

Untersuchung und Optimierung von Empfindlichkeit und Rauschverhalten magnetoelektrischer Sensoren

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

(Dr.-Ing.)



der Technischen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Robert Jahns

Kiel

2013

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Reinhard Knöchel

2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Eckhard Quandt

3. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Wuttig

Datum der mündlichen Prüfung: 11. Juni 2013

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 855 „Magnetoelektrische Verbundwerkstoffe - biomagnetische Schnittstellen der Zukunft“ am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Technischen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.

Für die Betreuung meiner Dissertation und die damit verbundene fortwährende Unterstützung danke ich Prof. Dr.-Ing. Reinhard Knöchel und Prof. Dr.-Ing. Eckhard Quandt. Weiterhin möchte ich Prof. Dr.-Ing. Manfred Wuttig für die Begutachtung meiner Arbeit danken.

Allen Kollegen vom Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik möchte ich zudem für die gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima danken. Mein besonderer Dank gilt hierbei Holger Runkowske und Dr. Iulian Teliban für die vielen Diskussionen und die Unterstützung während der Entstehung dieser Arbeit. Zudem haben im Rahmen ihrer Abschlussarbeiten Dipl.-Ing. Florian Marx, Dipl.-Ing. Martin Falb, Dipl.-Ing. Leif-Peer Röstel, Dipl.-Ing. Jan Paul Kroll, B. Sc. Sebastian Salzer, B. Sc. Larissa Welsch und B. Sc. Denis Baron wertvolle Unterstützung geleistet, für die ich mich hiermit bedanken möchte.

Ohne die interdisziplinäre Zusammenarbeit im Rahmen des SFB 855 wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Hierfür möchte ich mich insbesondere bei Dipl.-Phys. F. Argin, Prof. F. Faupel, Dr. B. Gojdka, Dr. H. Greve, M. Sc. A. Santillan Guzman, M. Sc. C. Kirchhof, Dr. M. Krantz, Dr. A. Kulkarni, Dipl.-Ing. E. Lage, Dipl.-Phys. S. Marauska, Prof. J. McCord, Dipl.-Ing. K. Meurisch, Dr. D. Meyners, Dr. M. Muthuraman, Prof. G. Schmidt, Dipl.-Ing. A. Piorra, M. Sc. N. Onur Urs, Dipl.-Ing. E. Woltermann und M. Sc. S. Zabel bedanken.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Evie und meinen Kindern Leo und Lotte für die tolle Unterstützung während dieser Zeit.

Kurzfassung

Bei magnetoelektrischen (ME-) Sensoren handelt es sich um hochempfindliche Magnetfeldsensoren, die im Gegensatz zu supraleitenden Quanteninterferenzeinheiten (SQUIDs) bei Raumtemperatur eingesetzt werden können. Durch ihre hohe Empfindlichkeit und geringe Rauschgrenze sind ME-Sensoren prinzipiell dazu geeignet, biomagnetische Felder zu detektieren.

Die Untersuchung und Optimierung der Empfindlichkeit und des Rauschverhaltens magnetoelektrischer Dünnschicht-Sensoren stellen das Thema dieser Arbeit dar. Hierzu werden zunächst die verschiedenen Rauschquellen von Sensor und rauscharmen Vorverstärker analysiert. Dadurch ist es einerseits möglich, das Rauschspektrum von ME-Magnetometern zu berechnen und mit Messergebnissen zu vergleichen. Andererseits erlaubt die analytische Betrachtung des Rauschverhaltens aber auch eine Optimierung des Signal-Rausch-Verhältnisses. Für die messtechnische Bestimmung der Rauschgrenze wird zudem ein eigen entwickelter, mehrfach geschirmter Messstand näher erläutert.

Um die Empfindlichkeit magnetoelektrischer Sensoren insbesondere im biomagnetisch relevanten Frequenzbereich zwischen 0.1 Hz und 100 Hz zu erhöhen, wird weiterhin ein neuartiges Frequenzumsetzungsverfahren vorgestellt, welches die Empfindlichkeit im Vergleich zu herkömmlichen Messverfahren um 3 Größenordnungen steigern kann. Zudem wird gezeigt, dass herkömmliche ME-Sensoren mit veränderter Auslesetechnik auch frequenzmoduliert ausgelesen werden können. Durch die Kombination zweier ME-Sensoren zu einer "Stimmgabel", ist es schließlich möglich, mechanische Störeinflüsse soweit zu reduzieren, dass mit einer rauschoptimierten Ausleseelektronik magnetische Signale einer tiefen Hirnstimulation detektiert werden können.

Abstract

Magnetolectric (ME) sensors are highly sensitive magnetic field sensors, which are contrary to superconducting quantum interference devices (SQUIDs) applicable at room temperature. Due to their high sensitivity and low noise level ME sensors are in principle suitable for the detection of biomagnetic fields.

The investigation and optimization of the sensitivity and the noise behavior of ME sensors are the scope of this work. Therefore it is necessary to analyze the different noise sources of the sensor and the low noise pre-amplifier. On the one hand, this offers the possibility to calculate the noise spectrum of ME magnetometers, which then can be compared with measurement results. On the other hand, the analytical view of the noise behavior allows an optimization of the signal-to-noise ratio. For the noise level detection a specially developed, multiple shielded measurement setup will be described.

In order to improve the sensitivity of magnetolectric sensors in a biomagnetic relevant frequency range between 0.1 Hz and 100 Hz, a new frequency conversion technique will be presented. This technique enhances the sensitivity of ME sensors by currently up to three orders of magnitude in comparison to state of the art measurements. Furthermore it will be shown, that it is possible to achieve frequency modulated readout of conventional ME sensors with an adapted readout technique. Finally, a combination of two ME sensors in a tuning fork approach leads to a suppression of external vibration distortions and thus, allows the detection of magnetic fields, caused by deep brain stimulation.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. ME-Koeffizient	3
2.2. Impedanzcharakterisierung	6
2.2.1. Ersatzschaltbild	6
2.2.2. Messungen mit LCR-Meter	6
3. Rauschen und Empfindlichkeit	12
3.1. Intrinsische Rauschquellen	12
3.1.1. Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Phase bzw. des Verstärker-Rückkoppelnetzwerkes	12
3.1.2. Thermisch induzierte Schwingungen des Sensors	13
3.1.3. Barkhausenrauschen der magnetostriktiven Phase	15
3.1.4. Spannungsrauschen des Verstärkers	16
3.1.5. Stromrauschen (Schottrauschen) des Verstärkers	16
3.2. Rauschberechnung ME-Magnetometer	17
3.2.1. Spannungsverstärker	17
3.2.2. Ladungsverstärker	21
3.2.3. Vergleich Ladungs- und Spannungsverstärker	25
3.2.4. Signal-Rausch-Verhältnis und dessen Optimierung	26
3.3. Messaufbau und Abschirmung	34
3.4. Messergebnisse und Auswertung	37
3.4.1. Rauschverhalten AD 745	37

3.4.2.	Vergleich Spannungs- und Ladungsverstärker	40
3.4.3.	AlN basierter Dünnschicht ME-Sensor	45
3.4.4.	MEMS basierte ME-Sensoren	50
3.4.5.	PZT basierter Dünnschicht ME-Sensor mit Interdigital-Elektroden	64
3.4.6.	AlN basierter Dünnschicht ME-Sensor mit Exchange-Bias	71
3.4.7.	AlN basierter Dünnschicht ME-Sensor mit 170 Hz Resonanzfrequenz	76
4.	Modulation von ME-Sensoren	82
4.1.	Frequenzumsetzung in der magnetostriktiven Schicht	82
4.1.1.	Verwendeter Sensor	82
4.1.2.	Beschreibung des Verfahrens	84
4.1.3.	Messergebnisse und Auswertung	92
4.1.4.	Barkhausenrauschen	95
4.2.	Frequenzmodulation von MEMS-basierten ME-Sensoren	101
4.2.1.	Verwendeter Sensor	101
4.2.2.	Beschreibung des Verfahrens	101
4.2.3.	Messergebnisse und Auswertung	103
5.	Detektion von Hirnschrittmachersignalen	107
5.1.	Hirnschrittmacher	107
5.2.	Ausleseelektronik	109
5.3.	Kopfphantom	113
5.4.	Demonstratorsystem	115
5.5.	Reduzierung von mechanischen Störeinkopplungen	117
5.6.	Messergebnisse	124
6.	Zusammenfassung und Ausblick	128
	Literaturverzeichnis	131
	Publikationen mit eigener Beteiligung	136

Patentanmeldungen	138
Symbolverzeichnis	139
A. Ausführliche Berechnung zur Impedanzcharakterisierung	143
B. Ausführliche Rauschberechnung	145
B.1. Sensor und Spannungsverstärker	145
B.2. Sensor und Ladungsverstärker	152

1. Einleitung

Magnetoelektrische (ME-) Sensoren sind hochempfindliche Magnetfeldsensoren, die bei Raumtemperatur arbeiten. Der direkte magnetoelektrische Effekt führt hierbei zu einer elektrischen Polarisierung P des Sensors in Abhängigkeit von einem angelegten Magnetfeld der Feldstärke H [1, S. 2]. Zwar kann der Effekt auch in einphasigen Verbindungen insbesondere bei tiefen Temperaturen beobachtet werden, ist hier jedoch nur sehr schwach ausgeprägt [2, S. R127].

Sehr hohe Empfindlichkeiten mit Rauschgrenzen im Pico-Tesla Bereich können dagegen mit mehrphasigen Kompositen, bestehend aus magnetostruktiven und piezoelektrischen Werkstoffen erreicht werden [3]. Hierbei kommt es durch den magnetostruktiven Effekt zu einer mechanischen Verformung des Sensors und in Folge einer mechanischen Kopplung mit dem piezoelektrischen Material, zu einer elektrischen Polarisierung. Diese kann in Form einer elektrischen Spannung oder einer elektrischen Ladung abgegriffen werden.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB 855 „Magnetoelektrische Verbundwerkstoffe - biomagnetische Schnittstellen der Zukunft“, in dem diese Arbeit entstanden ist, sollen Dünnschicht ME-Sensoren für die Anwendung im medizinischen Bereich entwickelt werden. Der Hauptvorteil magnetoelektrischer Sensoren für biomagnetische Messungen liegt darin, dass auf eine aufwendige Kühlung verzichtet werden kann. Heute zur Verfügung stehende Systeme für Magnetokardiographie (MKG) und Magnetoenzephalographie (MEG) beruhen auf supraleitenden Quanteninterferenzeinheiten (SQUIDS), die für den Betrieb flüssiges Helium bzw. Stickstoff benötigen. Dies macht die Systeme für den Einsatz im klinischen Alltag häufig zu kostspielig, obwohl diese in vielen Bereichen Vorteile gegenüber den elektrischen Pendanten EKG und EEG aufweisen [4].

Um das Ziel der Anwendbarkeit von ME-Sensoren bei biomagnetischen Messungen erreichen zu können, ist im SFB 855 eine enge interdisziplinäre Zusammenarbeit zwischen den Bereichen Physik (Grundlagenforschung), Materialwissenschaft (Sensorentwicklung und Fertigung), Elektrotechnik (Sensorcharakterisierung und Signalverarbeitung) sowie der Medizin (Anwendung) notwendig. Diese Arbeit ist im Bereich der Elektrotechnik entstanden und hat einerseits das Ziel, Dünnschicht ME-Sensoren bzgl. ihres Impedanz- und Rauschverhaltens zu charakterisieren. Mit diesen Erkenntnissen soll eine rauscharme Ausleselektronik für ME-Sensoren entwickelt werden, die möglichst auch ein empfindliches Auslesen im Frequenzbereich biomagnetischer Signale bei wenigen Hertz erlaubt. Weitere Punkte der Arbeit sind die Untersuchung nichtlinearer Effekte und Auswirkungen der Einkopplung von Störsignalen im Sensor, sowie deren Unterdrückung. Abschließend wird die grundlegende Eignung magnetoelektrischer Sensoren für biomagnetische Messungen über die Detektion von Magnetfeldern der tiefen Hirnstimulation untersucht.

2. Grundlagen

2.1. ME-Koeffizient

Der ME-Koeffizient α_{ME} ist eine wichtige Kennzahl für magnetoelektrische Sensoren. Er gibt die Änderung der elektrischen Feldstärke E in Abhängigkeit von der Änderung der angelegten magnetischen Feldstärke H an [1, S. 3-5]:

$$\begin{aligned}\alpha_{ME} &= \frac{\partial E}{\partial H} \\ &= \frac{\partial E}{\partial \sigma} \times \frac{\partial \sigma}{\partial \lambda} \times \frac{\partial \lambda}{\partial H} \\ &= \frac{d_{ij}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,ii}} k_c d_{kl}^m\end{aligned}\tag{2.1}$$

mit σ als mechanischer Spannung, λ als magnetostriktiver Dehnung, d_{ij} als piezoelektrischem Koeffizienten, ε_0 als Permittivität des Vakuums, $\varepsilon_{r,ii}$ als relativer Permittivität der piezoelektrischen Phase, k_c als Kopplungskoeffizienten zwischen magnetostriktiver und piezoelektrischer Phase und d_{kl}^m als piezomagnetischem Koeffizienten. Die Einheit des ME-Koeffizienten α_{ME} wird im allgemeinen in $V/cmOe$, d.h. im Gaußschen CGS-Einheitensystem angegeben. Bei Magnetfeldsensoren ist es jedoch üblich, die magnetische Flussdichte in Tesla zu verwenden. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit CGS-Einheiten ausschließlich im Zusammenhang mit dem ME-Koeffizienten benutzt.

Beim piezoelektrischen und piezomagnetischen Koeffizienten, sowie bei der relativen Permittivität handelt es sich um entsprechende Tensoren. Da in der vorliegenden Arbeit jedoch vorrangig Sensoren im LT-Modus [1, S. 18-19] untersucht werden, d.h. die Magnetisierung erfolgt longitudinal und der Abgriff der elektrischen Polarisation transversal

hierzu, vereinfacht sich die Rechnung folgendermaßen:

$$\alpha_{ME, L-T} = \frac{d_{31}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33}} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \quad (2.2)$$

Hierbei wird das in Abbildung 2.1 gezeigte Orthogonalsystem zur Beschreibung piezoelektrischer Materialien zugrunde gelegt, bei dem der Vektor der elektrischen Polarisation P in die 3-Richtung zeigt. Beim piezomagnetischen Koeffizienten zeigt die Magnetisierung in die 3-Richtung.

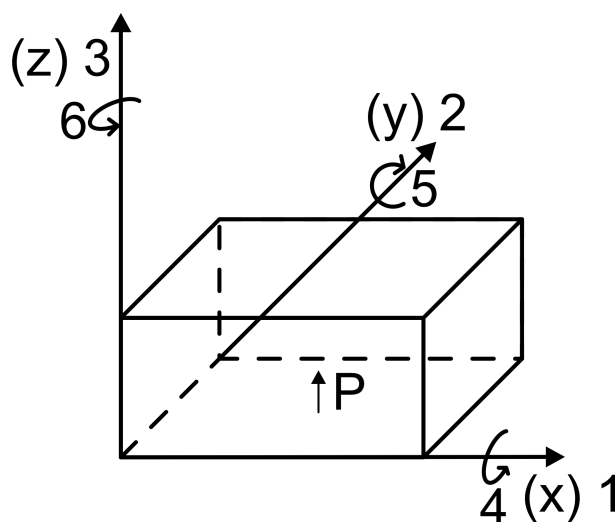


Abbildung 2.1.: Orthogonalsystem zur Beschreibung piezoelektrischer Materialien

Weiterhin handelt es sich bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Sensoren um 2-2 Laminates, d.h. der Sensor besteht aus übereinander liegenden Schichten aus piezoelektrischen und magnetostriktiven Materialien. Dadurch ergibt sich für den Sensor die Struktur eines Plattenkondensators, wobei die elektrische Spannung bzw. Ladung an den „Kondensatorplatten“ abgegriffen wird und das Dielektrikum die Spannung bzw. Ladung in Abhängigkeit von der angelegten magnetischen Feldstärke generiert. Der typische Aufbau eines solchen Sensors als Biegebalken (Cantilever) wird in Abbildung 2.2 dargestellt. Abbildung 2.3 zeigt den Längsschnitt des Sensors.

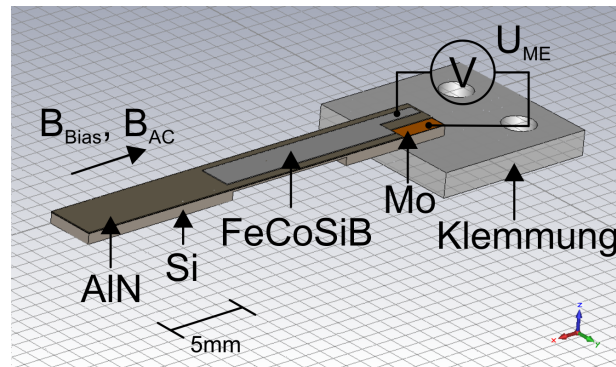


Abbildung 2.2.: Typischer Aufbau eines ME-Sensors als 2-2 Laminat im L-T Modus

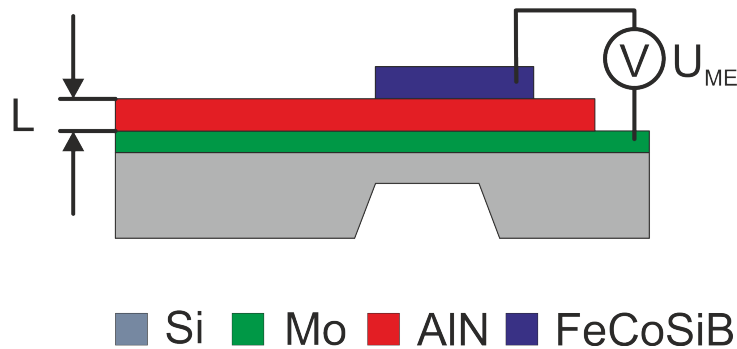


Abbildung 2.3.: Schematischer Längsschnitt eines typischen ME-Sensors

Der Sensor besteht aus einem Silizium (Si) Substrat, welches zur Einstellung der Resonanzfrequenz mit einem Graben versehen sein kann. Darauf befindet sich eine Molybdän (Mo) Schicht, die als Unterelektrode elektrisch kontaktiert wird. Ihr folgt eine Schicht von piezoelektrischem Aluminiumnitrid (AlN). Die Oberelektrode des Sensors wird schließlich durch eine amorphe magnetostruktive Eisen-Kobalt-Silizium-Bor (FeCoSiB) Legierung gebildet. Für die ME-Leerlaufspannung U_{ME} am Ausgang eines 2-2 Laminats im LT-Modus ergibt sich dann folgende Gleichung:

$$\begin{aligned}
 U_{ME} &= \alpha_{ME, LT} \cdot L \cdot H_{AC} \\
 &= \frac{d_{31}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33}} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \cdot L \cdot H_{AC}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

wobei es sich bei L um die Dicke der piezoelektrischen Schicht und bei H_{AC} um die Feldstärke des angelegten magnetischen Wechselfeldes handelt.

2.2. Impedanzcharakterisierung

2.2.1. Ersatzschaltbild

Abbildung 2.4 zeigt das elektrische Ersatzschaltbild eines piezoelektrischen Resonators nach [5, S. 58], erweitert um die elektrischen Verluste der piezoelektrischen Schicht.

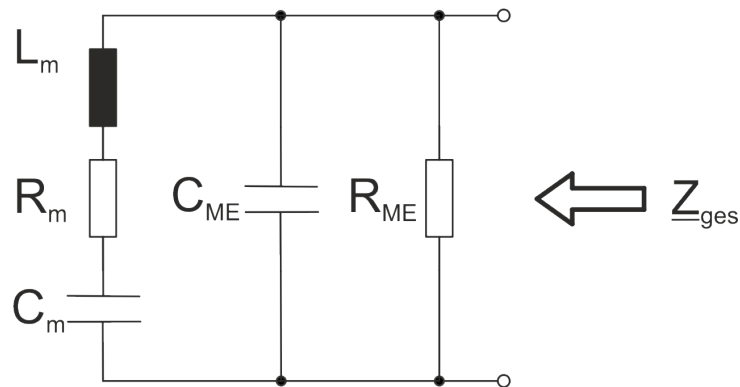


Abbildung 2.4.: Ersatzschaltbild der Klemmenimpedanz eines ME-Sensors

Durch den Aufbau in Form eines Plattenkondensators ergibt sich für die in dieser Arbeit untersuchten Sensoren für die ME-Kapazität C_{ME} :

$$C_{ME} = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33} \cdot A}{L} \quad (2.4)$$

mit A als Fläche der Elektroden, $\varepsilon_{r,33}$ als relativer Permittivität und L als Dicke der piezoelektrischen Schicht. Die elektrischen Verluste in Form von Leitfähigkeits- und Umpolarisierungsverlusten werden in R_{ME} zusammengefasst:

$$R_{ME} = \frac{1}{\omega \cdot C_{ME} \cdot \tan\delta} \quad (2.5)$$

Hierbei handelt es sich bei ω um die Kreisfrequenz des magnetischen Wechselfeldes und bei $\tan\delta$ um den Verlustwinkel. Die mechanische Resonanz des Sensors wird durch einen parallel geschalteten Reihenschwingkreis, bestehend aus L_m , R_m und C_m beschrieben.

2.2.2. Messungen mit LCR-Meter

Die Größen des elektrischen Ersatzschaltbildes aus Abbildung 2.4 können leicht mit einem LCR-Meter bestimmt werden. Hierbei wird an die piezoelektrische Sensorschicht eine

elektrische Spannung mit einstellbarer Amplitude und Frequenz angelegt und hierzu phasenrichtig der Strom durch den Sensor gemessen. Hieraus ergibt sich die Sensorimpedanz in Abhängigkeit von der Frequenz.

Abbildung 2.5 zeigt die Messwerte für einen typischen ME-Sensor¹. Hierbei wird die komplexe Sensorimpedanz \underline{Z}_{ges} in die Kapazität C_{ges} und den Verlustwinkel $\tan\delta_{ges}$ zerlegt:

$$\begin{aligned}\underline{Z}_{ges} &= R_{ges} + jX_{ges} \\ &= \frac{1}{\omega \cdot C_{ges} \cdot \tan\delta_{ges}} - j\frac{1}{\omega \cdot C_{ges}}\end{aligned}\quad (2.6)$$

Die Messung erfolgt mit einem LCR-Meter ST2819 von Source Tronics.

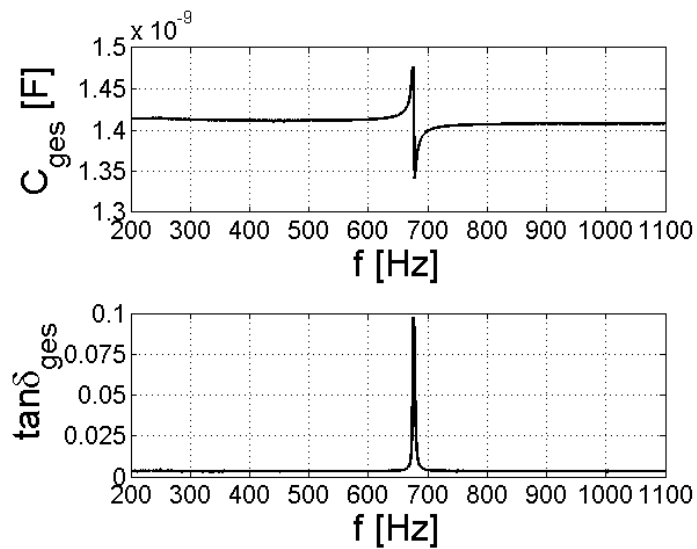


Abbildung 2.5.: Messwerte C_{ges} und $\tan\delta_{ges}$ eines typischen ME-Sensors

¹der hier verwendete Sensor wird in Abschnitt 3.4.3 näher beschrieben und untersucht

Für den Sensor ergibt sich eine mechanische Resonanz von $f_{res} = 676.5 \text{ Hz}$. In Resonanz kompensieren sich die zu L_m und C_m gehörenden Impedanzen des Reihenschwingkreises und es gilt:

$$\begin{aligned} C_{ME} &= C_{ges}(f_{res}) \\ &= 1.41 \text{ nF} . \end{aligned} \quad (2.7)$$

Der Wert für C_{ME} ist im betrachteten Bereich frequenzunabhängig. Unterhalb der Resonanzfrequenz wirkt der Reihenschwingkreis kapazitiv, d.h. C_{ges} steigt an, oberhalb wirkt der Reihenschwingkreis induktiv, d.h. C_{ges} fällt ab. Weit außerhalb der Resonanz wirkt sich der Schwingkreis nicht mehr aus. Somit ergeben sich für C_{ges} zwei Extremwerte bei den Frequenzen $f_u = 675 \text{ Hz}$ und $f_o = 678 \text{ Hz}$, die später für die Bestimmung von C_m herangezogen werden.

Der Verlustwinkel $\tan\delta_{ges}$ beinhaltet in Resonanz auch die mechanischen Verluste des Schwingkreises und steigt somit bis zur Resonanzfrequenz an. Außerhalb der Resonanz können dagegen die elektrischen Verluste des piezoelektrischen Materials bestimmt werden. Diese sind im betrachteten Frequenzbereich konstant. Es gilt:

$$\begin{aligned} \tan\delta &= \tan\delta_{ges}(f \gg f_{res}) \\ &= 0.003 . \end{aligned} \quad (2.8)$$

In Resonanz können hieraus die Verluste $\tan\delta_m$ des Resonators bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \tan\delta_m(f_{res}) &= \tan\delta_{ges}(f_{res}) - \tan\delta \\ &= 0.094 . \end{aligned} \quad (2.9)$$

Diese Verluste sind frequenzabhängig, da sie z. B. auch Luftreibung beinhalten. In Resonanz ergibt sich für R_m :

$$\begin{aligned} R_m(f_{res}) &= \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f_{res} \cdot C_{ges}(f_{res}) \cdot \tan\delta_m(f_{res})} \\ &= 1.78 \text{ M}\Omega \end{aligned} \quad (2.10)$$

Der Wert für C_m ergibt sich aus den Frequenzen f_u oder f_o bei den Extremwerten der gemessenen Kapazität C_{ges} in Abbildung 2.5 (eine ausführliche Herleitung befindet sich

in Anhang A):

$$\begin{aligned}
 C_m &= \frac{f_o^2 - f_{res}^2}{R_m \cdot 2\pi \cdot f_{res}^3} \\
 &= \frac{-f_u^2 + f_{res}^2}{R_m \cdot 2\pi \cdot f_{res}^3} \\
 &= 0.59 \text{ pF}
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Mit Hilfe der Resonanzfrequenz lässt sich hieraus auch L_m bestimmen:

$$\begin{aligned}
 L_m &= \frac{1}{(2\pi \cdot f_{res})^2 \cdot C_m} \\
 &= 94.3 \text{ kH} .
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

Abbildung 2.6 zeigt die aus dem Ersatzschaltbild in Abbildung 2.4 berechneten Werte für $C_{ges,ESB}$ und $\tan\delta_{ges,ESB}$ und vergleicht diese mit den Messwerten C_{ges} und $\tan\delta_{ges}$ aus Abbildung 2.5.

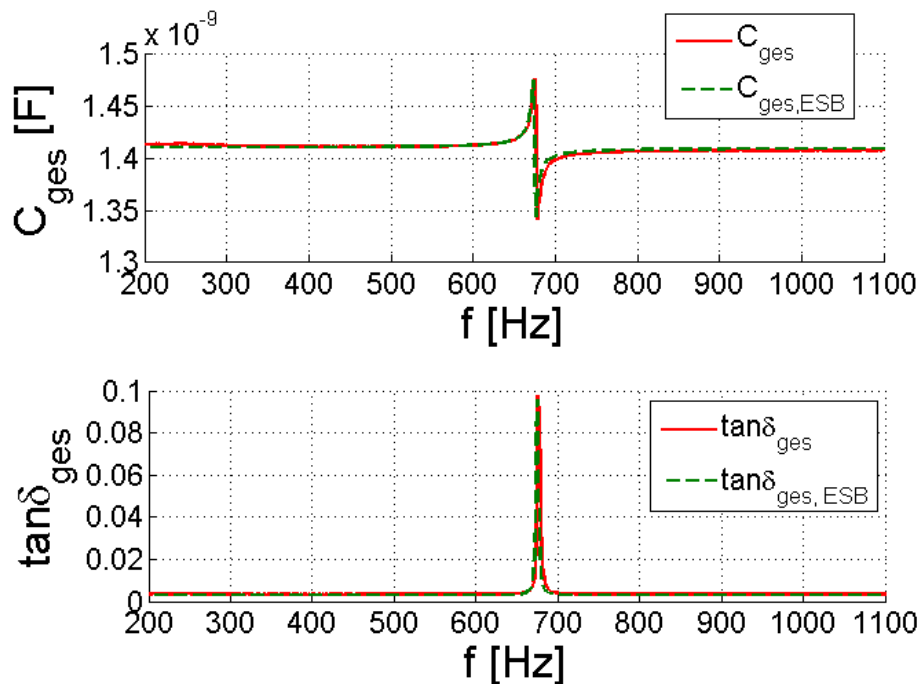


Abbildung 2.6.: Vergleich von Ersatzschaltbild und Messwerten für C_{ges} und $\tan\delta_{ges}$ eines typischen ME-Sensors

Abbildung 2.7 zeigt die entsprechende Ortskurve der Gesamtadmittanz Y_{ges} . Für die berechneten Werte gilt:

$$Y_{ges} = 1/(R_m + j(\omega \cdot L_m - 1/(\omega \cdot C_m))) + j\omega \cdot C_{ME} + \omega \cdot C_{ME} \cdot \tan\delta . \quad (2.13)$$

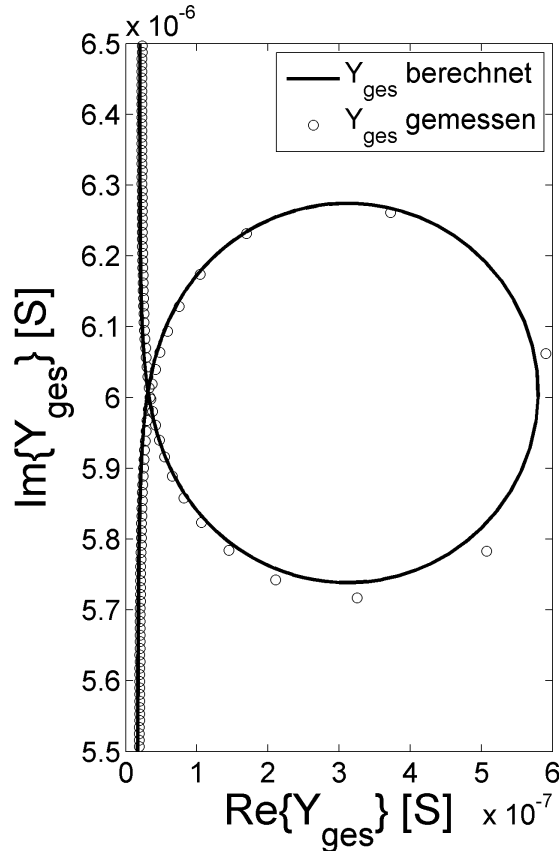


Abbildung 2.7.: Ortskurve der Gesamtadmittanz Y_{ges} eines typischen ME-Sensors

Die nahezu senkrechte Linie innerhalb der Ortskurve entspricht hierbei der ME-Kapazität C_{ME} , wobei der Realteil durch den Widerstand R_{ME} vorgegeben wird. Der Kreis wird durch den Serienschwingkreis, bestehend aus L_m , R_m und C_m , gebildet. Insgesamt geben die Werte für L_m , C_m , R_m , C_{ME} und R_{ME} das reale Impedanzverhalten des Sensors somit gut wieder. Für die Güte Q des Reihenschwingkreises ergibt sich:

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{R_m} \cdot \sqrt{\frac{L_m}{C_m}} \\ &= 226 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Dieser Wert stimmt exakt mit dem später aus der Halbwertsbreite der Resonanzkurve in Abschnitt 3.4.3 bestimmten Wert überein.

Die Bestimmung des Impedanzverhaltens mit dem LCR-Meter über den inversen piezoelektrischen Effekt eignet sich insbesondere dazu, Verschiebungen der Resonanzfrequenz z.B. durch den ΔE -Effekt [6] schnell und präzise zu messen. Entsprechende Resonanzmessungen über den ME-Effekt nehmen deutlich mehr Zeit in Anspruch. In Abschnitt 4.2 wird die Impedanzcharakterisierung zudem für ein Verfahren zur Frequenzmodulation von ME-Sensoren genutzt.

3. Rauschen und Empfindlichkeit

In diesem Kapitel sollen die intrinsischen Rauschquellen eines ME-Magnetometers näher untersucht werden. Dies beinhaltet nicht nur die Rauschquellen des Sensors selbst, wie Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Phase, Barkhausen-Rauschen der magnetostriktiven Phase oder thermisch induzierte Schwingungen des Sensors, sondern auch die Rauschquellen des nachfolgenden rauscharmen Verstärkers, wie Spannungsrauschen, Stromrauschen (Schrottrauschen) oder Johnson-Nyquist-Rauschen im Rückkoppelnetzwerk. Durch die Einbeziehung aller relevanten Rauschquellen lässt sich schließlich das Gesamtrauschen am Ausgang des ersten rauscharmen Verstärkers berechnen und mit den Messergebnissen vergleichen.

Stand der Technik bei der Rauschanalyse von ME-Sensoren ist die messtechnische Bestimmung des äquivalenten magnetischen Rauschpegels ohne Einbeziehung eines zugrunde liegenden Rauschmodells [3, 7] und Signal-Rausch-Verhältnis Betrachtungen ausschließlich in Bezug auf die Frequenz [8] und das Sensorvolumen [9] im Bereich niedriger Frequenzen. Die Einbeziehung des Verstärkerrauschens in ein erstes Rauschmodell wird nur für die Bestimmung des Effektivwertes der Rauschspannung im Zeitbereich genutzt [10].

3.1. Intrinsische Rauschquellen

3.1.1. Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Phase bzw. des Verstärker-Rückkoppelnetzwerkes

Johnson-Nyquist-Rauschen (auch als thermisches Rauschen, Wärmerauschen oder Widerstandsrauschen bezeichnet) beruht auf Verlusten durch thermisch angeregte Bewegung

von Ladungsträgern in einem Leiter. Es handelt sich um so genanntes weißes Rauschen, d.h. alle Frequenzen sind im Rauschspektrum gleich stark vertreten. Laut Nyquist [11] lässt sich der Effektivwert der Rauschspannung U_t folgendermaßen berechnen:

$$U_t = \sqrt{4k_B T R \Delta f} \quad (3.1)$$

mit k_B als Boltzmannkonstante, T als Temperatur in Kelvin, R als Ohm'schem Widerstand und Δf als Rauschbandbreite des Systems. Für die entsprechende Rauschspannungsdichte E_t folgt somit:

$$\begin{aligned} E_t &= \frac{U_t}{\sqrt{\Delta f}} \\ &= \sqrt{4k_B T R} \end{aligned} \quad (3.2)$$

3.1.2. Thermisch induzierte Schwingungen des Sensors

Mechanisch-thermisches Rauschen ist eine wichtige Rauschquelle für die meisten mikromechanischen Sensoren, wie Drucksensoren, kapazitive Mikrofone, Beschleunigungssensoren [12], Rasterkraftmikroskope [13, 14] usw. Aus diesem Grund wird diese Rauschquelle auch in die Betrachtung von ME-Sensoren mit einbezogen.

Mechanisch-thermisches Rauschen ist hierbei ein Analogon zum Johnson-Nyquist Rauschen in elektrischen Leitern. Der von Nyquist gefundene Zusammenhang in Gleichung 3.2 lässt sich auch auf einen mechanischen gedämpften harmonischen Oszillator übertragen [12]:

$$F = \sqrt{4k_B T R_{mech}} \quad (3.3)$$

mit F als spektraler Dichte der fluktuierenden Kraft und R_{mech} als mechanischem Widerstand. Für den mechanischen Widerstand des Oszillators gilt:

$$R_{mech} = \frac{k}{Q \cdot \omega_0} \quad (3.4)$$

mit k als Federkonstante, Q als Güte und ω_0 als Resonanzfrequenz des mechanischen Oszillators.

Um die spektrale Dichte der Auslenkung des Oszillators zu berechnen, muss die Übertragungsfunktion $G(f)$ des gedämpften harmonischen Oszillators, die sich aus dem Frequenzgang der Amplitude $A(f)$ ergibt, mit einbezogen werden:

$$|\underline{G}(f)| = \frac{A(f)}{F/k} = \frac{A(f)}{A(f=0)} = \frac{1}{\sqrt{(1 - (\frac{f}{f_0})^2)^2 + (\frac{f}{f_0 Q})^2}}. \quad (3.5)$$

Mit Hilfe der Federkonstanten k ergibt sich die spektrale Dichte der Auslenkung des Oszillators schließlich zu [12]:

$$\begin{aligned} Z_{tw}(f) &= \sqrt{4k_B T R_{mech}} \cdot |\underline{G}(f)| \cdot \frac{1}{k} \\ &= \sqrt{\frac{4 \cdot k_B \cdot T}{\omega_0 \cdot k \cdot Q \cdot \left[(1 - (\frac{f}{f_0})^2)^2 + (\frac{f}{f_0 Q})^2 \right]}}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Diese Gleichung ist auch für die spektrale Rauschdichte der Auslenkung der Spitze des Biegebalkens gültig [15]. Bei der mechanischen Resonanzfrequenz f_0 vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$Z_{tw}(f_0) = \sqrt{\frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot Q}{\omega_0 \cdot k}}. \quad (3.7)$$

Die Güte Q und die Resonanzfrequenz f_0 eines ME-Sensors lassen sich aus der Messung der Resonanzkurve bestimmen. Die Federkonstante k kann für einen homogenen Biegebalken allg. nach folgender Gleichung berechnet werden [16, S. 653]:

$$\begin{aligned} k &= \frac{3 \cdot E \cdot I}{b^3} \\ &= \frac{E \cdot w \cdot t^3}{4 \cdot b^3} \end{aligned} \quad (3.8)$$

mit E als Elastizitätsmodul, I als Trägheitsmoment, w als Breite, t als Dicke und b als Länge des Biegebalkens. Bei Substrat basierten ME-Sensoren reicht es im Allgemeinen aus, für die Berechnung der Federkonstanten nur das Silizium-Substrat zu berücksichtigen. Müssen hingegen alle Schichten berücksichtigt werden, wie zum Beispiel bei MEMS basierten ME-Sensoren, kann folgende Gleichung für die Berechnung der Federkonstanten verwendet werden [17]:

$$k_{ms} = \frac{3 \cdot \sum_{i=1}^N E_i I_i}{b^3} \quad (3.9)$$

mit N als Anzahl der Schichten, E_i als effektivem E-Modul und I_i als Trägheitsmoment der jeweiligen Schicht.

Um von der Auslenkung der Spitze des Biegebalkens auf die entsprechende ME-Spannung umzurechnen, kann ein Versuchsaufbau mit Laser und optischen Positionssensor verwendet werden, der über eine Reflexionsmessung die Auslenkung des Sensors bestimmen kann. Hierbei erhält man den Umrechnungsfaktor $\frac{dU_{ME}}{dZ}$, der die ME-Spannung in Abhängigkeit von der Auslenkung Z des Biegebalkens in Richtung der z -Achse wiedergibt. Somit folgt für die spektrale Dichte des äquivalenten Spannungsrauschens am Sensorausgang:

$$E_{tv}(f) = |\underline{Z}_{tv}(f)| \cdot \frac{dU_{ME}}{dZ}. \quad (3.10)$$

Da für die in dieser Arbeit untersuchten Sensoren die thermisch induzierten Schwingungen des Sensors noch keine dominante Rolle spielen, werden diese zwar der Vollständigkeit halber in die allg. Rauschberechnung in Abschnitt 3.2 mit einbezogen, nicht aber in die Auswertung der Messergebnisse in Abschnitt 3.4. Speziell bei Sensoren mit sehr hohen Güten, wie sie beispielsweise im Vakuum erreicht werden, kann diese Rauschquelle jedoch in Zukunft eine signifikante Rolle spielen.

3.1.3. Barkhausenrauschen der magnetostriktiven Phase

Als Barkhauseneffekt oder Barkhausenrauschen bezeichnet man die sprunghafte Änderung der Magnetisierung von ferromagnetischen Werkstoffen bei einer stetigen Änderung des magnetischen Feldes. Die Ursache hierfür ist ein Pinning der Domänenwände an Fehlstellen im Material. Bis heute gibt es zwar eine ganze Reihe von phänomenologischen Ansätzen [18], die zum Teil auch die statistischen Eigenschaften der Domänenwandbewegungen beschreiben, jedoch keine geschlossene Theorie.

Der Effekt wird in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung genutzt, um Fehlstellen oder Spannungen im Material zu detektieren. Bei ME-Sensoren wird durch Barkhausenrauschen die Rauschgrenze bei einer Frequenzumsetzung in der magnetostriktiven Phase jedoch heraufgesetzt. Aus diesem Grund wird im Abschnitt 4.1 näher auf diese Problematik eingegangen.

3.1.4. Spannungsrauschen des Verstärkers

Das Rauschmodell jedes Operationsverstärkers kann durch drei Rauschquellen an seinem Eingang beschrieben werden [19, 20]. Hierbei handelt es sich um eine ideale Spannungsquelle mit der Rauschspannungsdichte E_n in Reihe zu einem der Eingänge und zwei ideale Stromquellen mit den Rauschstromdichten $I_{n+,-}$ parallel zu jedem Eingang. Die Rauschspannungsdichte liegt bei rauscharmen Operationsverstärkern meist in einem Bereich zwischen $1 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ und $5 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ bei einer Frequenz von $1 kHz$. Unterhalb der Eckfrequenz (i. A. $< 100 Hz$) kommt zum ansonsten weißen Rauschen ein Anteil von $1/f$ Rauschen dazu. Spannungsrauschen beinhaltet mehrere verschiedene Rauschquellen im Operationsverstärker und kann nicht aus anderen Parametern berechnet werden.

3.1.5. Stromrauschen (Schottrauschen) des Verstärkers

Das Stromrauschen des Operationsverstärkers hängt stark von der Art der Transistoren in der Eingangsstufe ab [19]. Es liegt im Allgemeinen in der Größenordnung $\frac{fA}{\sqrt{Hz}}$ für Feldeffekttransistoren und $\frac{pA}{\sqrt{Hz}}$ für Bipolartransistoren. Die Ursache für das Stromrauschen von Operationsverstärkern ist Schottrauschen. Der Bias-Strom an den beiden Eingängen des Operationsverstärkers muss zunächst eine Potentialbarriere überwinden, wobei die einzelnen Ladungsträger diese nicht gleichmäßig, sondern statistisch schwankend durchlaufen. Es ergibt sich der von Schottky [21] gefundene Zusammenhang für die spektrale Rauschdichte $I_{sh}/\sqrt{\Delta f}$:

$$I_{sh}/\sqrt{\Delta f} = \sqrt{2qI_{DC}} \quad (3.11)$$

mit q als Elementarladung, I_{DC} als Gleichstrom und Δf als Rauschbandbreite.

Das Stromrauschen an den beiden Eingängen eines spannungsrückgekoppelten Operationsverstärkers ist in guter Näherung unkorreliert und hat in etwa die gleiche Amplitude [19]. Die Beschreibung im Ersatzschaltbild kann somit entweder mit zwei unkorrelierten Rauschquellen $I_{n1,2}$ an den beiden Eingängen des Verstärkers oder aber mit nur einer Rauschquelle I_n zwischen den beiden Eingängen erfolgen. Es gilt hierbei $I_n = I_{n+} = I_{n-}$. Unterhalb der sogenannten Eckfrequenz (i. A. $< 100 Hz$) kommt zum ansonsten weißen

Rauschen ein Anteil von $1/f$ Rauschen dazu.

Das Stromrauschen spielt insbesondere bei hohen Impedanzen der Quelle eine Rolle (siehe Abschnitt 3.2). Bei ME-Sensoren wirkt es sich daher insbesondere bei niedrigen Frequenzen aus.

3.2. Rauschberechnung ME-Magnetometer

Das Gesamtrauschen eines ME-Magnetometers setzt sich maßgeblich aus dem Rauschen des Sensors und dem des nachfolgenden rauscharmen Vorverstärkers zusammen. Die dominanten Rauschquellen wurden dabei im vorigen Abschnitt aufgelistet. Wie groß hierbei der Einfluss jeder Rauschquelle auf das Gesamtrauschen am Ausgang des Verstärkers ist, soll im Folgenden für zwei verschiedene Verstärkertypen berechnet werden. Die folgenden Ergebnisse wurden bereits in [49] veröffentlicht.

3.2.1. Spannungsverstärker

Das Ersatzschaltbild des Spannungsverstärkers mit ME-Sensor und den beteiligten Rauschquellen ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Für den ME-Sensor selbst werden nur die ME-Kapazität C_{ME} und die elektrischen Verluste in Form von R_{ME} herangezogen, da das Resonanzverhalten in U_{ME} bzw. E_{tv} berücksichtigt wird.

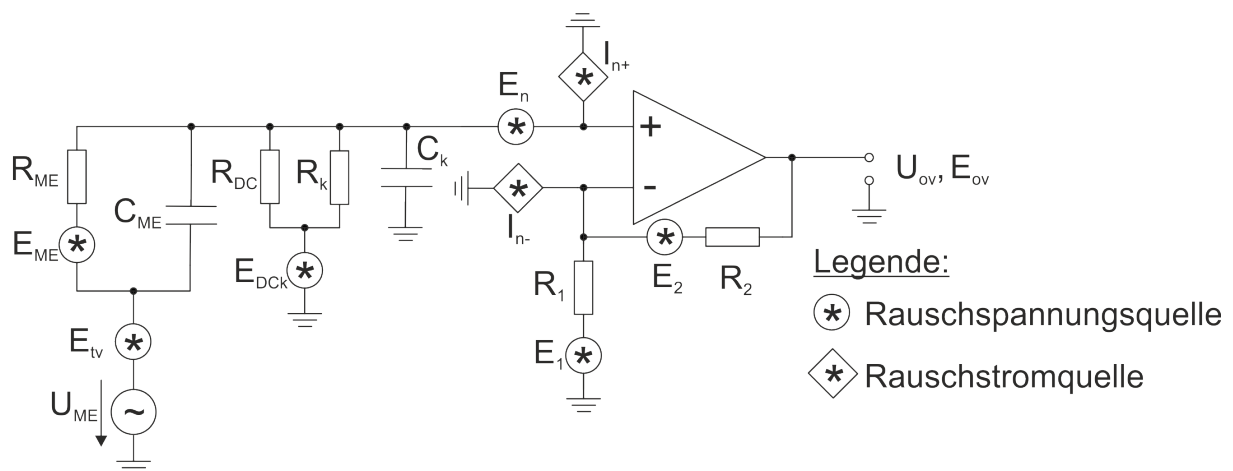


Abbildung 3.1.: Ersatzschaltbild ME-Sensor und Spannungsverstärker mit Rauschquellen

3. Rauschen und Empfindlichkeit

Bei E_{ME} , E_{DCk} , E_1 und E_2 handelt es sich um Johnson-Nyquist Rauschquellen, wobei sich die zugehörigen Rauschspannungsdichten wie in Gleichung 3.2 beschrieben berechnen lassen. Bei E_{tv} handelt es sich um eine durch thermisch induzierte Schwingungen des Sensors hervorgerufene Rauschspannungsdichte, die sich wie in Gleichung 3.10 gezeigt bestimmen lässt. Bei E_n und I_{n+} bzw. I_{n-} handelt es sich schließlich um das Spannungsrauschen bzw. das Stromrauschen des Verstärkers. In den entsprechenden Datenblättern sind die oberen Rauschgrenzen für diese beiden Rauschquellen meist vermerkt. Um diese Größen und insbesondere auch die jeweilige Eckfrequenz für das 1/f Rauschen genau zu bestimmen, ist jedoch eine separate Messung für jede Serie von Verstärkern notwendig, wie in Abschnitt 3.4.1 gezeigt wird.

Eine Besonderheit des Spannungsverstärkers stellt der zusätzlich benötigte Widerstand R_{DC} dar. Der am nicht invertierenden Eingang benötigte Bias-Strom müsste ohne R_{DC} vollständig durch den DC-Anteil von R_{ME} fließen. Die über R_{ME} abfallende Gleichspannung würde dann mit dem Faktor $(1 + R_2/R_1)$ verstärkt an den Ausgang gelangen und könnte diesen in Sättigung bringen. Aus diesem Grund muss R_{DC} so gewählt werden, dass die Bias-Spannung am nicht invertierenden Eingang des Verstärkers nicht zu einer Sättigung des Ausgangs führt.

Bei C_k und R_k handelt es sich um die Kapazität bzw. die Verluste des Dielektrikums des Kabels zwischen Sensor und Verstärker. Zudem beinhalten C_k und R_k zur vereinfachten Berechnung auch die Eingangskapazität bzw. den Eingangswiderstand des verwendeten Operationsverstärkers.

Zur weiteren Vereinfachung sei:

$$\underline{Z}_{ME} = \frac{1}{1/R_{ME} + j\omega C_{ME}} \quad (3.12)$$

die Impedanz des ME-Sensors, sowie:

$$\underline{Z}_{DCk} = \frac{1}{\frac{1}{R_{DC}} + \frac{1}{R_k} + j \cdot \omega \cdot C_k} \quad (3.13)$$

die Impedanz der Parallelschaltung aus R_{DC} , R_k und C_k und weiterhin:

$$\underline{Z}_{MEDCk} = \frac{1}{\frac{1}{\underline{Z}_{ME}} + \frac{1}{\underline{Z}_{DCk}}} \quad (3.14)$$

die Impedanz der Parallelschaltung aus \underline{Z}_{ME} und \underline{Z}_{DCk} .

