

# Entwurf, Analyse und Optimierung magnetoelektrischer Sensoren mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)



der Technischen Fakultät  
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Jascha Lukas Gugat  
Kiel  
Oktober 2016



Hiermit versichere ich, dass ich die Doktorarbeit

## Entwurf, Analyse und Optimierung magnetoelektrischer Sensoren mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode

selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe angefertigt habe und dass ich alle von anderen Autoren wörtlich übernommenen Stellen, wie auch die sich an die Gedankengänge anderer Autoren eng anlehnenden Ausführungen meiner Arbeit, besonders gekennzeichnet und die entsprechenden Quellen angegeben habe. Weiterhin wurde die Arbeit bisher nicht im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegt, jedoch wurden Teile in Form von Beiträgen in Fachzeitschriften und Tagungsbänden veröffentlicht bzw. zur Veröffentlichung eingereicht (siehe Abschnitt zu Publikationen). Diese Arbeit ist unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden.

Jascha Lukas Gugat



1. Gutachterin

Prof. Dr. Martina Gerken

2. Gutachter

Prof. Dr.-Ing. Ludger Klinkenbusch

Datum der mündlichen Prüfung

22.02.2017



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit in der Arbeitsgruppe für Integrierte Systeme und Photonik am Institut für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel im Rahmen des interdisziplinären Sonderforschungsbereiches SFB 855 "Magnetoelektrische Verbundwerkstoffe - biomagnetische Schnittstellen der Zukunft" sowie dem Paketantrag PAK 902 "Magnetoelektrische Sensoren für die Medizin".

Für die Möglichkeit zur Promotion, die Betreuung meiner Dissertation sowie den stets interessanten Diskussionen und der netten Betreuung danke ich zuallererst Prof. Dr. Martina Gerken.

Vielen Dank an Prof. Dr.-Ing. Ludger Klinkenbusch für die Bereitschaft, das Zweitgutachten zu erstellen.

Allen Kollegen der Arbeitsgruppe danke ich zudem für das angenehme Arbeitsklima und die nette Zusammenarbeit. Dabei gilt mein besonderer Dank Julius Schmalz und Dr. Matthias Krantz für die fachlichen Diskussionen.

Ein besonderer Dank gilt Dr. Daniela Bechtold und Hendrik Block für die Korrektur dieser Arbeit.

Für die erfolgreiche Zusammenarbeit und die anregenden Diskussionen innerhalb der interdisziplinären Forschungsprojekte möchte ich mich weiterhin bei Prof. Dr. Eckhard Quandt, Prof. Dr. Jeffrey McCord, Prof. Dr. Franz Faupel, Dr. Robert Jahns, Dr. Dirk Meyners, Dr. André Piorra, Dr. Enno Lage, Christine Kirchhof, Erdem Yarar, Fatih Argin, Sebastian Salzer und Sebastian Zabel bedanken.

Mein herzlichster Dank gilt meiner Familie. Meinen Eltern Jürgen und Karin danke ich für ihre Unterstützung. Meiner Frau Kerstin und meiner Tochter Leevke danke ich für ihre Liebe und ihre Geduld.





## Veröffentlichungen in Fachzeitschriften

- [1] **J. L. Gugat**, M. C. Krantz, J. Schmalz, and M. Gerken. Signal-to-Noise Ratio in Cantilever Magnetoelectric Sensors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 52(9):1–5, 2016. doi: 10.1109/TMAG.2016.2557305. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2016.2557305>.
- [2] **J. L. Gugat**, M. C. Krantz, J. Schmalz, and M. Gerken. Magnetic Flux Concentration Effects in Cantilever Magnetoelectric Sensors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 52(5):1–8, 2016. doi: 10.1109/TMAG.2015.2509948. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2015.2509948>.
- [3] M. C. Krantz, **J. L. Gugat**, and M. Gerken. Resonant magnetoelectric response of composite cantilevers: Theory of short vs. open circuit operation and layer sequence effects. *AIP Advances*, 5(11):117229, 2015. doi: 10.1063/1.4936401. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4936401>.
- [4] M. C. Krantz, **J. L. Gugat**, and M. Gerken. Static magnetoelectric and magnetoelastic response of composite cantilevers: Theory of short vs. open circuit operation and layer sequence effects. *AIP Advances*, 5(11):117229, 2015. doi: 10.1063/1.4936400. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4936400>.
- [5] A. Piorra, R. Jahns, I. Teliban, **J. L. Gugat**, M. Gerken, R. Knöchel, and E. Quandt. Magnetoelectric thin film composites with interdigital electrodes. *Applied Physics Letters*, 103(3):032902, 2013. doi: 10.1063/1.4812706. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4812706>.
- [6] **J. L. Gugat**, M. C. Krantz, and M. Gerken. Two-Dimensional Versus Three-Dimensional Finite-Element Method Simulations of Cantilever Magnetoelectric Sensors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 49(10):5287–5293, 2013. doi: 10.1109/TMAG.2013.2260346. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2013.2260346>.
- [7] R. Jahns, A. Piorra, E. Lage, C. Kirchhof, D. Meyners, **J. L. Gugat**, M. C. Krantz, M. Gerken, R. Knöchel, and E. Quandt. Giant Magnetoelectric Effect in Thin-Film Composites. *Journal of the American Ceramic Society*, 96(6):1673–1681, 2013. doi: 10.1111/jace.12400. URL <http://dx.doi.org/10.1111/jace.12400>.
- [8] M. C. Krantz, **J. L. Gugat**, and M. Gerken. Resonant magnetoelectric response of cantilevers with magnetostrictive and piezoelectric layers on opposite sides of the substrate. *AIP Advances*, 3(6):062135, 2013. doi: 10.1063/1.4812873. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4812873>.

## Beiträge in Tagungsbänden

- [1] M. Krantz, **J. L. Gugat**, and M. Gerken. Strong Enhancement of Bending-Mode Magnetoelectric Effect by Layer Sequence Choice in Thin Film Bilayer Composites on a Substrate. *MRS Proceedings*, 1660:mrsf13-1660-tt03-18, 2014. doi: 10.1557/opl.2014.395. URL <http://dx.doi.org/10.1557/opl.2014.395>.

## Konferenzbeiträge (Vorträge und Poster)

- [1] **J. L. Gugat**, A. Piorra, J. Schmalz, E. Quandt, and M. Gerken. Mechanical Stress Distribution and Concentration in Structured Magnetoelectric Sensors. *Euro Intelligent Materials*, 10.06.2015 - 12.06.2015, Kiel, Germany, 10.06.2015 - 12.06.2015, Vortrag, 2015.
- [2] C. Behnke, **J. L. Gugat**, J. Schmalz, and M. Gerken. Geometry-dependent response of piezoelectric cantilevers on stainless steel substrates. *Euro Intelligent Materials*, 10.06.2015 - 12.06.2015, Kiel, Germany, 10.06.2015 - 12.06.2015, Posterpräsentation, 2015.
- [3] **J. L. Gugat**, A. Knies, M. C. Krantz, and M. Gerken. FEM Modelling of Strain-Coupled Magnetostrictive-Piezoelectric Sensors. *GRC: Multiferroic & Magnetoelectric Materials*, 10.08.2014 - 15.08.2014, Biddeford, United States, Posterpräsentation, 2014.
- [4] **J. L. Gugat**, M. C. Krantz, and M. Gerken. Comparison of Analytic and FEM Simulations of Multiferroic Composite Magnetoelectric Sensors. *Euro Intelligent Materials*, 25.09.2013 - 27.09.2013, Kiel, Germany, Posterpräsentation, 2013.
- [5] M. C. Krantz, **J. L. Gugat**, and M. Gerken. Magnetoelectric-Effect-Optimized Resonant Cantilever Bilayers: Simulations of FeCoBSi-PVDF, FeCoBSi-AlN, and FeCoB-Si-PZT. *Euro Intelligent Materials*, 25.09.2013 - 27.09.2013, Kiel, Germany, Posterpräsentation, 2013.
- [6] **J. L. Gugat** and M. Gerken. Resonance Line Shape Behavior of 2-2 Magnetoelectric Sensors on Cantilever Substrates. *IEEE Joint UFFC, EFTF and PFM Symposium*, 21.07.2013 - 25.07.2013, Prague, Czech Republic, Posterpräsentation, 2013.

## Betreute Abschlussarbeiten

- [1] S. Krepper. *Simulation und Analyse von Geometrien zur magnetischen Flussumlenkung für magnetoelektrische Sensoren*. Masterarbeit, 2015.
- [2] C. Behnke. *Einfluss der Geometrieparameter auf die Empfindlichkeit piezoelektrischer Biegebalkensensoren*. Masterarbeit, 2014.
- [3] A. Knies. *Simulation und Analyse von magnetischen Flusskonzentratoren für magnetoelektrische Sensoren*. Bachelorarbeit, 2014.

---

## Abstract

Keywords: magnetoelectric sensors, finite element method, multiferroic, magnetic field sensors

Magnetoelectric (ME) sensors are predestined for use in medical diagnostics for the measurement of both natural and artificial biomagnetic fields at room temperature due to their properties and high sensitivities.

The scope of this work deals with the systematic analysis and optimization of thin-film ME sensors. The finite element method (FEM) is used for modeling and the ME sensor behavior is investigated with regard to its geometry parameters, the arrangement of the individual layer sequences and for different material combinations. In addition, the use of different electrode concepts as well as the use of mechanical and magnetic concentrators is analyzed.

For the variation of the magnetostrictive (MS) materials ME sensors with Metglas show a significantly higher sensitivity than ME sensors with Terfenol-D (TD). In the case of the piezoelectric (PE) materials, higher sensitivities can be achieved when using aluminum nitride (AlN) compared to lead zirconate titanate (PZT). With 10 mm long and 1 mm wide ME sensors in resonant operation and a constant Q factor of  $Q = 100$ , the optimized electrode lengths of  $L_{EL} = 5$  mm bis 8 mm in the case of AlN-based ME sensors are considerably longer compared to PZT-based ME sensors with  $L_{EL} = 1$  mm bis 4 mm. However, using optimized interdigital electrodes (ID electrodes) with PZT-based ME sensors one can achieve similarly high sensitivities compared to AlN-based ME sensors with optimized planar electrodes.

Comparing different layer sequences, the two-layer ME sensors where the substrate (SUB) is located in the middle between the MS and PE layers, show the highest sensitivity. The substrate should have a thickness of  $\sim 17$   $\mu\text{m}$  in the case of AlN and a thickness of  $\sim 3$   $\mu\text{m}$  in the case of PZT as PE material. Depending on the layer sequence extinguishing effects can occur in the case of thin substrates. While in the case of PZT-based ME sensors the MS and PE layers are approximately equal in thickness with regard to the highest sensitivity, the MS layer should be thicker than the PE layer in the case of AlN-based ME sensors, especially for very thin substrates.

The ME voltage and thus the sensitivity of ME sensors can be further increased by mechanical concentrators such as wedge-shaped and notched substrates or magnetic concentrators of.

Overall, a geometry with a 10 mm long, 2,97 mm wide and 50  $\mu\text{m}$  thick silicon substrate with 2,31  $\mu\text{m}$  thick layers of Metglas and AlN (MS-SUB-PE) as well as a 4,0 mm long flat electrode (charge amplifier) with a sensitivity of 0,6 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$  respectively, is identified as the best ME sensor.

---

---

## Zusammenfassung

Schlagwörter: Magnetoelektrische Sensoren, Finite-Elemente-Methode, multiferroisch, Magnetfeldsensoren

Magnetoelektrische (ME) Sensoren sind aufgrund ihrer Eigenschaften und hohen Empfindlichkeiten prädestiniert für den Einsatz in der medizinischen Diagnostik zur Messung sowohl natürlicher als auch künstlicher biomagnetischer Felder bei Raumtemperatur.

Diese Arbeit behandelt die systematische Analyse und Optimierung von Dünnschicht-ME-Sensoren. Zur Modellierung wird die Finite-Elemente-Methode (FEM) verwendet und das ME-Sensorverhalten bzgl. ihrer Geometrieparameter, Anordnung der einzelnen Schichten sowie für unterschiedliche Materialkombinationen untersucht. Außerdem wird die Verwendung unterschiedlicher Elektrodenkonzepte sowie der Einsatz mechanischer und magnetischer Konzentratoren analysiert.

Bei Variation der magnetostriktiven (MS) Materialien zeigen ME-Sensoren mit Metglas eine deutlich höhere Empfindlichkeit als ME-Sensoren mit Terfenol-D (TD). Im Falle der piezoelektrischen (PE) Materialien lassen sich bei Verwendung von Aluminiumnitrid (AlN), im Vergleich zu Bleizirkonattitanat (PZT), höhere Empfindlichkeiten erreichen. Bei 10 mm langen und 1 mm breiten ME-Sensoren im resonanten Betrieb und konstantem Q-Faktor von  $Q = 100$  sind die optimierten Elektrodenlängen, je nach Substratdicke, im Falle AlN-basierter ME-Sensoren mit  $L_{EL} = 5$  mm bis 8 mm erheblich länger im Vergleich zu PZT-basierten ME-Sensoren mit  $L_{EL} = 1$  mm bis 4 mm. Unter Verwendung optimierter Interdigitalelektroden (ID-Elektroden) bei PZT-basierten ME-Sensoren lassen sich allerdings ähnlich hohe Empfindlichkeiten wie bei AlN-basierten ME-Sensoren mit optimierten flächigen Elektroden erreichen.

Zwischen den unterschiedlichen Schichtfolgen zeigen die Zweischicht-ME-Sensoren die höchste Empfindlichkeit, bei denen das Substrat (SUB) in der Mitte zwischen MS- und PE-Schicht liegt. Das Substrat sollte im Falle von AlN als PE-Material eine Dicke von  $\sim 17$   $\mu\text{m}$  und im Falle von PZT als PE-Material eine Dicke von  $\sim 3$   $\mu\text{m}$  haben, wobei es je nach Schichtfolge bei dünnen Substraten zu Auslöschungseffekten kommen kann. Während bei PZT-basierten ME-Sensoren MS- und PE-Schicht bzgl. höchster Empfindlichkeit ungefähr gleich dick sind, sollte im Falle AlN-basierter ME-Sensoren, gerade bei sehr dünnen Substraten, die MS-Schicht dicker als die PE-Schicht sein.

Mit Hilfe von mechanischen Konzentratoren, wie z. B. keilförmige und eingekerbte Substrate oder magnetischen Konzentratoren entsprechender Größe, lässt sich die ME-Spannung und damit auch die Empfindlichkeit der ME-Sensoren weiter steigern.

Insgesamt wurde eine Geometrie mit einem 10 mm langen, 2,97 mm breiten und 50  $\mu\text{m}$  dicken Siliziumsubstrat mit 2,31  $\mu\text{m}$  dicken Schichten aus Metglas und AlN (MS-SUB-PE) sowie einer 4,0 mm langen, flächigen Elektrode (Ladungsverstärker), mit einer Empfindlichkeit von 0,6 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , als bester ME-Sensor identifiziert.

---

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	2
1.2	Stand der Forschung . . . . .	3
1.3	Ziel der Arbeit und Randbedingungen . . . . .	4
1.4	Gliederung der Arbeit . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Magnetoelektrischer Effekt . . . . .	8
2.2	Lineare Stoffgesetze . . . . .	14
2.3	Finite-Elemente-Methode . . . . .	20
2.4	Rauschquellen . . . . .	21
<b>3</b>	<b>FEM-Formulierung</b>	<b>25</b>
3.1	3D-ME-Sensormodell (3DME) . . . . .	26
3.2	2D-ME-Sensormodell (2DME) . . . . .	32
3.3	3D-ME-Sensormodell mit externen Feldern (3DMEeF) . . . . .	40
3.4	2D-ME-Sensormodell mit externen Feldern (2DMEeF) . . . . .	47
3.5	Postprocessing . . . . .	53
3.6	Zusammenfassung . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Betriebsarten und Schichtfolgen</b>	<b>57</b>
4.1	Geometrie und Materialvariation . . . . .	58
4.2	Statischer Betrieb von Zweischicht-ME-Sensoren . . . . .	59
4.3	Resonanter Betrieb von Zweischicht-ME-Sensoren . . . . .	67
4.4	Detektionsgrenze von Zweischicht-ME-Sensoren im resonanten Betrieb . . . . .	74
4.5	Zusammenfassung . . . . .	89

<b>5 Elektrodendesign</b>	<b>91</b>
5.1 Flächige Elektroden . . . . .	92
5.2 Interdigitalelektroden . . . . .	104
5.3 Zusammenfassung . . . . .	113
<b>6 Konzentratoren</b>	<b>117</b>
6.1 Mechanische Konzentratoren . . . . .	118
6.2 Magnetische Konzentratoren . . . . .	124
6.3 Zusammenfassung . . . . .	140
<b>7 Gesamtsystemvariation</b>	<b>143</b>
7.1 ME-Sensorgeometrie und Simulationsrandbedingungen . . . . .	144
7.2 Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten . . . . .	144
7.3 Detektionslimit . . . . .	146
7.4 Zusammenfassung . . . . .	147
<b>8 Fazit und Ausblick</b>	<b>149</b>
<b>A Herleitungen und mathematische Grundlagen</b>	<b>153</b>
A.1 Umrechnung piezoelektrischer Koeffizienten . . . . .	153
A.2 Umrechnung piezomagnetischer Koeffizienten . . . . .	154
A.3 Berechnung der Rauschquellen . . . . .	155
A.4 DGL-System für das 3D-ME-Sensormodell . . . . .	157
A.5 DGL-System für das 2D-ME-Sensormodell . . . . .	159
A.6 DGL-System für das 3D-ME-Sensormodell mit externen Feldern . . . . .	161
A.7 DGL-System für das 2D-ME-Sensormodell mit externen Feldern . . . . .	162
A.8 Tensorrotation . . . . .	162
<b>B Materialparameter</b>	<b>165</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>184</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>199</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>200</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>201</b>



---

# Kapitel 1

## Einleitung

---

### Übersicht

*Magnetoelektrische (ME) Sensoren haben das Potential, Messungen von biomagnetischen Signalen bei Raumtemperatur zu ermöglichen. Die Modellierung solcher, aus Dünnschichtkompositen bestehender, ME-Sensoren ist das Hauptthema der vorliegenden Arbeit. In der folgenden Einleitung soll das Forschungsthema motiviert und der aktuelle Stand der Forschung erläutert werden. Das Ziel dieser Arbeit wird definiert und die Gliederung beschrieben.*

## 1.1 Motivation

Magnetoelektrische (ME) Sensoren aus multiferroischen Kompositmaterialien erzeugten in jüngster Vergangenheit ein stetig wachsendes Interesse in Wissenschaft und Forschung. Als Magnetfeldsensoren bieten sie die Möglichkeit die magnetische Feldgröße direkt in eine elektrische Messgröße in Form einer Spannung oder Ladung umzuwandeln. Dies gelingt durch die elastische Kopplung magnetostriktiver (MS) Materialien mit piezoelektrischen (PE) Materialien. In Abb. 1.1 (a) ist solch ein Zweischicht-ME-Sensor schematisch dargestellt. Ein externes Magnetfeld mit der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  verursacht dabei eine Längenänderung in der magnetostriktiven Phase und durch die mechanische Kopplung an den Grenzflächen wird die Dehnung auf die piezoelektrische Phase übertragen, was zu deren Polarisation führt und damit ein elektrisches Feld  $\vec{E}$  verursacht [1–6]. Abb. 1.1 (b) zeigt schematisch die resultierende ME-Spannung  $U_{\text{ME}}$  als Funktion der Frequenz  $f$  des anregenden Magnetfeldes. Liegt dessen Frequenz im Bereiche der mechanischen Resonanzfrequenz  $f_0$  des ME-Sensors, nimmt die resultierende ME-Spannung deutlich zu.

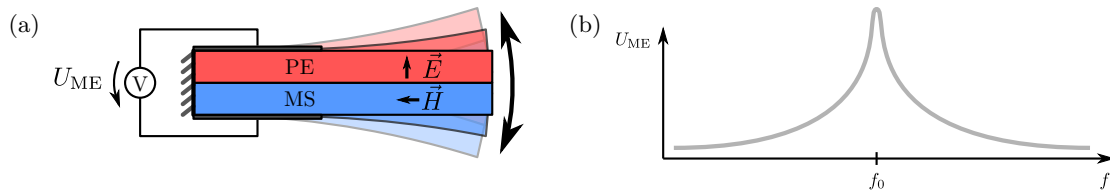


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung eines Zweischicht-ME-Sensors im resonanten Betrieb (a) und die resultierende ME-Spannung als Funktion der Frequenz (b).

Aufgrund dieser Überhöhung zeigen ME-Sensoren im resonanten Betrieb Empfindlichkeiten mit Rauschgrenzen im Pico- bis Femto-Tesla-Bereich und haben damit das Potential zur Messung natürlicher sowie künstlicher biomagnetischer Signale [7–10]. Dabei bieten ME-Sensoren potentiell entscheidende Vorteile gegenüber den wenigen Technologien, mit denen die Detektion relevanter biologischer Magnetfelder überhaupt möglich ist. Die Magnetokardiographie (MKG) und die Magnetoenzephalographie (MEG) zeigen als Konkurrenz oder in Kombination mit den etablierten Methoden der Elektrokardiographie (EKG) und der Elektroenzephalographie (EEG) beeindruckende Vorteile in der räumlichen Auflösung [11–13]. Zurzeit werden dazu ausschließlich supraleitende Quanteninterferenzeinheiten (engl. superconducting quantum interference device, kurz: SQUID) in der Diagnostik verwendet, welche die dazu erforderliche Empfindlichkeit und Bandbreite, dargestellt in Abb. 1.2, aufweisen [14–19]. Aufgrund der aufwendigen Kühlung sind Anschaffung und Betrieb extrem kostenintensiv, wodurch solche Methoden nur in wenigen Universitäts- und Spezialkliniken zum Einsatz kommen. Im Vergleich dazu lassen sich ME-Sensoren bei Raumtemperatur betreiben und der vergleichsweise simple Aufbau sowie die Fertigung in kostengünstigen MEMS-Prozessen [20] sind weitere Vorzüge gegenüber direkt konkurrierenden Technologien, wie optisch gepumpten atomaren Magnetometern [21, 22] oder Magnetoimpedanz-Sensoren [23]. Allerdings lässt sich die erforderliche Bandbreite nur durch zusätzliche Signalverarbeitung [24, 25], piezotronische Verfahren [26] sowie Frequen-

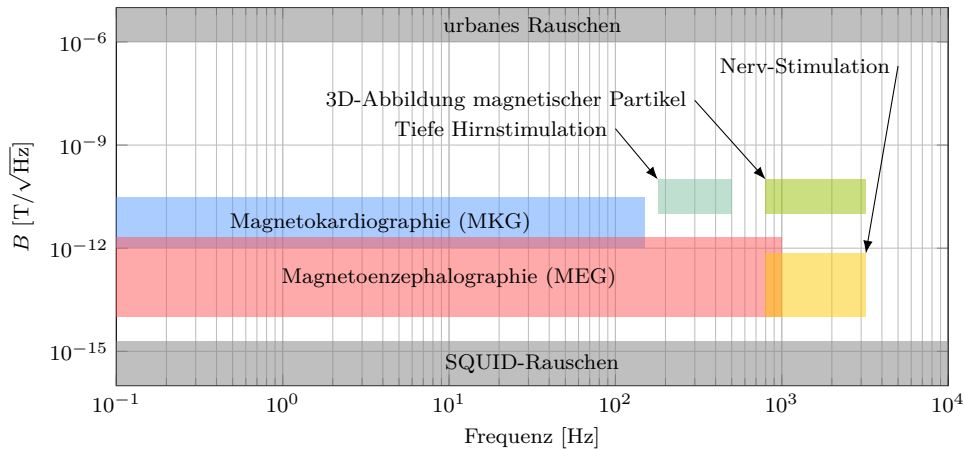


Abbildung 1.2: Größenordnung und Frequenzbereiche biomagnetischer Felder und Störquellen (nach [17]).

zumsetzung [27, 28] oder den direkt verwandten  $\Delta E$ -Effekt-Sensoren [29–31] erreichen, um MKG und MEG Messungen im klinischen Alltag und der Diagnostik zu etablieren. Durch die Schmalbandigkeit und gleichzeitig hohe Empfindlichkeit der ME-Sensoren sind diese allerdings prädestiniert zur direkten Messung künstlicher biomagnetischer Signale. Dies betrifft vor allem die tiefe Hirnstimulation [32–35], die Nerv-Stimulation [36, 37] und die 3D-Abbildung magnetischer Partikel [38–40], bei denen spezifische und weitgehend diskrete Frequenzen verwendet werden.

Das komplexe Zusammenspiel von mechanischen, elektrischen und magnetischen Parametern bei der Sensorgeometrie und der Ausleseelektronik erfordert dabei eine präzise Modellierung des ME-Sensorverhaltens, damit eine optimale Abstimmung von Materialien, Geometrieparametern und Verstärkern bzgl. des Einsatzgebiets sichergestellt ist. Dabei nimmt die Komplexität enorm zu, wenn notwendigerweise mehrere ME-Sensoren zu Vektorfeldmagnetometern oder Arrays zur Bandbreitenerhöhung verschaltet werden, weshalb darüber hinaus schnelle Verfahren zur Modellierung erforderlich sind.

## 1.2 Stand der Forschung

Um das Verhalten von ME-Sensoren im statischen oder dynamischen bzw. resonanten Betrieb zu modellieren, eignen sich sowohl analytische als auch numerische Verfahren. Einerseits sind analytische Modelle dabei stets auf z. B. die longitudinale Schwingungsmode [41], bestimmte Geometrien wie Zweischicht-ME-Sensoren mit Substrat [42], ohne Substrat [43–45] oder vielschichtige ME-Sensoren [46–48] bei transversaler Biegeschwingung beschränkt. Andererseits lassen sich bei den einzelnen Modellen eine Vielzahl an Parametervariationen, von den verwendeten Materialien über die Schichtanzahl bis zu den einzelnen Schichtdicken, in sehr kurzer Zeit berechnen, wodurch auch komplexe Optimierungsaufgaben mit angemessenem Rechenaufwand lösbar sind.

Bei den numerischen Verfahren findet insbesondere die Methode dreidimensionaler (3D) finiter Elemente (FEM) eine breite Anwendung bei der Lösung piezoelastischer [49–51]

oder magnetostriktiver [52–56] Probleme. Dabei lässt sich das Verhalten der zusammenhängenden mechanischen und elektrostatischen sowie mechanischen und magnetostatischen Feldgleichungen weitgehend unabhängig für verschiedene mechanische, elektrische und magnetische Randbedingungen und unterschiedlichste geometrische Anordnung der genutzten Materialien berechnen. Die davon abgeleiteten FEM-Formulierungen gekoppelter piezoelastischer und magnetostriktiver Probleme unterscheiden sich dabei im Wesentlichen durch das betrachtete Materialverhalten, was sich direkt auf die Komplexität des zu lösenden Problems auswirkt. Dabei steigt die Komplexität deutlich durch die Anzahl der unabhängigen Variablen, wenn neben den makroskopischen elektrischen, magnetischen und mechanischen Feldern zusätzlich Temperaturabhängigkeit [57] oder mikroskopische Effekte der Kristall- bzw. Domänenstruktur in den piezoelektrischen bzw. magnetostriktiven Phasen [58] berücksichtigt werden. Außerdem treten insbesondere in den piezoelektrischen und magnetostriktiven Materialien bei großen Änderungen der Feldgröße Hysterese-Effekte auf, deren nicht-lineares Verhalten für *große* Signale in den fundamentalen Materialgleichungen der FEM-Formulierung berücksichtigt werden kann [59, 60]. Bei *kleinen* Signalen hingegen kann der Zusammenhang zwischen den einzelnen Feldgrößen als linear angenommen werden. Auch die Feldgrößen selbst können unterschiedlich definiert werden, wobei z. B. durch die Beschreibung des Magnetfeldes über ein Vektorpotential der Einfluss von Wirbelströmen bei hohen Frequenzen berücksichtigt werden kann [61–63]. Durch lineare konstitutive Materialgleichungen mit skalaren magnetischen und elektrischen Potentialen lassen sich hingegen FEM-Formulierungen mit einer minimalen Anzahl unabhängiger Variablen definieren, um das makroskopische Verhalten von multiferroischen Kompositen und damit auch ME-Sensoren zu modellieren [64–68].

Als Grundlage der vorliegenden Arbeit dient ein solches Klein-Signal-Modell mit linearem Materialverhalten und skalaren Potentialen, welches von *Blackburn et al.* [69, 70] in Form partieller Differentialgleichung (PDE) formuliert wurde. Das selbstkonsistente Differentialgleichungssystem kann dabei vergleichsweise einfach mit universellen Lösern, wie COMSOL Multiphysics von Comsol Inc. [71] oder ANSYS Multiphysics von ANSYS Inc. [72], berechnet werden.

### 1.3 Ziel der Arbeit und Randbedingungen

Als Teil des interdisziplinären Sonderforschungsbereiches SFB 855 “Magnetoelektrische Verbundwerkstoffe - biomagnetische Schnittstellen der Zukunft” sowie dem Paketantrag PAK 902 “Magnetoelektrische Sensoren für die Medizin” wird in dieser Arbeit das Verhalten von ME-Sensoren simuliert und analysiert, um diese bzgl. ihrer Empfindlichkeit optimal auszulegen. Abb. 1.3 zeigt schematisch, wie die Sensorgeometrien variiert bzw. welche unterschiedlichen Sensortypen dazu untersucht werden. Die Geometrieparameter der einzelnen Funktionsschichten und der Substratschicht werden systematisch variiert um das Verhalten der ME-Sensoren zu analysieren. Die magnetostriktiven und piezoelektrischen Schichtdicken sind bei Dünnschicht-ME-Sensoren i. d. R. nur wenige Mikrometer dick und werden daher bis maximal 5  $\mu\text{m}$  variiert. Im Gegensatz dazu werden Substratschichtdicken bis 300  $\mu\text{m}$  betrachtet, aber auch ME-Sensoren gänzlich ohne Substratschicht

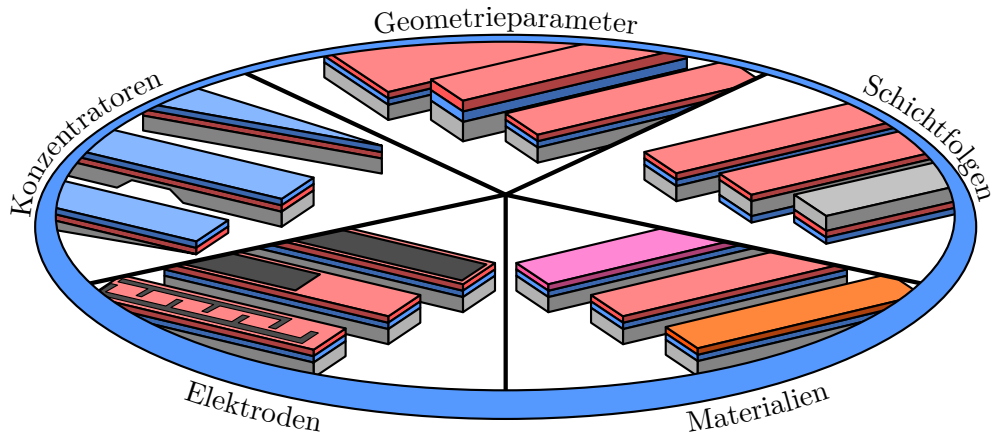


Abbildung 1.3: Übersicht der untersuchten Sensortypen und Geometrien zur Optimierung der Empfindlichkeit von ME-Sensoren durch Variation der Geometrieparameter, Schichtfolgen, Materialien sowie Elektroden und dem Einsatz von mechanischen und magnetischen Konzentratoren.

untersucht. Die Länge und Breite der ME-Sensoren liegt bei maximal 20 mm bzw. 2 mm. Die bestmögliche Auslegung der Geometrieparameter bzgl. der Empfindlichkeit der ME-Sensoren wird darüber hinaus für unterschiedliche Materialkombinationen und Schichtfolgen berechnet. Als magnetostriktive Materialien werden Metglas (MG) sowie Terfenol-D (TD), als piezoelektrische Materialien Aluminiumnitrid (AlN) sowie Bleizirkonattitanat (PZT) und als Substratmaterial Silizium (Si) verwendet, welche sich bei Zweischicht-ME-Sensoren mit Substrat (SUB) grundsätzlich in den drei unterschiedlichen Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB anordnen lassen. Weiterhin werden die Größe flächiger Elektroden und die Größe, Fingerabstände und -breite von Interdigitalelektroden optimiert, um die Empfindlichkeit der ME-Sensoren weiter zu erhöhen. Außerdem wird untersucht inwieweit dies durch den Einsatz zusätzlicher magnetischer und mechanischer Konzentratoren möglich ist.

## 1.4 Gliederung der Arbeit

Die Arbeit ist in folgende Abschnitte gegliedert: Zunächst werden Grundlagen zum ME-Effekt, den Materialgesetzen und den verwendeten Rauschmodellen nach *Jahns et al.* [73, 74], welche die relevanten intrinsischen Rauschquellen der ME-Sensoren selbst und die der Verstärker berücksichtigen, in Kapitel 2 erläutert. Darauf aufbauend werden in Kapitel 3 die verwendeten und weiterentwickelten FEM-Modelle beschrieben und durch vergleichende Simulationen miteinander validiert. In Kapitel 4 werden die FEM-Modelle zusammen mit den Rauschmodellen verwendet, um das Verhalten der Signalstärke und der Empfindlichkeit von statisch und resonant betriebenen Zweischicht-ME-Sensoren zu berechnen und bzgl. ihrer Geometrieparameter, Schichtfolgen sowie Materialkombinationen zu optimieren. Um die große Anzahl unterschiedlicher ME-Sensorgeometrien effizient und systematisch berechnen zu können werden dazu 2D-ME-Sensormodelle verwendet.

Die Ergebnisse resonant betriebener ME-Sensoren mit strukturierter Elektroden werden in Kapitel 5 vorgestellt. In Kapitel 6 wird das Potential sowohl mechanischer als auch magnetischer Konzentratoren untersucht. Dazu werden 3D-ME-Sensormodelle verwendet, in denen ggf. die Sensorumgebung einbezogen wird, um den Einfluss eines externen Magnetfeldes oder auch die gegenseitige Beeinflussung der ME-Sensoren in Array-Anordnungen berücksichtigen zu können. Mit einer Gesamtsystemvariierung in Kapitel 7 wird untersucht, ob die einzelnen Variationen von Geometrieparametern voneinander unabhängig sind und kombiniert auf ein optimiertes Gesamtsensorsystem hinauslaufen. Abschließend wird die Arbeit in Kapitel 8 zusammengefasst und es wird ein Ausblick auf die zukünftige Forschung gegeben.

---

# Kapitel 2

## Grundlagen

---

### Übersicht

*Das folgende Kapitel fasst die benötigten Grundlagen zur Modellierung von ME-Sensoren zusammen. Zunächst werden die gängigen Kenngrößen definiert und die Funktion von ME-Kompositen erläutert. Die Modellierung einfacher elastischer sowie piezoelektrischer und magnetostriktiver Materialien durch lineare Stoffgesetze wird beschrieben und Grundlagen, Vor- und Nachteile sowie Grenzen der Finite-Elemente-Methode erklärt. Unterschiedliche Verstärkertypen zur Modellierung des Gesamtsensorsystems werden vorgestellt und wichtige Kenngrößen von Magnetfeldsensoren definiert.*

## 2.1 Magnetoelektrischer Effekt

Der magnetoelektrische Effekt beschreibt die Änderung eines elektrischen Feldes  $\vec{E}$  in Abhängigkeit eines magnetischen Feldes  $\vec{H}$ . Der ME-Koeffizient  $\alpha_{\text{ME}}$ , als wichtiges Maß für ME-Sensoren, ist entsprechend definiert als

$$\partial \vec{E} = \alpha_{\text{ME}} \cdot \partial \vec{H} \quad (2.1)$$

und hat die Einheit [V/A]. Oft wird der ME-Koeffizient auch schichtdickennormiert im Gaußschen CGS-Einheitensystem in [V/cmOe] angegeben [2, 75]. In einphasigen Materialien tritt der sog. *direkte* ME-Effekt auf [76]. Meist sind die ME-Koeffizienten dieser Materialien bei Raumtemperatur jedoch so gering, dass sie sich nicht für praktische Anwendungen nutzen lassen [1, 77]. In Kompositen hingegen können die Effekte deutlich größer sein. Dabei werden piezoelektrische und magnetostruktive Materialien verwendet, die mechanisch miteinander gekoppelt sind. Ein Magnetfeld verursacht in diesen Kompositen eine Verzerrung in der magnetostruktiven Phase. Durch die elastische Kopplung wird diese Verzerrung auf die piezoelektrische Phase übertragen und bewirkt deren Polarisierung, durch die ein elektrisches Feld induziert wird. Aufgrund der Kopplung wird dies als sog. *indirekter* ME-Effekt bezeichnet. Abb. 2.1 zeigt schematisch die möglichen Kopplungen zwischen den einzelnen Materialeigenschaften in magnetoelektrischen Materialien und Kompositen.

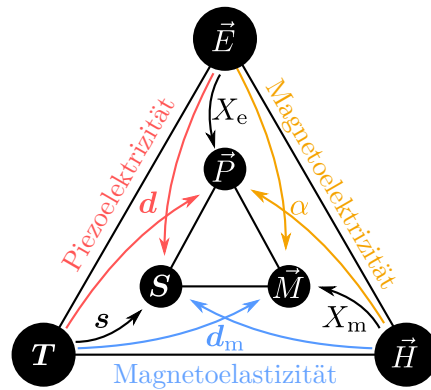


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Kopplungen zwischen den für magnetoelektrische Materialien und Komposite relevanten Eigenschaften (nach [78]).

Für magnetoelektrische Komposite lässt sich damit Gl. (2.1) umstellen und erweitern zu

$$\alpha_{\text{ME}} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial \mathbf{S}_{\text{PE}}} \cdot k \cdot \frac{\partial \mathbf{S}_{\text{MS}}}{\partial \vec{H}}, \quad (2.2)$$

wobei  $k = \frac{\partial \mathbf{S}_{\text{PE}}}{\partial \mathbf{S}_{\text{MS}}}$  der Kopplungsfaktor zwischen den Verzerrungen  $\mathbf{S}_{\text{PE}}$  und  $\mathbf{S}_{\text{MS}}$  in der piezoelektrischen und magnetostruktiven Phase ist. Neben den höheren ME-Koeffizienten ist ein weiterer Vorteil von Kompositen die Möglichkeit die Eigenschaften der einzelnen Phasen während der Herstellung weitgehend unabhängig voneinander zu optimieren. Darüber hinaus lassen sich durch die mechanische Kopplung verstärkende Effekte, wie z.B. der Betrieb in Resonanz nutzen [44].



### 2.1.1 Piezoelektrizität

Piezoelektrizität ist eine Materialeigenschaft von Festkörpern mit kristalliner Struktur, bei denen eine elastische Verformung eine Änderung der elektrischen Polarisierung hervorruft. Beim sog. *direkten* piezoelektrischen Effekt wechselt das Vorzeichen der aus der Polarisierung resultierenden elektrischen Spannung je nachdem, ob der Kristall gedehnt oder gestaucht wird. Dies ist in Abb. 2.2 (a) und (b) schematisch dargestellt. Als *inversen* piezoelektrischen Effekt wird entsprechend die elastische Verformung unter Einwirkung eines elektrischen Feldes bezeichnet und ist in Abb. 2.2 (c) und (d) schematisch dargestellt.

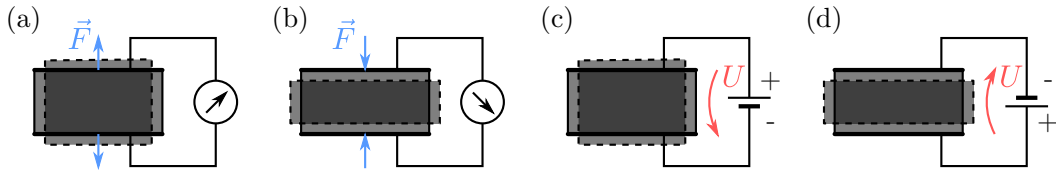


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des (a) und (b) direkten sowie (c) und (d) inversen piezoelektrischen Effekts (nach [79]).

Grundvoraussetzung für die Piezoelektrizität ist das Vorhandensein von polaren Achsen in der Kristallstruktur, welche nur in Punktgruppen ohne Inversionszentrum vorkommen [80]. Die Betrachtung der Kristallstruktur einer entsprechend ausgerichteten Quarzprobe in Abb. 2.3 (a) zeigt, dass ohne äußeren Druck die Ladungsschwerpunkte ( $q_+$ ,  $q_-$ ) der Untergitter aus positiven Silizium- und negativen Sauerstoffionen im selben Punkt aufeinander fallen. Folglich ist die Gitterzelle nach außen elektrisch neutral. Beim Einwirken einer Kraft entlang der polaren Achse in x-Richtung (longitudinaler piezoelektrischer Effekt) verschieben sich die Ladungsschwerpunkte entsprechend Abb. 2.3 (b), wodurch positive Ladungsträger an der oberen und negative Ladungsträger an der unteren Fläche frei werden. Die Polarisation kehrt sich um, wenn eine Kraft entlang der polaren Achse in y-Richtung wirkt (transversaler piezoelektrischer Effekt), wie in Abb. 2.3 (c) dargestellt.

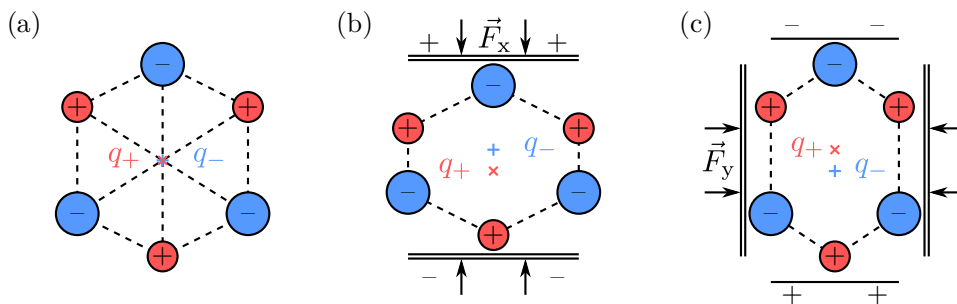


Abbildung 2.3: Darstellung des piezoelektrischen Effekts anhand der Gitterstruktur eines Quarzkristalls (a) ohne Belastung, (b) mit Druck auf die polare Achse in x-Richtung und (c) mit Druck auf die polare Achse in y-Richtung (nach [81]).

Die erzeugte elektrische Flussdichte  $\vec{D}$  bzw. die generierte Ladung pro Fläche verhält sich dabei linear zur mechanischen Spannung  $\mathbf{T}$  und lässt sich bestimmen durch [82]:

$$\vec{D} = d\mathbf{T}. \quad (2.3)$$

Dabei ist  $\mathbf{d}$  der materialabhängige piezoelektrische Koeffizient, welcher auch für den *inversen* piezoelektrischen Effekt die mechanische Verzerrung  $\mathbf{S}$  durch ein elektrisches Feld  $\vec{E}$  quantitativ beschreibt:

$$\mathbf{S} = \mathbf{d}\vec{E}. \quad (2.4)$$

Im Allgemeinen handelt es sich bei dem piezoelektrischen Koeffizienten um einen Tensor dritter Ordnung.

### 2.1.2 Magnetostriktion

Magnetostriktion ist eine Materialeigenschaft von ferromagnetischen Festkörpern, bei denen ein Magnetfeld eine elastische Verformung hervorruft. Der inverse Effekt wird als Magnetoelastizität bezeichnet, bei dem das Material durch eine elastische Verformung magnetisiert wird. Von praktischer Bedeutung ist dabei die sog. Joule-Magnetostriktion, bei der ein Festkörper in einem Magnetfeld eine Längenänderung bei konstantem Volumen erfährt [83]. Ursache dieser Längenänderung ist die Orientierung der magnetischen Domänen und sie ist abhängig von der Stärke des angelegten Magnetfeldes. Abb. 2.4 (a) zeigt, dass die Domänen (oben) im entmagnetisierten Zustand statistisch verteilt orientiert sind. Wird, wie in Abb. 2.4 (b), ein externes Magnetfeld angelegt, vergrößern sich günstig orientierte Domänen zu lasten ungünstig orientierter Domänen, wodurch das Material magnetisiert wird. Bei weiterer Erhöhung der Amplitude des externen Magnetfeldes in Abb. 2.4 (c) orientieren sich sämtliche Domänen in Feldrichtung. Wird das Magnetfeld so weit erhöht, dass die Sättigungsmagnetisierung des Materials erreicht wird, richten sich, wie in Abb. 2.4 (d) gezeigt, alle Domänen in Feldrichtung aus. Auf atomarer Ebene

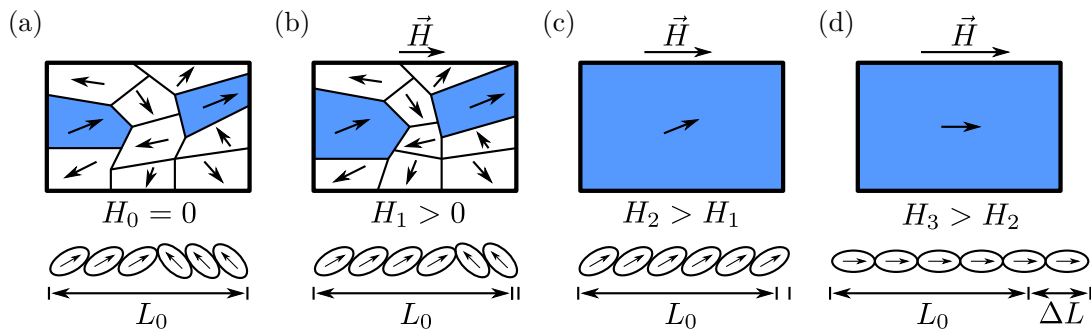


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung magnetostriktiven Verhaltens auf makroskopischer Ebene (oben) und atomarer Ebene (unten). Die magnetischen Domänen in (a) sind entmagnetisiert und damit ohne äußeres Magnetfeld statistisch verteilt. Für unterschiedlich starke Magnetfelder in (b) bis (d) richten sich die Domänen entsprechend in Feldrichtung aus (nach [84]).

in Abb. 2.4 (unten) ist zu erkennen, dass die Längenänderung  $\Delta L$  aus der Drehung der Elektronenhüllen resultiert. Diese sind über die Spin-Bahn-Kopplung an die Rotation der magnetischen Momente durch das äußere Magnetfeld gekoppelt [85].

Das Verhältnis der Längenänderung  $\Delta L$  bezogen auf die Ursprungslänge  $L_0$  wird als Magnetostriktion  $\lambda$  bezeichnet und ist entsprechend

$$\lambda = \frac{\Delta L}{L_0}. \quad (2.5)$$

Damit lässt sich der piezomagnetische Koeffizient  $\mathbf{d}_m$  als Änderung der Magnetostriktion bei Änderung des magnetischen Feldes definieren [86]:

$$\mathbf{d}_m = \frac{\partial \lambda}{\partial \vec{H}}. \quad (2.6)$$

Der Zusammenhang zwischen der mechanischen Verzerrung  $\mathbf{S}$  bzw. der mechanischen Spannung  $\mathbf{T}$  und der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  bzw. der magnetischen Flussdichte  $\vec{B}$  in entsprechenden Materialien kann dann mit den piezomagnetischen Koeffizienten beschrieben werden mit

$$\mathbf{S} = \mathbf{d}_m \vec{H} \quad (2.7)$$

für magnetostriktives und mit

$$\vec{B} = \mathbf{d}_m \mathbf{T} \quad (2.8)$$

für magnetoelastisches Materialverhalten. Die einzelnen feld- und raumrichtungsabhängigen Magnetostriktionskonstanten  $\lambda$  lassen sich dabei zu Tensoren vierter Ordnung  $\lambda$  zusammenfassen. Wie schon beim piezoelektrischen Koeffizienten handelt es sich bei dem piezomagnetischen Koeffizienten selbst entsprechend um einen Tensor dritter Ordnung.

### 2.1.3 Zweiphasenkomposite, Betriebsarten und Klemmung

Bei der Herstellung von ME-Kompositen werden nun PE- und MS-Materialien durch Kopplung miteinander kombiniert. Dabei ist die Art der mechanischen Kopplung zweier Phasen sehr unterschiedlich und hängt zunächst stark von den Eigenschaften der verwendeten Materialien ab. Gängige Anordnungen für zweiphasige Komposite sind nulldimensionale (0D) Partikel oder eindimensionale (1D) Fasern in einer dreidimensionalen (3D) Matrix, wie in Abb. 2.5 (a) und (b) dargestellt.

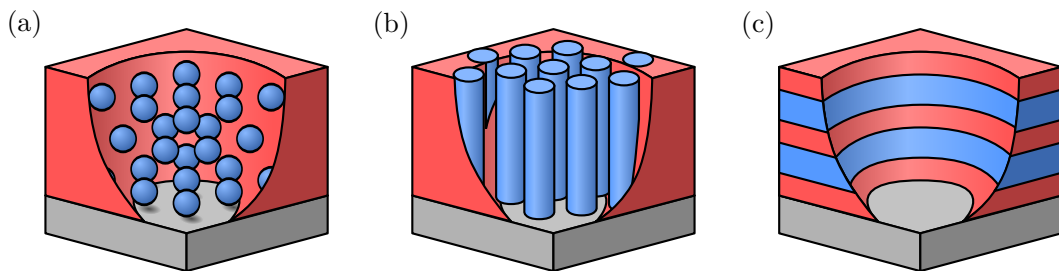


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der gebräuchlichen Anordnungen zweiphasiger Komposite: (a) Partikelkomposit (0-3), (b) Faserkomposit (1-3) und (c) Schichtkomposit (2-2) (nach [75]).

Abb. 2.5 (c) zeigt eine Anordnung aus zweidimensionalen (2D) Schichten, bei denen die Phasen nacheinander auf einem Substrat prozessiert werden. Wiederholtes Aufbringen führt dann zu sog. Multischichtkompositen. Diese sog. (2-2) Schichtkomposite werden häufig als ME-Sensoren verwendet, da zur Herstellung etablierte Dünnschichttechnologien genutzt werden können und die Komplexität der elektrischen Kontaktierung bzw. Isolation der einzelnen Phasen im Vergleich zu (0-3) und (1-3) Kompositen deutlich geringer ist. Die Polarisierung der PE-Schicht bzw. Magnetisierung der MS-Schicht kann dabei longitudinal oder transversal, bezogen auf die Schichtebene, eingepreßt werden. Abhängig von der Polarisationsrichtung und der Richtung der Magnetisierung werden durch deren Kombinationen vier Betriebsmodi unterschieden. Diese sind in Abb. 2.6 schematisch dargestellt. Von besonderem Interesse sind dabei der (L-T)-Modus für flächige Elektroden und der (L-L)-Modus für Interdigitalelektroden (ID-Elektroden). Im Vergleich zu diesen haben der (T-L)- und (T-T)-Modus den Nachteil sehr hoher Demagnetisierungsfaktoren durch die geringe Schichtdicke der MS-Schicht in Dünnschichtkompositen [2].

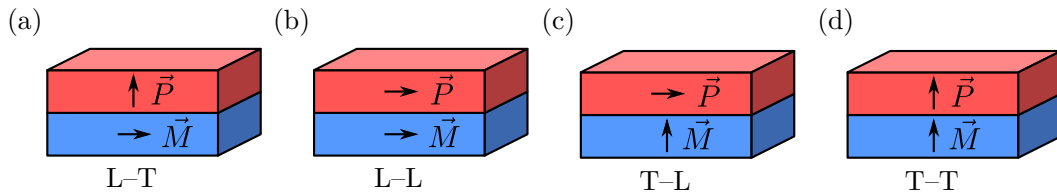


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Betriebsmodi von (2-2) Schichtkompositen. Diese sind (a) longitudinale Magnetisierung und transversale Polarisierung (L-T), (b) longitudinale Magnetisierung und longitudinale Polarisierung (L-L), (c) transversale Magnetisierung und longitudinale Polarisierung (T-L) und (d) transversale Magnetisierung und transversale Polarisierung (T-T) (nach [2]).

Weiter lassen sich bei ME-Sensoren grundsätzlich zwei Betriebsarten unterscheiden: *statisch* und *resonant*. Bei Zweischicht-ME-Sensoren aus PE- und MS-Schicht erzeugt ein sich zeitlich nicht änderndes Magnetfeld eine gleichmäßige Dehnung in der MS-Schicht und führt dadurch schließlich zu einer Biegung des ME-Sensors, bei der sich ein konstanter Biegeradius einstellt. Die Auslenkungen, und damit auch die ME-Koeffizienten, sind im statischen Betrieb im Vergleich zum resonanten Betrieb deutlich geringer. Ein Magnetfeld mit der Frequenz der mechanischen Grundfrequenz des ME-Sensors  $H_{AC}$  versetzt diesen in Schwingung, wodurch eine deutliche Überhöhung des ME-Koeffizienten feststellbar ist [4]. Damit der ME-Effekt dabei möglichst groß ist bedarf es eines sog. magnetisches Bias-Feldes  $H_{Bias}$  [87]. Wie in Abb. 2.7 schematisch dargestellt wird  $H_{Bias}$  so gewählt, dass sich der Arbeitspunkt in den Wendepunkt der Magnetostruktionskurve verschiebt. Dort ist die Ableitung der Magnetostruktionskurve nach der magnetischen Feldstärke bzw. der piezomagnetische Spannungskoeffizient  $d_m$  maximal, wodurch die größtmögliche Dehnung von der MS-Schicht auf die PE-Schicht übertragen wird. Dadurch führen auch kleine magnetische Wechselfelder  $H_{AC}$  zu größtmögliche elektrische Wechselfelder in der PE-Schicht und damit auch zu maximalen ME-Spannungen bzw. ME-Koeffizienten. Ohne magnetisches Bias-Feld würde der ME-Effekt verschwinden und es kommt zur Frequenzverdoppelung der Anregeschwingung [20]. Abb. 2.8 zeigt beispielhaft den gemessenen ME-Koeffizienten

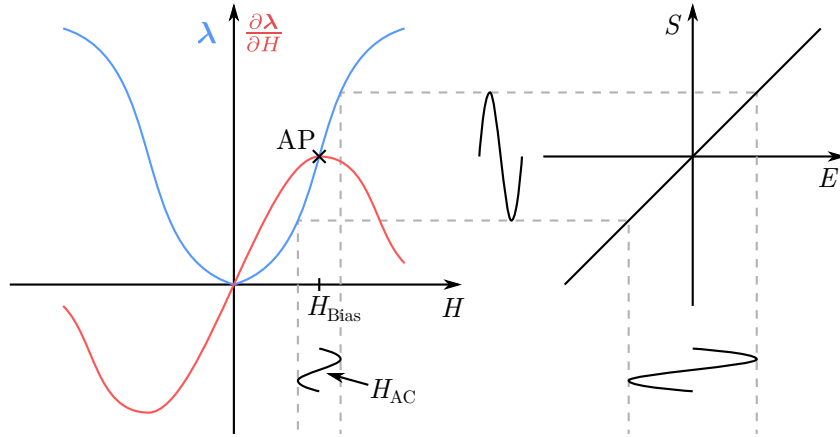


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des ME-Effekts in Kompositen. Der Arbeitspunkt (AP) wird durch das konstante magnetische Bias-Feld  $H_{\text{Bias}}$  in den Wendepunkt der Magnetostruktionskurve geschoben um ein maximales  $E$ -Feld, durch den maximalen Dehnungsübertrag von der MS- auf die PE-Schicht, zu erzeugen ([87]).

eines von Christine Kirchhof (Arbeitsgruppe für Anorganische Funktionsmaterialien) im Rahmen des SFB 855 hergestellten ME-Sensors als Funktion der Frequenz des äußeren Magnetfeldes  $H_{\text{AC}}$  und optimalem magnetischen Bias-Feld [88]. Die Verstärkung des ME-Effekts beim Betrieb in Resonanz ist deutlich zu erkennen und wurde vielfach experimentell nachgewiesen [44, 89–91].

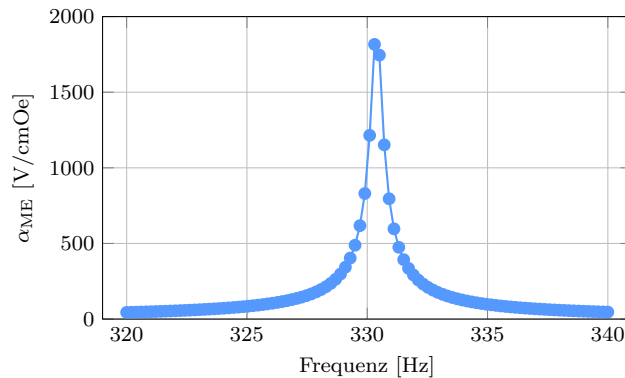


Abbildung 2.8: Messung des ME-Koeffizienten in Abhängigkeit der Frequenz des magnetischen Feldes eines ME-Sensors mit einer Resonanzfrequenz von  $f_0 = 330$  Hz [88].

Außerdem ist für die Höhe der Amplitude, und damit die Signalstärke im resonanten Betrieb, der Qualitätsfaktor  $Q$  (Q-Faktor), als Maß der Dämpfung des Schwingungssystems, entscheidend. Dieser setzt sich aus den verschiedenen einzelnen Q-Faktoren unabhängiger Verlustmechanismen des Sensorsystems zusammen [92]:

$$Q = \left( Q_1^{-1} + Q_2^{-1} + \dots + Q_n^{-1} \right)^{-1}. \quad (2.9)$$

Unter atmosphärischem Druck wird der Q-Faktor durch die viskoelastische und molekulare Dämpfung der umgebenden Luft limitiert. Durch Vakuumverkapselung lassen sich ME-Sensoren mit deutlich höheren Q-Faktoren herstellen [93]. Neben diesen extrinsischen

gibt es eine Vielzahl intrinsischer Verlustmechanismen wie thermoelastische Dämpfung, innere Reibungs-, Oberflächen- und elektrische Verluste, die den Q-Faktor darüber hinaus limitieren [94].

Auch die aus praktischer Sicht notwendige Klemmung der Sensoren führt zu Verlusten. Einfach zu realisierende und übliche Klemmungsarten sind ein- und zweiseitig eingespannte ME-Sensoren. Die Eigenschwingungsformen in  $z$ -Richtung für einseitig geklemmte ME-Sensoren sind in Abb. 2.9 (a) und für zweiseitig geklemmte in Abb. 2.9 (b) dargestellt.

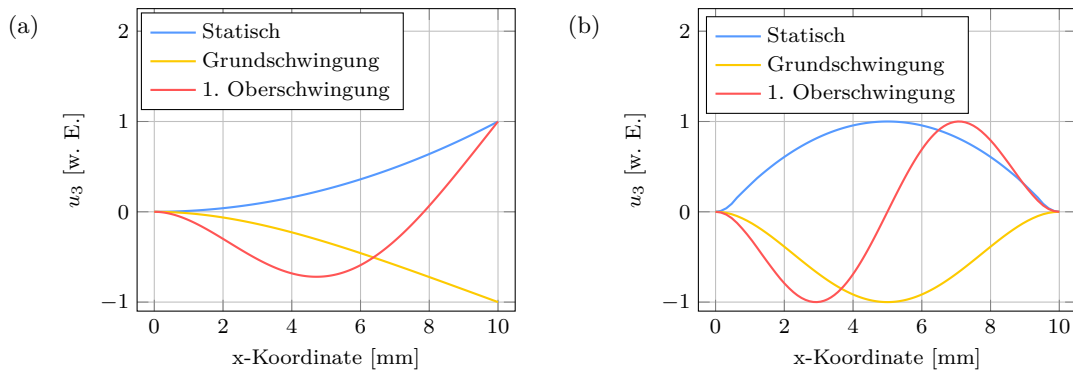


Abbildung 2.9: Normierte Auslenkung in  $z$ -Richtung von (a) einseitig und (b) beidseitig geklemmten ME-Sensoren als Funktion der  $x$ -Koordinate im statischen und resonanten Betrieb (Grundschiwingung und 1. Oberschwingung).

Wie bereits erwähnt, stellt sich im statischen Betrieb ein konstanter Biegeradius ein. Beim resonanten Betrieb in der Grundschiwingung ist der Biegeradius an der Klemmung am kleinsten. Bei einseitiger Klemmung entsteht dann keine Verbiegung mehr am freien Ende des ME-Sensors, wohingegen sich bei zweiseitiger Klemmung die Biegerichtung in der Mitte des ME-Sensors ändert. Durch die direkte Kopplung zur PE-Schicht ist die Wahl der Elektrodenlänge und -position für eine maximale ME-Spannung entscheidend, da durch die Änderung der Biegeradien lokal unterschiedliche Spannungen und durch die Änderung der Biegerichtung auch noch Spannungen mit lokal unterschiedlichen Vorzeichen induziert werden. Ab der 1. Oberschwingung treten Knoten in den Biegelinien auf, in denen es keine Auslenkung gibt. Neben dem Schwingungsverhalten hat die Art der Klemmung auch Einfluss auf die mechanische Resonanzfrequenz des Systems [95]. In dieser Arbeit werden ausschließlich einseitig geklemmte ME-Sensoren sowie deren statischer und resonanter Betrieb in der Grundschiwingung betrachtet.

## 2.2 Lineare Stoffgesetze

Neben den piezoelektrischen und magnetostriktiven sind die mechanischen Materialeigenschaften von entscheidender Bedeutung für das ME-Sensorverhalten. Mit Hilfe der linearen Elastizitätstheorie lassen sich die Verformungen von Materialien, und die damit verbundenen Belastungen unter Einwirkung von Kräften, mathematisch beschreiben. Dabei wird stets von kleinen Verzerrungen und linear elastischem Materialverhalten als Randbedingung ausgegangen. Wird z. B. eine Materialprobe in einem Zugversuch durch einachsigen

Zug belastet, lässt sich ein Spannungs-Dehnungs-Diagramm, wie in Abb. 2.10 schematisch dargestellt, erstellen. Unterhalb der Proportionalitätsgrenze  $T_P$  ist der Zusammenhang

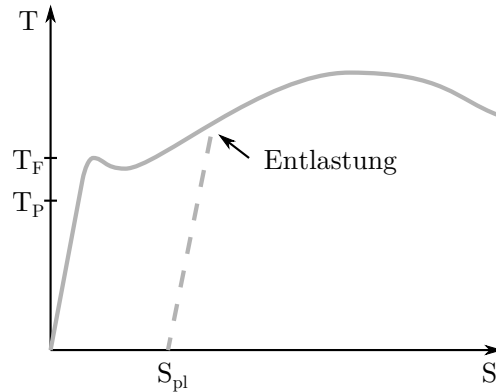


Abbildung 2.10: *Schematische Darstellung des Spannungs-Dehnungs-Diagramms eines einachsigen Zugversuchs (nach [96]).*

zwischen der Spannung  $T$  und der Dehnung  $S$  proportional und es treten nur kleine Verzerrungen auf. Beim Wegfall der Spannung kehrt das Material in seinen ursprünglichen Verzerrungszustand zurück, wobei Be- und Entlastungskurven direkt aufeinander fallen. Wird jedoch die Fließspannung  $T_F$  überschritten, bleibt beim Wegfall der Spannung eine plastische Verzerrung  $S_{pl}$  erhalten. Dieses Materialverhalten wird dann entsprechend als plastisch bezeichnet [96].

### 2.2.1 Modellierung elastischer Materialien

Bei linear elastischem Materialverhalten gilt also zwischen den Kraftgrößen und den kinematischen Größen, Spannung und Verzerrung, der lineare Zusammenhang

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}\mathbf{S}, \quad (2.10)$$

welcher auch als Hookesches Gesetz bekannt ist. Allgemein handelt es sich bei Gl. (2.10) um eine Tensorgleichung mit der Spannung  $\mathbf{T}$  und der Verzerrung  $\mathbf{S}$  als Tensoren zweiter Ordnung und der Elastizität  $\mathbf{c}$  entsprechend als Tensor vierter Ordnung. Die Werte der einzelnen Tensorelemente der Elastizität lassen sich experimentell ermitteln und sind maßgeblich vom Material abhängig. Mit der Nachgiebigkeit

$$\mathbf{s} = \mathbf{c}^{-1}. \quad (2.11)$$

kann Gl. (2.10) auch wie folgt dargestellt werden:

$$\mathbf{S} = \mathbf{s}\mathbf{T}, \quad (2.12)$$

Dabei lässt sich der Spannungszustand in einem Punkt  $P$  durch drei Spannungsvektoren vollständig beschreiben. In Abb. 2.11 sind die einzelnen Komponenten der Spannungsvektoren für einen infinitesimalen Quader im Punkt  $P$  dargestellt. Es ergeben sich die drei Normalspannungen ( $T_{11}$ ,  $T_{22}$ ,  $T_{33}$ ) und sechs Schubspannungen ( $T_{12}$ ,  $T_{13}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{23}$ ,  $T_{31}$ ,

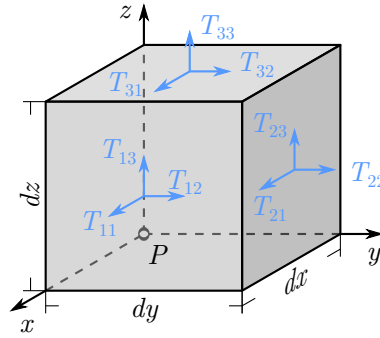


Abbildung 2.11: Spannungszustand eines infinitesimalen Quaders im Punkt P (nach [97]).

$T_{32}$ ), wobei gezeigt werden kann, dass nicht alle Schubspannungen unabhängig voneinander sind. Mit  $T_{12} = T_{21}$ ,  $T_{13} = T_{31}$  und  $T_{23} = T_{32}$  ergibt sich die folgende symmetrische und vereinfachte Anordnung der einzelnen Tensorkomponenten:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{12} & T_{22} & T_{23} \\ T_{13} & T_{23} & T_{33} \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Abb. 2.12 zeigt den geometrischen Einfluss der Verzerrung auf einen infinitesimalen Quader im Punkt P. Der Verzerrungszustand lässt sich durch drei Dehnungskomponenten

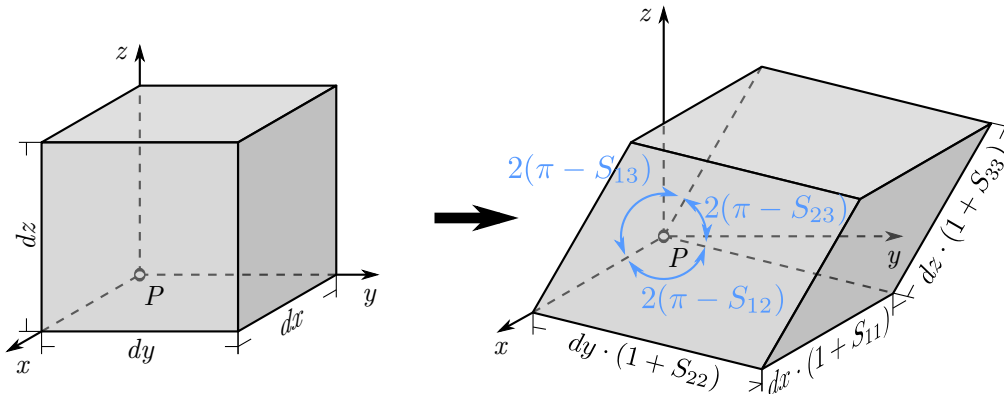


Abbildung 2.12: Verzerrungszustand eines infinitesimalen Quaders im Punkt P (nach [98]).

$(S_{11}, S_{22}, S_{33})$  und sechs Gleitungscomponenten  $(S_{12}, S_{13}, S_{21}, S_{23}, S_{31}, S_{32})$  vollständig beschreiben. Analog zu den Schubspannungen kann gezeigt werden, dass nicht alle Gleitungscomponenten unabhängig voneinander sind. Es ergibt sich mit  $S_{12} = S_{21}$ ,  $S_{13} = S_{31}$  und  $S_{23} = S_{32}$  die folgende symmetrische Anordnung der einzelnen Tensorkomponenten:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} \\ S_{13} & S_{23} & S_{33} \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Durch die Symmetrie der Spannungs- und Verzerrungstensoren lassen sich diese mit Hilfe der Voigtschen Notation zweckmäßiger darstellen. Die Spannungs- und Verzerrungstenso-



ren zweiter Ordnung lassen sich zu  $1 \times 6$ -Spaltenvektoren und die Elastizitäts- bzw. Nachgiebigkeitstensoren vierter Ordnung zu  $6 \times 6$ -Matrizen zusammenfassen. Gl. (2.10) lässt sich damit in der folgenden Form darstellen:

$$\begin{pmatrix} T_{11} \\ T_{22} \\ T_{33} \\ T_{23} \\ T_{13} \\ T_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_{11} \\ S_{22} \\ S_{33} \\ 2 \cdot S_{23} \\ 2 \cdot S_{13} \\ 2 \cdot S_{12} \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Der Faktor 2 der Elemente  $S_{23}$ ,  $S_{13}$  und  $S_{12}$  berücksichtigt dabei die doppelte Anzahl von Gleitungskomponenten im Vergleich zu Dehnungskomponenten [99, 100]. Für die Modellierung von z. B. Substratmaterialien, die keinerlei piezoelektrische oder piezomagnetische Eigenschaften besitzen, sind rein elastische Materialeigenschaften ausreichend. Materialparameter für Silizium (Si), welches in dieser Arbeit als Substratmaterial verwendet wird, sind im Anhang B.1 gegeben.

## 2.2.2 Modellierung piezoelektrischer Materialien

Durch die Kombination der piezoelektrischen Materialeigenschaften aus Kapitel 2.1.1 mit den elastischen Materialeigenschaften aus Kapitel 2.2.1 ergeben sich Materialgesetze, um das mechanische und elektrische Verhalten piezoelektrischer Materialien zu modellieren. Gl. (2.4) ergibt zusammen mit Gl. (2.12) die erste Materialgleichung für den direkten piezoelektrischen Effekt in Gl. (2.16a). Die zweite Materialgleichung in Gl. (2.16a) für den inversen piezoelektrischen Effekt ergibt sich aus den piezoelektrischen Materialeigenschaften in Gl. (2.3) und dem Zusammenhang zwischen den elektrischen Feldgrößen  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  mit  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ , wobei  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante und  $\epsilon_r$  die relative Permittivität ist. Dabei sind die mechanische Spannung  $\mathbf{T}$  und die elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  die unabhängigen Variablen in [82, 101]:

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \mathbf{s}^E \mathbf{T} + \mathbf{d}^t \vec{E}, \\ \vec{D} &= \mathbf{d} \mathbf{T} + \epsilon^T \vec{E}. \end{aligned} \quad (2.16a)$$

Analog kann der Zusammenhang aus Gl. (2.16a) mit der Verzerrung  $\mathbf{S}$  und der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  als unabhängige Variablen durch

$$\begin{aligned} \mathbf{T} &= \mathbf{c}^E \mathbf{S} - \mathbf{e}^t \vec{E}, \\ \vec{D} &= \mathbf{e} \mathbf{S} + \epsilon^S \vec{E}, \end{aligned} \quad (2.16b)$$

der mechanischen Spannung  $\mathbf{T}$  und der elektrischen Flussdichte  $\vec{D}$  als unabhängige Variablen durch

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \mathbf{s}^D \mathbf{T} + \mathbf{g}^t \vec{D}, \\ \vec{E} &= -\mathbf{g} \mathbf{T} + \beta^T \vec{D}, \end{aligned} \quad (2.16c)$$

oder der Verzerrung  $\mathbf{S}$  und der elektrischen Flussdichte  $\vec{D}$  als unabhängige Variablen durch

$$\begin{aligned}\mathbf{T} &= \mathbf{c}^D \mathbf{S} - \mathbf{h}^t \vec{D}, \\ \vec{E} &= -\mathbf{h} \mathbf{S} + \beta^S \vec{D},\end{aligned}\tag{2.16d}$$

dargestellt werden. Die entsprechenden Definitionen zur Umrechnung der Materialparameter sind in Anhang A.1 gegeben. Die daraus resultierenden verschiedenen piezoelektrischen Konstanten lassen sich in Verzerrungskonstanten  $\mathbf{d}$  und  $\mathbf{g}$  sowie Spannungskonstanten  $\mathbf{e}$  und  $\mathbf{h}$  unterteilen, für die gilt [102–104]:

$$\mathbf{d} = \left( \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \vec{E}} \right)^T = \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial \mathbf{T}} \right)^E, \tag{2.17a}$$

$$\mathbf{e} = \left( -\frac{\partial \mathbf{T}}{\partial \vec{E}} \right)^S = \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial \mathbf{S}} \right)^E, \tag{2.17b}$$

$$\mathbf{g} = \left( \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \vec{D}} \right)^T = \left( -\frac{\partial \vec{E}}{\partial \mathbf{T}} \right)^D, \tag{2.17c}$$

$$\mathbf{h} = \left( -\frac{\partial \mathbf{T}}{\partial \vec{D}} \right)^S = \left( -\frac{\partial \vec{E}}{\partial \mathbf{S}} \right)^D. \tag{2.17d}$$

Ein hochgestelltes  $E$  kennzeichnet eine konstante elektrische Feldstärke und ein hochgestelltes  $D$  eine konstante elektrische Flussdichte als Randbedingung. Analog kennzeichnet ein hochgestelltes  $S$  eine konstante Verzerrung und ein hochgestelltes  $T$  eine konstante mechanische Spannung als Randbedingung. In dieser Arbeit wird zur Beschreibung piezoelektrischer Materialien ausschließlich Gl. (2.16b) mit dem piezoelektrischen Koeffizienten nach Gl. (2.17b) genutzt. Auch für die piezoelektrischen Konstanten als Tensoren dritter Ordnung lässt sich die Voigtsche-Notation nutzen, um z. B. den piezoelektrischen Koeffizienten aus Gl. (2.17b) als  $3 \times 6$ -Matrix der Form:

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} e_{11} & e_{12} & e_{13} & e_{14} & e_{15} & e_{16} \\ e_{21} & e_{22} & e_{23} & e_{24} & e_{25} & e_{26} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} & e_{34} & e_{35} & e_{36} \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

darzustellen [99, 100]. In dieser Arbeit werden als piezoelektrische Materialien Aluminiumnitrid (AlN) und Bleizirkonattitanat (PZT) verwendet. Die entsprechenden Materialparameter und weitere Materialeigenschaften sind im Anhang B.2 und Anhang B.3 zu finden.

### 2.2.3 Modellierung piezomagnetischer Materialien

Analog zur Beschreibung piezoelektrischer Materialien ergeben sich durch die Kombination piezomagnetischer Materialeigenschaften aus Kapitel 2.1.2 mit den elastischen Materialeigenschaften aus Kapitel 2.2.1 Materialgesetze, um das mechanische und magnetische Verhalten piezomagnetischer Materialien zu modellieren. Gl. (2.7) ergibt zusammen mit Gl. (2.12) die erste Materialgleichung für die Magnetostriktion in Gl. (2.19a). Die zweite Materialgleichung in Gl. (2.19a) für die inverse Magnetostriktion bzw. Magnetoelastizität

---

ergibt sich aus den magnetostriktiven Materialeigenschaften in Gl. (2.8) und dem Zusammenhang zwischen den magnetischen Feldgrößen  $\vec{B} = \boldsymbol{\mu}\vec{H}$  mit  $\boldsymbol{\mu} = \mu_0\boldsymbol{\mu}_r$ , wobei  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante und  $\boldsymbol{\mu}_r$  die relative Permeabilität ist. Dabei sind die mechanische Spannung  $\mathbf{T}$  und die magnetische Feldstärke  $\vec{H}$  die unabhängigen Variablen in [102]:

$$\begin{aligned}\mathbf{S} &= \mathbf{s}^H\mathbf{T} + \mathbf{d}_m^t\vec{H}, \\ \vec{B} &= \mathbf{d}_m\mathbf{T} + \boldsymbol{\mu}^T\vec{H}.\end{aligned}\tag{2.19a}$$

Der Zusammenhang aus Gl. (2.19a) kann mit der Verzerrung  $\mathbf{S}$  und der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  als unabhängige Variablen durch

$$\begin{aligned}\mathbf{T} &= \mathbf{c}^H\mathbf{S} - \mathbf{e}_m^t\vec{H}, \\ \vec{B} &= \mathbf{e}_m\mathbf{S} + \boldsymbol{\mu}^S\vec{H},\end{aligned}\tag{2.19b}$$

der mechanischen Spannung  $\mathbf{T}$  und magnetischen Flussdichte  $\vec{B}$  als unabhängige Variablen durch

$$\begin{aligned}\mathbf{S} &= \mathbf{s}^B\mathbf{T} + \mathbf{g}_m^t\vec{B}, \\ \vec{H} &= -\mathbf{g}_m\mathbf{T} + \boldsymbol{\gamma}^T\vec{B},\end{aligned}\tag{2.19c}$$

oder der Verzerrung  $\mathbf{S}$  und magnetischen Flussdichte  $\vec{B}$  als unabhängige Variablen durch

$$\begin{aligned}\mathbf{T} &= \mathbf{c}^B\mathbf{S} - \mathbf{h}_m^t\vec{B}, \\ \vec{H} &= -\mathbf{h}_m\mathbf{S} + \boldsymbol{\gamma}^S\vec{B},\end{aligned}\tag{2.19d}$$

dargestellt werden. Die entsprechenden Definitionen zur Umrechnung der Materialparameter sind in Anhang A.2 gegeben. Die verschiedenen piezomagnetischen Konstanten lassen sich in Verzerrungskonstanten  $\mathbf{d}_m$  und  $\mathbf{g}_m$  sowie Spannungskonstanten  $\mathbf{e}_m$  und  $\mathbf{h}_m$  unterteilen, für die gilt [102]:

$$\mathbf{d}_m = \left(\frac{\partial\mathbf{S}}{\partial\vec{H}}\right)^T = \left(\frac{\partial\vec{B}}{\partial\mathbf{T}}\right)^H,\tag{2.20a}$$

$$\mathbf{e}_m = \left(-\frac{\partial\mathbf{T}}{\partial\vec{H}}\right)^S = \left(\frac{\partial\vec{B}}{\partial\mathbf{S}}\right)^H,\tag{2.20b}$$

$$\mathbf{g}_m = \left(\frac{\partial\mathbf{S}}{\partial\vec{B}}\right)^T = \left(-\frac{\partial\vec{H}}{\partial\mathbf{T}}\right)^B,\tag{2.20c}$$

$$\mathbf{h}_m = \left(-\frac{\partial\mathbf{T}}{\partial\vec{B}}\right)^S = \left(-\frac{\partial\vec{H}}{\partial\mathbf{S}}\right)^B.\tag{2.20d}$$

Ein hochgestelltes  $H$  kennzeichnet eine konstante magnetische Feldstärke und ein hochgestelltes  $B$  eine konstante magnetische Flussdichte als Randbedingung. Analog kennzeichnet ein hochgestelltes  $S$  eine konstante Verzerrung und ein hochgestelltes  $T$  eine konstante mechanische Spannung als Randbedingung. In dieser Arbeit wird zur Beschreibung piezomagnetischer Materialien ausschließlich Gl. (2.19b) mit dem piezomagnetischen Koeffizienten nach Gl. (2.20b) genutzt. Auch für die Elemente der piezomagnetischen Koeffizienten als

---

Tensoren dritter Ordnung lässt sich die Voigtsche-Notation nutzen. Damit lassen sich z.B. die piezomagnetischen Koeffizienten aus Gl. (2.20b) als  $3 \times 6$ -Matrix der Form:

$$\mathbf{e}_m = \begin{pmatrix} e_{m11} & e_{m12} & e_{m13} & e_{m14} & e_{m15} & e_{m16} \\ e_{m21} & e_{m22} & e_{m23} & e_{m24} & e_{m25} & e_{m26} \\ e_{m31} & e_{m32} & e_{m33} & e_{m34} & e_{m35} & e_{m36} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

darstellen [99]. In dieser Arbeit werden als piezomagnetische Materialien Metglas (MG) und Terfenol-D (TD) verwendet. Die entsprechenden Materialparameter und weitere Materialeigenschaften sind im Anhang B.4 und Anhang B.5 zu finden.

## 2.3 Finite-Elemente-Methode

Die Finite-Elemente-Methode (FEM) ist ein universelles Werkzeug zur Lösung partieller Differentialgleichungen (DGL). Diese Differentialgleichungen ergeben sich aus verschiedensten Problemstellungen der mathematischen Physik und umfassen u. a. Diffusion, Strömungsmechanik, statische und dynamische Strukturmechanik sowie stationäre und instationäre elektromagnetische Felder und Wellen. Die Geometrie zur Beschreibung des Gebietes wird in endlich große (finite) Teilgebiete zerlegt (diskretisiert) und die resultierende Zerlegung als Netz (engl. Mesh) bezeichnet. Zusammen mit den Materialeigenschaften, Rand- und Anfangsbedingungen, ergibt sich je nach Art der physikalischen Gleichungen, ein lineares oder nichtlineares Gleichungssystem, welches durch numerische Verfahren, wie dem Newton-Verfahren, gelöst wird. Die Genauigkeit dieser numerischen Lösung hängt dabei maßgeblich von der Geometriediskretisierung bzw. der Anzahl von Netzelementen, und damit von der Größe des Gleichungssystems, ab. Neben Programmen, die sich auf das Aufstellen und Lösen der Gleichungssysteme beschränken, existiert eine Vielzahl von kommerziellen Programmen mit erweitertem Funktionsumfang, um deren Anwendung zu erleichtern. Beispielsweise gibt es vorgefertigte Module, die einzelne physikalische Problemstellungen behandeln und die miteinander kombiniert werden können. Geometrien lassen sich direkt definieren oder über entsprechende Schnittstellen aus CAD-Programmen importieren und umfassende Bibliotheken mit Materialparametern stehen zur Verfügung [105–108].

In dieser Arbeit wird COMSOL Multiphysics von Comsol Inc. [71] verwendet um die Geometrie der ME-Sensoren zu erstellen und zu diskretisieren, Randbedingungen zu definieren und das Gleichungssystem aufzustellen und zu lösen. Die zugrunde liegende Physik mit den Stoffgesetzen aus Kapitel 2.2 wird mit Hilfe von partiellen Differentialgleichungen umgesetzt, ohne auf vorgefertigte Module zurückzugreifen. Die Simulationen lassen sich mittels LiveLink durch MATLAB von The MathWorks Inc. [109] steuern, wodurch sich Parametervariation automatisiert umsetzen lassen. Durch LiveLink ist auch der Zugriff auf die einzelnen Simulationsergebnisse aus COMSOL möglich, die abschließend in MATLAB im Postprocessing aufbereitet werden.

## 2.4 Rauschquellen

Neben dem ME-Koeffizienten, bzw. der Signalstärke, ist das Rauschverhalten von entscheidender Bedeutung, wenn ME-Komposite als Sensoren zur Messung biomagnetischer Felder genutzt werden sollen [110, 111]. Zur Auslegung des ME-Sensordesigns ist es erforderlich, dass das Rauschverhalten des Gesamtsystems bestehend aus ME-Sensor und Vorverstärker betrachtet wird. Zwei unterschiedliche Verstärkertypen kommen dafür infrage: Spannungs- und Ladungsverstärker [73]. Deren Aufbau mit dem rauscharmen Operationsverstärker AD745 von Analog Devices sowie die Erstellung der äquivalenten Ersatzschaltbilder wurde von Robert Jahns (Arbeitsgruppe für Hochfrequenztechnik) im Rahmen des SFB 855 durchgeführt [88].

### 2.4.1 Spannungsverstärker

Für einen ME-Sensor mit Spannungsverstärker ergibt sich das in Abb. 2.13 dargestellte Ersatzschaltbild nach [74]. Die gesamte Rauschspannungsdichte am Ausgang des Spannungs-

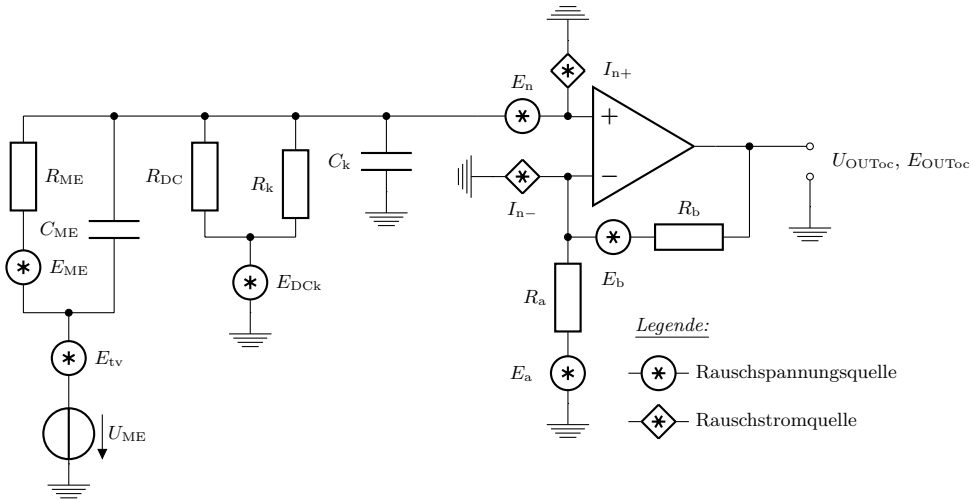


Abbildung 2.13: Ersatzschaltbild inklusive Rauschquellen des ME-Sensors mit angeschlossenem Spannungsverstärker (nach [74]).

verstärkers  $E_{OUToc}$  setzt sich aus den Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen  $E_{ov}$  wie folgt zusammen:

$$E_{OUToc}^2 = E_{ovE_{ME}}^2 + E_{ovE_{DcK}}^2 + E_{ovE_n}^2 + E_{ovI_n}^2 + E_{ovE_a}^2 + E_{ovE_b}^2. \quad (2.22)$$

$E_{ov}$  beschreibt dabei die resultierende Rauschspannungsdichte am Ausgang des Spannungsverstärkers, die durch die jeweilige Rauschquelle am Verstärkereingang verursacht wird. Berücksichtigt werden die Johnson-Nyquist Rauschquellen  $E_{ME}$  des ME-Sensors selbst,  $E_{DcK}$  der Zuleitung und Bias-Spannung-Kompensierung sowie  $E_a$  und  $E_b$  der Beschaltung des Spannungsverstärkers. Das Spannungs- und Stromrauschen des Verstärkers wird durch die entsprechenden Rauschquellen  $E_n$ ,  $I_{n+}$  und  $I_{n-}$  berücksichtigt. Die Berechnung der einzelnen Terme ist in Anhang A.3.1 ausführlich beschrieben. Der Verstärkungs-

faktor  $G_{oc}$  zwischen der Leerlauf-Spannung des ME-Sensors  $U_{ME}$  und der Ausgangsspannung des Spannungsverstärkers  $U_{OUToc}$  lässt sich mit den Widerständen  $R_a$  und  $R_b$  über den Zusammenhang

$$G_{oc} = \frac{U_{OUToc}}{U_{ME}} \approx 1 + \frac{R_b}{R_a} \quad (2.23)$$

einstellen. Die Vereinfachung gilt für den Fall, dass die Sensorkapazität viel größer ist als die Kabelkapazität. Diese, durch den Verstärker bedingte Konfiguration des ME-Sensors, wird im Folgenden auch als Leerlauf-Betrieb bezeichnet. Analog zu Gl. (2.1) lässt sich entsprechend der Leerlauf-ME-Koeffizient für ME-Sensoren im (L-T)-Modus, normiert auf die Dicken der magnetostriktiven ( $d_{MS}$ ) und piezoelektrischen ( $d_{PE}$ ) Schichten, definieren als

$$\alpha_{MEoc} = \frac{1}{d_{MS} + d_{PE}} \frac{\partial U_{ME}}{\partial H_1}. \quad (2.24)$$

Zusammen mit dem Qualitätsfaktor  $Q$  und der magnetischen Feldstärke des Anregungs- bzw. Messsignals  $H_{AC}$  lässt sich die Spannung am Ausgang des Spannungsverstärkers mit

$$U_{OUToc} = G_{oc} Q H_{AC} (d_{MS} + d_{PE}) \alpha_{MEoc} \quad (2.25)$$

berechnen. Damit lassen sich das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) für den Spannungsverstärker  $SNR_{oc}$  sowie das Detektionslimit  $LOD_{oc}$  definieren als:

$$SNR_{oc} = \frac{U_{OUToc}}{E_{OUToc} \sqrt{\Delta f}}, \quad (2.26)$$

$$LOD_{oc} = \frac{H_{AC} E_{OUToc} \sqrt{\Delta f}}{U_{OUToc}}. \quad (2.27)$$

Dabei wird eine Rauschbandbreite von  $\Delta f = 1 \text{ Hz}$  angenommen. Informationen zu dem verwendeten Spannungsverstärker und dessen Verhalten sowie eine ausführliche Berechnung der einzelnen Rauschquellenterme ist in [74] zu finden.

### 2.4.2 Ladungsverstärker

Für einen ME-Sensor mit Ladungsverstärker ergibt sich das in Abb. 2.14 dargestellte Ersatzschaltbild nach [74]. Die gesamte Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers  $E_{OUTsc}$  setzt sich aus den Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen  $E_{oc}$  wie folgt zusammen:

$$E_{OUTsc}^2 = E_{ocE_{ME}}^2 + E_{ocE_k}^2 + E_{ocE_n}^2 + E_{ocI_{n-}}^2 + E_{ocE_f}^2. \quad (2.28)$$

$E_{oc}$  beschreibt dabei die resultierende Rauschspannungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers, die durch die jeweilige Rauschquelle am Verstärkereingang verursacht wird. Berücksichtigt werden die Johnson-Nyquist Rauschquellen  $E_{ME}$  des ME-Sensors selbst,  $E_k$  der Leitung zwischen ME-Sensor und Verstärker sowie  $E_f$  als Rückkopplung des Ladungsverstärkers. Das Spannungs- und Stromrauschen des Verstärkers wird durch die entsprechenden Rauschquellen  $E_n$ ,  $I_{n+}$  und  $I_{n-}$  berücksichtigt. Die Berechnung der einzelnen Terme ist in Anhang A.3.2 ausführlich beschrieben. Der Verstärkungsfaktor  $G_c$  des

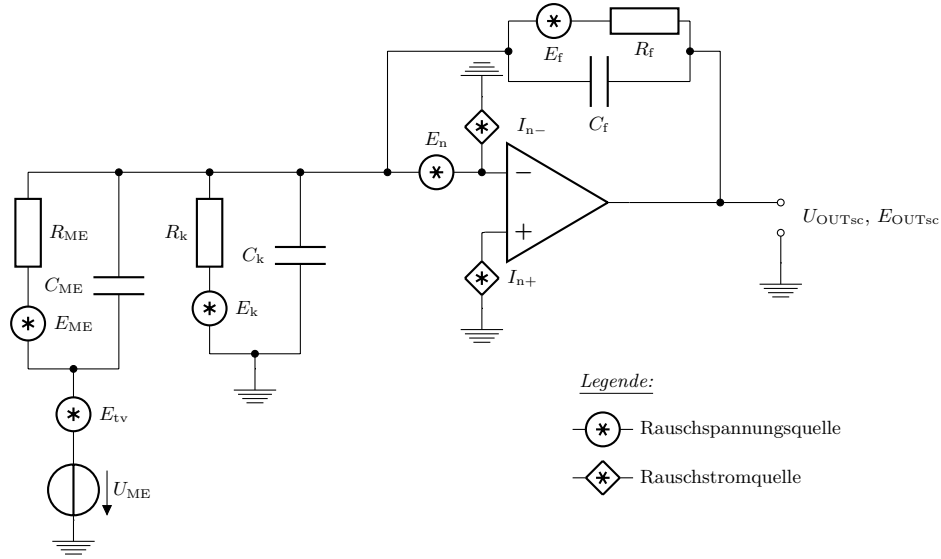


Abbildung 2.14: Ersatzschaltbild inklusive Rauschquellen des ME-Sensors mit angeschlossenem Ladungsverstärker (nach [74]).

