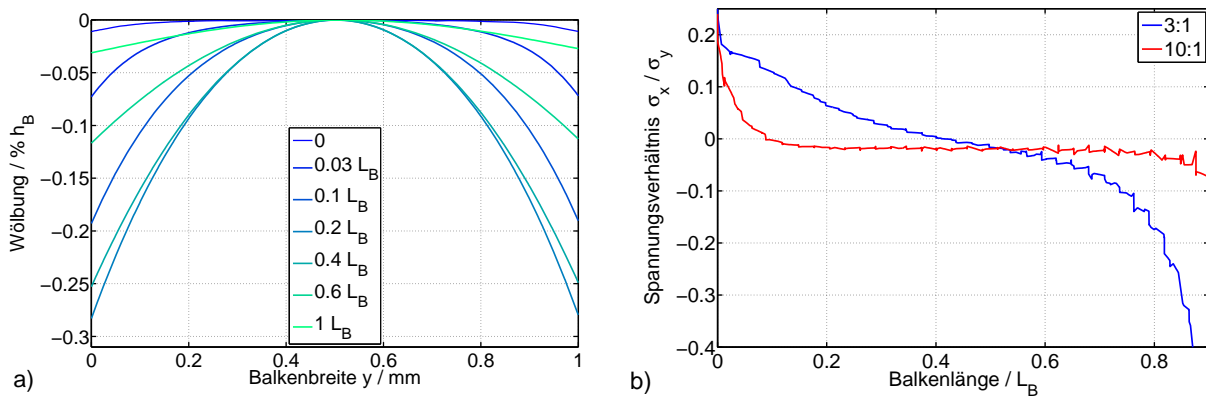


Abb. 4.6: a) Im Querschnitt zeigt ein Balken von 3x1 mm in der ersten Biegemode eine Wölbung von bis zu 0.3% seiner Dicke von 50 μ m. b) Verhältnis der Spannungen entlang der Balkenrichtung x und quer dazu wächst mit dem Seitenverhältnis des Balkens.

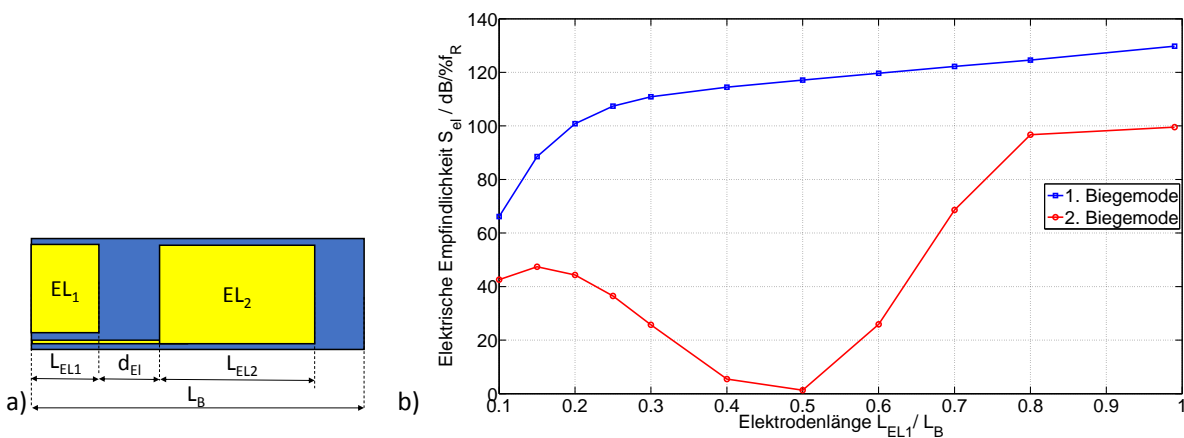


Abb. 4.7: a) Skizze der Elektrodenabmessungen b) Elektrische Empfindlichkeit S_{el} in der ersten und zweiten Biegemode anhand von FEM Simulationen für eine unterschiedlich lange erste Elektrode.

aber auch eine Verteilung der Spannung über die Balkenlänge. Dies führt bei der ersten Biegemode z. B. dazu, dass eine Elektrode im hinteren Teil des Balkens kaum noch zur elektromechanischen Kopplung beiträgt. Durch eine elektrische Kontaktierung des Piezos mit einer leitenden Elektrode mitteln sich die elektrischen Eigenschaften in diesem Bereich. Durch ihre elektrische Kapazität vergrößert sie jedoch weiterhin die Kapazität C_{ME} . Insgesamt führt dies zu einem schnell nachlassenden Anstieg von S_{el} mit der Elektrodenlänge (siehe Abb. 4.7 a). In der zweiten Biegemode führt eine längere Elektrode aufgrund des Vorzeichenwechsels der Spannung zu einer verringerten Empfindlichkeit bis zur Auslöschung bei halber Balkenlänge. Danach steigt S_{el} zwar wieder stark an, bleibt jedoch absolut unterhalb der Werte für die erste Mode. Um die Auslöschung zu verhindern, wird in Abb. 4.8 die Elektrode zweigeteilt. Der vordere Teil EL_1 reicht dabei von der Klemmung bis zu 20% der Balkenlänge, da dort das Vorzeichen der Spannung wechselt. Der Abstand der zweiten Elektrode wird unter der Rahmenbedingung einer Länge von 37% der Balkenlänge optimiert und zeigt ein relativ breites Maximum bei 15% L_B . Verglichen mit dem Ergebnis aus Abb. 4.7 für die zweite Mode ist die strukturierte Elektrode nur 10 dB

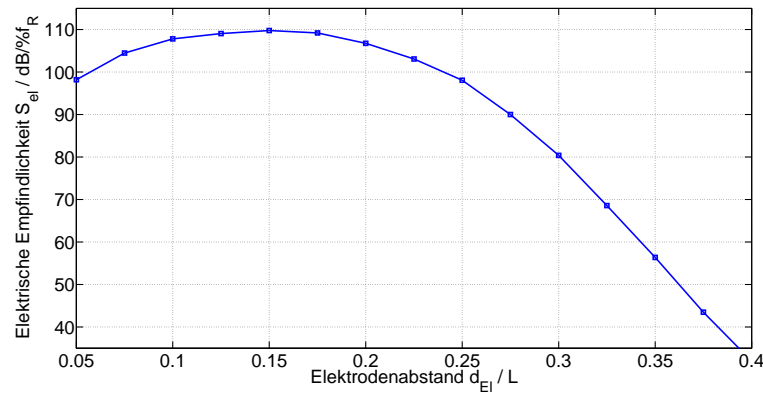


Abb. 4.8: Elektrische Empfindlichkeit S_{el} in der zweiten Biegemode anhand von FEM Simulationen für unterschiedlich großen Abstand zwischen erster und zweiter Elektrode.

besser als eine Elektrode über die volle Länge. Werden die vordere und hintere Elektrode mit umgedrehter Polarität parallel geschaltet, erhöht sich die Empfindlichkeit um weitere 10 dB. Ein Vergleich zwischen Simulation und Messung¹ der elektrischen Eigenschaften ist in Abb. 4.9 für drei verschiedene Elektrodengeometrien gezeigt. Eine Elektrode El_0 , die das erste Drittel des Balkens abdeckt und ein geteiltes Elektrodenpaar $El_1 El_2$, das für die zweite Mode entsprechend Abb. 4.8 optimiert ist. Abweichend von der zweidimensionalen Simulation ist die Probe durch die 50 μm breite Zuleitung der hinteren Elektrode El_2 verändert. Für eine bessere Vergleichbarkeit mit den Proben wird in der Simulation der zweiten Mode die Güte von 1000 auf 800 angepasst. Im Vergleich zwischen Simulation und Messung zeigt sich eine gute Übereinstimmung der relativen Veränderungen zwischen den Elektroden. Wie Tab. 4.1 zeigt, werden entsprechenden Empfindlichkeiten in der ersten Mode um 11 – 35 %, in der zweiten Mode um 30 % unterschätzt. Eine Ausnahme bildet dabei die Kombination 2. Mode + El_2 , bei der die Simulation eine 10 % höhere Empfindlichkeit angibt. Die Tatsache, dass die Elektroden El_0 und El_1 in beiden Moden jeweils gleiche relative Abweichungen zeigen, deutet eher auf eine systematische Ungenauigkeit in der Simulation hin, als auf eine Streuung von Materialparametern zwischen den Proben. Insgesamt ist die Übereinstimmung für eine qualitative Bestätigung des Konzepts der strukturierten Elektroden jedoch ausreichend. In einem analytischen Modell auf Basis der Euler-Bernoulli-Balkentheorie [Zab+16] wird durch Fitten der Materialparameter an die Messungen eine noch bessere Übereinstimmung erreicht. Eine Optimierung der Abmessungen von El_1 und El_2 führt jedoch zu mit dem hier gezeigten Design übereinstimmenden Ergebnis.

Dicke der piezoelektrischen Schicht Die Dicke der piezoelektrischen Schicht d_p hat ebenfalls starken Einfluss auf die elektrischen und elektromechanischen Eigenschaften des Sensors. Die mechanische Anregung bei einer festen Spannungsamplitude ist dabei unabhängig von der Dicke, solange die Feldstärke innerhalb des Dielektrikums unterhalb des

¹Herstellung der Proben durch Christine Kirchhof im Kieler Nanolabor

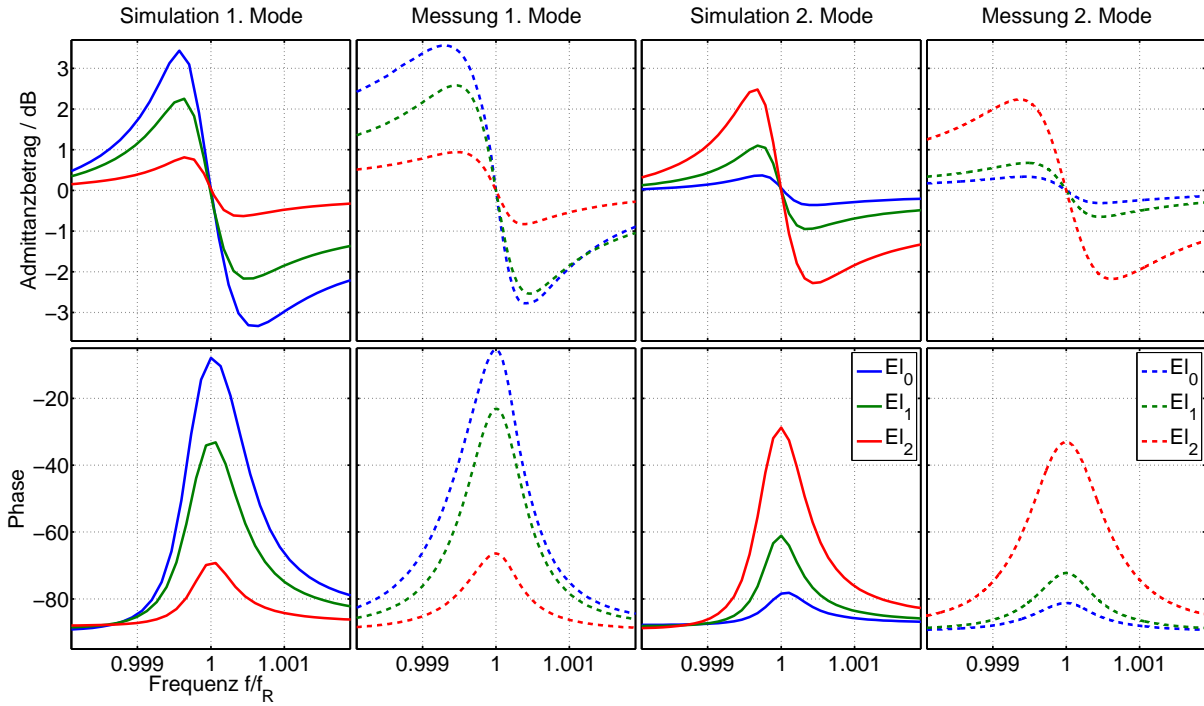


Abb. 4.9: Vergleich von drei verschiedenen Elektrodenkonfigurationen in Simulation und Messung. Eine Aufteilung in Elektroden El_1 und El_2 ermöglicht einen effizienten Betrieb von erster und zweiter Biegemode.

Durchbruchwertes bleibt. In Abb.4.10 sind die simulierten Impedanzverläufe und sich daraus ergebende elektrische Empfindlichkeiten für verschiedene Dicken der AlN-Schicht für die erste Biegemode mit einer Elektrode E_0 dargestellt. Mit steigender Schichtdicke nimmt die Resonanzfrequenz aufgrund der höheren Biegesteifigkeit des dickeren Balkens zu. Da die Kapazität (siehe Gl.3.44) sich reziprok zur Dicke verhält und sich stärker ändert als die Resonanzfrequenz, nimmt die mittlere Impedanz $Z = 1/(2\pi f_R C)$ dabei zu. Die elektrischen Empfindlichkeiten für AM und PM steigen zunächst beide mit der Dicke an. Für die AM ist das Optimum bereits bei einer Dicke $d_p = 1 \mu\text{m}$ erreicht und darüber nimmt die Empfindlichkeit wieder ab. Bei der PM nimmt die Empfindlichkeit

Tab. 4.1: Elektrische Empfindlichkeit für die ersten zwei Biegemoden aus der Simulation im Vergleich mit gemessenen Werten. In der 1. Mode unterschätzt die Simulation die Empfindlichkeit, in der 2. Mode wird sie überschätzt.

Mode	Elektrode	sim. S_{el} /dB	gem. S_{el} /dB	Abweichung %
1	El_0	117.1	131.1	-11
1	El_1	92.8	103.4	-11
1	El_2	39.3	60	-34
2	El_0	8.8	12.5	-30
2	El_1	19.2	26.9	-29
2	El_2	74.6	67.11	+11
1	El_1+El_2	12.0	-	-
2	El_1+El_2	119.0	-	-

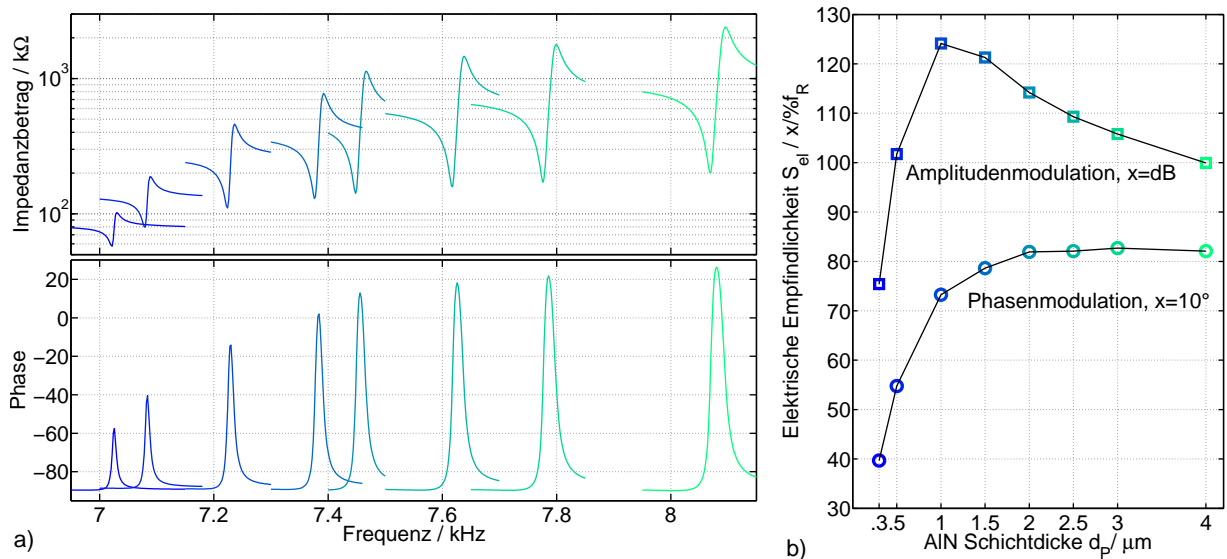


Abb. 4.10: Mit FEM simulierte Impedanzen und elektrische Empfindlichkeiten S_{el} eines Balenresonators in der ersten Biegemode für unterschiedlich dicke piezoelektrische Schichten aus AlN.

bis $d_p \approx 2 \mu\text{m}$ zu und bleibt dann konstant. Des Weiteren ist für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten AlN-Schichten bekannt, dass sich deren piezoelektrischen Eigenschaften aufgrund höherer Kristallinität in dickeren Filmen ($d_p \geq 500 \text{ nm}$) deutlich verbessern [Yar+16a].

4.1.3 Resonatorgüte

Die mechanische Güte Q hat bedeutenden Einfluss auf die elektrische Empfindlichkeit des Sensors. In Abb. 4.11 wird der Zusammenhang anhand von Berechnungen auf Basis des Ersatzschaltbildes gemäß Abb. 3.5 veranschaulicht. Die Werte der Komponenten entsprechen bis auf den Serienwiderstand R_m im Schwingkreis denen, des in Abb. 4.13 verwendeten Sensors mit $Q = 530$. R_m wird variiert und damit eine Veränderung der Verluste in Resonanz beschrieben (siehe Gl. 3.58). Mit steigender Güte tritt eine deutliche Trennung von Resonanz und Antiresonanz auf und die Phase vollzieht zwei vollständige Durchläufe der Phasenänderungen um $\pm 180^\circ$. Die zwei Arbeitspunkte der PM werden deutlich steiler, bleiben jedoch trotz der Änderung der Güte konstant bei den Frequenzen von Resonanz bzw. Antiresonanz. Der bei geringer Güte beste Arbeitspunkt der AM in der Mitte zwischen f_R und f_A spaltet sich mit steigender Güte in zwei Arbeitspunkte an den inneren Flanken der beiden Resonanzen auf. An den Außenseiten finden sich ebenfalls geringfügig weniger empfindliche Arbeitspunkte. Für $100 \leq Q \leq 700$ nimmt die Empfindlichkeit quadratisch mit der Güte zu. Im Bereich um $Q = 1000$ flacht sich dieser Trend zu $S_{el} \propto Q$ ab. Bei der AM ist die Zunahme im Übergangsbereich sogar etwas geringer, so dass sich bei sehr hoher Güte ein Vorteil der PM um ca. einen Faktor 3 ergibt. Insgesamt zeigt sich für diesen Sensor, dass eine Verringerung der Verluste auf $Q \approx 1000$

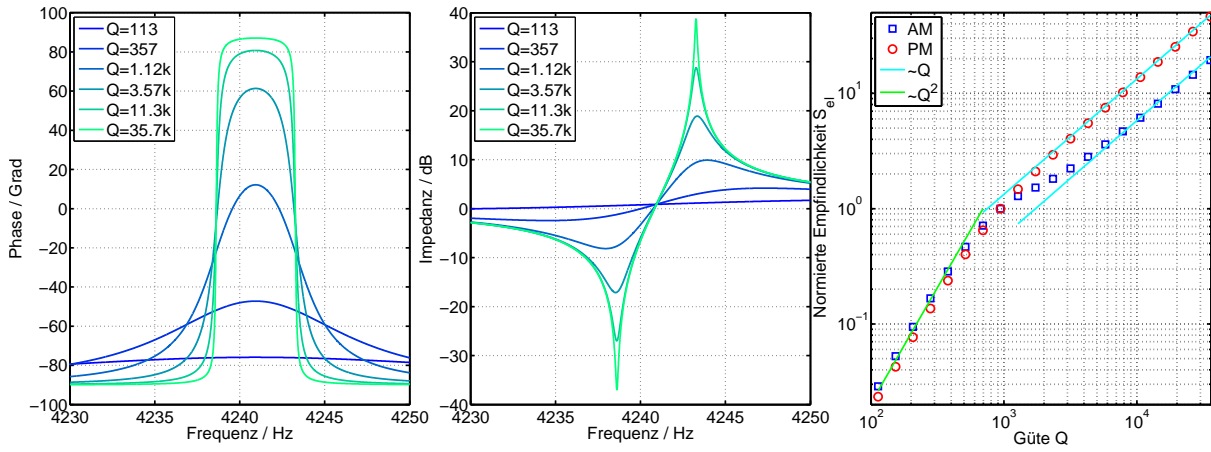


Abb. 4.11: Berechneter Einfluss der Resonatorgüte auf die elektrische Empfindlichkeit in AM und PM. Basierend auf den Werten des Ersatzschaltbildes wie in Abb. 4.13

eine deutliche Verbesserung der Empfindlichkeit mit sich bringt. Bei welcher Güte dieser Übergangsbereich stattfindet, hängt von den anderen Komponenten des Ersatzschaltbildes, wie z. B. der Sensorkapazität C_p ab.

Die Güte ist über den Zusammenhang $Q = 1/2D$ mit der Dämpfungskonstante D verbunden. Sie bestimmt sich aus der Summe von einzelnen Dämpfungsmechanismen durch Gasdämpfung, Klemmung, intrinsische Verluste des Materials und magnetische Verluste.

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{gas}}} + \frac{1}{Q_{\text{klemm}}} + \frac{1}{Q_{\text{intr}}} + \frac{1}{Q_{\text{mag}}} \quad (4.8)$$

Messtechnisch zugänglich sind in der Regel nicht die einzelnen Summanden, sondern nur die Gesamtgüte Q . Durch Messungen im Vakuum lassen sich zumindest die Verluste durch Gasdämpfung stark reduzieren. Klemmverluste lassen sich z. B. vermeiden, wenn die Probe freischwebend gelagert untersucht werden kann.

Die Dämpfung durch Gase ist ein Effekt, welcher mit der in Schwingungsrichtung projizierten Oberfläche skaliert. Die im Resonator gespeicherte Energie nimmt bei Skalierung mit konstanter Geometrie jedoch proportional zum Volumen schneller ab als die Oberfläche. Dies führt dazu, dass dieser Dämpfungsmechanismus bei kleineren Resonatoren deutlich stärker ins Gewicht fällt. Anhand der Knudsen Zahl Kn lässt sich die Gasdämpfung in zwei Bereiche aufteilen. Die Zahl errechnet sich aus der charakteristischen Länge L_c im Verhältnis zur freien Weglänge der Gaspartikel λ_f , die sich aus der Boltzmann-Konstante k_B , der Temperatur T , dem Gaspartikeldurchmesser d_{gas} und dem Druck p bestimmt

$$Kn = \frac{\lambda_f}{L_c} = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi d_{\text{gas}}^2 L_r p}. \quad (4.9)$$

Die charakteristische Länge bezeichnet in der Strömungslehre eine allgemeine Dimensionierung, die je nach Problemstellung definiert werden muss. Bei der Widerstandsberechnung bietet sich die kleinste Ausdehnung senkrecht zur Bewegungsrichtung, also z. B. bei einer Biegeschwingung die Breite b_B des Balkens an.

Bei Atmosphärendruck beträgt $\lambda_f = 70$ nm und für alle in dieser Arbeit relevanten Strukturen ist $Kn < 1$. Demnach wird das Gas als Kontinuum behandelt und Energie durch viskosen Fluss des Gases um den Resonator dissipiert. Dabei gibt es abhängig vom Abstand der den Resonator umgebenden Struktur zwei verschiedene Bereiche. Schwingt ein vergleichsweise breiter Balken beispielsweise nahe einer Oberfläche, so kommt es zu Verlusten durch Kompression. Schwingt der Resonator jedoch wie in dieser Arbeit in einem großen freien Volumen, so lassen sich die Verluste besser mit einem Widerstandsmodell beschreiben und es gilt nach [Sch+16] bei der Kreisfrequenz ω für einen Balken mit der Dichte ρ und Dicke h_B

$$\frac{1}{Q_{\text{gas,wid}}} = \frac{8\eta}{\rho b_B h_B \omega}. \quad (4.10)$$

Es gibt also keine direkte Abhängigkeit vom Umgebungsdruck, sondern nur indirekt über die Viskosität η . Unterhalb des Atmosphärendrucks bleibt diese, und damit die viskosen Verluste durch Gasdämpfung, bis ca. 100 mbar konstant und nimmt dann linear mit dem Druck ab [Blo+92]. Bei kleinen Knudsenzahlen wird eine reduzierte effektive Viskosität verwendet und dadurch auch die Verluste mit sinkendem Druck reduziert [Bao05]. Zunächst nimmt die Güte mit der Kreisfrequenz zu, bis aufgrund abnehmender akustischer Wellenlänge auch bei freien Strukturen die Verluste durch Kompression zunehmen und Energie in Form von Schallwellen abgestrahlt wird [VE+09].

Für einseitig geklemmte Balken in der ersten Biegemode zeigt sich in [Yum+04] mit

$$\frac{1}{Q_{\text{gas,wid}}} \propto \frac{\eta L^2}{h^2 b} \quad (4.11)$$

eine sehr gute experimentelle Übereinstimmung.

Unterhalb eines Drucks von $p = 0.1$ mbar ist freien Weglänge λ_f größer als 1 mm und damit im Bereich der in dieser Arbeit relevanten Strukturen. Unterhalb von $p = 0.1$ mbar ist demnach bei $Kn > 1$ mit molekularer Dämpfung durch ballistische Stöße des Resonators mit einzelnen Gasmolekülen zu rechnen [Sch+16; Li+07] und es gilt

$$\frac{1}{Q_{\text{gas,mol}}} = \frac{4p}{\rho h \omega} \sqrt{\frac{2m_{\text{gas}}}{\pi R_{\text{gas}} T}}. \quad (4.12)$$

Dabei bezeichnet m_{gas} die molare Masse der Gasmoleküle, R_{gas} die Gaskonstante und T die Temperatur. In diesem Druckbereich ist die Güte direkt reziprok zum Druck.

Insgesamt lässt sich zusammenfassen, dass es keine eindeutigen analytischen Zusammenhänge für die Gasdämpfung von schwingenden Strukturen gibt. Dennoch zeichnen sich unabhängig vom Druck die bereits eingangs erwähnten geometrischen Abhängigkeiten vom Verhältnis aus projizierter Oberfläche in Schwingungsrichtungsrichtung und der Masse ($M_R = \rho \cdot h$) des Resonators ab. Eine höhere Kreisfrequenz führt zunächst zu einem Anstieg der Güte, bis durch die Abstrahlung von Schallwellen, bzw. im molekularen Regime durch Stöße mit Gasmolekülen die Güte abnimmt. Entgegen der Intuition nehmen

die viskosen Verluste erst bei deutlicher Druckreduktion auf weniger als ein Zehntel des Normaldrucks ab.

Klemmverluste beschreiben den Energieverlust des Resonators über seine Einklemmung. Mechanische Wellen breiten sich in die umgebende Struktur aus und dissipieren dort, anstatt in den Resonator zurück reflektiert zu werden. Wie groß diese Verluste sind, hängt stark von der Konstruktion der Aufhängung ab und müssen im Detail mit FEM berechnet werden [Sch+16]. Qualitative Zusammenhänge lassen sich jedoch bereits aus analytischen Modellen ableiten. So ergibt sich für Biegebalken mit, verglichen mit der Wellenlänge, dünnen Aufhängungen der Dicke h_A der Zusammenhang

$$Q_{\text{klemm}}^{-1} \approx 0.95 \frac{b_B h_B^2}{L_B h_A^2}, \quad (4.13)$$

während bei deutlich dickerer Aufhängung

$$Q_{\text{klemm}}^{-1} \approx 0.31 \frac{b_B}{L_B} \left(\frac{h_B}{L_B} \right)^4 \quad (4.14)$$

bessere Übereinstimmung zeigt [Jud+07]. Daraus lässt sich der allgemeine Trend erkennen, dass lange schlanke Balken an dicken Ankerstrukturen die geringsten Klemmverluste zeigen. Dies deckt sich mit den Erfahrungen, dass die Saiten von Musikinstrumenten sehr lange Abklingzeiten und damit Güten im Bereich einiger Tausend haben [Pat+14]. Anschaulich ist dies dadurch nachzuvollziehen, dass die Wellenlänge deutlich größer als die Abmessungen des Klemmbereichs sind und daher die Welle kaum durch die Klemmung dissipieren kann.

Zusätzlich treten noch eine Reihe interner Verluste auf. Für die meisten Materialien dominieren hier die intrinsischen anelastischen Verluste. Bei Metallen beruhen diese auf Versetzungen oder Phasenumwandlungen. Bei Materialien mit vielen Defekten wird z. B. durch Reibung an Rissen Energie dissipiert. Dichte Keramiken und Gläser ohne Defekte sind stark kovalent gebunden und weisen mit Güten im Bereich von $Q \approx 10000$ nur sehr geringe Verluste durch interne Reibung auf. Als Folge wird bei diesen Materialien ein anderer Verlustmechanismus, thermolastische Verluste, dominant [Ash89]. Diese Verluste entstehen durch den bekannten thermischen Ausdehnungskoeffizienten, der jedoch auch eine umgekehrte Kopplung von Dehnung und Temperatur beschreibt. Die Auslenkung eines Resonators erzeugt einen Dehnungsgradienten und einen damit verbundenen lokalen Gradienten in der Temperatur, in Folge dessen ein irreversibler Fluss von Wärme gemäß der Wärmeleitfähigkeit für einen Ausgleich sorgt. Je nach Resonatorgeometrie und Schwingungsmoden ergeben sich unterschiedlich große Abstände zwischen warmen und kalten Bereichen, die zusammen mit der thermischen Diffusivität unterschiedliche lange Relaxationszeiten für das Abklingen der Temperaturunterschiede bedeuten. Entspricht die Periodendauer der Relaxationszeit, ist die Dämpfung maximal [Lif+99].

Bei magnetoelastischen Materialien spielen auch magnetische Verluste eine bedeutende

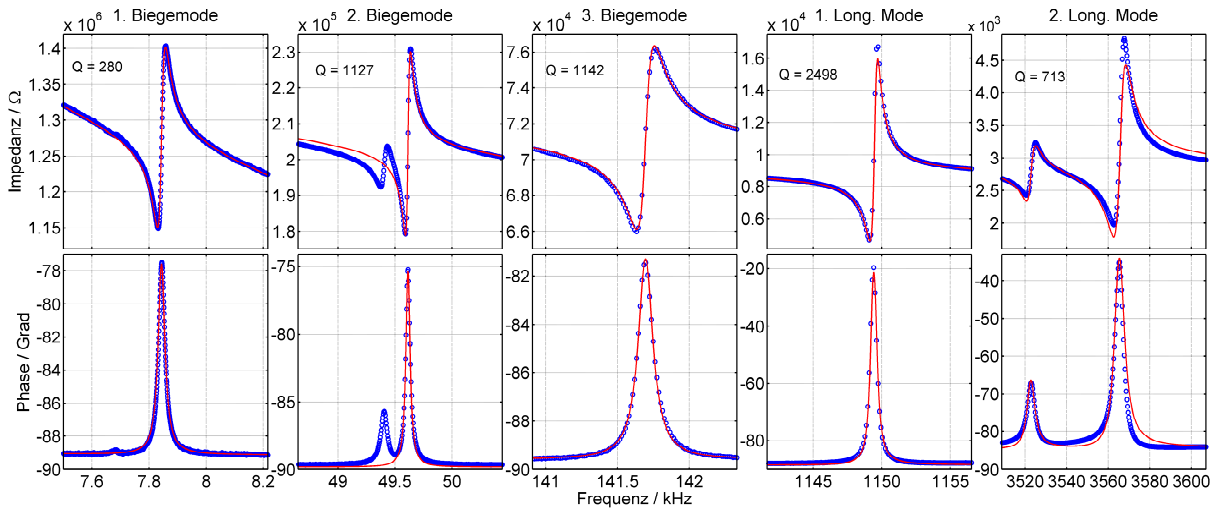


Abb. 4.12: Vergleich von Biege und Longitudinalmode anhand gemessener Resonanzen eines einseitig geklemmten MEMS-Balkens mit den Dimensionen $L_B=1.5$ mm, $b_B=0.2$ mm, $h_B=15$ μ m. Messdaten als Punkte, Fit mit Ersatzschaltbild als Linie.

Rolle, welche in Kap. 4.2.1 genauer diskutiert werden.

4.1.4 Experimentelle Bestimmung der Verluste

Eine experimentelle Untersuchung der Verluste ist immer schwierig, da nur die Summe aller Verluste gemessen werden kann. In Abb. 4.12 ist die elektromechanische Resonanz eines Sensors² in den ersten drei Biege- und zwei Longitudinalmoden dargestellt und die Güte anhand des Ersatzschaltbildes bestimmt. Der Resonator ist ein einseitig geklemmter Balken mit den Dimensionen $L_B=1.5$ mm, $b_B=0.2$ mm, $h_B=15$ μ m. Von der ersten Biegemode mit $Q = 280$ steigt die Güte zur zweiten und dritten Biegemode um einen Faktor vier an. In der ersten Longitudinalmode nimmt die Güte auf $Q = 2498$ zu, fällt dann aber in der zweiten Mode wieder auf $Q = 713$ ab. Da keine weiteren Messdaten im Vakuum vorliegen, ist keine eindeutige Schlussfolgerung möglich. Dennoch bestätigen sich die grundlegenden Tendenzen. In den Biegemoden dominieren wahrscheinlich zunächst die Verluste durch viskose Gasdämpfung, welche sich mit steigender Frequenz zur 2. Mode zunächst verringern, dann aber aufgrund akustischer Abstrahlung nicht weiter abnehmen. In der longitudinalen Schwingung kann aufgrund der geringen Querschnittsfläche die Gasdämpfung vernachlässigt werden und die Klemmverluste dominieren die Güte. In der zweite Longitudinalmode bei der dreifachen Frequenz der 1. Mode sinkt die Güte auf ein Drittel. Eine mögliche Erklärung dafür wären stärkere Klemmverluste aufgrund einer stärkeren Annäherung der Wellenlänge die Abmessungen des Klemmbereichs.

Der Einfluss der Gasdämpfung auf einen 25 μ m dicken, 1 mm breiten und 3 mm langen Dünnschichtresonator³ (siehe. Kap. 4.3.6) lässt sich anhand von zwei Messungen bei Atmosphärendruck und im Vakuum in Abb. 4.13 nachvollziehen. Um magnetische Verluste

²Hergestellt am Fraunhofer ISIT durch Dr. Fabian Lohfink

³Herstellt von Christine Kirchhof im Kieler Nanolabor

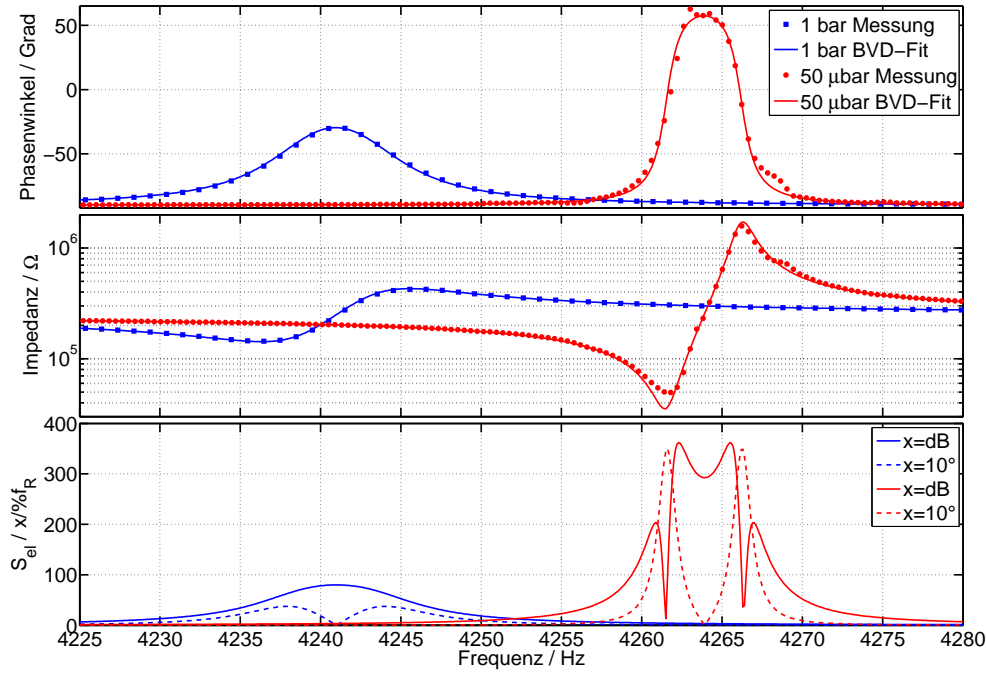


Abb. 4.13: Veränderung der Impedanz eines Resonators beim Wegfall der viskosen Dämpfung im Vakuum. Aus dem Ersatzschaltbild ergibt sich eine Erhöhung der Güte von $Q = 550$ auf $Q = 3530$.

zu unterdrücken, wird die Probe während der Messung magnetisch gesättigt. Bei einem Restdruck im Vakuum von $50 \mu\text{bar}$ ist die Gasdämpfung deutlich reduziert und die Resonanzfrequenz zu höheren Frequenzen verschoben, wie gemäß Gl. 3.48 zu erwarten ist. Im Impedanzverlauf wird die Trennung in Resonanz und Antiresonanz deutlich schärfer, die effektive Kopplung bleibt jedoch, wie zu erwarten, konstant bei $K_{\text{eff}} = 0.22\%$. Das Ersatzschaltbild ergibt einen Anstieg der Güte von $Q = 550$ bei Atmosphärendruck auf $Q = 3530$ im Vakuum. Als Folge erhöhen sich die elektrischen Empfindlichkeiten deutlich um einen Faktor 5 für die Amplitudenmodulation und einen Faktor 10 für die Phasenmodulation. Für diesen Resonator sind unter Normaldruck die Verluste durch Gasdämpfung also dominant. Wird die gleiche Messung anstatt in Sättigung am Anisotropiefeld $\mu_0 H_{\text{eff}} = 0.8 \text{ mT}$ durchgeführt (siehe Abb. 4.14), so lassen sich anhand der Unterschiede zum Sättigungsfall die magnetischen Verluste bestimmen:

$$\frac{1}{Q_{\text{mag}}} = \frac{1}{Q} - \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_{\text{mag}}} \right) = \frac{1}{Q(5 \text{ mT})} - \frac{1}{Q(0.8 \text{ mT})}. \quad (4.15)$$

Damit ergibt sich für die maximale Güte aufgrund der magnetischen Schicht Q_{mag} anhand der Messungen im Vakuum und bei Normaldruck:

$$Q_{\text{mag}}(50 \mu\text{bar}) = \left(\frac{1}{1450} - \frac{1}{3530} \right)^{-1} = 2461, \quad (4.16)$$

$$Q_{\text{mag}}(1 \text{ Bar}) = \left(\frac{1}{449} - \frac{1}{552} \right)^{-1} = 2406. \quad (4.17)$$

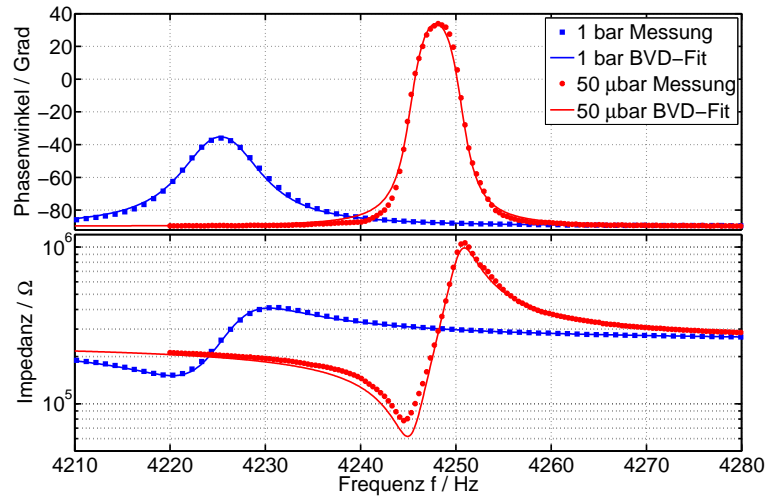


Abb. 4.14: Elektromechanischer Impedanzverlauf am Anisotropiefeld von $\mu_0 H = 0.8 \text{ mT}$ bei Normaldruck und bei $50 \mu\text{bar}$. Verglichen mit Abb. 4.13 ist die Güte mit $Q = 449$ bzw. $Q = 1450$ aufgrund magnetischer Verluste deutlich reduziert.

Die beiden Werte im Vakuum und bei Normaldruck zeigen, wie zu erwarten, gute Übereinstimmung ihr Mittelwert bestimmt eine maximale Güte aufgrund der magnetische Schicht von $Q_{\text{mag}} = 2433$ am Anisotropiefeld.

Die maximale Güte aufgrund der Gasdämpfung berechnet sich analog mit

$$\frac{1}{Q_{\text{gas}}} = \frac{1}{Q} - \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_{\text{gas}}} \right) = \frac{1}{Q(1 \text{ Bar})} - \frac{1}{Q(50 \mu\text{bar})}. \quad (4.18)$$

Anhand der Messungen in Sättigung und beim Anisotropiefeld

$$Q_{\text{gas}}(5 \text{ mT}) = \left(\frac{1}{552} - \frac{1}{3530} \right)^{-1} = 654, \quad (4.19)$$

$$Q_{\text{gas}}(0.8 \text{ mT}) = \left(\frac{1}{449} - \frac{1}{1450} \right)^{-1} = 650 \quad (4.20)$$

ergibt sich, wie zu erwarten, eine große Übereinstimmung und anhand des Mittelwertes ergibt sich eine maximale Güte aufgrund der Gasdämpfung von $Q_{\text{gas}} = 652$. Eine weitere Aufteilung in Klemmverluste und intrinsische Dämpfung lässt sich ohne weitere Experimente, wie z. B. eine Variation der Geometrie nicht trennen, zusammen ergeben sie aber

$$\frac{1}{Q_{\text{klemm}}} + \frac{1}{Q_{\text{intr}}} = \frac{1}{Q(50 \mu\text{bar}, 5 \text{ mT})} = \frac{1}{3530}. \quad (4.21)$$

Insgesamt wird dieser Resonator bei Betrieb in der ersten Biegemode also besonders durch die Umgebungsluft gedämpft. In der Nähe des Anisotropiefeldes führen jedoch auch magnetische Verluste zu einer ausgeprägten Dämpfung.