Die Spannungsverstärkung G_v der reinen Operationsverstärkerschaltung wird durch die Rückkoppelwiderstände R_1 und R_2 bestimmt:

$$G_v = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \quad (3.15)$$

Zusätzlich beschreibt $G_{v,ges}$ die Verstärkung der ME-Leerlaufspannung U_{ME} :

$$\begin{aligned} G_{v,ges} &= \frac{U_{ov}}{U_{ME}} \\ &= \left| \frac{\underline{Z}_{DCk}}{\underline{Z}_{DCk} + \underline{Z}_{ME}} \right| \cdot \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \\ &\stackrel{\approx}{\underset{\tan\delta \ll 1}{\approx}} \underbrace{\frac{C_{ME}}{C_k + C_{ME}}}_{\approx 1 \text{ für } C_{ME} \gg C_k} \cdot G_v . \end{aligned} \quad (3.16)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die Verstärkung der ME-Spannung von der Kabelkapazität C_k zwischen Sensor und Spannungsverstärker abhängt. Die hier verwendeten Koaxialkabel haben im Allgemeinen einen Kapazitätsbelag von $100 \text{ pF}/m$. Somit ist es bei kleiner ME-Kapazität C_{ME} insbesondere wichtig, auf kurze Kabellängen zwischen Sensor und Spannungsverstärker zu achten. Da C_k aber auch die Eingangskapazität des Operationsverstärkereingangs beinhaltet, gilt im Allgemeinen $C_k > 15 \text{ pF}$.

Weiterhin ist aus Gleichung (3.16) ersichtlich, dass für $C_{ME} \gg C_k$ gilt, dass $G_{v,ges} \approx G_v$ ist.

3. Rauschen und Empfindlichkeit

Der Effektivwert E_{ov} des Quadrates der Rauschspannungsdichte am Ausgang des Spannungsverstärkers ergibt sich zu:

$$\begin{aligned}
E_{ov}^2 &= E_{ovEtv}^2 + E_{ovME}^2 + E_{ovEDCk}^2 + E_{ovEn}^2 + E_{ovIn}^2 + E_{ovE1}^2 + E_{ovE2}^2 \\
&= G_{v,ges}^2 \cdot E_{tv}^2 \\
&+ G_v^2 \cdot \left| \frac{\frac{1}{\frac{1}{Z_{DCk}} + j\omega C_{ME}}}{R_{ME} + \frac{1}{\frac{1}{Z_{DCk}} + j\omega C_{ME}}} \right|^2 \cdot E_{ME}^2 \\
&+ G_v^2 \cdot \left| \frac{\frac{1}{\frac{1}{Z_{ME}} + j\omega \cdot C_k}}{\frac{1}{\frac{1}{Z_{ME}} + j\omega \cdot C_k} + \frac{1}{R_{DC} + \frac{1}{R_k}}}} \right|^2 \cdot E_{DCk}^2 \\
&+ G_v^2 \cdot E_n^2 \\
&+ ((G_v^2 \cdot |Z_{MEDCk}|)^2 + R_2^2) \cdot I_n^2 \\
&+ \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 \cdot E_1^2 \\
&+ E_2^2
\end{aligned} \tag{3.17}$$

Bei E_{ovEtv} usw. handelt es sich um die am Ausgang des Spannungsverstärkers entstehenden Rauschspannungsdichten, die durch die entsprechenden Rauschquellen am Eingang verursacht werden. Die ausführliche Berechnung findet sich in Anhang B.1.

Für alle Sensoren mit ME-Kapazitäten $C_{ME} > 500 \text{ pF}$ kann die Kabelkapazität C_k im Allgemeinen vernachlässigt werden. Wählt man den Widerstand zur Ruhestromversorgung R_{DC} möglichst groß, kann auch dieser vernachlässigt werden. Die Impedanz Z_{DCk} muss dann nicht mehr berücksichtigt werden.

Für das Quadrat der Rauschspannungsdichte E_{ov} am Ausgang des Spannungsverstärkers ergibt sich dann:

$$\begin{aligned}
 E_{ov}^2 &= E_{ovEtv}^2 + E_{ovME}^2 + E_{ovEDCk}^2 + E_{ovEn}^2 + E_{ovIn}^2 + E_{ovE1}^2 + E_{ovE2}^2 \\
 &\underbrace{\approx}_{C_{ME} \gg C_k} G_v^2 \cdot E_{tv}^2 \\
 &+ G_v^2 \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_{ME} R_{ME}} \right|^2 \cdot E_{ME}^2 \\
 &+ G_v^2 \cdot \left| \frac{\underline{Z}_{ME}}{R_{DC} || R_k} \right|^2 \cdot E_{DCk}^2 \\
 &+ G_v^2 \cdot E_n^2 \\
 &+ (G_v^2 \cdot |\underline{Z}_{ME}|^2 + R_2^2) \cdot I_n^2 \\
 &+ \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 \cdot E_1^2 \\
 &+ E_2^2
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

3.2.2. Ladungsverstärker

Eine Alternative zum Spannungsverstärker stellt der sogenannte Ladungsverstärker dar. Abbildung 3.2 zeigt das Ersatzschaltbild von Sensor und Ladungsverstärker, sowie die zugehörigen Rauschquellen. Zur Vereinfachung sei $\underline{Z}_f = \frac{1}{1/R_f + j\omega C_f}$ die Impedanz des Rückkoppelnetzwerkes, $\underline{Z}_{ME} = \frac{1}{1/R_{ME} + j\omega C_{ME}}$ die Impedanz des ME-Sensors, $\underline{Z}_k = \frac{1}{1/R_k + j\omega C_k}$ die Kabelimpedanz zwischen Sensor und Verstärker, die auch die Eingangsimpedanz des Operationsverstärkers mit einschließt, sowie $\underline{Z}_B = \frac{1}{1/R_B + j\omega C_B}$ die Impedanz des Balancieretzwerkes. Weiterhin sei $\underline{Z}_{MEk} = \frac{1}{\frac{1}{\underline{Z}_{ME}} + \frac{1}{\underline{Z}_k}}$ die Parallelschaltung aus ME-Impedanz und Kabelimpedanz.

Das Prinzip des Ladungsverstärkers bzw. Ladungs-Spannungs-Wandlers beruht auf der Erkenntnis, dass die auf C_{ME} befindliche Ladung Q_{ME} die gleiche sein muss, wie die auf der Rückkoppelkapazität C_f befindliche Ladung Q_f , da der Strom durch beide Kondensatoren identisch ist.

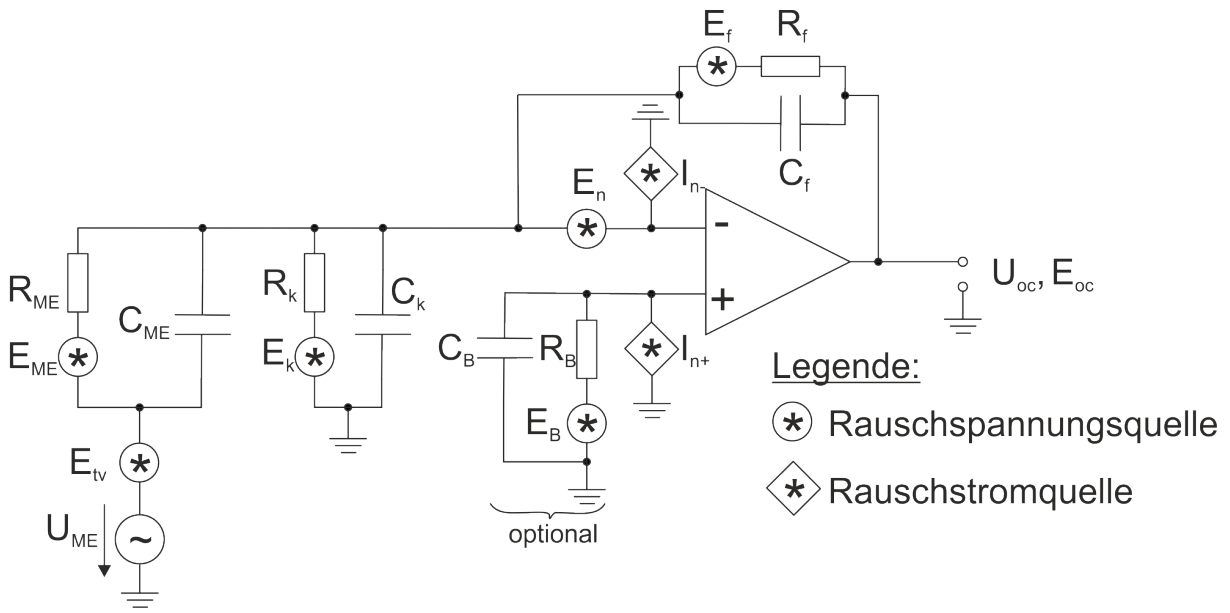


Abbildung 3.2.: Ersatzschaltbild ME-Sensor und Ladungsverstärker mit Rauschquellen

Die Ausgangsspannung U_{oc} lässt sich durch den einfachen Zusammenhang $U_{oc} \approx Q_f/C_f = Q_{ME}/C_f$ bestimmen. Zählt man C_{ME} mit zur äußeren Beschaltung des Ladungsverstärkers hinzu, so lässt sich auch eine „Spannungsverstärkung“ für den Ladungsverstärker angeben:

$$G_c = \frac{U_{oc}}{U_{ME}} \approx \frac{C_{ME}}{C_f} \quad (3.19)$$

Die Kabel- und Eingangskapazität des Operationsverstärkers C_k gehen im Gegensatz zum Spannungsverstärker nicht mit in die Berechnung des Verstärkungsfaktors ein, da diese durch die virtuelle Masse am invertierenden Verstärkereingang kurzgeschlossen sind.

Der Rückkoppelwiderstand R_f verhindert Drift am Verstärkerausgang und wird auch zur Ruhestromversorgung des invertierenden Verstärkereingangs genutzt. R_f und C_f bestimmen die untere Grenzfrequenz des Ladungsverstärkers zu:

$$f_{co} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_f \cdot C_f} \cdot \quad (3.20)$$

Eine Besonderheit des Ladungsverstärkers ist die optionale Balancierung des nicht invertierenden Verstärkereingangs mit R_B und C_B . Diese kann Rauschvorteile bringen, wenn die Kapazität C_{ME} des ME-Sensors kleiner als 100 pF ist und die Resonanzfrequenz gleichzeitig über 1 kHz liegt. Grund hierfür ist eine deutliche Erhöhung des Spannungsrauschens E_n des Operationsverstärkers für kleine Eingangskapazitäten und nicht balancierte Eingänge. Abbildung 3.3, entnommen aus [22] mit freundlicher Genehmigung von Analog Devices, zeigt die Rauscherhöhung am Beispiel des Operationsverstärkers AD745.

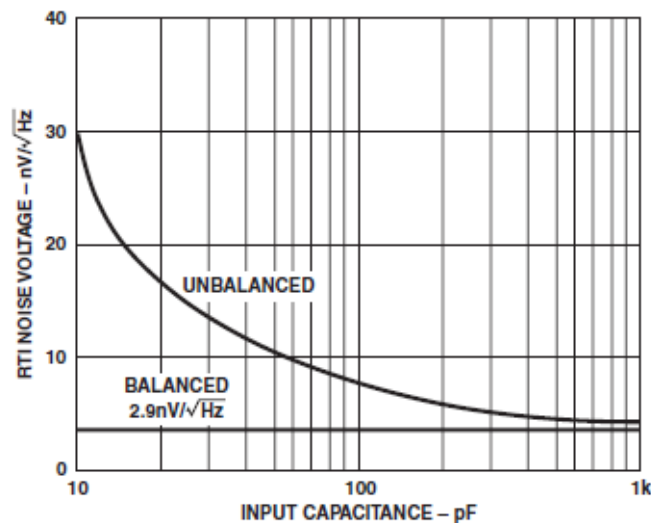


Abbildung 3.3.: Spannungsrauschen E_n des Operationsverstärkers AD745 in Abhängigkeit der Eingangskapazität [22]

Da für Frequenzen im kHz Bereich das Spannungsrauschen des Operationsverstärkers dominiert, ist es so trotz zusätzlicher Rauschquellen möglich, für MEMS-Sensoren (siehe Abschnitt 3.4.4) das Signal-Rausch-Verhältnis durch Balancierung mindestens um einen Faktor 3 zu verbessern.

3. Rauschen und Empfindlichkeit

Der Effektivwert E_{oc} des Quadrates der Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers ergibt sich nach ausführlicher Berechnung in Anhang B.2 schließlich zu:

$$\begin{aligned}
E_{oc}^2 &= E_{ocEtv}^2 + E_{ocME}^2 + E_{ocEk}^2 + \underbrace{E_{ocEB}^2}_{optional} + E_{ocEn}^2 + E_{ocIn-}^2 + \underbrace{E_{ocIn+}^2}_{optional} + E_{ocEf}^2 \\
&= G_c^2 \cdot E_{tv}^2 \\
&+ G_c^2 \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_{ME} R_{ME}} \right|^2 \cdot E_{ME}^2 \\
&+ |\underline{Z}_f|^2 \cdot \frac{E_k^2}{R_k^2} \\
&+ \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right|^2 \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_B R_B} \right|^2 \cdot E_B^2 \\
&+ \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right|^2 \cdot E_n^2 \\
&+ G_c^2 \cdot |\underline{Z}_{ME}|^2 \cdot I_{n-}^2 \\
&+ \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right|^2 \cdot |\underline{Z}_B|^2 \cdot I_{n+}^2 \\
&+ \left| \frac{1}{1 + j\omega C_f R_f} \right|^2 \cdot E_f^2 .
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Sollte die Kabelkapazität C_k vernachlässigbar sein, d.h. $C_{ME} \gg C_k$ gelten, ergibt sich folgende Vereinfachung:

$$\begin{aligned}
\left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right| &\stackrel{\tan\delta \ll 1}{\approx} \left| 1 + \frac{C_{ME} + C_k}{C_f} \right| \\
&\stackrel{C_{ME} \gg C_k}{\approx} 1 + \frac{C_{ME}}{C_f} \\
&= 1 + G_c
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Für den Effektivwert des Quadrates der Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers ergibt sich damit:

$$\begin{aligned}
 E_{oc}^2 &= E_{ocEtv}^2 + E_{ocME}^2 + E_{ocEk}^2 + \underbrace{E_{ocEB}^2}_{optional} + E_{ocEn}^2 + E_{ocIn-}^2 + \underbrace{E_{ocIn+}^2}_{optional} + E_{ocEf}^2 \\
 &\stackrel{C_{ME} \gg C_k}{\approx} G_c^2 \cdot E_{tv}^2 \\
 &+ G_c^2 \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_{ME} R_{ME}} \right|^2 \cdot E_{ME}^2 \\
 &+ |\underline{Z}_f|^2 \cdot \frac{E_k^2}{R_k^2} \\
 &+ (1 + G_c)^2 \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_B R_B} \right|^2 \cdot E_B^2 \\
 &+ (1 + G_c)^2 \cdot E_n^2 \\
 &+ G_c^2 \cdot |\underline{Z}_{ME}|^2 \cdot I_{n-}^2 \\
 &+ (1 + G_c)^2 \cdot |\underline{Z}_B|^2 \cdot I_{n+}^2 \\
 &+ \left| \frac{1}{1 + j\omega C_f R_f} \right|^2 \cdot E_f^2 .
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

3.2.3. Vergleich Ladungs- und Spannungsverstärker

Die Gleichungen (3.18) und (3.23) erlauben einen Vergleich der Rauschspannungsdichten von Spannungs- und Ladungsverstärker. Dazu wird zunächst angenommen, dass für die Spannungsverstärkung G_v des Spannungsverstärkers und G_c des Ladungsverstärkers $G_v = G_c \gg 1$ gilt.

Die thermisch induzierten Schwingungen des Sensors E_{tv} , das Johnson-Nyquist Rauschen der piezoelektrischen Phase E_{ME} , sowie das Spannungsrauschen E_n und Stromrauschen I_n des Operationsverstärkers haben am Ausgang des Spannungs- bzw. Ladungsverstärkers eine annähernd gleich große Rauschspannungsdichte zur Folge. Das thermische Rauschen der jeweiligen Rückkoppelnetzwerke E_1 und E_2 bzw. E_f ist zwar unterschiedlich, kann aber beim Gesamtrauschen vernachlässigt werden, wie in späteren Messungen gezeigt wird.

Die beim Ladungsverstärker berücksichtigten Rauschquellen E_B und I_{n+} treten nur bei der Balancierung des Verstärkers auf und können zudem in Resonanz vernachlässigt werden. Wichtig ist das zusätzliche thermische Rauschen des Bias-Widerstandes R_{DC} beim

Spannungsverstärker, da es durchaus dominieren kann.

Somit liegen leichte Rauschvorteile beim Ladungsverstärker. Insgesamt ist das Rauschverhalten jedoch recht ähnlich. Zudem wurden die Verstärkungen G_v und G_c als gleich groß angenommen, was zu einer gleichen Signalstärke am jeweiligen Verstärkerausgang führt. D.h. die Signal-Rausch-Verhältnisse von Spannungs- und Ladungsverstärker unterscheiden sich in den meisten Fällen nur marginal.

Ein wichtiger Unterschied besteht jedoch in der Abhängigkeit der Verstärkung $G_{v,ges}$ des Spannungsverstärkers von Kabelkapazitäten und der Eingangskapazität des Verstärkers. Kabelkapazitäten von Koaxialleitungen liegen im Bereich von 20-100 pF/m, wodurch diese teilweise größer sind, als die Sensorkapazität selbst. Dies führt zu einer geringeren Eingangsspannung am Spannungsverstärker und in Folge zu einer geringeren Ausgangsspannung. Der Ladungsverstärker hat dieses Problem nicht, da die virtuelle Masse an seinem Eingang diese Kapazitäten kurzschließt.

3.2.4. Signal-Rausch-Verhältnis und dessen Optimierung

Aus Abschnitt 2.1 ergibt sich für die ME-Spannung folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} U_{ME} &= \alpha_{ME,LT} \cdot L \cdot H_{AC} \\ &= \frac{d_{31}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33}} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \cdot L \cdot H_{AC} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Mit Hilfe des Rauschverhaltens aus den Gleichungen (3.18) und (3.23) lässt sich hieraus das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) bestimmen. Im Folgenden wird hierbei nicht zwischen Ladungs- und Spannungsverstärker unterschieden, da sich die dominierenden Rauschquellen, wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, nur marginal unterscheiden bzw. teilweise identisch sind.

Weiterhin ist es sinnvoll von der Rauschdichte E_o am Ausgang des Verstärkers auf die Rauschdichte $E_i = E_o/G$ am Eingang umzurechnen, da das Signal ebenso um den Faktor G verstärkt wird. Hierbei ist zu beachten, dass E_i alle durch den Verstärker hervorgerufenen Rauschquellen enthält.

Abbildung 3.4 zeigt die typische Frequenzabhängigkeit der Rauschspannungsdichte eines

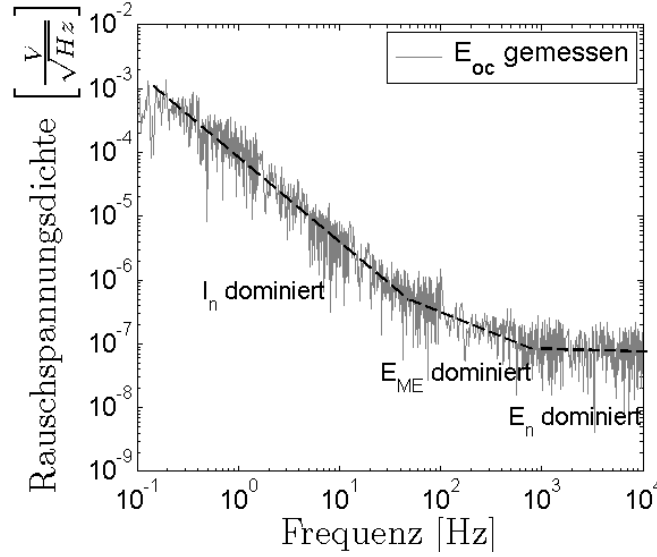


Abbildung 3.4.: Beispiel einer gemessenen Rauschkurve am Ausgang eines Ladungsverstärkers mit den jeweils dominanten Rauschquellen

ME-Sensors am Ausgang eines Ladungsverstärkers.

Für Frequenzen unterhalb von ungefähr 100 Hz dominiert hierbei das Stromrauschen I_n des Verstärkers. In einem Frequenzbereich zwischen etwa 100 Hz und 1000 Hz dominiert das Johnson-Nyquist-Rauschen E_{ME} der piezoelektrischen Phase. Für Frequenzen oberhalb von ca. 1000 Hz dominiert schließlich das Spannungsrauschen E_n des Verstärkers.

Für die Optimierung des Signal-Rausch-Verhältnisses werden diese drei Bereiche im Folgenden getrennt betrachtet. Hierbei sind insbesondere auch die Eigenschaften der piezoelektrischen Schicht wichtig, da diese einerseits die Signalgröße, andererseits aber auch, im Falle von dominierendem Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Schicht, die Größe des Rauschsignals beeinflussen. Tabelle 3.1 zeigt die entsprechenden Koeffizienten für Aluminiumnitrid (AlN) und Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) vom Fraunhofer Institut für Siliziumtechnologie (ISIT) in Itzehoe. Der piezoelektrische Koeffizient d_{31} wurde dabei aus dem gemessenen Koeffizienten e_{31} mit Hilfe folgender Gleichung, siehe [23], bestimmt:

$$\begin{aligned} d_{31} &= (s_{11}^E + s_{12}^E) \cdot e_{31} \\ &= \left(\frac{1}{E} - \frac{\nu}{E} \right) \cdot e_{31} . \end{aligned} \quad (3.25)$$

3. Rauschen und Empfindlichkeit

Mit s_{11}^E und s_{12}^E als elastische Steifigkeiten, $\nu = 0.3$ als Poissonzahl und den Elastizitätsmodulen $E_{AlN} = 288 \text{ GPa}$ und $E_{PZT} = 121 \text{ GPa}$, die am ISIT über Nanoidenter Messungen bestimmt wurden. Diese Werte sind vergleichbar mit Literaturangaben von $E_{AlN} = 308 \text{ GPa}$ [24] und $E_{PZT} = 119 \text{ GPa}$ [25].

	AlN [50]	PZT [26]
$d_{31} \left[\frac{pC}{N} \right]$	-2.67	-79.76
$\varepsilon_{r,33}$	10.5	1111
$\tan\delta$	0.003	0.038
$\frac{d_{31}}{\sqrt{\varepsilon_{r,33} \cdot \tan\delta}} \left[\frac{pC}{N} \right]$	-15.04	-12.28
$\frac{d_{31}}{\varepsilon_{r,33}} \left[\frac{pC}{N} \right]$	-0.254	-0.072

Tabelle 3.1.: Vergleich der für das SNR relevanten Eigenschaften von AlN und PZT

Weiterhin wurde von André Piorra am Lehrstuhl für Anorganische Funktionsmaterialien auch PZT im Sol-Gel Verfahren hergestellt. Die wichtigsten Eigenschaften hierfür sind in folgender Tabelle aufgelistet.

	Sol-Gel PZT
$d_{33} \left[\frac{pC}{N} \right]$	100
$\varepsilon_{r,33}$	548.3
$\tan\delta$	0.004
$\frac{d_{33}}{\sqrt{\varepsilon_{r,33} \cdot \tan\delta}} \left[\frac{pC}{N} \right]$	67.5
$\frac{d_{33}}{\varepsilon_{r,33}} \left[\frac{pC}{N} \right]$	0.18

Tabelle 3.2.: SNR relevante Eigenschaften von im Sol-Gel Verfahren hergestelltem PZT

Hierbei ist zu beachten, dass der im Vergleich zu d_{31} im Allgemeinen doppelt so große piezoelektrische Koeffizient d_{33} verwendet wird, da die entsprechenden Sensoren mit Hilfe von Interdigitalelektroden im LL-Modus arbeiten, siehe Abschnitt 3.4.5.

Stromrauschen (Schottrauschen) des Verstärkers dominiert (niedriger Frequenzbereich)

Für Frequenzen unterhalb von etwa 100 Hz dominiert das Stromrauschen I_n des Verstärkers.

Es gilt:

$$\begin{aligned}
 E_i &\approx \frac{E_{oI_n}}{G} \\
 &= E_{iI_n} \\
 &\approx |Z_{ME}| \cdot I_n \\
 &= \frac{R_{ME}}{\sqrt{1 + (\omega \cdot C_{ME} \cdot R_{ME})^2}} \cdot I_n \\
 &\stackrel{(2.4) (2.5)}{=} \frac{L}{\omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33} \cdot A \cdot \sqrt{\tan^2 \delta + 1}} \cdot I_n \\
 &\stackrel{\tan \delta \ll 1}{\approx} \frac{L}{\omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33} \cdot A} \cdot I_n \\
 &= \frac{I_n}{\omega \cdot C_{ME}} \tag{3.26}
 \end{aligned}$$

Hierbei ist zu beachten, dass das Stromrauschen bezogen auf den Verstärkereingang proportional zu $1/f$ ist. Aus diesem Grund dominiert bei niedrigen Frequenzen das Stromrauschen gegenüber dem Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Phase.

Für das Signal-Rausch-Verhältnis folgt:

$$\begin{aligned}
 SNR &= \frac{U_{ME}}{E_{iI_n} \cdot \sqrt{\Delta f}} \\
 &= \frac{\left(\frac{d_{31}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33}} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \cdot L \cdot H_{AC} \right) \cdot \omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33} \cdot A}{L \cdot I_n \cdot \sqrt{\Delta f}} \\
 &= \frac{d_{31} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \cdot H_{AC} \cdot \omega \cdot A}{I_n \cdot \sqrt{\Delta f}} \tag{3.27}
 \end{aligned}$$

Bei dominantem Stromrauschen des Verstärkers im niedrigen Frequenzbereich muss somit der piezoelektrische Koeffizient d_{31} möglichst groß sein. PZT erreicht hierbei, ohne Berücksichtigung von pyroelektrischem Rauschen, ein etwa 30 mal besseres Signal-Rausch-Verhältnis als AlN. Für im Sol-Gel Verfahren hergestelltes PZT kann das Signal-Rausch-Verhältnis unter Berücksichtigung von d_{33} sogar um den Faktor 37.5 verbessert werden. Weiterhin sind ein hoher piezomagnetischer Koeffizient d_{33}^m und hohe Frequenzen vorteilhaft. Zudem sollten die Elektrodenflächen A möglichst groß gewählt werden und die

Rauschbandbreite gering sein.

Wichtig ist auch die Höhe des Strom- bzw. Schrotrauschens I_n des Verstärkers. Da das Stromrauschen des Operationsverstärkers in den meisten Fällen durch das Schrotrauschen an den Eingängen bestimmt wird, sollte der Bias-Strom hier möglichst gering sein, siehe Abschnitt 3.1.5. Hierzu eignen sich insbesondere Feldeffekttransistoren, die eine Rauschstromdichte im fA/\sqrt{Hz} Bereich aufweisen. Um gleichzeitig das Spannungsrauschen möglichst gering zu halten, sollten BiFET Operationsverstärker verwendet werden, bei denen die Eingangsstufe aus Bipolar- und Feldeffekttransistoren aufgebaut ist und die somit über geringes Spannungs- und Stromrauschen verfügen.

Johnson-Nyquist-Rauschen E_{ME} der piezoelektrischen Phase dominiert (mittlerer Frequenzbereich)

Dominiert das Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Phase E_{ME} , was für einen mittleren Frequenzbereich zwischen etwa 100 und 1000 Hz der Fall sein kann, so ergibt sich für die gesamte Rauschspannungsdichte E_i [V/\sqrt{Hz}] am Eingang des Verstärkers folgende Betrachtung:

$$\begin{aligned}
 E_i &\approx E_{i,ME} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \cdot C_{ME} \cdot R_{ME})^2}} \cdot E_{ME} \\
 &\stackrel{(3.2)}{=} \sqrt{\frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot R_{ME}}{1 + (\omega \cdot C_{ME} \cdot R_{ME})^2}} \\
 &\stackrel{(2.4) (2.5)}{=} \sqrt{\frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot L}{(\tan\delta + \frac{1}{\tan\delta}) \cdot \omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33} \cdot A}} \\
 &\stackrel{\tan\delta \ll 1}{=} \sqrt{\frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot L \cdot \tan\delta}{\omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33} \cdot A}} \\
 &= \sqrt{\frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot \tan\delta}{\omega \cdot C_{ME}}}. \tag{3.28}
 \end{aligned}$$

Hieraus wird ersichtlich, dass das Johnson-Nyquist Rauschen der piezoelektrischen Phase eine $1/\sqrt{f}$ Abhängigkeit aufweist. Für die Betrachtung des Signal-Rausch-Verhältnisses

ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 SNR &= \frac{U_{ME}}{E_i \cdot \sqrt{\Delta f}} \\
 &= \frac{\frac{d_{31}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33}} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \cdot L \cdot H_{AC} \cdot \sqrt{\omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33}} \cdot A}{\sqrt{4 \cdot k_B \cdot T \cdot L \cdot \tan \delta \cdot \Delta f}} \\
 &= \frac{d_{31} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \cdot H_{AC} \cdot \sqrt{L \cdot A \cdot \omega}}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33} \cdot 4 \cdot k_B \cdot T \cdot \Delta f \cdot \tan \delta}} .
 \end{aligned} \tag{3.29}$$

Zur Maximierung des SNR bei dominierendem Johnson-Nyquist Rauschen der piezoelektrischen Phase kann einerseits das Volumen des piezoelektrischen Materials zwischen den Elektroden maximiert werden, d.h. eine große Elektrodenfläche und großer Elektrodenabstand sind vorteilhaft. Die Schichtdicke der magnetostriktiven Phase muss dementsprechend angepasst werden. Für das piezoelektrische Material ist es vorteilhaft den Term $\frac{d_{31}}{\sqrt{\varepsilon_{r,33} \cdot \tan \delta}}$ zu maximieren.

Tabelle 3.1 zeigt, dass für am ISIT hergestellte AlN und PZT Schichten, AlN ein 1.2 mal besseres Signal-Rausch-Verhältnis aufweist. Diese Aussage trifft jedoch nur für den LT-Modus zu, d.h. für das longitudinale Anregen und transversale Auslesen des Sensors. PZT ist im Gegensatz zu AlN jedoch ein ferroelektrisches Material und somit remanent elektrisch polarisierbar. Daher bietet es die Möglichkeit, über Interdigitalelektroden (IDT, siehe Abschnitt 3.4.5) den Sensor auch longitudinal auszulesen und den piezoelektrischen d_{33} Koeffizienten zu nutzen. Dieser ist im Allgemeinen doppelt so groß wie d_{31} [23] und der Abstand der IDT-Elektroden kann über weite Bereiche variiert werden. Für im Sol-Gel-Verfahren hergestelltes PZT folgt somit, dass das Signal-Rausch-Verhältnis für ansonsten identische Sensoren, etwa 4.5 mal besser ist, als für AlN. Diese Aussage wird in Abschnitt 3.4.5 durch Messungen bestätigt.

Weiterhin muss für das magnetostriktive Material der piezomagnetische Koeffizient d_{33}^m möglichst hoch sein. Durch die $1/\sqrt{f}$ Abhängigkeit des Rauschens ist es zudem sinnvoll den Sensor bei einer möglichst hohen Frequenz auszulesen. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass das Johnson-Nyquist Rauschen der piezoelektrischen Phase nur in einem mittleren Frequenzbereich dominiert. Zudem gilt, dass sich niedrige Temperaturen T und geringe Rauschbandbreiten Δf positiv auf das SNR auswirken.

Spannungsrauschen E_n des Verstärkers dominiert (hoher Frequenzbereich)

Für hohe Frequenzen ab etwa 1000 Hz, teilweise auch darunter, dominiert immer das Spannungsrauschen des Verstärkers, da es im Gegensatz zu den anderen Rauschquellen keine Frequenzabhängigkeit aufweist.

Auch hier sei die Rauschspannungsdichte am Eingang des Verstärkers $E_i = E_o/G$. Bei dominierendem Spannungsrauschen des Verstärkers E_n gilt somit:

$$\begin{aligned} E_i &\approx E_{iE_n} \\ &\underset{G \gg 1}{\approx} E_n . \end{aligned} \quad (3.30)$$

Diese Rauschquelle ist demzufolge nicht vom Sensor selbst, sondern ausschließlich vom verwendeten Verstärker abhängig. Rauschspannungsdichten im Bereich von $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ sind hierbei bei rauscharmen Verstärkern möglich.

Für das Signal-Rausch-Verhältnis gilt:

$$\begin{aligned} SNR &= \frac{U_{ME}}{E_{iE_n} \cdot \sqrt{\Delta f}} \\ &= \frac{\frac{d_{31}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33}} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \cdot L \cdot H_{AC}}{E_{iE_n} \cdot \sqrt{\Delta f}} \\ &\underset{G \gg 1}{\approx} \frac{\frac{d_{31}}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r,33}} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \cdot L \cdot H_{AC}}{E_n \cdot \sqrt{\Delta f}} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Zur Optimierung des SNR bei dominierendem Spannungsrauschen des Verstärkers sollte neben dem niedrigen Spannungsrauschen des Verstärkers bei der Materialauswahl für die piezoelektrische Phase auf einen möglichst großen Quotienten aus piezoelektrischem Koeffizienten d_{31} und relativer Permittivität $\varepsilon_{r,33}$ geachtet werden. Hierbei weist AlN im Vergleich mit PZT ein etwa 3.5 mal höheres Signal-Rausch-Verhältnis auf. Wird dagegen im Sol-Gel Verfahren hergestelltes PZT verwendet und hierfür d_{33} berücksichtigt, so hat AlN beim Signal-Rausch-Verhältnis einen etwa 1.4 fachen Vorteil.

Zusätzlich sollten die Dicke L der piezoelektrischen Schicht und der piezomagnetische Koeffizient d_{33}^m möglichst groß gewählt werden.

Zusammenfassung Signal-Rausch-Verhältnis

Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu optimieren müssen drei verschiedene Frequenzbereiche betrachtet werden. Bei niedrigen Frequenzen bis etwa 100 Hz dominiert das Stromrauschen mit einem $1/f$ Abfall. Oberhalb hiervon, bei Frequenzen bis etwa 1000 Hz , dominiert das Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Phase, welches ein $1/\sqrt{f}$ Verhalten zeigt. Bei noch höheren Frequenzen dominiert das Spannungsrauschen des Operationsverstärkers, welches keine Frequenzabhängigkeit aufweist, also weiß ist. Die hier angegebenen Frequenzen sind jedoch von vielen Faktoren wie dem Rauschverhalten des Operationsverstärkers und dem Sensor selbst abhängig und sollen nur der groben Orientierung dienen. Wie das Signal-Rausch-Verhältnis in den einzelnen Frequenzbereichen optimiert werden kann, wurde in den Abschnitten oberhalb gezeigt. Insgesamt kann man jedoch bei resonanten Messungen im Bereich des Spannungsrauschens des Operationsverstärkers das beste Signal-Rausch-Verhältnis erzielen, da hier der Rauschpegel am niedrigsten ist und bis zu drei Größenordnungen unter dem vom Stromrauschen dominierten Bereich liegen kann.

Die Tabelle 3.1 zeigt den Quotienten der Signal-Rausch-Verhältnisse von AlN und PZT bzw. Sol-Gel PZT in Abhängigkeit von der dominierenden Rauschquelle.

dominierende Rauschquelle	$\frac{SNR_{AlN}}{SNR_{PZT}}$	$\frac{SNR_{AlN}}{SNR_{PZT-Sol-Gel}}$
I_n	1/30	1/37.5
E_{ME}	1.2	1/4.5
E_n	3.5	1.4

Tabelle 3.3.: Vergleich AlN und PZT in Bezug auf das SNR

3.3. Messaufbau und Abschirmung

In den Berechnungen in Kapitel 3.2 werden nur intrinsische Rauschquellen des Sensors und Verstärkers berücksichtigt. Aus diesem Grund müssen extrinsische Rauschquellen während der Messung abgeschirmt werden. Abbildung 3.5 zeigt den Messaufbau und die dazugehörige Abschirmung und Abbildung 3.6 die entsprechenden Abmessungen. Der Aufbau wurde bereits in [51] und [52] beschrieben.

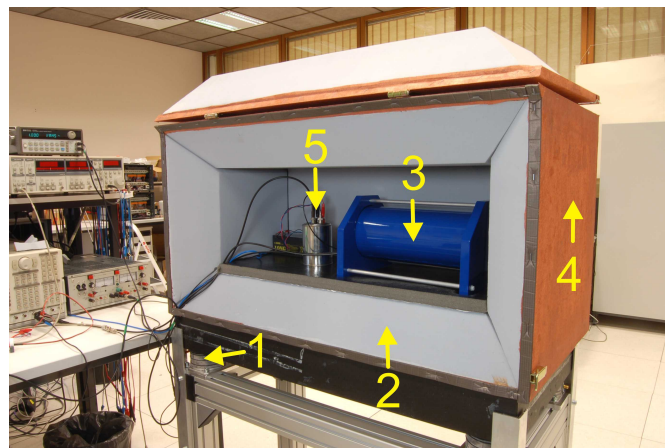


Abbildung 3.5.: Messaufbau und Abschirmung für hochempfindliche ME-Messungen

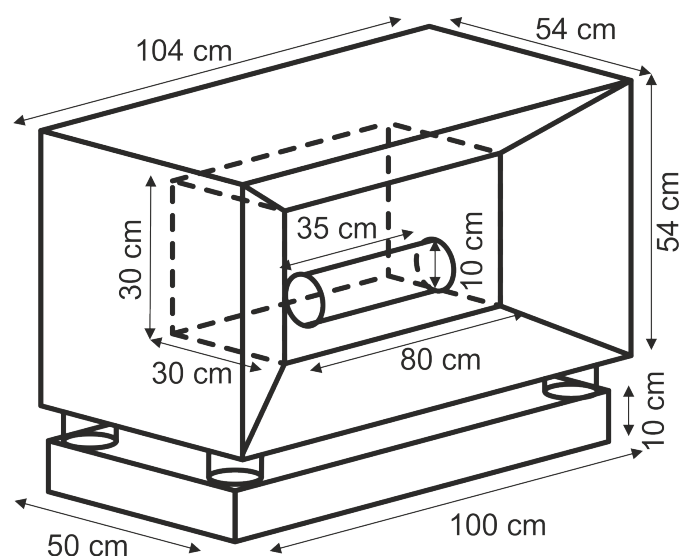


Abbildung 3.6.: Abmessungen ME-Messaufbau

Da es sich beim Sensor um einen einseitig eingeklemmten Biegebalken handelt, reagiert dieser auch auf mechanische Vibrationen und Luftschall. Aus diesem Grund werden Vibrationsdämpfer (Qioptiq Schwingungsisolator S150 - Abb. 3.5, 1) benutzt, um mechanische Vibrationen zu entkoppeln. Weiterhin ist die gesamte Messkammer mit Akustikabsorbent (Sonatech Baso Plan G100 SK - Abb. 3.5, 2) ausgekleidet, um den Einfluss von Luftschall zu reduzieren. Ein weiteres Problem sind störende magnetische und elektrische Felder, die in das Messsystem einkoppeln. Der Sensor und die Spulen zur Felderzeugung befinden sich in einem 10-lagigen μ -Metall Zylinder (Aaronia Null-Gauss-Kammer ZG1 - Abb. 3.5, 3), um äußere Magnetfelder abzuschirmen. Des Weiteren ist die gesamte Messkammer von einem Kupfer-Vlies (EMC Kupfer-Polyester Vlies Cu-ZFT-NW - Abb. 3.5, 4) zur Abschirmung elektrischer Felder umgeben. Aus demselben Grund befindet sich der Verstärker in einem Metallzylinder (Abb. 3.5, 5).

Der Sensor und die Spulen sind in Abbildung 3.7 dargestellt, Abbildung 3.8 zeigt die Abmessungen.

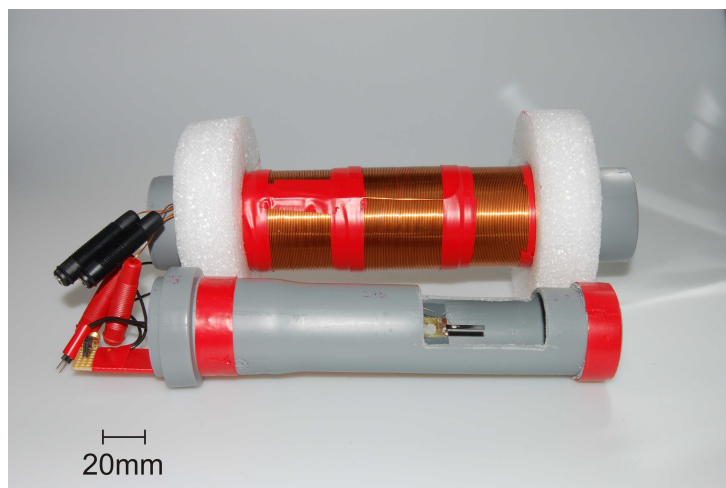


Abbildung 3.7.: Sensor und Spulen zur Erzeugung des Bias- und AC-Feldes

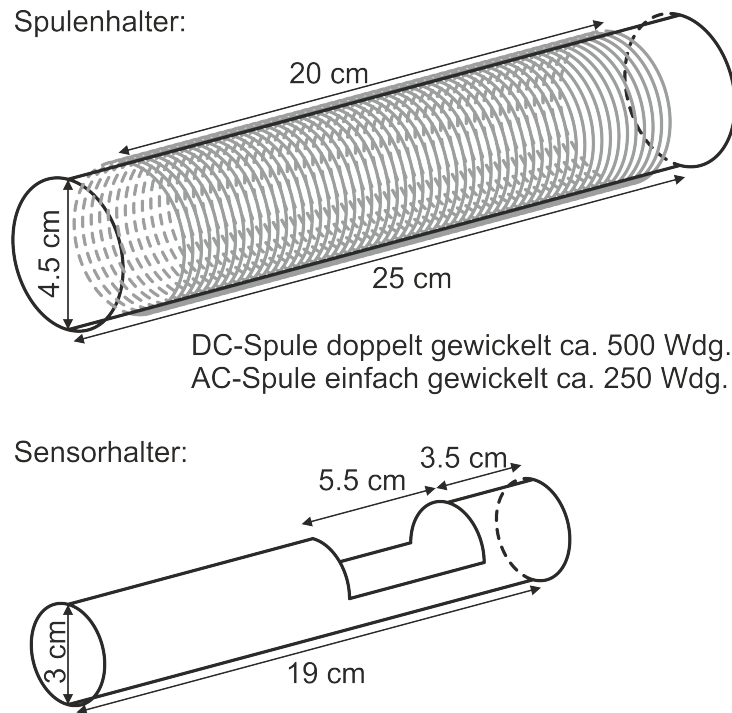


Abbildung 3.8.: Abmessungen der Spulen

Der Sensor befindet sich im unteren Rohr. Das obere Rohr wird von zwei Spulen zur Erzeugung des magnetischen Gleich- und Wechselfeldes umgeben. Spulen und Sensor werden im magnetischen Abschirmzylinder platziert. Die Kalibration der Spulen erfolgt im Abschirmzylinder, da das μ -Metall die Induktivität der beiden Spulen erhöht. Zur Kalibration des Magnetfeldes wird für Frequenzen bis zu einem 1 kHz ein Fluxgatemagnetometer vom Typ FL3-100 von Stefan Mayer Instruments verwendet. Bis zu Frequenzen von 100 kHz wird zur Kalibration des Magnetfeldes ein GMR Sensor vom Typ AAH002-02 von NVE Corporation, bzw. eine einfache Pickup-Spule genutzt. Hierbei muss auch die Überkoppung von der AC- in die Bias-Spule berücksichtigt werden.

Während der Messung wird die Messkammer geschlossen. Um zusätzliches Rauschen von Schaltnetzteilen zu vermeiden, werden die Spule für das Gleichfeld und der Verstärker mit Batterien betrieben. Die ME-Spannung wird mit einem Lock-In Verstärker SR830 von Stanford Research Systems gemessen. Die Rauschspannungsdichte wird mit einem dynamischen Signalanalysator SR785 von Stanford Research Systems aufgenommen. Der Strom für die AC-Spulen wird von einem Signalgenerator HP33120 von Hewlett Packard

bzw. von einer Präzisionsstromquelle 6221 von Keithley Instruments bereit gestellt. Abbildung 3.9 zeigt den Messaufbau noch einmal schematisch.

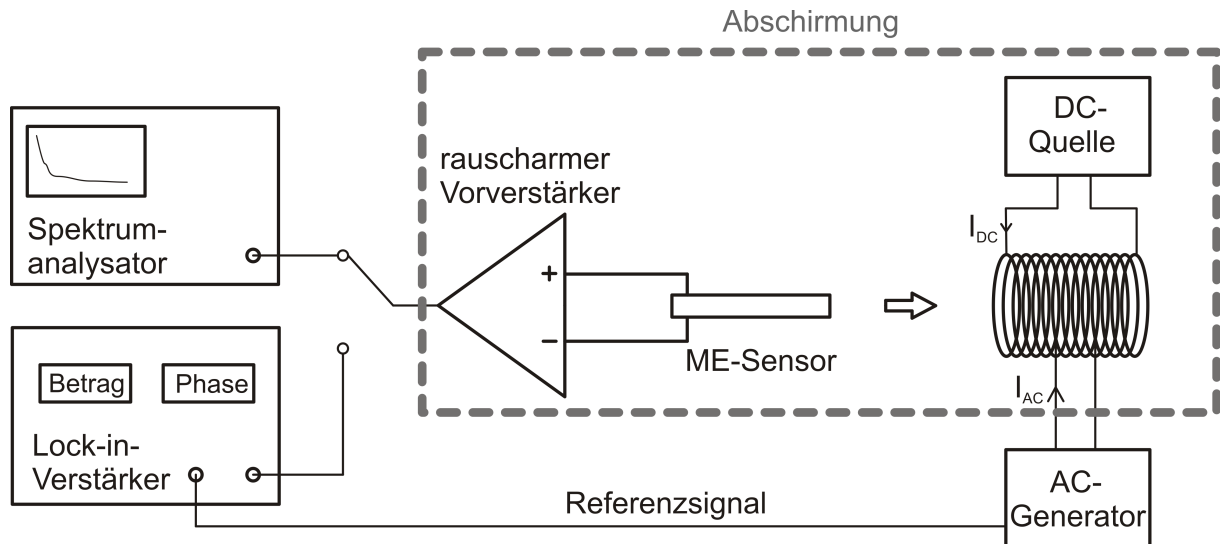


Abbildung 3.9.: Messaufbau und Abschirmung für hochempfindliche ME-Messungen schematisch

3.4. Messergebnisse und Auswertung

3.4.1. Rauschverhalten AD 745

Zunächst sollen die Rauschspannungsdichte E_n und die Rauschstromdichte I_n des verwendeten Operationsverstärkers AD745 von Analog Devices mit den zugehörigen Eckfrequenzen genau bestimmt werden. Dies ist notwendig, da im Datenblatt [22] nur die typischen bzw. maximalen Werte für diese Rauschdichten angegeben werden. Für die Messung wird die in Abbildung 3.2 gezeigte Schaltung eines Ladungsverstärkers verwendet. Anstelle des ME-Sensors werden hier jedoch diskrete Bauteile für den Widerstand R_{ME} und die Kapazität C_{ME} eingesetzt. Die thermisch bedingte Rauschspannungsdichte E_{tv} hat somit keinen Einfluss auf die Gesamtrauschspannungsdichte am Ausgang des Verstärkers.

Auf eine Balancierung des nichtinvertierenden Eingangs mit R_B und C_B kann für $C_{ME} > 500 \text{ pF}$ verzichtet werden. Die Werte für R_{ME} , C_{ME} , R_f und C_f müssen schließlich so gewählt werden, dass entweder das Spannungsrauschen E_n oder das Stromrauschen I_n

3. Rauschen und Empfindlichkeit

des Operationsverstärkers dominiert. Aus Gleichung (3.23) ergibt sich für die Rauschspannungsdichte am Ausgang des Verstärkers:

$$\begin{aligned}
 E_{oc}^2 &= E_{ocME}^2 + E_{ocEn}^2 + E_{ocIn-}^2 + E_{ocEf}^2 \\
 &= G_c^2 \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_{ME} R_{ME}} \right|^2 \cdot E_{ME}^2 \\
 &+ \underbrace{\left| 1 + \frac{Z_f}{Z_{ME}} \right|^2}_{\approx (1+C_{ME}/C_f)^2 = (1+G_c)^2} \cdot E_n^2 \\
 &+ G_c^2 \cdot |Z_{ME}|^2 \cdot I_{n-}^2 \\
 &+ \left| \frac{1}{1 + j\omega C_f R_f} \right|^2 \cdot E_f^2 .
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

Rauschspannungsdichte E_n

Um die Rauschspannungsdichte E_n des Verstärkers zu bestimmen, wird $C_{ME} = 1 \mu F$ gesetzt und auf R_{ME} verzichtet, d.h. $R_{ME} \rightarrow \infty$. Da die Verluste des Kondensators vernachlässigbar sind, kann E_{ME} somit bei der Berechnung wegfallen und es gilt:

$Z_{ME} = \frac{1}{j\omega C_{ME}}$. Für $R_f = 5 G\Omega$ und $C_f = 100 pF$ ergibt sich für die Verstärkung $G_c = 10000$. Bei Raumtemperatur ($T=295 K$) folgt schließlich für die Rauschspannungsdichte am Ausgang des Verstärkers:

$$\begin{aligned}
 E_{oc}^2 &= E_{ocEn}^2 + E_{ocIn-}^2 + E_{ocEf}^2 \\
 &= \underbrace{\left| 1 + \frac{Z_f}{Z_{ME}} \right|^2}_{\approx (1+C_{ME}/C_f)^2 = (1+G_c)^2} \cdot E_n^2 \\
 &+ G_c^2 \cdot |Z_{ME}|^2 \cdot I_{n-}^2 \\
 &+ \underbrace{\left| \frac{1}{1 + j\omega C_f \cdot R_f} \right|^2}_{=|Z_f|^2 \cdot (E_f/R_f)^2} \cdot E_f^2 \\
 &= 10001^2 \cdot E_n^2 \\
 &+ 10000^2 \cdot |Z_{ME}|^2 \cdot I_{n-}^2 \\
 &+ |Z_f|^2 \cdot (1.8 fA/\sqrt{Hz})^2 .
 \end{aligned} \tag{3.33}$$

Da die Rauschspannungsdichte laut Datenblatt bei 1 kHz bei maximal $5\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ und die Rauschstromdichte bei etwa $6.9\text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ liegt, können die Rauschstromdichte und das Rauschen des Rückkoppelwiderstandes R_f in der Rechnung auch bei niedrigen Frequenzen vernachlässigt werden. Aus der Messung ergibt sich schließlich für die hier verwendete Serie von Operationsverstärkern:

$$E_n = 2.5\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (3.34)$$

und

$$f_{\text{corner}} = 15\text{ Hz} . \quad (3.35)$$

Abbildung 3.10 zeigt die Rauschspannungsdichte E_n des Operationsverstärkers, berechnet aus der gemessenen Rauschspannungsdichte E_{oc} geteilt durch $\left|1 + \frac{Z_f}{Z_{ME}}\right|$.