Ladungsverstärkers lässt sich mit der ME-Sensorkapazität  $C_{ME}$  und der Rückkopplungskapazität  $C_f$  über den Zusammenhang

$$G_{sc} = \frac{U_{OUTsc}}{U_{ME}} \approx \frac{C_{ME}}{C_f} \quad (2.29)$$

einstellen. Im Gegensatz zum Spannungsverstärker wird der ME-Koeffizient beim Ladungsverstärker nicht über das elektrische Feld definiert, da die Elektroden durch die virtuelle Masse kurzgeschlossen sind und somit das gleiche elektrische Potential besitzen. Diese, durch den Verstärker bedingte Konfiguration des ME-Sensors, wird im Folgenden auch als Kurzschluss-Betrieb bezeichnet. Der Kurzschluss-ME-Koeffizient für ME-Sensoren im (L-T)-Modus, normiert auf die Dicken der magnetostriktiven und piezoelektrischen Schichten, wird deshalb über die erzeugten el. Ladungen  $q_{ME}$  definiert als

$$\alpha_{MEsc} = \frac{1}{d_{MS} + d_{PE}} \frac{\partial q_{ME}}{\partial H_1}. \quad (2.30)$$

Zusammen mit dem Qualitätsfaktor  $Q$  und der magnetischen Feldstärke des Anregungs- bzw. Messsignals  $H_{AC}$  lässt sich die Spannung am Ausgang des Ladungsverstärkers mit

$$U_{OUTsc} = G_{sc} Q H_{AC} (d_{MS} + d_{PE}) \frac{\alpha_{MEsc}}{C_f} \quad (2.31)$$

berechnen. Damit lassen sich das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) für den Ladungsverstärker  $SNR_{sc}$  sowie das Detektionslimit  $LOD_{sc}$  definieren als:

$$SNR_{sc} = \frac{U_{OUTsc}}{E_{OUTsc} \sqrt{\Delta f}}, \quad (2.32)$$

$$LOD_{sc} = \frac{H_{AC} E_{OUTsc} \sqrt{\Delta f}}{U_{OUTsc}}. \quad (2.33)$$

Dabei wird eine Rauschbandbreite von  $\Delta f = 1 \text{ Hz}$  angenommen. Weitere Informationen zu dem verwendeten Ladungsverstärker und dessen Verhalten sowie eine ausführliche Berechnung der einzelnen Rauschquellenterme ist in [74] zu finden.





---

# Kapitel 3

## FEM-Formulierung

---

### Übersicht

*Im folgenden Kapitel werden die Formulierungen der genutzten Finite-Elemente-Methode zur Modellierung von ME-Sensoren und deren Erweiterung auf die Sensorumgebung beschrieben und diskutiert. Durch Dimensionsreduktion werden daraus zweidimensionale Formulierungen zur Simulation von ME-Sensoren entwickelt, deren Validierung, Vorteile sowie Grenzen anschließend erläutert werden. Dazu werden anhand einfacher Beispielgeometrien Ergebnisse aus den einzelnen Sensormodellen miteinander verglichen. Abschließend wird erklärt, welche Schritte im Postprocessing erfolgen, um aus den Ergebnissen der FEM-Modelle die für ME-Sensoren relevanten Parameter im statischen und resonanten Betrieb zu berechnen.*

### 3.1 3D-ME-Sensormodell (3DME)

*Blackburn et al.* [69] haben eine FEM-Formulierung beschrieben und validiert, welche sich zur Simulation dreidimensionaler multiferroischer Systeme und damit auch ME-Sensoren eignet, die im Folgenden vorgestellt werden soll. Dabei werden die bereits bekannten Materialgesetze piezoelektrischer und magnetostriktiver Materialien aus Kapitel 2.2.2 und Kapitel 2.2.3 kombiniert und es ergeben sich die folgenden fundamentalen Materialgleichungen, welche für das gesamte betrachtete Lösungsgebiet gelten:

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}^{\text{EH}} \mathbf{S} - \mathbf{e}^t \vec{E} - \mathbf{e}_m^t \vec{H}, \quad (3.1)$$

$$\vec{D} = \mathbf{e} \mathbf{S} + \boldsymbol{\varepsilon}^S \vec{E}, \quad (3.2)$$

$$\vec{B} = \mathbf{e}_m \mathbf{S} + \boldsymbol{\mu}^S \vec{H}. \quad (3.3)$$

Hier sind  $\mathbf{c}^{\text{EH}}$ ,  $\mathbf{e}$ ,  $\mathbf{e}_m$ ,  $\boldsymbol{\varepsilon}^S$  und  $\boldsymbol{\mu}^S$  die Tensoren der Elastizität, der piezoelektrischen bzw. piezomagnetischen Spannungskonstanten, der Permittivität und der Permeabilität.  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{D}$  und  $\vec{B}$  sind die elektrische und magnetische Feldstärke sowie die elektrische und magnetische Flussdichte.  $\mathbf{T}$  und  $\mathbf{S}$  sind Tensoren der mechanischen Spannungen und Verzerrungen. Ein hochgestelltes  $t$  beschreibt die Transposition des jeweiligen Tensors. Da die fundamentalen Gleichungen in allen Gebieten gelten, gelingt die Definition piezoelektrischer und magnetostriktiver Phasen durch die jeweiligen piezoelektrischen bzw. piezomagnetischen Spannungskonstanten  $\mathbf{e}$  und  $\mathbf{e}_m$ . Mit  $\mathbf{e} \neq 0$  und  $\mathbf{e}_m = 0$  ergibt sich piezoelektrisches, mit  $\mathbf{e} = 0$  und  $\mathbf{e}_m \neq 0$  magnetostriktives und durch  $\mathbf{e} = 0$  und  $\mathbf{e}_m = 0$  rein elastisches Materialverhalten.

Die Differentialgleichungen zur Lösung des elektromagnetischen Teils des gekoppelten Problems lassen sich direkt aus den Maxwell-Gleichungen in differentieller Form herleiten [114]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (3.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_c, \quad (3.6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (3.7)$$

wobei  $\rho_c$  die Raumladungsdichte,  $\vec{J}$  die Stromdichte und  $\vec{\nabla} = \vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$  der Nabla-Operator im 3D-Fall ist. Außerdem wird harmonische Zeitabhängigkeit vorausgesetzt, so dass stationäre Zustände von Wechselgrößen durch Phasoren der Form:

$$f(t) = \text{Re}(f e^{j\omega t}) \quad (3.8)$$

beschrieben werden können. Dadurch können die zeitlichen Ableitungen in den Maxwell-Gleichungen aufgelöst werden. Nach anschließender Anwendung der Divergenz auf Gl. (3.4) und für den Fall  $\vec{J} = 0$  folgt mit  $\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v}) \equiv 0$ , dass in Gl. (3.6) keine Raumladungsdichten im eingeschwungenen Zustand auftreten dürfen, also  $\rho_c = 0$  vorausgesetzt wird.

---

Dadurch ergeben sich die beiden Differentialgleichungen

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0, \quad (3.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (3.10)$$

aus Gl. (3.6) und Gl. (3.7) für quasi-stationäre Vorgänge. Für nicht leitfähige bzw. isolierende Materialien, wie die piezoelektrischen Materialien Aluminiumnitrid (AlN) und Bleizirkonattitanat (PZT) oder Silizium (Si) als Substratmaterial, ist die Annahme für die Stromdichte  $\vec{J} = 0$  plausibel. Jedoch gilt im Falle leitfähiger Materialien für die Stromdichte der Zusammenhang  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ , wobei  $\sigma$  die Leitfähigkeit des Materials ist. Da die hier verwendeten magnetostruktiven Materialien Terfenol-D und Metglas [86] eine hohe Leitfähigkeit besitzen, kann Gl. (3.9) nicht ohne weiteres gleichzeitig für Gebiete mit isolierenden und leitfähigen Materialien genutzt werden. Eine Möglichkeit dies zu umgehen ist die Betrachtung der Extremfälle ideal isolierender und ideal leitfähiger magnetostruktiver Materialien. Dies kann mit einer zusätzlichen Randbedingung erreicht werden, die dafür sorgt, dass sich das elektrische Potential in einer leitfähigen magnetostruktiven Schicht nicht ändert. Das reale Verhalten von ME-Sensoren mit leitfähiger magnetostruktiver Schicht ist dann zwischen diesen beiden Extremfällen zu erwarten. Weiterhin lassen sich aufgrund der Annahme, dass das Verhalten durch elektro- und magnetostatische Effekte dominiert wird, die elektrische und magnetische Feldstärke  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  als skalare Potentiale der Form

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V, \quad (3.11)$$

$$\vec{H} = -\vec{\nabla}V_m, \quad (3.12)$$

ausdrücken. Im quasi-stationären Fall wird diese Näherung besser, wenn gilt  $\mu_r \varepsilon_r \omega^2 / c_0^2 \ll 1 \text{ m}^{-2}$ , da die rechte Seite von Gl. (3.4) und Gl. (3.5) in diesem Fall ungleich Null ist.

Die Differentialgleichung des mechanischen Teils des gekoppelten Problems ergibt sich aus Newtons Grundgleichung der Mechanik als Gleichgewicht aller auftretenden Kräfte zu [68, 69]

$$-\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \vec{\nabla} \cdot \mathbf{T} + \vec{F}_g = 0. \quad (3.13)$$

Dabei sind  $\vec{F}_g$ ,  $\rho$ ,  $t$  und  $\vec{u}$  die Gewichtskraft, die Dichte, die Zeit und die Verschiebung. Zusammen mit der harmonischen Zeitabhängigkeit aus Gl. (3.8) kann die zweifache zeitliche Ableitung in Gl. (3.13) aufgelöst werden und es ergibt sich die Differentialgleichung für quasi-stationäre Zustände

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{T} + \vec{F}_g = -\rho \omega^2 \vec{u}, \quad (3.14)$$

wobei  $\omega$  die Kreisfrequenz ist. Mit Hilfe der Kinematik lässt sich noch der Zusammenhang [68, 69]

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \left[ \left( \vec{\nabla} \otimes \vec{u} \right)^t + \vec{\nabla} \otimes \vec{u} \right] \quad (3.15)$$

zwischen den Verzerrungen und den Verschiebungen als abhängige Variablen der mechanischen Differentialgleichung herstellen.

---

Für jede der drei Differentialgleichungen in Gl. (3.9), Gl. (3.10) und Gl. (3.13) wird ein sog. PDE-Interface als Physik in Comsol mit der entsprechenden Anzahl von abhängigen Variablen verwendet. In der mechanischen Differentialgleichung sind diese die Verschiebungskomponenten  $u_1$ ,  $u_2$  und  $u_3$ . In der elektrischen und der magnetischen Differentialgleichung sind es die skalaren Potentiale  $V$  und  $V_m$ . Die Materialgesetze Gl. (3.1), Gl. (3.2) und Gl. (3.3) lassen sich nach Substitution der skalaren Potentiale und der Kinematik aus Gl. (3.11), Gl. (3.12) und Gl. (3.15) als Variablen in die Differentialgleichungen einsetzen. Insgesamt ergibt sich also ein System von fünf Differentialgleichungen mit fünf unabhängigen Variablen. Eine vollständige Darstellung des partiellen Differentialgleichungssystems ist in Anhang A.4 zu finden.

### 3.1.1 Geometrie, Randbedingungen und Diskretisierung

Um das System von partiellen Differentialgleichungen lösen zu können, wird zunächst eine Geometrie mit entsprechenden Randbedingungen und Materialien erstellt. Exemplarisch soll hier eine ME-Sensorgeometrie, wie in Abb. 3.1 schematisch dargestellt, untersucht werden.

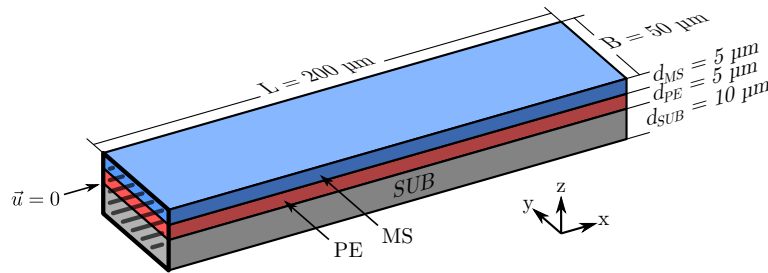


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer dreidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS.

Die einzelnen Schichten des ME-Sensors werden aus einfachen Quadern modelliert. Auf dem 10  $\mu\text{m}$  dicken Siliziumsubstrat befindet sich eine 5  $\mu\text{m}$  dicke piezoelektrische Schicht aus AlN unter einer, ebenfalls 5  $\mu\text{m}$  dicken, magnetostriktiven Schicht aus Metglas. Die Gesamtlänge beträgt  $L = 200 \mu\text{m}$  bei einer Breite von  $B = 50 \mu\text{m}$ . Die einseitige Klemmung wird in der mechanischen partiellen Differentialgleichung durch eine sog. Dirichlet-Randbedingung umgesetzt, welche den Wert einer abhängigen Variable auf einem Rand vorgibt. Da im Falle einer idealen Klemmung keine Verschiebungen auftreten, wird an den drei Randflächen der Stirnseite  $u_1 = u_2 = u_3 = 0 \text{ m}$  gesetzt.

Die Anregung erfolgt harmonisch durch ein in  $x$ -Richtung orientiertes Magnetfeld mit der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi f_0/2$  bzw. mit halber Resonanzfrequenz  $f_0$  und wird direkt in der mechanischen Differentialgleichung vorgegeben. Außerdem wird durch eine Dirichlet-Randbedingung in der magnetischen partiellen Differentialgleichung das magnetische Potential der geklemmten Seite des ME-Sensors auf  $V_{m-} = 0 \text{ A}$  und an der gegenüberliegenden freien schwingenden Seite auf  $V_{m+} = 5 \text{ mA}$  gesetzt. Die  $x$ -Komponente der resultierenden magnetischen Feldstärke im Inneren des ME-Sensors ergibt sich dann zu  $H_1 = \frac{V_{m-} - V_{m+}}{L} = -25 \text{ A/m}$ .

---

Die beiden Elektroden des ME-Sensors befinden sich zwischen Substrat und PE-Schicht (untere Elektrode) und auf der Oberseite der MS-Schicht (obere Elektrode). Die mechanischen Eigenschaften dieser i. d. R. nur wenige Nanometer dicken Metallschichten werden in den FEM-Simulationen vernachlässigt. Die elektrischen Randbedingungen hängen von der Wahl des Verstärkers ab. Im Leerlauf-Betrieb mit Spannungsverstärker wird das Potential  $V = 0 \text{ V}$  an der unteren Elektrode erneut mit einer Dirichlet-Randbedingung vorgegeben und an der oberen Elektrode stellt sich das resultierende elektrische Potential ein. Im Falle einer leitfähigen MS-Schicht oder Elektrode ändert sich das elektrische Potential  $V$  an der Oberfläche nicht. Wird hingegen das MS- oder Elektrodenmaterial als elektrisch isolierend angenommen, lässt sich die ME-Spannung  $U_{\text{ME}}$  durch Mittelung des induzierten elektrischen Potentials  $V$  über die Elektrodenfläche mit

$$U_{\text{ME}} = \overline{V_{(x,y)}} \quad (3.16)$$

berechnen [115]. Im Kurzschluss-Betrieb mit Ladungsverstärker hingegen wird aufgrund des virtuellen Kurzschlusses auch die obere Elektrode auf das Potential  $V = 0 \text{ V}$  gesetzt. Die ME-Ladung  $q_{\text{ME}}$  an der oberen Elektrode lässt sich dann aus der elektrischen Flussdichte  $D_3$  mit

$$q_{\text{ME}} = \iint D_3 \cdot dA \quad (3.17)$$

berechnen. In den folgenden Simulationsergebnissen dieses Kapitels wird zur Veranschaulichung und Beschreibung der ME-Sensormodelle ausschließlich der Leerlauf-Betrieb von ME-Sensoren betrachtet. Die letzte Randbedingung ist zur Realisierung ideal leitfähiger Bereiche notwendig. Durch die Leitfähigkeit der magnetostriktiven Schicht oder der Elektroden darf sich das elektrische Potential in diesen Bereichen nicht ändern. An der Grenzfläche zwischen piezoelektrischer und magnetostriktiver Schicht lässt sich dazu durch die Nebenbedingung

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 = 0, \quad (3.18)$$

ideale Leitfähigkeit für die magnetostriktive Schicht erzwingen.

Abschließend wird zur Diskretisierung des Lösungsgebietes das Netz erstellt. Die Genauigkeit der Simulationsergebnisse hängt bei der Finiten-Elemente-Methode stark von der Diskretisierung ab. Auf der einen Seite ist die Geometrie und deren Komplexität entscheidend für die Art und Auflösung der einzelnen Netzelemente. Andererseits erfordert auch die zugrunde liegende Physik, mit den jeweiligen Materialien und Randbedingungen, eine geschickte Wahl der Diskretisierung [116]. Da sich die ME-Sensorgeometrie fast ausschließlich aus rechtwinkligen Grundformen modellieren lässt, eignen sich zur Diskretisierung besonders rechteckige Netze.

Dazu wird z. B. die geklemmte Seite in kleine Rechtecke strukturiert und das Netz in diskreten Schritten in x-Richtung extrudiert. Das Ergebnis ist schematisch in Abb. 3.2 dargestellt. Dabei beschreibt  $m_L$  die Anzahl der Netzelemente für die Sensorlänge in x-Richtung,  $m_B$  die Anzahl der Netzelemente für die Sensorbreite in y-Richtung und  $m_{\text{MS}}$ ,  $m_{\text{PE}}$  und  $m_{\text{SUB}}$  die Anzahl der Netzelemente der jeweiligen Schicht in z-Richtung. In Abb. 3.3 ist

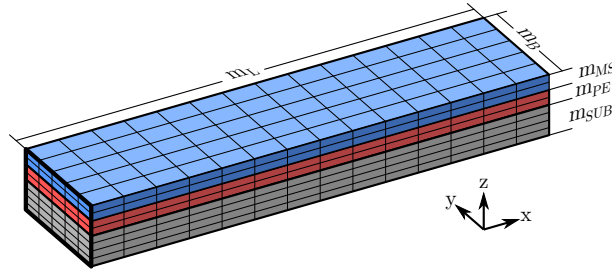


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des verwendeten strukturierten Netzes zur Diskretisierung des dreidimensionalen Lösungsgebietes.

die ME-Spannungen bei isolierender magnetostriktiver Schicht für unterschiedliche Auflösungen der einzelnen Diskretisierungsparameter gezeigt. Die Sensorlänge  $m_L$  wird dabei in 16, 32, 64, 128 und 256 Netzelemente und die Sensorbreite  $m_B$  in 2, 4, 8, 16 und 32 Netzelementen unterteilt. In  $z$ -Richtung werden für die Diskretisierung der Substratschicht  $m_{SUB}$  ebenfalls 2, 4, 8, 16 und 32 Netzelemente verwendet, während die MS-Schicht  $m_{MS}$  und die PE-Schicht  $m_{PE}$  in 1, 2, 4, 8 und 16 Netzelemente unterteilt werden.

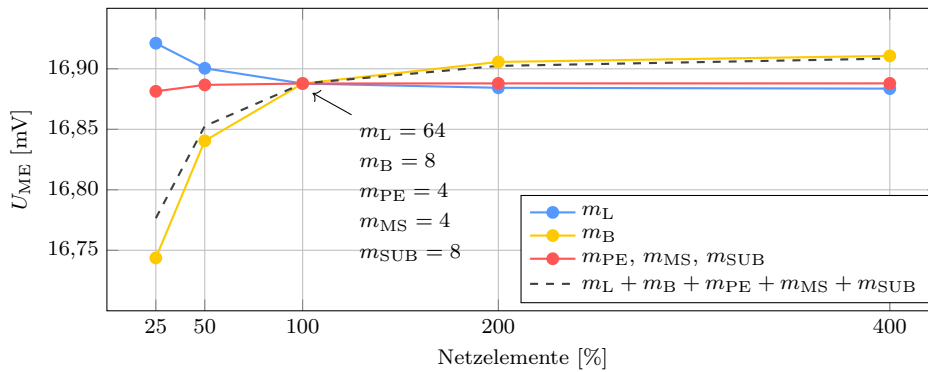


Abbildung 3.3: Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostriktiver Schicht in Abhängigkeit der Netzelemente von Länge, Breite und Höhe sowie deren Kombination.

Als Orientierung dient dabei die ME-Spannung der dritten Iteration mit der Diskretisierung  $m_L \times m_B \times (m_{PE} + m_{MS} + m_{SUB}) = 64 \times 8 \times (4 + 4 + 8)$ , wobei sich die ME-Spannung teilweise deutlich ändert, wenn die Auflösung einzelner Parameter variiert wird. Im Gegensatz zur Auflösung der Länge nimmt die ME-Spannung mit zunehmender Auflösung von Sensorbreite und der einzelnen Schichten in  $z$ -Richtung zu. Dabei hat die Auflösung der Schichten in  $z$ -Richtung den geringsten Einfluss. Die Auflösung der Sensorbreite dominiert die ME-Spannung insgesamt, was bei Variation aller Parameter gleichzeitig deutlich wird. In Bezug auf diesen Wert bei maximaler Auflösung ist der zu erwartende maximale Fehler für die ME-Spannung aller hier betrachteten Diskretisierungen damit  $< 1\%$ . Damit der Fehler durch die Diskretisierung möglichst gering ist, der Rechenaufwand aber nicht unnötig hoch, wird für Simulationen mit dem 3D-ME-Sensormodell eine Auflösung des Netzes von mindestens  $m_L \times m_B \times (m_{PE} + m_{MS} + m_{SUB}) = 32 \times 8 \times (2 + 2 + 4)$  rechteckigen Elementen gewählt.

---

### 3.1.2 Löser und Lösung

Zum Lösen des partiellen Differentialgleichungssystems werden zwei unterschiedliche Löser verwendet. Durch den Eigenfrequenz-Löser lässt sich die Eigenfrequenz des ME-Sensors bestimmen. Für die in Kapitel 3.1.1 beschriebene ME-Sensorgeometrie ergibt sich eine mechanische Resonanzfrequenz von  $f_0 = 531$  kHz. Mit Hilfe des Stationären-Lösers lässt sich nun die ME-Sensorantwort im Leerlauf-Betrieb für den quasi-stationären Fall der Anregung bei halber Resonanzfrequenz berechnen.

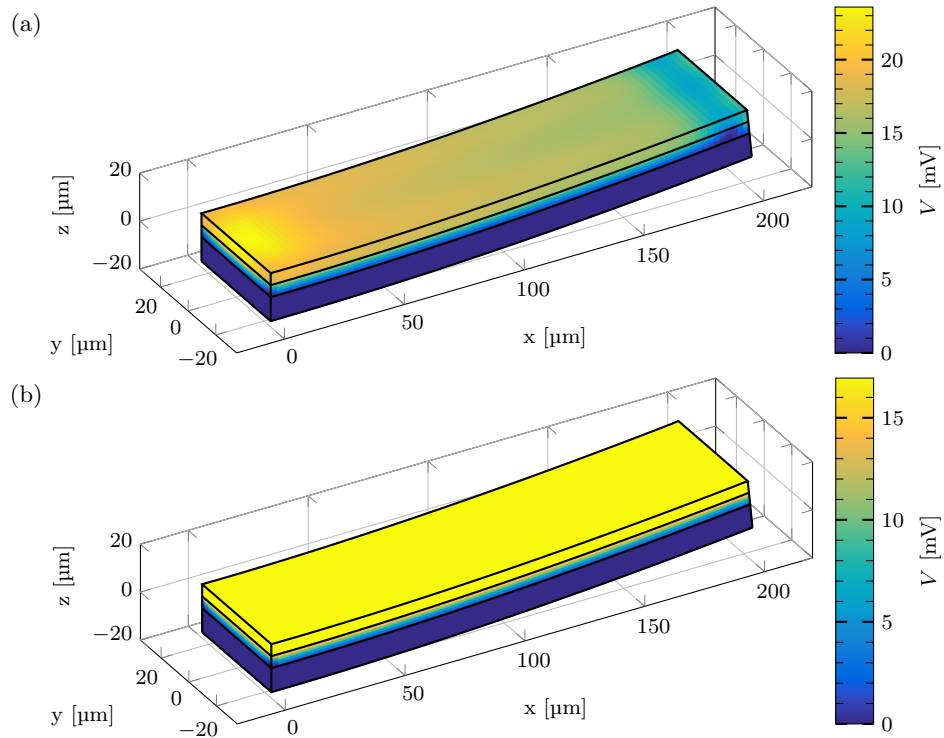


Abbildung 3.4: Lösung des 3D-ME-Sensormodells mit der elektrischen Potentialverteilung und der Sensorauslenkung (Multiplikator: 5000) eines einseitig geklemmten ME-Sensors (Si-AlN-MG) im Leerlauf-Betrieb unter der Annahme (a) isolierender und (b) ideal leitfähiger MS-Materialparameter ( $H_1 = -25$  A/m,  $f = 265,5$  kHz).

Das Ergebnis in Abb. 3.4 (a) zeigt die Sensorauslenkung (Multiplikator: 5000) und die elektrische Potentialverteilung auf der Oberfläche für den Fall einer isolierenden magnetostruktiven Schicht. Im Vergleich zum Ergebnis mit leitfähiger magnetostruktiver Schicht in Abb. 3.4 (b) ist das elektrische Potential auf der ME-Sensoroberfläche bei dynamischer Anregung lokal sehr unterschiedlich. Aufgrund der Mittelung durch die leitfähige MS-Schicht liegt das elektrische Potential dabei zwischen dem maximal und minimal induzierten lokalen elektrischen Potential bei isolierender MS-Schicht. Die Sensorauslenkungen sind dabei in beiden Fällen gleich.

## 3.2 2D-ME-Sensormodell (2DME)

Eine zweidimensionale FEM-Formulierung für multiferroische Systeme hat den Vorteil, dass der Simulationsaufwand deutlich verringert werden kann, da die Anzahl der Netzelemente durch die Dimensionsreduktion drastisch reduziert wird. Dadurch können dann z. B. auch Systeme mit extremen geometrischen Aspektverhältnissen mit einer hohen Genauigkeit bei moderatem zeitlichen Aufwand untersucht werden. Bei Dünnschicht-ME-Sensoren mit Schichtdicken im  $\mu\text{m}$ -Bereich und Sensorlängen im  $\text{mm}$ -Bereich sind Aspektverhältnisse von  $1 : 10000$  keine Seltenheit [89, 117]. Zur Umsetzung wird die Sensortiefe vernachlässigt, da angenommen werden kann, dass für hinreichend schmale ME-Sensoren die Auslenkung über die Sensorbreite konstant bleibt. Die in der 3D-FEM-Formulierung in Kapitel 3.1 verwendeten Materialgesetze, partiellen Differentialgleichungen, Potentiale usw. finden selbstverständlich auch in der 2D-FEM-Formulierung Anwendung. Allerdings entfallen die  $y$ -Komponenten der elektrischen und magnetischen Felder aufgrund der Dimensionsreduktion, wodurch der Nabla-Operator im zweidimensionalen Fall als  $\vec{\nabla} = \vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$  definiert wird. In der mechanischen Differentialgleichung ist es möglich die Komponenten in  $y$ -Richtung durch eine geeignete Randbedingungen zu ersetzen. Dafür eignet sich ein ebener Spannungs- oder Verzerrungszustand [118]. Beim ebenen Spannungszustand gilt die Randbedingung

$$\mathbf{T}_{12} = \mathbf{T}_{22} = \mathbf{T}_{32} = 0, \quad (3.19)$$

wobei in diesem Fall keinerlei Spannungen in  $y$ -Richtung auftreten. Dies ist bei einem einseitig geklemmten ME-Sensor zunächst eine sinnvolle Annahme. Im Gegensatz dazu würden beim ebenen Verzerrungszustand als Randbedingung mit

$$\mathbf{S}_{12} = \mathbf{S}_{22} = \mathbf{S}_{32} = 0 \quad (3.20)$$

keinerlei Verzerrungen in  $y$ -Richtung auftreten. Dies wäre der Fall, wenn der ME-Sensor ideal eingespannt wäre, sich also nicht in  $y$ -Richtung ausdehnen aber in  $z$ -Richtung ausgelenkt werden kann, was i. d. R nicht der Fall ist. Die beiden Randbedingungen werden anhand von vergleichenden Ergebnissen noch in Kapitel 3.2.3 weiter diskutiert. Eine vollständige Darstellung des partiellen Differentialgleichungssystems ist in Anhang A.5 zu finden.

### 3.2.1 Geometrie, Randbedingungen und Diskretisierung

Die bereits in Kapitel 3.1.1 verwendete Sensorgeometrie ist für den zweidimensionalen Fall in Abb. 3.5 dargestellt. Auf dem  $10\ \mu\text{m}$  dicken Siliziumsubstrat befindet sich eine  $5\ \mu\text{m}$  dicke Schicht aus AlN unter einer ebenfalls  $5\ \mu\text{m}$  dicken Schicht aus Metglas als oberster Schicht bei einer Gesamtlänge von  $L = 200\ \mu\text{m}$ . Der ME-Sensor wird im Leerlauf betrieben, weshalb es bis auf Dimension (Ränder anstelle von Flächen) keine Änderung bei der Definition der Randbedingung zur Klemmung und Vorgabe der elektrischen und magnetischen Potentiale im Vergleich zur 3D-Formulierung gibt. Lediglich die Randbedingung



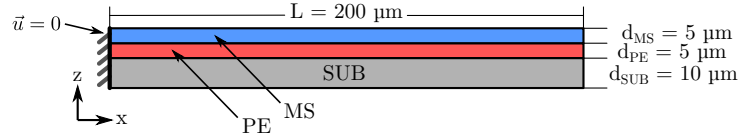


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung einer zweidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS.

für die ideale Leitfähigkeit der magnetostriktiven Schicht ändert sich durch die Dimensionsreduktion. Als Nebenbedingung auf dem Rand zwischen PE- und MS-Schicht gilt im 2D-Fall:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 = 0. \quad (3.21)$$

Zur Diskretisierung der Geometrie wird ein strukturiertes rechteckiges Netz gewählt, welches schematisch in Abb. 3.6 dargestellt ist.

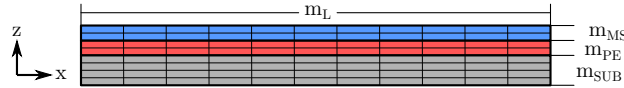


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des verwendeten strukturierten Netzes zur Diskretisierung des zweidimensionalen Lösungsgebietes.

Abb. 3.7 zeigt die Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostriktiver Schicht in Abhängigkeit der Diskretisierung der Länge  $m_L$  (x-Richtung) und Höhen  $m_{PE}$ ,  $m_{MS}$  und  $m_{SUB}$  (z-Richtung) der einzelnen Schichten. Die Sensorlänge  $m_L$  wird dabei in 16, 32, 64, 128 und 256 Netzelemente unterteilt. In z-Richtung wird die Substratschicht  $m_{SUB}$  in 2, 4, 8, 16 und 32 Netzelemente sowie die MS-Schicht  $m_{MS}$  und die PE-Schicht  $m_{PE}$  in 1, 2, 4, 8 und 16 Netzelemente unterteilt. Als Orientierung dient die dritte Iteration mit der Diskretisierung  $m_L \times (m_{PE} + m_{MS} + m_{SUB}) = 64 \times (4 + 4 + 8)$ .

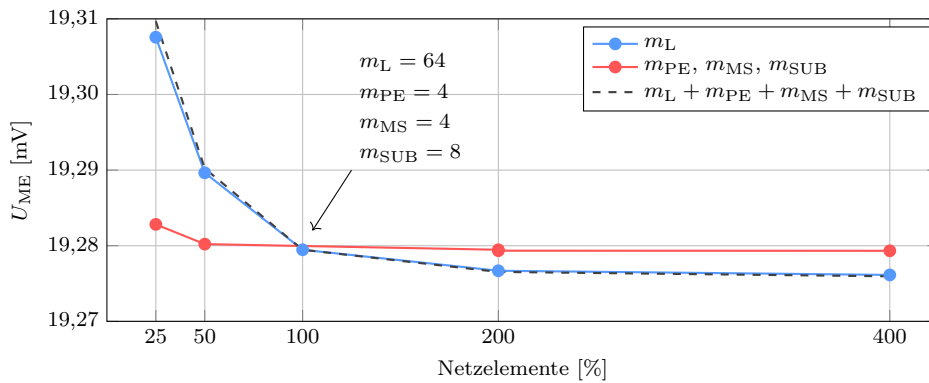


Abbildung 3.7: Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostriktiver Schicht in Abhängigkeit der Diskretisierung von Länge und Höhe sowie deren Kombination.

Werden die Sensorlänge oder die einzelnen Schichten höher aufgelöst, nimmt die ME-Spannung ab und ändert sich in beiden Fällen nach der dritten Iteration kaum noch. Bei der 2D-FEM-Formulierung hat die Sensorlänge den größten Einfluss und gibt den Verlauf

bei gleichzeitiger Variation aller Parameter deutlich vor. Im Vergleich zu dessen Wert bei maximaler Auflösung liegt der maximale Fehler aller betrachteten Diskretisierungen für die ME-Spannung bei  $< 0,2\%$ . Damit der Fehler durch die Diskretisierung möglichst gering ist, der Rechenaufwand aber nicht unnötig hoch, wird für die 2D-ME-Simulationen eine Auflösung des Netzes von  $m_L \times (m_{PE} + m_{MS} + m_{SUB}) = 32 \times (2 + 2 + 4)$  Volumenelementen gewählt.

### 3.2.2 Löser und Lösung

Mit dem Eigenfrequenz-Löser lässt sich in der 2D-Formulierung eine mechanische Resonanzfrequenz von  $f_0 = 541$  kHz für die einseitig geklemmte und in Kapitel 3.2.1 beschriebene ME-Sensorgeometrie ermitteln. Im quasi-stationären Fall bei Anregung mit  $f = 270,5$  kHz wird das Sensorverhalten wieder mit Hilfe des Stationären-Lösers berechnet. Für den Fall einer isolierenden magnetostriktiven Schicht ist das Ergebnis der Potentialverteilung in den einzelnen Schichten in Abb. 3.8 (a), und für den Fall einer ideal leitfähigen magnetostriktiven Schicht in Abb. 3.8 (b), dargestellt. Die Sensorauslenkung ist gleich und zur besseren Darstellung in beiden Fällen verstärkt (Multiplikator: 5000) dargestellt.

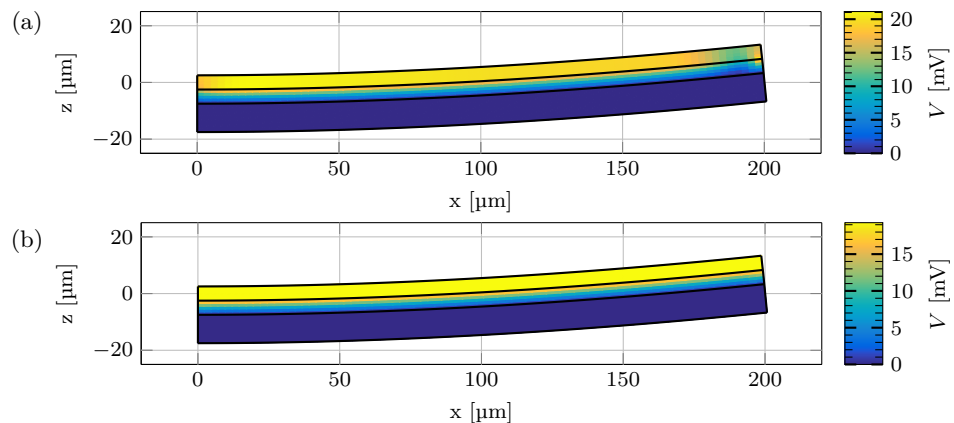


Abbildung 3.8: Lösung des 2D-ME-Sensormodells mit der elektrischen Potentialverteilung und der Sensorauslenkung (Multiplikator: 5000) eines einseitig geklemmten ME-Sensors (Si-AlN-MG) im Leerlauf-Betrieb unter der Annahme (a) isolierender und (b) ideal leitfähiger MS-Materialparameter ( $H_1 = -25$  A/m,  $f = 270,5$  kHz).

### 3.2.3 Validierung

Die Lösungen aus der 3D-FEM-Formulierung in Kapitel 3.1.2 und der 2D-FEM-Formulierung in Kapitel 3.2.2 unterscheiden sich naturgemäß. Wie bereits gesehen, ist die Potentialverteilung und die Sensorauslenkung zwischen den beiden Formulierungen fast identisch. Allerdings unterscheiden sich die berechneten Resonanzfrequenzen und die Amplituden des berechneten Potentials leicht. Zunächst werden die Ergebnisse der 2D-FEM-Formulierung mit denen von Blackburn *et al.* in [69] publizierten und validierten Ergebnissen verglichen.

Die dazu untersuchte Geometrie eines frei gelagerten Lesekopfes zur magnetischen Datenaufzeichnung [119, 120] ist in Abb. 3.9 (a) dargestellt und besteht aus einer  $100\ \mu\text{m}$  dicken piezoelektrischen PZT Schicht zwischen zwei ebenfalls  $100\ \mu\text{m}$  dicken magnetostriktiven Schichten aus Terfenol-D. Eine magnetische Potentialdifferenz von  $1\ \text{A}$  wird zwischen den Stirnflächen definiert. An den Oberflächen der leitfähigen magnetostriktiven Schichten, die als Elektroden dienen, wird eine elektrische Potentialdifferenz von  $1\ \text{V}$  angelegt. Der Sensor selbst wird quasi-stationär bei  $100\ \text{kHz}$  betrieben. Da keine weiteren mechanischen Randbedingungen die Bewegung des Sensors einschränken, wird der ebene Spannungszustand als 2D-Randbedingung verwendet.

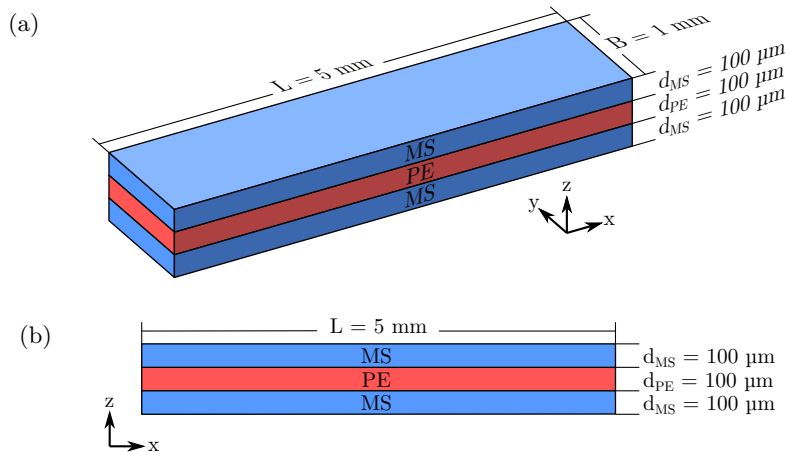


Abbildung 3.9: Geometrie eines frei gelagerten Lesekopfes zur magnetischen Datenaufzeichnung in (a) 3D (nach [69]) und (b) 2D zur Validierung der Ergebnisse der 2D-FEM-Formulierung.

Aus der 3D-Simulation ergibt sich eine mechanische Resonanzfrequenz von  $202,8\ \text{kHz}$ . Das Ergebnis der 2D-Simulation ist mit  $197,6\ \text{kHz}$  etwas niedriger. In beiden Fällen handelt es sich um longitudinale Schwingungsmoden, die mit der in [69] berechneten mechanischen Resonanzfrequenz von  $200\ \text{kHz}$  sehr gut übereinstimmen. Die Biegemoden werden bei dieser Sensorgeometrie aufgrund der Symmetrie nicht angeregt. In Abb. 3.10 (a) ist die Verzerrungskomponente  $S_{11}$  in Abhängigkeit der  $x$ -Koordinate und jeweils im Zentrum der magnetostriktiven und piezoelektrischen Schicht dargestellt.

Es ist zu sehen, dass die Ergebnisse zwischen der 2D- und 3D-Formulierung sehr gut miteinander übereinstimmen. Die entsprechende Spannungskomponente  $T_{11}$  ist in Abb. 3.10 (b) als Funktion der  $x$ -Koordinate dargestellt und es sind leichte Unterschiede in der Amplitude zwischen 2D- und 3D-Formulierung zu erkennen, wobei das Verhalten grundsätzlich identisch ist. Gleiches gilt in Abb. 3.11 (a) für die  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte  $B_1$  als Funktion der  $x$ -Koordinate im Zentrum der magnetostriktiven und piezoelektrischen Schicht und in Abb. 3.11 (b) für die  $z$ -Komponente der elektrischen Flussdichte  $D_3$  in Abhängigkeit der  $x$ -Koordinate im Zentrum der piezoelektrischen Schicht. Die Ergebnisse der 3D-Formulierung in Abb. 3.10 (b), Abb. 3.11 (a) und Abb. 3.11 (b) stimmen mit denen von Blackburn *et al.* in [69, Abb. 6, Abb. 7 und Abb. 10] exakt überein. Auch wenn sich die Ergebnisse der 2D-Formulierung leicht unterscheiden, zeigen diese eine sehr gute Übereinstimmung mit den dort, zur Validierung präsentierten, analytischen Ergebnissen.

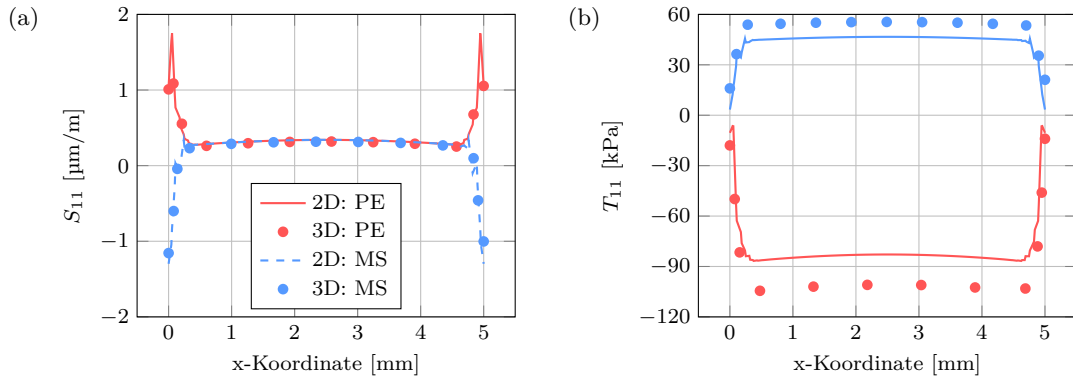


Abbildung 3.10: Verhalten der (a) Verzerrungskomponente  $S_{11}$  und (b) Spannungskomponente  $T_{11}$  im Zentrum der magnetostriktiven und piezoelektrischen Schichten in Abhängigkeit der  $x$ -Koordinate.

Da in dieser analytischen Berechnung ebenfalls geometrische Vereinfachungen vorgenommen werden, können die Abweichungen zwischen den 2D- und 3D-FEM-Formulierungen auf die Dimensionsreduktion zurückgeführt werden [119].

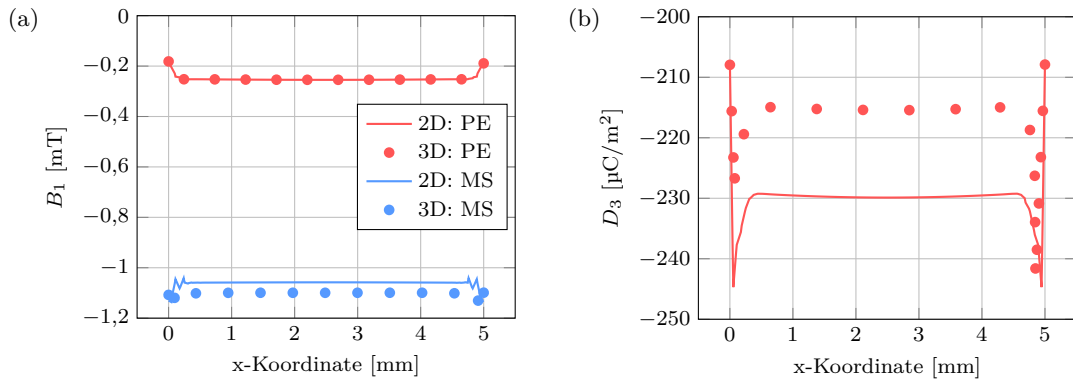


Abbildung 3.11: Komponente der (a) magnetischen Flussdichte  $B_1$  im Zentrum der magnetostriktiven und piezoelektrischen Schichten und (b) elektrischen Flussdichte  $D_3$  im Zentrum der piezoelektrischen Schichten in Abhängigkeit der  $x$ -Koordinate.

Um zu untersuchen, wie stark sich diese Abweichungen in den 2D-ME-Sensorsimulationen auswirken und ob die Wahl des ebenen Spannungszustandes als Randbedingung eines einseitig geklemmten ME-Sensors tatsächlich besser ist, werden die Ergebnisse von 3D-Simulationen mit unterschiedlich breiten ME-Sensorgeometrien nach Abb. 3.12 (a) mit denen von 2D-Simulationen der entsprechenden ME-Sensorgeometrie nach Abb. 3.12 (b) verglichen. Zwischen dem  $10\ \mu\text{m}$  dicken Silizium Substrat und der  $5\ \mu\text{m}$  dicken piezoelektrischen PZT-Schicht befindet sich die untere Elektrode mit einem elektrischen Potential von  $0\ \text{V}$ . Als obere Elektrode dient die Oberseite der obersten der drei Schichten aus magnetostraktivem Terfenol-D. Das magnetische Potential wird an den Stirnseiten des ME-Sensors so gewählt, dass sich durch die Gesamtlänge des ME-Sensors von  $500\ \mu\text{m}$  eine magnetische Feldstärke von  $H_1 = 2000\ \text{A}/\text{m}$  ergibt. Die Breite wird von  $1\ \mu\text{m}$  bis  $500\ \mu\text{m}$ , bei statischem ME-Sensorverhalten im Leerlauf-Betrieb variiert.

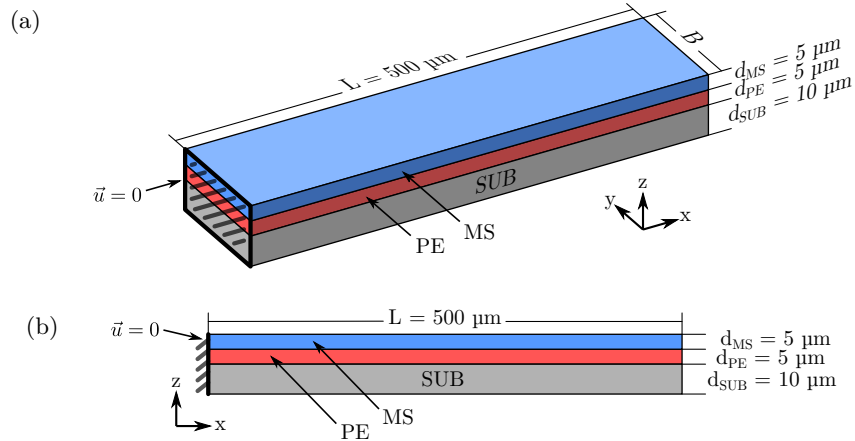


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS in (a) 3D und (b) 2D zur Validierung der 2D-FEM-Formulierung.

In Abb. 3.13 (a) ist die Verzerrungskomponente  $S_{11}$  und in Abb. 3.13 (b) die entsprechende Spannungskomponente  $T_{11}$  im Zentrum des ME-Sensors bei halber Länge und halber Breite in Abhängigkeit der z-Koordinate gezeigt. Betrachtet werden die 3D-Ergebnisse für Sensorbreiten von  $1\ \mu\text{m}$ ,  $10\ \mu\text{m}$  und  $100\ \mu\text{m}$ , welche alle eine gute Übereinstimmung mit den 2D-Simulationsergebnissen zeigen. Gut zu erkennen ist die Position der neutralen Ebene, welche bei dieser Geometrie genau in der Mitte des Substrates bei  $z = 5\ \mu\text{m}$  liegt. Als neutrale Ebene wird dabei die Ebene innerhalb des ME-Sensors bezeichnet, in der weder Verzerrungen noch Spannungen auftreten.

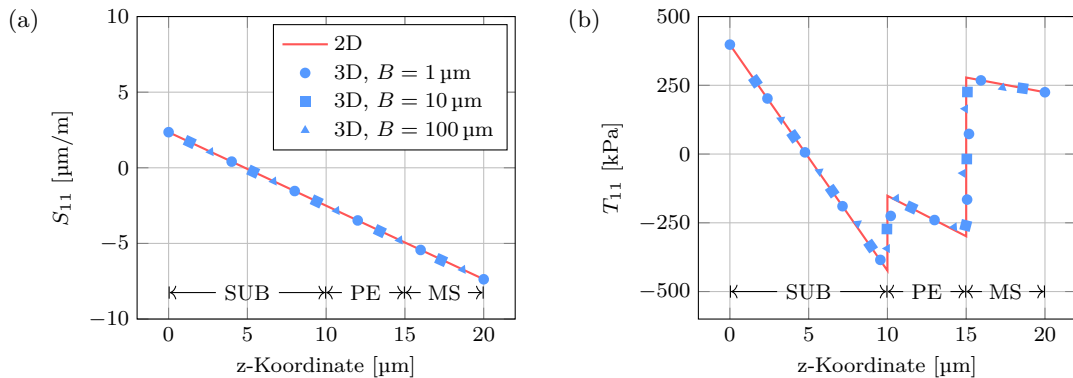


Abbildung 3.13: Verhalten der (a) Verzerrungskomponente  $S_{11}$  und (b) Spannungskomponente  $T_{11}$  im Zentrum des ME-Sensors in Abhängigkeit der z-Koordinate.

Das induzierte elektrische Potential in der Mitte der oberen Elektrode bei leitfähiger magnetostriktiver Schicht ist für Sensorbreiten bis  $100\ \mu\text{m}$  in Abb. 3.14 (a) gezeigt und bis auf vernachlässigbar kleine numerische Artefakte an den Rändern konstant. Die Ergebnisse der 3D-Simulationen stimmen dabei offensichtlich für sehr schmale ME-Sensoren genau mit den Ergebnissen der 2D-Simulationen überein. Wie in Abb. 3.14 (b) zu sehen, ist das elektrische Potential bei isolierender magnetostriktiver Schicht und schmalen ME-Sensoren aufgrund der statischen Auslenkung auch konstant. Bei ME-Sensoren, breiter als  $50\ \mu\text{m}$ ,

entsteht jedoch ein Maximum des elektrischen Potentials im Bereich der Klemmung. Dieses Maximum reicht dabei bis zur Mitte des ME-Sensors, wenn dieser quadratisch wird.

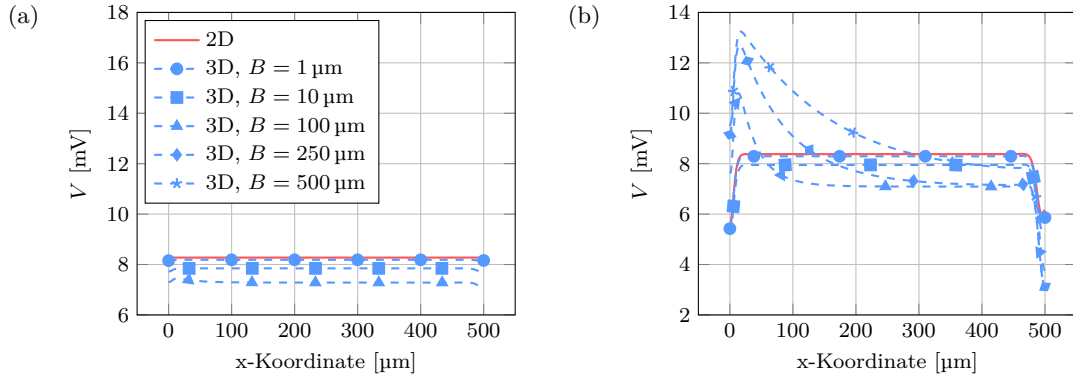


Abbildung 3.14: Elektrisches Potential in der Mitte der oberen Elektrode als Funktion der  $x$ -Koordinate für (a) ideal leitfähige und (b) isolierende magnetostruktive Schicht unterschiedlich breiter ME-Sensoren.

Das dazugehörige elektrische Potential auf der oberen Elektrode bei isolierender magnetostruktiver Schicht ist in Abb. 3.15 (a) für einen  $50 \mu\text{m}$ , Abb. 3.15 (b)  $100 \mu\text{m}$ , Abb. 3.15 (c)  $250 \mu\text{m}$  und Abb. 3.15 (d)  $500 \mu\text{m}$  breiten ME-Sensor als Funktion der  $x$ - und  $y$ -Koordinate dargestellt.

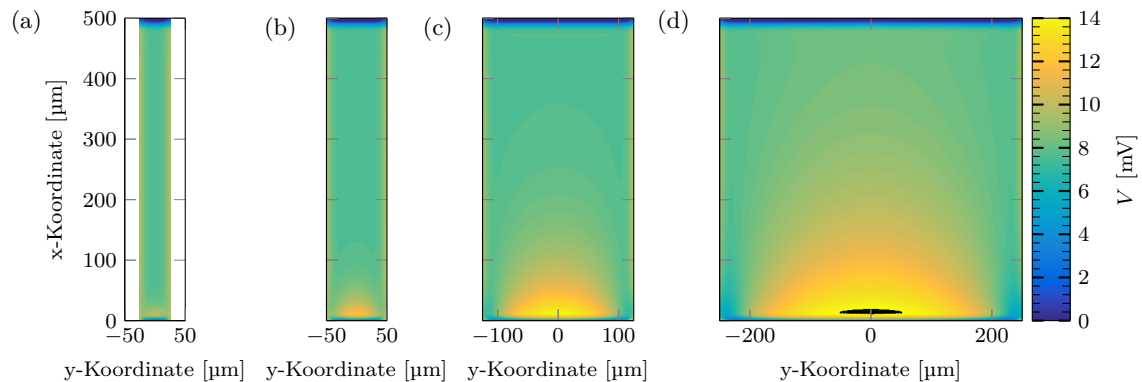


Abbildung 3.15: Elektrisches Potential der oberen Elektrode als Funktion der  $x$ - und  $y$ -Koordinate für einen ME-Sensor der Breite (a)  $B = 50 \mu\text{m}$ , (b)  $B = 100 \mu\text{m}$ , (c)  $B = 250 \mu\text{m}$  und (d)  $B = 500 \mu\text{m}$  mit isolierender magnetostruktiver Schicht.

Im Fall der ideal leitfähigen magnetostruktiven Randbedingung würde dadurch das elektrische Potential wieder ansteigen, wenn die Sensorbreite ab  $100 \mu\text{m}$  weiter erhöht wird. Eine maximale Abweichung des induzierten elektrischen Potentials zwischen 2D- und 3D-Simulation von  $\sim 12\%$  ist deshalb bei ME-Sensorgeometrien mit einem Aspektverhältnis von  $L : B : H = 25 : 5 : 1$  zu erwarten.

In Abb. 3.16 (a) ist das elektrische Potential und in Abb. 3.16 (b) die Verschiebung in  $z$ -Richtung ( $u_3$ ) in Abhängigkeit der  $y$ -Koordinate bei halber Gesamtlänge ( $x = 250 \mu\text{m}$ ) dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass die 3D-Simulationsergebnisse schmaler ME-Sensoren abseits der Klemmung besser mit den 2D-Ergebnissen übereinstimmen, wenn der

ebene Spannungszustand als 2D-Randbedingung benutzt wird. Der Potentialverlauf hängt dabei offensichtlich unmittelbar mit der ungleichmäßigen Verschiebungskomponente  $u_3$  in  $z$ -Richtung zusammen. Die Abweichungen zwischen 3D-Simulation und 2D-Simulation mit ebenem Spannungszustand als 2D-Randbedingung liegen im Bereich von  $\sim 15\%$ .

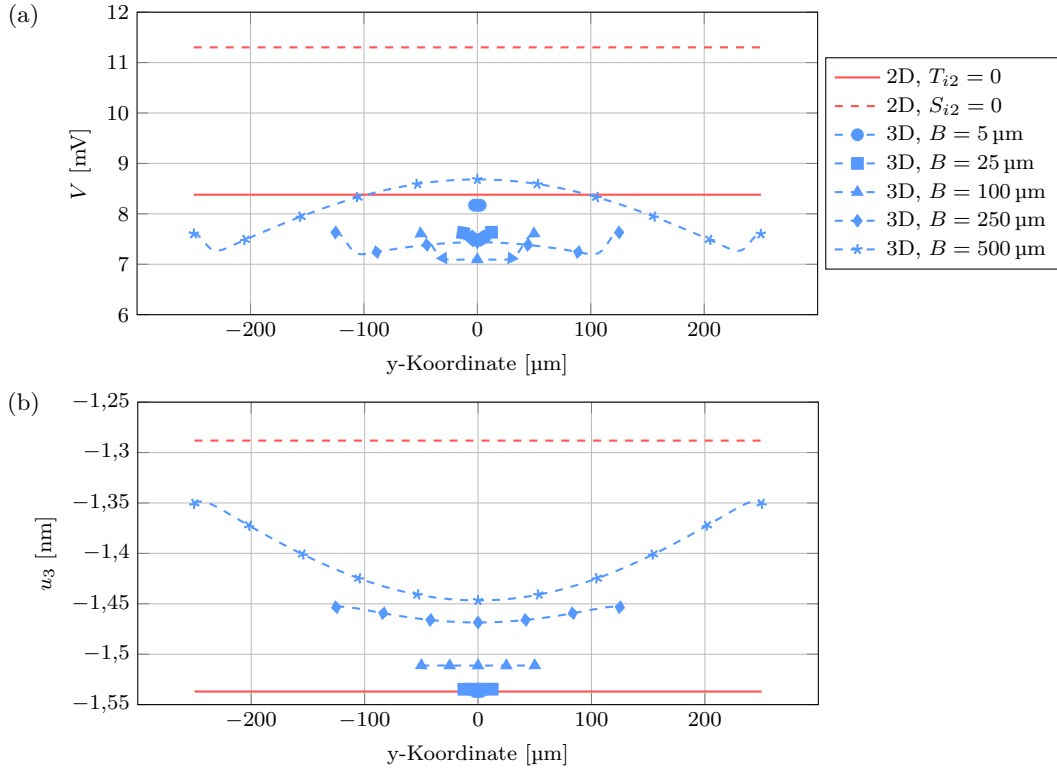


Abbildung 3.16: (a) Elektrisches Potential und (b) Verschiebung in  $z$ -Richtung ( $u_3$ ) in Abhängigkeit der  $y$ -Koordinate bei halber ME-Sensordlänge ( $x = 250 \mu\text{m}$ ) und isolierender magnetostriktiver Schicht für unterschiedlich breite ME-Sensoren.

Abschließend wird der Einfluss der Sensorlänge untersucht. Abb. 3.17 zeigt das elektrische Potential in der Mitte der oberen Elektrode bei isolierender magnetostriktiver Schicht für drei unterschiedlich lange ME-Sensoren. Offensichtlich dehnt sich bei längeren ME-Sensoren lediglich der zentrale Bereich aus, in dem das elektrische Potential konstant ist. Dadurch wird der Einfluss der Klemmung bei längeren ME-Sensoren geringer, wodurch auch der Fehler durch den ebenen Spannungszustand als 2D-Randbedingung geringer wird.

### 3.2.4 Benchmark

Sollen ME-Sensoren untersucht werden, die deutlich länger als breit sind, bietet die 2D-Formulierung also eine ausreichende Genauigkeit. Im Vergleich zur 3D-Simulation ist der Zeitaufwand pro Simulation dabei deutlich geringer. Für die ME-Sensorgeometrie in Abb. 3.12 und einer Sensorbreite von  $25 \mu\text{m}$  in den 3D-Simulationen sind in Abb. 3.18 die Simulationszeiten als Funktion der Netzaufösung, sowohl mit isolierendem als auch ideal leitfähigem MS-Material, dargestellt. Die Netzaufösung in der  $xz$ -Ebene ist in den

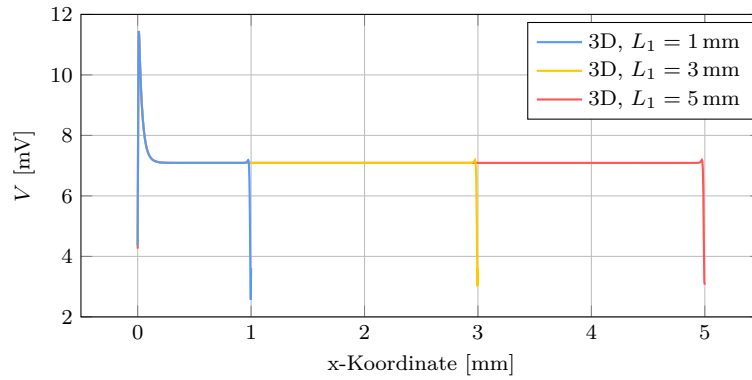


Abbildung 3.17: *Elektrisches Potential in der Mitte der oberen Elektrode und in Abhängigkeit der x-Koordinate bei isolierender MS-Schicht für 100 µm breite und unterschiedlich lange ME-Sensoren.*

2D- und 3D-Simulationen identisch und lediglich die Auflösung in y-Richtung wird erhöht. Die Simulationen wurden auf einem Dual Intel Xeon E5520 mit 2,27 GHz und 24 GB Arbeitsspeicher durchgeführt. Mit zunehmender Auflösung steigt die Simulationszeit und nimmt bei ideal leitfähiger MS-Schicht deutlich stärker zu als mit isolierender Randbedingung. Dies liegt an der zunehmenden Anzahl von Netzelementen an der Grenzfläche zwischen PE- und MS-Schicht.

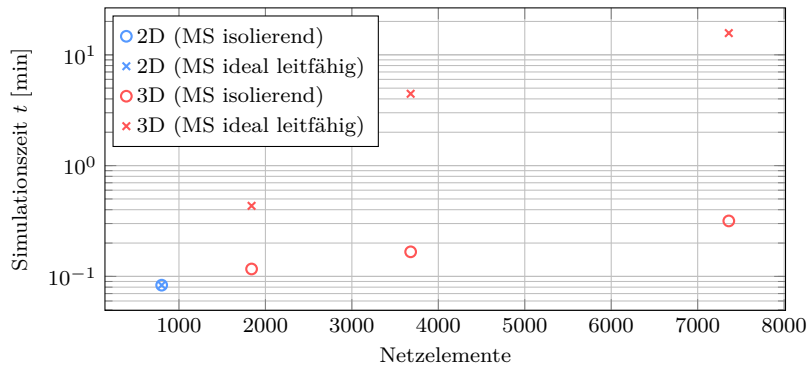


Abbildung 3.18: *Simulationszeit als Funktion der Netzelemente von 2D- und 3D-Simulationen mit isolierendem und ideal leitfähigem MS-Material.*

### 3.3 3D-ME-Sensormodell mit externen Feldern (3DMEeF)

Ein weiterer wichtiger Aspekt, dem bei ferromagnetischen Materialien wie Terfenol-D und Metglas Beachtung geschenkt werden sollte, ist der geometrische Demagnetisierungsfaktor [121]. Dieser gibt an, wie stark sich die magnetische Feldstärke im Inneren eines ferromagnetischen Volumens, aufgrund dessen Form im Vergleich zur äußeren magnetischen Feldstärke, verringert. Während der Demagnetisierungsfaktor für Ellipsoide exakt bestimmt werden kann, ist eine analytische Berechnung für Zylinder und Quader näherungsweise möglich [122–124]. Der Mittelwert des magnetischen Feldes im Inneren eines ferromagne-



tischen Volumens ist dann gegeben durch [125]:

$$\bar{H} = H_{\text{appl}} - 4\pi\check{D}M_s. \quad (3.22)$$

Dabei ist  $H_{\text{appl}}$  die angelegte äußere magnetische Feldstärke,  $\check{D}$  der Demagnetisierungsfaktor und  $M_s$  die Sättigungsmagnetisierung. Um komplexere bzw. strukturierte magnetostruktive Schichten oder den gegenseitigen Einfluss mehrerer ME-Sensoren aufeinander zu untersuchen, ist eine FEM-Formulierung mit einer Geometrie erforderlich, in der der Demagnetisierungsfaktor berücksichtigt wird. Dazu wird die von Blackburn et al. [69] in Kapitel 3.1 vorgestellte 3D-FEM-Formulierung um die Sensorumgebung erweitert. Ohne elastisches Materialverhalten in der Sensorumgebung werden dort lediglich die elektrischen und magnetischen Differentialgleichungen aus Gl. (3.9) und Gl. (3.10) genutzt. Aus den entsprechenden fundamentalen Materialgleichungen Gl. (3.2) und Gl. (3.3) folgen ohne piezoelektrische und magnetostruktive Materialeigenschaften des Umgebungsmediums die folgenden Materialgleichungen für elektrische und magnetische Felder:

$$\vec{D} = \epsilon^S \vec{E}, \quad (3.23)$$

$$\vec{B} = \mu^S \vec{H}. \quad (3.24)$$

Auch im Umgebungsmedium wird die elektrische und magnetische Feldstärke  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  in Form der skalaren Potentiale Gl. (3.11) und Gl. (3.12) ausgedrückt. Durch die separaten Differentialgleichungen wäre es dadurch im Vergleich zu [70] möglich, z. B. zusätzlich die Luftdämpfung durch laminare Strömungen im Umgebungsmedium zu beschreiben. In dieser Arbeit wird als Umgebungsmedium jedoch ausschließlich ideales Vakuum verwendet. Eine vollständige Darstellung des partiellen Differentialgleichungssystems ist in Anhang A.6 zu finden.

### 3.3.1 Geometrie, Randbedingungen und Diskretisierung

Zur Demonstration wird erneut dieselbe ME-Sensorgeometrie wie in Kapitel 3.1.1 mit Silizium, AlN und Metglas in der Schichtfolge SUB-PE-MS verwendet. Um die Diskretisierung durch ein strukturiertes Netz zu vereinfachen, wird das Umgebungsvolumen aus sechs rechteckigen Pyramidenstümpfen zusammengesetzt. Die abgeflachten Seiten decken sich mit den Oberflächen des ME-Sensors und die Unterseiten der Pyramidenstümpfe bilden einen rechteckigen Quader um den Sensor herum. Die resultierende Geometrie ist schematisch in Abb. 3.19 (a) dargestellt. Das anregende Magnetfeld wird durch unterschiedliche, skalare magnetische Potentiale mittels Dirichlet-Randbedingung erzeugt. Im Unterschied zum 3D-ME-Sensormodell ohne externe Felder werden diese allerdings auf den Stirnflächen des Umgebungsvolumens und nicht des Sensors definiert. Um die Simulationen miteinander vergleichen zu können, wird die magnetische Potentialdifferenz mit  $V_{m+} = 233 \text{ mA}$  und  $V_{m-} = 0 \text{ mA}$  so gewählt, dass sich durch die Länge des Umgebungsvolumens und den Demagnetisierungsfaktor eine mittlere magnetische Feldstärke in x-Richtung von  $\bar{H}_1 = -25 \text{ A/m}$  in der magnetostruktiven Schicht einstellt. Nachdem das Netz des ME-Sensors, wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, erstellt ist, werden die Außenflächen des Umgebungsvolumens durch strukturierte Netze aus rechteckigen Elementen diskretisiert. Damit das Volumen dazwischen anschließend durch eine Extrusion diskretisiert

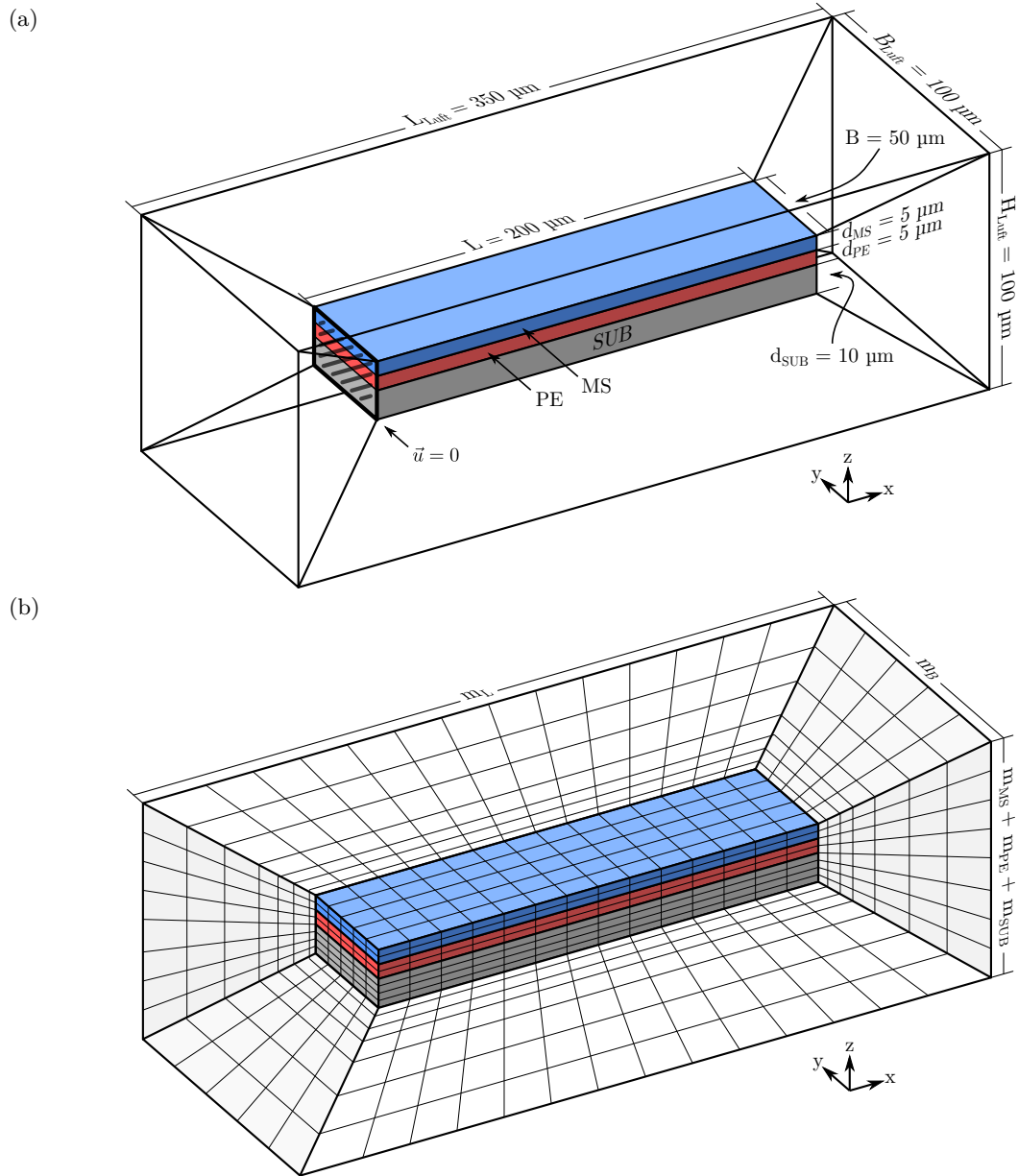


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung (a) einer dreidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS inklusive Umgebungsvolumen und (b) das strukturierte Netz der Diskretisierung des dreidimensionalen Lösungsgebietes. Zur besseren Darstellung ist nur die Diskretisierung der drei hinter dem ME-Sensor liegenden Gebiete gezeigt.

werden kann, muss die Anzahl und Anordnung der Elemente auf den gegenüberliegenden Flächen von ME-Sensor und Umgebungsvolumens identisch sein. Um die Auflösung des Netzes im Bereich des ME-Sensors zu erhöhen, da dort die größten Feldeffekte erwartet werden, wird eine entsprechende Verteilung bei der Extrusion verwendet. Das Ergebnis ist schematisch in Abb. 3.19 (b) gezeigt, wobei lediglich die drei hinteren Pyramidenstümpfe dargestellt sind.

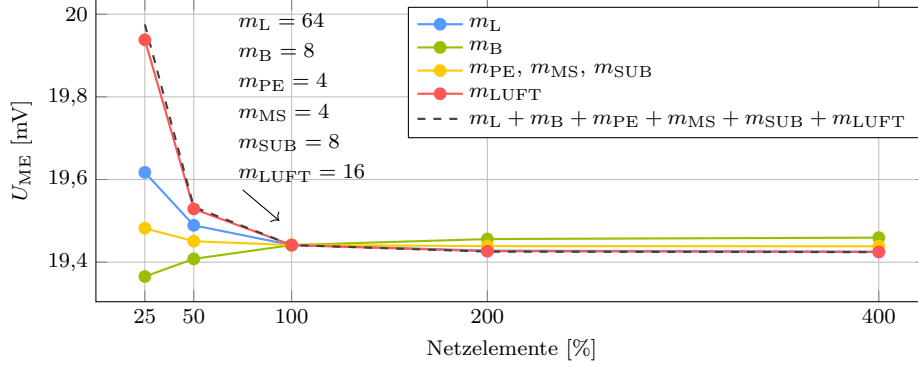


Abbildung 3.20: Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostriktiver Schicht in Abhängigkeit der Diskretisierung der Länge, Breite, Höhe der Schichten und des Umgebungsvolumens.

In Abb. 3.20 wird der Einfluss der Diskretisierung auf die ME-Spannung der oberen Elektrode untersucht. Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung der x-Achse. Die Sensorlänge  $m_L$  wird dabei in 16, 32, 64, 128 und 256 Netzelemente und die Sensorbreite  $m_B$  in 2, 4, 8, 16 und 32 Netzelemente unterteilt. In z-Richtung werden für die Diskretisierung der Substratschicht  $m_{SUB}$  ebenfalls 2, 4, 8, 16 und 32 Netzelemente verwendet, während die MS-Schicht  $m_{MS}$  und die PE-Schicht  $m_{PE}$  in 1, 2, 4, 8 und 16 Netzelemente unterteilt werden. Das Umgebungsvolumen wird in 4, 8, 16, 32 und 64 Netzelemente unterteilt. Als Orientierung dient die dritte Iteration mit einer Diskretisierung von  $m_L \times m_B \times (m_{PE} + m_{MS} + m_{SUB}) \times m_{Luft} = 64 \times 8 \times (4 + 4 + 8) \times 16$ , wobei die Diskretisierungsparameter einzeln und gesamt variiert werden. Im Gegensatz zu den anderen Parametern nimmt die ME-Spannung mit zunehmender Auflösung der Breite als einzige zu. Den größten Einfluss hat jedoch die Auflösung des Umgebungsvolumens, die die ME-Spannung bei Variation aller Parameter gleichzeitig folglich auch dominiert. Bei maximaler Auflösung ergibt sich ein maximaler Fehler  $\sim 2,8\%$  bei Betrachtung aller Iterationen. Ab der zweiten Iteration ist der Fehler aber schon deutlich kleiner als 1%.

### 3.3.2 Löser und Lösung

Die mechanische Resonanzfrequenz der in Kapitel 3.3.1 beschriebenen ME-Sensorgeometrie unter Berücksichtigung der externen Felder beträgt  $f_0 = 573$  kHz. Die entsprechende ME-Sensorantwort im Leerlauf-Betrieb für den quasi-stationären Fall der Anregung bei halber

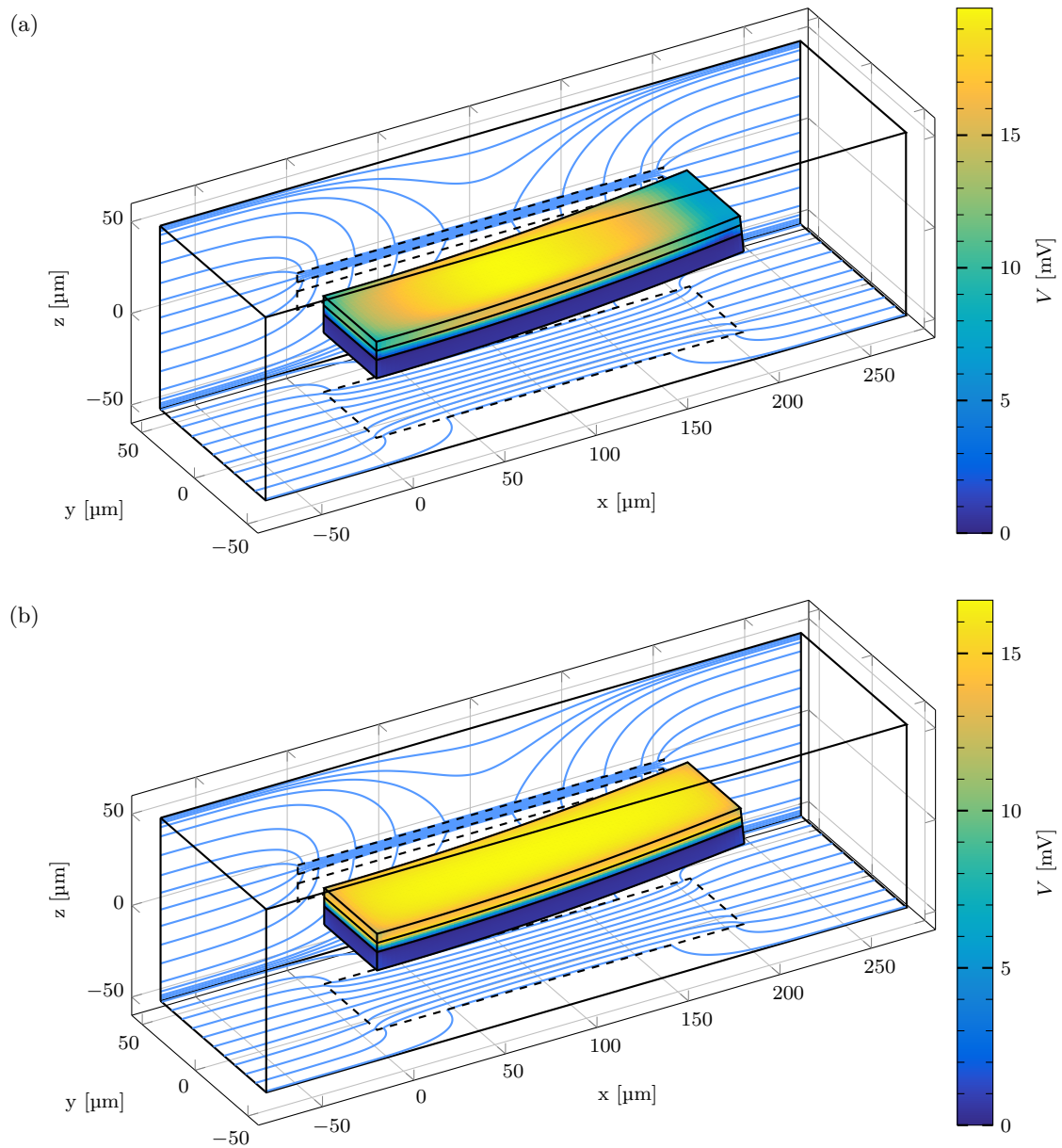


Abbildung 3.21: Lösung des 3D-ME-Sensormodells mit externen Feldern mit der elektrischen Potentialverteilung und der Sensorauslenkung (Multiplikator: 5000) eines einseitig geklemmten ME-Sensors (Si-AlN-MG) im Leerlauf-Betrieb unter der Annahme (a) isolierender und (b) leitfähiger MS-Materialparameter ( $H_1 = -25$  A/m,  $f = 286,5$  kHz). Rück- und Unterseite des Umgebungsvolumens zeigen die Projektion der Magnetfeldlinien in der Mitte der MS-Schicht.

Resonanzfrequenz ist in Abb. 3.21 (a) für eine isolierende und in Abb. 3.21 (b) für eine ideal leitfähige MS-Schicht dargestellt. Auf der ausgelenkten Sensoroberfläche (Multiplikator: 5000) ist die elektrische Potentialverteilung farblich dargestellt. Die Verteilung und die Amplitude des elektrischen Potentials unterscheiden sich dabei deutlich von denen der 3D-ME-Formulierung ohne Berücksichtigung des externen Feldes in Kapitel 3.1.2. Auf der Rück- und Unterseite des Umgebungsvolumens ist der Verlauf des Magnetfeldes jeweils aus dem Zentrum der MS-Schicht ( $x = 0$  bzw.  $z = 0$ ) projiziert. Deutlich zu erkennen ist, dass das in x-Richtung homogene Magnetfeld durch den ME-Sensor stark deformiert wird. Entscheidend ist dabei die Sensorform und seine Größe. Dabei wird auch deutlich, dass die Größe des Umgebungsvolumens ebenfalls einen starken Einfluss auf das Ergebnis haben kann, wenn das deformierte Magnetfeld quasi an den Rändern abgeschnitten wird.

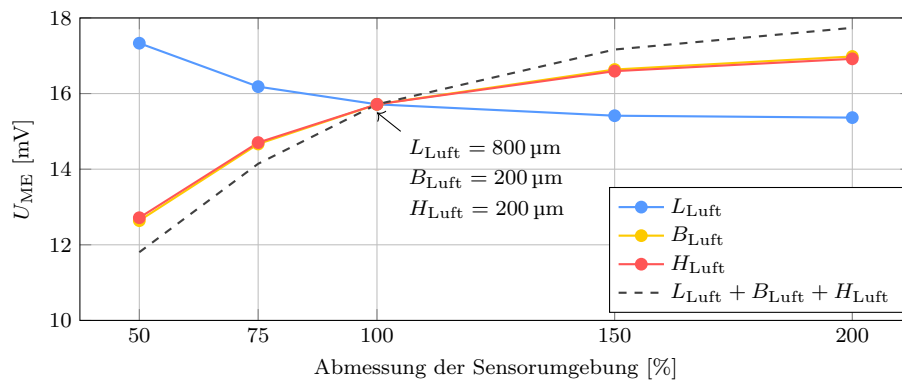


Abbildung 3.22: Leerlauf-ME-Spannungen des ME-Sensors aus Abb. 3.3.1 bei isolierender magnetostriktiver Schicht in Abhängigkeit der Länge, Breite und Höhe des Umgebungsvolumens.

Abb. 3.22 zeigt die ME-Spannung bei Variation der Länge von  $400 \mu\text{m}$  bis  $1200 \mu\text{m}$  sowie der Breite und der Höhe von  $100 \mu\text{m}$  bis  $400 \mu\text{m}$  des Umgebungsvolumens. Die Diskretisierung wird dabei nicht verändert. Bei Variation von Höhe und Breite des Umgebungsvolumens nimmt die ME-Spannung des Sensors fast gleich stark zu, wohingegen bei Erhöhung der Länge die ME-Spannung abnimmt. Werden alle drei Parameter gleichzeitig vergrößert, nimmt die ME-Spannung zu, konvergiert allerdings nur langsam. Bei einem Umgebungsvolumen, das in alle Richtungen mindestens viermal so groß ist wie der ME-Sensor selbst, fällt dadurch die ME-Spannung, im Vergleich zur maximal betrachteten Auflösung, um mindestens  $12,5\%$  geringer aus. Insgesamt ist das Umgebungsvolumen folglich ausreichend groß zu wählen und darauf zu achten, ob sich unterschiedliche Simulationen noch miteinander vergleichen lassen, wenn das Umgebungsvolumen zu Gunsten des Rechenaufwandes kleiner gewählt werden muss.

### 3.3.3 Validierung

Zur Validierung der 3D-ME-Sensormodells mit externen Feldern werden dessen Ergebnisse mit denen des 3D-ME-Sensormodells aus Kapitel 3.1 verglichen. Dazu wird in beiden Modellen eine ME-Sensorgeometrie ähnlich wie in Abb. 3.19, allerdings mit einer Länge

$L = 20$  mm und einer Breite von  $B = 2$  mm, verwendet. Die einzelnen Schichten sind ebenfalls in der Schichtfolge SUB-PE-MS angeordnet. Die piezoelektrische AlN-Schicht und die magnetostriktive Metglas-Schicht haben eine Dicke von  $d_{MS} = d_{PE} = 2,5$   $\mu\text{m}$  und befinden sich auf einem Silizium-Substrat mit einer Dicke von  $d_{SUB} = 300$   $\mu\text{m}$ . Das Umgebungsvolumen hat eine Größe von  $L_{Luft} \times B_{Luft} \times H_{Luft} = 40$  mm  $\times$  20 mm  $\times$  20 mm. Das magnetische Potential wird so gewählt, dass sich eine magnetische Feldstärke von  $H_1 = \frac{\Delta V_m}{L_{Luft}} = -25$  A/m durch die Gesamtlänge des Umgebungsvolumens einstellt.

Die berechneten Resonanzfrequenzen liegen bei dem ME-Sensormodell mit externen Feldern bei 1055,4 Hz, ohne externe Felder bei 1056,6 Hz, und stimmen gut überein. In Abb. 3.23 wird das magnetische Verhalten beider Modelle miteinander verglichen. Abb. 3.23 (a) zeigt die tatsächlich resultierende magnetische Feldstärke  $H_1$  im Zentrum der magnetostriktiven Schicht in Abhängigkeit der x-Koordinate und Abb. 3.23 (b) die dazugehörige magnetische Flussdichte  $B_1$ . Ohne externe Felder ergibt sich eine konstante magnetische Feldstärke von  $-25$  A/m, wodurch auch die magnetische Flussdichte wie erwartet konstant ist. Bei dem ME-Sensormodell mit externen Feldern ist eine deutliche Ortsabhängigkeit zu erkennen. Im Inneren der magnetostriktiven Schicht stellt sich die vorgegebene magnetische Feldstärke von  $-25$  A/m lediglich in deren Mitte ein. In Richtung der Ränder innerhalb der magnetostriktiven Schicht nimmt die Feldstärke deutlich ab, wohingegen sie außerhalb stark ansteigt. Begründen lässt sich dieses Verhalten durch die Stetigkeitsbedingung an Grenzflächen, welche besagt, dass die Normalkomponente der magnetischen Flussdichte an Grenzflächen einen kontinuierlichen Übergang besitzen muss [126]. Durch den großen Permeabilitätsunterschied, der sprunghaft erfolgt, muss die magnetische Feldstärke an der Grenzfläche außerhalb des ME-Sensors sehr groß und innerhalb des ME-Sensors sehr klein werden, damit die Änderung der magnetische Flussdichte kontinuierlich erfolgen kann. Dadurch sind die magnetische Feldstärke und die Flussdichte im Zentrum der magnetostriktiven Schicht am höchsten.

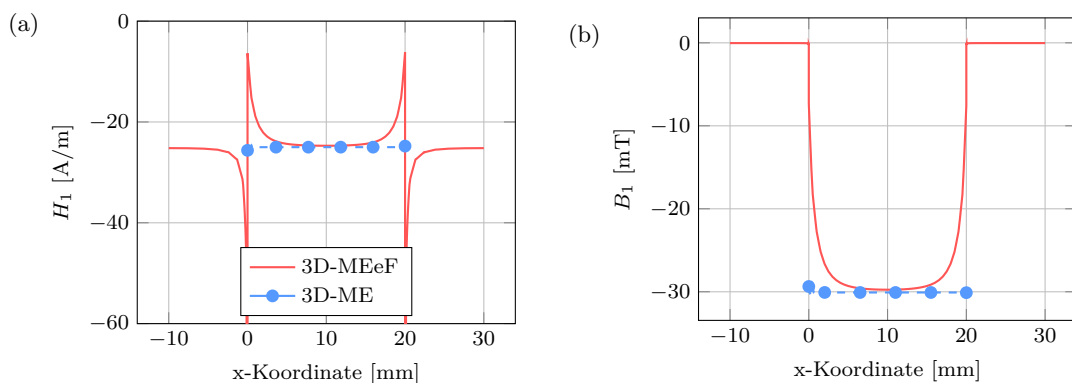


Abbildung 3.23: Verhalten der (a) magnetischen Feldstärke  $H_1$  und (b) der magnetischen Flussdichte  $B_1$  im Zentrum der magnetostriktiven Schichten ( $y = 0, z = 0$ ) in Abhängigkeit der x-Koordinate.

Entsprechend unterscheidet sich auch das resultierende elektrische Potential zwischen den beiden 3D-ME-Sensormodellen. In Abb. 3.24 ist das elektrische Potential als Funktion der x-Koordinate in der Mitte ( $y = 0$ ) an der Oberfläche, der in diesem Fall als isolierend

angenommenen magnetostriktiven Schicht, gezeigt. In der Mitte des ME-Sensors ist das elektrische Potential beider 3D-ME-Sensormodelle gleich groß und nimmt entsprechend in Richtung der Ränder ab. Solange der Einfluss des Demagnetisierungsfaktors durch das hohe Aspektverhältnis gering ist, unterscheiden sich die resultierenden ME-Spannungen beider ME-Sensormodelle kaum. In diesem Fall ergibt sich für die quaderförmige magnetostriktive Schicht ein sehr kleiner Demagnetisierungsfaktor von  $\check{D} = 0,311 \times 10^{-3}$ , der wie gezeigt, auch nur einen sehr geringen Einfluss auf die resultierende ME-Spannung hat. Bei der Berechnung von ME-Sensoren mit größeren Demagnetisierungsfaktoren müsste bei Verwendung des 3D-ME-Sensormodells ohne externe Felder die magnetische Feldstärke entsprechend verringert werden, um die schwächere Anregung zu berücksichtigen [124].

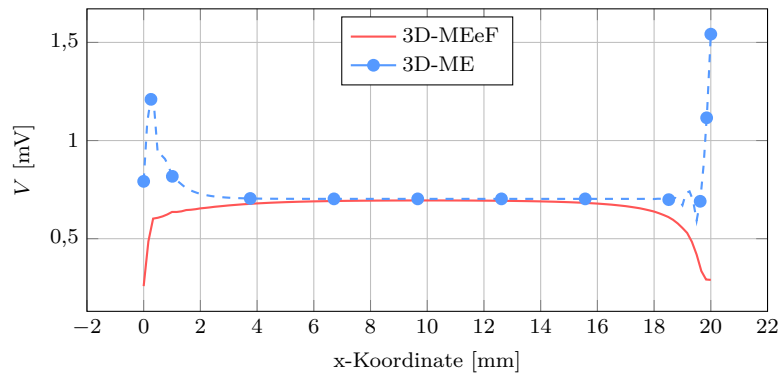


Abbildung 3.24: *Elektrisches Potential in der Mitte ( $y = 0$ ) der Oberseite der isolierenden magnetostriktiven Schicht in Abhängigkeit der  $x$ -Koordinate.*

### 3.4 2D-ME-Sensormodell mit externen Feldern (2DMEeF)

Für das 2D-ME-Sensormodell mit externen Feldern wird ebenfalls das 2D-ME-Sensormodell aus Kapitel 3.2 um das Umgebungsvolumen erweitert. Dort gelten wieder die Materialgleichungen Gl. (3.23) und Gl. (3.24), wobei sich die Definition des skalaren elektrischen und magnetischen Potentials aufgrund des zweidimensionalen Nabla-Operators  $\vec{\nabla} = \vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$  im Vergleich zum 3D-ME-Sensormodell mit externen Feldern unterscheidet. Außerdem ergibt sich ein weiterer wesentlicher Unterschied in den Annahmen bzgl. der Randbedingungen. Im Gegensatz zum ebenen Spannungszustand als mechanische Randbedingung folgt für die elektrischen und magnetischen Felder, dass es keine Feldanteile in  $y$ -Richtung gibt. Dies ist der Fall, wenn die Geometrie unendlich in  $y$ -Richtung ausgedehnt ist. Diese Randbedingungen stellen damit einen starken Widerspruch zu den Voraussetzungen der mechanischen Randbedingung aus Kapitel 3.2.3 dar und legen nahe, dass dieses Verhalten zu einem nicht unerheblichen und unvermeidbarem Fehler führt.