4.2 Magnetische Schicht

In diesen Kapitel werden einzelne Aspekte der magnetischen Schicht genauer diskutiert. Zunächst geht es um die Mechanismen magnetischer Verluste und entsprechende Mög-

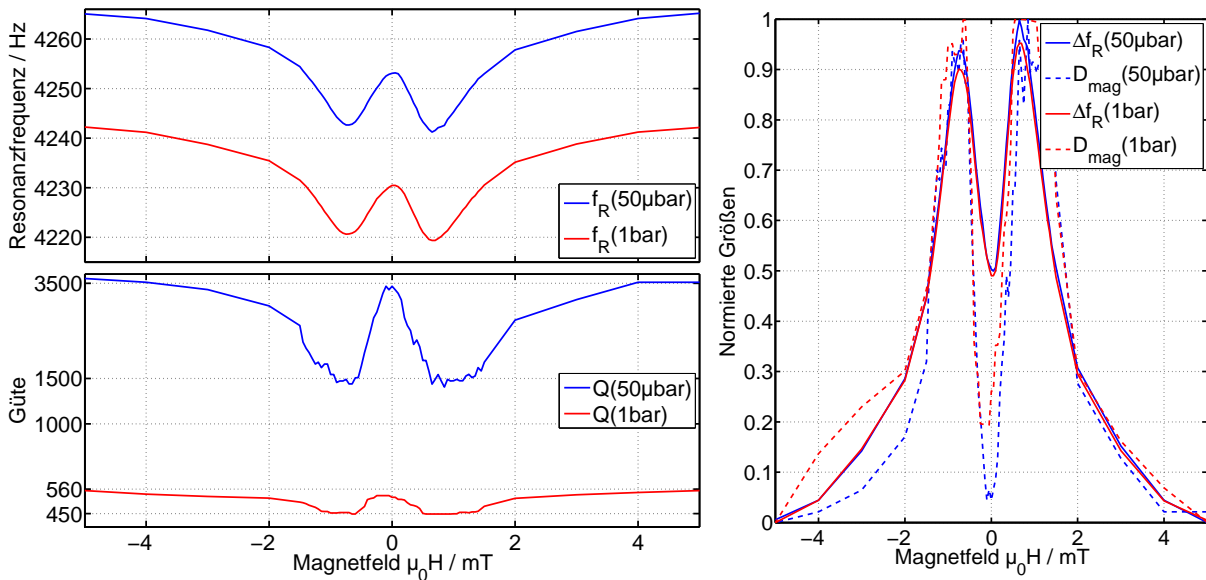


Abb. 4.15: Zusammenhang von magnetischen Verlusten (D_{mag}) und Resonanzfrequenzverstimmung Δf_R für steigende Magnetfelder.

lichkeiten diese zu verringern, anschließend wird die Verringerung des internen Streufeldes durch die Formgebung angesprochen. Abschließend wird noch auf die Möglichkeiten zur Kontrolle des magnetischen Arbeitspunktes mit Exchange-Bias-Schichtsystemen eingegangen.

4.2.1 Verluste

Im vorherigen Kapitel zeigte sich am untersuchten Sensor ein Verlustprozess mit magnetischer Abhängigkeit. In Abb. 4.15 sind sowohl die Resonanzfrequenz als auch die Güte für Messungen im Vakuum und bei Normaldruck in Abhängigkeit vom Magnetfeld dargestellt. Der Verlauf der Resonanzfrequenz folgt dabei dem des Elastizitätsmoduls (siehe Abb. 2.7). Die Güte zeigt einen ähnlichen Verlauf. In der normierten Darstellung ist eine identische relative Verstimmung zu erkennen. Lediglich um das Anisotropiefeld ist die relative Verstimmung im Vakuum geringfügig größer als bei Normaldruck. Dies lässt sich durch eine größere relative Verringerung der Güte aufgrund der im Vakuum dominanten magnetischen Verluste erklären, die gemäß Gl. 3.48 ebenfalls zu einer zusätzlichen Absenkung der Resonanzfrequenz führen. Im Vergleich mit der normierten Verstimmung zeigt die magnetische Dämpfung einen nahezu identischen Verlauf. Abweichungen treten nur im Nullfeld und knapp oberhalb des positiven Anisotropiefeldes auf, die auf einen Zusammenhang mit hysteretischen Effekten aufgrund einer verkippten Anisotropie hindeuten. Insgesamt ist die Übereinstimmung der Verläufe jedoch sehr hoch und deutet damit auf eine gemeinsame magnetische Ursache hin. In magnetoelastischen Materialien kommt es zu spannungsinduzierten Ummagnetisierungen und damit ebenfalls zu Magnetisierungsverlusten. Vergleichbares ist zum Beispiel auch von durch Magnetfelder induzierten Ummagnetisierungen in Transformatorkernen allgemein bekannt. Je nach Art der

Ummagnetisierung durch Rotation oder Domänenwandverschiebung und Geschwindigkeit der Änderung ist der Verlustprozess unter unterschiedlichen Bezeichnungen bekannt.

Hysteretische Verluste Bei Magnetisierung durch ein Magnetfeld entlang der schweren Achse erfolgt die Änderung vorrangig durch Rotation, bei der Anisotropieenergie in Zeeman-Energie umgewandelt wird. Unter der Annahme einer geringen Änderungsrate ist dieser Vorgang quasi reversibel. Wird die Magnetisierung durch eine mechanische Spannung verändert, wird ein Teil der Anisotropieenergie in Federenergie umgewandelt. Entlang der leichten Achse erfolgt die Ummagnetisierung vorrangig durch Domänenwandverschiebung. An Störstellen innerhalb der Materials verringert sich der Energiebeitrag durch die Domänenwand und diese wird dort festgehalten bis die Differenz groß genug ist, dass sich die Wand löst und schlagartig verschiebt. Diese sprunghafte Magnetisierungsänderung ist unter dem Begriff Barkhausenrauschen bekannt, und proportional zur Defektdichte sowie Domänenwandlänge und damit deren Größe. Jedoch muss hier die Domänenkonfiguration am magnetischen Arbeitspunkt H_{op} betrachtet werden. Eine Bestimmung der hysteretischen Verlustleistung p_{hy} ist grundsätzlich durch quasistatische Messung der Magnetisierungskurve und Integration der durch Hysterese eingeschlossenen Fläche möglich, lässt sich aber für den Fall einer Magnetisierungsänderung um den Nullpunkt anhand der Koerzitivfeldstärke H_c , der Dichte γ , sowie der Magnetisierungsamplitude \hat{M} mit

$$p_{hy} = \frac{4f_{op}H_c\hat{M}\mu_0\mu_r}{\gamma} \quad (4.22)$$

abschätzen [RH13].

Wirbelströme Wirbelströme I_{ind} entstehen gemäß dem Induktionsgesetz von Faraday in leitfähigen Materialien mit Widerstand R durch eine Änderung des magnetischen Flusses Φ_B mit der Zeit t .

$$I_{ind} = \frac{U_{ind}}{R} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \frac{1}{R} \quad (4.23)$$

Das dadurch entstehende Magnetfeld ist gemäß der Lenzschen Regel der Magnetisierungsänderung entgegengesetzt und dämpft diese dadurch ab. Durch die endliche Leitfähigkeit des Materials dissipiert die entsprechende Energie thermisch.

Für ein Material mit der Dichte ρ und der Leitfähigkeit γ beträgt laut [RH13] die Verlustleistungsdichte p_{wir} aufgrund von Wirbelströmen

$$p_{wir} = \frac{(\pi f_{op} \Delta M \mu_0 \mu_r d_m)^2}{6\gamma\rho}. \quad (4.24)$$

Geteilt durch die Frequenz f_{op} ergeben sich die Verluste pro Schwingungsperiode und mit der Näherung $\hat{M} \propto \hat{A}$ (\hat{A} ist die Schwingungsamplitude) damit für die Güte

$$Q_{mag,wir} \propto \frac{f_{op} d_m^2}{\gamma} \quad (4.25)$$

Dabei geht die minimale Abmessung der Schicht senkrecht zur Magnetisierungsänderung d_m quadratisch ein. Daher können die Wirbelströme besonders effizient durch eine Strukturierung des magnetischen Materials, z. B. eine Abfolge von elektrisch isolierten magnetischen Schichten, eingeschränkt werden [Ino+88]. Eine weitere Möglichkeit die Verluste zu begrenzen, besteht darin die Leitfähigkeit γ des magnetischen Materials zu verringern und dadurch den Stromfluss zu begrenzen. Amorphe Metalle, wie z. B. das verwendete METGLAS® 2605SA1, weisen mit $\gamma \approx 1 \mu\Omega\text{m}$ [MET] bereits eine um eine Größenordnung verringerte Leitfähigkeit auf als die kristalline Form des Hauptbestandteils Eisen mit $\gamma \approx 0.1 \mu\Omega\text{m}$.

Anormale Wirbelströme Im Falle von Ummagnetisierung durch Domänenwandverschiebungen fallen die Verluste durch Wirbelströme größer aus als in Gl. 4.24 beschrieben. Dies lässt sich mit der sprunghaften Magnetisierungsänderung erklären, die lokal zur einer schnelleren Flussänderung $d\Phi/dt$ führt. Da die Dämpfung durch Wirbelströme mit der Frequenz ansteigt, führen die Sprünge zu größerer Dämpfung als bei kontinuierlicher Magnetisierungsänderung [Ber86]. Die anormalen Wirbelstromverluste lassen sich mit einem Anormalitätsfaktor $\eta \geq 1$ und $p_{\text{awir}} = p_{\text{wir}}\eta$ beschreiben. Dabei nimmt η mit den Dichten von Defekten und beteiligten Domänenwänden zu. Letztere nimmt mit der Magnetisierungsamplitude zu und steigt mit der Wurzel der Frequenz f_{op} [Flo07]. In vergleichbaren amorphen, magnetostriktiven Schichten konnte so z. B. bei $f_{\text{op}} = 50 \text{ kHz}$ mit einer Vergrößerung der Domänenbreite von $10 \mu\text{m}$ auf $150 \mu\text{m}$ die Güte von $Q = 25$ auf $Q = 100$ verbessert werden [Her02]. Im Idealfall einer eindomänigen Schicht ist $\eta = 1$.

Insgesamt haben magnetoelastische Verluste also einen wichtigen Anteil an den Gesamtverlusten von magnetoelastisch verstimmt Resonatoren. Da die Verluste in guter Näherung direkt proportional zur Verstimmung sind, wird dieser Verlustmechanismus mit dickeren magnetischen Schichten sogar zum dominanten Verlustmechanismus und sollte durch Unterdrückung von Wirbelströmen und sprunghaften Domänenwandverschiebungen begrenzt werden.

4.2.2 Formeffekte

Die Form der magnetischen Schicht hat deutlichen Einfluss auf ihre Eigenschaften. Das interne Streufeld reduziert ein externes Magnetfeld abhängig von der Magnetisierung. Für einfache Geometrien wie beispielsweise quaderförmige Proben existieren gute analytische Näherungsformeln [Aha+00], für beliebige Geometrien ist jedoch eine numerische Lösung notwendig. Unter der vereinfachenden Annahme, dass die Magnetisierung nicht in Domänen zerfällt, kann das effektive Magnetfeld innerhalb einer beliebig geformten Probe numerisch aus finiten Elementen berechnet werden. In der Simulation wird in der

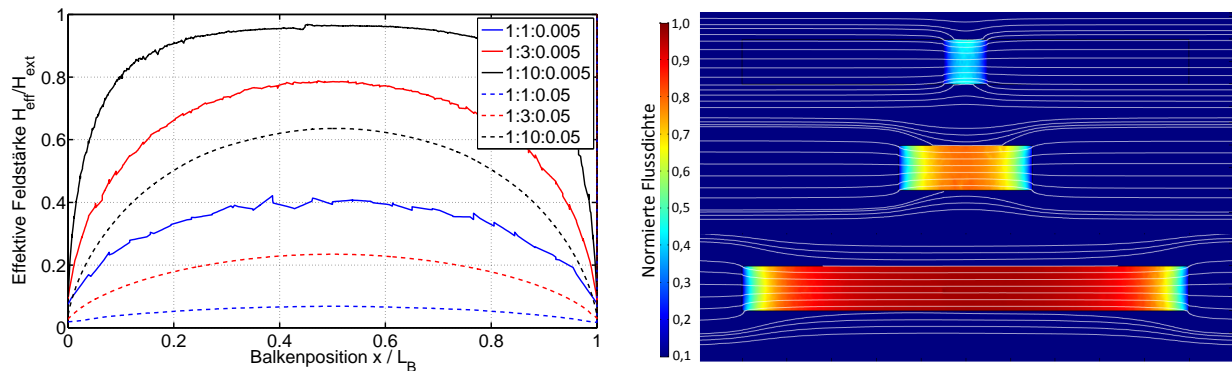


Abb. 4.16: Links: Die normierte Flussdichte in 2 μm dicken magnetischen Schichten in unterschiedlichen Seitenverhältnissen (Länge:Breite:Dicke) anhand einer 3D FEM-Simulation. Rechts: Die entsprechenden effektiven Feldstärken zeigen den Einfluss des internen Streufelds.

FEM-Software COMSOL Multiphysics[®] in einem zylinderförmigen (Radius 5 mm, Länge 30 mm) mit Luft gefüllten Volumen eine konstante Flussdichte durch die beiden Zylinderenden angenommen. Die Probe mit einer Permeabilität von $\mu_r = 1000$ wird in der Zylindermitte angeordnet und das effektive Magnetfeld berechnet. In Abb. 4.16 sind die vertikal gemittelten Flussdichten für drei Geometrien mit unterschiedlichen Seitenverhältnissen dargestellt. Die magnetischen Schichten haben eine Dicke von 2 μm , 1 mm Breite und Längen von 1,3 und 10 mm. Mit steigender Länge entlang der Feldrichtung vergrößert sich die Flussdichte innerhalb der Proben deutlich. An beiden Enden zeigt sich bei allen Proben ein deutlicher Abfall, der durch das interne Streufeld zu erklären ist. In Abb. 4.16 sind ebenfalls die effektiven Feldstärken in Feldrichtung entlang der Balkenmitte neben 2 μm auch in 20 μm Dicke gezeigt. Die effektive Feldstärke ist umso höher und homogener, desto größer das Seitenverhältnis in Feldrichtung ist. Die sich daraus ergebenden Anforderungen an die Geometrie des Sensors stehen eventuell im Widerspruch zu anderen Anforderungen.

Dennoch kann das Streufeld durch externe magnetische Strukturen erweitert werden. Abb. 4.17 zeigt ein Experiment bei dem ein Sensor in Form eines 2 mm x 3 mm großen Biegebalkens mit einer vergleichsweise großen magnetischen Struktur aus 20 μm dicker, hochpermeabler Metallfolie (Vacuumschmelze Vitroperm 800) versehen wird. In der FEM-Simulation zeigt sich besonders in Richtung der Sensorspitze ein deutlicher Anstieg der effektiven Feldstärke um bis zu einem Faktor 3. In den Messungen der magnetischen Resonanzfrequenzverschiebung reduzieren sich die Biasfelder in der ersten Mode um einen Faktor 3.5 und in der zweiten Mode um einen Faktor 4. Die Empfindlichkeit auf der inneren Flanke steigt dabei in der ersten Mode um 2.5, in der zweiten um 3.5. Die Faktoren sind nur qualitativ vergleichbar, da neben der Feldstärke auch deren Verteilung deutlich verändert wird. Hinzu kommt eine gewisse Unsicherheit in der Probenpräparation, da die Erweiterung nur aufgeklebt wird und kleinste Änderungen im Luftspalt zwischen Sensor und Erweiterung bereits zu deutlichen Abweichungen führen. Die Unterschiede zwischen

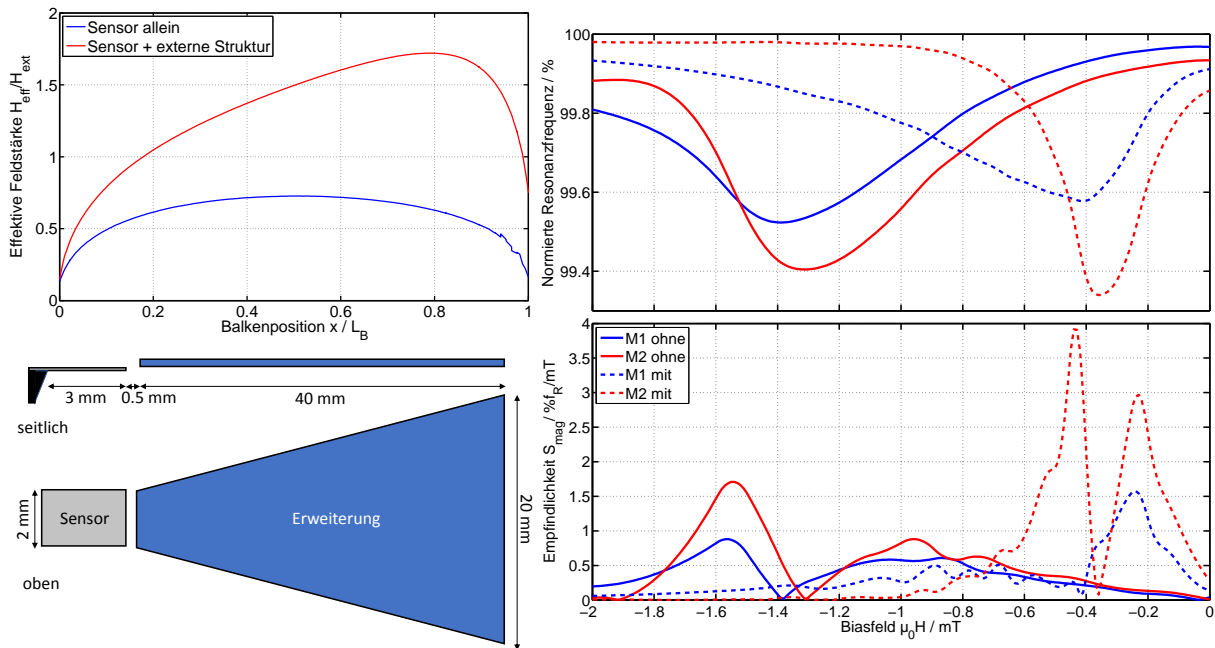


Abb. 4.17: Einfluss einer externen magnetischen Erweiterung zur Reduktion des Streufeldes anhand eines 2 mm x 3 mm großen Biegebalkens mit einer 2 μm dicken magnetischen Schicht. Links FEM-Simulation, rechts experimentelle Daten für die erste und zweite Biegemode.

den Moden lassen sich mit den Verteilungen von dynamischer Spannung (Abb. 4.5) und effektiver Feldstärke (Abb. 4.17) nachvollziehen. In der zweiten Mode ist der hintere Teil des Balkens deutlich empfindlicher als in der ersten und reagiert demnach stärker auf die dort erhöhte Feldstärke. Weitere Skalierungseffekte ergeben sich aufgrund des veränderten Verhältnisses von Volumen zu Kantenlänge. An Kanten bilden sich zur Verringerung des Streufeldes, aber auch aufgrund der dort häufig auftretenden Spannungen, verstärkt magnetische Domänen aus [McC04].

4.2.3 Exchange Bias

Um den Betrieb der Sensoren zu vereinfachen, kann das magnetische Biasfeld zum Erreichen der maximalen magnetischen Empfindlichkeit durch einen Exchange Bias (EB) mit einem Antiferromagneten erreicht werden. Anschaulich lässt sich der Effekt durch eine starke Kopplung der ersten Atomlagen des Ferromagneten in unmittelbarer Nähe der Grenzfläche zum Antiferromagneten erklären. Die entsprechende Austauschenergie erhöht sich mit zunehmenden Schichtdicken oberhalb einiger Nanometer nicht, jedoch ändern sich die kristallinen Eigenschaften etwas, so dass für Mangan-Iridium (MnIr) ein Maximum bei etwa 10 nm und in der (111) Orientierung erreicht wird [Suz+04]. Da die atomaren Momente im Ferromagneten untereinander gekoppelt sind, verteilt sich diese Austauschenergie des EB über die gesamte Schichte und die Stärke von H_{EB} nimmt mit der Dicke des Films ab [Lag+14]. Die Trennschicht aus Tantal (Ta) verhindert eine Austauschkopplung zur darunterliegenden Schicht. Eine dünne Schicht Kupfer (Cu) dient als Saatschicht für

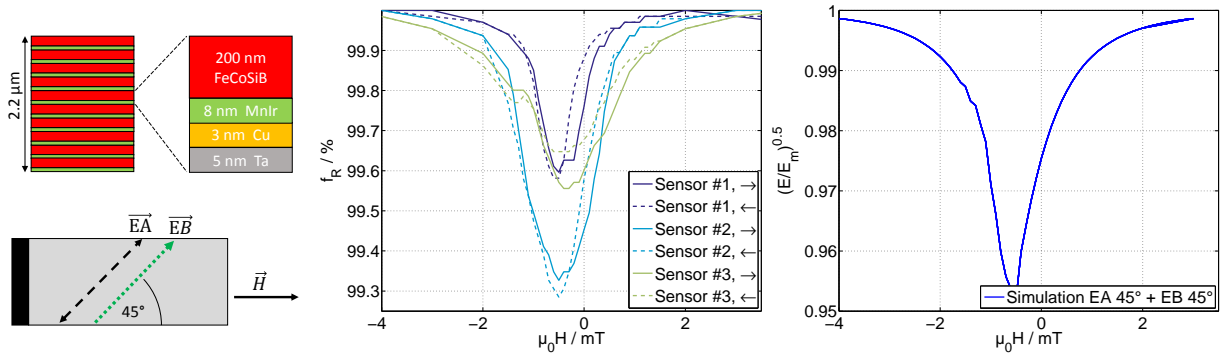


Abb. 4.18: Zehn Wiederholungen einer Exchange Bias Schichtfolge auf einem Dünnschichtsensor ergeben eine starke Verstimmung im Nullfeld. EA und EB können nicht separat eingestellt werden, ein gemeinsamer Winkel von 45° zur Balkenachse ergibt jedoch in Übereinstimmung mit der Simulation eine gute Empfindlichkeit im Nullfeld.

den Antiferromagneten ($\text{Mn}_7\text{0Ir}_3\text{0}$) [Lag+12]. Werden größere Schichtdicken beabsichtigt, müssen mehrere Abfolgen von Antiferromagnet, Ferromagnet und Trennschicht übereinander, wie in Abb. 4.18 gezeigt, erfolgen. Die Richtung des EB wird durch Ausrichtung des Antiferromagneten eingeprägt. Dazu wird die Probe in einem entsprechend ausgerichteten Magnetfeld auf 250°C erhitzt und abgekühlt. Diese Temperatur liegt unterhalb der Curie-Temperatur des Ferromagneten und oberhalb der Néel-Temperatur T_N des Antiferromagneten und führt so zu einem EB entlang des angelegten Magnetfelds. Allerdings wird durch diese Behandlung auch eine uniaxiale Anisotropie im amorphen Ferromagneten induziert, so dass die EA nicht frei gewählt werden kann und in einer parallelen Ausrichtung zum EB in 45° zur Balkenachse steht. Die Sensoren⁴, wie in Kap. 4.3.6 beschrieben, zeigen ein ausgeprägtes Minimum in der Resonanzfrequenz bei einer Feldstärke $\mu_0H \approx 0.5 \text{ mT}$. Je nach Probe variiert wahrscheinlich die Anisotropieverteilung und führt zu unterschiedlicher maximaler Verstimmung. Die größte magnetische Empfindlichkeit wird aufgrund der durch den EB verschobenen Kurve nahe dem Nullfeld erreicht. Zeigt ein EB anteilig in Richtung der EA, so hat dies Auswirkung auf die Empfindlichkeit. In Abb. 4.19 sind dazu eine Simulation und eine Messung des ΔE -Effekts für unterschiedlich starke EB-Felder entlang der schweren Achse gezeigt. Der EB wird in beiden Fällen durch ein externes Magnetfeld umgesetzt. In beiden Fällen verschwindet zunächst die Hysterese und die Steigung verringert sich vor allem auf den äußeren Flanken und das effektive Anisotropiefeld nimmt zu. In der Messung ist der Effekt durch das EB-Feld deutlich geringer als in der Simulation was auf eine niedrigere Feldstärke innerhalb des gemessenen Sensors zurückzuführen ist. Auslöser dafür ist die deutlich geringere Abmessung der Schicht in Richtung des externen EB-Feldes.

⁴Hergestellt von Anne Kittmann im Kieler Nanolabor

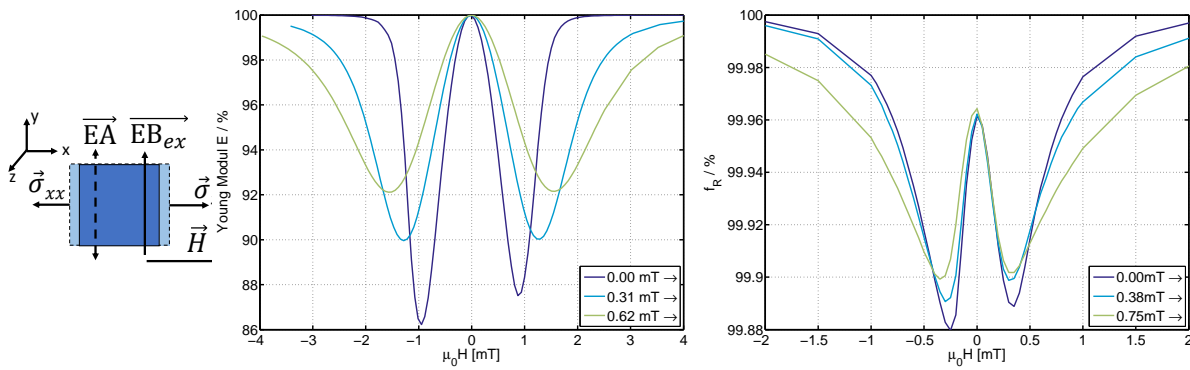


Abb. 4.19: Simulation (links) und Messung (rechts) des ΔE -Effekts für unterschiedlich starke EB-Felder entlang der schweren Achse, die mit einem externen Magnetfeld umgesetzt werden.

4.3 Sensorkonzepte

In den vorherigen Abschnitten wurden die wichtigsten Einflussfaktoren auf die Empfindlichkeit der Sensoren dargestellt. Im Folgenden werden fünf verschiedene Sensortypen untersucht. Zunächst wird allerdings deren Herstellung und die beteiligten Methoden beispielhaft an einem Sensor in den wichtigsten Schritten gezeigt.

4.3.1 MEMS Herstellung

Kathodenzerstäubung Die Herstellung der funktionalen Schichten der Sensoren erfolgt durch die Deposition von Dünnschichten mit der physikalischen Beschichtungstechnik Kathodenzerstäubung, besser bekannt unter dem Begriff Sputtern in Anlehnung an den englischen Begriff für Zerstäuben (sputtering). Bei diesem Prozess wird bei geringem Druck mit einem internen Prozessgas, z.B. Argon, ein Plasma gezündet. Dessen Ionen tragen von der Kathode Material auf atomarer Ebene ab, das anschließend auf der zu beschichtenden Oberfläche kondensiert. Je nach Prozessdruck und Leistungsdichte des Plasmas bestimmt sich die kinetische Energie der Atome an der Filmoberfläche und damit deren Möglichkeit sich in einer Kristallstruktur anzuordnen. Ist eine bestimmte Kristallstruktur gewünscht, kann dies z.B. auch durch eine dünne, so genannte Saatschicht mit entsprechender Struktur erreicht und durch eine zusätzliche Heizung des Substrates begünstigt werden. Ist die Energie gering, bleibt eine Kristallisation aus und der abgeschiedene Film bleibt amorph. Durch das Plasma entsteht auch ein großer Wärmeeintrag in die Kathode, so dass Materialien mit guter Wärmeleitung wie z.B. Metalle größere Leistungsdichten und damit Abscheideraten zulassen. Viele Isolatoren können jedoch auch mit hohen Raten von rein metallischen Kathoden und entsprechenden reaktiven Prozessgasen aufgebracht werden. Komplizierte Zusammensetzungen wie die FeCoSiB Legierung der magnetischen Schichten können von einer Kathode entsprechender Zusammensetzung direkt abgeschieden werden. Nach einiger Brenndauer gleichen sich die unterschiedlichen Zerstäubungsra-

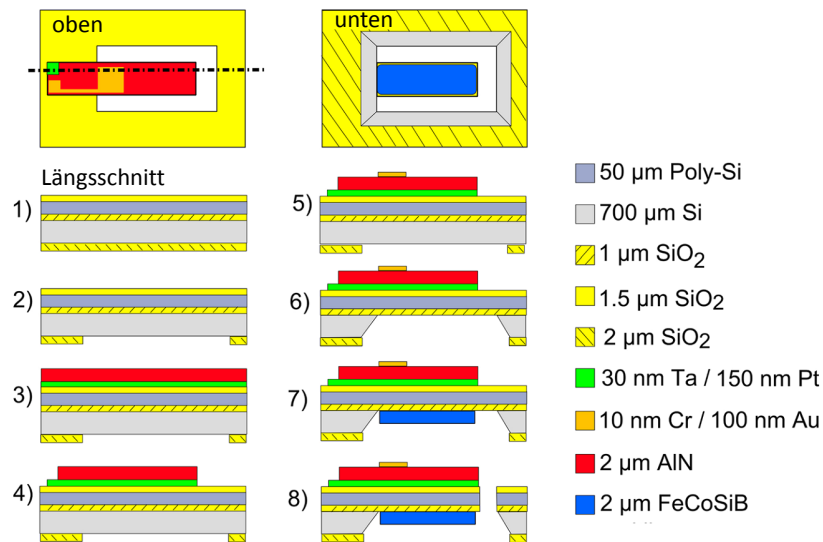


Abb. 4.20: Übersicht der wichtigsten Schritte der Herstellung eines Dünnschichtensors. Aus [Zab+15] mit Genehmigung von AIP Publishing

ten der einzelnen Bestandteile an und es stellt sich eine konstante Zusammensetzung des abgeschiedenen Films ein. Alternativ ist auch eine gleichzeitige Deposition mit mehreren Kathoden möglich.

Strukturierung Die Strukturierung der Proben beginnt mit dem Aufbringen von Masken durch Fotolithografie. Die Masken dienen in den anschließenden Schritten im Fall von Materialabtrag als Schutzschicht oder im Fall von Materialauftrag als Abdeckmaske. In einigen Fällen ist ein polymerbasierter Fotolack kein ausreichender Schutz und es wird eine metallische oder keramische Hartmaske aufgebracht, die wiederum fotolithografisch strukturiert wurde. In Abb. 4.20 sind exemplarisch die wichtigsten Schritte der Herstellung eines Sensors auf Basis eines Silizium-auf-Isolator-Wafers (Silicon on Insulator, SOI) dargestellt. Der SOI-Wafer besteht aus 700 µm dickem monokristallinen Silizium in (100)-Orientierung und ist beidseitig von einer dünnen Schicht Siliziumdioxid (SiO₂) bedeckt. Auf der Oberseite ist mit chemischer Gasphasenabscheidung eine 50 µm dicke Schicht polykristallinen Siliziums abgeschieden und ebenfalls mit einer dünnen Oxidschicht passiviert. Ziel dieser Methode ist es, einen sehr dünnen einseitig geklemmten Balken aus Poly-Silizium mit je einer funktionalen Schicht auf der Ober- und Unterseite herzustellen. Die dicke monokristalline Siliziumschicht sorgt während der Bearbeitung für mechanische Stabilität und wird später unterhalb des Balkens entfernt. Als Vorbereitung dazu wird in (2) als erster Schritt auf der Unterseite teilweise die Oxidschicht mit einem plasmaunterstützten Ätzverfahren mit Schwefelhexafluorid entfernt.

In (3) wird die piezoelektrische Schicht aus Aluminiumnitrid (AlN) mit reaktiver Sputtertechnik auf einer Saatschicht aus Tantal (Ta) und Platin (Pt) deponiert. Die Strukturierung des AlN erfolgt durch eine Hartmaske aus 10 nm Chrom und 100 nm Gold. Die

Chromschicht dient als Haftvermittler für die Goldschicht. Der anschließende Ätzzvorgang (4) erfolgt mit heißer Phosphorsäure. Ein Teil der Chrom-Gold-Schicht wird stehen gelassen und bildet die obere Elektrode. Die untere Elektrode aus Pt und Ta wird mittels Ionenstrahlätzen strukturiert.

Das Ausdünnen des Balkens erfolgt durch einseitiges Ätzen des monokristallinen Siliziums mit Kaliumhydroxid (KOH). In 44 prozentiger Lösung bei 85°C ätzt KOH Silizium selektiv 100-mal schneller als SiO₂ [Gmb13]. Zusätzlich ist die Ätzgeschwindigkeit anisotrop und läuft entlang der kristallografischen (100)-Achse 300-mal schneller ab als entlang der (111)-Achse. Zusammen ergibt sich damit an den Rändern ein fester Winkel von 54.74° und ein definierter Stopp bei Erreichen der Oxidschicht.

Die magnetische Schicht wird durch Sputterdeposition auf der Unterseite aufgetragen und aus den nicht durch Maskierung mit einem Fotolack geschützten Bereichen mit einer Mischung aus Perchlorsäure und Ammoniumcer(IV)-nitrat entfernt. Alternativ ist auch ein Lift-off-Verfahren möglich, bei dem zuerst mit Fotolack maskiert, dann beschichtet und abschließend der Fotolack geätzt und so mitsamt der auf ihm befindlichen Metallschicht entfernt wird. Als letzter Schritt wird der Balken mit reaktivem Ionen-Tiefenätzen freigestellt, das aufgrund einer alternierenden Abfolge von Ätz- und Passivierungsschritten ein hoch anisotropen Materialabtrag ermöglicht.

4.3.2 Quarz Substrate

Die verwendete Probe⁵ aus 300 µm dickem Quarz im X-cut hat eine Länge von 30 mm und ist 2.5 mm breit. Auf der Ober- und Unterseite ist jeweils eine Schichtfolge von 10 nm Tantal, 2 µm FeCoSiB und 5 nm Tantal aufgebracht. Bei dem gewählten Kristallschnitt des Quarzsubstrates führt eine elektrische Spannung entlang der x-Achse zu einer Kontraktion entlang der y-Achse, so dass die magnetischen Schichten als Elektroden genutzt werden können. Abb. 4.21 a) zeigt die Aufhängung des Balkens durch eine Federklemme mit runden Kontaktflächen, die genau in der Mitte des Balkens greifen. Mit dieser Montage können in bestimmten Bulkmoden Klemmverluste vermieden werden, bei denen an diesem Punkt keine Auslenkung stattfindet. Dies ist sowohl in der longitudinalen Grundschwingung als auch bei allen ungeraden höheren Harmonischen davon der Fall, wie die FEM-Simulation für die ersten fünf Harmonischen in Abb. 4.21 b) zeigt.

Die elektrischen Messungen in Abb. 4.22 zeigen mit diesen Ergebnissen übereinstimmend die Resonanzen in den ersten sechs ungeraden Harmonischen der Grundmode. In den höheren Moden geht die effektive Kopplung jedoch zurück, da die elektrische Kontaktierung über die ganze Balkenlänge ausgedehnt ist. Somit heben sich die Beiträge der einzelnen Schwingungsbäuche entgegengesetzter Krümmung auf. Der Vergleich der Grundmode mit

⁵Hergestellt im Kieler Nanolabor durch René Milies und Patrick Hayes

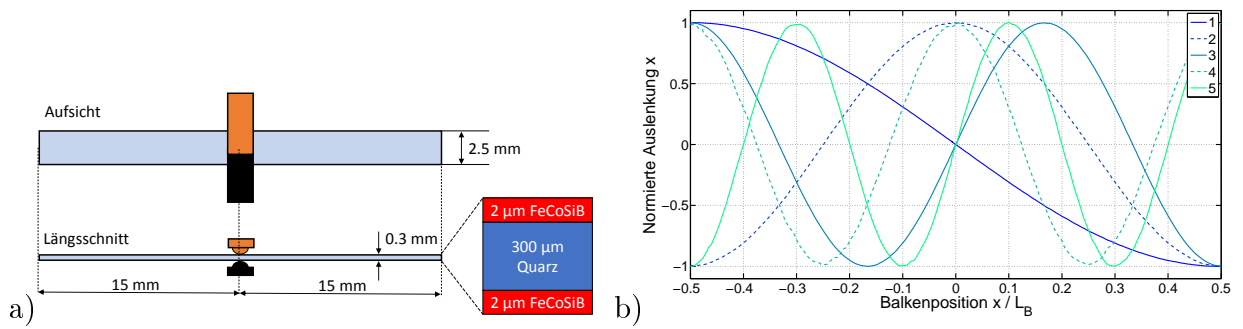


Abb. 4.21: a) Skizze eines mittig geklemmter Quarzbalken mit $2 \times 20 \mu\text{m}$ FeCoSiB. b) Ungerade Harmonische der longitudinalen Bulkschwingung zeigen in der FEM-Simulation (rechts) keine Auslenkung im Bereich der Klemmung und damit geringe Klemmverluste.

einem Ersatzschaltbild nach dem BVD-Model zeigt sehr gute Übereinstimmung in Impedanz und Phase. Deutlich ist die Auftrennung in Resonanz und Antiresonanz sichtbar und die Phase vollzieht zwei komplette Durchläufe von -90 bis $+90$ Grad. Dies ist zum einen durch die sehr gute Kopplung von Quarz, aber auch durch die sehr hohe Güte von $Q = 12900$ zu erklären. Experimentell zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Resonatorgüte von Klemmposition- und Druck, die schwer konstant zu halten sind. Dadurch kommt es zwischen den einzelnen Messungen zu Abweichungen. Dies führt dazu, dass bei den magnetischen Messungen die Aufhängung verändert wird und keine magnetischen Messungen mit hoher Güte möglich sind. Die Ergebnisse in Abb. 4.23 zeigen einen typischen Verlauf der Resonanzfrequenz für eine Messung mit dynamischer Spannung und Messfeld entlang der schweren Achse. Allerdings sind die benötigten Feldstärken trotz des günstigen Seitenverhältnisses deutlich größer als bei vergleichbaren Proben auf Silizium und die absolute Verstimmung und magnetische Empfindlichkeit bleiben mit $0.03\% f_R$ und $0.01\% f_R/\text{mT}$ relativ gering. Die Problematik der magnetischen Schichten auf Quarzsubstraten wird in Kap. 7.1.1 eingehender behandelt.

4.3.3 Silizium Substrate

Auf Basis von $300 \mu\text{m}$ dicken, beidseitig polierten Siliziumwafern hat Erdem Yarar einen Sensor mit um das Substrat spiegelsymmetrischer Schichtfolge auf Ober- und Unterseite entwickelt [Yar+16b]. Die beiden piezoelektrischen Schichten aus AlN sind in Reihe verschaltet, so dass eine Kopplung an Biegemoden verhindert wird. Im Impedanzgang in Abb. 4.24 tritt nur bei 800 kHz und knapp daneben in geringerem Umfang bei 807 kHz eine deutliche Kopplung an eine mechanische Resonanz auf. Mit einer Parallelschaltung von zwei BVD-Resonatoren lässt sich das Verhalten sehr gut beschreiben und ergibt eine mechanische Güte von $Q = 3028$. Zu welcher Schwingungsmode diese Resonanz gehört, ist nicht eindeutig zuzuordnen. Aufgrund der Frequenz wäre bei einer Bulkmode von einer Wellenlänge von ungefähr $2,5 \text{ mm}$ auszugehen, was noch am ehesten der Breite des Balkens entspricht. Der Verlauf der Resonanzfrequenz mit dem Magnetfeld entlang der

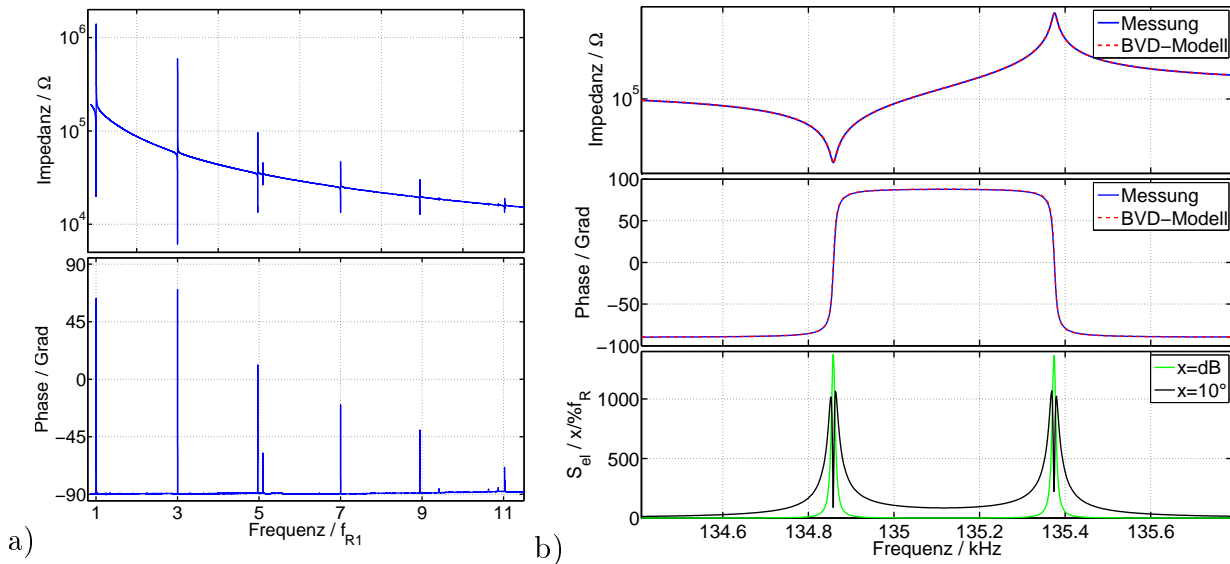


Abb. 4.22: a) Spektrum des mittig aufgehängten Quarz Resonators in Vielfachen der Grundmode von $f_r=135$ kHz. b) Die Grundmode zeigt gute Übereinstimmung mit dem elektrischen BVD-Ersatzschaltbild, das eine Güte von $Q=12900$ ergibt.

langen Achse des Balkens in Abb. 4.25 deutet auf eine dynamische Spannung senkrecht zur langen Achse und damit entlang des Balkens hin. Die absolute magnetische Verstimmung ist wie bei dem geringen Volumenanteil von 1.3% zu erwarten mit $0.15\%f_R$ relativ gering. Jedoch führt das durch die längliche Form sehr weichmagnetische Verhalten mit einem Anisotropiefeld von $H_{K_{\text{eff}}}=0.2 - 0.3$ mT je nach Probe zu einer relativ großen magnetischen Empfindlichkeit. Die Verteilung der Anisotropie ist aber wahrscheinlich relativ groß, da oberhalb des effektiven Anisotropiefeldes die Resonanzfrequenz nur langsam ansteigt. Da im Nullfeld die Resonanzfrequenz geringer ist als in Sättigung und besonders bei der zweiten Probe eine deutliche Hysterese erkennbar ist, ist zudem von einer Verkippung der EA wahrscheinlich.

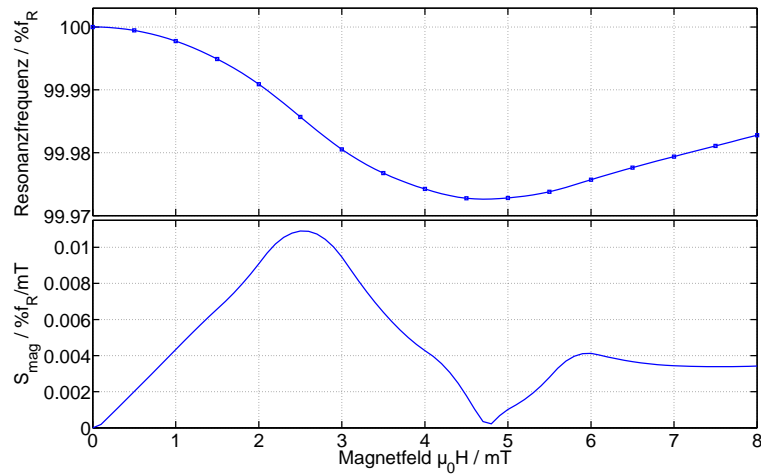


Abb. 4.23: Magnetische Verstimmung der Resonanzfrequenz eines Quarz basierten Resonators. Aufgrund des geringen Anteils der magnetischen Schicht, der hohen magnetischen Anisotropie und geringen geometrischen Empfindlichkeit der Bulkmode fällt die Verstimmung gering aus.