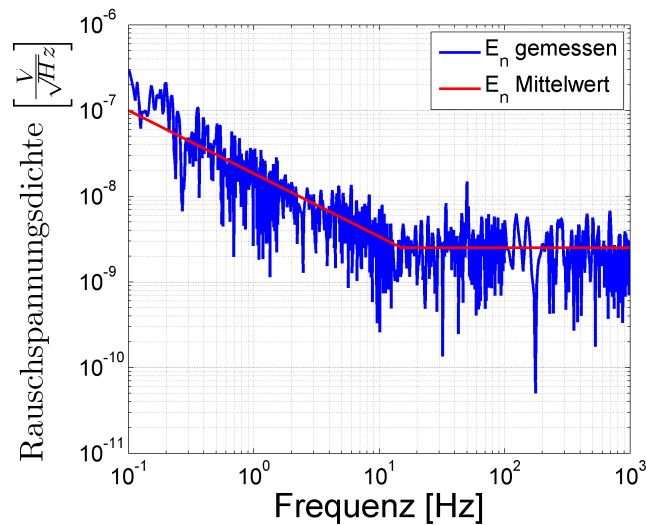


Abbildung 3.10.: Rauschspannungsdichte E_n des Operationsverstärkers AD745

Rauschstromdichte I_n

Um die Rauschstromdichte I_n zu bestimmen, wählt man $C_{ME} = 100\text{ pF}$ und vernachlässigt wiederum R_{ME} ($R_{ME} \rightarrow \infty$). Die Rückkoppelkapazität $C_f = 100\text{ pF}$ und der Rückkoppelwiderstand $R_f = 5\text{ G}\Omega$ bestimmen die Verstärkung der Schaltung zu $G_c = 1$.

Bei Raumtemperatur ($T=295\text{ K}$) folgt hieraus für die Rauschspannungsdichte am Ausgang des Verstärkers:

$$\begin{aligned}
 E_{oc}^2 &= E_{ocEn}^2 + E_{ocIn-}^2 + E_{ocEf}^2 \\
 &= 2^2 \cdot E_n^2 \\
 &+ 1^2 \cdot |\underline{Z}_{ME}|^2 \cdot I_n^2 \\
 &+ |\underline{Z}_f|^2 \cdot (1.8\text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}})^2 .
 \end{aligned} \tag{3.36}$$

Unter der Annahme, dass die Rauschstromdichte I_n bei 1000 Hz bei etwa $6.9\text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ liegt, dominiert diese den Beitrag der Rauschspannungsdichte $E_n = 2.5\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ somit bis zu einer Frequenz von 2196 Hz . Durch $I_n^2 > (E_f/R_f)^2 = (1.8\text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}})^2$ dominiert I_n die Rauschdichte des Rückkoppelwiderstandes R_f folglich über den gesamten Frequenzbereich. Für die hier verwendete Serie von Operationsverstärkern ergibt sich aus der Messung somit:

$$I_n = 8\text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}} \tag{3.37}$$

und

$$f_{corner} = 15\text{ Hz} \tag{3.38}$$

Abbildung 3.11 zeigt die sich aus der Messung ergebene Rauschstromdichte I_n .

3.4.2. Vergleich Spannungs- und Ladungsverstärker

Dieser Abschnitt soll die Berechnungen aus Kapitel 3.2 zum Rauschverhalten des Spannungs- und Ladungsverstärkers mit ME-Sensor durch Messungen verifizieren. Die hier gezeigten Ergebnisse wurden bereits in [49] veröffentlicht.

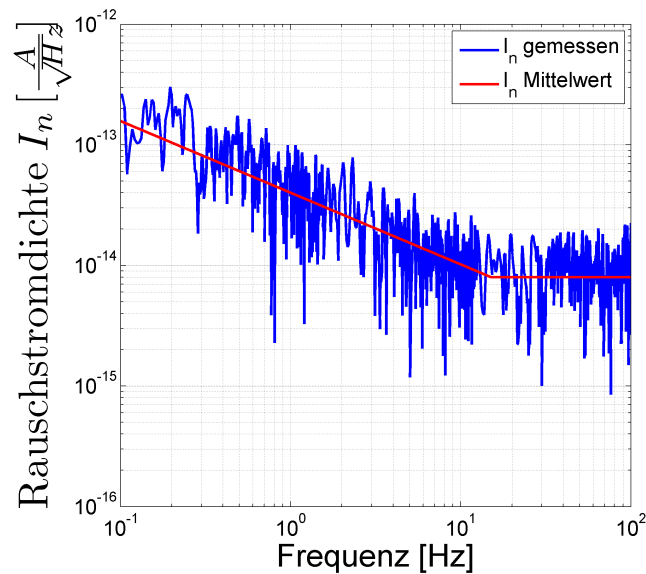


Abbildung 3.11.: Rauschstromdichte I_n des Operationsverstärkers AD745

Die in Kapitel 3.3 vorgestellte Abschirmung kommt bei diesen Messungen noch nicht zum Einsatz, da sie noch nicht zur Verfügung stand. Neben der elektrischen Abschirmung des Verstärkers wird zur Schirmung ausschließlich eine magnetische Abschirmfolie vom Typ AAronia MagnoShield FLEX verwendet, für die der Hersteller einen Schirmungsfaktor von 5 – 7 unterhalb von 30 MHz angibt. Störungen durch Einkopplung von Luftschall oder mechanischen Vibrationen werden daher bei diesen Messungen nicht gedämpft.

Der hier verwendete Sensor wurde von Dr. Henry Greve am Lehrstuhl für Anorganische Funktionsmaterialien (Prof. Quandt) im Kieler Nanolabor gefertigt. Der Aufbau ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Der ME-Sensor besteht aus einem $20 \cdot 3 \text{ mm}^2$ großem Träger aus Silizium (Si), der eine Dicke von $625 \text{ }\mu\text{m}$ aufweist. Dieser ist mit einer $0.3 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Unterelektrode aus Molybdän (Mo) beschichtet. Hierauf befindet sich eine $1.8 \text{ }\mu\text{m}$ dicke Schicht aus piezoelektrischem Aluminiumnitrid (AlN), gefolgt von einer magnetostriktiven Eisen-Kobalt-Bor-Silizium (FeCoBSi) Legierung als Oberelektrode, mit einer Fläche von $1.6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$. Auf der Rückseite des Silizium-Substrats befindet sich ein 7 mm breiter Graben, der die mechanische Resonanzfrequenz des Biegebalkens auf $f_{res} = 330 \text{ Hz}$ absenkt.

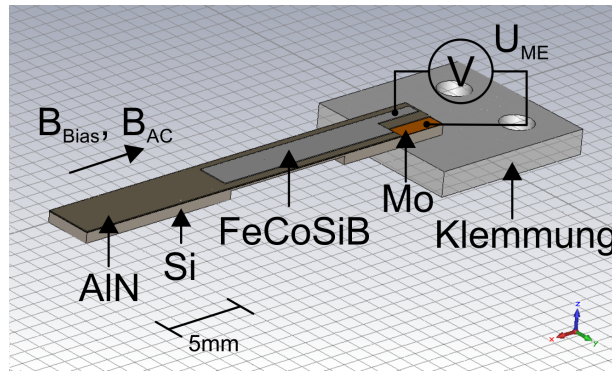


Abbildung 3.12.: Struktur des AlN basierten ME-Sensors mit Graben

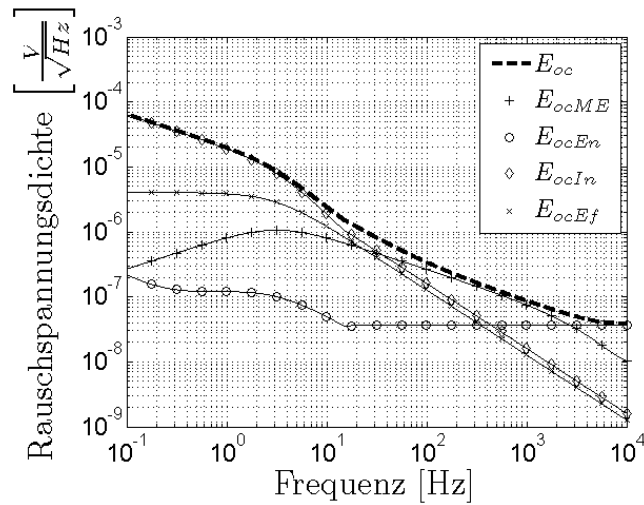
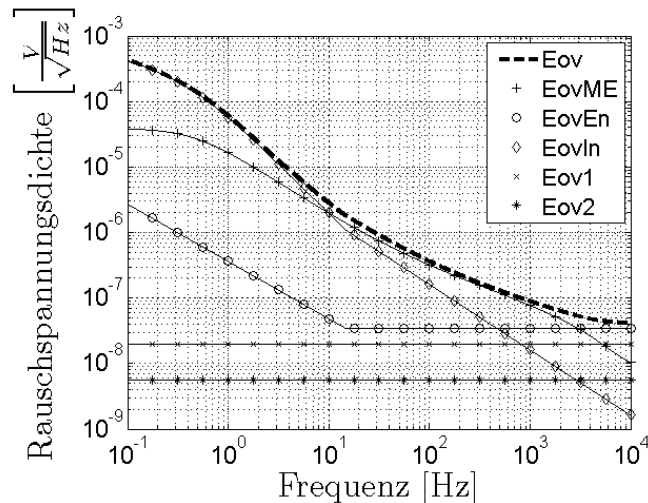
Der Sensor wird zur Klemmung auf einen Epoxy-Block geklebt. Das ME-Ausgangssignal wird zwischen der Mo-Unterelektrode und FeCoBSi-Oberelektrode abgegriffen.

Unter einem optimalen Bias Feld von $B_{DC,opt} = 600 \mu T$ wird bei einer Resonanzfrequenz von $f_{res} = 330 Hz$ ein ME-Koeffizient von $\alpha_{ME} = 1200 V/cmOe$ erreicht. Ein äquivalenter ME-Sensor, der aufgrund besserer Klemmung einen ME-Koeffizienten von $1800 V/cmOe$ aufweist, wird in [53] gezeigt. Die Messung der ME-Kapazität ergibt bei einer Frequenz von $f = 1000 Hz$ einen Wert von $C_{ME} = 682 pF$, was einer Permittivität von

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{r,33} &= \frac{C_{ME} \cdot L}{\varepsilon_0 \cdot A} \\
 &= \frac{682 pF \cdot 1.8 \mu m}{8.85 \cdot 10^{-12} As/Vm \cdot 1.6 \cdot 10^{-5} m^2} \\
 &= 8.67
 \end{aligned} \tag{3.39}$$

entspricht. Dieser Wert stimmt gut mit dem in [27] berichteten Wert von $\varepsilon_{r,33} = 8.5$ überein.

Um das Rauschverhalten von Sensor und Ladungs- bzw. Spannungsverstärker miteinander vergleichen zu können, wird für beide eine Verstärkung von $G_c = G_v = 13.65$ vorgegeben. Der Ladungsverstärker wird extern mit $C_f = 50 pF$ und $R_f = 1 G\Omega$ beschaltet. Für den Spannungsverstärker wird $R_1 = 150 \Omega$ und $R_2 = 1900 \Omega$ gewählt. Der Spannungsverstärker benötigt zusätzlich, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, für den Ruhestrom einen Widerstand von $R_{DC} = 500 M\Omega$. Die Abbildungen 3.13 und 3.14 zeigen die berechneten Rauschspannungsdichten E_{oc} und E_{ov} am Ausgang des Ladungs- bzw. Spannungsverstärkers und deren Zusammensetzung.

Abbildung 3.13.: Rauschspannungsdichte E_{oc} berechnet für den LadungsverstärkerAbbildung 3.14.: Rauschspannungsdichte E_{ov} berechnet für den Spannungsverstärker

Die Berechnung erfolgte hierbei entsprechend den Gleichungen 3.23 und 3.18. Unterhalb von etwa 10 Hz dominiert für diesen Sensor das Stromrauschen des Verstärkers. Zwischen 10 Hz und 3 kHz dominiert das Johnson-Nyquist Rauschen der piezoelektrischen Phase. Oberhalb von 3 kHz dominiert schließlich das Spannungsrauschen des Verstärkers, siehe Abschnitt 3.2.4. Die Abbildungen 3.15 und 3.16 zeigen die gemessene und die berechnete Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungs- bzw. Spannungsverstärkers, sowie den Rauschpegel des verwendeten Spektrumanalysators.

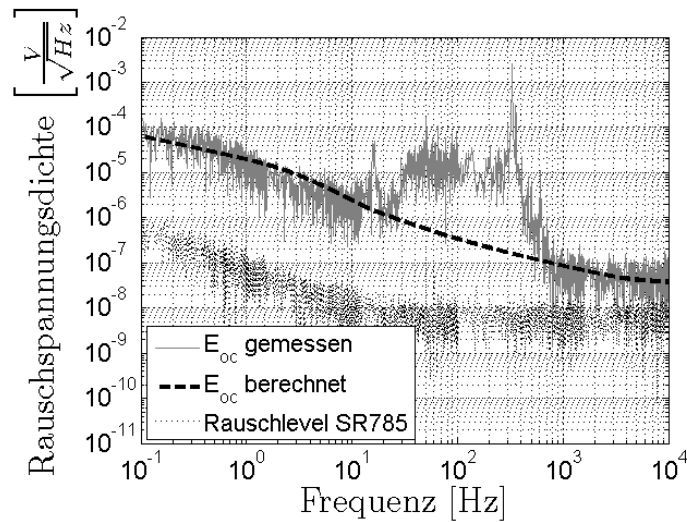


Abbildung 3.15.: Rauschspannungsdichte E_{oc} gemessen und berechnet für den Ladungsverstärker

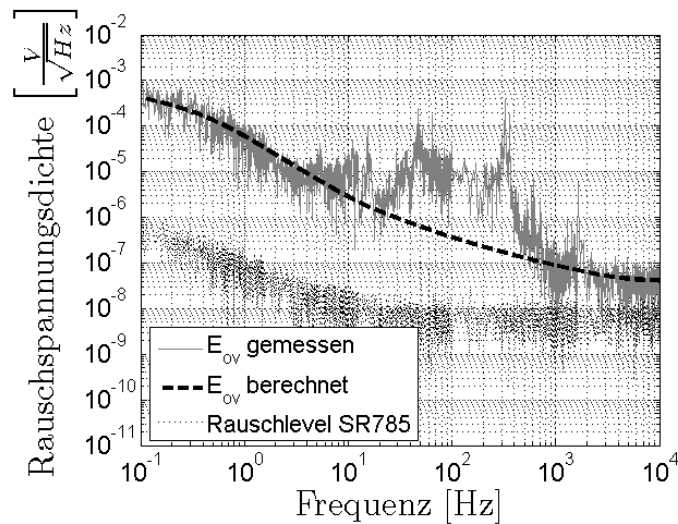


Abbildung 3.16.: Rauschspannungsdichte E_{ov} gemessen und berechnet für den Spannungsverstärker

Für beide Messungen sind in einem Bereich zwischen 10 Hz und 1 kHz deutliche Abweichungen zwischen der berechneten und gemessenen Rauschkurve festzustellen. Der Grund hierfür liegt in der sowohl magnetisch, elektrisch, als auch mechanisch unzureichenden Schirmung des Messaufbaus. Aus diesem Grund wurde für alle folgenden Messungen, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, die Schirmung deutlich verbessert.

Dennoch stimmen die gemessenen Rauschkurven über einen weiten Frequenzbereich gut mit den berechneten überein. Somit kann die Aussage, dass die Rauschpegel am Ausgang von Ladungs- und Spannungsverstärker sehr ähnlich sind, bestätigt werden. Für geringe Frequenzen unterhalb von etwa 3 Hz ist die Rauschspannungsdichte am Ausgang des Spannungsverstärkers jedoch etwa 6 mal höher, da sich hier der Bias-Widerstand R_{DC} auf das Stromrauschen des Verstärkers auswirkt.

3.4.3. AlN basierter Dünnschicht ME-Sensor

Bei den in den folgenden Abschnitten gezeigten Berechnungen und Messungen geht es um die Rausch- und Empfindlichkeitsanalyse verschiedener ME-Sensoren. Die in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse wurden bereits in [51] veröffentlicht. Abbildung 3.17 zeigt den Aufbau des Sensors, der von Dr. Henry Greve am Lehrstuhl für Anorganische Funktionsmaterialien im Kieler Nanolabor gefertigt wurde.

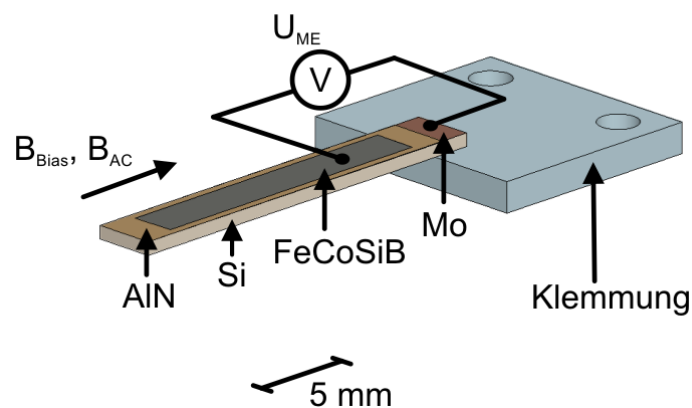


Abbildung 3.17.: Aufbau des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors

Das $140\ \mu\text{m}$ dicke Silizium-Substrat (Si) mit einer Fläche von $20 \times 3\ \text{mm}^2$ bestimmt im Wesentlichen die mechanische Resonanz des Biegers, siehe [28]. Es ist beschichtet mit einer $0.3\ \mu\text{m}$ dicken Molybdän (Mo) Metallisierung, welche die Unterelektrode des Sensors bildet, sowie einer $1.8\ \mu\text{m}$ dicken piezoelektrischen Schicht aus Aluminiumnitrid (AlN). Eine $1.75\ \mu\text{m}$ dicke magnetostriktive Schicht aus einer Eisen-Kobalt-Silizium-Bor (FeCo-

SiB) Legierung bildet mit einer Fläche von $A = 33.5 \text{ mm}^2$ die Oberelektrode des Sensors.

Mit einem LCR-Meter ST2819 von Sourcetric wird bei einer Frequenz von $f = 1 \text{ kHz}$ für die ME-Kapazität $C_{ME} = 1.4 \text{ nF}$ und für den Verlustwinkel $\tan\delta = 0.003$ gemessen. Die Ergebnisse einer frequenzabhängigen Messung wurden für diesen Sensor bereits in Abschnitt 2.2.2 gezeigt.

Die Abbildungen 3.18 und 3.19 zeigen das Bias- und Resonanzverhalten des Sensors. Wie auch für die Bias- und Resonanzkurven der folgenden Sensoren, stellen Kreuze einzelne Messpunkte dar, wohingegen die durchgezogene Linie einer Spline-Interpolation entspricht.

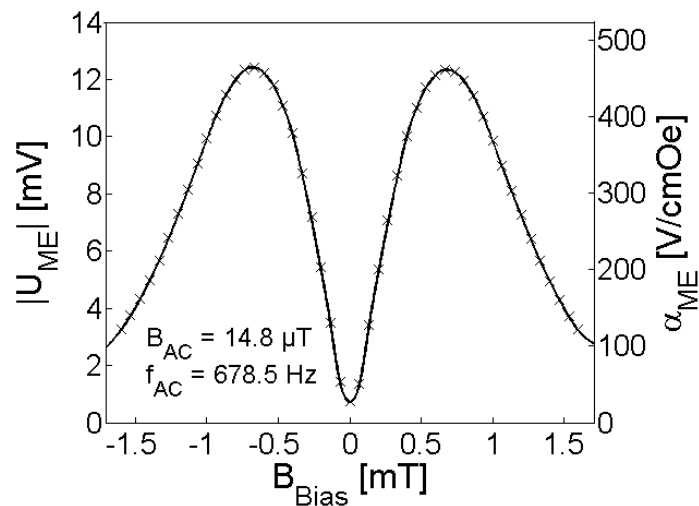


Abbildung 3.18.: Bias-Abhängigkeit der ME-Spannung des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors

Unter einem optimalen Bias-Feld von $B_{Bias} = 678 \mu T$ und in Resonanz bei $f_{res} = 678.5 \text{ Hz}$ erreicht der Sensor einen ME-Koeffizienten von $\alpha_{ME} = 450 \text{ V/cmOe}$. Aus der Resonanzkurve ergibt sich für die Güte des Sensors ein Wert von $Q = 226$.

Für die folgenden Messungen wird ein Ladungsverstärker mit einem Rückkoppelwiderstand von $R_f = 15 \text{ G}\Omega$ und einer Rückkoppelkapazität von $C_f = 50 \text{ pF}$ verwendet. Eine Balancierung des nichtinvertierenden Eingangs ist durch die hohe Sensorkapazität nicht notwendig.

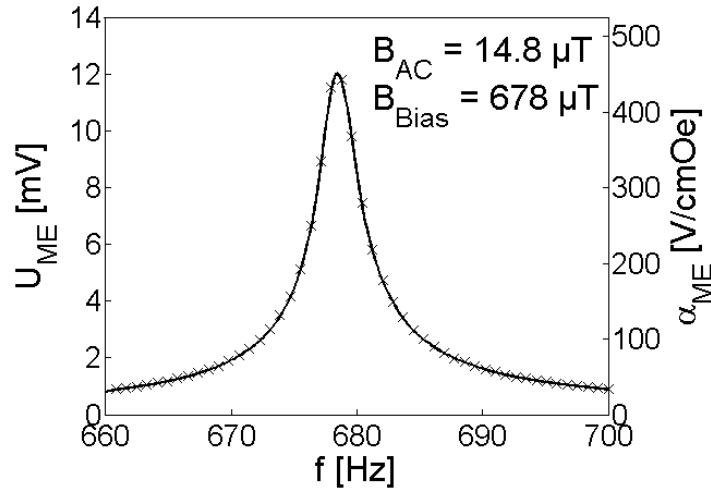


Abbildung 3.19.: Frequenzabhängigkeit der ME-Spannung des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors

Für die untere Grenzfrequenz f_{co} und die Verstärkung G_c des Ladungsverstärkers ergibt sich somit:

$$f_{co} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_f \cdot C_f} = 0.21 \text{ Hz} \quad (3.40)$$

und

$$G_c \approx \frac{C_{ME}}{C_f} = 28 . \quad (3.41)$$

Der gemessene Wert für die Verstärkung liegt etwas höher, bei $G_c = 33$.

Zur Berechnung der Rauschspannungsdichte E_{oc} wird Gleichung (3.23) verwendet. Abbildung 3.20 zeigt die berechnete Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers. Die Rauschspannungsdichte E_{oc} am Ausgang des Ladungsverstärkers wird je nach Frequenzbereich wiederum von drei verschiedenen Rauschquellen dominiert. Für Frequenzen unterhalb von 50 Hz dominiert das Stromrauschen des Verstärkers. Für Frequenzen zwischen 50 Hz und 800 Hz dominiert das Johnson-Nyquist Rauschen der piezoelektrischen Sensorschicht. Oberhalb von 800 Hz dominiert schließlich das Spannungsrauschen des Verstärkers. In Abbildung 3.21 wird die berechnete Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers mit der gemessenen verglichen.

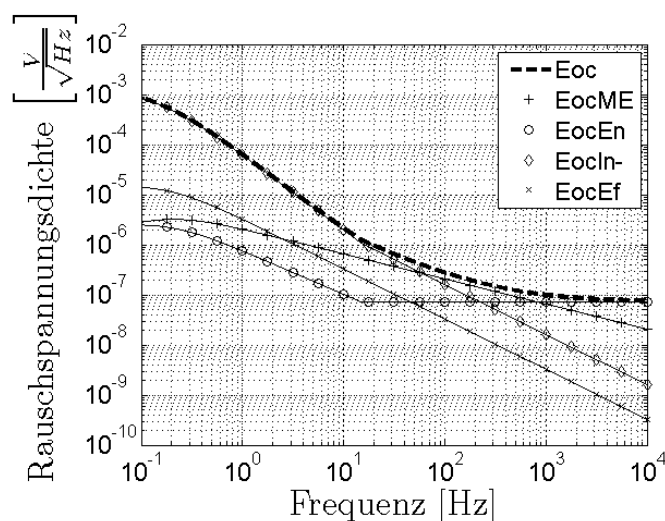


Abbildung 3.20.: Rauschspannungsdichte E_{oc} des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors berechnet

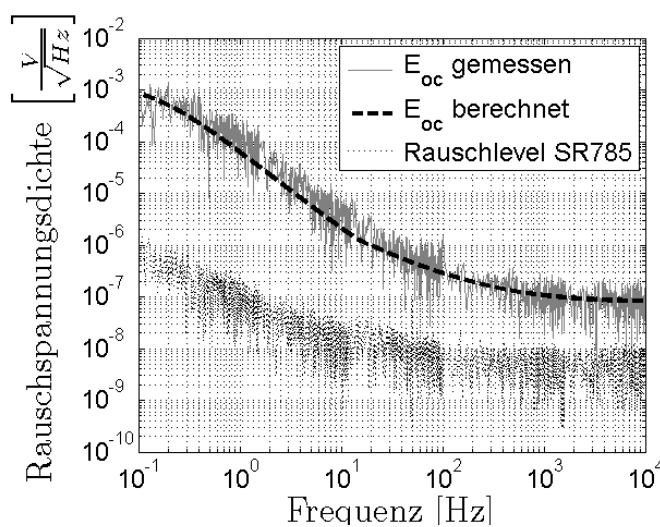


Abbildung 3.21.: Rauschspannungsdichte E_{oc} des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors gemessen und berechnet

Es zeigt sich, dass bei ausreichender Schirmung das Rauschmodell aus Abschnitt 3.2 sehr gut mit den Messungen übereinstimmt. Der Rauschpegel des verwendeten Signalanalysators SR785 liegt weit unterhalb des gemessenen Rauschpegels und beeinflusst die Messung somit nicht.

Aus der Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers kann man mit Hilfe von Gleichung (2.3) über den ME-Koeffizienten α_{ME} , die Schichtdicke L der piezoelektrischen Phase und den Verstärkungsfaktor des Ladungsverstärkers G_c , auf die äquivalente magnetische Rauschdichte B_{noise} am Eingang des ME-Sensors umrechnen.

B_{noise} hat die Einheit T/\sqrt{Hz} und gibt die Detektionsschwelle bzw. Empfindlichkeitsgrenze des Sensors in Abhängigkeit von der Rauschbandbreite an. Mit $E_{oc} = 190 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$ in Resonanz, $\alpha_{ME} = 450 \text{ V/cmOe}$, $L = 1.8 \text{ }\mu\text{m}$ und $G_c = 33$ folgt für den äquivalenten magnetischen Rauschpegel B_{noise} :

$$\begin{aligned} B_{noise} &= \frac{E_{oc} \cdot 10^{-4} \text{ T/Oe}}{L \cdot \alpha_{ME} \cdot G_c} \\ &= 7.1 \text{ pT}/\sqrt{Hz} . \end{aligned} \quad (3.42)$$

Abbildung 3.22 zeigt eine Empfindlichkeitsmessung in Resonanz, mit einer Rauschbandbreite von 1 Hz , bei der die Spannung U_{oc} am Ausgang des Ladungsverstärkers in Abhängigkeit von der Flussdichte B_{AC} des angelegten Wechselfeldes gemessen wird. Das angegebene Signal-Rausch-Verhältnis bezieht sich hierbei stets auf den Wert der gemessenen Rauschspannungsdichte in Resonanz. D.h. das SNR von 0 dB entspricht dem Rauschpegel aus Abbildung 3.21.

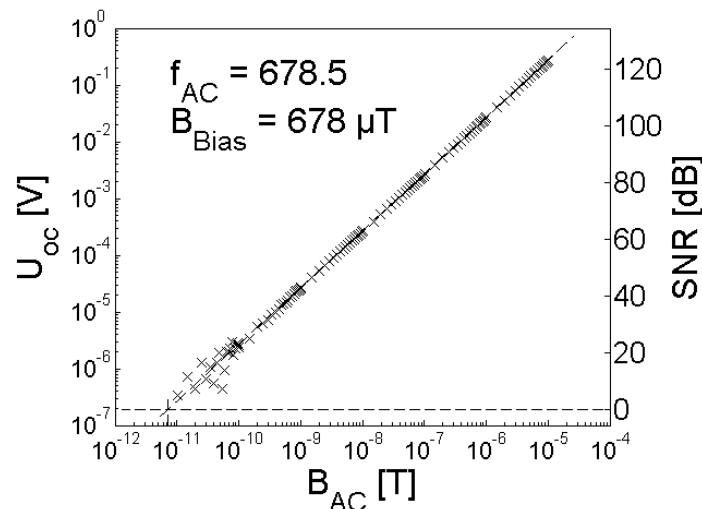


Abbildung 3.22.: Empfindlichkeitsmessung mit AlN basiertem Dünnschicht ME-Sensor

Für magnetische Wechselfelder mit Flussdichten zwischen $10 \mu T$ und $100 pT$ verhält sich der Sensor linear. In der doppelt logarithmischen Darstellung von Abbildung 3.22 entspricht dies einer Steigung von 1 bzw. einer Verdopplung der Ausgangsspannung bei einer Verdopplung des Magnetfeldes. Unterhalb von $100 pT$ beginnen die Messwerte zu streuen, da das Signal-Rausch-Verhältnis klein ist. Durch Einschränkungen im Versuchsaufbau konnte für diese Messung die Flussdichte des magnetischen Wechselfeldes nicht unter $10 pT$ abgesenkt werden.

3.4.4. MEMS basierte ME-Sensoren

Die folgenden Rauschmessungen und -berechnungen wurden zum Teil bereits in [50, 54, 55, 56] veröffentlicht.

Unverkapselter Sensor

Abbildung 3.23 zeigt ein am Fraunhofer Institut für Silizium Technologie in Itzehoe von Stephan Marauska (Prof. Wagner) hergestelltes Element mit 5 ME-Sensoren unterschiedlicher Länge, siehe [55].

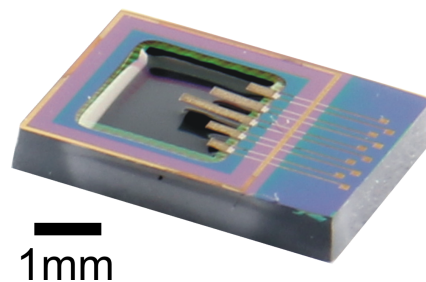


Abbildung 3.23.: Unverkapselter MEMS basierter ME-Sensor

Die folgenden Messungen und Berechnungen erfolgen für den mittleren Sensor. Dieser ist 1.12 mm lang und 0.2 mm breit. Die oberste Schicht besteht aus $2.2 \mu m$ FeCoSiB, gefolgt von 10 nm Chrom, $1 \mu m$ Aluminiumnitrid, 100 nm Platin und 650 nm Siliziumoxid.

Mit einem LCR-Meter vom Typ Sourcetric ST2819A wird bei einer Frequenz von 1 kHz für die ME-Kapazität $C_{ME} = 24.2 \text{ pF}$ und für den Verlustwinkel $\tan \delta = 0.0015$ gemessen.

Über die Sensorgeometrie und die ME-Kapazität ergibt sich die Permittivität vom Aluminiumnitrid zu $\varepsilon_{r,33} = 12.2$, was über dem in [50] berichteten Wert von 10.5 liegt. Der Grund hierfür dürfte in parasitären Kapazitäten der Zuleitungen liegen, die den Messwert für die ME-Kapazität erhöhen und den für den Verlustwinkel verringern.

Die geringe Kapazität des Sensors ist auch insbesondere für die Spannungsmessung problematisch. Die ME-Kapazität C_{ME} bildet zusammen mit der Kapazität der Zuleitung C_{Kabel} und der Eingangskapazität des Messgerätes C_{Mess} einen Spannungsteiler, siehe Abbildung 3.24.

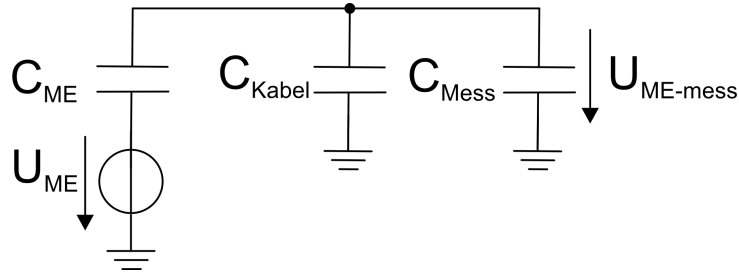


Abbildung 3.24.: Kapazitiver Spannungsteiler bei ME-Spannungsmessung

Die ohmschen Anteile können bei den hier betrachteten Frequenzen vernachlässigt werden. Die gemessene ME-Spannung $U_{ME-mess}$ hängt über einen einfachen Spannungsteiler mit der tatsächlichen ME-Leerlaufspannung U_{ME} zusammen:

$$\begin{aligned} U_{ME-mess} &= \frac{\frac{1}{\omega(C_{Kabel}+C_{Mess})}}{\frac{1}{\omega C_{ME}} + \frac{1}{\omega(C_{Kabel}+C_{Mess})}} \cdot U_{ME} \\ &= \frac{1}{\frac{C_{Kabel}+C_{Mess}}{C_{ME}} + 1} \cdot U_{ME} . \end{aligned} \quad (3.43)$$

Bei den folgenden Messungen wird ein BNC-Kabel mit einer Kapazität von $C_{Kabel} = 263 \text{ pF}$ und ein Lock-In Verstärker mit einer Eingangskapazität von $C_{Mess} = 25 \text{ pF}$ verwendet. Mit der ME-Kapazität von $C_{ME} = 24.2 \text{ pF}$ ergibt sich für das Verhältnis von ME-Leerlaufspannung U_{ME} zu gemessener Spannung $U_{ME-mess}$ somit ein Wert von 12.9, d.h. die gemessene ME-Spannung ist deutlich kleiner, als die tatsächliche ME-Leerlaufspannung.

Der Ladungsverstärker hat dieses Problem nicht, da die Kabelkapazität und die Eingangskapazität des verwendeten Operationsverstärkers über die virtuelle Masse am Eingang des Ladungsverstärkers kurzgeschlossen sind. Um von der Ausgangsspannung U_{oc}

des Ladungsverstärkers auf die ME-Leerlaufspannung U_{ME} zurückzurechnen, kann direkt Gleichung (3.19) verwendet werden:

$$\begin{aligned} U_{oc} &= G_c \cdot U_{ME} \\ &\approx \frac{C_{ME}}{C_f} \cdot U_{ME} . \end{aligned} \quad (3.44)$$

Aus diesem Grund wird im Folgenden der in Kapitel 3.2.2 vorgestellte Ladungsverstärker mit einer Rückkoppelkapazität von $C_f = 50 \text{ pF}$ und $R_f = 5 \text{ G}\Omega$ verwendet. Abbildung zeigt 3.25 die Abhängigkeit vom Bias-Feld des ME-Sensors und Abbildung 3.26 das Resonanzverhalten.

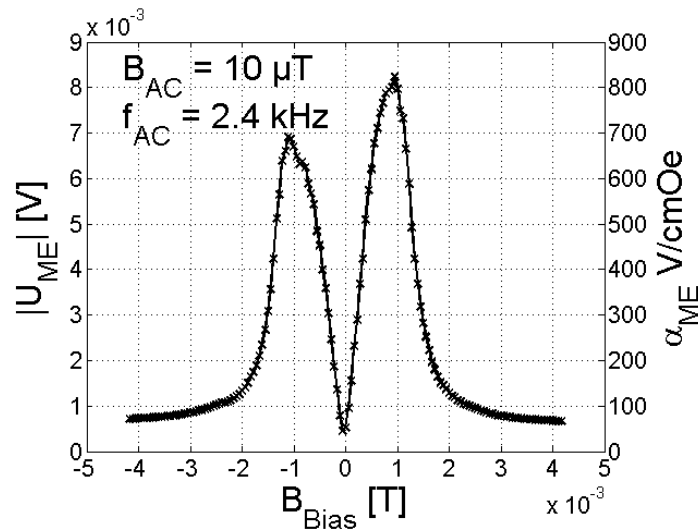


Abbildung 3.25.: Bias-Abhängigkeit der ME-Spannung des unverkapselten MEMS basierten ME-Sensors

In der mechanischen Resonanz bei $f_{res} = 2400 \text{ Hz}$ und unter einem optimalen Bias-Feld von $B_{Bias} = 1 \text{ mT}$ erreicht der Sensor somit einen ME-Koeffizienten von $\alpha_{ME} = 800 \text{ V/cmOe}$. Abbildung 3.27 zeigt das Ergebnis für die Rauschberechnung gemäß Gleichung (3.21). Der Verstärker wird hierbei zunächst nicht balanciert.

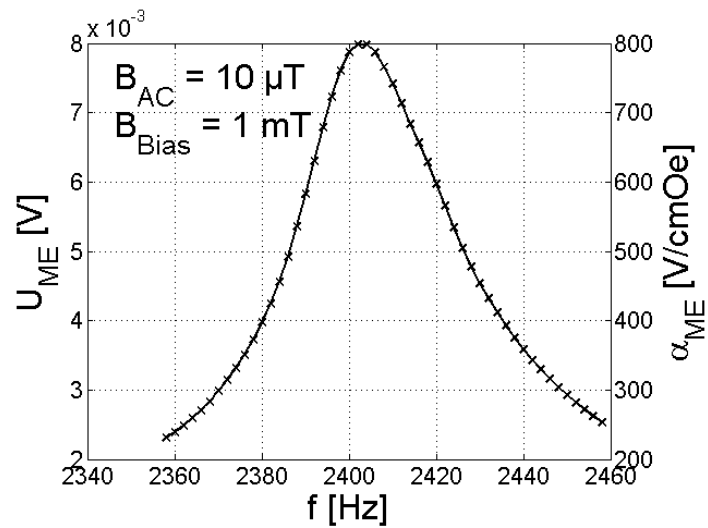


Abbildung 3.26.: Frequenzabhängigkeit der ME-Spannung des unverkapselten MEMS basierten ME-Sensors

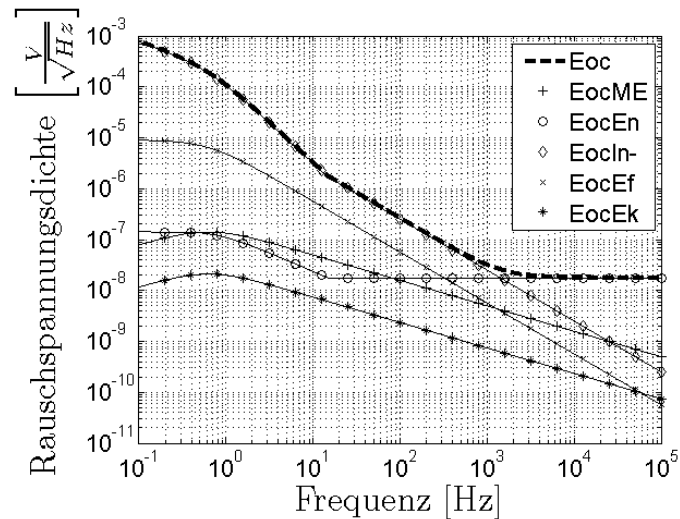


Abbildung 3.27.: Rauschspannungsdichte E_{oc} des unverkapselten MEMS basierten ME-Sensors, berechnet

Im Gegensatz zu den bisher untersuchten ME-Sensoren gibt es bei dem hier betrachteten MEMS basierten ME-Sensor nur zwei dominante Rauschquellen. Unterhalb von 1500 Hz dominiert das Stromrauschen und oberhalb das Spannungsrauschen des Ladungsverstärkers. Das Johnson-Nyquist Rauschen der piezoelektrischen Sensorschicht spielt dagegen aufgrund der geringen Sensorabmessungen keine Rolle. Durch die bauartbedingt hohen Resonanzfrequenzen des Sensors ist es daher insbesondere wichtig, das Spannungsrauschen des Verstärkers möglichst gering zu halten. Abbildung 3.28 stellt die berechnete und die gemessene Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers grafisch dar.

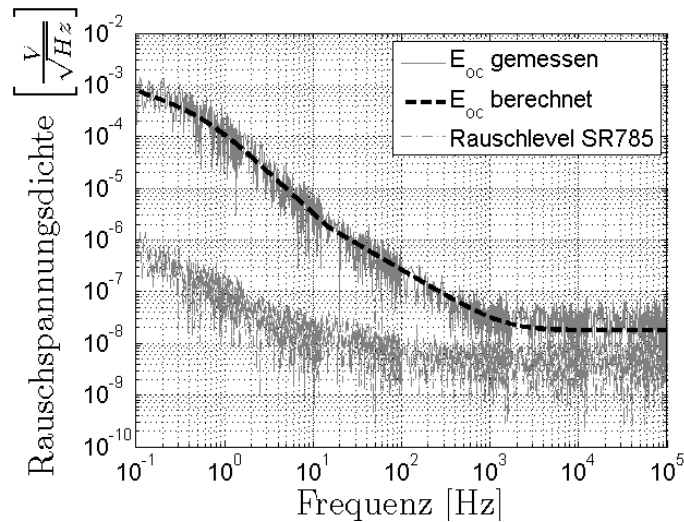


Abbildung 3.28.: Rauschspannungsdichte E_{oc} des unverkapselten MEMS basierten ME-Sensors, gemessen und berechnet

Der Rauschpegel des verwendeten Spektrumanalysators SR785 beeinflusst die Messung nicht. Bei der Resonanzfrequenz von $f_{res} = 2400 \text{ Hz}$ wird eine Rauschspannungsdichte von $E_{oc} \approx 40 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ gemessen. Mit Hilfe des ME-Koeffizienten in Resonanz von $\alpha_{ME} = 800 \text{ V/cmOe}$, des Verstärkungsfaktor des Ladungsverstärkers von $G_c = C_{ME}/C_f = 0.48$ und einer Schichtdicke der piezoelektrischen Schicht von $L = 1 \text{ }\mu\text{m}$, ergibt sich somit einen äquivalenten magnetischen Rauschpegel von:

$$\begin{aligned}
 B_{noise} &= \frac{E_{oc} \cdot 10^{-4} \text{ T/Oe}}{L \cdot \alpha_{ME} \cdot G_c} \\
 &= 104 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}} .
 \end{aligned}
 \tag{3.45}$$

Abbildung 3.29 zeigt die entsprechende Empfindlichkeitsmessung am Ausgang des Ladungsverstärkers. Hierfür wird die Flussdichte des angelegten magnetischen Wechselfeldes von $10 \mu T$ bis auf $10 pT$ reduziert und die Spannung U_{oc} am Ausgang des Ladungsverstärkers mit einem Lock-In Verstärker mit $1 Hz$ Rauschbandbreite gemessen.

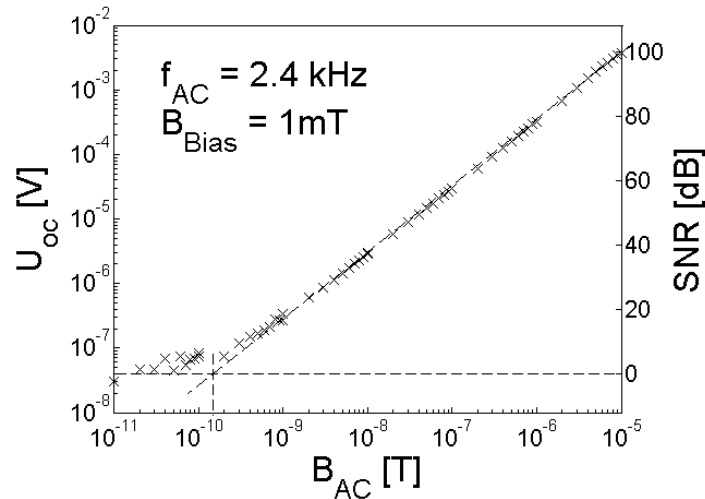


Abbildung 3.29.: Empfindlichkeitsmessung für den unverkapselten MEMS basierten ME-Sensor

Auch hier ergibt sich ein Wert von $B_{noise} \approx 100 pT/\sqrt{Hz}$ für den äquivalenten magnetischen Rauschpegel.

Verkapselter Sensor

Um die Güte und somit auch die Empfindlichkeit der MEMS basierten ME-Sensoren zu erhöhen, werden diese am Fraunhofer Institut für Siliziumtechnologie (ISIT) vakuumverkapselt. Abbildung 3.30 aus [56] zeigt einen Sensor vor und nach der Verkapselung.

Der untersuchte mittlere Sensor ist $900 \mu m$ lang und $200 \mu m$ breit. Die oberste Schicht besteht aus einer $5 \mu m$ Eisen-Kobalt-Silizium-Bor (FeCoSiB) Legierung, gefolgt von einer $L = 2 \mu m$ dicken Aluminiumnitrid-Schicht (AlN). Die Unterelektrode besteht aus $100 nm$ dickem Platin (Pt), gefolgt von einer $650 nm$ dicken Siliziumoxid-Schicht (SiO_2).

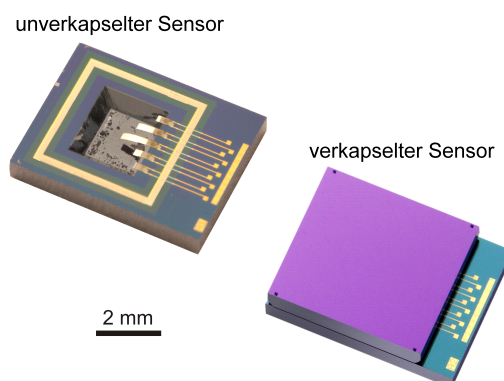


Abbildung 3.30.: Sensor unverkapselt und verkapselt

Abbildung 3.31 zeigt das Bias-Verhalten des ME-Sensors.

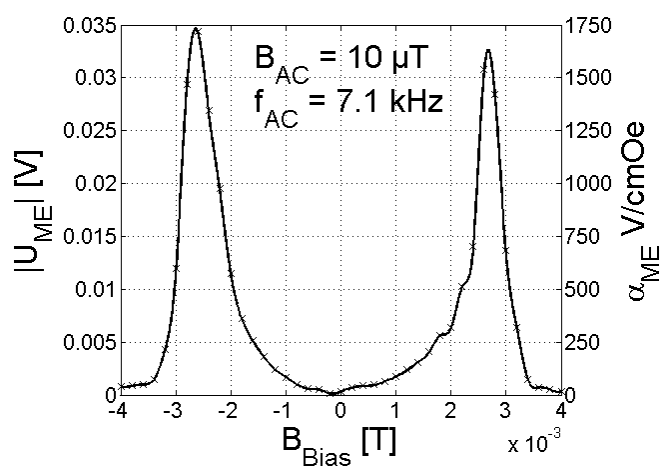


Abbildung 3.31.: Bias-Abhängigkeit der ME-Spannung des verkapselten MEMS basierten ME-Sensors

Man erkennt hier das für die meisten MEMS basierten ME-Sensoren typische Verhalten der Resonanzverschiebung in Abhängigkeit vom Bias-Feld. Ein ähnliches Verhalten, welches jedoch auf einem anderen physikalischen Effekt beruhte, wurde bereits in [29] beschrieben.

Hier entspricht der Verlauf der ME-Spannung in Abhängigkeit vom Bias-Feld nicht mehr der Ableitung der Magnetostruktionskurve, sondern wird von der Verschiebung der Re-

resonanzkurve überlagert. Der Grund hierfür liegt darin, dass für MEMS-Sensoren die Resonanzfrequenz nicht mehr durch ein Substrat dominiert wird, sondern Änderungen im Elastizitätsmodul der magnetostriktiven Schicht sich merklich auf die Resonanz des gesamten Biegebalkens auswirken.

Abbildung 3.32 zeigt das Resonanzverhalten des Sensors.

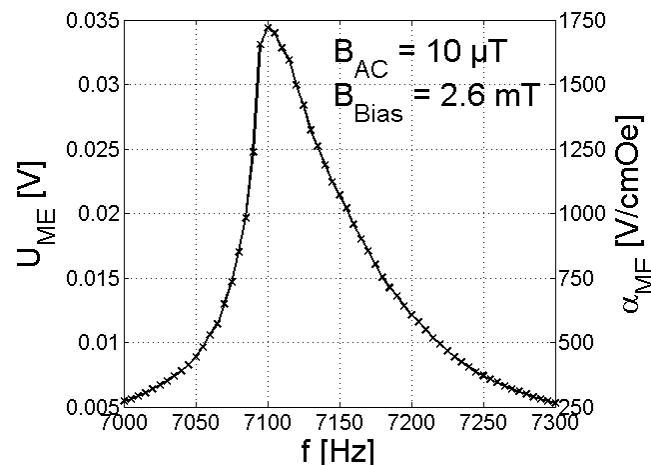


Abbildung 3.32.: Frequenzabhängigkeit der ME-Spannung des verkapselten MEMS basierten ME-Sensors

Es ist zu erkennen, dass der mechanische Oszillator für eine Flussdichte von $B_{AC} = 10 \mu T$ bereits anharmonisches Verhalten zeigt, da die linke Flanke der Resonanzkurve deutlich steiler verläuft. Dieses Verhalten konnte durch weitere Vakuummessungen bestätigt werden. Bei niedrigeren Flussdichten unterhalb von $1 \mu T$ zeigt der Oszillator wieder harmonisches Verhalten.