#### 3.4.1 Geometrie, Randbedingungen und Diskretisierung

Auch hier wird zur Demonstration die ME-Sensorgeometrie aus Kapitel 3.3.1 verwendet, die für den zweidimensionalen Fall in Abb. 3.25 schematisch dargestellt ist. Es wird erneut

Metglas als magnetostriktives, AlN als piezoelektrisches und Silizium als Substratmaterial in der Schichtfolge SUB-PE-MS verwendet. Um die Diskretisierung zu erleichtern, wird das Umgebungsvolumen aus vier Trapezen zusammengesetzt. Als anregendes Ma-

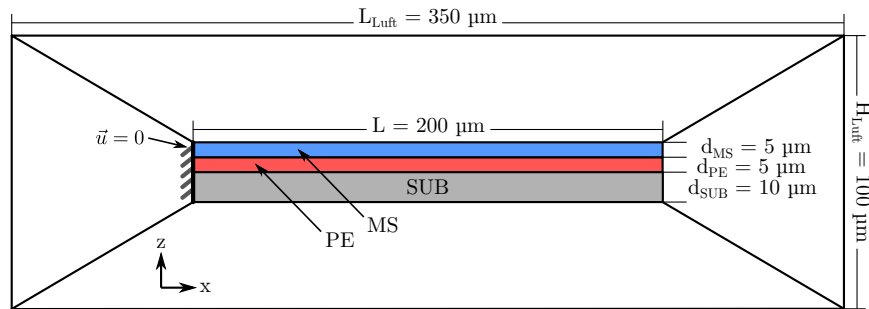


Abbildung 3.25: Schematische Darstellung einer zweidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS inklusive Umgebungsvolumen.

gnetfeld wird mittels Dirichlet-Randbedingungen eine magnetische Potentialdifferenz von  $\Delta V_m = 376 \text{ mA}$  zwischen den Stirnseiten des Umgebungsvolumens definiert, die zu einer mittleren magnetischen Feldstärke in x-Richtung von  $H_1 = -25 \text{ A/m}$  in der magnetostriktiven Schicht führt. Durch Setzen des elektrischen Potentials auf  $V = 0 \text{ V}$  mittels einer weiteren Dirichlet-Randbedingung wird die Oberfläche des Substrates als untere Elektrode definiert. Nachdem das Netz des ME-Sensors analog zu Kapitel 3.2.1 erstellt wurde, lässt sich das Netz für das Umgebungsvolumen durch eine gemeinsame Extrusion erzeugen. Durch eine Verteilung wird das Netz in der Nähe des ME-Sensors höher aufgelöst als an den Rändern. Das Ergebnis einer solchen Diskretisierung ist schematisch in Abb. 3.26 dargestellt.

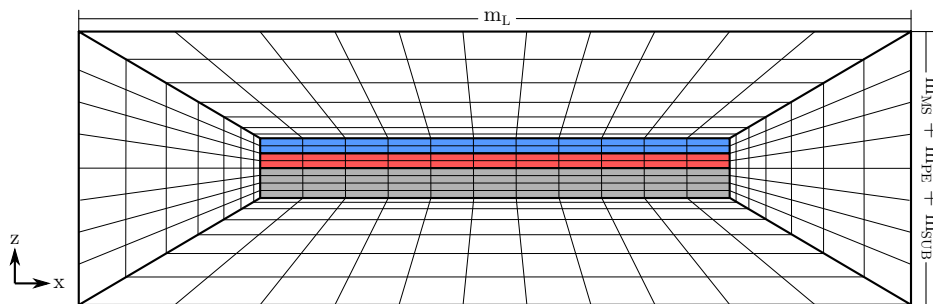


Abbildung 3.26: Schematische Darstellung des verwendeten strukturierten Netzes zur Diskretisierung des zweidimensionalen Lösungsgebietes.

Die Auflösung der Diskretisierung des ME-Sensors und des Umgebungsvolumens hat, wie zuvor, Auswirkungen auf das Simulationsergebnis und damit auf die berechneten ME-Spannungen. Die Sensorlänge  $m_L$  wird dabei in 16, 32, 64, 128 und 256 Netzelemente unterteilt. In z-Richtung werden für die Diskretisierung der Substratschicht  $m_{SUB}$  ebenfalls 2, 4, 8, 16 und 32 Netzelemente verwendet, während die MS-Schicht  $m_{MS}$  und die PE-Schicht  $m_{PE}$  in 1, 2, 4, 8 und 16 Netzelemente unterteilt werden. Das Umgebungsvolumen wird in 4, 8, 16, 32 und 64 Netzelemente unterteilt. Als Orientierung dient dabei die dritte Iterati-



on mit einer Diskretisierung mit  $m_L \times (m_{PE} + m_{MS} + m_{SUB}) \times m_{Luft} = 64 \times (4 + 4 + 8) \times 16$  Elementen, wobei die Diskretisierungsparameter einzeln und gesamt variiert werden um deren Einfluss zu bestimmen. Das Ergebnis ist in Abb. 3.27 dargestellt, wobei die unterschiedliche Skalierung der x-Achse für die Diskretisierungsparameter zu beachten ist. Bei allen Parametern nimmt die ME-Spannung mit zunehmender Auflösung ab, wobei genau wie im 3D-Fall der Einfluss des Umgebungsvolumens am größten ist und somit auch den Verlauf der ME-Spannung bei Variation aller Parameter gleichzeitig bestimmt. Zur höchsten Auflösung stellt sich damit ein maximaler Fehler von  $\sim 2\%$  zwischen allen betrachteten Iterationen der Diskretisierung ein. Bereits ab der dritten Iteration ist der Fehler jedoch kleiner  $\sim 0,25\%$ .

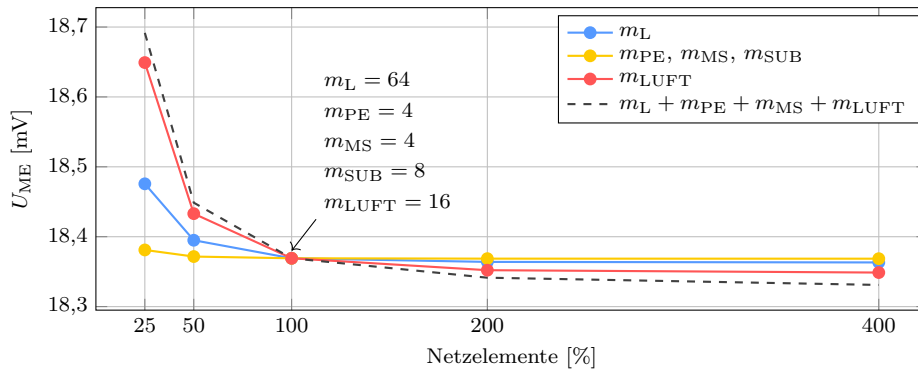


Abbildung 3.27: Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostriktiver Schicht in Abhängigkeit der Diskretisierung der Länge, Höhe der Schichten und des Umgebungsvolumens und deren Kombination.

### 3.4.2 Löser und Lösung

Für die ME-Sensorgeometrie aus Kapitel 3.4.1 ergibt sich eine mechanische Resonanzfrequenz von  $f_0 = 589\text{ kHz}$ , die mit dem Eigenfrequenz-Löser bestimmt wurde. Die Auslenkung (Multiplikator: 5000) und die Verteilung des elektrischen Potentials über den Sensorquerschnitt für den quasi-stationären Leerlauf-Fall bei halber Resonanzfrequenz sind mit dem stationären Löser berechnet und in Abb. 3.28 (a) bei isolierender und in Abb. 3.28 (b) bei ideal leitfähiger magnetostriktiver Schicht dargestellt. Der Verlauf der Magnetfeldlinien zeigt deutlich, dass das homogene Magnetfeld durch die magnetostriktive Schicht des ME-Sensors ähnlich stark deformiert wird wie im 3D-Fall aus Kapitel 3.3.2. Auch hier zeichnet sich wieder eine starke Abhängigkeit der ME-Sensorspannung zur Größe des Umgebungsvolumens ab. In Abb. 3.29 ist die ME-Spannung, ausgehend von  $L_{Luft} \times H_{Luft} = 0,8\text{ mm} \times 0,2\text{ mm}$ , für unterschiedlich große Umgebungsvolumina dargestellt. Bei einzelner Erhöhung der Länge von  $400\text{ }\mu\text{m}$  bis  $1200\text{ }\mu\text{m}$  nimmt die ME-Spannung ab, wohingegen bei einzelner Erhöhung der Breite von  $100\text{ }\mu\text{m}$  bis  $400\text{ }\mu\text{m}$  die ME-Spannung zunimmt. Dadurch ergibt sich bei gleichzeitiger Änderung von Länge und Höhe ein Verlauf, der gegen einen Wert  $> 20,366\text{ mV}$  konvergiert. Dadurch stellt sich ein Fehler von mindestens  $56,3\%$  zwischen allen Iterationen und mindestens  $10,5\%$  bzgl. der Auflösung

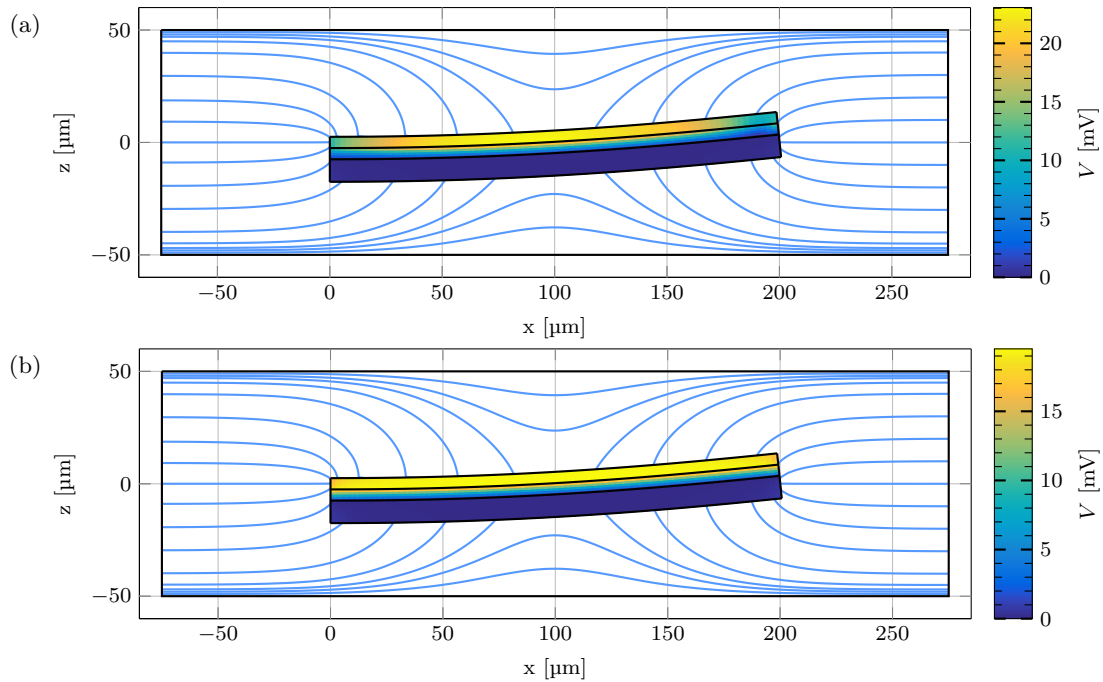


Abbildung 3.28: Lösung des 2D-ME-Sensormodells mit externen Feldern mit der elektrischen Potentialverteilung und der Sensorauslenkung (Multiplikator: 5000) eines einseitig geklemmten ME-Sensors (Si-AlN-MG) im Leerlauf-Betrieb mit (a) isolierender und (b) leitfähiger MS-Schicht ( $H_1 = -25 \text{ A/m}$ ,  $f = 294,5 \text{ kHz}$ ). Die Rückseite des Umgebungsvolumens zeigt den Verlauf der Magnetfeldlinien durch die MS-Schicht.

bei der dritten Iteration ein. Folglich ist das Umgebungsvolumen auch im zweidimensionalen Fall so groß wie möglich zu wählen, bzw. nur die Ergebnisse von Simulationen mit ähnlichen Größenverhältnissen zwischen ME-Sensor und Umgebungsvolumen miteinander zu vergleichen.

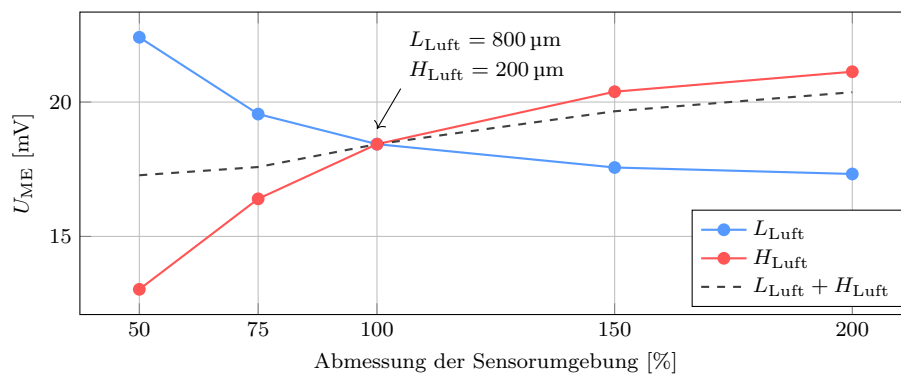


Abbildung 3.29: Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostruktiver Schicht in Abhängigkeit der Länge und Höhe des Umgebungsvolumens und deren Kombination.

### 3.4.3 Validierung

Die Ergebnisse des 2D-ME-Sensormodells mit externen Feldern werden zur Validierung mit den Ergebnissen des 2D-ME-Sensormodells aus Kapitel 3.2 verglichen. Dazu wird ebenfalls eine ME-Sensorgeometrie wie in Abb. 3.25 mit der Schichtfolge SUB-MS-PE, Silizium als Substratmaterial, eine piezoelektrische Schicht aus AlN und eine magnetostriktive Schicht aus Metglas verwendet. Die Gesamtsensorenlänge beträgt hier  $L = 20$  mm mit Schichtdicken von  $d_{MS} = d_{PE} = 2,5$   $\mu\text{m}$  und  $d_{SUB} = 300$   $\mu\text{m}$ . Der ME-Sensor befindet sich im Zentrum des Umgebungsvolumens mit den Abmessungen  $L_{Luft} \times H_{Luft} = 40$  mm  $\times$  20 mm. Das magnetische Potential wird so gewählt, dass sich eine magnetische Feldstärke von  $H_1 = \frac{\Delta V_m}{L_{Luft}} = -25$  A/m durch die Gesamtlänge des Umgebungsvolumens einstellt.

Beim Vergleich der 2D-Ergebnisse stimmen die berechneten mechanischen Resonanzfrequenzen, von  $f_0 = 1050,2$  Hz für das ME-Sensormodell mit und  $f_0 = 1050,8$  Hz ohne externe Felder, noch besser überein als im 3D-Fall. Die x-Komponente der tatsächlich resultierenden magnetischen Feldstärke  $H_1$  in Abb. 3.30 (a) und die der magnetischen Flussdichte  $B_1$  in Abb. 3.30 (b) in der Mitte ( $z = 0$ ) der magnetostriktiven Schicht, jeweils als Funktion der x-Koordinate, zeigen dasselbe Verhalten wie im 3D Fall. Aller-

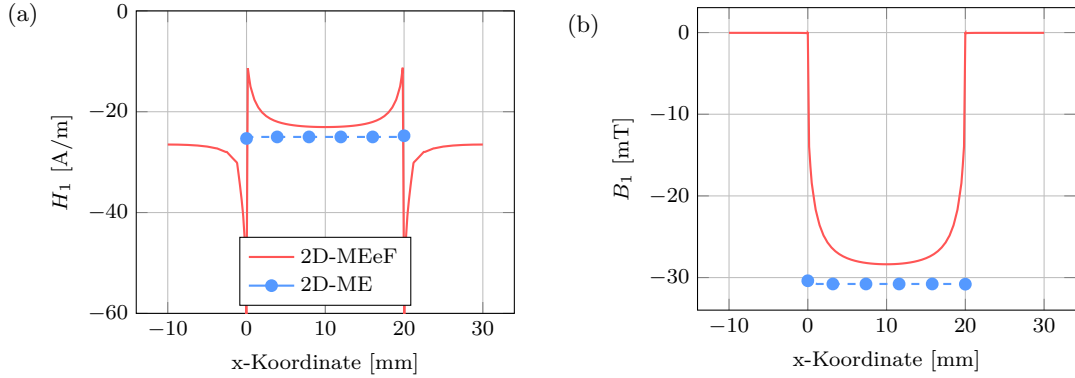


Abbildung 3.30: Verhalten der (a) magnetischen Feldstärke  $H_1$  und (b) der magnetischen Flussdichte  $B_1$  im Zentrum der magnetostriktiven Schichten ( $z = 0$ ) in Abhängigkeit der x-Koordinate.

dings ist die maximale magnetische Feldstärke in der Mitte der magnetostriktiven Schicht deutlich geringer, wenn der Einfluss der externen Felder mit berücksichtigt wird und unterscheidet sich damit auch zu den Ergebnissen der Validierung des 3D-ME-Sensormodells mit externen Feldern in Kapitel 3.3.3. Dieses Verhalten spiegelt sich auch in dem elektrischen Potential auf der Oberfläche der magnetostriktiven Schicht in Abhängigkeit der x-Koordinate in Abb. 3.31 wider. Aufgrund der schwächeren Anregung durch die geringere magnetische Feldstärke ist das induzierte elektrische Potential auch etwas geringer. Betrachtet man den auftretenden Fehler zwischen den 3D- und 2D-Ergebnissen in Abb. 3.32, ist eine deutliche Abhängigkeit des Fehlers für unterschiedlich lange ME-Sensoren und mit verschiedenen dicken magnetostriktiven Schichten zu erkennen. Dabei hat die Sensorbreite in diesem Fall, wie in Kapitel 6.2.2 zu sehen, kaum einen Einfluss auf die resultierende ME-Spannung, solange diese deutlich größer ist als die Dicke der magnetostriktiven

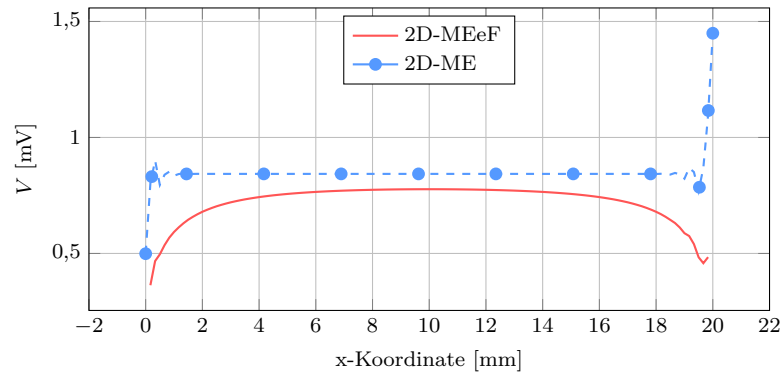


Abbildung 3.31: *Elektrisches Potential auf der Oberseite der isolierenden magnetostriktiven Schicht in Abhängigkeit der x-Koordinate.*

Schicht. Bei sehr kurzen ME-Sensoren und sehr dicken magnetostriktiven Schichten steigt der Fehler in den 2D-Simulationen auf  $\sim 45\%$ . Bei langen ME-Sensoren mit dünnen magnetostriktiven Schichten ist der relative Fehler in der ME-Spannung mit  $\sim 15\%$  in derselben Größenordnung wie beim 2D-ME-Sensormodell ohne externe Felder mit einer maximalen Abweichung von  $\sim 12\%$  in Kapitel 3.2.3. Für die hier untersuchte ME-Sensorgeometrie mit einer Länge von  $L = 20$  mm und einer magnetostriktiven Schichtdicke von  $d_{MS} = 2,5 \mu\text{m}$  ergibt sich ein relativer Fehler in der ME-Spannung von  $\sim 20\%$ .

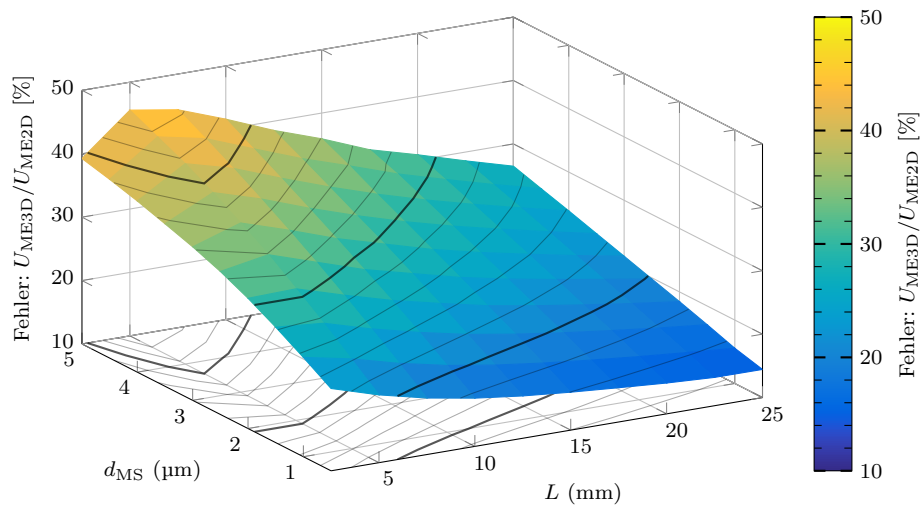


Abbildung 3.32: *Relativer Fehler der ME-Spannung zwischen dem 3D- und 2D-ME-Sensormodell mit externen Feldern für unterschiedlich lange ME-Sensoren und unterschiedlich dicke magnetostriktive Schichten.*

### 3.4.4 Benchmark

Durch die zusätzlichen Netzelemente zur Diskretisierung des Umgebungsvolumens und dessen notwendige Größe ist die zu erwartende Zeitersparnis noch größer im Vergleich zu den ME-Sensormodellen ohne Betrachtung externer Felder in Kapitel 3.2.4. Gerade bei sehr langen ME-Sensoren mit sehr dünnen Schichten ist der zu erwartende Fehler der

2D-Formulierung relativ gering und ermöglicht somit eine hohe Anzahl von Parametervariation mit vergleichsweise geringem zeitlichem Aufwand.

### 3.5 Postprocessing

Mit Hilfe der verschiedenen ME-Sensormodelle lassen sich die mechanischen, elektrischen und magnetischen Zustandsvariablen für beliebige ME-Sensorgeometrien bei quasi-stationärem Verhalten durch den stationären Löser berechnen. Da keine Verlustmechanismen in den FEM-Formulierungen integriert sind, ist eine direkte Auswertung bei resonanter Anregung nicht möglich. Das frequenzabhängige Verhalten von ME-Sensoren lässt sich allerdings durch eine äquivalente Fano-Funktion beschreiben. Diese setzt sich aus einem Lorentz-Term und einem konstanten Anteil zusammen und hat die Form [115]

$$A(\omega) = \frac{A_r}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + i\Gamma \frac{\omega}{\omega_0^2}} + A_c. \quad (3.25)$$

Dabei sind  $\omega$ ,  $\omega_0$ ,  $\Gamma$ ,  $A_r$  und  $A_c$  die Frequenz, die Resonanzfrequenz, der Dämpfungsfaktor, die Amplitude der resonanten und der konstanten Komponente. Gl. (3.25) kann dabei für alle mechanischen, elektrischen oder magnetischen Zustandsvariablen verwendet werden. Beispielhaft soll die resonante ME-Spannung der 2D-ME-Sensorgeometrie nach Abb. 3.5 ohne externe Felder berechnet werden. Dazu werden zunächst diskrete Werte der quasi-stationären ME-Spannungen bis zur doppelten Resonanzfrequenz berechnet. Die Resonanzfrequenz selbst wird mit einem gewissen Sicherheitsabstand ausgespart, da sich dort keine Lösung für die ungedämpften ME-Sensormodell finden lässt. Anschließend können die Parameter  $A_r$  und  $A_c$  mit Hilfe einer Fit-Funktion in Matlab bestimmt werden. In Abb. 3.33 ist zu sehen, dass die ME-Spannung aus der FEM-Simulation mit denen

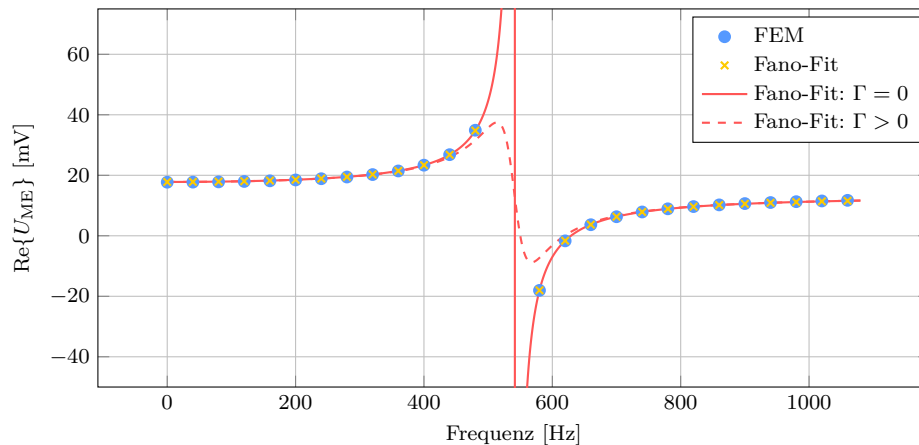


Abbildung 3.33: Realteil der Leerlauf-ME-Spannungen in Abhängigkeit der Frequenz mit Fano-Funktion ( $A_r = 4,6 \text{ mV}$  und  $A_c = 13,2 \text{ mV}$ ) bei unterschiedlichen Dämpfungsparametern.

der Fano-Funktion sehr gut übereinstimmen. In diesem Beispiel sind  $A_r = 4,6 \text{ mV}$  und  $A_c = 13,2 \text{ mV}$ . Durch diese beiden Amplitudenkomponenten ist das Resonanzverhalten

dieser ME-Sensorgeometrie eindeutig bestimmt und die ME-Spannung kann für beliebige Frequenzen und Dämpfungsfaktoren  $\Gamma$  berechnet werden. Mit

$$\Gamma = \frac{\omega_0}{Q} \quad (3.26)$$

lässt sich die Dämpfung durch den Q-Faktor ausdrücken. Die ME-Spannung bei Resonanz ergibt sich anschließend aus dem Absolutbetrag der gefundenen Fano-Funktion. Abb. 3.34

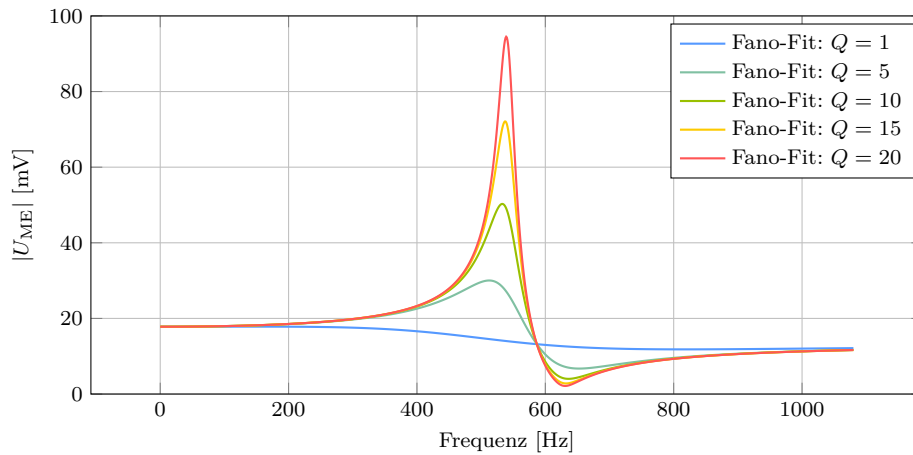


Abbildung 3.34: Absolutbetrag der Leerlauf-ME-Spannungen in Abhängigkeit der Frequenz für unterschiedliche Q-Faktoren.

zeigt das Verhalten des Absolutbetrags der resonanten ME-Spannung für unterschiedliche Q-Faktoren. Je größer der Q-Faktor desto höher ist auch die ME-Spannung. Dabei ist zu erkennen, dass sich die ME-Spannung ab einem Q-Faktor von  $Q = 10$  linear verhält. Aufgrund des linearen Verhaltens lässt sich dadurch die ME-Spannung und alle anderen Zustandsvariablen der ME-Sensormodelle normiert darstellen und können somit auf eine große Anzahl von Messergebnissen angewendet werden.

### 3.6 Zusammenfassung

Es wurde gezeigt, dass sich durch Dimensionsreduktion aus der 3D-FEM-Formulierung nach *Blackburn et al.* [69] zur Simulation multiferroischer Systeme eine 2D-Formulierung ableiten und zur Berechnung des Sensorverhaltens von ME-Sensoren nutzen lässt. Dabei beschreibt der ebene Spannungszustand, als mechanische Randbedingung, das Verhalten einseitig geklemmter ME-Sensoren deutlich besser, als der ebene Verzerrungszustand. Bei ME-Sensorgeometrien mit Aspektverhältnissen von  $L : B : H = 25 : 5 : 1$  ist dabei eine maximale Abweichung von  $\sim 12\%$  zu erwarten. Die Simulationszeit lässt sich dabei mindestens halbieren, aber gerade mit der zusätzlichen Randbedingung bei ideal leitfähiger MS-Schicht aufgrund der Reduzierung der beteiligten Netzelemente, um ein vielfaches reduzieren. Bei der Berechnung von Sensorgeometrien mit typischen Aspektverhältnissen von Dünnschicht ME-Sensoren von  $L : B : H = 10000 : 1000 : 1$  bedeutet dies eine signifikante Zeitersparnis, durch die höhere erforderliche Auflösung. Weiterhin ist zu beachten,

---

dass zur Betrachtung des resonanten Betriebs stets mehrere Simulationen notwendig sind, um den Resonanzverlauf exakt genug abbilden zu können.

Durch die Erweiterung beider Modelle um die Sensorumgebung ergibt sich die Möglichkeit, den Einfluss der Geometrie auf das magnetische Verhalten zu untersuchen. Dabei unterscheiden sich die Ergebnisse naturgemäß, zeigen allerdings eine gute Übereinstimmung bei Geometrien mit einem geringen Demagnetisierungsfaktor. Mit einer Abweichung von  $\sim 9\%$  sowohl im 2D- als auch im 3D-Fall unterscheiden sich die berechneten mechanischen Resonanzfrequenzen kaum. Bei Dünnschicht-ME-Sensoren mit typischen Aspektverhältnissen von  $L : B : H = 10000 : 1000 : 1,25$  ergibt sich hier eine maximale Abweichung von  $\sim 25\%$  in der ME-Spannung.

Für alle ME-Sensormodell wurde der Einfluss der Netzauflösung untersucht. Aufgrund der einfachen quaderförmigen Geometrie ist der Einfluss auf die ME-Spannung bei der verwendeten Diskretisierung mit maximal  $\sim 3\%$  aber weitgehend vernachlässigbar. Bei den Sensormodellen mit externen Feldern hingegen hat die Größe des Umgebungsvolumens einen erheblichen Einfluss. Dabei ist zu beachten, dass das Umgebungsvolumen in allen Dimension so groß wie möglich ausfallen sollte, um das Magnetfeld in allen beteiligten und noch so entfernten Gebieten zu berücksichtigen. Ist dies nicht möglich lassen sich nur Ergebnisse ähnlicher Geometrieabmessungen miteinander vergleichen.





---

## Kapitel 4

# Betriebsarten und Schichtfolgen

---

### Übersicht

*Im folgenden Kapitel soll das Verhalten von ME-Sensoren systematisch untersucht werden. Dazu werden die Geometrieparameter von ME-Sensoren mit unterschiedlichen Schichtfolgen und Materialkombinationen variiert, die jeweiligen ME-Koeffizienten für den Leerlauf und Kurzschlussfall berechnet und miteinander verglichen. Es werden sowohl der statische als auch der resonante Betrieb untersucht. Für den resonanten Betrieb wird außerdem die Empfindlichkeit der ME-Sensoren bestimmt, indem das Rauschverhalten von Sensor und Verstärker bei der Berechnung des Detektionslimit berücksichtigt wird. Es wird untersucht, welchen Einfluss Geometrieparameter, Materialkombination und Verstärkertyp auf die Empfindlichkeit der ME-Sensoren haben.*

## 4.1 Geometrie und Materialvariation

Bereits eine geringe Anzahl von Materialien führt bei den hier betrachteten Zweischicht-ME-Sensoren mit drei resultierenden, unterschiedlichen Schichtfolgen zu einer hohen Anzahl von Variationsmöglichkeiten und zeigt deutlich die Notwendigkeit einer schnellen und akkuraten Simulationsmethode. Im Folgenden wird deshalb zur systematischen Untersuchung das 2D-ME-Sensormodell aus Kapitel 3.2 verwendet. In Abb. 4.1 sind die drei Möglichkeiten zur Anordnung der piezoelektrischen und magnetostriktiven Schicht auf einem Substrat dargestellt. Die Schichtfolge in Abb. 4.1 (c) mit der piezoelektrischen Schicht zwischen Substrat und magnetostriktiver Schicht (SUB-MS-PE) wurde bereits zur Validierung der FEM-Formulierungen in Kapitel 3 verwendet. Abb. 4.1 (a) zeigt die dazu inverse Anordnung, in der die magnetostriktive Schicht zwischen Substrat und piezoelektrischer Schicht liegt (MS-PE-SUB) und Abb. 4.1 (b) zeigt die Anordnung der beiden aktiven Schichten auf den jeweils gegenüberliegenden Seiten des Substrates (MS-SUB-PE). Darüber hinaus wird auch in Betracht gezogen, dass ME Sensoren ganz ohne Substrat auskommen können.

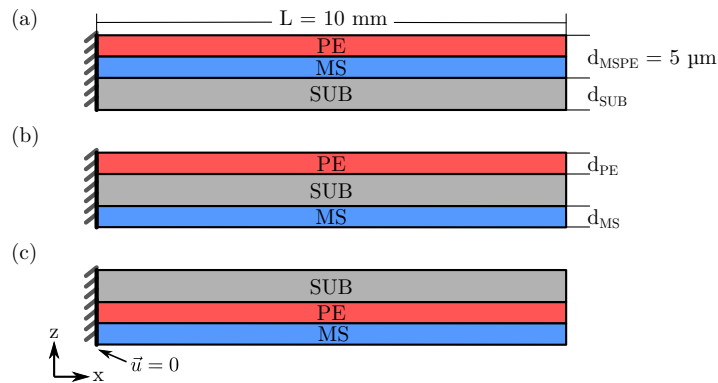


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der einseitig geklemmten ME-Sensorgeometrien mit den Schichtfolgen (a) SUB-MS-PE, (b) MS-SUB-PE und (c) MS-PE-SUB.

Die Gesamtlänge der einseitig geklemmten ME-Sensoren ist mit  $L = 10 \text{ mm}$ , genau wie die Gesamtschichtdicke der beiden aktiven Phasen  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5 \mu\text{m}$ , als konstant gewählt. Die Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten werden für verschiedene PE-Anteile und Substratdicken berechnet. Zur Bestimmung der Ladung im Kurzschluss-Betrieb wird die Sensorbreite mit  $B = 1 \text{ mm}$  als invariant angenommen. Als Substratmaterial wird ausschließlich Silizium verwendet. Durch die Kombination der piezoelektrischen Materialien Bleizirkonattitanat (PZT) und Aluminiumnitrid (AlN) mit den magnetostriktiven Materialien Terfenol-D (TD) und Metglas (MG) ergeben sich die Materialsysteme Si-MG-AlN, Si-MG-PZT, Si-TD-AlN und Si-TD-PZT. Es ist noch anzumerken, dass einige dieser Materialsysteme möglicherweise aufgrund von Konflikten bei der Abscheidung oder bei der Polung nicht in allen Schichtfolgen hergestellt werden können.

## 4.2 Statischer Betrieb von Zweischicht-ME-Sensoren

Im sog. statischen Betrieb sollen statische oder quasi-statische Magnetfelder mit ME-Sensoren gemessen werden. Dadurch, dass ein statisches Magnetfeld an jeder Position der magnetostriktiven Schicht gleich wirkt, wird der ME-Sensor mit einer gleichmäßigen Krümmung verformt, was zu einer gleichmäßigen Potential- bzw. Ladungsverteilung an der Oberfläche der piezoelektrischen Schicht führt. Bereits unter diesen Voraussetzungen ist eine simple Betrachtung der Produkteigenschaften nicht ausreichend, um die induzierte Spannung oder die induzierte Ladung vorherzusagen, da diese vor allem das komplexe mechanische Materialverhalten nicht ausreichend berücksichtigen.

### 4.2.1 Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten

Die statischen Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten werden für sämtliche Variationsmöglichkeiten aus den Ergebnissen der 2D-FEM-Formulierung nach Gl. (2.24) bzw. Gl. (2.30) berechnet. In Abb. 4.2 sind diese für die Materialkombination Si-MG-AlN und die drei verschiedenen Schichtfolgen aus Abb. 4.1 als Funktion der Substratdicke dargestellt. Die magnetostriktive Schicht aus Metglas ist, wie die piezoelektrische AlN-Schicht 2,5  $\mu\text{m}$ , dick. Die Dicke des Siliziumsubstrats wird von  $d_{\text{SUB}} = 0 \mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  variiert.

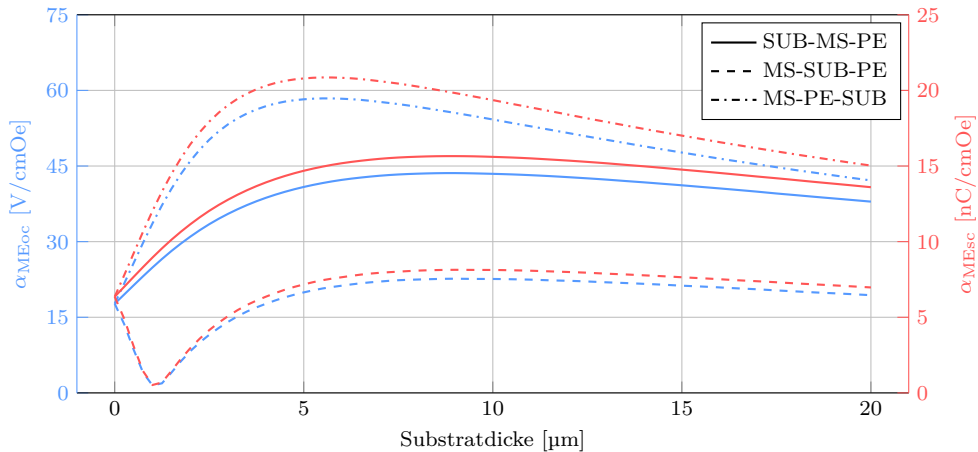


Abbildung 4.2: Statischer Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizient für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in der Materialkombination Si-MG-AlN bei gleicher MS- und PE-Schichtdicke von  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2,5 \mu\text{m}$  als Funktion der Substratdicke variiert von  $d_{\text{SUB}} = 0 \mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .

Das Verhalten zwischen Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizient, in Abhängigkeit der Substratdicke, ist bei allen Schichtfolgen gleich, allerdings auf unterschiedlichen Skalen. Ohne Substrat sind die ME-Koeffizienten aller Schichtfolgen, wie erwartet, gleich, da die Geometrien identisch sind. Bei der Schichtfolge MS-PE-SUB ist das Maximum schmaler und liegt bei ungefähr 5  $\mu\text{m}$  Substratdicke. Für die Schichtfolgen SUB-MS-PE und MS-SUB-PE ergibt sich ein deutlich breiteres Maximum bei  $d_{\text{SUB}} = 8 \mu\text{m}$ . Letztere ist die einzige Schichtfolge bei der sich ein Minimum für den ME-Koeffizienten bei einer Substratdicke von 1  $\mu\text{m}$  einstellt. Aufgrund von Regionen mit einander entgegenwirkenden

Verzerrungen in der piezoelektrischen Schicht löschen sich die induzierte Spannung und Ladung dort gegenseitig aus. Dieses Verhalten ist bestimmt durch die Lage der neutralen Ebene, die in diesem Fall in der piezoelektrischen Schicht liegt und die z-Position innerhalb des ME-Sensors beschreibt, an der keine Verzerrungen auftreten. Die Ergebnisse bei zusätzlicher Variation des PE-Anteils sind für die drei unterschiedlichen Schichtfolgen des Materialsystems Si-MG-AlN in Abb. 4.3 zusammengefasst. In Abb. 4.3 (a)-(c) sind die Leerlauf- und in Abb. 4.3 (d)-(f) die Kurzschluss-ME-Koeffizienten als Funktion der Substratdicke und des PE-Anteils dargestellt. Die weißen Linien markieren die ME-Koeffizienten bei 50 % PE-Anteil bzw. gleicher MS- und PE-Schichtdicke von  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2,5 \mu\text{m}$  aus Abb. 4.2. Sowohl in den Ergebnissen des Leerlauf- als auch in denen des Kurzschluss-ME-Koeffizienten der Schichtfolgen SUB-MS-PE und MS-PE-SUB in Abb. 4.3 (a) und (d) bzw. Abb. 4.3 (c) und (f) ist jeweils ein einziges Maximum zu erkennen. Da bei der Schichtfolge MS-SUB-PE eine Region existiert, in der es keine ME-Antwort gibt bzw. der ME-Koeffizient Null ist, existieren hier zwei Maxima, eines mit Substrat und eines bei verschwindender Substratdicke. Während die Maxima der Leerlauf-ME-Koeffizienten in Abb. 4.3 (a)-(c) bei unterschiedlichen PE-Anteilen auftreten, liegen die Maxima bei den Kurzschluss-ME-Koeffizienten in Abb. 4.3 (d)-(f) alle bei minimaler PE-Schichtdicke. Der Leerlauf-ME-Koeffizient ist in der Schichtfolge MS-SUB-PE am höchsten, wohingegen die Schichtfolge SUB-MS-PE den höchsten Kurzschluss-ME-Koeffizienten liefert.

#### 4.2.2 Biegeantwort

In Abb. 4.3 (g)-(h) sind die Biegeantworten der ME-Sensoren nur im Leerlauf-Betrieb als Funktion der Substratdicke und des PE-Anteils dargestellt, da sich die des Kurzschluss-Betriebs nur geringfügig unterscheiden. Dabei ist die Schichtfolge SUB-MS-PE in Abb. 4.3 (g) die einzige, in der sowohl eine negative als auch eine positive Biegeantwort auftritt. Dies ist möglich, da das magnetostruktive Material, in dem die Verzerrung direkt durch das statische Magnetfeld verursacht wird, zwischen Substrat und piezoelektrischer Schicht liegt. Die Biegeantworten bei den Schichtfolgen MS-SUB-PE in Abb. 4.3 (h) und MS-PE-SUB in Abb. 4.3 (i) sind einander vom Verhalten sehr ähnlich, stets positiv, maximal bei verschwindender Substratdicke und von ungefähr gleicher Größe. Zwischen dem Auftreten von Minima sowie der Amplitude der ME-Koeffizienten in Abb. 4.3 (a)-(f) und dem Verhalten der Biegeantworten in Abb. 4.3 (g)-(h) ist folglich kein direkter Zusammenhang erkennbar.

#### 4.2.3 Position der neutralen Ebene

Wie bei der Biegeantwort unterscheidet sich auch das Verhalten der neutralen Ebene zwischen Kurzschluss- und Leerlauf-Betrieb kaum. In Abb. 4.3 (j-l) ist deshalb ausschließlich die Lage der Neutralen Ebene des Leerlauf-Betriebs als Phasendiagramm, und in Abhängigkeit der Substratdicke und des PE-Anteils, gezeigt. Die neutrale Ebene kann dabei im statischen Betrieb sowohl innerhalb als auch außerhalb der ME-Sensorgeometrie liegen. Allerdings verhindert offensichtlich, die durch das magnetische Feld direkt induzierte Verzerrung in der magnetostruktiven Schicht, bei allen drei Variationen der Schichtfolge, dass

---

die neutrale Ebene in der magnetostriktiven Schicht selbst liegt. Für die Schichtfolge SUB-MS-PE in Abb. 4.3 (j) befindet sich die neutrale Ebene außerhalb der ME-Sensorgeometrie entlang des Bereichs, in dem die entsprechende Biegeantwort in Abb. 4.3 (g) nahe Null ist bzw. in dem sich die Biegerichtung ändert. Von dort wandert die neutrale Ebene von außen in die Substratschicht, wenn das Substrat dicker wird, bzw. von außen in die piezoelektrische Schicht, wenn das Substrat dünner wird. Bei der Schichtfolge MS-SUB-PE in Abb. 4.3 (k) befindet sich die neutrale Ebene bei hohem PE-Anteil im wesentlichen in der piezoelektrischen Schicht und bei höherer Substratschichtdicke im Substrat. Eine Ausnahme ist die Region bei geringem PE-Anteil und gleichzeitig dünnem Substrat, bei der die neutrale Ebene außerhalb der ME-Sensorgeometrie liegt. Hier existiert bei verschwindendem PE-Anteil ein Punkt, in dem sich alle drei Phasen berühren. Dadurch kann die neutrale Ebene die piezoelektrische Schicht, von der einen bis zur anderen Seite, vollständig durchlaufen, wodurch es zum Auslösen der Spannung bzw. Ladung in Abb. 4.3 (b) und (e) kommt. Die Lage der neutralen Ebene in der Schichtfolge MS-PE-SUB in Abb. 4.3 (l) scheint zunächst ähnlich, wobei der Bereich, in dem die neutrale Ebene in der piezoelektrischen Schicht liegt, kleiner ist. Allerdings liegt der Phasenschnittpunkt nun bei verschwindendem Substrat. Dadurch gelangt die neutrale Ebene von derselben Seite in die piezoelektrische Schicht wie bei der Schichtfolge SUB-MS-PE Abb. 4.3 (j). In diesen Schichtfolgen kommt es deshalb, unabhängig von den Materialeigenschaften, nicht zu einem Auslösen der Spannung bzw. der Ladung.

#### 4.2.4 Materialvariation

In Abb. 4.4, Abb. 4.5 und Abb. 4.6 sind die entsprechenden Ergebnisse von ME-Sensoren mit den Materialsystemen, Si-MG-PZT, Si-TD-AlN und Si-TD-PZT gezeigt. Durch die Variation der Materialien ändert sich, im Vergleich zum Si-MG-AlN Materialsystem aus Abb. 4.3, das grundsätzliche Verhalten nicht. Allerdings unterscheiden sich die verschiedenen Materialsysteme in der maximalen Höhe der ME-Koeffizienten und deren Position. Interessant ist, dass die ME-Sensoren mit Metglas die höchsten Leerlauf-ME-Koeffizienten liefern, wohingegen die höchsten Kurzschluss-ME-Koeffizienten bei dem Materialsystem mit PZT auftreten. Vermutlich hängt dieses Verhalten mit dem hohen piezomagnetischen Kopplungskoeffizienten von Metglas und der hohen Permittivität von PZT zusammen. Die Betrachtung vereinfachter Zusammenhänge zwischen solchen Parametern, wie dem piezoelektrischen und -magnetischen Kopplungskoeffizienten in  $e_{m33}/e_{31}$  für den Leerlauf-ME-Koeffizienten oder  $e_{m33}\varepsilon_{33}/e_{31}$ , zeigt eine schwache Korrelation zu den einzelnen Materialsystemen, reicht jedoch nicht aus, um das komplexe Verhalten der ME-Koeffizienten quantitativ zu beschreiben. Dies gilt auch für die Verschiebung der Maxima im Leerlauf-ME-Koeffizienten zu unterschiedlichen PE-Anteilen, die schwach mit der jeweiligen Elastizität des piezoelektrischen und magnetostriktiven Materials über  $c_{11p}^H/c_{33m}^H$  zusammenzuhängen scheinen. Diese Verschiebung ist auch bei der Biegeantwort in Abhängigkeit des Materialsystems zu erkennen. Die maximale Biegeantwort ist bei den Materialsystemen mit gleichem magnetostriktiven Material allerdings identisch.

## Si-MG-AlN (statischer Betrieb)

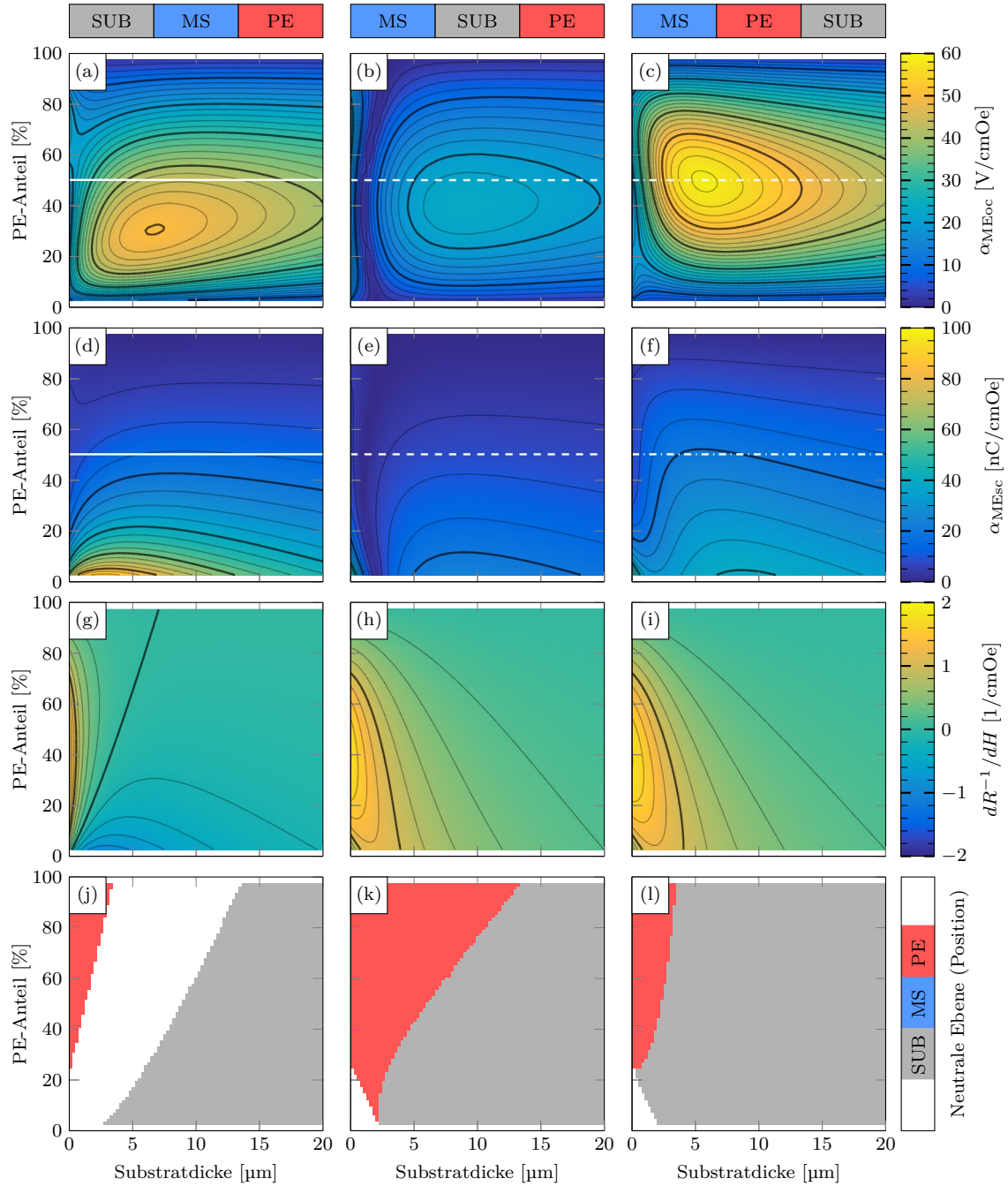


Abbildung 4.3: Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Bieradius im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden statisch betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5$   $\mu\text{m}$ .

Si-MG-PZT (statischer Betrieb)

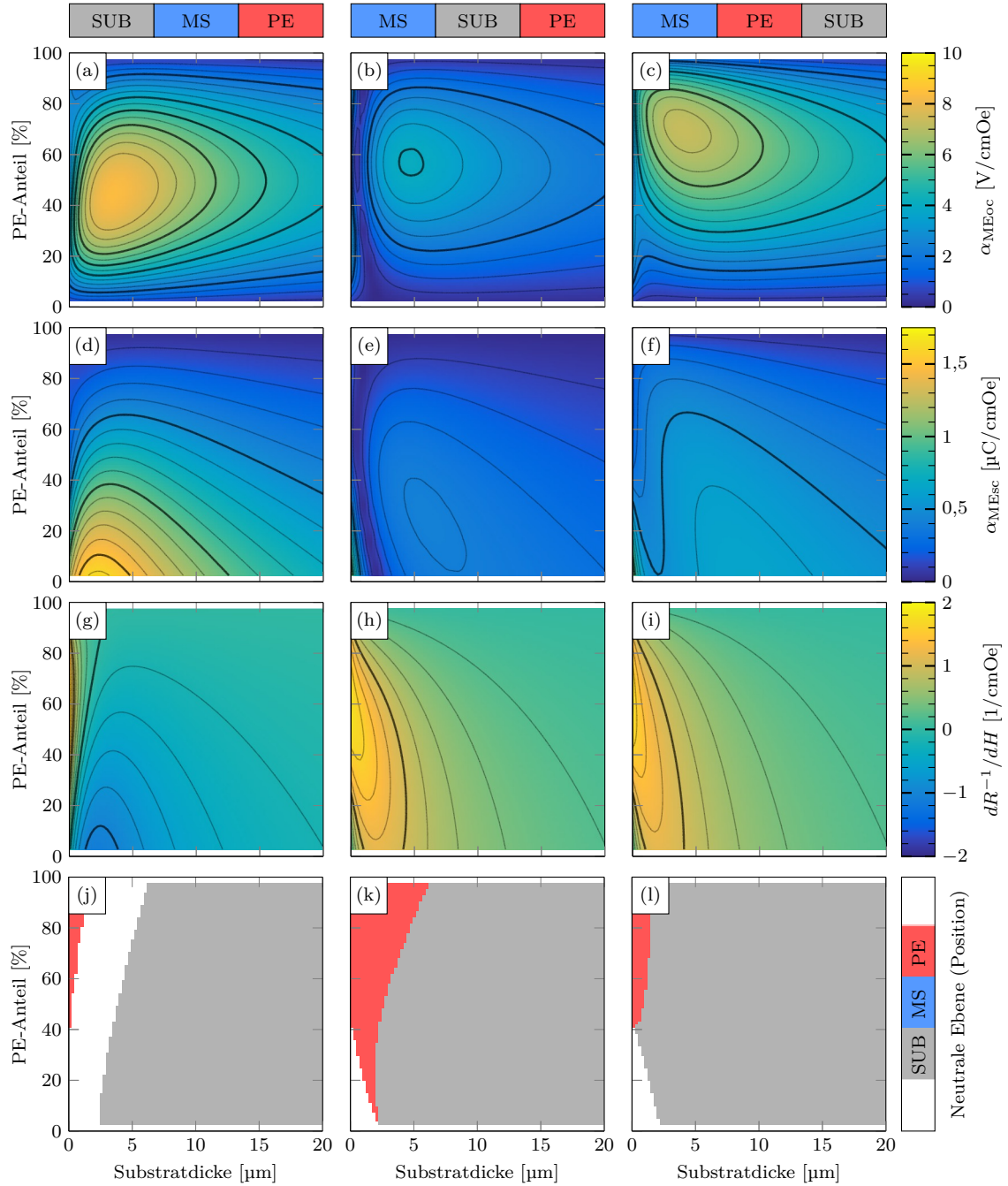


Abbildung 4.4: Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Biegeradius im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden statisch betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$   $\mu$ m.

## Si-TD-AlN (statischer Betrieb)

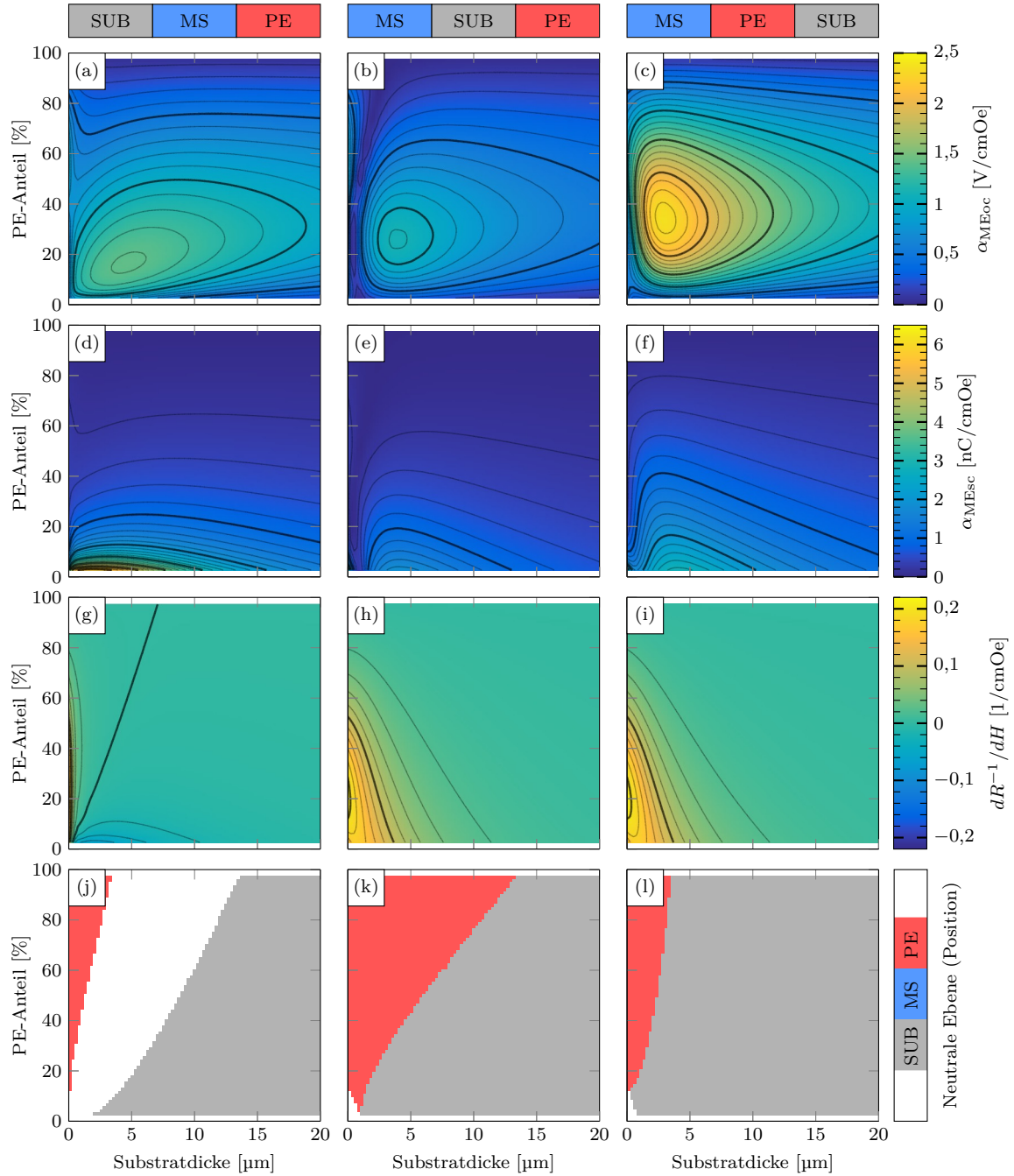


Abbildung 4.5: Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Bieradius im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden statisch betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-TD-AlN, haben eine Länge  $L = 10 \text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1 \text{ mm}$ . Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5 \text{ }\mu\text{m}$ .



Si-TD-PZT (statischer Betrieb)

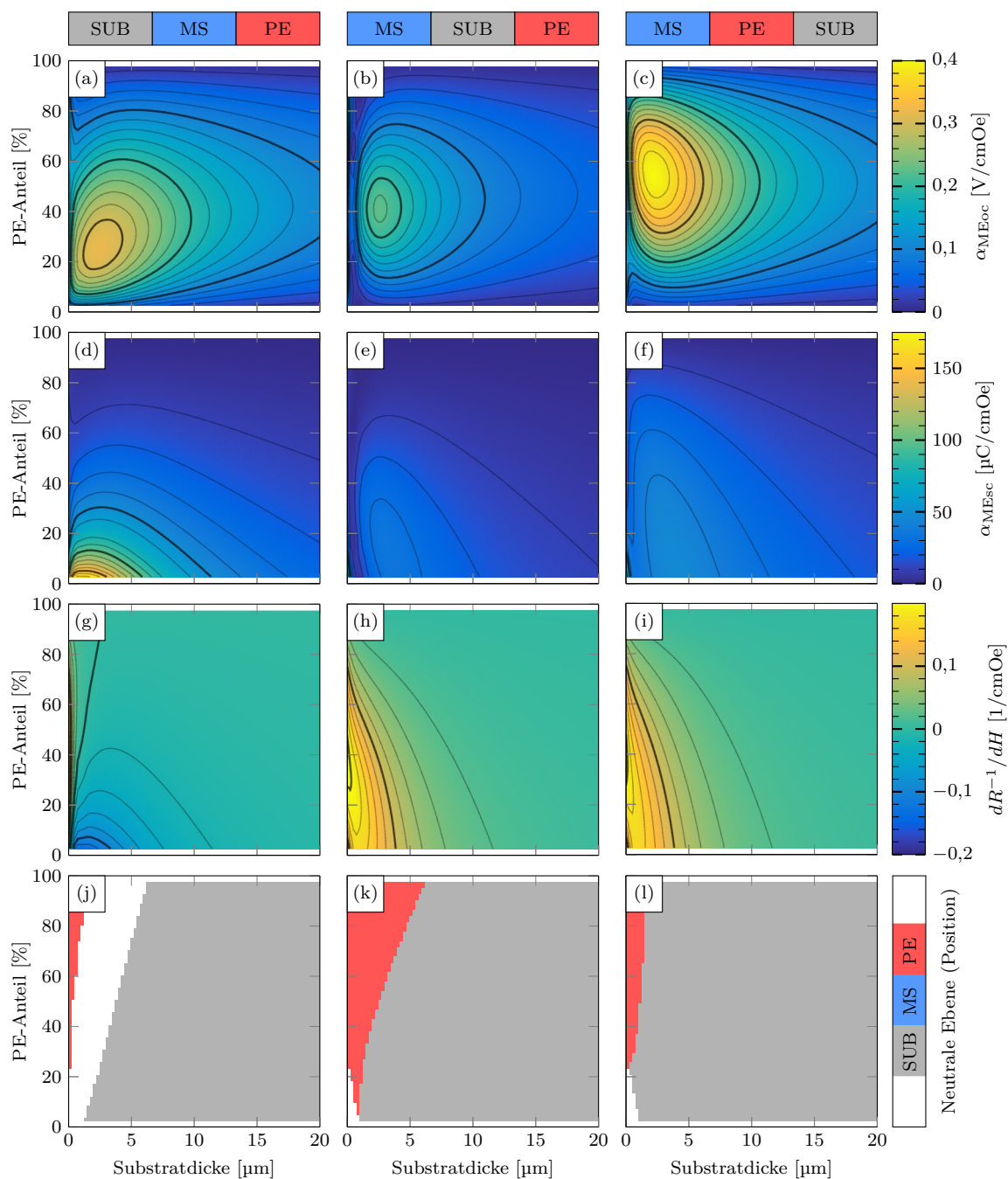


Abbildung 4.6: Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Biegeradius im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden statisch betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-TD-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5$   $\mu\text{m}$ .

### 4.2.5 Vergleich mit analytischen Ergebnissen

Für Zweischicht-ME-Sensoren im statischen Betrieb sind die maximalen ME-Koeffizienten der zuvor untersuchten Materialsysteme in Tab. 4.1 zusammengefasst. Insgesamt ist so-

	SUB-MS-PE		MS-SUB-PE				MS-PE-SUB		
	$\alpha_{MEoc}$ [V/cmOe]	$\alpha_{MEsc}$ [nC/cmOe]	$\alpha_{MEoc}$ [V/cmOe]		$\alpha_{MEsc}$ [nC/cmOe]		$\alpha_{MEoc}$ [V/cmOe]	$\alpha_{MEsc}$ [nC/cmOe]	
Si-MG-AIN	50,1	91,9	23,6	23,5	61,9	24,3	58,4	61,9	40,8
Si-MG-PZT	8,35	1623,3	3,41	4,06	1171,8	414,4	7,26	1171,8	642,8
Si-TD-AIN	1,42	6,35	0,95	1,11	3,42	1,90	2,35	3,42	2,87
Si-TD-PZT	0,39	172,3	0,16	0,23	111,3	34,1	0,40	111,3	47,4

Tabelle 4.1: FEM-Ergebnisse der statischen Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für die unterschiedlichen Materialkombinationen.

wohl bzgl. des Leerlauf- als auch des Kurzschluss-ME-Koeffizienten ein dünnes Substrat von Vorteil, wobei die neutrale Ebene nicht in der piezoelektrischen Schicht liegen sollte. Der optimale PE-Anteil für maximale ME-Koeffizienten variiert stark zwischen den unterschiedlichen Schichtfolgen und Materialsystemen. Im Kurzschluss-Betrieb liegt dieser fast ausschließlich bei verschwindendem PE-Anteil, wohingegen im Leerlauf-Betrieb auch deutlich höhere optimale PE-Anteile notwendig sind. Zum Vergleich sind die Ergebnisse analytisch berechneter ME-Koeffizienten aus [129] in Tab. 4.2 zusammengetragen. Die Unterschiede in den maximalen ME-Koeffizienten liegen für den Leerlauf-Betrieb bei ungefähr  $-4\%$  und im Kurzschluss-Betrieb bei ungefähr  $-16\%$  bis  $7\%$ , wobei das Verhalten sowie die diskutierten Phänomene in den verschiedenen Schichtfolgen exakt identisch sind. Weiterhin zeigt auch ein Vergleich der Ergebnisse mit unterschiedlichen Materialsystemen aus [129] und [132] eine sehr gute Übereinstimmung.

	SUB-MS-PE		MS-SUB-PE				MS-PE-SUB		
	$\alpha_{MEoc}$ [V/cmOe]	$\alpha_{MEsc}$ [nC/cmOe]	$\alpha_{MEoc}$ [V/cmOe]		$\alpha_{MEsc}$ [nC/cmOe]		$\alpha_{MEoc}$ [V/cmOe]	$\alpha_{MEsc}$ [nC/cmOe]	
Si-MG-AIN [129]	48,7	89,7	23,0	22,7	66,4	21,4	56,6	66,4	35,2
Si-MG-PZT [132]	6,48	–	–	–	–	–	5,80	–	–
Si-TD-AIN [132]	1,15	–	–	–	–	–	1,99	–	–
Si-TD-PZT [132]	0,27	–	–	–	–	–	0,29	–	–

Tabelle 4.2: Analytische Ergebnisse der statischen Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für unterschiedliche Materialkombinationen.

## 4.3 Resonanter Betrieb von Zweischicht-ME-Sensoren

Im Gegensatz zum statischen Betrieb sollen im sog. resonanten Betrieb oszillierende Magnetfelder gemessen werden, deren Frequenz mit der mechanischen Resonanzfrequenz der ME-Sensoren übereinstimmt. Dadurch kommt es, wie in Kapitel 2.1.3 beschrieben, zu einer Effektverstärkung. Die resonanten ME-Koeffizienten sind dabei durch den Qualitätsfaktor  $Q$  limitiert und damit deutlich größer als die statischen ME-Koeffizienten. Durch die zusätzliche dominierende dynamische Anregung unterscheidet sich das Verhalten der ME-Koeffizienten und der neutralen Ebene im Vergleich zum statischen Betrieb deutlich.

### 4.3.1 Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten

Zur Berechnung der resonanten Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten werden zunächst für sämtliche geometrischen Variationsmöglichkeiten die Fano-Parameter der ME-Spannung und -Ladung aus den Ergebnissen der 2D-FEM-Formulierung bestimmt und die ME-Spannung bzw. -Ladung in Resonanz bei einem  $Q$ -Faktor von  $Q = 200$ , wie in Kapitel 3.5 beschrieben, berechnet. Anschließend werden die resonanten ME-Koeffizienten nach Gl. (2.24) bzw. Gl. (2.30) berechnet und auf den  $Q$ -Faktor normiert bzw. für  $Q = 1$  angegeben. In Abb. 4.7 sind diese für die Materialkombination Si-MG-AlN und die drei verschiedenen Schichtfolgen aus Abb. 4.1 als Funktion der Substratdicke dargestellt. Die magnetostriktive Schicht aus Metglas ist, wie die piezoelektrische AlN-Schicht, 2,5  $\mu\text{m}$  dick. Die Dicke des Siliziumsubstrats wird von  $d_{\text{SUB}} = 0 \mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$  variiert.

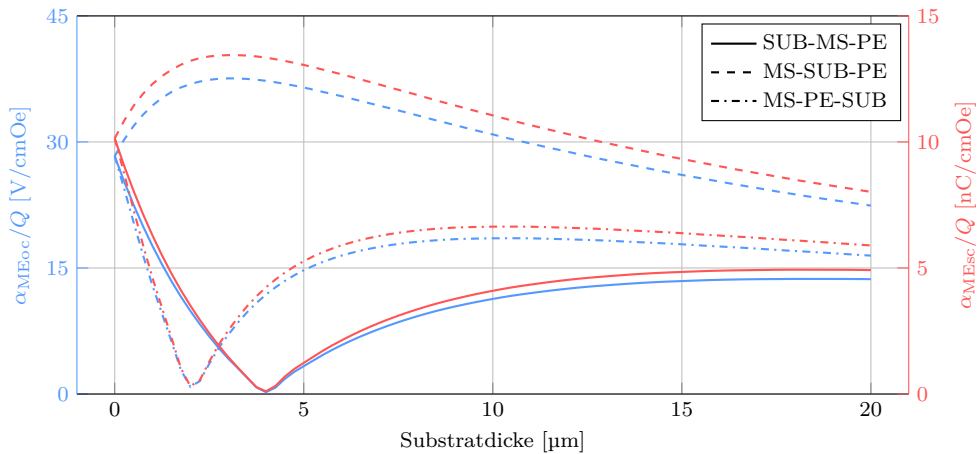


Abbildung 4.7: Resonanter Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizient der Sensorgeometrien aus Abb. 4.1 (Si-AlN-MG) bei gleicher MS- und PE-Schichtdicke von  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2,5 \mu\text{m}$  für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB als Funktion der Substratdicke variiert von  $d_{\text{SUB}} = 0 \mu\text{m}$  bis 20  $\mu\text{m}$ .

Das grundsätzliche Verhalten zwischen Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizient in Abhängigkeit der Substratdicke ist, genau wie beim statischen Betrieb in Kapitel 4.2, bei allen Schichtfolgen gleich, aber auf unterschiedlichen Skalen. Da die Geometrien identisch sind, stellt sich ohne Substrat bei allen Schichtfolgen, wie erwartet, derselbe ME-Koeffizient ein. Bei den Schichtfolgen SUB-MS-PE und MS-PE-SUB gibt es ein Minimum für den

ME-Koeffizienten bei  $2\ \mu\text{m}$  bzw.  $4\ \mu\text{m}$  Substratdicke und ein breites Maximum bei höheren Substratdicken. Befindet sich das Substrat zwischen den aktiven Schichten in der Schichtfolge MS-SUB-PE ist das Maximum im Vergleich sowohl höher als auch schmaler und es existiert kein Minimum. Dieses Verhalten ist dem der statischen ME-Koeffizienten komplett entgegengesetzt. Genau wie dort, liegt die Ursache aber wieder in der Lage der neutralen Ebene. Einerseits ist dabei Spannungs- bzw. Ladungsauslöschung in der piezoelektrischen Schicht für die Minima verantwortlich. Andererseits kann im resonanten Betrieb die neutrale Ebene auch in der magnetostriktiven Schicht liegen, wodurch der ME-Sensor gar nicht oder nur teilweise angeregt wird. Für das Materialsystem Si-MG-AlN sind die Ergebnisse bei zusätzlicher Variation des PE-Anteils für die drei unterschiedlichen Schichtfolgen in Abb. 4.8 zusammengefasst. In Abb. 4.8 (a)-(c) sind die resonanten Leerlauf-ME-Koeffizienten und in Abb. 4.8 (d)-(f) sind die resonanten Kurzschluss-ME-Koeffizienten jeweils als Funktion der Substratdicke und des PE-Anteils dargestellt. Die weißen Linien in Abb. 4.8 (a)-(f) markieren die ME-Koeffizienten bei 50 % PE-Anteil bzw. gleicher MS- und PE-Schichtdicke von  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2,5\ \mu\text{m}$  aus Abb. 4.7. Sowohl im Leerlauf- als auch im Kurzschluss-Betrieb treten die Minima ausschließlich auf, wenn die Funktionsschichten in der Mitte der Schichtfolge liegen, wodurch es auch nur in diesen Schichtfolgen zu Sekundärmaxima kommt. Beim Leerlauf-ME-Koeffizient liegen die Maxima bei 25 % bis 50 % PE-Anteil, wohingegen sich die Maxima im Kurzschluss-ME-Koeffizienten bei verschwindendem PE-Anteil einstellen. Qualitativ unterscheidet sich das Verhalten zwischen Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten nur durch den Faktor  $d_{\text{PE}}$  als PE-Schichtdicke und führt zur Verschiebung der Maxima zu geringen PE-Schichtdicken.

### 4.3.2 Resonanzfrequenz und Position der neutralen Ebene

Bei einer Sensorlänge von  $L = 10\ \text{mm}$  liegt die Resonanzfrequenz zwischen  $36,3\ \text{Hz}$  bei verschwindendem PE-Anteil und  $380,3\ \text{Hz}$  bei maximalem PE-Anteil. Minimale Resonanzfrequenzen treten dabei stets bei ME-Sensoren ohne Substrat auf, während die maximalen Resonanzfrequenzen bei maximaler Substratdicke von  $20\ \mu\text{m}$  zu beobachten sind. Das Verhalten der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Substratdicke und des PE-Anteils ist für die unterschiedlichen Schichtfolgen in Abb. 4.8 (g)-(i) dargestellt und wird im Wesentlichen von der Substratdicke vorgegeben, solange die Gesamtschichtdicke konstant ist. Die Änderung der mechanischen Eigenschaften beeinflusst außerdem das Verhalten bzw. die Lage der neutralen Ebene. Diese ist als Phasendiagramm für die unterschiedlichen Schichtfolgen in Abb. 4.8 (j)-(l), jeweils als Funktion der Substratdicke und des PE-Anteils, dargestellt. Die Lage der neutralen Ebene wird im resonanten Betrieb von der dynamischen Bewegung des ME-Sensors dominiert, weshalb sich die Position der neutralen Ebene zwischen Leerlauf- und Kurzschluss-Betrieb nicht unterscheidet. Im Gegensatz zum statischen Betrieb kann die neutrale Ebene deshalb auch nicht mehr außerhalb der ME-Sensorgeometrie liegen, aber dafür in der anregenden magnetostriktiven Schicht. Die Minima der ME-Koeffizienten treten offensichtlich genau dann auf, wenn sich eine der Funktionsschichten in der Mitte der Schichtfolge befindet. Bei der Schichtfolge MS-PE-SUB in Abb. 4.8 (l) liegt die neutrale Ebene im Bereich des Minimums des ME-Koeffizienten in der piezoelektrischen

---

Schicht. Dies hat dabei teilweise bis vollständige Spannungs- bzw. Ladungsauslöschung zur Folge. Bei der Schichtfolge SUB-MS-PE in Abb. 4.8 (j) liegt die neutrale Ebene hingegen in der magnetostriktiven Schicht, weshalb die Ursache hier in der Anregung liegt. Durch die Verzerrungen in entgegengesetzte Richtungen wird hier die Anregung je nach Lage der neutralen Ebene in der magnetostriktiven Schicht teilweise bis vollständig ausgelöscht. Bei der Schichtfolge MS-SUB-PE in Abb. 4.8 (k) kann folglich kein Minimum existieren. Die neutrale Ebene durchläuft die piezoelektrische bzw. magnetostriktive Schicht nicht vollständig unabhängig von den elastischen Materialeigenschaften. Erst nach dem Übergang in die Schichtfolgen MS-PE-SUB bzw. SUB-MS-PE gelangt die neutrale Ebene in die Bereiche der Funktionsmaterialien, in denen es zur besagten Spannungs- bzw. Ladungs- oder Anregungsauslöschung kommt.

### 4.3.3 Materialvariation

Die Variation der Materialsysteme führt im resonanten Betrieb im Wesentlichen zu denselben Ergebnissen wie im statischen Betrieb. Die Ergebnisse für die Materialsysteme Si-MG-PZT, Si-TD-AlN und Si-TD-PZT sind für den resonanten Betrieb in Abb. 4.9, Abb. 4.10 und Abb. 4.11 dargestellt. Das grundsätzliche Verhalten von minimalen und maximalen ME-Koeffizienten sowie der Einfluss der neutralen Ebene bleibt weitgehend identisch, wobei sich die absoluten Werte und die optimalen Schichtdicken unterscheiden. Im Leerlauf-Betrieb haben wieder die Materialsysteme mit Metglas als magnetostriktivem Material die höchsten ME-Koeffizienten. Im Kurzschluss-Betrieb dominieren dagegen die Materialsysteme mit PZT als piezoelektrischem Material. Hier zeigt sich auch, dass die maximalen Kurzschluss-ME-Koeffizienten nicht zwangsläufig bei verschwindendem PE-Anteil auftreten. Auch im resonanten Betrieb hängt dieses Verhalten vermutlich mit dem hohen piezomagnetischen Kopplungskoeffizienten von Metglas und der hohen Permittivität von PZT zusammen. Auch hier konnten, weder für die maximalen ME-Koeffizienten noch deren Position, vereinfachte Zusammenhänge zwischen den Materialparametern gefunden werden, um dieses komplexe Verhalten der ME-Koeffizienten quantitativ zu beschreiben. Darüber hinaus ändert sich das Verhalten der Resonanzfrequenzen aufgrund der unterschiedlichen Elastizitäten. Bei der Materialkombination Si-MG-PZT liegen diese zwischen 23,9 Hz aber bei maximalem PE-Anteil und 282,8 Hz bei minimalem PE-Anteil, da PZT im Gegensatz zu AlN eine geringere Elastizität als Metglas aufweist. Mit Terfenol-D als MS-Material liegen die minimalen Resonanzfrequenzen bei 16,9 Hz mit AlN bzw. 13,2 Hz mit PZT jeweils bei minimalem PE-Anteil und die maximalen Resonanzfrequenzen bei 378,4 Hz bzw. 238,4 Hz bei maximalem PE-Anteil.

### 4.3.4 Vergleich mit analytischen Ergebnissen

Für resonant betriebene Zweischicht-ME-Sensoren, mit den hier untersuchten Materialsystemen, sind die maximalen ME-Koeffizienten in Tab. 4.3 zusammengefasst. Insgesamt ist, sowohl bzgl. des Leerlauf- als auch des Kurzschluss-ME-Koeffizienten im resonanten Betrieb wie auch im statischen Betrieb, ein dünnes Substrat von Vorteil. Höchste ME-Koeffizienten sind zu erwarten, wenn die neutrale Ebene an einer Materialgrenze liegt.

## Si-MG-AlN (resonanter Betrieb)

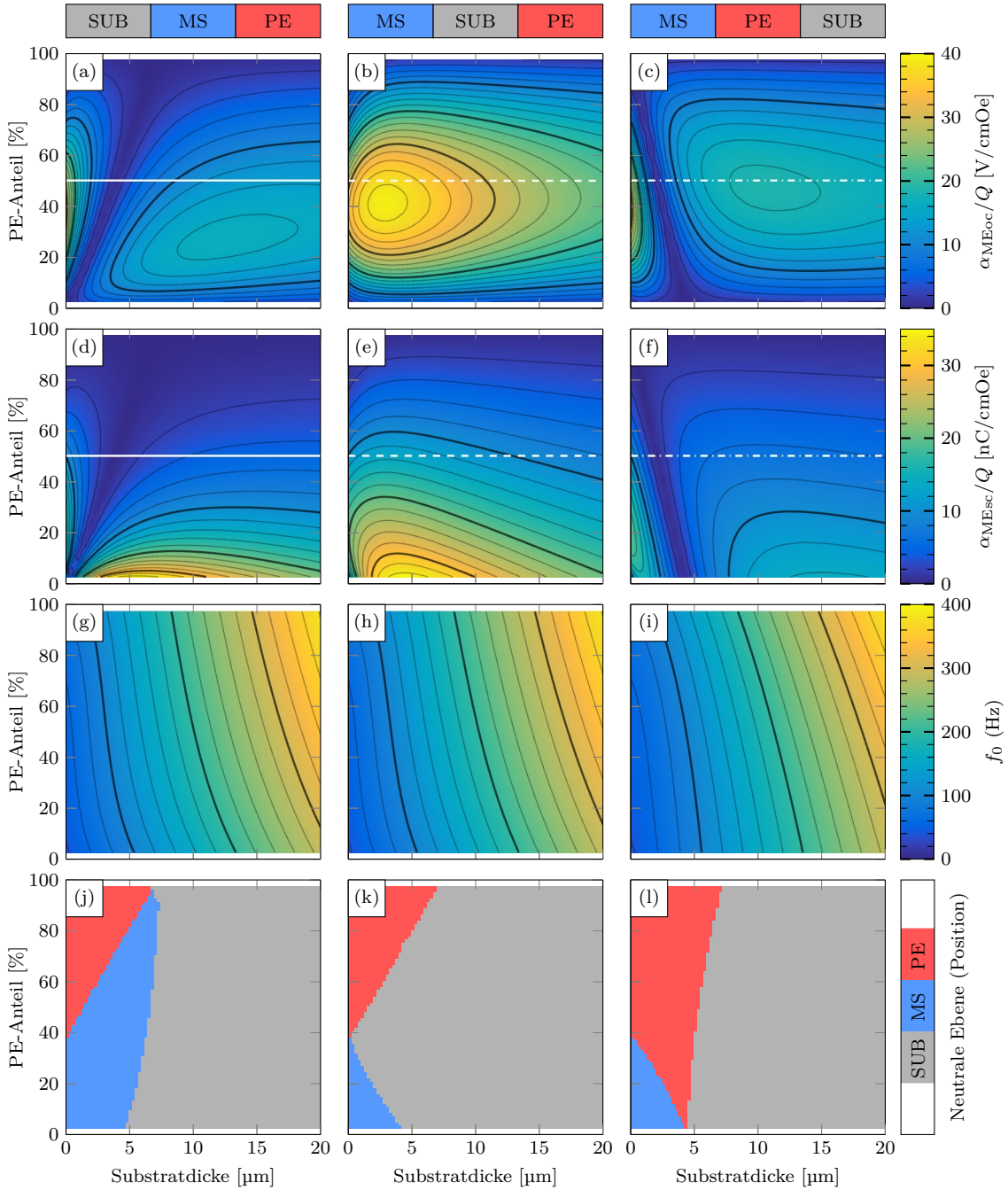


Abbildung 4.8: Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5$   $\mu\text{m}$ .

Si-MG-PZT (resonanter Betrieb)

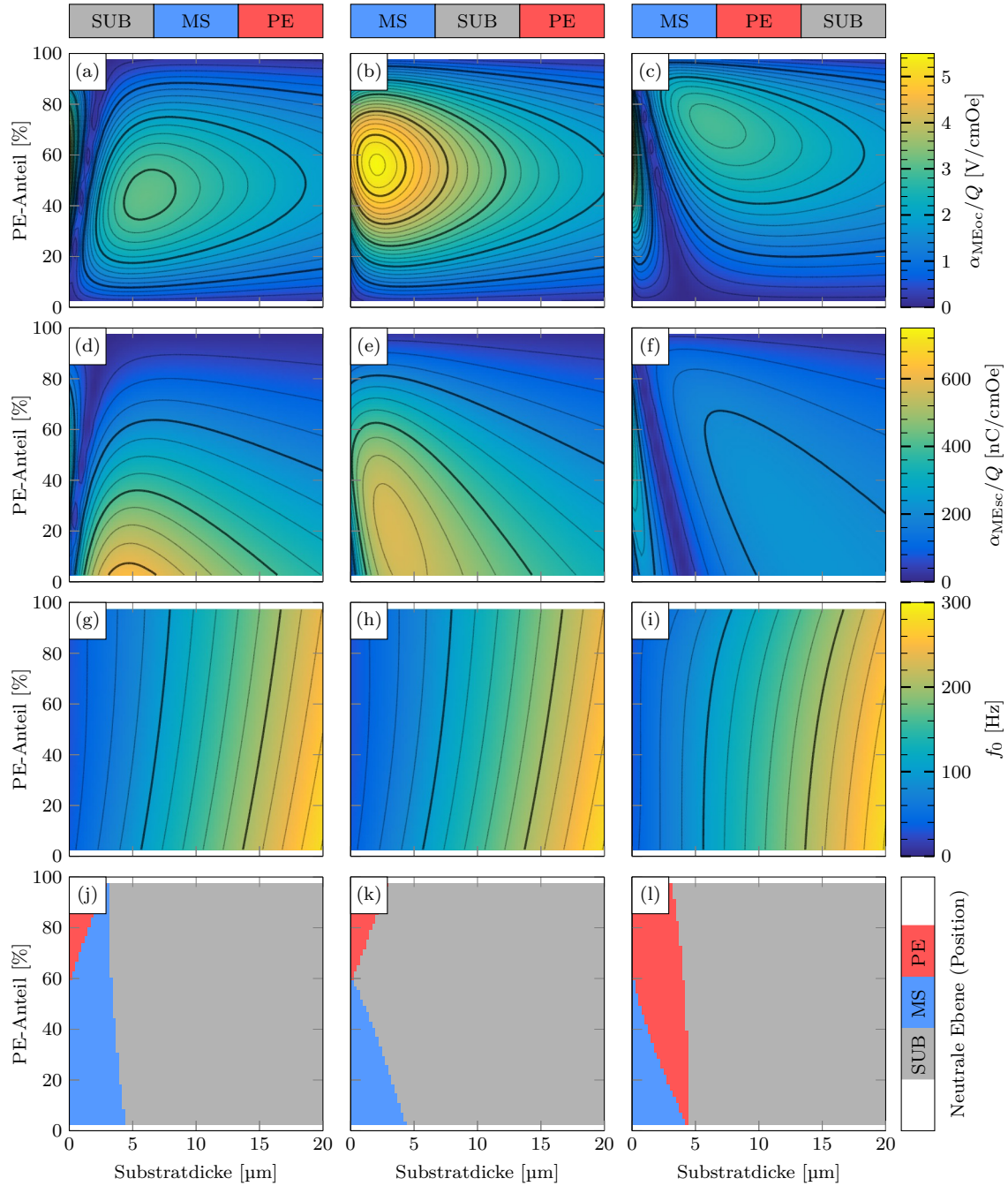


Abbildung 4.9: Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5$   $\mu\text{m}$ .

Si-TD-AlN (resonanter Betrieb)

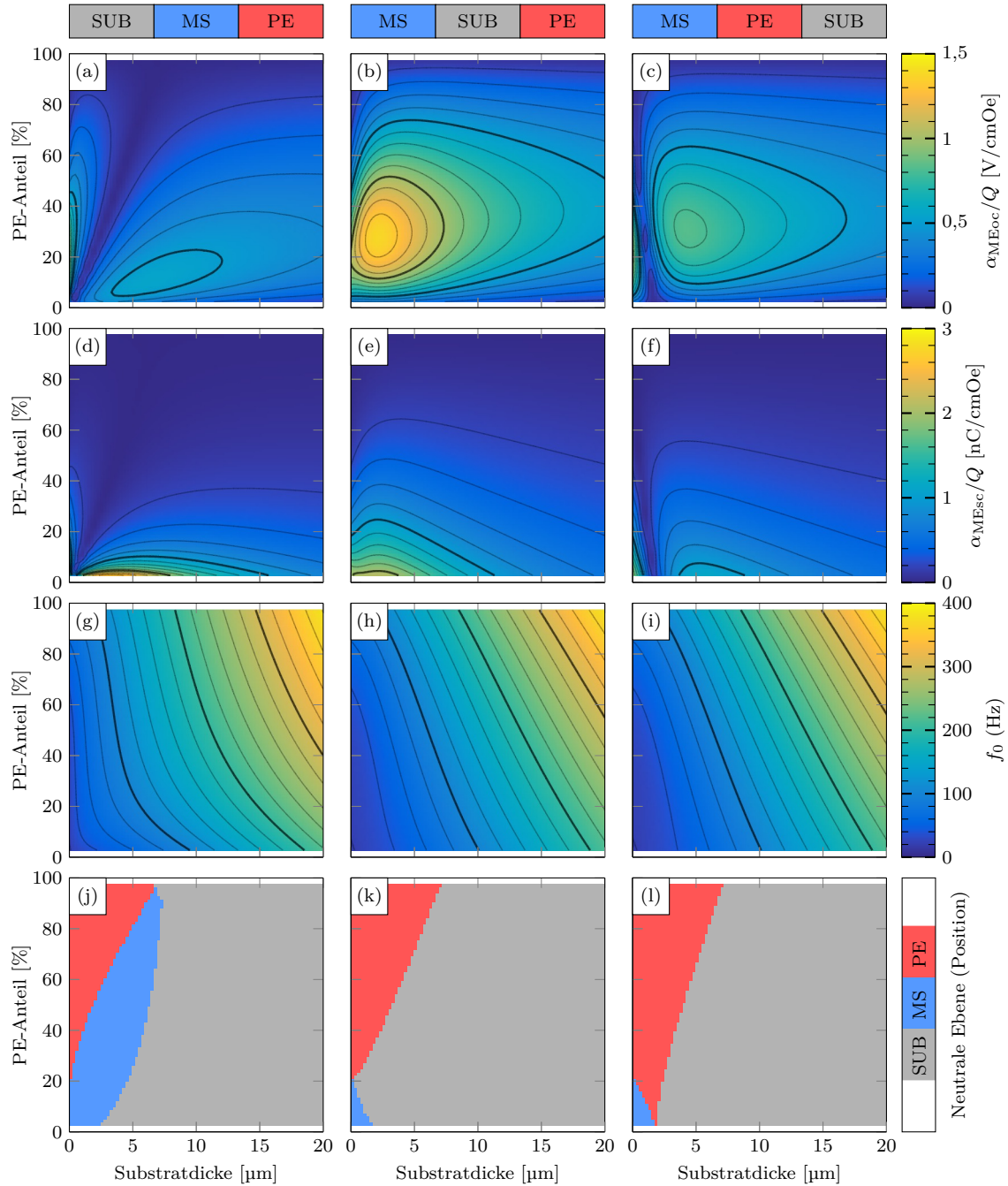


Abbildung 4.10: Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-TD-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5$   $\mu\text{m}$ .