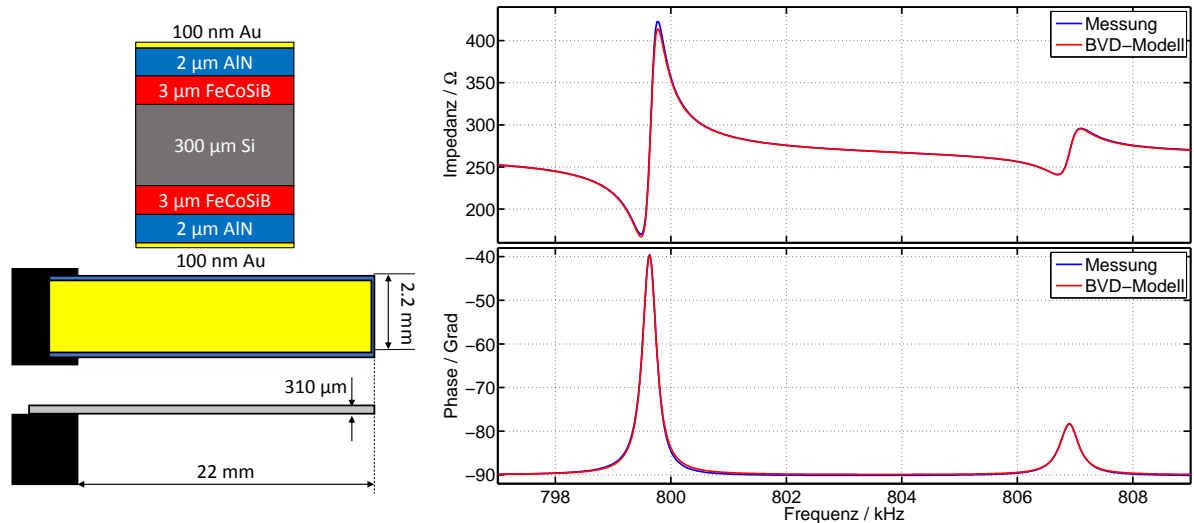


Abb. 4.24: Aufbau und gemessener Impedanzgang eines auf Siliziumsubstrat aufgebauten symmetrischen Resonators. Die Resonanzmode kann ohne weitere Messungen nicht zweifelsfrei zugeordnet werden, zeichnet sich jedoch durch eine gute Kopplung trotz geklebter Aufhängung hoher Güte von $Q=3028$ aus.

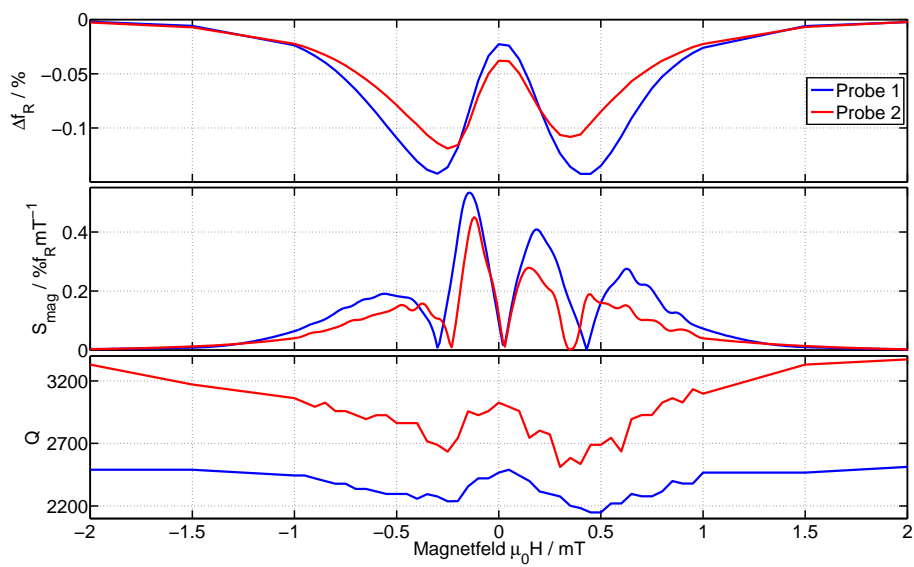


Abb. 4.25: Verstimmung, magnetische Empfindlichkeit und mechanische Güte zweier makroskopischer Siliziumresonatoren. Durch den geringen Volumenanteil ist die absolute Verstimmung gering, die magnetische Empfindlichkeit jedoch aufgrund des geringen Anisotropiefeldes hoch.

4.3.4 Amorphe Metallbänder

Basierend auf den Arbeiten von Amit Kulkarni und Kerstin Meurisch [Kul+14] entstanden im Rahmen der Bachelorarbeit von Igor Barg Proben mit außerordentlich hohem Anteil an magnetostriktiven Material. Dazu werden Streifen aus einem Band amorphen Metalls (Metglas® 2605SA1) [MET] geschnitten und bei 280°C in einem Magnetfeld entlang der kurzen Achse für 30 Minuten eine EA eingepreßt. Anschließend wird ein 2 µm dicker Film des piezoelektrischen Polymers Polyvinylidenfluorid (PVDF) per Rotationsbeschichtung aufgebracht. Das metallische Band bildet dabei die untere Elektrode, als obere Elektrode wird eine 100 nm dicke Aluminiumschicht aufgedampft. Die Streifen werden mit einem Ende auf eine Platine geklebt und bilden so einen 25 mm langen Biegebalken mit einer Resonanzfrequenz von 45 Hz in der 1. Biegemode. Diese wird durch mechanische Anregung der Platine mit einem externen piezoelektrischen Aktuator angeregt und die Schwingungsamplitude des Balkens durch Messung der elektrischen Spannung über dem Piezopolymer bestimmt. Die Verschiebung der Resonanzfrequenz durch ein Magnetfeld entlang der induzierten schweren Achse ist in Abb. 4.26 gezeigt. Mit einer absoluten Än-

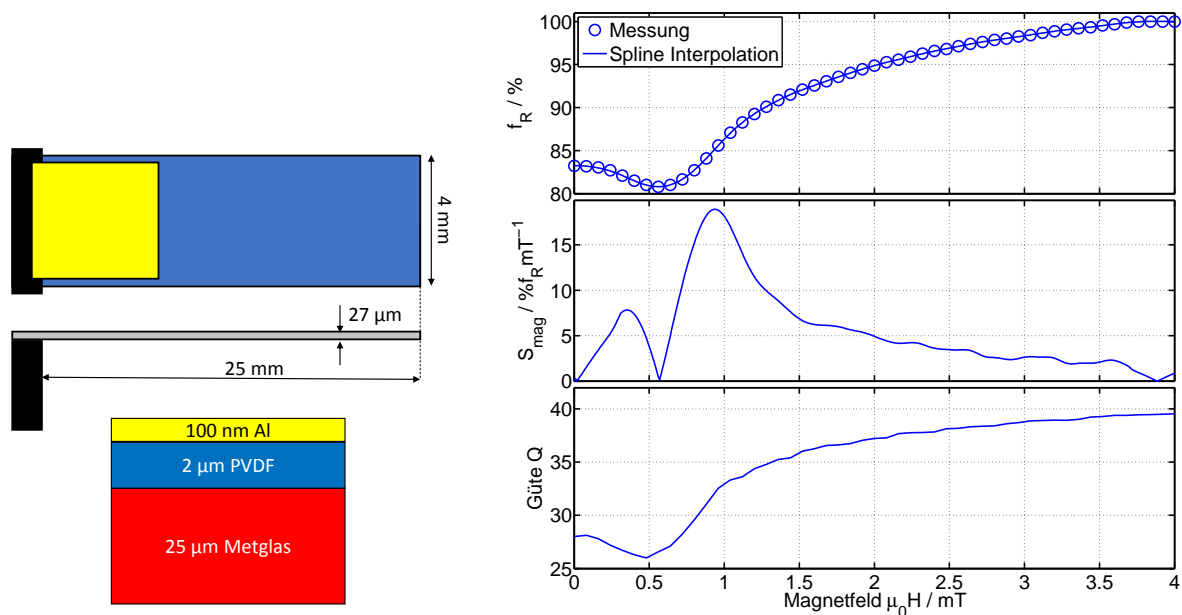


Abb. 4.26: Aufbau eines Sensors auf Basis eines Streifens amorphen Metalls mit piezoelektrischer Polymerschicht. Die Messung zeigt eine sehr hohe absolute Verstimmung, bei jedoch großen Verlusten und somit schlechten Resonatoreigenschaften.

derung der Resonanzfrequenz von $\Delta f_R = 20 \%$ und einer magnetischen Empfindlichkeit von $S_{\text{mag}} = 20 \% f_R / \text{mT}$ zeigt dieser Resonator eine sehr hohe Verstimmbarkeit. Der Elastizitätsmodul des Polymeres ist mit 1 GPa zwei Größenordnungen geringer als bei der Metallfolie, die damit die mechanischen Eigenschaften dominiert. Somit ist in guter Näherung mit Gl. 4.6 die relative Änderung im E-Modul direkt proportional zum Quadrat

der Resonanzfrequenzänderung:

$$\frac{E_{\min}}{E_{\max}} = \left(\frac{f_{r,\min}}{f_{r,\max}} \right)^2 \approx 0.8^2 = 0.64 \quad (4.26)$$

Der Verlauf der Resonanzfrequenz mit der ausgeprägten Absenkung im Nullfeld deutet auf eine stark verkippte EA hin, die zu einer deutlichen Verringerung der Verstimmung, aber vor allem der magnetischen Empfindlichkeit führt. Der Resonator hat nur eine geringe Güte von $Q = 39$ in Sättigung, die sich mit stärker Verstimmung weiter auf $Q = 26$ reduziert. Ein Teil der Verluste lässt sich sicherlich durch die Luftdämpfung und eine schlechte Klemmung an der Klebestelle erklären. Die maximale Güte aufgrund der magnetoelastischen Verluste beträgt gemäß Gl. 4.15 $Q_{\text{mag}} = 99$. Derart hohe magnetoelastische Verluste werden in vergleichbaren Systemen auch von P.T. Squire et. al. berichtet [Squ+95].

4.3.5 Nahezu substratfreie Sensoren

Am Fraunhofer Institut für Siliziumtechnik (ISIT) in Itzehoe ist durch Stefan Marauska ein Prozess zur Herstellung von sehr kleinen nahezu substratfreien magnetoelektrischen Sensoren entwickelt worden [Mar+12]. Mit einer Vakuumverkapselung auf Waferbasis konnten die Resonatoreigenschaften verbessert werden [Mar+13]. Eine besondere Herausforderung bestand dabei in der dichten Verbindung von Sensor- und Kapselwafer (siehe Abb. 4.28). Eine Kombination aus Gold- und Zinnschichten ergibt eine metallische Dichtung, die bereits bei 260°C schmilzt und damit eine Kristallisation der magnetischen Schicht verhindert. Mit einem Gettermaterial aus Titan wird das Vakuum im eingeschlossenen Volumen durch Adsorption von Restgas noch weiter verbessert. In einem Kapsel-element, wie in Abb. 4.27 gezeigt, sind fünf unterschiedlich lange Balkenstrukturen mit einer Breite von je $200\ \mu\text{m}$ angeordnet. Diese bestehen aus einer Schichtfolge aus $0.65\ \mu\text{m}$ amorphem Siliziumoxid, $3\ \mu\text{m}$ Aluminiumnitrid auf einer Platin Saatschicht und $2\ \mu\text{m}$ Fe-CoSiB. Der längste Balken hat eine Resonanzfrequenz von $6.6\ \text{kHz}$ in der erste Biegemode. Durch die mittige Anordnung der AlN-Schicht liegt die neutrale Ebene, an welcher die mechanischen Spannungen die Vorzeichen wechseln, innerhalb des Piezoelektrikums und die effektive elektromechanische Kopplung verringert sich. Auffällig ist auch die elektrische Phase von -85° außerhalb der Resonanz, die auf eine schlechte Qualität des AlN oder der dazugehörigen Zuleitungen aus Gold hindeutet. Um eine Übereinstimmung mit dem BVD-Model zu erhalten, muss dies um einen Widerstand $R_p = 24\ \text{M}\Omega$ parallel zur Kapazität des Piezoelektrikums erweitert werden [Jah+14]. Damit ergibt sich eine mechanische Güte von $Q = 271$. Die magnetische Verstimmung der Resonanzfrequenz in Abb. 4.28 ist mit einem absoluten Wert von 3% und einer magnetischen Empfindlichkeit von 1.5 bis $3\% f_R/\text{mT}$ geringer als bei dem großen Volumenanteil der magnetische Schicht von 35% zu erwarten wäre. Eine Erklärung dafür bietet der Verlauf der Resonanzfrequenz deren Absenkung bei $0\ \text{mT}$ im Vergleich mit Abb. 2.7 auf eine mehrfache Verkipfung, bzw. breite Winkelverteilung der EA hindeuten. Das effektive Anisotropiefeld ist mit knapp $3\ \text{mT}$

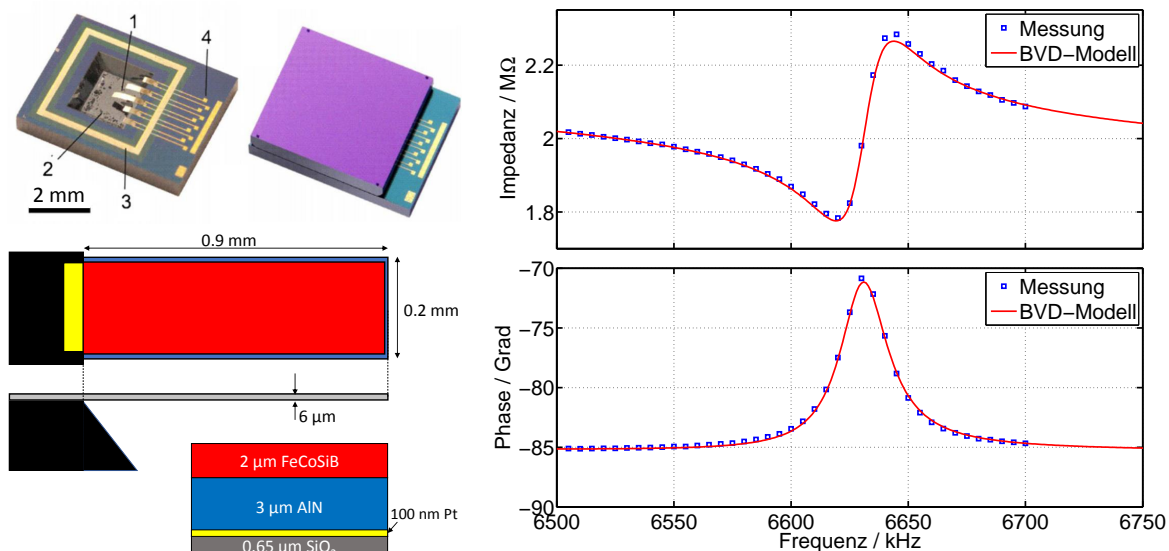


Abb. 4.27: Nahezu substratfreier Resonator und dessen elektromechanischer Frequenzgang in der ersten Biegemode mit einer Güte $Q=271$. Die elektrische Empfindlichkeit bleibt aufgrund des nahe der Balkenmitte positionierten Piezoelektrikums gering. Foto aus [Mar+13] mit Genehmigung von Elsevier.

deutlich erhöht, was sich durch Spannungen quer zum Balken erklären ließe. Weitere negative Einflussgrößen sind der erhöhte Entmagnetisierungsfaktor aufgrund der vergleichbar dicken magnetischen Schicht und der vermehrte Einfluss von Kanteneffekten.

4.3.6 Dünnschichtsubstrate

Ursprünglich von Christine Kirchhof am Kieler Nanolabor als magnetisch modellierte magnetoelektrische Sensoren entwickelt, zeigt dieses Sensordesign (Abb.4.29) mit guten Resonatoreigenschaften und vergleichsweise geringer Abweichung der magnetischen Anisotropie gute Eignung als ΔE -Sensor. Die Herstellung dieses Sensortyps ist in Abb.4.20 ausführlich erläutert. Um neben der ersten auch die zweite Biegemode effizient zu betreiben, sind, wie in Kap. 4.1.2 diskutiert, strukturierte Elektroden entwickelt worden. Im Vergleich verschiedener Proben in Abb.4.30 wird ein deutlicher Unterschied in der magnetischen Verstimmung zwischen den ersten beiden Biegemoden ersichtlich. Verglichen mit der ersten Mode ist in der zweiten Mode die Verstimmung im Nullfeld etwas geringer. Die absolute Verstimmung ist deutlich größer und das mittlere Anisotropiefeld etwas kleiner. Beide Flanken, vor allem aber die äußere Flanke sind einen Faktor 2 – 3 steiler. Wie in Abb.4.5 gezeigt, treten die dynamischen Spannungen in der ersten Mode nahe der Klemmung auf. In der zweiten sind dort weiterhin Spannungen vorhanden, jedoch tritt ein größerer Teil in der Mitte des Balkens auf. Demnach wird die erste Mode besonders von den magnetischen Eigenschaften nahe der Klemmung und die zweite von denen in der Mitte des Balkens beeinflusst. Im Bereich der Einklemmung sind statische Spannungen aus dem Produktionsprozess und daher eine Störung der Anisotropie besonders wahrscheinlich.

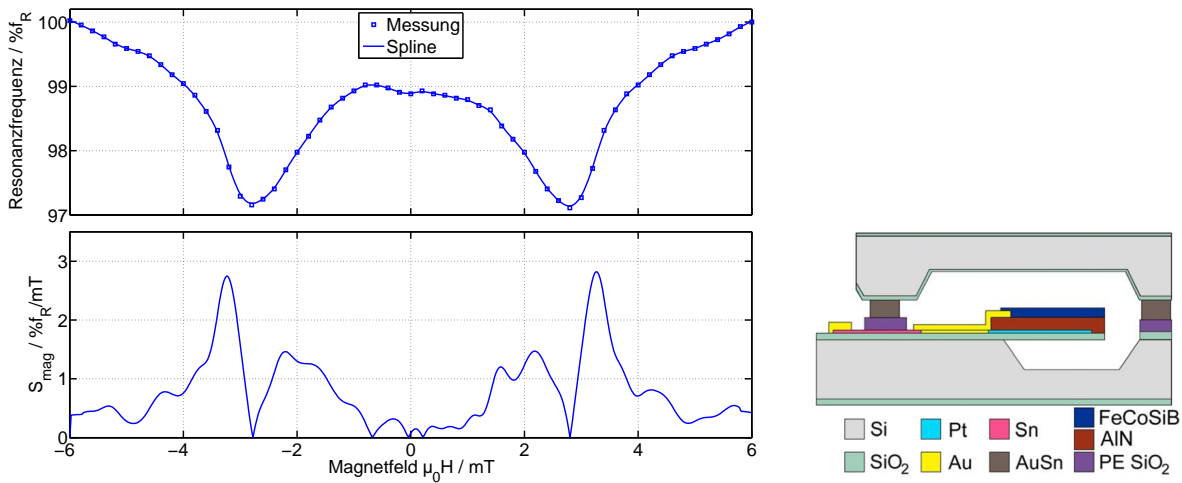


Abb. 4.28: Magnetische Verstimmung der Resonanzfrequenz eines nahezu substratfreien Resonators. Aufgrund des hohen Volumenanteils von 35 % magnetischem Material, ist Verstimmung trotz der schlecht kontrollierten magnetischen Anisotropie hoch. Skizze aus [Mar+13] mit Genehmigung von Elsevier.

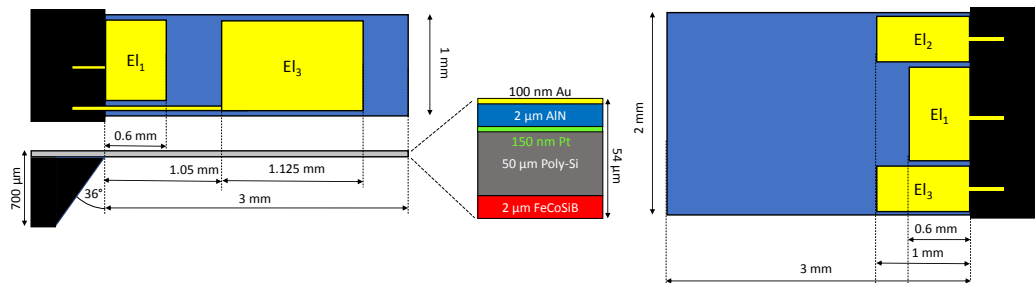


Abb. 4.29: Skizze der Dünnschichtsensoren mit unterschiedlichem Seitenverhältnis und Elektrodenkonfigurationen. Die Elektroden 2 und 3 auf dem breiteren Balken ermöglichen eine Kopplung an Torsionsmoden ohne Symmetrie entlang der Balkenachse.

In Abb. 4.31 sind die Verläufe von Resonanzfrequenz und mechanischer Güte mit dem Magnetfeld für eine Vielzahl an Schwingungsmoden gezeigt. Um auch Torsionsschwingungen abzudecken, wird eine der äußeren Elektroden (vgl. Abb. 4.29) auf einem breiten Dünnschichtsensor verwendet. Je geringer die Frequenz, desto eindeutiger ist eine Identifikation der Schwingungsmoden möglich. So sind die ersten drei Moden auf der linken Seite eindeutig als die ersten drei Biegemoden und die ersten zwei Moden auf der rechten Seite eindeutig als die ersten zwei Torsionsmoden zu identifizieren. Aufgrund des geringen Seitenverhältnisses der schwingenden Struktur von 2:3:0.05, tritt in FEM-Simulationen eine Vielzahl an Resonanzmoden ähnlicher Frequenz auf. Dennoch lässt sich aufgrund des Verlaufs der Resonanzfrequenz eine Einteilung vornehmen. Die Verläufe auf der linken Seite folgen dem Verlauf des E-Moduls, auf dessen Änderung besonders Biege- und Bulkmoden empfindlich reagieren. Gemäß Abb. 4.2 wäre für die Bulkmoden eine geringere geometrische Empfindlichkeit und damit eine geringere Verstimmung zu erwarten. Die Verläufe sind jedoch sehr ähnlich, so dass wahrscheinlich keine Bulkmoden dabei sind. Unterschiede treten im Nullfeld und an den äußeren Flanken auf, die auf eine Winkelverteilung der leichten Achse bzw. eine Verteilung der Anisotropiestärke innerhalb des Balkens zu-

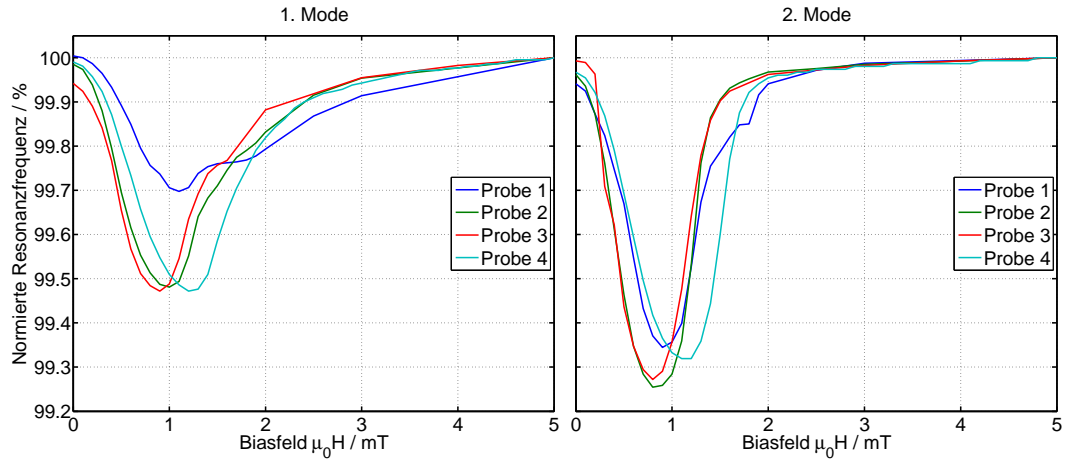


Abb. 4.30: Die Verstimmungen in der ersten Mode weisen auf eine stärker gestörte magnetische Anisotropie als die zweite Mode, deren geometrische Empfindlichkeit im mittleren Bereich des Balkens größer ist. Dies deutet auf mechanische Spannungen im Bereich der Einklemmung hin.

rückzuführen sind. Die Steigung auf den inneren Flanken ist mit $S_{\text{mag}}=1\%f_{\text{R}}/\text{mT}$ nahezu konstant, auf den äußeren Flanken etwas und in der zweiten Mode mit $S_{\text{mag}}=2\%f_{\text{R}}/\text{mT}$ deutlich höher. Der Verlauf der mechanischen Güte des Resonators ist nur näherungsweise bestimmt, zeigt aber in Sättigung keine direkte Abhängigkeit von der Frequenz. Um die effektive Anisotropiefeldstärke $H_{k_{\text{eff}}} \approx 1.5\text{ mT}$ ist bei den Moden hoher Güte ($Q \geq 1000$) ein deutlicher Abfall erkennbar, der magnetische Verluste nahelegt. Trotz deutlich höherer Frequenz nehmen die Verluste aber kaum zu und die Güte reduziert sich lediglich auf ca. 800. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten wäre ein Abhängigkeit der Verluste von der mechanischen Amplitude, die aufgrund unterschiedlich starker effektiver elektromechanischer Kopplung der Moden nicht konstant ist. Die Verläufe auf der rechten Seite lassen sich nicht eindeutig einer einzigen Komponente des Steifigkeitstensors zuordnen. Zum Vergleich ist ebenfalls der simulierte prozentuale Verlauf einer Kombination aus E - und G -Modul im Verhältnis 1:3 aus Kap. 2.9 eingezeichnet. Aufgrund der guten Übereinstimmung ist davon auszugehen, dass alle Moden hauptsächlich durch den Schermodul G beeinflusst werden. Die theoretische größere Änderung des Schermoduls G' tritt in dieser Konfiguration aus Schwingungsmode und EA scheinbar nicht auf. Dennoch ist in der ersten Torsionsmode die absolute Verstimmung größer als beim reinen ΔE -Effekt und die innerste Flanke hat eine große Steilheit von $S_{\text{mag}}=2\%f_{\text{R}}/\text{mT}$. Auf der gegenüberliegenden Flanke ist die Steigung bei allen Schermoden deutlich geringer und damit eine deutliche Hysterese vorhanden. Somit scheint die Empfindlichkeit des Schermoduls stärker durch Anisotropieverteilung beeinflusst zu sein.

Die mechanische Güte beginnt in den ersten zwei Torsionsmoden mit $Q_1=1700$ bzw. $Q_2=1400$ in Sättigung relativ hoch, nimmt dann aber besonders in der ersten Mode bis auf $Q_1=700$ ab. Der Verlauf ähnelt dabei dem der Biegemoden, jedoch liegt das Minimum zusammen mit den Nebenmaximum der Resonanzfrequenz bei geringeren Feldstärken von

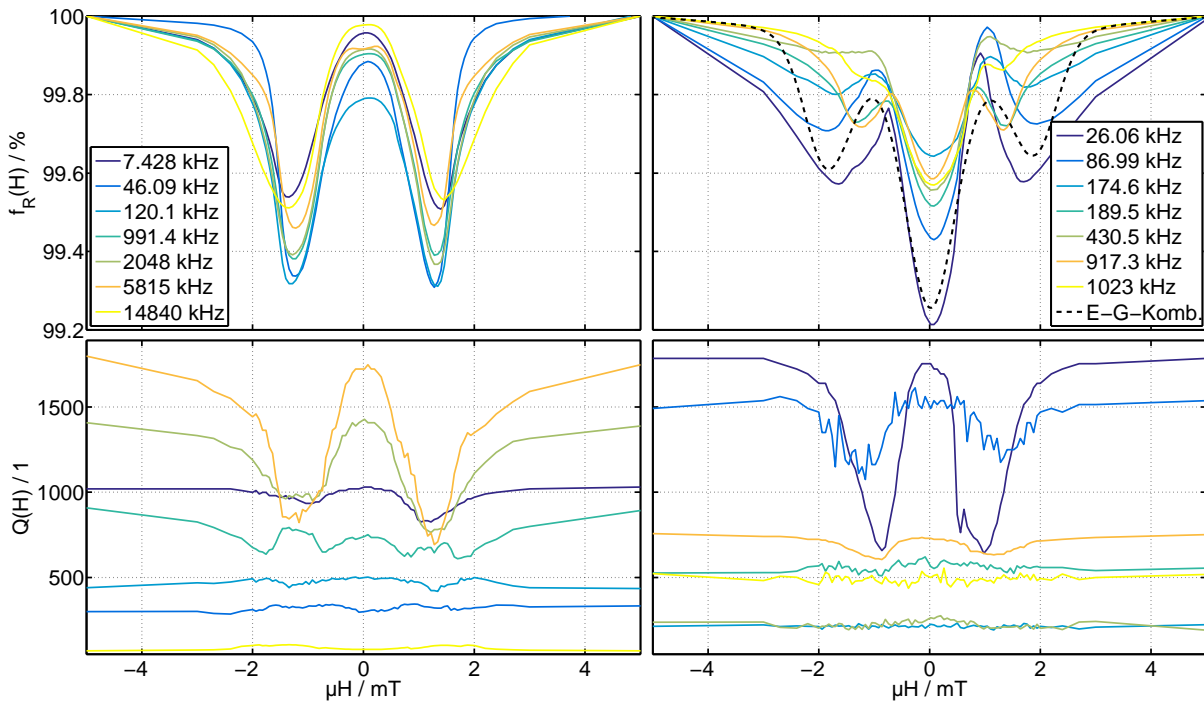


Abb. 4.31: Vergleich verschiedener Resonanzmoden eines breiten Dünnsichtensors für zunehmende Magnetfelder. Die Moden auf der linken Seite zeigen einen Resonanzfrequenzverlauf in Abhängigkeit des E-Moduls rechts ist auch der Schermodul beteiligt. E-G-Komb. ist der simulierten Verlauf von $G+1/3 E$ -Modul.

ca. $\mu_0 H = 0.8 \text{ mT}$. Dies deutet darauf hin, dass die Verstimmung durch den G -Modul mit deutlich geringeren Verlusten verläuft als durch den E -Modul.

Insgesamt zeigen die Messungen, dass der ΔC -Effekt auch bei sehr hohen Frequenzen bis in den MHz-Bereich erhalten bleibt und somit Sensoren mit größerer Bandbreite und geringer akustischer Querempfindlichkeit ermöglicht. Die magnetischen Verluste sind komplex und können nicht allein durch Wirbelströme erklärt werden, da deren Verluste deutlich stärker mit der Frequenz ansteigen müssten. Eventuell ist ein Teil der Verluste auch auf eine statische Veränderung in der schwingenden Struktur durch die statischen magnetostruktiven Spannungen zurückzuführen, welche die Klemmverluste beeinflussen. Oder die veränderte Steifigkeit in der magnetischen Schicht wirkt sich auf die Form der Schwingung aus. Um diese Thematik genauer zu untersuchen, müssten vergleichbare Messungen mit, aufgrund eines hohen Aspektverhältnisses, klarer definierten Resonatoren durchgeführt werden. Deren Moden können eindeutig zugeordnet werden und werden nur durch eine Steifigkeitskomponente beeinflusst. Ein weiterer interessanter Punkt bei höheren Moden ist, dass die Spannung auf immer kürzeren Abständen das Vorzeichen wechselt. Sind diese Abstände nun in der gleichen Größenordnung wie die magnetischen Domänen, müssten sich zyklisch an den Knotenpunkten des Resonators Domänenwände ausbilden, bzw. die Magnetisierung innerhalb der Domäne rotieren.

4.4 Zusammenfassung, Vergleich, Ausblick

Bei verglichen mit dem Substrat dünnen magnetischen Schichten, haben Biegemoden eine dreimal so hohe geometrische Empfindlichkeit wie Longitudinalschwingungen. Lange schmale Biegebalken erzeugen dabei unidirektionale mechanische Spannungen und minimieren den Einfluss durch Aufhängung und reduzieren so ebenfalls Aufhängungsverluste. In der zweiten Biegemode fallen die gestörten Eigenschaften nahe der Aufhängung weniger stark ins Gewicht und verringern so deren Einfluss. Bei höheren Biegemoden ermöglichen strukturierte Elektroden eine deutlich höhere elektrische Empfindlichkeit. Diese kann ebenfalls durch eine hohe Resonatorgüte gesteigert werden. Bei den experimentell untersuchten Dünnschichtsensoren sind die Dämpfung durch Gas und Wirbelströme die dominanten Beiträge. Letztere nehmen mit einem größeren Anteil magnetischen Materials zu, lassen sich aber voraussichtlich durch Unterteilung in elektrisch isolierte, dünnere Schichtfolgen reduzieren. Lange schmale Balken haben ebenfalls den Vorteil, durch Verringerung des internen Streufeldes die effektive Feldstärke innerhalb der magnetischen Schicht zu erhöhen. Magnetische Schichtsysteme mit Exchange Bias ermöglichen die Einstellung des magnetischen Arbeitspunktes, schränken aber auch die Wahl der EA ein.

In der technischen Umsetzung zeigen sich vor allem Probleme in der Kontrolle der Anisotropie der magnetischen Schicht, die vermutlich durch mechanische Spannungen gestört wird. Bedeutender Faktor ist an dieser Stelle die Dicke des Substrates. Dicke Substrate lassen sich leichter prozessieren und klemmen die einzelnen Schichten, so dass es nur zu geringer Verspannung der magnetischen Schicht kommt. Andererseits verdünnt ein dickes Substrat auch den ΔE -Effekt der magnetischen Schicht und führt somit nur zu geringer Verstimmung. Die Sensoren auf Basis amorpher Metallbänder haben zwar eine sehr hohe Verstimmung, jedoch ist die Herstellung nicht miniaturisierbar und die elektrische Empfindlichkeit aufgrund der hohen magnetischen Verluste sehr gering. Den konzeptionellen Gegenentwurf dazu stellt der Sensor auf Quarzbasis mit exzellenten elektromechanischen Eigenschaften und geringer magnetischer Verstimmung dar. Zur notwendigen Miniaturisierung von Sensoren mit diesem Aufbau, sollte auf bewährte Methoden aus der Herstellung von Quarzoszillatoren zurückgegriffen werden.

Wenn es gelingt die mechanischen Spannungen in den Schichten besser zu kontrollieren, sollten sich mit nahezu substratfreien Sensoren in Longitudinalschwingungen ebenfalls hohe Verstimmungen und gute elektromechanische Eigenschaften erzielen lassen.

Bei der bisher möglichen Spannungskontrolle stellen die Dünnschichtsensoren einen guten Kompromiss dar. In Torsionsmoden lässt sich mit diesem Sensortyp auch die Veränderung des Schermoduls nachweisen. Für eine eindeutige Trennung von Elastizitäts- und Schermodul ist jedoch eine Änderung der Balkengeometrie notwendig.

In Tab. 4.2 sind die Eigenschaften der vorgestellten Sensoren aufgeführt. Ergänzt wer-

Tab. 4.2: Vergleich verschiedener Sensortypen im Nutzsinalbereich von 10 Hz.

Sensor	$S_{\text{mag}}/\%f_{\text{R}}/\text{mT}$	$S_{\text{el}}/\text{dB}/\%f_{\text{R}}$	$S_{\text{el}}/^{\circ}/\%f_{\text{R}}$	k_{eff}	Rsch. / $\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$
Quarz	0.01	1.37k	10.6k	0.76	-
Silizium	0.5	183	4.0k	0.033	1e-9
Metglas	20	12	77	-	-
Substratfrei	3	11	50	0.092	1.2e-8
Dünnschicht	2	362	3.50k	0.22	1e-10
NEMS [Nan+13]	0.5	73	760	1.5	1e-8
RKM [Goj+11]	-	-	-	-	9e-7
Makro [Sta+17]	8	-	-	-	5.5e-8
SAW	3	-	757	-	3e-10

den sie durch drei weitere Konzepte aus der Literatur und die SAW-Sensoren, wie sie in Kap. 6 behandelt werden. Darin zeigt sich auch, dass die effektive elektromechanische Kopplungskonstante k_{eff} mit Ausnahme des Quarzresonators relativ gering ist.

Vergleich Im Folgenden werden einige Beispiele ähnlicher Resonatoren, die durch den ΔE -Effekt verstimmt werden, aufgeführt. Da nicht alle explizit als Sensor getestet sind und die Betriebselektronik sich stark unterscheidet, sind sie nur eingeschränkt vergleichbar.

In [Gib+96] wird ein Siliziumbalken (800 μm lang, 70 μm breit, 3 μm dick) mit einer 400 nm dicken Schicht aus 50 Multilagenaus 2 nm Ag und 6 nm FeCo um $0.3\%f_{\text{R}}/\text{mT}$ verstimmt. Der Resonator wird optisch-thermisch angeregt und optisch ausgelesen. Eine Verwendung als Magnetfeldsensor wird angesprochen, aber nicht weiter diskutiert.

Die Messspitze eines Rasterkraftmikroskops (RKM) wird in [Goj+11] mit einer 500 nm dicken Schicht aus FeCoSiB beschichtet. Mit dem optischen Aufbau des Mikroskops wird die Verstimmung des 125 μm langen und 4 μm dicken RKM-Balkens bei 324 kHz in der ersten Biegemode gemessen und eine Detektionsgrenze von $900 \frac{\text{nT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und eine Bandbreite über 1 kHz erreicht.

In [Nan+13] wird ein Sensor auf Basis eines mit 200 μm Länge und 100 μm Breite sehr kompakten MEMS-Resonators vorgestellt. Die Struktur besteht nahezu ausschließlich aus einer 250 nm AlN-Schicht und einer 250 nm dicken Schicht aus amorphem FeGaB. Der Betrieb erfolgt mit einer PLL in der dritten Longitudinalmode bei 215 MHz. In späteren Entwicklungsschritten wird dies bis auf $800 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ für DC-Felder verbessert. Die Verläufe der Resonanzfrequenz sind nicht symmetrisch um Null gemessen, zeigen jedoch auch so bereits eine Absenkung im Nullfeld, die auf eine deutliche Winkelverteilung der Anisotropie hindeutet. Die Güte verläuft parallel zur Resonanzfrequenz und variiert von 700 im Nullfeld auf 1400 in Sättigung.

In [Sta+17] wird ein makroskopischer Sensor aus einem Piezostreifen und zwei amorphen magnetischen Bändern zu einem Sandwich zusammengeklebt. Zu den Resonatoreigenschaften werden außer der Resonanzfrequenzen von 170 Hz in der ersten Biegemode und 29.3 kHz in der Longitudinalmode keine weiteren Angaben gemacht. Die Verstimmung ist mit ca. $8\%f_R/mT$ in beiden Moden ähnlich. Ausgelesen über eine PLL ergeben sich bei einem Biasfeld von $H_{AP}=0.2\text{ mT}$ ein äquivalentes magnetisches Rauschen von $428\frac{nT}{\sqrt{Hz}}$ in der Biegemode und $55\frac{nT}{\sqrt{Hz}}$ in der Longitudinalmode.

Insgesamt ist die erzielte Detektionsgrenze bei den Dünnschichtsensoren am geringsten, jedoch zeigt sich, dass eine reine Betrachtung der Empfindlichkeiten nicht ausreicht und auch das Rauschen näher betrachtet werden muss. Im folgenden Kapitel werden dazu exemplarisch Sensoren auf Dünnschichtbasis dahingehend näher untersucht.

5 System mit Dünnschichtsensor

In diesem Kapitel werden Sensoren vom Dünnschichttyp aus Kap. 4.3.6 gemäß den elektromechanischen Sensorprinzipien aus Kap. 3.6 betrieben und die Detektionsgrenze näher untersucht. Anhand eines Rauschmodells werden dazu der Einfluss der Anregungsamplitude und der Elektrodenkonfiguration betrachtet und ein magnetischer Einfluss auf das Rauschen diskutiert. Des Weiteren werden der Ursprung und die Auswirkung von nichtlinearem Verhalten des Resonators bei hohen Amplituden untersucht. Abschließend werden erweiterte Betriebsverfahren zur Verbesserung der Detektionsgrenze vorgestellt.