Abbildung 3.33 zeigt die Verschiebung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit vom angelegten Bias-Feld. Erhöht man den Betrag der magnetischen Flussdichte des Bias-Feldes von $0 mT$ bis auf $2.6 mT$, so sinkt die Resonanzfrequenz zunächst von $7300 Hz$ auf $7100 Hz$. Erhöht man die Flussdichte weiter, so steigt die Resonanzfrequenz wieder an. Dieses Verhalten lässt sich vollständig durch die Änderung des E-Moduls der magnetostriktiven Schicht beschreiben. Abbildung 3.34, entnommen aus [6] mit freundlicher Genehmigung der Autoren, stellt den ΔE -Effekt für dünne FeCoSiB Schichten dar.

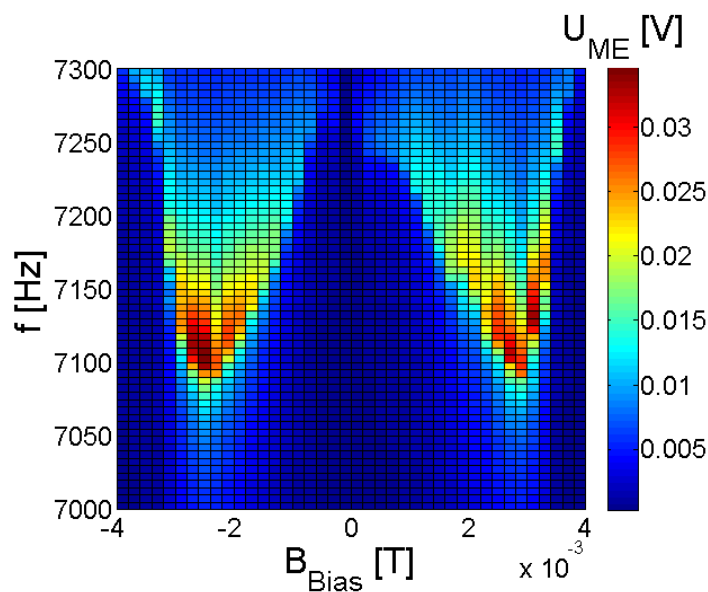


Abbildung 3.33.: Resonanzverschiebung in Abhängigkeit vom Bias-Feld des verkapselten MEMS basierten ME-Sensors

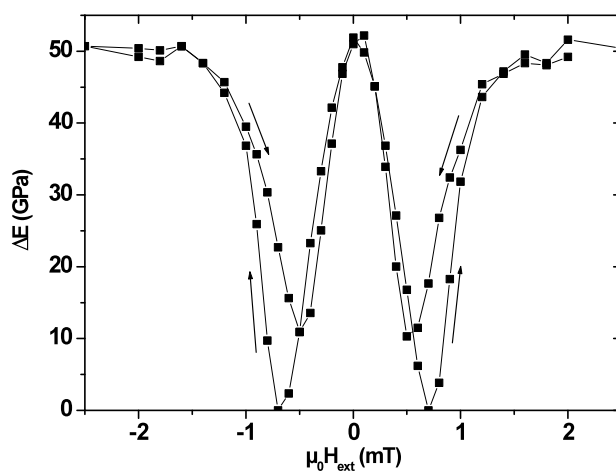


Abbildung 3.34.: ΔE Effekt einer FeCoSiB Schicht, entnommen aus [6] mit freundlicher Genehmigung der Autoren

Im Punkt des maximalen Anstiegs der Magnetostruktionskurve (maximale Empfindlichkeit des ME-Sensors) weist ΔE ein Minimum auf und liegt für Null Bias-Feld bzw. im Sättigungsfeld 50 GPa darüber. Somit haben auch die Federkonstante und dem entsprechend die Resonanzfrequenz des Biegebalkens im optimalen Bias-Feld ein Minimum und

für Null Bias-Feld bzw. in Sättigung jeweils ein Maximum.

Der Effekt der Resonanzverschiebung lässt sich auch für eine Frequenzmodulation bei MEMS-basierten ME-Sensoren nutzen, wie ausführlich in Abschnitt 4.2 dargestellt wird. Aus Abbildung 3.33 lässt für die optimale Resonanzfrequenz $f_{res} = 7100 \text{ Hz}$ und für das optimale Bias-Feld $B_{Bias,opt} = 2.6 \text{ mT}$ ablesen. Hierbei erreicht der Sensor einen ME-Koeffizienten von $\alpha_{ME} = 1750 \text{ V/cmOe}$. Abbildung 3.35 zeigt die gemäß Gleichung (3.21) berechnete Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers. Der Verstärker wird hierbei mit $C_B = 100 \text{ pF}$ und $R_B = 1 \text{ G}\Omega$ balanciert. Die Rückkoppelkapazität und der Rückkoppelwiderstand betragen 10 pF bzw. $15 \text{ G}\Omega$. Die Kabelkapazität zwischen Sensor und Verstärker liegt bei 47.3 pF , bei einem Verlustwinkel von $\tan\delta = 0.01$. Aus Abbildung 3.35 wird ersichtlich, dass bis etwa 1500 Hz das Stromrauschen des Operationsverstärkers, im Anschluss bis etwa 18 kHz das Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Schicht und darüber hinaus schließlich das Spannungsrauschen des Operationsverstärkers dominiert.

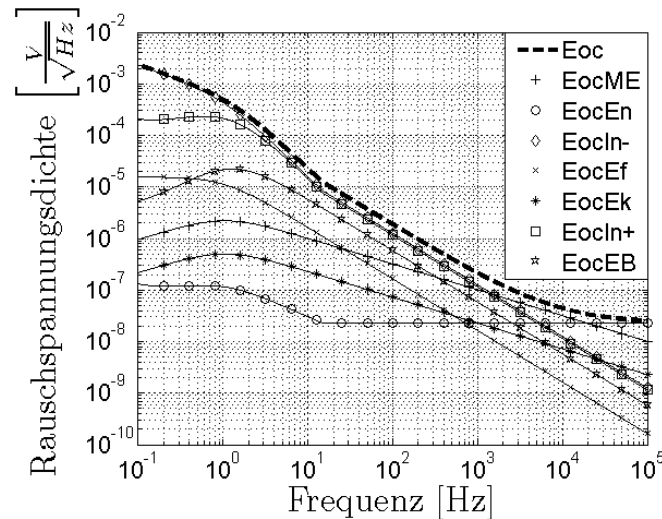


Abbildung 3.35.: Rauschspannungsdichte berechnet für den verkapselten MEMS basierten ME-Sensor

Abbildung 3.36 vergleicht die gemessene und berechnete Rauschspannungsdichte des balancierten Ladungsverstärkers. Auch hier ergibt sich eine gute Übereinstimmung des theoretischen Rauschmodells mit den Messungen.

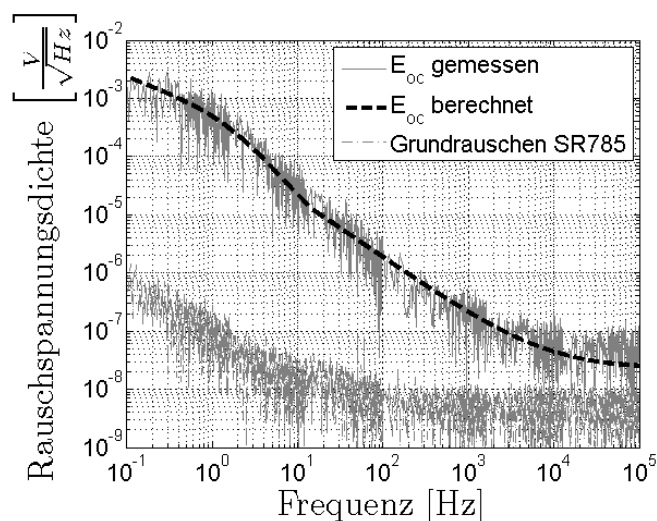


Abbildung 3.36.: Vergleich der gemessenen und berechneten Rauschspannungsdichten für den verkapselten MEMS basierten ME-Sensor

Die Rauschspannungsdichten mit und ohne Balancierung des Ladungsverstärkers werden in Abbildung 3.37 dargestellt.

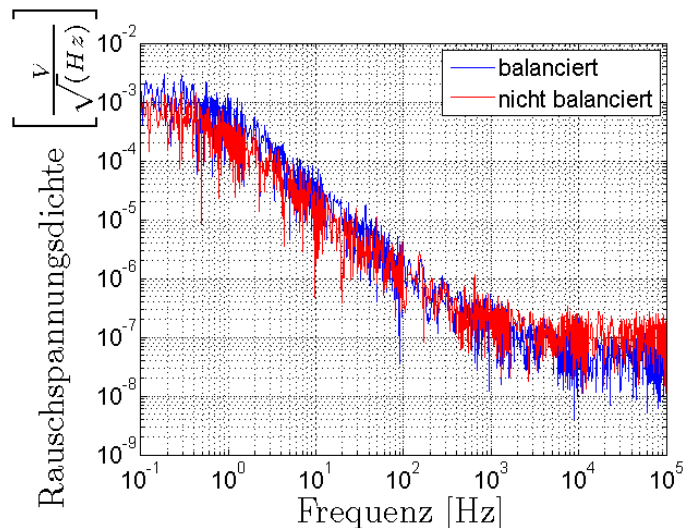


Abbildung 3.37.: Vergleich des balancierten und nicht balancierten Ladungsverstärkers jeweils mit verkapseltem MEMS basiertem ME-Sensor

Durch die Balancierung ergeben sich, wie in Gleichung (3.21) beschrieben, zusätzliche Rauschquellen, die das Stromrauschen im niedrigen Frequenzbereich anheben. Gleichzeitig wird jedoch das Spannungsrauschen im höheren Frequenzbereich um einen Faktor 3 redu-

ziert. Je kleiner die ME- und die Kabelkapazität werden, desto größer wird der Rauschvorteil durch die Balancierung des nichtinvertierenden Verstärkereingangs, siehe Abbildung 3.3. Daher ist eine Balancierung insbesondere dann wichtig, wenn der Verstärker direkt hinter dem Sensor eingesetzt werden kann.

Aus dem berechneten Rauschpegel von $E_{oc} = 52 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ in Resonanz, ergibt sich mit Hilfe des ME-Koeffizienten von $\alpha_{ME} = 1750 \text{ V/cmOe}$ in Resonanz und des Verstärkungsfaktors $G_c = 1.42$, eine äquivalente magnetische Rauschdichte von $B_{noise} = 10.5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Abbildung 3.38 zeigt die entsprechende Empfindlichkeitsmessung am Ausgang des balancierten Ladungsverstärkers mit einer Rauschbandbreite von 1 Hz . Für magnetische Flussdichten zwischen $10 \text{ }\mu\text{T}$ und $1 \text{ }\mu\text{T}$ verhält sich der Sensor nichtlinear. Der Grund hierfür liegt im anharmonischen Resonanzverhalten in diesem Bereich, vgl. Abbildung 3.32. Für Flussdichten zwischen $1 \text{ }\mu\text{T}$ und 15 pT zeigt der Sensor lineares Verhalten. Der Rauschpegel wird bei $15 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht. Die Abweichung zum berechneten Rauschpegel von $B_{noise} = 10.5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ergibt sich einerseits durch das nichtlineare Verhalten für Flussdichten größer als $1 \text{ }\mu\text{T}$, da hier der ME-Koeffizient zu groß angesetzt wird. Andererseits zeigt das gemessene bzw. berechnete Rauschspektrum in Abbildung 3.36 eine höhere Rauschspannungsdichte.

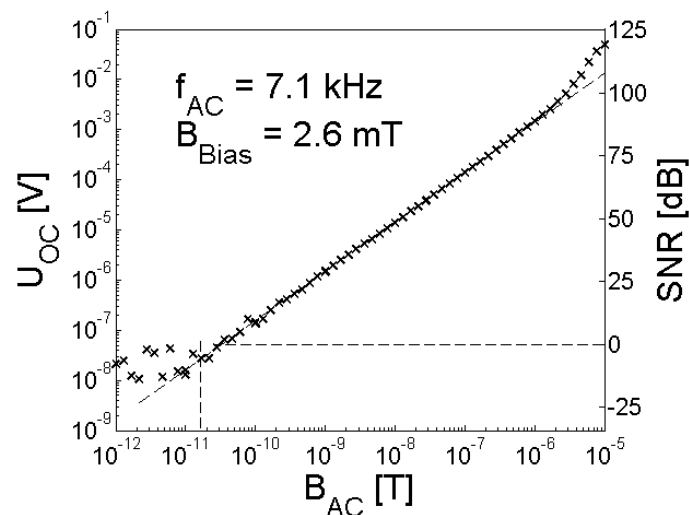


Abbildung 3.38.: Empfindlichkeitsmessung für den verkapselten MEMS basierten ME-Sensor

Einfluss der Sensorfläche auf das Rauschverhalten am Beispiel des vakuum-verkapselten MEMS basierten ME-Sensors

Trotz der geringen Fläche des Sensors erreichen MEMS ME-Sensoren sehr geringe Rauschspannungsdichten. Abbildung 3.39 zeigt die berechnete Rauschspannungsdichte $E_{ic} = E_{oc}/G_c$ am Eingang des Ladungsverstärkers in Abhängigkeit eines Flächenskalierungsfaktors $k = \frac{\Delta A + A}{A}$ für die Resonanzfrequenz $f_r = 7100 \text{ Hz}$. Alle anderen Parameter wie Schichtdicken usw. sollen bei der folgenden Betrachtung konstant bleiben. Hierbei entspricht $k=1$ der Fläche des MEMS basierten Sensors von $A = 900 \mu\text{m} \cdot 200 \mu\text{m} = 0.18 \text{ mm}^2$. Im Vergleich hierzu haben die im vorherigen Abschnitt beschriebenen „Makro“ ME-Sensoren eine aktive Fläche von 33.5 mm^2 und sind somit etwa $k = 180$ mal größer. Aus Abbildung 3.39 folgt, dass sich der Rauschpegel mit 180 mal größerer Fläche jedoch nur um einen Faktor 10 verringert. Der Grund hierfür liegt darin, dass einerseits gilt $E_{ME} \propto \sqrt{k}$ und dass andererseits das Spannungsrauschen E_n des Operationsverstärkers für $G_c \gg 1$, d.h. $k > 100$, nicht von k abhängt. Hierbei wird die Verschiebung der Resonanzfrequenz noch nicht berücksichtigt.

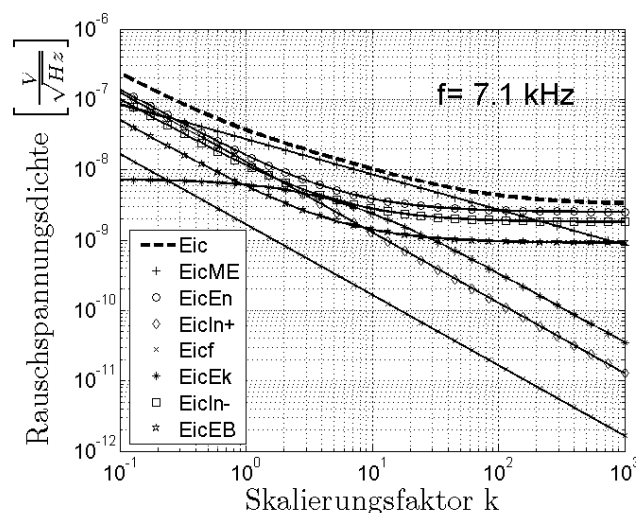


Abbildung 3.39.: Rauschspannungsdichte E_{ic} in Abhängigkeit vom Flächenskalierungsfaktor k für den verkapselten MEMS basierten ME-Sensor

Für die Resonanzfrequenz des Biegebalkens gilt [28], [56]:

$$f_r \propto \frac{1}{l^2} \quad (3.46)$$

mit l als Länge des Sensors. Für ein k von 180 erhöht sich die Länge somit um einen Faktor $\sqrt{180}$ und die Resonanzfrequenz verringert sich dementsprechend um einen Faktor von 180. Abbildung 3.40 zeigt die berechnete Rauschspannungsdichte E_{ic} in Abhängigkeit vom Flächenskalierungsfaktor k und der Frequenz f . Durch die 180 mal größere Sensorfläche verringert sich die Rauschspannungsdichte bei gleicher Frequenz wie oben beschrieben um den Faktor 10. Berücksichtigt man dabei jedoch auch die Verschiebung der Resonanzfrequenz, so ergibt sich insgesamt für den 180 mal größeren Sensor ein 10 mal höherer Rauschpegel.

Im Vergleich zwischen MEMS-basierten ME-Sensor und Makro ME-Sensor muss jedoch auch die Sensordicke d berücksichtigt werden. Für Biegebalken mit konstantem Elastizitätsmodul und konstanter Dichte gilt:

$$f_r \propto d . \quad (3.47)$$

Mit einer Gesamtdicke von $d = 144 \mu m$ für den „Makro“ Sensor und $8 \mu m$ für den MEMS-Sensor unterscheidet sich die Resonanzfrequenz demnach insgesamt um den Faktor 10, was sich auch aus den entsprechenden Messwerten ergibt.

Nach Abbildung 3.40 folgt für einen Sensor mit 180 mal größerer Fläche und 10 mal geringerer Resonanzfrequenz somit nur ein 2 mal niedrigerer Rauschpegel. Entsprechende Messungen führen zum selben Ergebnis. Insgesamt erreichen MEMS basierte ME-Sensoren somit trotz der geringen Fläche sehr geringe Rauschpegel und hohe Empfindlichkeiten.

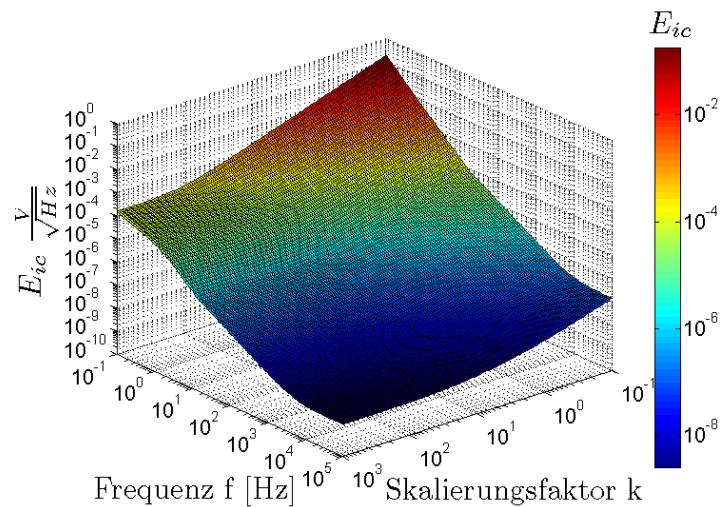


Abbildung 3.40.: Berechnete Rauschspannungsdichte in Abhängigkeit der Frequenz und des Skalierungsfaktors k für den verkapselten MEMS basierten ME-Sensor

3.4.5. PZT basierter Dünnschicht ME-Sensor mit Interdigital-Elektroden

Abbildung 3.41 zeigt einen Dünnschicht ME-Sensor mit Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) als piezoelektrischem Material. Abbildung 3.42 zeigt schematisch dessen Aufbau, sowie die Abmessungen. Der Sensor wurde von André Piorra am Lehrstuhl für Anorganische Funktionsmaterialien (Prof. Quandt) gefertigt. Die folgenden Ergebnisse wurden zum Teil bereits in [52] und [57] veröffentlicht.

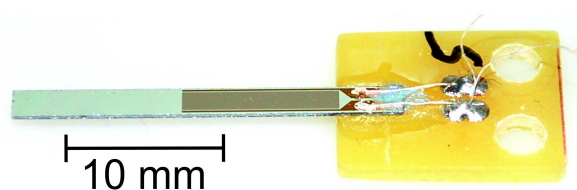


Abbildung 3.41.: PZT basierter ME-Sensor mit Interdigitalelektroden

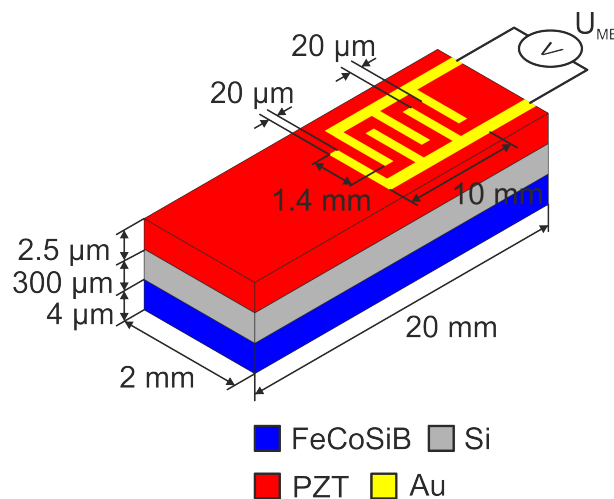


Abbildung 3.42.: Aufbau und Abmessungen des PZT basierten Dünnschicht ME-Sensors mit Interdigital-Elektroden

Da es sich bei PZT um ein ferroelektrisches Material handelt, ist dieses remanent elektrisch polarisierbar. Hierdurch kann im Gegensatz zu den bisher untersuchten Sensoren die ME-Spannung bzw. Ladung parallel zum magnetischen Feld abgegriffen werden. Der Sensor arbeitet dann nicht mehr im LT-Modus, d.h. das Magnetfeld wird longitudinal angelegt und die elektrische Ausgangsspannung transversal abgegriffen, sondern im LL-Modus, d.h. das Magnetfeld wird wiederum longitudinal angelegt, aber die elektrische Ausgangsspannung wird ebenso abgegriffen. Dies hat einerseits den Vorteil, dass der Elektrodenabstand nicht mehr von der Schichtdicke des piezoelektrischen Materials abhängt, sondern über weite Bereiche variiert werden kann. Andererseits wirkt im LL-Modus nicht der piezoelektrische Koeffizient d_{31} , sondern der im Allgemeinen doppelt so große Koeffizient d_{33} , was zu einer dementsprechend höheren ME-Spannung führt.

Das Silizium-Substrat des Sensors ist ca. $300 \mu\text{m}$ dick, 20 mm lang und 2 mm breit. Auf ihm befindet sich die ferroelektrische PZT Schicht mit einer Dicke von $t = 2.5 \mu\text{m}$. Die aus Gold bestehenden Interdigitalelektroden befinden sich auf der PZT Schicht. Die $n=250$ einzelnen, je $20 \mu\text{m}$ breiten Finger haben hierbei jeweils einen Abstand von $d = 20 \mu\text{m}$ und überlappen sich $l = 1.4 \text{ mm}$. Im Gegensatz zu den bisher betrachteten Sensoren dient die hier $4 \mu\text{m}$ dicke magnetostriktive Eisen-Kobalt-Silizium-Bor (FeCoSiB) Legierung nicht gleichzeitig als Oberelektrode, sondern befindet sich unterhalb des Silizium-Substrates.

Mit einem LCR-Meter ST2819 von Sourcetric wurde bei einer Frequenz von 500 Hz eine ME-Kapazität von $C_{ME} = 211.2\text{ pF}$ und ein Verlustwinkel von $\tan\delta = 0.004$ gemessen. Um auf die relative Permittivität ε_r zurückzurechnen, kann als Näherung zunächst die effektive Fläche A_{eff} bestimmt werden [30]:

$$\begin{aligned} A_{eff} &= l \cdot t \cdot (n - 1) \\ &= 1.4\text{ mm} \cdot 2.5\text{ }\mu\text{m} \cdot (250 - 1) \\ &= 0.87\text{ mm}^2 \end{aligned} \tag{3.48}$$

Bei dieser Näherung werden Streufelder unter den Elektroden vernachlässigt und eine homogene Polarisation zwischen den Elektroden angenommen. Für die relative Permittivität folgt dann:

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{C_{ME} \cdot d}{\varepsilon_0 \cdot A_{eff}} \\ &= 548.3 \end{aligned} \tag{3.49}$$

Dieser Wert liegt in dem in der Literatur [23] angegebenen Bereich. Der gemessene Verlustwinkel liegt jedoch etwa eine Größenordnung unterhalb des dort angegebenen Wertes. Der Grund hierfür könnte im Sol-Gel-Herstellungsprozess liegen. Insgesamt wirken sich aber die relativ niedrige Permittivität und der gleichzeitig geringe Verlustwinkel positiv auf das Signal-Rausch-Verhältnis aus, siehe Abschnitt 3.2.4. Die Abbildungen 3.43 und 3.44 zeigen das Bias- bzw. Resonanzverhalten des Sensors. Aus den Messwerten ergibt sich eine Resonanzfrequenz von $f_{res} = 974.4\text{ Hz}$ und ein optimales Bias-Feld von $B_{Bias,opt} = 572\text{ }\mu\text{T}$. Der Sensor erreicht hierbei einen maximalen ME-Koeffizienten von $\alpha_{ME} \approx 200\text{ V/cmOe}$. Hierbei ist zu beachten, dass die Berechnung des ME-Koeffizienten aufgrund der Interdigitalelektroden nur eine Näherung darstellt. Hierbei wird wiederum das elektrische Streufeld unter den Elektroden vernachlässigt und das Feld zwischen den Elektroden als homogen angenommen.

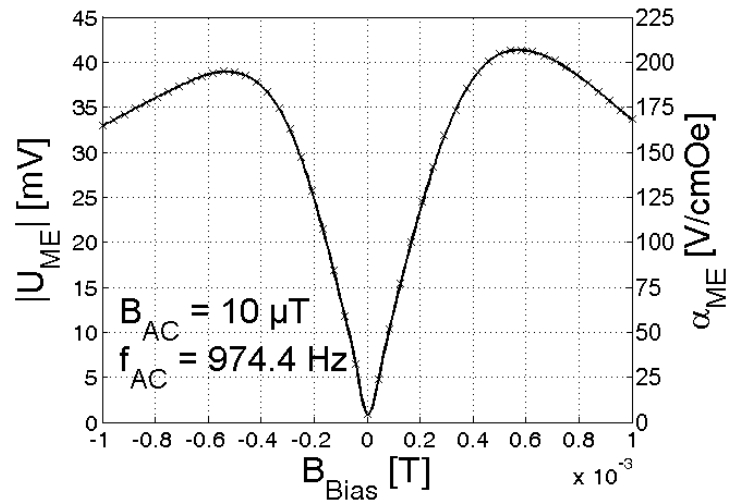


Abbildung 3.43.: Bias-Abhängigkeit der ME-Spannung des PZT basierten ME-Sensors mit Interdigitalelektroden

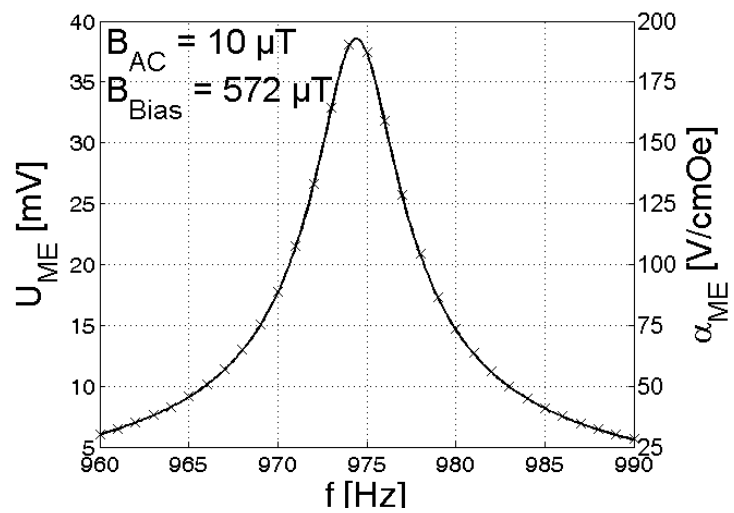


Abbildung 3.44.: Frequenzabhängigkeit der ME-Spannung des PZT basierten ME-Sensors mit Interdigitalelektroden

Im Folgenden wird ein Ladungsverstärker mit einer Rückkoppelkapazität von $C_f = 10 \text{ pF}$ und einem Rückkoppelwiderstand von $R_f = 5 \text{ G}\Omega$ verwendet. Der Verstärker wird hierbei nicht balanciert. Die Leitungskapazität zwischen Verstärker und Sensor beträgt $C_k = 117.9 \text{ pF}$, hierbei wird die Eingangskapazität des verwendeten Operationsverstärkers AD745 bereits berücksichtigt. Der Verlustwinkel des Kabels liegt bei $\tan\delta_k = 0.0002$. Abbildung 3.45 zeigt die gemäß Gleichung (3.21) berechnete Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers.

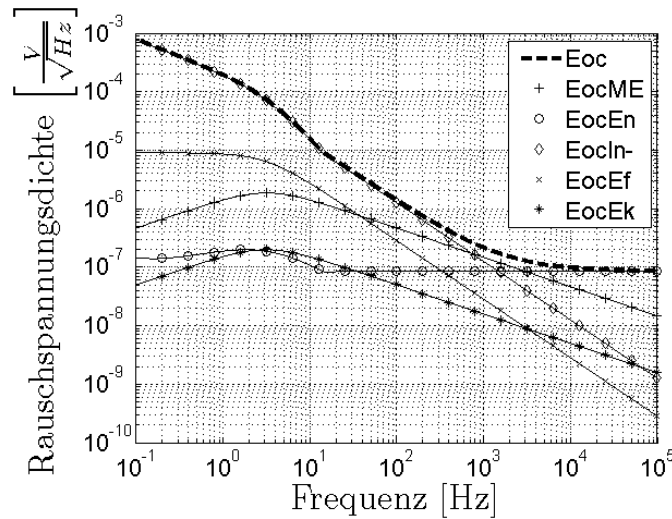


Abbildung 3.45.: Rauschspannungsdichte E_{oc} berechnet des PZT basierten ME-Sensors mit Interdigitalelektroden

Das Stromrauschen des Operationsverstärkers dominiert für Frequenzen bis zu 800 Hz . Für Frequenzen zwischen 800 Hz und 3 kHz dominiert das Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Phase. Oberhalb von 3 kHz dominiert schließlich das Spannungsrauschen des Operationsverstärkers. Abbildung 3.46 zeigt den berechneten und gemessenen Rauschpegel.

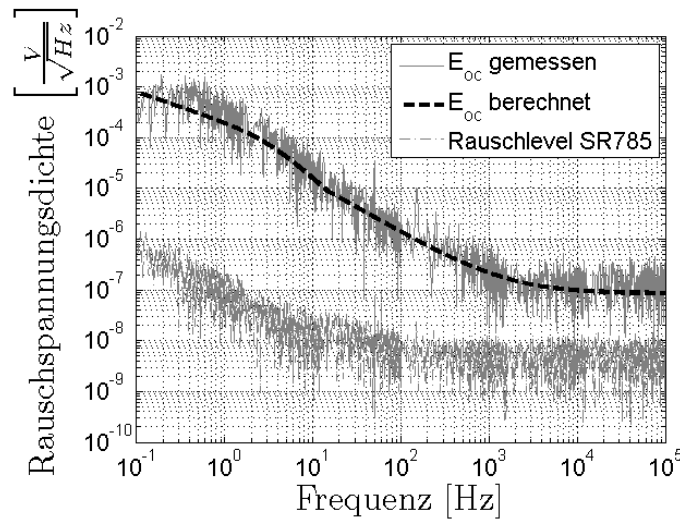


Abbildung 3.46.: Vergleich der gemessenen und berechneten Rauschspannungsdichten des PZT basierten ME-Sensors mit Interdigitalelektroden

Es zeigt sich auch hier eine gute Übereinstimmung zwischen dem berechneten und gemessenen Rauschpegel. In Resonanz beträgt die Rauschspannungsdichte $E_{oc} = 218.8 \text{ nV}$. Zusammen mit dem ME-Koeffizienten von $\alpha_{ME} = 200 \text{ V/cmOe}$, einem Abstand der Interdigitalelektroden von $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$ und einem Verstärkungsfaktor von $G_c \approx \frac{C_{ME}}{C_f} = 21.1$ ergibt sich für den äquivalenten magnetischen Rauschpegel somit:

$$\begin{aligned}
 B_{noise} &= \frac{E_{oc} \cdot 10^{-4} \text{T/Oe}}{d \cdot \alpha_{ME} \cdot G_c} \\
 &= 2.6 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}
 \end{aligned} \tag{3.50}$$

Abbildung 3.47 zeigt die entsprechende Empfindlichkeitsmessung. Auch hier ergibt sich ein äquivalenter magnetischer Rauschpegel von $2 - 3 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Trotz der vergleichsweise geringen effektiven Fläche des Sensors und des geringen ME-Koeffizienten zeigt der PZT-Sensor mit Interdigitalelektroden den bisher niedrigsten magnetischen Rauschpegel in Resonanz. Der Grund für dieses Verhalten soll im Folgenden näher untersucht werden.

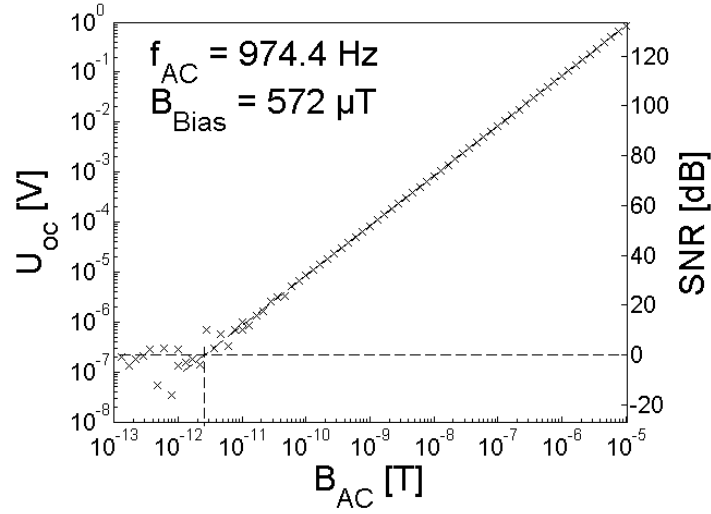


Abbildung 3.47.: Empfindlichkeitsmessung für den PZT basierten ME-Sensor mit Interdigitalelektroden

In Abschnitt 3.2.4 wurde bereits das Signal-Rausch-Verhältnis von AlN und PZT basierten Sensoren anhand von Rauschmodellen miteinander verglichen. Das Ergebnis kann nun durch Messdaten verifiziert werden. Zum Vergleich wird der Aluminiumnitrid basierte Dünnschicht ME-Sensor aus 3.4.3 herangezogen. Dieser hat eine effektive Sensorfläche von $A = 33.5 \text{ mm}^2$, einen Plattenabstand von $L = 1.8 \text{ } \mu\text{m}$ und eine Resonanzfrequenz von $f_{res} = 678.5 \text{ Hz}$. Weiterhin verfügt AlN gemäß Tabelle 3.1 über einen piezoelektrischen Koeffizienten von $d_{31} = -2.67 \text{ pC/N}$, eine relative Permittivität von $\epsilon_r = 10.5$ und einen Verlustwinkel von $\tan\delta = 0.003$. Zudem dominiert in Resonanz das Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Schicht. Das SNR berechnet sich gemäß Gleichung (3.29) folgendermaßen:

$$SNR = \frac{d_{31} \cdot k_c \cdot d_{33}^m \cdot H_{AC} \cdot \sqrt{L \cdot A \cdot \omega}}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{r,33} \cdot 4 \cdot k_B \cdot T \cdot \Delta f \cdot \tan\delta}} \quad (3.51)$$

Unter der Voraussetzung, dass der Koppelkoeffizient k_c , der piezomagnetische Koeffizient d_{33}^m , die magnetische Feldstärke H_{AC} die Temperatur T und die Rauschbandbreite Δf in beiden Messungen etwa gleich sind, kann man die Signal-Rausch-Verhältnisse in folgende

Beziehung setzen:

$$\begin{aligned} \frac{SNR_{PZT}}{SNR_{AlN}} &= \frac{d_{33,PZT} \cdot \sqrt{\varepsilon_{r33,AlN} \cdot \tan\delta_{AlN}}}{\underbrace{d_{31,AlN} \cdot \sqrt{\varepsilon_{r33,PZT} \cdot \tan\delta_{PZT}}}_{=4.5, \text{ siehe Tabelle 3.3}}} \cdot \frac{\sqrt{L_{PZT} \cdot A_{PZT} \cdot f_{res,PZT}}}{\underbrace{\sqrt{L_{AlN} \cdot A_{AlN} \cdot f_{res,AlN}}}_{0.64}} \\ &= 2.88 \end{aligned} \quad (3.52)$$

Für die Messung ergibt sich für das Verhältnis der beiden äquivalenten magnetischen Rauschpegel, welches dem reziproken SNR-Verhältnis für gleiche Magnetfeldamplituden entspricht:

$$\begin{aligned} \frac{SNR_{PZT}}{SNR_{AlN}} &\stackrel{H=const.}{=} \frac{B_{noise,AlN}}{B_{noise,PZT}} \\ &= \frac{7.1 \text{ pT}/\sqrt{Hz}}{2.6 \text{ pT}/\sqrt{Hz}} \\ &= 2.73 \end{aligned} \quad (3.53)$$

Somit stimmen die theoretischen Überlegungen aus Abschnitt 3.2.4 relativ gut mit den Messergebnissen überein. Eine höhere Genauigkeit könnte insbesondere mit der Einbeziehung des mechanischen Koppelfaktors k_c in die Analyse erreicht werden.

Für den hier untersuchten PZT basierten ME-Sensor mit Interdigitalelektroden lässt sich feststellen, dass sich der relativ große Elektrodenabstand von $20 \mu m$ positiv auf das Signal-Rausch-Verhältnis auswirkt, dieser Vorteil wird aber durch die relativ geringe effektive Sensorfläche von nur $A_{eff} = 0.87 \text{ mm}^2$ zunichtegemacht. Hierdurch kann PZT seinen Vorteil vom Signal-Rausch-Verhältnis von 4.5 gegenüber *AlN* bei dominierenden Johnson-Nyquist-Rausch der piezoelektrischen Schicht nicht voll ausspielen und es ergibt sich „nur“ ein gemessener Rauschvorteil von 2.73.

3.4.6. *AlN* basierter Dünnschicht ME-Sensor mit Exchange-Bias

Die folgenden Berechnungen und Messungen für die Rauschanalyse von Exchange-Bias ME-Sensoren wurden bereits in [58] veröffentlicht.

Der Sensor wurde von Enno Lage am Lehrstuhl für Anorganische Funktionsmaterialien gefertigt. Er besteht aus einem $3 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \times 650 \mu m$ großem Silizium Substrat, auf dessen Rückseite ein $200\text{-}240 \mu m$ tiefer und 7.5 mm langer Graben zur Reduzierung der Resonanzfrequenz geätzt wurde. Als Unterelektrode dient eine Titan-Platin Schicht, auf die

2 μm dickes Aluminiumnitrid als piezoelektrische Schicht gesputtert wurde. Hierauf befinden sich in achtfacher Wiederholung eine Schichtfolge aus 7 nm Tantal, 3 nm Kupfer, 7 nm Mangan/Iridium und 130 nm Eisen/Kobalt/Silizium/Bor (FeCoSiB). Die Oberseite des Sensors wird durch eine 3 nm dicke Tantal-Schicht geschützt. Durch den Wechsel von antiferromagnetischen Mangan/Iridium und ferromagnetischen FeCoSiB Schichten, wird ein Exchange-Bias Feld erzeugt, welches den Sensor im optimalen Arbeitspunkt der Magnetostruktionskurve hält. Hierdurch wird kein zusätzliches externes magnetisches Gleichfeld benötigt. Die Messung der ME-Kapazität und des Verlustwinkels mit einem LCR-Meter vom Typ Sourcetric ST2819 bei einer Frequenz von 1000 Hz ergibt $C_{ME} = 1.22 \text{ nF}$ und $\tan\delta = 0.002$.

Abbildung 3.48 zeigt die Bias-Abhängigkeit und Abbildung 3.49 zeigt die Frequenzabhängigkeit des ME-Ausgangssignals.

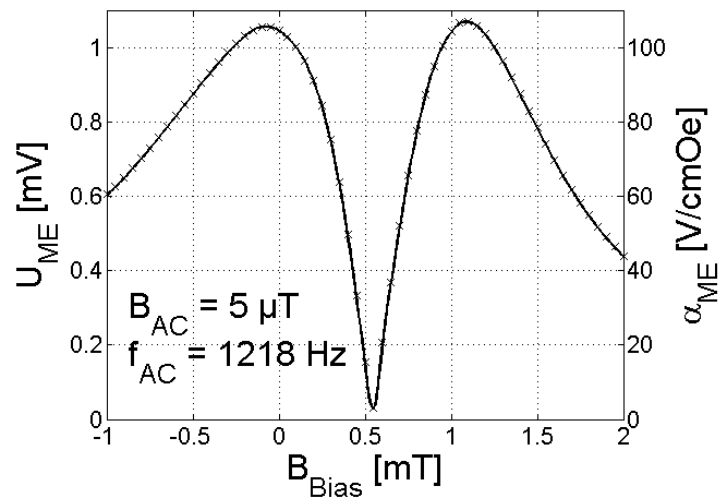


Abbildung 3.48.: Bias-Abhängigkeit der ME-Spannung des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit Exchange-Bias

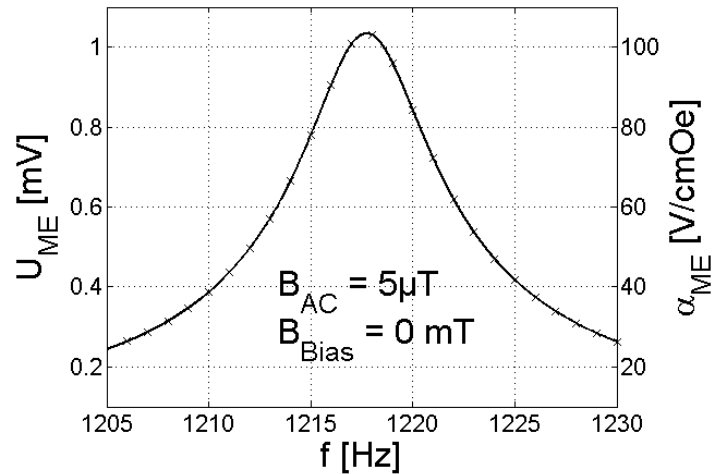


Abbildung 3.49.: Frequenzabhängigkeit der ME-Spannung des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit Exchange-Bias

Hieraus geht hervor, dass der Sensor seine höchsten ME-Koeffizienten von $\alpha_{ME} = 103.4$ V/cmOe ohne äußeres Bias-Feld bei einer Frequenz $f_{res} = 1218$ Hz aufweist.

Im Folgenden wird ein Ladungsverstärker mit einer Rückkoppelkapazität von $C_f = 50$ pF und einem Rückkoppelwiderstand von $R_f = 5$ G Ω verwendet. Abbildung 3.50 zeigt die gemäß Gleichung 3.23 berechnete Rauschspannungsdichte E_{oc} am Ausgang des Ladungsverstärkers. Die Leitungskapazität muss hierbei aufgrund der hohen ME-Kapazität nicht berücksichtigt werden. Das Johnson-Nyquist-Rauschen der piezoelektrischen Schicht dominiert hierbei in einem Frequenzbereich zwischen 250 Hz und 650 Hz. Unterhalb dominiert das Stromrauschen und oberhalb das Spannungsrauschen des Operationsverstärkers. Die berechnete Rauschspannungsdichte E_{oc} wird in Abbildung 3.51 mit der berechneten verglichen.

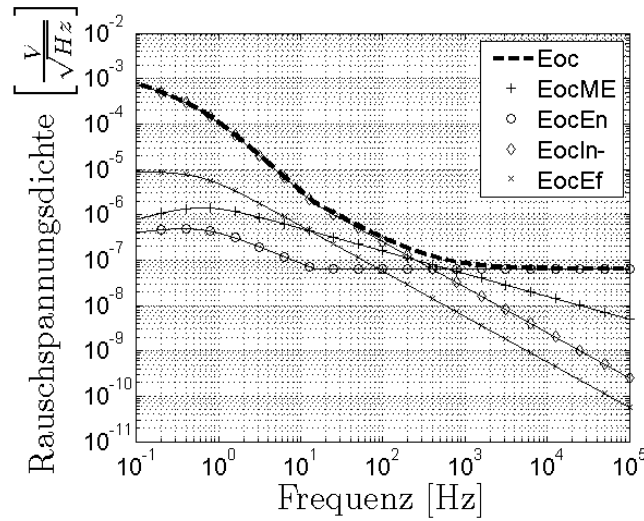


Abbildung 3.50.: Rauschspannungsdichte E_{oc} berechnet des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit Exchange-Bias

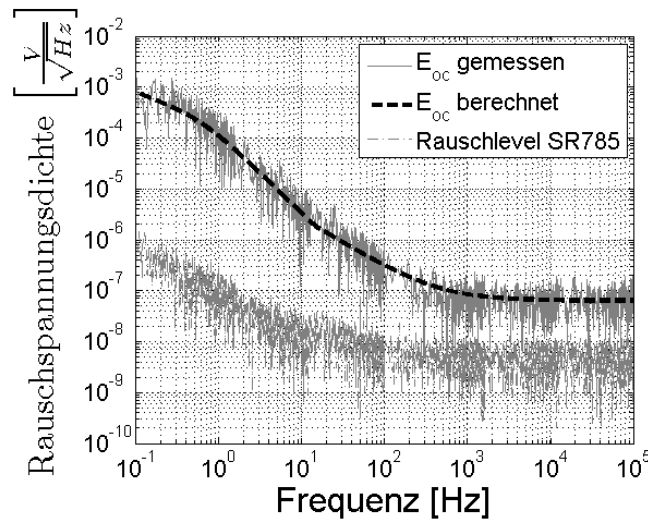


Abbildung 3.51.: Vergleich der berechneten und gemessenen Rauschspannungsdichte des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit Exchange-Bias

Somit stimmt die gemessene Rauschspannungsdichte wiederum gut mit der berechneten überein. Das Bias-Feld bzw. Exchange-Bias hat folglich keinen Einfluss auf die Höhe des Rauschpegels. In Resonanz haben Sensor und Ladungsverstärker eine Rauschspannungsdichte von $E_{oc} = 81 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$. Mit einem maximalen ME-Koeffizienten von $\alpha_{ME} = 103.4 \text{ V/cmOe}$, einer piezoelektrischen Schichtdicke von $L = 2 \text{ }\mu\text{m}$ und einem Verstärkungsfaktor des

Ladungsverstärkers von $G_c = 24.4$ folgt somit für den äquivalenten magnetischen Rauschpegel:

$$\begin{aligned} B_{noise} &= \frac{E_{oc} \cdot 10^{-4} T/Oe}{L \cdot \alpha_{ME} \cdot G_c} \\ &= 16.1 \frac{pT}{\sqrt{Hz}} \end{aligned} \quad (3.54)$$

Die Empfindlichkeitsmessung in Resonanz in Abbildung 3.52 zeigt den gleichen äquivalenten magnetischen Rauschpegel. Hierbei wird die magnetische Flussdichte des Wechselfeldes von $10 \mu T$ bis auf 1 pT reduziert und die Ausgangsspannung U_{oc} am Ladungsverstärker mit 1 Hz Bandbreite gemessen.

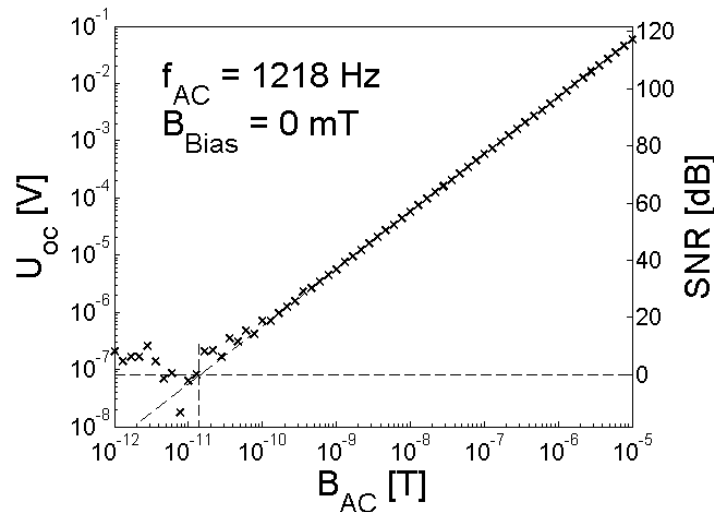


Abbildung 3.52.: Empfindlichkeitsmessung für den AlN-basierten Dünnschicht ME-Sensor mit Exchange-Bias

Im Vergleich zum AlN-basierten Dünnschicht-Sensor aus Abschnitt 3.4.3 ohne Exchange-Bias, weist der hier betrachtete, ansonsten sehr ähnliche Sensor, einen 4.5-mal geringeren ME-Koeffizienten auf. Durch die höhere Resonanzfrequenz des Exchange-Bias-Sensors, kann dieser Nachteil durch einen niedrigeren Rauschpegel jedoch abgemildert werden, so dass der äquivalente magnetische Rauschpegel nur etwa 2-mal über dem Sensor ohne Exchange-Bias liegt. Die Resonanzfrequenz des hier betrachteten Sensors liegt in dem durch das Spannungsrauschen E_n dominierten Frequenzbereich. Eine weitere Erhöhung der Resonanzfrequenz würde somit keine weiteren Rauschvorteile bringen. Zudem ist nach Abschnitt 3.2.4 AlN in diesem Frequenzbereich gegenüber PZT vorzuziehen.