Si-TD-PZT (resonanter Betrieb)

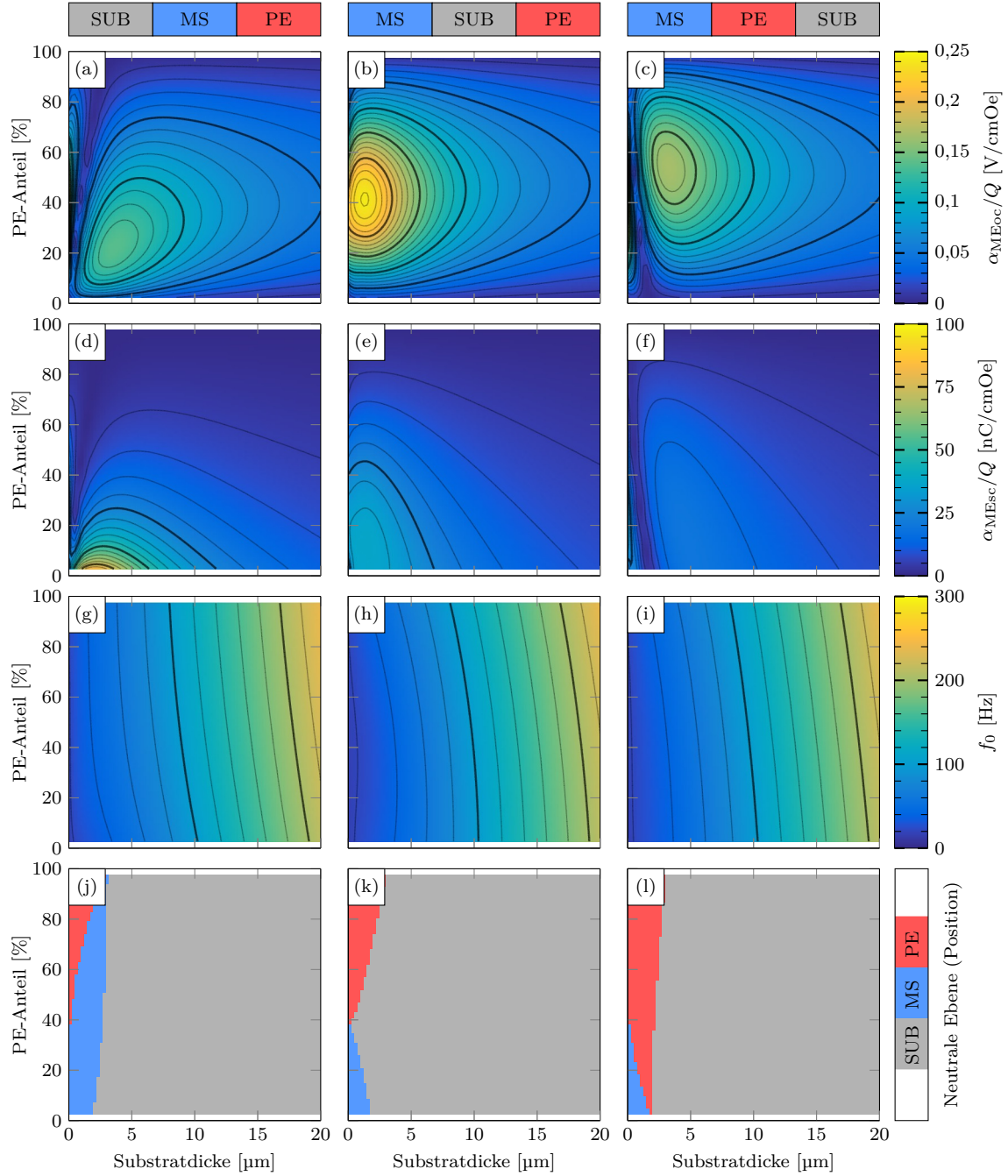


Abbildung 4.11: Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-TD-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$  μm.

	SUB-MS-PE				MS-SUB-PE				MS-PE-SUB			
	$\alpha_{MEoc}/Q$ [V/cmOe]		$\alpha_{MEsc}/Q$ [nC/cmOe]		$\alpha_{MEoc}/Q$ [V/cmOe]		$\alpha_{MEsc}/Q$ [nC/cmOe]		$\alpha_{MEoc}/Q$ [V/cmOe]		$\alpha_{MEsc}/Q$ [nC/cmOe]	
Si-MG-AlN	31,7	16,6	19,6	34,8	39,1		34,9		31,7	18,6	19,6	14,3
Si-FeCoBSi-PZT	4,57	3,14	383,9	627,2	5,46		573,9		4,50	2,92	383,9	228,0
Si-TerfenolD-AlN	1,01	0,55	1,94	2,90	1,38		2,09	2,13	1,01	0,83	1,94	1,16
Si-TerfenolD-PZT	0,21	0,14		83,9	0,24		37,2	37,3	0,21	0,17	34,2	19,6

Tabelle 4.3: FEM-Ergebnisse der resonanten Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für unterschiedliche Materialkombinationen.

Die dazugehörigen Schichtdicken unterscheiden sich jedoch je nach Schichtfolge und Materialsystem. Für maximale ME-Koeffizienten im Kurzschluss-Betrieb sind niedrige bis verschwindende PE-Anteile optimal, wohingegen im Leerlauf-Betrieb auch deutlich höhere PE-Anteile optimal sind. Zum Vergleich sind die Ergebnisse analytisch berechneter ME-Koeffizienten aus [127, 130, 133] in Tab. 4.4 zusammengetragen. Die Unterschiede in den maximalen ME-Koeffizienten liegen für den Leerlauf-Betrieb bei +30 % und im Kurzschluss-Betrieb bei 20 % bis 60 %, wobei die diskutierten Phänomene in den verschiedenen Schichtfolgen identisch sind.

	SUB-MS-PE				MS-SUB-PE				MS-PE-SUB			
	$\alpha_{MEoc}/Q$ [V/cmOe]		$\alpha_{MEsc}/Q$ [nC/cmOe]		$\alpha_{MEoc}/Q$ [V/cmOe]		$\alpha_{MEsc}/Q$ [nC/cmOe]		$\alpha_{MEoc}/Q$ [V/cmOe]		$\alpha_{MEsc}/Q$ [nC/cmOe]	
Si-MG-AlN [127, 133]	47,0	25,9	26,4	53,9	57,3		47,3		47,0	28,3	26,4	19,0
Si-MG-PZT [130]	6,2	4,3	498,9	765,5	7,2		694,5		6,2	3,9	498,9	270,4

Tabelle 4.4: Analytische Ergebnisse der resonanten Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für unterschiedliche Materialkombinationen (nach [127, 130, 133]).

#### 4.4 Detektionsgrenze von Zweischicht-ME-Sensoren im resonanten Betrieb

Wie bereits in Kapitel 2.4 erwähnt, ist das Detektionslimit entscheidend, um ME-Sensoren zur Messung biomagnetischer Signale nutzen zu können. Aus den zuvor berechneten Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten in Kapitel 4.3 wird nach Gl. (2.25) bzw. Gl. (2.31) die Spannung am Ausgang des Spannungs- bzw. Ladungsverstärkers berechnet. Zur besseren Vergleichbarkeit wird in beiden Fällen derselbe konstante Verstärkungsfaktor  $G_{oc} = G_{sc} = 10$  angenommen. Beim Spannungsverstärker wird dazu der Widerstand  $R_a = 1 \text{ k}\Omega$  angenommen und es folgt  $R_b = 9 \text{ k}\Omega$  aus Gl. (2.23). Im Falle des Ladungsverstärkers ist

---

der Verstärkungsfaktor in Gl. (2.29) durch die Kapazität des ME-Sensors abhängig von der Geometrie und dem piezoelektrischen Material. Die Berechnung der ME-Sensorkapazität erfolgt nach Kapitel A.3 für die verschiedenen piezoelektrischen Materialien, wodurch sich unterschiedliche Werte für die Rückkopplungskapazität  $C_f$  ergeben. Der Q-Faktor ist mit  $Q = 100$  ebenfalls als konstant angenommen. Die Sensoren werden von einem Magnetfeld mit  $H_{AC} = 1 \times 10^{-8}$  Oe resonant angeregt, was einer magnetischen Flussdichte von  $B_{AC} = 1$  pT in SI-Einheiten entspricht. Auch die Rauschspannungen der Verstärker, jeweils bezogen auf den Ausgang, werden mit Gl. (2.22) für den Spannungsverstärker und nach Gl. (2.28) für den Ladungsverstärker für jeden einzelnen Sensor individuell berechnet. Neben den Materialeigenschaften hängt auch die Rauschspannung durch die jeweilige Resonanzfrequenz von der Geometrie des ME-Sensors ab. Aus der Verstärkerspannung und der Rauschspannung lässt sich abschließend nach Gl. (2.26) und Gl. (2.32) das Signal-Rausch-Verhältnis bei 1 pT und nach Gl. (2.27) und Gl. (2.33) das Detektionslimit für den jeweiligen ME-Sensor bestimmen. Die Ergebnisse sind für das Materialsystem Si-MG-AlN in Abb. 4.12 für den Spannungsverstärker und in Abb. 4.13 für den Ladungsverstärker dargestellt.

#### 4.4.1 Verstärkerspannung

In Abb. 4.12 (a)-(c) ist die Verstärkerspannung für den Spannungsverstärker der drei unterschiedlichen Schichtfolgen als Funktion des PE-Anteils und der Substratdicke dargestellt. Aufgrund der konstanten Gesamtschichtdicke der Funktionsschichten  $d_{MSPE}$  ist die Verstärkerspannung proportional zu den resonanten Leerlauf-ME-Koeffizienten und folglich treten hier dieselben Phänomene auf, wie bereits in Kapitel 4.3.1 diskutiert. In den Schichtfolgen SUB-MS-PE und MS-PE-SUB existieren Primär- und Sekundärmaxima bei verschwindendem Substrat bzw. bei einer Substratdicke von ungefähr 15  $\mu\text{m}$ . Die Verstärkerspannungen der Sekundärmaxima sind etwas geringer als die der Primärmaxima. Die höchste Spannung am Ausgang des Verstärkers wird in der Schichtfolge MS-SUB-PE erzielt, in der nur ein globales Maximum existiert. Im Gegensatz dazu ist die Verstärkerspannung am Ausgang des Ladungsverstärkers in Abb. 4.13 (a)-(c) nicht mit den Kurzschluss-ME-Koeffizienten vergleichbar. Auch hier stellt sich das Verhalten wie mit einem Spannungsverstärker ein, wobei die Amplituden unwesentlich höher ausfallen. Das charakteristische Verhalten der Kurzschluss-ME-Koeffizienten verschwindet dabei in den Ausgangsspannungen aufgrund der angepassten Rückkopplungskapazität  $C_f$  vollständig.

#### 4.4.2 Rauschspannung

Die Rauschspannungen des Spannungsverstärkers sind in Abb. 4.12 (d)-(f) abhängig von PE-Anteil und Substratdicke dargestellt und etwas höher im Vergleich zu den Rauschspannungen des Ladungsverstärkers in Abb. 4.13 (d)-(f). Das Verhalten der Rauschspannung zwischen den Schichtfolgen SUB-MS-PE und MS-SUB-PE ist dabei identisch, wohingegen zu der Schichtfolge MS-PE-SUB leichte Unterschiede feststellbar sind. Je dicker die piezoelektrische Schicht und je dünner die Substratschicht ist, desto höher ist die Rauschspan-

nung des Verstärkers. Die piezoelektrische Schichtdicke selbst ist, im Gegensatz zur Substratschichtdicke, durch die Sensorkapazität ein Parameter in diversen Rauschquellen. Mit zunehmender Substratschichtdicke nimmt die Rauschspannung trotzdem ab, da dadurch die Resonanzfrequenz des Sensors zunimmt (siehe Kapitel 4.3.2). Im betrachteten Bereich der Geometrievariation liegen die Rauschspannungen bei  $0,05 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  bis  $1,84 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit dem Spannungsverstärker und bei  $0,038 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  bis  $0,86 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit dem Ladungsverstärker.

#### 4.4.3 Signal-Rausch-Verhältnis und Detektionslimit

In Abb. 4.12 (g)-(i) und Abb. 4.13 (g)-(i) ist das Signal-Rausch-Verhältnis des Spannungsverstärkers bzw. Ladungsverstärkers bei resonanter Anregung durch ein Magnetfeld mit 1 pT in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke gezeigt. Durch die Verstärkerspannung treten wieder die bekannten Phänomene, wie Primär- und Sekundärmaxima, in den Schichtfolgen SUB-MS-PE und MS-PE-SUB auf, wohingegen sich lediglich ein globales Maximum in der Schichtfolge MS-SUB-PE einstellt. Jedoch ist unter den definierten Voraussetzungen das Signal-Rausch-Verhältnis des Spannungsverstärkers in keiner Schichtfolge größer eins. Allerdings existieren in den Schichtfolgen SUB-MS-PE und MS-SUB-PE zusammen mit dem Ladungsverstärker Bereiche, in denen das Signal-Rausch-Verhältnis durchaus größer als eins ist, da die Rauschspannung des Ladungsverstärkers insgesamt geringer und die Ausgangsspannung etwas höher ist. Diese Bereiche, in denen das Signal-Rausch-Verhältnis maximal wird, befinden sich jedoch im Vergleich zu den ME-Koeffizienten und den Verstärkerspannungen bei deutlich geringeren PE-Anteilen von  $\sim 20\%$  und deutlich dickeren Substraten. Verantwortlich ist dafür hauptsächlich das Verhalten der Rauschspannung, wodurch sich zwischen Verstärker- und Rauschspannung durch die ME-Sensorgeometrie und das Materialsystem ein ideales Verhältnis einstellen lässt. Das Detektionslimit stellt im Wesentlichen den Kehrwert des Signal-Rausch-Verhältnis ohne das Anregungsmagnetfeld dar, weshalb die Minima des Detektionslimits in Abb. 4.12 (j)-(l) mit Spannungsverstärker und in Abb. 4.13 (j)-(l) mit Ladungsverstärker mit den Maxima des Signal-Rausch-Verhältnis zusammenfallen.

#### 4.4.4 Materialvariation

Im Vergleich zum Materialsystem Si-MG-AlN sind in Abb. 4.14 und Abb. 4.15 die Ergebnisse des Materialsystems Si-MG-PZT mit dem Spannungs- bzw. Ladungsverstärker dargestellt. Aufgrund des deutlich geringeren ME-Koeffizienten dieses Materialsystems sind auch die Verstärkerspannungen des Spannungs- bzw. Ladungsverstärkers in Abb. 4.14 (a)-(c) und Abb. 4.15 (a)-(c) entsprechend geringer. Auch hier zeigt sich wieder, dass bei beiden Verstärkern die Verstärkerspannungen ungefähr gleich sind und sich proportional zu den Leerlauf-ME-Koeffizienten verhalten. Mit PZT als piezoelektrischem Material ergibt sich in Abb. 4.14 (d)-(f) und Abb. 4.15 (d)-(f) eine deutlich geringere Rauschspannung von  $0,050 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  bis  $0,098 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit dem Spannungsverstärker und von  $0,035 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  bis  $0,094 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit dem Ladungsverstärker im Vergleich zu AlN basierten ME-Sensoren. Dadurch liegen die maximalen Signal-Rausch-Verhältnisse in Abb. 4.14

Si-MG-AlN (resonanter Betrieb, Spannungsverstärker)

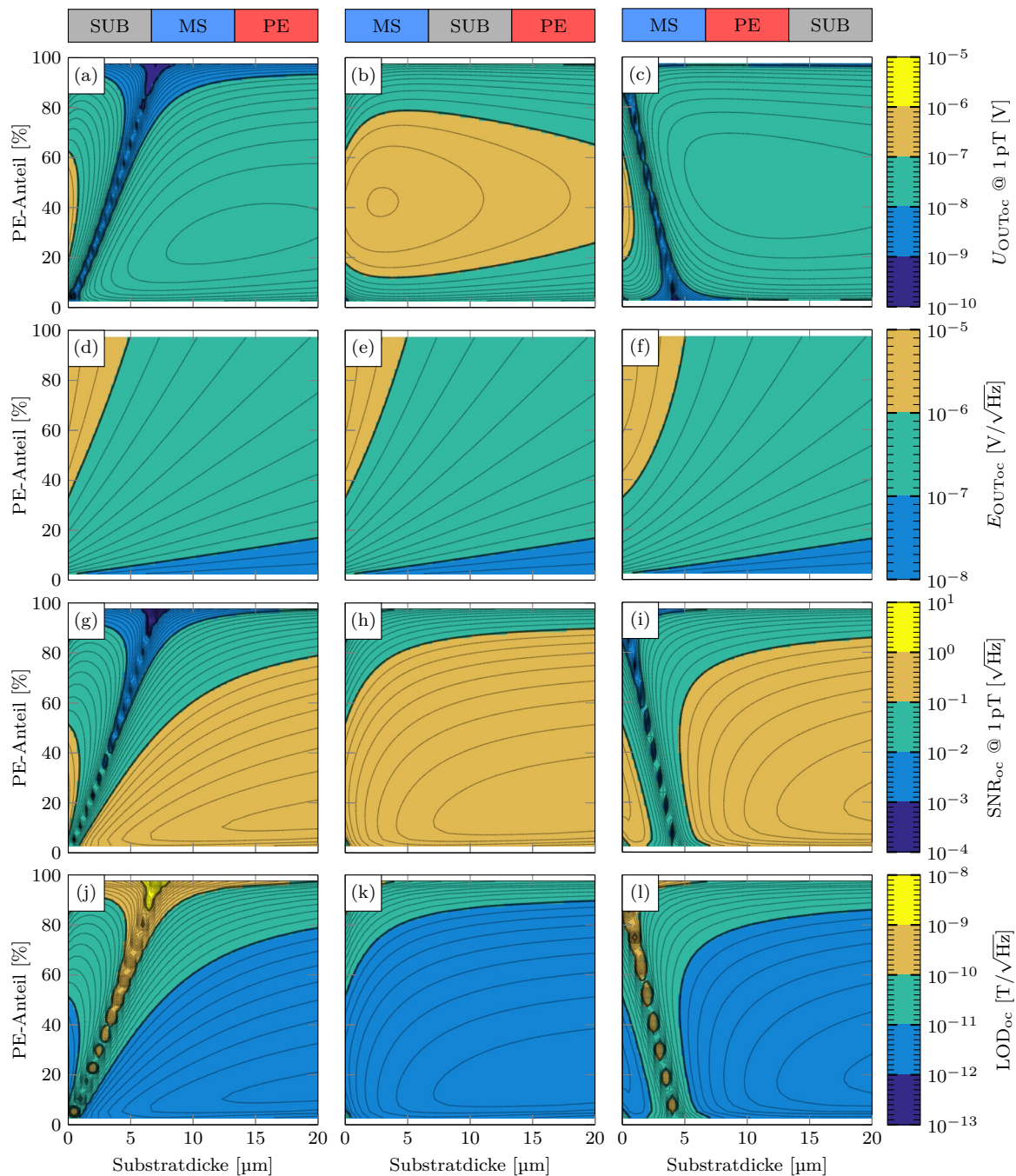


Abbildung 4.12: Verstärkerspannung (a)-(c), Rauschspannung (d)-(f), Signal-Rausch-Verhältnis bei 1 pT (g)-(i) und Detektionslimit (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Spannungsverstärker ( $G_{oc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$  μm.

Si-MG-AlN (resonanter Betrieb, Ladungsverstärker)

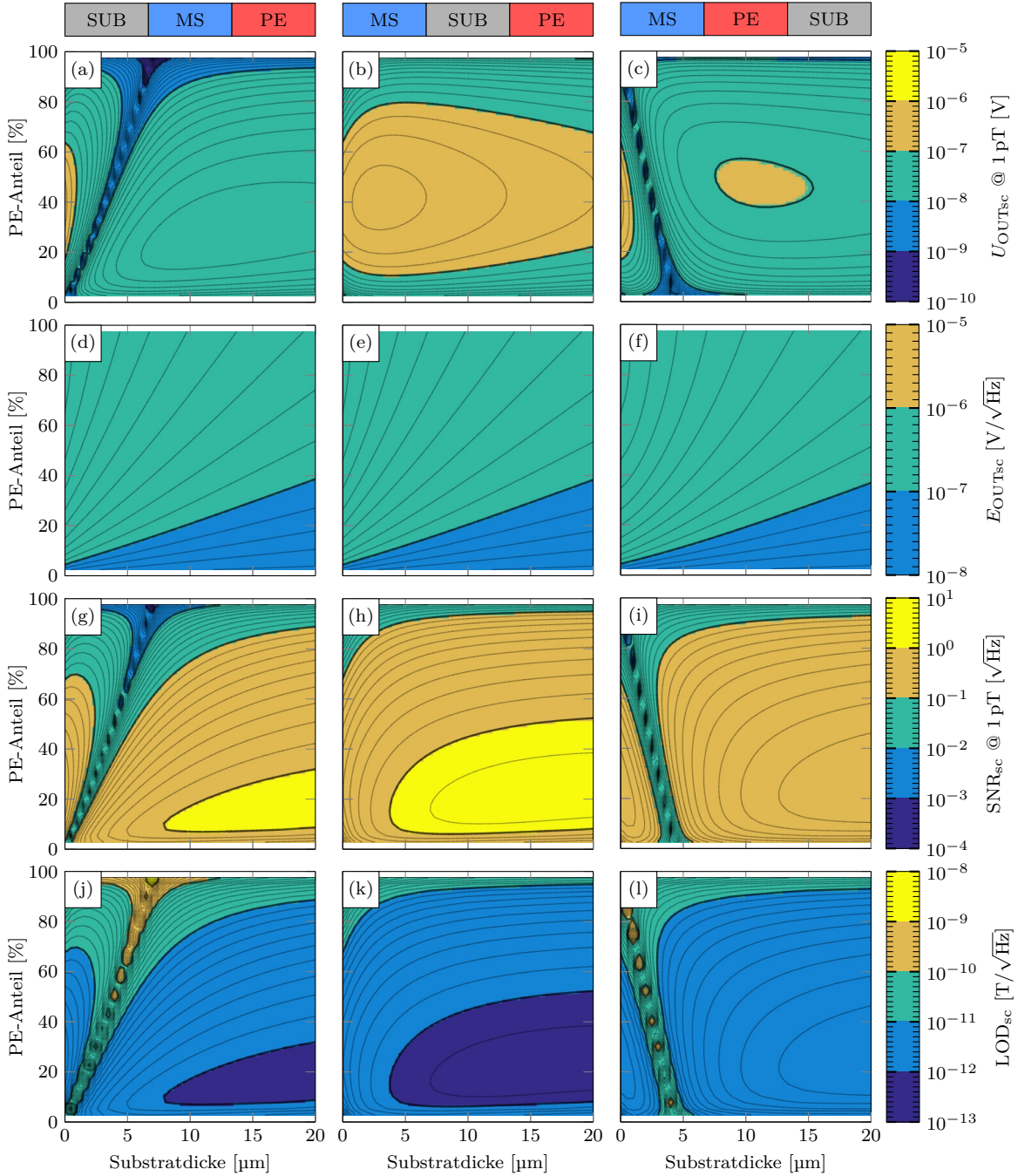


Abbildung 4.13: Verstärkerspannung (a)-(c), Rauschspannung (d)-(f), Signal-Rausch-Verhältnis bei 1 pT (g)-(i) und Detektionslimit (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Ladungsverstärker ( $G_{\text{oc}} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10 \text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1 \text{ mm}$ . Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5 \mu\text{m}$ .

Si-MG-PZT (resonanter Betrieb, Spannungsverstärker)

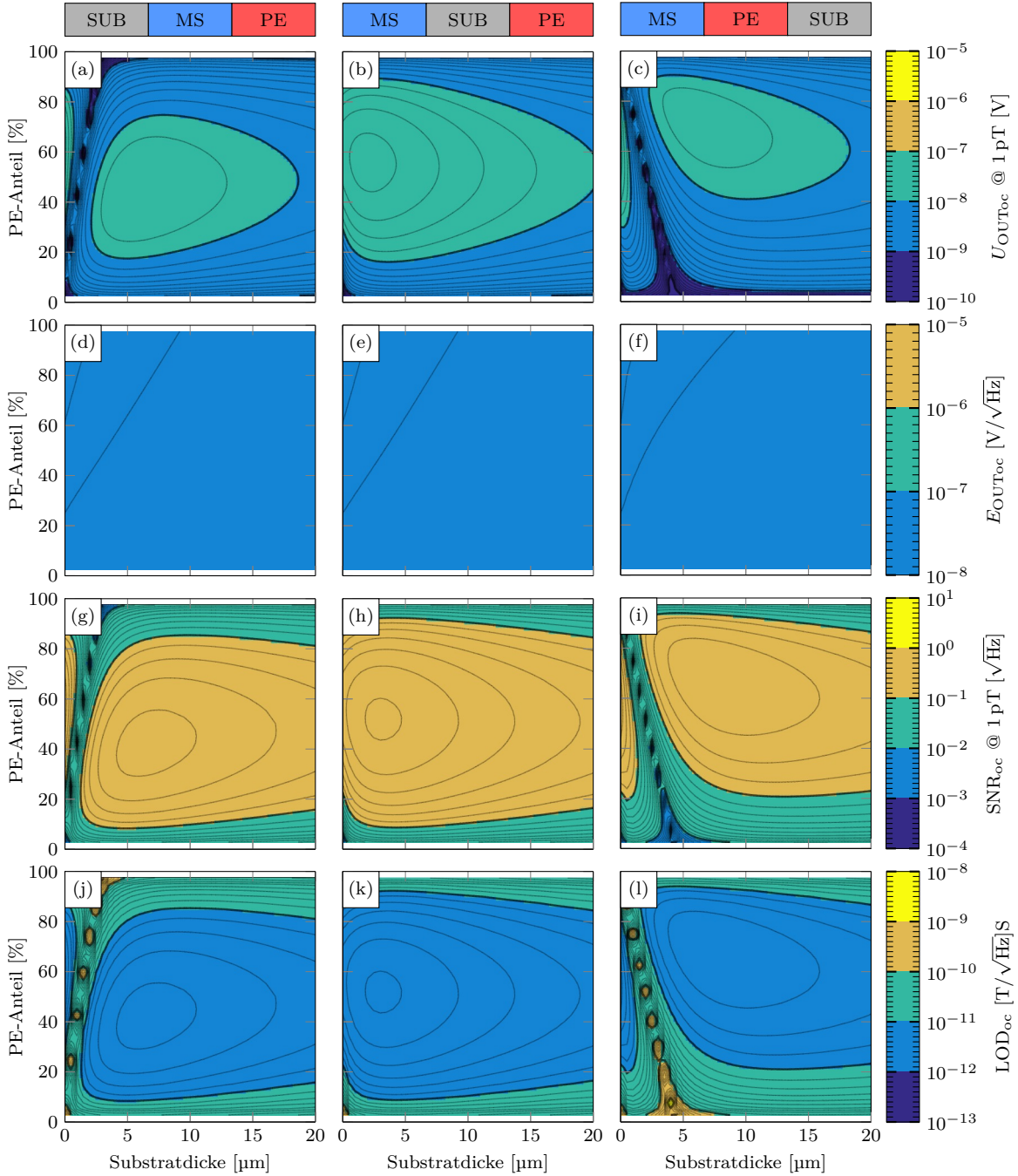


Abbildung 4.14: Verstärkerspannung (a)-(c), Rauschspannung (d)-(f), Signal-Rausch-Verhältnis bei 1 pT (g)-(i) und Detektionslimit (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Spannungsverstärker ( $G_{oc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$  μm.

Si-MG-PZT (resonanter Betrieb, Ladungsverstärker)

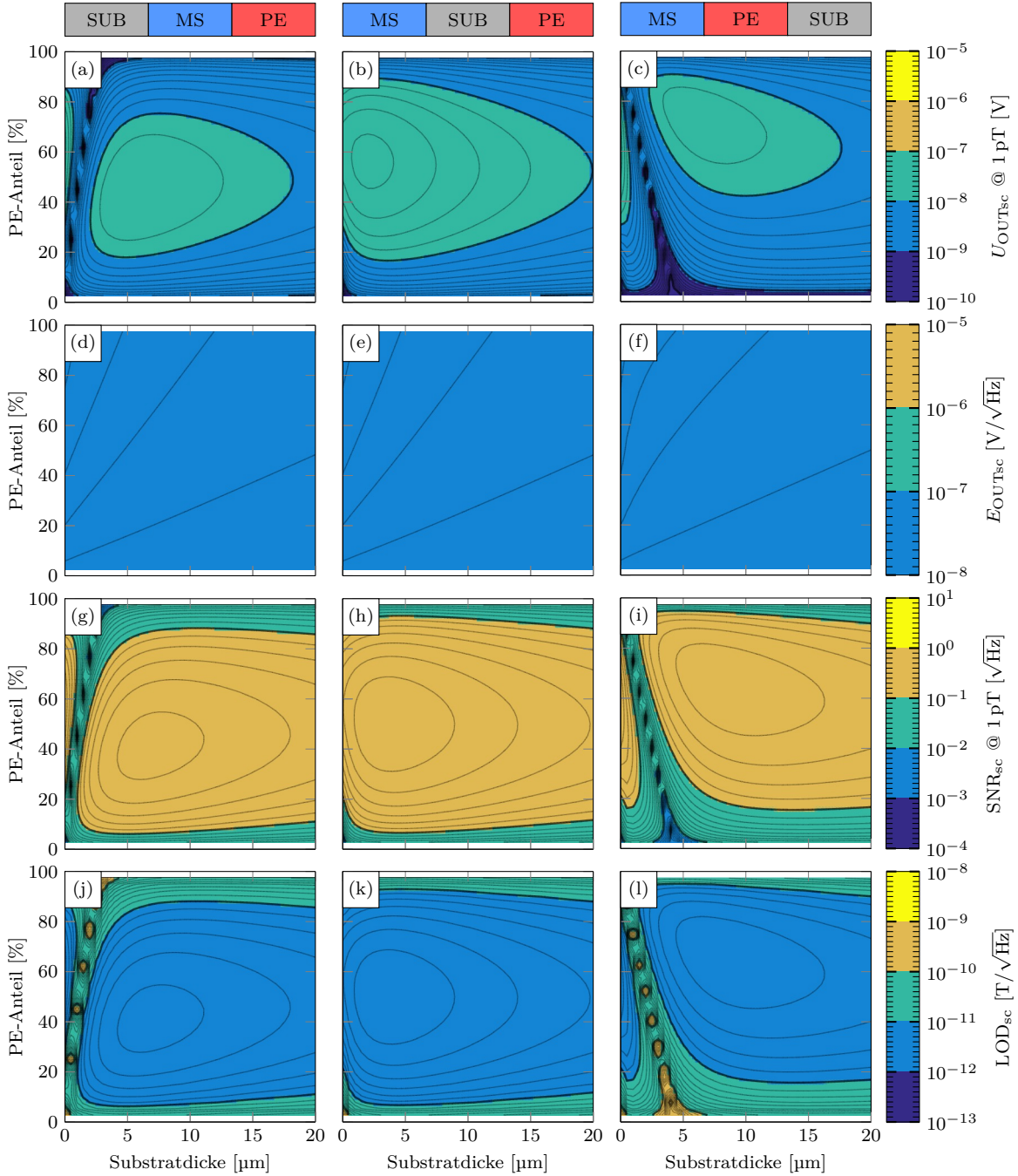


Abbildung 4.15: Verstärkerspannung (a)-(c), Rauschspannung (d)-(f), Signal-Rausch-Verhältnis bei 1 pT (g)-(i) und Detektionslimit (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Ladungsverstärker ( $G_{\text{sc}} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10 \text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1 \text{ mm}$ . Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5 \mu\text{m}$ .



---

(g)-(i) und Abb. 4.15 (g)-(i) bzw. die minimalen Detektionslimits in Abb. 4.14 (j)-(l) und Abb. 4.15 (j)-(l) in den Bereichen, wo auch die maximalen Leerlauf-ME-Koeffizienten liegen. Insgesamt ist das Detektionslimit des Si-MG-AlN Materialsystems lediglich zwei bis viermal höher, im Vergleich zum Si-MG-PZT Materialsystems. Die deutlich geringere Verstärkerspannung wird in den PZT basierten ME-Sensoren durch die deutlich niedrigere Rauschspannung etwas kompensiert.

#### 4.4.5 Substratschichtdicke

Für ME-Sensoren mit erheblich dickeren Substraten als  $20\ \mu\text{m}$  unterscheidet sich das Verhalten des Detektionslimits teilweise deutlich. Abb. 4.16 zeigt das Detektionslimit von ME-Sensoren mit dem Materialsystem Si-MG-AlN mit Substratdicken bis  $300\ \mu\text{m}$ . In Abb. 4.16 (a)-(c) sind die Ergebnisse mit Spannungsverstärker und in Abb. 4.16 (d)-(f) die Ergebnisse mit Ladungsverstärker jeweils in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke dargestellt. Das absolute Minimum des Detektionslimits liegt bei dünnen Substraten mit einer Dicke von ca.  $20\ \mu\text{m}$  und je nach Schichtfolge bei einem PE-Anteil zwischen 20 % und 30 %. Je dicker das Substrat wird, desto stärker verschieben sich die Schichtdicken von piezoelektrischer und magnetostriktiver Phase zu einem ausgeglichenen Verhältnis. Bei einer Substratdicke von  $300\ \mu\text{m}$  liegt der optimale PE-Anteil bei ca. 45 % und zwar bei allen Schichtfolgen. Im Vergleich dazu sind in Abb. 4.17 die entsprechenden Ergebnisse des Si-MG-PZT Materialsystems gezeigt. In Abb. 4.17 (a)-(c) sind die Ergebnisse mit Spannungsverstärker und in Abb. 4.17 (d)-(f) die Ergebnisse mit Ladungsverstärker jeweils in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke dargestellt. Einerseits hat die Substratdicke bei PZT basierten ME-Sensoren einen deutlich geringeren Einfluss auf den optimalen PE-Anteil bzgl. eines minimalen Detektionslimits. Dieser liegt bereits bei sehr dünnen Substratdicken bei einem PE-Anteil von ca. 50 % und ändert sich weder bei dickeren Substraten noch zwischen den Schichtfolgen oder unterschiedlichen Verstärkern. Andererseits nimmt das Detektionslimit im Vergleich zu AlN basierten ME-Sensoren mit zunehmender Substratdicke deutlich stärker ab. Während diese bei dünnen Substraten lediglich um einen Faktor von ungefähr 2 bis 4 besser sind, ist das Detektionslimit AlN basierter ME-Sensoren bei einer Substratdicke von  $300\ \mu\text{m}$  fast 15 mal besser im Vergleich zu PZT basierten ME-Sensoren. Der ME-Koeffizient, und damit die Verstärkerspannung, nimmt bei piezoelektrischen Schichten aus PZT im Vergleich zu AlN deutlich stärker ab, wenn das Substrat dicker wird. In beiden Materialsystemen ändert sich durch die dickeren Substrate bzgl. der Resonanzfrequenz in Abb. 4.16 (g)-(i) bzw. in Abb. 4.17 (g)-(i) lediglich deren Maximalwert. Für die Materialkombination Si-MG-AlN ist dieser mit  $4,0\ \text{kHz}$  und für Si-MG-PZT mit  $3,9\ \text{kHz}$  erheblich höher und unterscheiden sich auch bei den Terfenol-D basierten Materialsystemen kaum, die Elastizität der dicken Substratschicht dominiert.

Die Ergebnisse der minimalen Detektionslimits aller Schichtfolgen, Verstärkertypen, und Materialkombinationen, inkl. der nicht gezeigten Materialsysteme mit Terfenol-D als magnetostriktivem Material, sind in Tab. 4.5 gezeigt. Aufgrund der höchsten ME-Koeffizienten und damit auch Verstärkerspannungen sowie der Tatsache, dass sich die Rauschspannung

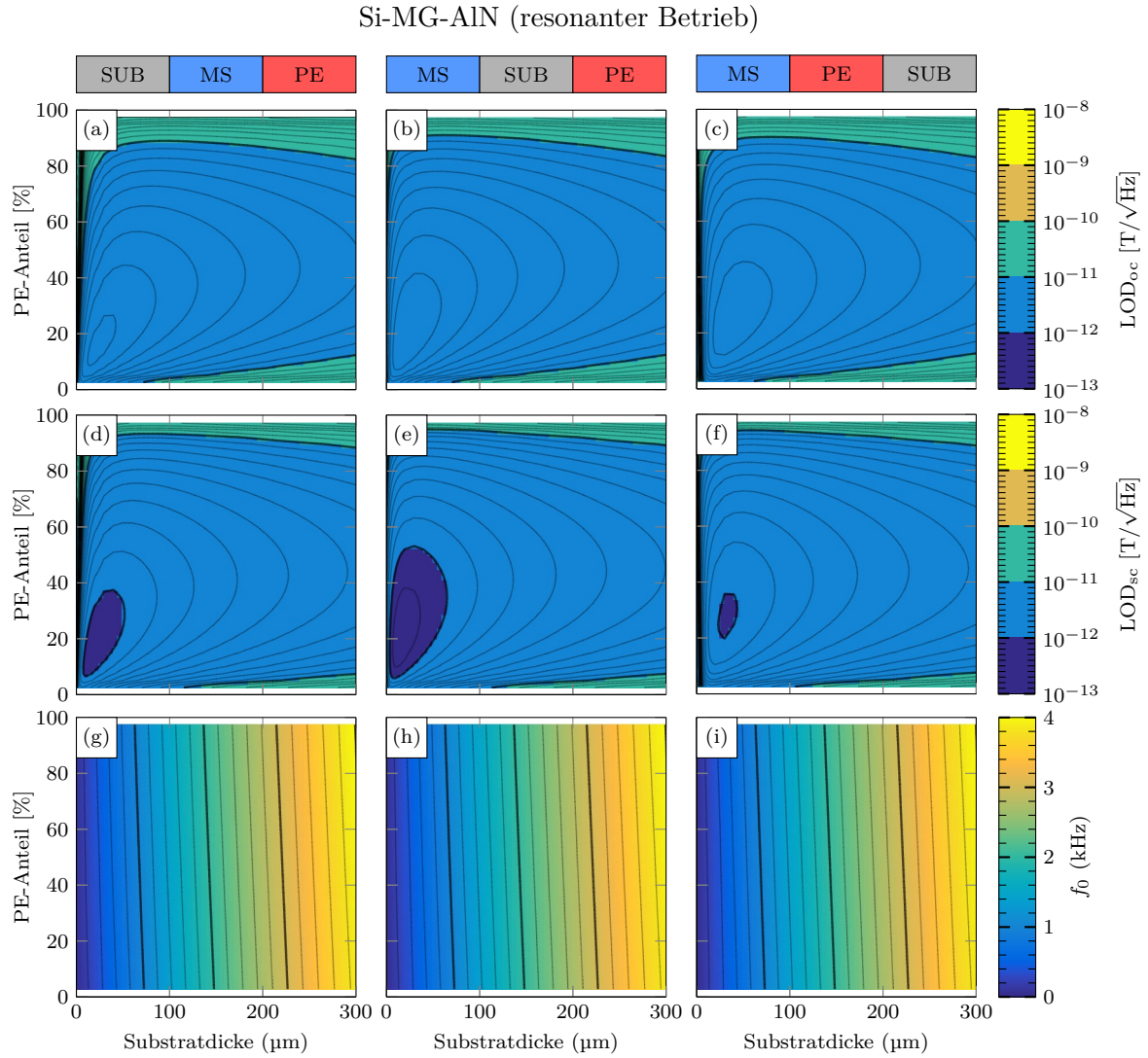


Abbildung 4.16: *Detektionslimit mit Spannungsverstärker (a)-(c) und mit Ladungsverstärker (d)-(f) von ME-Sensoren ( $G_{oc} = G_{sc} = 10$ ) sowie deren Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) der Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$   $\mu\text{m}$ .*

Si-MG-PZT (resonanter Betrieb)

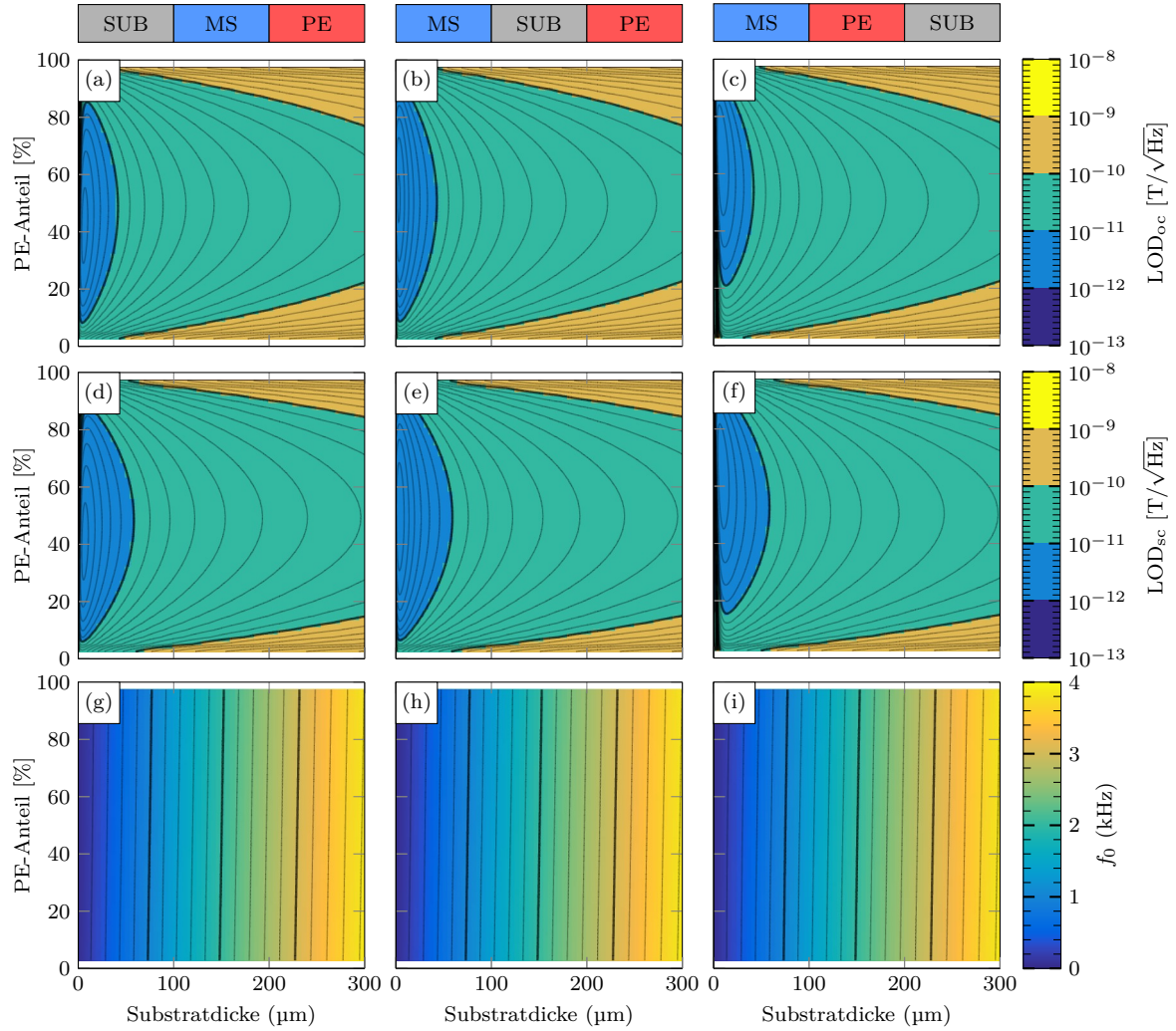


Abbildung 4.17: *Detektionslimit mit Spannungsverstärker (a)-(c) und mit Ladungsverstärker (d)-(f) von ME-Sensoren ( $G_{oc} = G_{sc} = 10$ ) sowie deren Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) der Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$   $\mu\text{m}$ .*

	SUB-MS-PE				MS-SUB-PE		MS-PE-SUB			
	LOD <sub>oc</sub> [pT/√Hz]		LOD <sub>sc</sub> [pT/√Hz]		LOD <sub>oc</sub> [pT/√Hz]	LOD <sub>sc</sub> [pT/√Hz]	LOD <sub>oc</sub> [pT/√Hz]		LOD <sub>sc</sub> [pT/√Hz]	
Si-MG-AlN	5,80	1,50	2,59	0,84	1,31	0,70	5,81	1,70	2,59	0,96
Si-MG-PZT	3,43	3,66	3,24	2,90	2,42	2,08	3,49	4,12	3,24	3,24
Si-TD-AlN	147,30	45,96	66,98	24,99	59,04	30,04	147,50	67,86	66,98	35,92
Si-TD-PZT	75,60	82,28	69,52	64,17	60,15	53,59	76,32	79,86	69,52	68,68

Tabelle 4.5: Minimale Detektionslimits der untersuchten ME-Sensoren mit Spannungs- und Ladungsverstärkern. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für unterschiedliche Materialkombinationen.

zwischen den einzelnen Schichtfolgen kaum unterscheidet, ergeben sich die besten Detektionslimits mit der Schichtfolge, in der das Substrat zwischen den Funktionsschichten liegt. Bei dem Materialsystem Si-MG-AlN zeigt der Ladungsverstärker ein besseres Detektionslimit, was für ME-Sensoren aus Si-MG-PZT nicht gilt. Diese zeigen aufgrund der geringeren ME-Koeffizienten allerdings auch ein geringeres Detektionslimit. Die ME-Sensoren mit Terfenol-D als magnetostriktivem Material zeigen ein ähnliches Verhalten zwischen den Schichtfolgen und den Kombinationen aus PZT und AlN als piezoelektrischem Material. Aufgrund der deutlich geringeren ME-Koeffizienten ist das Detektionslimit allerdings stets mindestens eine Größenordnung schlechter im Vergleich zu ME-Sensoren mit Metglas als magnetostriktivem Material.

#### 4.4.6 Absolute Schichtdicken

Bislang wurde stets vorausgesetzt, dass die Dicke der aktiven Schichten zusammen 5 µm beträgt. Die Ergebnisse der ME-Koeffizienten lassen sich grundsätzlich auch für andere Schichtdicken linear extrapolieren. Allerdings gilt dies nicht zwangsläufig für die Rauschspannung und damit das Detektionslimit aufgrund deren Abhängigkeit zur piezoelektrischen Schichtdicke und Resonanzfrequenz. Aus den bisherigen Ergebnissen ist es daher nicht ohne weiteres möglich zu sagen, ob bei einer gegebenen Sensorgeometrie, z. B. eine etwas dickere piezoelektrische Schicht, eine Verbesserung des Detektionslimits bringen würde oder nicht. Um dies zu beantworten, wird für gängige Substratdicken von 25 µm, 50 µm und 300 µm die Berechnung der ME-Koeffizienten und Rauschspannungen wiederholt. Allerdings wird die piezoelektrische und die magnetostriktive Schichtdicke nun ohne weitere Randbedingung bis jeweils 5 µm unabhängig voneinander variiert.

Die daraus resultierenden Resonanzfrequenzen sind für das Materialsystem Si-MG-AlN in Abb. 4.18 dargestellt. Bei 25 µm dicken Substraten in Abb. 4.18 (a)-(c) liegen diese zwischen 347,3 Hz und 468,1 Hz, bei 50 µm dicken Substraten in Abb. 4.18 (d)-(f) zwischen 690,9 Hz und 821,5 Hz und bei 300 µm dicken Substraten in Abb. 4.18 (g)-(i) zwischen 4129,4 Hz und 4289,7 Hz. Neben der Substratdicke wird das Verhalten der Resonanzfrequenz von der Dicke PE-Schicht aus AlN dominiert, da deren Elastizität im Vergleich

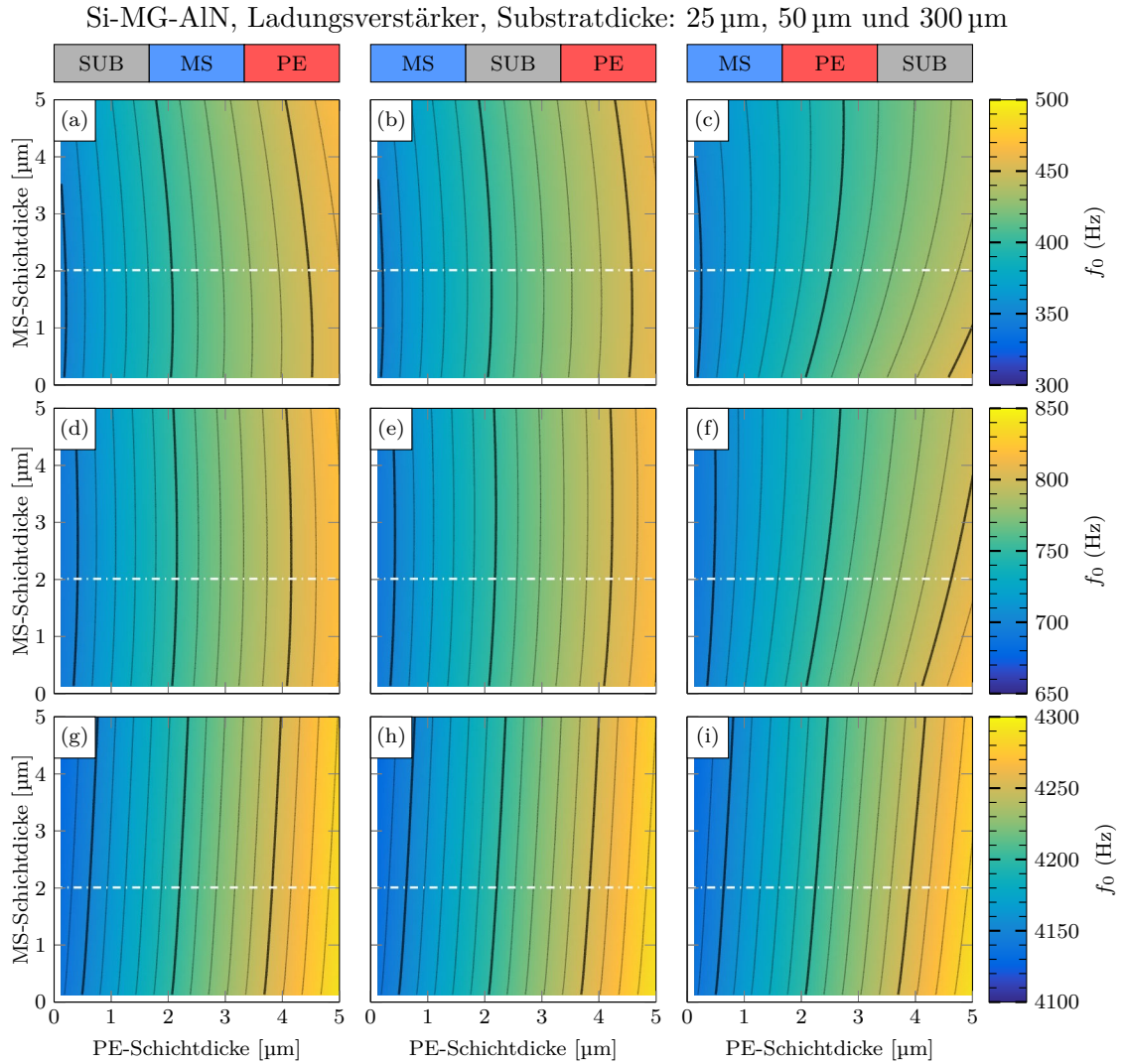


Abbildung 4.18: Resonanzfrequenz von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Schichtdicke und der MS-Schichtdicke mit (a)-(c) 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f) 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i) 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10\text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1\text{ mm}$ . Gekennzeichnet sind jeweils die Resonanzfrequenzen bei konstanter MS-Schichtdicke von  $d_{\text{MS}} = 2\text{ }\mu\text{m}$ .

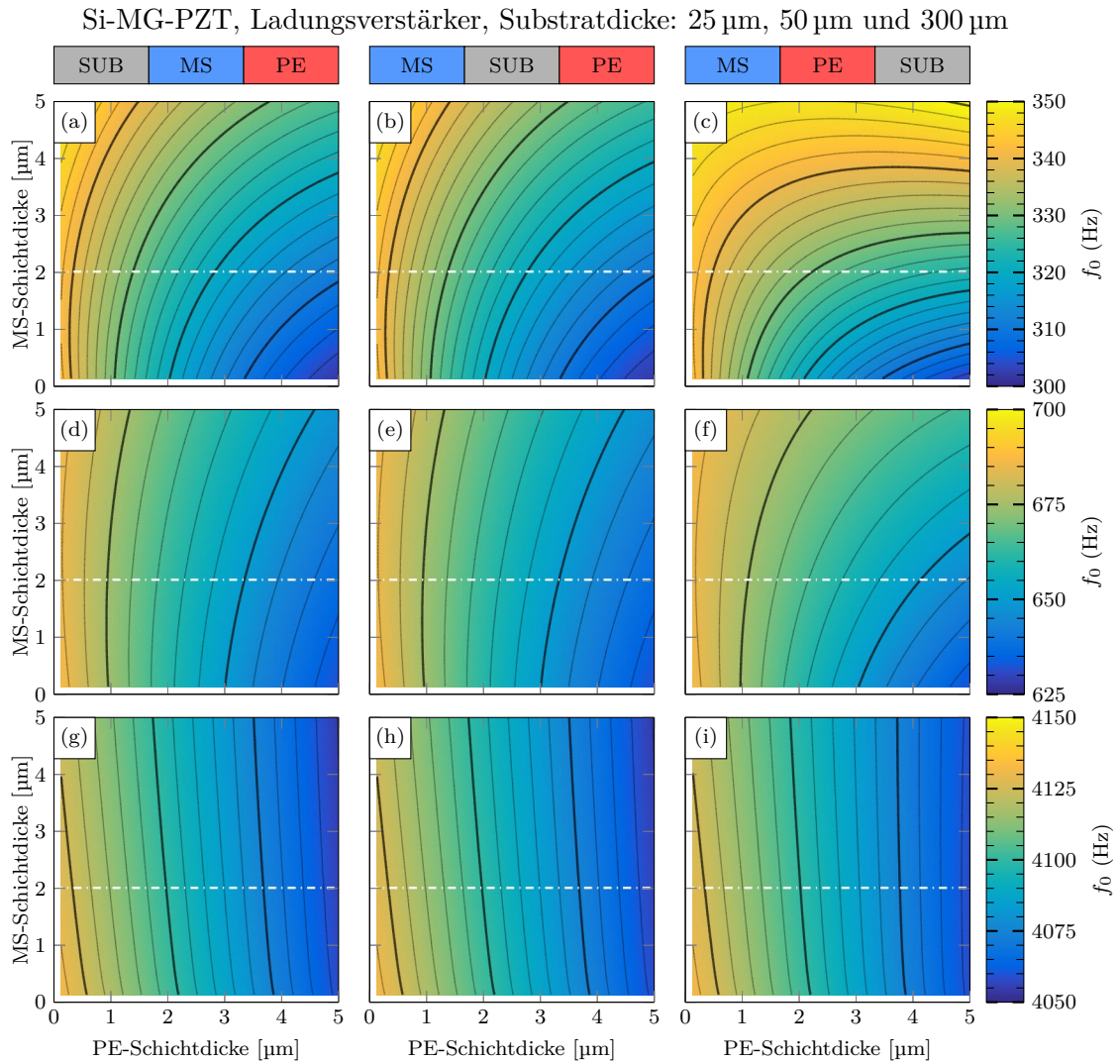


Abbildung 4.19: Resonanzfrequenz von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Schichtdicke und der MS-Schichtdicke mit (a)-(c) 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f) 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i) 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10 \text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1 \text{ mm}$ . Gekennzeichnet sind jeweils die Resonanzfrequenzen bei konstanter MS-Schichtdicke von  $d_{\text{MS}} = 2 \mu\text{m}$ .

zur MS-Schicht aus Metglas erheblich höher ist. Dabei führen höhere PE-Schichtdicken zu größeren Resonanzfrequenzen. Dies unterscheidet sich erheblich bei der Materialkombination Si-MG-PZT in Abb. 4.19. Bei 25  $\mu\text{m}$  dicken Substraten in Abb. 4.19 (a)-(c) liegen die Resonanzfrequenzen zwischen 302,8 Hz und 349,7 Hz und bei 50  $\mu\text{m}$  dicken Substraten in Abb. 4.19 (d)-(f) zwischen 632,1 Hz und 687,6 Hz, wobei der Einfluss der MS-Schicht, aufgrund der geringen Elastizität der PE-Schicht aus PZT, deutlich höher ist. Bei 300  $\mu\text{m}$  dicken Substraten in Abb. 4.19 (g)-(i) liegen die Resonanzfrequenzen zwischen 4057,9 Hz und 4132,1 Hz und werden von der PE-Schichtdicke dominiert. Im Vergleich zu AlN basierten ME-Sensoren variiert die Resonanzfrequenz PZT basierter ME-Sensoren allerdings deutlich weniger in Abhängigkeit der Dicke der Funktionsschichten.

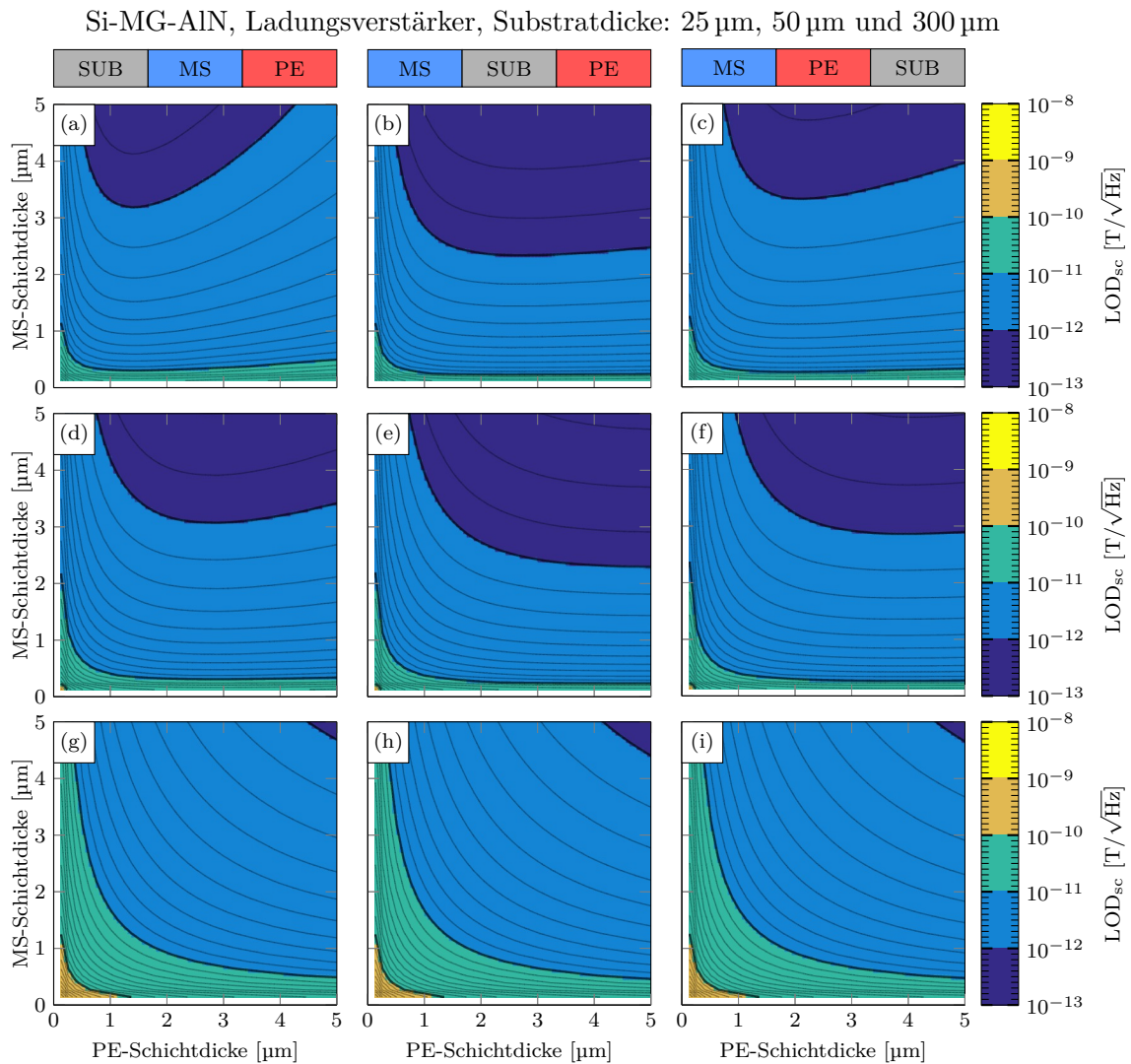


Abbildung 4.20: *Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Schichtdicke und der MS-Schichtdicke mit (a)-(c) 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f) 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i) 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Ladungsverstärker ( $G_{sc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm.*

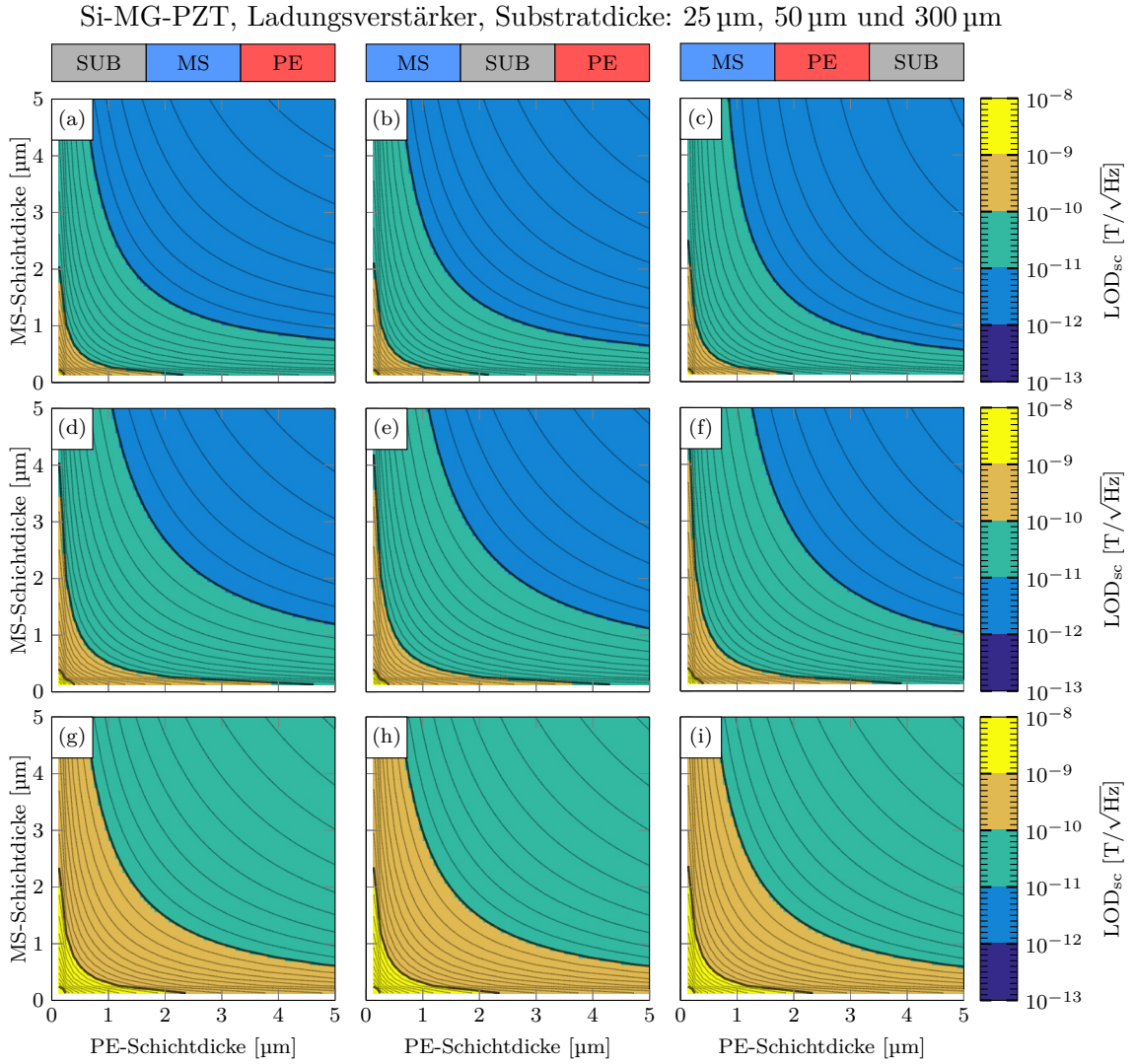


Abbildung 4.21: *Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Schichtdicke und der MS-Schichtdicke mit (a)-(c) 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f) 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i) 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Ladungsverstärker ( $G_{sc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm.*



---

In Abb. 4.20 sind die Ergebnisse für ME-Sensoren mit dem Materialsystem Si-MG-AlN und Ladungsverstärker dargestellt. Abb. 4.20 (a)-(c) zeigt das Detektionslimit mit einer Substratdicke von 25  $\mu\text{m}$ . Bezüglich der piezoelektrischen Schichtdicke existiert hier ein klares Optimum bei  $d_{\text{PE}} = 1,33 \mu\text{m}$  für die Schichtfolge SUB-MS-PE,  $d_{\text{PE}} = 2,75 \mu\text{m}$  für die Schichtfolge MS-SUB-PE und  $d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$  für die Schichtfolge MS-PE-SUB. Wird die piezoelektrische Schichtdicke darüber hinaus erhöht, nimmt das Detektionslimit je nach Schichtfolge teilweise deutlich ab. Im Gegensatz dazu kann das Detektionslimit durch höhere magnetostriktive Schichtdicken stets verbessert werden. Allerdings nur solange die Materialparameter bei der Abscheidung konstant bleiben und weiterhin als homogen angenommen werden können. Bei einer Substratdicke von 50  $\mu\text{m}$  in Abb. 4.20 (d)-(f) sind die optimalen piezoelektrischen Schichtdicken deutlich breiter und zu höheren Schichtdicken verschoben. Bei der Schichtfolge SUB-MS-PE liegt es nun bei  $d_{\text{PE}} = 3 \mu\text{m}$  und bei den Schichtfolgen MS-SUB-PE und MS-PE-SUB ist es im Bereich der Grenze zu  $d_{\text{PE}} = 4 \mu\text{m}$ . Dadurch hat hier eine weitere Erhöhung der piezoelektrischen Schichtdicken im wesentlichen keinen Effekt. Bei einer Substratdicke von 300  $\mu\text{m}$  in Abb. 4.20 (g)-(i) dominiert wieder dessen mechanisches Verhalten das Detektionslimit. Grundsätzlich lässt sich das Detektionslimit hier verbessern, indem die einzelnen Schichten so dick wie möglich hergestellt werden. Bzgl. einer minimalen Gesamtschichtdicke der aktiven Schichten ist, wie bereits in Kapitel 4.4.5 beobachtet, ein PE-Anteil von 45 % optimal. Dies gilt auch für die Ergebnisse des Materialsystems Si-MG-PZT mit Ladungsverstärker in Abb. 4.21, da hier bereits bei einer Substratdicke von 25  $\mu\text{m}$  die mechanischen Eigenschaften des Substrates das Verhalten des Detektionslimits dominieren. Aufgrund der Tatsache, dass sich die Ergebnisse zwischen Spannungs- und Ladungsverstärker kaum unterscheiden, sind hier exemplarisch ausschließlich die Ergebnisse des Ladungsverstärkers dargestellt.

## 4.5 Zusammenfassung

Zusammenfassend wurde in diesem Kapitel gezeigt, dass die Ergebnisse der 2D-FEM-Formulierungen mit denen analytischer Modelle sehr gut übereinstimmen und dasselbe Verhalten von Zweischicht-ME-Sensoren bzgl. Betrieb, Schichtfolgen, Materialkombinationen und Geometrieparametern prognostizieren. Sowohl im statischen Betrieb bei der Schichtfolge MS-SUB-PE als auch im resonanten Betrieb bei den Schichtfolgen SUB-MS-PE und MS-PE-SUB kann es bei dünnen Substraten zu Spannungs- bzw. Ladungsauslöschung oder Eliminierung der Anregung kommen, wenn sich die neutrale Ebene in einer der aktiven Schichten befindet. Die Bereiche, in denen der ME-Koeffizient verschwindet, hängen dabei maßgeblich von dem verwendeten Materialsystem ab. Kurzschluss- und Leerlauf-ME-Koeffizienten zeigen ein gänzlich unterschiedliches Verhalten, was die Position der Maxima bzgl. PE-Anteil und Substratdicke angeht. Maximale Kurzschluss-ME-Koeffizienten sind fast ausschließlich bei verschwindendem PE-Anteil zu finden, wohingegen der PE-Anteil bei maximalem Leerlauf-ME-Koeffizienten in Abhängigkeit des Materialsystems teilweise deutlich höher ist. Die resultierenden ME-Spannungen am Ausgang von Spannungs- und Ladungsverstärker sind trotz der Unterschiede in den ME-Koeffizienten annähernd identisch und ähneln vom Verhalten den Leerlauf-ME-Koeffizienten. Unter Ver-

wendung praxisrelevanter Verstärkerparameter, bei gleicher Verstärkung und konstantem Q-Faktor, sind die ME-Sensoren mit Ladungsverstärker empfindlicher aufgrund der geringfügig höheren Ausgangsspannung und der deutlich niedrigeren Rauschspannungsdichte. Die Minima des Detektionslimit treten dabei nicht bei den Maxima der ME-Koeffizienten auf und gerade bei ME-Sensoren mit einer piezoelektrischen Schicht aus Aluminiumnitrid bei erheblich dickeren Substraten. Während bei optimierten Schichtdicken AlN basierte ME-Sensoren lediglich zwei bis viermal so empfindlich sind wie PZT-basierte ME-Sensoren, nimmt deren Empfindlichkeit mit zunehmender Substratdicke erheblich ab. Bei den untersuchten Materialsystemen zeigt Metglas im Vergleich zu Terfenol-D bessere Eigenschaften als magnetostriktives Material aufgrund des erheblich höheren piezomagnetischen Koeffizienten. Die Resonanzfrequenzen der ME-Sensoren werden im Wesentlichen von der Dicke der Substratschicht dominiert und variieren durch die Funktionsschichten bei AlN basierten ME-Sensoren stärker im Vergleich zu PZT basierten ME-Sensoren. Dabei sei angemerkt, dass die Q-Faktoren realer ME-Sensoren bzw. deren einzelne Verlustmechanismen keinesfalls konstant sind, sondern neben den Material- und Geometrieparametern auch von der Resonanzfrequenz abhängen [94]. Durch deren Berechnung wird das Verhalten realer ME-Sensoren besser berücksichtigt, was die Ergebnisse beim Vergleich der unterschiedlichen Materialsysteme und bzgl. der maximalen ME-Koeffizienten und der Empfindlichkeit beeinflusst.

---

# Kapitel 5

## Elektrodendesign

---

### Übersicht

*Im folgenden Kapitel sollen unterschiedliche Elektrodendesigns untersucht werden. Neben der Größe flächiger Elektroden auf Ober- und Unterseite der funktionalen Schichten, sollen insbesondere Interdigitalelektroden (ID-Elektroden) untersucht werden. Da die Positionierung und die Größe flächiger Elektroden bzw. Fingeranzahl und -abstand der ID-Elektroden sowohl das ME-Signal als auch das Rauschverhalten beeinflussen, soll deren Einfluss auf die Signalstärke und die Empfindlichkeit der ME-Sensoren untersucht werden. Im Falle flächiger Elektroden wird außerdem das Verhalten für unterschiedliche Materialsysteme betrachtet.*

## 5.1 Flächige Elektroden

In Kapitel 3 und Kapitel 4 wurden stets flächige Elektroden verwendet, die sich über die komplette Länge und Breite der zweischichtigen ME-Sensorgeometrien erstrecken. In Abb. 5.1 (a)-(c) sind die drei möglichen Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB mit variabler Elektrodenlänge  $L_{EL}$  abgebildet. Bei resonant betriebenen ME-Sensoren werden die Elektroden so nah wie möglich an der Klemmung positioniert, da hier die größten Verformungen auftreten und somit auch das induzierte Potential bzw. die Anzahl der induzierten Ladungsträger am höchsten ist. Dies gilt allerdings nur, solange das Substrat unstrukturiert ist, da bei einem, z. B. durch eine Einkerbung verjüngten Substrat, die größten Verformungen in diesem Bereich auftreten [135]. Ergebnisse von ME-Sensorgeometrien zur Konzentration der mechanischen Spannung werden exemplarisch in Kapitel 6.1 diskutiert. Durch die Änderung der Elektrodenlänge ändert sich neben der induzierten Spannung bzw. Ladung aber auch das Rauschverhalten der Sensoren und es gilt einen Kompromiss zwischen hoher ME-Spannung und niedriger Rauschspannungsdichte zu finden, um das Detektionslimit zu verbessern. [134].

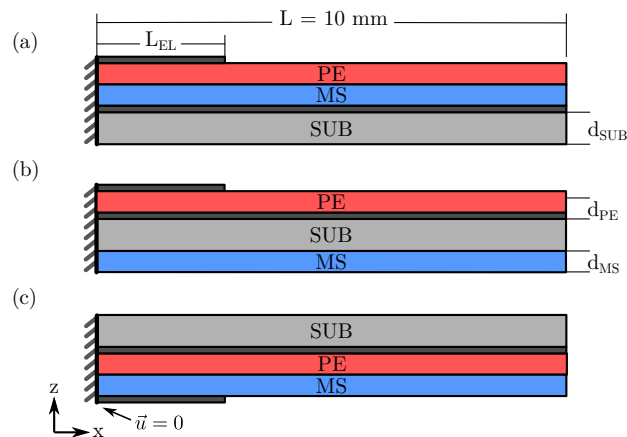


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der einseitig geklemmten ME-Sensorgeometrien mit den Schichtfolgen (a) SUB-MS-PE, (b) MS-SUB-PE und (c) MS-PE-SUB und variabler Elektrodenlänge.

Bei der Schichtfolge MS-PE-SUB in Abb. 5.1 (c) befindet sich die variable Elektrode auf der Unterseite der magnetostriktiven Schicht. Wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben, ist das in diesem Fall untersuchte magnetostriktive Material Metglas elektrisch leitfähig, weshalb bei dieser Schichtfolge der Teil der magnetostriktiven Schicht mit Elektrode vom restlichen Teil elektrisch isoliert werden muss. Bei den folgenden Simulationen wird dazu eine unendlich dünne ideal isolierende Grenzfläche angenommen. Der Einfluss eines Luftspalts zur elektrischen Isolation wird in Kapitel 6.2 genauer untersucht. Die Simulation der  $L = 10 \text{ mm}$  langen und  $B = 1 \text{ mm}$  breiten ME-Sensoren wird mit Hilfe des 2D-ME-Sensormodells aus Kapitel 3.2 durchgeführt. Die Dicke der piezoelektrischen Schicht  $d_{PE}$  wird dazu von  $0,25 \mu\text{m}$  bis  $5 \mu\text{m}$  und die Elektrodenlänge  $L_{EL}$  von  $0,5 \text{ mm}$  bis  $10 \text{ mm}$  systematisch variiert.

### 5.1.1 Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten

Aus den Ergebnissen der FEM-Simulationen werden die entsprechenden Fano-Parameter nach Kapitel 3.5 bestimmt und die resonanten ME-Koeffizienten nach Gl. (2.24) für den Leerlauf- und nach Gl. (2.30) für den Kurzschluss-Betrieb berechnet. Abb. 5.2 (a) und (b) zeigen den Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten für die Materialkombination Si-MG-AlN und Abb. 5.2 (c) und (d) für die Materialkombination Si-MG-PZT von Zweischicht-ME-Sensoren mit der Schichtfolge MS-SUB-PE und einer Substratdicke von  $50\ \mu\text{m}$  als Funktion der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge. Bei Variation der Dicke der piezoelektrischen Schicht ist das Verhalten der ME-Koeffizienten erwartungsgemäß identisch mit den Ergebnissen aus Kapitel 4.3. Im Leerlauf-Betrieb nimmt auch der ME-Koeffizient mit zunehmender PE-Schichtdicke zu, wohingegen sich im Kurzschluss-Betrieb höchste Werte für den ME-Koeffizienten bei verschwindender PE-Schicht einstellen. Dabei zeigt sich, aufgrund der deutlich höheren Permittivität von PZT gegenüber AlN, das gegensätzliche Resultat in den maximalen ME-Koeffizienten. Während AlN-basierte ME-Sensoren einen  $\sim 12$  mal höheren Leerlauf-ME-Koeffizienten haben, dreht sich dieses Verhältnis beim Kurzschluss-ME-Koeffizienten, wo PZT-basierte ME-Sensoren einen um den Faktor  $\sim 15$  höheren Wert aufweisen.

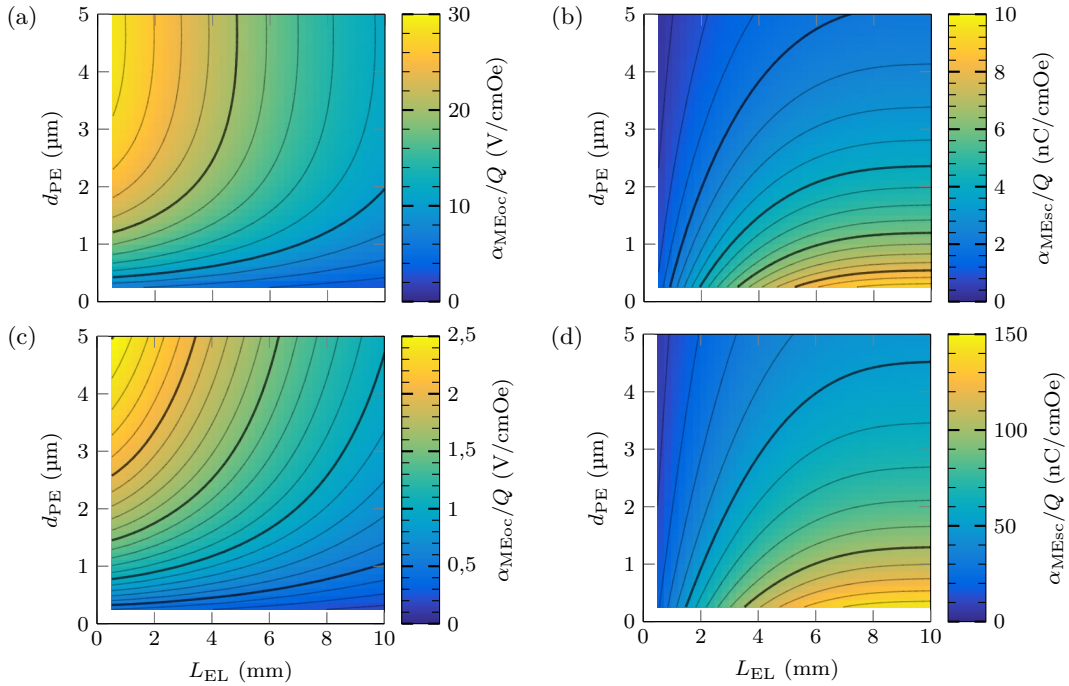


Abbildung 5.2: Leerlauf-ME-Koeffizienten (a) und (c) und Kurzschluss-ME-Koeffizient (b) und (d) für die Materialkombinationen Si-MG-AlN (a) und (b) und Si-MG-PZT (c) und (d) in der Schichtfolge MS-SUB-PE ( $L = 10\ \text{mm}$ ,  $B = 1\ \text{mm}$ ,  $d_{\text{MS}} = 2\ \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50\ \mu\text{m}$ ).

Auch bzgl. der Variation der Elektrodenlänge unterscheidet sich das Verhalten zwischen dem Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten. Der Leerlauf-ME-Koeffizient nimmt mit kürzeren Elektrodenlängen zu. Entscheidend ist dabei, dass die Elektroden stets direkt an der Klemmung positioniert sind, da dort im resonanten Betrieb die maximale Auslenkung erfolgt und damit auch das höchste elektrische Potential induziert wird. Aufgrund

der elektrischen Leitfähigkeit ist das Potential an der Elektrode überall gleich und wird quasi über die gesamte Elektrodenfläche gemittelt, was bei kürzeren Elektroden in einem höheren Potential resultiert. Der Kurschluss-ME-Koeffizient hängt maßgeblich von den induzierten Ladungsträgern ab, weshalb hier die höchsten ME-Koeffizienten bei maximaler Elektrodenlänge erreicht werden. Mit zunehmender Elektrodenfläche steigt die induzierte Ladung, wenn auch deutlich stärker im Bereich der Klemmung, im Vergleich zum freischwingenden Ende.

### 5.1.2 Sensorkapazität und Rauschquellen

Durch Variation der Dicke der piezoelektrischen Schicht und der Länge der Elektrode ändert sich im Wesentlichen die Kapazität des ME-Sensors und beeinflusst damit sowohl das Rauschverhalten des ME-Sensors als auch das Verhalten der Verstärker.

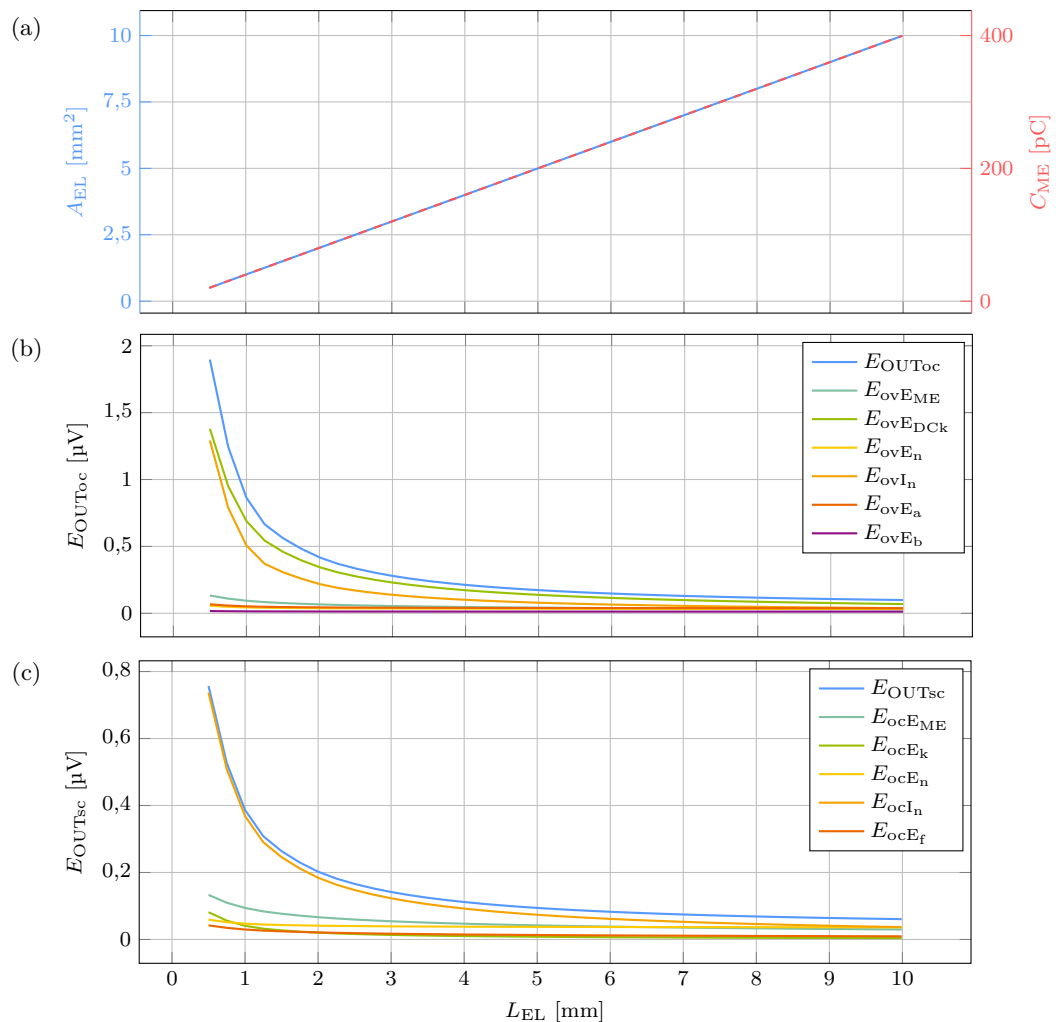


Abbildung 5.3: Elektrodenfläche und Sensorkapazität (a), Gesamtrauschspannungsdichte sowie Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen des Spannungsverstärkers (b) und des Ladungsverstärkers (c) jeweils in Abhängigkeit der Elektrodenlänge. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN in der Schichtfolge MS-SUB-PE ( $L = 10$  mm,  $B = 1$  mm,  $d_{MS} = d_{PE} = 2$   $\mu\text{m}$ ,  $d_{SUB} = 50$   $\mu\text{m}$ ).

Für flächige Elektroden lässt sich die Kapazität des ME-Sensors mit

$$C_{FE} = \varepsilon \cdot \frac{A_{FE}}{d_{PE}} = \varepsilon \cdot \frac{L_{EL} \cdot B_{EL}}{d_{PE}} \quad (5.1)$$

berechnen. Für die bereits zuvor betrachtete ME-Sensorgeometrie, der Länge  $L = 10$  mm und der Breite  $B = 1$  mm mit dem Substrat zwischen den aktiven Schichten aus Metglas und AlN und einer Dicke von  $d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}$ , ist die Elektrodenfläche und die dazu proportionale Kapazität als Funktion der Elektrodenlänge in Abb. 5.3 (a) dargestellt. Die Kapazität liegt dabei zwischen 20 pF bei einer minimalen Elektrodenlänge von 0,5 mm und 400 pF bei einer maximal möglichen Elektrodenlänge von 10 mm. Die einzelnen Rauschspannungsdichten sowie die resultierende Gesamtrauschspannungsdichte sind für den Spannungsverstärker in Abb. 5.3 (b) und für den Ladungsverstärker in Abb. 5.3 (c), jeweils als Funktion der Elektrodenlänge, dargestellt.

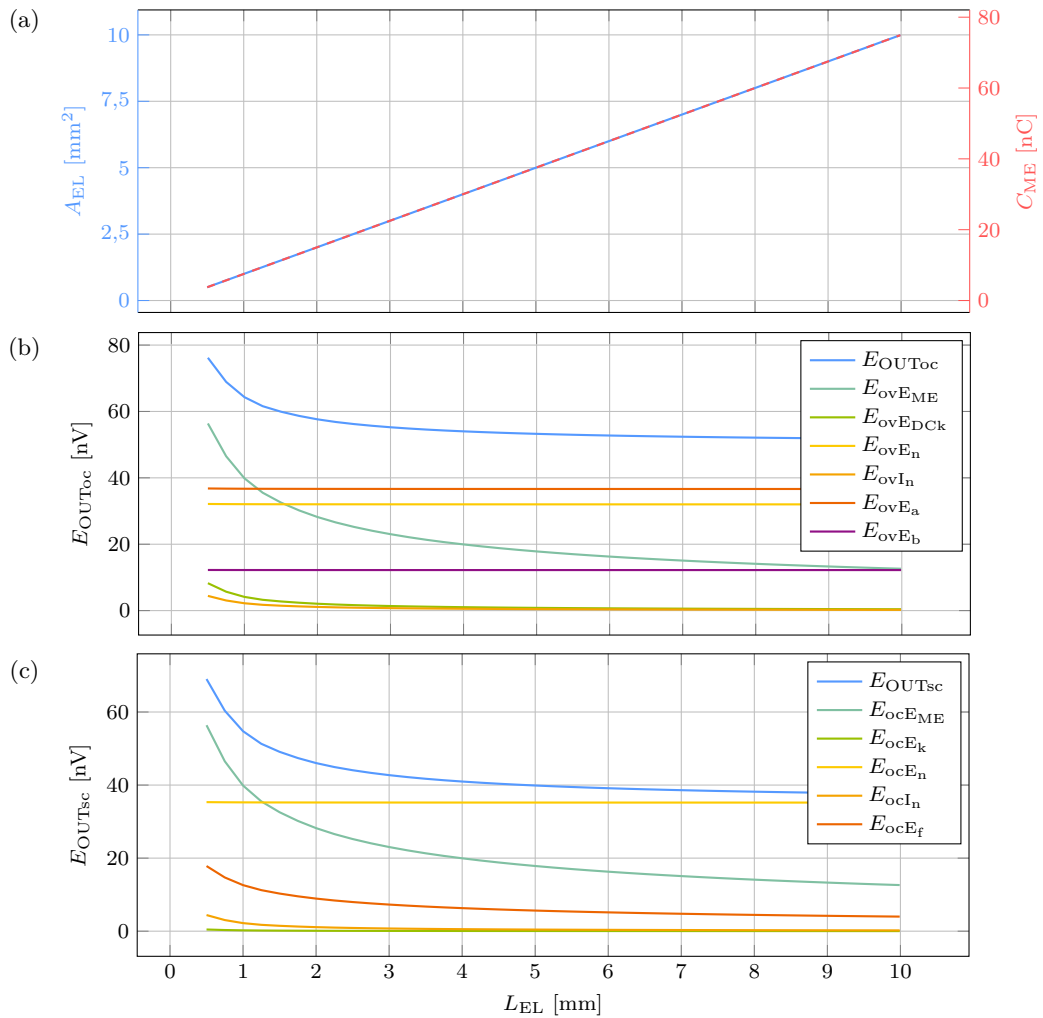


Abbildung 5.4: Elektrodenfläche und Sensorkapazität (a), Gesamtrauschspannungsdichte sowie Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen des Spannungsverstärkers (b) und des Ladungsverstärkers (c) jeweils in Abhängigkeit der Elektrodenlänge. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE ( $L = 10$  mm,  $B = 1$  mm,  $d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{SUB} = 50 \mu\text{m}$ ).