5.1 Nichtmagnetische Rauschbeiträge

Gemäß den Ausführungen in Kap. 3.3 werden alle mit dem Sensoreingang unkorrelierten Signale am Sensorausgang als Rauschen bezeichnet. Dieses Rauschen setzt sich aus den verschiedenen Rauschbeiträgen der einzelnen Komponenten im gesamten Sensorsystem bestehend aus Sensor und Betriebselektronik zusammen. Eine Untersuchung der einzelnen Beiträge erfolgt nun am Beispiel eines in Kap. 4.3.6 vorstellten Dünnschichtsenors. Die Untersuchungen sind zusammen mit Jens Reermann und Phillip Durdaut durchgeführt worden, die insbesondere für das elektrische Ersatzschaltbild verantwortlich sind. In Abb. 5.1 sind alle untersuchten elektrischen Rauschbeiträge aufgeführt. Die einzelnen Komponenten werden dabei durch äquivalente Schaltbilder der parasitären Eigenschaften dargestellt. Ein Koaxialkabel wird so z.B. durch eine Kapazität und einen Widerstand beschrieben. Die Impedanzen aller passiven Komponenten werden gemessen und damit die Werte im Ersatzschaltbild ermittelt. Die entsprechenden Rauschbeiträge ergeben sich dann aus dem thermisch-elektrischen Spannungsrauschen U_R entsprechend der Widerstände im Ersatzschaltbild bei einer Temperatur von $T = 290^\circ K$ und der Boltzmannkonstante k_B mit

$$U_R = \sqrt{4k_B T R}. \quad (5.1)$$

Zusätzlich zu den passiven Komponenten werden auch das Stromrauschen I_{sOP-} , I_{sOP+} und das Spannungsrauschen U_{nOP} des Ladungsverstärkers berücksichtigt [Jah+11]. Des Weiteren kommen das Rauschen der Anregungsquelle U_{Vex} , sowie das Quantisierungsrauschen U_{AD} des A/D-Wandlers hinzu. Der Sensor selbst wird, wie in Kap. 3.5.3 beschrieben, durch eine Kapazität mit einem Verlustwiderstand parallel zu einem Reihenschwingkreis zur Beschreibung der Resonanz nachgebildet. Der Widerstand R_r in dem Schwingkreis beschreibt hier das thermisch-mechanische Rauschen des Resonators, wobei dessen Amplitude nur mit der Wurzel des Qualitätsfaktors Q ansteigt [Dur+17a]. Der parallele Widerstand beschreibt die elektrischen Verluste im Piezoelektrikum und führt

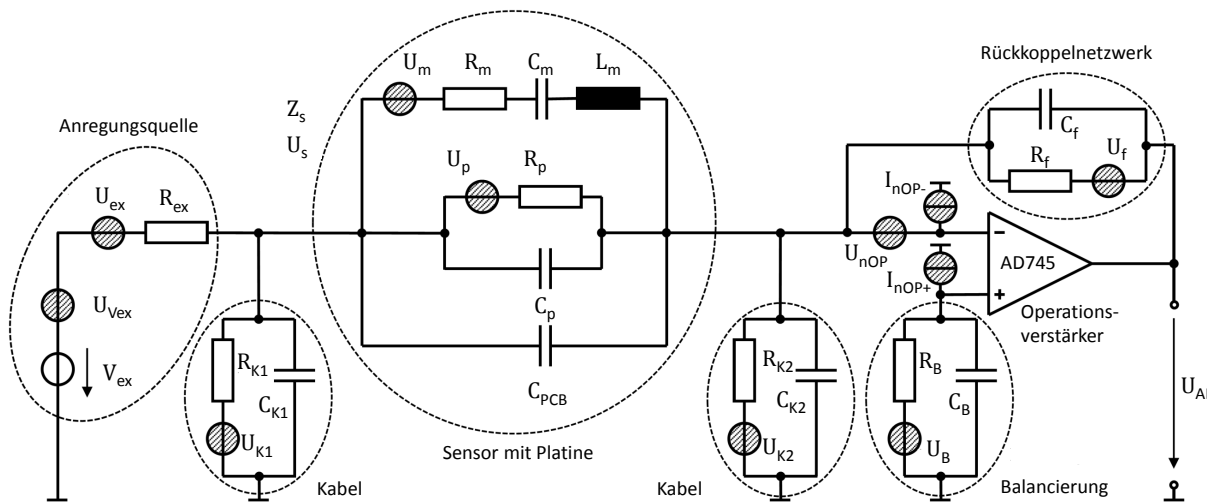


Abb. 5.1: Übersicht über das Sensorsystem und die entsprechenden Ersatzschaltbilder der Komponenten. Nach [Dur+17b], ©2017 IEEE.

zu einem zusätzlichen thermisch-elektrischen Spannungsrauschen. In Abb. 5.2 sind eine Rauschmessung und alle berechneten Rauschbeiträge im Frequenzbereich um die Resonanz dargestellt. Alle Rauschbeiträge, die durch den Ladungsverstärker verstärkt werden, sind zusätzlich mit dem Index LA versehen. Die Skalierung der Ordinate ist so gewählt, dass die relevanten Beiträge gut unterscheidbar sind, der vernachlässigbar kleine Beitrag $U_{LA,K1}$ des ersten Kabels zwischen Sensor und Verstärker ist dadurch nicht sichtbar. Ebenso wird dadurch der größte Teil des Trägersignals abgeschnitten, da es fünf Größenordnungen höher liegt. Die gemessene Rauschspannungsdichte zeigt einen konstanten Verlauf von $100 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ und einen Anstieg um die Resonanzfrequenz bei 7450 Hz. Bei dieser Frequenz ist auch das Anregungssignal mit $\hat{V}_{ex} = 100 \text{ mV}$ zu erkennen. Die anhand des Modells berechnete Gesamttrauschdichte U_{LA} zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Messergebnis. Der flachere und frühere Anstieg des Rauschen unterhalb des Trägers findet sich auch in der Simulation wieder und bestätigt damit die Abhängigkeit vieler Rauschquellen von der Sensoradmittanz. Innerhalb von 20 Hz um die Resonanz ist das thermisch-mechanische Rauschen dominant und führt zu einem bis zu fünffach erhöhten Rauschniveau. Dieses ließe sich nur durch eine deutlich niedrigere Temperatur oder eine geringere Güte verringern. Letzteres verschlechtert allerdings auch die Empfindlichkeit, so dass hier ein Kompromiss gefunden werden muss. Außerhalb nimmt der Beitrag stark ab und das Rauschen der Anregungsspannung sowie des Operationsverstärkers stellen den größten Anteil dar. In Abb. 5.3 a) sind das Eingangsrauschen des A/D-Wandlers und des Ausgangsrauschen des D/A-Wandlers für unterschiedlich große Amplituden des Trägersignals gezeigt. Bis zu einer Amplitude von 200 mV bleibt das Rauschen der Anregung konstant bei $20 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$, steigt oberhalb davon aber proportional an. Das Rauschen der A/D-Wandlung ist von der Ausgangsamplitude, wie zu erwarten, unabhängig. Die Rauschbeiträge des Operationsverstärkers lassen sich durch die verwendete Balancierung deutlich verringern, wie in Abb. 5.3 b) außerhalb der Resonanz sichtbar ist.

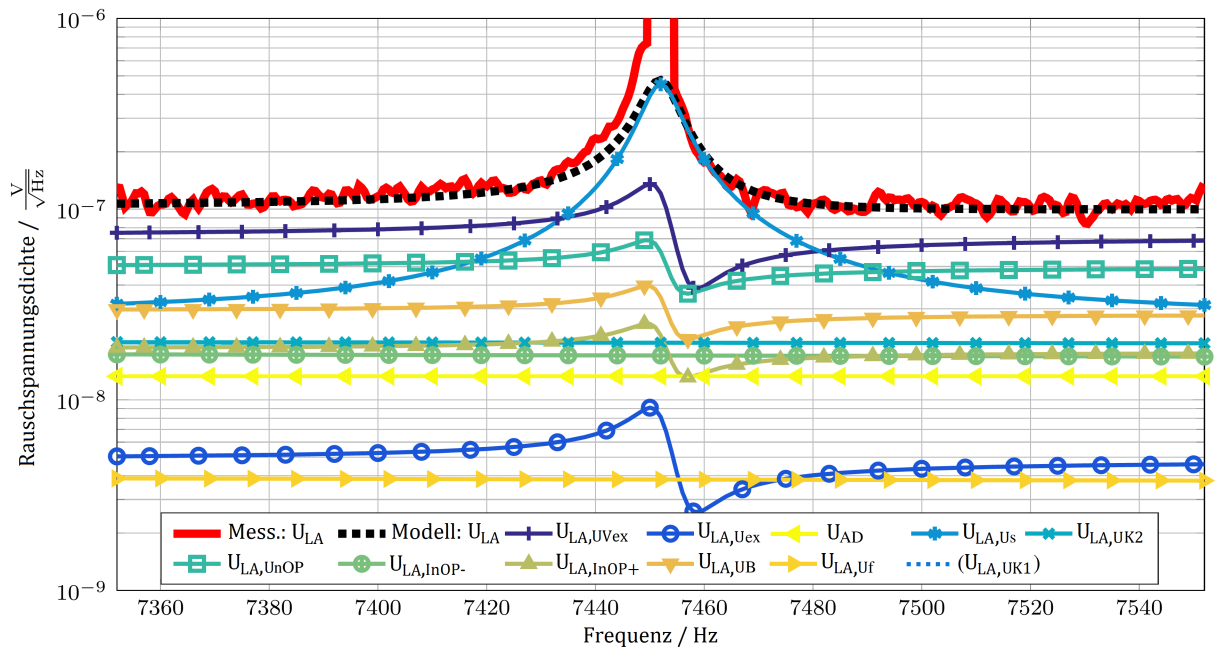


Abb. 5.2: Vergleich der gemessenen Rauschspannungsdichte mit dem berechneten Ergebnis des elektrischen Rauschmodells für einen Dünnschichtresonator bei einer Anregungsspannung von $v_{\text{ex}} = 100 \text{ mV}$ ohne Magnetfelder. Die einzelnen Rauschkomponenten gemäß dem Ersatzschaltbild in Abb. 5.1 ergeben in Summe eine sehr gute Übereinstimmung mit der Messung. Nach [Dur+17b], ©2017 IEEE.

5.2 Trägeramplitude

In Kap. 3.4 ist gezeigt, dass bei einer Signalmodulation die Seitenbänder mit der Amplitude des Modulationssignals zunehmen. Aus diesem Grund sollte eine höhere Anregungsamplitude v_{ex} zu einem größeren Signal und damit auch zu einem besseren Signal-Rauschverhältnis führen, sofern das Rauschen nicht ebenso schnell bzw. noch schneller ansteigt. Um dies zu überprüfen werden Messungen von Signal und Rauschlevel für verschiedene Anregungsamplituden und als Vergleich auch ohne magnetisches Biasfeld und in magnetischer Sättigung entlang der schweren Achse durchgeführt. Die Ergebnisse sind in

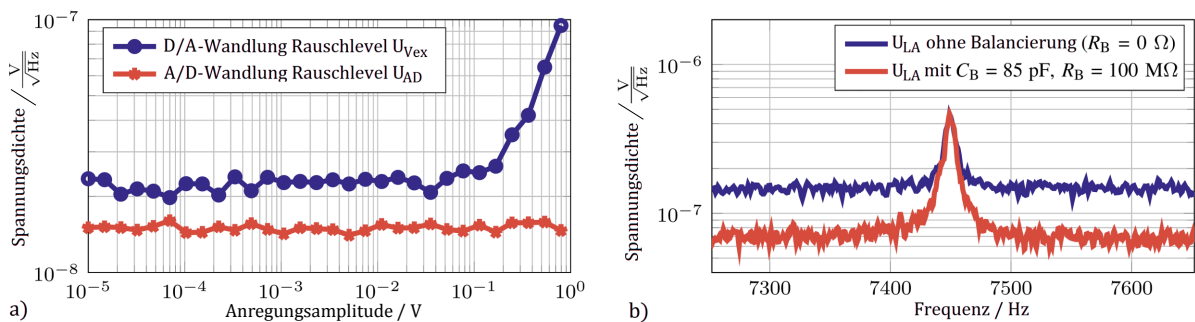


Abb. 5.3: a) Das Rauschen der Anregungsquelle steigt oberhalb von 200 mV linear an. b) Frequenzabhängigkeit des Rauschniveaus am Ausgang des Ladungsverstärkers U_{LA} ohne Anregungssignal mit und ohne Balancierung des Operationsverstärkers. Nach [Dur+17b], ©2017 IEEE.

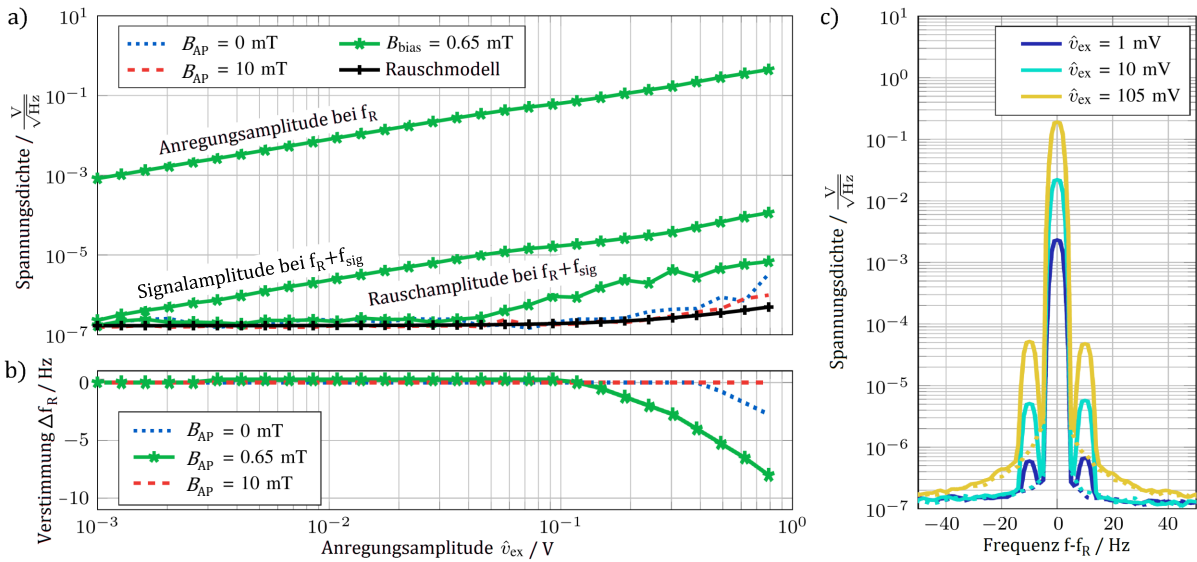


Abb. 5.4: Veränderung der Detektionsgrenze des Sensorsystems mit steigender Anregungsamplitude. Das Modell im Vergleich mit einer experimentellen Messung zeigt oberhalb einer Amplitude von 50 mV deutliche Abweichungen. Nach [Dur+17b], ©2017 IEEE.

Abb. 5.4 dargestellt. Im Teil a) sind dabei die Anregungsamplitude, die Signalstärke bei einem Biasfeld von $B_{AP} = 0.65$ mT, sowie die Rauschlevel für $B_{AP} = 0$ mT, $B_{AP} = 0.65$ mT und für den Sättigungsfall bei $B_{AP} = 10$ mT dargestellt. Die Messwerte stammen aus entsprechenden Spektren, wie sie für einige Anregungsamplituden in c) am magnetischen Arbeitspunkt dargestellt sind. Für jede Anregung ist jeweils ein Spektrum mit und ohne magnetischem Signal abgebildet. Zum Vergleich ist in b) ebenfalls die anhand des Modells zu erwartende Rauschspannungsdichte eingezeichnet. Die Anregungsamplitude steigt wie erwartet linear an. Die Signalamplitude zeigt eine lineare Zunahme bis 100 mV, darüber ist die Zunahme etwas geringer, was vermutlich auf eine verminderte elektrische Empfindlichkeit zurückzuführen ist (vgl. Abb. 5.7). Das berechnete Rauschniveau bleibt bis zu einer Anregungsamplitude von 200 mV konstant bei $100 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ und nimmt dann aufgrund des Rauschens der Anregungsquelle auf $400 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ zu. Die Messung in magnetischer Sättigung bestätigt dieses Ergebnis und weicht erst oberhalb von 600 mV um einen Faktor 2 ab. Diese Abweichung zu höheren Rauschdichten tritt in der Messung im Nullfeld bereits bei einer Anregungsamplitude von 200 mV auf und nimmt dann auf bis zu $300 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ zu. Am magnetischen Arbeitspunkt höchster Empfindlichkeit bei $B_{AP} = 0.65$ mT zeigt sich eine erhöhte Rauschdichte bereits ab 50 mV und nimmt dann näherungsweise linear bis auf $800 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ zu. In Abb. 5.4 b) ist die Abweichung von der Resonanzfrequenz bei kleiner Amplitude über die Anregungsamplitude aufgetragen. Die Resonanzfrequenz wird dabei dadurch bestimmt, dass beide Seitenbänder des magnetischen Testsignals bei 10 Hz gleich groß sind. In Sättigung ist diese Methode nicht anwendbar, jedoch zeigt der entsprechende Impedanzverlauf keine Veränderung (vgl. Abb. 5.7). Ohne Biasfeld verschiebt sich oberhalb von 400 mV die Resonanzfrequenz um bis zu 3 Hz. Am magnetischen Arbeitspunkt beginnt die Resonanzverschiebung bereits bei 100 mV und steigert sich auf 7.5 Hz. Um

die Veränderung der Resonanzfrequenz und die vom Modell abweichende Zunahme des Rauschens bei größeren Anregungsamplituden erklären zu können, werden im nun die Nichtlinearitäten im Resonator betrachtet.

5.3 Mechanische Nichtlinearität

Verglichen mit einem linearen Resonator gemäß Gl. 3.49 hat ein nichtlinearer Oszillator eine Rückstellkraft, die nicht allein mit Termen erster Ordnung beschrieben werden kann. Besondere Bedeutung hat dabei der nach Georg Duffing benannte Duffingresonator [Duf18], der neben einem linearen auch einen kubischen Anteil β der Rückstellkraft besitzt, und beispielsweise durch doppelseitige Einklemmung eines schwingenden Balkens hervorgerufen wird. Je nach Vorzeichen des kubischen Terms β in der Bewegungsgleichung

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + kx + \beta x^3 = F \cdot \sin(\omega_e t + \phi) \quad (5.2)$$

wird das Material entweder steifer (positiv) oder weicher (negativ) und der Resonanzpeak kippt nach rechts, bzw. links, wie in Abb. 5.5 gezeigt [Bre+08]. Ab einer kritischen Nichtlinearität kippt der Resonanzpeak so stark zur Seite, dass das Frequenzverhalten hysteretisch wird. In der Abbildung sind die hysteretisch übersprungenen Bereiche gestrichelt gezeichnet. Im Beispiel mit $\beta = 0.04$ sind die Sprungstellen für steigende Frequenzen (nach unten) und für sinkende Frequenzen (nach oben) mit roten Pfeile dargestellt. Bei

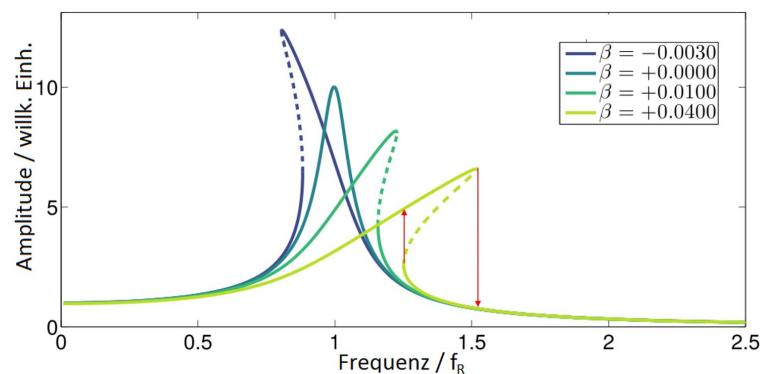


Abb. 5.5: Die Resonanzkurve eines Resonators kippt entsprechend des Vorzeichens des kubischen Terms β der Rückstellkraft. Im Frequenzgang tritt dann eine Hysterese auf, der gestrichelte Bereich ist unzugänglich. Nach [Wik16] lizenziert unter CC BY-SA 4.0.

magnetoelastischen Materialien kommt es aufgrund des ΔC -Effekts zu einer nichtlinearen Rückstellkraft. Abb. 5.6 zeigt die Ergebnisse einer magnetoelastischen Simulation¹ für eine Anisotropieverteilung eines typischen Dünnschichtensors. Für ausgewählte Magnetfelder sind Magnetostriktion über Spannung und Spannung über Dehnung dargestellt. Nahe vom Nullfeld (a) und der Sättigung (h) ist für kleine Spannungsänderungen von $\sigma = 0 \pm 5$ MPa

¹In Zusammenarbeit mit Benjamin Spetzler

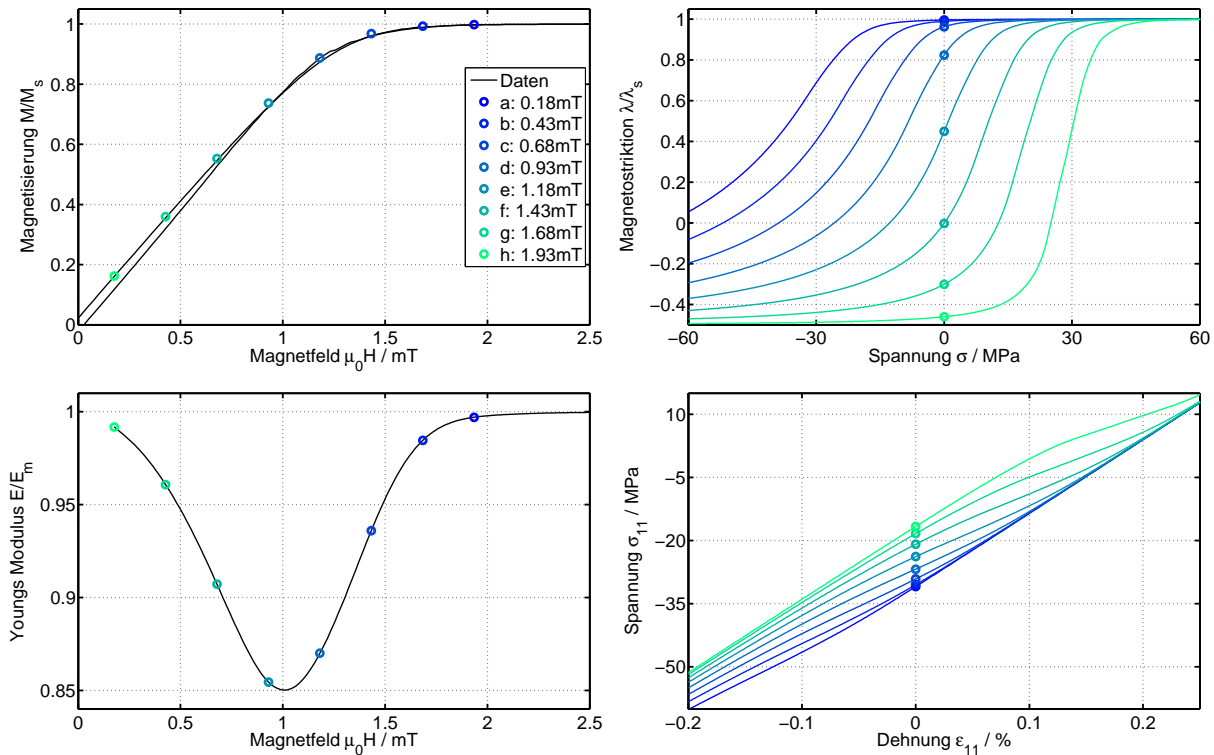


Abb. 5.6: Magnetoelastische Simulation für eine typische Anisotropieverteilung. Die Nichtlinearität in der magnetoelastischen Kopplung überträgt sich auf den ΔE -Effekt, so dass dieser für größere Spannungen grundsätzlich nichtlinear ist.

die Magnetostriktion nahezu konstant und kann mit einem piezomagnetischen Koeffizient $d_{\text{ME}}^{\sigma} \approx 0$ beschrieben werden. Durch diesen ergibt sich gemäß Gl. 2.23 aus der Summe zweier linearer Komponenten ein linearer Zusammenhang zwischen Spannung und Dehnung. Aufgrund der induzierten magnetischen Anisotropie tritt bereits im Nullfeld eine magnetostriktive Dehnung auf, der eine elastische Spannung entgegen gerichtet ist. Beim mittleren Anisotropiefeld (d) ist der piezomagnetische Koeffizient d_{ME}^{σ} maximal, jedoch weiterhin für kleine Spannungen konstant. In Summe ergibt dies eine deutlich verringerte, aber für kleine Spannungen weiterhin lineare, Rückstellkraft. Nahe dem typischen magnetischen Arbeitspunkt auf der inneren Flanke bei (c) ist der Zusammenhang von Magnetostriktion und Spannung komplexer und auch für kleine Spannungen nicht mehr linear. Für negative Spannungen nimmt die Steigung ab und wird zunehmend linear. Für positive Spannungen nimmt die Steigung deutlich zu und führt zu einem konvexen Verlauf der Spannungs-Dehnungs-Kurve. Auf der äußeren Flanke des E-Modulverlaufs bei (f) ist das Verhalten genau entgegengesetzt. Abb. 5.7 zeigt Messungen der Resonatoreigenschaften für die ersten zwei Biegemoden in den entsprechenden magnetischen Zuständen. Der Frequenzverlauf von Phase und Impedanz ist dabei für steigende Anregungsamplituden gezeigt. Für kleine Amplituden zeigt sich in beiden Moden und für alle Magnetfelder der typische Frequenzverlauf von Phasenwinkel und Impedanz, wie er für einen linearen elektromechanischen Resonator typisch ist. Einzig die Resonanzfrequenz ist bekannter Maßen wie in Abb. 4.30 (Probe 4) verschoben. In Sättigung ändern sich Impedanz und

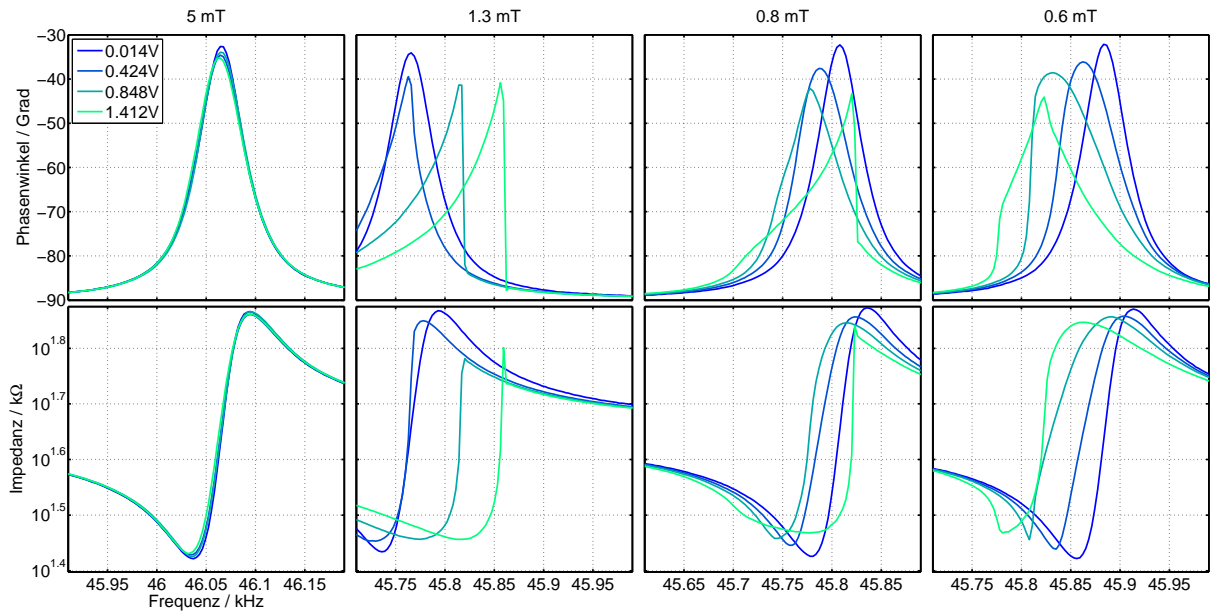


Abb. 5.7: Gemessene Impedanzspektren in der zweiten Mode des Resonators (mit zunehmender Frequenz) für verschiedene Magnetfelder und Anregungsamplituden.

Phase nur minimal in Richtung einer geringeren Steifigkeit und Güte. Am magnetischen Arbeitspunkt auf der inneren Flanke bei (c) in der Simulation bzw. 0.6 mT in der Messung kippt mit steigender Amplitude der Peak stark nach links und zeigt bei der größten Anregung in beiden Moden einen Sprung und damit hysteretisches Verhalten. Dies Verhalten passt zum Ergebnis der Simulation, die für diesen magnetischen Zustand eine mit der Amplitude stärker werdende magnetoelastische Dehnung und damit einen stärkeren negativen Beitrag zur Steifigkeit ergibt. Ebenfalls erklärt sich damit auch die in Abb. 5.2 beobachtete negative Verschiebung der Resonanzfrequenz. Am zweiten Arbeitspunkt auf der Außenflanke bei (f), bzw. 1.3 mT kippt der Peak in beiden Moden ebenfalls, jedoch nach rechts wie auch von der Simulation erwartet. Dazwischen bei ca. 1 mT kippt der Peak mit steigender Anregung zunächst nach links und dann nach rechts, jedoch deutlich schwächer als an den Arbeitspunkten und damit passend zur Simulation. Diese zeigt deutlich, dass die mechanische Nichtlinearität der Resonatoren auf den ΔC -Effekt zurück geht und an den Zuständen maximaler magnetischer Empfindlichkeit am stärksten ausgeprägt ist. Vergleichbare experimentelle Nachweise der Nichtlinearität finden sich in [Kel+04]. Solange keine Hysterese auftritt, führt die Nichtlinearität zu einer höheren Steigung von Phase und Impedanz und damit zu einer höheren elektrischen Empfindlichkeit, jedoch auch sehr instabilen Arbeitspunkten.

Eine weitere Folge der Nichtlinearität ist das Auftreten höherer Harmonischer der Anregungsfrequenz im elektrischen Signal des Sensors, wie in Abb. 5.8 c gezeigt und Kap. 3.4 beschrieben. In Abb. 5.8 a ist bei 10 Hz ein hundertfach höheres Rauschniveau als bei 7.4 kHz präsent. Um zu überprüfen, ob dieses Rauschen bei niedrigen Frequenzen durch die Nichtlinearität hoch gemischt wird, wird ein zweites elektrisches Signal von 0.5 mV bei

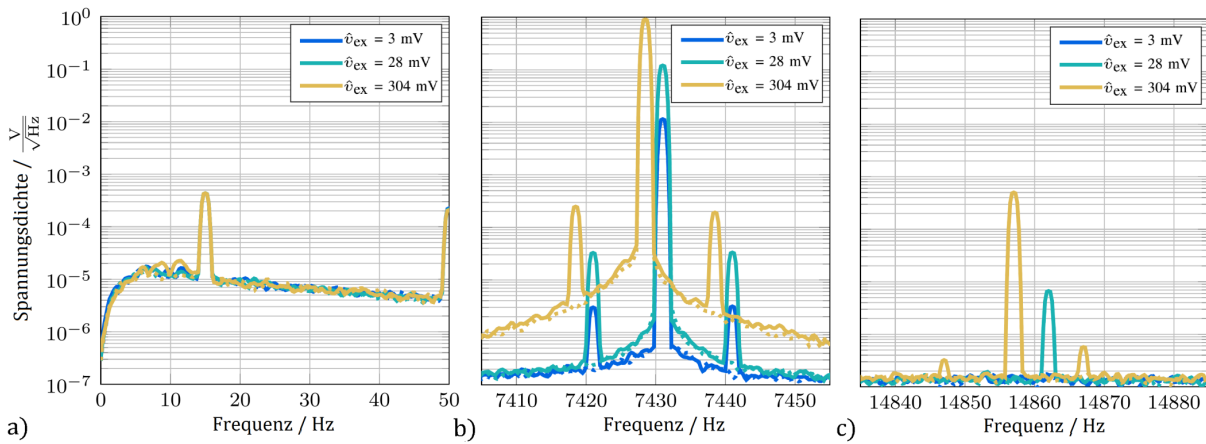


Abb. 5.8: Sensorausgangsspektrum mit künstlichem 15 Hz Störsignal und kleinem magnetischen Signal mit 10 Hz für verschieden große Trägeramplituden. a) Frequenzbereich des Störsignals, b) Bereich um den Träger, c) zweite Harmonische der Anregung. Nach [Dur+17b], ©2017 IEEE.

15 Hz zum Anregungssignal hinzugefügt. Auch bei einer Anregungsamplitude von 300 mV ist das zusätzliche Störungssignal nicht in den Seitenbändern des Trägers sichtbar. Daraus folgt, dass der Rauschanstieg nicht auf Mischprozesse aufgrund der Nichtlinearität zurückzuführen ist.

Insgesamt führt die Nichtlinearität im magnetischen Material also zu einer Begrenzung der sinnvoll nutzbaren Resonatoramplitude, wobei dabei vor allem die Veränderungen des Resonatorarbeitspunktes ausschlaggebend ist.

5.4 Magnetisches Rauschen

Als weitere Rauschquelle kommen un stetige Magnetisierungsprozesse innerhalb der magnetischen Schicht in Frage. Dieser Effekt ist z. B. unter dem Namen Barkhausen-Rauschen bekannt und auf das sprunghafte Verschieben von Domänenwänden zurückzuführen. Im Fall der hier verwendeten Sensoren erzeugt die mechanische Spannung während der Oszillation durch die Magnetostriktion eine Veränderung der magnetischen Anisotropie. Übersteigt diese einen für jede magnetische Domäne spezifischen Wert, führt dies zu einer sprunghaften Änderung in der Magnetisierung. Mit steigender elektrischer, und damit auch mechanischer Amplitude, nehmen die zyklischen Änderungen in der Anisotropie und damit auch die Anzahl der beteiligten Domänen zu. Jeder Magnetisierungssprung erzeugt breitbandiges mechanisches Rauschen, welches durch die Resonanz verstärkt wird und sich schließlich im elektrischen Ausgangssignal wiederfindet. Um diesen Effekt zu verringern, müsste im entsprechenden Magnetisierungsbereich die Anzahl an aktiven Domänenwänden reduziert werden. Eine Möglichkeit dies zu erreichen ist ein externes Magnetfeld entlang der EA, z.B mit einem Exchange Bias [Lag+14]. Allerdings führt dies auch zu einer geringeren Empfindlichkeit, da sich induzierte Anisotropie und Exchange Bias überlagern [Röb+15].

Der Anstieg der Signalstärke mit der Trägeramplitude führt somit insgesamt zunächst zu einer deutlichen Verbesserung der Detektionsgrenze. Wie Abb. 5.9 jedoch zeigt, wird dieser lineare Trend ab einer Anregungsamplitude von ca. 50 mV durch ein ebenso schnell steigendes Rauschniveau beendet. Da ab einer Amplitude von ca. 100 mV zusätzlich auch noch das Anregungssignal stärker rauscht [Dur+17b], steigt die Detektionsgrenze sogar. In der Messung bleibt der verwendete Sensor aufgrund seiner magnetischen Rauschbeiträge noch hinter den durch das Modell vorhergesagten Möglichkeiten. Der im folgenden Abschnitt verwendete Sensor hat vom Aufbau her die gleiche magnetische Schicht und nahezu identische elektromechanische Eigenschaften, wie der mit dem Rauschmodell untersuchte Sensor. Mit einer Detektionsgrenze bei 10 Hz von ca. $100 - 200 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ (siehe Abb. 5.10), entspricht dies der Modellprognose bei der entsprechenden Anregungsamplitude. Dies bestätigt zum einen das Modell, zeigt zum anderen allerdings auch die große Schwankung der magnetischen Eigenschaften innerhalb einer Produktionscharge.

5.5 Elektrische Empfindlichkeit

Welchen Einfluss die elektrische Empfindlichkeit auf die Detektionsgrenze hat, wird im Folgenden untersucht. Dazu werden zwei verschiedenen Sensoren des Dünnschichttyps mit unterschiedlichen Elektroden (siehe Kap. 4.1.2) in den ersten zwei Biegemoden anhand

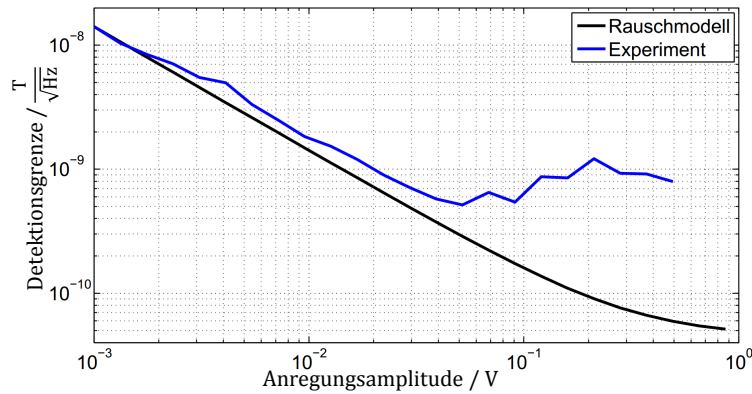


Abb. 5.9: Gemessene Detektionsgrenze in Abhängigkeit von der Anregungsamplitude im Vergleich mit der Berechnung anhand des Rauschmodells aus Abb. 5.1. Nach [Dur+17b], ©2017 IEEE.

ihres Rauschspektrums bei konstanter Anregung von 100 mV verglichen. Da die magnetischen Eigenschaften der Sensoren zwar ähnlich, jedoch nicht gleich sind, muss hierbei auch mit einer Streuung des magnetischen Rauschbetrages gerechnet werden. Ein in dieser Betrachtung wichtiger Effekt ist das Tiefpassverhalten der Empfindlichkeit (vgl. Kap. 3.6.3). Außerdem führen die Elektroden aufgrund der unterschiedlich effizienten Anregung der Moden zu unterschiedlich großen mechanischen Amplituden. In Abb. 5.10 zeigt sich in der ersten Mode für den ersten Sensor mit der Elektrode El_0 in der ersten Dekade ein nahezu eine Größenordnung höheres Rauschen als im zweiten Sensor mit den Elektroden El_1 und El_2 . In diesem Bereich folgt der Verlauf des Rauschens der Resonanzkurve und deutet damit auf einen magnetischen Ursprung hin, der beim ersten Sensor demnach deutlich ausgeprägter ist. Das thermisch-mechanische Rauschen hat den gleichen Verlauf, sollte bei beiden Sensoren jedoch ähnlich groß sein. Gemäß Abb. 5.1 ist der Rauschbeitrag durch die Anregung oberhalb von 10 Hz konstant, die Empfindlichkeit nimmt jedoch aufgrund des Tiefpasses (vgl. Kap. 3.6.3) stetig ab und führt zu einem Anstieg der Detektionsgrenze. Sofern das Rauschen der Anregung oder des Ladungsverstärkers der dominante Beitrag ist, kommt der Vorteil einer höheren elektrischen Empfindlichkeit zu tragen. In der ersten Mode ist der Empfindlichkeitsunterschied der Elektroden gemäß Tab. 4.1 relativ gering, dennoch zeigt sich bei 100 Hz eine entsprechende Abstufung in der Detektionsgrenze. In der zweiten Mode sind die magnetischen Rauschbeiträge im ersten Sensor kleiner, die Unterschiede der elektrischen Empfindlichkeiten deutlich größer und führen zu einem gut sichtbaren Effekt der angepassten Elektroden. Bei 100 Hz ist die Detektionsgrenze reziprok proportional zur elektrischen Empfindlichkeit, wie Abb. 5.11 zeigt.

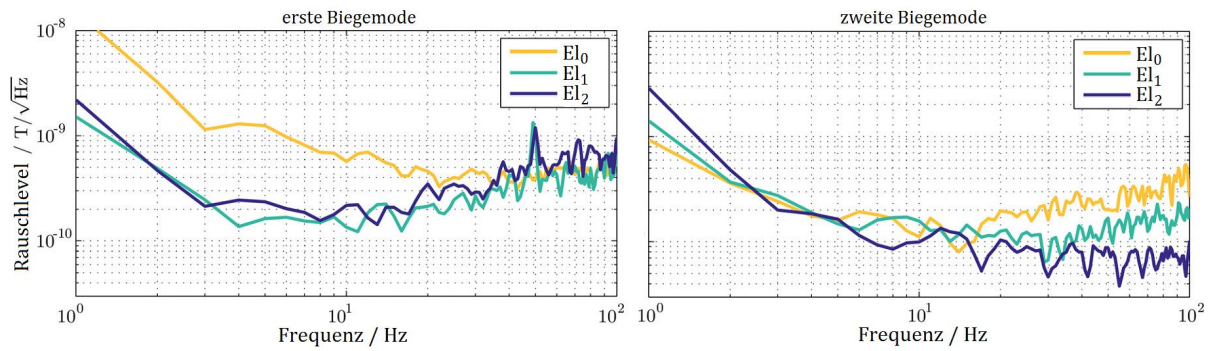


Abb. 5.10: Der Einfluss der elektrischen Empfindlichkeit auf die Detektionsgrenze der Dünnschichtsensoren mit unterschiedlichen Elektroden wird in den ersten zwei Biegemoden deutlich. Nach [Zab+16] mit Genehmigung von AIP Publishing.

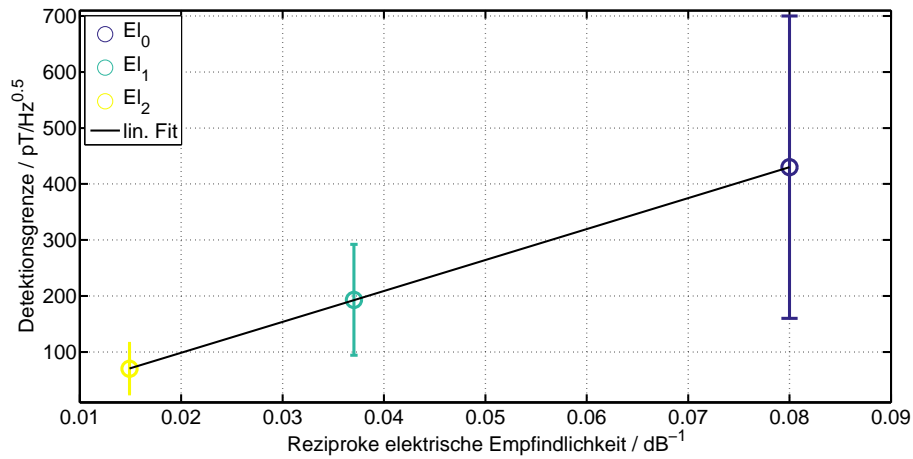


Abb. 5.11: Der Mittelwert der Detektionsgrenze zwischen 90 Hz und 100 Hz ist reziprok proportional zur elektrischen Empfindlichkeit. In diesem Frequenzbereich dominieren die elektrischen Rauschbeiträge und eine höhere elektrische Empfindlichkeit der Elektroden führt direkt zu einer Verbesserung der Detektionsgrenze. Die Fehlerbalken zeigen die Standardabweichung der Detektionsgrenze.

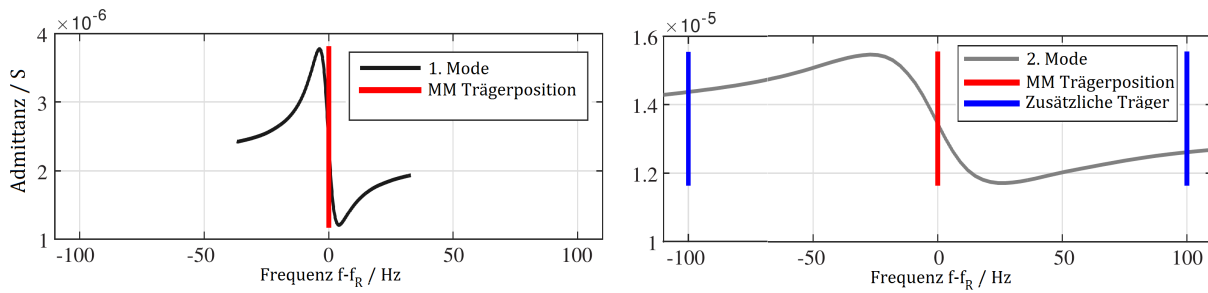


Abb. 5.12: Sensoradmittanz um die erste und zweite Biegemode. Die Position der Träger für den Multi-Moden-Betrieb (MM) sind in Rot eingezeichnet, die beiden zusätzlichen Träger für den Multi-Träger-Betrieb (MT) in Blau. Nach [Ree+16], ©2016 IEEE.