3.4.7. AlN basierter Dünnschicht ME-Sensor mit 170 Hz Resonanzfrequenz

Im Folgenden wird ein auf Aluminiumnitrid basierender ME-Sensor untersucht, bei dem die Resonanzfrequenz durch einen Graben an der Sensorunterseite und durch Anpassung der seismischen Masse am Ende des Sensors, auf etwa 170 Hz abgesenkt wird [59]. Ziel ist die Messung von Hirnschrittmachersignalen, siehe Abschnitt 5.

Der Sensor, siehe Abbildung 3.53, wurde von Christine Kirchhof am Lehrstuhl für Anorganische Funktionsmaterialien gefertigt. Abbildung 3.54 zeigt die schematische Darstellung des Längsschnitts des Sensors.

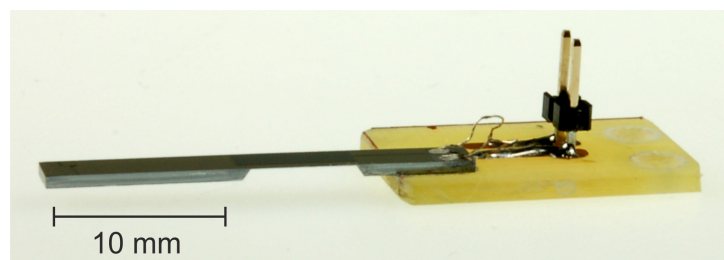


Abbildung 3.53.: AlN basierter Dünnschicht ME-Sensor mit 170 Hz Resonanzfrequenz

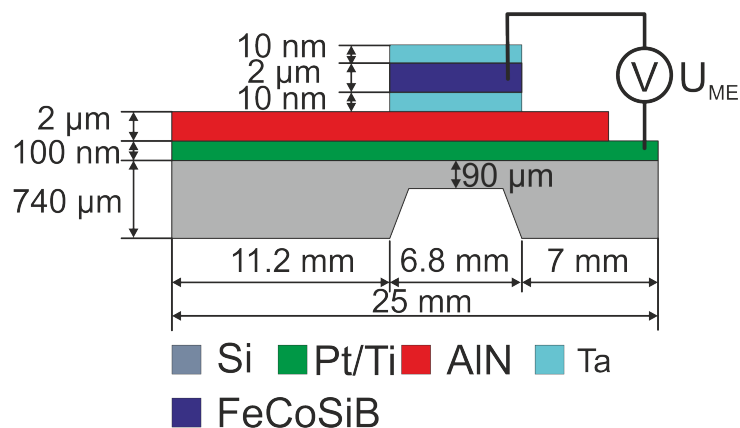


Abbildung 3.54.: Schematischer Längsschnitt des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit 170 Hz Resonanzfrequenz

Das Siliziumsubstrat besitzt eine Länge von 25 mm und eine Breite von 2.8 mm . Die Dicke des Siliziums beträgt im ungedünnten Bereich $740\text{ }\mu\text{m}$ und im gedünnten Bereich $90\text{ }\mu\text{m}$. Der $650\text{ }\mu\text{m}$ tiefe Graben ist 6.8 mm lang und beginnt 7 mm hinter dem eingespannten Ende des Sensors. Auf dem Silizium-Substrat befindet sich eine 5 nm dicke Titanschicht, gefolgt von einer 100 nm dicken Platinschicht. Hierauf befindet sich $2\text{ }\mu\text{m}$ Aluminiumnitrid als piezoelektrisches Material, gefolgt von 10 nm Tantal und $2\text{ }\mu\text{m}$ FeCoSiB als magnetostriktiven Material. Auf der Oberseite wird das FeCoSiB durch eine 10 nm dicke Tantalschicht geschützt. Die Tantal/FeCoSiB/Tantal Schichtfolge stellt die obere Elektrode des Sensors dar und ist flächenmäßig auf einen $A = 30.5\text{ mm}^2$ großen Bereich oberhalb des Grabens beschränkt.

Mit einem LCR-Meter vom Typ Sourcetric ST2819 wird bei einer Frequenz von $f = 1\text{ kHz}$ eine ME-Kapazität von $C_{ME} = 0.824\text{ nF}$ und ein Verlustwinkel von $\tan\delta = 0.001$ gemessen. Die Abbildungen 3.55 und 3.56 zeigen das Bias- bzw. Resonanzverhalten des Sensors.

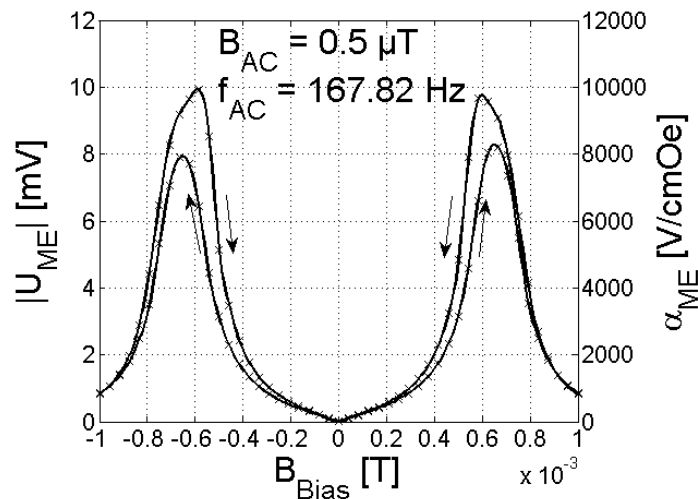


Abbildung 3.55.: Bias-Abhängigkeit der ME-Spannung des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit 170 Hz Resonanzfrequenz

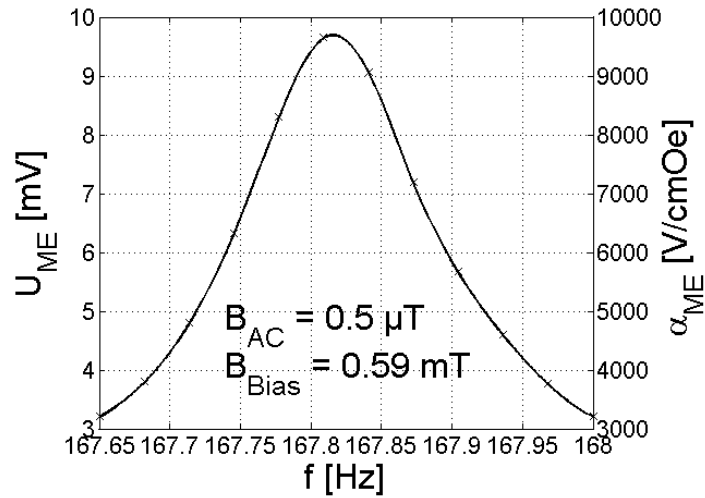


Abbildung 3.56.: Frequenzabhängigkeit der ME-Spannung des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit 170 Hz Resonanzfrequenz

Der Sensor erreicht seinen maximalen ME-Koeffizienten von $\alpha_{ME} = 9709 V/cmOe$ bei einem Bias-Feld von $B_{Bias} = 0.59 mT$ und einer Resonanzfrequenz von $f_{res} = 167.82 Hz$. Im Bias-Verhalten ist zudem eine leichte Hysterese zu erkennen. Der Verlauf zwischen den beiden Maxima in der Bias-Kurve ist nichtlinear. Somit kann auch hier von einer Resonanzverschiebung ausgegangen werden. Aus der Resonanzkurve folgt weiterhin, dass der Sensor eine Güte von $Q = 1290$ aufweist. Aufgrund der hohen Güte wirken sich schon kleine Verschiebungen der Resonanzfrequenz auf die Amplitude des ME-Signals aus. Somit kann man trotz des im Vergleich zum FeCoSiB dicken Silizium-Substrates die Resonanzverschiebung durch den ΔE -Effekt gut erkennen, siehe Abbildung 3.57.

Im Folgenden wird ein Ladungsverstärker mit einer Rückkoppelkapazität von $C_f = 10 pF$ und einem Rückkoppelwiderstand von $R_f = 5 G\Omega$ verwendet. Abbildung 3.58 zeigt die berechnete Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers. Für Frequenzen unterhalb von 600 Hz dominiert das Stromrauschen des Verstärkers, oberhalb dessen Spannungsrauschen. In Resonanz ergibt sich ein berechneter Rauschpegel von $E_{oc,berechnet} = 880.8 nV/\sqrt{Hz}$. Dies führt auf einen äquivalenten magnetischen Rauschpegel von $B_{noise,berechnet} = 550.5 fT/\sqrt{Hz}$.

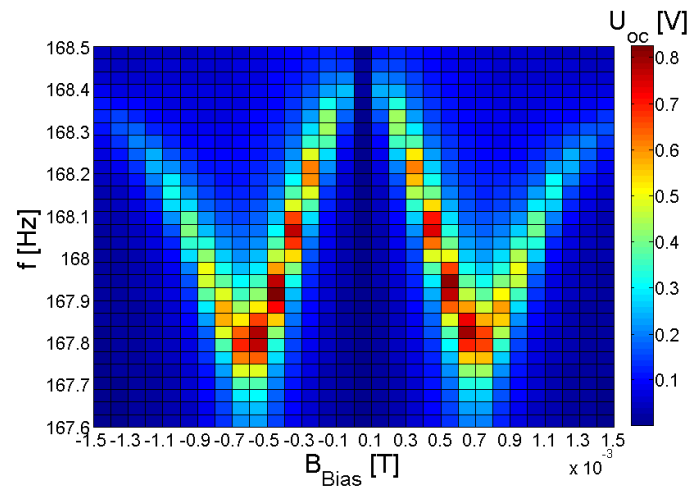


Abbildung 3.57.: Resonanzverschiebung durch ΔE -Effekt des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit 170 Hz Resonanzfrequenz

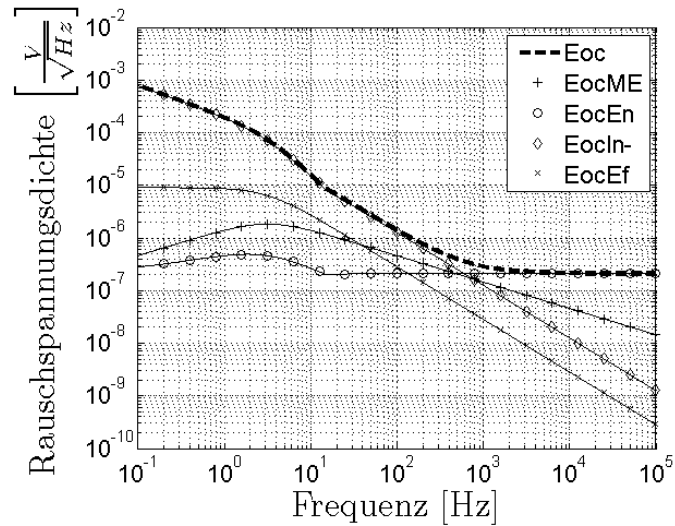


Abbildung 3.58.: Rauschspannungsdichte berechnet des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit 170 Hz Resonanzfrequenz

Abbildung 3.59 zeigt die berechnete und gemessene Rauschspannungsdichte.

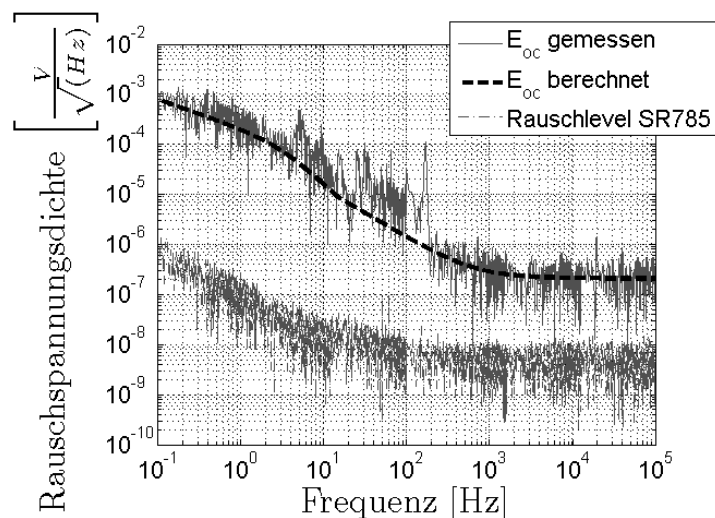


Abbildung 3.59.: Vergleich der gemessenen und berechneten Rauschspannungsdichte des AlN basierten Dünnschicht ME-Sensors mit 170 Hz Resonanzfrequenz

Bei der mechanischen Resonanzfrequenz von $f_{res} = 167.82 \text{ Hz}$ ist ein deutlicher Rauschanstieg zu erkennen. Hierbei handelt es sich jedoch nur um einen Momentanwert, so dass der Mittelwert aus der Empfindlichkeitsmessung in Abbildung 3.60 bestimmt wird.

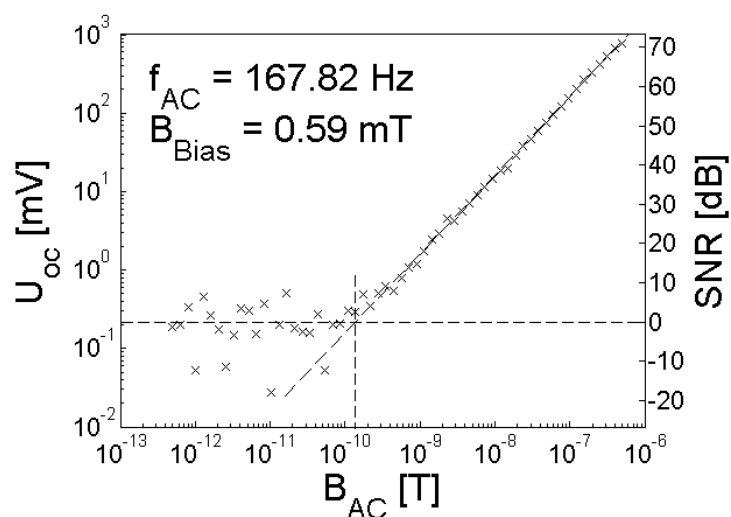


Abbildung 3.60.: Empfindlichkeitsmessung für den AlN basierten Dünnschicht ME-Sensor mit 170 Hz Resonanzfrequenz

Aus der Messung ergibt sich in Resonanz ein Rauschmittelwert von

$E_{oc,gemessen} = 217.4 \mu V/\sqrt{Hz}$. Der gemessene äquivalente magnetische Rauschpegel liegt somit knapp 250 mal oberhalb des berechneten Wertes und erreicht einen Wert von $B_{noise} = 136 pT/\sqrt{Hz}$. Der Grund hierfür liegt in der Einkopplung von Körperschall in das System, der auch durch die Verwendung von Schwingungsisolatoren nicht ausreichend gedämpft werden kann. Durch die geringe Resonanzfrequenz treten mechanische Störungen deutlich stärker auf, als bei höherfrequenten Systemen. Eine Vakuumverkapselung zur Reduzierung der Einkopplung von Luftschall lässt die Rauschamplitude unbeeinflusst, wie durch Vakuummessungen gezeigt werden kann. Unter ruhigeren Umgebungsbedingungen (abgeschaltete Klimaanlage, kein Laborbetrieb, usw.) lässt sich die Rauschamplitude verringern. Quantitative Aussagen hierzu sind leider nicht möglich, da kein entsprechendes Vibrationsmessgerät zur Verfügung steht. Hirnschrittmachermessungen werden durch die Einkopplung von mechanischen Schwingungen jedoch erschwert, da hierbei die mechanische Dämpfung im Vergleich zum abgeschirmten Versuchsaufbau aus Abschnitt 3.3 deutlich schlechter ist.

4. Modulation von ME-Sensoren

In diesem Kapitel werden zwei Verfahren zur Modulation von ME-Sensoren beschrieben. Das Ziel besteht jeweils darin, hohe Empfindlichkeiten auch außerhalb der Sensorresonanz zu erreichen. Das erste Verfahren setzt hierbei niederfrequente Eingangssignale in die mechanische Resonanz des Sensors um. Im zweiten Verfahren wird hingegen die Abhängigkeit der mechanischen Resonanz von einem magnetischen Feld durch den ΔE -Effekt ausgenutzt.

4.1. Frequenzumsetzung in der magnetostriktiven Schicht

Das in diesem Abschnitt beschriebene Verfahren zur Frequenzumsetzung in der magnetostriktiven Schicht des Sensors wurde bereits in [52] und [60] veröffentlicht und in [62] zum Patent angemeldet.

4.1.1. Verwendeter Sensor

Bei dem hier verwendeten Sensor handelt es sich um den in Abschnitt 3.4.3 beschriebenen AlN basierten Dünnschicht ME-Sensor. Durch eine veränderte Einspannung zeigt der Sensor jedoch eine um 10 Hz verringerte Resonanzfrequenz von $f_{res} = 669\text{ Hz}$. Das optimale Bias-Feld und die äquivalente magnetische Rauschdichte von $B_{noise} = 7.1 \frac{\mu T}{\sqrt{Hz}}$ in Resonanz bleiben hiervon unbeeinflusst.

Durch einen Rauschanstieg hin zu niedrigeren Frequenzen, bei gleichzeitiger Abnahme

der ME-Spannung, verschlechtert sich der Rauschpegel für niedrigere Frequenzen deutlich. Abbildung 4.1 zeigt die Empfindlichkeitsmessung für eine Eingangsfrequenz von $f_{mess} = 1 \text{ Hz}$. Die Flussdichte des zu messenden Wechselfeldes wurde wiederum von $10 \mu\text{T}$ auf 10 pT reduziert und die entsprechende ME-Spannung am Ausgang des Ladungsverstärkers gemessen.

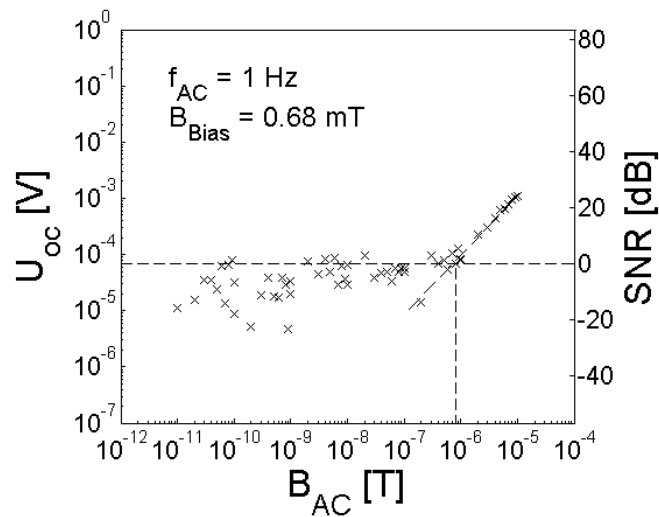


Abbildung 4.1.: Empfindlichkeit des unmodulierten Sensors bei 1 Hz

Im Vergleich zur Resonanzmessung hat sich der Rauschpegel somit um den Faktor 593 erhöht. Gleichzeitig hat sich das Signallevel um den Faktor 225 verringert, was der gemessenen Sensorgüte von $Q = 226$ in Abschnitt 3.4.3 entspricht. Die äquivalente magnetische Rauschdichte liegt bei einer Eingangsfrequenz von 1 Hz somit 5 Größenordnungen höher als im resonanten Fall, bei $0.8 \mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Das im Folgenden beschriebene Frequenzumsetzungsverfahren soll zur Erhöhung der Empfindlichkeit bei niedrigen Eingangsfrequenzen dienen. Hohe Empfindlichkeiten in Bereichen zwischen 0.1 Hz und 100 Hz sind beispielsweise bei biomagnetischen Messungen erforderlich, siehe Abbildung 4.2 (adaptiert aus [31]).

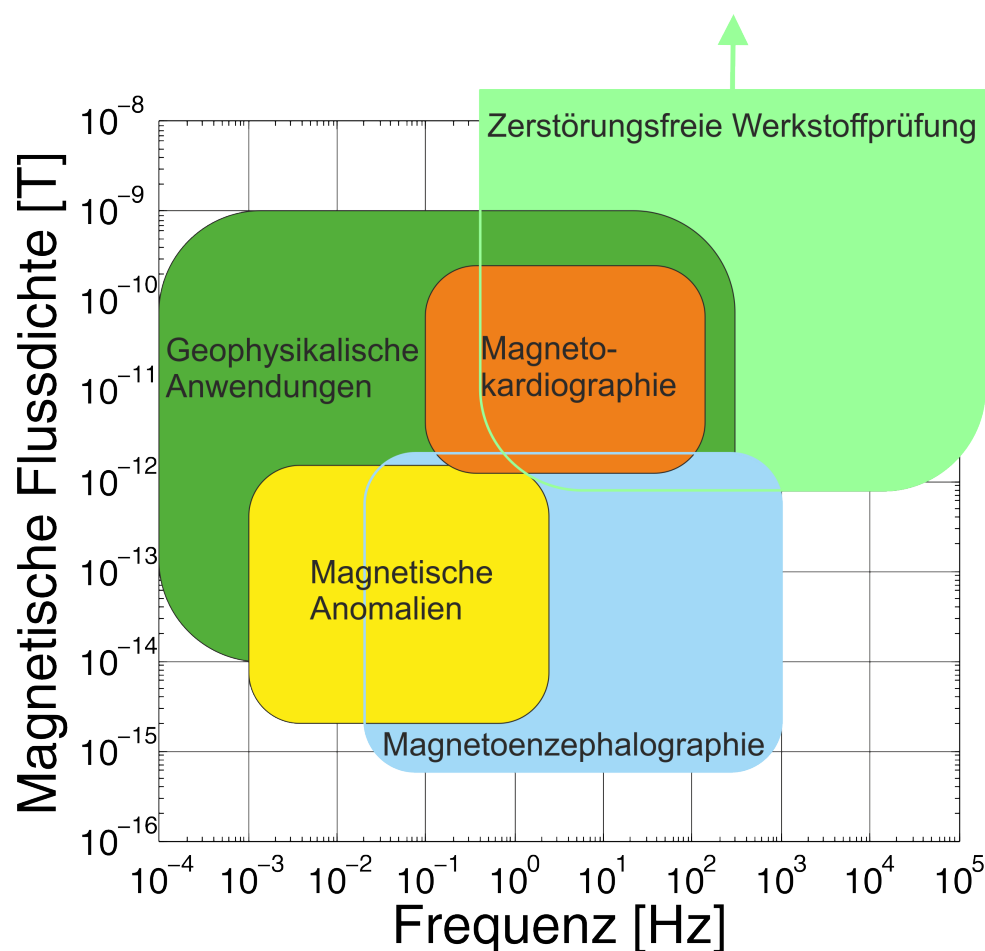


Abbildung 4.2.: Anwendungen Magnetfeldmessungen [31]

4.1.2. Beschreibung des Verfahrens

Die Idee des hier beschriebenen Verfahrens ist es, die mechanische Resonanz des Sensors auch für Frequenzen außerhalb zu nutzen. Dies geschieht über die Verwendung von Nicht-linearitäten in der magnetostriktiven Phase.

Abbildung 4.3 zeigt die gemessene ME-Spannung U_{ME} eines ME-Sensors in Abhängigkeit des Bias-Feldes B_{Bias} für ein Wechselfeld bei einer Frequenz von $f_{AC} = 669 \text{ Hz}$ und einer magnetischen Flussdichte von $B_{AC} = 1 \mu\text{T}$. Bei der leichten Störung bei $B_{Bias} = 0 \text{ mT}$ handelt es sich um ein Messartefakt. Die Magnetostriktionskurve λ wurde durch einfaches Aufintegrieren der ME-Spannung berechnet.

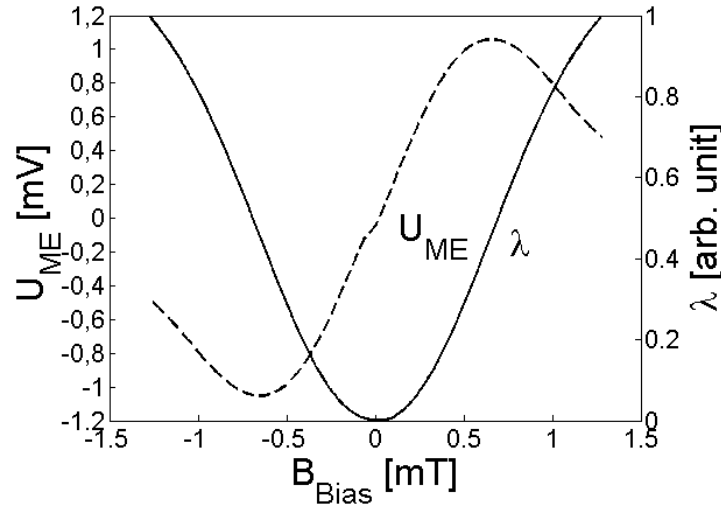


Abbildung 4.3.: ME-Spg. und Magnetostruktionskurve in Abh. vom Bias-Feld

Betrachtet man die Gleichung für den ME-Koeffizienten α_{ME} , mit E als elektrischer Feldstärke, σ als mechanischer Spannung, λ als magnetostruktiver Dehnung und H als magnetischer Feldstärke:

$$\begin{aligned}\alpha_{ME} &= \frac{\partial E}{\partial H} \\ &= \frac{\partial E}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial \lambda} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial H}\end{aligned}\quad (4.1)$$

und die daraus resultierende Gleichung für die ME-Spannung U_{ME} eines 2-2 Laminats, mit L als Dicke der piezoelektrischen Phase und H_{mess} als magnetischer Feldstärke des zu detektierenden Wechselfeldes:

$$U_{ME} = \alpha_{ME} \cdot L \cdot H_{mess}\quad (4.2)$$

so erkennt man, dass für den maximalen Anstieg der Magnetostruktionskurve, der ME-Koeffizient und somit auch die ME-Spannung ein Maximum aufweisen.

Stand der Technik ist, einen konstanten Arbeitspunkt zu wählen, um so den ME-Koeffizienten zu maximieren. Dies kann zum Beispiel durch ein extern aufgeprägtes Bias-Feld erfolgen [10], durch Ausnutzung der Remanenzmagnetisierung [32], durch eine feldabhängige Resonanzverschiebung [29] oder durch das Einprägen eines Exchange-Bias [58]. Im Gegensatz zum Stand der Technik, verwendet das hier beschriebene Verfahren einen zeitlich

veränderlichen Arbeitspunkt bzw. ein „Wechselbias“. Dies führt zu einer Überlagerung des eigentlichen Messsignals B_{mess} (hier zur Vereinfachung mit nur einer Frequenzkomponente angenommen):

$$B_{mess} = \hat{B}_{mess} \cdot \cos(\omega_{mess}t) \quad (4.3)$$

mit dem zeitlich veränderlichen Modulationssignal B_{mod} (Wechselbias):

$$B_{mod} = \hat{B}_{mod} \cdot \cos(\omega_{mod}t) \quad (4.4)$$

an der Magnetostruktionskurve. Hierbei handelt es sich bei ω_{mess} um die Kreisfrequenz des Messsignals und bei ω_{mod} um die Kreisfrequenz des Modulationssignals.

Mathematisch lässt sich das Verfahren durch einen parametrischen Ansatz beschreiben [33, S. 163-172]. Für $B_{mod} \gg B_{mess}$ wird der Arbeitspunkt auf der Magnetostruktionskurve ausschließlich durch das Modulationssignal bestimmt. Das kleinere Messsignal hat hierauf keinen Einfluss. Dies führt zu folgender zeitlichen Abhängigkeit der magnetostruktiven Dehnung λ :

$$\lambda(B_{mod}(t) + B_{mess}(t)) = \lambda(B_{mod}(t)) + \left. \frac{\partial \lambda}{\partial B} \right|_{B_{mod}(t)} \cdot B_{mess}(t) \quad (4.5)$$

Hieraus ist zu erkennen, dass zeitliche Änderungen der magnetostruktiven Dehnung λ linear vom Messsignal B_{mess} abhängen. Weiterhin handelt es sich bei $\frac{\partial \lambda}{\partial B}(B_{mod}(t))$ um eine periodische Funktion, da $B_{mod}(t)$ periodisch ist. Dies erlaubt die Entwicklung von $\frac{\partial \lambda}{\partial B}(B_{mod}(t))$ in eine Fourierreihe.

Aus den Gleichungen 4.1 und 4.2 folgt, dass die ME-Spannung U_{ME} proportional zu $\frac{\partial \lambda}{\partial H} \cdot H_{mess}$ ist:

$$U_{ME} \sim \frac{\partial \lambda}{\partial H} \cdot H_{mess} \sim \frac{\partial \lambda}{\partial B} \cdot B_{mess} \quad (4.6)$$

Der Verlauf der ME-Spannung U_{ME} in Abhängigkeit vom Bias-Feld B_{Bias} aus Abb. 4.3 kann leicht durch eine Polynomfunktion 5. Ordnung approximiert werden:

$$U_{ME}(B_{Bias}) \cong (a_0 + a_1 \cdot B_{Bias} + a_2 \cdot B_{Bias}^2 + a_3 \cdot B_{Bias}^3 + a_4 \cdot B_{Bias}^4 + a_5 \cdot B_{Bias}^5) \quad (4.7)$$

mit $a_0 = -0.0075 \text{ mV}$, $a_1 = 2.4813 \frac{\text{mV}}{\text{mT}}$, $a_2 = 0.0263 \frac{\text{mV}}{\text{mT}^2}$, $a_3 = -2.3131 \frac{\text{mV}}{\text{mT}^3}$,
 $a_4 = -0.0152 \frac{\text{mV}}{\text{mT}^4}$ und $a_5 = 0.6305 \frac{\text{mV}}{\text{mT}^5}$.

Somit ergibt sich für die Entwicklung von $\frac{\partial \lambda}{\partial B}(B_{mod}(t))$ in eine Fourierreihe:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \lambda}{\partial B}(B_{mod}(t)) \sim & \underbrace{\left(a_0 + \frac{a_2}{2} \hat{B}_{mod}^2 + \frac{3}{8} a_4 \hat{B}_{mod}^4 \right)}_{A_0} \\ & \underbrace{\left(a_1 \hat{B}_{mod} + \frac{3}{4} a_3 \hat{B}_{mod}^3 + \frac{5}{8} a_5 \hat{B}_{mod}^5 \right)}_{A_1} \cos(\omega_{mod} t) \\ & \underbrace{\left(\frac{1}{2} a_2 \hat{B}_{mod}^2 + \frac{1}{2} a_4 \hat{B}_{mod}^4 \right)}_{A_2} \cos(2\omega_{mod} t) \\ & \underbrace{\left(\frac{1}{4} a_3 \hat{B}_{mod}^3 + \frac{5}{16} a_5 \hat{B}_{mod}^5 \right)}_{A_3} \cos(3\omega_{mod} t) \\ & \underbrace{\left(\frac{1}{8} a_4 \hat{B}_{mod}^4 \right)}_{A_4} \cos(4\omega_{mod} t) \\ & \underbrace{\left(\frac{1}{16} a_5 \hat{B}_{mod}^5 \right)}_{A_5} \cos(5\omega_{mod} t) \end{aligned} \quad (4.8)$$

Die Multiplikation von $\frac{\partial \lambda}{\partial B}$ und $B_{mess}(t)$ in Gleichung 4.6 führt zu neuen Frequenzkomponenten bei $n \cdot \omega_{mod} \pm \omega_{mess}$ in der ME-Spannung.

Wenn ω_{mod} nun so gewählt wird, dass gilt $\omega_{mod} + \omega_{mess} = \omega_{res}$ mit $\frac{\omega_{res}}{2\pi}$ als mechanischer Resonanz des Sensors, dann kann $B_{mess}(t)$ faktisch resonant ausgelesen werden, obwohl $\omega_{mess} \ll \omega_{res}$ gilt. In diesem Fall muss der Fourierkoeffizient

$A_1 = \left(a_1 \hat{B}_{mod} + \frac{3}{4} a_3 \hat{B}_{mod}^3 + \frac{5}{8} a_5 \hat{B}_{mod}^5 \right)$ maximiert werden, um die höchstmögliche Empfindlichkeit zu erreichen. Das Maximum von A_1 in Abhängigkeit von \hat{B}_{mod} kann aus Gleichung 4.8 leicht berechnet werden und ergibt sich zu $\hat{B}_{mod,opt} = 0.79 \text{ mT}$. Abbildung 4.4 zeigt die berechneten Werte für A_1 in Abhängigkeit von B_{mod} .

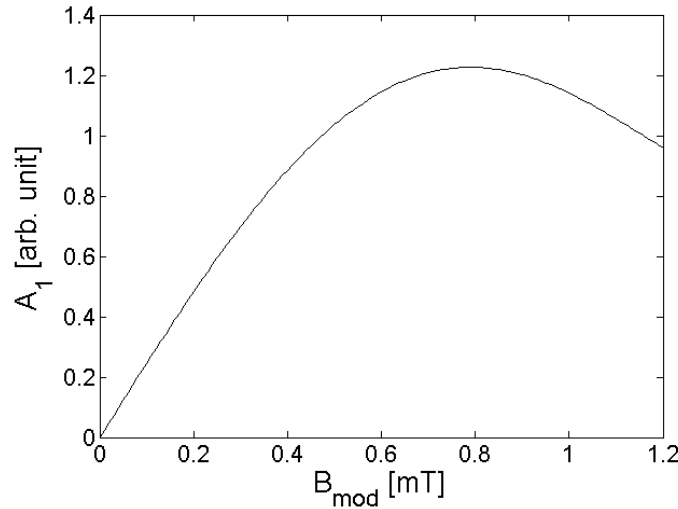


Abbildung 4.4.: Fourierkoeffizient A_1 in Abhängigkeit von B_{mod}

Das Verhalten der magnetostriktiven Phase bei $\omega_{mod} \pm \omega_{mess}$ kann ausgehend von den Gleichungen 4.5 und 4.8 folgendermaßen beschrieben werden, ein möglicher Anteil von $\lambda(B_{mod}(t))$ kann vernachlässigt werden, solange $\omega_{mod} \neq \omega_{mess}$ ¹:

$$\begin{aligned}
 & \lambda(B_{mod}(t) + B_{mess}(t))|_{\omega_{mod} \pm \omega_{mess}} \\
 &= A_1 \cdot \cos(\omega_{mod}t) \cdot \hat{B}_{mess} \cdot \cos(\omega_{mess}t) \\
 &= \frac{A_1 \cdot \hat{B}_{mess}}{2} \cdot \left[\underbrace{\cos((\omega_{mod} + \omega_{mess})t)}_{\omega_{res}} + \cos((\omega_{mod} - \omega_{mess})t) \right] \quad (4.9)
 \end{aligned}$$

Das unbekannte Signal B_{mess} wird somit in die Resonanz des Sensors hochgemischt und kann dort bei bekanntem Modulationssignal ausgewertet werden. Wichtig hierbei ist, dass das hochgemischte Signal trotz nichtlinearer Kennlinie, linear von B_{mess} abhängt. Insgesamt ist somit ein resonantes Auslesen des Sensors für beliebige Eingangsfrequenzen möglich.

Diese Technik erlaubt nicht nur die Auswertung kosinusförmiger Signale mit nur einer Frequenzkomponente, sondern beliebiger Signalformen, auch mit höheren Bandbreiten. Hierbei kann entweder das gesamte Spektrum in die Resonanz geschoben werden, falls diese breit genug ist, oder das Modulationssignal wird, wie bei einem Spektrumanalysator, gewobbelt. Die einzige Bedingung ist, dass die Amplitude des zu messenden Signals

¹Für diesen Fall bleibt $(\omega_{mod} - \omega_{mess})$ weiterhin unbeeinflusst

sehr viel kleiner als die des Modulationssignals ist.

Gleichung 4.8 erlaubt weiterhin die Abschätzung der Verschiebung von Rauschanteilen bzw. Störsignalen bei unterschiedlichen Frequenzen in die mechanische Resonanz des Sensors. Hierfür müssen die Fourierkoeffizienten A_1 bis A_5 (arb. unit) für das optimale Modulationsfeld $\hat{B}_{mod,opt} = 0.79 \text{ mT}$ bestimmt werden:

$$\begin{aligned}
 A_0|_{\hat{B}_{mod,opt}} &= -1.51 \cdot 10^{-3} \\
 A_1|_{\hat{B}_{mod,opt}} &= +1.23 \\
 A_2|_{\hat{B}_{mod,opt}} &= +5.25 \cdot 10^{-3} \\
 A_3|_{\hat{B}_{mod,opt}} &= -0.22 \\
 A_4|_{\hat{B}_{mod,opt}} &= -0.74 \cdot 10^{-3} \\
 A_5|_{\hat{B}_{mod,opt}} &= +12.13 \cdot 10^{-3}
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

Abbildung 4.5 zeigt, wie Rauschanteile und Störsignale bei unterschiedlichen Frequenzen in Abhängigkeit der Fourierkoeffizienten A_0 bis A_5 gemäß der Gleichungen 4.8 und 4.6 in die mechanische Resonanz verschoben werden.

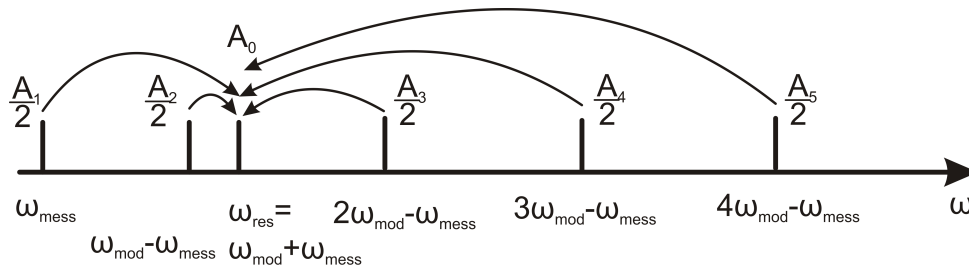


Abbildung 4.5.: Verschiebung von Rauschen und Störsignalen in die mechanische Resonanz

Nach den Ergebnissen der Gleichungen in 4.10, sind die Fourierkoeffizienten A_0 , A_2 und A_4 drei Größenordnungen kleiner als A_1 . Nach Abbildung 4.5 wird somit ein Amplitudenrauschen des Modulationssignals B_{mod} bei $\omega_{mod} + \omega_{mess}$, $\omega_{mod} - \omega_{mess}$ und $3\omega_{mod} - \omega_{mess}$ im Vergleich zu Rauschen bei ω_{mess} um den Faktor 1000 unterdrückt. Amplitudenrauschen von Magnetfeldern bei $2\omega_{mod} - \omega_{mess}$ und $4\omega_{mod} - \omega_{mess}$ wird mindestens um den Faktor

5 unterdrückt. Des Weiteren ist das Amplitudenrauschen eines Oszillators generell sehr schwach und sehr viel kleiner als sein Frequenzrauschen [33, S. 235-262]. Das Frequenzrauschen des Oszillators kann zudem durch Standardmethoden minimiert werden. Eine weitere Möglichkeit Frequenzrauschen zu minimieren besteht darin, das Modulationssignal anschließend auch zum Abwärtsmischen zu verwenden. Für eine weitere Rauschunterdrückung sollte das Modulationssignal Bandpass gefiltert werden, um Rauschkomponenten oberhalb und unterhalb von ω_{mod} zu unterdrücken.

Neben der Möglichkeit den Sensor für beliebige Eingangsfrequenzen resonant auszulesen, zeigt der beschriebene Modulationsansatz weitere Vorteile gegenüber den herkömmlichen Auslesemethoden.

So ist es beispielsweise möglich, die Anstiegszeit des Sensors zu verbessern, indem höhere Resonanzfrequenzen genutzt werden. Die Güte Q und die Resonanzfrequenz f_{res} des Sensors bestimmen den Dämpfungskoeffizienten δ des mechanischen Resonators:

$$\delta = \frac{\pi \cdot f_{res}}{Q} \quad (4.11)$$

Eine Verringerung der Resonanzfrequenz des Sensors führt zu einer Erhöhung der Güte und somit zu einer Verringerung des Dämpfungskoeffizienten δ . Dies hat wiederum eine Erhöhung der Anstiegszeit des Sensors zur Folge. Unter Verwendung des beschriebenen Modulationsansatzes kann jedoch auf ein Absenken der Resonanzfrequenz verzichtet werden und man erhält eine hohe Anstiegszeit und hohe Empfindlichkeit des Sensors bei niedrigen Messfrequenzen.

Ein weiterer Vorteil ist die mögliche Verwendung des Modulationsverfahrens in Sensornetzen. In einem konventionellen Netzwerk aus Sensoren, die ein magnetisches Gleichfeld zum Einstellen des optimalen Arbeitspunktes benötigen, werden sich die Streufelder der unterschiedlichen Sensoren überlagern, was zu Empfindlichkeitsschwankungen von Sensor zu Sensor führt. Wird hingegen das Modulationsverfahren verwendet, können die Modulationsfelder der unterschiedlichen Sensoren entkoppelt werden, indem sie bei unterschiedlichen Resonanzfrequenzen betrieben werden. Hierbei führt die Superposition der Modulationsfelder bei unterschiedlichen Frequenzen nicht zu einer Störung in den Sensoren.

Ein weiterer wichtiger Vorteil des Modulationsverfahrens ist die verminderte Empfindlichkeit gegenüber mechanischen Vibrationen. Je niedriger die Resonanzfrequenz des Sensors ist, umso stärker können unerwünschte mechanische Vibrationen in das System einkopeln. Abbildung 4.6 zeigt das von Enno Lage (Anorganische Funktionsmaterialien CAU Kiel) und Martin Thorwart (Geophysik CAU Kiel) aufgenommene Spektrum der mechanischen Schwingungen in Richtung der z-Achse (senkrechte Komponente) am Ort der heutigen magnetischen Abschirmkammer.

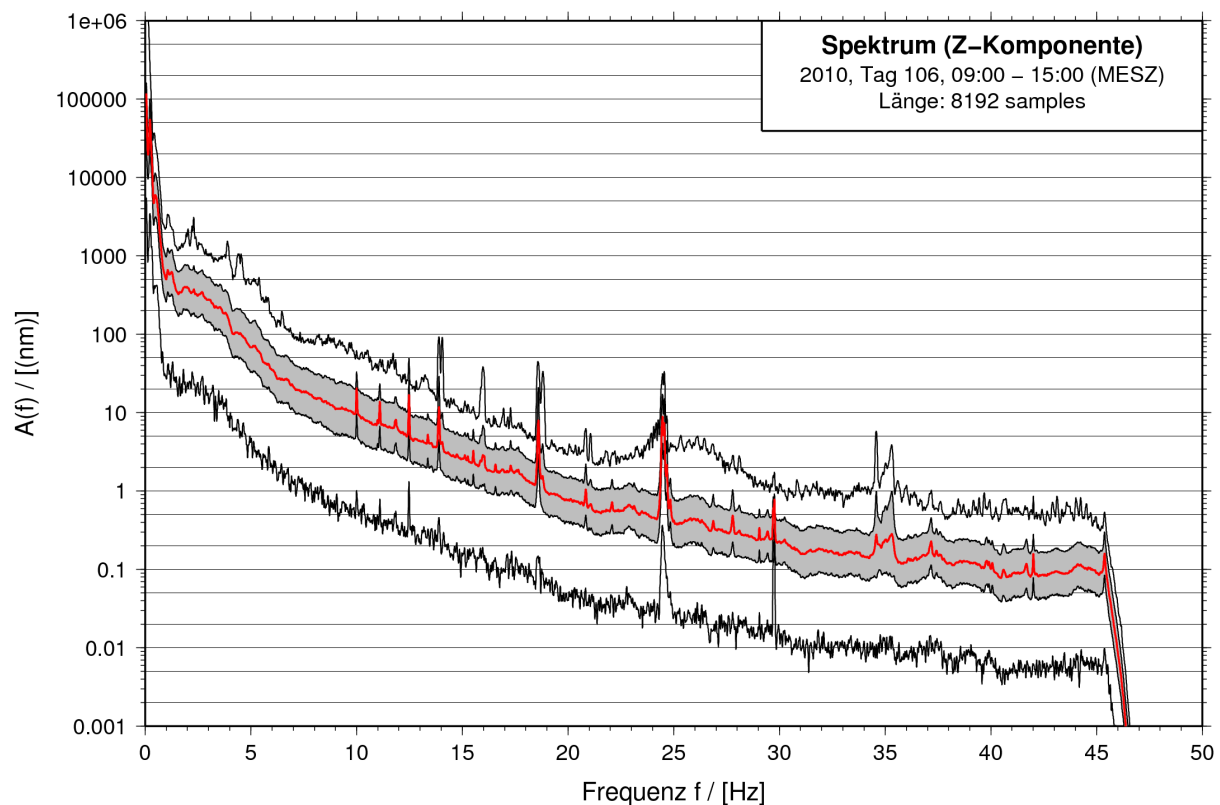


Abbildung 4.6.: Spektrum der Vibrationen in Richtung der z-Achse

Vibrationen können somit insbesondere bei niedrigen Frequenzen zu starken Störungen in der Ausgangsspannung des Sensors führen. Bei Verwendung des Modulationsverfahrens werden diese Störungen bei niedrigen Frequenzen jedoch nicht in die Resonanz hochgemischt, da sie nicht das magnetische Signal bzw. die Magnetostriktionskurve, sondern nur den niederfrequenten Piezoausgang beeinflussen.

4.1.3. Messergebnisse und Auswertung

Im Messaufbau wird das Modulationssignal B_{mod} mittels direkter digitaler Synthese (DDS) durch einen numerisch einstellbaren Oszillator AD9954 von Analog Devices bereitgestellt. Den vollständigen Generator für das Modulationssignal mit entsprechender Spule zeigt Abbildung 4.7.

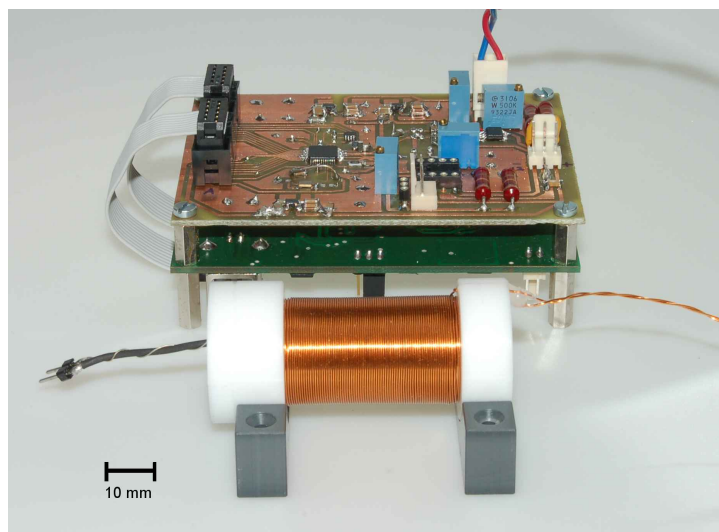


Abbildung 4.7.: DDS System zur Erzeugung des Modulationssignals

Das Messsignal B_{mess} wird durch einen Funktionsgenerator HP 33120A bereit gestellt. Abbildung 4.8 zeigt das gemessene Spektrum der ME-Spannung U_{ME} am Sensorausgang für $B_{mod,eff} = 0.56 \text{ mT}$, $f_{mod} = 668 \text{ Hz}$, $B_{mess,eff} = 1 \text{ } \mu\text{T}$ und $f_{mess} = 1 \text{ Hz}$.

Die Frequenz des Modulationssignals f_{mod} wird so gewählt, dass $f_{mod} + f_{mess} = f_{res} = 669 \text{ Hz}$ gilt. Das Spektrum wird mit einem Spektrumanalysator SRS785 von Stanford Research Systems aufgenommen. Durch das Einstellen von $B_{mod,eff} = 0.56 \text{ mT}$ bzw. $\hat{B}_{mod} = 0.79 \text{ mT}$ erreicht die Ausgangsspannung in Resonanz ihr Maximum, was sich mit der Berechnung aus Abbildung 4.4 deckt.

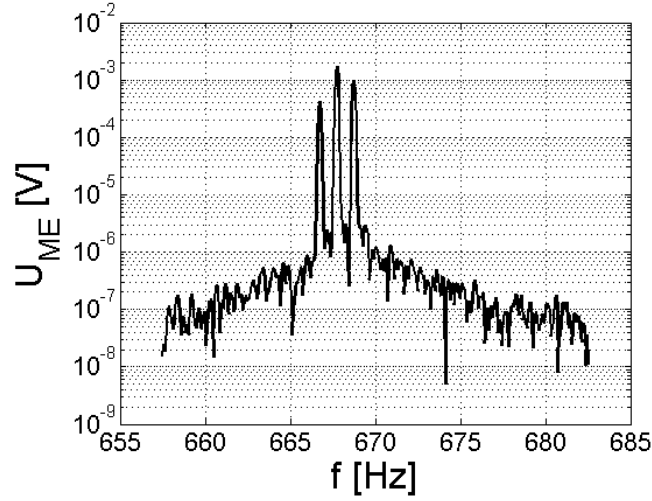


Abbildung 4.8.: Modulationssignal (Mitte), sowie hochgemischtes Messsignal (oberes und unteres Seitenband)

Das Spektrum zeigt Frequenzkomponenten bei $f_{mod} - f_{mess}$, f_{mod} und $f_{mod} + f_{mess}$. Entsprechend den Gleichungen 4.5 und 4.8 enthält das Signal bei $f_{mod} + f_{mess}$ alle Informationen über das unbekannte Magnetfeld bei $f_{mess} = 1 \text{ Hz}$ und erlaubt somit ein resonantes Auslesen für Eingangsfrequenzen weit außerhalb der mechanischen Resonanz.