Aufgrund der Abhängigkeit zur Sensorimpedanz in Gl. (A.25) und Gl. (A.40) dominieren in beiden Fällen die Rauschstromdichten  $E_{ovI_n}$  und  $E_{ocI_n}$  der Verstärker bei geringen Elektrodengrößen die Gesamtrauschstromdichte. Dabei dominiert im Falle des Spannungsverstärkers zusätzlich die Rauschspannungsdichte der Zuleitung  $E_{ovE_{DCk}}$  in Gl. (A.23) bei kleinen Elektroden, wodurch die Rauschspannungsdichte des Spannungsverstärkers hier mehr als doppelt so hoch ist wie die des Ladungsverstärkers. Die übrigen Rauschquellen tragen größtenteils nur einen geringen Beitrag zur Gesamtrauschspannungsdichte bei oder erst bei Elektroden, die die Fläche des ME-Sensors annähernd vollständig ausnutzen. Die äquivalenten Ergebnisse für PZT-basierte ME-Sensoren in Abb. 5.4 zeigen zunächst einmal insgesamt eine deutlich höhere Kapazität in Abb. 5.4 (a) aufgrund der höheren Permittivität von PZT im Vergleich zu AlN. Daraus resultiert eine insgesamt deutlich niedrigere Rauschspannungsdichte, auch bei deutlich kleineren Elektroden in Abb. 5.4 (b) mit Spannungsverstärker und Abb. 5.4 (c) mit Ladungsverstärker. Außerdem ändern sich in Abhängigkeit des Materials die dominanten Rauschquellen. Während die Rauschspannungsdichte bei kleinen Elektroden mit  $E_{ovE_{ME}}$  und  $E_{ocE_{ME}}$  durch thermisch induzierte Schwingungen geprägt ist, dominieren die Rauschspannungsdichten des Operationsverstärkers  $E_{ovE_n}$  und  $E_{ocE_n}$  die resultierende Gesamtrauschspannungsdichte am Ausgang der Verstärker, sobald die Elektrode etwas weniger als die Hälfte des ME-Sensors einnimmt. Im Falle des Spannungsverstärkers trägt außerdem noch die Rauschspannungsdichte des Verstärkernetzwerkes  $E_{ovE_a}$  einen wesentlichen Teil zu den insgesamt höheren Rauschspannungsdichten im Vergleich zum Ladungsverstärker bei.

### 5.1.3 Signal-Rausch-Verhältnis

Die aus den ME-Koeffizienten in Abb. 5.2 berechneten Spannungen am Ausgang des Spannungs- und Ladungsverstärkers sind für die Materialkombination Si-MG-AlN als Funktion der Elektrodenlänge und passend zu den Rauschspannungsdichten (siehe Abb. 5.3) bei einer PE-Schichtdicke von  $2\ \mu\text{m}$  in Abb. 5.5 (a) dargestellt. Die Anregung erfolgt dabei resonant mit einer magn. Flussdichte von  $B_{AC} = 1\ \text{pT}$  und Q-Faktor sowie Verstärkungsfaktor sind konstant mit  $Q = 100$  und  $G_{oc} = G_{sc} = 10$ . Bis auf den Bereich bei kurzen Elektroden, liefert der Ladungsverstärker bei AlN-basierten ME-Sensoren eine etwas höhere Verstärkerspannung im Vergleich zum Spannungsverstärker. Die Ursache für den starken Anstieg der Ausgangsspannung des Spannungsverstärkers bei Elektrodenlängen unter  $3\ \text{mm}$  liegt in der hohen Kabelkapazität und deren Einfluss auf die Kabelverstärkung der ME-Spannung in Gl. (A.16) bei sehr geringen ME-Sensorkapazitäten. Die resultierenden Signal-Rausch-Verhältnisse sind in Abb. 5.5 (b) ebenfalls als Funktion der Elektrodenlänge dargestellt. Wie bereits in Kapitel 4.4 festgestellt, hat der Ladungsverstärker leichte Vorzüge gegenüber dem Spannungsverstärker, aber deutlich zu erkennen ist, dass beide ihr maximales SNR nicht bei einer maximalen Elektrodenfläche, sondern bei einer Elektrodenlänge von ungefähr  $6\ \text{mm}$  bis  $7\ \text{mm}$  erreichen. Bei deutlich kleineren Elektrodenlängen, bei denen zwar maximale Ausgangsspannungen erreicht werden, aber auch die Gesamtrauschspannungsdichte stark ansteigt, nimmt das SNR deutlich ab. Mit größeren Elektrodenlängen ist zwar das Rauschen nahezu konstant, aber die Verstärker-



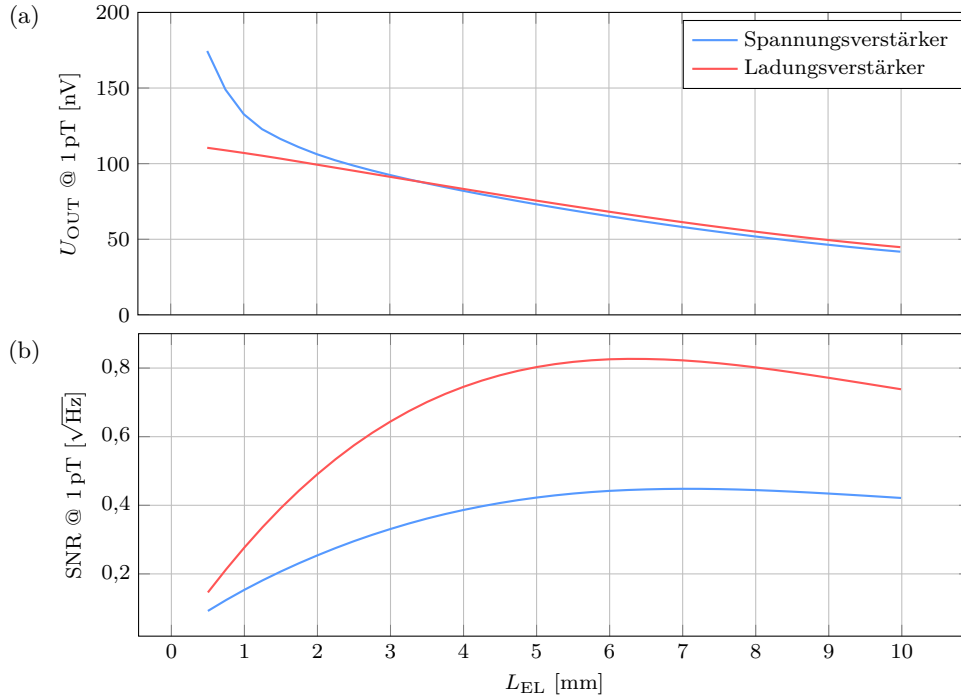


Abbildung 5.5: Spannung am Verstärkerausgang (a) und resultierendes Signal-Rausch-Verhältnis (b) in Abhängigkeit der Elektrodenlänge. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN in der Schichtfolge MS-SUB-PE und werden resonant mit  $B_{AC} = 1 \text{ pT}$  angeregt, wobei der  $Q$ -Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{oc} = G_{sc} = 10$  als konstant angenommen werden ( $L = 10 \text{ mm}$ ,  $B = 1 \text{ mm}$ ,  $d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{SUB} = 50 \mu\text{m}$ ).

spannung nimmt stetig ab, bis die maximal mögliche Elektrodenlänge erreicht ist. Wird PZT als PE-Material verwendet, ist die Verstärkerspannung in Abb. 5.6 (a) wieder um einen Faktor 10 geringer. Dabei ist aufgrund der höheren Sensorkapazität durch das PZT keine Überhöhung bei kleinen Elektroden durch den Gesamtverstärkungsfaktor des Spannungsverstärkers feststellbar. Auch die Position des maximalen SNR in Abb. 5.6 (b) ändert sich dadurch deutlich zu kürzeren Elektrodenlängen von in diesem Fall 2 mm bis 2,5 mm, da der Bereich der quasi-konstanten Rauschspannungsdichte mit PZT deutlich größer ist, bzw. bei geringeren Elektrodenlängen beginnt.

#### 5.1.4 Detektionslimit

Aus dem Signal-Rausch-Verhältnis lässt sich nach Gl. (2.27) und Gl. (2.33) das Detektionslimit berechnen. Dieses soll im Folgenden für unterschiedliche PE-Schichtdicken und sämtliche Schichtfolgen sowie weitere Substratdicken diskutiert werden. In Abb. 5.7 ist das Detektionslimit als Funktion der piezoelektrischen Schichtdicke und der Elektrodenlänge für die Materialkombination Si-MG-AlN mit Spannungsverstärker dargestellt. Abb. 5.7 (a)-(c) zeigt das Detektionslimit mit Substratdicken von  $25 \mu\text{m}$ , Abb. 5.7 (d)-(f) mit Substratdicken von  $50 \mu\text{m}$  und Abb. 5.7 (g)-(i) mit Substratdicken von  $300 \mu\text{m}$  jeweils für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB. Deutlich zu erkennen ist, dass

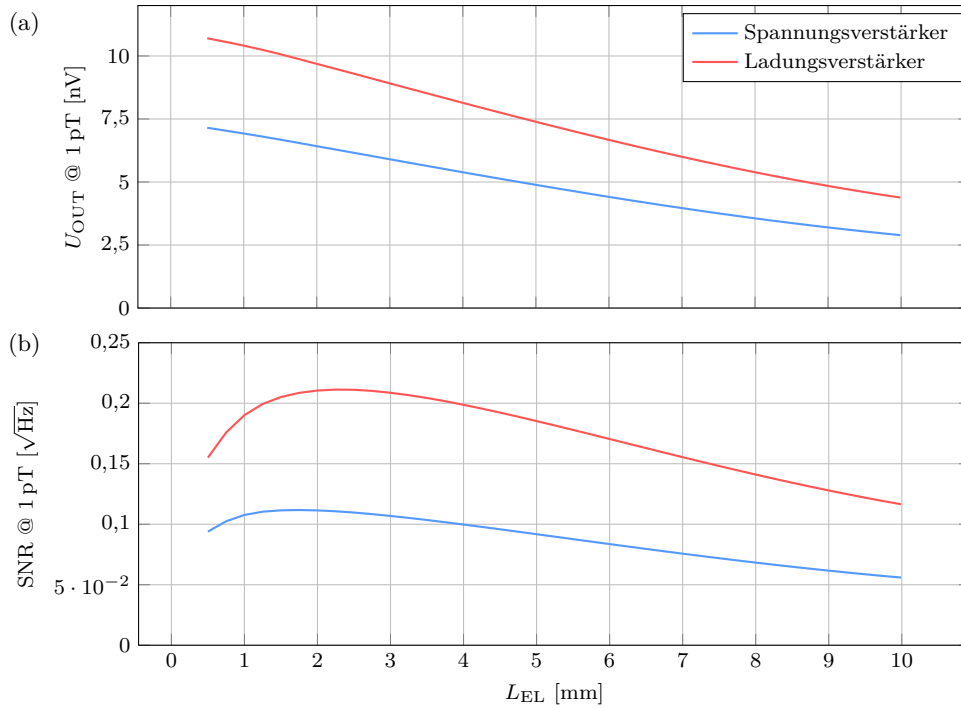


Abbildung 5.6: Spannung am Verstärkerausgang (a) und resultierendes Signal-Rausch-Verhältnis (b) in Abhängigkeit der Elektrodenlänge. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE und werden resonant mit  $B_{AC} = 1 \text{ pT}$  angeregt, wobei der  $Q$ -Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{oc} = G_{sc} = 10$  als konstant angenommen werden ( $L = 10 \text{ mm}$ ,  $B = 1 \text{ mm}$ ,  $d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{SUB} = 50 \mu\text{m}$ ).

bei sehr dicken Substraten von  $300 \mu\text{m}$  kaum Unterschiede zwischen den einzelnen Schichtfolgen erkennbar sind. Dabei stellt sich eine optimale Elektrodenlänge von ca.  $5 \text{ mm}$  bzgl. des Detektionslimits ein und bedeckt somit den halben ME-Sensor. Bei dünneren Substraten sind längere Elektroden von ca.  $7 \text{ mm}$  Länge bei  $50 \mu\text{m}$  dicken Substraten und  $8 \text{ mm}$  Länge bei  $25 \mu\text{m}$  dicken Substraten notwendig, da die höhere Kapazität der größeren Elektrode das höhere Rauschen aufgrund der niedrigeren Resonanzfrequenz kompensiert. Neben der Elektrodenlänge ändert sich auch die optimale PE-Schichtdicke. Während bei dicken Substraten von  $300 \mu\text{m}$  die PE-Schichtdicke offensichtlich deutlich dicker als  $5 \mu\text{m}$  sein sollte, wäre dies bei dünneren Substraten suboptimal. Bis auf die bereits festgestellte, etwas bessere Empfindlichkeit bei Verwendung des Ladungsverstärkers, zeigen die Ergebnisse in Abb. 5.8 gegenüber dem Spannungsv Verstärker kaum Unterschiede, was die optimalen Elektrodenlängen und PE-Schichtdicken bzgl. des Detektionslimits angeht. Bei dem Materialsystem Si-MG-PZT, mit Spannungsv Verstärker in Abb. 5.9 und mit Ladungsverstärker in Abb. 5.10, unterscheidet sich das Verhalten deutlich. Aufgrund der höheren Sensorkapazität bei PZT-basierten ME-Sensoren sind die optimalen Elektrodenlängen von  $1 \text{ mm}$  bis  $3 \text{ mm}$  deutlich kürzer als bei den AlN-basierten ME-Sensoren und dickere PE-Schichtdicken bis mind.  $5 \mu\text{m}$ , haben jedoch unabhängig von der Substratdicke keinen negativen Einfluss auf das Detektionslimit. Dies gilt selbstverständlich nur solange die Materialparameter der piezoelektrischen Schicht bei der Herstellung nicht inhomogen

gen werden. Im Vergleich zu ME-Sensoren mit Elektroden, die die gesamte Sensorfläche nutzen, lässt sich durch Anpassen der Elektrodengröße das Detektionslimit im Falle von AlN-basierten ME-Sensoren leicht und bei PZT-basierten ME-Sensoren deutlich, um fast das Dreifache, verbessern. Wie bereits in Kapitel 4.4 festgestellt, ist das Detektionslimit AlN-basierter ME-Sensoren im direkten Vergleich bei angepassten Elektrodenlängen aber immer noch deutlich besser als bei PZT-basierten ME-Sensoren.

In Tab. 4.5 sind die Detektionslimits der verschiedenen Sensorgeometrien mit 50  $\mu\text{m}$  dickem Substrat und flächigen Elektroden sowie unterschiedlichen Verstärkertypen zur besseren Vergleichbarkeit bei einer PE-Schichtdicke von 2  $\mu\text{m}$  noch einmal zusammengefasst.

	SUB-MS-PE		MS-SUB-PE		MS-PE-SUB	
	LOD <sub>oc</sub> [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	LOD <sub>sc</sub> [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	LOD <sub>oc</sub> [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	LOD <sub>sc</sub> [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	LOD <sub>oc</sub> [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	LOD <sub>sc</sub> [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
Si-MG-AlN	2,62 (2,0 / 7,0) *	1,42 (2,0 / 6,5) *	2,23 (2,0 / 7,0) *	1,21 (2,0 / 6,5) *	2,57 (2,0 / 7,0) *	2,52 (2,0 / 6,25) *
Si-MG-PZT	9,26 (2,0 / 2,0) *	4,88 (2,0 / 2,5) *	8,97 (2,0 / 1,5) *	4,74 (2,0 / 2,5) *	9,37 (2,0 / 2,0) *	11,17 (2,0 / 2,5) *

\*: ( $d_{\text{PE}}$  [ $\mu\text{m}$ ] /  $L_{\text{EL}}$  [mm])

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der minimalen Detektionslimits von ME-Sensoren mit flächigen Elektroden bei Variation der Elektrodenlänge und einer PE-Schichtdicke von  $d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$  ( $L = 10 \text{ mm}$ ,  $B = 1 \text{ mm}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$ ).

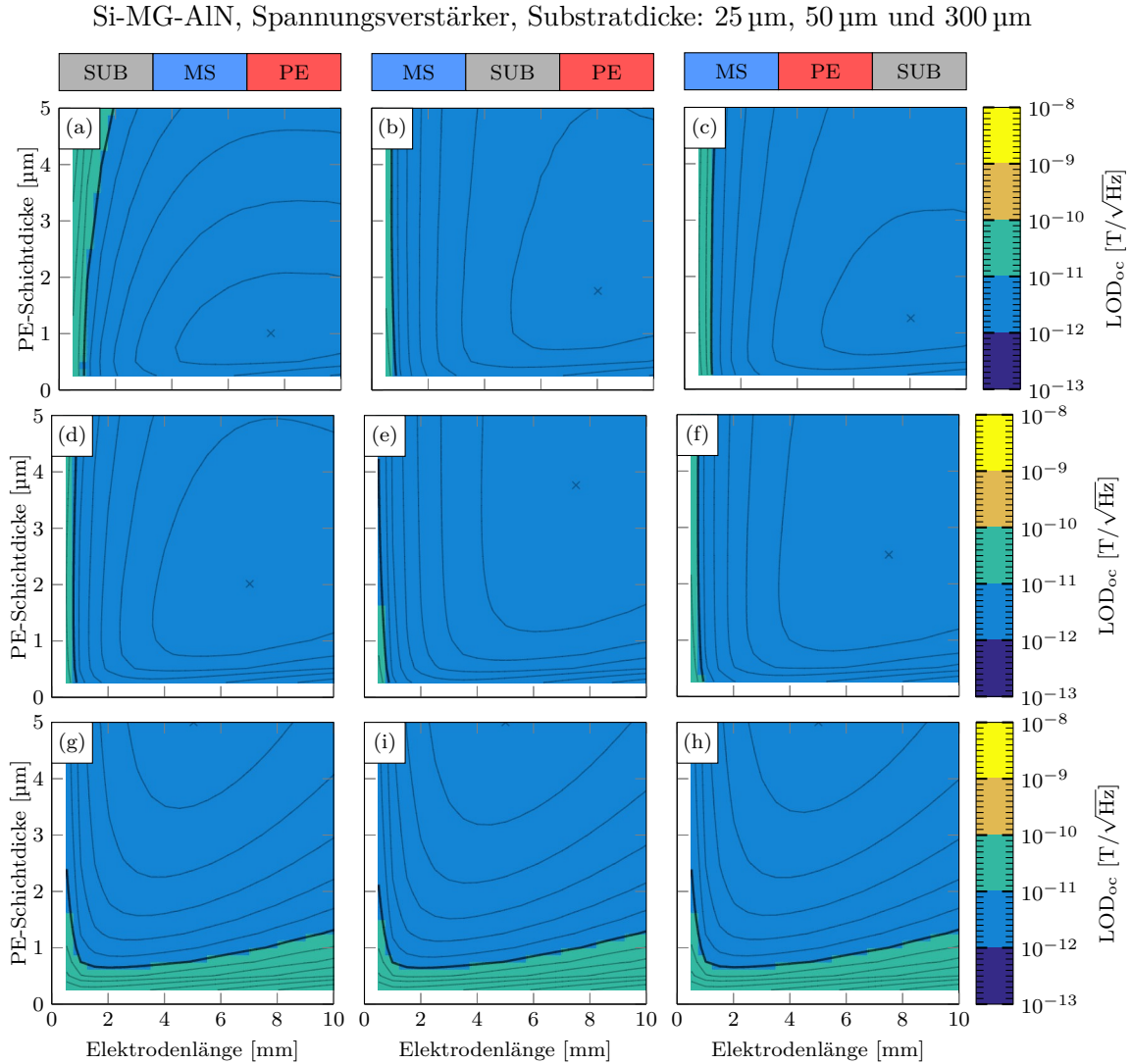


Abbildung 5.7: Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge mit (a)-(c) 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f) 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i) 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, wobei der  $Q$ -Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{\text{oc}} = 10$  als konstant angenommen werden, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Resonanzfrequenzen liegen bei 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 347,1 Hz und 459,8 Hz, bei 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 690,6 Hz und 819,1 Hz und bei 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 4134,0 Hz und 4285,6 Hz (vgl. Abb. 4.18).

Si-MG-AlN, Ladungsverstärker, Substratdicke: 25  $\mu\text{m}$ , 50  $\mu\text{m}$  und 300  $\mu\text{m}$

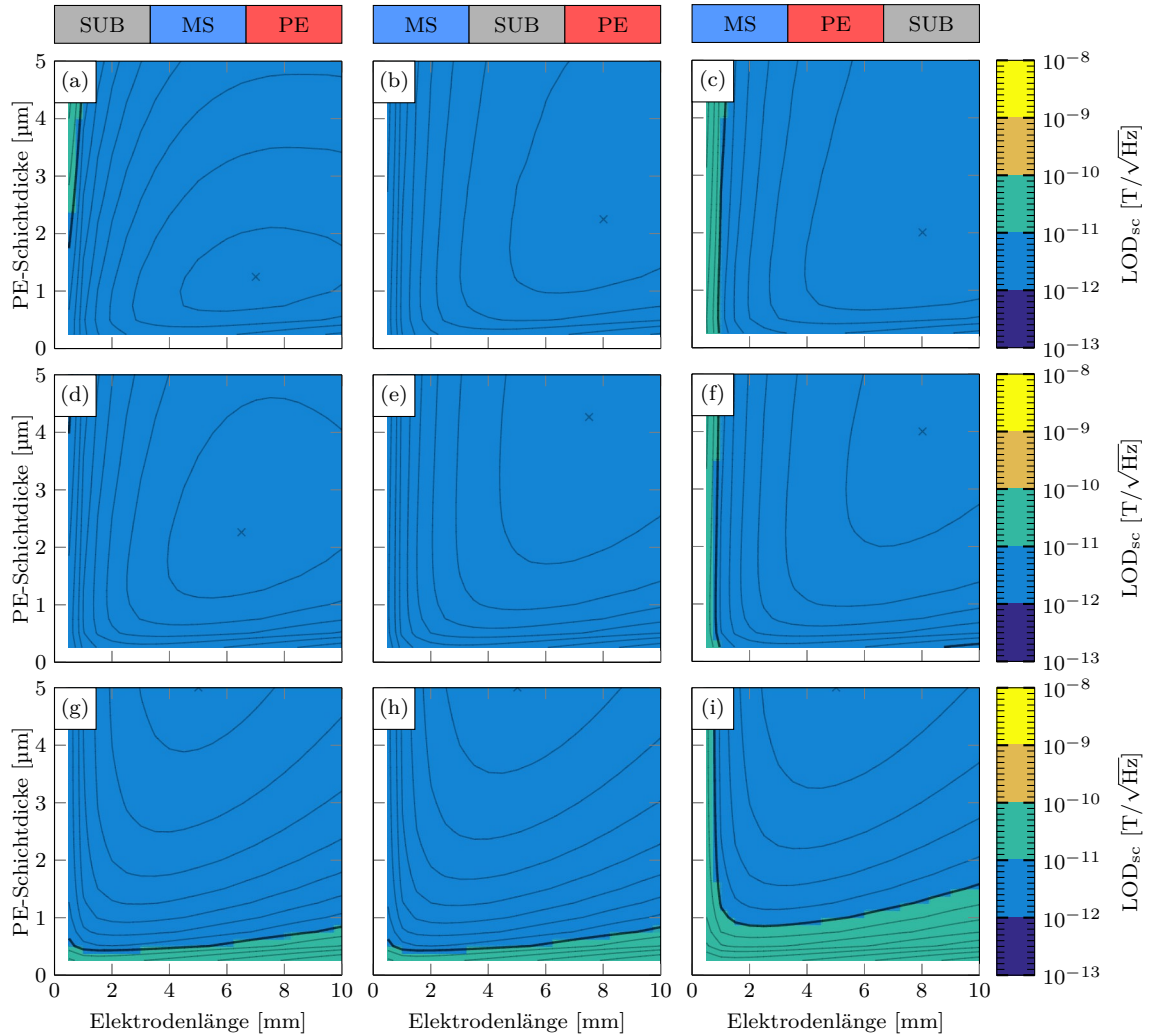


Abbildung 5.8: *Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge mit (a)-(c) 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f) 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i) 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, wobei der  $Q$ -Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{sc} = 10$  als konstant angenommen werden, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10\text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1\text{ mm}$ . Die Resonanzfrequenzen liegen bei 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 347,1 Hz und 459,8 Hz, bei 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 690,6 Hz und 819,1 Hz und bei 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 4134,0 Hz und 4285,6 Hz (vgl. Abb. 4.18).*

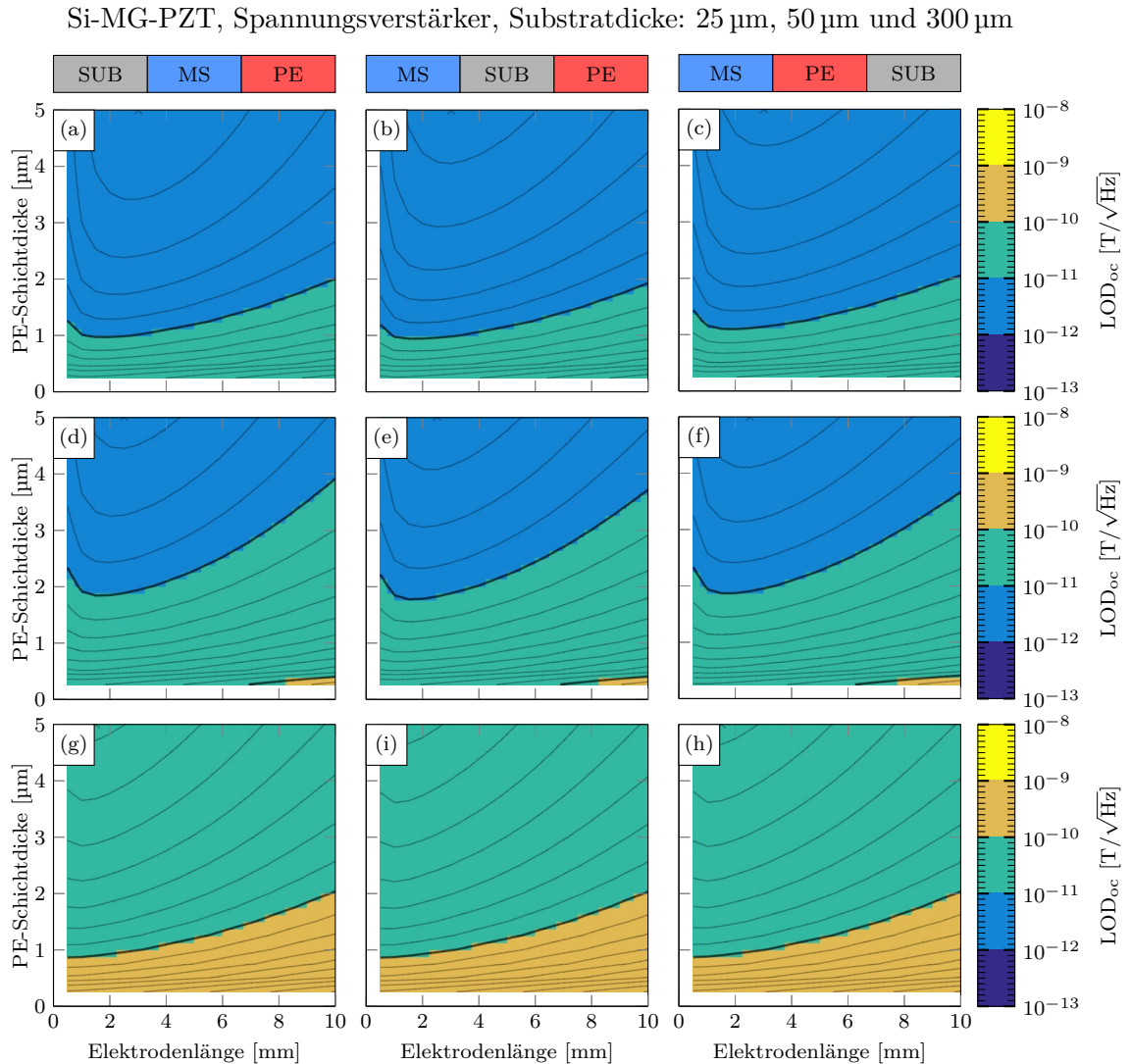


Abbildung 5.9: Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge mit (a)-(c) 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f) 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i) 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, wobei der  $Q$ -Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{oc} = 10$  als konstant angenommen werden, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Resonanzfrequenzen liegen bei 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 310,3 Hz und 342,8 Hz, bei 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 636,6 Hz und 685,5 Hz und bei 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 4056,3 Hz und 4128,1 Hz (vgl. Abb. 4.19).

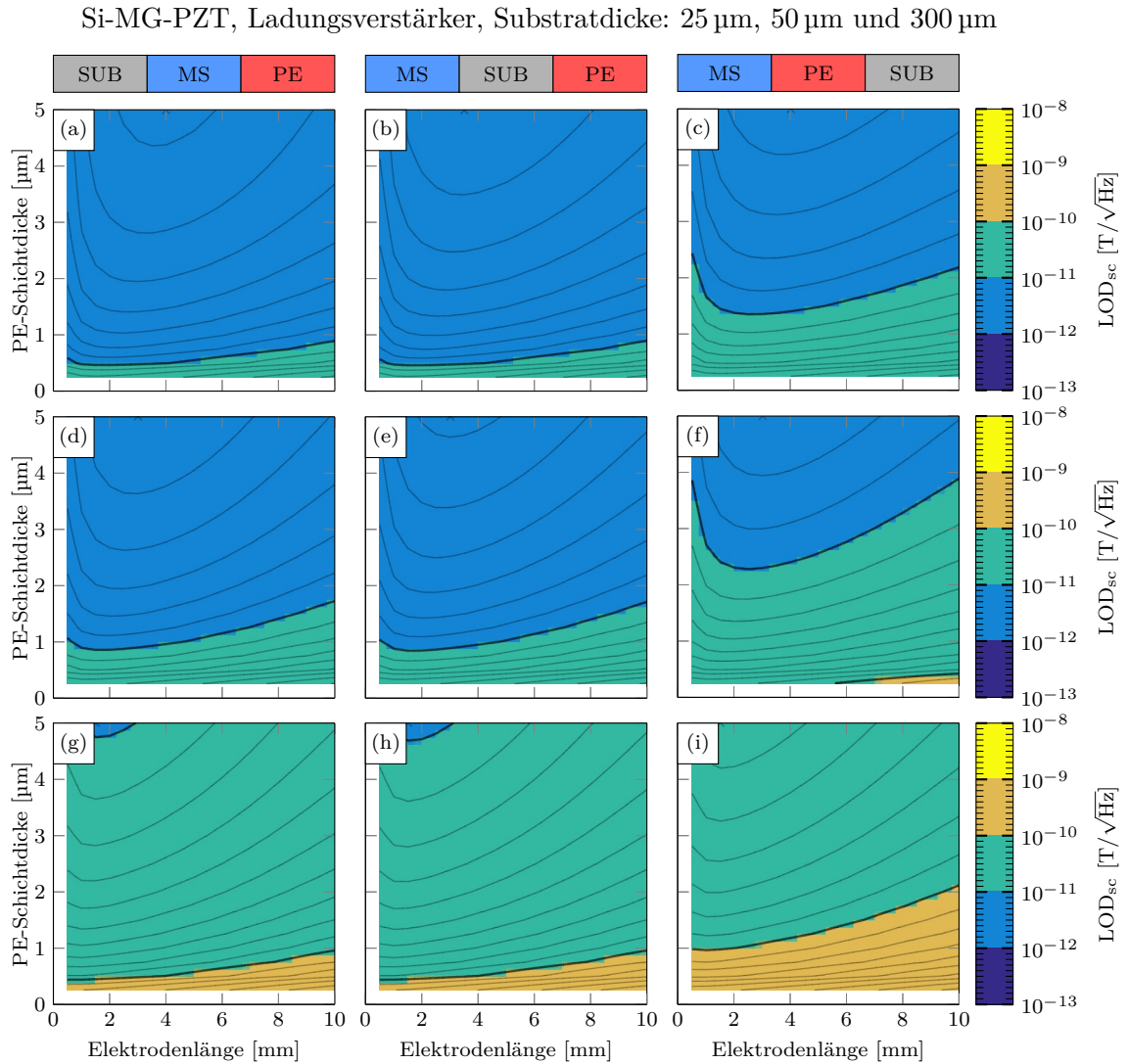


Abbildung 5.10: *Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge mit (a)-(c) 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f) 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i) 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, wobei der  $Q$ -Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{\text{sc}} = 10$  als konstant angenommen werden, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Resonanzfrequenzen liegen bei 25  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 310,3 Hz und 342,8 Hz, bei 50  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 636,6 Hz und 685,5 Hz und bei 300  $\mu\text{m}$  Substratdicke zwischen 4056,3 Hz und 4128,1 Hz (vgl. Abb. 4.19).*

## 5.2 Interdigitalelektroden

Ein grundsätzliches Problem der flächigen Elektroden im (L-T)-Modus ist die Abhängigkeit des ME-Koeffizienten von der Dicke der piezoelektrischen Schicht. Die piezoelektrische Schichtdicke beschränkt dabei, je nach Betriebsart, die induzierte Spannung bzw. induzierten Ladungsträger und lässt sich i. d. R nicht beliebig erhöhen, ohne dass die Materialeigenschaften der Schicht inhomogen werden [136]. Eine Möglichkeit, diese Limitierung zu umgehen, ist der Einsatz von sog. Interdigitalelektroden (ID-Elektroden). Bei diesem, aus “Energy-Harvesting”-Anwendungen stammenden Konzept, befinden sich die beiden Elektroden nicht auf gegenüberliegenden, sondern auf derselben Seite der piezoelektrischen Schicht und sind somit auch nicht durch die piezoelektrische Schichtdicke limitiert [137–139]. Die einzelnen Finger der beiden ID-Elektroden greifen dabei alternierend ineinander, wodurch die induzierte Spannung bzw. induzierten Ladungsträger vom Fingerabstand abhängen und quasi frei wählbar sind. In Abb. 5.11 (a) ist ein ME-Sensor mit der Schichtfolge MS-SUB-PE und einer solchen ID-Elektrode auf der Oberseite der piezoelektrischen Schicht schematisch dargestellt. Zwingende Voraussetzung bei ME-Sensoren, die mit ID-Elektroden im (L-L)-Modus betrieben werden, ist die Möglichkeit, die polare Achse nachträglich zu reorientieren. Dies schließt die Verwendung von nichtferroelektrischen Materialien aus, wie z. B. Aluminiumnitrid, da die piezoelektrischen Eigenschaften dieser Materialgruppe ausschließlich durch die Kristallstruktur bei der Schichtherstellung definiert wird. Als Materialsystem wird deshalb Si-MG-PZT verwendet, bei dem sich bereits gezeigt hat, dass der Einsatz von ID-Elektroden möglich ist und zu höheren ME-Koeffizienten und besserer Empfindlichkeit im Vergleich zu flächigen Elektroden führt [79, 88, 131].

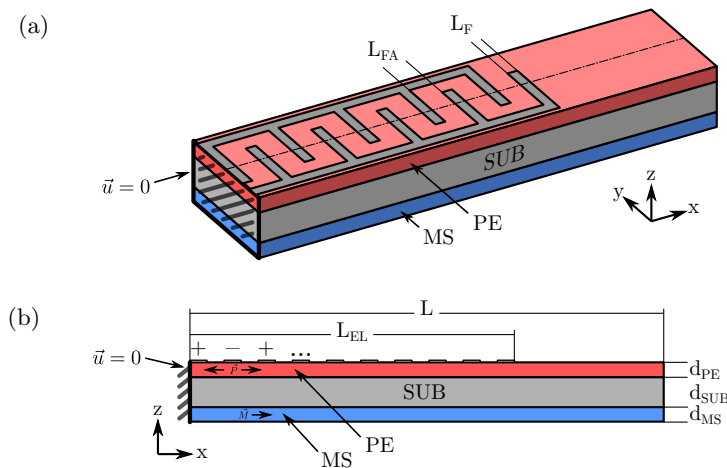


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung eines ME-Sensors mit ID-Elektroden auf der Oberseite der PE-Schicht (a) und die vereinfachte 2D-Geometrie zur Verwendung des 2D-ME-Sensormodells (b).

Um zu klären, wie die Fingerbreite  $L_F$ , der Fingerabstand  $L_{FA}$  und die Elektrodenlänge  $L_{EL}$  zu wählen sind, um das Detektionslimit zu verbessern, eignen sich, aufgrund des notwendigen Detailgrades durch die ID-Elektroden, 2D-Simulationen besonders. Die Randbereiche der Elektroden sind i. d. R. genauso dünn wie die Finger selbst und solange der Fingerabstand deutlich geringer als die Gesamtbreite der Elektrode ist, können



---

die Randeffekte in  $y$ -Richtung vernachlässigt werden [50]. Eine schematische Darstellung der untersuchten Schichtfolge MS-SUB-PE in 2D ist in Abb. 5.11 (b) dargestellt. Die piezoelektrische und magnetostriktive Schicht haben in den folgenden Simulationen eine identische Dicke von  $d_{\text{PE}} = d_{\text{MS}} = 2\ \mu\text{m}$ , wobei zwei unterschiedliche Sensorgrößen von  $L \times B = 20\ \text{mm} \times 2\ \text{mm}$  mit  $300\ \mu\text{m}$  dickem Substrat und  $L \times B = 10\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$  mit  $50\ \mu\text{m}$  dickem Substrat untersucht werden.

### 5.2.1 Feldabhängige Materialparameter

Die Materialparameter in Anhang B liegen nur für den (L-T)-Modus vor und da bei ID-Elektroden die lokalen Materialparameter der piezoelektrischen Schicht grundsätzlich vom elektrischen Feld und dessen Richtung während des Polvorgangs abhängen, wird die Simulationsmethode mit dem 2D-ME-Sensormodell aus Kapitel 3.2 etwas angepasst und zunächst der Polvorgang selbst simuliert. Dazu lässt sich in Comsol neben dem 2D-ME-Sensormodell eine weitere sog. Komponente erstellen. Diese hat dieselbe Geometrie, aber eine Physik, in der lediglich elektrostatische Vorgänge betrachtet werden. Die Gleichungen für das PDE-Interface dieser Komponente in Comsol reduzieren sich damit auf die Materialgleichung

$$\vec{D} = e\mathcal{S} \quad (5.2)$$

nach Gl. (3.2) mit der dazugehörigen Differentialgleichung

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (5.3)$$

nach Gl. (3.9) sowie die Beschreibung des elektrischen Feldes durch ein skalares Potential

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (5.4)$$

nach Gl. (3.11), jeweils für den zweidimensionalen Fall, wie in Kapitel 3.2 beschrieben. Für den Polungsprozess wird eine elektrische Feldstärke von  $10\ \text{V}/\mu\text{m}$  verwendet, entsprechend muss bei unterschiedlichen Fingerabständen die Potentialdifferenz zwischen den Fingern der beiden Elektroden angepasst werden. An der negativen Elektrode, bzw. den entsprechenden Abschnitten auf der Oberseite der piezoelektrischen Schicht, wird beispielsweise ein Potential von  $V = 0\ \text{V}$  als Dirichlet-Randbedingung vorgegeben. An der positiven Elektrode wird bei einem Fingerabstand von  $20\ \mu\text{m}$  entsprechend ein Potential von  $U_{\text{POL}} = 10\ \text{V}/\mu\text{m} \cdot 20\ \mu\text{m} = 200\ \text{V}$  genutzt. Die resultierende Potentialverteilung in einer  $2\ \mu\text{m}$  dicken PZT-Schicht unterhalb der ersten drei Finger, direkt an der geklemmten Seite eines ME-Sensors der Breite  $L_{\text{F}} = 20\ \mu\text{m}$ , ist in Abb. 5.12 (a) dargestellt. Abb. 5.12 (b) zeigt die  $x$ -Komponente des dazugehörigen elektrischen Feldes und Abb. 5.12 (c) die entsprechende  $z$ -Komponente. Im Bereich zwischen den Elektroden ist das elektrische Feld fast ausschließlich in positive und negative  $x$ -Richtung orientiert. Die Polung des piezoelektrischen Materials erfolgt in diesen aktiven Bereichen entsprechend in longitudinaler Richtung. Unterhalb der Elektroden selbst existiert kein elektrisches Feld und entsprechend ist das piezoelektrische Material in diesen inaktiven Bereichen weitgehend ungepolt. An den Rändern der Elektroden befindet sich ein schmaler Übergangsbereich, in dem das

elektrische Feld auch eine z-Komponente aufweist. Die Beobachtungen bzgl. der Feldverteilung innerhalb des piezoelektrischen Materials während des Polungsprozesses decken sich mit den Ergebnissen von *Beckert et al.* [49]. Mit einem linearen Extrusionsoperator kann von der Komponente des 2D-ME-Sensormodells auf die Ergebnisse der Simulation des Polungsprozesses direkt zugegriffen werden. Die feldabhängige Reorientierung der piezoelektrischen Spannungskonstanten erfolgt über die Rotationsmatrizen aus Kapitel A.8. Durch Ausmultiplizieren von

$$\check{e} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{e} \cdot \mathbf{Q}^t \quad (5.5)$$

mit den Rotationsmatrizen  $\mathbf{V}$  und  $\mathbf{Q}$  sowie den ursprünglichen piezoelektrischen Spannungskonstanten  $\mathbf{e}$  ergeben sich neue winkelabhängige piezoelektrische Spannungskonstanten  $\check{e}$ , durch die sich die lokalen Spannungskonstanten um beliebige Winkel rotieren lassen [140, 141].

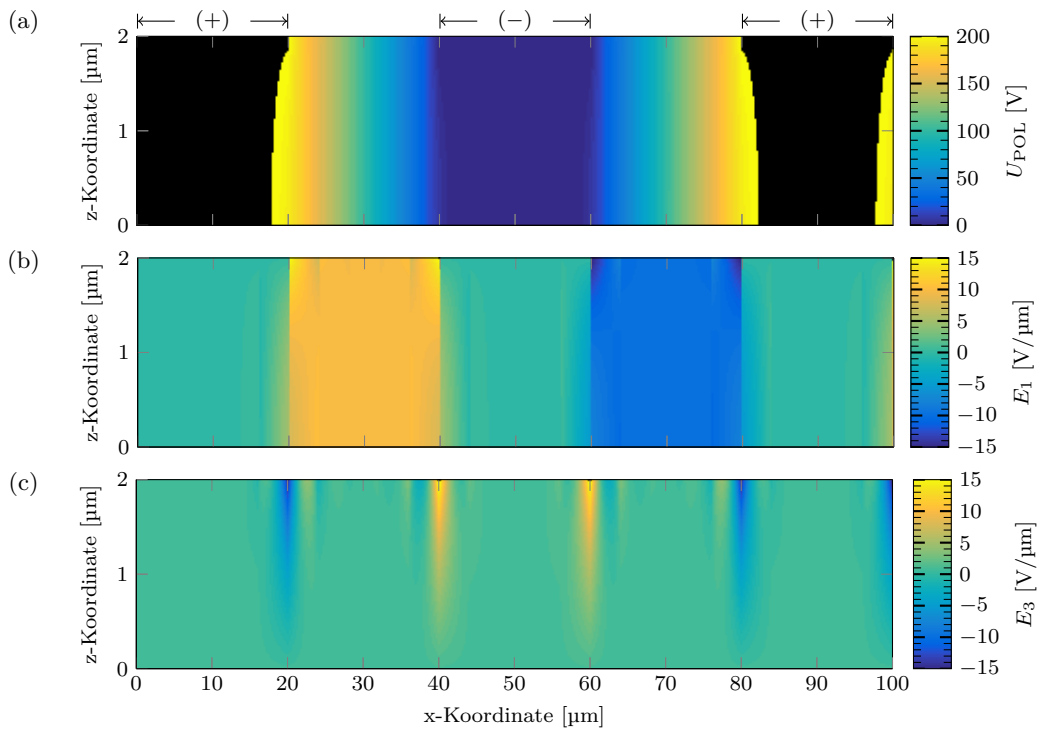


Abbildung 5.12: Potentialverteilung durch die Polspannung in der PE-Schicht unterhalb der ersten drei Elektroden (a) und die dazugehörige el. Feldstärke mit deren x-Komponente in (b) und deren z-Komponente in (c).

Da die Berechnung der Winkel innerhalb der inaktiven Bereiche aufgrund der teilweise extrem geringen Feldamplituden numerisch instabil werden kann, wird die Rotation der piezoelektrischen Spannungskonstanten auf das Vorzeichen der x-Komponente des elektrischen Feldes beschränkt. Die Rotation erfolgt also ortsabhängig lediglich um  $\pm 90^\circ$  und nicht um diskrete Winkel. Aufgrund der geringen Winkeländerung, die lediglich in den sehr schmalen Übergangsbereichen an den Rändern der Elektroden auftritt, ist durch diese Vereinfachung nur mit einem geringen Fehler zu rechnen, solange der Elektrodenabstand ausreichend groß ist. Abschließend werden die piezoelektrischen Spannungskonstanten linear

mit der Amplitude des elektrischen Feldes  $|\vec{E}|$  gewichtet, wobei diese auf ihr ursprüngliches Maximum bei  $E_{\text{POL}} = 10 \text{ V}/\mu\text{m}$  begrenzt werden. Die resultierenden lokalen piezoelektrischen Spannungskonstanten  $e_{11}$  sind in Abb. 5.13 (a) wieder für die ersten drei Elektroden an der Klemmung dargestellt. Unterhalb der Elektroden sind die piezoelektrischen Spannungskonstanten des Materials, bis auf einige numerische Artefakte, ungefähr Null und in den Zwischenräumen sind sie, bis auf das Vorzeichen bzw. die Polungsrichtung, identisch. Bei statischer Anregung des ME-Sensors durch ein Magnetfeld von  $H_1 = 10 \text{ mA}/\text{m}$  ergibt sich die in Abb. 5.13 (b) dargestellte Potentialverteilung. Durch den gleichen Fingerabstand zwischen den Elektroden stellt sich eine Potentialdifferenz von ungefähr 9 mV zur Masselektrode (Mitte) ein.

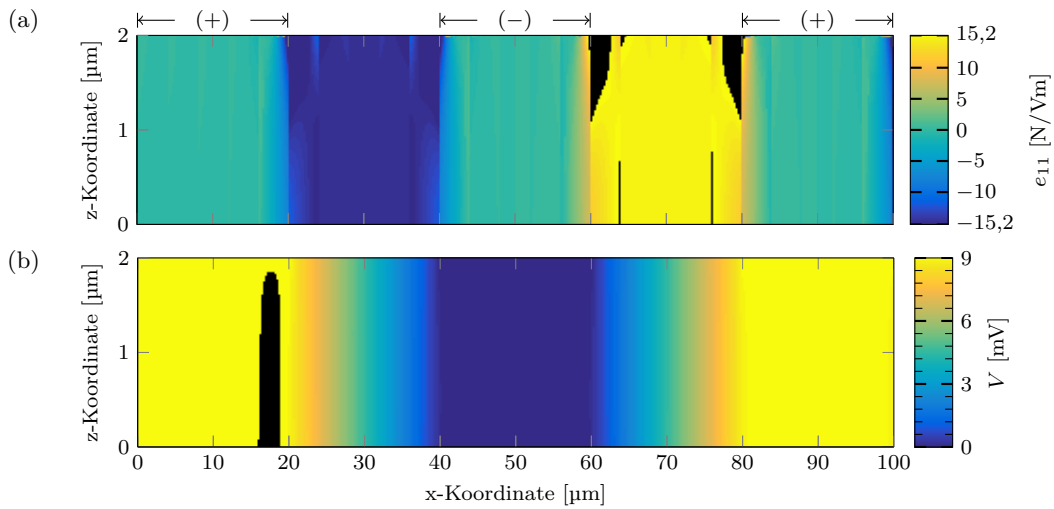


Abbildung 5.13: Verteilung der resultierenden piezoelektrischen Spannungskonstanten in der PE-Schicht unterhalb der ersten drei Elektroden nach vorheriger Simulation der Polung (a) und die entsprechende Potentialverteilung bei statischer Anregung des ME-Sensor mit  $H_1 = 10 \text{ mA}/\text{m}$  (b).

## 5.2.2 Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten

Auch aus den Ergebnissen der FEM-Simulationen mit ID-Elektroden lassen sich die entsprechenden Fano-Parameter nach Kapitel 3.5 bestimmen und die resonanten ME-Koeffizienten nach Gl. (2.24) für den Leerlauf- und nach Gl. (2.30) für den Kurzschluss-Betrieb berechnen. Im Leerlauf-Betrieb hat eine Elektrode, bzw. jeder zweite Finger, das Potential 0 V und die ME-Spannung wird an den Fingern der zweiten Elektrode bzw. den verbleibenden Fingern ausgewertet. Im Kurzschluss-Betrieb wird aufgrund der virtuellen Masse des Ladungsverstärkers an der ersten und zweiten Elektrode das Potential 0 V angelegt und die induzierte Ladung der zweiten berechnet. Für unterschiedliche Elektrodenlängen  $L_{\text{EL}}$  und Fingerabstände  $L_{\text{FA}}$  sind die resultierenden Leerlauf-ME-Koeffizienten in Abb. 5.14 (a) und die Kurzschluss-ME-Koeffizienten in Abb. 5.14 (b) für die Schichtfolge MS-SUB-PE und einer Substratdicke von  $50 \mu\text{m}$  dargestellt. Grundsätzlich ist das Verhalten des Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten ähnlich dem der flächigen Elektroden

in Abb. 5.2 bei Variation der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge. Der Leerlauf-ME-Koeffizient ist am höchsten bei kurzen Elektroden mit großen Fingerabständen und der Kurzschluss-ME-Koeffizient bei langen Elektroden und geringen Fingerabständen. Wie bereits erwähnt, verhält sich der Fingerabstand im (L-L)-Modus ähnlich wie die PE-Schichtdicke im (L-T)-Modus. Allerdings nehmen die ME-Koeffizienten mit zunehmendem Fingerabstand deutlich langsamer weiter zu. Bei statischer Anregung würde das induzierte el. Potential aufgrund der konstanten Verbiegung über die gesamte Sensorlänge proportional zum Fingerabstand zunehmen. Im resonanten Betrieb hingegen wirkt dem die abnehmende Krümmung in Richtung des frei schwingenden Endes des ME-Sensors entgegen. Aufgrund dieser Mittlung ist das Verhalten des Fingerabstands also eine Mischung aus dem Verhalten der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge.

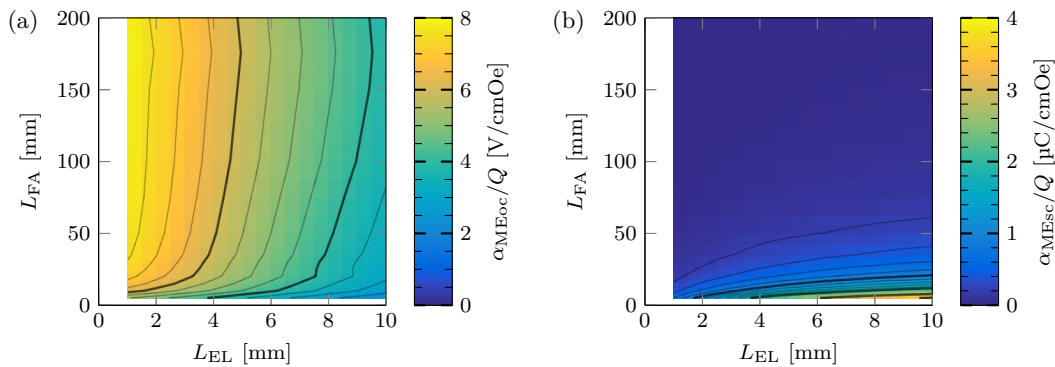


Abbildung 5.14: Leerlauf-ME-Koeffizienten (a) und Kurzschluss-ME-Koeffizient (b) für die Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE mit ID-Elektroden jeweils als Funktion von Elektrodenlänge und Fingerabstand ( $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$ ).

### 5.2.3 Sensorkapazität und Rauschquellen

Auch im Falle der ID-Elektroden wird das Gesamttrauschen des ME-Sensors und des Verstärkers im Wesentlichen von den Rauschquellen geprägt, die von der Sensorkapazität abhängen. Die effektive Sensorkapazität von ME-Sensoren mit ID-Elektroden lässt sich dabei näherungsweise berechnen mit [136]

$$C_{\text{ID}} \approx \varepsilon \cdot \frac{A_{\text{ID}}}{L_{\text{FA}}} = \varepsilon \cdot \frac{B_{\text{EL}} \cdot d_{\text{PE}} \cdot (n_{\text{EL}} - 1)}{L_{\text{FA}}}. \quad (5.6)$$

Dabei sind  $B_{\text{EL}}$ ,  $n_{\text{EL}}$  und  $L_{\text{FA}}$  die effektive Elektrodenbreite, die Fingeranzahl beider Elektroden und der Fingerabstand. Im Gegensatz zur PE-Schichtdicke ändert sich bei Variation der Parameter der ID-Elektroden die Resonanzfrequenz nicht. Für die zuvor betrachtete ME-Sensorgeometrie der Länge  $L = 10 \text{ mm}$  und der Breite  $B = 1 \text{ mm}$  mit dem Substrat zwischen den aktiven Schichten aus Metglas und PZT mit Schichtdicken von  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$  ist die Elektrodenfläche und die dazu proportionale Sensorkapazität bei einer Fingerbreite und einem Fingerabstand von  $L_{\text{F}} = L_{\text{FA}} = 20 \mu\text{m}$  als Funktion der Elektrodenlänge in Abb. 5.15 (a) dargestellt. Die Sensorkapazität von  $376,5 \text{ pF}$  bei ma-

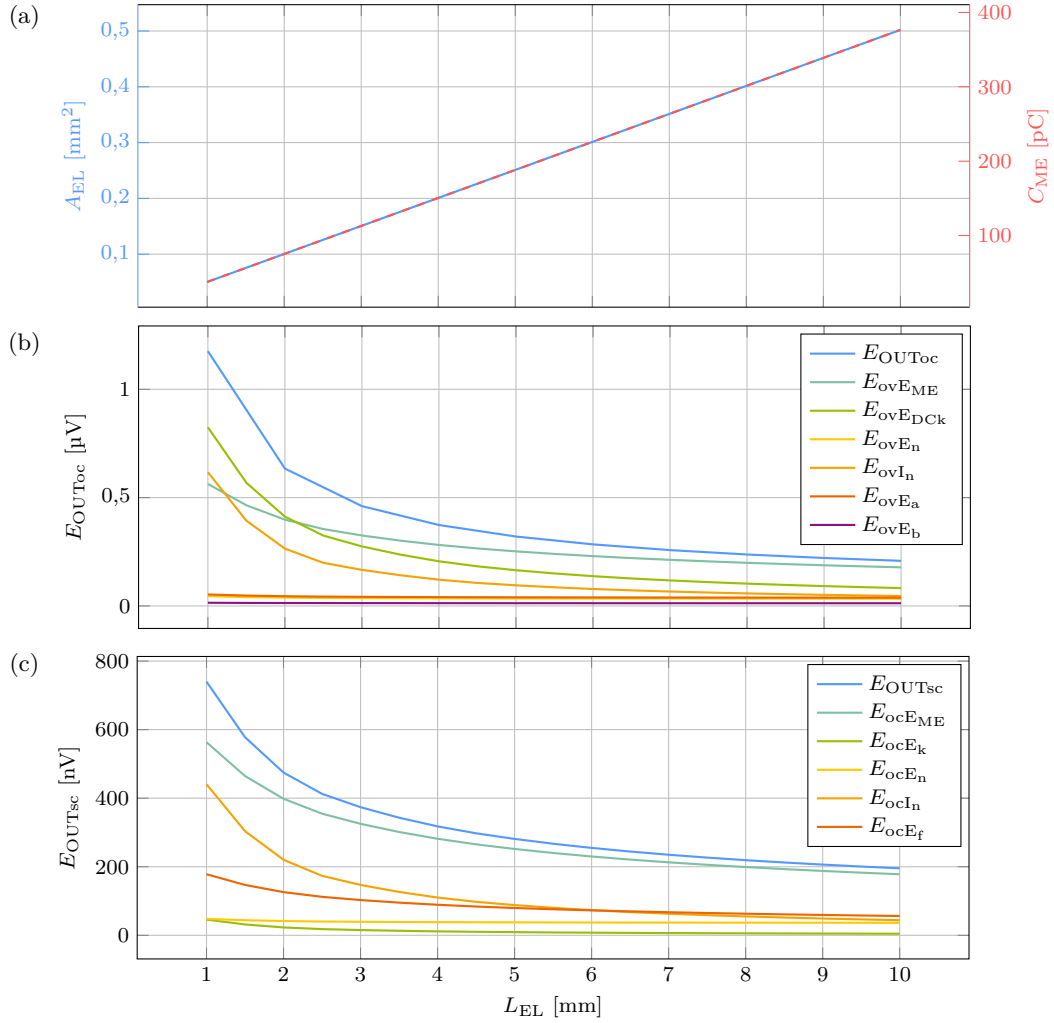


Abbildung 5.15: Elektrodenfläche und Sensorkapazität (a), Gesamtrauschspannungsdichte sowie Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen des Spannungsverstärkers (b) und des Ladungsverstärkers (c) jeweils in Abhängigkeit der Länge der ID-Elektroden. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE ( $L = 10$  mm,  $B = 1$  mm,  $d_{MS} = d_{PE} = 2$  µm,  $d_{SUB} = 50$  µm,  $Q = 100$ ,  $G_{oc} = 10$ ).

ximal möglicher Elektrodenlänge von 10 mm und 37,6 pF bei einer Elektrodenlänge von 1 mm ist dabei vergleichbar mit der AlN-basierter ME-Sensoren mit flächigen Elektroden. Entsprechend ist auch die Rauschspannungsdichte für den Spannungsverstärker in Abb. 5.15 (b) und für den Ladungsverstärker in Abb. 5.15 (c) ungefähr zehnmal höher im Vergleich zu den PZT-basierten ME-Sensoren mit flächigen Elektroden. Genau wie bei den ME-Sensoren mit AlN als PE-Material dominieren bei beiden Verstärkertypen die Rauschspannungsdichten  $E_{ovI_n}$  und  $E_{ocI_n}$  bei geringer Elektrodenlänge die Gesamtrauschstromdichte. Auch im Falle des Spannungsverstärkers ist die Rauschspannungsdichte der Zuleitung  $E_{ovE_{DCK}}$  in Gl. (A.23) bei kleinen Elektroden von stärkerer Bedeutung. Aufgrund der hohen Permittivität hat die Rauschspannungsdichte  $E_{ovE_{ME}}$  bzw.  $E_{ocE_{ME}}$ , als Rauschquelle der elektrischen Eigenschaften der PE-Schicht, einen deutlichen Einfluss und dominiert in beiden Fällen die Gesamtrauschspannungsdichte bei langen Elektroden.

Bei ID-Elektroden bestimmt der Fingerabstand  $L_{FA}$  die Fingeranzahl  $n_{EL}$  und beeinflusst damit die Berechnung der Kapazität in Gl. (5.6) zusätzlich. In Abb. 5.16 (a)-(c) ist deshalb die Elektrodenfläche und die Kapazität sowie das Rauschverhalten von Spannungs- und Ladungsverstärker bei Variation des Fingerabstandes und einer maximal möglichen Elektrodenlänge von  $L_{EL} = 10$  mm dargestellt. Zunächst einmal verhalten sich die effektive Elektrodenfläche und die Sensorkapazität in Abb. 5.16 (a) nicht mehr proportional zueinander. Beide nehmen mit geringerem Fingerabstand und damit höherer Fingeranzahl zu, wobei die Sensorkapazität deutlich stärker ansteigt. Da die Sensorkapazität mit großem Fingerabstand und entsprechend geringer Fingeranzahl deutlich sinkt, nehmen die Gesamtrauschspannungsdichten bei Verwendung von Spannungs- und Ladungsverstärker in Abb. 5.16 (b) und (c) durch die Rauschquellen zu, die von der Sensorkapazität abhängen. Diese sind, wie schon bei der Variation der Elektrodenlänge, bei beiden Verstärkertypen die Rauschspannungsdichten des Verstärkerstromrauschens  $E_{ovI_n}$  und  $E_{ocI_n}$  sowie die elektrischen Eigenschaften der PE-Schicht  $E_{ovE_{ME}}$  bzw.  $E_{ocE_{ME}}$  und bei Verwendung eines Spannungsverstärkers zusätzlich die Rauschspannungsdichte der Zuleitung  $E_{ovE_{DCk}}$ .

#### 5.2.4 Signal-Rausch-Verhältnis

Aus den Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten in Abb. 5.14 lässt sich auch bei den ID-Elektroden die ME-Spannung, bezogen auf den Verstärkerausgang nach Gl. (2.25) bzw. Gl. (2.31), berechnen und ist für den Fall mit gleicher Fingerbreite und -abstand von  $L_F = L_{FA} = 20$   $\mu\text{m}$  in Abb. 5.17 (a) als Funktion der Elektrodenlänge  $L_{EL}$  dargestellt. Die resonante Anregung erfolgt mit einer magn. Flussdichte von  $B_{AC} = 1$  pT und Q-Faktor sowie Verstärkungsfaktor sind konstant mit  $Q = 100$  und  $G_{oc} = G_{sc} = 10$ . Aufgrund der höheren Ausgangsspannung des Spannungsverstärkers und den vergleichbaren Rauschspannungsdichten am Verstärkerausgang von Spannungs- und Ladungsverstärker in Abb. 5.4 (b) und (c) ist das SNR mit Spannungsverstärker in Abb. 5.17 (b) insgesamt höher und erreicht sein Maximum bei einer Elektrodenlänge von 6 mm. Im Gegensatz dazu werden höchste SNR-Werte mit Ladungsverstärker bei möglichst großen Elektroden bzw. maximaler Sensorkapazität erreicht. Anders sieht es aus, wenn der Fingerabstand bei maximaler Elektrodenlänge von  $L_{EL} = 10$  mm variiert wird. Die deutlich geringeren Ausgangsspannungen des Ladungsverstärkers im Vergleich zum Spannungsverstärker hängen mit der deutlich geringeren effektiven Elektrodenfläche zusammen und der daraus resultierenden geringeren induzierten Ladung. Auch wenn bei großen Fingerabständen die Verstärkerspannung des Spannungsverstärkers in Abb. 5.18 (a) durch die Kabelverstärkung deutlich höher ausfällt, ist das SNR beider Verstärkertypen in Abb. 5.18 (b) diesmal ziemlich identisch. Dies liegt an der deutlich geringeren Rauschspannungsdichte des Ladungsverstärkers, wodurch in beiden Fällen ein Maximum im SNR bzgl. des Fingerabstands deutlich zu erkennen ist. Im Falle des Spannungsverstärkers liegt dieser Fingerabstand bei  $L_{FA} = 35$   $\mu\text{m}$  und ist kleiner im Vergleich zu dem des Ladungsverstärkers mit  $L_{FA} = 50$   $\mu\text{m}$ .

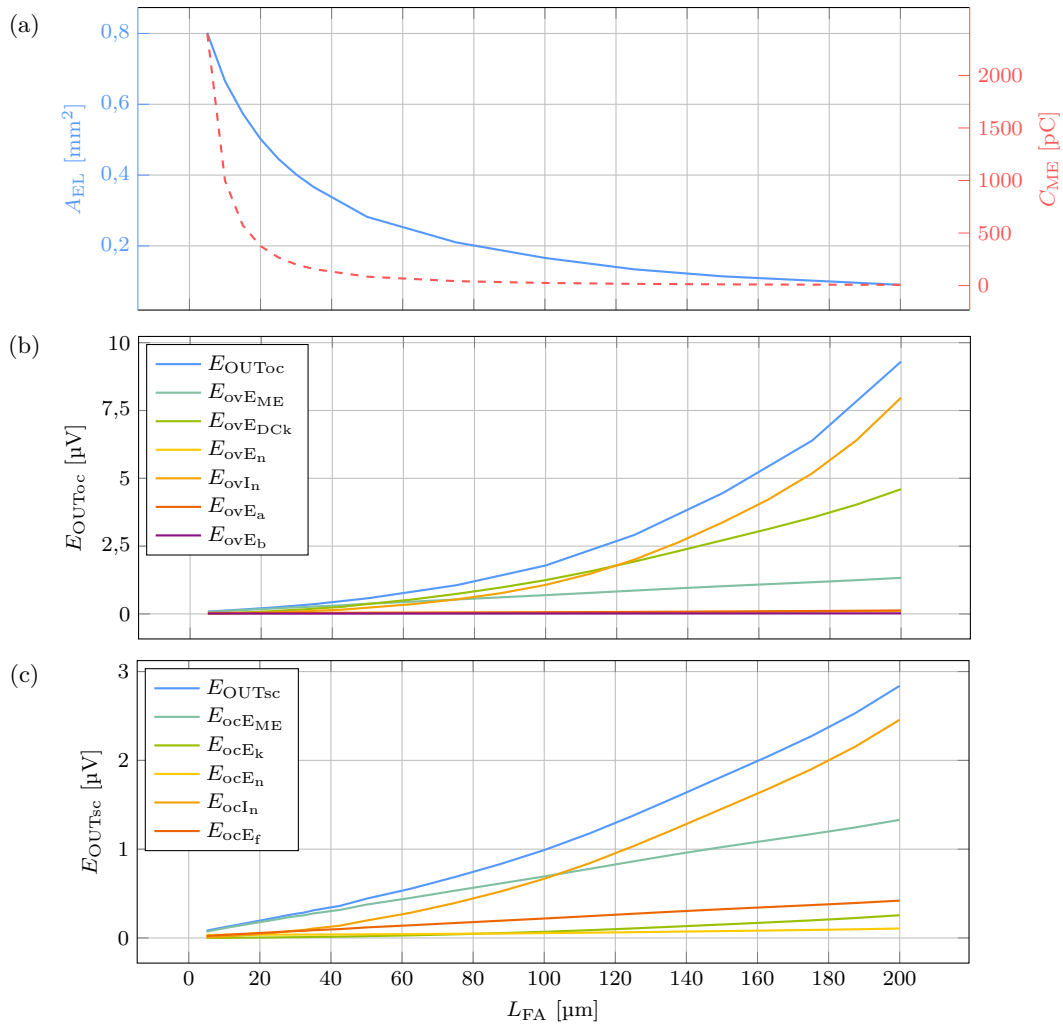


Abbildung 5.16: Elektrodenfläche und Sensorkapazität (a), Gesamtrauschspannungsdichte sowie Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen des Spannungsverstärkers (b) und des Ladungsverstärkers (c) jeweils in Abhängigkeit des Fingerabstands der ID-Elektroden. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE ( $L = 10 \text{ mm}$ ,  $B = 1 \text{ mm}$ ,  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \text{ μm}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50 \text{ μm}$ ,  $Q = 100$ ,  $G_{\text{sc}} = 10$ ).

### 5.2.5 Detektionslimit

Das Detektionslimit wird aus dem SNR nach Gl. (2.27) und Gl. (2.33) berechnet. Die unterschiedlichen Fingerabstände und Elektrodenlängen bzgl. eines möglichst hohen SNR in Abb. 5.17 (b) und Abb. 5.18 (b) machen deutlich, dass die Betrachtung beider Parameter gleichzeitig erforderlich ist. Das resultierende Detektionslimit von ME-Sensoren der Größe  $L \times B = 10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  mit  $50 \text{ μm}$  dickem Substrat, sowohl als Funktion der Elektrodenlänge als auch des Fingerabstandes, ist in Abb. 5.19 (a) für den Spannungsverstärker und in Abb. 5.19 (b) für den Ladungsverstärker dargestellt. Mit einem konstanten Q-Faktor von  $Q = 100$  und einer Verstärkung von  $G = 10$  findet sich mit Spannungsverstärker die höchste Empfindlichkeit von  $25,4 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei einem Fingerabstand von  $35 \text{ μm}$  und einer Elektrodenlänge von  $6 \text{ mm}$ . Mit einem Ladungsverstärker ist das beste Detektions-

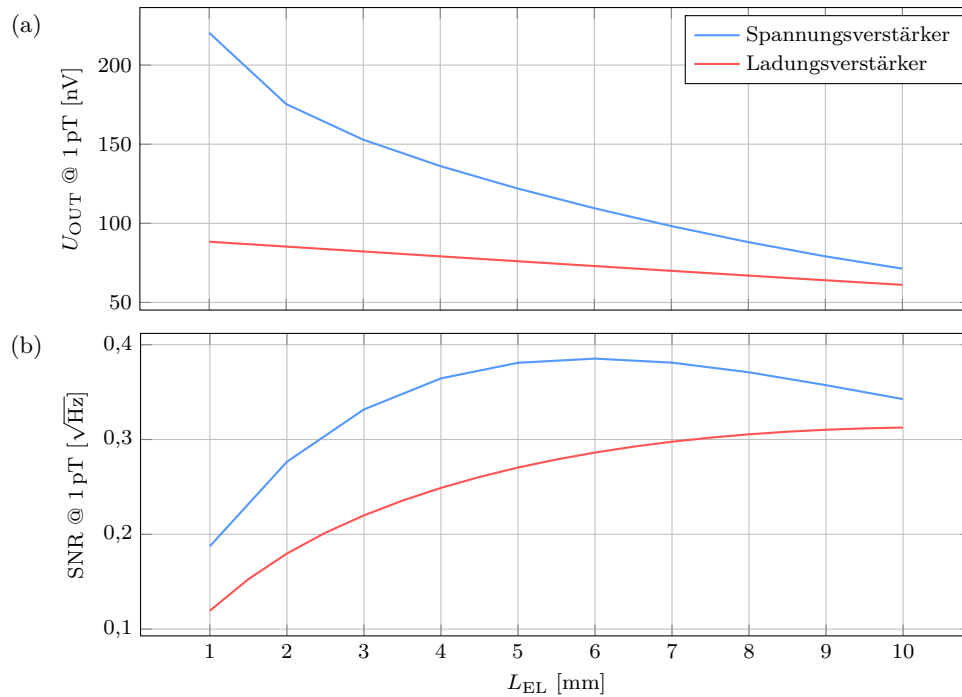


Abbildung 5.17: Spannung am Verstärkerausgang (a) und resultierendes Signal-Rausch-Verhältnis (b) in Abhängigkeit der ID-Elektrodenlänge  $L_{EL}$  bei gleicher Fingerbreite und -abstand von  $L_F = L_{FA} = 20 \mu\text{m}$ . Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE und werden resonant mit  $B_{AC} = 1 \text{ pT}$  ange-regt, wobei der Q-Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{oc} = G_{sc} = 10$  als konstant angenommen werden ( $d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{SUB} = 50 \mu\text{m}$ ).

limit unter gleichen Bedingungen mit  $26,6 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei einem Fingerabstand von  $50 \mu\text{m}$  nur unwesentlich geringer. Allerdings treten die niedrigsten Detektionslimits aufgrund der niedrigen Kapazität der ID-Elektroden und deren Einfluss über das Rückkopplungsnetzwerk des Ladungsverstärker bei maximalen Elektrodenlängen auf. Für die ME-Sensoren der Größe  $L \times B = 20 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  ist das Detektionslimit für den Spannungsv Verstärker in Abb. 5.19 (c) und für den Ladungsverstärker in Abb. 5.19 (d) als Funktion der Elektrodenlänge und des Fingerabstandes dargestellt. Aufgrund der größeren maximal möglichen Elektrodenfläche der ME-Sensoren mit Substratdicken von  $d_{SUB} = 300 \mu\text{m}$  bei doppelter Länge und Breite gegenüber den kleineren ME-Sensoren, ändern sich, neben der Kapazität und dem Rauschverhalten, auch die mechanische Resonanzfrequenz von  $f_0 = 1023,3 \text{ Hz}$  zu  $f_0 = 661,7 \text{ Hz}$  und damit auch die ME-Spannung bei konstantem Q-Faktor. Dadurch ergibt sich ein Detektionslimit mit dem Spannungsv Verstärker von  $46,8 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei fast doppeltem Fingerabstand von  $75 \mu\text{m}$ . Außerdem verdoppelt sich die Elektrodenlänge mit  $12 \text{ mm}$  gegenüber den kleineren ME-Sensoren und benötigt damit ebenfalls etwas mehr als die Hälfte der verfügbaren Sensorfläche. Auch bei Verwendung eines Ladungsverstärkers nimmt der Fingerabstand mit  $100 \mu\text{m}$  deutlich zu, woraus ein etwas höheres bestmögliches Detektionslimit von  $53,9 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  im Vergleich zum Spannungsv Verstärker resultiert. Durch die Sensorgröße liegt dabei die Elektrodenlänge mit Ladungsverstärker von  $18 \text{ mm}$  nicht mehr bei maximal möglicher Elektrodenlänge.



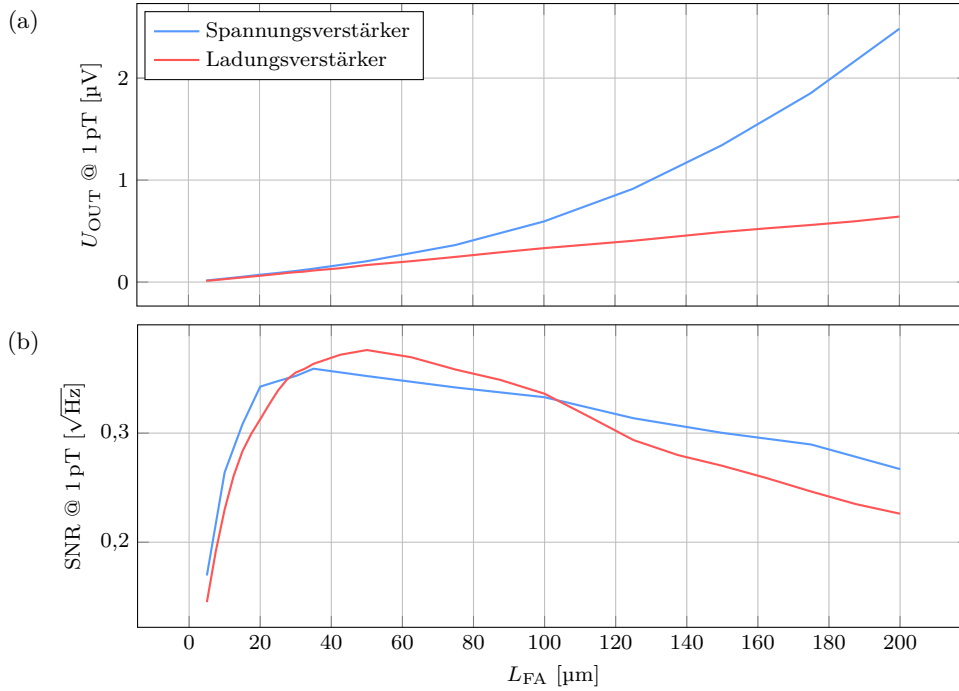


Abbildung 5.18: *Spannung am Verstärkerausgang (a) und resultierendes Signal-Rausch-Verhältnis (b) in Abhängigkeit des ID-Fingerabstandes  $L_{FA}$  bei einer Fingerbreite von  $L_F = 20 \mu\text{m}$  und einer Elektrodenlänge von  $L_{EL} = 10 \text{ mm}$ . Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE und werden resonant mit  $B_{AC} = 1 \text{ pT}$  angeregt, wobei der Q-Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{oc} = G_{sc} = 10$  als konstant angenommen werden ( $d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{SUB} = 50 \mu\text{m}$ ).*

In Tab. 5.2 sind die niedrigsten Detektionslimits der verschiedenen Sensorgeometrien mit ID-Elektroden und unterschiedlichen Verstärkertypen noch einmal zusammengefasst. Der direkte Vergleich mit den Ergebnissen der flächigen Elektroden gleicher ME-Sensorgeometrien zeigt, dass die ID-Elektroden bei ME-Sensoren mit PZT als piezoelektrischem Material ein deutlich besseres Detektionslimit zeigen. Deren Detektionslimit ist nur unwesentlich schlechter im Vergleich zu AlN-basierten ME-Sensoren mit optimierten flächigen Elektroden.

### 5.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass sich durch Anpassungen des Elektrodenlayouts sowohl bei flächigen als auch bei ID-Elektroden das Detektionslimit von ME-Sensoren teilweise erheblich verbessern lässt. Bei AlN-basierten ME-Sensoren mit flächigen Elektroden hat die Substratdicke einen erheblichen Einfluss auf die Verbesserung des Detektionslimits. Während bei dünnen Substraten die Anpassung der Elektrodenlänge bzgl. des Detektionslimits kaum eine Verbesserung bringt, zeigen kürzere Elektroden in Abhängigkeit der PE-Schichtdicke bei einer Substratdicke von  $300 \mu\text{m}$  in allen Schichtfolgen nahezu eine Verdoppelung der Empfindlichkeit. Im Gegensatz zu den ME-Sensoren mit AlN, sind, aufgrund der höheren Sensorkapazitäten PZT-basierter ME-Sensoren, die Elektrodenlängen

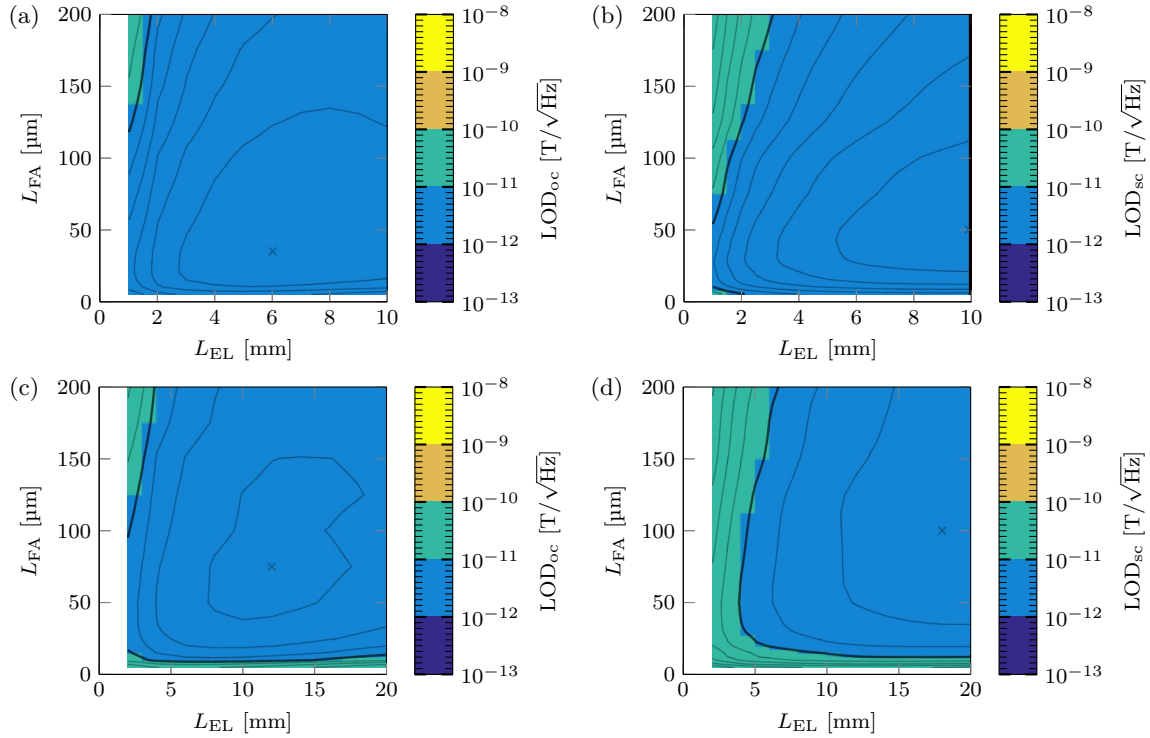


Abbildung 5.19: Detektionslimit von ME-Sensoren mit ID-Elektroden unter Verwendung eines Spannungsverstärkers (a) und (c) und Ladungsverstärker (b) und (d) für die Sensorgrößen  $L \times B = 10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  (a) und (b) mit  $d_{\text{SUB}} = 50 \text{ } \mu\text{m}$  dickem Substrat sowie  $L \times B = 20 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  (c) und (d) mit  $d_{\text{SUB}} = 300 \text{ } \mu\text{m}$  dickem Substrat in der Materialkombination Si-MG-PZT und der Schichtfolge MS-SUB-PE jeweils als Funktion von Elektrodenlänge und Fingerabstand. ( $d_{\text{MS}} = 2 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $Q = 100$ ,  $G_{\text{oc}} = G_{\text{sc}} = 10$ ).

$L \times B$ [mm]	MS-SUB-PE	
	$10 \times 1$ (2 / 50 / 2) *	$20 \times 2$ (2 / 300 / 2) *
$f_0$ [Hz]	661,7	1023,3
$\text{LOD}_{\text{oc}}$ [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	2,5 (35,0 / 6,0) **	4,7 (75,0 / 12,0) **
$\text{LOD}_{\text{sc}}$ [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	2,7 (50,0 / 10,0) **	5,4 (100,0 / 18,0) **

\*: ( $d_{\text{MS}}$  [ $\mu\text{m}$ ] /  $d_{\text{SUB}}$  [ $\mu\text{m}$ ] /  $d_{\text{PE}}$  [ $\mu\text{m}$ ])

\*\* : ( $L_{\text{FA}}$  [ $\mu\text{m}$ ] /  $L_{\text{EL}}$  [mm])

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der minimalen Detektionslimits von ME-Sensoren mit ID-Elektroden bei Variation des Fingerabstandes und der Elektrodenlänge.

bei maximaler Empfindlichkeit deutlich kürzer. Das Detektionslimit lässt sich dabei durch kürzere Elektrodenlängen, unabhängig von der Substratdicke, mehr als verdoppeln.

Bei PZT-basierten ME-Sensoren mit ID-Elektroden ist neben der Elektrodenlänge auch der Fingerabstand entscheidend. Bei  $10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  großen ME-Sensoren ist dieser mit

---

$L_{FA} = 35 \mu\text{m}$  bis  $50 \mu\text{m}$  halb so groß wie bei den  $20 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  großen ME-Sensoren mit  $L_{FA} = 75 \mu\text{m}$  bis  $100 \mu\text{m}$  und mit Spannungs- sowie Ladungsverstärker. Aufgrund der deutlich geringeren effektiven Elektrodenfläche und der resultierenden geringeren induzierten Ladung zeigt der Spannungsverstärker stets eine etwas höhere ME-Spannung sowie Empfindlichkeit im Vergleich zu Ladungsverstärker. Aufgrund der deutlich geringen Sensorkapazität ist die optimale Elektrodenlänge mit Ladungsverstärker i. d. R. maximal bzw. entspricht der Sensorlänge, während mit Spannungsverstärker lediglich etwas mehr als die halbe Sensorlänge ausgenutzt wird.

Im Vergleich zwischen angepassten flächigen und ID-Elektroden zeigt sich, dass durch ID-Elektroden die Empfindlichkeit von PZT-basierten ME-Sensoren noch deutlich erhöht werden kann. Bei einer Sensorgröße von  $10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  mit  $50 \mu\text{m}$  dickem Substrat (MS-SUB-PE) und gängiger PE-Schichtdicke von  $2 \mu\text{m}$  wird durch Optimierung der Länge der flächigen Elektrode eine höchste Empfindlichkeit von  $8,97 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit Spannungs- und  $4,74 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit Ladungsverstärker erreicht. Mit ID-Elektroden ist die Empfindlichkeit mit  $2,5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit Spannungs- und  $2,7 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit Ladungsverstärker deutlich höher und liegt damit fast im Bereich der Empfindlichkeiten entsprechender AlN-basierter ME-Sensoren mit optimierter Längen flächiger Elektroden von  $2,23 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit Spannungs- und  $1,21 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  mit Ladungsverstärker.



---

## Kapitel 6

# Konzentratoren

---

### Übersicht

*Im folgenden Kapitel soll mit Hilfe der FEM-Formulierungen das mechanische und magnetische Verhalten strukturierter ME-Sensoren untersucht werden. Dazu werden verschiedene Konzepte zur Konzentration mechanischer Spannung vorgestellt und die Ergebnisse einiger Sensorgeometrien mit Messungen verglichen. Weiterhin wird der Einfluss strukturierter magnetostriktiver Schichten sowie der Einfluss der Sensorgröße bzgl. des Demagnetisierungsfaktors untersucht. Abschließend werden neben dem gegenseitigen Einfluss von ME-Sensoren in Array-Anordnungen auch Konzepte zur Konzentration des magnetischen Flusses untersucht und diskutiert.*

## 6.1 Mechanische Konzentratoren

Eine Möglichkeit, höhere Ausgangssignale und damit ggf. auch eine bessere Empfindlichkeit von ME-Sensoren zu erhalten, ist deren Strukturierung zur Erzeugung sog. mechanischer Konzentratoren. Solche strukturellen Eingriffe werden bereits in “Energy-Harvesting”-Anwendungen verwendet und sollen die mechanischen Effekte in den Bereichen der PE-Schicht verstärken, wo diese zu besonders hohen el. Potentialen führen [142, 143]. Ein Beispiel dafür ist die Einkerbung des Substrates im Bereich der Klemmung. Dabei sorgt die Einkerbung zusammen mit dem entstehenden Gewicht am frei schwingenden Ende für höhere mechanische Spannungen im verjüngten Bereich. Zusammen mit einer oberhalb der Einkerbung positionierten Elektrode führt dieses Konzept bei ME-Sensoren zu deutlich höheren ME-Spannungen [135]. Da eine zu kleine Elektrodenfläche die Sensorkapazität deutlich verringern und so einen negativen Einfluss auf das Detektionslimit haben kann, sollte die Strukturierung zur mechanischen Flusskonzentration die Elektrodenfläche deshalb nach Möglichkeit nur in geringem Maße reduzieren.

### 6.1.1 Trapezförmige ME-Sensoren

Durch die Verwendung eines trapezförmigen ME-Sensors, anstatt einer rechteckigen Sensorgeometrie, soll die Sensorauslenkung im resonanten Betrieb verbessert werden. Dabei soll die mechanische Spannung möglichst hoch sein und auch möglichst gleichmäßig auf eine große Fläche verteilt wirken, damit die Mittelung des el. Potentials durch die leitfähige Elektrode minimal ist. Aufgrund der geometrischen Notwendigkeit wird zur Modellierung der trapezförmigen ME-Sensoren das 3D-ME-Sensormodell aus Kapitel 3.1 verwendet. Dabei sei angemerkt, dass die magn. Konzentrationseffekte durch die Strukturierung der MS-Schichten dieser Stelle vernachlässigt werden. Abb. 6.1 zeigt schematisch die untersuchten ME-Sensorgeometrien. Als Referenz dient ein rechteckiger ME-Sensor der Länge  $L = 10\text{ mm}$  und Breite  $B = 2\text{ mm}$ , der schematisch in Abb. 6.1 (a) dargestellt ist.

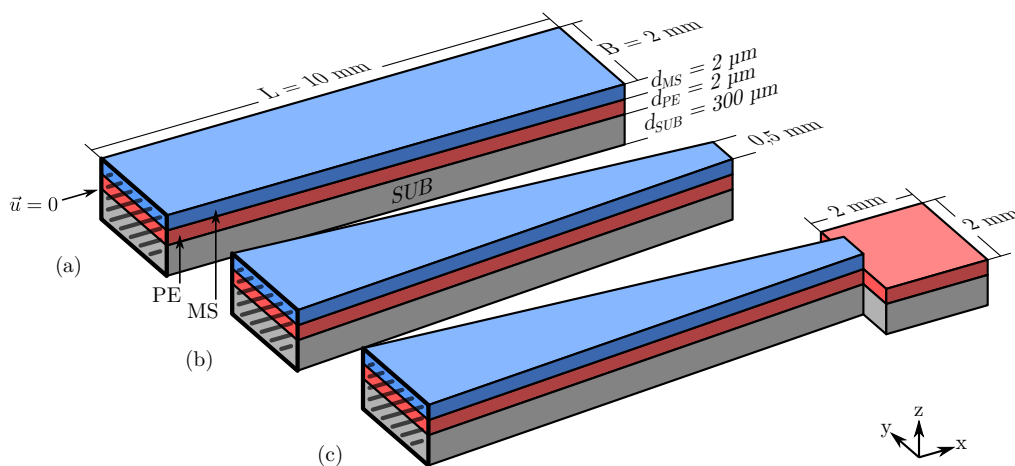


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung eines rechteckigen ME-Sensors als Referenz (a), eines trapezförmigen ME-Sensor ohne (b) und (c) mit zusätzlichem Gewicht.

In Abb. 6.1 (b) ist ein trapezförmiger ME-Sensor mit einer Breite  $B_{\text{TIP}} = 0,5 \text{ mm}$  am frei schwingenden Ende dargestellt und Abb. 6.1 (c) zeigt dieselbe Geometrie mit einem zusätzlichen quadratischen Gewicht am frei schwingenden Ende, dessen Kantenlänge der Sensorbreite entspricht. Bei allen ME-Sensorgeometrien sind die magnetostriktive Schicht aus Metglas und die piezoelektrische Schicht aus Aluminiumnitrid mit  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$  gleich dick. Alle ME-Sensoren haben ein  $300 \mu\text{m}$  dickes Substrat aus Silizium. Die Sensoren werden mit einer magn. Feldstärke von  $H_{\text{AC}} = 25 \text{ A/m}$  bei einem konstanten Q-Faktor von  $Q = 100$  resonant angeregt. Die resultierende Verteilung der mechanischen Spannung in x-Richtung  $T_{11}$  im Zentrum der PE-Schicht ist für den rechteckigen Referenzsensor in Abb. 6.2 (a), für den trapezförmigen Sensor ohne Gewicht in Abb. 6.2 (b) und mit zusätzlichem Gewicht in Abb. 6.2 (c) gezeigt. In allen Fällen ist die mech. Spannung an der Klemmung am höchsten. Beim trapezförmigen Sensor verschwindet die mechanische Spannung am frei schwingenden Ende und er verhält sich damit zunächst genau wie der rechteckige Referenzsensor. Dadurch kann die PE-Schicht am Ende der Sensoren auch kaum etwas zu der resultierenden ME-Spannung beitragen. Im Vergleich dazu beträgt die mechanische Spannung mit zusätzlichem Gewicht am frei schwingenden Ende noch ca.  $0,5 \text{ MPa}$  am Ende der Elektrode, was zu einer insgesamt höheren ME-Spannung führen sollte.