5.6 Erweiterte Betriebsmodi

Erweiterte Betriebsmodi der Sensoren entstanden in Zusammenarbeit mit Jens Reermann, weitere Details zur technischen Umsetzung finden sich in [Ree+16]. Motivation ist hier den Sensor parallel mit mehreren Trägern auszulesen und aus der Kombination der Kanäle ein besseres SNR zu gewinnen. Um die Anzahl der Träger zu vergrößern, ist es möglich den Resonator in der ersten und zweiten Biegemode zu betreiben, ohne dass es zu einer Kopplung der beiden Moden kommt. Für diesen Multi-Moden-Betrieb (MM) sind in Kap. 4.1.2 Elektroden entwickelt worden, die eine ähnliche Empfindlichkeit in der ersten und zweiten Biegemode aufweisen. Da die zweite Mode eine größere Bandbreite hat, ist es möglich in dieser zwei zusätzliche Träger unterzubringen, wie in Abb. 5.12 eingezeichnet. Der Abstand der Träger muss bei diesem Multi-Träger-Betrieb (MT) mindestens doppelt so groß sein wie die beabsichtigte Bandbreite des Gesamtsystems (hier 40 Hz). Damit steigt die Anzahl der gleichzeitig verwertbaren Träger auf $N_T = 4$ und ermöglicht theoretisch eine Verbesserung um $\sqrt{N_T} = 2$, wenn das SNR in allen Kanälen gleich gut ist. Als zweite Bedingung sollten die Träger innerhalb einer Mode in einem festen Abstand zueinander angeordnet werden, da so die Intermodulationsprodukte der Träger wieder auf Trägerfrequenzen landen. Ursächlich für die Modulation sind dabei Nichtlinearitäten im Sensor und der Elektronik (vgl. Kap. 3.4 und Kap 5.3). In Abb. 5.14 a) wird dies anhand eines Vergleichs von zwei MT-Szenarien mit der MM-Konfiguration bei einem magnetischen Testsignal von 10 Hz und 100 nT deutlich. Im ersten Spektrum ist der Träger auf der linken Seite in einem Abstand von -100 Hz und der Rechte bei +80 Hz, zum mittleren angeordnet. Es entsteht eine Vielzahl von Intermodulationsprodukten der Träger samt Seitenbändern mit dem magnetischen Signal. Um den Effekt zu verdeutlichen, hat der rechte Träger eine um 20 dB größere Amplitude. Der mittlere Träger ist gemäß Kap. 3.6.5 kompensiert. Sind die Träger dagegen wie in 5.13 b) in einem festen Raster von 100 Hz, entstehen im relevanten Bereich zwischen den Trägern keine Intermodulationsprodukte. In den Seitenbändern der äußeren Träger ist das magnetische Testsignal zu erkennen, jedoch noch deutlich kleiner als beim mittleren, wie aufgrund der geringeren elektrischen Empfindlichkeit der Arbeitspunkte auch zu erwarten ist.

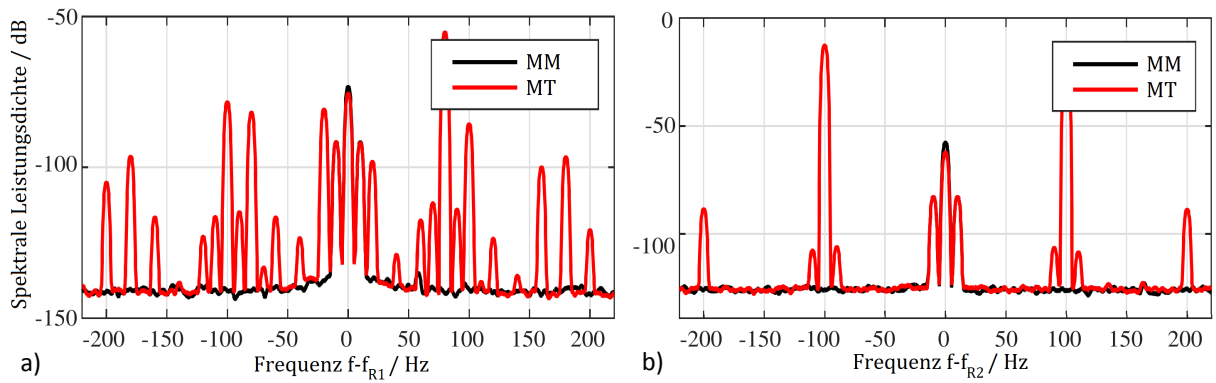


Abb. 5.13: Ausgangsspektrum des Sensors für eine unterschiedliche Staffelung der Träger. Bei gleichmäßigem Abstand der Träger von 100 Hz liegen alle Intermodulationsprodukte der Träger wieder auf den Trägerfrequenzen. Nach [Ree+16], ©2016 IEEE.

Der maximale Kombinationsgewinn wird erzielt, wenn alle Kanäle ein ähnlich gutes SNR haben. Um dies zu erreichen, wird die Amplitude der äußeren Träger um 20 dB angehoben. Dies macht eine Kompensation der äußeren Trägersignale notwendig, um die Dynamik des Systems nicht zu überschreiten. Eine höhere Anregungsamplitude führt in diesem Fall nicht gleich zu dem in Kap. 5.3 diskutierten Rauschanstieg, da die Träger weiter außerhalb auf der Resonanzkurve liegen und damit die mechanische Amplitude deutlich kleiner ist. Mit angehobenen Anregungsamplituden haben nun alle vier Kanäle nach AM-Demodulation und Skalierung auf das Testsignal eine nahezu identische Rauschleistungsdichte (Abb. 5.14). Die Skalierung erfolgt dabei im Zeitbereich, um Amplitudenfehler durch Fenstereffekte zu vermeiden. Prinzipiell stehen sogar doppelt so viele Kanäle zur Verfügung, da alle Träger auch in der Phase moduliert werden. Die Arbeitspunkte sind jedoch auf Amplitudenmodulation optimiert und das SNR der PM entsprechend deutlich schlechter. Daher kommt es kaum zu einer Verbesserung des Kombinationsergebnisses, wenn diese Signale mit integriert werden. In Abb. 5.14 sind diese dennoch in der Kombination enthalten. Die Kombination erfolgt dabei nach einer Gewichtung gemäß des SNR der einzelnen Kanäle. Unterschieden wird hierbei noch in der Art, wie diese Gewichte berechnet werden. In der Voll-Band-Methode (VB) wird das Rauschen in einem festen Band von 20 – 50 Hz berechnet. Bei der Unter-Band-Methode (UB) erfolgt dies separat für jedes kleinste sinnvolle Unterband. Die Breite des Unterbandes bestimmt sich aus der Abtastrate und der FFT-Ordnung, sie beträgt in diesem Fall ca. 2 Hz. Beide Kombinationen zeigen eine deutliche Verbesserung des Rauschniveaus über den gesamten Frequenzbereich. Die UB-Methode ist dabei der VB-Methode um bis zu 2.5 dB überlegen, da sie die Frequenzabhängigkeit des Rauschens, besonders auffällig in der ersten Mode, berücksichtigt. Insgesamt verbessert sich das Rauschniveau durch die Kombinationsgewinn um ca. 6 dB was dem theoretisch Möglichen bei vier Kanälen entspricht.

Die Kombination mehrerer Moden bietet den Vorteil, das Rauschniveau trotz externer Störungsquellen niedrig zu halten, wenn die Störung nur im Frequenzbereich einer Mode auftritt. In Abb. 5.15 ist dies für den Betrieb in erster und zweiter Biegemode und

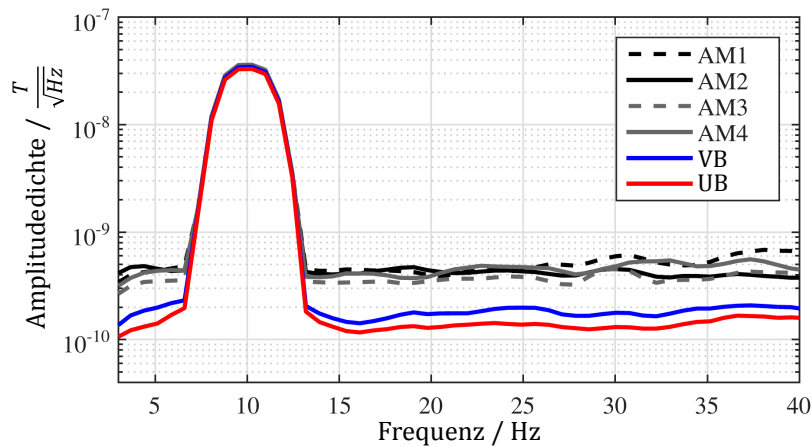


Abb. 5.14: Vergleich der Ausgangsspektren von vier AM-demodulierten Trägersignalen und deren Kombination im Unterband (UB) bzw. Vollband (VB). Nach [Ree+16], ©2016 IEEE.

zwei kurzfristigen Störungen in der zweiten Mode anhand einer Messung demonstriert. Zunächst ist die zweite Mode gestört und wird entsprechend schwächer gewichtet. Nach einer halben Sekunde stoppt die Störung und die zweite Mode ist überlegen, so dass sie stärker gewichtet wird. Das kombinierte Signal ist nun besser als beide Einzelsignale. Nach anderthalb Sekunden setzt die Störung wieder ein und die Gewichte werden erneut zugunsten der ersten Mode verteilt. Insgesamt ist das adaptiv kombinierte Signal nie schlechter als das beste Einzelsignal und führt damit zu einem robusteren Verhalten des Gesamtsystems. Die Geschwindigkeit, mit der die Regelung auf die veränderten Umstände reagiert, ist dabei abhängig von der Schätzung des Rauschniveaus, bei der ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und Geschwindigkeit gewählt werden muss.

5.7 Zusammenfassung und Ausblick

Die Untersuchungen in diesem Kapitel zeigen als wichtigstes Ergebnis einen dominanten Rauschbeitrag, der auf die magnetoelastische Funktionsschicht zurückzuführen ist. Da diese Schicht auch maßgeblich für die Empfindlichkeit ist, bestimmt die Qualität der Schicht auch das Signal-Rausch-Verhältnis. Die Qualität der Schicht bestimmt sich dabei wahrscheinlich durch die magnetische Konfiguration am Arbeitspunkt. Die magnetoelastischen Ummagnetisierungen sollten dort möglichst durch Rotation der magnetischen Momente und nicht durch Domänenwandverschiebungen erfolgen. Um diesen Zusammenhang zu verifizieren, sollte die Magnetisierungsdynamik in der Schwingung z.B. mit MOKE-Mikroskopie mit zur mechanischen Schwingung synchron gepulster Lichtquelle phasenbezogen untersucht werden. Zur Vermeidung von aktiven Domänenwänden existieren verschiedene Verfahren, deren Einsatz ebenfalls mit der angesprochenen Technik überprüft und angepasst werden kann. Die Herausforderung wird darin bestehen dies durchzuführen, ohne die Empfindlichkeit der Schicht in gleichem Maße herabzusetzen. Da das magneti-

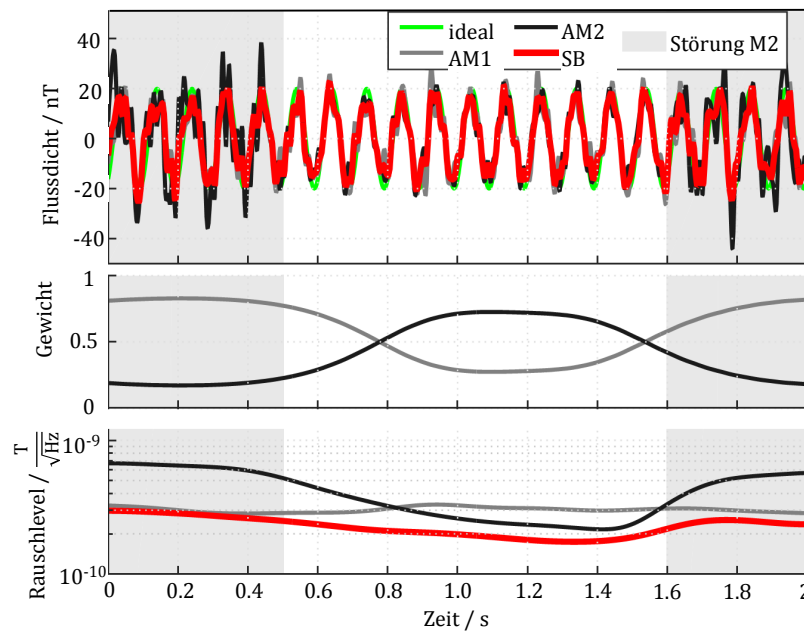


Abb. 5.15: Adaptive Gewichtung der Signale beider Moden über die Zeit ergibt in der Kombination trotz einer Störung in der zweiten Moden ein optimales Ausgangssignal mit minimalem Detektionslimit. Nach [Ree+16], ©2016 IEEE.

sche Rauschen mit \sqrt{Q} ansteigt, dämpft dies den Effekt einer höheren Güte, die über Kompromisse in anderen Bereichen erkauft werden müsste.

Erst sobald die magnetische Schicht nicht mehr der dominante Beitrag zum Sensorrauschen ist, ist eine größere geometrische Empfindlichkeit z.B. durch mehr magnetisches Material sinnvoll. Je größer der Einfluss der Magnetischen Schicht auf die mechanischen Eigenschaften des Resonators wird, desto wichtiger wird auch die Betrachtung von deren mechanischer Nichtlinearität, die sich als direkte Folge des genutzten ΔE -Effekts ergibt.

Eine hohe elektrische Empfindlichkeit verringert die Anforderungen an die Anregungsquelle und kann somit unter bestimmten Bedingungen die Detektionsgrenze senken. Mit einer digital angepassten Trägerunterdrückung kann mit größerem elektronischen Aufwand ein ähnlicher Effekt erzielt werden. Dies ermöglicht beim Betrieb mit mehreren Trägern jeweils ein gleich gutes SNR trotz unterschiedlich hoher elektrischer Empfindlichkeiten der Arbeitspunkte. Eine Kombination der Träger verbessert das SNR mit der Wurzel der Trägeranzahl und durch Nutzung verschiedener Resonanzmoden wird die Robustheit des Systems erhöht. Je höher die Betriebsfrequenz des Resonators, desto mehr Träger lassen sich einsetzen.

Mit einem alternativen Ansatz werden im folgenden Kapitel Sensoren mit einem anderen mechanischen Prinzip bei deutlich höheren Betriebsfrequenzen im MHz-Bereich verwendet. Aufgrund ihrer Bauart zeichnen sie sich ebenfalls durch eine starke Kopplung an die magnetische Schicht durch eine hohe magnetische Empfindlichkeit aus.

6 Magnetoelastische SAW-Sensoren

Resonante Sensoren lassen sich effektiv zur Magnetfeldmessung auf Basis des ΔE -Effekts nutzen. Es ergeben sich jedoch grundlegende Kompromisse zwischen hoher magnetischer und elektrischer Empfindlichkeit. Der gemäß Kap. 2.4.2 theoretisch stärkere ΔG -Effekt ließ sich in Kap. 4.3.6 zwar erahnen, ist jedoch mit Biegebalken schlecht umsetzbar. Um diesen Effekt isoliert zu betrachten, werden im Folgenden Sensoren auf Basis von Oberflächenwellen untersucht. In der speziellen hier vorgestellten Form sind sie empfindlich auf die Änderung des Schermoduls und sind aufgrund der Fokussierung der Wellen auf die Oberfläche besonders empfindlich auf Änderungen in der magnetischen Schicht an der Oberfläche.

6.1 SAW Sensoren

In diesem Abschnitt wird zunächst das Sensorkonzept näher ausgeführt. Anschließend werden verschiedene Typen von Oberflächenwellen betrachtet und auf magneto-mechanische Kopplung mit einer dünnen magnetischen Schicht untersucht. Ausgehend davon ergeben sich der Aufbau und die Herstellung der Sensoren.

6.1.1 Sensorkonzept

Die grundlegende Funktionsweise der Sensoren besteht in der Messung der magnetisch veränderten Materialeigenschaften. Wie empfindlich sie dabei sind, wird nun anhand der Zerlegung in die einzelnen daran beteiligten Prozesse hergeleitet und ist als Übersicht in Abb. 6.1 zusammengefasst. Am Anfang steht ein magnetoelastisches Material mit hoher Empfindlichkeit

$$S_{\text{mat}} = \frac{\partial G}{\partial H}, \quad (6.1)$$

das eine besonders hohe Änderung des Schermoduls G in einem Magnetfeld H aufweist. Ein überlagertes Biasfeld H_{AP} bestimmt dabei den Arbeitspunkt. Wie stark sich die Wel-

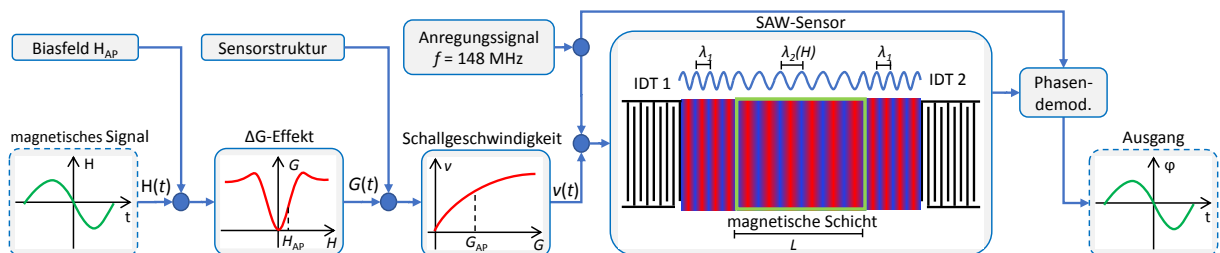


Abb. 6.1: Grundlegendes Sensorkonzept zur Messung der magnetisch Veränderten mechanischen Eigenschaften.

lengeschwindigkeit v der Oberflächenwelle mit dem Schermodul ändert, wird mit einer strukturellen Empfindlichkeit

$$S_{\text{str}} = \frac{\partial v}{\partial G} \quad (6.2)$$

beschrieben. Diese Änderung der Wellengeschwindigkeit muss dann durch den Sensor in ein elektrisches Signal umgesetzt werden. Der Sensor besteht aus einem piezoelektrischen Substrat und einem Paar metallischer Elektroden an jedem Ende. Diese sind als Interdigitaltransducer (IDT) ausgeführt und wandeln auf der Eingangsseite das elektrische Anregungssignal in eine mechanische Oberflächenwelle bzw. auf der Ausgangsseite die mechanische Welle in eine Spannung. Die Wellenlänge der Welle bestimmt sich aus der Anregungsfrequenz und der Wellengeschwindigkeit des Substrats mit $\lambda_1 = v/f$. In einem Bereich der Länge L_m zwischen den IDTs ist das magnetische Material aufgebracht. Ändert sich dessen Wellengeschwindigkeit durch ein Magnetfeld so ergibt sich bei fester Frequenz eine veränderte Wellenlänge $\lambda(H)$ und damit an dem Ausgangs-IDT eine Veränderung der Phase $\varphi(H)$. Die Phasenänderung durch die magnetische Schicht bestimmt sich aus der Anzahl an Perioden innerhalb der Schicht $N_p = L_m/\lambda$. Wie stark sich die Phase mit der Wellengeschwindigkeit ändert, beschreibt eine geometrische Empfindlichkeit

$$S_{\text{geo}} = \frac{\partial \varphi}{\partial v} = \frac{\partial}{\partial v} \frac{L_m}{v} \cdot f \cdot 2\pi = -\frac{L_m}{v^2} \cdot f \cdot 2\pi \quad (6.3)$$

die sich direkt durch Ableiten nach der Wellengeschwindigkeit ergibt. Zusammen ergeben die bisherigen Empfindlichkeiten die magnetische Empfindlichkeit

$$S_{\text{mag}} = \frac{\partial \varphi}{\partial H} = \frac{\partial G}{\partial H} \cdot \frac{\partial v}{\partial G} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial v} = S_{\text{mag}} \cdot S_{\text{str}} \cdot S_{\text{geo}}, \quad (6.4)$$

die den magnetischen Modulationsgrad der Phase des Trägersignals bestimmt. Das phasenmodulierte Anregungssignal wird abschließend mit dem Anregungssignal demoduliert, um das magnetische Signal zu erhalten. Je nach Betriebsmodus geschieht dies unterschiedlich und wird im Abschnitt. 6.2.3 genauer beschrieben.

6.1.2 Oberflächenwellen

Zum besseren Verständnis der strukturellen Empfindlichkeit werden zunächst einige Grundlagen von Oberflächenwellen betrachtet. Die bekanntesten Oberflächenwellen sind transversale Scherwellen, bei denen die Deformation größten Teils senkrecht zur Oberfläche erfolgt und die damit stark den Wellen auf der Oberfläche eine Flüssigkeit ähneln. Sie sind vor allem aus der Geologie als dominante Wellenform bei Erdbeben bekannt und sind nach ihrem Entdecker Lord Rayleigh benannt und in Abb. 6.2 a) skizziert. Die Amplitude dieses Wellentyps nimmt exponentiell mit der Eindringtiefe ab. In einer der Wellenlänge entsprechenden Tiefe ist die Amplitude auf $1/e = 36.8\%$ abgefallen. Bei Quarz ergibt sich mit einer Wellengeschwindigkeit von je nach Richtung ca. 4 km/s und einer Frequenz von 150 MHz eine Wellenlänge von 26.6 μm . Ebenfalls möglich sind Scherwel-

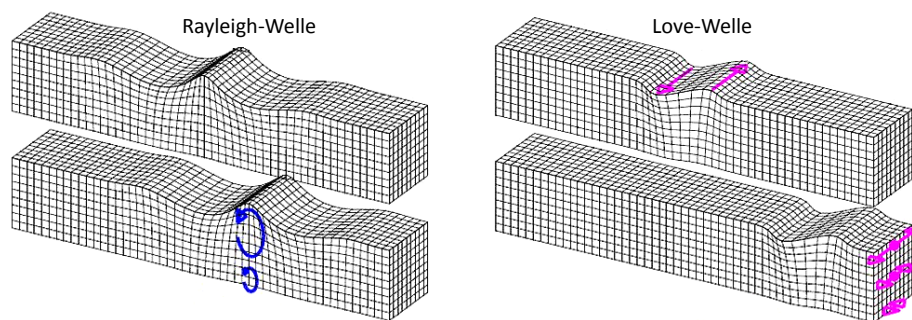


Abb. 6.2: Deformation von Oberflächenwellen des Rayleigh- und Love-Typs. Bild Copyright 2000-2010 Lawrence Braille, mit Genehmigung verwendet.

len mit einer 90° gedrehten Deformationsachse bei denen die Auslenkung im gesamten Volumen primär parallel zur Oberfläche erfolgt. Besteht zudem ein Gradient in den mechanischen Eigenschaften und damit der Ausbreitungsgeschwindigkeit, z. B. durch eine zweite Schicht, kommt es zu einer Fokussierung der Wellenleitung auf den Bereich mit der geringsten Ausbreitungsgeschwindigkeit. Ist diese Schicht an der Oberfläche, so bildet sich eine horizontale Scherwelle an der Oberfläche wie in Abb. 6.2 skizziert. Diese Oberflächenwellen treten ebenfalls bei Erdbeben auf und werden entsprechend ihres Entdeckers Augustus Edward Hough Love als Love-Wellen bezeichnet.

Für maximale magneto-mechanische Kopplung zwischen Oberflächenwelle und magnetischer Schicht, sollten die zyklischen mechanischen Spannungen in der Ebene des magnetischen Dünnsfilms liegen. Demnach sind für diesen Zweck horizontale Scherwellen besonders gut geeignet. Da aus technologischen Gründen die piezoelektrischen Substrate drei Größenordnungen dicker sind als die funktionalen magnetischen Schichten, ist bei diesem Wellentyp die effektive Wellengeschwindigkeit jedoch kaum durch die magnetische Schicht beeinflusst. An diesem Punkt bieten Love-Wellen den entscheidenden Vorteil auf die Oberfläche konzentriert zu sein.

Entscheidend für das Entstehen von Love-Wellen ist ein Gradient in der Schallgeschwindigkeit mit geringeren Geschwindigkeiten in Richtung der Oberfläche [Jak+97]. Für Scherwellen berechnet sie sich mit dem Schermodul, das über die Poisson Zahl ν mit dem

Tab. 6.1: Mechanische Eigenschaften der SAW-Materialien.

Material	$\rho / \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	E / GPa	ν	G / GPa	$v / \frac{\text{m}}{\text{s}}$
ST-Quarz(ST-Cut)	2650	-	-	49.2	4311
SiO ₂	2200	77.6	0.16	41.7	3553
FeCoSiB	7250	150	0.38	54.3	2738
FeCoSiB(ΔG)	7250	50	(0.38)	18.1	1580

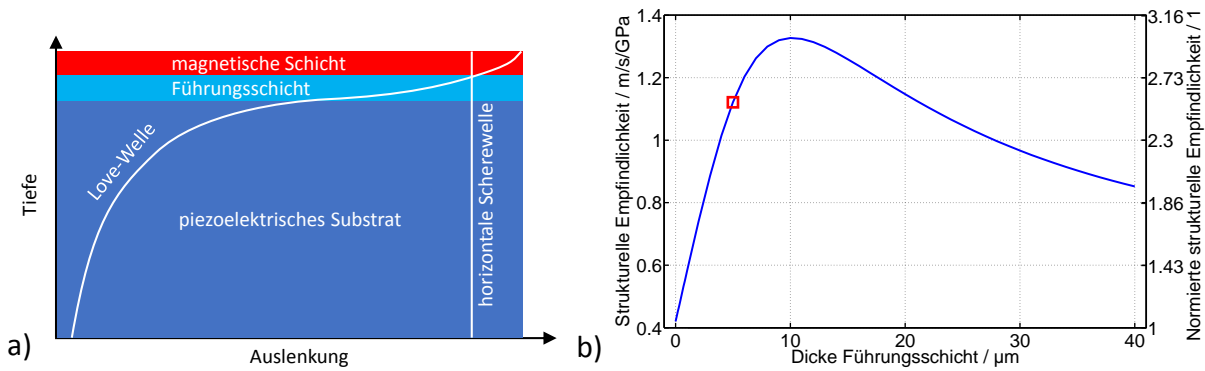


Abb. 6.3: a) Skizziertes Tiefenprofil der Auslenkung einer Love-Well im Vergleich zu einer horizontalen Scherwelle. b) Simulierte strukturelle Empfindlichkeit des Sensors in Abhängigkeit der Dicke der Führungsschicht. Das Quadrat markiert die Schichtdicke der untersuchten Sensoren.

E -Modul verknüpft ist.

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho \cdot 2 \cdot (1 + \nu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (6.5)$$

Für die Hauptbestandteile der im Sensor verwendeten Materialien sind die mechanischen Eigenschaften und die sich daraus ergebenden Schallgeschwindigkeiten in Tab. 6.1 aufgeführt. Amorphes SiO_2 hat eine deutlich geringere Schallgeschwindigkeit als der kristalline Quarz, so dass es sich als Material für eine Führungsschicht für Love-Wellen auf einem Quarzsubstrat eignet. Abb. 6.3 a) zeigt die in den Sensoren verwendete Schichtfolge und den skizzierten Amplitudenverlauf einer Love-Wellen im Vergleich mit einer horizontalen Scherwelle. Als Maß für die Empfindlichkeit der Welle auf Änderungen der mechanischen Eigenschaften der magnetischen Schicht wurde die strukturelle Empfindlichkeit eingeführt. In Abb. 6.3 b) ist S_{str} in absoluter und normierter Form über die Dicke der Führungsschicht als Ergebnis einer FEM-Simulation dargestellt¹. Die Empfindlichkeit steigt bis 10 μm linear an, nimmt dann langsamer zu und erreicht ihr Maximum $S_{\text{str}} = 1.33 \frac{\text{m/s}}{\text{GPa}}$ bei einer Schichtdicke von 10 μm und nimmt dann wieder ab. Für den Sensor wird eine Schichtdicke von 5 μm eingesetzt. Dieser Wert bietet das beste Verhältnis aus struktureller Empfindlichkeit und benötigter Führungsschichtdicke und begrenzt so den Aufwand bei der Herstellung. Da die magnetische Schicht mit einer Wellengeschwindigkeit von 2738 m/s ebenfalls als Führungsschicht agiert, treten bereits deshalb Love-Wellen auf, die SiO_2 -Schicht verstärkt den Konzentrationseffekt nochmals um einen Faktor 2.5. Als weiteres Ergebnis der FEM-Simulation ergibt sich die effektive Schallgeschwindigkeit $v_{\text{eff}} = 4220 \text{ m/s}$.

¹FEM Simulation von Julius Schmalz

6.1.3 Sensoraufbau

Der Aufbau der Sensoren² ist in Abb. 6.4 dargestellt. Auf einem Quarz Substrat im ST-Cut werden durch Lithographie Elektroden aus Gold (Au) mit Chrom (Cr) als Haftvermittler aufgebracht. Anschließend folgt die Führungsschicht aus amorphen Siliziumdioxid, die mit einer durch Plasma unterstützten chemischen Gasphasenabscheidung hergestellt wird. Im Bereich der Verzögerungsleitung ist bei einigen Sensoren eine zusätzliche Folie aus Chrom und Gold aufgebracht, welche die elektrische Abschirmung verbessert. Als magnetische Schicht wird amorphes FeCoSiB durch Sputtern aufgebracht. Ein Sensor kanal besteht jeweils aus einer Eingangs- und einer Ausgangs-IDT-Elektrode mit je 25 Doppelfingern und einer Periodenlänge von $d_p=28\ \mu\text{m}$, was eine Länge von 0.7 mm ergibt. Ein gesamter Kanal mit Anschlüssen misst $8 \times 19\ \text{mm}$. In der Länge entfallen davon allerdings nur $d_L=3.8\ \text{mm}$ auf die Verzögerungsstrecke und 1.4 mm auf die IDT, der Rest auf großzügig herausgeführte Kontakte. Die der Verzögerungsstrecke abgewandten Enden der Führungsschicht sind, wie in Abb.6.4 b) hellblau gekennzeichnet, angewinkelt um Reflexionen innerhalb des Kanals zu verhindern.

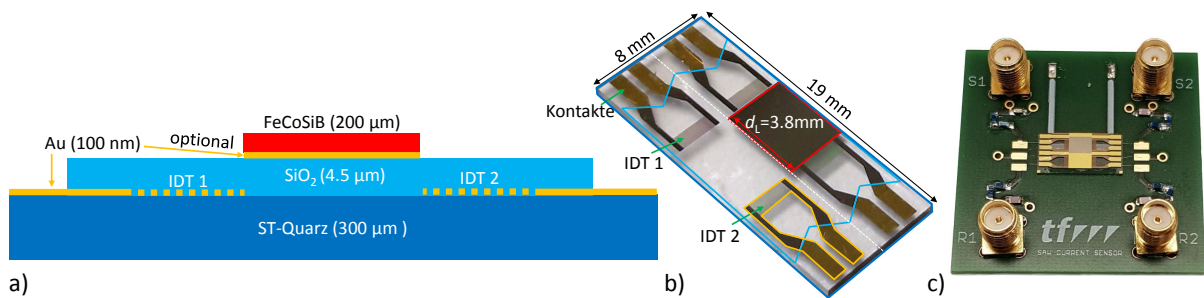


Abb. 6.4: a) Nicht maßstabgerechter Querschnitt der verwendeten SAW-Sensoren, b) passend farbig markiertes Foto eines Doppelsensors mit einem unbeschichteten und einem magnetisch beschichteten Kanal, c) auf einer Sensorplatine.

Elektrodenstruktur Die Ausführung der Elektroden als Doppelfinger lässt sich wie folgt begründen. Jede Elektrode führt zu Reflexionen aufgrund der mechanischen Diskontinuität durch das zusätzliche metallische Material auf der Oberfläche. Außerdem erzeugt eine Welle im Falle einer angeschlossenen Impedanz ungleich Null eine Spannung an allen anderen verbundenen Elektrodenfingern und löst dort ebenfalls Wellen in beiden Richtungen aus. Dies führt zu Signalen, die mehrfach die Verzögerungsstrecke durchlaufen. Da mit jeder weiteren Reflexion und jedem Durchlauf die Amplitude weiter abnimmt, ist besonders das dreifache transiente Signal S3 relevant (Abb. 6.5 a). Diese reflektierten Signale verursachen eine starke Welligkeit im Phasen- und Amplitudengang und müssen daher vermieden werden [Mor01, S.9f]. Bei Elektroden mit einem Fingerabstand $p = \lambda_0/2$ überlagern sich die reflektierten Signale konstruktiv, wie in Abb. 6.5 b) gezeigt. Um dies zu verhindern, können Doppelfingerelektroden mit einem Fingerabstand $p = \lambda_0/4$ ver-

²Hergestellt im Kieler Nanolabor von Anne Kittmann und Erdem Yazar

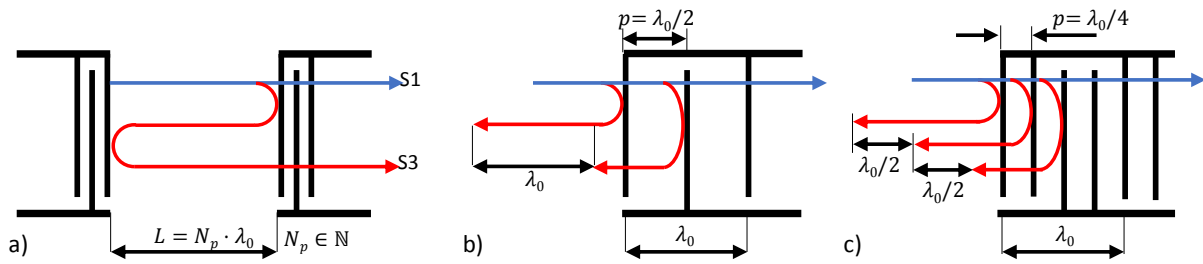


Abb. 6.5: a) Durch Streuung an den Elektroden wird neben dem Signal S1 wird auch das zweifach reflektierte Signal S3 übertragen. b) Beträgt der Fingerabstand $p = \lambda_0/2$, so überlagern sich die reflektierten Signale zweier benachbarter Elektroden konstruktiv. c) Durch Doppelfingerelektroden mit $p = \lambda_0/2$ wird durch destruktive Interferenz die Reflexion verhindert.

wendet werden. Wie in Abb. 6.5 c) gezeigt, führt dies zur destruktiven Überlagerung der Reflexionen benachbarter Finger.

6.2 Messmethoden

6.2.1 Elektromechanische Eigenschaften

Die elektrische Transmission zwischen zwei IDT Wandlern durch mechanische Wellen lässt sich in eine Kopplungskonstante, einen Geometriefaktor, einen Dämpfungsterm und das Frequenzverhalten aufteilen.

$$\mathcal{T}_{\text{ges}} = \mathcal{T}_{\text{kop}} \cdot \mathcal{T}_{\text{geo}} \cdot \mathcal{T}_{\text{ver}} \cdot \mathcal{T}_{\text{fre}} \quad (6.6)$$

Das Frequenzverhalten des Bauteils bestimmt sich aus der Periodenlänge d_P und der Anzahl der IDT-Finger N_P . Bei der so genannten Synchronfrequenz f_0 der IDT, entspricht die Wellenlänge im Substrat mit der Schallgeschwindigkeit v genau der Periodenlänge.

$$\lambda_0 = v/f_0 = d_P \quad (6.7)$$

In [Mor01, S.12-17] wird der komplette Frequenzverlauf auf Basis von durch δ -Funktionen idealisierten Elektroden ohne Streuung und Dämpfung hergeleitet. Analog zur Streuung an einem optischen Gitter ergibt das Modell ein Frequenzverhalten $\mathcal{T}_{\text{fre IDT}}(f)$ eines einzelnen IDT-Wandlers. Das Verhalten eines Sensors aus dem Produkt der beiden, in diesem Fall identischen, Wandlern beträgt dann

$$\mathcal{T}_{\text{fre}}(f) = \left(\mathcal{T}_{\text{fre IDT}}(f) \right)^2 = \left(\frac{\sin(x)}{x} \right)^2 \quad \text{mit} \quad x = N_P(f - f_0)/f_0. \quad (6.8)$$

Im Vergleich mit den gemessenen Daten in Abb. 6.6 zeigt das Modell eine gute Übereinstimmung, wenn im Modell die Anzahl der Perioden um Vier auf $N_P = 29$ erhöht wird. Das Hauptmaximum um die Synchronfrequenz f_0 wird im Folgenden als Durchlassbereich bezeichnet. Aus dem analytischen Modell ergibt sich für die Bandbreite des Durchlassbereiches $B_{-4\text{dB}} = f_0/N_P$. Auf die in der Messung besonders bei den unteren Nebenmaxima

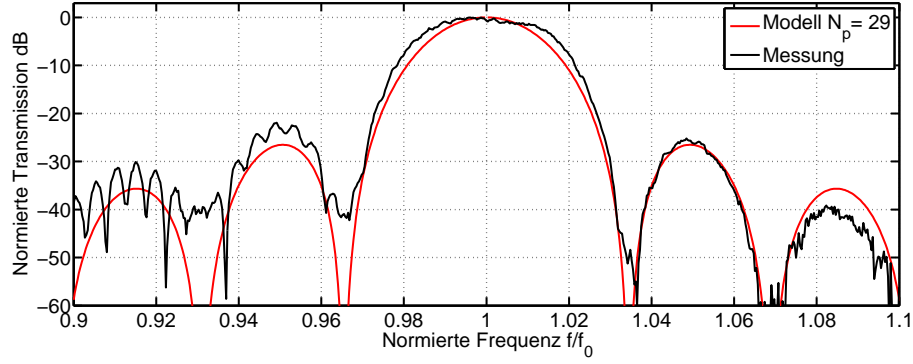


Abb. 6.6: Vergleich der gemessenen Transmission mit der mit dem δ -Modell berechneten Werten. Mit im Modell leicht erhöhter Anzahl der IDT-Perioden N_P ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

sichtbare Welligkeit wird in Abs. 6.2.2 gesondert eingegangen.

Die Kopplung \mathcal{J}_{kop} des Sensors an externe Geräte kann durch eine Impedanzanpassung der IDT-Elektroden auf 50Ω mit externen Bauteile wie in Abb.6.7 a) deutlich verbessert werden. Elektrisch ist der Sensor ein Zweitor und kann durch seine Streuparameter für die beiden Tore 1 und 2 beschrieben werden. Da das Bauteil symmetrisch aufgebaut ist, kann jeder Anschluss sowohl als Eingang, als auch als Ausgang verwendet werden. Die in Abb.6.7 b) oben gezeigten Streuparameter S_{11} und S_{22} geben die Reflexion an Tor 1 und 2 für ein Eingangssignal an. Ohne Impedanzanpassung wird das Signal mit $S_{11}(f_0) = S_{22}(f_0) = -0.3 \text{ dB}$ nahezu vollständig reflektiert. Mit Anpassung lässt sich die Reflexion an beiden Toren auf $S_{11}(f_0) = S_{22}(f_0) = -10 \text{ dB}$ verbessern. Dies entspricht wie in Abb.6.7 a) mit farbigen Pfeilen gekennzeichnet der Einkopplung von ca. $2/3$ der Eingangsamplitude und somit ergibt sich für die Kopplung einer IDT an 50Ω

$$\mathcal{J}_{\text{kop,IDT}} = 20 \cdot \log_{10}(2/3) \approx -3.5 \text{ dB}. \quad (6.9)$$

Die IDT-Elektrode wandelt das Eingangssignal eine mechanische Welle, die allerdings zu gleichen Anteilen auf beiden Seiten der IDT-Öffnung austritt. Der der Empfänger-IDT abgewandte Teil der Welle wird an den abgeschrägten Außenseiten der Führungsschicht zur Seite reflektiert, um Überlagerungen zu vermeiden und geht verloren. Somit ergibt sich für den Geometriefaktor

$$\mathcal{J}_{\text{geo}} = 20 \cdot \log_{10}(1/2) \approx -6 \text{ dB}. \quad (6.10)$$

Die gemessene Transmission zwischen Tor 1 und Tor 2 in Abb.6.7 b) steigt durch die Anpassung auf $S_{12}(f_0) = S_{21}(f_0) \approx -22 \text{ dB} \approx 8\%$. Verglichen mit dem Produkt der bisher ermittelten Faktoren ergeben sich die sonstigen Verluste

$$\mathcal{J}_{\text{ver}} = \frac{(\mathcal{J}_{\text{kop,IDT}})^2 \cdot \mathcal{J}_{\text{geo}} \cdot \mathcal{J}_{\text{fre}}}{\mathcal{J}_{\text{ges}}} = [(2 \cdot -3.5 \text{ dB}) - 6 \text{ dB} + 0 \text{ dB}] - (-22 \text{ dB}) \quad (6.11)$$

$$= -9 \text{ dB} \approx 35\% \quad (6.12)$$

Diese Verluste entstehen bei der Ausbreitung der Welle von der Sender zur Empfänger-

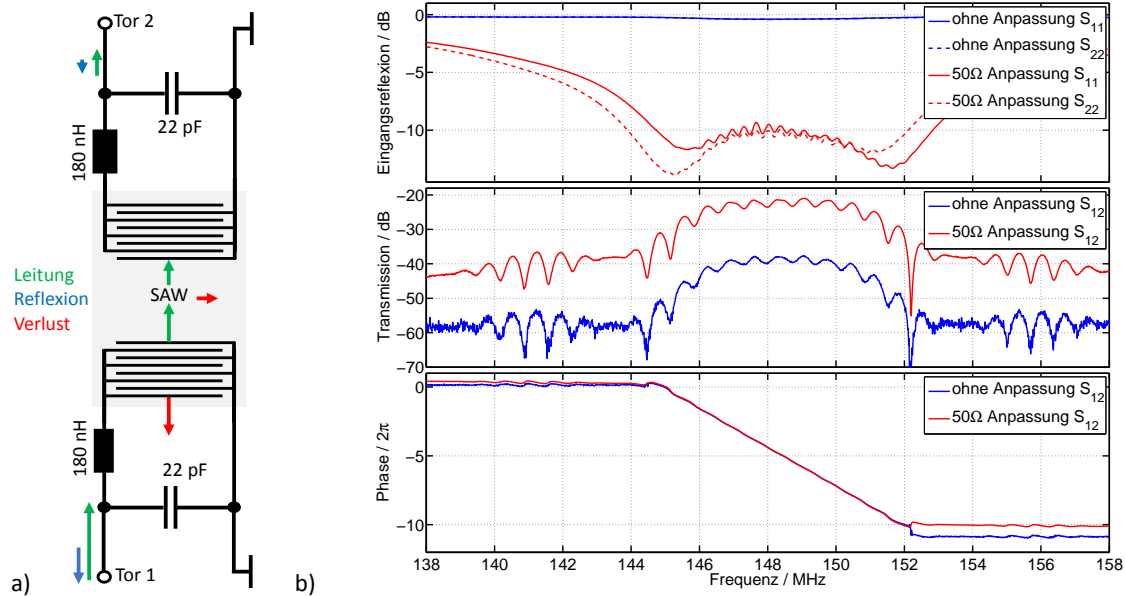


Abb. 6.7: Anpassung der Sensorimpedanz an den $50\ \Omega$ Innenwiderstand des Messgerätes in a) verringert in der Messung in b) die Reflexion und erhöht dadurch die Transmission.

IDT. Aufgrund der endlichen Apertur divergiert die Abstrahlung und ein Teil verfehlt die Empfänger-IDT seitlich [Mor01, S.20]. Ein Teil koppelt mit Bulkmoden [Mor01, S.80]. Weitere Anteile werden durch akustische Dämpfung dissipiert oder gehen durch Streuung an Verunreinigungen verloren.

In Abb. 6.7 b) ist ebenfalls die kumulierte Phasenänderung von S_{12} dargestellt und zeigt im erweiterten Durchlassbereich eine lineare Abhängigkeit von der Frequenz mit einer Steigung von $515^\circ/\text{MHz}$.