Der entsprechende ME-Koeffizient unter Modulation $\alpha_{ME,mod}$ kann aus Abbildung 4.8 für $U_{ME} = 1 \text{ mV}$ in $f_{res} = f_{mod} + f_{mess} = 669 \text{ Hz}$ mit $B_{AC} = 1 \text{ } \mu\text{T}$ bestimmt werden:

$$\begin{aligned}
 \alpha_{ME,mod} &= \frac{V_{ME}}{L \cdot H_{mess}} \\
 &= \frac{1 \text{ mV}}{1.8 \cdot 10^{-4} \text{ cm} \cdot 0.01 \text{ Oe}} \\
 &= 555.6 \frac{\text{V}}{\text{cmOe}}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Somit kann gezeigt werden, dass die mechanische Resonanz des Sensors auch für beliebige Eingangsfrequenzen weit außerhalb dieser genutzt werden kann. Um die Rauschgrenze des Sensors für den modulierten und unmodulierten Fall vergleichen zu können, wird das Messsignal B_{mess} in 10 Schritten pro Dekade von $10 \text{ } \mu\text{T}$ auf 10 pT reduziert und die ME-Spannung bei $f_{mod} + f_{mess}$ aufgenommen. Das Modulationssignal B_{mod} bleibt hierbei unverändert bei $B_{mod,eff} = 0.56 \text{ mT}$ und $f_{mod} = 668 \text{ Hz}$. Abbildung 4.9 zeigt die entsprechende Messkurve.

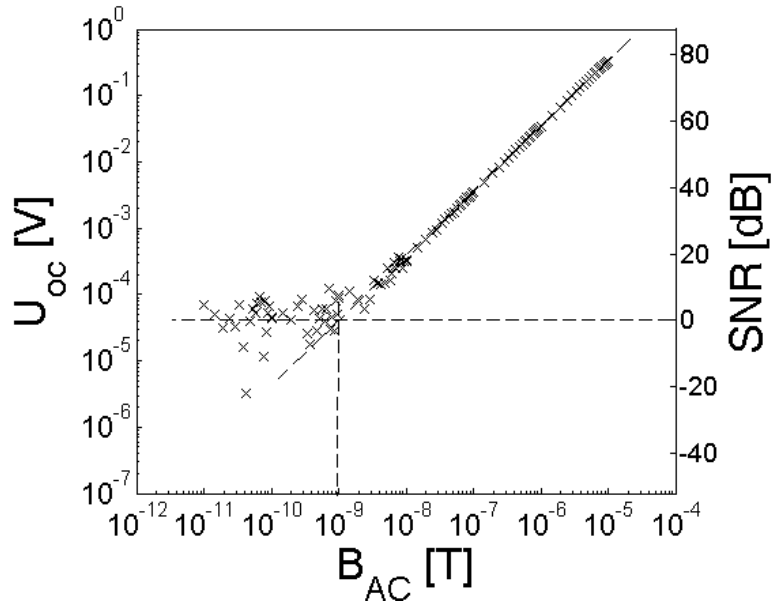


Abbildung 4.9.: Empfindlichkeit des modulierten Sensors bei 1 Hz

Abbildung 4.1 zeigte bereits die Empfindlichkeit und Rauschgrenze des unmodulierten Sensors bei einer Eingangsfrequenz von 1 Hz. Ein Vergleich mit Abbildung 4.9 ergibt, dass die Rauschgrenze durch das Modulationsverfahren von $0.8 \mu T$ auf $1 nT$ bei 1 Hz Eingangsfrequenz herabgesetzt werden kann. Dies entspricht einer Empfindlichkeitssteigerung von drei Größenordnungen.

Dass für das beschriebene Verfahren nicht nur das obere, sondern auch das untere Seitenband genutzt werden kann, zeigt Abbildung 4.10. Hierbei wird das Modulationssignal mit $B_{mod,eff} = 0.56 mT$ und $f_{mod} = 679 Hz$ so gewählt, dass das Messsignal mit $B_{mess,eff} \approx 10 \mu T$ und $f_{mess} = 10 Hz$ in die mechanische Resonanz des Sensors gemischt wird. Die Ausnutzung des unteren Seitenbandes kann zum Beispiel dann vorteilhaft sein, wenn die Messfrequenz exakt bei der halben Resonanzfrequenz des Sensors liegen soll. Für diesen Fall würde bei Ausnutzung des oberen Seitenbandes $f_{mod} = f_{mess}$ gelten. Nach Gleichung 4.5 ergibt sich hierbei aber durch den Anteil $\lambda(B_{mod}(t))$ in Resonanz ein Signal, das ausschließlich durch das Modulationssignal hervorgerufen wird und sich mit dem hochgemischten Messsignal überlagert. Bei Ausnutzung des unteren Seitenbandes ist dies nicht der Fall.

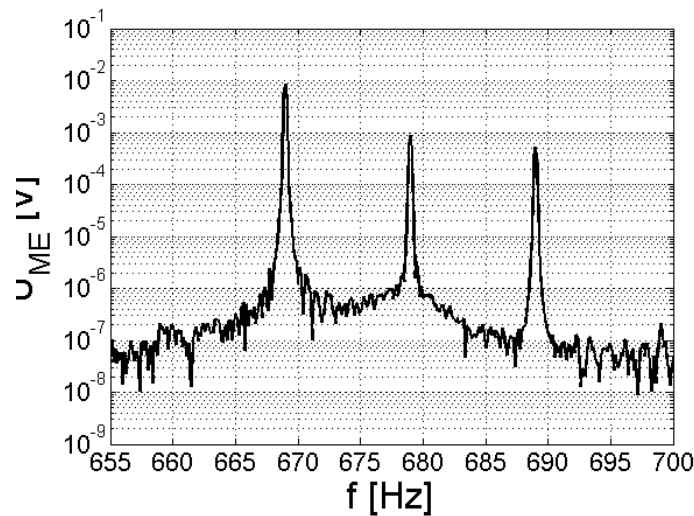


Abbildung 4.10.: Ausnutzung des unteren Seitenbandes für die Modulation

4.1.4. Barkhausenrauschen

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Frage, warum bei Anwendung des Modulationsverfahrens nicht die gleiche Empfindlichkeit wie in Resonanz erzielt wird. Abbildung 4.8 gibt hierauf die Antwort. Zu erkennen ist ein deutlicher Rauschanstieg in Resonanz, wodurch die Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers etwa 100 mal über der des unmodulierten Sensors liegt.

Durch das Modulationssignal wird die Magnetisierungskurve des Sensors periodisch jeweils bis etwa zur Hälfte der Sättigungsmagnetisierung durchfahren. Hierbei kommt es zu einer Verschiebung der magnetischen Domänenwände, die jedoch nicht gleichmäßig erfolgt, sondern Sprünge an Defekten im Material aufweist. Dieser Effekt wurde erstmals von Heinrich Barkhausen im Jahr 1919 beschrieben, siehe [34] und nach ihm als Barkhauseneffekt bzw. durch die Unregelmäßigkeit der Sprünge auch als Barkhausenrauschen benannt. Als Folge dieses Effektes treten beim ME-Sensor Sprünge in der Magnetostruktionskurve auf, die sich durch die mechanische Kopplung wiederum auf den Piezoausgang auswirken. Durch das resonante Verhalten des Sensors ergibt sich für die ME-Spannung jedoch nur ein Rauschanstieg in Resonanz, obwohl die Sprünge an sich ein breites Rauschspektrum aufweisen [35].

Für magnetische Dünnschichten wurde dieser Effekt beispielsweise in magnetischen Speichermedien [35, 36] und magnetoresistiven Sensoren [37, 38] untersucht. Um das Barkhausenrauschen in Dünnschichten zu minimieren, besteht beispielsweise die Möglichkeit, durch eine alternierende Schichtfolge von magnetischen und nichtmagnetischen Lagen, Blochwände zu vermeiden, um somit einen eindomänen Zustand zu erreichen [39, 40].

Um diesen Effekt bei ME-Sensoren mit Frequenzumsetzung in der magnetostriktiven Phase näher zu untersuchen, wurden von Christine Kirchhof am Lehrstuhl für Anorganische Funktionsmaterialien zwei bis auf die alternierende Schichtfolge der magnetostriktiven Phase identische Sensoren gebaut. Beide Sensoren haben eine Resonanzfrequenz von etwa $f_{res} = 370 \text{ Hz}$ und benötigen ein optimales Bias-Feld von etwa $B_{Bias,opt} = 0.9 \text{ mT}$. Die Schichtdicke der magnetostriktiven Phase beträgt beim Referenzsensor $1 \mu\text{m}$. Beim Sensor mit magnetostriktiver Multilage wechseln sich hingegen je 15 Lagen mit 5 nm Tantal und 65 nm FeCoSiB ab.

Zunächst werden beide Sensoren in Hinblick auf ihr Barkhausenrauschen untersucht. Hierfür wird der in Abbildung 4.11 schematisch dargestellte Aufbau verwendet.

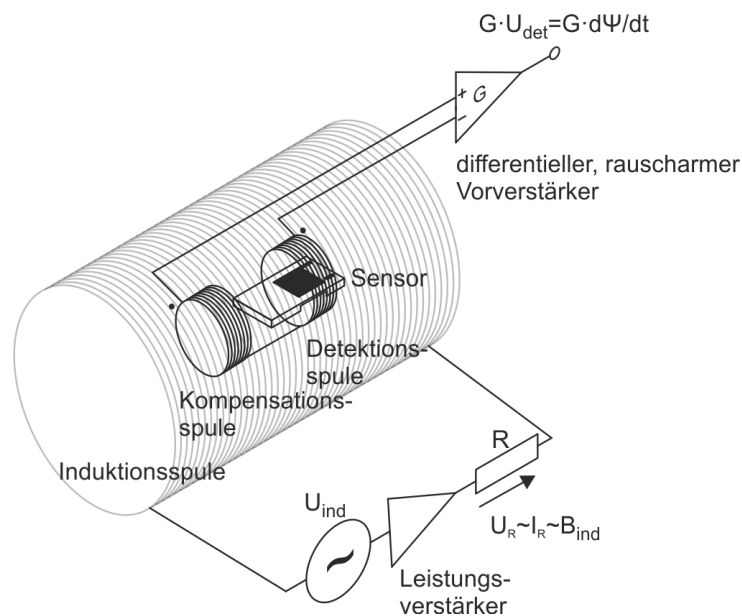


Abbildung 4.11.: Schematische Darstellung des Messsystems zur Detektion von Barkhausensprüngen

Hierbei handelt es sich um einen Aufbau, der in ähnlicher Form bei vielen Barkhausenmessungen zum Einsatz kommt, siehe beispielsweise [35]. Die außen liegende Induktionsspule (ca. 1500 Wdg., 20 mm Durchmesser, 35 mm Länge) sorgt für ein periodisches, magnetisches Wechselfeld mit einer Flussdichte B_{ind} am Sensor. Eine zweite, innen liegende Detektionsspule (300 Wdg, 4 mm Durchmesser, 1 mm Länge) detektiert nun die Barkhausensprünge der magnetostruktiven Sensorschicht. Da diese Schicht nur einen sehr kleinen Teil der Fläche der Detektionsspule ausmacht, wird eine weitere gegensinnig gewickelte, ansonsten identische, Spule zur Kompensation in Reihe geschaltet. Diese Kompensationsspule wird so abgeglichen, dass die Ausgangsspannung U_{det} ohne magnetisches Material in der Detektionsspule Null ist. Somit detektiert man ausschließlich Flussänderungen, die durch das magnetostruktive Material hervorgerufen werden. Die Detektionsspule wird mit nur 1 mm Länge möglichst kurz ausgelegt, damit nicht über eine zu große Sensorfläche gemittelt wird.

Abbildung 4.12 zeigt die in die Detektionsspule induzierte Spannung U_{det} , sowie die Flussdichte B_{ind} des angelegten magnetischen Wechselfeldes, in Abhängigkeit von der Zeit für den Referenzsensor.

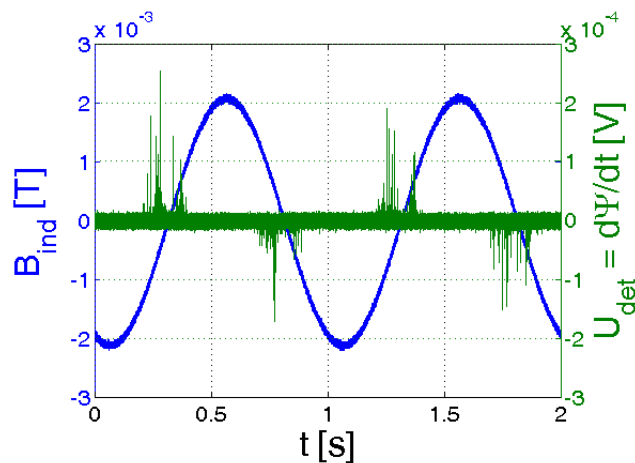


Abbildung 4.12.: Barkhausensprünge Referenzsensor

Das Messergebnis für den Referenzsensor deckt sich gut mit Messungen an anderen magnetischen Dünnschichten, siehe z.B. [41, S. 18]. D.h. die Sprünge treten vor allem im Bereich des Nulldurchgangs der Magnetisierungskurve auf. Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.13

die Ergebnisse für den Sensor mit magnetostriktiver Multilage. Beide Messungen werden mit denselben Parametern durchgeführt.

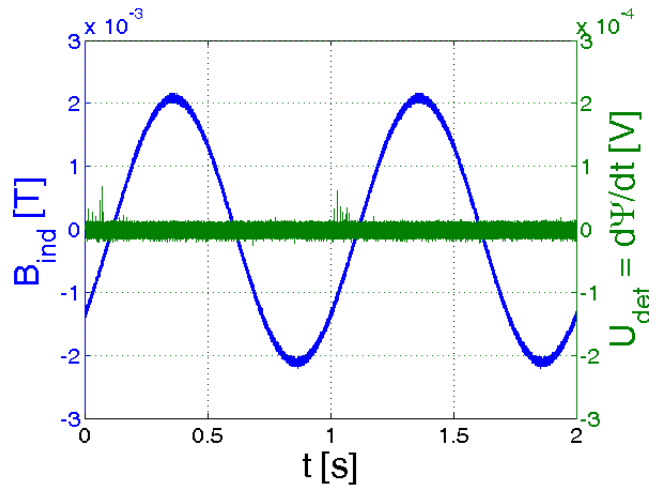


Abbildung 4.13.: Barkhausensprünge Multilagensensor

Wie zu erwarten, zeigt der Sensor mit magnetostriktiver Multilage ein deutlich verringertes Barkhausenrauschen. Die Messung der Barkhausensprünge erfolgte jeweils für 5 Referenzsensoren und 5 Sensoren mit magnetostriktiver Multilage. Alle Sensoren zeigen hierbei in Bezug auf die Amplitude der Barkhausensprünge das oben dargestellte Verhalten. Um den Einfluss auf den Rauschpegel des modulierten Sensorausgangs zu untersuchen, werden die Sensoren elektrisch kontaktiert und mit einem Modulationssignal mit einer Frequenz von $f_{mod} = 300 \text{ Hz}$ und einer optimalen Flussdichte von $B_{mod} = 1 \text{ mT}$ beaufschlagt. Abbildung 4.14 zeigt das Spektrum der Ausgangsspannung des Referenz ME-Sensors. Da die Magnetostriktionskurve sich nicht perfekt quadratisch verhält, sondern auch lineare und kubische Anteile beinhaltet, ist im Ausgangsspektrum zunächst ein Peak bei der Modulationsfrequenz $f_{mod} = 300 \text{ Hz}$ zu sehen. Zusätzlich können auch elektrische Störsignale bei der Modulationsfrequenz in den Sensor einkoppeln, da der Aufbau nicht elektrisch geschirmt ist. Durch das gewünschte quadratische Verhalten, ergibt sich zudem ein Peak bei der doppelten Modulationsfrequenz. Im Bereich der mechanischen Resonanz bei etwa 370 Hz erkennt man deutlich einen Rauschanstieg, auch ohne dass ein zusätzliches Messsignal am Sensor anliegt.

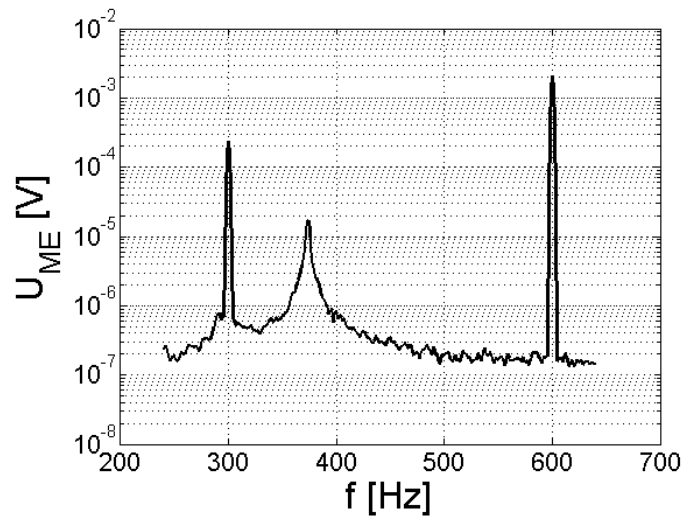


Abbildung 4.14.: Spektrum der Ausgangsspannung des Referenzsensors

Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.15 die gleiche Messung für den ME-Sensor mit magnetostruktiver Multilage.

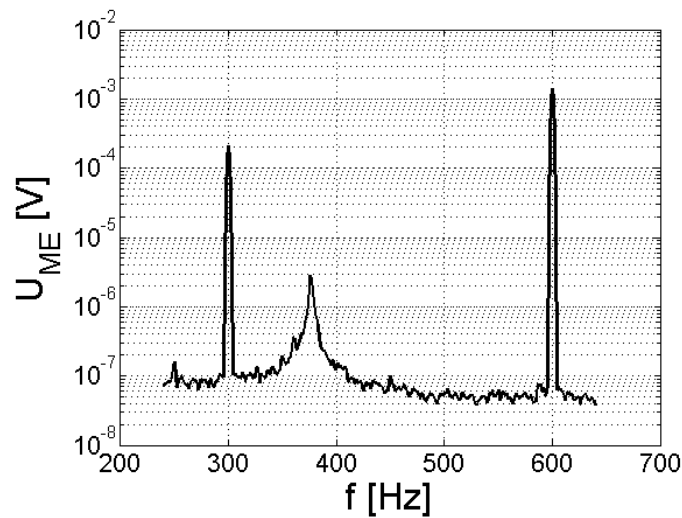


Abbildung 4.15.: Spektrum der Ausgangsspannung des ME-Sensors mit magnetostruktiver Multilage

Im Vergleich zum Referenzsensor ergibt sich hier ein 6-fach verringerter Rauschpegel. Um zu zeigen, dass sich auch das Signal-Rausch-Verhältnis insgesamt verbessert hat, stellen die Abbildungen 4.16 und 4.16 die entsprechenden Empfindlichkeitsmessungen dar.

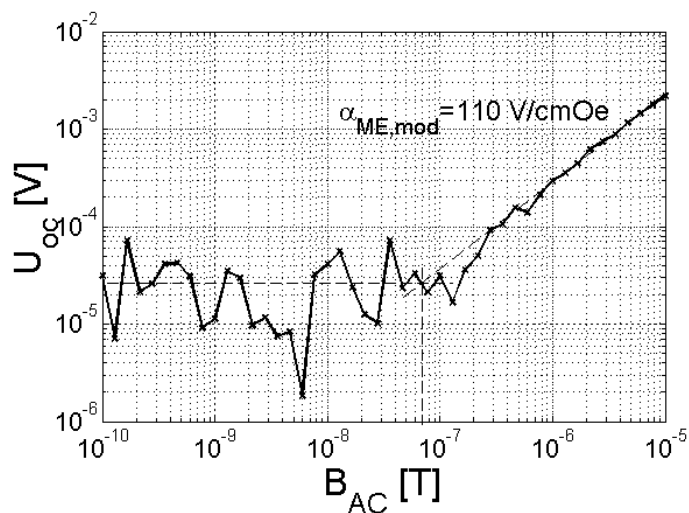


Abbildung 4.16.: Empfindlichkeitsmessung Referenzsensor

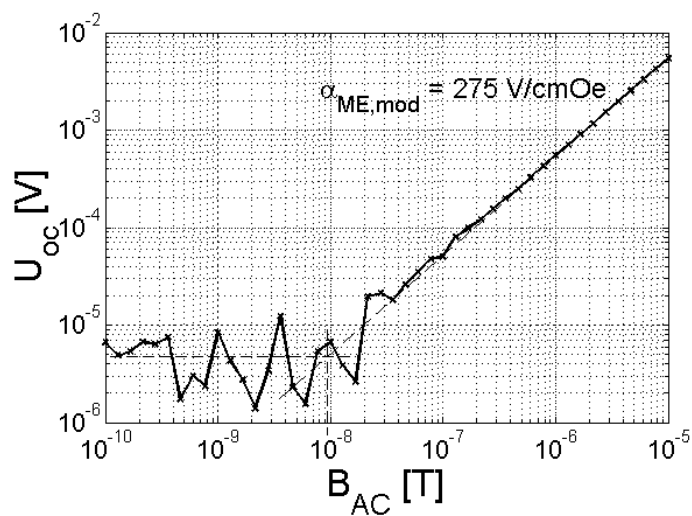


Abbildung 4.17.: Empfindlichkeitsmessung Sensor mit magnetostruktiver Multilage

Auch hier erkennt man den 6-fach reduzierten Rauschpegel für den Multilagen-Sensor. Zusätzlich zeigt dieser im Vergleich zum Referenzsensor auch einen mehr als doppelt so hohen ME-Koeffizienten. Der Grund hierfür könnte in der optimierten Domänenstruktur liegen; diese Untersuchung liegt aber nicht im Fokus dieser Arbeit. Ein Vergleich von zwei entsprechenden Sensoren mit jedoch 170 Hz Resonanzfrequenz ergibt ebenfalls einen 6-fach reduzierten Rauschpegel, jedoch nur ein 1.3-fach erhöhtes Signallevel für den

Multilag-Sensor.

Insgesamt kann jedoch gezeigt werden, dass das Barkhausenrauschen einen maßgeblichen Einfluss auf die Empfindlichkeit eines Sensors mit Frequenzumsetzung in der magnetostriktiven Phase hat und dass dessen weitere Reduzierung einen wichtigen Schritt hin zu biomagnetischen Messungen darstellt.

4.2. Frequenzmodulation von MEMS-basierten ME-Sensoren

4.2.1. Verwendeter Sensor

Bei dem in diesem Abschnitt verwendeten Sensor handelt es sich um einen Vakuum verkapselten MEMS basierten ME-Sensor, ähnlich zu dem in Abschnitt 3.4.4 dargestellten. Der Sensor wurde von Stephan Marauska am Fraunhofer Institut für Siliziumtechnologie (ISIT) gefertigt und hat eine Länge von $1000\ \mu\text{m}$ und eine Breite von $200\ \mu\text{m}$. Die Schichtfolge besteht aus $3\ \mu\text{m}$ FeCoSiB, $2\ \mu\text{m}$ Aluminiumnitrid, $100\ \text{nm}$ Platin und $650\ \text{nm}$ Siliziumoxid.

4.2.2. Beschreibung des Verfahrens

Die Verschiebung der Resonanzfrequenz für MEMS basierte Biegebalken wird in verschiedenen Messsystemen ausgewertet. Zwei Beispiele seien das Rasterkraftmikroskop [42] und die Detektion von chemischen Gefahrstoffen in Gasen mit Polymer beschichteten Mikrobiegern [17].

Für Biegebalken mit magnetostriktiven Dünnschichten wurde dieser Effekt in [43] ebenfalls ausgenutzt und in [44] patentiert. Die Resonanzfrequenzverschiebung wurde hier mit einem Laser-PSD-System detektiert und eine Rauschgrenze von $1\ \mu\text{T}$ erreicht. Mit einem identischen, AFM basierten, System konnte in Zusammenarbeit mit Björn Gojdka und Kerstin Meurisch von der Arbeitsgruppe Materialverbunde (Prof. Faupel) eine Rauschgrenze von etwa $500\ \text{nT}$ für einen mit FeCoBSi beschichteten AFM-Cantilever erreicht

werden, siehe [61]. Mit einer Rauschbandbreite von etwa $\Delta f = 0.25 \text{ Hz}$ ergibt sich ein äquivalenter magnetischer Rauschpegel von $B_{noise} = 500 \text{ nT} / \sqrt{0.25 \text{ Hz}} = 1000 \text{ nT} / \sqrt{\text{Hz}}$.

In Abschnitt 3.4.4 wurde bereits gezeigt, dass mit einem MEMS basierten ME-Sensor eine Detektion der Resonanzfrequenzverschiebung in Abhängigkeit des Magnetfeldes auch ohne Laser und PSD möglich ist. Nachteilig hierbei ist jedoch, dass ein externes Magnetfeld zum Einsatz kommt, um den Sensor in Resonanz anzuregen. Dieses Problem kann mit den Ergebnissen aus Abschnitt 2.2.2 umgangen werden, da die Resonanzfrequenz leicht aus der Impedanz des ME-Sensors gewonnen werden kann. Im Gegensatz zum klassischen ME-Prinzip nutzt man hierbei nicht nur den direkten piezoelektrischen Effekt, d.h. man misst die Piezoausgangsspannung in Abhängigkeit von der Verbiegung durch das magnetostruktive Material, sondern auch den inversen piezoelektrischen Effekt.

Abbildung 4.18 zeigt den prinzipiellen Messaufbau.

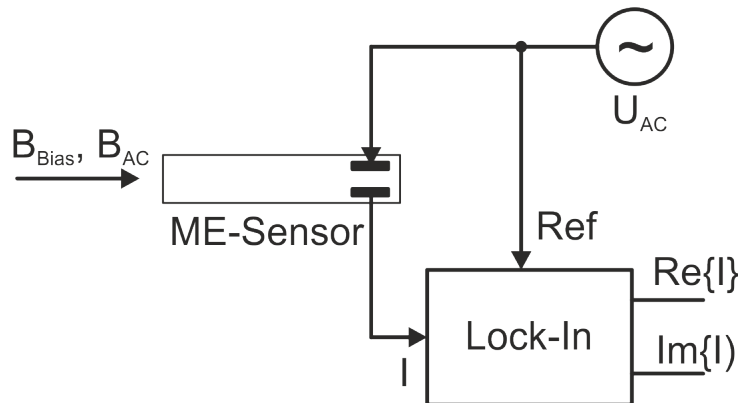


Abbildung 4.18.: Messaufbau zur Detektion der ME-Impedanz

Der AC-Oszillator dient als Spannungsquelle für den ME-Sensor und regt diesen zum Schwingen an. Am Ausgang des ME-Sensors wird der Strom (Eingang I) durch einen Lock-In Verstärker gemessen. Da dieser das Oszillatorsignal als Referenz (Eingang Ref) erhält, ist auch die Phasenlage des Stromes in Bezug auf die Spannung des AC-Oszillators bekannt. Das Ausgangssignal des Lock-In Verstärkers beinhaltet den Real- und Imaginärteil des Stromes. Zusammen mit der bekannten Spannung des Oszillators kann hieraus die komplexe Impedanz Z_{ges} des ME-Sensors und somit die Resonanzfrequenzverschiebung bestimmt werden.

4.2.3. Messergebnisse und Auswertung

Abbildung 4.19 zeigt den gemessenen Imaginärteil des Stromes in Abhängigkeit von einem angelegten magnetischen Bias-Feld B_{Bias} und der Frequenz f des Wechselspannungssignals.

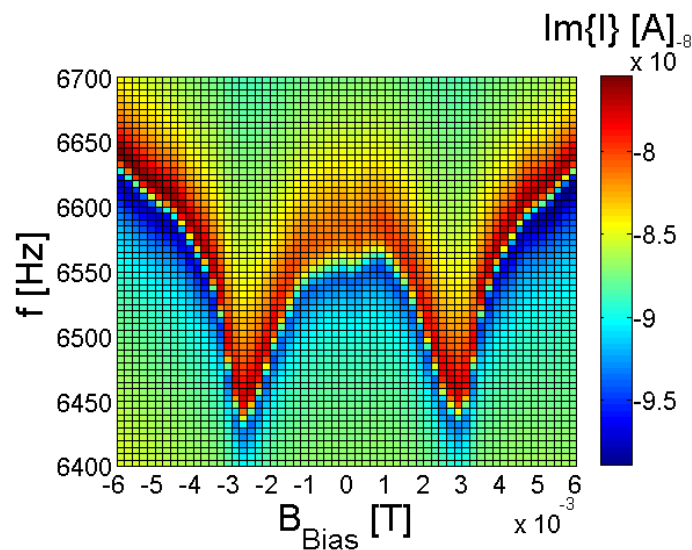


Abbildung 4.19.: Imaginärteil des Stromes in Abhängigkeit vom Bias-Feld und der Frequenz der Wechselspannung

Man erkennt den typischen w-förmigen Verlauf der Resonanzfrequenz, der durch die Änderung des E-Moduls der magnetostriktiven Phase in Abhängigkeit vom Bias-Feld hervorgerufen wird. Regt man den Sensor mit einer Wechselspannung mit einer Amplitude von 0.1 V bei einer Frequenz von 6505 Hz an und stellt ein Bias-Feld von 2 mT ein, dann ergibt sich in diesem Arbeitspunkt eine Steigung von 75 nA/mT . Abbildung 4.20 zeigt diesen Arbeitspunkt (AP) noch einmal in der 3-dimensionalen Darstellung des Imaginärteils des Stromes in Abhängigkeit von B_{Bias} und f .

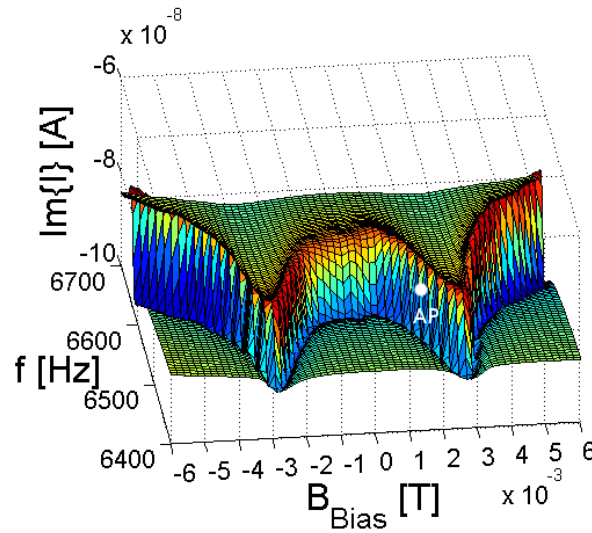


Abbildung 4.20.: Arbeitspunkt bei Auswertung von $\text{Im}\{I\}$

Die Resonanzfrequenzverschiebung im Arbeitspunkt liegt bei etwa $100 \text{ Hz}/mT$, bzw. bezogen auf 6505 Hz bei $\Delta f = 1.5\%/mT$. Nach Ludwig und Quandt [6] liegt der ΔE -Effekt einer FeCoSiB Dünnschicht bei etwa $\Delta E = 30\%/0.7 \text{ mT} = 43\%/mT$. Da für einen homogenen Biegebalken der Zusammenhang $f_{res} \propto \sqrt{E}$ gilt, mit f_{res} als Resonanzfrequenz und E als Elastizitätsmodul, würde dies bei einem reinen FeCoSiB-Bieger einer maximalen relativen Resonanzfrequenzverschiebung von $\Delta f = 6.5\%/mT$ entsprechen. Bei dem hier verwendeten Sensor sorgt u.a. die $2 \mu\text{m}$ dicke AlN-Schicht dafür, dass die Resonanzfrequenzverschiebung geringer ausfällt. Eine deutliche Erhöhung des Effekts ist somit in Bezug auf das magnetostriktive Material nicht zu erwarten.

Legt man in den in Abbildung 4.20 beschriebenen Arbeitspunkt zusätzlich ein magnetisches Wechselfeld mit einer Frequenz von 10 Hz an und reduziert die Flussdichte von $10 \mu\text{T}$ auf 1 nT so ergibt sich für den Effektivwert von $\text{Im}\{I\}$ Abbildung 4.21. Die Rauschbandbreite des Systems liegt bei $\Delta f = 0.25 \text{ Hz}$. Der äquivalente magnetische Rauschpegel ergibt sich somit zu $B_{noise} = 6 \text{ nT}/\sqrt{0.25 \text{ Hz}} = 12 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Vergleicht man dies mit den Ergebnissen der AFM basierten Messung in [61], so ergibt sich ein um 2 Größenordnungen reduzierter Rauschpegel. Ein Problem der Frequenzmodulation von ME-Sensoren ist bei breitbandigen Messungen jedoch die Linearität und Stabilität im Arbeitspunkt, wodurch eine zusätzliche Linearisierung und Regelung notwendig wird.

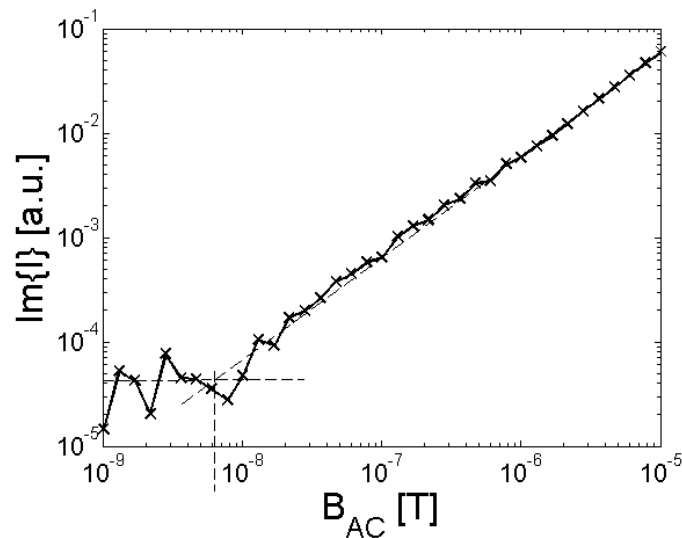


Abbildung 4.21.: Empfindlichkeit bei Anwendung der Frequenzmodulation

Alternativ lässt sich die Resonanzfrequenz des Sensors auch über einen einfachen Phasendetektor aus dem Phasenunterschied zwischen Referenzsignal und Strom bestimmen. Anschließend könnte über einen spannungsgesteuerten Oszillator (VCO) die Oszillatorfrequenz nachgefahren werden, so dass der ME-Sensor stets in Resonanz angeregt wird. Hierbei handelt es sich dann um eine Phasenregelschleife (PLL). Abbildung 4.22 zeigt den möglichen Aufbau als Prinzipskizze.

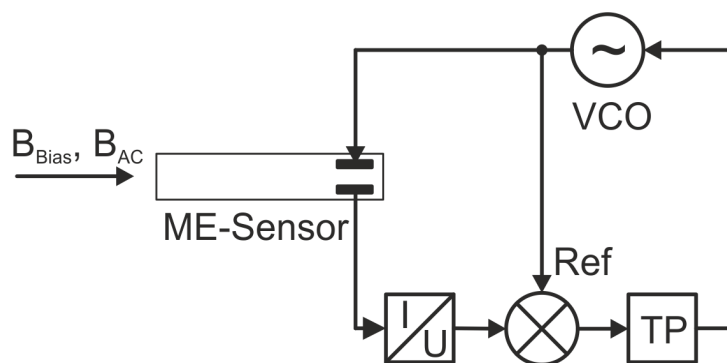


Abbildung 4.22.: Prinzipskizze PLL basiertes Auslesen

Das Referenzsignal des VCO und der spannungsgewandelte Ausgangsstrom des ME Sensors werden im einfachsten Fall multipliziert. Nicht dargestellt ist die in diesem Fall benötigte Amplitudennormierung, um einen Einfluss von Amplitudenunterschieden auf

das Ausgangssignal zu verhindern. Das Ausgangssignal des Multiplizierers sorgt nach anschließender Tiefpassfilterung/Integration dafür, dass die Resonanzfrequenz des Sensors vom VCO nachgefahren wird.

5. Detektion von Hirnschrittmachersignalen

Um die grundlegende Eignung von ME basierten Magnetometern für spätere biomagnetische Messungen zu demonstrieren, sollen in diesem Abschnitt Signale eines Hirnschrittmachers detektiert werden. Vorteilhaft ist hierbei einerseits die periodische Signalform und andererseits der im Vergleich zu den meisten biomagnetischen Messungen höhere Frequenzbereich.

5.1. Hirnschrittmacher

Bei dem im Folgenden untersuchten Hirnschrittmacher handelt es sich um den Typ Kinetra von Medtronic mit dem Elektrodensatz DBS 3389. Abbildung 5.1 zeigt das Gehäuse, welches Batterie und Elektronik enthält, sowie die Hirnschrittmacherelektrode, die sich aus 4 separat schaltbaren Kontakten zusammensetzt.

Zur tiefen Hirnstimulation werden ein oder zwei Elektroden im Zwischenhirn platziert. Durch rechteckförmige Signale mit Wiederholfrequenzen im Bereich von $130 - 170 \text{ Hz}$ können dann gezielt Bewegungsstörungen der Parkinson Krankheit (Rigor, Tremor) behandelt werden.

Hierzu bietet der Hirnschrittmacher zwei unterschiedliche Konfigurationsmöglichkeiten. Im bipolaren Modus werden zwei oder mehr Kontakte der Elektrode so verschaltet, dass es zum Stromfluss zwischen ihnen kommt, siehe Abbildung 5.2.



Abbildung 5.1.: Hirnschrittmacher Kinetra von Medtronic

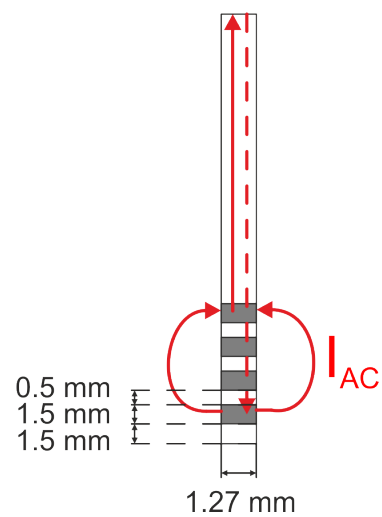


Abbildung 5.2.: Bipolare Konfiguration der Hirnschrittmacherelektrode

Im unipolaren Modus wird als Gegenelektrode das Schrittmachergehäuse genutzt. Hierdurch kommt es zu einem Stromfluss zwischen der im Thalamus befindlichen Hirnschrittmacherelektrode und dem sich am Brustkorb befindlichen Schrittmachergehäuse. Diese Konfiguration wird in der Praxis häufiger verwendet und hat für die Messung den Vorteil, dass sich die Magnetfelder von Hin- und Rückstrom nicht in dem Maße aufheben, wie es für die bipolare Konfiguration der Fall ist. Messungen ergeben eine etwa 100 Mal höhere magnetische Feldstärke im Unipolarmodus.

Abbildung 5.3 zeigt schematisch ein Hirnschrittmachersignal im Zeitbereich.

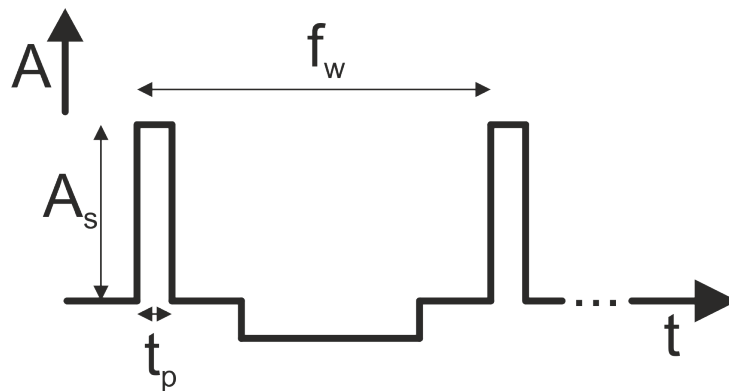


Abbildung 5.3.: Hirnschrittmachersignal im Zeitbereich

Über ein Programmiergerät vom Typ Medtronic 7432 lassen sich die Signalamplitude A_s im Bereich von 0 V bis 10.5 V , die Pulsdauer t_p im Bereich von $60\ \mu\text{s}$ bis $450\ \mu\text{s}$ und die Wiederholfrequenz f_w im Bereich von 3 Hz bis 250 Hz einstellen. Ein Gleichanteil im Signal wird durch einen negativen Puls mit gleichem Flächeninhalt verhindert.

5.2. Ausleseelektronik

Der Sensor wird zum Schutz und zur Befestigung im Scanner in einem zylinderförmigen Gehäuse mit 10 mm Durchmesser und 47 mm Länge verkapselt. Das Gehäuse dient zudem als Träger für eine Spule, um den Sensor mit einem Bias- bzw. Modulationsfeld versorgen zu können. Abbildung 5.4 a) zeigt das noch offene Gehäuse mit Sensor und Abbildung 5.4 b) den verkapselten Sensor mit Spule.

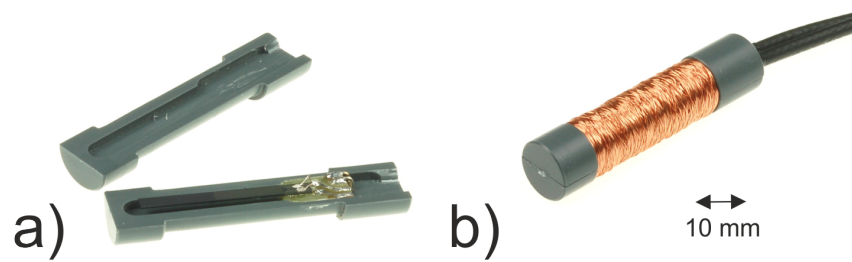


Abbildung 5.4.: a) offenes Gehäuse mit Sensor, b) geschlossenes Gehäuse mit Bias-Spule

Die erste Stufe der nachfolgenden Ausleselektronik besteht aus einem differentiellen rauscharmen Ladungsvorverstärker mit anschließender 100-facher Spannungsverstärkung. Abbildung 5.5 zeigt das Ersatzschaltbild.

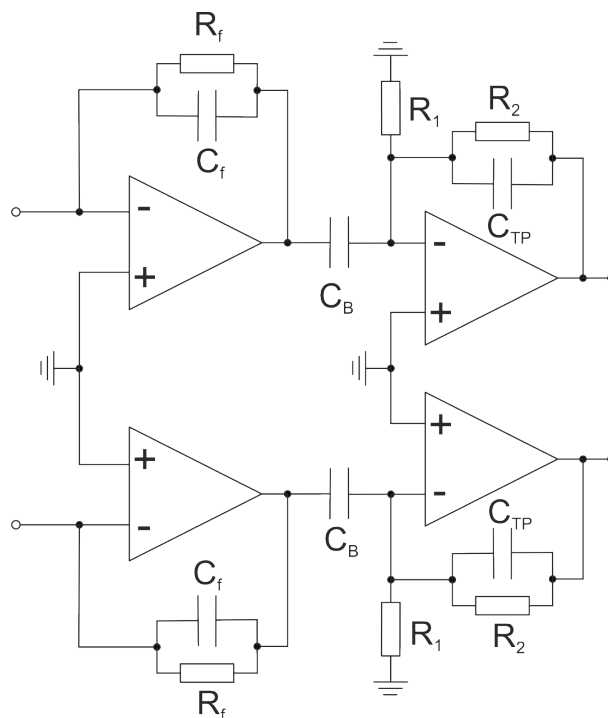


Abbildung 5.5.: Differentieller Ladungsverstärker mit anschließender 100-facher Spannungsverstärkung

Durch den differentiellen Aufbau sollen Gleichtaktstöreinkopplungen, die beispielsweise durch elektrische Felder verursacht werden, unterdrückt werden. Es gilt: $C_f = 10 \text{ pF}$,

$R_f = 5 \text{ G}\Omega$, $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$ und $R_2 = 100 \text{ k}\Omega$. Durch den $C_B = 10 \text{ }\mu\text{F}$ großen Kondensator sollen etwaige Gleichanteile geblockt werden. Der Kondensator $C_{TP} = 47 \text{ pF}$ sorgt zusammen mit R_2 dafür, dass die zweite Verstärkerstufe eine Tiefpasscharakteristik mit einer Grenzfrequenz von $f_g = 34 \text{ kHz}$ aufweist.

Abbildung 5.6 zeigt, wie das vereinfachte Ersatzschaltbild eines einzelnen Sensors in sein differentielles Ersatzschaltbild überführt werden kann, hierbei wird der symmetrische Aufbau des differentiellen Ladungsverstärkers berücksichtigt.

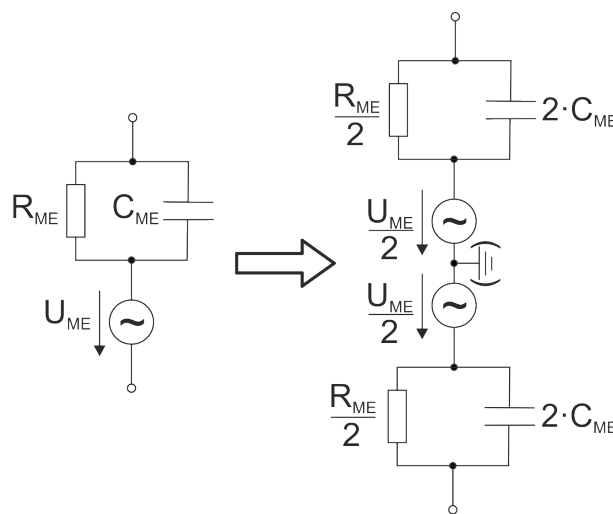


Abbildung 5.6.: Umwandlung in differentielles Ersatzschaltbild

Die Halbierung der ME-Spannung wird somit in jedem Ladungsverstärker durch die doppelte ME-Kapazität wieder ausgeglichen, da sich die jeweilige Verstärkung ebenfalls verdoppelt. Zwischen den beiden Ausgängen der Ladungsverstärker ergibt sich somit die doppelte Spannung im Vergleich zum unsymmetrischen (single-ended) Verstärker. Das Signal-Rausch-Verhältnis ändert sich unter Berücksichtigung der dominierenden Rauschquellen jedoch nicht, da sich zwischen den beiden Ausgängen der Ladungsverstärker auch der doppelte Rauschpegel ergibt, siehe Abschnitt 3.2.2.

Die gesamte Verstärkereinheit wird durch zwei 9 V Batterien versorgt, um Rauscheinflüsse zu minimieren. Zusätzlich erfolgt über die Batterien auch die Bias-Versorgung des Sensors. Abbildung 5.7 zeigt die aufgebaute Verstärkerstufe mit Gehäuse und angeschlossenem Sensor.

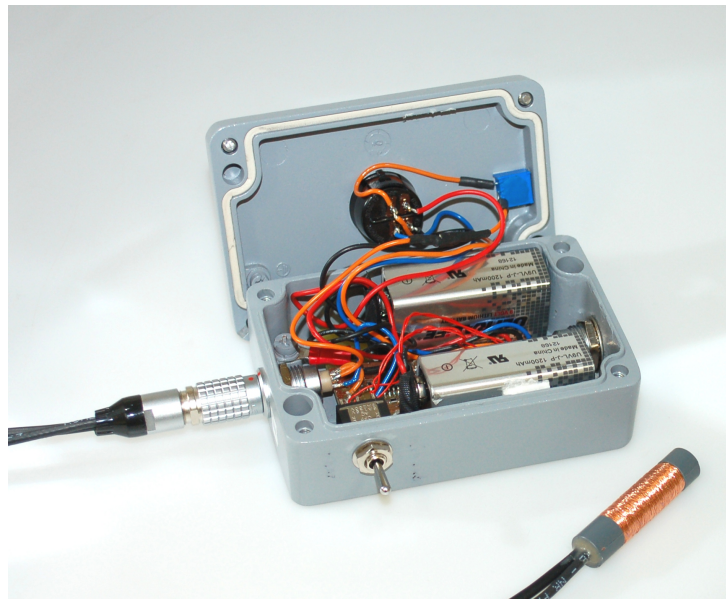


Abbildung 5.7.: Verstärkerstufe

Im Anschluss an die Verstärkerstufe erfolgt die Analog-Digital Wandlung. Durch zu erwartende Störsignale, wie Artefakte aus Muskelbewegungen, wird bei späteren biomagnetischen Messungen ein Dynamikbereich von mehr als 80 dB benötigt. Aus diesem Grund wird ein 24 Bit Sigma-Delta AD Wandler vom Typ AD7760 von Analog Devices mit einer Abtastrate von bis zu 2.5 MS/s auf der Evaluationsplatine EVAL-AD7760 eingesetzt. Dieser besitzt bei maximaler Abtastrate einen Dynamikbereich von 100 dB. Durch Datenraten von bis zu 60 MBit/s, wird zur seriellen Datenübertragung an einen PC eine Konverterplatine mit FPGA und USB 2.0 Schnittstelle Typ EVAL-CED1Z von Analog Devices verwendet. Abbildung 5.8 zeigt die beiden Platinen im entsprechenden Gehäuse.

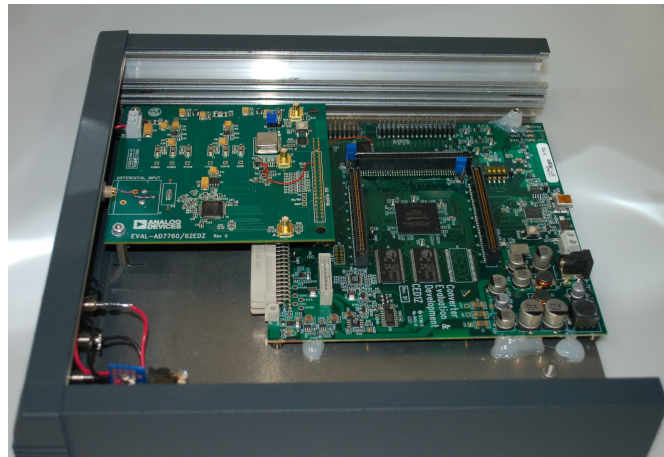


Abbildung 5.8.: 24 Bit AD-Wandler mit serieller Datenübertragung

5.3. Kopfphantom

Die Funktion des ME-Magnetometers für Hirnschrittmachermessungen soll zunächst an einem Kopfphantom verifiziert werden, bevor in vivo Messungen stattfinden. Als erste Näherung wird hierfür ein Phantom mit homogener Leitfähigkeit verwendet. Abbildung 5.9 zeigt den entsprechenden mit einer Kochsalzlösung gefüllten Glaskopf mit eingesetzter Hirnschrittmacherelektrode.