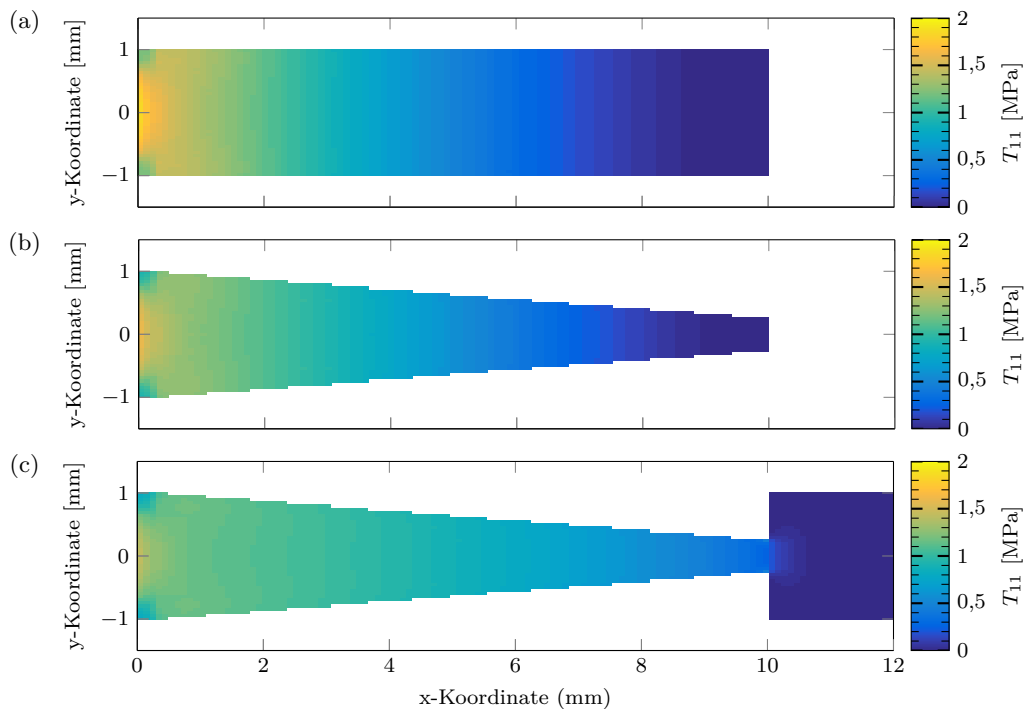


Abbildung 6.2: *Mechanische Spannung in x-Richtung  $T_{11}$  im Zentrum der PE-Schicht für den rechteckigen Referenzsensor (a), den trapezförmigen ME-Sensor (b) und den trapezförmigen ME-Sensor mit zusätzlichem Gewicht (c) jeweils als Funktion der x- und y-Koordinate ( $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 300 \mu\text{m}$ ).*

Das el. Potential im Leerlauf-Betrieb, mittig auf der Oberseite der MS-Schicht, ist für die verschiedenen Sensorgeometrien in Abb. 6.3 in Abhängigkeit der x-Koordinate dargestellt. Die MS-Schicht wird dabei sowohl mit isolierender als auch ideal leitfähiger Rand-

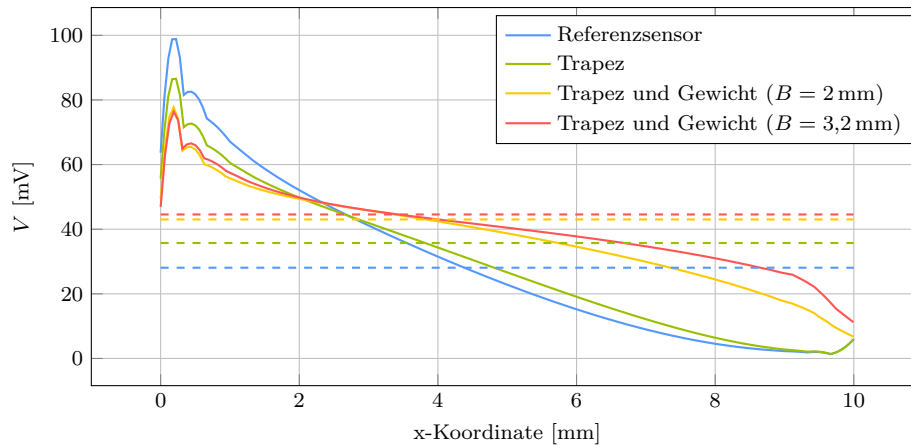


Abbildung 6.3: El. Potential  $V$  bei Leerlauf-Betrieb im Zentrum der Oberseite der isolierenden und ideal leitfähigen (gestrichelt) MS-Schicht strukturierter ME-Sensoren in Abhängigkeit der  $x$ -Koordinate. ( $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 300 \mu\text{m}$ ).

bedingung betrachtet. Alle ME-Sensoren zeigen das höchste el. Potential im Bereich der Klemmung. Beim rechteckigen Referenzsensor ist das el. Potential an der Klemmung und beim trapezförmigen Sensor in der Mitte etwas höher, wobei in beiden Fällen kaum el. Potential am frei schwingenden Ende induziert wird. Trotzdem ist das el. Potential bzw. die resultierende ME-Spannung des trapezförmigen ME-Sensors bei ideal leitfähiger MS-Schicht mit 35,7 mV höher als beim rechteckigen Referenzsensor mit 28,1 mV. Durch die trapezförmige Geometrie werden 37,5 % der Elektrodenfläche entfernt, wobei es sich dabei hauptsächlich um Bereiche mit niedrigem el. Potential am frei schwingenden Ende handelt, wodurch die ME-Spannung mit leitfähiger MS-Schicht insgesamt steigt. Durch ein zusätzliches Gewicht am frei schwingenden Ende des trapezförmigen ME-Sensors nimmt das el. Potential an der Klemmung etwas ab, wobei es in der Mitte deutlich angehoben wird. Dadurch steigt die resultierende ME-Spannung mit 43,0 mV deutlich an. Durch Verbreiterung des Sensors und Vergrößerung des Gewichts auf 3,2 mm nimmt die ME-Spannung 44,6 mV nicht besonders zu, aber die Elektrodenfläche entspricht dadurch der des rechteckigen Referenzsensors. Dadurch kann die ME-Spannung um ca. 60 % erhöht werden, ohne dass die Elektrodenfläche verringert werden muss. Allerdings ändert sich durch Strukturierung die mechanische Resonanzfrequenz der ME-Sensoren. Die Ergebnisse aller betrachteten Geometrien im Leerlauf- und Kurzschluss-Betrieb sind in Tab. 6.1 dargestellt. Dabei fallen die ME-Spannungen im Kurzschluss-Betrieb mit Ladungsverstärker, wie bei den unstrukturierten ME-Sensoren, um etwa 15 % höher aus.

### 6.1.2 ME-Sensoren mit keilförmigen Substraten

Eine weitere Möglichkeit, im resonanten Betrieb das induzierte el. Potential möglichst homogen über der Sensorfläche zu erzeugen, ist ein keilförmiges Substrat. Neben dem rechteckigen Referenzsensor in Abb. 6.4 (a) ist in Abb. 6.4 (b) solch ein Sensor gezeigt. Die Substratdicke nimmt dabei zum frei schwingenden Ende hin kontinuierlich ab, wobei sich solch ein Keil z. B. durch Schleifen unter einem Winkel  $\theta$  erzeugen lässt. Bei der hier



	Rechteckiger Referenzsensor	Trapezförmiger Sensor		
		kein Gewicht	Gewicht ( $B = 2 \text{ mm}$ )	Gewicht ( $B = 3,2 \text{ mm}$ )
$A_{EL} [\%]$	100	62,5	62,5	100
$f_0 [\text{Hz}]$	4228	6158	3071	2347
$U_{OUToc} [\text{mV}]$	28,1	35,7	43,0	44,6
$U_{OUTsc} [\text{mV}]$	34,0	42,0	48,0	51,6

Tabelle 6.1: ME-Spannung im Leerlauf- und Kurzschluss-Betrieb trapezförmiger ME-Sensoren ohne und mit zusätzlichem Gewicht am frei schwingenden Ende ( $Q = 100$ ,  $G = 1$ ).

betrachteten Sensorlänge von  $L = 10 \text{ mm}$  bei einer Substratdicke von  $d_{SUB} = 300 \mu\text{m}$  ist dazu ein Winkel von  $\theta = 1,55^\circ$  erforderlich. Im Vergleich zum rechteckigen Referenzsensor

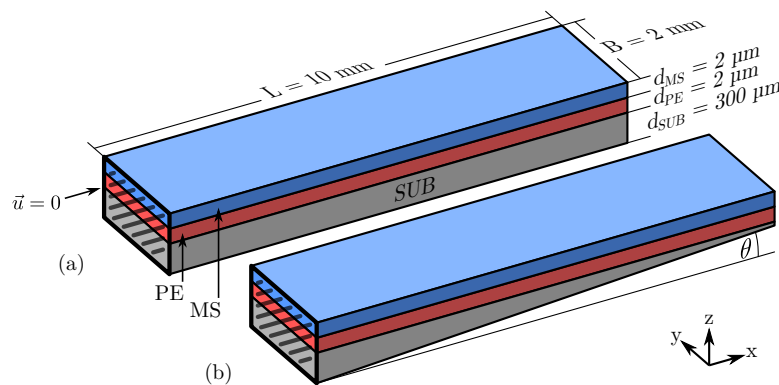


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung strukturierter ME-Sensorgeometrien mit rechteckigem Substrat als Referenz (a) und mit keilförmigem Substrat (b).

in Abb. 6.5 (a) nimmt die x-Komponente der mech. Spannung im Zentrum der PE-Schicht des ME-Sensors mit keilförmigem Substrat deutlich langsamer ab. Im ersten Drittel ist die mechanische Spannung sogar nahezu konstant auf hohem Niveau, da sich der Sensor durch das sich verjüngende Substrat zum schwingenden Ende hin, immer leichter verformen lässt. Dies wirkt dem kontinuierlich abfallendem Verhalten des Sensors mit rechteckigem Substrat etwas entgegen. Entsprechend verhält sich auch die Verteilung des el. Potential mittig auf der Oberfläche der als isolierend angenommen MS-Schicht in Abb. 6.6. Das el. Potential ist durch das keilförmige Substrat über die gesamte Sensorlänge höher, im Vergleich zum ME-Sensor mit rechteckigem Substrat. Insbesondere in der Mitte des ME-Sensors lässt sich dadurch das induzierte el. Potential mehr als verdoppeln. Mit ideal leitfähiger MS-Schicht kann die ME-Spannung insgesamt von  $28,1 \text{ mV}$  auf  $52,9 \text{ mV}$  um  $88,3 \%$  erhöht werden. Die Ergebnisse im Leerlauf- und Kurzschluss-Betrieb sind in Tab. 6.2 zusammengestellt.

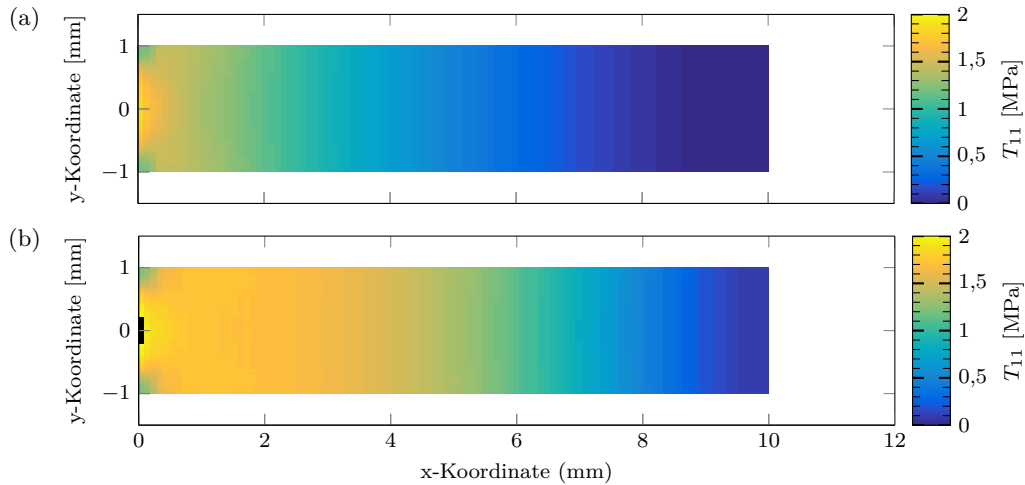


Abbildung 6.5: Mechanische Spannung in  $x$ -Richtung  $T_{11}$  im Zentrum der PE-Schicht für den rechteckigen Referenzsensor (a) und mit keilförmigem Substrat (b) jeweils als Funktion der  $x$ - und  $y$ -Koordinate ( $d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{SUB} = 300 \mu\text{m}$ ).

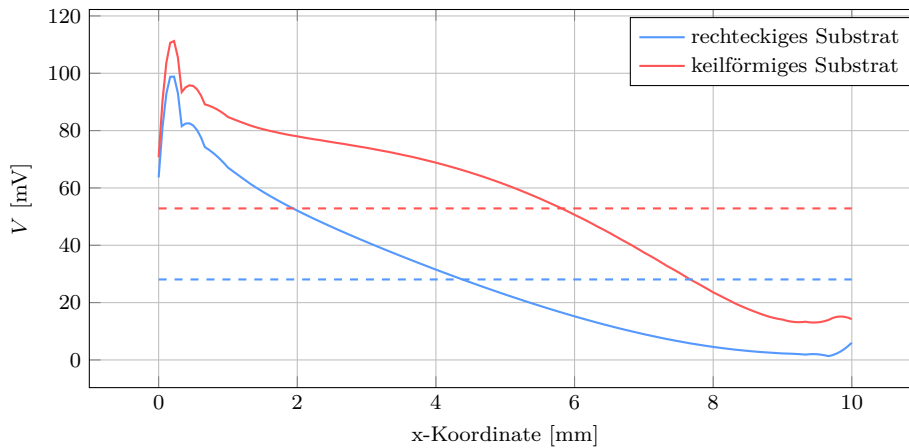


Abbildung 6.6: El. Potential  $V$  bei Leerlauf-Betrieb im Zentrum der Oberseite der isolierenden und ideal leitfähigen (gestrichelt) MS-Schicht strukturierter ME-Sensoren in Abhängigkeit der  $x$ -Koordinate. ( $d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{SUB} = 300 \mu\text{m}$ ).

### 6.1.3 Einkerbung

Das Verhalten strukturierter ME-Sensoren mit eingekerbten Substraten und entsprechend positionierten Elektroden wurde bereits in [135] untersucht. An dieser Stelle soll die 2D-FEM-Formulierung verwendet werden, um die Simulationsergebnisse solcher ME-Sensoren mit Messungen zu vergleichen. Die untersuchten ME-Sensorgeometrien sind in Abb. 6.7 schematisch dargestellt. Die verbleibende Dicke der Einkerbung des  $625 \mu\text{m}$  dicken Silizium-Substrats in Abb. 6.7 (a) und (b) bzw. des  $740 \mu\text{m}$  dicken Silizium-Substrats in Abb. 6.7 (c) unterscheidet sich mit  $d_{EK} = 180 \mu\text{m}$  in Abb. 6.7 (a),  $d_{EK} = 130 \mu\text{m}$  in Abb. 6.7 (b) und  $d_{EK} = 90 \mu\text{m}$  in Abb. 6.7 (c). Bei allen Geometrien bedeckt die  $2 \mu\text{m}$  dicke PE-Schicht aus Aluminiumnitrid die  $21 \text{ mm}$  langen und  $3 \text{ mm}$  breiten ME-Sensoren vollständig. In Abb. 6.7 (a) und (b) bedeckt die  $2 \mu\text{m}$  dicke MS-Schicht aus Metglas sowohl

	Rechteckiger Referenzsensor	Keilförmiges Substrat
$A_{EL}$ [%]	100	100
$f_0$ [Hz]	4228	5371
$U_{OUToc}$ [mV]	28,1	52,9
$U_{OUTsc}$ [mV]	34,0	61,2

Tabelle 6.2: ME-Spannung im Leerlauf- und Kurzschluss-Betrieb von ME-Sensoren ohne und mit strukturiertem keilförmigem Substrat ( $Q = 100$ ,  $G = 1$ ).

die 7 mm lange Klemmung als auch die ebenfalls 7 mm lange Einkerbung. Bei der ME-Sensorgeometrie in Abb. 6.7 (c) ist sie, bis auf einen als Zuleitung dienenden vernachlässigbaren Bereich, ausschließlich über der Einkerbung lokalisiert, wodurch der geklemmte inaktive Bereich deutlich reduziert wird. Abb. 6.8 zeigt die experimentellen Ergebnisse

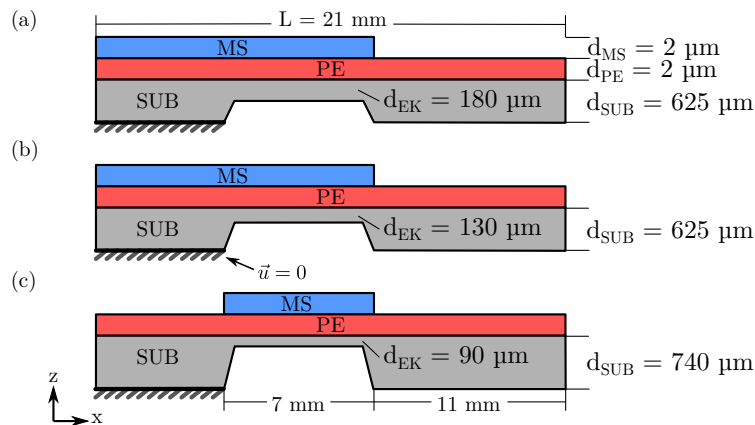


Abbildung 6.7: Schematische Darstellung der strukturierten ME-Sensorgeometrien mit Einkerbungen bei verbleibender Substratdicke von  $d_{EK} = 180 \mu\text{m}$  in (a),  $d_{EK} = 130 \mu\text{m}$  in (b) und  $d_{EK} = 90 \mu\text{m}$  in (c).

se der drei von Christine Kirchhof (Arbeitsgruppe für Anorganische Funktionsmaterialien) im Rahmen des SFB 855 hergestellten unterschiedlichen ME-Sensorgeometrien aus [88]. Durch die unterschiedlich tiefen Einkerbungen variieren die Resonanzfrequenzen von 452 Hz bei ME-Sensorgeometrie (a), 330 Hz bei ME-Sensorgeometrie (b) bis 167,8 Hz bei ME-Sensorgeometrie (c). Die Erhöhung des ME-Koeffizienten bei tieferen Einkerbungen mit  $1,1 \text{ kV/cmOe}$  bei  $d_{EK} = 180 \mu\text{m}$ ,  $1,8 \text{ kV/cmOe}$  bei  $d_{EK} = 130 \mu\text{m}$  sowie  $9,7 \text{ kV/cmOe}$  bei  $d_{EK} = 90 \mu\text{m}$  resultiert einerseits aus der höheren ME-Spannung und andererseits aus den höheren Q-Faktoren von jeweils 384, 714 und 1300. In Tab. 6.3 sind die experimentell ermittelten Ergebnisse mit den Simulationsergebnissen zusammengefasst. Die berechneten Resonanzfrequenzen unterscheiden sich mit 474 Hz, 301 Hz, 167 Hz um maximal  $\sim 10\%$ . Wird die relative resonante Amplitudenkomponente der Fano-Funktion aus Kapitel 3.5 mit den relativen gemessenen ME-Koeffizienten verglichen, fällt auf, dass sich diese deutlich unterscheiden und die berechneten Werte pessimistischer sind als die gemessenen. Der Grund dafür liegt in der Abhängigkeit der Q-Faktoren, welche bei einer solch tiefgrei-

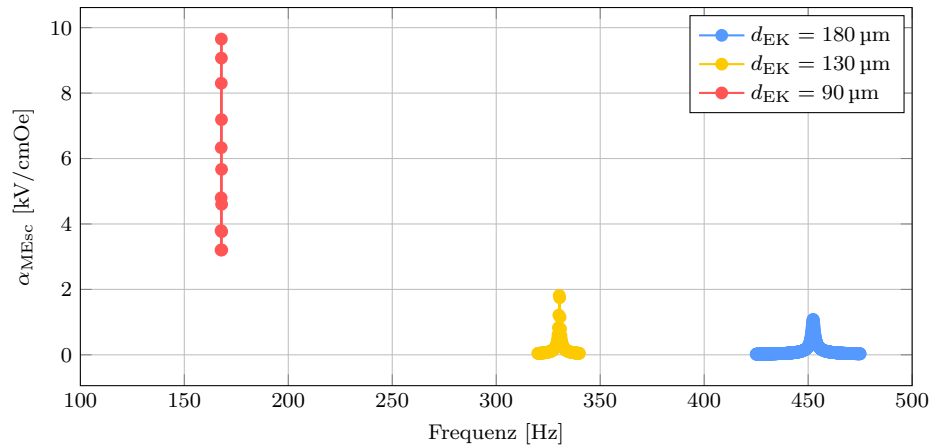


Abbildung 6.8: Vergleich der experimentell ermittelten ME-Koeffizienten der drei unterschiedlichen ME-Sensorgeometrien aus Abb. 6.7 mit eingekerbten Substraten (nach [88]).

finden Änderung der Geometrie offensichtlich nicht konstant bleiben. Wird die relative resonante Amplitudenkomponente mit den gemessenen Q-Faktoren gewichtet, stimmt deren Tendenz mit den gemessenen ME-Koeffizienten ziemlich gut überein. Neben einer akkuraten Modellierung des Sensorverhaltens ist folglich die Berechnung der Q-Faktoren bzw. der Verlustmechanismen ebenso entscheidend wie notwendig, um den Einfluss der unterschiedlichen ME-Sensorgeometrien exakt bewerten zu können.

Sensorgeometrie	(a)	(b)	(c)
$d_{\text{SUB}} / d_{\text{EK}} [\mu\text{m}]$	625 / 180	625 / 130	740 / 90
$f_0$ (Exp.) [Hz]	452	330	167,8
$Q$ (Exp.)	384	714	1300
$\alpha_{\text{MEsc}}$ (Exp.) [V/cmOe]	1060	1800	9700
$\alpha_{\text{MEsc}}$ (Exp.) [%]	100	169	915
$f_0$ (Sim.) [Hz]	474	301	167
$A_r$ (Sim. ohne Q-Faktor) [%]	100	131	284
$A_r$ (Sim. mit exp. Q-Faktor) [%]	100	215	935

Tabelle 6.3: Messungen und simulierte Ergebnisse von ME-Sensoren mit eingekerbten Substraten. Zum Vergleich wurden die experimentell ermittelten Q-Faktoren in den simulierten ME-Koeffizienten verwendet (nach [88]).

## 6.2 Magnetische Konzentratoren

Neben der Möglichkeit, mechanische Effekte zu konzentrieren, lässt sich durch strukturierte hochpermeable Materialien auch das Magnetfeld in bestimmten Bereichen konzentrieren, um die Ausgangssignale von Magnetfeldsensoren zu erhöhen [144–147]. Aufgrund der i. d. R. hohen Permeabilität der MS-Schicht in ME-Sensoren hat deren Größe selbst, durch den

daraus resultierenden Demagnetisierungsfaktor, starke Auswirkungen auf die konzentrierende Wirkung und damit auch das resultierende Magnetfeld im Inneren der MS-Schicht [148]. Durch zusätzliche sog. magn. Flusskonzentratoren aus hochpermeablen Materialien, kann das Magnetfeld darüber hinaus noch zusätzlich verstärkt werden [63, 149, 150]. Durch die konzentrierenden Effekte beeinflussen sich aber in Arrays angeordnete ME-Sensoren noch zusätzlich.

### 6.2.1 Strukturierte MS-Schichten

Zunächst wird der Einfluss einer strukturierten MS-Schicht zur Optimierung der Elektrodengröße in der Schichtfolge SUB-PE-MS untersucht. Die untersuchten Sensorgeometrien haben ein  $300\ \mu\text{m}$  dickes Silizium-Substrat mit jeweils  $2,5\ \mu\text{m}$  dicken Schichten aus AlN und Metglas. Unter Verwendung des 2D-ME-Sensormodells mit externen Feldern aus Kapitel 3.4 wird das Verhalten der in Abb. 6.9 schematisch dargestellten ME-Sensorgeometrien untersucht. Das Verhalten des  $W = 2\ \text{mm}$  breiten ME-Sensors wird in y-Richtung als invariant angenommen. Das Umgebungsvolumen hat eine Länge von  $40\ \text{mm}$  und eine Höhe von  $20\ \text{mm}$  und durch die Potentialdifferenz von  $1\ \text{A}$  stellt sich eine magn. Feldstärke von  $H_1 = 25\ \text{A/m}$  in negative x-Richtung ein.

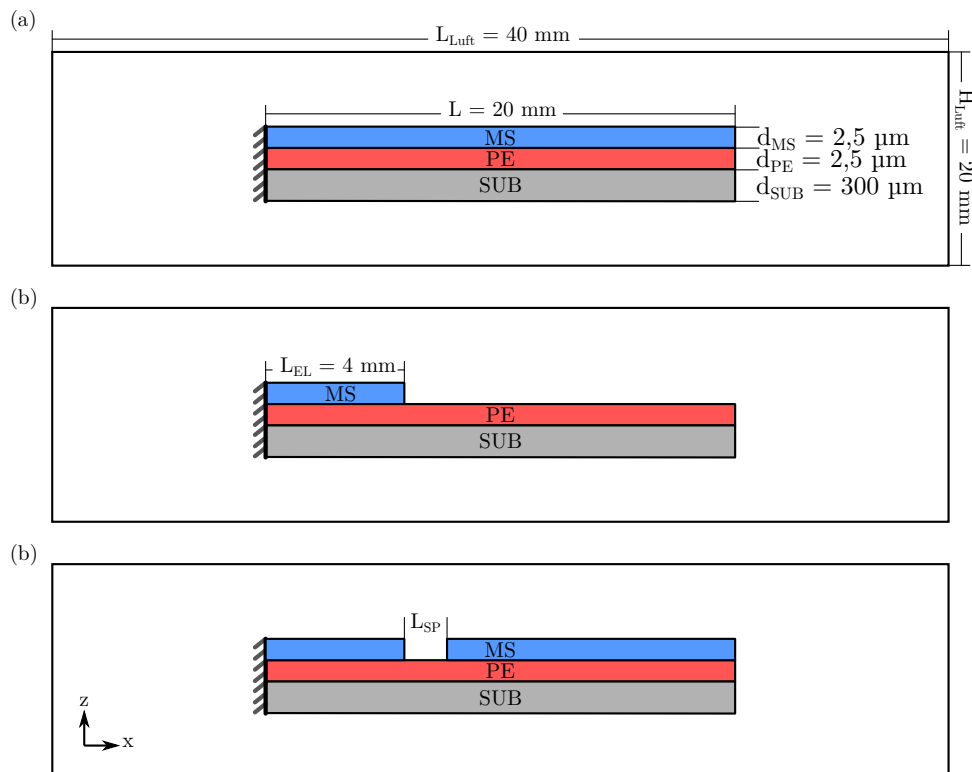


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung der ME-Sensorgeometrien zur Untersuchung strukturierter MS-Schichten in der Schichtfolge SUB-PE-MS. MS-Schicht über gesamte Sensorlänge als Referenz (a), einzelne MS-Schicht als Elektrode an Klemmung (b) und Elektrode separiert durch Luftspalt (c).

Während in Abb. 6.9 (a) die auch als Elektrode dienende MS-Schicht die gesamte Sensorenlänge einnimmt, ist diese in Abb. 6.9 (b) nur 4 mm lang. In Abb. 6.9 ist, bis auf den Luftspalt der Länge  $L_{SP}$ , wieder die gesamte Sensorfläche mit magnetostruktivem Material bedeckt. Der Luftspalt soll dabei die Elektrode an der geklemmten Seite des ME-Sensors elektrisch vom leitfähigen MS-Material am frei schwingenden Ende isolieren. Abb. 6.10 (a) zeigt das Ergebnis der x-Komponente der magn. Feldstärke in der Mitte der MS-Schicht für die drei unterschiedlichen ME-Sensorgeometrien aus Abb. 6.9.

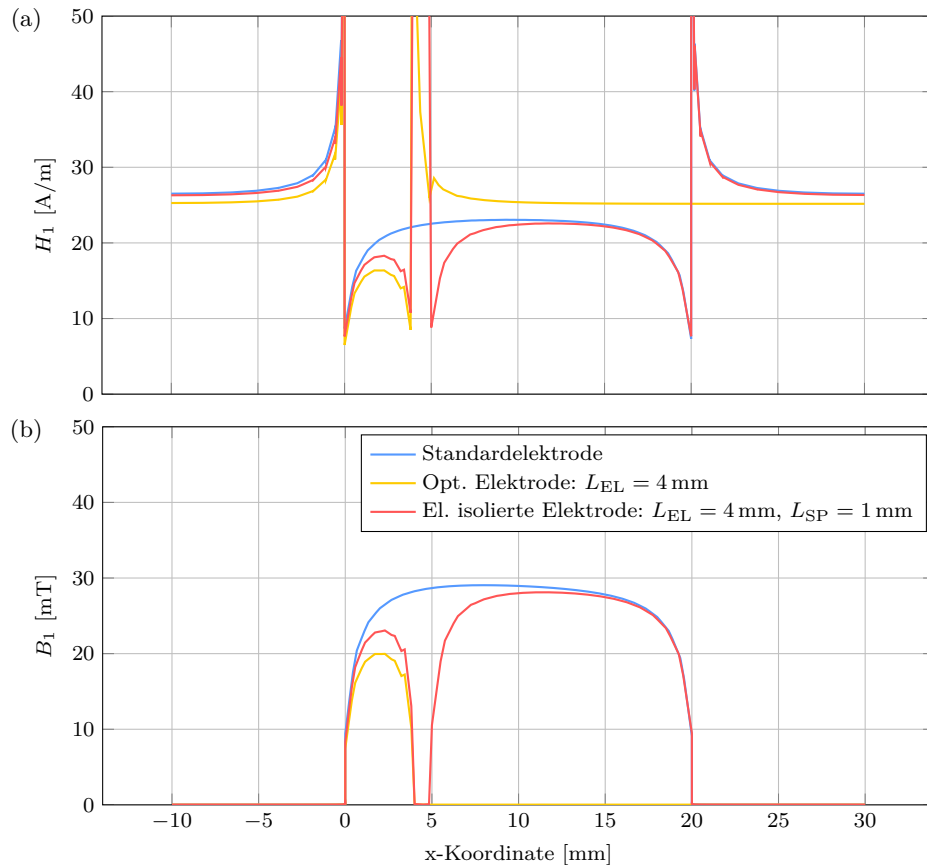


Abbildung 6.10: Verlauf der magn. Feldstärke (a) und der magn. Flussdichte (b) im Zentrum der MS-Schicht für die ME-Sensorgeometrien mit durchgehender MS-Schicht als Elektrode, verkürzter MS-Schicht als Elektrode im Bereich der Klemmung und elektrisch isolierter Elektrode vom Rest der MS-Schicht (Si-AlN-MG,  $Q = 10$ ).

Es ist deutlich zu erkennen, dass die magn. Feldstärke im Inneren des ME-Sensors bei durchgängiger MS-Schicht mit  $\sim 23$  A/m am höchsten ist. Befindet sich lediglich eine 4 mm lange MS-Schicht als Elektrode an der Klemmung, sinkt die magn. Feldstärke auf  $\sim 16,4$  A/m. Eine Elektrode, die durch einen 1 mm langen Luftspalt vom Rest der MS-Schicht isoliert ist, verhält sich ähnlich einer durchgehenden Elektrode. In dem als Elektrode genutzten Teil der MS-Schicht ist die magn. Feldstärke mit  $\sim 18,3$  A/m höher als ohne die MS-Schicht am frei schwingenden Ende, wobei die magn. Feldstärke in diesem Teil mit  $\sim 22,6$  A/m ähnlich hoch sind wie bei einer durchgehenden Elektrode. Abb. 6.10 (b) zeigt die dazugehörige x-Komponente der magn. Flussdichte. Durch den deutlich höheren Demagnetisierungsfaktor ist die magn. Flussdichte 30 % geringer, was sich durch

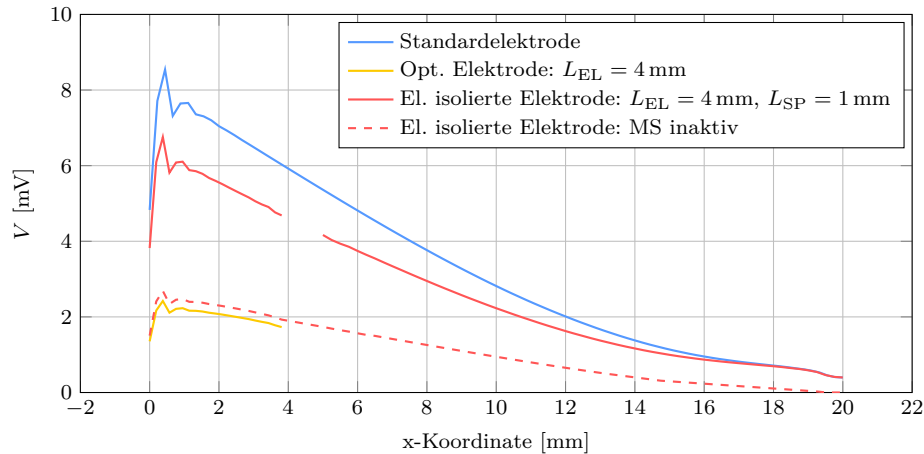


Abbildung 6.11: Potentialverteilung auf der Oberfläche der MS-Schicht (isolierend) für die ME-Sensorgeometrien mit durchgehender MS-Schicht als Elektrode, verkürzter MS-Schicht als Elektrode im Bereich der Klemmung und elektrisch isolierter Elektrode vom Rest der als sowohl magnetisch aktiv als auch inaktiv betrachteten MS-Schicht (Si-AlN-MG,  $Q = 100$ ).

zusätzliches hochpermeables MS-Material am frei schwingenden Ende des ME-Sensors kompensieren lässt. Abb. 6.11 zeigt das resultierende el. Potential jeweils auf der Oberseite der als el. isolierend betrachteten MS-Schicht. Im Bereich der Klemmung ist das el. Potential bei der Standardelektrode am höchsten, wobei durch die Mittlung im el. ideal leitfähigem Fall die ME-Spannung bei 3,22 mV liegt. Ist die Länge der MS-Schicht auf die ersten 4 mm beschränkt, sind sowohl die el. Potentialverteilung als auch die resultierende ME-Spannung mit 2,03 mV deutlich geringer. Wird die Elektrode jedoch durch einen 1 mm

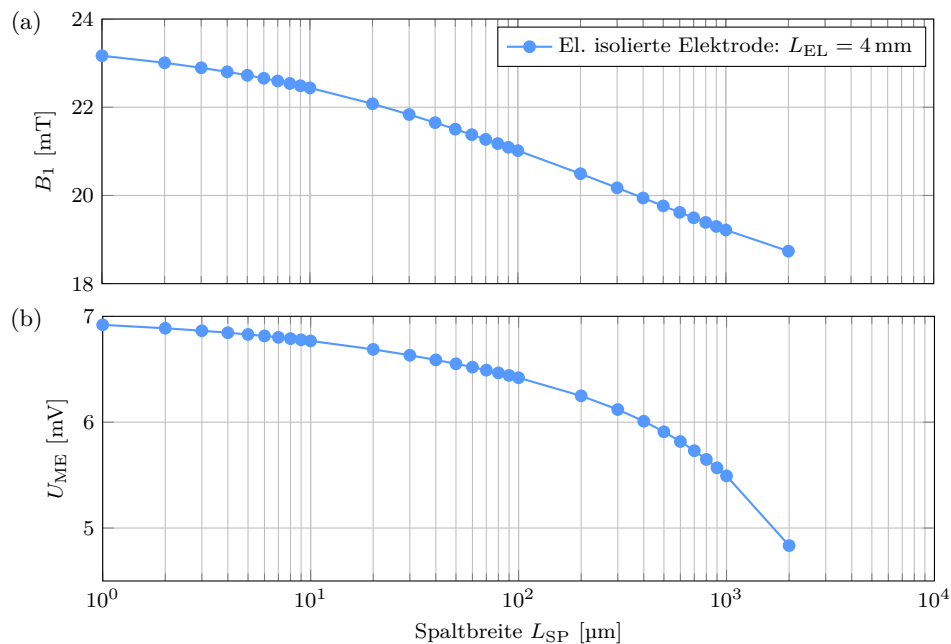


Abbildung 6.12: Gemittelte  $x$ -Komponente der magn. Flussdichte (a) und resultierende ME-Spannung (b) als Funktion der Spaltbreite zwischen Elektrode im Bereich der Klemmung und magn. Flusskonzentrator am frei schwingenden Ende des ME-Sensors.

langen Luftspalt vom Rest der MS-Schicht isoliert, ist das el. Potential etwas geringer als im Falle der Standardelektrode, aber die resultierende ME-Spannung ist mit 5,45 mV erheblich höher. Mit einer magnetisch inaktiven MS-Schicht ( $\mu_r = 1$ ) am frei schwingenden Ende des ME-Sensors ist das Resultat ähnlich der ausschließlich 4 mm langen MS-Schicht als Elektrode ohne weiteres MS-Material, weshalb dieses Verhalten auf die magnetischen Eigenschaften und damit durch den geometrieabhängigen Demagnetisierungsfaktor bzw. die resultierende magn. Flusskonzentration zurückzuführen ist.

Der Einfluss der Spaltbreite zwischen Elektrode und verbleibender MS-Schicht am frei schwingenden Ende ist in Abb. 6.12 (a) für die magn. Flussdichte und in Abb. 6.12 (b) für die resultierende ME-Spannung gezeigt. Je kleiner dieser Luftspalt ist, desto höher ist auch der magn. Fluss und die daraus resultierende ME-Spannung. Durch eine Verringerung des Luftspalts von 1 mm auf 10  $\mu\text{m}$  lässt sich die ME-Spannung um ca. 25 % erhöhen.

### 6.2.2 Demagnetisierungsfaktor

Um den bloßen Einfluss der Größe der MS-Schicht als magnetischen Flusskonzentrator zu untersuchen, wird ein rechteckiger, einseitig geklemmter ME-Sensor mit dem 3D-ME-Sensormodell mit externen Feldern aus Kapitel 3.3 simuliert. Das Umgebungsvolumen wird mit einer Länge von 80 mm sowie 40 mm Breite und Höhe möglichst groß gewählt. Die Referenzgeometrie des 10 mm langen und 1 mm breiten ME-Sensors in der Schichtfolge SUB-PE-MS ist in Abb. 6.13 schematisch dargestellt. Das Substrat aus Silizium ist 50  $\mu\text{m}$  dick und die PE-Schicht aus AlN sowie die MS-Schicht aus Metglas haben eine Stärke von 2  $\mu\text{m}$ . Der ME-Sensor wird durch ein statisches äußeres Magnetfeld mit 1  $\mu\text{T}$  angeregt.

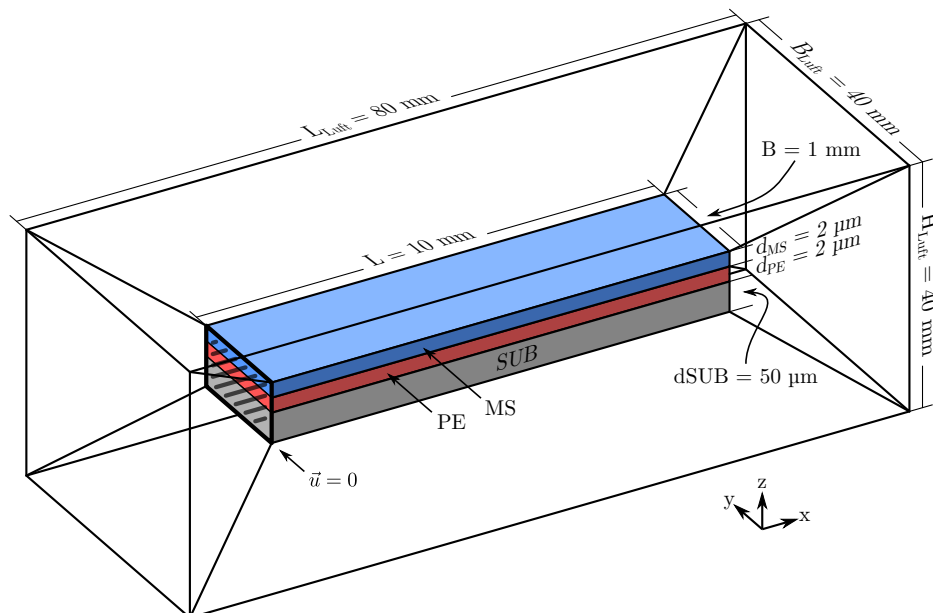


Abbildung 6.13: Schematische Darstellung der dreidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS (Si-AlN-MG) inklusive Umgebungsvolumen zur Untersuchung des Einflusses des geometrieabhängigen Demagnetisierungsfaktors bzw. der Größe der MS-Schicht.



Durch Variation von Länge, Breite und Dicke der MS-Schicht lässt sich der geometrische Einfluss auf die x-Komponente der mittleren Flussdichte  $B_1$  in der MS-Schicht und damit auch der Einfluss auf die resultierende ME-Spannung untersuchen. Das Ergebnis ist in Abb. 6.14 dargestellt. Bzgl. der x-Komponente der magnetische Flussdichte in Abb. 6.14 (a) sind die Auswirkungen zunächst mit maximal  $\pm 5\%$  bei Variation der Länge von 0,2 mm bis 20 mm relativ gering. Die Auswirkungen der Änderung der Breite von 0,02 mm bis 2 mm und der MS-Schichtdicke von 0,1  $\mu\text{m}$  bis 4  $\mu\text{m}$  sind noch einmal deutlich geringer. Wird jedoch die ME-Spannung in Abb. 6.14 (b) betrachtet, hat lediglich die Sensorbreite kaum einen Einfluss. Eine dickere MS-Schicht erhöht die Spannung weitgehend linear. In beiden Fällen verhält sich die ME-Spannung genau wie die ME-Spannung ohne Berücksichtigung der externen Felder. Lediglich die Sensorlänge wirkt sich bei Dünnschicht-ME-Sensoren stark auf den Demagnetisierungsfaktor und damit auf die ME-Spannung aus. Es ist zu erkennen, dass bei 20 mm langen ME-Sensoren eine Längenänderung nur geringe Auswirkungen hat, wobei im Falle kurzer ME-Sensoren eine Längenänderung starken positiven und negativen Einfluss auf die ME-Spannung haben kann. Im Gegensatz dazu ist die ME-Spannung bei Änderung der Länge ohne Berücksichtigung der externen Felder nahezu konstant, wobei die Randeffekte bei geringer Sensorlänge das Verhalten dominieren.

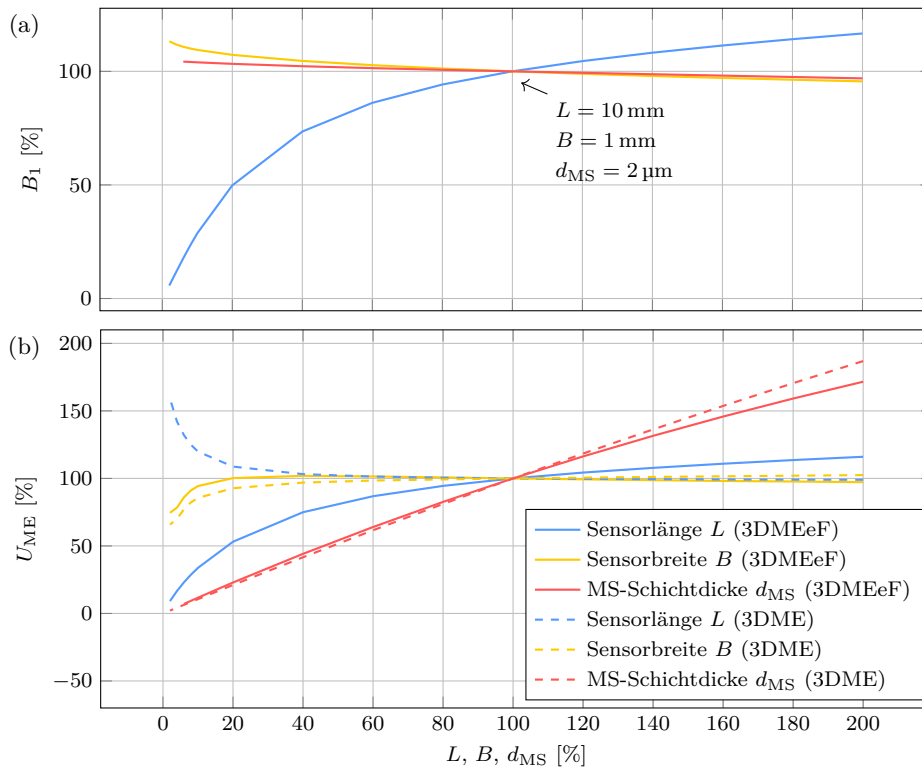


Abbildung 6.14: Änderung der x-Komponente der magnetische Flussdichte (gemittelt) (a) sowie der ME-Spannung (b) durch den Demagnetisierungsfaktor bei Variation der Länge, Breite und Höhe der MS-Schicht bei statischer Anregung.

### 6.2.3 Magn. Flusskonzentratoren

Ebenfalls unter Verwendung des 3D-ME-Sensormodells mit externen Feldern aus Kapitel 3.3 soll der Einsatz von magnetischen Flusskonzentratoren untersucht werden. Dazu sollen ME-Spannungen unterschiedlich langer ME-Sensoren der Schichtfolge SUB-PE-MS, schematisch in Abb. 6.15 (a) ohne und in Abb. 6.15 (b) mit magnetischen Flusskonzentratoren dargestellt, miteinander verglichen werden. Die ME-Sensoren bestehen aus einer jeweils  $2\ \mu\text{m}$  dicken Metglas und AlN Schicht auf einem  $50\ \mu\text{m}$  dicken Substrat aus Silizium und werden statisch mit  $1\ \mu\text{T}$  angeregt. Da Metglas selbst eine hohe relative Permeabilität aufweist, wird dieses Material zunächst ebenfalls für die Flusskonzentratoren gewählt. Die Flusskonzentratoren befinden sich direkt vor und hinter dem ME-Sensor und sind ebenfalls  $2\ \mu\text{m}$  dick, was prozesstechnische Vorteile bei der Herstellung bringt. Allerdings sind sie elektrisch und mechanisch zunächst ideal vom ME-Sensor isoliert und ggf. benötigte Strukturen zur Halterung werden ebenfalls nicht mitbetrachtet. Bei den trapezförmigen Flusskonzentratoren ist die schmale Seite identisch der Sensorbreite, woraus sich die Länge  $L_{\text{FK}}$  bei einem Winkel von  $\theta = 45^\circ$  nach

$$L_{\text{FK}} = -\frac{B}{2} + \sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 + n \cdot L \cdot B} \quad (6.1)$$

ergibt. Dabei ist  $n = \frac{2 \cdot A_{\text{FK}}}{A_{\text{ME}}}$  das Flächenverhältnis zwischen beiden Flusskonzentratoren  $2 \cdot A_{\text{FK}}$  und der als Elektrode genutzten Gesamtfläche des ME-Sensors  $A_{\text{ME}}$ .

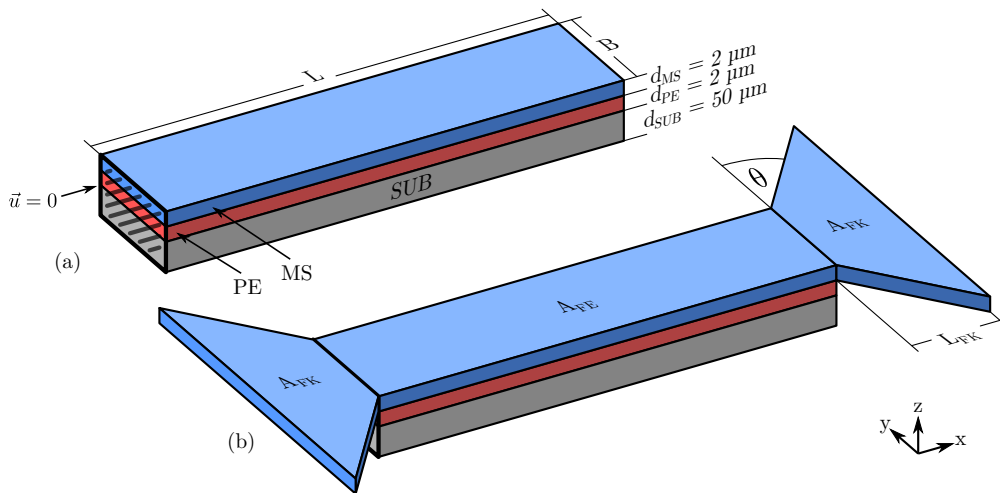


Abbildung 6.15: Schematische Darstellung der dreidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS (Si-AlN-MG) ohne (a) und mit dreieckigen ( $\theta = 45^\circ$ ) magnetischen Flusskonzentratoren (b). Das Umgebungsvolumen ist, zur besseren Darstellung, nicht gezeigt.

Abb. 6.16 zeigt die Verteilung der x-Komponente der magnetischen Flussdichte in der Mitte der MS-Schicht des ME-Sensors und der Flusskonzentratoren. Da die Länge der ME-Sensoren im vorherigen Kapitel einen starken Einfluss auf die ME-Spannung hatte, wird der Nutzen von Flusskonzentratoren für verschieden lange ME-Sensoren von 20 mm in Abb. 6.16 (a), 10 mm in Abb. 6.16 (b), 5 mm in Abb. 6.16 (c) und 3 mm in Abb. 6.16 (d)

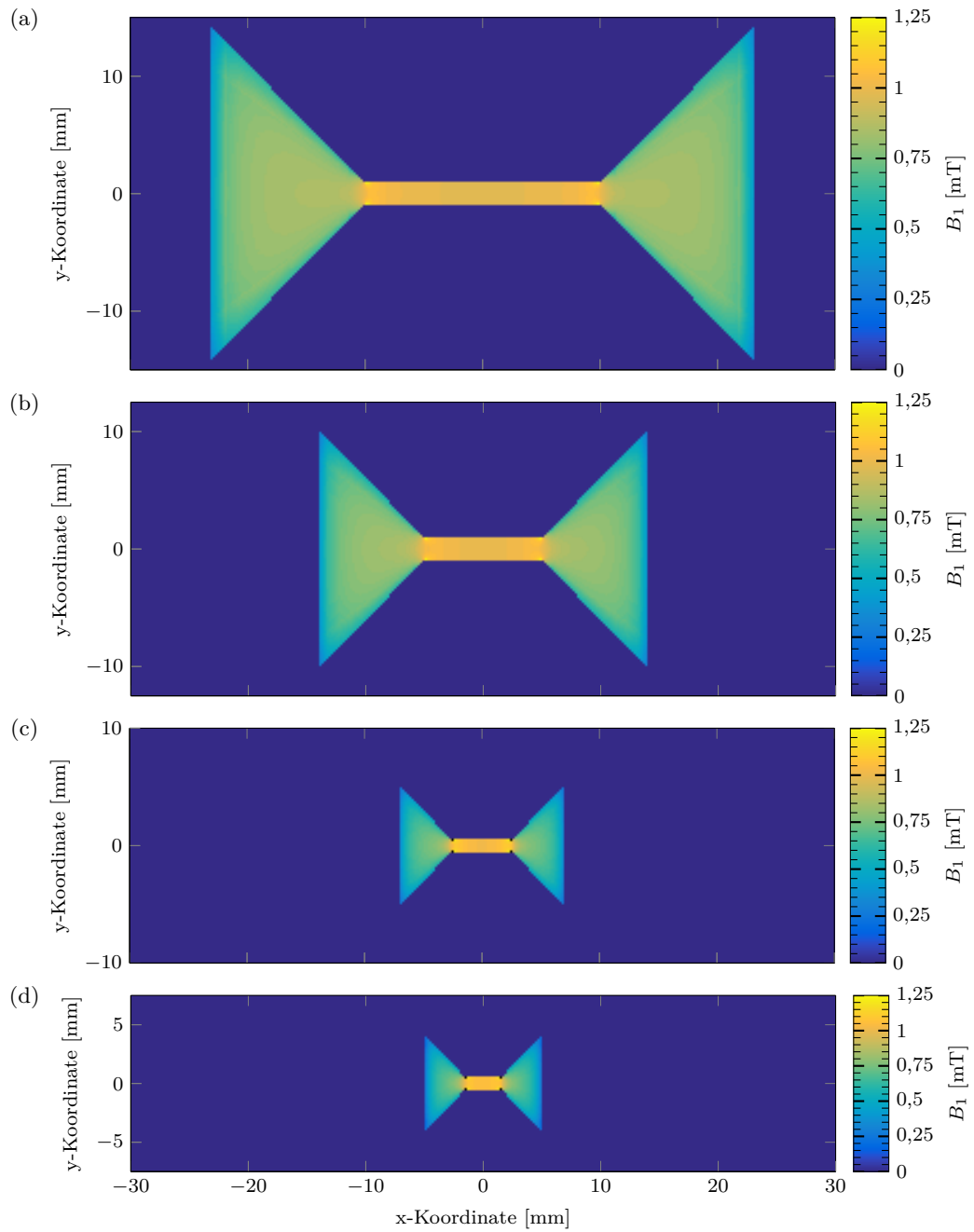


Abbildung 6.16: Verteilung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte in der Mitte der MS-Schicht für ME-Sensoren der Größe  $20\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  (a),  $10\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  (b),  $5\text{ mm} \times 1\text{ mm}$  (c) und  $3\text{ mm} \times 1\text{ mm}$  (d) mit Flusskonzentratoren (Flächenverhältnis  $n = 5$ ) als Funktion der  $x$ - und  $y$ -Koordinate.

untersucht. Bei den längeren ME-Sensoren beträgt die Sensorbreite 2 mm, wohingegen die kürzeren 1 mm breit sind. In allen Fällen hat ein Flusskonzentrator die fünffache Fläche des jeweiligen ME-Sensors, wobei die x-Komponente der magnetischen Flussdichte in allen ME-Sensoren sehr homogen verteilt ist und mit ca. 1 mT in allen Fällen fast gleich ist. Die Flusskonzentratoren bei kurzen ME-Sensoren scheinen deutlich effizienter zu sein als bei langen ME-Sensoren.

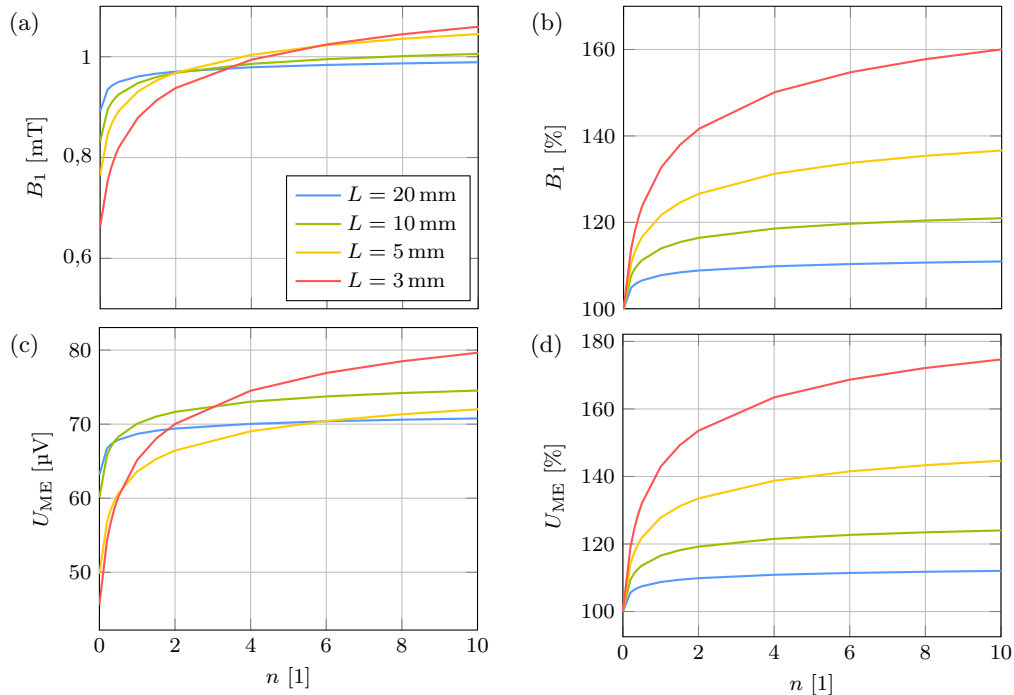


Abbildung 6.17: Absolute Änderung der x-Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) sowie die relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) in Bezug auf einen ME-Sensor ohne magnetischen Flusskonzentrator als Funktion des Flächenverhältnis  $n$  für unterschiedliche Sensorgrößen bei statischer Anregung.

Abb. 6.17 (a) zeigt die über das MS-Volumen gemittelte x-Komponente der magnetischen Flussdichte als Funktion des Flächenverhältnis  $n$ . Während ohne Flusskonzentratoren die längeren ME-Sensoren eine höhere magnetische Flussdichte aufweisen, kehrt sich dieses Verhalten bei großen Flusskonzentratoren ( $n = 10$ ) um. Bei Betrachtung der relativen Änderung der magnetischen Flussdichte in Abb. 6.17 (b) ist klar zu erkennen, dass größere Flusskonzentratoren bei langen ME-Sensoren kaum Auswirkungen haben. Bei kurzen ME-Sensoren von 3 mm Länge hingegen kann die magnetische Flussdichte um 60 % gesteigert werden. Die absolute ME-Spannung in Abb. 6.17 (c) sowie die relative ME-Spannung in Abb. 6.17 (d) verhält sich weitgehend analog zu den magnetischen Flussdichten, wobei die relative Änderungen mit bis zu 75 % bei kurzen ME-Sensoren von 3 mm Länge etwas höher sind. Der Vergleich eines 20 mm langen und 2 mm breiten ME-Sensors ohne Flusskonzentrator mit einem 3 mm langen und 1 mm breiten ME-Sensor mit Flusskonzentrator ( $n = 10$ ) zeigt, dass trotz der ca. 20 % größeren Gesamtfläche des langen ME-Sensors die resultierende ME-Spannung ca. 25 % geringer ist. Die höhere ME-Spannung resultiert also

---

einerseits durch die Längenänderung aus einem besseren Demagnetisierungsfaktor und aus einer konzentrierenden Wirkung der Flusskonzentratorgeometrie.

### Flusskonzentratordicke

Grundsätzlich muss der Flusskonzentrator nicht dieselbe Dicke haben wie die MS-Schicht des ME-Sensors. Abb. 6.18 zeigt schematisch einen ME-Sensor mit deutlich dickeren Fluss-

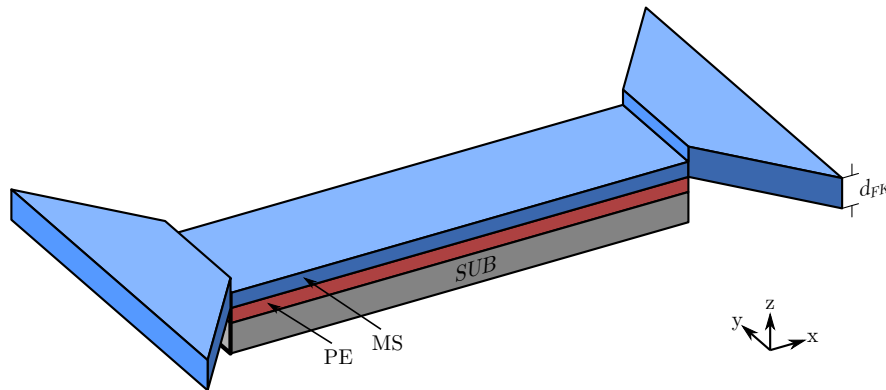


Abbildung 6.18: Schematische Darstellung eines ME-Sensors mit magnetischen Flusskonzentratoren mit der Dicken  $d_{FK}$  größer der MS-Schichtdicke  $d_{MS}$ . Das Umgebungsvolumen ist, zur besseren Darstellung, nicht gezeigt.

konzentratoren im Vergleich zur MS-Schicht. Dabei wird angenommen, dass sowohl die MS-Schicht als auch die Flusskonzentratoren auf derselben Ebene, bzw. auf Höhe der Oberseite der PE-Schicht, prozessiert werden. Die dickeren Flusskonzentratoren überragen die MS-Schicht des ME-Sensors also nur in positiver z-Richtung. Abb. 6.19 (a) zeigt die absolute magnetische Flussdichte und Abb. 6.19 (b) die relative magnetische Flussdichte in Bezug zu den Ergebnissen mit einer Flusskonzentratordicke von  $2\ \mu\text{m}$ , die der MS-Schichtdicke entspricht. Bei allen unterschiedlich langen ME-Sensorgeometrien führt eine höhere Flusskonzentratordicke zu einer höheren mittleren magnetischen Flussdichte in der MS-Schicht des ME-Sensors. Wie zuvor erhöht sich bei den kürzeren ME-Sensoren mit entsprechend schlechterem Demagnetisierungsfaktor die magnetische Flussdichte stärker. Die resultierende absolute ME-Spannung in Abb. 6.19 (c) und die entsprechende relative ME-Spannung in Abb. 6.19 (d) verhalten sich analog zu der magnetischen Flussdichte. Die ME-Spannung lässt sich damit bei  $25\ \mu\text{m}$  dicken Flusskonzentratoren zwischen ca. 85 % bei 3 mm und ca. 65 % bei 10 mm langen ME-Sensoren erhöhen.

### Luftspalt

Während an der Klemmung eines einseitig geklemmten ME-Sensors eine el. Isolierung zwischen ME-Sensor und Flusskonzentrator nicht zwingend erforderlich ist, muss dieser am frei schwingenden Ende vom ME-Sensor getrennt sein, um das mech. Verhalten als zusätzliche Masse nicht zu beeinflussen. Ein Luftspalt an der geklemmten Seite separiert bei dieser Schichtfolge jedoch die zusätzlich als Elektrode dienende aktive MS-Schicht des

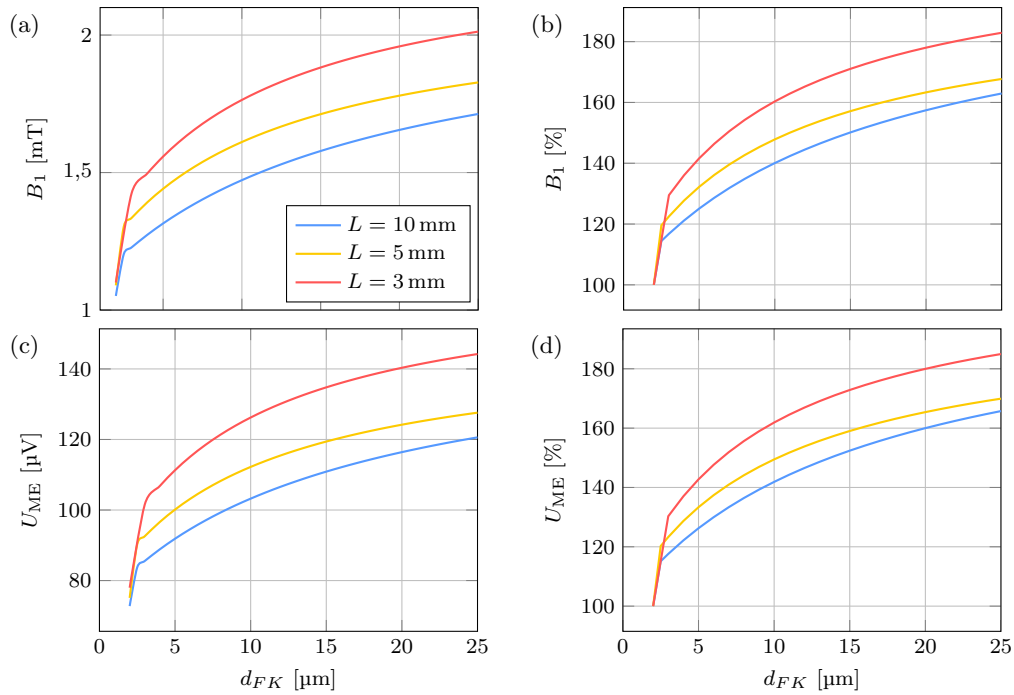


Abbildung 6.19: Absolute Änderung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) sowie die relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) als Funktion der Flusskonzentratordicke für unterschiedliche Sensorgrößen bei statischer Anregung ( $n = 10$ ).

ME-Sensors vom Flusskonzentrator, der keinen Betrag zur ME-Spannung liefert, und verbessert damit die ME-Spannung, wie in Kapitel 6.2.1 bereits diskutiert. Ist die Elektrode des ME-Sensors, z. B. bei einer anderen Schichtfolge, nicht von der Leitfähigkeit der MS-Schicht abhängig, ist an dieser Stelle ein Luftspalt nicht zwingend notwendig. Abb. 6.20

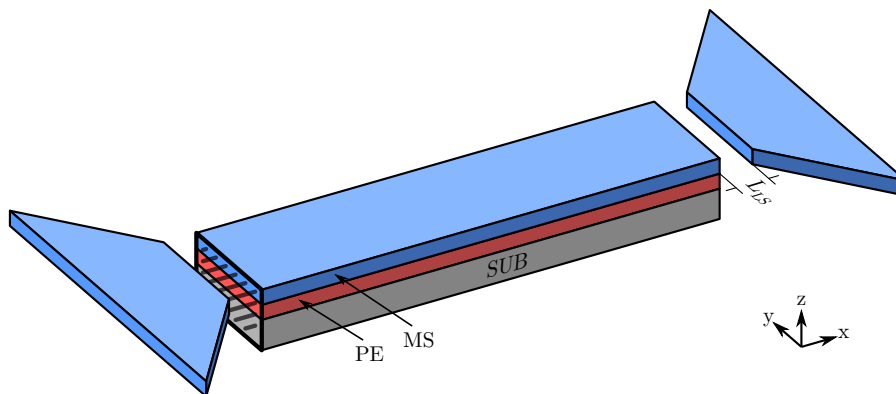


Abbildung 6.20: Schematische Darstellung eines ME-Sensors mit magnetischen Flusskonzentratoren el. isoliert durch Luftspalte der Länge  $L_{LS}$ . Das Umgebungsvolumen ist, zur besseren Darstellung, nicht gezeigt.

zeigt schematisch einen ME-Sensor mit Luftspalten der Länge  $L_{LS}$  zwischen ME-Sensor und Flusskonzentratoren gleicher Dicke. Die Ergebnisse der Variation der Luftspaltlänge sind in Abb. 6.21 für unterschiedlich lange ME-Sensoren dargestellt. Abb. 6.21 (a) zeigt die

absolute magnetische Flussdichte und Abb. 6.21 (b) die relative magnetische Flussdichte zu einem ideal kurzen Luftspalt. Bei einem Flächenverhältnis von  $n = 10$  nimmt die magnetische Flussdichte bei größeren Luftspalten stark ab. Bei langen ME-Sensoren mit einer

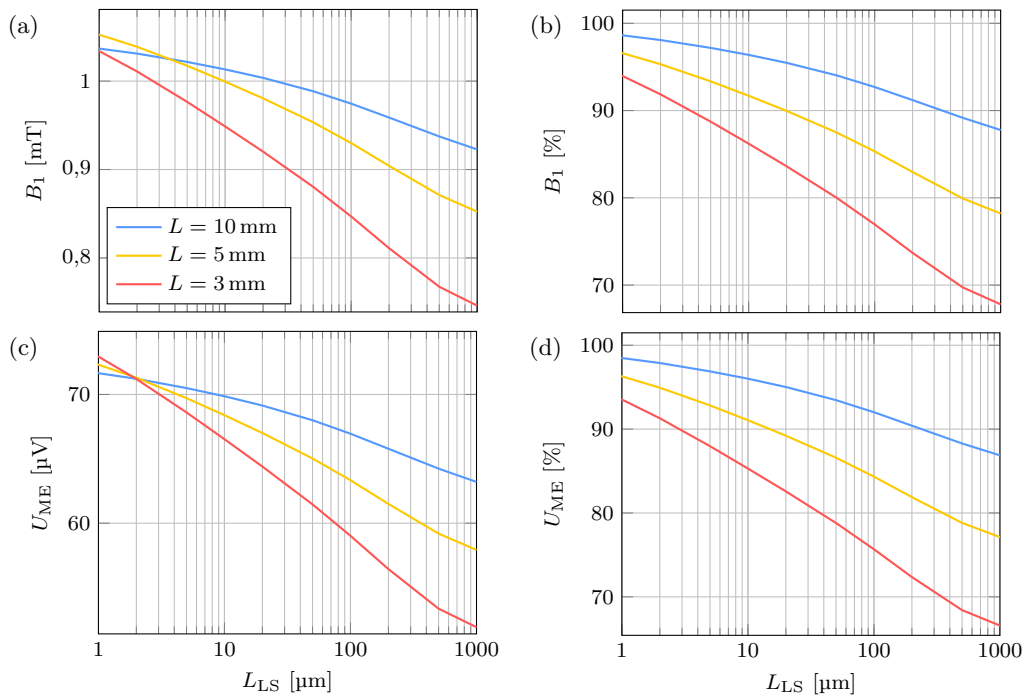


Abbildung 6.21: Absolute Änderung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) sowie die relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) als Funktion des Luftspalts zwischen ME-Sensor und Flusskonzentrator für unterschiedliche Sensorgrößen bei statischer Anregung ( $n = 10$ ).

Länge von 10 mm sinkt die magnetische Flussdichte um ca. 10 % bei einer Luftspaltlänge von 1 mm, wohingegen die Abnahme bei 3 mm langen ME-Sensoren mit ca. 30 % deutlich drastischer ist. Die resultierende absolute ME-Spannung in Abb. 6.21 (c) und die entsprechende relative ME-Spannung in Abb. 6.21 (d) verhalten sich analog zu der magnetischen Flussdichte. Die Luftspalte sollten folglich stets so klein wie möglich gewählt werden.

### Flusskonzentratorpermeabilität

Durch Variation der Permeabilität des magnetischen Flusskonzentratormaterials soll untersucht werden, welchen magnetischen Einfluss die Permeabilität des Flusskonzentrators auf die ME-Spannung hat. Die Höhe der Flusskonzentratoren ist dabei identisch der MS-Schicht und das MS-Material des ME-Sensors wird nicht verändert. Während im Folgenden lediglich der Zahlenwert der relativen Permeabilität von 1000 bis 100000 variiert wird, sei angemerkt, dass ein Wechsel des Materials prozesstechnisch eine große Herausforderung darstellt und teilweise auch nicht umsetzbar ist. Diese hypothetische Variation soll lediglich zeigen, wie groß die zu erwartenden Auswirkungen auf die unterschiedlichen ME-Sensoren sind. Abb. 6.22 (a) zeigt die absolut magnetische Flussdichte und Abb. 6.22 (b) die relati-

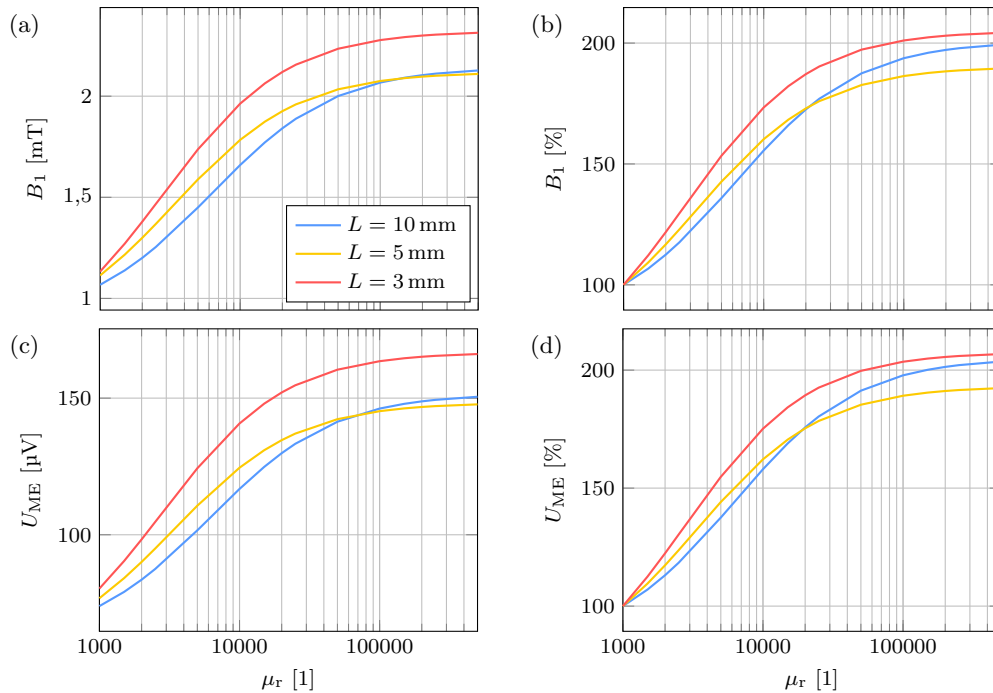


Abbildung 6.22: Absolute Änderung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) sowie die relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) als Funktion der Permeabilität des Flusskonzentratormaterials für unterschiedliche Sensorgrößen bei statischer Anregung ( $n = 10$ ).

ve magnetische Flussdichte in Bezug zu den Ergebnissen mit einer relativen Permeabilität von  $\mu_r = 1000$ , die der MS-Schicht des ME-Sensors entspricht. Bei allen unterschiedlich langen ME-Sensorgeometrien führt eine höhere relative Permeabilität zu einer höheren mittleren magnetischen Flussdichte in der MS-Schicht des ME-Sensors. Bei den kürzeren ME-Sensoren mit entspr. schlechterem Demagnetisierungsfaktor nimmt die magnetische Flussdichte, wie bereits zuvor, stärker zu. Die resultierende absolute ME-Spannung in Abb. 6.22 (c) und die entsprechende relative ME-Spannung in Abb. 6.22 (d) verhalten sich weitgehend analog zu der magnetischen Flussdichte. Die ME-Spannung lässt sich damit weitgehend unabhängig von der Länge der ME-Sensoren bei einer hundertfach höheren relativen Permeabilität des Flusskonzentratormaterials lediglich verdoppeln, was ggf. den prozesstechnischen Aufwand nicht rechtfertigt.

#### 6.2.4 ME-Sensor-Arrays

Durch Verschaltung mehrerer ME-Sensoren in Array-Anordnungen lässt sich die Bandbreite der Anordnung, durch ME-Sensoren mit unterschiedlicher Resonanzfrequenz, erhöhen oder die Empfindlichkeit gleicher ME-Sensoren kann verbessert werden [151]. Aufgrund der hohen Permeabilität der MS-Schicht beeinflussen sich die ME-Sensoren dabei jedoch gegenseitig [152]. Mit Hilfe des 3D-ME-Sensormodells mit externen Feldern aus Kapitel 3.3 soll diese gegenseitige Beeinflussung untersucht werden. Dazu werden jeweils drei ME-Sensoren



bei unterschiedlichen Sensorabständen  $L_{SA}$  symmetrisch neben-, über- und hintereinander angeordnet und die ME-Spannung des mittleren ME-Sensors mit der eines einzelnen ME-Sensors verglichen. Der Sensorabstand wird dabei von 0,1 mm bis 20 mm variiert. Die einseitig geklemmten ME-Sensoren bestehen aus einer jeweils  $2\ \mu\text{m}$  dicken Metglas und AlN Schicht auf einem  $50\ \mu\text{m}$  dicken Substrat aus Silizium und werden statisch mit  $1\ \mu\text{T}$  angeregt. Betrachtet werden ME-Sensoren der Größe  $10\ \text{mm} \times 2\ \text{mm}$ ,  $5\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$  und  $3\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$ .

In Abb. 6.23 sind die drei betrachteten Array-Anordnungen schematisch dargestellt. Dabei werden die ME-Sensoren in Abb. 6.23 (a) nebeneinander, in Abb. 6.23 (b) übereinander und in Abb. 6.23 (c) hintereinander angeordnet.

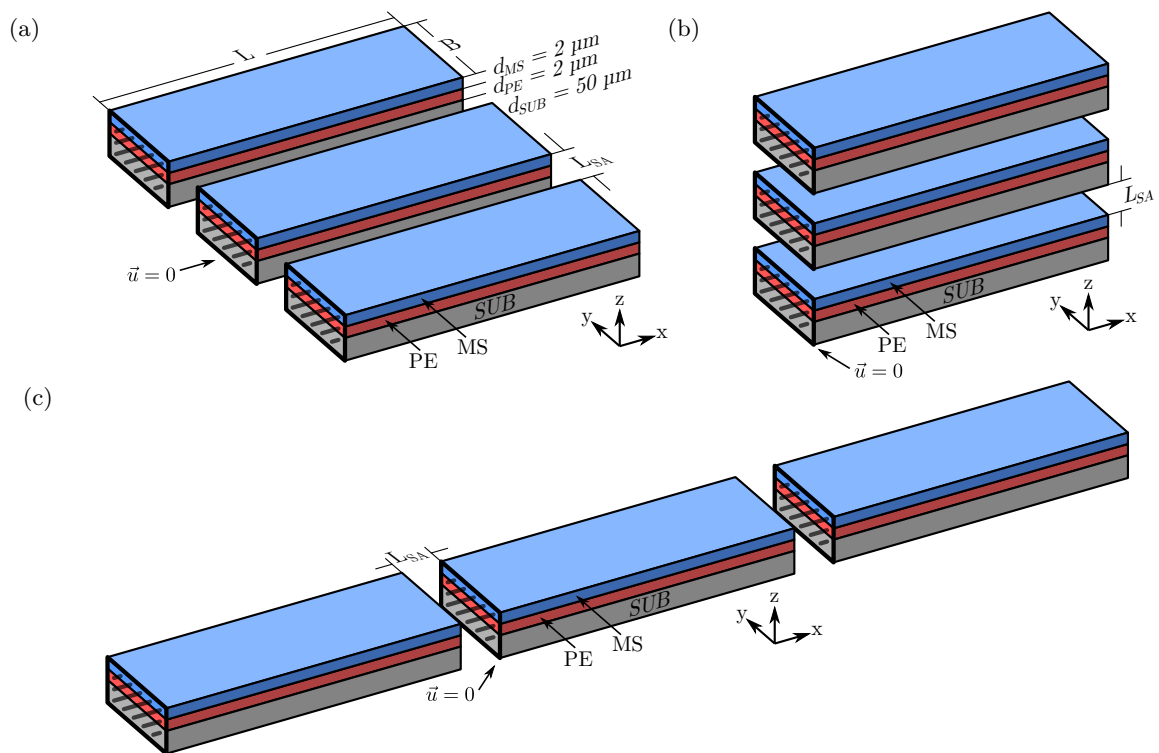


Abbildung 6.23: Schematische Darstellung von jeweils drei nebeneinander (a), übereinander (b) und hintereinander (c) Array-Anordnungen aus ME-Sensoren mit dem Sensorabstand  $L_{SA}$ . Das Umgebungsvolumen ist, zur besseren Darstellung, nicht gezeigt.

Zunächst wird das Verhalten der nebeneinander angeordneten ME-Sensoren aus Abb. 6.23 (a) für unterschiedliche Sensorabstände betrachtet. Die über das MS-Volumen gemittelte x-Komponente der magnetischen Flussdichte  $B_1$  und die resultierende ME-Spannung  $U_{ME}$  des mittleren ME-Sensors sind in Abb. 6.24 (a) und (c) in Abhängigkeit des Sensorabstands zu den beiden äußeren ME-Sensoren dargestellt. Wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt, ist die mittlere magnetische Flussdichte, aufgrund des geringeren Demagnetisierungsfaktors, längerer ME-Sensoren höher, was auch zu einer höheren resultierenden ME-Spannung führt. Je dichter die ME-Sensoren in der Array-Anordnung zusammen liegen, desto geringer ist die resultierende ME-Spannung des mittleren Sensors,

da der Einfluss der äußeren ME-Sensoren stärker. Mit zunehmendem Sensorabstand konvergieren jedoch sowohl die magnetische Flussdichte als auch die ME-Spannung annähernd gleich schnell. Die relative x-Komponente der magnetischen Flussdichte und die relative ME-Spannung, bezogen auf einen einzelnen ME-Sensor, sind in Abb. 6.24 (b) und (d), ebenfalls in Abhängigkeit des Sensorabstands, dargestellt. Der maximale Fehler von ca. 12 % tritt bei kurzen ME-Sensoren von 3 mm Länge bei minimalem Abstand auf. Ab einem Abstand von 5 mm liegt der relative Fehler jedoch in allen betrachteten Fällen unter einem Prozent. Dieser ist allerdings mit 0,69 % bei 10 mm langen ME-Sensoren etwas größer als bei den 5 mm langen ME-Sensoren mit 0,59 % und den 3 mm langen ME-Sensoren mit 0,55 %.

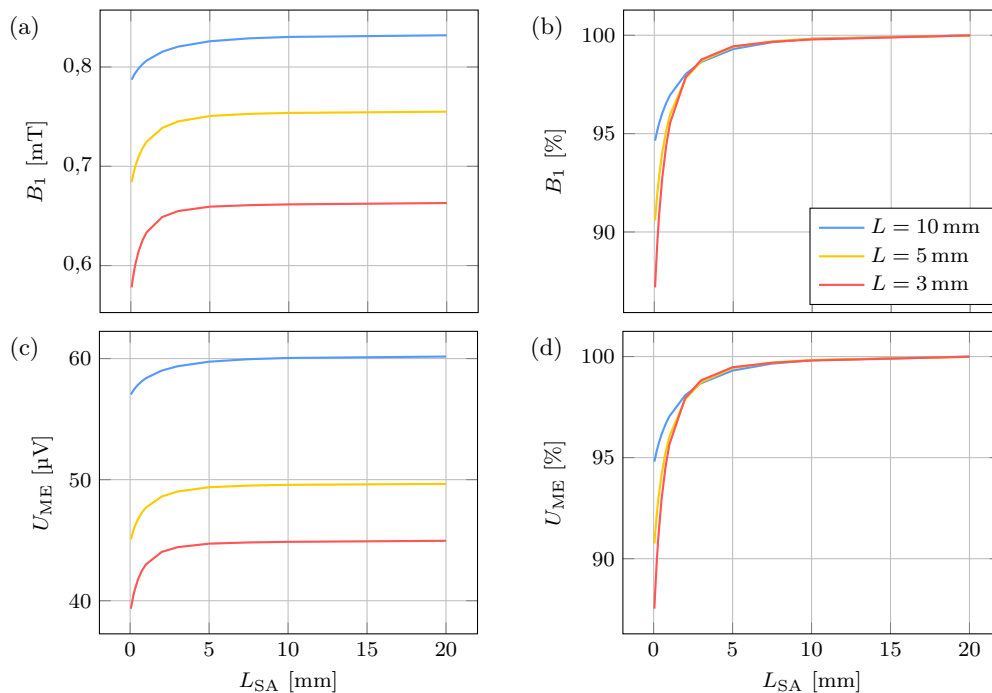


Abbildung 6.24: Absolute Änderung der x-Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) des mittleren von drei nebeneinander angeordneten ME-Sensoren sowie dessen relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) in Bezug auf einen einzelnen ME-Sensor als Funktion des Sensorabstands  $L_{SA}$  bei statischer Anregung.

Werden die ME-Sensoren, wie in Abb. 6.23 (b) schematisch dargestellt, übereinander angeordnet ist das Verhalten der mittleren magnetischen Flussdichte und der ME-Spannung ähnlich wie bei den nebeneinander angeordneten ME-Sensoren. Die über das MS-Volumen gemittelte x-Komponente der magnetischen Flussdichte  $B_1$  und die resultierende ME-Spannung  $U_{ME}$  des mittleren ME-Sensors sind in Abb. 6.25 (a) und (c), in Abhängigkeit des Sensorabstands zum oberen und unteren ME-Sensoren, dargestellt. Im Vergleich zu den nebeneinander angeordneten ME-Sensoren ist allerdings der maximale Fehler mit 20 % bei der relativen x-Komponente der magnetischen Flussdichte und der relativen ME-Spannung erheblich größer. Diese sind bezogen auf einen einzelnen ME-Sensor und in Abhängigkeit des Sensorabstands in Abb. 6.25 (b) und (d) dargestellt. Während bei den 3 mm und

5 mm langen ME-Sensoren der relative Fehler von 0,16 % bzw. 0,42 % unter einem Prozent ist, liegt dieser bei 10 mm langen ME-Sensoren mit 1,09 % etwas darüber. Bei übereinander angeordneten ME-Sensoren ist der gegenseitige Einfluss stärker von der Sensorlänge abhängig als bei nebeneinander angeordneten ME-Sensoren.

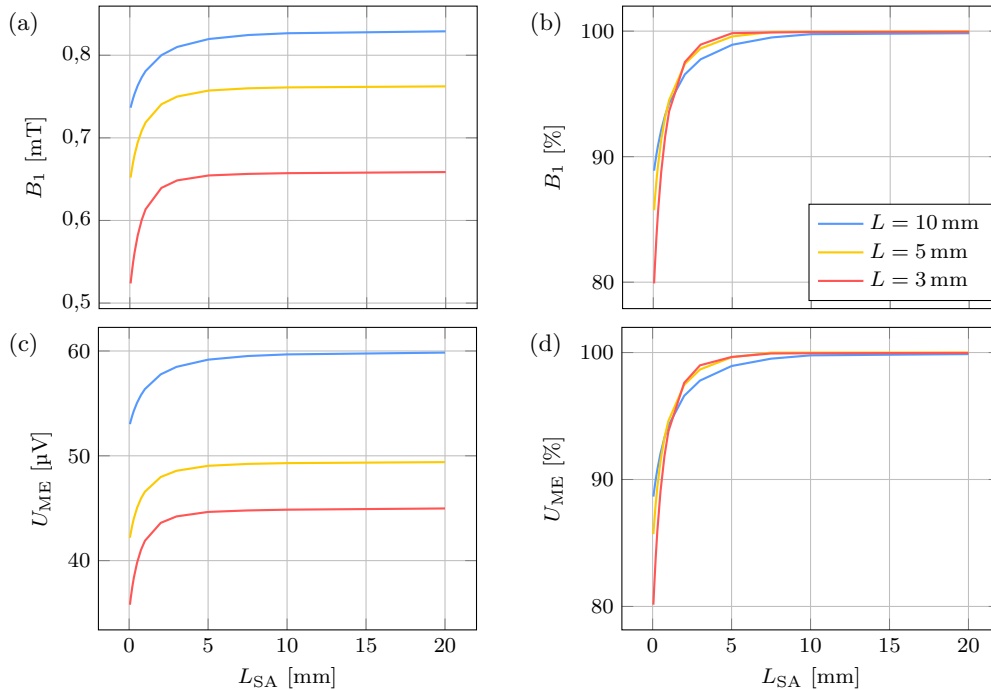


Abbildung 6.25: Absolute Änderung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) des mittleren von drei übereinander angeordneten ME-Sensoren sowie dessen relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) in Bezug auf einen einzelnen ME-Sensor als Funktion des Sensorabstands  $L_{SA}$  bei statischer Anregung.

Bei hintereinander angeordneten ME-Sensoren, wie in Abb. 6.23 (b) schematisch dargestellt, ändert sich das Verhalten bzgl. des Sensorabstandes erheblich. Die dazugehörige und über das MS-Volumen gemittelte  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte  $B_1$  und die resultierende ME-Spannung  $U_{ME}$  des mittleren ME-Sensors sind in Abb. 6.26 (a) und (c), in Abhängigkeit des Sensorabstands zum vorderen und hinteren ME-Sensoren, dargestellt. Bei geringen Sensorabständen ist die mittlere magnetische Flussdichte und damit auch die resultierende ME-Spannung höher im Vergleich zu einem einzelnen ME-Sensor. Bei geringen Sensorabständen wirkt sich die Anordnung positiv auf den Demagnetisierungsfaktor aus. Mit zunehmendem Sensorabstand lässt dieser Effekt jedoch nach und die Sensoren entziehen sich die magnetische Flussdichte gegenseitig. Dies ist an der relativen  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte und der relativen ME-Spannung, bezogen auf einen einzelnen ME-Sensor in Abb. 6.24 (b) und (d), ebenfalls in Abhängigkeit des Sensorabstands, zu erkennen. Bei 10 mm langen ME-Sensoren ist dieser Effekt jedoch aufgrund des besseren Formfaktors geringer, im Vergleich zu den kürzeren ME-Sensoren.

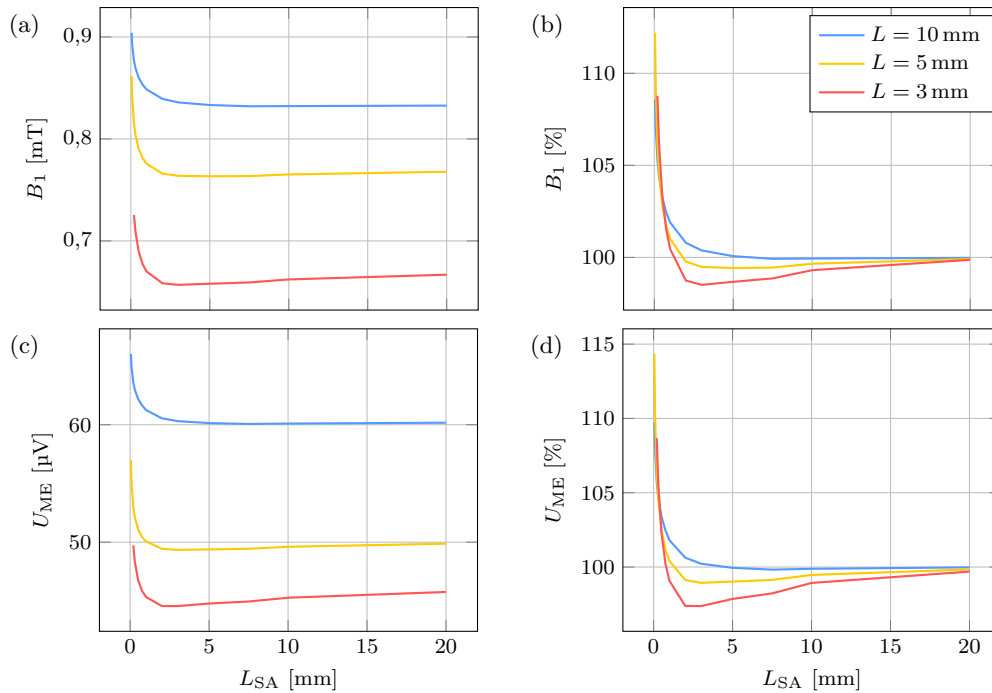


Abbildung 6.26: Absolute Änderung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) des mittleren von drei hintereinander angeordneten ME-Sensoren sowie dessen relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) in Bezug auf einen einzelnen ME-Sensor als Funktion des Sensorabstands  $L_{SA}$  bei statischer Anregung.

### 6.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde zusammenfassend gezeigt, dass mit Hilfe der FEM-Formulierungen ME-Sensorgeometrien, sowohl mit mechanischen als auch magnetischen Flusskonzentratoren, berechnet werden können und in beiden Fällen Potential zur Verbesserung der ME-Spannung von ME-Sensoren vorhanden ist.

Bei der Größe der MS-Schicht ist, bzgl. der Effekte durch die magnetische Flusskonzentration, die Sensorlänge bzw. die Länge der MS-Schicht entscheidend. Gerade wenn diese zusätzlich als optimierte Elektrode verwendet wird, sollte die MS-Schicht, el. isoliert durch einen möglichst kurzen Luftspalt, auch das frei schwingende Ende des ME-Sensors bedecken. Mit Hilfe von dreieckigen magnetischen Flusskonzentratoren lassen sich dabei die ME-Spannungen kurzer ME-Sensoren deutlich verbessern, während bei langen ME-Sensoren die magnetische Flusskonzentration bereits grundsätzlich sehr gut ist. Durch Variation von Größe, Höhe und relativen Permeabilität der Flusskonzentratoren lässt sich die ME-Spannung in jedem Fall nahezu verdoppeln, was beim Wechsel des Materials allerdings einen hohen prozesstechnischen Aufwand erfordert. In jedem Fall sollte der Luftspalt, wenn zwingend notwendig, zwischen magnetischen Flusskonzentratoren und ME-Sensoren, so klein wie möglich gewählt werden. Die gegenseitige Beeinflussung von neben- und übereinander angeordneten ME-Sensoren ist mit bis zu 20 % geringeren ME-Spannungen, bezogen auf einen einzelnen ME-Sensor, teilweise erheblich, wenn der Sensorabstand zu gering

---

ist. Mit Sensorabständen größer der doppelten Sensorbreite lässt sich dies jedoch bereits erheblich reduzieren. Durch mechanische Flusskonzentratoren, in Form von trapez- oder keilförmigen Substraten, kann die ME-Spannung ebenfalls um bis zu 80 % erhöht werden ohne dass die Elektrodenfläche signifikant verkleinert wird, da durch die Substratformen das elektrische Potential gleichmäßig über den ME-Sensor verteilt wird. Durch Einkerbung des Substrates mit angepasster Elektrode lässt sich der ME-Koeffizient sogar annähernd verzehnfachen. Zur Modellierung wurden dabei experimentell ermittelte Q-Faktoren verwendet. Durch die Berechnung von deren einzelnen Verlustmechanismen ließe sich das Verhalten strukturierter ME-Sensoren noch besser bewerten.