Mit der Synchronfrequenz $f_0 = 148\ \text{MHz}$, lässt sich nun auch die geometrische Empfindlichkeit aus Gl. 6.3 berechnen

$$S_{\text{geo}} = 5.2 \frac{\text{Grad}}{\text{m/s}}. \quad (6.13)$$

6.2.2 Phasenlinearisierung

Zur Charakterisierung magnetischer Schichten und dem Betrieb als Sensor ist eine lineare Änderung der Phase mit der Frequenz bzw. der Wellengeschwindigkeit notwendig. Wie die Messungen an unbeschichteten Sensoren in Abb. 6.7 zeigen, ist dies bei den verwendeten Sensoren innerhalb des Durchlassbereiches des Sensors erfüllt. Bei der Verwendung dicker magnetischer Schichten oder Schichten mit starker interner Dämpfung kommt es jedoch zu starken Nichtlinearitäten im Phasengang, wie in der Messung in Abb. 6.8 links dargestellt. Der Ursprung dieser Welligkeit kann nicht ohne Weiteres direkt bestimmt werden,

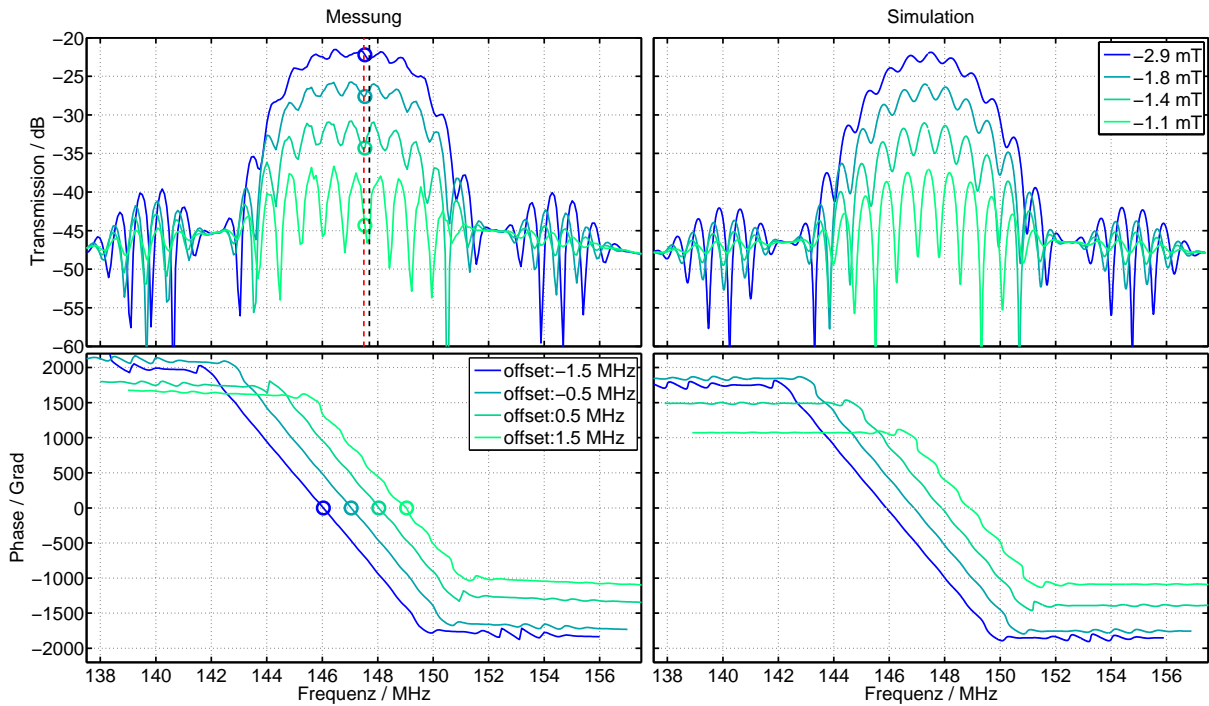


Abb. 6.8: Die Zunahme der relativen Welligkeit in Transmission und Phase lassen sich durch verringerte akustische Transmission und eine konstante elektrische Transmission erklären. Zur besseren Sichtbarkeit sind die Phasengänge entsprechend der Legende auf der Frequenzachse verschoben.

jedoch erscheint ein elektrisches Übersprechen von der Eingangs- auf die Ausgangselektrode denkbar. Mit einem angenommenen Übersprechen von -45 dB ergibt die Simulation in Abb. 6.8 rechts eine sehr gute qualitative und quantitative Übereinstimmung der Welligkeit. Als Eingangsgrößen dienen dem Modell die gemessene Phasenänderung als proportionale Größe zur Wellengeschwindigkeit und die mittlere Transmission im Durchlassbereich als Maß für die Dämpfung. Die akustische Transmission wird gemäß Gl. 6.8 approximiert. Es wird für jede Frequenz eine Welle mit entsprechender Wellengeschwindigkeit generiert. Die Amplitude wird gemäß der gemessenen Dämpfung und der idealisierten Transmission berechnet. Nach einer Laufstrecke $L_d = 5.4$ mm wird dieses akustisch übertragene Signal mit elektrisch übertragenen überlagert und die Summe ausgewertet. Abb. 6.9 zeigt einen Sensor, bei dem das SAW Signal sehr stark gedämpft ist und das Übertragungsverhalten aufgrund der Überlagerung mit elektrischem Übersprechen stark wellig ist. Beim Anisotropiefeld von 3.5 mT ist dies so stark ausgeprägt, dass die Phase sich nur noch um wenige Grad ändert und somit eine sinnvolle Charakterisierung der magnetischen Phasenverschiebung des Sensors nicht mehr möglich ist. Mit einem Kompensationssignal gleicher Frequenz lässt sich durch Anpassen von Phase und Amplitude die Welligkeit deutlich reduzieren. Die Kompensation ist nur in einem begrenzten Frequenzbereich von ca. 1 MHz wirksam, was auf eine frequenzabhängige Phase des Übersprechsignals hindeutet. In dem abgebildeten Beispiel wurde das Kompensationssignal auf die Mitte des Durchlassbereiches von 149 - 150 MHz angepasst. Diese Lösung ermöglicht im Laborbetrieb

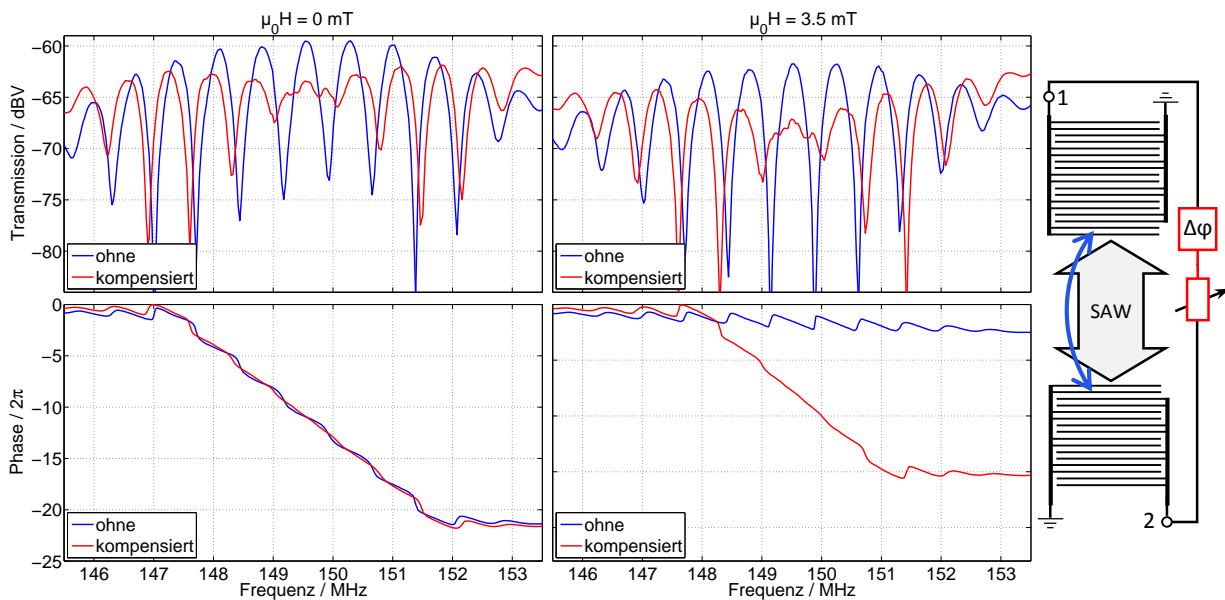


Abb. 6.9: Durch Addition eines invertierten Eingangssignals auf den Sensorausgang, kann die Welligkeit im Amplituden- und Phasengang um eine Arbeitsfrequenz (hier 149.5 MHz) deutlich verringert werden.

bei überschaubarem Aufwand die Charakterisierung von Sensoren mit stark gedämpfter Oberflächenwelle. Als universelle Lösung des Problems sollte das elektrische Übersprechen möglichst komplett unterbunden werden. Dies ist mit einer geerdeten elektrischen Abschirmung zwischen den IDT-Paaren möglich, erfordert jedoch eine entsprechende Veränderung des Sensors. In Abb. 6.10 sind die Streuparameter für einen Sensor mit und ohne Erdung (GND) der Abschirmung gezeigt. Das elektrische Übersprechen ist stark verringert, wobei die Abschirmung von ca. 30 dB bei 130 MHz bis auf ca. 45 dB bei 162 MHz zunimmt. Die ersten drei Nebenmaxima werden somit auch eindeutig sichtbar und führen zu einer größeren kumulierten Phasenverschiebung. Die Welligkeit im Durchlassbereich verschwindet komplett.

6.2.3 Sensorbetrieb

Um die Änderung der Wellengeschwindigkeit mit den verwendeten SAW-Sensoren zu messen, werden nun zwei verschiedene Grundprinzipien vorgestellt.

Heterodyne Prinzip Wird, wie in Abb. 6.11 a) abgebildet, mit einem externen Oszillator ein Trägersignal erzeugt, so erfährt dieses beim Passieren des Sensors eine Phasenänderung. Das hochfrequente Trägersignal der Frequenz f_{HF} erfährt eine Phasenmodulation abhängig von der Laufzeit im Sensor. Ein magnetisches Signal der Frequenz f_B führt im Rahmen der Kleinwinkelnäherung zu einem um den Träger symmetrischen Spektrum mit Linien im Abstand von f_B oberhalb und unterhalb des Trägers. Jeder Oszillator hat ein Phasenrauschen, das im schematischen Spektrum des Trägersignals als breite Schürze sichtbar wird. Dieses Phasenrauschen überlagert sich mit dem magnetischen Signal im

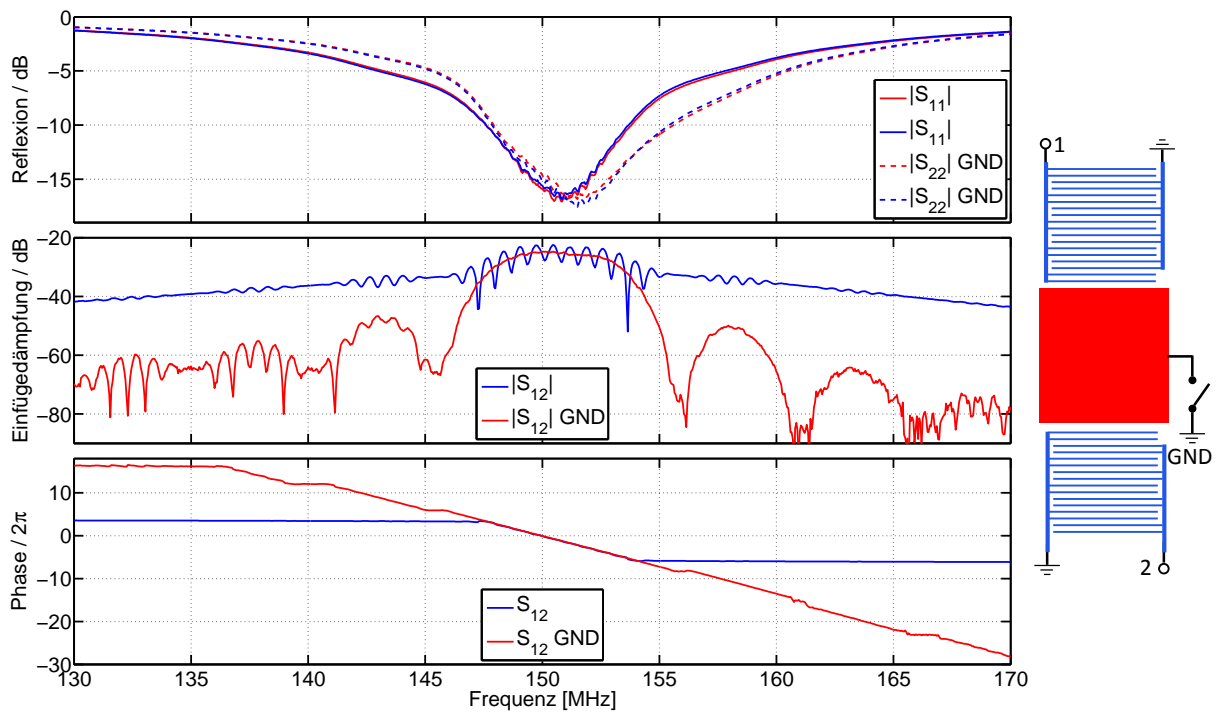


Abb. 6.10: Eine geerdete elektrische Schirmung zwischen den IDT-Paaren, kann das Übersprechen und damit die Welligkeit im Amplituden- und Phasengang breitbandig deutlich verringern.

Seitenband und führt somit zu einem schlechteren Signal-Rausch-Abstand.

Eine Lösung zur Verringerung dieses Rauschens stellt das Heterodyne-Prinzip dar, das die Mischung eines hochqualitativen niederfrequenten Trägers mit einem hochfrequenten Träger an einem nichtlinearen Bauteil beschreibt. Aufgrund der geringeren Frequenz lässt sich der niederfrequente Träger mit einem numerisch kontrollierten Oszillator mit sehr geringem Phasenrauschen erzeugen. Dieser Träger wird nun mit einem hochfrequenten Signal in den benötigten Frequenzbereich, hier 147 MHz, gemischt, durch den Sensor geführt und anschließend wieder mit dem gleichen hochfrequenten Signal herunter gemischt. Beim Heraufmischen überträgt sich das Phasenrauschen des hochfrequenten Signals auf das Niederfrequente, beim Herabmischen verschwindet es jedoch wieder, so dass an die Qualität des hochfrequenten Signals nur geringe Anforderungen bestehen. Bedingung dafür ist eine Laufzeit, die deutlich unterhalb der Periodendauer der Frequenz des Phasenrauschens liegt. Bei einer Laufzeit $T = 1 \mu\text{s}$ ist dies bis in den kHz-Bereich der Fall und das Phasenrauschen stark korreliert. Es werden zwei niederfrequente Signale digital erzeugt, analog in den Aufwärtsmischer gegeben, und so in Phase und Amplitude angepasst, dass das untere Seitenband unterdrückt wird. Dies verhindert eine durch den SAW in der Phase verschobene Überlagerung der Träger beim Herabmischen. Der digitale Anteil am Phasenrauschen des niederfrequenten Signals entfällt, da es ebenfalls zur Demodulation verwendet wird. Weitere Details zur technischen Umsetzung der Methode finden sich in [Kit+18]. Wie die Messung von Phillip Durdaut und Jens Reermann in Abb. 6.12 a) zeigt, ist das Phasenrauschen in einem Abstand von 10 Hz zur Trägerfrequenz ($f_{\text{NF}} = 50 \text{ kHz}$)

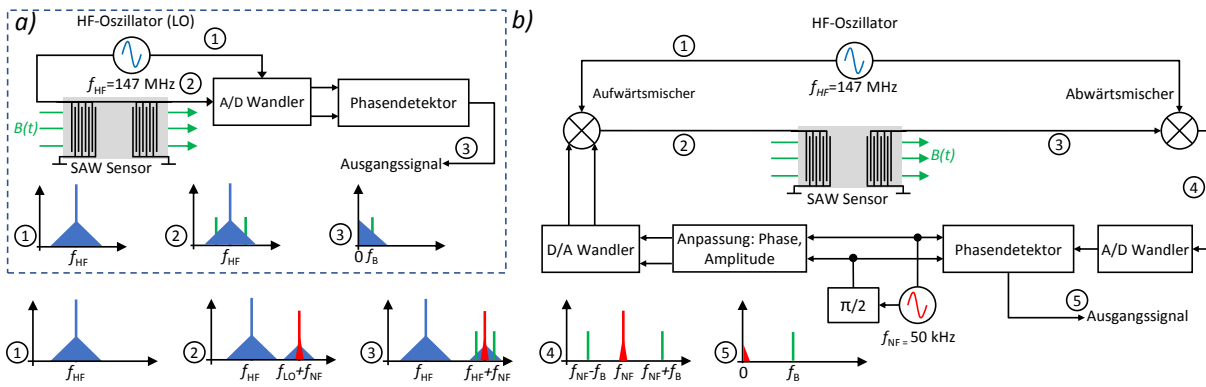


Abb. 6.11: Betriebsmodus Phasenmodulation in der einfachen Ausführung a) und der erweiterten Ausführung b) nach dem Heterodyne-Prinzip zur Unterdrückung des Phasenrauschens des Trägers.

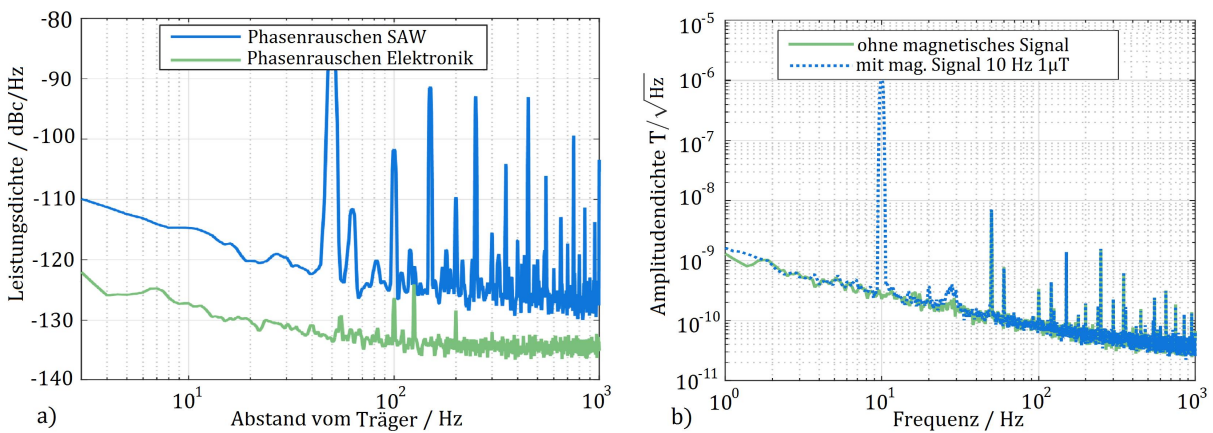


Abb. 6.12: Rauschdichten eines typischen SAW Sensors im Heterodyne-Betrieb. a) Phasenrauschen des Sensors liegt oberhalb dessen der Betriebselektronik, b) äquivalentes magnetisches Rauschen relativ zum Träger. Nach [Kit+18], lizenziert unter CC BY.

ca. -127 dB kleiner und damit deutlich geringer als das Phasenrauschen des Sensors mit -115 dB. Mit einer Empfindlichkeit von $S_{\text{mag}} = 264^\circ/\text{mT}$ führt dies in Abb. 6.12 b) für diesen Sensor zu einem äquivalenten magnetischen Rauschen, das von $1 \frac{\text{nT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei 1 Hz auf $50 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei 1 kHz abfällt. In allen Messungen sind Harmonische der Netzfrequenz sichtbar. Abgebildet ist der Messbereich bis 1 kHz, die nutzbare Bandbreite entspricht jedoch der Zwischenfrequenz bei $f_{\text{NF}} = 50 \text{ kHz}$.

Ringoszillator Eine weitere Methode, die Phasenänderung innerhalb eines SAW-Sensors auszulesen, ist die Beschaltung als Oszillator. Der Sensor ist dabei durch seine lineare Abhängigkeit von Phase und Frequenz bestimmendes Bauteil für die Frequenz eines Ringoszillators. Der Oszillator schwingt sich bei der Frequenz auf, die im Durchlassbereich des SAW-Sensors ist, und deren Phasenverschiebung bei einem Umlauf eine ganzzahlige Periode beträgt. Gemäß Abb. 6.7 b) beträgt die Phasenänderung pro Frequenz $\frac{\partial \phi}{\partial f} = 515^\circ/\text{MHz}$ und somit die Verstimmung des Oszillators $\frac{\partial f}{\partial \phi} = 699 \text{ kHz}/360^\circ$. Eine weitere Bedingung für das Aufschwingen des Oszillators ist, dass innerhalb eines Durch-

laufs die Verstärkung größer als die Dämpfung sein muss. In Abb. 6.13 ist eine zweikanalige

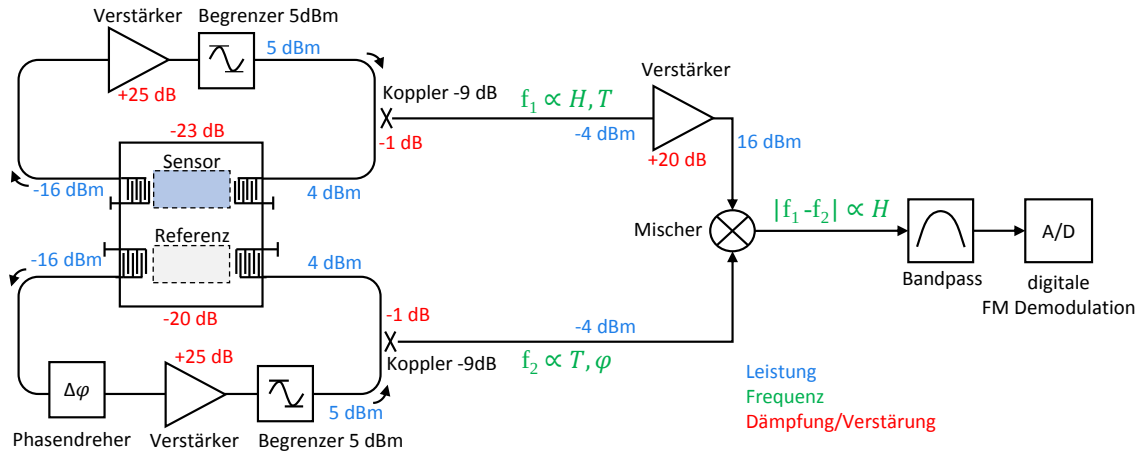


Abb. 6.13: Betrieb eines SAW-Sensor als frequenzbestimmende Komponente in einer Oszillatorschaltung. Reduktion der Querempfindlichkeit durch Abwärtsmischen mit einem zweiten Oszillator, dessen Frequenz durch einen unbeschichteten Referenzkanal bestimmt wird.

Schaltung mit einem Sensor- und einem Referenzoszillator dargestellt. Im Sensorkanal beträgt die Dämpfung -23 dB durch den SAW und -1 dB durch einen Koppler, die durch den Verstärker wieder ausgeglichen werden muss, damit das System zu schwingen beginnt. Die Amplitude im Schwingkreis steigt dabei entsprechend dem Verstärkungsüberschuss von 1 dB mit 1 dB pro Periode an. Die maximale Ausgangsleistung von 5 dBm des Verstärkers wirkt als Begrenzung. Im Referenzkanal ist die SAW-Dämpfung etwas geringer und der Verstärkungsüberschuss entsprechend größer. Der Verstärkungsüberschuss sollte möglichst gering sein, um ein Aufschwingen bei mehreren Frequenzen bei entsprechenden ganzzahligen Vielfachen der Phase zu verhindern. Andererseits ändert sich die Dämpfung im Sensorkanal abhängig vom Magnetfeld, so dass ein gewisser Überschuss notwendig ist, um die Oszillation auch bei schwankender Dämpfung stabil zu halten. Über einen Phasendreher mit einem Phasenhub $\Delta\phi = 0 - 200^\circ$ lässt sich die Schwingfrequenz im Referenzkanal um bis zu 388 kHz verschieben. Über induktive Koppler mit einem Koppelfaktor von -9 dB wird jeweils ein Teil der Energie aus den Oszillatoren entnommen und anschließend gemischt. Da ein Mischer nur dann funktioniert, wenn auf einem der Eingänge eine gewisse Mindestleistung (hier 10 dBm) anliegt, wird das Signal aus dem Sensorkanal um 20 dB auf 16 dBm verstärkt.

Die Grundidee des Aufbaus mit einem Referenzkanal lässt sich anhand der sich ergebenden Frequenzen nachvollziehen. Der Sensorkanal schwingt auf einer Frequenz f_1 , die durch die Messgröße Magnetfeld H , aber aufgrund von Querempfindlichkeiten auch z. B. durch die Temperatur T bestimmt wird. Der Referenzkanal erfährt die gleiche Temperaturänderung und kann zusätzlich noch durch den Phasenschieber in seiner Frequenz f_2 beeinflusst werden. Im Mischer bilden sich entsprechend Kap. 3.4 Mischprodukte der beiden Kanal-frequenzen. Die Mischfrequenz $f_{12} = |f_1 - f_2|$ ist dann nur noch von der Einstellung

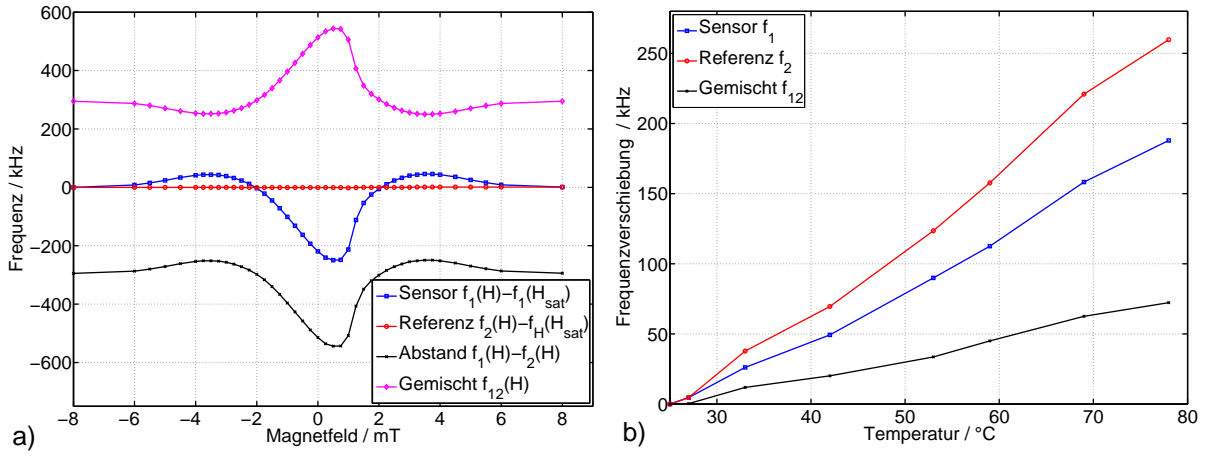


Abb. 6.14: Frequenzverschiebung von Sensor- und Referenzkanal a) im Magnetfeld, b) bei steigender Temperatur.

des Phasenschiebers und dem Magnetfeld abhängig. Mit dem Phasenschieber wird die Frequenz f_2 so gewählt, dass f_{12} etwas größer als die benötigte Bandbreite ist. Sie sollte jedoch noch oberhalb von einigen kHz liegen, um das Quantisierungsrauschen bei niedrigen Frequenzen minimal zu halten. Mit einem Bandpass werden das obere Mischprodukt $|f_1 + f_2|$ und niederfrequentes Rauschen unterdrückt.

Im statischen Fall ist die Zusammensetzung des Spektrums sehr einfach, da lediglich das Trägersignal verschoben wird. Beeinflussen jedoch dynamische Magnetfelder die Oszillatorfrequenz, so ergibt sich als Ausgangssignal das Spektrum einer Frequenzmodulation (FM). Das Spektrum unterscheidet sich abhängig vom Modulationsindex

$$\eta_{\text{FM}} = \frac{\Delta f_1(\hat{A})}{f_{\text{mod}}}, \quad (6.14)$$

der sich aus der Modulationsfrequenz f_{mod} und dem Frequenzhub $\Delta f_1(\hat{A})$ der Trägerfrequenz f_1 bei der Amplitude \hat{A} berechnet. In Abb. 6.15 a) sind die gemessenen Ausgangsspektren nach Herabmischen durch die Referenz für magnetische Signale mit steigender Frequenz dargestellt. Die Frequenz ist auf die Trägerfrequenz f_{12} verschoben und auf die Frequenz des modulierenden magnetischen Signals f_{mod} normiert. FM-Spektren zeichnen sich durch eine Abfolge höherer Harmonischer der Modulationsfrequenz aus, deren Amplitude sich anhand des Modulationsindex aus den Besselfunktionen ersten Grades bestimmen lässt. In Abb. 6.15 b) ist der Betrag der ersten acht Besselfunktionen über dem Modulationsindex aufgetragen. Durch Variation des Modulationsgrades wurden iterativ Spektren berechnet und mit den Messwerten verglichen. Das Ergebnis ist beispielhaft in Abb. 6.15 a) zu sehen und stimmt sehr gut mit den Messungen überein. Der Frequenzhub $\Delta f \approx 415 \text{ Hz}$ und damit die Empfindlichkeit des Sensors ist bei den vier gezeigten Frequenzen zwischen 204 Hz und 38.6 kHz konstant. Jedoch ändert sich der Modulationsindex und damit die Zusammensetzung des Spektrums deutlich. Bei $f_{\text{mod}} = 200 \text{ Hz}$ sind bei einem Modulationsindex $\eta_{\text{mod}} = 2.05$ in dem Spektrum die ersten sechs Harmo-

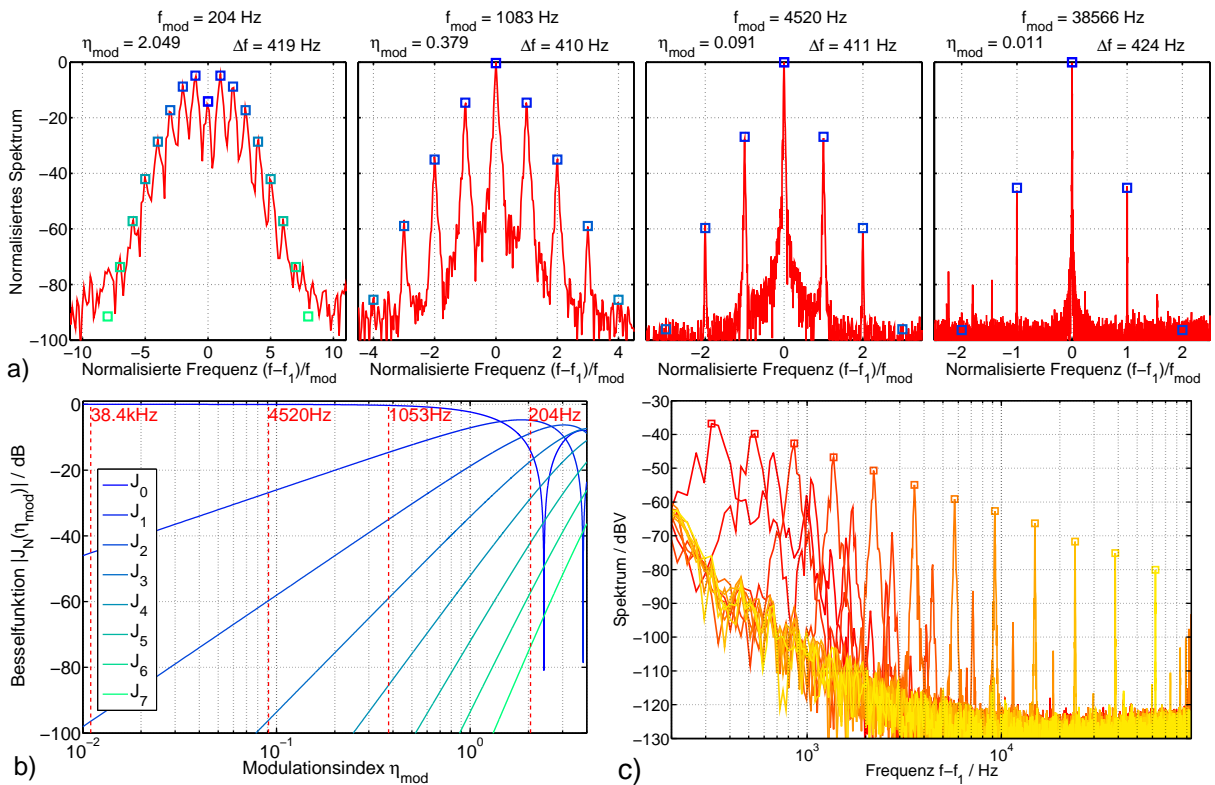


Abb. 6.15: a) Veränderung der Harmonischen des magnetische Modulationssignals im FM-Spektrum für verschiedene Frequenzen f_{mod} und sich daraus ergebende Modulationsindizes η_{mod} . Vergleich von Messung und Fit(Symbole). b) Die Amplitude der N -ten Harmonischen bestimmt sich aus dem Betrag der entsprechenden Besselfunktionen erster Gattung J_N . c) Die erste Harmonische nimmt von 0.35 kHz bis 90 kHz linear mit der Frequenz ab.

nischen gut zu erkennen, die siebte geht im Rauschen unter. Erwähnenswert ist auch die Absenkung des Trägers bei 0 Hz um 15 dB. Mit steigender Modulationsfrequenz nimmt η_{mod} linear ab und entsprechend Abb.6.15 b) reduzieren sich damit die höheren Harmonischen oberhalb des Rauschlevels bei -100 dB. Bei $f_{\text{mod}} = 38.6$ kHz hat sich der relevante Teil des Spektrums auf den Träger und die erste Harmonische reduziert. Abb.6.15 c) zeigt das positive Seitenband für Signale bis $f_{\text{mod}} = 90$ kHz. Die Amplitude der ersten Harmonischen nimmt linear ab, so dass weiterhin von einem konstanten Frequenzhub und damit Sensorempfindlichkeit ausgegangen werden kann. Oberhalb von 1 kHz ist die Rauschdichte konstant bei ca. $125 \text{ dBV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Unterhalb kann es in der Messung nicht beurteilt werden, da der gemessene Anstieg auf den Träger und Leckeffekte des Hann-Fensters bei einer FFT-Auflösung von 26.7 Hz zurückgeführt werden kann. Dennoch wird deutlich, dass es aufgrund der Eigenart der Frequenzmodulation bei steigender Frequenz zu einer Verschlechterung des SNR kommt. In anderen Anwendungen wie beispielsweise FM-Radio wird dieses Problem durch entsprechende Verzerrung vor der Modulation beim Sender und nach der Demodulation beim Empfänger kompensiert. Beim dem Sensor ist diese Technik jedoch nicht anwendbar, er kann nur unverzerrt modulieren.

6.3 Magnetische Ergebnisse

Zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften werden die Änderung von Phase und Amplitude bei einer festen Frequenz für unterschiedliche Magnetfelder gemessen. Die Phase ist dabei in erster Näherung proportional zur Wurzel des Schermoduls, wenn man die strukturelle Empfindlichkeit als konstant voraussetzt. Die Darstellung der Phase erfolgt immer relativ zur Phase in magnetischer Sättigung. Der Verlauf der Amplitude lässt Rückschlüsse auf die magnetoelastischen Verluste zu, wenn man annimmt, dass alle weiteren Verluste nicht durch die veränderten mechanischen Eigenschaften beeinflusst werden.

6.3.1 Messrichtung und Magnetisierung

Bei den Sensoren auf Basis von Biegebalken sind die dynamischen mechanischen Spannungen relativ eindeutig, bei den hier verwendeten Scherwellen treten jedoch Spannungen in verschiedene Richtungen gleichzeitig auf. Dem entsprechend werden zwei verschiedene Kombinationen aus Wellenvektor und leichter Achse untersucht. Beispielhaft für die Wellenausbreitung parallel zur EA wird zunächst ein Sensor mit einer 200 nm dicken Schicht FeCoSiB untersucht. Die magnetischen Eigenschaften der Schicht werden dazu anhand des magnetooptischen Kerr-Effektes (MOKE) mit einem speziellen Mikroskop mit großem Blickfeld [McC15] untersucht. Bei dieser Technik wird monochromatisches, polarisiertes Licht auf die Probe gerichtet, welche bei der Reflexion des Lichts abhängig von der Magnetisierung die Polarisationssebene dreht. Das reflektierte Licht trifft über einen zweiten Polfilter auf eine Kamera. Die unterschiedlich magnetisierten Bereiche der Probe werden entsprechend hell abgebildet und weisen einen Kontrast auf. Je nach Ausrichtung der Polfilter kann dabei die Empfindlichkeit der Methode für verschiedene Magnetisierungsrichtungen angepasst werden. In Abb. 6.16 sind einige exemplarische Domänenbilder des Magnetisierungsvorgangs, sowie die numerische Auswertung in Form von Magnetisierungskurven abgebildet. Die Messrichtungen beziehen sich dabei auf die beabsichtigte Richtung der induzierten EA. Die Bilder sind für eine einfachere Darstellung entlang der EA um einen Faktor 0.8 gestaucht.

Wird das Magnetfeld entlang der EA angelegt, ändert sich die Magnetisierung aus der negativen Sättigung kommend bis -0.5 mT nur sehr langsam und ohne Ausbilden von Domänen. Ab -0.2 mT entstehen erste stachelförmige Abschlussdomänen mit 180° gedrehter Ausrichtung. Mit abnehmendem Feld wachsen diese sehr schnell in der Mitte zusammen und führen zu dem für diese Messrichtung typischen steilen Anstieg in der Magnetisierungskurve. Auffällig ist hier, dass die antiparallelen Domänen um das Nullfeld nicht exakt parallel zur beabsichtigten EA verlaufen, so dass die tatsächliche EA wahrscheinlich um wenige Grad verkippt ist. Auf der positiven Seite verläuft der Vorgang gespiegelt, aber mit leichter Hysterese ab, so dass bei $+0.5\text{ mT}$ noch kleine Stacheldomänen vorhanden sind. Bei der Messung entlang der schweren Achse (HA) liegt die Empfindlichkeit senk-

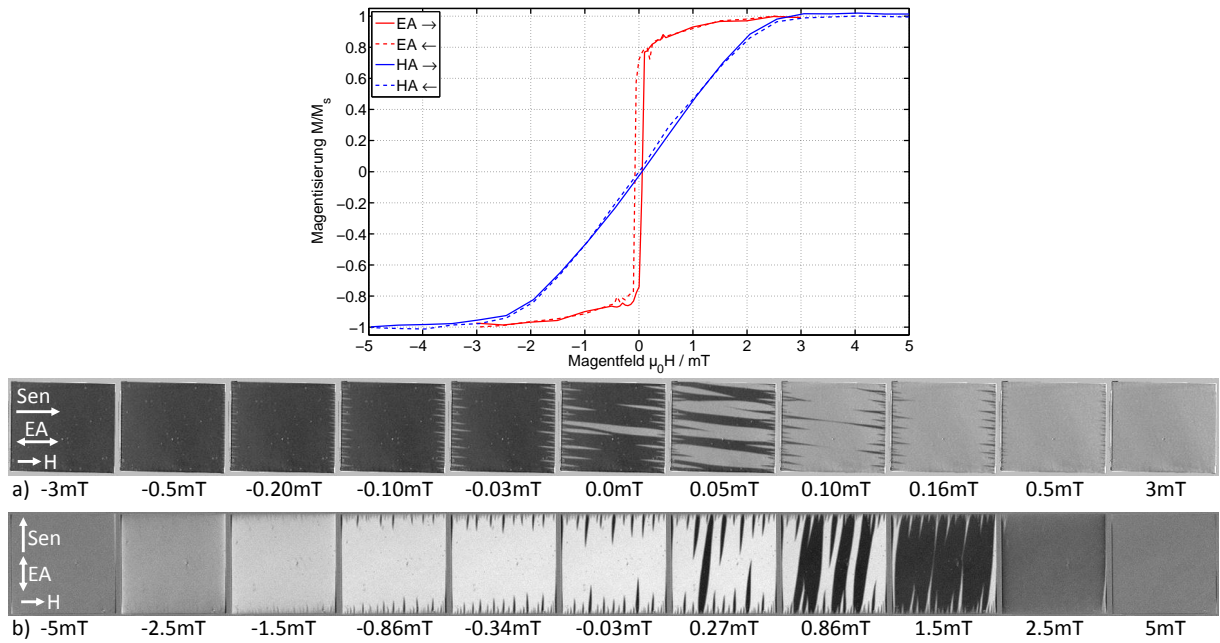


Abb. 6.16: Magnetisierung eines Sensors mit einer 200 nm dicken Schicht FeCoSiB entlang der leichten und schweren Achse anhand von MOKE-Aufnahmen.

recht zum Magnetfeld, so dass der Kontrastverlauf in den Bildern nicht so intuitiv zu deuten ist. Dreht die Magnetisierung, wird weniger bzw. mehr Licht blockiert und die Darstellung wird dunkler, bzw. heller. Ab -1.5 mT sind wieder kleine stachelförmige Abschlussdomänen an den Außenseiten der EA zu erkennen, die das Streufeld verringern. Die Magnetisierungsänderung erfolgt aber kaum durch Domänenwandverschiebung, sondern nahezu ausschließlich über Rotation, was auch an dem quasi linearen Anstieg der Magnetisierung in der Messkurve zu erkennen ist. Bei positiven Feldern entstehen weiterhin mehr Domänen, die in der Mitte zu Streifen zusammenwachsen, bevor sie oberhalb von +1.5 mT langsam verschwinden. Diese Hysterese in der Dichte von Domänenwänden macht sich allerdings nicht im Verlauf der Magnetisierungskurve bemerkbar. Dass die Magnetisierung auch innerhalb der Domänen rotiert, ist gut am abnehmenden Kontrast von +0.27 mT bis 1.5 mT zu erkennen.

Diese MOKE-Aufnahmen geben einen Einblick in die Veränderung der magnetischen Domänen in einem statischen Magnetfeld. Für die Eigenschaften des Sensors sind jedoch vor allem die dynamischen Veränderungen unter den zyklischen mechanischen Spannungen der Welle entscheidend.

In den Messungen der Phasenverschiebung wird die Ausrichtung des Messfeldes variiert, um die Richtungsabhängigkeit der Empfindlichkeit zu untersuchen. Für einen Messwinkel $\alpha = 90^\circ$ zwischen Magnetfeld \vec{H} und leichter Achse \vec{EA} entspricht der Verlauf der Phase in Abb. 6.17 dem Schermodul G der Simulation in Abb. 2.9. Diese Ausrichtung von EA und Wellenvektor nutzt also nur den schwachen ΔG -Effekt, der hinter dem ΔE -Effekt zurückbleibt. Im Nullfeld ist die Phasenverschiebung $\Delta\varphi = -320^\circ$ maximal, was gemäß Gl.6.13 einer Änderung der Schallgeschwindigkeit von $\Delta v = 64.5$ m/s bzw. 1.46% entspricht. Ober-

und unterhalb von null nimmt die Phase bis auf $\Delta\varphi = 20^\circ$ bei $\mu_0|H| = 1.5 \text{ mT}$ zu und geht mit steigender Feldstärke langsam auf Null zurück. Bei geringerem Messwinkel verschwinden die zwei Maxima und der Phasenverlauf wird flacher und im Nullfeld entsteht ein kleines lokales Maximum. Dem entsprechend ergibt sich eine Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit, die wie Abb. 6.18 zeigt, auch von der Wahl des Arbeitspunktes abhängig ist. Die maximale Empfindlichkeit mit $S_{\text{ges}} \approx 550^\circ/\text{mT}$ wird demnach bei $\alpha = 90^\circ$ und einem Biasfeld $\mu_0 H = 0.3 \text{ mT}$ erreicht. Bei Magnetisierung entlang der EA ($\alpha = 0^\circ$) ändert sich die Phase nahezu unabhängig vom Arbeitspunkt konstant mit einer Empfindlichkeit von $S_{\text{ges}} \approx 90^\circ/\text{mT}$. Eine Phasenänderung kann demnach bei jedem Arbeitspunkt nicht eindeutig einem Magnetfeld zugeordnet werden und der Sensor ist nur begrenzt vektorfähig.