Abbildung 5.9.: Kopfphantom mit homogener Leitfähigkeit und eingesetzter Hirnschrittmacherelektrode

Um unipolare Hirnschrittmachermessungen durchführen zu können, wird eine Edelstahlgegenelektrode im Hals des Phantoms platziert. Die Leitfähigkeit der Kochsalzlösung liegt bei etwa 0.4 S/m , was nach [45, S. 103, Tabelle 4.1] der maximalen Leitfähigkeit von grauer bzw. weißer Hirnsubstanz im Frequenzbereich zwischen 1 Hz und 10 kHz entspricht. Eine Messung des Wechselstromwiderstands bei 160 Hz ergibt zwischen der Hirnschrittmacherelektrode und der Edelstahlgegenelektrode einen Wert von 380Ω . Dieser Wert deckt sich gut mit in vivo Messungen an Patienten mit Hirnschrittmachern im unipolaren Modus, für die sich Werte zwischen 200Ω und 2000Ω ergeben.

Um das Phantom für spätere Messungen realistischer zu gestalten, müssen Bereiche mit unterschiedlicher Leitfähigkeit realisiert werden. Erste Vorversuche haben gezeigt, dass Kochsalz basierte Ansätze aufgrund der Diffusion der Natrium- bzw. Chloridionen hierfür ungeeignet sind. Als Gelmittel wird Gelantine, Agar-Agar und TX 151 getestet. Bereits nach einem Tag gleicht sich die Leitfähigkeit in allen untersuchten Proben jedoch so stark an, dass die Verwendung in einem Phantom nicht möglich ist.

Besser geeignet sind leitfähige Silikone, bei denen die Leitfähigkeit mit Leitruß eingestellt werden kann. Als Silikon kann beispielsweise Sylgard 527 und als Vernetzer Sylgard 184, jeweils von Dow Corning, verwendet werden. Als Leitruß eignet sich Ensaco 260G von TIMCAL [46]. Bei einer Änderung des Leitrußanteils zwischen 10 und 20 Gewichtsprozent kann die Leitfähigkeit des Silikons um mehr als 12 Größenordnungen variiert werden. Abbildung 5.10 zeigt einen Testzylinder aus Silikon, in dem sich ein durch Leitruß geschwärzter, leitfähiger Bereich befindet.

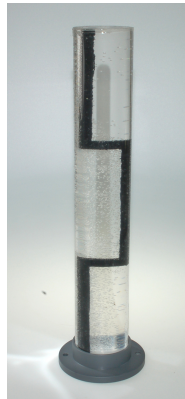


Abbildung 5.10.: Silikonzylinder mit leitfähigem Bereich

Für die folgenden Messungen wird jedoch das in Abbildung 5.9 gezeigte Phantom mit homogener Leitfähigkeit verwendet.

5.4. Demonstratorsystem

Da in dieser Entwicklungsphase noch keine Sensor-Arrays zur Verfügung stehen, sorgt ein mechanischer 3D-Scanner für eine beliebige Position und Richtung eines Einzelsensors im Raum, um die Feldverteilung des Hirnschrittmachers zeitlich sequentiell erfassen zu können. Hierbei kann die periodische Signalform des Hirnschrittmachersignals als Triggerinformation genutzt werden. Der Scanner darf hierbei ausschließlich aus nichtferromagnetischen Werkstoffen bestehen, um die Feldverteilung nicht zu verfälschen. Zudem dürfen vom Scanner selbst auch keine magnetischen Störsignale z.B. durch Stromfluss entstehen. Aus diesem Grund werden zum Antrieb pneumatische Schrittmotoren der Firma Baumgartner Maschinenbau AG verwendet, die ausschließlich über Druckluft angetrieben werden. Abbildung 5.11 zeigt den von Holger Runkowske konstruierten Scanner. Das ebenfalls gezeigte Gehäuse beinhaltet die gesamte Ansterelektronik, wie die Ventilinseln zur Druckluftsteuerung und die Auswertung der optischen Endlagenschalter. Es befindet sich während der Messungen außerhalb einer magnetischen Abschirmkammer und ist ausschließlich über Druckluftschläuche und Glasfaserkabel mit dem Scanner verbunden. Abbildung 5.12 zeigt die Abmessungen des Scanners und die möglichen Bewegungsachsen.

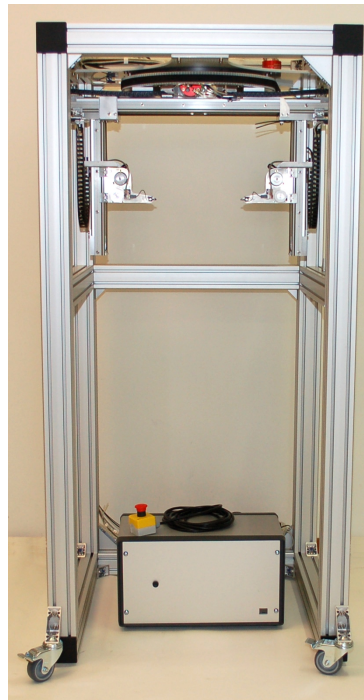


Abbildung 5.11.: Kopfscanner mit Ansteuerelektronik

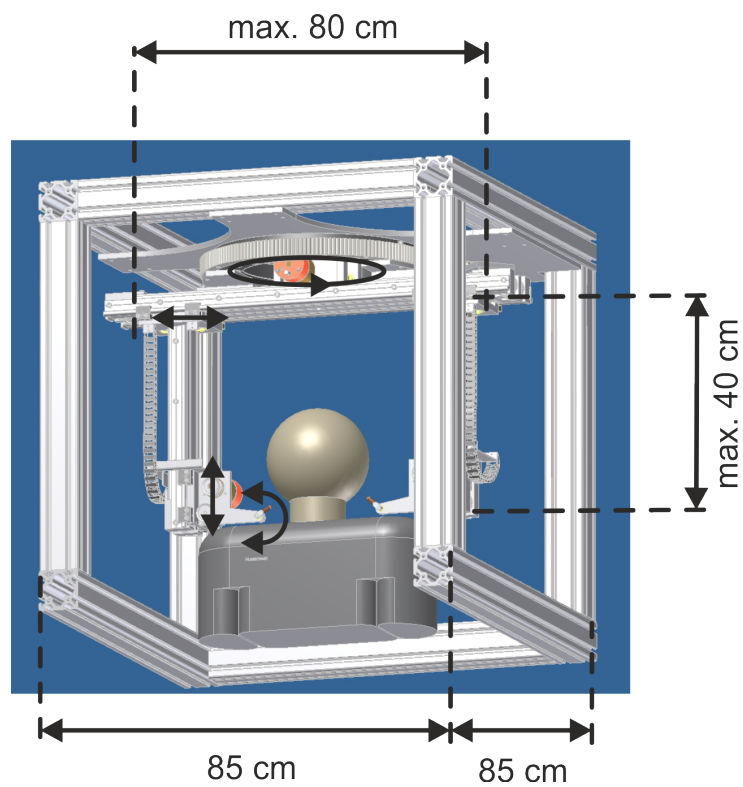


Abbildung 5.12.: Abmessungen und Bewegungsachsen des Scanners

5.5. Reduzierung von mechanischen Störeinkopplungen

Für einen AlN basierten Dünnschicht ME-Sensor mit 170 Hz Resonanzfrequenz wurde bereits in Kapitel 3.4.7 gezeigt, dass durch die Einkopplung von mechanischen Störsignalen, wie z.B. Luftschall oder Vibrationen, der Rauschpegel um mehrere Größenordnungen erhöht sein kann.

Aufgrund der Größe des Versuchsaufbaus sind Messungen in der in Abschnitt 3.3 gezeigten Abschirmbox nicht mehr möglich. Stattdessen werden diese in einer magnetischen Abschirmkammer durchgeführt, die sich ebenfalls auf dem Gelände der Technischen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel befindet. Abbildung 5.13 zeigt die von der Vacuumschmelze Hanau hergestellte Kammer.



Abbildung 5.13.: Magnetische Abschirmkammer

Sie besteht aus 3 Lagen hochpermeablen Mu-Metall, sowie einer Lage Aluminium und weist eine Innengröße von $3\text{ m} \cdot 2.35\text{ m} \cdot 2.4\text{ m}$ auf. Die magnetische Abschirmkammer verfügt über keine zusätzliche Schall- bzw. Vibrationsisolation.

Um die Störeinkopplungen zu reduzieren, wird zunächst versucht, das Hirnschrittmachersignal bei einer höheren Harmonischen auszulesen. Dies ist aufgrund des rechteckförmigen Signalverlaufs möglich. Abbildung 5.14 zeigt das mit einem Fluxgate aufgenommene Spektrum eines Hirnschrittmachersignals im unipolaren Modus, mit $f_w = 160\text{ Hz}$, $A_s = 3\text{ V}$ und $t_p = 200\text{ }\mu\text{s}$.

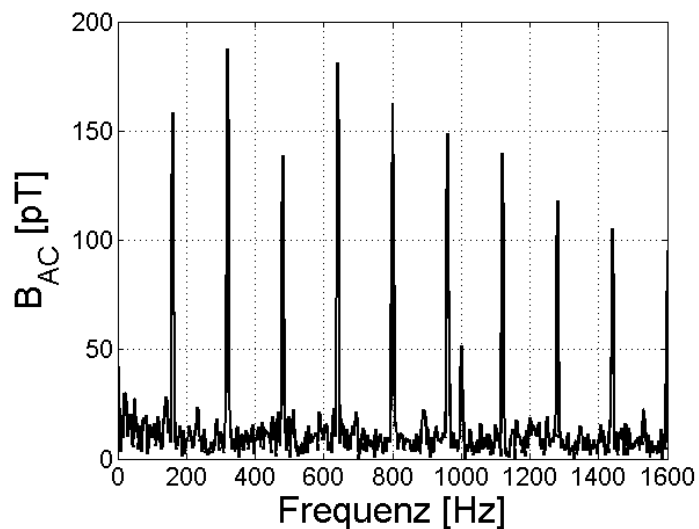


Abbildung 5.14.: Spektrum Hirnschrittmachersignal

Die fünfte Harmonische bei 960 Hz enthält immer noch 80% der maximalen Signalamplitude. Aus diesem Grund wird zunächst versucht ein 170 Hz Hirnschrittmachersignal mit einem PZT basierten ME-Sensor mit Interdigitalelektroden und 1020 Hz Resonanzfrequenz auszulesen. Der Sensor wurde von André Piorra am Lehrstuhl für Anorganische Funktionsmaterialien gefertigt und mit ähnlichem Aufbau bereits in Abschnitt 3.4.5 untersucht. Abbildung 5.15 zeigt schematisch den Aufbau und die Abmessungen des Sensors. Abbildung 5.16 zeigt die Empfindlichkeitsmessung am Ausgang der differentiellen Vorverstärkerstufe in der Abschirmbox. Mit ausreichender Schall- und Vibrationsisolierung erreicht der Sensor einen äquivalenten magnetischen Rauschpegel von $10\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$.

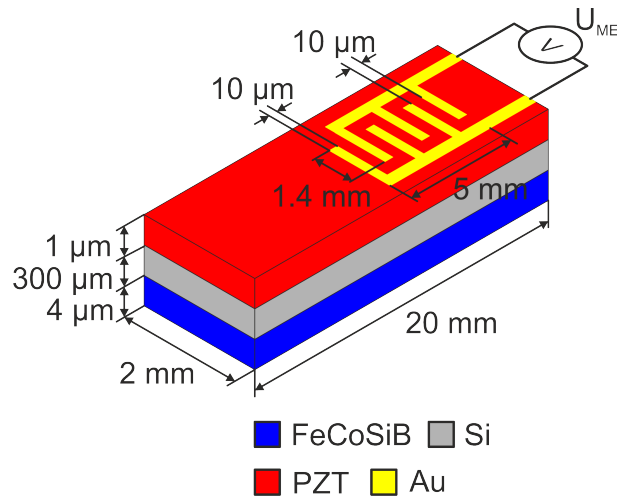


Abbildung 5.15.: Aufbau und Abmessungen des PZT basierten ME-Sensors mit Interdigitalelektroden

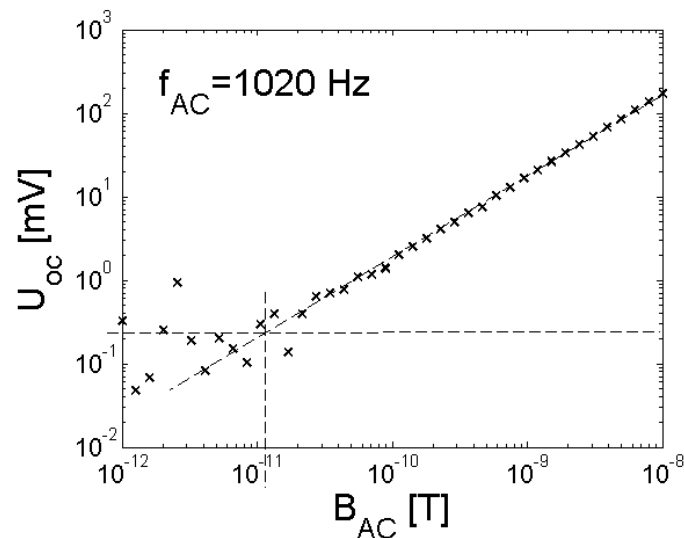


Abbildung 5.16.: Empfindlichkeitsmessung einzelner IDT Sensor

Abbildung 5.17 zeigt das Rauschspektrum in der magnetischen Abschirmkammer am Ausgang der differentiellen Vorverstärkerstufe ohne ein magnetisches Wechselfeld am Sensoreingang. Eine Empfindlichkeitsmessung wie in der Abschirmbox ist hier durch den fehlenden Versuchsaufbau nicht möglich.

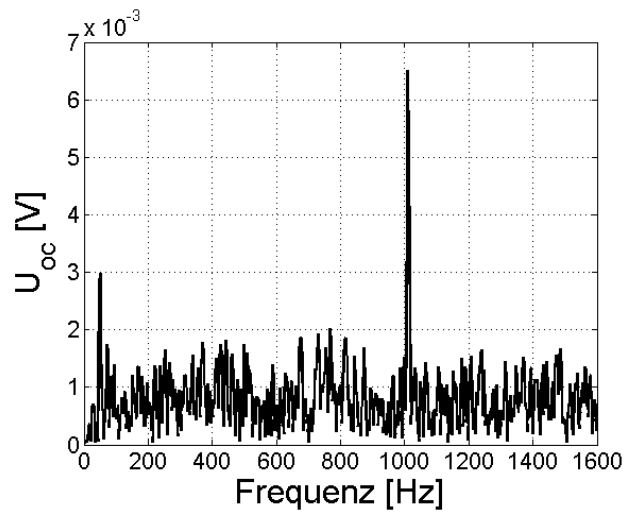


Abbildung 5.17.: Rauschspektrum IDT-Einzelsensor in Abschirmkammer

Durch mechanische Störeinkopplungen ist trotz der hohen Resonanzfrequenz der Rauschpegel in Resonanz um etwa eine Größenordnung erhöht. Der äquivalente magnetische Rauschpegel liegt in der magnetischen Abschirmkammer bei etwa $300 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Somit ist der Einzelsensor für Hirnschrittmachermessungen zunächst ungeeignet.

Stand der Technik für die Unterdrückung von mechanischen Störeinkopplungen bei ME-Sensoren ist die in [47] dargestellte Trennung der Nutz- und Störmode in einem Einzelsensor mit symmetrischen Aufbau. Ein mechanisches Störsignal regt den Sensor vor allem zu einer Biegeschwingung in der ersten mechanischen Resonanz an. Durch die symmetrische Lage der neutralen Faser in der piezoelektrischen Schicht kommt es hierbei zu keinem Ausgangssignal am Sensorausgang. Ein Magnetfeld regt den Sensor jedoch zu einer Längsschwingung bei einer viel höheren Resonanzfrequenz im Bereich von mehreren 10 kHz an und ist somit von der Störung weitgehend entkoppelt. Diese Technik würde jedoch eine Detektion von Hirnschrittmachersignalen nicht ermöglichen, da gerade die niederfrequente Resonanz der Biegeschwingung genutzt werden muss. Zudem ist bei einem Auslesen des Sensors oberhalb von 10 kHz eine Störunterdrückung nicht mehr notwendig, da hier Störungen durch mechanische Vibrationen kaum noch eine Rolle spielen. Aus diesem Grund werden zwei von André Piorras PZT basierten ME-Sensoren wie in Abbildung 5.18 dargestellt zu einer Art Stimmgabel verbunden. Die beiden Sensoren werden

hierbei auf einen 2 mm dicken Epoxy-Block geklebt. Abbildung 5.19 stellt die prinzipielle Funktionsweise der Stimmgabel dar. Diese Art der Störunterdrückung wurde in [63] zum Patent angemeldet.

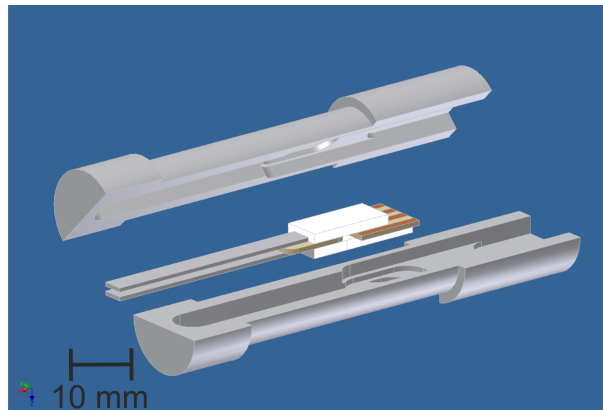


Abbildung 5.18.: Kombination von zwei ME-Sensoren zu einer Stimmgabel

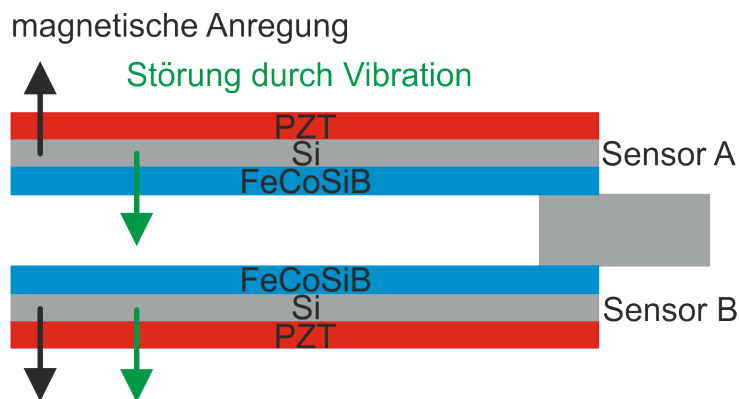


Abbildung 5.19.: Prinzipskizze der Stimmgabel

Die mit FeCoSiB beschichteten Flächen befinden sich hierbei jeweils auf der Innenseite der Stimmgabel, so dass ein Magnetfeld ein Gegentaktsignal mit 180° Phasenverschiebung zwischen den Piezo-Ausgängen der beiden Sensoren zur Folge hat. Mechanische Störungen, wie zum Beispiel Vibrationen, sorgen jedoch für eine gleichgerichtete Verformung der beiden Sensoren, so dass es hier zu einem Gleichtaktsignal ohne Phasenverschiebung zwischen den beiden Sensorausgängen kommt. Abbildung 5.20 zeigt dieses Verhalten während einer Messung.

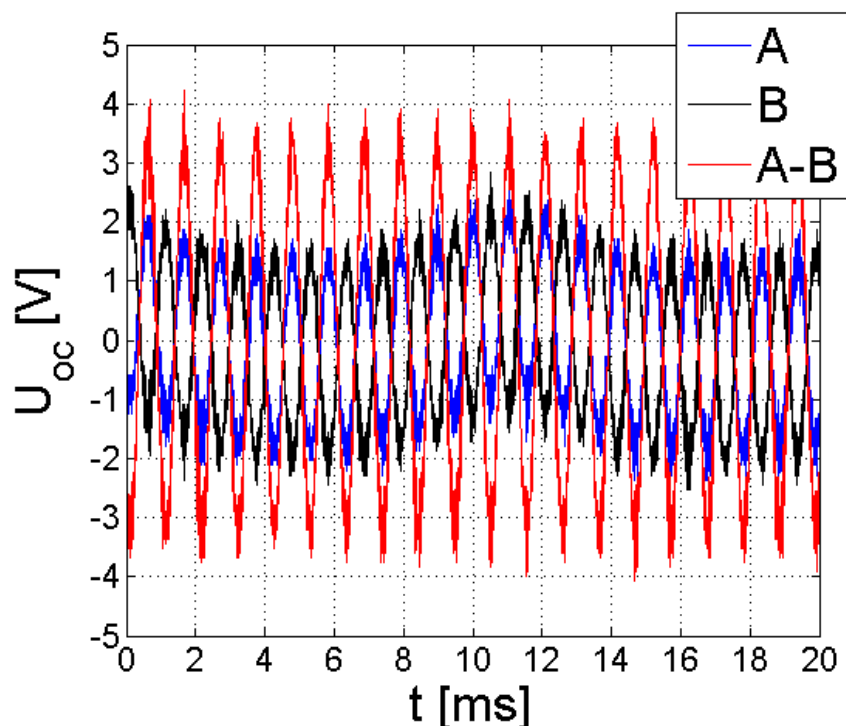


Abbildung 5.20.: Gegentaktnutzsignal und Gleichtaktstörsignal

Betrachtet man zunächst nur die beiden Sensorausgänge A in blau und B in schwarz, so erkennt man einen hochfrequenten sinusförmigen Anteil mit einer Periodendauer von etwa 1 ms , bei dem sich beide Ausgänge im Gegentakt befinden und einen niederfrequenten Anteil mit etwa 11 ms Periodendauer, bei dem sich beide Ausgänge im Gleichtakt befinden. Beim hochfrequenten Gegentaktanteil handelt es sich um ein Magnetfeld bei einer Frequenz von 960 Hz , was der mechanischen Resonanz der Stimmgabel entspricht. Beim niederfrequenten Anteil handelt es sich um ein durch Vibration hervorgerufenen Störsignal. Subtrahiert man beide Signale voneinander, wie hier in rot dargestellt, so hebt sich das Gleichtaktstörsignal weg und das Gegentaktnutzsignal verdoppelt sich.

Die Anordnung als Stimmgabel hat hierbei noch zwei weitere Vorteile. Erstens kann sich durch reduzierte Klemmverluste die Güte der gesamten Anordnung im Vergleich zum Einzelsensor erhöhen, da sich beide Sensoren am Einspannpunkt kompensieren [48]. Zweitens sind beide Sensoren zwar starr miteinander verkoppelt, es ist jedoch möglich, die Verbindung zum Gehäuse sehr weich auszuführen. In dem in Abbildung 5.18 gezeigten Prototypen ist dies durch weiß dargestellten weichen Klebestreifen vom Typ 3M Scotch-Mount erfolgt. Mechanische Vibrationen gelangen somit nur gedämpft an den Sensor.

Abbildung 5.21 zeigt eine Empfindlichkeitsmessung am Ausgang der differentiellen Vorverstärkerstufe in der Abschirmbox. Das optimale Bias-Feld wird hierbei ebenfalls von der Vorverstärkerstufe bereitgestellt, siehe 5.2.

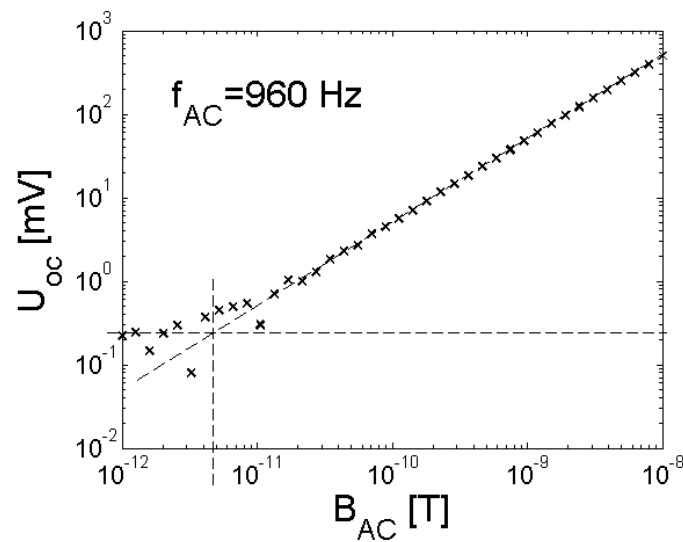


Abbildung 5.21.: Empfindlichkeit Stimmgabel in Abschirmbox

In einer schall- und vibrationsisolierten Umgebung erreichen die zur Stimmgabel kombinierten Einzelsensoren somit einen äquivalenten magnetischen Rauschpegel von etwa $5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Abbildung 5.22 zeigt das Rauschspektrum am Ausgang der differentiellen Vorverstärkerstufe in der magnetischen Abschirmkammer, d.h. ohne zusätzliche Schall- und Vibrationsisolierung.

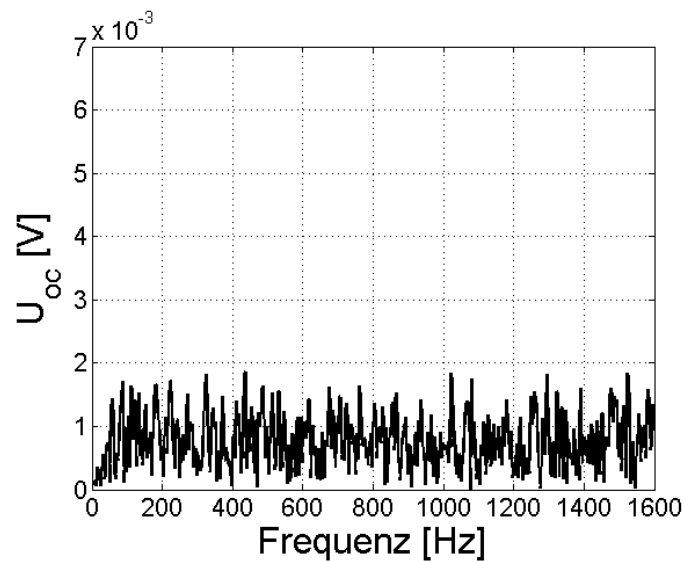


Abbildung 5.22.: Rauschspektrum Stimmgabel in Abschirmkammer

Durch die Stimmgabel kann somit ein Rauschanstieg in Resonanz durch Einkopplung von mechanischen Störsignalen unterdrückt werden. Mit einer mittleren Rauschspannung von knapp $1 \text{ mV}/\sqrt{Hz}$ wird somit in der Abschirmkammer ein äquivalenter magnetischer Rauschpegel von etwa $15 \text{ pT}/\sqrt{Hz}$ erreicht. Ebenfalls bemerkenswert ist hierbei die Tatsache, dass selbst ohne jegliche Abschirmung ein Rauschpegel von $30 \text{ pT}/\sqrt{Hz}$ erreicht werden kann.

5.6. Messergebnisse

In diesem Abschnitt werden die beiden zur Stimmgabel kombinierten PZT basierten ME-Sensoren erstmals für Hirnschrittmachermessungen an dem in Abschnitt 5.3 beschriebenen Kopfphantom eingesetzt. Der Hirnschrittmacher wird hierbei mit einer Wiederholfrequenz von $f_w = 160 \text{ Hz}$, einer Pulsdauer von $t_p = 240 \text{ } \mu s$ und einer Amplitude von $A_p = 3 \text{ V}$ betrieben. Mit dem in Abschnitt 5.4 beschriebenen mechanischen 3D-Scanner wird die Tangentialkomponente B_{tan} des Magnetfeldes als Effektivwert bei einer Frequenz von 960 Hz auf einer Zylinderoberfläche mit 130 mm Radius und 250 mm Höhe um das Kopfphantom herum aufgenommen.

Abbildung 5.23 zeigt zunächst die Anordnung für die erste Messung. Der Stromkreis für

die Hirnschrittmacherelektrode wird hierbei weit entfernt vom Kopf geschlossen, so dass Magnetfelder durch die Zuleitung keine Rolle spielen.

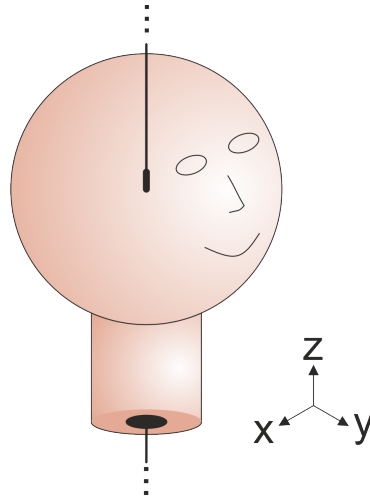


Abbildung 5.23.: Anordnung für erste Messung

Die entsprechende Feldverteilung ist in Abbildung 5.24 dargestellt.

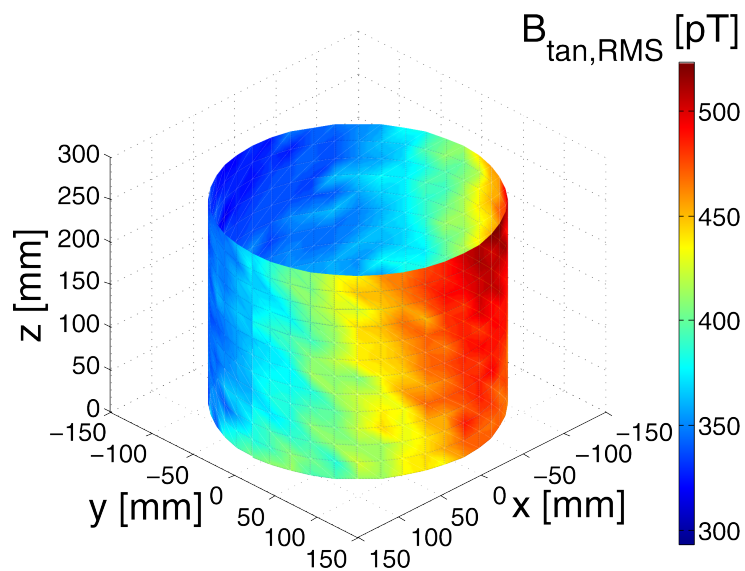


Abbildung 5.24.: Feldverteilung erste Messung

Da die Hirnschrittmacherelektrode nicht auf der Mittelachse des gemessenen Zylinders sitzt, sondern nach vorn in Richtung Nase verschoben ist, ist hier die Flussdichte am höchsten. Bzgl. der z-Achse ergeben sich keine deutlichen Unterschiede, was wie erwartet

einem Stromfluss in dieser Richtung entspricht.

Eine realistischere Anordnung ist in Abbildung 5.25 dargestellt und wird für die zweite Messung verwendet.

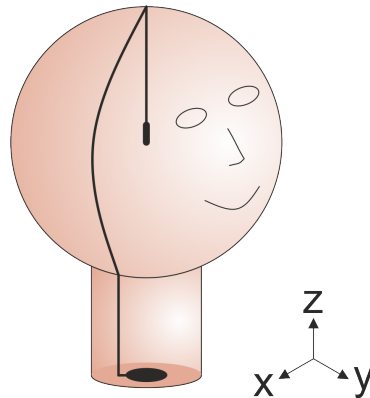


Abbildung 5.25.: Anordnung für zweite Messung

Hierbei erfolgt die Stromzuleitung für die Hirnschrittmacherelektrode in einem Kabel, das direkt am Kopf entlang nach unten zur Gegenelektrode verläuft. Abbildung 5.26 zeigt die entsprechende Feldverteilung.

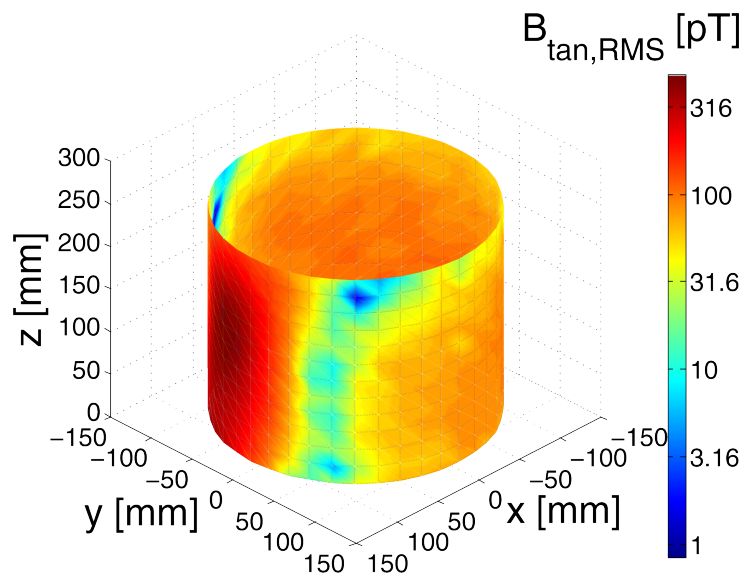


Abbildung 5.26.: Feldverteilung zweite Messung

Auf Höhe der Zuleitung ist die Flussdichte wie erwartet am höchsten. Dahinter schließt sich ein Bereich an, bei dem sich die Felder der Zuleitung und der Schrittmacherlektrode gegenseitig aufheben. Dieser Bereich ist nach oben hin leicht gekrümmt und folgt somit dem Verlauf der Zuleitung. Allgemein ist die gemessene Flussdichte durch Kompensation der Felder von Zuleitung und Elektrode geringer als bei Messung 1. Durch den geringen Rauschpegel von etwa $15 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ist aber eine Auswertung immer noch möglich.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst das Rauschen und die Empfindlichkeit von Dünnschicht ME-Sensoren untersucht. Hierzu erfolgte die Beschreibung der dominanten intrinsischen Rauschquellen und anschließend die Herleitung eines formelmäßigen Zusammenhangs für das Rauschverhalten am Ausgang von Sensor und rauscharmen Spannungs- bzw. Ladungsvorverstärker. Hierbei gingen neben der Sensorgeometrie, auch die verwendeten Sensormaterialien, sowie das Rauschverhalten der Verstärkerstufe mit ein. Es konnte festgestellt werden, dass je nach Frequenzbereich entweder das Stromrauschen des Verstärkers, das thermische Rauschen der piezoelektrischen Sensorschicht oder das Spannungsrauschen des Verstärkers dominantes Verhalten zeigen. Mit Hilfe dieser frequenzabhängigen Analyse war es schließlich möglich, auch die Optimierung des Signal-Rausch-Verhältnisses zu untersuchen.

Um die gefundenen theoretischen Zusammenhänge durch Messungen verifizieren zu können, musste in einem nächsten Schritt ein mehrfach geschirmter Messaufbau zur Charakterisierung von Dünnschicht ME-Sensoren entwickelt werden. Dieser ermöglichte neben „Standard“ ME-Messungen wie Resonanz- und Bias-Verhalten auch die Bestimmung des Rauschspektrums und des äquivalenten magnetischen Rauschpegels.

Schließlich konnten verschiedene ME-Sensoren umfangreich charakterisiert und die theoretische Rauschbeschreibung bestätigt werden. Für MEMS basierte ME-Sensoren wurde das Resonanz- und Größenverhalten näher untersucht. Für ME-Sensoren mit besonders niedriger Resonanzfrequenz zeigte sich zudem, dass externe Störeinkopplungen ebenfalls in die Untersuchung mit einbezogen werden müssen. Durch die Charakterisierung von PZT basierten ME-Sensoren mit Interdigitalelektroden konnte der im theoretischen Teil erfolgte Vergleich zwischen AlN und PZT bestätigt werden. Diese Sensoren stellen mit

einem äquivalenten magnetischen Rauschpegel von $2 pT/\sqrt{Hz}$ zudem die bisher empfindlichsten Dünnschicht ME-Sensoren dar. Bulk ME-Sensoren erreichen aufgrund hoher Schichtdicken von mehreren Millimetern in Resonanz bei $f_{res} = 78 kHz$ Rauschpegel von $2 fT/\sqrt{Hz}$ und bei 1 Hz $20 pT/\sqrt{Hz}$ [3]. Die Abmessungen des Sensors liegen hierbei bei $16 \times 6 \times 4.4 mm^3$.

In Zukunft ist es für Dünnschicht ME-Sensoren wichtig, dass Rauschmodell auch an neue ME-Sensoren und Sensorkonzepte anzupassen. Hierbei besteht zum Beispiel die Möglichkeit, dass durch stetige Empfindlichkeitssteigerung andere Rauschquellen in den Fokus der Betrachtung gezogen werden müssen. Zudem wird es beim Übergang zur Sensoranwendung in ungeschirmter Umgebung auch immer wichtiger, externe Rauschquellen mit einzubeziehen, um Konzepte zu deren Reduzierung erarbeiten zu können.

Einen weiteren wichtigen Schritt für die Verwendung von ME-Sensoren zur Detektion biomagnetischer Signale stellte die Untersuchung von zwei unterschiedlichen Modulationstechniken dar. Ziel war jeweils die Sensorempfindlichkeit im biomagnetisch relevanten Frequenzbereich zwischen $0.1 Hz$ und etwa $100 Hz$ deutlich zu erhöhen.

Das erste Verfahren nutzt hierbei nichtlineares Verhalten in der magnetostriktiven Sensorschicht für eine Frequenzumsetzung aus. Hierbei gelang es, durch den Einsatz eines Wechsel-Bias niederfrequente magnetische Eingangssignale in die mechanische Resonanz des Sensors umzusetzen, wobei der äquivalente magnetische Rauschpegel bei $1 Hz$ Eingangsfrequenz um 3 Größenordnungen reduziert werden konnte. Das Auftreten von Barkhausen-Rauschen bei diesem Verfahren verhindert gegenwärtig noch, dass derselbe Rauschpegel wie in Resonanz erreicht werden kann. Erste Versuche zur Reduzierung in Zusammenarbeit mit Christine Kirchhof (Prof. Quandt) und Onur Urs (Prof. McCord) konnten den Rauschpegel jedoch bereits um einen Faktor 6 reduzieren. Zukünftig könnte es daher möglich sein, durch eine optimierte Domänenstruktur denselben äquivalenten magnetischen Rauschpegel wie in Resonanz für beliebige Frequenzen zu erreichen.

Das zweite untersuchte Modulationsverfahren beschäftigte sich mit dem Thema Frequenzmodulation. Zusammen mit Björn Gojdka und Kerstin Meurisch (Prof. Faupel) konnten Versuche zum Auslesen des Δf -Effektes eines magnetostriktiv beschichteten Biegebalkens

im AFM durchgeführt werden. Bereits zuvor konnte der Δf -Effekt auch beim Auslesen von ME-Sensoren mit Hilfe einer Impedanzspektroskopie beobachtet werden. Aber erst durch die Bereitstellung von hochempfindlichen MEMS basierten ME-Sensoren durch Stephan Marauska (Prof. Wagner) konnten hierbei hohe Empfindlichkeiten erreicht werden. Schließlich war es sogar möglich, einen um 2 Größenordnungen verbesserten Rauschpegel im Vergleich zu den AFM Messungen zu erreichen, ohne einen Laser nutzen zu müssen. Die Empfindlichkeit dieses Verfahrens ist jedoch durch den ΔE -Effekt begrenzt, der bei der Verwendung eines reinen magnetostriktiven Biegers maximal noch vervierfacht werden kann. Versuche die Empfindlichkeit weiter zu erhöhen und die Linearität zu verbessern könnten z.B. in der Verwendung einer Phasenregelschleife (PLL) liegen.

Um die grundsätzliche Eignung von ME-Sensoren für biomagnetische Messungen zu demonstrieren, sollten abschließend Signale eines Hirnschrittmachers detektiert werden. Hierfür wurde der empfindlichste zur Verfügung stehende ME-Sensor von André Piorra (Prof. Quandt) genutzt. In Zusammenarbeit mit Holger Runkowske wurde hierfür zunächst eine Elektronik bestehend aus rauscharmer differentieller Vorverstärkerstufe und 24 Bit AD-Wandler entwickelt. Weiterhin wurde ein Kopfphantom mit homogener Leitfähigkeit und eingesetzter Schrittmacherelektrode gefertigt. Durch den Aufbau eines mechanischen 3D-Scanners durch Holger Runkowske konnte schließlich die Feldverteilung für beliebige Raumpunkte aufgenommen werden. Durch die erhöhten mechanischen Störeinkopplungen in der magnetischen Abschirmkammer war es jedoch notwendig, zwei PZT basierte ME-Sensoren von André Piorra zu einer Stimmgabel zu kombinieren. Durch diese Anordnung konnten mechanische Störeinkopplungen weitgehend eliminiert werden und es war möglich, erste Hirnschrittmachersignale auf einer Zylinderoberfläche abzutasten. Durch die hierbei erreichte Empfindlichkeit dürfte es auch möglich sein, in vivo Hirnschrittmachersignale aufzunehmen. Derzeit arbeitet das Magnetometer jedoch nur bei einer festen Frequenz, sodass in Zukunft das Frequenzumsetzungsverfahren mit integriert werden sollte. Dann ist es möglich, Hirnschrittmachersignale mit beliebigen Wiederhol frequenzen zu detektieren.

Literaturverzeichnis

- [1] C.-W. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, and G. Srinivasan, “Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions”, *Journal of Applied Physics*, vol. 103, pp. 031101, 2008.
- [2] M. Fiebig, “Revival of the magnetoelectric effect”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 38, pp. R123–R152, 2005.
- [3] J. Zhai, Z. Xing, S. Dong, J. Li, and D. Viehland, “Detection of pico-Tesla magnetic fields using magneto-electric sensors at room temperature”, *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 062510 1–3, 2006.
- [4] J. W. Park, P. M. Hill, N. Chung, P. G. Hugenholtz, and F. Jung, “Magnetocardiography Predicts Coronary Artery Disease in Patients with Acute Chest Pain”, *Annals of noninvasive electrocardiology*, vol. 10, pp. 312–323, 2005.
- [5] “IEEE Standard on Piezoelectricity”, 1987.
- [6] A. Ludwig and E. Quandt, “Optimization of the Delta-E Effect in Thin Films and Multilayers by Magnetic Field Annealing”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 38, pp. 2829–2831, 2002.
- [7] J. Gao, J. Das, Z. Xing, J. Li, and D. Viehland, “Comparison of noise floor and sensitivity for different magnetoelectric laminates”, *Journal of Applied Physics*, vol. 108, pp. 084509 1–3, 2010.
- [8] Z. Xing, J. Li, and D. Viehland, “Modeling and the signal-to-noise ratio research of magnetoelectric sensors at low frequency”, *Applied Physics Letters*, vol. 91, pp. 142905 1–3, 2007.

- [9] Z. Xing, J. Li, and D. Viehland, “Noise and scale effects on the signal-to-noise ratio in magnetoelectric laminate sensor/detection units”, *Applied Physics Letters*, vol. 91, pp. 182902 1–3, 2007.
- [10] Z. Xing, J. Zhai, S. Dong, J. Li, D. Viehland, and W. Odendaal, “Modeling and detection of quasi-static nanotesla magnetic field variations using magnetoelectric laminate sensors”, *Measurement Science and Technology*, vol. 19, pp. 1–9, 2008.
- [11] H. Nyquist, “Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors”, *Physical Review*, vol. 32, pp. 110–113, 1928.
- [12] T. B. Gabrielson, “Mechanical-Thermal Noise in Micromachined Acoustic and Vibration Sensors”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 40, pp. 903–909, 1993.
- [13] H.-J. Butt and M. Jaschke, “Calculation of thermal noise in atomic force microscopy”, *Nanotechnology*, vol. 6, pp. 1–7, 1995.
- [14] T. R. Albrecht, P. Grütter, D. Horne, and D. Rugar, “Frequency modulation detection using high-Q cantilevers for enhanced force microscope sensitivity”, *Journal of Applied Physics*, vol. 69, pp. 668–673, 1991.
- [15] T. Fukuma and M. Kimura, “Development of low noise cantilever deflection sensor for multienvironment frequency-modulation atomic force microscopy”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 76, pp. 053704 1–8, 2005.
- [16] B. Bushan, Ed., *Handbook of Nanotechnology*, Springer, 2004.
- [17] I. Voiculescu, M. E. Zaghloul, R. A. McGill, E. J. Houser, and G. K. Fedder, “Electrostatically Actuated Resonant Microcantilever Beam in CMOS Technology for the Detection of Chemical Weapons”, *IEEE Sensors Journal*, vol. 5, pp. 641–647, 2005.
- [18] G. Durin and S. Zapperi, “The Barkhausen effect”, *arXiv:cond-mat/0404512v1*, 2004.
- [19] Analog Devices, “MT-047 Tutorial: Op Amp Noise”, Oktober 2008.
- [20] C. D. Motchenbacher and J. A. Connelly, *Low-Noise Electronic System Design*, Wiley, 1993.

-
- [21] W. Schottky, “Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern”, *Annalen der Physik*, vol. 362, pp. 541–567, 1918.
- [22] Analog Devices, *data sheet AD745*, 2002.
- [23] S. TROLIER-MCKINSTRY and P. MURALT, “Thin Film Piezoelectrics for MEMS”, *Journal of Electroceramics*, vol. 12, pp. 7–17, 2004.
- [24] D. Gerlich, S. L. Dole, and G. A. Slack, “Elastic Properties of Aluminum Nitride”, *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 47, pp. 437–441, 1986.
- [25] J. Zhou, T. McMcollough, Susan, C. Mantell, and S. Zurn, “Young’s Modulus Measurement of Thin Film PZT”, *IEEE Microelectronics Symposium - Proceedings of the Thirteenth Biennial*, pp. 153–157, 1999.
- [26] D. Kaden, H.-J. Quenzer, M. Kratzer, L. Castaldi, B. Wagner, B. Heinz, and R. Mazza, “Influence of Platinum Bottom Electrodes on the Piezoelectric Performance of PZT Thin Films Hot Sputtered in a High Volume Production Tool”, *MRS Proceedings*, vol. 1397, 2012.
- [27] A. J. Noreika, M. H. Francombe, and S. A. Zeitman, “Dielectric Properties of Reactively Sputtered Films of Aluminium Nitride”, *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 6, pp. 194–197, 1969.
- [28] H. Greve, E. Woltermann, H.-J. Quenzer, B. Wagner, and E. Quandt, “Giant magnetoelectric coefficients in $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}\text{-AlN}$ thin film composites”, *Applied Physics Letters*, vol. 96, pp. 182501, 2010.
- [29] T.-D. Onuta, Y. Wang, C. J. Long, and I. Takeuchi, “Energy harvesting properties of all-thin-film multiferroic cantilevers”, *Applied Physics Letters*, vol. 99, pp. 203506 1–3, 2011.
- [30] B. Xu, R. G. Polcawich, S. Trolrier-McKinstry, Y. Ye, and L. E. Cross, “Sensing characteristics of in-plane polarized lead zirconate titanate thin films”, *Applied Physics Letters*, vol. 75, pp. 4180–4182, 1999.
- [31] R. L. Fagaly, “Superconducting quantum interference device instruments and applications”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 77, pp. 101101, 2006.

- [32] S. K. Mandal, G. Sreenivasulu, V. M. Petrov, and G. Srinivasan, “Flexural deformation in a compositionally stepped ferrite and magnetoelectric effects in a composite with piezoelectrics”, *Applied Physics Letters*, vol. 96, 2010.
- [33] B. Schiek, I. Rolfes, and H-J. Siweris, *Noise in High-Frequency Circuits and Oscillators*, Wiley, 2006.
- [34] H. Barkhausen, “Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckte Erscheinungen”, *Physikalische Zeitschrift*, vol. XX, pp. 401–403, 1919.
- [35] N. J. Wiegman, “Barkhausen Effect in Magnetic Thin Films: Experimental Noise Spectra”, *Applied Physics*, vol. 12, pp. 157–161, 1977.
- [36] N. J. Wiegman and R. Stege, “Barkhausen Effect in Magnetic Thin Films: General Behaviour and Stationarity Along the Hysteresis Loop”, *Applied Physics*, vol. 16, pp. 167–174, 1978.
- [37] C. Tsang and S. K. Decker, “The origin of Barkhausen noise in small permalloy magnetoresistive sensors”, *Journ*, vol. 52, pp. 2465–2467, 1981.
- [38] E. Paperno and B.-Z. Kaplan, “Suppression of Barkhausen Noise in Magnetoresistive Sensors Employing AC Bias”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, pp. 3161–3163, 1995.
- [39] J. C. Slonczewski, B. Petek, and B. E. Argyle, “Micromagnetics of Laminated Permalloy Films”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 24, pp. 2045–2054, 1988.
- [40] J. McCord and J. Westwood, “Domain Optimization of Sputtered Permalloy Shields for Recording Heads”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 37, pp. 1755–1757, 2001.
- [41] N. J. Wiegman, *Barkhausen Noise in Magnetic Thin Films*, PhD thesis, Technische Hochschule Eindhoven, 1979.
- [42] G. Binnig, C. F. Quate, and Ch. Gerber, “Atomic Force Microscope”, *Physical Review Letters*, vol. 56, pp. 930–933, 1986.
- [43] R. Osiander, S. A. Ecelberger, R. B. Givens, D. K. Wickenden, and J. C. Murphy,

- “A microelectromechanical-based magnetostrictive magnetometer”, *Applied Physics Letters*, vol. 69, pp. 2930–2931, 1996.
- [44] R. Osiander, S. A. Ecelberger, R. B. Givens, D. K. Wickenden, J. C. Murphy, and T. J. Kistenmacher, “MEMS based magnetostrictive magnetometer”, 1999.
- [45] S. Grimnes and O. G. Martinsen, *Bioimpedance and Bioelectricity Basics*, Elsevier, 2010.
- [46] C. Van Bellingen, “Solutions to make silicone rubber conductive”, Tech. Rep., TIMCAL, 2012.
- [47] Z. Xing, J. Zhai, J. Li, and D. Viehland, “Investigation of external noise and its rejection in magnetoelectric sensor design”, *Journal of Applied Physics*, vol. 106, pp. 024512 1–7, 2009.
- [48] A. A. Trusov, S. A. Zotov, and A. M. Shkel, “Electrostatic Regulation of Quality Factor in Non-Ideal Tuning Fork MEMS”, *IEEE Sensors Conference*, pp. 20–23, 2011.