---

## Kapitel 7

# Gesamtsystemvariation

---

### Übersicht

*Im folgenden Kapitel werden möglichst viele der vorangegangenen Variationen in einer Simulation kombiniert. Damit soll untersucht werden, ob die Kombination der bisherigen Ergebnisse zu derselben optimalen ME-Sensorgeometrie führt oder sich die einzelnen Parameter noch gegenseitig beeinflussen. Dazu werden die Kombinationen unterschiedlicher Sensorbreiten, Elektrodenlängen, MS- und PE-Schichtdicken eines ME-Sensors in 3D mit externen Feldern berechnet. Aufgrund des hohen Rechenaufwands wird exemplarisch ein ME-Sensor mit einem Substrat fester Länge und Dicke zwischen MS- und PE-Schicht verwendet. Die Ergebnisse AlN und PZT basierter ME-Sensoren werden abschließend mit den Ergebnissen aus der Schichtfolgevariation, dem Elektrodendesign und den magnetischen Konzentratoren verglichen.*

## 7.1 ME-Sensorgeometrie und Simulationsrandbedingungen

Bei den Untersuchungen der Schichtfolgen in Kapitel 4, des Elektrodendesigns in Kapitel 5 und dem Einfluss mechanischen und magnetischen Konzentratoren in Kapitel 6 wurden i. d. R. maximal zwei Parameter gleichzeitig variiert, um deren Einfluss zu zeigen und möglichst gute Werte bzgl. ME-Koeffizient oder Detektionslimit zu erzielen. Im folgenden Kapitel soll untersucht werden, ob sich diese Ergebnisse unabhängig voneinander miteinander kombinieren lassen, indem bei einer komplexeren Simulation mit mehr als zwei Parametern möglichst viel Variationsmöglichkeiten berechnet werden. Dazu wird die schematisch in Abb. 7.1 dargestellte ME-Sensorgeometrie mit der Schichtfolge MS-SUB-PE in dem 3D-ME-Sensormodell mit externen Feldern aus Kapitel 3.3 umgesetzt. Das Umgebungsvolumen ist 60 mm lang und mit 30 mm genauso hoch wie breit. Um den Rechenaufwand gering zu halten, werden die Dicke des Substrats aus Silizium und dessen Gesamtlänge mit Werten von  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$  und  $L = 10 \text{ mm}$  als konstant gewählt. Die Schichtdicken der PE-Schicht  $d_{\text{PE}}$  und der MS-Schicht  $d_{\text{MS}}$  werden jeweils von  $0,33 \mu\text{m}$  bis  $2,31 \mu\text{m}$ , die Sensorbreite  $B$  von  $0,33 \text{ mm}$  bis  $2,97 \text{ mm}$  und die Länge der flächigen Elektrode  $L_{\text{EL}}$  von  $1 \text{ mm}$  bis  $10 \text{ mm}$  variiert. Als PE-Material wird sowohl AlN als auch PZT untersucht, w hingegen als MS-Material ausschließlich Metglas genutzt wird.

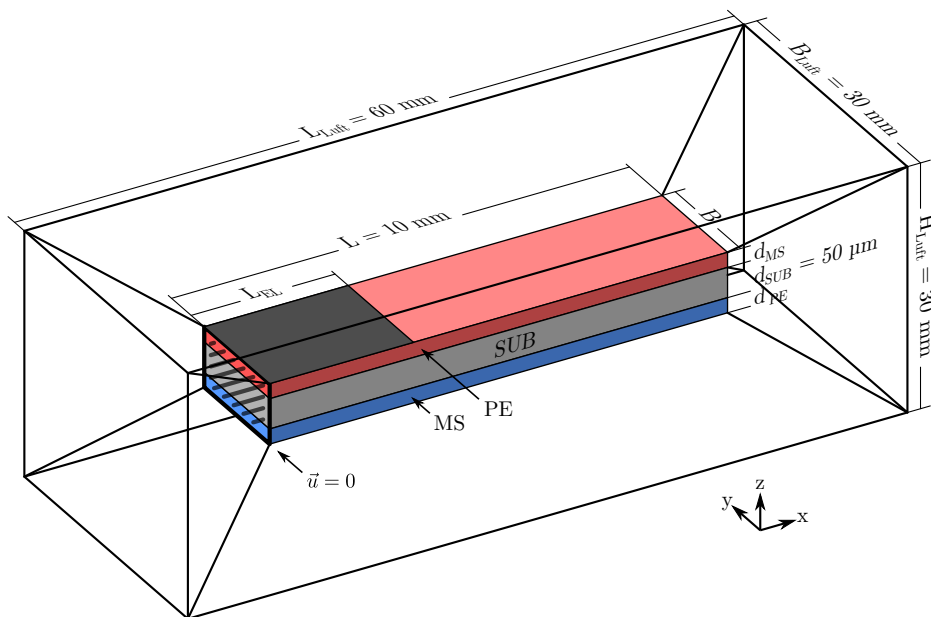


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der ME Sensorgeometrie der Schichtfolge MS-SUB-PE zur Systemoptimierung.

## 7.2 Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten

Die resultierenden ME-Koeffizienten im resonanten Betrieb und normiert auf  $Q = 1$  sind mit AlN als PE-Material sowie Spannungsverstärker in Abb. 7.2 (a)-(c) und mit Ladungsverstärker in Abb. 7.2 (d)-(f) dargestellt. Unter Verwendung des Spannungsverstärkers



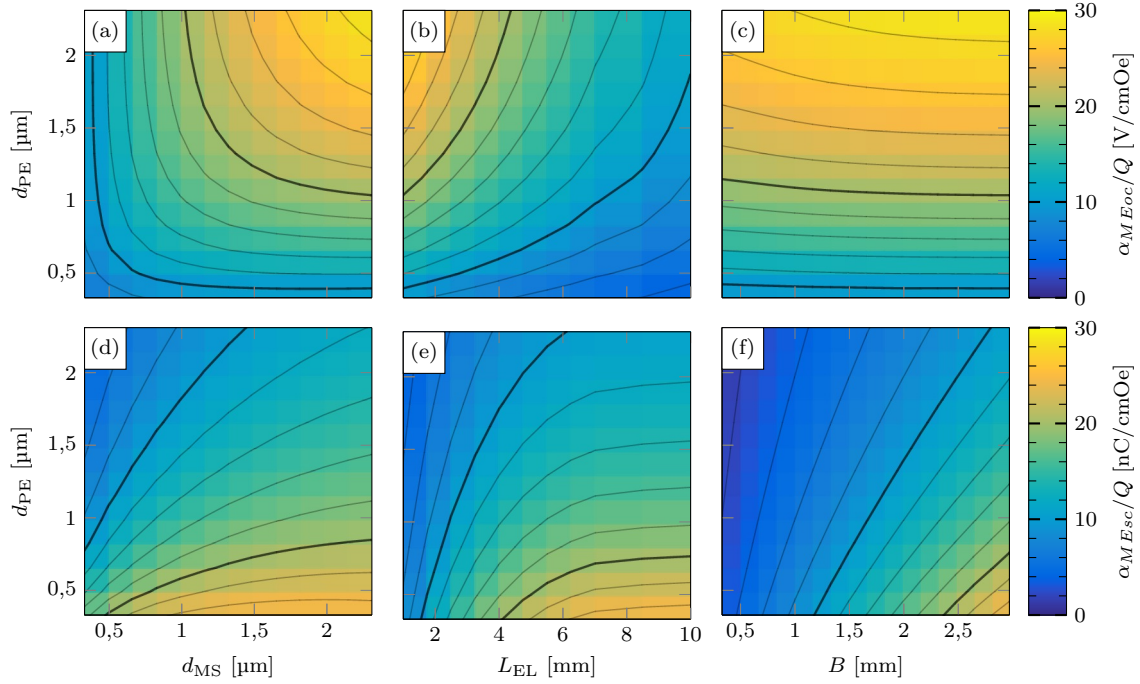


Abbildung 7.2: Leerlauf-ME-Koeffizienten (a)-(c) und Kurzschluss-ME-Koeffizienten (d)-(f) im jeweiligen Maximum als Funktion der PE-Schichtdicke mit der MS-Schichtdicke (a) und (d), der Elektrodenlänge (b) und (e) sowie der Sensorbreite (c) und (f) im resonanten Betrieb ( $Q = 1$ ) die Schichtfolge MS-SUB-PE (MG-Si-AlN) mit  $L = 10$  mm und  $d_{\text{SUB}} = 50$   $\mu\text{m}$ .

wird der maximale Leerlauf-ME-Koeffizient von  $\alpha_{\text{MEoc}} = 28,9$  V/cmOe mit den Parametern  $d_{\text{PE}} = 2,31$   $\mu\text{m}$ ,  $d_{\text{MS}} = 2,31$   $\mu\text{m}$ ,  $L_{\text{EL}} = 1,0$  mm und  $B = 2,97$  mm erreicht. Mit angeschlossenem Ladungsverstärker liegt der maximale Kurzschluss-ME-Koeffizient von  $\alpha_{\text{MEsc}} = 25,5$  nC/cmOe bei einer Sensorgeometrie mit den Parametern  $d_{\text{PE}} = 0,33$   $\mu\text{m}$ ,  $d_{\text{MS}} = 1,65$   $\mu\text{m}$ ,  $L_{\text{EL}} = 10,0$  mm und  $L_2 = 2,97$  mm. Für dieses Maximum ist der ME-Koeffizient in Abb. 7.2 (a) und (d) für die beiden unterschiedlichen Verstärker, jeweils als Funktion der PE- und MS-Schichtdicke, dargestellt, wobei das Verhalten klar dem bei Variation der Schichtfolgen im resonanten Betrieb in Kapitel 4.3 entspricht. Im Leerlauf-Betrieb werden höchste ME-Koeffizienten bei maximaler PE- und MS-Schichtdicke erreicht, wohingegen im Kurzschlussbetrieb eine möglichst geringe PE-Schichtdicke zu hohen Effekten führt. Auch die ME-Koeffizienten in Abhängigkeit der Länge der flächigen Elektrode in Abb. 7.2 (b) und (e) verhalten sich wie bereits in Kapitel 5.1.1 beschrieben. Für den Leerlauf-ME-Koeffizienten ist eine kurze Elektrode aufgrund des höheren elektrischen Potentials von Vorteil, wohingegen durch die Anzahl der elektrischen Ladungen eine möglichst lange Elektrode zu hohen Kurzschluss-ME-Koeffizienten führt. Da das el. Potential in Richtung der Sensorbreite weitgehend invariant ist, ändert sich der Leerlauf-ME-Koeffizient nur marginal, da auch die Breite auf den Demagnetisierungsfaktor wie in Kapitel 6.2.2 (c) kaum Einfluss hat. Die etwas niedrigeren Leerlauf-ME-Koeffizienten bei geringer Sensorbreite resultieren aus Randeffekten aufgrund der extrem kurzen Elektrode von 1 mm. Im entsprechenden Kurzschluss-Betrieb in Abb. 7.2 (f) ergeben sich maxima-

le Werte bei verschwindender PE-Sicht und großen Sensorbreiten aufgrund der höheren Fläche und damit einhergehenden elektrischen Ladungen.

### 7.3 Detektionslimit

In Abb. 7.3 ist das entsprechende Detektionslimit zu den zuvor berechneten ME-Koeffizienten mit Spannungsverstärker in Abb. 7.3 (a)-(c) und Ladungsverstärker in Abb. 7.3 (d)-(e) dargestellt. Mit  $Q = 100$  und  $G_{oc} = G_{sc} = 10$  ergibt sich das beste Detektionslimit mit Spannungsverstärker von  $LOD_{oc} = 0,9 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  und mit Ladungsverstärker von  $LOD_{sc} = 0,6 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Auch hier sind die ME-Sensoren mit Ladungsverstärker wieder etwas empfindlicher im Vergleich zum Spannungsverstärker. In beiden Fällen sind PE-

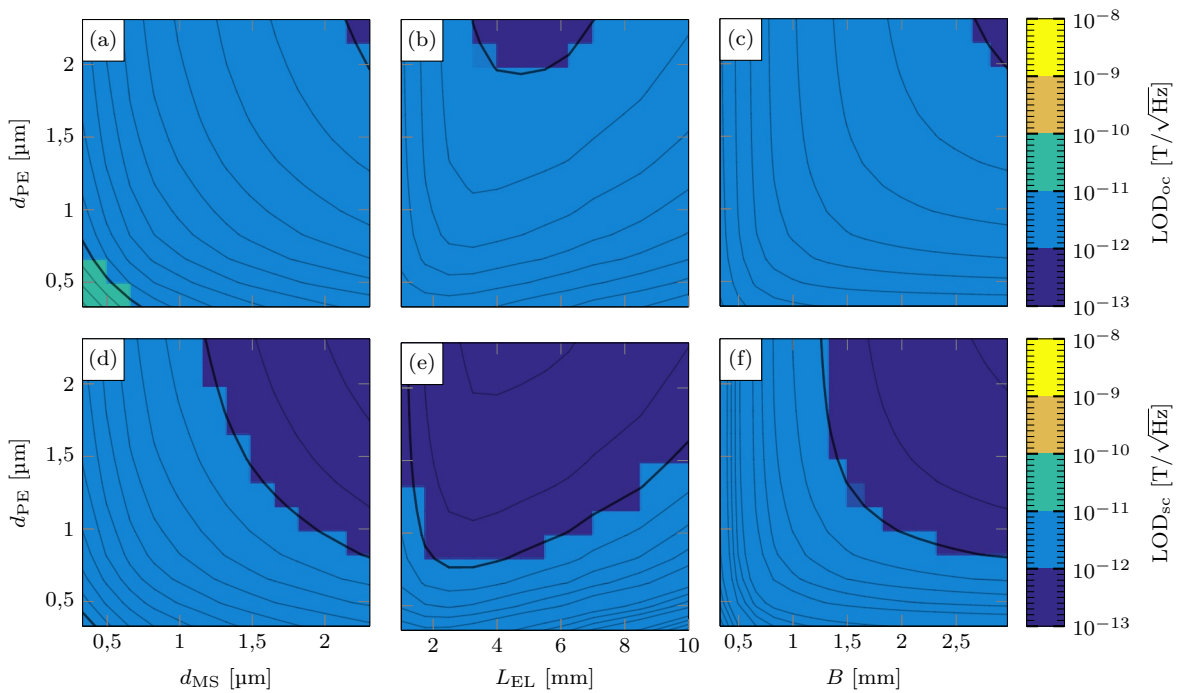


Abbildung 7.3: Detektionslimit mit Spannungsverstärker (a)-(c) und Ladungsverstärker (d)-(f) im jeweiligen Minimum als Funktion der PE-Schichtdicke mit der MS-Schichtdicke (a) und (d), der Elektrodenlänge (b) und (e) sowie der Sensorbreite (c) und (f) im resonanten Betrieb ( $Q = 100$ ) für die Schichtfolge MS-SUB-PE (MG-Si-AlN) mit  $L = 10 \text{ mm}$ ,  $d_{SUB} = 50 \mu\text{m}$ ,  $G_{oc} = G_{sc} = 10$ .

und MS-Schichtdicke sowie Sensorbreite mit  $d_{PE} = d_{MS} = 2,31 \mu\text{m}$  und  $B = 2,97 \text{ mm}$  bzgl. der bestmöglichen Empfindlichkeit identisch. Lediglich die Elektrodenlängen unterscheiden sich im Falle des Spannungsverstärkers mit  $L_{EL} = 5,5 \text{ mm}$  und im Falle des Ladungsverstärkers mit  $L_{EL} = 4,0 \text{ mm}$ . Bei Variation der PE- und MS-Schichtdicke in Abb. 7.3 (a) und (d) fällt auf, dass zwar grundsätzlich das Verhalten des Detektionslimits mit dem in Kapitel 4.4.6 bei absoluter Variation der Schichtdicken übereinstimmt, aber die Empfindlichkeit bereits bei erheblich dünneren PE- und MS-Schichtdicken im pT-Bereich liegt. Dies gilt auch bei Variation von PE-Schichtdicke und Elektrodenlänge in Abb. 7.3 (b) und (e), wobei zusätzlich die optimalen Elektrodenlängen deutlich geringer

sind, im Vergleich zu den entsprechenden Ergebnissen aus Kapitel 5.1.4. Zum Vergleich ergibt sich dort unter Verwendung eines Spannungsverstärkers in Abb. 5.7 (e) ein Detektionslimit von  $2,2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei einer PE-Schichtdicke von  $\sim 2,3 \mu\text{m}$  und einer Elektrodenlänge von  $L_{\text{EL}} = 7,0 \text{ mm}$ . Mit Ladungsverstärker in Abb. 5.8 (e) ist das Detektionslimit von  $1,2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ , genau wie die Elektrodenlänge von  $L_{\text{EL}} = 6,25 \text{ mm}$ , etwas geringer. Der Grund für diesen Unterschied liegt in der Sensorbreite. Die höhere Sensorbreite von bis zu  $3 \text{ mm}$  in Abb. 7.3 (c) und (f) wirkt sich durch die zusätzliche Fläche und damit geringerer Rauschspannungsdichte am Verstärkerausgang auf das Detektionslimit aus. Dadurch kann jedoch in einem gewissen Rahmen die Elektrodenlänge ohne negative Auswirkungen auf die Rauschspannungsdichte verkürzt werden. Dies führt gleichzeitig zu einer höheren ME-Spannung am Verstärkerausgang und somit ändern sich die Parameter bzgl. der optimalen Elektrodenlänge.

## 7.4 Zusammenfassung

Durch systematische Berechnung aller Kombinationen bei Variation der PE- und MS-Schichtdicke sowie der Elektrodenlänge und Sensorbreite wurde gezeigt, dass sich die Parameter teilweise stark gegenseitig beeinflussen bzw. zusammenhängen. Dadurch lassen sich z. B. die Ergebnisse des Detektionslimits bzgl. der Elektrodenlänge in Kapitel 5.1 nicht ohne weiteres auf ME-Sensoren mit verschiedenen Randbedingungen, wie einer anderen Sensorbreite, anwenden. Für den zuvor definierten Parameterraum sind neben den bereits gezeigten Parametern AlN-basierter ME-Sensoren auch die Maxima bzgl. Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten und Minima bzgl. des Detektionslimits für PZT-basierte ME-Sensoren in Tab. 7.1 dargestellt. Diese zeigen wieder eine deutlich kürzere optimale

	AlN	PZT
$\alpha_{\text{MEoc}}/Q$ [V/cmOe]	28.9 (2.31 / 2.31 / 1.0 / 2.97) *	2.3 (2.31 / 2.31 / 1.0 / 2.97) *
$\alpha_{\text{MEsc}}/Q$ [nC/cmOe]	25.5 (0.31 / 1.65 / 10.0 / 2.97) *	378.8 (0.33 / 1.65 / 10.0 / 2.97) *
$\text{LOD}_{\text{oc}}$ [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	0.9 (2.31 / 2.31 / 5.5 / 2.97) *	5.4 (2.31 / 2.31 / 1.0 / 2.97) *
$\text{LOD}_{\text{sc}}$ [pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]	0.6 (2.31 / 2.31 / 4.0 / 2.97) *	3.2 (2.31 / 2.31 / 1.0 / 2.97) *

\*: ( $d_{\text{PE}}$  [ $\mu\text{m}$ ] /  $d_{\text{MS}}$  [ $\mu\text{m}$ ] /  $L_{\text{EL}}$  [mm] /  $L_2$  [mm])

Tabelle 7.1: Maximale Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten sowie minimale Detektionslimits mit Spannungs- und Ladungsverstärker für ME-Sensoren der Schichtfolge MS-SUB-PE mit  $L = 10 \text{ mm}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$ ,  $Q = 100$ ,  $G_{\text{oc}} = G_{\text{sc}} = 10$ .

Elektrodenlänge bzgl. des Detektionslimits und eine insgesamt geringere Empfindlichkeit, im direkten Vergleich zu AlN-basierten ME-Sensoren. Aufgrund des hohen Rechenaufwands wurden die Sensorlänge und die Substratdicke nicht variiert, obwohl gerade die Sensorlänge durch die starke Längenabhängigkeit des Demagnetisierungsfaktors in Kapi-

tel 6.2.2 die Parameter stark beeinflussen könnte. Allerdings beeinflussen beide Parameter auch die Resonanzfrequenz erheblich, weshalb ein konstanter Q-Faktor, wie in Kapitel 6.1.3 gezeigt, nur bedingt anwendbar ist. Dessen geometrie- und materialabhängige Berechnung ist zwingend notwendig für eine abschließende Gesamtsystemoptimierung.

---

## Kapitel 8

# Fazit und Ausblick

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurden FEM-Formulierungen zur Modellierung von statisch und resonant betriebenen Zweischicht-ME-Sensoren entwickelt. Einerseits wurden schnelle und effiziente 2D-FEM Formulierungen zur systematischen Parameter- und Materialvariation von ME-Sensorgeometrien und Verifikation bestehender analytischer Modelle umgesetzt und andererseits, sowohl mit 2D- als auch 3D-FEM-Formulierungen, das komplexe Verhalten von strukturierten ME-Sensorgeometrien in Form von mechanischen und magnetischen Konzentratoren untersucht. In Kapitel 3 wurden die ME-Sensormodelle beschrieben, verifiziert und in Kapitel 4 genutzt, um den Einfluss der Schichtfolgen und Materialien auf die statischen und resonanten ME-Koeffizienten und das Detektionslimit mit Spannungs- und Ladungsverstärker zu berechnen. Während in Kapitel 5 flächige und ID-Elektroden betrachtet wurden, beschäftigte sich Kapitel 6 mit den Einsatzmöglichkeiten mechanischer sowie magnetischer Konzentratoren. Abschließend wurde in Kapitel 7 untersucht, ob die Kombination einzelner Geometrievariationen auf dasselbe Ergebnis einer Gesamtvariation, mit möglichst vielen Geometrieparametern, hinausläuft. Im Folgenden wird abschließend ein Fazit und ein Ausblick für die Gesamtarbeit gegeben.

Durch die Erweiterung der FEM-Formulierung von *Blackburn et al.* [69] um die Sensorumgebung konnten die magnetischen Auswirkungen der Sensorgeometrie, gekoppelt mit dem ME-Verhalten, simuliert werden. Bei Geometrien mit geringem Demagnetisierungsfaktor konnte gezeigt werden, dass, bis auf Randeffekte, beide FEM-Formulierungen dasselbe Verhalten zeigen. Bei den entwickelten 2D-FEM-Formulierungen wurde gezeigt, dass ein ebener Spannungszustand ( $\mathbf{T}_{12} = \mathbf{T}_{22} = \mathbf{T}_{32} = 0$ ) als 2D-Randbedingung, das Verhalten einseitig geklemmter Zweischicht-ME-Sensoren deutlich besser abbildet als ein ebener Verzerrungszustand ( $\mathbf{S}_{12} = \mathbf{S}_{22} = \mathbf{S}_{32} = 0$ ). Während die Ergebnisse extrem schmaler ME-Sensoren exakt übereinstimmen, gibt es eine maximale Abweichung von  $\sim 15\%$  bzgl. des el. Potentials zwischen 2D- und 3D-Simulationen bei praktisch relevanten Sensorbreiten. Bei kurzen ME-Sensoren ( $L < 10$  mm) mit gleichzeitig dicker MS-Schicht ( $d_{\text{MS}} = 5$   $\mu\text{m}$ ) steigt dieser Fehler, im Falle der Berücksichtigung der Sensorumgebung, auf bis zu  $\sim 45\%$  an. Bei praktisch relevanten Sensordimensionen mit großen Aspektverhältnissen aufgrund großer Sensorlängen und geringer Schichtdicken, ist die Reduzierung der Rechenzeit, gerade bei der zusätzlichen Randbedingung einer ideal leitfähigen MS-Schicht, signifikant und machte eine systematische Parameter- und Materialvariation von Zweischicht-ME-Sensorgeometrien mit FEM-Modellen erst möglich. Mit Hilfe einer Fano-Funktion lässt sich durch wenige FEM-Simulationen das resonante ME-Sensorverhalten für beliebige Q-Faktoren berechnen und die Empfindlichkeit des Systems von ME-Sensor mit Spannungs- oder Ladungsverstärker wurde durch Kombination mit entsprechenden Rauschmodellen berechnet.

Durch Variation der Geometrieparameter konnte gezeigt werden, dass bzgl. der maximalen ME-Koeffizienten bei konstantem Q-Faktor grundsätzlich dünne Substrate ( $d_{\text{SUB}} < 20$   $\mu\text{m}$ ) notwendig sind. Sowohl im statischen als auch im resonanten Betrieb hängt die optimale Substratdicke bzgl. der ME-Koeffizienten, neben der Materialkombination sowie PE- und MS-Schichtdicke, auch von der Schichtfolge ab, wobei es bei extrem dünnen Substraten zur Auslöschung der ME-Koeffizienten durch die Lage der neutralen Ebene in einer der aktiven Schichten kommen kann. Während höchste ME-Koeffizienten im Leerlauf

---

Betrieb mit AlN als PE-Material erzielt werden, sind diese im Kurzschluss-Betrieb aufgrund der höheren Permittivität mit PZT als PE-Material zu erreichen. AlN-basierte ME-Sensoren liefern neben den höchsten Spannungen am Verstärkerausgang, zusammen mit einem Ladungsverstärker, auch die beste Empfindlichkeit. Dabei haben PZT-basierte ME-Sensoren mindestens eine viermal schlechtere Empfindlichkeit. Aufgrund der deutlich höheren piezomagnetischen Koeffizienten sind ME-Sensoren mit Metglas deutlich empfindlicher als ME-Sensoren mit Terfenol-D als MS-Material. Grundsätzlich verschieben sich optimaler PE-Anteil und Substratdicke bzgl. ME-Koeffizienten und Detektionslimit deutlich zu etwas dickeren Substraten. Insgesamt zeigen ME-Sensoren mit Ladungsverstärker eine etwas bessere Empfindlichkeit aufgrund der rauschempfindlichen Zuleitung des Spannungsverstärkers. Im Vergleich mit äquivalenten Ergebnissen analytischer Modelle, unterscheiden sich die statischen ME-Koeffizienten der 2D-FEM-Formulierungen im Leerlauf-Betrieb um max.  $-4\%$  und im Kurzschluss-Betrieb von  $-16\%$  bis  $7\%$ . Im Falle resonanter ME-Koeffizienten sind die Unterschiede mit  $+30\%$  im Leerlauf-Betrieb und  $20\%$  bis  $60\%$  im Kurzschluss-Betrieb etwas höher. Insgesamt stimmen die Ergebnisse bzgl. ME-Sensorverhaltens zwischen den unterschiedlichen Materialsystemen und Schichtfolgen der unterschiedlichen Modellierungsansätze jedoch ziemlich gut überein.

Weiterhin konnte gezeigt werden, dass bei flächigen Elektroden bzgl. der Empfindlichkeit durch deutlich kürzere Elektrodenlängen von  $L_{EL} < 4\text{ mm}$ , im Vergleich zur Gesamtsensorlänge von  $L = 10\text{ mm}$ , gerade bei PZT-basierten ME-Sensoren, zu einer deutlichen Verbesserung führt. Das Detektionslimit kann dabei, unabhängig von der Substratdicke, mindestens halbiert werden, wohingegen dies bei AlN-basierten ME-Sensoren höchstens bei dicken Substraten von  $d_{SUB} = 300\text{ }\mu\text{m}$  gelingt. Bei dünnen Substraten AlN-basierter ME-Sensoren hat die absolute PE-Schichtdicke erheblichen Einfluss und darf, im Gegensatz zu PZT-basierten ME-Sensoren, nicht zu dick sein. Die Empfindlichkeit PZT-basierter ME-Sensoren lässt sich durch ID-Elektroden noch weiter verbessern. Dazu wurden die lokalen Materialparameter durch den Polungsprozess bei unterschiedlichen Fingerabständen und Elektrodenlängen berechnet und in den FEM-Formulierungen verwendet. Dabei erreichen PZT-basierte ME-Sensoren, bei einem Fingerabstand von  $d_{FA} = 50\text{ }\mu\text{m}$  und maximaler Elektrodenlänge in der Schichtfolge MS-SUB-PE, ähnliche Empfindlichkeiten, wie die  $10\text{ mm}$  langen AlN-basierten ME-Sensoren.

Die ME-Spannung und damit u. U. auch die Empfindlichkeit von ME-Sensoren kann ebenfalls durch mechanische Konzentratoren erhöht werden. Dazu wurde mit Hilfe der 3D-FEM-Formulierungen gezeigt, dass trapezförmige ME-Sensoren oder ME-Sensoren mit keilförmigen Substraten das induzierte elektrische Potential im resonanten Betrieb erheblich gleichmäßiger verteilen. Im Falle flächiger leitfähiger Elektroden auf der gesamten ME-Sensorfläche ergibt sich dadurch eine bis zu  $80\%$  höhere ME-Spannung. Unter Verwendung der 3D-FEM-Formulierung mit externen Feldern wurde gezeigt, dass lange ME-Sensoren mit hochpermeablen MS-Materialien, wie Metglas, einen geringen Demagnetisierungsfaktor haben, bzw. magnetisch gute Flusskonzentratoren sind. Durch zusätzliche und verhältnismäßig kleine magnetische Flusskonzentratoren bei kurzen ME-Sensoren mit relativ hohen Demagnetisierungsfaktoren lässt sich das induzierte elektrische Potential erheblich verbessern, wobei ein Luftspalt zwischen Sensor und Flusskonzentrator grundsätzlich mög-

lichst klein sein sollte. Wenn möglich, kann der Flusskonzentrator deutlich dicker sein als die MS-Schicht des ME-Sensors, Materialien mit einer extrem hohen relativen Permeabilität bringen jedoch nur eine geringe Verbesserung.

Abschließend wurde unter Verwendung der 3D-FEM-Formulierung, unter Berücksichtigung externer Felder, durch gleichzeitige Variation mehrere Geometrieparameter gezeigt, dass nicht alle Parameter unabhängig voneinander sind und gerade beim Rauschverhalten der Verstärker sehr komplex miteinander interagieren. Eine optimale Elektrodenlänge hängt, bzgl. der elektrischen Eigenschaften, einerseits neben der PE-Schichtdicke, hauptsächlich von der Sensorbreite und der Sensorlänge ab. Andererseits limitiert die Sensorlänge die Länge der MS-Schicht und beeinflusst damit den Demagnetisierungsfaktor, bzw. die magnetischen Eigenschaften, bei der Anregung erheblich. Dadurch variiert darüber hinaus auch die resultierende Resonanzfrequenz, welche wiederum die Q-Faktoren und damit die induzierten resonante ME-Spannungen beeinflusst. Durch den Vergleich von Simulationsergebnissen und gemessenen resonanten ME-Koeffizienten strukturierter ME-Sensoren mit eingekerbten Substraten konnte gezeigt werden, dass neben den ME-Koeffizienten auch die Q-Faktoren stark von der Geometrie abhängen. Durch die Berechnung von geometrie- und materialabhängigen Q-Faktoren bzw. deren einzelne Verlustmechanismen, zusätzlich zum ME-Sensor- und Rauschverhalten, ließe sich zukünftig die Empfindlichkeit von ME-Sensoren durch optimierte Schichtdicken und Elektroden in Abhängigkeit der Materialkombination erheblich verbessern. Auch die Einführung feldabhängiger Materialparameter wäre sinnvoll, um die bestehenden und verifizierten ME-Sensormodelle mit vergleichsweise geringem Aufwand zur Modellierung verwandter Sensorkonzepte wie dem  $\Delta E$ -Effekt-Sensor zu nutzen.



---

## Anhang A

# Herleitungen und mathematische Grundlagen

### A.1 Umrechnung piezoelektrischer Koeffizienten

Im Folgenden ist die Umrechnung der piezoelektrischen Koeffizienten gezeigt, wenn diese nicht in der gewünschten Form vorliegen. Durch entsprechende Umstellung der jeweiligen piezoelektrischen Materialgesetze Gl. (2.16a), Gl. (2.16b), Gl. (2.16c) und Gl. (2.16d) ergeben sich die folgenden Zusammenhänge. Die piezoelektrischen Koeffizienten mit der mechanischen Spannung und der elektrischen Feldstärke als unabhängige Variablen berechnen sich nach

$$\begin{aligned} s^E &= s^D + \mathbf{g}^t \boldsymbol{\beta}^{-T} \mathbf{g} = \mathbf{c}^{-E} = \mathbf{c}^{-D} + \mathbf{c}^{-D} \mathbf{h}^t (\boldsymbol{\beta}^S - \mathbf{h} \mathbf{c}^{-D} \mathbf{h}^t)^{-1} \mathbf{h} \mathbf{c}^{-D}, \\ \mathbf{d} &= \boldsymbol{\beta}^{-T} \mathbf{g} = \mathbf{c}^{-E} \mathbf{e}^t = (\boldsymbol{\beta}^S - \mathbf{h} \mathbf{c}^{-D} \mathbf{h}^t)^{-1} \mathbf{h} \mathbf{c}^{-D}, \\ \boldsymbol{\varepsilon}^T &= \boldsymbol{\beta}^{-T} = \boldsymbol{\varepsilon}^S + \mathbf{e} \mathbf{c}^{-E} \mathbf{e}^t = (\boldsymbol{\beta}^S - \mathbf{h} \mathbf{c}^{-D} \mathbf{h}^t)^{-1}. \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Die piezoelektrischen Koeffizienten mit der Verzerrung und der elektrischen Feldstärke als unabhängige Variablen berechnen sich nach

$$\begin{aligned} \mathbf{c}^E &= \mathbf{s}^{-E} = \mathbf{s}^{-D} - \mathbf{s}^{-D} \mathbf{g}^t (\boldsymbol{\beta}^T + \mathbf{g} \mathbf{s}^{-D} \mathbf{g}^t)^{-1} \mathbf{g} \mathbf{s}^{-D} = \mathbf{c}^D - \mathbf{h}^t \boldsymbol{\beta}^{-S} \mathbf{h}, \\ \mathbf{e} &= \mathbf{d} \mathbf{s}^{-E} = (\boldsymbol{\beta}^T + \mathbf{g} \mathbf{s}^{-D} \mathbf{g}^t)^{-1} \mathbf{g} \mathbf{s}^{-D} = \boldsymbol{\beta}^{-S} \mathbf{h}, \\ \boldsymbol{\varepsilon}^S &= \boldsymbol{\varepsilon}^T - \mathbf{d} \mathbf{s}^{-E} \mathbf{d}^t = (\boldsymbol{\beta}^T + \mathbf{g} \mathbf{s}^{-D} \mathbf{g}^t)^{-1} = \boldsymbol{\beta}^{-S}. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Die piezoelektrischen Koeffizienten mit der mechanischen Spannung und der elektrischen Flussdichte als unabhängige Variablen berechnen sich nach

$$\begin{aligned} \mathbf{s}^D &= \mathbf{s}^E - \mathbf{d}^t \boldsymbol{\varepsilon}^{-T} \mathbf{d} = \mathbf{c}^{-E} - \mathbf{c}^{-E} \mathbf{e}^t (\boldsymbol{\varepsilon}^S + \mathbf{e} \mathbf{c}^{-E} \mathbf{e}^t)^{-1} \mathbf{e} \mathbf{c}^{-E} = \mathbf{c}^{-D}, \\ \mathbf{g} &= \boldsymbol{\varepsilon}^{-T} \mathbf{d} = (\boldsymbol{\varepsilon}^S + \mathbf{e} \mathbf{c}^{-E} \mathbf{e}^t)^{-1} \mathbf{e} \mathbf{c}^{-E} = \mathbf{h} \mathbf{c}^{-D}, \\ \boldsymbol{\beta}^T &= \boldsymbol{\varepsilon}^{-T} = (\boldsymbol{\varepsilon}^S + \mathbf{e} \mathbf{c}^{-E} \mathbf{e}^t)^{-1} = \boldsymbol{\beta}^S + \mathbf{h} \mathbf{c}^{-D} \mathbf{h}^t. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Die piezoelektrischen Koeffizienten mit der Verzerrung und der elektrischen Flussdichte als unabhängige Variablen berechnen sich mit

$$\begin{aligned} \mathbf{c}^D &= \mathbf{s}^{-E} + \mathbf{s}^{-E} \mathbf{d}^t \left( \boldsymbol{\varepsilon}^T - \mathbf{d} \mathbf{s}^{-E} \mathbf{d}^t \right)^{-1} \mathbf{d} \mathbf{s}^{-E} = \mathbf{s}^{-D} = \mathbf{c}^E + \mathbf{e}^t \boldsymbol{\varepsilon}^{-S} \mathbf{e}, \\ \mathbf{h} &= \left( \boldsymbol{\varepsilon}^T - \mathbf{d} \mathbf{s}^{-E} \mathbf{d}^t \right)^{-1} \mathbf{d} \mathbf{s}^{-E} = \mathbf{g} \mathbf{s}^{-D} = \boldsymbol{\varepsilon}^{-S} \mathbf{e}, \\ \boldsymbol{\beta}^S &= \left( \boldsymbol{\varepsilon}^T - \mathbf{d} \mathbf{s}^{-E} \mathbf{d}^t \right)^{-1} = \boldsymbol{\beta}^T + \mathbf{g} \mathbf{s}^{-D} \mathbf{g}^t = \boldsymbol{\varepsilon}^{-S}. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

## A.2 Umrechnung piezomagnetischer Koeffizienten

Im Folgenden ist die Umrechnung der piezomagnetischen Koeffizienten gezeigt, wenn diese nicht in der gewünschten Form vorliegen. Durch entsprechende Umstellung der jeweiligen piezomagnetischen Materialgesetze Gl. (2.19a), Gl. (2.19b), Gl. (2.19c) und Gl. (2.19d) ergeben sich die folgenden Zusammenhänge. Die piezomagnetischen Koeffizienten mit der mechanischen Spannung und der magnetischen Feldstärke als unabhängige Variablen berechnen sich mit

$$\begin{aligned} \mathbf{s}^H &= \mathbf{s}^B + \mathbf{g}_m^t \boldsymbol{\gamma}^{-T} \mathbf{g}_m = \mathbf{c}^{-H} = \mathbf{c}^{-B} + \mathbf{c}^{-B} \mathbf{h}_m^t \left( \boldsymbol{\gamma}^S - \mathbf{h}_m \mathbf{c}^{-B} \mathbf{h}_m^t \right)^{-1} \mathbf{h}_m \mathbf{c}^{-B}, \\ \mathbf{d}_m &= \boldsymbol{\gamma}^{-T} \mathbf{g}_m = \mathbf{c}^{-H} \mathbf{e}_m^t = \left( \boldsymbol{\gamma}^S - \mathbf{h}_m \mathbf{c}^{-B} \mathbf{h}_m^t \right)^{-1} \mathbf{h}_m \mathbf{c}^{-B}, \\ \boldsymbol{\mu}^T &= \boldsymbol{\gamma}^{-T} = \boldsymbol{\mu}^S + \mathbf{e}_m \mathbf{c}^{-H} \mathbf{e}_m^t = \left( \boldsymbol{\gamma}^S - \mathbf{h}_m \mathbf{c}^{-B} \mathbf{h}_m^t \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Die piezoelektrischen Koeffizienten mit der Verzerrung und der magnetischen Feldstärke als unabhängige Variablen berechnen sich mit

$$\begin{aligned} \mathbf{c}^H &= \mathbf{s}^{-H} = \mathbf{s}^{-B} - \mathbf{s}^{-B} \mathbf{g}_m^t \left( \boldsymbol{\gamma}^T + \mathbf{g}_m \mathbf{s}^{-B} \mathbf{g}_m^t \right)^{-1} \mathbf{g}_m \mathbf{s}^{-B} = \mathbf{c}^B - \mathbf{h}_m^t \boldsymbol{\gamma}^{-S} \mathbf{h}_m, \\ \mathbf{e}_m &= \mathbf{d}_m \mathbf{s}^{-H} = \left( \boldsymbol{\gamma}^T + \mathbf{g}_m \mathbf{s}^{-B} \mathbf{g}_m^t \right)^{-1} \mathbf{g}_m \mathbf{s}^{-B} = \boldsymbol{\gamma}^{-S} \mathbf{h}_m, \\ \boldsymbol{\mu}^S &= \boldsymbol{\mu}^T - \mathbf{d}_m \mathbf{s}^{-H} \mathbf{d}_m^t = \left( \boldsymbol{\gamma}^T + \mathbf{g}_m \mathbf{s}^{-B} \mathbf{g}_m^t \right)^{-1} = \boldsymbol{\gamma}^{-S}. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Die piezoelektrischen Koeffizienten mit der mechanischen Spannung und der magnetischen Flussdichte als unabhängige Variablen berechnen sich mit

$$\begin{aligned} \mathbf{s}^B &= \mathbf{s}^H - \mathbf{d}_m^t \boldsymbol{\mu}^{-T} \mathbf{d}_m = \mathbf{c}^{-H} - \mathbf{c}^{-H} \mathbf{e}_m^t \left( \boldsymbol{\mu}^S + \mathbf{e}_m \mathbf{c}^{-H} \mathbf{e}_m^t \right)^{-1} \mathbf{e}_m \mathbf{c}^{-H} = \mathbf{c}^{-B}, \\ \mathbf{g}_m &= \boldsymbol{\mu}^{-T} \mathbf{d}_m = \left( \boldsymbol{\mu}^S + \mathbf{e}_m \mathbf{c}^{-H} \mathbf{e}_m^t \right)^{-1} \mathbf{e}_m \mathbf{c}^{-H} = \mathbf{h}_m \mathbf{c}^{-B}, \\ \boldsymbol{\gamma}^T &= \boldsymbol{\mu}^{-T} = \left( \boldsymbol{\mu}^S + \mathbf{e}_m \mathbf{c}^{-H} \mathbf{e}_m^t \right)^{-1} = \boldsymbol{\gamma}^S + \mathbf{h}_m \mathbf{c}^{-B} \mathbf{h}_m^t. \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Die piezoelektrischen Koeffizienten mit der Verzerrung und der magnetischen Flussdichte als unabhängige Variablen berechnen sich mit

$$\begin{aligned} \mathbf{c}^B &= \mathbf{s}^{-H} + \mathbf{s}^{-H} \mathbf{d}_m^t \left( \boldsymbol{\mu}^T - \mathbf{d}_m \mathbf{s}^{-H} \mathbf{d}_m^t \right)^{-1} \mathbf{d}_m \mathbf{s}^{-H} = \mathbf{s}^{-B} = \mathbf{c}^H + \mathbf{e}_m^t \boldsymbol{\mu}^{-S} \mathbf{e}_m, \\ \mathbf{h}_m &= \left( \boldsymbol{\mu}^T - \mathbf{d}_m \mathbf{s}^{-H} \mathbf{d}_m^t \right)^{-1} \mathbf{d}_m \mathbf{s}^{-H} = \mathbf{g}_m \mathbf{s}^{-B} = \boldsymbol{\mu}^{-S} \mathbf{e}_m, \\ \boldsymbol{\gamma}^S &= \left( \boldsymbol{\mu}^T - \mathbf{d}_m \mathbf{s}^{-H} \mathbf{d}_m^t \right)^{-1} = \boldsymbol{\gamma}^T + \mathbf{g}_m \mathbf{s}^{-B} \mathbf{g}_m^t = \boldsymbol{\mu}^{-S}. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

---

## A.3 Berechnung der Rauschquellen

Die Berechnung des Rauschverhaltens der ME-Sensoren erfolgt nach [74], unter Verwendung des Operationsverstärkers AD745 von Analog Devices. Die Rauschspannungsdichte und die Rauschstromdichte dieses Operationsverstärkers liegen bei  $E_n = 3,2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  und  $I_n = 6,9 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Unabhängig vom Verstärker lässt sich die Sensorkapazität je nach Elektrodendesign für flächige Elektroden mit

$$C_{\text{ME}} = \varepsilon \frac{A_{\text{FE}}}{d_{\text{PE}}} = \varepsilon \frac{L_{\text{EL}} B_{\text{EL}}}{d_{\text{PE}}} \quad (\text{A.9})$$

und für ID-Elektroden näherungsweise mit

$$C_{\text{ME}} \approx \varepsilon \frac{A_{\text{ID}}}{L_{\text{FA}}} = \varepsilon \frac{B_{\text{EL}} d_{\text{PE}} (n_{\text{EL}} - 1)}{L_{\text{FA}}} \quad (\text{A.10})$$

berechnen [79]. Dabei sind  $\varepsilon$  und  $d_{\text{PE}}$  die Permittivität und die PE Schichtdicke,  $L_{\text{EL}}$  und  $B_{\text{EL}}$  sind die Elektrodenlänge und -breite und bei ID-Elektroden sind  $n_{\text{EL}}$  und  $L_{\text{FA}}$  die Fingeranzahl und der Fingerabstand. Mit den Leitfähigkeits- und Umpolarisierungsverlusten als elektrische Verluste in

$$R_{\text{ME}} = \frac{1}{\omega C_{\text{ME}} \tan \delta} \quad (\text{A.11})$$

lässt sich die komplexe Sensorimpedanz mit

$$Z_{\text{ME}} = \frac{1}{R_{\text{ME}}^{-1} + j \omega C_{\text{ME}}} \quad (\text{A.12})$$

berechnen.

### A.3.1 Rauschquellen des Spannungsverstärkers

In Abb. 2.13 ist das Ersatzschaltbild eines ME-Sensors mit dem Operationsverstärker AD745 als Spannungsverstärker gezeigt. Mit den Kabelverlusten

$$R_{\text{k}} = \frac{1}{\omega C_{\text{k}} \tan \delta_{\text{k}}}, \quad (\text{A.13})$$

der Kabelkapazität  $C_{\text{k}} = 15 \text{ pF}$  und dem Widerstand zur Bias-Strom-Regulierung  $R_{\text{DC}} = 100 \text{ M}\Omega$  lässt sich die Kabelimpedanz mit

$$Z_{\text{DCk}} = \frac{1}{R_{\text{k}}^{-1} + R_{\text{DC}}^{-1} + j \omega C_{\text{k}}} \quad (\text{A.14})$$

berechnen und zusammen mit der Sensorimpedanz aus Gl. (A.12) ergibt sich

$$Z_{\text{MEDCK}} = \frac{1}{Z_{\text{ME}}^{-1} + Z_{\text{DCk}}^{-1}}. \quad (\text{A.15})$$

Bei gegebener Spannungsverstärkung  $G_{\text{oc}}$  und der Kabelverstärkung

$$G_{\text{k}} = \left| \frac{Z_{\text{DCk}}}{Z_{\text{DCk}} + Z_{\text{ME}}} \right| \quad (\text{A.16})$$

und mit  $R_a = 1 \text{ k}\Omega$  lässt sich der zweite Widerstand des Spannungsverstärkungsnetzwerkes nach

$$R_b = R_a \left( G_{oc} G_k^{-1} - 1 \right) \quad (\text{A.17})$$

berechnen. Für die Johnson-Nyquist Rauschquellen ergeben sich die Rauschspannungsdichten

$$E_{\text{DCk}} = \sqrt{4 k_B \vartheta R_{\text{DC}}}, \quad (\text{A.18})$$

$$E_a = \sqrt{4 k_B \vartheta R_a}, \quad (\text{A.19})$$

$$E_b = \sqrt{4 k_B \vartheta R_b}, \quad (\text{A.20})$$

und für das Rauschen durch thermisch induzierte Schwingung des ME-Sensors

$$E_{\text{ME}} = \sqrt{4 k_B \vartheta R_{\text{ME}}} \quad (\text{A.21})$$

mit der Boltzmann-Konstante  $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$  und der Temperatur  $\vartheta = 300 \text{ K}$ . Die Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen aus Gl. (2.22), bezogen auf den Ausgang des Spannungsverstärkers, lassen sich damit abschließend wie folgt berechnen:

$$E_{\text{ovE}_{\text{ME}}}^2 = G_{oc}^2 \left| \frac{\frac{1}{\frac{1}{Z_{\text{DCk}}} + j\omega C_{\text{ME}}}}{R_{\text{ME}} + \frac{1}{\frac{1}{Z_{\text{DCk}}} + j\omega C_{\text{ME}}}}} \right|^2 E_{\text{ME}}^2, \quad (\text{A.22})$$

$$E_{\text{ovE}_{\text{DCk}}}^2 = G_{oc}^2 \left| \frac{\frac{1}{\frac{1}{Z_{\text{ME}}} + j\omega C_k}}{\frac{1}{\frac{1}{Z_{\text{ME}}} + j\omega C_k} + \frac{1}{\frac{1}{R_{\text{DC}}} + \frac{1}{R_k}}}}} \right|^2 E_{\text{DCk}}^2, \quad (\text{A.23})$$

$$E_{\text{ovE}_n}^2 = G_{oc}^2 E_n^2, \quad (\text{A.24})$$

$$E_{\text{ovI}_n}^2 = \left( G_{oc} |Z_{\text{MEDCk}}| \right)^2 + R_b^2 I_n^2, \quad (\text{A.25})$$

$$E_{\text{ovE}_a}^2 = \frac{R_b^2}{R_a^2} E_a^2, \quad (\text{A.26})$$

$$E_{\text{ovE}_b}^2 = E_b^2. \quad (\text{A.27})$$

### A.3.2 Rauschquellen des Ladungsverstärkers

In Abb. 2.14 ist das Ersatzschaltbild eines ME-Sensors mit dem Operationsverstärker AD745 als Ladungsverstärker gezeigt. Mit den Kabelverlusten

$$R_k = \frac{1}{\omega C_k \tan \delta_k}, \quad (\text{A.28})$$

der Kabelkapazität  $C_k = 15 \text{ pF}$  lässt sich die Kabelimpedanz mit

$$Z_k = \frac{1}{R_k^{-1} + j\omega C_k} \quad (\text{A.29})$$

berechnen und zusammen mit der Sensorimpedanz aus Gl. (A.12) ergibt sich

$$Z_{\text{MEk}} = \frac{1}{Z_{\text{ME}}^{-1} + Z_k^{-1}}. \quad (\text{A.30})$$

Bei gegebener Ladungsverstärkung  $G_{sc}$  und der Sensorkapazität  $C_{ME}$  ergibt sich die notwendige Rückkopplungskapazität mit

$$C_f = \frac{C_{ME}}{G_{sc}}. \quad (\text{A.31})$$

Mit dem Widerstand des Rückkopplungsnetzwerkes

$$R_f = \frac{j G_{sc} R_{ME}}{\omega C_f G_{sc} R_{ME} - \omega C_{ME} R_{ME} + j}. \quad (\text{A.32})$$

kann die Impedanz des Rückkopplungsnetzwerkes mit

$$Z_f = \frac{1}{R_f^{-1} + j \omega C_f^{-1}}. \quad (\text{A.33})$$

berechnet werden. Für die Johnson-Nyquist-Rauschquellen ergeben sich die Rauschspannungsdichten

$$E_k = \sqrt{4 k_B \vartheta R_k}, \quad (\text{A.34})$$

$$E_f = \sqrt{4 k_B \vartheta R_f}, \quad (\text{A.35})$$

und für das Rauschen durch thermisch induzierte Schwingung des ME-Sensors

$$E_{ME} = \sqrt{4 k_B \vartheta R_{ME}} \quad (\text{A.36})$$

mit der Boltzmann-Konstante  $k_B = 1,38 \times 10^{-23}$  J/K und der Temperatur  $\vartheta = 300$  K. Die Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen aus Gl. (2.28), bezogen auf den Ausgang des Ladungsverstärkers, lassen sich damit abschließend wie folgt berechnen:

$$E_{ocE_{ME}}^2 = G_{sc}^2 \left| \frac{1}{1 + j\omega C_{ME} R_{ME}} \right|^2 E_{ME}^2 \quad (\text{A.37})$$

$$E_{ocE_k}^2 = |Z_f|^2 \frac{E_k^2}{R_k^2} \quad (\text{A.38})$$

$$E_{ocE_n}^2 = \left| 1 + \frac{Z_f}{Z_{MEk}} \right|^2 E_n^2 \quad (\text{A.39})$$

$$E_{ocI_{n-}}^2 = G_{sc}^2 |Z_{ME}|^2 I_{n-}^2 \quad (\text{A.40})$$

$$E_{ocE_f}^2 = \left| \frac{1}{1 + j\omega C_f R_f} \right|^2 E_f^2 \quad (\text{A.41})$$

## A.4 DGL-System für das 3D-ME-Sensormodell

In Comsol werden die partiellen Differentialgleichungen für das 3D-ME-Sensormodell im sog. PDE-Interface als Physik hinzugefügt und die entsprechende Geometrie zugeordnet. Die mechanische partielle Differentialgleichung aus Gl. (3.1) unterscheidet sich je nach gewähltem Löser leicht. Wird der Eigenfrequenzlöser verwendet, hat das partielle Differentialgleichungssystem die Form:

$$-\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \vec{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{31} \\ T_{12} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{23} & T_{33} \end{bmatrix} = 0. \quad (\text{A.42})$$

Wird hingegen der Stationäre-Löser verwendet, kann die zweifache zeitliche Ableitung mit Hilfe der Phasordefinition in Gl. (3.8) aufgelöst werden zu:

$$\vec{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{31} \\ T_{12} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{23} & T_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\rho(2\pi f)^2 u_1 \\ -\rho(2\pi f)^2 u_2 \\ -\rho(2\pi f)^2 u_3 \end{bmatrix}^t, \quad (\text{A.43})$$

wodurch sich die Anregungsfrequenz im quasi-stationären Fall einstellen lässt. Die Abhängigen Variablen sind  $u_1$ ,  $u_2$  und  $u_3$ . Die elektrischen und magnetischen partiellen Differentialgleichungen aus Gl. (3.9) und Gl. (3.10) haben die folgende Form:

$$\vec{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{bmatrix} = 0, \quad (\text{A.44})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{bmatrix} = 0, \quad (\text{A.45})$$

mit den abhängigen Variablen  $V$  und  $V_m$ . Aus den Materialgesetzen Gl. (3.1), Gl. (3.2) und Gl. (3.3) ergeben sich die Gleichungen:

$$T_{11} = c_{11}^{\text{EH}} S_{11} + c_{12}^{\text{EH}} S_{22} + c_{13}^{\text{EH}} S_{33} + 2c_{14}^{\text{EH}} S_{23} + 2c_{15}^{\text{EH}} S_{31} + 2c_{16}^{\text{EH}} S_{12} - e_{11} E_1 - e_{21} E_2 - e_{31} E_3 - e_{11}^m H_1 - e_{21}^m H_2 - e_{31}^m H_3, \quad (\text{A.46})$$

$$T_{12} = c_{61}^{\text{EH}} S_{11} + c_{62}^{\text{EH}} S_{22} + c_{63}^{\text{EH}} S_{33} + 2c_{64}^{\text{EH}} S_{23} + 2c_{65}^{\text{EH}} S_{31} + 2c_{66}^{\text{EH}} S_{12} - e_{16} E_1 - e_{26} E_2 - e_{36} E_3 - e_{16}^m H_1 - e_{26}^m H_2 - e_{36}^m H_3, \quad (\text{A.47})$$

$$T_{22} = c_{21}^{\text{EH}} S_{11} + c_{22}^{\text{EH}} S_{22} + c_{23}^{\text{EH}} S_{33} + 2c_{24}^{\text{EH}} S_{23} + 2c_{25}^{\text{EH}} S_{31} + 2c_{26}^{\text{EH}} S_{12} - e_{12} E_1 - e_{22} E_2 - e_{32} E_3 - e_{12}^m H_1 - e_{22}^m H_2 - e_{32}^m H_3, \quad (\text{A.48})$$

$$T_{23} = c_{41}^{\text{EH}} S_{11} + c_{42}^{\text{EH}} S_{22} + c_{43}^{\text{EH}} S_{33} + 2c_{44}^{\text{EH}} S_{23} + 2c_{45}^{\text{EH}} S_{31} + 2c_{46}^{\text{EH}} S_{12} - e_{14} E_1 - e_{24} E_2 - e_{34} E_3 - e_{14}^m H_1 - e_{24}^m H_2 - e_{34}^m H_3, \quad (\text{A.49})$$

$$T_{33} = c_{31}^{\text{EH}} S_{11} + c_{32}^{\text{EH}} S_{22} + c_{33}^{\text{EH}} S_{33} + 2c_{34}^{\text{EH}} S_{23} + 2c_{35}^{\text{EH}} S_{31} + 2c_{36}^{\text{EH}} S_{12} - e_{13} E_1 - e_{23} E_2 - e_{33} E_3 - e_{13}^m H_1 - e_{23}^m H_2 - e_{33}^m H_3, \quad (\text{A.50})$$

$$T_{31} = c_{51}^{\text{EH}} S_{11} + c_{52}^{\text{EH}} S_{22} + c_{53}^{\text{EH}} S_{33} + 2c_{54}^{\text{EH}} S_{23} + 2c_{55}^{\text{EH}} S_{31} + 2c_{56}^{\text{EH}} S_{12} - e_{15} E_1 - e_{25} E_2 - e_{35} E_3 - e_{15}^m H_1 - e_{25}^m H_2 - e_{35}^m H_3, \quad (\text{A.51})$$

$$D_1 = e_{11} S_{11} + e_{12} S_{22} + e_{13} S_{33} + 2e_{14} S_{23} + 2e_{15} S_{31} + 2e_{16} S_{12} + \varepsilon_{11}^S E_1 + \varepsilon_{12}^S E_2 + \varepsilon_{13}^S E_3, \quad (\text{A.52})$$

$$D_2 = e_{21} S_{11} + e_{22} S_{22} + e_{23} S_{33} + 2e_{24} S_{23} + 2e_{25} S_{31} + 2e_{26} S_{12} + \varepsilon_{21}^S E_1 + \varepsilon_{22}^S E_2 + \varepsilon_{23}^S E_3, \quad (\text{A.53})$$

$$D_3 = e_{31} S_{11} + e_{32} S_{22} + e_{33} S_{33} + 2e_{34} S_{23} + 2e_{35} S_{31} + 2e_{36} S_{12} + \varepsilon_{31}^S E_1 + \varepsilon_{32}^S E_2 + \varepsilon_{33}^S E_3 \quad (\text{A.54})$$

---


$$B_1 = e_{11}^m S_{11} + e_{12}^m S_{22} + e_{13}^m S_{33} + 2e_{14}^m S_{23} + 2e_{15}^m S_{31} + 2e_{16}^m S_{12} + \mu_{11}^S H_1 + \mu_{12}^S H_2 + \mu_{13}^S H_3, \quad (\text{A.55})$$

$$B_2 = e_{21}^m S_{11} + e_{22}^m S_{22} + e_{23}^m S_{33} + 2e_{24}^m S_{23} + 2e_{25}^m S_{31} + 2e_{26}^m S_{12} + \mu_{21}^S H_1 + \mu_{22}^S H_2 + \mu_{23}^S H_3, \quad (\text{A.56})$$

$$B_3 = e_{31}^m S_{11} + e_{32}^m S_{22} + e_{33}^m S_{33} + 2e_{34}^m S_{23} + 2e_{35}^m S_{31} + 2e_{36}^m S_{12} + \mu_{31}^S H_1 + \mu_{32}^S H_2 + \mu_{33}^S H_3. \quad (\text{A.57})$$

Außerdem ergeben sich aus den skalaren Potentialen und der Kinematik aus Gl. (3.11), Gl. (3.12) und Gl. (3.15) die Gleichungen:

$$S_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial x}, \quad (\text{A.58})$$

$$S_{12} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\partial u_2}{\partial x} \right), \quad (\text{A.59})$$

$$S_{22} = \frac{\partial u_2}{\partial y}, \quad (\text{A.60})$$

$$S_{23} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{\partial u_3}{\partial y} \right), \quad (\text{A.61})$$

$$S_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial z}, \quad (\text{A.62})$$

$$S_{31} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial u_3}{\partial x} \right), \quad (\text{A.63})$$

$$E_1 = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad (\text{A.64})$$

$$E_2 = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad (\text{A.65})$$

$$E_3 = -\frac{\partial V}{\partial z}, \quad (\text{A.66})$$

$$H_1 = -\frac{\partial V_m}{\partial x}, \quad (\text{A.67})$$

$$H_2 = -\frac{\partial V_m}{\partial y}, \quad (\text{A.68})$$

$$H_3 = -\frac{\partial V_m}{\partial z}. \quad (\text{A.69})$$

Sowohl die Gleichungen der Materialgesetze als auch die der skalaren Potentiale und der Kinematik lassen sich direkt in die partiellen Differentialgleichungen einsetzen oder als Variablen auf den entsprechenden Gebieten definieren.

## A.5 DGL-System für das 2D-ME-Sensormodell

$$-\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} + \vec{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} T_{11} & T_{13} \\ T_{31} & T_{33} \end{bmatrix} = 0. \quad (\text{A.70})$$

Wird hingegen der Stationäre-Löser verwendet, kann die zweifache zeitliche Ableitung wieder mit Hilfe der Phasordefinition in Gl. (3.8) aufgelöst werden zu:

$$\vec{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} T_{11} & T_{13} \\ T_{31} & T_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\rho (2\pi f)^2 u_1 \\ -\rho (2\pi f)^2 u_3 \end{bmatrix}^t, \quad (\text{A.71})$$

wodurch sich die Anregungsfrequenz im quasi-stationären Fall einstellen lässt. Die abhängigen Variablen sind  $u_1$  und  $u_3$ . Die elektrischen und magnetischen partiellen Differentialgleichungen aus Gl. (3.9) und Gl. (3.10) haben im zweidimensionalen Fall die folgende Form:

$$\vec{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} D_1 \\ D_3 \end{bmatrix} = 0, \quad (\text{A.72})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} B_1 \\ B_3 \end{bmatrix} = 0, \quad (\text{A.73})$$

mit den abhängigen Variablen  $V$  und  $V_m$ . Aus den Materialgesetzen Gl. (3.1), Gl. (3.2) und Gl. (3.3) ergeben für den zweidimensionalen Fall die Gleichungen:

$$T_{11} = c_{11}S_{11} + c_{12}S_{22} + c_{13}S_{33} + 2c_{14}S_{23} + 2c_{15}S_{31} + 2c_{16}S_{12} - e_{11}E_1 - e_{21}E_2 - e_{31}E_3 - e_{11}^m H_1 - e_{31}^m H_3, \quad (\text{A.74})$$

$$T_{33} = c_{31}S_{11} + c_{32}S_{22} + c_{33}S_{33} + 2c_{34}S_{23} + 2c_{35}S_{31} + 2c_{36}S_{12} - e_{13}E_1 - e_{23}E_2 - e_{33}E_3 - e_{13}^m H_1 - e_{33}^m H_3, \quad (\text{A.75})$$

$$T_{31} = c_{51}S_{11} + c_{52}S_{22} + c_{53}S_{33} + 2c_{54}S_{23} + 2c_{55}S_{31} + 2c_{56}S_{12} - e_{15}E_1 - e_{25}E_2 - e_{35}E_3 - e_{15}^m H_1 - e_{35}^m H_3, \quad (\text{A.76})$$

$$D_1 = e_{11}S_{11} + e_{12}S_{22} + e_{13}S_{33} + 2e_{14}S_{23} + 2e_{15}S_{31} + 2e_{16}S_{12} + \varepsilon_{11}E_1 + \varepsilon_{13}E_3, \quad (\text{A.77})$$

$$D_3 = e_{31}S_{11} + e_{32}S_{22} + e_{33}S_{33} + 2e_{34}S_{23} + 2e_{35}S_{31} + 2e_{36}S_{12} + \varepsilon_{31}E_1 + \varepsilon_{33}E_3 \quad (\text{A.78})$$

$$B_1 = e_{11}^m S_{11} + e_{12}^m S_{22} + e_{13}^m S_{33} + 2e_{14}^m S_{23} + 2e_{15}^m S_{31} + 2e_{16}^m S_{12} + \mu_{11}H_1 + \mu_{13}H_3, \quad (\text{A.79})$$

$$B_3 = e_{31}^m S_{11} + e_{32}^m S_{22} + e_{33}^m S_{33} + 2e_{34}^m S_{23} + 2e_{35}^m S_{31} + 2e_{36}^m S_{12} + \mu_{31}H_1 + \mu_{33}H_3. \quad (\text{A.80})$$

Außerdem ergeben sich aus den skalaren Potentialen und der Kinematik aus Gl. (3.11), Gl. (3.12) und Gl. (3.15) im zweidimensionalen Fall die Gleichungen:

$$S_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial x}, \quad (\text{A.81})$$

$$S_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial z}, \quad (\text{A.82})$$

$$S_{31} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial u_3}{\partial x} \right). \quad (\text{A.83})$$



---


$$E_1 = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (\text{A.84})$$

$$E_3 = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (\text{A.85})$$

$$H_1 = -\frac{\partial V_m}{\partial x}, \quad (\text{A.86})$$

$$H_3 = -\frac{\partial V_m}{\partial z} \quad (\text{A.87})$$

Der ebene Spannungszustand als zweidimensionale Randbedingung lässt sich mit Hilfe einfacher Differentialgleichungen aus dem Physik-Interface von Comsol einfügen. Aus Gl. (3.19) folgen die drei Gleichungen:

$$T_{12} = 0 = c_{61}S_{11} + c_{62}S_{22} + c_{63}S_{33} + 2c_{64}S_{23} + 2c_{65}S_{31} + 2c_{66}S_{12} - e_{16}E_1 - e_{36}E_3 - e_{16}^m H_1 - e_{36}^m H_3, \quad (\text{A.88})$$

$$T_{22} = 0 = c_{21}S_{11} + c_{22}S_{22} + c_{23}S_{33} + 2c_{24}S_{23} + 2c_{25}S_{31} + 2c_{26}S_{12} - e_{12}E_1 - e_{32}E_3 - e_{12}^m H_1 - e_{32}^m H_3, \quad (\text{A.89})$$

$$T_{23} = 0 = c_{41}S_{11} + c_{42}S_{22} + c_{43}S_{33} + 2c_{44}S_{23} + 2c_{45}S_{31} + 2c_{46}S_{12} - e_{14}E_1 - e_{34}E_3 - e_{14}^m H_1 - e_{34}^m H_3, \quad (\text{A.90})$$

wobei  $S_{12}$ ,  $S_{23}$  und  $S_{31}$  die abhängigen Variablen sind. Für den Fall des ebenen Verzerrungszustandes als zweidimensionale Randbedingung, reicht es die entsprechenden Verzerrungsvariablen auf Null zu setzen:

$$0 = S_{12}, \quad (\text{A.91})$$

$$0 = S_{22}, \quad (\text{A.92})$$

$$0 = S_{23}. \quad (\text{A.93})$$

Sowohl die Gleichungen der Materialgesetze als auch die der skalaren Potentiale der Kinetik und der zweidimensionalen Randbedingung lassen sich wieder direkt in die Differentialgleichungen einsetzen oder als Variablen auf den entsprechenden Gebieten definieren.

## A.6 DGL-System für das 3D-ME-Sensormodell mit externen Feldern

In Comsol wird beim 3D-ME-Sensormodell mit externen Feldern die ME-Sensorgeometrie selbst, genau wie im 3D-ME-Sensormodell ohne externe Felder in Kapitel A.4 beschrieben, umgesetzt. Im Gegensatz dazu werden dem Umgebungsvolumen nur die partiellen Differentialgleichungen der elektrischen und magnetischen Felder Gl. (A.44) und Gl. (A.45) ohne die mechanische partielle Differentialgleichung Gl. (A.43) zugeordnet. Aus den entsprechenden Materialgesetzen in Gl. (3.23) und Gl. (3.24) ergeben sich die Gleichungen:

$$D_1 = \varepsilon_{11}^S E_1 + \varepsilon_{12}^S E_2 + \varepsilon_{13}^S E_3, \quad (\text{A.94})$$

$$D_2 = \varepsilon_{21}^S E_1 + \varepsilon_{22}^S E_2 + \varepsilon_{23}^S E_3, \quad (\text{A.95})$$

$$D_3 = \varepsilon_{31}^S E_1 + \varepsilon_{32}^S E_2 + \varepsilon_{33}^S E_3 \quad (\text{A.96})$$

$$B_1 = \mu_{11}^S H_1 + \mu_{12}^S H_2 + \mu_{13}^S H_3, \quad (\text{A.97})$$

$$B_2 = \mu_{21}^S H_1 + \mu_{22}^S H_2 + \mu_{23}^S H_3, \quad (\text{A.98})$$

$$B_3 = \mu_{31}^S H_1 + \mu_{32}^S H_2 + \mu_{33}^S H_3. \quad (\text{A.99})$$

Auch diese Gleichungen können wieder direkt in den partiellen Differentialgleichungen eingesetzt oder als Variablen der Gebiete des Umgebungsvolumens definiert werden.

## A.7 DGL-System für das 2D-ME-Sensormodell mit externen Feldern

In Comsol wird auch beim 2D-ME-Sensormodell mit externen Feldern die ME-Sensorgeometrie selbst genau, wie im 2D-ME-Sensormodell ohne externe Felder in Kapitel A.5 beschrieben, umgesetzt. Im Gegensatz dazu werden dem Umgebungsvolumen nur die partiellen Differentialgleichungen der elektrischen und magnetischen Felder Gl. (A.72) und Gl. (A.73) ohne die mechanische partielle Differentialgleichung Gl. (A.71) zugeordnet. Aus den entsprechenden Materialgesetzen in Gl. (3.2) und Gl. (3.3) ergeben sich wieder im zweidimensionalen die Gleichungen:

$$D_1 = \varepsilon_{11}^S E_1 + \varepsilon_{13}^S E_3, \quad (\text{A.100})$$

$$D_3 = \varepsilon_{31}^S E_1 + \varepsilon_{33}^S E_3 \quad (\text{A.101})$$

$$B_1 = \mu_{11}^S H_1 + \mu_{13}^S H_3, \quad (\text{A.102})$$

$$B_3 = \mu_{31}^S H_1 + \mu_{33}^S H_3. \quad (\text{A.103})$$

Auch diese Gleichungen können wieder direkt in den partiellen Differentialgleichungen eingesetzt oder als Variablen der Gebiete des Umgebungsvolumens definiert werden.

## A.8 Tensorrotation

Um Gebiete in den FEM-Simulationen zu drehen ist es notwendig, neben der Geometrie auch die global definierten Materialparameter mit Hilfe von Rotationsmatrizen anzupassen [140]. In Abb. A.1 ist die Rotation eines Körpers um den Gier-Winkel  $-\pi < \Psi \leq \pi$ , den Nick-Winkel  $-\pi/2 \leq \Theta \leq \pi/2$  und den Roll-Winkel  $-\pi < \Phi \leq \pi$  dargestellt [141]. Dafür werden die Rotationsmatrizen

$$Q = \begin{bmatrix} \psi_1^2 & \theta_1^2 & \phi_1^2 & 2 \cdot \theta_1 \phi_1 & 2 \cdot \phi_1 \psi_1 & 2 \cdot \psi_1 \theta_1 \\ \psi_2^2 & \theta_2^2 & \phi_2^2 & 2 \cdot \theta_2 \phi_2 & 2 \cdot \phi_2 \psi_2 & 2 \cdot \psi_2 \theta_2 \\ \psi_3^2 & \theta_3^2 & \phi_3^2 & 2 \cdot \theta_3 \phi_3 & 2 \cdot \phi_3 \psi_3 & 2 \cdot \psi_3 \theta_3 \\ \psi_2 \psi_3 & \theta_2 \theta_3 & \phi_2 \phi_3 & \theta_2 \phi_3 + \theta_3 \phi_2 & \phi_2 \psi_3 + \phi_3 \psi_2 & \psi_2 \theta_3 + \psi_3 \theta_2 \\ \psi_3 \psi_1 & \theta_3 \theta_1 & \phi_3 \phi_1 & \theta_1 \phi_3 + \theta_3 \phi_1 & \phi_1 \psi_3 + \phi_3 \psi_1 & \psi_1 \theta_3 + \psi_3 \theta_1 \\ \psi_1 \psi_2 & \theta_1 \theta_2 & \phi_1 \phi_2 & \theta_1 \phi_2 + \theta_2 \phi_1 & \phi_1 \psi_2 + \phi_2 \psi_1 & \psi_1 \theta_2 + \psi_2 \theta_1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.104})$$

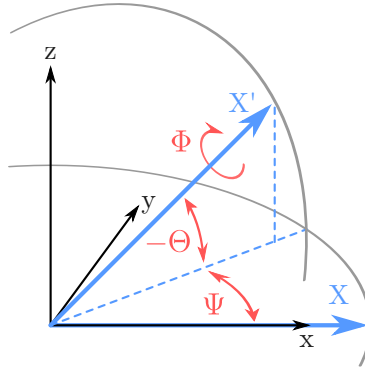


Abbildung A.1: Schematische Darstellung der Drehung eines Körpers um den Gier-Winkel  $\Psi$ , den Nick-Winkel  $\Theta$  und den Roll-Winkel  $\Phi$  dargestellt (nach [141]).

und

$$V = \begin{bmatrix} \psi_1 & \psi_2 & \psi_3 \\ \theta_1 & \theta_2 & \theta_3 \\ \phi_1 & \phi_2 & \phi_3 \end{bmatrix} \quad (\text{A.105})$$

mit den Matrixelementen

$$\psi_1 = \cos(\Theta) \cos(\Theta), \quad (\text{A.106})$$

$$\psi_2 = \sin(\Psi) \cos(\Theta), \quad (\text{A.107})$$

$$\psi_3 = -\sin(\Theta), \quad (\text{A.108})$$

$$\theta_1 = -\sin(\Psi) \cos(\Phi) + \cos(\Psi) \sin(\Theta) \sin(\Phi), \quad (\text{A.109})$$

$$\theta_2 = \cos(\Psi) \cos(\Phi) + \sin(\Psi) \sin(\Theta) \sin(\Phi), \quad (\text{A.110})$$

$$\theta_3 = \cos(\Theta) \sin(\Phi), \quad (\text{A.111})$$

$$\phi_1 = \sin(\Psi) \sin(\Phi) + \cos(\Psi) \sin(\Theta) \cos(\Phi), \quad (\text{A.112})$$

$$\phi_2 = -\cos(\Psi) \sin(\Phi) + \sin(\Psi) \sin(\Theta) \cos(\Phi), \quad (\text{A.113})$$

$$\phi_3 = \cos(\Theta) \cos(\Phi). \quad (\text{A.114})$$

verwendet. Damit lassen sich die globalen Materialparameter piezoelektrischer Materialien mit

$$\check{c}_{(\Psi, \Theta, \Phi)}^{\text{EH}} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{c}^{\text{EH}} \cdot \mathbf{Q}^t, \quad (\text{A.115})$$

$$\check{e}_{(\Psi, \Theta, \Phi)} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{e} \cdot \mathbf{Q}^t, \quad (\text{A.116})$$

$$\check{\epsilon}_{(\Psi, \Theta, \Phi)}^{\text{S}} = \mathbf{V} \cdot \boldsymbol{\epsilon}^{\text{S}} \cdot \mathbf{V}^t \quad (\text{A.117})$$

und magnetostriktiver Materialien mit

$$\check{c}_{(\Psi, \Theta, \Phi)}^{\text{EH}} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{c}^{\text{EH}} \cdot \mathbf{Q}^t, \quad (\text{A.118})$$

$$\check{e}_{\text{m}(\Psi, \Theta, \Phi)} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{e}_{\text{m}} \cdot \mathbf{Q}^t, \quad (\text{A.119})$$

$$\check{\mu}_{(\Psi, \Theta, \Phi)}^{\text{S}} = \mathbf{V} \cdot \boldsymbol{\mu}^{\text{S}} \cdot \mathbf{V}^t \quad (\text{A.120})$$

in lokale winkelabhängige Materialparameter überführen.



---

## Anhang B

# Materialparameter

### B.1 Silizium (Si)

Die verwendeten Materialparameter für Silizium sind [112]:

$$c_{\text{Si}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 216 & 84 & 84 & 0 & 0 & 0 \\ 84 & 216 & 84 & 0 & 0 & 0 \\ 84 & 84 & 216 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 66 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 66 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 66 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$\rho_{\text{MG}} = 2329 \text{ kg/m}^3,$$

$$e_{\text{Si}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\epsilon_{\text{MG}} = \begin{pmatrix} 107 & 0 & 0 \\ 0 & 107 & 0 \\ 0 & 0 & 107 \end{pmatrix} \text{ pF/m},$$

$$e_{\text{m,Si}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Am},$$

$$\mu_{\text{MG}} = \begin{pmatrix} 0,4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0,4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0,4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$

### B.2 Aluminiumnitrid (AlN)

Die verwendeten Materialparameter für Aluminiumnitrid sind [74, 79, 112]:

$$c_{\text{AlN}}^{\text{EH}} = \begin{pmatrix} 410 & 149 & 99 & 0 & 0 & 0 \\ 149 & 410 & 99 & 0 & 0 & 0 \\ 99 & 99 & 389 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 125 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 125 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 125 \end{pmatrix} \text{ GPa},$$

$$\rho_{\text{AlN}} = 3268 \text{ kg/m}^3 \\ \tan \delta_{\text{AlN}} = 0.001,$$

$$e_{\text{AlN}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -0,48 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,48 & 0 & 0 \\ -0,58 & -0,58 & 1,55 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm},$$

$$\epsilon_{\text{AlN}} = \begin{pmatrix} 80 & 0 & 0 \\ 0 & 80 & 0 \\ 0 & 0 & 80 \end{pmatrix} \text{ pF/m},$$

$$e_{\text{m,AlN}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Am},$$

$$\mu_{\text{AlN}} = \begin{pmatrix} 0,4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0,4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0,4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m}.$$

### B.3 Bleizirkonattitanat (PZT)

Die verwendeten Materialparameter für Bleizirkonattitanat sind [69, 74, 79]:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{c}_{\text{PZT}}^{\text{EH}} &= \begin{pmatrix} 79,7 & 35,8 & 35,8 & 0 & 0 & 0 \\ 35,8 & 79,7 & 35,8 & 0 & 0 & 0 \\ 35,8 & 35,8 & 66,8 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 14,4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 14,4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 17,2 \end{pmatrix} \text{ GPa,} & \rho_{\text{PZT}} = 7700 \text{ kg/m}^3 \\
 & & \tan \delta_{\text{PZT}} = 0.03, \\
 \mathbf{e}_{\text{PZT}} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 10,5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 10,5 & 0 & 0 \\ -5,9 & -5,9 & 15,2 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm,} & \boldsymbol{\epsilon}_{\text{PZT}} = \begin{pmatrix} 15,92 & 0 & 0 \\ 0 & 15,92 & 0 \\ 0 & 0 & 15,92 \end{pmatrix} \text{ nF/m,} \\
 \mathbf{e}_{\text{m,PZT}} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Am,} & \boldsymbol{\mu}_{\text{PZT}} = \begin{pmatrix} 0,4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0,4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0,4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m.}
 \end{aligned}$$

### B.4 Metglas (MG)

Die verwendeten Materialparameter für Metglas sind [112]:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{c}_{\text{MG}}^{\text{EH}} &= \begin{pmatrix} 150 & 45 & 45 & 0 & 0 & 0 \\ 45 & 150 & 45 & 0 & 0 & 0 \\ 45 & 45 & 150 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 40 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 40 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 40 \end{pmatrix} \text{ GPa,} & \rho_{\text{MG}} = 7250 \text{ kg/m}^3, \\
 \mathbf{e}_{\text{MG}} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm,} & \boldsymbol{\epsilon}_{\text{MG}} = \begin{pmatrix} 8,854 & 0 & 0 \\ 0 & 8,854 & 0 \\ 0 & 0 & 8,854 \end{pmatrix} \text{ pF/m,} \\
 \mathbf{e}_{\text{m,MG}} &= \begin{pmatrix} 8500 & -2833,3 & -2833,3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Am,} & \boldsymbol{\mu}_{\text{MG}} = \begin{pmatrix} 1131 & 0 & 0 \\ 0 & 1131 & 0 \\ 0 & 0 & 1131 \end{pmatrix} \mu\text{H/m.}
 \end{aligned}$$

### B.5 Terfenol-D (TD)

Die verwendeten Materialparameter für Terfenol-D sind [69]:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{c}_{\text{TD}}^{\text{EH}} &= \begin{pmatrix} 31,1 & 15,2 & 15,2 & 0 & 0 & 0 \\ 15,2 & 35,6 & 15,2 & 0 & 0 & 0 \\ 15,2 & 15,2 & 35,6 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 15,7 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 13,6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 13,6 \end{pmatrix} \text{ GPa,} & \rho_{\text{TD}} = 9200 \text{ kg/m}^3,
 \end{aligned}$$

---

$$e_{\text{TD}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Vm,}$$

$$\varepsilon_{\text{TD}} = \begin{pmatrix} 8,854 & 0 & 0 \\ 0 & 8,854 & 0 \\ 0 & 0 & 8,854 \end{pmatrix} \text{ pF/m,}$$

$$e_{\text{m,TD}} = \begin{pmatrix} 156,8 & -60,9 & -60,9 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 108,3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 108,3 & 0 \end{pmatrix} \text{ N/Am,}$$

$$\mu_{\text{TD}} = \begin{pmatrix} 5,4 & 0 & 0 \\ 0 & 5,4 & 0 \\ 0 & 0 & 5,4 \end{pmatrix} \mu\text{H/m.}$$

## B.6 Luft

Die verwendeten Materialparameter für Luft sind:

$$\varepsilon_{\text{Luft}} = \begin{pmatrix} 8,854 & 0 & 0 \\ 0 & 8,854 & 0 \\ 0 & 0 & 8,854 \end{pmatrix} \text{ pF/m,}$$

$$\mu_{\text{Luft}} = \begin{pmatrix} 0,4\pi & 0 & 0 \\ 0 & 0,4\pi & 0 \\ 0 & 0 & 0,4\pi \end{pmatrix} \mu\text{H/m.}$$





---

# Literaturverzeichnis

- [1] M. Fiebig. Revival of the magnetoelectric effect. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(8):R123–R152, 2005. ISSN 0022-3727. doi: 10.1088/0022-3727/38/8/R01. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/38/8/R01>.
- [2] 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*, 103(3):1–35, 2008. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.2836410. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2836410>.
- [3] J. Ma, J. Hu, Z. Li, and C. W. Nan. Recent progress in multiferroic magnetoelectric composites: From bulk to thin films. *Advanced Materials*, 23(9):1062–1087, 2011. ISSN 09359648. doi: 10.1002/adma.201003636. URL <http://dx.doi.org/10.1002/adma.201003636>.
- [4] G. Srinivasan. Magnetoelectric Composites. *Annual Review of Materials Research*, 40(1):153–178, 2010. ISSN 1531-7331. doi: 10.1146/annurev-matsci-070909-104459. URL <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-matsci-070909-104459>.
- [5] R. C. Kambale, D. Y. Jeong, and J. Ryu. Current status of magnetoelectric composite thin/thick films. *Advances in Condensed Matter Physics*, 2012:1–15, 2012. ISSN 16878108. doi: 10.1155/2012/824643. URL <http://dx.doi.org/10.1155/2012/824643>.
- [6] Y. Wang, J. Li, and D. Viehland. Magnetoelectrics for magnetic sensor applications: Status, challenges and perspectives. *Materials Today*, 17(6):269–275, 2014. ISSN 13697021. doi: 10.1016/j.mattod.2014.05.004. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.mattod.2014.05.004>.
- [7] 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*, 88(6):23–25, 2006. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2172706. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2172706>.
- [8] A. L. Herrera-May, L. A. Aguilera-Cortés, P. J. García-Ramírez, and E. Manjarrez. Resonant magnetic field sensors based on MEMS technology. *Sensors*, 9(10):7785–7813, 2009. ISSN 14248220. doi: 10.3390/s91007785. URL <http://dx.doi.org/10.3390/s91007785>.