Die magnetoelastische Dämpfung folgt für kleine Magnetfelder weitestgehend der absoluten Phasenänderung. Je näher das Magnetfeld dem magnetischen Sättigungsfeld der Schicht von $\mu_0 H \approx 3 \text{ mT}$ kommt, desto geringer werden die Verluste und oberhalb dessen ist keine magnetische Dämpfung mehr messbar. Bei Magnetisierung entlang der HA treten Domänen in einem größeren Bereich um das Nullfeld auf als entlang der EA, in gleichem Maße verteilt sich auch die Dämpfung. Dies deutet stark darauf hin, dass die magnetischen Verluste im Zusammenhang mit der Bewegung von Domänenwänden stehen. Eine Phasenänderung tritt auch in Sättigung noch auf, da der Film zwar eindomänig ist, die mechanische Spannung der Welle aber nicht parallel zum Magnetfeld ist und die Magnetisierung somit dennoch rotieren kann. Sowohl Phase als auch Dämpfung haben einen um Null nahezu gespiegelten Verlauf und somit kaum Hysterese.

Ein Sensor mit der EA senkrecht zur Wellenausbreitungsrichtung wird im folgenden Abschnitt näher untersucht.

6.3.2 Empfindlichkeit und Dämpfung

Neben der Veränderung der Phase mit dem Magnetfeld, bestimmt auch die magnetoelastische Dämpfung maßgeblich die Gesamtempfindlichkeit. Dies wird besonders bei dem folgenden Sensor mit hoher Dämpfung deutlich. Die Eigenschaften eines Sensors mit einer 200 nm dicke FeGaB Schicht³ und induzierter EA entlang der Wellenausbreitungsrichtung ist in Abb. 6.19 abgebildet. Die gegenüber der vorherigen Probe um 90° gedrehte EA führt zu einem deutlich anderen Phasengang mit sehr geringen Verstimmungen um Null und einem starken Abfall von $\mu_0|H| = 1.5 \text{ mT}$ bis 3.5 mT um bis zu $\Delta\varphi = 800^\circ$, was gemäß Gl.6.13 einer Änderung der Schallgeschwindigkeit von $\Delta v = 154 \text{ m/s}$ bzw. 3.5% entspricht. Oberhalb von $\mu_0|H| = 3.5 \text{ mT}$ steigt die Phase zunächst recht steil, oberhalb der Sättigung bei ca. $\mu_0|H| = 4 \text{ mT}$ nur noch langsam an. Grundsätzlich stimmt dieser Verlauf mit dem des simulierten Schermoduls in Abb. 2.9 überein. Diese Ausrichtung von EA und Wellenvektor nutzt also den stärkeren $\Delta G'$ -Effekt. Analog zur vorherigen Probe zeigt sich

³Hergestellt in der Arbeitsgruppe von Prof. Nian Sun an der Northeastern University Michigan

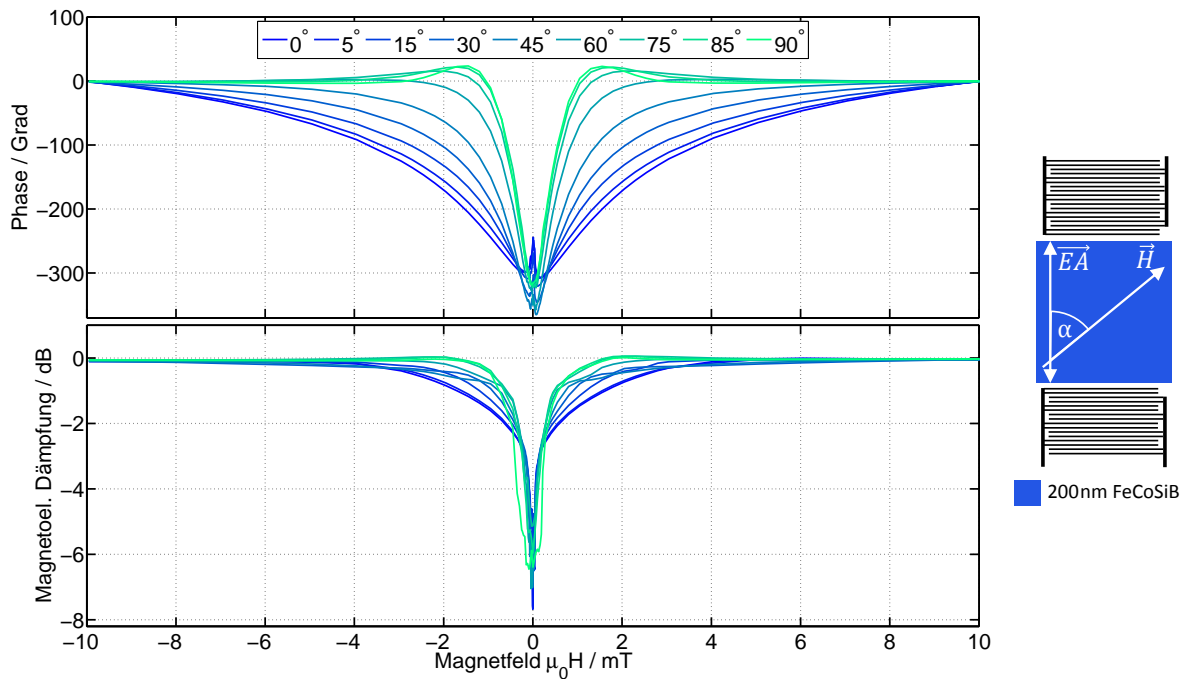


Abb. 6.17: Phasengang und magnetoelastische Dämpfung eines SAW Sensors mit 200 nm FeCoSiB mit einer induzierten leichten Achse senkrecht zum Wellenvektor. Messungen im unterschiedlichen Winkel zwischen leichter Achse und angelegtem Magnetfeld.

auch hier in den Verlusten ein qualitativ ähnlicher Verlauf wie bei der Phase, jedoch sind die Verluste mit bis zu 30 dB deutlich größer. Oberhalb der Sättigung zeigt sich ebenfalls ein deutlicher Rückgang der Verluste, obwohl sich die Phase ab da an noch um weitere 400° ändert. Somit bestätigt sich hier die Vermutung, dass die Verluste mit der Präsenz von magnetischen Domänen zusammenhängen. Bei dieser Probe ist auch eine ausgeprägte Hysterese im Phasen- und Dämpfungsverlauf erkennbar, die absoluten Änderungen sind jeweils auf der gegenüberliegenden Seite der letzten Sättigung am größten. Analog zu den Ergebnissen der Simulation des Elastizitätsmoduls in Abb. 2.7 deutet dies auf eine Winkelverteilung der EA hin.

Die magnetische Empfindlichkeit erreicht auf den inneren Flanken mit bis zu $1.7^\circ/\mu\text{T}$ bei 3.5 mT dreimal so große Werte wie die gleich dicke Schicht aus FeCoSiB. Ein direkter Vergleich ist jedoch schwierig, da die genaue magnetische Kopplung der Schichten nicht bekannt ist. Ebenfalls hat die Verteilung der EA einen großen Einfluss auf die Empfindlichkeit, so dass für die höhere Empfindlichkeit größten Teils die andere Ausrichtung der EA zur Wellenausbreitung ausschlaggebend ist. Ein deutlicher Unterschied ist vor allem in der Skalierung zwischen Phasenänderung und Dämpfung festzustellen, so dass eine genaue Untersuchung der FeGaB-Schicht äußerst interessant wäre. Die Einfügedämpfung wirkt sich stark auf die Amplitude des Ausgangssignals aus. Im Rahmen der Gültigkeit der Kleinwinkelnäherung ($\Delta\varphi < 8^\circ$) kann gemäß Kap. 3.4 die Phasenmodulation mit unter 1% Fehler in eine Amplitudenmodulation umgerechnet werden und es ergibt sich eine

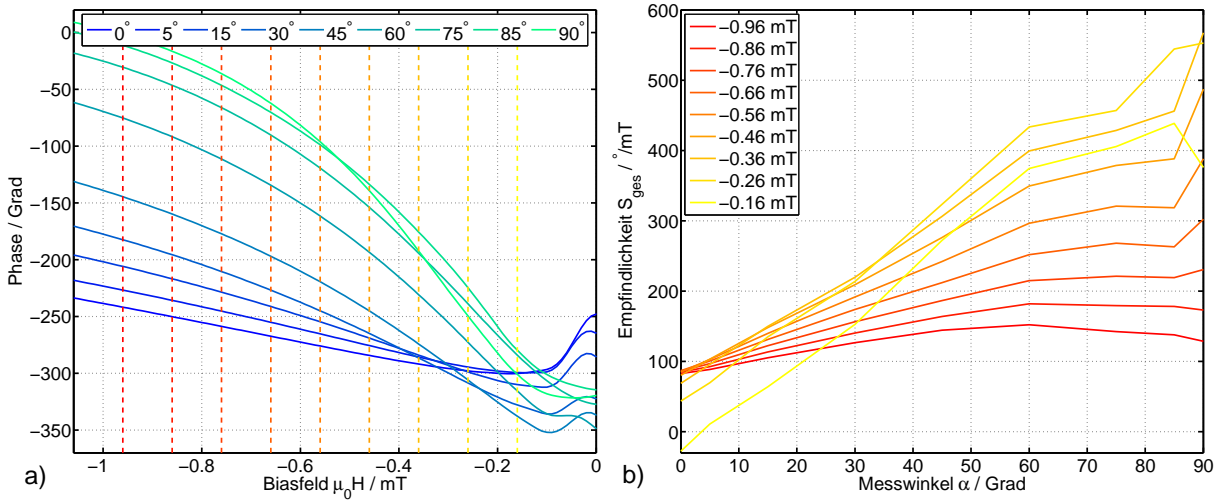


Abb. 6.18: a) Details um den Arbeitspunkt des Phasengangs aus Abb. 6.17
b) Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit für verschiedene Arbeitspunkte.

elektrische Empfindlichkeit

$$S_{\text{el}} = \frac{\partial U}{\partial H U_{\text{in}}} = \frac{\partial \varphi}{\partial H} \quad \text{für } \Delta \varphi < 8^{\circ}. \quad (6.15)$$

Die absolute Amplitude des Ausgangssignals U_{aus} bei einem Eingangssignal U_{ein} kann dann mit der elektrischen Empfindlichkeit und der Transmission durch

$$U_{\text{aus}}(f_0) = U_{\text{in}} S_{\text{el}} S_{12}(f_0) \quad (6.16)$$

bestimmt werden. Zusammen mit der magnetischen Empfindlichkeit ergibt sich damit die Gesamtempfindlichkeit

$$S_{\text{ges}} = S_{\text{el}} \cdot S_{\text{mag}} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial H} \right|_{\lambda_0} U_{\text{in}} \cdot S_{12}(f_0). \quad (6.17)$$

In Abb. 6.19 sind S_{mag} und S_{ges} für verschiedene Biasmagnetfelder aufgetragen. Aufgrund der Dämpfung weichen die Biasfelder der absolut größten Seitenbänder von denen mit relativ zum Träger größten Seitenbändern bei maximaler magnetischer Empfindlichkeit ab.

6.4 Zusammenfassung und Vergleich

In dem vorangegangenen Kapitel wurde ein Sensorkonzept auf Basis magnetoelastischer Kopplung von Oberflächenwellen mit magnetostriktiven Schichten erarbeitet. Die Zerlegung in einzelne Prozesse ermöglicht dabei eine bessere Übersicht und zeigt die möglichen Bereiche zu Verbesserung auf. Durch die Verwendung von Oberflächenwellen mit horizontaler Scherung kann die Änderung des Schermoduls für unterschiedliche Konfigurationen der EA genutzt werden und ermöglicht so eine deutlich größere Änderung der Materialeigenschaften als beim ΔE -Effekt. Eine zusätzliche Führungsschicht zwischen piezoelektrischem Substrat und magnetischer Schicht verbessert deren Kopplung an die mechanische

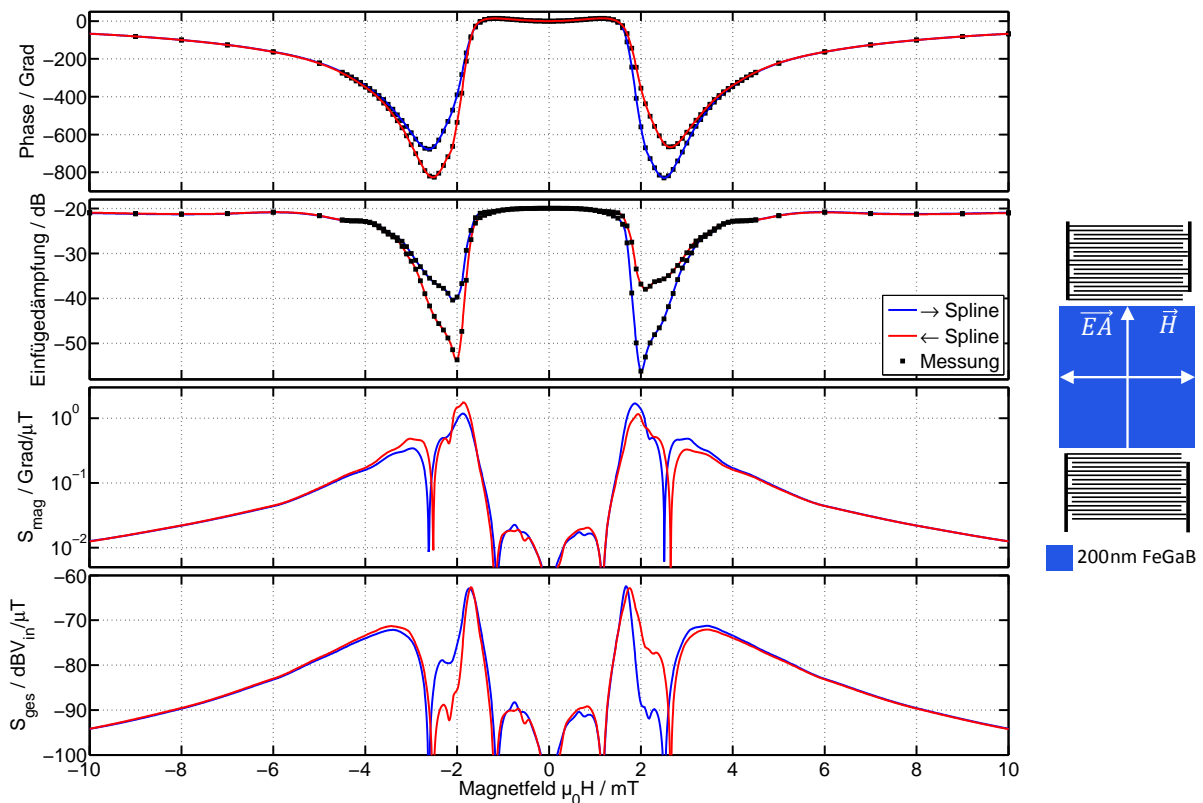


Abb. 6.19: Gemessene Phase und Einfügedämpfung eines SAW-Sensors mit einem 200 nm Fe-Ga-B Film mit induzierter leichter Achse parallel zur Wellenausbreitung. Die Empfindlichkeiten bestimmen sich aus der Phasenänderung pro Magnetfeld und der Dämpfung.

Welle, indem diese an der Oberfläche konzentriert wird. Zur Auftrennung in Einzelprozesse ist ein gutes Verständnis der Vorgänge hilfreich, um diese z. B. wie im Fall des elektrischen Übersprechens zu reduzieren. Das Betriebsverfahren zur Unterdrückung Phasenrauschens der Betriebselektronik isoliert den Sensor selbst als dominante Rauschquelle.

Ausblick Um das SNR zu verbessern, müssten die einzelnen Empfindlichkeiten erhöht, oder das Phasenrauschen des Sensors reduziert werden. Letzteres ist noch nicht genauer untersucht, jedoch erscheint eine proportionale Abhängigkeit zur Länge der Verzögerungsleitung naheliegend. Eine größere Messstrecke geht linear in die geometrische Empfindlichkeit mit ein, aber auch die magnetoelastische Dämpfung. Ein Zusammenhang zwischen Dämpfung und Rauschen ist naheliegend, jedoch bislang noch nicht messtechnisch belegt. Da mit größerer Messstrecke wahrscheinlich Signal und Rauschen zunehmen, ist an dieser Stelle keine große Verbesserung des SNR zu erwarten.

Bei der magnetischen Empfindlichkeit gilt analog zu den resonanten Balken, dass eine bessere Kontrolle der magnetischen Anisotropie die Empfindlichkeit erhöht und Steigerungen im Bereich von einem Faktor 2 – 7 möglich sind [Kit+18].

Die strukturelle Empfindlichkeit ließe sich durch einen größeren Anteil der mechanischen

Welle in der magnetischen Schicht erreichen, was durch eine geringere Wellenlänge oder dickere magnetische Schichten möglich wäre. Eine Veränderung der Führungsschicht hätte nur geringen Einfluss. Beides würde zu höherer Dämpfung führen, könnte aber mit einer Unterteilung in elektrisch isolierte Schichten kompensiert werden. Eine Reduktion der Wellenlänge um einen Faktor 2.8 auf $\lambda=10\ \mu\text{m}$ würde die strukturelle Empfindlichkeit um einen Faktor 20, und die geometrische um einen Faktor 2.8 erhöhen [Kit+18].

In Kap. 5.6 wurde gezeigt, dass bei ausreichender Bandbreite eine Kombination mehrerer Trägersignale das SNR verbessern kann. Aufgrund der großen Bandbreite der SAW-Sensoren ist hier je nach beabsichtigter Übertragungsbandbreite eine deutlich höhere Anzahl an Trägern und damit eine stärkere Verbesserung des SNR mit der Wurzel der Trägeranzahl möglich.

Vergleich mit anderen magnetisch empfindlichen SAW-Bauteilen Magnetostruktive Materialien werden seit ca. 40 Jahren in Kombination mit Oberflächenwellen eingesetzt. Grundsätzlich unterscheiden sie sich in zwei Typen, zum einen SAW Verzögerungsleitungen und zum anderen SAW Resonatoren. Die meisten davon basieren auf Rayleigh-Wellen und nur wenige nutzen horizontale Scherwellen bzw. Love-Wellen. Die Frequenzen, Dimensionen und magnetischen Materialien unterscheiden sich deutlich, so dass kein einheitlicher Vergleich anhand einer Eigenschaft möglich ist. Die relative Veränderung der Schallgeschwindigkeit Δv ist jedoch ein gutes Maß für die Kopplung zwischen magnetischer Schicht und mechanischer Welle.

In der Bauform als Resonator, wird über eine zentrale IDT eine Oberflächenwelle angeregt und auf beiden Seiten durch kurzgeschlossene IDT-Strukturen reflektiert. Entsprechend des IDT-Abstandes und proportional zur Schallgeschwindigkeit bestimmt sich die Resonanzfrequenz des Bauteils. In Kombination mit magnetoelastischen Schichten führt dies zu Änderungen der Resonanz und kann z. B. für verstimmbare Filter eingesetzt werden. In [Smo+03] wurde mit Rayleigh-Wellen und amorphem FeCoSiB bei $f_R = 1.6\ \text{GHz}$ und $B_{\text{AP}} = 3.5\ \text{mT}$ eine Verstimmung um ca. $\Delta f_R = 1\%$ erreicht. Da mit der Verstimmung auch die Güte auf bis $Q = 100$ abnimmt, sind die Bauteile für Filteranwendungen jedoch schlecht geeignet.

In einer magnetisch veränderbaren Verzögerungsleitung wird in [Yam+80] eine Veränderung der Schallgeschwindigkeit der Rayleigh-Welle um $\Delta v = 0.27\%$ erreicht. Da jedoch das magnetische Material Fe_2Tb aufgrund seiner polykristallinen Struktur sehr hartmagnetisch ist, wird dazu jedoch ein Magnetfeld von 0.4 T benötigt.

Bei vergleichbarer Geometrie wird mit 300 nm FeGa bei 0.1 T und einer Frequenz 158 MHz eine Veränderung der Schallgeschwindigkeit von $\Delta v = 0.6\%$ erzielt [Li+12].

In [Wie+89] wird trotz einer relativ geringen Veränderung der Schallgeschwindigkeit von

$\Delta v = 0.07\%$ aufgrund der hohen Frequenz von 600 MHz eine absolute Phasenänderung von $1520^\circ/\text{cm}$ erreicht. Optimierungsziel der 20 nm dicken Nickelschichten ist in diesem Fall jedoch eine möglichst große magnetische Dämpfung, die mit einem Magnetfeld von 2 mT um 60 dB/cm geändert werden kann.

Ebenfalls als Verzögerungsleitung ausgelegt, werden in [Zho+14], mit einer 200 nm dicken Schicht aus FeCo und TbCo₂ Multilagen mit Rayleigh- und horizontalen Scherwellen untersucht. Die gemessene Steigerung von $\Delta v = 0.2\%$ auf $\Delta v = 0.6\%$ durch Betrieb bei der 3. Harmonischen der Scherwelle deutet darauf hin, dass auch hier eine Love-Welle vorliegt. Bei einer Bulk-Scherwelle würde sich die Geschwindigkeit nicht verändern. Die EA ist parallel zum Wellenvektor ausgerichtet und zeigt einen Verlauf in Abhängigkeit von G , das effektive Anisotropiefeld liegt bei ca. 10 mT. Die Rayleigh-Welle ändert ihre Geschwindigkeit nur um 0.03%, ihr Verlauf folgt dem des E -Moduls.

Die Kombination von Love-Wellen mit magnetoelastischen Schichten wird in [Ino90] theoretisch betrachtet und in Simulation der Einsatz isolierenden Zwischenschichten zur Verringerung der Dämpfung durch Wirbelströme untersucht. In darauf aufbauenden Experimenten [Yok+92] wird die magnetische Verzögerung von Love-Wellen bei 72 MHz mit Rayleigh-Wellen bei 65 MHz durch eine 1.5 μm dicke Schicht FeB verglichen. Mit einer Unterteilung durch acht isolierende Zwischenschichten wird für die Love-Wellen eine Veränderung von $\Delta v = 2.3\%$ und eine Dämpfung von 20 dB bei $H_K = 2.7$ mT erreicht. Bei Rayleigh-Wellen sind Verluste einen Faktor 3, und die Änderung der Schallgeschwindigkeit einen Faktor 10 geringer.

Mit Änderungen der Schallgeschwindigkeit von $\Delta v = 1.5\text{--}3.5\%$ bei einer Schichtdicke von nur 200 nm ist die Kopplungen zwischen Oberflächenwelle und magnetischer Schicht in dieser Arbeit höher als bei den vergleichbaren Arbeiten. Zusätzlich sind die Anisotropiefeldstärken von $H_K = 2\text{--}4$ mT sehr gering und ermöglichen so eine leichte Verstimmung bzw. eine hohe Empfindlichkeit.

7 Abschluss

7.1 Spannungen in magnetoelastische Dünnschichten

Da es von weitreichender Konsequenz für den Einsatz magnetoelastischer Materialien ist, soll im Folgenden das für diese Schichten besonders relevante Thema mechanischer Spannungen näher betrachtet werden.

Gemäß GL. 2.13 führt aufgrund der magnetoelastischen Kopplung eine mechanische Spannung zu einer magnetoelastischen Energie. Für eine isotrope Spannung hat dies keine Auswirkungen auf die magnetischen Eigenschaften. Bei einer anisotropen Spannung führt dies jedoch zu einer Veränderung der effektiven magnetischen Anisotropieenergie. Bei einer typischen amorphen Schicht mit $\lambda_s = 20$ ppm entspricht bereits einer anisotropen Spannung von $\sigma = 33$ MPa der induzierten Anisotropieenergiedichte von $K_{\text{ind}} = 1$ kJm⁻³. Je nach Richtung der Spannung führt dies im günstigsten Fall nur zu einer Verstärkung der bestehenden Anisotropie, oder im schlechtesten Fall zu deren kompletter Aufhebung. Demnach ist für empfindliche magnetische Schichten eine sehr gute Kontrolle mechanischer Spannungen in dem Sensor notwendig. Die Ursachen für die Spannungen werden nun am Beispiel der Sensoren auf Quarzsubstraten näher untersucht.

7.1.1 Thermische Ausdehnung

Magnetische Schichten auf Quarz zeigen in Kap. 4.3.2 deutlich erhöhte Anisotropiefeldstärke als auf Silizium in Kap. 4.3.3. Auch bei einigen SAW-Sensoren, wie z. B. in Abb. 6.14, tritt vergleichsweise hartmagnetisches Verhalten auf. Externe mechanische Spannungen sind unwahrscheinlich, da die Quarzresonatoren nur an einem Punkt eingeklemmt sind und die SAW-Sensoren nur mit einem flexiblen Klebefilm auf die Platine geheftet sind.

Eine mögliche Ursache ist die thermische Ausdehnung der einzelnen Bestandteile der Sensoren. Quarz zeigt mit thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha_{11} = 13.71$ ppm/K und $\alpha_{33} = 7.48$ ppm/K ein anisotropes Verhalten [Kos+91]. Bei den Resonatoren liegt die Normale der Schnittebene parallel zur X-Achse des Kristalls und weist daher den maximalen Unterschied von $\Delta\alpha = \alpha_{11} - \alpha_{33} = 6.23$ ppm/K innerhalb der Schnittebene auf. Die Normale des Y-Schnitts für die SAW-Sensoren ist um 42.75° in Richtung der Z-Achse verkippt. Entsprechend ergibt sich innerhalb der Schnittebene ein Unterschied im Ausdehnungskoeffizienten von $\Delta\alpha = (\alpha_{11} - \alpha_{33}) \cos(42.75^\circ) = 4.57$ ppm/K. Da die magnetische Schicht amorph ist, dehnt sie sich bei Erwärmung isotrop aus.

Zu deutlichen Temperaturunterschieden verglichen mit dem Betrieb bei Raumtemperatur

kommt es zu zwei Zeitpunkten während des Herstellungsprozesses. Zum einen während der Abscheidung der Schichten mit physikalischen Beschichtungsverfahren. Die dabei auftretende Heizleistung hängt stark von den verwendeten Beschichtungsparametern ab, die aber nur begrenzt verändert werden können, ohne die Vergleichbarkeit mit den erprobten magnetischen Schichten zu verlieren. Daneben ist vor allem die Beschichtungsdauer relevant, da Quarz mit einer Wärmeleitfähigkeit von $1.2\text{-}1.4\text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ein sehr guter thermischer Isolator ist. Aufgrund des geringen Gasdrucks von $1\mu\text{bar}$ findet auch kaum Konvektion statt, so dass die Probe schnell aufheizt und nur langsam abkühlt. Zum anderen werden im Anschluss an die Beschichtung die Sensoren teilweise im Magnetfeld auf $T \approx 250^\circ\text{C}$ aufgeheizt, um, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, durch Diffusion eine induzierte magnetische Anisotropie zu erzeugen. Der anisotrope Ausdehnungskoeffizient im Substrat mit dem Youngschen Modul $E = 49.2\text{ GPa}$ erzeugt dabei eine anisotrope mechanische Spannung im magnetischen Film von

$$\sigma = \Delta T \cdot \Delta\alpha \cdot E = 67.4\text{ MPa (Resonator) bzw. } 49.5\text{ MPa (SAW)}. \quad (7.1)$$

Mit der Zeit reduziert sich die mechanische Spannung in der magnetischen Schicht durch atomare Diffusion entlang der Spannung [Meh07, S.180]. Sobald die Probe abkühlt, zieht sich das Substrat wieder anisotrop zusammen, die magnetische Schicht jedoch hat sich an die Dimension bei der erhöhten Temperatur angepasst und kann aufgrund der nun geringeren Temperatur die Spannungen nicht wieder durch Diffusion abbauen.

Die Phasenverläufe einer entsprechend behandelten SAW-Probe¹ mit 200 nm Schichtdicke sind in Abb. 7.1 für verschiedene Temperaturen gezeigt. Mit steigender Temperatur sinkt

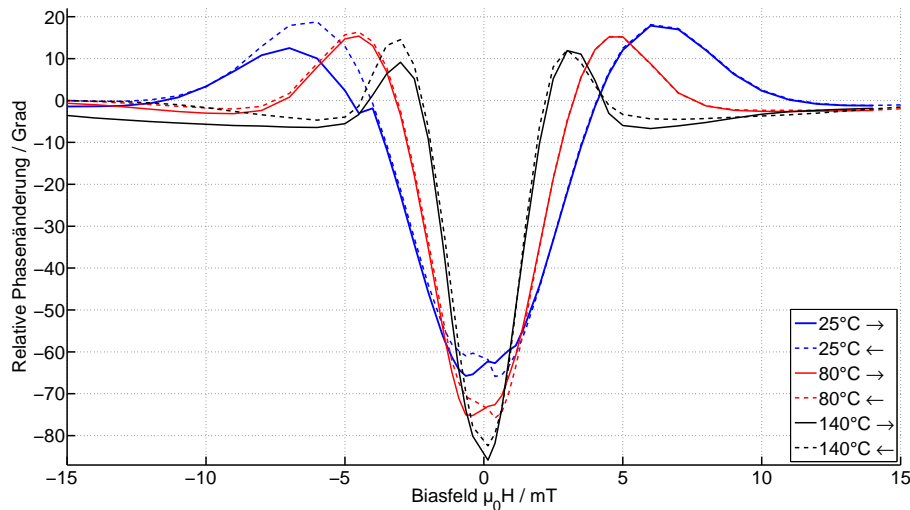


Abb. 7.1: Die Phasenänderung eines SAW-Sensors im Magnetfeld zeigt deutlichen Einfluss durch die Umgebungstemperatur. Grund dafür ist eine verringerte interne mechanische Spannung aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnungskoeffizienten und damit verringerter magnetischer Anisotropie.

das Anisotropiefeld deutlich, höchstwahrscheinlich da sich der Quarz bei erhöhter Tem-

¹Hergestellt durch Erdem Yazar am Kieler Nanolabor.

peratur wieder mehr der Ausdehnung während des Feldglühprozesses annähert. Um die hohe Anisotropieenergie durch thermische Spannungen bei Raumtemperatur zu reduzieren, muss also eine Erwärmung des Sensors während der Herstellung möglichst vermieden werden. Erreicht werden kann dies durch kurze Depositions- und lange Abkühlzeiten. Eine Abscheidung im Magnetfeld macht ein Feldglühen überflüssig, setzt jedoch aufwendigere Beschichtungsanlagen voraus. Die magnetische Schicht des Sensors in Abb. 6.17 als Vergleich wurde mit längeren Abkühlphasen und im Magnetfeld beschichtet. Sie unterscheidet sich von dem hier gezeigten Sensor durch ein deutlich geringeres Anisotropiefeld, was auf die Verringerung von anisotropen thermischen Spannungen zurückgeführt werden kann.

Die Dünnschichtsensoren in Kap. 4.3.6 zeigen nach der gleichen thermischen Behandlung eine recht gut kontrollierte magnetische Anisotropie. In diesem Fall führt die thermische Behandlung scheinbar kaum zu anisotropen Spannungen. Das verwendete Piezoelektrikum AlN dehnt sich innerhalb der Filmebene gleichmäßig mit $\alpha_a = 5.3 \text{ ppm/K}$ und entlang der c -Achse schwächer mit $\alpha_a = 4.2 \text{ ppm/K}$ [Yim+74] aus. Silizium hat einen isotropen Wert von $\alpha = 2.3 \text{ ppm/K}$ [Bec+82]. Dennoch ist bei vielen Sensoren die magnetische Anisotropie gestört. Ein möglicher Mechanismus um dies zu erklären, wird im nächsten Abschnitt behandelt.

7.1.2 Klemmung

Anisotrope Spannungen können auch dann entstehen, wenn aufgrund der geometrischen Randbedingungen diese anisotrop relaxieren können. Ein Beispiel dafür ist in Abb.7.2 gegeben. In a) ist auf einem spannungsfreien Substrat eine dünne Schicht mit intrinsischer Spannung aufgebracht. Das Substrat ist deutlich dicker, so dass man vereinfachend annehmen kann, dass es an allen Seiten geklemmt ist und die Spannung in der dünnen Schicht also nicht durch Ausdehnung abgebaut werden kann. Der zweite Teil b) zeigt die gleiche Konfiguration nachdem ein Teil des Substrates entfernt und so unterhalb der dünnen Schicht ein Balken freigestellt wurde. An der Spitze des Balkens ist das Substrat nun nicht mehr geklemmt und kann sich mit der dünnen Schicht in beiden Richtungen ausdehnen und so die Spannungen entlang x - und y -Richtung gleichmäßig abbauen. Am anderen Ende des Balkens, am Übergang zum weiterhin geklemmten Substrat, ist eine Ausdehnung in y -Richtung verhindert. In x -Richtung ist sie jedoch möglich, da der Balken sich in y -Richtung frei ausdehnen kann. Somit relaxieren am festen Ende des Balkens die Spannungen in der dünnen Schicht nur anisotrop. Dies zeigt beispielhaft, wie durch die geometrischen Rahmenbedingungen isotrope zu anisotropen Spannungen führen können. Intrinsische Eigenspannungen entstehen zum Beispiel während der Deposition und lassen sich unter anderem durch Anpassung der Abscheideparameter wie z. B. dem Gasdruck auf $\Delta\sigma \approx 100 \text{ MPa}$ genau einstellen [Fic+15]. Um über den gesamten Wafer homogene

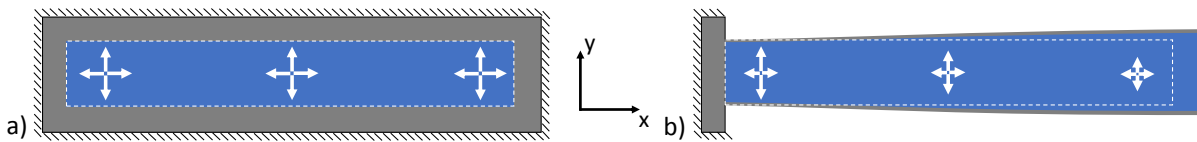


Abb. 7.2: a) Isotrop vorgespannte Schicht (blau) auf einem geklebten Substrat (grau).
 b) Nach Freistellung eines Balkens relaxieren die Spannungen (weiß) anisotrop.

Eigenschaften zu erreichen, ist es üblich diesen zu rotieren. Die in dieser Arbeit verwendeten Sensoren sind in einer statischen Geometrie beschichtet worden und weisen daher Schwankungen je nach Position auf dem Wafer auf, die die Unterschiede innerhalb einer Charge erklären können. Prinzipiell ist es möglich innere Spannungen durch thermische Behandlung nach der Deposition zu verringern, allerdings entstehen dabei in Verbindung mit anderen Materialien durch die unterschiedliche thermische Ausdehnung nach dem Abkühlen wieder mechanische Spannungen. In der MEMS-Herstellung folgt bei den Sensoren meist als letzter Schritt die Freistellung der schwingenden Struktur. Erst in diesem Schritt relaxieren die Spannungen in den Einzelschichten teilweise durch Deformation der Gesamtstruktur und die Spannungen übertragen sich in alle Schichten. Der Spannungsaustausch zwischen verschiedenen Schichten lässt sich durch Klemmung an einem dicken Substrat verringern, allerdings steht dies im Widerspruch zu der Anforderung eines großen Einflusses der magnetischen Schicht auf die mechanischen Eigenschaften.

Magnetoelastisches Paradoxon Paradoxerweise hat in der Summe ihrer Auswirkungen die Stärke der magnetoelastischen Kopplung wenig Einfluss auf die Empfindlichkeit der Sensoren. Einerseits führt eine hohe Kopplung zu hohen piezomagnetischen Spannungskoeffizienten. Andererseits sind diese unter realen Bedingungen kaum zu erreichen, da praktisch unvermeidbare mechanische Spannungen über die magnetoelastische Kopplung die magnetische Anisotropie stören.

Bei hochempfindlichen Magnetfeldsensoren, die auf Basis anderer physikalischer Effekte die Magnetisierung in magnetischem Material bestimmen, versucht man daher gezielt den Einfluss von mechanischen Spannungen durch Verwendung von Materialien mit möglichst geringer Kopplung, wie z. B. Permalloy zu minimieren [Len+06].

7.2 Zusammenfassung

Leistungsfähige Sensorsysteme auf Basis magnetoelastischer Materialien unter Ausnutzung des ΔE -Effekts sind möglich. Da auch alle anderen Steifigkeitskomponenten beeinflusst werden, lässt sich der Effekt auch allgemeiner als ΔC -Effekt beschreiben. Für Sensoranwendungen ist dabei eine große Effektänderung notwendig, die neben einer ausgeprägten magneto-elastischen Kopplung eine geringe magnetische Anisotropie mit enger Verteilung voraussetzt. Die Übersetzung der magnetisch veränderten mechanischen Eigenschaften kann mit miniaturisierten elektromechanischen Systemen als Balkenresonator oder Verzögerungsleitung für Oberflächenwellen erfolgen. Eine Aufteilung des Sensorsystems in die einzelnen Prozesse erleichtert dabei das Systemverständnis und ermöglicht eine Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Ansätzen in der technischen Ausführung. Die magnetische Änderung der Materialeigenschaften wird entsprechend dem Sensordesign in eine Veränderung der mechanischen Sensoreigenschaften übertragen und führt ebenfalls abhängig vom Design zu einer Änderung des elektrischen Trägersignals. Eine Variation der Betriebsparameter gibt dabei Hinweise auf die einzelnen Rauschquellen im System. Insgesamt sind die Eigenschaften der magnetischen Schicht von zentraler Bedeutung, da diese in Wechselwirkung mit den mechanischen Sensorsystemen zu Verlusten und Rauschanstieg führt.

Im Vergleich der Ausführungen als Resonator oder Verzögerungsleitung für Oberflächenwellen wird mit beiden Verfahren eine ähnliche Leistung erreicht. Die Unterschiede in der nutzbaren Bandbreite sind auf die Bauart bedingten unterschiedlichen Betriebsfrequenzen zurückzuführen und ließen sich bei den Resonatoren (wie in [Nan+13]) auch bis in den MHz-Bereich steigern. Die magnetischen Schichten auf den Resonatoren sind einen Faktor 10 dicker, das Gesamtvolumen des magnetischen Materials pro Sensor ist jedoch sehr ähnlich.

Neben den Vergleichen des Rauschens pro Sensor, ist für die Bewertung einer Sensortechnologie das Rauschen pro Volumen hilfreich. Durch Robbes [Rob06] wird dafür das Volumen angenommen, in dem durch den Sensor die magnetischen Feldlinien deutlich verändert werden. Diese Betrachtungsweise ist besonders dann hilfreich, wenn die räumliche Auflösung von Interesse ist. Andernfalls ist auch eine Definition des Volumens über die physikalischen Abmessungen des Sensors hilfreich, da statt eines großen Sensors auch eine Vielzahl kleinerer Sensoren parallel betrieben und gemäß Kap. 5.6 kombiniert werden kann.

7.3 Ausblick

Insgesamt ist in beiden technischen Umsetzungen als resonant schwingende Struktur und als verzögerte Oberflächenwelle noch Verbesserungspotential vorhanden. Beiden Verfahren ist gemein, dass für die weitere Entwicklung ein messtechnischer Abgleich zwischen den Sensoreigenschaften und den dynamischen Vorgängen in der magnetischen Schicht erfolgen sollte. Wichtige Themen sind dabei besonders die aus der magnetoelastischen Kopplung hervorgehenden Verluste und Rauschbeiträge. Hohe Empfindlichkeit und konstante Eigenschaften ließen sich erreichen, wenn Sensoraufbauten und Produktionsverfahren entwickelt würden, die keine anisotropen Spannungen in die magnetische Schicht leiten, bzw. diese gar nicht erst entstehen lassen. Sobald diese Probleme gelöst sind, ist eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit durch eine größere geometrische Empfindlichkeit bei den Resonatoren bzw. strukturelle Empfindlichkeit bei den SAW-Sensoren möglich. Optimistisch gerechnet, sind sowohl bei der Empfindlichkeit als auch im Rauschen Verbesserungen um je eine Größenordnung denkbar, so dass ein äquivalentes Rauschlevel von ca. $1 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ erreichbar erscheint. Nachdem die Einzelprozesse des Sensorsystems verstanden sind, sollte die Weiterentwicklung bezüglich eines bestimmten Anwendungsbereichs und seinen Voraussetzungen erfolgen. Im aktuellen Entwicklungsstand erreichen die hier vorgestellten Systeme bereits Leistungen, die mit denen magneto-resistiver Sensoren (siehe Anhang A) vergleichbar sind. Für einen eventuellen kommerziellen Einsatz sind dann vor allem Konzepte zur Verringerung von Querempfindlichkeiten, besonders gegenüber Temperaturschwankungen notwendig. Mit dem Einsatz mehrerer Sensoren ist auch eine Verschaltung als Gradiometer möglich, bei der eine lokale magnetische Quelle trotz Stör-signalen größerer Amplitude gemessen werden kann. Möglich wird dies durch Subtraktion weit entfernter und dadurch vergleichsweise räumlich konstanter Störquellen. Voraussetzung dafür bleibt aber, dass sowohl Signal als auch Störung innerhalb des Messbereichs sind. Für Messungen ohne magnetische Abschirmung ist also ein Messbereich bis oberhalb des Erdmagnetfeldes notwendig. Im Falle einer deutlichen Verbesserung der Detektionsgrenze wäre aufgrund des großen Messbereichs zwischen Rauschgrenze und Erdmagnetfeld eine magnetische Abschirmung oder ein Betrieb mit einer rauscharmen magnetischen Rückkopplung notwendig.

Danksagung

Abschließend möchte ich allen danken, die mich in den letzten Jahren unterstützt haben. Allen voran meinem Doktorvater Prof. Dr. Franz Faupel, der mir volles Vertrauen entgegenbrachte, große Freiheiten in der Ausgestaltung des Themas ließ, aber in den entscheidenden Momenten mit kritischen Nachfragen und hilfreichen Ratschlägen zur Seite stand. In seiner Arbeitsgruppe für Materialverbunde wurde ich sehr freundlich aufgenommen und ich möchte mich bei allen Mitarbeitern herzlich für die gemeinsame Zeit bedanken. Hervorheben möchte ich hier Prof. Dr. Klaus Rätzke und Dr. Thomas Strunskus für Rat und Tat in allen Fragen wissenschaftlicher und administrativer Praxis.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. Björn Gojdka, der mit seinen Vorarbeiten den Grundstein für meine Untersuchungen gelegt hat. Es freut mich, dass das Thema nun durch Benjamin Spetzler weiter bearbeitet, und seine magnetoelastische Modellierung voran getrieben wird. Die Zusammenarbeit mit dir an den Grundlagen der magnetoelastischen Effekte während deiner Masterarbeit war ein entscheidender Schlüssel zum Verständnis der Sensoren!