Publikationen mit eigener Beteiligung

- [49] R. Jahns, H. Greve, E. Woltermann, E. Quandt, and R. Knöchel, “Noise Performance of Magnetometers With Resonant Thin-film Magnetoelectric Sensors”, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 60, pp. 2995–3001, 2011.
- [50] S. Marauska, V. Hrkac, T. Dankwort, R. Jahns, H. J. Quenzer, R. Knöchel, L. Kienle, and B. Wagner, “Sputtered thin film piezoelectric aluminum nitride as a functional MEMS material”, *Microsystems Technologies*, vol. 18, pp. 787–795, 2012.
- [51] R. Jahns, H. Greve, E. Woltermann, E. Lage, E. Quandt, and R. Knöchel, “Magnetoelectric Sensors for biomagnetic Measurements”, *Medical Measurements and Applications Proceedings*, pp. 107–110, 2011.
- [52] R. Jahns, A. Piorra, E. Lage, C. Kirchhof, D. Meyners, J. L. Gugat, M. Krantz, M. Gerken, R. Knöchel, and E. Quandt, “Giant magnetoelectric effect in thin film composites”, *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 96, pp. 1673–1681, 2013.
- [53] H. Greve, E. Woltermann, R. Jahns, S. Marauska, B. Wagner, R. Knöchel, M. Wuttig, and E. Quandt, “Low damping resonant magnetoelectric sensors”, *Applied Physics Letters*, vol. 97, pp. 152503, 2010.
- [54] S. Marauska, R. Jahns, C. Kirchhof, M. Claus, E. Quandt, R. Knöchel, and B. Wagner, “Packaged MEMS Magnetic Field Sensor Based On Magnetoelectric Composites”, *Proceedings of the 23d Micromechanics and Microsystems Europe Workshop*, 2012.
- [55] S. Marauska, R. Jahns, H. Greve, E. Quandt, R. Knöchel, and B. Wagner, “MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites”, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 22, pp. 065024, 2012.

- [56] S. Marauska, R. Jahns, C. Kirchhof, M. Claus, E. Quandt, R. Knöchel, and B. Wagner, “Highly sensitive wafer-level packaged MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites”, *Sensors and Actuators A*, vol. 189, pp. 321–327, 2013.
- [57] A. Piorra, R. Jahns, I. Teliban, L. Gugat, M. Gerken, R. Knöchel, and E. Quandt, “Magnetoelectric Thin Film Composites with Interdigital Electrodes”, *Applied Physics Letters*, accepted 2013.
- [58] E. Lage, C. Kirchhof, V. Hrkac, L. Kienle, R. Jahns, R. Knöchel, E. Quandt, and D. Meyners, “Exchange biasing of magnetoelectric composites”, *Nature Materials*, 2012.
- [59] C. Kirchhof, M. Krantz, I. Teliban, R. Jahns, S. Marauska, B. Wagner, R. Knöchel, M. Gerken, D. Meyners, and E. Quandt, “Giant magnetoelectric effect in vacuum ”, *Applied Physics Letters*, vol. 102, pp. 232905, 2013.
- [60] R. Jahns, H. Greve, E. Woltermann, E. Quandt, and R. Knöchel, “Sensitivity enhancement of magnetoelectric sensors through frequency-conversion”, *Sensors and Actuators A*, vol. 183, pp. 16–21, 2012.
- [61] B. Gojdka, R. Jahns, K. Meurisch, H. Greve, R. Adelung, E. Quandt, R. Knöchel, and F. Faupel, “Fully integrable magnetic field sensor based on delta-E effect”, *Applied Physics Letters*, vol. 99, pp. 223502 1–3, 2011.

Patentanmeldungen

- [62] R. Jahns, R. Knöchel, and E. Quandt, “PCT Patentanmeldung: Method for measuring a magnetic field using magnetoelectric sensors”, 2012.
- [63] R. Jahns, H. Runkowske, and R. Knöchel, “Europäische Patentanmeldung: Magnetfeldmessvorrichtung mit Vibrationskompensation”, 2013.

Symbolverzeichnis

A, A_{eff}	effektive Sensorfläche [m^2]
AD745	Bi-FET Operationsverstärker von Analog Devices
AD7760	24 Bit Sigma-Delta AD-Wandler von Analog Devices
AlN	Aluminiumnitrid, ein Werkstoff mit piezoelektrischen Eigenschaften
A_s	Signalamplitude Hirnschrittmachersignal [V]
A_V	Spannungsverstärkung
b	Länge des Biegebalkens [m]
B	magnetische Flussdichte [T]
B_{noise}	äquivalenter magnetischer Rauschpegel [T/\sqrt{Hz}]
C_B	Balancierungskondensator für Operationsverstärker [F]
C_f	Rückkoppelkapazität des Ladungsverstärkers [F]
C_{Kabel}, C_k	Kapazität der Zuleitung zwischen Sensor und Verstärker [F]
C_m	Kapazität im Ersatzschaltbild des ME-Sensors [F]
C_{ME}	Kapazität des ME-Sensors [F]
C_{Mess}	Eingangskapazität des Lock-In-Verstärkers [F]
DDS	Wechselspannungsgenerator mit direkter digitaler Synthese
d_{ij}	piezoelektrischer Koeffizient $d = \frac{\partial P}{\partial \sigma}$ [$\frac{m}{V} = \frac{C}{N}$]
d_{kl}^m	magnetostriktive Suszeptibilität $d^m = \frac{\partial \lambda}{\partial H}$ [$\frac{m}{A}$]
e	elastische Konstante $e = \frac{\partial \sigma}{\partial \lambda}$ [$\frac{N}{m^2}$]
E	elektrische Feldstärke [$\frac{V}{m}$]

E_{ic}	Gesamtrauschspannungsdichte Eingang Ladungsverstärker [V/\sqrt{Hz}]
E_{ME}	Rauschspannungsdichte der piezoelektrischen Sensorschicht [V/\sqrt{Hz}]
E_{mech}	Elastizitätsmodul [$Pa = \frac{N}{m^2}$]
E_{oc}	Gesamtrauschspannungsdichte Ausgang Ladungsverstärker [V/\sqrt{Hz}]
E_{ov}	Gesamtrauschspannungsdichte Ausgang Spannungsverstärker [V/\sqrt{Hz}]
E_t	Rauschspannungsdichte Johnson-Nyquist Rauschen [V/\sqrt{Hz}]
E_{tv}	Rauschspannungsdichte der thermischen Cantileverschwingung [V/\sqrt{Hz}]
E_n	Rauschspannungsdichte Operationsverstärker [V/\sqrt{Hz}]
EEG	Elektroenzephalographie
EKG	Elektrokardiographie
Ensaco 260G	Leitruß von TIMCAL
f	Frequenz [Hz]
f_{co}	untere Grenzfrequenz Ladungsverstärker [Hz]
f_{corner}	Eckfrequenz 1/f-Rauschen [Hz]
FL3-100	Fluxgate Magnetometer
f_{res}, f_0	Resonanzfrequenz [Hz]
f_u, f_o	Frequenz bei unterem, oberem Extremwert von C_{ges} [Hz]
f_w	Wiederholffrequenz Hirnschrittmachersignal [Hz]
FeCoSiB	Eisen-Kobalt-Bor-Silizium Legierung mit magnetostriktiven Eigenschaften
\mathcal{F}	Fouriertransformation
G_v	Spannungsverstärkung
G_c	“Spannungsverstärkung“ des Ladungsverstärkers
G_f	Übertragungsfunktion harmonischer Oszillator
H	magnetische Feldstärke [$1Oe = \frac{1000}{4\pi} \frac{A}{m}$]
HP33120	Wechselspannungsquelle
I	Trägheitsmoment [$kg \cdot m^2$]
I_{sh}	Schrotrauschen [A]
I_n	Rauschstromdichte [A/\sqrt{Hz}]
k	Flächenskalierungsfaktor für MEMS basierte ME-Sensoren
k_c	Koppelfaktor zwischen der magnetostriktiven und piezoelektrischen Phase des Sensors, $k_c \in [0, 1]$

k_B	Boltzmannkonstante $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{Ws}{K}$
L	Dicke der piezoelektrischen Schicht [m]
L_m	Induktivität im Ersatzschaltbild des ME-Sensors [H]
m	Masse [kg]
M	Magnetisierung [$\frac{A}{m}$]
Medtronic 7432	Programmiergerät für Hirnschrittmacher Kinetra
MEG	Magnetoenzephalographie
MKG	Magnetokardiographie
Mo	Molybdän
P	dielektrische Polarisierung [$\frac{C}{m^2}$]
Pt	Platin
PZT	Blei-Zirkonat-Titanat (ferroelektrisch)
q	Elementarladung $q = 1.602 \cdot 10^{-19} C$
Q	Güte der Resonanz
Q_{ME}	Ladung des ME-Sensors [C]
R	Wirkwiderstand [Ω]
R_B	Balancierungswiderstand Operationsverstärker [Ω]
R_m	Widerstand im Ersatzschaltbild des ME-Sensors [Ω]
R_{ME}	elektrische Verluste des ME-Sensors [Ω]
R_f	Rückkoppelwiderstand des Ladungsverstärkers [Ω]
Si	Silizium
SiO_2	Siliziumoxid
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
SQUID	supraleitende Quanteninterferenzeinheit
SR785	Signalanalysator
SR830	Lock-In-Verstärker
ST2819	LCR-Meter
Sylgard 527 bzw. 184	Silikon bzw. Vernetzer von Dow Corning
t	Dicke Biegebalken [m]
T	Temperatur [K]
T_n	Rauschtemperatur [K]

t_p	Pulsdauer Hirnschrittmachersignal [s]
TX 151	Verfestigungspulver von Oil Center Research
U_{ME}	Leerlauf-ME-Spannung [V]
U_{oc}	Ausgangsspannung Ladungsverstärker [V]
w	Breite Biegebalken [m]
\underline{Y}	Admittanz [$\frac{1}{\Omega} = S$]
\underline{Z}	Impedanz [Ω]
\underline{Z}_{ges}	Klemmenimpedanz des ME-Sensors [Ω]
\underline{Z}_{tv}	Dichte der Auslenkung des Biegebalkens in z-Richtg. [m/\sqrt{Hz}]
α_{ME}	ME-Koeffizient [$\frac{V}{cm \cdot Oe}$]
χ	elektrische Suszeptibilität $\chi = \varepsilon - 1$
δ	Dämpfungskonstante Resonator
$\tan\delta$	Verlustwinkel des Dielektrikums
Δf	Rauschbandbreite [Hz]
ε_0	Permittivität des Vakuums $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$
ε_r	relative Permittivität
λ	magnetostriktive Dehnung [ppm]
ν	Poissonzahl
σ	mechanische Spannung [$\frac{N}{m^2}$]
ω	Kreisfrequenz [$\frac{rad}{s}$]
Ψ	verketteter magnetischer Fluss [$Wb = Vs$]

A. Ausführliche Berechnung zur Impedanzcharakterisierung

In diesem Abschnitt soll die Kapazität C_m des Reihenschwingkreises aus den Extremwerten der gemessenen Kapazität C_{ges} bestimmt werden. Für die Impedanz \underline{Z}_m des Reihenschwingkreises gilt:

$$\underline{Z}_m = R_m + j \left(\omega L_m - \frac{1}{\omega C_m} \right) . \quad (\text{A.1})$$

Mit dem Zusammenhang

$$L_m = \frac{1}{\omega_{res}^2 \cdot C_m} \quad (\text{A.2})$$

folgt für \underline{Z}_m weiter:

$$\underline{Z}_m = R_m + j \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right) \cdot \frac{1}{C_m} . \quad (\text{A.3})$$

Für die entsprechende Admittanz \underline{Y}_m gilt:

$$\begin{aligned} \underline{Y}_m &= \frac{1}{\underline{Z}_m} \\ &= \frac{R_m - j \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right) \cdot \frac{1}{C_m}}{R_m^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right)^2 \cdot \frac{1}{C_m^2}} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Für die Gesamtkapazität C_{ges} gilt:

$$\begin{aligned} C_{ges} &= C_{ME} + \frac{\text{Im}\{\underline{Y}_m\}}{\omega} \\ &= C_{ME} - \frac{\left(\frac{1}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right) \cdot \frac{1}{C_m}}{R_m^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right)^2 \cdot \frac{1}{C_m^2}} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

A. Ausführliche Berechnung zur Impedanzcharakterisierung

Um die Extremwerte zu bestimmen, wird die Ableitung zu 0 gesetzt. Mit Hilfe der Quotientenregel ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 \frac{dC_{ges}}{d\omega} &= \frac{-\frac{2}{\omega^3} \cdot \frac{1}{C_m} \cdot \left(R_m^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right)^2 \cdot \frac{1}{C_m^2} \right)}{\left(R_m^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right)^2 \cdot \frac{1}{C_m^2} \right)^2} \\
 &+ \frac{\left(\frac{1}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega^2} \right) \cdot \frac{1}{C_m} \cdot 2 \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right) \cdot \left(\frac{1}{\omega_{res}^2} + \frac{1}{\omega^2} \right) \cdot \frac{1}{C_m^2}}{\left(R_m^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right)^2 \cdot \frac{1}{C_m^2} \right)^2} \\
 &= \dots \\
 &= \frac{-\frac{2R_m^2}{\omega^3 C_m} + \frac{2}{\omega \cdot \omega_{res}^2 \cdot C_m^3} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right)^2}{\left(R_m^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{res}^2} - \frac{1}{\omega} \right)^2 \cdot \frac{1}{C_m^2} \right)^2} \\
 &\stackrel{!}{=} 0
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

Umstellen nach C_m ergibt schließlich:

$$\begin{aligned}
 C_m &= \pm \frac{\omega_{o/u}^2 - \omega_{res}^2}{R_m \cdot \omega_{res}^3} \\
 &= \pm \frac{f_{o/u}^2 - f_{res}^2}{R_m \cdot 2\pi \cdot f_{res}^3}
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

Hierbei wird R_m knapp neben der Resonanz bei f_o und f_u noch als konstant angenommen.

B. Ausführliche Rauschberechnung

B.1. Sensor und Spannungsverstärker

Das Ersatzschaltbild des ME-Sensors mit Spannungsverstärker und Rauschquellen ist in Abbildung B.1 dargestellt.

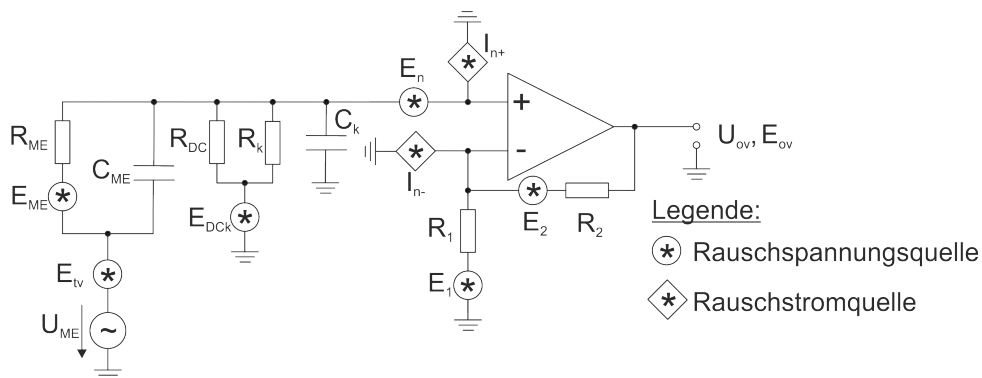


Abbildung B.1.: ME-Sensor mit Spannungsverstärker

Zur Vereinfachung der folgenden Berechnungen sei auch hier $Z_{ME} = \frac{1}{1/R_{ME} + j\omega C_{ME}}$ die Impedanz des ME-Sensors, $Z_{DCk} = \frac{1}{\frac{1}{R_{DC}} + \frac{1}{R_k} + j\omega \cdot C_k}$ die Parallelschaltung aus R_{DC} , R_k und C_k und weiterhin $Z_{MEDCk} = \frac{1}{\frac{1}{Z_{ME}} + \frac{1}{Z_{DCk}}}$ die Parallelschaltung aus Z_{ME} und Z_{DCk} .

Die Spannungsverstärkungen G_v und $G_{v,ges}$ werden wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben definiert:

$$G_v = \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \quad (B.1)$$

und:

$$\begin{aligned}
 G_{v,ges} &= \frac{U_{ov}}{U_{ME}} \\
 &= \left| \frac{Z_{DCk}}{Z_{DCk} + Z_{ME}} \right| \cdot \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \\
 &\stackrel{\approx}{\underset{\substack{\tan\delta \ll 1 \\ \approx 1 \text{ für } C_{ME} \gg C_k}}}{=} \frac{C_{ME}}{C_k + C_{ME}} \cdot G_v .
 \end{aligned} \tag{B.2}$$

Des Weiteren wird der Operationsverstärker bis auf die Rauschquellen als ideal angenommen. D.h. bei unendlich hoher Leerlaufverstärkung sorgt die Rückkopplung dafür, dass die Spannungen am invertierenden E_- und nicht invertierenden E_+ Eingang gleich groß sind.

Mit Anwendung des Superpositionsprinzips [20, S. 22-24 und 172-183] kann dann schließlich der Beitrag jeder Rauschquelle zum Gesamtrauschen bestimmt werden.

Thermisch induzierte Schwingungen des Sensors E_{tv}

Abbildung B.2 zeigt den Beitrag der Rauschspannung durch thermisch induzierte Schwingungen des Sensors zum Gesamtrauschen am Verstärkerausgang.

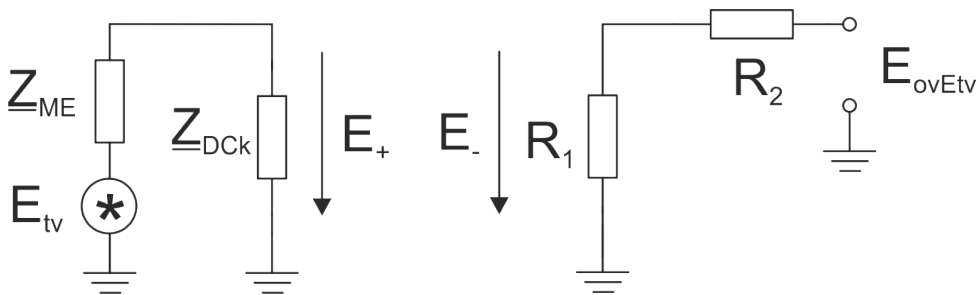


Abbildung B.2.: Beitrag E_{tv}

Es gilt:

$$E_+ = \left| \frac{Z_{DCk}}{Z_{DCk} + Z_{ME}} \right| \cdot E_{tv} \tag{B.3}$$

Weiterhin folgt mit $E_+ = E_-$:

$$\begin{aligned}
 E_{ovEtv} &= \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \cdot E_- \\
 &\stackrel{E_- = E_+}{=} G_v \cdot \left| \frac{Z_{DCk}}{Z_{DCk} + Z_{ME}} \right| \cdot E_{tv} \\
 &= G_{v,ges} \cdot E_{tv}
 \end{aligned} \tag{B.4}$$

Johnson-Nyquist Rauschen der piezoelektrischen Phase E_{ME}

Der Beitrag des Johnson-Nyquist Rauschens der piezoelektrischen Phase zum Gesamtrauschen am Verstärkerausgang ist in Abbildung B.3 dargestellt.

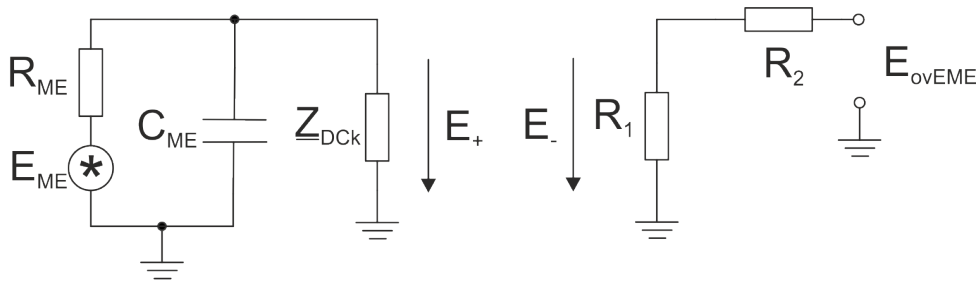


Abbildung B.3.: Beitrag E_{ME}

Zunächst wird die am nicht invertierenden Verstärkereingang anliegende Rauschspannungsdichte E_+ bestimmt:

$$E_+ = \left| \frac{\frac{1}{\frac{1}{Z_{DCk}} + j\omega C_{ME}}}{R_{ME} + \frac{1}{\frac{1}{Z_{DCk}} + j\omega C_{ME}}} \right| \cdot E_{ME} . \tag{B.5}$$

Anschließend kann hieraus die am Ausgang des Spannungsverstärkers auftretende Rauschspannungsdichte E_{ovEME} ermittelt werden:

$$\begin{aligned}
 E_{ovEME} &= \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \cdot E_+ \\
 &\stackrel{E_- = E_+}{=} G_v \cdot \left| \frac{\frac{1}{\frac{1}{Z_{DCk}} + j\omega C_{ME}}}{R_{ME} + \frac{1}{\frac{1}{Z_{DCk}} + j\omega C_{ME}}} \right| \cdot E_{ME} .
 \end{aligned} \tag{B.6}$$

Johnson-Nyquist Rauschen des Bias-Widerstandes und der Kabelverluste E_{DCk}

Die Berechnung von E_{ovEDCk} erfolgt analog zur Berechnung von E_{ovME} . Abbildung B.4 zeigt den Einfluss von E_{DCk} auf den Ausgang des Spannungsverstärkers.

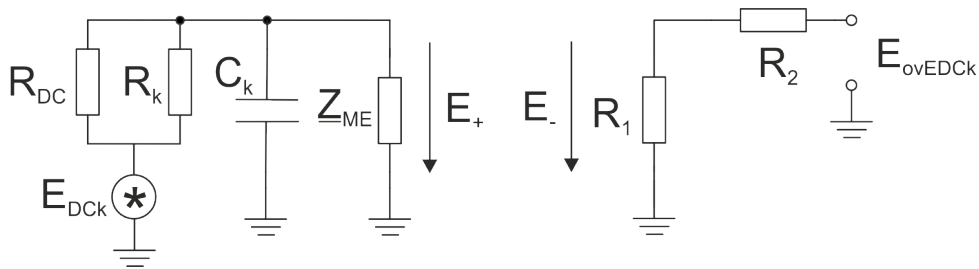


Abbildung B.4.: Beitrag E_{DCk}

Es ergibt sich somit:

$$E_{ovEDCk} = G_v \cdot \left| \frac{\frac{1}{\frac{1}{Z_{ME}} + j \cdot \omega \cdot C_k}}{\frac{1}{\frac{1}{Z_{ME}} + j \cdot \omega \cdot C_k} + \frac{1}{\frac{1}{R_{DC}} + \frac{1}{R_k}}}} \right| \cdot E_{DCk} \quad (B.7)$$

Eingangsspannungsrauschen E_n des Operationsverstärkers

Abbildung B.5 zeigt den Einfluss des Spannungsrauschens E_n auf den Ausgang des Verstärkers.

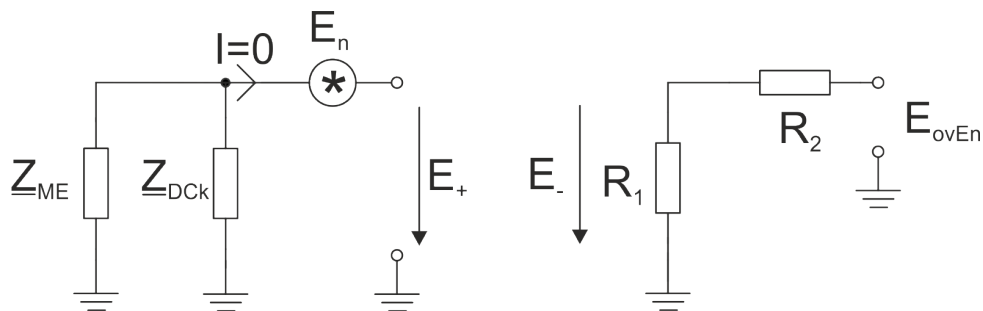


Abbildung B.5.: Beitrag E_n

Durch den hochohmigen Eingang des Operationsverstärkers gilt zunächst:

$$E_+ = E_n \quad (B.8)$$

Hieraus folgt schließlich:

$$\begin{aligned}
 E_{ovEn} &= \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \cdot E_- \\
 &\stackrel{E_- = E_+}{=} G_v \cdot E_n
 \end{aligned}
 \tag{B.9}$$

Eingangsstromrauschen I_n des Operationsverstärkers

Der Einfluss des Strom- bzw. Schrotrauschens des Operationsverstärkers auf den Ausgang ist in Abbildung B.6 dargestellt.

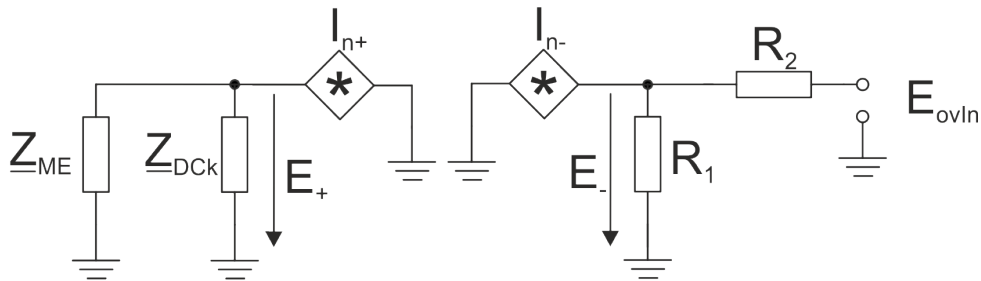


Abbildung B.6.: Beitrag I_n

Hierbei werden die beiden Stromrauschquellen I_{n+} und I_{n-} des nicht invertierenden und invertierenden Operationsverstärkereingangs betrachtet. Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, haben beide Quellen die gleiche Stromrauschdichte $I_n = I_{n+} = I_{n-}$ und rauschen statistisch unabhängig.

Es folgt:

$$E_{+In+} = |Z_{MEDCK}| \cdot I_{n+}
 \tag{B.10}$$

und weiter:

$$\begin{aligned}
 E_{ovIn+} &= \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \cdot E_{-In+} \\
 &= G_v \cdot |Z_{MEDCK}| \cdot I_{n+} .
 \end{aligned}
 \tag{B.11}$$

Für das Stromrauschen am invertierenden Operationsverstärkereingang gilt:

$$E_{+In-} = 0 .
 \tag{B.12}$$

Somit folgt weiter, mit $E_- = E_+$:

$$E_{ovIn-} = R_2 \cdot I_{n-} . \quad (\text{B.13})$$

Für E_{ovIn} ergibt sich insgesamt:

$$\begin{aligned} E_{ovIn} &= \sqrt{E_{ovIn+}^2 + E_{ovIn-}^2} \\ &= \sqrt{(G_v \cdot |\underline{Z}_{MEDCK}| \cdot I_{n+})^2 + (R_2 \cdot I_{n-})^2} \\ &= \sqrt{(G_v \cdot |\underline{Z}_{MEDCK}|)^2 + R_2^2} \cdot I_n \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Johnson-Nyquist Rauschen E_1 des Rückkoppelwiderstandes R_1

Abbildung B.7 zeigt den Beitrag des thermischen Rauschens von R_1 zum gesamten Rauschen am Verstärkerausgang.

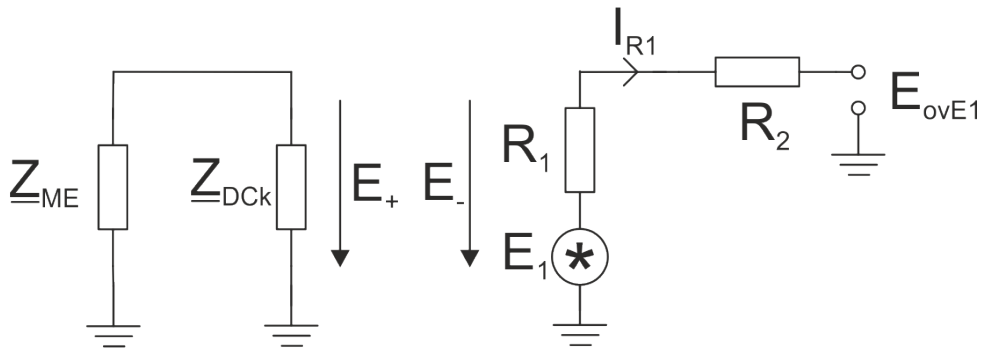


Abbildung B.7.: Beitrag E_1

Mit $E_+ = 0$ folgt $E_- = 0$ und somit:

$$I_{R1} = \frac{E_1}{R_1} . \quad (\text{B.15})$$

Schließlich ergibt sich:

$$\begin{aligned} E_{ovE1} &= I_{R1} \cdot R_2 \\ &= \frac{R_2}{R_1} \cdot E_1 \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Johnson-Nyquist Rauschen E_2 des Rückkoppelwiderstandes R_2

Abbildung B.8 zeigt den Beitrag des thermischen Rauschens von R_2 zum Rauschen am Verstärkerausgang.

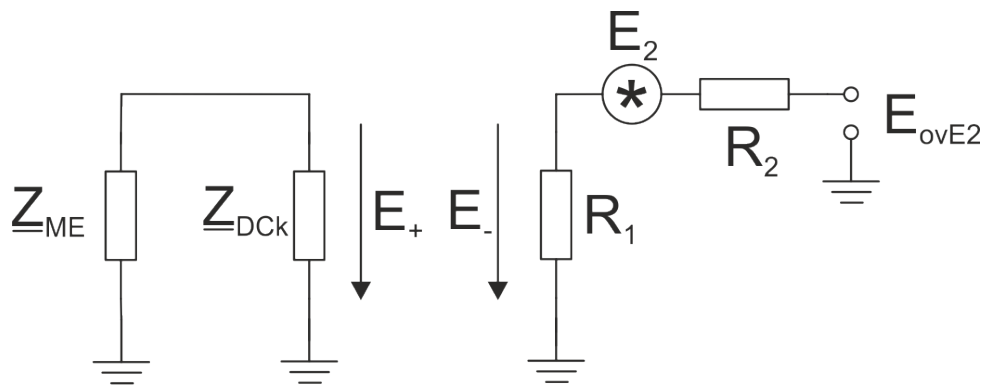


Abbildung B.8.: Beitrag E_2

Es gilt wiederum $E_+ = E_- = 0$. Somit folgt direkt:

$$E_{ovE2} = E_2 \tag{B.17}$$

Gesamte Rauschspannungsdichte am Ausgang des Spannungsverstärkers E_{ov}

Da sich die einzelnen Rauschleistungen aufsummieren, ergibt sich für die gesamte Rauschspannungsdichte am Ausgang des Spannungsverstärkers:

$$\begin{aligned}
 E_{ov}^2 &= E_{ovEtv}^2 + E_{ovME}^2 + E_{ovEDCk}^2 + E_{ovEn}^2 + E_{ovIn}^2 + E_{ovE1}^2 + E_{ovE2}^2 \\
 &= G_{v,ges}^2 \cdot E_{tv}^2 \\
 &+ G_v^2 \cdot \left| \frac{\frac{1}{\underline{Z}_{DCk} + j\omega C_{ME}}}{R_{ME} + \frac{1}{\underline{Z}_{DCk} + j\omega C_{ME}}} \right|^2 \cdot E_{ME}^2 \\
 &+ G_v^2 \cdot \left| \frac{\frac{1}{\underline{Z}_{ME} + j\omega \cdot C_k}}{\frac{1}{\underline{Z}_{ME} + j\omega \cdot C_k} + \frac{1}{R_{DC} + \frac{1}{R_k}}} \right|^2 \cdot E_{DCk}^2 \\
 &+ G_v^2 \cdot E_n^2 \\
 &+ ((G_v^2 \cdot |\underline{Z}_{MEDCk}|)^2 + R_2^2) \cdot I_n^2 \\
 &+ \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 \cdot E_1^2 \\
 &+ E_2^2
 \end{aligned} \tag{B.18}$$

B.2. Sensor und Ladungsverstärker

Abbildung B.9 zeigt den ME-Sensor mit nachfolgendem Ladungsverstärker unter Berücksichtigung der thermischen Rauschquellen und des Operationsverstärkerrauschens.

Sei $\underline{Z}_f = \frac{1}{1/R_f + j\omega C_f}$ die Impedanz des Rückkoppelnetzwerkes, $\underline{Z}_{ME} = \frac{1}{1/R_{ME} + j\omega C_{ME}}$ die Impedanz des ME-Sensors, $\underline{Z}_k = \frac{1}{1/R_k + j\omega C_k}$ die Kabelimpedanz zwischen Sensor und Verstärker, die auch die Eingangsimpedanz des Operationsverstärkers mit einschließt, sowie $\underline{Z}_B = \frac{1}{1/R_B + j\omega C_B}$ die Impedanz des Balancierungsnetzwerkes. Weiterhin sei $\underline{Z}_{MEk} = \frac{1}{\frac{1}{\underline{Z}_{ME}} + \frac{1}{\underline{Z}_k}}$ die Parallelschaltung aus ME-Impedanz und Kabelimpedanz und $G_c = \frac{U_{oc}}{U_{ME}} = \left| \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{ME}} \right| \approx \frac{C_{ME}}{C_f}$ die „Spannungsverstärkung“ der Schaltung.

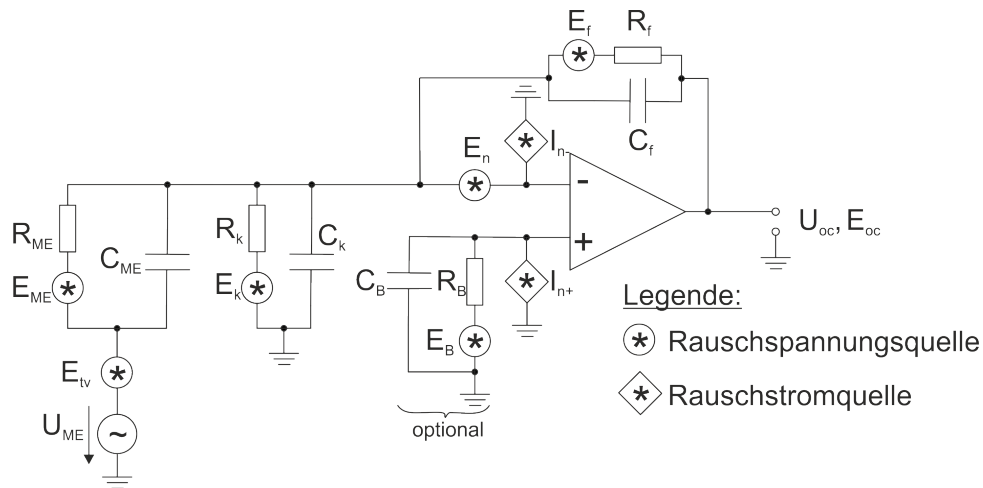


Abbildung B.9.: ME-Sensor mit Ladungsverstärker

Der Operationsverstärker wird auch in diesem Fall bis auf die Rauschquellen als ideal angenommen. D.h. bei unendlich hoher Leerlaufverstärkung sorgt die Rückkopplung dafür, dass die Spannungen am invertierenden E_- und nichtinvertierenden E_+ Eingang gleich groß sind.

Mit Anwendung des Superpositionsprinzips [20, S. 22-24 und 172-183] kann auch hier der Beitrag jeder Rauschquelle zum Gesamtrauschen bestimmt werden.

Thermisch induzierte Schwingungen des Sensors E_{tv}

Abbildung B.10 zeigt den Einfluss der thermisch induzierten Sensorschwingungen E_{tv} auf den Ausgang des Ladungsverstärkers. Die Kabelimpedanz Z_k ist durch die virtuelle Masse, die durch Klammern gekennzeichnet ist, kurzgeschlossen.

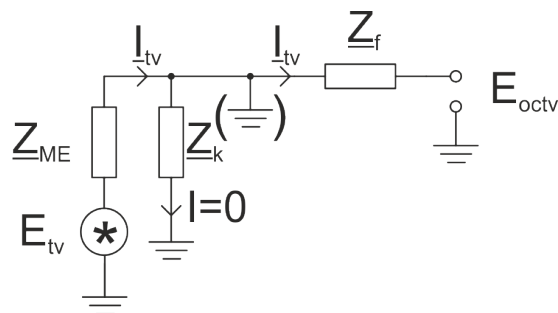


Abbildung B.10.: Beitrag E_{tv}

Es gilt:

$$\begin{aligned}
 E_{octv} &= |\underline{Z}_f| \cdot I_{tv} \\
 &= \left| \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{ME}} \right| \cdot E_{tv} \\
 &= G_c \cdot E_{tv}
 \end{aligned} \tag{B.19}$$

Johnson-Nyquist Rauschen der piezoelektrischen Phase E_{ME}

Die Wirkung des Johnson-Nyquist Rauschens der piezoelektrischen Phase auf den Ausgang des Ladungsverstärkers ist in Abbildung B.11 dargestellt. Die Kabelimpedanz \underline{Z}_k wirkt sich wiederum nicht aus.

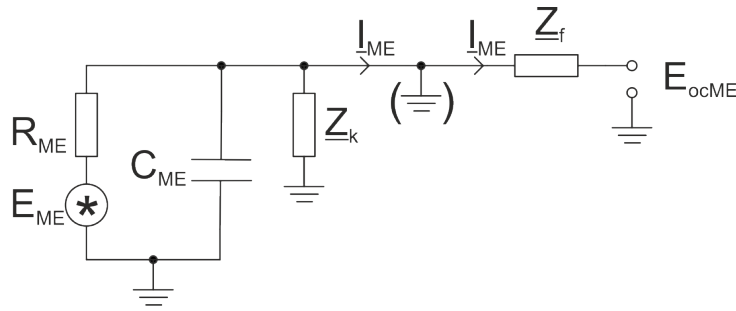


Abbildung B.11.: Beitrag E_{ME}

Es folgt:

$$\begin{aligned}
 E_{ocME} &= |\underline{Z}_f| \cdot I_{ME} \\
 &= |\underline{Z}_f| \cdot \frac{E_{ME}}{R_{ME}} \\
 &= \left| \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{ME}} \right| \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_{ME} R_{ME}} \right| \cdot E_{ME} \\
 &= G_c \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_{ME} R_{ME}} \right| \cdot E_{ME}
 \end{aligned} \tag{B.20}$$

Johnson-Nyquist Rauschen der Kabelverluste E_k

Die Herleitung des Rauschbeitrags der Kabelverluste E_k erfolgt analog zum Rauschen der piezoelektrischen Phase E_{ME} . Abbildung B.12 zeigt die entsprechende Rauschquelle im

Ersatzschaltbild. Der Induktivitätsbelag von $\approx 250 \text{ nH}/m$ und der DC-Schirmwiderstand von $\approx 20 \text{ m}\Omega/m$ können für den in dieser Arbeit betrachteten Frequenzbereich vernachlässigt werden.

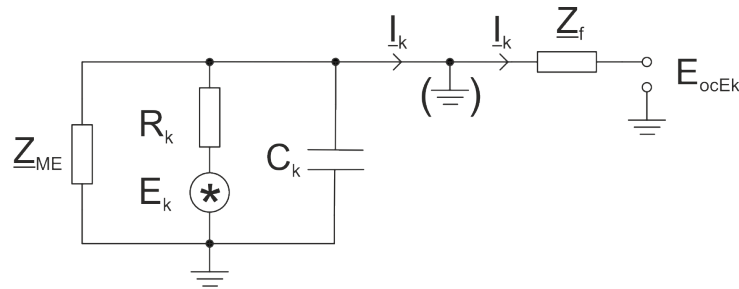


Abbildung B.12.: Beitrag E_k

Es folgt:

$$\begin{aligned} E_{ocEk} &= |Z_f| \cdot I_k \\ &= |Z_f| \cdot \frac{E_k}{R_k} \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Hierbei gilt:

$$R_k = \frac{1}{\omega \cdot C_k \cdot \tan\delta_k}, \quad (\text{B.22})$$

mit $\tan\delta_k$ als Verlustwinkel des Kabels. Da als Dielektrikum häufig Polyethylen (PE) zum Einsatz kommt, gilt für den Verlustwinkel $\tan\delta_k < 0.0005$. Mit einer Kabelkapazität von $C_k \approx 100 \text{ pF}/m$ lässt sich der Beitrag von E_k somit fast immer vernachlässigen und wird hier nur der Vollständigkeit halber aufgeführt.

Johnson-Nyquist Rauschen des Widerstandes R_B bei balanciertem nichtinvertierendem Eingang

In Abbildung B.13 ist der Einfluss des Johnson-Nyquist Rauschens des Widerstandes R_B auf den Ausgang des Ladungsverstärkers dargestellt.

Es gilt:

$$\begin{aligned} E_+ &= \left| \frac{1}{1 + j\omega C_B R_B} \right| \cdot E_B \\ &= E_- \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

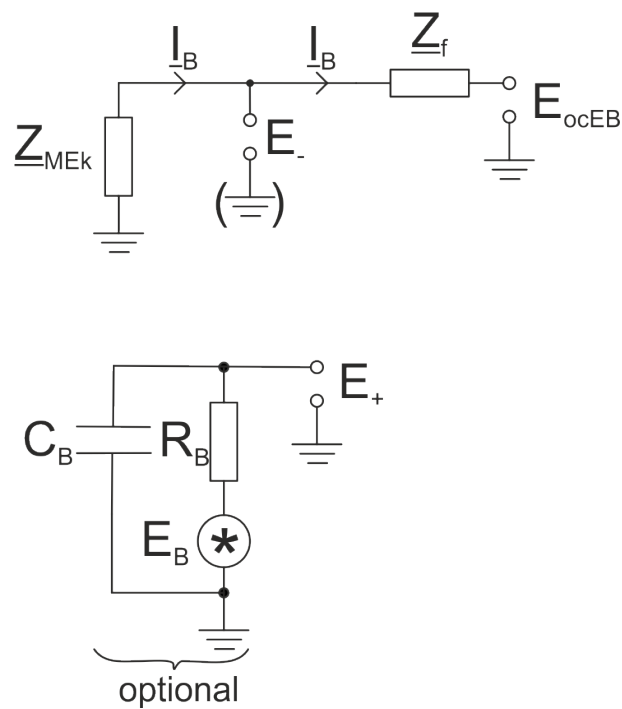


Abbildung B.13.: Beitrag E_B

Somit folgt weiter:

$$\begin{aligned}
 E_{ocEB} &= |\underline{E}_- + \underline{Z}_f \cdot \underline{I}_B| \\
 &= \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right| \cdot E_- \\
 &= \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right| \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_B R_B} \right| \cdot E_B \\
 &\stackrel{\approx}{\underset{C_{ME} \gg C_k}}{=} (1 + G_c) \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_B R_B} \right| \cdot E_B
 \end{aligned} \tag{B.24}$$

Hierbei handelt es sich um eine Rauschquelle, die sich nur bei optionaler Balancierung des nichtinvertierenden Eingangs auswirkt.

Eingangsspannungsrauschen E_n des Operationsverstärkers

Der Einfluss des Spannungsrauschens des Operationsverstärkers auf den Ausgang des Ladungsverstärkers ist in Abbildung B.14 dargestellt.

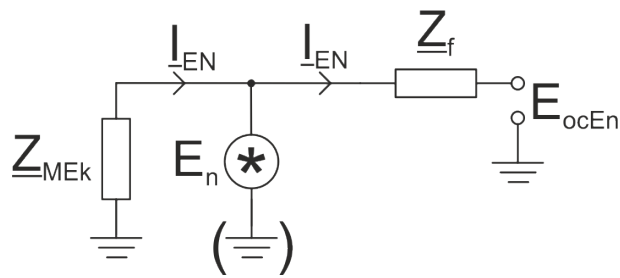


Abbildung B.14.: Beitrag E_n

Es gilt:

$$\begin{aligned}
 E_{ocEn} &= |E_n + Z_f \cdot I_{EN}| \\
 &= \left| E_n + \frac{Z_f}{Z_{MEk}} \cdot E_n \right| \\
 &= \left| 1 + \frac{Z_f}{Z_{MEk}} \right| \cdot E_n \\
 &\stackrel{\approx}{\approx} (1 + G_c) \cdot E_n \\
 &\quad \underbrace{\qquad\qquad\qquad}_{C_{ME} \gg C_k}
 \end{aligned}
 \tag{B.25}$$

Eingangsstromrauschen I_n des Operationsverstärkers

Der Beitrag des Stromrauschens des invertierenden Operationsverstärkereingangs am Ladungsverstärkerausgang ist in Abbildung B.15 dargestellt.

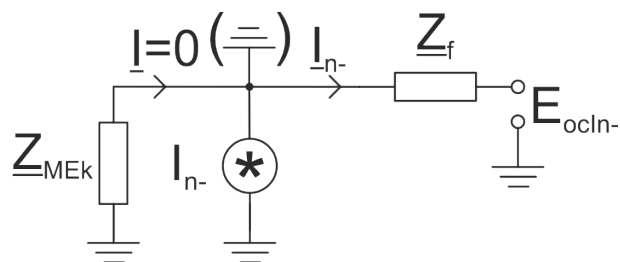


Abbildung B.15.: Einfluss I_{n-}

Es folgt:

$$\begin{aligned}
 E_{ocIn-} &= |\underline{Z}_f| \cdot I_{n-} \\
 &= \frac{|\underline{Z}_f|}{|\underline{Z}_{ME}|} \cdot |\underline{Z}_{ME}| \cdot I_{n-} \\
 &= G_c \cdot |\underline{Z}_{ME}| \cdot I_{n-}
 \end{aligned} \tag{B.26}$$

Im Falle einer optionalen Balancierung des nichtinvertierenden Operationsverstärkereingangs erhält man eine zusätzliche Stromrauschquelle, wie in Abbildung B.16 dargestellt wird.

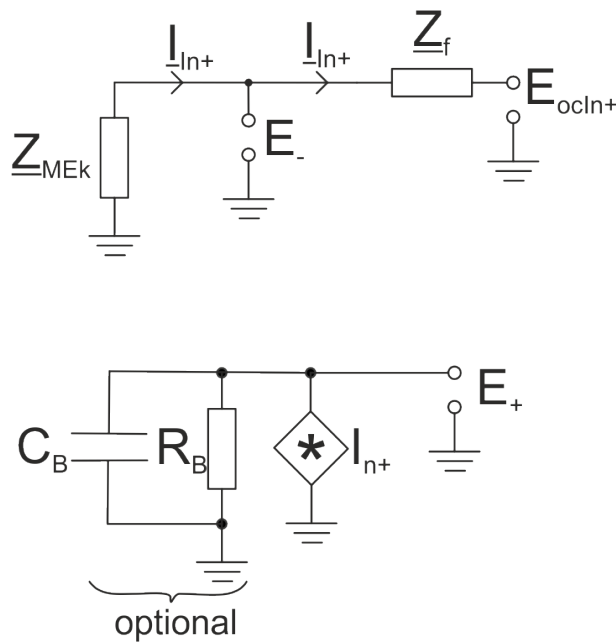


Abbildung B.16.: Einfluss I_{n+}

Zunächst gilt:

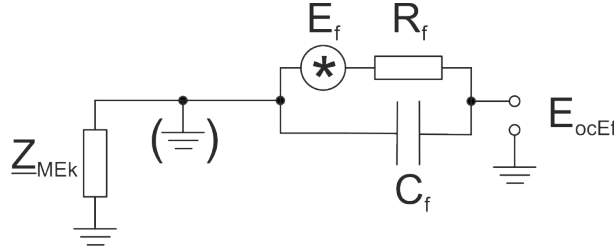
$$E_+ = |\underline{Z}_B| \cdot I_{n+} . \tag{B.27}$$

Hieraus folgt weiter:

$$\begin{aligned}
 E_{ocIn+} &= \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right| \cdot E_{In+} \\
 &= \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right| \cdot |\underline{Z}_B| \cdot I_{n+} \\
 &\underset{C_{ME} \gg C_k}{\approx} (1 + G_c) \cdot |\underline{Z}_B| \cdot I_{n+}
 \end{aligned} \tag{B.28}$$

Johnson-Nyquist Rauschen E_f des Rückkoppelwiderstandes R_f

Abbildung B.17 zeigt den Einfluss des Johnson-Nyquist Rauschens auf den Rauschpegel am Ausgang des Ladungsverstärkers.


 Abbildung B.17.: Beitrag E_f

Es folgt:

$$E_{ocEf} = \left| \frac{1}{1 + j\omega C_f R_f} \right| \cdot E_f . \quad (\text{B.29})$$

Gesamte Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers E_{oc}

Die gesamte Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers ergibt sich wiederum durch Summation der einzelnen Rauschleistungen:

$$\begin{aligned} E_{oc}^2 &= E_{ocEtv}^2 + E_{ocME}^2 + E_{ocEk}^2 + \underbrace{E_{ocEB}^2}_{\text{optional}} + E_{ocEn}^2 + E_{ocIn-}^2 + \underbrace{E_{ocIn+}^2}_{\text{optional}} + E_{ocEf}^2 \\ &= G_c^2 \cdot E_{tv}^2 \\ &+ G_c^2 \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_{ME} R_{ME}} \right|^2 \cdot E_{ME}^2 \\ &+ |\underline{Z}_f|^2 \cdot \frac{E_k^2}{R_k^2} \\ &+ \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right|^2 \cdot \left| \frac{1}{1 + j\omega C_B R_B} \right|^2 \cdot E_B^2 \\ &+ \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right|^2 \cdot E_n^2 \\ &+ G_c^2 \cdot |\underline{Z}_{ME}|^2 \cdot I_{n-}^2 \\ &+ \left| 1 + \frac{\underline{Z}_f}{\underline{Z}_{MEk}} \right|^2 \cdot |\underline{Z}_B|^2 \cdot I_{n+}^2 \\ &+ \left| \frac{1}{1 + j\omega C_f R_f} \right|^2 \cdot E_f^2 . \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$