- 
- [9] Y. Wang, D. Gray, D. Berry, J. Gao, M. Li, J. Li, and D. Viehland. An extremely low equivalent magnetic noise magnetoelectric sensor. *Advanced Materials*, 23(35):4111–4114, 2011. ISSN 09359648. doi: 10.1002/adma.201100773. URL <http://dx.doi.org/10.1002/adma.201100773>.
- [10] E. Yarar, S. Salzer, V. Hrkac, A. Piorra, M. Höft, R. Knöchel, L. Kienle, and E. Quandt. Inverse bilayer magnetoelectric thin film sensor. *Applied Physics Letters*, 109(2):022901, 2016. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4958728. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4958728>.
- [11] S. P. Ahlfors, J. Han, J. W. Belliveau, and M. S. Hämäläinen. Sensitivity of MEG and EEG to source orientation. *Brain Topography*, 23(3):227–232, 2010. ISSN 08960267. doi: 10.1007/s10548-010-0154-x. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10548-010-0154-x>.
- [12] D. M. Goldenholz, S. P. Ahlfors, M. S. Hämäläinen, D. Sharon, M. Ishitobi, L. M. Vaina, and S. M. Stufflebeam. Mapping the signal-to-noise-ratios of cortical sources in magnetoencephalography and electroencephalography. *Human Brain Mapping*, 30(4):1077–1086, 2009. ISSN 10659471. doi: 10.1002/hbm.20571. URL <http://dx.doi.org/10.1002/hbm.20571>.
- [13] V. Mäntynen, T. Konttila, and M. Stenroos. Investigations of sensitivity and resolution of ECG and MCG in a realistically shaped thorax model. *Physics in medicine and biology*, 59(23):7141–7158, 2014. ISSN 1361-6560. doi: 10.1088/0031-9155/59/23/7141. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/25365547>.
- [14] A. E. Mahdi, L. Panina, and D. Mapps. Some new horizons in magnetic sensing: High-Tc SQUIDS, GMR and GMI materials. *Sensors and Actuators, A: Physical*, 105(3):271–285, 2003. ISSN 09244247. doi: 10.1016/S0924-4247(03)00106-7. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(03\)00106-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(03)00106-7).
- [15] D. J. Mapps. Remote magnetic sensing of people. *Sensors and Actuators, A: Physical*, 106(1-3):321–325, 2003. ISSN 09244247. doi: 10.1016/S0924-4247(03)00193-6. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(03\)00193-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(03)00193-6).
- [16] D. Drung, J. Beyer, A. Kirste, M. Peters, F. Ruede, C. Hinrichs, P.-t. Bundesanstalt, and M. Gbr. High-Performance dc SQUID Sensors and Electronics. *Ieee/Csc & Esas European Superconductivity News Forum*, (1):1–7, 2007.
- [17] H. Nowak. Biomagnetic Instrumentation. In *Magnetism in Medicine*, pages 101–163. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007. ISBN 9783527405589. doi: 10.1002/9783527610174.ch2b. URL <http://dx.doi.org/10.1002/9783527610174.ch2b>.
- [18] M. Díaz-Michelena. Small magnetic sensors for space applications. *Sensors*, 9(4):2271–2288, 2009. ISSN 14248220. doi: 10.3390/s90402271. URL <http://dx.doi.org/10.3390/s90402271>.
-

- 
- [19] M. Schmelz, R. Stolz, V. Zakosarenko, T. Schönau, S. Anders, L. Fritzsche, M. Mück, and H.-G. Meyer. Field-stable SQUID magnetometer with sub-fT/Hz-1/2 resolution based on sub-micrometer cross-type Josephson tunnel junctions. *Superconductor Science and Technology*, 24(6):065009, 2011. ISSN 0953-2048. doi: 10.1088/0953-2048/24/6/065009. URL <http://stacks.iop.org/0953-2048/24/i=6/a=065009?key=crossref.503434eac104b58e686a70b38129e1a1>.
- [20] S. Marauska. *Hochempfindliche mikromechanische magnetoelektrische Magnetfeldsensoren*. PhD thesis, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 2013. URL <http://d-nb.info/1041255535>.
- [21] W. C. Griffith, S. Knappe, J. Kitching, I. M. P. M. Ledbetter, D. Savukov, V. Budker, S. Shah, J. Knappe, D. J. Kitching, S. Michalak, and A. Xu. FemtoTesla atomic magnetometry in a microfabricated vapor cell. *Phys. Lett.*, 85(9):1460–1462, 2004. ISSN 1094-4087. doi: 10.1364/OE.18.027167. URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.027167>.
- [22] T. H. Sander, J. Preusser, R. Mhaskar, J. Kitching, L. Trahms, and S. Knappe. Magnetoencephalography with a chip-scale atomic magnetometer. *Biomedical Optics Express*, 3(5):981, 2012. ISSN 2156-7085. doi: 10.1364/BOE.3.000981. URL <https://www.osapublishing.org/boe/abstract.cfm?uri=boe-3-5-981>.
- [23] E. Portalier, B. Dufay, S. Saez, and C. Dolabdjian. Noise behavior of high sensitive GMI-based magnetometer relative to conditioning parameters. *IEEE Transactions on Magnetics*, 51(1):6–9, 2015. ISSN 00189464. doi: 10.1109/TMAG.2014.2355414. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2014.2355414>.
- [24] J. Reermann, G. Schmidt, I. Teliban, S. Salzer, and E. Quandt. Adaptive Acoustic Noise Cancellation for Magnetoelectric Sensors. *Ieee Sensors Journal*, 15(10):5804–5812, 2015. ISSN 1530-437X. doi: 10.1109/JSEN.2015.2448753. URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSEN.2015.2448753>.
- [25] J. Reermann, S. Zabel, C. Kirchhof, E. Quandt, F. Faupel, and G. Schmidt. Adaptive Readout Schemes for Thin-Film Magnetoelectric Sensors Based on the delta-E Effect. *IEEE Sensors Journal*, 16(12):4891–4900, 2016. ISSN 1530437X. doi: 10.1109/JSEN.2016.2553962. URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSEN.2016.2553962>.
- [26] J. Gröttrup, S. Kaps, J. Carstensen, D. Smazna, Y. K. Mishra, A. Piorra, C. Kirchhof, E. Quandt, and R. Adelung. Piezotronic-based magnetoelectric sensor: Fabrication and response. *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*, 213(8):2208–2215, 2016. ISSN 18626319. doi: 10.1002/pssa.201532924. URL <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.201532924>.
- [27] R. Jahns, H. Greve, E. Woltermann, E. Quandt, and R. Knöchel. Sensitivity enhancement of magnetoelectric sensors through frequency-conversion. *Sensors and Actuators, A: Physical*, 183:16–21, 2012. ISSN 09244247. doi: 10.1016/j.sna.2012.05.049. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2012.05.049>.
-

- 
- [28] P. Hayes, S. Salzer, J. Reermann, E. Yarar, V. Röbisch, A. Piorra, D. Meyners, M. Höft, R. Knöchel, G. Schmidt, and E. Quandt. Electrically modulated magnetoelectric sensors. *Applied Physics Letters*, 108(18):1–5, 2016. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4948470. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4948470>.
- [29] 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*, 99(22):8–10, 2011. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3664135. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3664135>.
- [30] S. Zabel, C. Kirchhof, E. Yarar, D. Meyners, E. Quandt, and F. Faupel. Phase modulated magnetoelectric delta-E effect sensor for sub-nano tesla magnetic fields. *Applied Physics Letters*, 107(15):152402, 2015. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4932575. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4932575>.
- [31] S. Zabel, J. Reermann, S. Fichtner, C. Kirchhof, E. Quandt, B. Wagner, G. Schmidt, and F. Faupel. Multimode delta-E effect magnetic field sensors with adapted electrodes. *Applied Physics Letters*, 108(22):26–29, 2016. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4952735. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4952735>.
- [32] W. Schuepbach, J. Rau, K. Knudsen, J. Volkmann, P. Krack, L. Timmermann, T. Hälbig, H. Hesekamp, S. M. Navarro, N. Meier, D. Falk, M. Mehdorn, and S. Pashchen. Neurostimulation for Parkinson’s Disease with Early Motor Complication. *New England Journal of Medicine*, 368(7):610–622, 2013. ISSN 0028-4793. doi: 10.1056/NEJMoa1205158. URL <http://www.nejm.org/doi/pdf/10.1056/NEJMoa1205158>.
- [33] G. Deuschl and Y. Agid. Subthalamic neurostimulation for Parkinson’s disease with early fluctuations: Balancing the risks and benefits. *The Lancet Neurology*, 12(10):1025–1034, 2013. ISSN 14744422. doi: 10.1016/S1474-4422(13)70151-0. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S1474-4422\(13\)70151-0](http://dx.doi.org/10.1016/S1474-4422(13)70151-0).
- [34] A. Shalash, A. Alexoudi, K. Knudsen, J. Volkmann, M. Mehdorn, and G. Deuschl. The impact of age and disease duration on the long term outcome of neurostimulation of the subthalamic nucleus. *Parkinsonism & related disorders*, 20(1):47–52, 2014. ISSN 1873-5126. doi: 10.1016/j.parkreldis.2013.09.014. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.parkreldis.2013.09.014>.
- [35] S. A. Schneider and G. Deuschl. Medical and Surgical Treatment of Tremors. *Neurologic clinics*, 33(1):57–75, 2015. ISSN 1557-9875. doi: 10.1016/j.ncl.2014.09.005. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0733861914000735>.
- [36] J. P. Wikswo, J. P. Barach, and J. A. Freeman. Magnetic field of a nerve impulse: first measurements. *Science (New York, N.Y.)*, 208(4439):53–55, 1980. ISSN 0036-8075. doi: 10.1126/science.7361105. URL <http://dx.doi.org/10.1126/science.7361105>.
- [37] R. S. Wijesinghe. Magnetic measurements of peripheral nerve function using a neuromagnetic current probe. *Experimental biology and medicine (Maywood, N.J.)*,
-

- 
- 235(2):159–69, 2010. ISSN 1535-3699. doi: 10.1258/ebm.2009.009306. URL <http://dx.doi.org/10.1258/ebm.2009.009306>.
- [38] B. Gleich and J. Weizenecker. Tomographic imaging using the nonlinear response of magnetic particles. *Nature*, 435(7046):1214–1217, 2005. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/nature03808. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/15988521>.
- [39] E. Groves, A. E. Dart, V. Covarelli, and E. Caron. Molecular mechanisms of phagocytic uptake in mammalian cells. *Cellular and Molecular Life Sciences*, 65(13):1957–1976, 2008. ISSN 1420682X. doi: 10.1007/s00018-008-7578-4. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00018-008-7578-4>.
- [40] C. Selhuber-Unkel. Tracking cell-nanoparticle interactions. *Journal of Biomedical Nanotechnology*, 5(6):634–640, 2009. ISSN 15507033. doi: 10.1166/jbn.2009.1080. URL <http://dx.doi.org/doi:10.1166/jbn.2009.1080>.
- [41] M. Avellaneda and G. Harshe. Magnetolectric Effect in Piezoelectric/Magnetostrictive Multilayer (2-2) Composites. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 5(4):501–513, 1994. ISSN 1045-389X. doi: 10.1177/1045389X9400500406. URL <http://jim.sagepub.com/cgi/doi/10.1177/1045389X9400500406>.
- [42] V. M. Petrov and G. Srinivasan. Enhancement of magnetolectric coupling in functionally graded ferroelectric and ferromagnetic bilayers. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 78(18):184421, nov 2008. ISSN 10980121. doi: 10.1103/PhysRevB.78.184421. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.78.184421>.
- [43] M. Bichurin, V. Petrov, and G. Srinivasan. Theory of low-frequency magnetolectric coupling in magnetostrictive-piezoelectric bilayers. *Physical Review B*, 68(5):1–13, aug 2003. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.68.054402. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.68.054402>.
- [44] M. I. Bichurin, D. a. Phillipov, V. M. Petrov, V. M. Laletsin, and G. Srinivasan. Resonance magnetolectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites. *Physical Review B*, 68(13):132408, 2003. ISSN 0163-1829. doi: 10.1103/PhysRevB.68.132408. URL <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0306513>.
- [45] J. P. Zhou, Y. J. Ma, G. B. Zhang, and X. M. Chen. A uniform model for direct and converse magnetolectric effect in laminated composite. *Applied Physics Letters*, 104(20):1–5, 2014. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4878559. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4878559>.
- [46] C. Zhang, W. Chen, J. Li, and J. Yang. Two-dimensional analysis of magnetolectric effects in multiferroic laminated plates. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 56(5):1046–1053, 2009. ISSN 08853010. doi: 10.1109/TUFFC.2009.1137. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TUFFC.2009.1137>.
-

- [47] D. Hasanyan, J. Gao, Y. Wang, R. Viswan, M. Li, Y. Shen, J. Li, and D. Viehland. Theoretical and experimental investigation of magnetoelectric effect for bending-tension coupled modes in magnetostrictive-piezoelectric layered composites. *Journal of Applied Physics*, 112(1):1–11, 2012. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.4732130. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4732130>.
- [48] D. Hasanyan, Y. Wang, J. Gao, M. Li, Y. Shen, J. Li, and D. Viehland. Modeling of resonant magneto-electric effect in a magnetostrictive and piezoelectric laminate composite structure coupled by a bonding material. *Journal of Applied Physics*, 112(6):064109, 2012. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.4752271. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4752271>.
- [49] W. Beckert and W. S. Kreher. Modelling piezoelectric modules with interdigitated electrode structures. *Computational Materials Science*, 26(SUPPL.):36–45, 2003. ISSN 09270256. doi: 10.1016/S0927-0256(02)00390-7. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0256\(02\)00390-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-0256(02)00390-7).
- [50] R. R. Knight, C. Mo, and W. W. Clark. MEMS interdigitated electrode pattern optimization for a unimorph piezoelectric beam. *Journal of Electroceramics*, 26(1-4):14–22, 2011. ISSN 13853449. doi: 10.1007/s10832-010-9621-8. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10832-010-9621-8>.
- [51] C. Zhang, J. Zhu, W. Chen, and C. Zhang. Two-dimensional theory of piezoelectric shells considering surface effect. *European Journal of Mechanics, A/Solids*, 43:109–117, 2014. ISSN 09977538. doi: 10.1016/j.euromechsol.2013.09.007. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.euromechsol.2013.09.007>.
- [52] M. E. H. Benbouzid, G. Reyne, and G. Meunier. Nonlinear Finite Element Modelling of Giant Magnetostriction. *IEEE Transactions on Magnetics*, 29(6):2467–2469, 1993. ISSN 19410069. doi: 10.1109/20.280981. URL <http://dx.doi.org/10.1109/20.280981>.
- [53] M. Benbouzid, G. Reyne, G. Meunier, L. Kvarnsjo, and G. Engdahl. Dynamic modelling of giant magnetostriction in Terfenol-D rods by the finite element method. *IEEE Transactions on Magnetics*, 31(3):0–3, 1995. ISSN 0018-9464. doi: 10.1109/20.376391. URL <http://dx.doi.org/10.1109/20.376391>.
- [54] O. Mohammed, T. Calvert, and R. McConnell. A model for magnetostriction in coupled nonlinear finite element magneto-elastic problems in electrical machines. *IEEE International Electric Machines and Drives Conference, IEMDC 1999 - Proceedings*, pages 728–735, 1999. doi: 10.1109/IEMDC.1999.769227. URL <http://dx.doi.org/10.1109/IEMDC.1999.769227>.
- [55] M. Besbes, Z. Ren, and A. Razek. A generalized finite element model of magnetostriction phenomena. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 37(5):3324–3328, 2001. ISSN 00189464. doi: 10.1109/20.952605. URL <http://dx.doi.org/10.1109/20.952605>.

- 
- [56] J. L. Pérez-Aparicio and H. Sosa. A continuum three-dimensional, fully coupled, dynamic, non-linear finite element formulation for magnetostrictive materials. *Smart Materials and Structures*, 13(3):493–502, 2004. ISSN 0964-1726. doi: 10.1088/0964-1726/13/3/007. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0964-1726/13/3/007>.
- [57] M. Sunar, a. Z. Al-Garni, M. H. Ali, and R. Kahraman. Finite element modeling of thermopiezomagnetic smart structures. *AIAA Journal*, 40(9):1846–1851, 2002. ISSN 0001-1452. doi: 10.2514/3.15268. URL <http://dx.doi.org/10.2514/2.1862>.
- [58] K. P. Jayachandran, J. M. Guedes, and H. C. Rodrigues. A generic homogenization model for magnetoelectric multiferroics. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 25(10):1243–1255, oct 2013. ISSN 1045-389X. doi: 10.1177/1045389X13502877. URL <http://jim.sagepub.com/cgi/doi/10.1177/1045389X13502877>.
- [59] K. Linnemann, S. Klinkel, and W. Wagner. A constitutive model for magnetostrictive and piezoelectric materials. *International Journal of Solids and Structures*, 46(5): 1149–1166, 2009. ISSN 00207683. doi: 10.1016/j.ijsolstr.2008.10.014. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2008.10.014>.
- [60] H. Talleb and Z. Ren. Finite element modeling of magnetoelectric laminate composites in considering nonlinear and load effects for energy harvesting. *Journal of Alloys and Compounds*, 615:65–74, 2014. ISSN 09258388. doi: 10.1016/j.jallcom.2014.06.121. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.jallcom.2014.06.121>.
- [61] M. Bailoni, Y. Wei, and L. Norum. Mathematical Modelling and Simulation of Magnetostrictive Materials by Comsol Multiphysics. *COMSOL Conference 2008 Hannover*, pages 1–25, 2008.
- [62] B. Zadov, A. Elmalem, E. Paperno, I. Gluzman, A. Nudelman, D. Levron, A. Grosz, S. Lineykin, and E. Liverts. Modeling of small DC magnetic field response in trilayer magnetoelectric laminate composites. *Advances in Condensed Matter Physics*, 2012: 1–18, 2012. ISSN 16878108. doi: 10.1155/2012/383728. URL <http://dx.doi.org/10.1155/2012/383728>.
- [63] Y. Shen, J. Gao, Y. Wang, D. Hasanyan, P. Finkel, J. Li, and D. Viehland. Flux distraction effect on magnetoelectric laminate sensors and gradiometer. *Journal of Applied Physics*, 114(13):2–6, 2013. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.4824184. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4824184>.
- [64] N. Galopin, X. Mininger, F. Bouillault, and L. Daniel. Finite element modeling of magnetoelectric sensors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(6):834–837, jun 2008. ISSN 00189464. doi: 10.1109/TMAG.2008.915781. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2008.915781>.
- [65] X. Mininger, N. Galopin, Y. Dennemont, and F. Bouillault. 3D finite element model for magnetoelectric sensors. *The European Physical Journal Applied Physics*, 52(2): 23303, oct 2010. ISSN 1286-0042. doi: 10.1051/epjap/2010078. URL <http://dx.doi.org/10.1051/epjap/2010078>.
-

- 
- [66] R. U. o. A. Wang. *Three-dimensional Finite Element Modeling of Multilayered Multiferroic Composites*. Phd thesis, The University of Akron, 2011. URL [http://rave.ohiolink.edu/etdc/view?acc\\_num=akron1311365854](http://rave.ohiolink.edu/etdc/view?acc_num=akron1311365854).
- [67] T. T. Nguyen, X. Mininger, F. Bouillault, and L. Daniel. Finite element harmonic modeling of magnetoelectric effect. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(5):1142–1145, may 2011. ISSN 00189464. doi: 10.1109/TMAG.2010.2081356. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2010.2081356>.
- [68] T. T. Nguyen, F. Bouillault, L. Daniel, and X. Mininger. Finite element modeling of magnetic field sensors based on nonlinear magnetoelectric effect. *Journal of Applied Physics*, 109(8):084904, 2011. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.3553855. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3553855>.
- [69] J. F. Blackburn, M. Vopsaroiu, and M. G. Cain. Verified finite element simulation of multiferroic structures: Solutions for conducting and insulating systems. *Journal of Applied Physics*, 104(7):074104, 2008. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.2988183. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2988183>.
- [70] J. Blackburn, M. Vopsaroiu, and M. G. Cain. Composite multiferroics as magnetic field detectors: how to optimise magneto-electric coupling. *Advances in Applied Ceramics*, 109(3):169–174, 2010. ISSN 17436753. doi: 10.1179/174367509X12503626841758. URL <http://dx.doi.org/10.1179/174367509X12503626841758>.
- [71] COMSOL Multiphysics - COMSOL Inc. URL <https://www.comsol.com>.
- [72] ANSYS Inc. Ansys multiphysics; User guide. *Electromagnetics*, (November):1–50, 2011. URL <http://ansys.com>.
- [73] R. Jahns, H. Greve, E. Woltermann, E. Quandt, and R. H. Knöchel. Noise performance of magnetometers with resonant thin-film magnetoelectric sensors. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 60(8):2995–3001, 2011. ISSN 00189456. doi: 10.1109/TIM.2011.2122410. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TIM.2011.2122410>.
- [74] R. Jahns. *Untersuchung und Optimierung von Empfindlichkeit und Rauschverhalten magnetoelektrischer Sensoren*. Phd thesis, 2013. URL <http://d-nb.info/1036872130>.
- [75] Y. Zhou, D. Maurya, Y. Yan, G. Srinivasan, E. Quandt, and S. Priya. Self-Biased Magnetoelectric Composites: An Overview and Future Perspectives. *Energy Harvesting and Systems*, 0(0):1–42, 2015. ISSN 2329-8774. doi: 10.1515/ehs-2015-0003. URL <http://www.degruyter.com/view/j/ehs.ahead-of-print/ehs-2015-0003/ehs-2015-0003.xml>.
- [76] T. Lottermoser, T. Lonkai, U. Amann, D. Hohlwein, J. Ihringer, and M. Fiebig. Magnetic phase control by an electric field. *Nature*, 430(6999):541–545, 2004. ISSN
-



- 
- 1476-4687. doi: 10.1038/nature02728. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature02728>.
- [77] W. F. Brown, R. M. Hornreich, and S. Shtrikman. Upper bound on the magnetoelectric susceptibility. *Physical Review*, 168(2):574–577, 1968. ISSN 0031899X. doi: 10.1103/PhysRev.168.574. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.168.574>.
- [78] L. W. Martin, S. P. Crane, Y.-H. Chu, M. B. Holcomb, M. Gajek, M. Huijben, C.-H. Yang, N. Balke, and R. Ramesh. Multiferroics and magnetoelectrics: thin films and nanostructures. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(43):434220, 2008. ISSN 0953-8984. doi: 10.1088/0953-8984/20/43/434220. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/20/43/434220>.
- [79] A. Piorra. *Ferroelektrische Schichten für magnetoelektrische Komposite*. Phd thesis, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 2014. URL <http://d-nb.info/1052020232>.
- [80] W. Borchardt-Ott and H. Sowa. *Kristallographie*. 2013. ISBN 978-3-642-34810-5. doi: 10.1007/978-3-642-34811-2. URL <http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-34811-2>.
- [81] W. Kleber, H. J. Bautsch, and J. Bohm. *Einfuehrung in die Kristallographie*. De Gruyter, 2010. URL <https://books.google.de/books?id=Uv0w8tc8LJEC>.
- [82] B. JAFFE, W. R. COOK, and H. JAFFE. *Non-Metallic Solids*, volume 3. Academic Press, 1971. doi: 10.1016/B978-0-12-379550-2.50001-6. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/B9780123795502500016>.
- [83] J. P. Joule. On a new class of magnetic forces. *Ann. Electr. Magn. Chem*, 8(1842): 219–224, 1842.
- [84] J. Baumann. *Einspritzmengenkorrektur in Common-Rail-Systemen mit Hilfe magnetoelastischer Drucksensoren*. PhD thesis, 2006. URL <http://www.ksp.kit.edu/3866440642>.
- [85] B. D. Cullity and C. D. Graham. *Introduction to magnetic materials - Cullity\_3.pdf*, volume 12. Wiley-IEEE Press, 2 edition, 2009. doi: 10.1016/S1369-7021(09)70091-4. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S1369-7021\(09\)70091-4](http://dx.doi.org/10.1016/S1369-7021(09)70091-4).
- [86] G. Engdahl and E. Quandt. *Handbook of Giant Magnetostrictive Materials*. Academic Press, 2000. ISBN 9780122386404. doi: 10.1016/B978-012238640-4/50022-X. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978012238640450022X>.
- [87] Z. Fang. *Ultra Sensitive Magnetic Sensors Integrating the Giant Magnetoelectric Effect With Advanced Microelectronics*. PhD thesis, 2011.
- [88] 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*, 96(6):1673–1681, 2013. ISSN 00027820. doi: 10.1111/jace.12400. URL <http://dx.doi.org/10.1111/jace.12400>.
- [89] 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*, 97(15):152503, 2010. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3497277. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3497277>.
- [90] Z. Xing, S. Dong, J. Zhai, L. Van, J. Li, and D. Viehland. Resonant bending mode of Terfenol-D/steel/Pb(Zr, Ti)O<sub>3</sub> magnetoelectric laminate composites. *Applied Physics Letters*, 89(11):1–3, 2006. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2353819. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2353819>.
- [91] J. Zhai, S. Dong, Z. Xing, J. Li, and D. Viehland. Giant magnetoelectric effect in Metglas/polyvinylidene-fluoride laminates. *Applied Physics Letters*, 89(8):17–19, 2006. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.2337996. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2337996>.
- [92] G. Stemme. Resonant silicon sensors, 1999. ISSN 0960-1317. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0960-1317/1/2/004>.
- [93] 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: Physical*, 189:321–327, 2013. ISSN 09244247. doi: 10.1016/j.sna.2012.10.015. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2012.10.015>.
- [94] 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*, 102(23), 2013. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4810750. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4810750>.
- [95] D. Gross, W. Hauger, and P. Wriggers. Biegeschwingungen von Balken. In *Technische Mechanik 4*, chapter 4.4, pages 235–254. 2011. ISBN 9783834807472. doi: 10.1007/978-3-8348-9840-1. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-89391-2>.
- [96] D. Gross, W. Hauger, J. Schröder, and W. a. Wall. Stoffgesetze. In *Technische Mechanik 2 - Elastostatik*, chapter 1.3, pages 14–18. 2010. ISBN 9788578110796. doi: 10.1017/CBO9781107415324.004. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-19984-4>.
- [97] D. Gross, W. Hauger, J. Schröder, and W. a. Wall. Spannungszustand. In *Technische Mechanik 2 - Elastostatik*, chapter 2, pages 41–67. 2010. ISBN 9788578110796. doi: 10.1017/CBO9781107415324.004. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-19984-4>.
-

- 
- [98] D. Gross, W. Hauger, J. Schröder, and W. a. Wall. Verzerrungszustand. In *Technische Mechanik 2 - Elastostatik*, chapter 3, pages 69–86. 2010. ISBN 9788578110796. doi: 10.1017/CBO9781107415324.004. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-19984-4>.
- [99] W. Voight. *Lehrbuch der Kristallphysik*, volume 962. 1928. ISBN 9780384648401. doi: 10.1007/978-3-663-15884-4. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-663-15884-4>.
- [100] I. Müller and P. Strehlow. *Rubber and Rubber Balloon*. 2004. ISBN 978-3-540-20244-8. doi: 10.1007/b93853. URL <http://dx.doi.org/10.1007/b93853>.
- [101] S. P. Joshi. Non-linear constitutive relations for piezoceramic materials. *Smart Materials and Structures*, 1(1):80–83, 1999. ISSN 0964-1726. doi: 10.1088/0964-1726/1/1/012. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0964-1726/1/1/012>.
- [102] D. A. Berlincourt, D. R. Curran, and H. Jaffe. Piezoelectric and Piezomagnetic Materials and Their Function in Transducers. In W. P. Mason, editor, *Physical Acoustics*, pages 169 – 270. Academic Press, New York, i edition, 1964. ISBN 9780323151276. doi: 10.1016/B978-1-4832-2857-0.50009-5. URL <http://cds.cern.ch/record/1619376>.
- [103] H. Jaffe and D. A. Berlincourt. Piezoelectric Transducer Materials. *Proceedings of the IEEE*, 53(10):1372–1386, 1965. ISSN 15582256. doi: 10.1109/PROC.1965.4253. URL <http://dx.doi.org/10.1109/PROC.1965.4253>.
- [104] R. M. Martin. Piezoelectricity. *Physical Review B*, 5(4):1607–1613, 1972. ISSN 01631829. doi: 10.1103/PhysRevB.5.1607. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.5.1607>.
- [105] J. R. Brauer. *Finite Element Analysis*. 2 edition, 1993. ISBN 0-8247-8954-7.
- [106] D. Braess. *Finite Elemente*. 5 edition, 2007. ISBN 9783642347962. doi: 10.1515/BMT.2007.051. URL <http://dx.doi.org/10.1515/BMT.2007.051>.
- [107] M. Link. *Finite Elemente in der Statik und der Dynamik*. Number 1. Springer Fachmedien Wiesbaden, 4 edition, 2014. ISBN 9780874216561. doi: 10.1007/s13398-014-0173-7.2. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-658-03557-0>.
- [108] M. Merkel and A. Öchsner. *Eindimensionale Finite Elemente*. Springer Berlin Heidelberg, 2 edition, 2010. ISBN 978-3-642-04991-0. doi: 10.1007/978-3-642-04992-7. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-04992-7>.
- [109] T. M. Inc. MATLAB, The Mathworks Inc. URL <https://www.mathworks.com>.
- [110] 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*, 108(8):084509, 2010. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.3486483. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3486483>.
-

- 
- [111] X. Zhuang, M. L. C. Sing, C. Dolabdjian, Y. Wang, P. Finkel, J. Li, and D. Viehland. Mechanical noise limit of a strain-coupled magneto(elasto)electric sensor operating under a magnetic or an electric field modulation. *IEEE Sensors Journal*, 15(3): 1575–1587, 2015. ISSN 1530437X. doi: 10.1109/JSEN.2014.2363880. URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSEN.2014.2363880>.
- [112] J. L. Gugat, M. C. Krantz, and M. Gerken. Two-dimensional versus three-dimensional finite-element method simulations of cantilever magnetoelectric sensors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 49(10):5287–5293, 2013. ISSN 00189464. doi: 10.1109/TMAG.2013.2260346. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2013.2260346>.
- [113] J. L. Gugat, J. Schmalz, M. C. Krantz, and M. Gerken. Magnetic Flux Concentration Effects in Cantilever Magnetoelectric Sensors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 52(5):1–8, 2016. ISSN 00189464. doi: 10.1109/TMAG.2015.2509948. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2015.2509948>.
- [114] J. Clerk Maxwell. A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155(January):459–512, 1865. ISSN 0261-0523. doi: 10.1098/rstl.1865.0008. URL <http://rstl.royalsocietypublishing.org/cgi/doi/10.1098/rstl.1865.0008>.
- [115] M. Gerken. Resonance line shape, strain and electric potential distributions of composite magnetoelectric sensors. *AIP Advances*, 3(6):062115, 2013. ISSN 21583226. doi: 10.1063/1.4811369. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4811369>.
- [116] P. L. George. General Mesh Description. In *Automatic mesh generation: Application to finite element methods*, chapter 2, pages 13–28. Wiley, New York, 1991. ISBN 0-471-93097-0.
- [117] H. Greve, E. Woltermann, H.-J. Quenzer, B. Wagner, and E. Quandt. Giant magnetoelectric coefficients in (Fe<sub>90</sub>Co<sub>10</sub>)<sub>78</sub>Si<sub>12</sub>B<sub>10</sub>-AlN thin film composites. *Applied Physics Letters*, 96(18):182501, 2010. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3377908. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3377908>.
- [118] D. Gross, W. Hauger, and P. Wriggers. Ebene Probleme. In *Technische Mechanik 4*, chapter 2.5, page 426. Heidelberg, Germany, 6 edition, 2009. ISBN 9783834807472. doi: 10.1007/978-3-8348-9840-1. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-9840-1>.
- [119] M. Vopsaroiu, J. Blackburn, and M. G. Cain. A new magnetic recording read head technology based on the magneto-electric effect. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(17):5027–5033, sep 2007. ISSN 0022-3727. doi: 10.1088/0022-3727/40/17/003. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/40/17/003>.
- [120] M. Vopsaroiu, J. Blackburn, A. Muniz-Piniella, and M. G. Cain. Multiferroic magnetic recording read head technology for 1 Tbit in.2 and beyond. *Journal of Applied Physics*, 103(7):7–9, 2008. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.2832345. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2832345>.
-

- 
- [121] E. Liverts, A. Grosz, B. Zadov, M. I. Bichurin, Y. J. Pukinskiy, S. Priya, D. Viehland, and E. Paperno. Demagnetizing factors for two parallel ferromagnetic plates and their applications to magnetoelectric laminated sensors. *Journal of Applied Physics*, 109(7):1–3, 2011. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.3536518. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3536518>.
- [122] J. A. Osborn. Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Physical Review*, 67(11-12):351–357, 1945. ISSN 0031899X. doi: 10.1103/PhysRev.67.351. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.67.351>.
- [123] D. X. Chen, J. A. Brug, and R. B. Goldfarb. Demagnetizing factors for cylinders. *IEEE Transactions on Magnetics*, 27(4):3601–3619, 1991. ISSN 19410069. doi: 10.1109/20.102932. URL <http://dx.doi.org/10.1109/20.102932>.
- [124] A. Aharoni. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *J. Appl. Phys.*, 83(1998):3432–3434, 1998. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.367113. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.367113>.
- [125] A. Aharoni. "Local" demagnetization in a rectangular ferromagnetic prism. *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, 229(3):1413–1416, 2002. ISSN 03701972. doi: 10.1002/1521-3951(200202)229:3<1413::AID-PSSB1413>3.0.CO;2-Q. URL [http://dx.doi.org/10.1002/1521-3951\(200202\)229:3<1413::AID-PSSB1413>3.0.CO;2-Q](http://dx.doi.org/10.1002/1521-3951(200202)229:3<1413::AID-PSSB1413>3.0.CO;2-Q).
- [126] K. Simonyi. Das Verhalten der Feldgrößen an der Grenzfläche von Volumenteilen mit verschiedenen Materialkonstanten. In *Theoretische Elektrotechnik*, pages 47–53. Barth, Ed. Dt. Verl. der Wiss., Berlin, 10 edition, 1993. ISBN 3-335-00375-6.
- [127] M. C. Krantz, J. L. Gugat, and M. Gerken. Resonant magnetoelectric response of cantilevers with magnetostrictive and piezoelectric layers on opposite sides of the substrate. *AIP Advances*, 3(6):062135, 2013. ISSN 21583226. doi: 10.1063/1.4812873. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4812873>.
- [128] M. Krantz, J. L. Gugat, and M. Gerken. Strong Enhancement of Bending-Mode Magnetoelectric Effect by Layer Sequence Choice in Thin Film Bilayer Composites on a Substrate. *MRS Proceedings*, 1660:mrsf13-1660-tt03-18, 2014. ISSN 1946-4274. doi: 10.1557/opl.2014.395. URL <http://dx.doi.org/10.1557/opl.2014.395>.
- [129] M. C. Krantz, J. L. Gugat, and M. Gerken. Static magnetoelectric and magnetoelastic response of composite cantilevers: Theory of short vs. open circuit operation and layer sequence effects. *AIP Advances*, 5(11):117229, 2015. ISSN 21583226. doi: 10.1063/1.4936400. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4936400>.
- [130] M. C. Krantz, J. L. Gugat, and M. Gerken. Resonant magnetoelectric and magnetoelastic response of composite cantilevers: Theory of short vs. open circuit operation and layer sequence effects. *AIP Advances*, 5(11):117230, 2015. ISSN 21583226. doi: 10.1063/1.4936400. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4936401>.
-

- [131] A. Piorra, R. Jahns, I. Teliban, J. L. Gugat, M. Gerken, R. Knöchel, and E. Quandt. Magnetolectric thin film composites with interdigital electrodes. *Applied Physics Letters*, 103(3):032902, 2013. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.4812706. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4812706>.
- [132] M. C. Krantz and M. Gerken. Theory of magnetolectric effect in multilayer nanocomposites on a substrate: Static bending-mode response. *AIP Advances*, 3(5):022103, 2013. ISSN 21583226. doi: 10.1063/1.4808204. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4790630>.
- [133] M. C. Krantz and M. Gerken. Theory of magnetolectric effect in multilayer nanocomposites on a substrate: Resonant bending-mode response. *AIP Advances*, 3(5):052131, 2013. ISSN 21583226. doi: 10.1063/1.4808204. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4808204>.
- [134] J. L. Gugat, M. C. Krantz, J. Schmalz, and M. Gerken. Signal-to-noise ratio in cantilever magnetolectric sensors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 52(9):1–5, 2016. ISSN 00189464. doi: 10.1109/TMAG.2016.2557305. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2016.2557305>.
- [135] U. Bala, M. Krantz, and M. Gerken. Electrode position optimization in magnetolectric sensors based on magnetostrictive-piezoelectric bilayers on cantilever substrates. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 61(3):392–398, 2014. ISSN 08853010. doi: 10.1109/TUFFC.2014.2924. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TUFFC.2014.2924>.
- [136] B. Xu, R. G. Polcawich, S. Trolier-Mckinstry, Y. Ye, L. E. Cross, J. J. Bernstein, and R. Miller. Sensing characteristics of in-plane polarized lead zirconate titanate thin films. *Applied Physics Letters*, 75(26):4180–4182, 1999. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.125575. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.125575>.
- [137] W. J. Choi, Y. Jeon, J. H. Jeong, R. Sood, and S. G. Kim. Energy harvesting MEMS device based on thin film piezoelectric cantilevers. *Journal of Electroceramics*, 17(2-4):543–548, 2006. ISSN 13853449. doi: 10.1007/s10832-006-6287-3. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10832-006-6287-3>.
- [138] C. Mo, S. Kim, and W. W. Clark. Theoretical analysis of energy harvesting performance for unimorph piezoelectric benders with interdigitated electrodes. *Smart Materials and Structures*, 18(5):055017, 2009. ISSN 0964-1726. doi: 10.1088/0964-1726/18/5/055017. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0964-1726/18/5/055017>.
- [139] J. C. Park, J. Y. Park, and Y. P. Lee. Modeling and characterization of piezoelectric d33-Mode MEMS energy harvester. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 19(5):1215–1222, 2010. ISSN 10577157. doi: 10.1109/JMEMS.2010.2067431. URL <http://dx.doi.org/10.1109/JMEMS.2010.2067431>.
- [140] A. H. Fahmy and E. L. Adler. Transformation of tensor constants of anisotropic materials due to rotations of the co-ordinate axes. *Proc. IEEE*, 122(5):591–592,

---

1975. ISSN 00203270. doi: 10.1049/piee.1975.0163. URL <http://dx.doi.org/10.1049/piee.1975.0163>.

- [141] J. J. Craig. *Introduction to Robotics: Mechanics and Control*. Pearson, 3 edition, 2004. ISBN 978-0201543612.
- [142] R. Bashir, a. Gupta, G. W. Neudeck, M. McElfresh, and R. Gomez. On the design of piezoresistive silicon cantilevers with stress concentration regions for scanning probe microscopy applications. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 10(4):483–491, 2000. ISSN 0960-1317. doi: 10.1088/0960-1317/10/4/301. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0960-1317/10/4/301>.
- [143] K. A. A. Wahid, H. W. Lee, M. A. Shazni, and I. A. Azid. Investigation on the effect of different design of SCR on the change of resistance in piezoresistive micro cantilever. *Microsystem Technologies*, 20(6):1079–1083, 2014. ISSN 09467076. doi: 10.1007/s00542-013-1784-1. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00542-013-1784-1>.
- [144] P. M. Drljača, F. Vincent, P. A. Besse, and R. S. Popovi. Design of planar magnetic concentrators for high sensitivity Hall devices. *Sensors and Actuators, A: Physical*, 97-98:10–14, 2002. ISSN 09244247. doi: 10.1016/S0924-4247(01)00866-4. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(01\)00866-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(01)00866-4).
- [145] A. Guedes, J. M. Almeida, S. Cardoso, R. Ferreira, and P. P. Freitas. Improving magnetic field detection limits of spin valve sensors using magnetic flux guide concentrators. *IEEE Transactions on Magnetics*, 43(6):2376–2378, jun 2007. ISSN 00189464. doi: 10.1109/TMAG.2007.893119. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2007.893119>.
- [146] W. C. Griffith, R. Jimenez-Martinez, V. Shah, S. Knappe, and J. Kitching. Miniature atomic magnetometer integrated with flux concentrators. *Applied Physics Letters*, 94(2):1–3, 2009. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3056152. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3056152>.
- [147] X. Sun, L. Jiang, and P. W. T. Pong. Magnetic flux concentration at micrometer scale. *Microelectronic Engineering*, 111:77–81, 2013. ISSN 01679317. doi: 10.1016/j.mee.2013.01.063. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.mee.2013.01.063>.
- [148] J. Gao, D. Gray, Y. Shen, J. Li, and D. Viehland. Enhanced dc magnetic field sensitivity by improved flux concentration in magnetoelectric laminates. *Applied Physics Letters*, 99(15):3–5, 2011. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3650713. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3650713>.
- [149] Z. Fang, S. G. Lu, F. Li, S. Datta, Q. M. Zhang, and M. El Tahchi. Enhancing the magnetoelectric response of Metglas/polyvinylidene fluoride laminates by exploiting the flux concentration effect. *Applied Physics Letters*, 95(11):3–5, 2009. ISSN 00036951. doi: 10.1063/1.3231614. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3231614>.

- [150] Y. Wang, D. Gray, D. Berry, J. Li, and D. Viehland. Self-amplified magnetoelectric properties in a dumbbell-shaped magnetostrictive/piezoelectric composite. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 59(5):859–862, 2012. ISSN 08853010. doi: 10.1109/TUFFC.2012.2270. URL <http://dx.doi.org/10.1109/TUFFC.2012.2270>.
- [151] Z. Xing, J. Zhai, J. Gao, J. Li, and D. Viehland. Magnetic-field sensitivity enhancement by magnetoelectric sensor arrays. *IEEE Electron Device Letters*, 30(5):445–447, 2009. ISSN 07413106. doi: 10.1109/LED.2009.2015342. URL <http://dx.doi.org/10.1109/LED.2009.2015342>.
- [152] M. Li, Y. Wang, J. Gao, D. Gray, J. Li, and D. Viehland. Dependence of magnetic field sensitivity of a magnetoelectric laminate sensor pair on separation distance: Effect of mutual inductance. *Journal of Applied Physics*, 111(3):33923, 2012. ISSN 00218979. doi: 10.1063/1.3684986. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3684986>.



---

# Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Schematische Darstellung eines Zweischicht-ME-Sensors im resonanten Betrieb (a) und die resultierende ME-Spannung als Funktion der Frequenz (b).</i>	2
1.2	<i>Größenordnung und Frequenzbereiche biomagnetischer Felder und Störquellen (nach [17]).</i>	3
1.3	<i>Übersicht der untersuchten Sensortypen und Geometrien zur Optimierung der Empfindlichkeit von ME-Sensoren durch Variation der Geometrieparameter, Schichtfolgen, Materialien sowie Elektroden und dem Einsatz von mechanischen und magnetischen Konzentratoren.</i>	5
2.1	<i>Schematische Darstellung der Kopplungen zwischen den für magnetoelastische Materialien und Komposite relevanten Eigenschaften (nach [78]).</i>	8
2.2	<i>Schematische Darstellung des (a) und (b) direkten sowie (c) und (d) inversen piezoelektrischen Effekts (nach [79]).</i>	9
2.3	<i>Darstellung des piezoelektrischen Effekts anhand der Gitterstruktur eines Quarzkristalls (a) ohne Belastung, (b) mit Druck auf die polare Achse in x-Richtung und (c) mit Druck auf die polare Achse in y-Richtung (nach [81]).</i>	9
2.4	<i>Schematische Darstellung magnetostriktiven Verhaltens auf makroskopischer Ebene (oben) und atomarer Ebene (unten). Die magnetischen Domänen in (a) sind entmagnetisiert und damit ohne äußeres Magnetfeld statistisch verteilt. Für unterschiedlich starke Magnetfelder in (b) bis (d) richten sich die Domänen entsprechend in Feldrichtung aus (nach [84]).</i>	10
2.5	<i>Schematische Darstellung der gebräuchlichen Anordnungen zweiphasiger Komposite: (a) Partikelkomposit (0-3), (b) Faserkomposit (1-3) und (c) Schichtkomposit (2-2) (nach [75]).</i>	11
2.6	<i>Schematische Darstellung der Betriebsmodi von (2-2) Schichtkompositen. Diese sind (a) longitudinale Magnetisierung und transversale Polarisierung (L-T), (b) longitudinale Magnetisierung und longitudinale Polarisierung (L-L), (c) transversale Magnetisierung und longitudinale Polarisierung (T-L) und (d) transversale Magnetisierung und transversale Polarisierung (T-T) (nach [2]).</i>	12

2.7	<i>Schematische Darstellung des ME-Effekts in Kompositen. Der Arbeitspunkt (AP) wird durch das konstante magnetische Bias-Feld <math>H_{\text{Bias}}</math> in den Wendepunkt der Magnetostruktionskurve geschoben um ein maximales E-Feld, durch den maximalen Dehnungsübertrag von der MS- auf die PE-Schicht, zu erzeugen ([87]). . . . .</i>	13
2.8	<i>Messung des ME-Koeffizienten in Abhängigkeit der Frequenz des magnetischen Feldes eines ME-Sensors mit einer Resonanzfrequenz von <math>f_0 = 330</math> Hz [88]. . . . .</i>	13
2.9	<i>Normierte Auslenkung in z-Richtung von (a) einseitig und (b) beidseitig geklemmten ME-Sensors als Funktion der x-Koordinate im statischen und resonanten Betrieb (Grundschiwingung und 1. Oberschwingung). . . . .</i>	14
2.10	<i>Schematische Darstellung des Spannungs-Dehnungs-Diagramms eines einachsigen Zugversuchs (nach [96]). . . . .</i>	15
2.11	<i>Spannungszustand eines infinitesimalen Quaders im Punkt P (nach [97]). . . . .</i>	16
2.12	<i>Verzerrungszustand eines infinitesimalen Quaders im Punkt P (nach [98]). . . . .</i>	16
2.13	<i>Ersatzschaltbild inklusive Rauschquellen des ME-Sensors mit angeschlossenem Spannungsverstärker (nach [74]). . . . .</i>	21
2.14	<i>Ersatzschaltbild inklusive Rauschquellen des ME-Sensors mit angeschlossenem Ladungsverstärker (nach [74]). . . . .</i>	23
3.1	<i>Schematische Darstellung einer dreidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS. . . . .</i>	28
3.2	<i>Schematische Darstellung des verwendeten strukturierten Netzes zur Diskretisierung des dreidimensionalen Lösungsgebietes. . . . .</i>	30
3.3	<i>Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostriktiver Schicht in Abhängigkeit der Netzelemente von Länge, Breite und Höhe sowie deren Kombination. . . . .</i>	30
3.4	<i>Lösung des 3D-ME-Sensormodells mit der elektrischen Potentialverteilung und der Sensorauslenkung (Multiplikator: 5000) eines einseitig geklemmten ME-Sensors (Si-AlN-MG) im Leerlauf-Betrieb unter der Annahme (a) isolierender und (b) ideal leitfähiger MS-Materialparameter (<math>H_1 = -25</math> A/m, <math>f = 265,5</math> kHz). . . . .</i>	31
3.5	<i>Schematische Darstellung einer zweidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS. . . . .</i>	33
3.6	<i>Schematische Darstellung des verwendeten strukturierten Netzes zur Diskretisierung des zweidimensionalen Lösungsgebietes. . . . .</i>	33
3.7	<i>Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostriktiver Schicht in Abhängigkeit der Diskretisierung von Länge und Höhe sowie deren Kombination. . . . .</i>	33

---

3.8	<i>Lösung des 2D-ME-Sensormodells mit der elektrischen Potentialverteilung und der Sensorauslenkung (Multiplikator: 5000) eines einseitig geklemmten ME-Sensors (Si-AlN-MG) im Leerlauf-Betrieb unter der Annahme (a) isolierender und (b) ideal leitfähiger MS-Materialparameter (<math>H_1 = -25</math> A/m, <math>f = 270,5</math> kHz).</i>	34
3.9	<i>Geometrie eines frei gelagerten Lesekopfes zur magnetischen Datenaufzeichnung in (a) 3D (nach [69]) und (b) 2D zur Validierung der Ergebnisse der 2D-FEM-Formulierung.</i>	35
3.10	<i>Verhalten der (a) Verzerrungskomponente <math>S_{11}</math> und (b) Spannungskomponente <math>T_{11}</math> im Zentrum der magnetostriktiven und piezoelektrischen Schichten in Abhängigkeit der <math>x</math>-Koordinate.</i>	36
3.11	<i>Komponente der (a) magnetischen Flussdichte <math>B_1</math> im Zentrum der magnetostriktiven und piezoelektrischen Schichten und (b) elektrischen Flussdichte <math>D_3</math> im Zentrum der piezoelektrischen Schichten in Abhängigkeit der <math>x</math>-Koordinate.</i>	36
3.12	<i>Schematische Darstellung eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS in (a) 3D und (b) 2D zur Validierung der 2D-FEM-Formulierung.</i>	37
3.13	<i>Verhalten der (a) Verzerrungskomponente <math>S_{11}</math> und (b) Spannungskomponente <math>T_{11}</math> im Zentrum des ME-Sensors in Abhängigkeit der <math>z</math>-Koordinate.</i>	37
3.14	<i>Elektrisches Potential in der Mitte der oberen Elektrode als Funktion der <math>x</math>-Koordinate für (a) ideal leitfähige und (b) isolierende magnetostriktive Schicht unterschiedlich breiter ME-Sensoren.</i>	38
3.15	<i>Elektrisches Potential der oberen Elektrode als Funktion der <math>x</math>- und <math>y</math>-Koordinate für einen ME-Sensor der Breite (a) <math>B = 50</math> <math>\mu\text{m}</math>, (b) <math>B = 100</math> <math>\mu\text{m}</math>, (c) <math>B = 250</math> <math>\mu\text{m}</math> und (d) <math>B = 500</math> <math>\mu\text{m}</math> mit isolierender magnetostriktiver Schicht.</i>	38
3.16	<i>(a) Elektrisches Potential und (b) Verschiebung in <math>z</math>-Richtung (<math>u_3</math>) in Abhängigkeit der <math>y</math>-Koordinate bei halber ME-Sensorenlänge (<math>x = 250</math> <math>\mu\text{m}</math>) und isolierender magnetostriktiver Schicht für unterschiedlich breite ME-Sensoren.</i>	39
3.17	<i>Elektrisches Potential in der Mitte der oberen Elektrode und in Abhängigkeit der <math>x</math>-Koordinate bei isolierender MS-Schicht für 100 <math>\mu\text{m}</math> breite und unterschiedlich lange ME-Sensoren.</i>	40
3.18	<i>Simulationszeit als Funktion der Netzelemente von 2D- und 3D-Simulationen mit isolierendem und ideal leitfähigem MS-Material.</i>	40
3.19	<i>Schematische Darstellung (a) einer dreidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS inklusive Umgebungsvolumen und (b) das strukturierte Netz der Diskretisierung des dreidimensionalen Lösungsgebietes. Zur besseren Darstellung ist nur die Diskretisierung der drei hinter dem ME-Sensor liegenden Gebiete gezeigt.</i>	42

---

3.20	<i>Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostruktiver Schicht in Abhängigkeit der Diskretisierung der Länge, Breite, Höhe der Schichten und des Umgebungsvolumens. . . . .</i>	43
3.21	<i>Lösung des 3D-ME-Sensormodells mit externen Feldern mit der elektrischen Potentialverteilung und der Sensorauslenkung (Multiplikator: 5000) eines einseitig geklemmten ME-Sensors (Si-AlN-MG) im Leerlauf-Betrieb unter der Annahme (a) isolierender und (b) leitfähiger MS-Materialparameter (<math>H_1 = -25</math> A/m, <math>f = 286,5</math> kHz). Rück- und Unterseite des Umgebungsvolumens zeigen die Projektion der Magnetfeldlinien in der Mitte der MS-Schicht. . . . .</i>	44
3.22	<i>Leerlauf-ME-Spannungen des ME-Sensors aus Abb. 3.3.1 bei isolierender magnetostruktiver Schicht in Abhängigkeit der Länge, Breite und Höhe des Umgebungsvolumens. . . . .</i>	45
3.23	<i>Verhalten der (a) magnetischen Feldstärke <math>H_1</math> und (b) der magnetischen Flussdichte <math>B_1</math> im Zentrum der magnetostruktiven Schichten (<math>y = 0, z = 0</math>) in Abhängigkeit der <math>x</math>-Koordinate. . . . .</i>	46
3.24	<i>Elektrisches Potential in der Mitte (<math>y = 0</math>) der Oberseite der isolierenden magnetostruktiven Schicht in Abhängigkeit der <math>x</math>-Koordinate. . . . .</i>	47
3.25	<i>Schematische Darstellung einer zweidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS inklusive Umgebungsvolumen. . . . .</i>	48
3.26	<i>Schematische Darstellung des verwendeten strukturierten Netzes zur Diskretisierung des zweidimensionalen Lösungsgebietes. . . . .</i>	48
3.27	<i>Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostruktiver Schicht in Abhängigkeit der Diskretisierung der Länge, Höhe der Schichten und des Umgebungsvolumens und deren Kombination. . . . .</i>	49
3.28	<i>Lösung des 2D-ME-Sensormodells mit externen Feldern mit der elektrischen Potentialverteilung und der Sensorauslenkung (Multiplikator: 5000) eines einseitig geklemmten ME-Sensors (Si-AlN-MG) im Leerlauf-Betrieb mit (a) isolierender und (b) leitfähiger MS-Schicht (<math>H_1 = -25</math> A/m, <math>f = 294,5</math> kHz). Die Rückseite des Umgebungsvolumens zeigt den Verlauf der Magnetfeldlinien durch die MS-Schicht. . . . .</i>	50
3.29	<i>Leerlauf-ME-Spannungen bei isolierender magnetostruktiver Schicht in Abhängigkeit der Länge und Höhe des Umgebungsvolumens und deren Kombination. . . . .</i>	50
3.30	<i>Verhalten der (a) magnetischen Feldstärke <math>H_1</math> und (b) der magnetischen Flussdichte <math>B_1</math> im Zentrum der magnetostruktiven Schichten (<math>z = 0</math>) in Abhängigkeit der <math>x</math>-Koordinate. . . . .</i>	51
3.31	<i>Elektrisches Potential auf der Oberseite der isolierenden magnetostruktiven Schicht in Abhängigkeit der <math>x</math>-Koordinate. . . . .</i>	52

---

3.32	<i>Relativer Fehler der ME-Spannung zwischen dem 3D- und 2D-ME-Sensormodell mit externen Feldern für unterschiedlich lange ME-Sensoren und unterschiedlich dicke magnetostruktive Schichten. . . . .</i>	52
3.33	<i>Realteil der Leerlauf-ME-Spannungen in Abhängigkeit der Frequenz mit Fano-Funktion (<math>A_r = 4,6</math> mV und <math>A_c = 13,2</math> mV) bei unterschiedlichen Dämpfungsparametern. . . . .</i>	53
3.34	<i>Absolutbetrag der Leerlauf-ME-Spannungen in Abhängigkeit der Frequenz für unterschiedliche Q-Faktoren. . . . .</i>	54
4.1	<i>Schematische Darstellung der einseitig geklemmten ME-Sensorgeometrien mit den Schichtfolgen (a) SUB-MS-PE, (b) MS-SUB-PE und (c) MS-PE-SUB. . . . .</i>	58
4.2	<i>Statischer Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizient für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in der Materialkombination Si-MG-AlN bei gleicher MS- und PE-Schichtdicke von <math>d_{MS} = d_{PE} = 2,5</math> <math>\mu</math>m als Funktion der Substratdicke variiert von <math>d_{SUB} = 0</math> <math>\mu</math>m bis 20 <math>\mu</math>m. . . . .</i>	59
4.3	<i>Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Biegeradius im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden statisch betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge <math>L = 10</math> mm und eine Breite <math>B = 1</math> mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit <math>d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5</math> <math>\mu</math>m. . . . .</i>	62
4.4	<i>Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Biegeradius im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden statisch betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge <math>L = 10</math> mm und eine Breite <math>B = 1</math> mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit <math>d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5</math> <math>\mu</math>m. . . . .</i>	63
4.5	<i>Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Biegeradius im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden statisch betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-TD-AlN, haben eine Länge <math>L = 10</math> mm und eine Breite <math>B = 1</math> mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit <math>d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5</math> <math>\mu</math>m. . . . .</i>	64

---

- 4.6 *Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Biegeradius im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden statisch betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-TD-PZT, haben eine Länge  $L = 10\text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1\text{ mm}$ . Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5\text{ }\mu\text{m}$ . . . . .* 65
- 4.7 *Resonanter Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizient der Sensorgeometrien aus Abb. 4.1 (Si-AlN-MG) bei gleicher MS- und PE-Schichtdicke von  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2,5\text{ }\mu\text{m}$  für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB als Funktion der Substratdicke variiert von  $d_{\text{SUB}} = 0\text{ }\mu\text{m}$  bis  $20\text{ }\mu\text{m}$ . . .* 67
- 4.8 *Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10\text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1\text{ mm}$ . Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5\text{ }\mu\text{m}$ .* 70
- 4.9 *Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10\text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1\text{ mm}$ . Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5\text{ }\mu\text{m}$ .* 71
- 4.10 *Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-TD-AlN, haben eine Länge  $L = 10\text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1\text{ mm}$ . Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5\text{ }\mu\text{m}$ .* 72
- 4.11 *Leerlauf-ME-Koeffizient (a)-(c), Kurzschluss-ME-Koeffizient (d)-(f), Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) und Lage der neutralen Ebene im Leerlauf-Betrieb (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-TD-PZT, haben eine Länge  $L = 10\text{ mm}$  und eine Breite  $B = 1\text{ mm}$ . Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{\text{MSPE}} = d_{\text{MS}} + d_{\text{PE}} = 5\text{ }\mu\text{m}$ .* 73

- 
- 4.12 Verstärkerspannung (a)-(c), Rauschspannung (d)-(f), Signal-Rausch-Verhältnis bei 1 pT (g)-(i) und Detektionslimit (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Spannungsverstärker ( $G_{oc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-ALN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$   $\mu$ m. 77
- 4.13 Verstärkerspannung (a)-(c), Rauschspannung (d)-(f), Signal-Rausch-Verhältnis bei 1 pT (g)-(i) und Detektionslimit (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Ladungsverstärker ( $G_{oc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-ALN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$   $\mu$ m. . . 78
- 4.14 Verstärkerspannung (a)-(c), Rauschspannung (d)-(f), Signal-Rausch-Verhältnis bei 1 pT (g)-(i) und Detektionslimit (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Spannungsverstärker ( $G_{oc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$   $\mu$ m. 79
- 4.15 Verstärkerspannung (a)-(c), Rauschspannung (d)-(f), Signal-Rausch-Verhältnis bei 1 pT (g)-(i) und Detektionslimit (j)-(l) für die Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Ladungsverstärker ( $G_{sc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$   $\mu$ m. . . . . 80
- 4.16 Detektionslimit mit Spannungsverstärker (a)-(c) und mit Ladungsverstärker (d)-(f) von ME-Sensoren ( $G_{oc} = G_{sc} = 10$ ) sowie deren Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) der Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-ALN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5$   $\mu$ m. . . . . 82
-

4.17 Detektionslimit mit Spannungsverstärker (a)-(c) und mit Ladungsverstärker (d)-(f) von ME-Sensoren ( $G_{oc} = G_{sc} = 10$ ) sowie deren Resonanzfrequenz im Leerlauf-Betrieb (g)-(i) der Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Anteils und der Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Dicke der aktiven Schichten ist fest mit  $d_{MSPE} = d_{MS} + d_{PE} = 5 \mu\text{m}$ . . . . . 83

4.18 Resonanzfrequenz von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Schichtdicke und der MS-Schichtdicke mit (a)-(c)  $25 \mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f)  $50 \mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i)  $300 \mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Gekennzeichnet sind jeweils die Resonanzfrequenzen bei konstanter MS-Schichtdicke von  $d_{MS} = 2 \mu\text{m}$ . . . . . 85

4.19 Resonanzfrequenz von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Schichtdicke und der MS-Schichtdicke mit (a)-(c)  $25 \mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f)  $50 \mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i)  $300 \mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Gekennzeichnet sind jeweils die Resonanzfrequenzen bei konstanter MS-Schichtdicke von  $d_{MS} = 2 \mu\text{m}$ . . . . . 86

4.20 Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Schichtdicke und der MS-Schichtdicke mit (a)-(c)  $25 \mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f)  $50 \mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i)  $300 \mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Ladungsverstärker ( $G_{sc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. . . . . 87

4.21 Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit des PE-Schichtdicke und der MS-Schichtdicke mit (a)-(c)  $25 \mu\text{m}$  Substratdicke, (d)-(f)  $50 \mu\text{m}$  Substratdicke und (g)-(i)  $300 \mu\text{m}$  Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant ( $Q = 100$ ) mit einem Ladungsverstärker ( $G_{sc} = 10$ ) betrieben, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. . . . . 88

5.1 Schematische Darstellung der einseitig geklemmten ME-Sensorgeometrien mit den Schichtfolgen (a) SUB-MS-PE, (b) MS-SUB-PE und (c) MS-PE-SUB und variabler Elektrodenlänge. . . . . 92



---

5.2	<i>Leerlauf-ME-Koeffizienten (a) und (c) und Kurzschluss-ME-Koeffizient (b) und (d) für die Materialkombinationen Si-MG-AlN (a) und (b) und Si-MG-PZT (c) und (d) in der Schichtfolge MS-SUB-PE (<math>L = 10</math> mm, <math>B = 1</math> mm, <math>d_{\text{MS}} = 2</math> <math>\mu\text{m}</math>, <math>d_{\text{SUB}} = 50</math> <math>\mu\text{m}</math>).</i>	93
5.3	<i>Elektrodenfläche und Sensorkapazität (a), Gesamtrauschspannungsdichte sowie Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen des Spannungsverstärkers (b) und des Ladungsverstärkers (c) jeweils in Abhängigkeit der Elektrodenlänge. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN in der Schichtfolge MS-SUB-PE (<math>L = 10</math> mm, <math>B = 1</math> mm, <math>d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2</math> <math>\mu\text{m}</math>, <math>d_{\text{SUB}} = 50</math> <math>\mu\text{m}</math>).</i>	94
5.4	<i>Elektrodenfläche und Sensorkapazität (a), Gesamtrauschspannungsdichte sowie Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen des Spannungsverstärkers (b) und des Ladungsverstärkers (c) jeweils in Abhängigkeit der Elektrodenlänge. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE (<math>L = 10</math> mm, <math>B = 1</math> mm, <math>d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2</math> <math>\mu\text{m}</math>, <math>d_{\text{SUB}} = 50</math> <math>\mu\text{m}</math>).</i>	95
5.5	<i>Spannung am Verstärkerausgang (a) und resultierendes Signal-Rausch-Verhältnis (b) in Abhängigkeit der Elektrodenlänge. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN in der Schichtfolge MS-SUB-PE und werden resonant mit <math>B_{\text{AC}} = 1</math> pT angeregt, wobei der Q-Faktor mit <math>Q = 100</math> und die Verstärkung <math>G_{\text{oc}} = G_{\text{sc}} = 10</math> als konstant angenommen werden (<math>L = 10</math> mm, <math>B = 1</math> mm, <math>d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2</math> <math>\mu\text{m}</math>, <math>d_{\text{SUB}} = 50</math> <math>\mu\text{m}</math>).</i>	97
5.6	<i>Spannung am Verstärkerausgang (a) und resultierendes Signal-Rausch-Verhältnis (b) in Abhängigkeit der Elektrodenlänge. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE und werden resonant mit <math>B_{\text{AC}} = 1</math> pT angeregt, wobei der Q-Faktor mit <math>Q = 100</math> und die Verstärkung <math>G_{\text{oc}} = G_{\text{sc}} = 10</math> als konstant angenommen werden (<math>L = 10</math> mm, <math>B = 1</math> mm, <math>d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2</math> <math>\mu\text{m}</math>, <math>d_{\text{SUB}} = 50</math> <math>\mu\text{m}</math>).</i>	98
5.7	<i>Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge mit (a)-(c) 25 <math>\mu\text{m}</math> Substratdicke, (d)-(f) 50 <math>\mu\text{m}</math> Substratdicke und (g)-(i) 300 <math>\mu\text{m}</math> Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, wobei der Q-Faktor mit <math>Q = 100</math> und die Verstärkung <math>G_{\text{oc}} = 10</math> als konstant angenommen werden, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge <math>L = 10</math> mm und eine Breite <math>B = 1</math> mm. Die Resonanzfrequenzen liegen bei 25 <math>\mu\text{m}</math> Substratdicke zwischen 347,1 Hz und 459,8 Hz, bei 50 <math>\mu\text{m}</math> Substratdicke zwischen 690,6 Hz und 819,1 Hz und bei 300 <math>\mu\text{m}</math> Substratdicke zwischen 4134,0 Hz und 4285,6 Hz (vgl. Abb. 4.18).</i>	100

---

- 5.8 *Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge mit (a)-(c) 25 µm Substratdicke, (d)-(f) 50 µm Substratdicke und (g)-(i) 300 µm Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, wobei der Q-Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{sc} = 10$  als konstant angenommen werden, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-AlN, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Resonanzfrequenzen liegen bei 25 µm Substratdicke zwischen 347,1 Hz und 459,8 Hz, bei 50 µm Substratdicke zwischen 690,6 Hz und 819,1 Hz und bei 300 µm Substratdicke zwischen 4134,0 Hz und 4285,6 Hz (vgl. Abb. 4.18). . . 101*
- 5.9 *Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge mit (a)-(c) 25 µm Substratdicke, (d)-(f) 50 µm Substratdicke und (g)-(i) 300 µm Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, wobei der Q-Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{oc} = 10$  als konstant angenommen werden, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Resonanzfrequenzen liegen bei 25 µm Substratdicke zwischen 310,3 Hz und 342,8 Hz, bei 50 µm Substratdicke zwischen 636,6 Hz und 685,5 Hz und bei 300 µm Substratdicke zwischen 4056,3 Hz und 4128,1 Hz (vgl. Abb. 4.19). . . 102*
- 5.10 *Detektionslimit von ME-Sensoren mit den Schichtfolgen SUB-MS-PE, MS-SUB-PE und MS-PE-SUB in Abhängigkeit der PE-Schichtdicke und der Elektrodenlänge mit (a)-(c) 25 µm Substratdicke, (d)-(f) 50 µm Substratdicke und (g)-(i) 300 µm Substratdicke. Die ME-Sensoren werden resonant betrieben, wobei der Q-Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{sc} = 10$  als konstant angenommen werden, bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT, haben eine Länge  $L = 10$  mm und eine Breite  $B = 1$  mm. Die Resonanzfrequenzen liegen bei 25 µm Substratdicke zwischen 310,3 Hz und 342,8 Hz, bei 50 µm Substratdicke zwischen 636,6 Hz und 685,5 Hz und bei 300 µm Substratdicke zwischen 4056,3 Hz und 4128,1 Hz (vgl. Abb. 4.19). . . 103*
- 5.11 *Schematische Darstellung eines ME-Sensors mit ID-Elektroden auf der Oberseite der PE-Schicht (a) und die vereinfachte 2D-Geometrie zur Verwendung des 2D-ME-Sensormodells (b). . . . . 104*
- 5.12 *Potentialverteilung durch die Polspannung in der PE-Schicht unterhalb der ersten drei Elektroden (a) und die dazugehörige el. Feldstärke mit deren x-Komponente in (b) und deren z-Komponente in (c). . . . . 106*
- 5.13 *Verteilung der resultierenden piezoelektrischen Spannungskonstanten in der PE-Schicht unterhalb der ersten drei Elektroden nach vorheriger Simulation der Polung (a) und die entsprechende Potentialverteilung bei statischer Anregung des ME-Sensor mit  $H_1 = 10$  mA/m (b). . . . . 107*

- 
- 5.14 *Leerlauf-ME-Koeffizienten (a) und Kurzschluss-ME-Koeffizient (b) für die Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE mit ID-Elektroden jeweils als Funktion von Elektrodenlänge und Fingerabstand ( $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$ ). . . . . 108*
- 5.15 *Elektrodenfläche und Sensorkapazität (a), Gesamtrauschspannungsdichte sowie Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen des Spannungsverstärkers (b) und des Ladungsverstärkers (c) jeweils in Abhängigkeit der Länge der ID-Elektroden. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE ( $L = 10 \text{ mm}$ ,  $B = 1 \text{ mm}$ ,  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$ ,  $Q = 100$ ,  $G_{\text{oc}} = 10$ ). . . . . 109*
- 5.16 *Elektrodenfläche und Sensorkapazität (a), Gesamtrauschspannungsdichte sowie Rauschspannungsdichten der einzelnen Rauschquellen des Spannungsverstärkers (b) und des Ladungsverstärkers (c) jeweils in Abhängigkeit des Fingerabstands der ID-Elektroden. Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE ( $L = 10 \text{ mm}$ ,  $B = 1 \text{ mm}$ ,  $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$ ,  $Q = 100$ ,  $G_{\text{sc}} = 10$ ). . . . . 111*
- 5.17 *Spannung am Verstärkerausgang (a) und resultierendes Signal-Rausch-Verhältnis (b) in Abhängigkeit der ID-Elektrodenlänge  $L_{\text{EL}}$  bei gleicher Fingerbreite und -abstand von  $L_{\text{F}} = L_{\text{FA}} = 20 \mu\text{m}$ . Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE und werden resonant mit  $B_{\text{AC}} = 1 \text{ pT}$  angeregt, wobei der  $Q$ -Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{\text{oc}} = G_{\text{sc}} = 10$  als konstant angenommen werden ( $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$ ). . . . . 112*
- 5.18 *Spannung am Verstärkerausgang (a) und resultierendes Signal-Rausch-Verhältnis (b) in Abhängigkeit des ID-Fingerabstandes  $L_{\text{FA}}$  bei einer Fingerbreite von  $L_{\text{F}} = 20 \mu\text{m}$  und einer Elektrodenlänge von  $L_{\text{EL}} = 10 \text{ mm}$ . Die ME-Sensoren bestehen aus der Materialkombination Si-MG-PZT in der Schichtfolge MS-SUB-PE und werden resonant mit  $B_{\text{AC}} = 1 \text{ pT}$  angeregt, wobei der  $Q$ -Faktor mit  $Q = 100$  und die Verstärkung  $G_{\text{oc}} = G_{\text{sc}} = 10$  als konstant angenommen werden ( $d_{\text{MS}} = d_{\text{PE}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$ ). . . . . 113*
- 5.19 *Detektionslimit von ME-Sensoren mit ID-Elektroden unter Verwendung eines Spannungsverstärkers (a) und (c) und Ladungsverstärker (b) und (d) für die Sensorgrößen  $L \times B = 10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  (a) und (b) mit  $d_{\text{SUB}} = 50 \mu\text{m}$  dickem Substrat sowie  $L \times B = 20 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  (c) und (d) mit  $d_{\text{SUB}} = 300 \mu\text{m}$  dickem Substrat in der Materialkombination Si-MG-PZT und der Schichtfolge MS-SUB-PE jeweils als Funktion von Elektrodenlänge und Fingerabstand. ( $d_{\text{MS}} = 2 \mu\text{m}$ ,  $Q = 100$ ,  $G_{\text{oc}} = G_{\text{sc}} = 10$ ). . . . . 114*
- 6.1 *Schematische Darstellung eines rechteckigen ME-Sensors als Referenz (a), eines trapezförmigen ME-Sensor ohne (b) und (c) mit zusätzlichem Gewicht. 118*
-

6.2	<i>Mechanische Spannung in <math>x</math>-Richtung <math>T_{11}</math> im Zentrum der PE-Schicht für den rechteckigen Referenzsensor (a), den trapezförmigen ME-Sensor (b) und den trapezförmigen ME-Sensor mit zusätzlichem Gewicht (c) jeweils als Funktion der <math>x</math>- und <math>y</math>-Koordinate (<math>d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}</math>, <math>d_{SUB} = 300 \mu\text{m}</math>).</i>	119
6.3	<i>El. Potential <math>V</math> bei Leerlauf-Betrieb im Zentrum der Oberseite der isolierenden und ideal leitfähigen (gestrichelt) MS-Schicht strukturierter ME-Sensoren in Abhängigkeit der <math>x</math>-Koordinate. (<math>d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}</math>, <math>d_{SUB} = 300 \mu\text{m}</math>).</i>	120
6.4	<i>Schematische Darstellung strukturierter ME-Sensorgeometrien mit rechteckigem Substrat als Referenz (a) und mit keilförmigem Substrat (b).</i>	121
6.5	<i>Mechanische Spannung in <math>x</math>-Richtung <math>T_{11}</math> im Zentrum der PE-Schicht für den rechteckigen Referenzsensor (a) und mit keilförmigem Substrat (b) jeweils als Funktion der <math>x</math>- und <math>y</math>-Koordinate (<math>d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}</math>, <math>d_{SUB} = 300 \mu\text{m}</math>).</i>	122
6.6	<i>El. Potential <math>V</math> bei Leerlauf-Betrieb im Zentrum der Oberseite der isolierenden und ideal leitfähigen (gestrichelt) MS-Schicht strukturierter ME-Sensoren in Abhängigkeit der <math>x</math>-Koordinate. (<math>d_{MS} = d_{PE} = 2 \mu\text{m}</math>, <math>d_{SUB} = 300 \mu\text{m}</math>).</i>	122
6.7	<i>Schematische Darstellung der strukturierten ME-Sensorgeometrien mit Einkerbungen bei verbleibender Substratdicke von <math>d_{EK} = 180 \mu\text{m}</math> in (a), <math>d_{EK} = 130 \mu\text{m}</math> in (b) und <math>d_{EK} = 90 \mu\text{m}</math> in (c).</i>	123
6.8	<i>Vergleich der experimentell ermittelten ME-Koeffizienten der drei unterschiedlichen ME-Sensorgeometrien aus Abb. 6.7 mit eingekerbten Substraten (nach [88]).</i>	124
6.9	<i>Schematische Darstellung der ME-Sensorgeometrien zur Untersuchung strukturierter MS-Schichten in der Schichtfolge SUB-PE-MS. MS-Schicht über gesamte Sensorlänge als Referenz (a), einzelne MS-Schicht als Elektrode an Klemmung (b) und Elektrode separiert durch Luftspalt (c).</i>	125
6.10	<i>Verlauf der magn. Feldstärke (a) und der magn. Flussdichte (b) im Zentrum der MS-Schicht für die ME-Sensorgeometrien mit durchgehender MS-Schicht als Elektrode, verkürzter MS-Schicht als Elektrode im Bereich der Klemmung und elektrisch isolierter Elektrode vom Rest der MS-Schicht (Si-AlN-MG, <math>Q = 10</math>).</i>	126
6.11	<i>Potentialverteilung auf der Oberfläche der MS-Schicht (isolierend) für die ME-Sensorgeometrien mit durchgehender MS-Schicht als Elektrode, verkürzter MS-Schicht als Elektrode im Bereich der Klemmung und elektrisch isolierter Elektrode vom Rest der als sowohl magnetisch aktiv als auch inaktiv betrachteten MS-Schicht (Si-AlN-MG, <math>Q = 100</math>).</i>	127

---

6.12	<i>Gemittelte <math>x</math>-Komponente der magn. Flussdichte (a) und resultierende ME-Spannung (b) als Funktion der Spaltbreite zwischen Elektrode im Bereich der Klemmung und magn. Flusskonzentrator am frei schwingenden Ende des ME-Sensors. . . . .</i>	127
6.13	<i>Schematische Darstellung der dreidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS (Si-AlN-MG) inklusive Umgebungsvolumen zur Untersuchung des Einflusses des geometrieabhängigen Demagnetisierungsfaktors bzw. der Größe der MS-Schicht. . . . .</i>	128
6.14	<i>Änderung der <math>x</math>-Komponente der magnetische Flussdichte (gemittelt) (a) sowie der ME-Spannung (b) durch den Demagnetisierungsfaktor bei Variation der Länge, Breite und Höhe der MS-Schicht bei statischer Anregung. . . . .</i>	129
6.15	<i>Schematische Darstellung der dreidimensionalen Geometrie eines einseitig geklemmten ME-Sensors mit der Schichtfolge SUB-PE-MS (Si-AlN-MG) ohne (a) und mit dreieckigen (<math>\theta = 45^\circ</math>) magnetischen Flusskonzentratoren (b). Das Umgebungsvolumen ist, zur besseren Darstellung, nicht gezeigt. . . . .</i>	130
6.16	<i>Verteilung der <math>x</math>-Komponente der magnetischen Flussdichte in der Mitte der MS-Schicht für ME-Sensoren der Größe <math>20\text{ mm} \times 2\text{ mm}</math> (a), <math>10\text{ mm} \times 2\text{ mm}</math> (b), <math>5\text{ mm} \times 1\text{ mm}</math> (c) und <math>3\text{ mm} \times 1\text{ mm}</math> (d) mit Flusskonzentratoren (Flächenverhältnis <math>n = 5</math>) als Funktion der <math>x</math>- und <math>y</math>-Koordinate. . . . .</i>	131
6.17	<i>Absolute Änderung der <math>x</math>-Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) sowie die relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) in Bezug auf einen ME-Sensor ohne magnetischen Flusskonzentrator als Funktion des Flächenverhältnis <math>n</math> für unterschiedliche Sensorgrößen bei statischer Anregung. . . . .</i>	132
6.18	<i>Schematische Darstellung eines ME-Sensors mit magnetischen Flusskonzentratoren mit der Dicken <math>d_{FK}</math> größer der MS-Schichtdicke <math>d_{MS}</math>. Das Umgebungsvolumen ist, zur besseren Darstellung, nicht gezeigt. . . . .</i>	133
6.19	<i>Absolute Änderung der <math>x</math>-Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) sowie die relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) als Funktion der Flusskonzentratordicke für unterschiedliche Sensorgrößen bei statischer Anregung (<math>n = 10</math>). . . . .</i>	134
6.20	<i>Schematische Darstellung eines ME-Sensors mit magnetischen Flusskonzentratoren el. isoliert durch Luftspalte der Länge <math>L_{LS}</math>. Das Umgebungsvolumen ist, zur besseren Darstellung, nicht gezeigt. . . . .</i>	134
6.21	<i>Absolute Änderung der <math>x</math>-Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) sowie die relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) als Funktion des Luftspalts zwischen ME-Sensor und Flusskonzentrator für unterschiedliche Sensorgrößen bei statischer Anregung (<math>n = 10</math>). . . . .</i>	135

---

6.22 Absolute Änderung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) sowie die relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) als Funktion der Permeabilität des Flusskonzentratormaterials für unterschiedliche Sensorgrößen bei statischer Anregung ( $n = 10$ ). . . . . 136

6.23 Schematische Darstellung von jeweils drei nebeneinander (a), übereinander (b) und hintereinander (c) Array-Anordnungen aus ME-Sensoren mit dem Sensorabstand  $L_{SA}$ . Das Umgebungsvolumen ist, zur besseren Darstellung, nicht gezeigt. . . . . 137

6.24 Absolute Änderung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) des mittleren von drei nebeneinander angeordneten ME-Sensoren sowie dessen relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) in Bezug auf einen einzelnen ME-Sensor als Funktion des Sensorabstands  $L_{SA}$  bei statischer Anregung. . . . . 138

6.25 Absolute Änderung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) des mittleren von drei übereinander angeordneten ME-Sensoren sowie dessen relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) in Bezug auf einen einzelnen ME-Sensor als Funktion des Sensorabstands  $L_{SA}$  bei statischer Anregung. . . . . 139

6.26 Absolute Änderung der  $x$ -Komponente der magnetischen Flussdichte (gemittelt) im Inneren der MS-Schicht (a) und der ME-Spannung (c) des mittleren von drei hintereinander angeordneten ME-Sensoren sowie dessen relative Änderung der magnetischen Flussdichte (b) und der ME-Spannung (d) in Bezug auf einen einzelnen ME-Sensor als Funktion des Sensorabstands  $L_{SA}$  bei statischer Anregung. . . . . 140

7.1 Schematische Darstellung der ME Sensorgeometrie der Schichtfolge MS-SUB-PE zur Systemoptimierung. . . . . 144

7.2 Leerlauf-ME-Koeffizienten (a)-(c) und Kurzschluss-ME-Koeffizienten (d)-(f) im jeweiligen Maximum als Funktion der PE-Schichtdicke mit der MS-Schichtdicke (a) und (d), der Elektrodenlänge (b) und (e) sowie der Sensorbreite (c) und (f) im resonanten Betrieb ( $Q = 1$ ) die Schichtfolge MS-SUB-PE (MG-Si-AlN) mit  $L = 10$  mm und  $d_{SUB} = 50$   $\mu$ m. . . . . 145

7.3 Detektionslimit mit Spannungsverstärker (a)-(c) und Ladungsverstärker (d)-(f) im jeweiligen Minimum als Funktion der PE-Schichtdicke mit der MS-Schichtdicke (a) und (d), der Elektrodenlänge (b) und (e) sowie der Sensorbreite (c) und (f) im resonanten Betrieb ( $Q = 100$ ) für die Schichtfolge MS-SUB-PE (MG-Si-AlN) mit  $L = 10$  mm,  $d_{SUB} = 50$   $\mu$ m,  $G_{oc} = G_{sc} = 10$ . 146

A.1 Schematische Darstellung der Drehung eines Körpers um den Gier-Winkel  $\Psi$ , den Nick-Winkel  $\Theta$  und den Roll-Winkel  $\Phi$  dargestellt (nach [141]). . . . . 163

---

# Tabellenverzeichnis

4.1	FEM-Ergebnisse der statischen Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für die unterschiedlichen Materialkombinationen. . . . .	66
4.2	Analytische Ergebnisse der statischen Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für unterschiedliche Materialkombinationen. . . . .	66
4.3	FEM-Ergebnisse der resonanten Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für unterschiedliche Materialkombinationen. . . . .	74
4.4	Analytische Ergebnisse der resonanten Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für unterschiedliche Materialkombinationen (nach [127, 130, 133]). . . . .	74
4.5	Minimale Detektionslimits der untersuchten ME-Sensoren mit Spannungs- und Ladungsverstärkern. Primär- und ggf. Sekundärmaxima sind angegeben für unterschiedliche Materialkombinationen. . . . .	84
5.1	Zusammenfassung der minimalen Detektionslimits von ME-Sensoren mit flächigen Elektroden bei Variation der Elektrodenlänge und einer PE-Schichtdicke von $d_{PE} = 2 \mu\text{m}$ ( $L = 10 \text{ mm}$ , $B = 1 \text{ mm}$ , $d_{SUB} = 50 \mu\text{m}$ ). . . . .	99
5.2	Zusammenfassung der minimalen Detektionslimits von ME-Sensoren mit ID-Elektroden bei Variation des Fingerabstandes und der Elektrodenlänge. . . . .	114
6.1	ME-Spannung im Leerlauf- und Kurzschluss-Betrieb trapezförmiger ME-Sensoren ohne und mit zusätzlichem Gewicht am frei schwingenden Ende ( $Q = 100$ , $G = 1$ ). . . . .	121
6.2	ME-Spannung im Leerlauf- und Kurzschluss-Betrieb von ME-Sensoren ohne und mit strukturiertem keilförmigem Substrat ( $Q = 100$ , $G = 1$ ). . . . .	123
6.3	Messungen und simulierte Ergebnisse von ME-Sensoren mit eingekerbten Substraten. Zum Vergleich wurden die experimentell ermittelten Q-Faktoren in den simulierten ME-Koeffizienten verwendet (nach [88]). . . . .	124

7.1	Maximale Leerlauf- und Kurzschluss-ME-Koeffizienten sowie minimale Detektionslimits mit Spannungs- und Ladungsverstärker für ME-Sensoren der Schichtfolge MS-SUB-PE mit $L = 10$ mm, $d_{\text{SUB}} = 50$ $\mu\text{m}$ , $Q = 100$ , $G_{\text{oc}} = G_{\text{sc}} = 10$ . . . . .	147
-----	---	-----



---

# Abkürzungsverzeichnis

## Abkürzungen

0D .....	nulldimensional
1D. ....	eindimensional
2D .....	zweidimensional
2DME .....	2D-ME-Sensormodell
2DMEeF .....	2D-ME-Sensormodell mit externen Feldern
3D .....	dreidimensional
3DME .....	3D-ME-Sensormodell
3DMEeF .....	3D-ME-Sensormodell mit externen Feldern
Abb. ....	Abbildung
AP. ....	Arbeitspunkt
bzw. ....	beziehungsweise
CAD .....	rechnergestützter Entwurf (engl. computer-aided design)
DGL .....	Differentialgleichung
EEG .....	Elektroenzephalographie
EKG .....	Elektrokardiographie
el. ....	elektrisch
FEM .....	Finite-Elemente-Methode
ggf. ....	gegebenenfalls
Gl. ....	Gleichung
i. d. R. ....	in der Regel

---

inkl. ....	inklusive	
ID-Elektroden .....	Interdigitalelektroden	
LOD .....	Detektionslimit (engl. limit of detection)	$[T/\sqrt{\text{Hz}}]$
(L-L) .....	longitudinale Magnetisierung und longitudinale Polarisierung	
(L-T) .....	longitudinale Magnetisierung und transversale Polarisierung	
ME .....	magnetoelektrisch	
mech. ....	mechanisch	
MEG .....	Magnetoenzephalographie	
MKG .....	Magnetokardiographie	
MS .....	magnetostriktiv	
neg. ....	negativ	
oc .....	Leerlaufbetrieb (engl. open circuit operation)	
pos. ....	positiv	
PE .....	piezoelektrisch	
Q-Faktor .....	Qualitätsfaktor	
S. ....	Seite	
SNR .....	Signal-Rausch-Verhältnis (engl. signal-to-noise ratio)	$[\sqrt{\text{Hz}}]$
SUB .....	Substrat	
sog. ....	sogenannte	
SQUID .....	Quanteninterferenzeinheiten (engl. superconducting quantum interference device)	
sc .....	Kurzschlussbetrieb (engl. short circuit operation)	
Tab. ....	Tabelle	
(T-L) .....	transversale Magnetisierung und longitudinale Polarisierung	
(T-T) .....	transversale Magnetisierung und transversale Polarisierung	

---

---

u. a. ....	unter anderem
vgl. ....	vergleiche
w. E. ....	willkürliche Einheit

## Formelzeichen

$A$ .....	Äquivalente Fano-Funktion	
$A_{EL}$ .....	Elektrodenfläche	[m <sup>2</sup> ]
$A_{FE}$ .....	Effektive Elektrodenfläche flächiger Elektroden	[m <sup>2</sup> ]
$A_{ID}$ .....	Effektive Elektrodenfläche von ID-Elektroden	[m <sup>2</sup> ]
$A_r$ .....	Resonante Amplitude der äquivalenten Fano-Funktion	
$A_c$ .....	Konstante Amplitude der äquivalenten Fano-Funktion	
$\alpha$ .....	direkt ME-Koeffizient Tensor 2. Ordnung)	[V/cmOe]
$\alpha_{ME}$ .....	indirekt ME-Koeffizient Tensor 2. Ordnung)	[V/cmOe]
$\alpha_{MEoc}$ .....	Leerlauf-ME-Koeffizient	[V/cmOe]
$\alpha_{MEsc}$ .....	Kurzschluss-ME-Koeffizient	[C/cmOe]
$B$ .....	ME-Sensorbreite	[m]
$\vec{B}$ .....	magn. Flussdichte	[T]
$B_{AC}$ .....	magn. Flussdichte des Anregungssignal	[T]
$B_{EL}$ .....	Effektive Elektrodenbreite	[m]
$B_{Luft}$ .....	Breite des Umgebungsvolumens	[m]
$B_{TIP}$ .....	Breite des ME-Sensors am frei schwingenden Ende	[m]
$\beta$ .....	inverse Permittivität (Tensor 2. Ordnung)	[m/F]
$c_0$ .....	Lichtgeschwindigkeit (im Vakuum)	[m/s]
$c$ .....	Elastizität (Tensor 4. Ordnung)	[Pa] = [N/m <sup>2</sup> ]
$C_f$ .....	Rückkopplungskapazität des Ladungsverstärkers	[F]
$C_k$ .....	Leitungskapazität zwischen Sensor und Verstärker	[F]
$C_{ME}$ .....	Kapazität des ME-Sensors	[F]
$C_{FE}$ .....	Kapazität von ME-Sensoren mit flächigen Elektroden	[F]

---

$C_{ID}$ .....	Kapazität des ME-Sensors mit ID-Elektroden	[F]
$\gamma$ .....	inverse Permeabilität (Tensor 2. Ordnung)	[Am/Vs]
$\Gamma$ .....	Dämpfungsfaktor	
$\mathbf{d}$ .....	Piezelektrische Verzerrungskonstante (Tensor 3. Ordnung)	[m/V]
$\mathbf{d}_m$ .....	Piezomagnetische Verzerrungskonstante (Tensor 3. Ordnung)	[m/A]
$d_{MS}$ .....	Dicke der MS-Schicht	[m]
$d_{MSPE}$ .....	Summe der MS- und PE-Schichtdicke	[m]
$d_{PE}$ .....	Dicke der PE-Schicht	[m]
$d_{SUB}$ .....	Dicke des Substrates	[m]
$\vec{D}$ .....	el. Flussdichte, Verschiebungsdichte	[As/m <sup>2</sup> ]
$\check{D}$ .....	Demagnetisierungsfaktor	
$\mathbf{e}$ .....	Piezelektrische Spannungskonstante (Tensor 3. Ordnung)	[N/Vm]
$\mathbf{e}_m$ .....	Piezomagnetische Spannungskonstante (Tensor 3. Ordnung)	[N/Am]
$\epsilon$ .....	Permittivität (Tensor 2. Ordnung)	[F/m]
$\epsilon_0$ .....	el. Feldkonstante	[F/m]
$\epsilon_r$ .....	relative Permittivität (Tensor 2. Ordnung)	
$\vec{E}$ .....	el. Feldstärke	[V/m]
$E_a, E_b$ .....	Rauschspannungsdichten des Spannungsverstärkungszweiges	[V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$E_{DCk}$ .....	Rauschspannungsdichte der Zuleitung	[V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$E_f$ .....	Rauschspannungsdichte der Rückkopplung	[V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$E_k$ .....	Rauschspannungsdichte der Zuleitung	[V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$E_{ME}$ .....	Rauschspannungsdichte der PE-Schicht	[V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$E_n$ .....	Rauschspannungsdichte des Operationsverstärkers	[V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$E_{OUToc}$ .....	Gesamtrauschspannungsdichte am Spannungsverstärkerausgang	[V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]

---

---

$E_{\text{OUTsc}}$ .....	Gesamtrauschspannungsdichte am Ladungsverstärker- ausgang	$[\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$E_{\text{tv}}$ .....	Rauschspannungsdichte der thermischen Biegebalken- schwingung	$[\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$f$ .....	Frequenz	$[\text{Hz}]$
$f_0$ .....	Resonanzfrequenz	$[\text{Hz}]$
$\vec{F}$ .....	Kraft	$[\text{N}]$
$\vec{F}_g$ .....	Gewichtskraft	$[\text{N}]$
$\vec{F}_x$ .....	Kraft in x-Richtung	$[\text{N}]$
$\vec{F}_y$ .....	Kraft in y-Richtung	$[\text{N}]$
$g$ .....	Piezoelektrische Verzerrungskonstante (Tensor 3. Ord- nung)	$[\text{V m}/\text{N}]$
$g_m$ .....	Piezomagnetische Verzerrungskonstante (Tensor 3. Ordnung)	$[\text{A m}/\text{N}]$
$G_{\text{oc}}$ .....	Verstärkungsfaktor des Spannungsverstärkers	
$G_k$ .....	Kabelverstärkung	
$G_{\text{sc}}$ .....	Verstärkungsfaktor des Ladungsverstärkers	
$h$ .....	Piezoelektrische Spannungskonstante (Tensor 3. Ord- nung)	$[\text{V}/\text{m}]$
$h_m$ .....	Piezomagnetische Spannungskonstante (Tensor 3. Ordnung)	$[\text{A}/\text{m}]$
$\vec{H}$ .....	magn. Feldstärke	$[\text{A}/\text{m}]$
$H_{\text{appl}}$ .....	magn. Feldstärke im ungestörten Umgebungsvolumen	$[\text{A}/\text{m}]$
$H_{\text{AC}}$ .....	magn. Feldstärke des Anregungssignal	$[\text{A}/\text{m}]$
$H_{\text{Bias}}$ .....	magn. Feldstärke des Bias-Feldes	$[\text{A}/\text{m}]$
$H_{\text{Luft}}$ .....	Höhe des Umgebungsvolumens	$[\text{m}]$
$I_{\text{n+}}$ .....	Rauschstromdichte am pos. Verstärkereingang	$[\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$I_{\text{n-}}$ .....	Rauschstromdichte am neg. Verstärkereingang	$[\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$\vec{J}$ .....	Stromdichte	$[\text{A}/\text{m}^2]$
$k$ .....	Kopplungsfaktor	

---

---

$k_B$ .....	Boltzmann-Konstante	[J/K]
$L$ .....	ME-Sensorenlänge oder allgemein Länge	[m]
$L_0$ .....	Ursprungslänge	[m]
$L_{EL}$ .....	Elektrodenlänge	[m]
$L_F$ .....	ID-Fingerbreite	[m]
$L_{FA}$ .....	ID-Fingerabstand	[m]
$L_{Luft}$ .....	Länge des Umgebungsvolumens	[m]
$L_{SP}$ .....	Länge des Luftspalts	[m]
$\lambda, \boldsymbol{\lambda},$ .....	Magnetostriktion (Tensor 2. Ordnung)	[m/m]
$LOD_{oc}$ .....	Detektionslimit des Spannungsverstärkers	[T/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$LOD_{sc}$ .....	Detektionslimit des Ladungsverstärkers	[T/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$m_L$ .....	Auflösung der Sensorenlänge	
$m_B$ .....	Auflösung der Sensorbreite	
$m_{PE}$ .....	Auflösung der PE-Schichtdicke	
$m_{MS}$ .....	Auflösung der MS-Schichtdicke	
$m_{SUB}$ .....	Auflösung der Substratdicke	
$m_{LUFT}$ .....	Auflösung des Umgebungsvolumens	
$\vec{M}$ .....	Magnetisierung	[A/m]
$\vec{M}_S$ .....	Sättigungsmagnetisierung	[A/m]
$\boldsymbol{\mu}$ .....	Permeabilität (Tensor 2. Ordnung)	[Vs/Am]
$\mu_0$ .....	magnetische Feldkonstante	[Vs/Am]
$\boldsymbol{\mu}_r$ .....	relative Permeabilität (Tensor 2. Ordnung)	
$n$ .....	Ganzzahl	
$n_{EL}$ .....	ID-Fingeranzahl	
$\omega$ .....	Kreisfrequenz	[Hz]
$\omega_0$ .....	Kreisresonanzfrequenz	[Hz]
$\vec{P}$ .....	Polarisation	[C/m <sup>2</sup> ]
$\Phi$ .....	Roll-Winkel	[rad]

---

---

$\Psi$ .....	Gier-Winkel	[rad]
$q$ .....	elektrische Ladung	[C]
$q_+$ .....	pos. Ladungsschwerpunkt	
$q_-$ .....	neg. Ladungsschwerpunkt	
$q_{ME}$ .....	Kurzschluss-ME-Ladung	[C]
$Q$ .....	Qualitätsfaktor	
$r$ .....	Radius	[m]
$R$ .....	Widerstand	[ $\Omega$ ]
$R_a, R_b$ .....	Widerstände des Spannungsverstärkungsnetzwerkes	[ $\Omega$ ]
$R_{DC}$ .....	Widerstand zur Bias-Strom-Regulierung	[ $\Omega$ ]
$R_f$ .....	Widerstand der Rückkopplung	[ $\Omega$ ]
$R_k$ .....	Widerstand der Zuleitung	[ $\Omega$ ]
$R_{ME}$ .....	Elektrische Verluste des ME Sensors	[ $\Omega$ ]
$\rho$ .....	Dichte	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_c$ .....	Raumladungsdichte	[As/m <sup>3</sup> ]
$\mathbf{s}$ .....	Nachgiebigkeit (Tensor 4. Ordnung)	[Pa <sup>-1</sup> ] = [m <sup>2</sup> /N]
$\mathbf{S}_{PE}$ .....	Verzerrung in der PE-Schicht (Tensor 2. Ordnung)	[m/m]
$\mathbf{S}_{MS}$ .....	Verzerrung in der MS-Schicht (Tensor 2. Ordnung)	[m/m]
$\mathbf{S}$ .....	Verzerrung, Dehnung (Tensor 2. Ordnung)	[m/m]
$S_{pl}$ .....	plastische Verzerrung	[m/m]
$\sigma$	Leitfähigkeit (Tensor 2. Ordnung)	[1/ $\Omega\text{m}$ ]
$\text{SNR}_{oc}$ .....	Signal-Rausch-Verhältnis des Spannungsverstärkers	[ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$\text{SNR}_{sc}$ .....	Signal-Rausch-Verhältnis des Ladungsverstärkers	[ $\sqrt{\text{Hz}}$ ]
$t$ .....	Zeit	[s]
$\mathbf{T}$ .....	mechanische Spannung (Tensor 2. Ordnung)	[Pa] = [N/m <sup>2</sup> ]
$T_F$ .....	Fließspannung	[Pa] = [N/m <sup>2</sup> ]
$T_P$ .....	Proportionalitätsgrenze	[Pa] = [N/m <sup>2</sup> ]
$\tan \delta$ .....	Verlustwinkel	

---

---

$\Theta$ .....	Nick-Winkel	[rad]
$\theta$ .....	Winkel	[°]
$\vartheta$ .....	Temperatur	[K]
$\vec{u}$ .....	Verschiebung	[m]
$U$ .....	el. Spannung	[V]
$U_{OUToc}$ .....	Ausgangsspannung des Spannungsverstärkers	[V]
$U_{OUTsc}$ .....	Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers	[V]
$U_{ME}$ .....	Leerlauf-ME-Spannung	[V]
$U_{POL}$ .....	Polungsspannung	[V]
$V$ .....	el. Potential	[V]
$V_m$ .....	magn. Potential	[A]
$X_e$ .....	el. Suszeptibilität	
$X_m$ .....	magn. Suszeptibilität	
$Z_{ME}$ .....	Sensorimpedanz	[ $\Omega$ ]

## Materialien

AlN .....	Aluminiumnitrid	AlN
MG .....	Metglas	(Fe <sub>90</sub> Co <sub>10</sub> ) <sub>78</sub> Si <sub>12</sub> B <sub>10</sub>
PZT .....	Bleizirkonattitanat	Pb(Zr <sub>0,52</sub> Ti <sub>0,48</sub> )O <sub>3</sub>
Si .....	Silizium	Si
TD .....	Terfenol-D	Tb <sub>0,3</sub> Dy <sub>0,7</sub> Fe <sub>2</sub>