Vielen Dank auch Igor Barg, Matthias Frank und Ron-Marco Friedrich, die Betreuung eurer Abschlussarbeiten hat mir sehr viel Spaß gemacht, eure Neugierde mich motiviert und eure Fragen weitergebracht!

Dank gilt auch allen Mitgliedern der Sonderforschungsbereichen 855 und 1261, sowie des Paketantrags 902, jeweils mit dem Sprecher Eckhard Quandt und finanziert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft. Die Mitarbeit in diesen großen Verbundprojekten war besonders interessant, da sie einen intensiven Austausch zwischen verschiedenen Fachrichtungen ermöglichte.

Namentlich erwähnen möchte ich dabei besonders Jens Reermann aus der Arbeitsgruppe für digitale Signalverarbeitung und Systemtheorie von Prof. Dr. Gerhard Schmidt. Vielen Dank die produktive wissenschaftliche Zusammenarbeit, aber auch für deine Hilfe bei matlab-Problemen und beim Korrekturlesen dieser Arbeit!

Ebenfalls erwähnt werden sollen Anne Kittmann und Christine Kirchhoff aus der Arbeitsgruppe Anorganische Funktionsmaterialien von Prof. Dr. Eckhard Quandt. Vielen Dank für die langen Stunden, die ihr bei Entwicklung und Herstellung der Sensoren im Reinraum verbracht habt und trotzdem danach noch einen klaren Kopf für Diskussionen hattet!

Aus der Arbeitsgruppe für Hochfrequenztechnik von Prof. Dr. Michael Höft möchte ich

mich besonders bei Robert Jahns für den Einstieg in das Thema und bei Phillip Durdaut für die vielen Tipps und Tricks bei den Messungen im MHz-Bereich bedanken.

Julius Schmalz vom Lehrstuhl für integrierte System und Photonik von Prof. Dr. Gerken verdanke ich aufgrund seiner FEM-Simulationen ein deutlich verbessertes Verständnis der Oberflächenwellen.

Vielen Dank auch an Prof. Dr. Jeffrey McCord für Zugang und Unterstützung bei der MOKE-Mikroskopie.

Die Abschließend möchte ich mich noch ganz bei den Berichterstattern Prof. Gerhard Schmidt und Prof Dr. Meinhard Schilling für die Erstellung der Gutachten, sowie den weiteren Mitgliedern der Prüfungskommission Prof. Dr. Jeffrey McCord und Prof. Dr. Eckhard Quandt bedanken.

A Andere magnetische Sensorprinzipien

Induktion Das Faraday'sche Induktionsgesetz beschreibt die Erzeugung (Induktion) einer elektrischen Spannung an den Enden einer Leiterschleife mit der Fläche A , wenn sich der magnetische Fluss Φ_{mag} zeitlich variiert.

$$U_{\text{ind}} = -\frac{d\Phi_{\text{mag}}}{dt} = -\mu_0\mu_r A \frac{dH}{dt} \quad (\text{A.1})$$

Zur Steigerung der induzierten Spannung wird die Fläche der Leiterschleife vergrößert und mit mehreren Windungen umschlossen. Hochpermeable Kernmaterialien (mit hohem μ_r) erhöhen die Empfindlichkeit weiter und ermöglichen somit Messungen mit einer Rauschgrenze von $300 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei 10 Hz und $50 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ oberhalb von 1 kHz [Pra+00]. Mit steigender Frequenz nimmt die Empfindlichkeit zu, wird aber durch die parasitäre Kapazität und die Induktivität der Spule, die einen Bandpass bilden, begrenzt. Demnach werden für hohe Frequenzen Spulen mit weniger Windungen und weniger Fläche verwendet, als für niedrige Frequenzen. Für sehr geringe Frequenzen oder DC-Messungen ist auch ein Modulationsverfahren, z.B. durch Bewegen der Spule möglich. Entscheidende Vorteile von Spulen als Magnetfeldsensor sind der simple, leicht anpassbare Aufbau und die geringe Querempfindlichkeit aufgrund geringer Abhängigkeiten von Materialeigenschaften. Ein weiterer Vorteil ist der einfache Aufbau von Gradiometern mit einer oder mehreren Referenzspulen mit entgegengesetztem Wicklungssinn zur Kompensation von weit entfernten magnetischen Störquellen.

Hall-Effekt Der Hall-Effekt beruht auf der Ablenkung von Ladungsträgern mit der Ladung q in einem Leiter durch die Lorentzkraft $F_{\text{Lor}} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ in einem Magnetfeld \vec{B} . Er führt senkrecht zum Stromfluss zu einem elektrischen Potential, dessen Stärke von der materialspezifischen Hall-Konstante und der Stärke des Magnetfelds abhängt. Hall-Sensoren auf Basis von Halbleitern mit hoher Ladungsträgermobilität sind sehr robust, günstig und können Flussdichten vom Erdmagnetfeld bis zu mehreren Tesla von DC bis zu hohen Frequenzen im MHz-Bereich messen [Len+06].

Mikromechanisch Eine weitere Gruppe von Sensoren basiert ebenfalls auf der Lorentzkraft und nutzt diese zur Anregung mikromechanischer Resonatoren. Der Schwingkörper wird dabei von einem Strom entsprechend seiner Resonanzfrequenz durchflossen und erfährt proportional zum Magnetfeld eine entsprechende periodische Kraft, die das System mechanisch aufschwingen lässt. Die Anwendung reicht von komplett integrierten dreiachsigen Kompassen [Son+15] zu hochempfindlichen optischen Systemen mit Rauschgrenzen unterhalb von $1 \frac{\text{nT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei einer Frequenz von $f = 1 \text{ Hz}$ [Cra+11].

In einem weiteren Ansatz wird ein magnetisch beschichteter Biegebalken mechanisch angeregt und aufgrund des Poleffekts verstimmt [Hon+08]. Der Poleffekt beschreibt das

Drehmoment eines externen Magnetfelds auf einen Biegebalken mit einem magnetischen Moment und führt zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz. Vornehmlich wird er zur Bestimmung des magnetischen Moments einer Probe in einem konstanten sehr starken Testfeld verwendet [Sti+01].

Fluxgate In einem Fluxgate Magnetometer wird ein hochpermeabler Kern mit einem Anregungsfeld in Dreieckform wechselnd positiv und negativ in Sättigung gebracht. Eine zweite Spule misst die Magnetisierung des Kerns. Durch Überlagerung des Anregungsfeldes mit dem zu messenden Magnetfeld tritt die Sättigung in dessen Richtung entsprechend früher ein. Das zu messende Magnetfeld tritt als Seitenband in der zweiten Harmonischen des Anregungssignals von typischer Weise einigen kHz auf und kann dort bei geringem elektrischen Rauschen gemessen werden. Aufgrund der Ausrichtung der Spulen misst ein Fluxgate nur die Komponente eines Magnetfelds parallel zum Anregungsfeld und ermöglicht somit mit mehreren Elementen vektorielle Messungen. Mit einem antiparallelen Aufbau aus zwei Kernen mit entgegengesetzten Anregungsfeldern in einer gemeinsamen Auslesespule wird die Dynamik im Auslesekanal reduziert. Klassische Fluxgates haben meist Abmessungen von mehreren Zentimetern, aufgrund der Betriebsart relativ hohen Energieverbrauch und eine begrenzte Bandbreite von wenigen kHz. Im Gegenzug erreichen sie dafür aber geringes Rauschen von bis zu $1 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei 1 Hz [Koc+01]. In orthogonalen Fluxgates wird die Anregungsspule durch einen Strom im Kern ersetzt und reduziert damit die Abmessungen. Werden diese in der Grundmode mit einem DC-Offset betrieben erreichen sie ein Rauschniveau von $1 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei 1 Hz [But+14]. Ganz ohne Spule kommen Fluxgates auf Basis verdrehter Drähte mit helikaler Anisotropie aus [But+08], deren Rauschniveau jedoch noch drei Größenordnung höher liegt. Ebenfalls in diesem Bereich liegen Fluxgates die mit MEMS-Techniken hergestellt wurden [Lei+12].

Optisch gepumpte atomare Magnetometer Diese Klasse von Magnetometern nutzt die Aufspaltung atomarer Energieniveaus im Magnetfeld durch den Zeemann-Effekt. Gemessen werden Energieniveaus anhand von optischen Übergängen zwischen den Energieniveaus des freien Außenelektrons von Alkalimetallen in einer Gaszelle. Die verwendeten Zustände haben eine begrenzte Halbwertszeit und müssen daher regelmäßig neu mit einem Laser angeregt werden. Nach dem Pumpzyklus wird das zu messende Magnetfeld über die veränderte Transmission des Gases bestimmt. Heizen, erhöhter Gasdruck und geringe Magnetfelder ($B \leq 1 \mu\text{T}$) verringern den Spinaustausch über Stößen zwischen den Atomen und begrenzen dadurch das Schrot-Rauschen [Kom+03]. Die Detektionsgrenze nimmt durch Mittelung mit der Anzahl der Atome und somit proportional zur Wurzel des Volumen ab, kann aber auch durch mehrmaliges Passieren erhöht werden [She+13]. Bei einer Sensorzelle von $0,3 \text{ cm}^2$ wurde in Laboraufbauten ein Detektionslimit von unter $1 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und in integrierten Messköpfen von unter $20 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ im Bereich von 0 – 100 Hz, jedoch nur unter Abschirmung des Erdmagnetfeldes, erreicht [Kim+16].

Eine neue Bauform optische Magnetometer nutzt Fehlstellen in Diamant bei an denen anstatt eines Kohlenstoffatoms ein Stickstoffatom im Kristall gebunden ist. In dieser Konstellation treten besondere Zustände für die Bindungselektronen auf, deren Abstand aufgrund der Zeemann-Aufspaltung linear mit dem Magnetfeld variiert. Mit einem Pumplaser werden diese Zustände angeregt und anhand der Wellenlänge der fluoreszierenden Relaxation kann auf das Magnetfeld geschlossen werden. Die Besonderheit an der Methode ist, dass die räumliche Auflösung des Verfahrens allein durch das optische Auslesen auf ca. 1 μm beschränkt ist [Pha+11]. Das Rauschniveau kann dabei durch das gleichzeitige Ausnutzen mehrerer eng beieinander liegender Fehlstellen auf bis zu $1 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ reduziert werden [Wol+15].

Magneto-resistiv Magneto-resistive Elemente, deren elektrischer Widerstand abhängig von deren Magnetisierung ist, teilen sich in mehrere Untergruppen. Im einfachsten Fall des anisotropen magneto-resistiven Effekts (AMR) ändert sich der den Widerstand der magnetischen Schicht abhängig vom Winkel zwischen der Magnetisierung (abhängig von dem zu messenden Magnetfeld) und dem Stromfluss. Eine größere Widerstandsänderung (engl. Giant Magneto Resistance GMR) ist möglich, wenn zwei ferromagnetische Schichten durch einen ca. 1 nm dicken Isolator getrennt werden. Je nach externem Magnetfeld ordnen sich die Spins in den beiden Schichten parallel oder antiparallel an und verändern dadurch den Widerstand des Systems.

Beim magneto-resistiven Tunneleffekt (TMR) wird eine vergleichbare Schichtfolge genutzt, die Widerstandsmessung jedoch senkrecht durch die Isolationsschicht durchgeführt. Sind die Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten parallel, kommt es aufgrund von Spinpolarisation zu einer erhöhten Zustandsdichte von Elektronen mit Spin parallel zur Magnetisierung. Somit fällt es Elektronen besonders leicht die Barriere zu durchtunneln und der Widerstand ist geringer als bei antiparalleler Magnetisierung. Da sie sich stärker miniaturisieren lassen, wurden GMR-Sensoren mittlerweile durch TMR-Sensoren als Leseköpfe magnetischer Festplatten verdrängt. Die erwähnten Verfahren zeichnen sich allesamt durch eine hohe Messgeschwindigkeit und geringe Detektionsgrenzen unterhalb von $1 \frac{\text{nT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ aus [Stu+05]. Rückkoppelschleifen mit Spulen erweitern den linearen Einsatzbereich, reduzieren jedoch die mögliche Bandbreite auf den MHz-Bereich.

Magnetoimpedanz Bei hohen Frequenzen werden die Ladungsträger durch das sie selbst hervorgerufene Magnetfeld an den Außenrand des Leiters gedrängt und der Widerstand erhöht sich aufgrund des geringeren effektiven Querschnitts. Während die Querschnitte bei üblichen Leitermaterialien wie Kupfer erst im GHz-Bereich um einige μm sinken, ist dies bei Materialien hoher Permeabilität bereits im MHz-Bereich der Fall. Mit einem dünnen Draht hoher Permeabilität können so kleinste Änderungen der Magnetisierung in einem externen Feld als Änderung der Impedanz gemessen werden. Je nach Auslegung von Drahtgeometrie und Betriebselektronik sind dabei geringe Rauschgrenzen bis zu $1 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ möglich [Uch+09].

Magnetoelektrische Komposite Durch mechanische Kopplung überträgt sich die mechanische Spannung von einem magnetostriktiven auf ein piezoelektronisches Material und führt dort zu einer messbaren Ladungsverschiebung. In Dünnschichttechnik hergestellte Komposite sind durch die prozesstechnisch notwendigen Substrate geklemmt, erreichen aber in dessen mechanischer Resonanz niedrige Rauschdichten von ca. $1 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Über Modulationsverfahren lassen sich schmalbandig ca. $100 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ auch außerhalb der Resonanz erreichen, erfordern aber die Erzeugung von entsprechend hochfrequenten Magnetfeldern [Röb+17].

SQUID SQUID steht für die englische Bezeichnung Superconduction Quantum Interference Device, auf Deutsch supraleitende Quanteninterferenzeinheit. Der Sensortyp nutzt das quantenmechanische Phänomen der Flussquantisierung in einem supraleitenden Ring, der auf eine magnetische Flussänderung mit einer gequantelten Stromänderung im Ring reagiert. Um diese kleinen Ströme zu detektieren wird der Ring an zwei Stellen durch Josephson Kontakte unterbrochen, ein kleiner Teststrom hindurch geleitet und die Spannung über den Kontakten gemessen. Ein Josephson Kontakt ist eine wenige nm dicke Isolationsschicht in einem Supraleiter, der aufgrund quantenmechanischer Effekte eine sehr steile Strom-Spannungs-Kennlinie aufweist und damit bei kleinsten Stromänderungen zu einer deutlichen Potentialdifferenz führt. Supraleitung erfordert in den meisten Materialien eine Temperatur im Bereich weniger Kelvin, welche sich nur mit relativ teurer und aufwendiger Kühlung mit flüssigem Helium erreichen lässt. Mit Rauschgrenzen von bis zu $0.3 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ ist die Aufwand jedoch gerechtfertigt [Sch+11]. SQUID-Sensoren mit Betriebstemperaturen oberhalb von der Temperatur von flüssigem Stickstoff sind mit speziellen Materialien möglich, haben auch unter anderem auch deshalb ein höheres Rauschen, weil die Betriebselektronik nur entsprechend geringer gekühlt wird [Len+06].

Literaturverzeichnis

Publikationen mit Eigenbeteiligung

- [Dur+17b] P. Durdaut, J. Reermann, S. Zabel, C. Kirchhof, E. Quandt, F. Faupel, G. Schmidt, R. Knöchel und M. Höft. „Modeling and Analysis of Noise Sources for Thin-Film Magnetolectric Sensors Based on the Delta-E Effect“. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 66.10 (Apr. 2017), 2771–2779 (siehe S. 82–84, 88–90).
- [Jah+14] R. Jahns, S. Zabel, S. Marauska, B. Gojdka, B. Wagner, R. Knöchel, R. Adelung und F. Faupel. „Microelectromechanical magnetic field sensor based on ΔE effect“. In: *Applied Physics Letters* 105.052414 (Aug. 2014) (siehe S. 72).
- [Kit+18] A. Kittmann, P. Durdaut, S. Zabel, J. Reermann, J. Schmalz, B. Spetzler, D. Meyners, N. X. Sun, J. McCord, M. Gerken, G. Schmidt, M. Höft, R. Knöchel, F. Faupel und E. Quandt. „Wide Band Low Noise Love Wave Magnetic Field Sensor System“. In: *Scientific Reports* 8.278 (2018) (siehe S. 107, 108, 117, 118).
- [Ree+15] J. Reermann, G. Schmidt, S. Zabel und F. Faupel. „Adaptive Multi-Mode Combination for Magnetolectric Sensors based on the delta-E Effect“. In: *Procedia Engineering* 120 (2015), 536–539.
- [Ree+16] J. Reermann, S. Zabel, C. Kirchhof, E. Quandt, F. Faupel und G. Schmidt. „Adaptive Readout Schemes for Thin-Film Magnetolectric Sensors Based on the delta-E Effect“. In: *IEEE Sensors Journal* 16.12 (2016), 4891–4900 (siehe S. 41, 92–95).
- [Zab+15] S. Zabel, C. Kirchhof, E. Yarar, D. Meyners, E. Quandt und F. Faupel. „Phase modulated magnetolectric delta-E effect sensor for sub-nano tesla magnetic fields“. In: *Applied Physics Letters* 107.152402 (2015) (siehe S. 65).
- [Zab+16] S. Zabel, J. Reermann, S. Fichtner, C. Kirchhof, E. Quandt, B. Wagner, G. Schmidt und F. Faupel. „Multimode delta-E effect magnetic field sensors with adapted electrodes“. In: *Applied Physics Letters* 108.222401 (2016) (siehe S. 49, 91).

Weitere Literatur

- [159] „IEEE Standard on Magnetostrictive Materials: Piezomagnetic Nomenclature“. In: *IEEE Std 319-1990* (1991) (siehe S. 4).
- [Aha+00] A. Aharoni, L. Pust und M. Kief. „Comparing theoretical demagnetizing factors with the observed saturation process in rectangular shields“. In: *Journal of Applied Physics* 87.9 (2000), 6564–6566 (siehe S. 9, 60).
- [Ash89] M. F. Ashby. „Overview No. 80. On the engineering properties of materials“. In: *Acta Metallurgica* 37.5 (1989), 1273–1293 (siehe S. 54).

- [Atk+93] D. Atkinson, P. T. Squire, M. R. J. Gibbs, S. Atalay und D. G. Lord. „The effect of annealing and crystallization on the magnetoelastic properties of Fe-Si-B amorphous wire“. In: *Journal of Applied Physics* 73.7 (1993), 3411–3417 (siehe S. 19).
- [Azi+96] P. M. Aziz, H. V. Sorensen und J. Van der Spiegel. „An overview of sigma-delta converters: How a 1-bit ADC achieves more than 16-bit resolution“. In: *IEEE Signal Processing Magazine* 13.1 (1996), 61–84 (siehe S. 40).
- [Bao05] M. Bao. *Analysis and Design Principles of MEMS Devices*. Elsevier, 2005 (siehe S. 53).
- [Bec+82] P. Becker, P. Scyfried und H. Siegert. „The lattice parameter of highly pure silicon single crystals“. In: *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 48 (Aug. 1982), 17–21 (siehe S. 123).
- [Ber+99] A. E. Berkowitz und K. Takano. „Exchange anisotropy - a review“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 200.1-3 (1999), 552–570 (siehe S. 9).
- [Ber86] G. Bertotti. „Some considerations on the physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 54-57.PART 3 (1986), 1556–1560 (siehe S. 60).
- [Blo+92] F. R. Blom, S. Bouwstra, M. Elwenspoek und J. H. J. Fluitman. „Dependence of the quality factor of micromachined silicon beam resonators on pressure and geometry“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 10.1 (1992), 19–26 (siehe S. 53).
- [Bre+08] M. J. Brennan, I. Kovacic, A. Carrella und T. P. Waters. „On the jump-up and jump-down frequencies of the Duffing oscillator“. In: *Journal of Sound and Vibration* 318.4-5 (2008), 1250–1261 (siehe S. 85).
- [But+08] M. Butta, P. Ripka, S. Atalay, F. Atalay und X. Li. „Fluxgate effect in twisted magnetic wire“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 320.20 (2008). Proceedings of the 18th International Symposium on Soft Magnetic Materials, 974–978 (siehe S. II).
- [But+14] M. Butta und I. Sasada. „Method for Offset Suppression in Orthogonal Fluxgate with Annealed Wire Core“. In: *Sensor Letters* 12.8 (2014), 1295–1298 (siehe S. II).
- [Cra+11] G. A. Cranch, C. G. Askins, G. A. Miller und C. K. Kirkendall. „Characterization of a high mechanical-Q fiber laser Lorentz force dc magnetometer“. In: *Review of Scientific Instruments* 82.4 (2011), 2011–2014 (siehe S. I).
- [Cul+11] B. Cullity und C. Graham. *Introduction to Magnetic Materials*. 2. Aufl. Wiley, 2011 (siehe S. 8).
- [Duf18] G. Duffing. *Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz und ihre technische Bedeutung*. Sammlung Vieweg. F. Vieweg & Sohn, 1918 (siehe S. 85).
- [Dur+17a] P. Durdaut, S. Salzer, J. Reermann, V. Röbbisch, P. Hayes, A. Piorra, D. Meyners, E. Quandt, G. Schmidt, R. Knöchel und M. Höft. „Thermal-Mechanical Noise in Resonant Thin-Film Magnetolectric Sensors“. In: *IEEE Sensors Journal* 17.8 (Apr. 2017), 2338–2348 (siehe S. 81).

- [Dyk28] K. S. V. Dyke. „The Piezo-Electric Resonator and Its Equivalent Network“. In: *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* 16.6 (Juni 1928), 742–764 (siehe S. 33).
- [Fic+15] S. Fichtner, T. Reimer, S. Chemnitz, F. Lofink und B. Wagner. „Stress controlled pulsed direct current co-sputtered AlScN as piezoelectric phase for micromechanical sensor applications“. In: *APL Mater.* 3.116102 (2015) (siehe S. 123).
- [Flo07] S. Flohrer. „Analyse der dynamischen Magnetisierungsprozesse nanokristalliner Weichmagnete“. In: *Dissertation, Technische Universität Dresden* (2007) (siehe S. 60).
- [Gib+96] M. R. J. Gibbs, C. Shearwood, J. L. Dancaster, P. E. M. Frere und A. J. Jacobs-Cook. „Piezomagnetic tuning of a micromachined resonator“. In: *IE-EE Transactions on Magnetics* 32.5 PART 2 (1996), 4950–4952 (siehe S. 78).
- [Gmb13] M. GmbH. *Ätzen von Silizium*. [Online; geladen am 02-Feb-2018]. 2013-11-07 (siehe S. 66).
- [Goj+11] B. Gojdka, R. Jahns, K. Meurisch, H. Greve, R. Adelung, E. Quandt, R. Knoechel und F. Faupel. „Fully integrable magnetic field sensor based on delta-E effect“. In: *Appl. Phys. Lett.* 99.223502 (2011) (siehe S. 78).
- [Goj12] B. Gojdka. „New Concepts for Functional 0-3 Nanocomposites and Magnetic Field Sensors“. In: *Dissertation, Christian-Albrechts-Universität Kiel* (2012) (siehe S. 8).
- [Gre+10] H. Greve, E. Woltermann, H.-J. Quenzer, B. Wagner und E. Quandt. „Giant magnetoelectric coefficients in (Fe₉₀Co₁₀)₇₈Si₁₂B₁₀-AlN thin film composites“. In: *Applied Physics Letters* 96.182501 (2010) (siehe S. 19).
- [Gue+04] V. H. Guerrero und R. C. Wetherhold. „Strain and stress calculation in bulk magnetostrictive materials and thin films“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 271.2-3 (2004), 190–206 (siehe S. 19).
- [Her02] G. Herzer. „Effect of domain size on the magneto-elastic damping in amorphous ferromagnetic metals“. In: *Zeitschrift für Metallkunde* 93.10 (2002), 978–982 (siehe S. 60).
- [Hon+08] J. W. van Honschoten, W. W. Koelmans, S. M. Konings, L. Abelmann, M. Elwenspoek, J. van Honschoten, W. W. Koelmans und J. W. van Honschoten. „Nanotesla torque magnetometry using a microcantilever“. In: *Proceedings of Eurosensors XXII, the European Conference on Solid-State Transducers* (2008), 597–600 (siehe S. 21, I).
- [Inm13] D. J. Inman. *Engineering Vibrations*. 4. Aufl. Pearson, 2013 (siehe S. 31, 43).
- [Ino+88] M. Inoue, N. Fujita, Y. Tsueoi und T. Fujii. „Diminution of micro-eddy-current losses in magneto-surface-acoustic-wave propagation utilizing multilayered magnetostrictive film separated by insulating layers“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 27.S1 (1988), 169–171 (siehe S. 60).
- [Ino90] M. Y.N.T. F. Inoue. „Love-type magneto-surface-acoustic-wave in multilayered highly magnetostrictive films separated by insulating layers“. In: *IEEE Transaction on Magnetics* 26.5 (1990), 1465–1467 (siehe S. 119).

- [Jah+11] R. Jahns, H. Greve, E. Woltermann, E. Quandt und R. H. Knochel. „Noise Performance of Magnetometers With Resonant Thin-Film Magnetolectric Sensors“. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 60.8 (2011), 2995–3001 (siehe S. 81).
- [Jak+97] B. Jakoby und M. J. Vellekoop. „Properties of Love waves: Applications in sensors“. In: *Smart Materials and Structures* 6.6 (1997), 668–679 (siehe S. 99).
- [Jud+07] J. A. Judge, D. M. Photiadis, J. F. Vignola, B. H. Houston und J. Jarzynski. „Attachment loss of micromechanical and nanomechanical resonators in the limits of thick and thin support structures“. In: *Journal of Applied Physics* 101.013521 (2007) (siehe S. 54).
- [Kel+04] R. Kellogg und A. Flatau. „Wide Band Tunable Mechanical Resonator Employing the ΔE Effect of Terfenol-D“. In: *Journal of Intelligent Materials Systems and Structures* 15.5 (2004), 355–368 (siehe S. 19, 87).
- [Kim+16] Y. J. Kim und I. Savukov. „Ultra-sensitive Magnetic Microscopy with an Optically Pumped Magnetometer“. In: *Scientific Reports* 6.4 (2016), S. 24773 (siehe S. II).
- [Kit49] C. Kittel. „Physical theory of ferromagnetic domains“. In: *Review of Modern Physics* 21.4 (1949), 541–583 (siehe S. 5).
- [Koc+01] R. H. Koch und J. R. Rozen. „Low-noise flux-gate magnetic-field sensors using ring- and rod-core geometries“. In: *Applied Physics Letters* 78.13 (2001), 1897–1899 (siehe S. II).
- [Kom+03] I. K. Kominis, T. W. Kornack, J. C. Allred und M. V. Romalis. „A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer“. In: *Nature* 422.6932 (2003), 596–599 (siehe S. II).
- [Kos+91] J. A. Kosinski, J. G. Gualtieri und A. Ballato. „Thermal expansion of alpha quartz“. In: *Proceedings of the 45th Annual Symposium on Frequency Control 1991*. 1991, 22–28 (siehe S. 121).
- [Kul+14] A. Kulkarni, K. Meurisch, I. Teliban, R. Jahns, T. Strunskus, A. Piorra, R. Knöchel und F. Faupel. „Giant magnetoelectric effect at low frequencies in polymer-based thin film composites“. In: *Applied Physics Letters* 104.2 (2014), 1–5 (siehe S. 71).
- [Kwo+13] J. S. Kwong, B. Leithäuser, J.-W. Park und C.-M. Yu. „Diagnostic value of magnetocardiography in coronary artery disease and cardiac arrhythmias: A review of clinical data“. In: *International Journal of Cardiology* 167.5 (2013), 1835–1842 (siehe S. 1).
- [Lag+12] E. Lage, C. Kirchhof, V. Hrkac, L. Kienle, R. Jahns, R. Knöchel, E. Quandt und D. Meyners. „Exchange biasing of magnetoelectric composites“. In: *Nature Materials* 11.6 (2012), 523–529 (siehe S. 63).
- [Lag+14] E. Lage, N. O. Urs, V. Röbisch, I. Teliban, R. Knöchel, D. Meyners, J. McCord und E. Quandt. „Magnetic domain control and voltage response of exchange biased magnetoelectric composites“. In: *Applied Physics Letters* 104.13 (2014), 2012–2016 (siehe S. 9, 62, 89).
- [Lei+12] J. Lei, C. Lei und Y. Zhou. „MEMS Technology in the Fabrication of Flux-gate Sensor with Micro-Solenoid Cores“. In: *Automation Equipment and Systems*. Bd. 468. Advanced Materials Research. Trans Tech Publications, März 2012, 1836–1839 (siehe S. II).

- [Len+06] J. Lenz und A. S. Edelstein. „Magnetic sensors and their applications“. In: *IEEE Sensors Journal* 6.3 (2006), 631–649 (siehe S. 124, I, IV).
- [Li+07] P. Li und R. Hu. „On the air damping of flexible microbeam in free space at the free-molecule regime“. In: *Microfluidics and Nanofluidics* 3.6 (2007), 715–721 (siehe S. 53).
- [Li+12] W. Y. Li, P. Dhagat und A. Jander. „Surface Acoustic Wave Magnetic Sensor using Gallenol Thin Film“. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 48.11 (2012), 4100–4102 (siehe S. 118).
- [Lif+99] R. Lifshitz und M. L. Roukes. „Thermoelastic Damping in Micro- and Nano-Mechanical Systems“. In: *Phys. Rev. B, cond-mat* 61.8 (1999), 5600–5609. eprint: 9909271 (siehe S. 54).
- [Lud+02] A. Ludwig und E. Quandt. „Optimization of the ΔE effect in thin films and multilayers by magnetic field annealing“. In: *IEEE Trans. Magn.* 38.5 (2002), 2829–2831 (siehe S. 19).
- [Lud+99] K. Ludwig, W. König und V. Schmidtchen. *Metalle und Macht: 1000 bis 1600*. Propyläen-Technikgeschichte. Propyläen-Verlag, 1999 (siehe S. 1).
- [Mar+12] S. Marauska, R. Jahns, H. Greve, E. Quandt, R. Knöchel und B. Wagner. „MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 22.065024 (2012) (siehe S. 72).
- [Mar+13] S. Marauska, R. Jahns, C. Kirchhof, M. Claus, E. Quandt, R. Knöchel und B. Wagner. „Highly sensitive wafer-level packaged MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 189 (2013), 321–327 (siehe S. 72–74).
- [May99] I. D. Mayergoyz. *Handbook of giant magnetostrictive materials*. Elsevier, 1999 (siehe S. 18).
- [McC04] J. McCord. „Irregular domain patterns in structured magnetic thick films“. In: *Journal of Applied Physics* 95.11 II (2004), 6855–6857 (siehe S. 62).
- [McC15] J. McCord. „Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 48.333001 (2015) (siehe S. 6, 112).
- [Meh07] H. Mehrer. *Diffusion in Solids: Fundamentals, Methods, Materials, Diffusion-Controlled Processes*. Springer Series in Solid-State Sciences. Springer Berlin Heidelberg, 2007 (siehe S. 122).
- [MET] METGLAS®. *Magnetic 2605SA1 Alloy - General Properties, Characteristics*. Online; [<https://metglas.com/magnetic-materials/>] Geladen am 19. Oktober 2017 (siehe S. 60, 71).
- [Mor01] D. P. Morgan. *Surface Acoustic Wave Devices*. John Wiley und Sons, Inc., 2001 (siehe S. 101, 102, 104).
- [Nan+13] T. Nan, Y. Hui, M. Rinaldi und N. X. Sun. „Self-biased 215 MHz magnetoelectric NEMS resonator for ultra-sensitive DC magnetic field detection.“ In: *Sci. Rep.* 3.1985 (2013) (siehe S. 78, 125).
- [Pat+14] A. Paté, J.-L. Le Carrou und B. Fabre. „Predicting the decay time of solid body electric guitar tones“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 135.5 (2014), 3045–3055 (siehe S. 54).

- [Pha+11] L. M. Pham, D. Le Sage, P. L. Stanwix, T. K. Yeung, D. Glenn, A. Trifonov, P. Cappellaro, P. R. Hemmer, M. D. Lukin, H. Park, A. Yacoby und R. L. Walsworth. „Magnetic field imaging with nitrogen-vacancy ensembles“. In: *New Journal of Physics* 13.045021 (Apr. 2011). eprint: 1207 . 3339 (siehe S. III).
- [Pra+00] R. Prance, T. Clark und H. Prance. „Ultra low noise induction magnetometer for variable temperature operation“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 85.1-3 (Aug. 2000), 361–364 (siehe S. I).
- [RH13] W. R. Rainer Hilzinger. *Magnetic Materials Fundamentals, Products, Properties, Applications*. Publicis Publishing Erlangen, 2013 (siehe S. 59).
- [Rob06] D. Robbes. „Highly sensitive magnetometers-a review“. In: *Sensors and Actuators, A: Physical* 129.1-2 SPEC. ISS. (2006), 86–93 (siehe S. 125).
- [Röb+15] V. Röbisch, E. Yarar, N. Urs, I. Teliban, R. Knöchel, J. McCord, E. Quandt und D. Meyners. „Exchange biased magnetoelectric composites for magnetic field sensor application by frequency conversion“. In: *Journal of Applied Physics* 117.17B513 (2015) (siehe S. 89).
- [Röb+17] V. Röbisch, S. Salzer, N. O. Urs, J. Reermann, E. Yarar, A. Piorra, C. Kirchhof, E. Lage, M. Höft, G. U. Schmidt, R. Knöchel, J. McCord, E. Quandt und D. Meyners. „Pushing the detection limit of thin film magnetoelectric heterostructures“. In: *Journal of Materials Research* 32.06 (2017), 1009–1019 (siehe S. IV).
- [Sar+00] Z Sarkozi, K Mackay und J. C. Peuzin. „Elastic properties of magnetostrictive thin films using bending and torsion resonances of a bimorph“. In: *Journal of Applied Physics* 88.10 (2000), 5827–5832 (siehe S. 14, 18).
- [Sch+09] R. Schäfer und A. Hubert. *Magnetic Domains*. Bd. 40. Springer, 2009 (siehe S. 6).
- [Sch+11] M Schmelz, R Stolz, V Zakosarenko, T Schönau, S Anders, L Fritzsche, M Mück und H.-G. Meyer. „Field-stable SQUID magnetometer with sub-fT/sqrt(Hz) resolution based on sub-micrometer cross-type Josephson tunnel junctions“. In: *Superconductor Science and Technology* 24.065009 (2011) (siehe S. IV).
- [Sch+16] S. Schmid, L. G. Villanueva und M. L. Roukes. *Fundamentals of Nanomechanical Resonators*. 1st. Springer Publishing Company, Incorporated, 2016 (siehe S. 53, 54).
- [She+13] D. Sheng, S. Li, N. Dural und M. V. Romalis. „Subfemtotesla scalar atomic magnetometry using multipass cells“. In: *Physical Review Letters* 110.16 (2013), 1–5. eprint: arXiv:1208.1099v1 (siehe S. II).
- [Smo+03] P. Smole, W. Ruile, C. Korden, a. Ludwig, E. Quandt, S. Krassnitzer und P. Pongratz. „Magnetically tunable SAW-resonator“. In: *IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003* (Mai 2003), 903–906 (siehe S. 118).
- [Son+15] S. Sonmezoglu, M. Li und D. A. Horsley. „Force-rebalanced Lorentz force magnetometer based on a micromachined oscillator“. In: *Applied Physics Letters* 106.093504 (2015) (siehe S. I).

- [Spe17] B. Spetzler. „Magneto elastische Modellierung von deltaE Effekt Sensoren“. In: *Masterarbeit, Christian-Albrechts-Universität, Kiel* (2017) (siehe S. 14).
- [Squ+95] P. T. Squire, D. Atkinson und S. Atalay. „Magnetostrictive and Magnetoelastic Properties of rapidly quenched wire“. In: *IEEE Transaction on Magnetics* 31.2 (1995), 1239–1248 (siehe S. 12, 72).
- [Squ95] P. T. Squire. „Domain model for magnetoelastic behaviour of uniaxial ferromagnets“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 140-144.PART 3 (1995), 1829–1830 (siehe S. 16).
- [Sta+17] M. Staruch, M.-T. Yang, J. Li, C. Dolabdjian, D. Viehland und P. Finkel. „Frequency reconfigurable phase modulated magnetoelectric sensors using ΔE effect“. In: *Applied Physics Letters* 111.3 (2017), 2–6 (siehe S. 78, 79).
- [Sti+01] B. C. Stipe, H. J. Mamin, T. D. Stowe, T. W. Kenny und D. Rugar. „Magnetic Dissipation and Fluctuations in Individual Nanomagnets Measured by Ultrasensitive Cantilever Magnetometry“. In: *Physical Review Letters* 86.13 (März 2001), 2874–2877 (siehe S. II).
- [Sto+48] E. C. Stoner und E. P. Wohlfarth. „A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 240.826 (1948), 599–642 (siehe S. 11).
- [Stu+05] N. A. Stutzke, S. E. Russek, D. P. Pappas und M. Tondra. „Low-frequency noise measurements on commercial magnetoresistive magnetic field sensors“. In: *Journal of Applied Physics* 97.10 (2005), 10Q107 (siehe S. III).
- [Suz+04] T. Suzuki und K. Ouchi. „Crystal orientation of Mn-Ir antiferromagnetic films for exchange-biased soft-magnetic underlayer in perpendicular recording media“. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 40.4 II (2004), 2347–2349 (siehe S. 62).
- [Tim21] P. S. Timoshenko. „LXVI. On the correction for shear of the differential equation for transverse vibrations of prismatic bars“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 41.245 (1921), 744–746 (siehe S. 44).
- [Top+13] V. Topolov, P. Bisegna und C. Bowen. *Piezo-Active Composites: Orientation Effects and Anisotropy Factors*. Springer Series in Materials Science. Springer Berlin Heidelberg, 2013 (siehe S. 30).
- [Uch+09] T. Uchiyama, S. Nakayama, K. Mohri und K. Bushida. „Biomagnetic field detection using very high sensitivity magnetoimpedance sensors for medical applications“. In: *physica status solidi (a)* 206.4 (2009), 639–643 (siehe S. III).
- [Urs+14] N. O. Urs, I. Teliban, A. Piorra, R. Knöchel, E. Quandt und J. McCord. „Origin of hysteretic magnetoelastic behavior in magnetoelectric 2-2 composites“. In: *Applied Physics Letters* 105.20 (2014), 2012–2017 (siehe S. 17).
- [VE+09] C. A. Van Eysden und J. E. Sader. „Frequency response of cantilever beams immersed in compressible fluids with applications to the atomic force microscope“. In: *Journal of Applied Physics* 106.094904 (2009) (siehe S. 53).
- [W.48] P. M. W. *Electromechanical Transducers and Wave Filters*. Princeton:Van Nostrand, 1948 (siehe S. 33).

- [Wei96] H. Weinstock. *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*. Springer, 1996, S. 703 (siehe S. 40).
- [Wie+89] R. F. Wiegert und M. Levy. „Enhanced magnetically tunable attenuation and relative velocity of 0.6 GHz Rayleigh waves in nickel thin films“. In: *Applied Physics Letters* 54.11 (1989), 995–997 (siehe S. 118).
- [Wol+15] T. Wolf, P. Neumann, K. Nakamura, H. Sumiya, T. Ohshima, J. Isoya und J. Wrachtrup. „Subpicotesla diamond magnetometry“. In: *Physical Review X* 5.4 (2015), 1–10. eprint: 1411.6553 (siehe S. III).
- [Yam+80] M. Yamaguchi, K. Hashimoto, H. Kogo und M. Naoe. „Variable SAW delay line using amorphous TbFe₂film“. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 16.5 (Sep. 1980), 916–918 (siehe S. 118).
- [Yar+03] G. G. Yaralioglu, A. S. Ergun, B. Bayram, E. Haeggström und B. T. Khuri-Yakub. „Calculation and measurement of electromechanical coupling coefficient of capacitive micromachined ultrasonic transducers.“ In: *IEEE Trans UFFC* 50.4 (2003), 449–456 (siehe S. 35).
- [Yar+16a] E. Yarar, S. Salzer, V. Hrkac, A. Piorra, M. Höft, R. Knöchel, L. Kienle und E. Quandt. „Inverse bilayer magnetoelectric thin film sensor“. In: *Applied Physics Letters* 109.022901 (2016) (siehe S. 51).
- [Yar+16b] E. Yarar, V. Hrkac, C. Zamponi, A. Piorra, L. Kienle und E. Quandt. „Low temperature aluminum nitride thin films for sensory applications“. In: *AIP Advances* 6.7 (2016), 1–13 (siehe S. 67).
- [Yim+74] W. M. Yim und R. J. Paff. „Thermal expansion of AlN, sapphire, and silicon“. In: *Journal of Applied Physics* 45.3 (1974), 1456–1457 (siehe S. 123).
- [Yok+92] N. Yokokawa, S. Tanaka, T. Fujii und M. Inoue. „Love-type surface-acoustic waves propagating in amorphous iron-boron films with multilayer structure“. In: *Journal of Applied Physics* 72.2 (1992), 360–366 (siehe S. 119).
- [Yum+04] K. Yum, Z. Wang, A. P. Suryavanshi und M. F. Yu. „Experimental measurement and model analysis of damping effect in nanoscale mechanical beam resonators in air“. In: *Journal of Applied Physics* 96.7 (2004), 3933–3938 (siehe S. 53).
- [Zho+13] H. Zhou, A. Talbi, N. Tiercelin und O. B. Matar. „Theoretical and Experimental Study of Multilayer Piezo-magnetic Structure Based Surface Acoustic Wave Devices for High Sensitivity Magnetic Sensor“. In: *2013 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)* (2013), 212–215 (siehe S. 18).
- [Zho+14] H. Zhou, A. Talbi, N. Tiercelin und O. Bou Matar. „Multilayer magnetostrictive structure based surface acoustic wave devices“. In: *Applied Physics Letters* 104.114101 (2014) (siehe S. 119).
- [Wik16] Wikipedia Autor Kraaiennest. *Duffing frequency response*. [Online; geladen am 18-Aug-2017]. 2016. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Duffing_frequency_response.svg (siehe S. 85).

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Dissertation nach Inhalt und Form meine eigene Arbeit ist und von mir selbst verfasst worden ist, wobei mir mein Doktorvater Herr Prof. Dr. Franz Faupel beratend zur Seite stand. Die Arbeit war weder in Teilen noch im Ganzen Bestandteil eines früheren Prüfungsverfahrens und ist an keiner anderen Stelle zur Prüfung eingereicht. Der Inhalt der Arbeit wurde in Teilen in meinen wissenschaftlichen Publikationen veröffentlicht. Dies ist in der Arbeit entsprechend vermerkt. Die Arbeit ist nach bestem Wissen und Gewissen konform mit den Regeln guter wissenschaftlicher Praxis, welche durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft festgelegt sind.

Ort

Datum

Sebastian Zabel