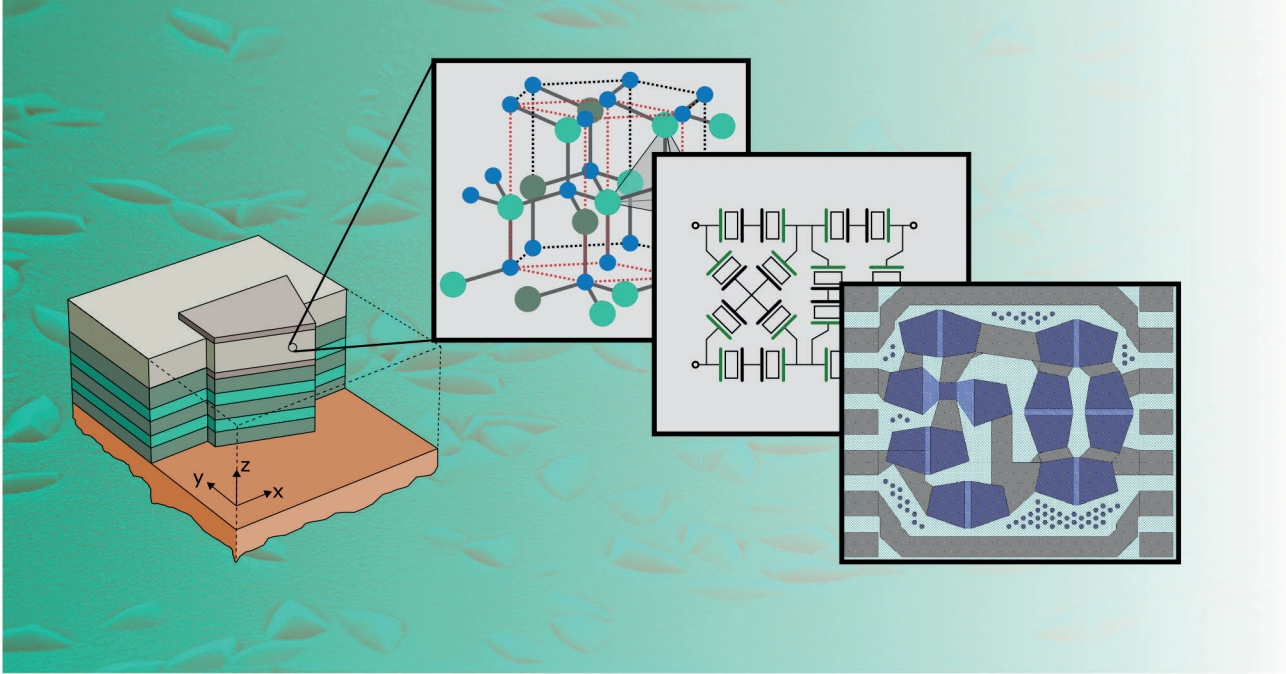




Andreas Bogner

Entwicklung von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -basierten BAW-Komponenten für breitbandige Mobilfunkfilter

Andreas Bogner

Entwicklung von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -basierten BAW-Komponenten für
breitbandige Mobilfunkfilter

FAU Forschungen, Reihe B
Medizin, Naturwissenschaft, Technik
Band 35

Herausgeber der Reihe:
Wissenschaftlicher Beirat der FAU University Press

Andreas Bogner

**Entwicklung von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -basierten
BAW-Komponenten für breitbandige
Mobilfunkfilter**

Erlangen
FAU University Press
2020

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek:
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind
im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Bitte zitieren als

Bogner, Andreas. 2020. *Entwicklung von $Al_{1-x}Sc_xN$ -basierten BAW-Komponenten für breitbandige Mobilfunkfilter*. FAU Forschungen, Reihe B, Medizin, Naturwissenschaft, Technik Band 35.
Erlangen: FAU University Press. DOI: 10.25593/978-3-96147-366-3.

Das Werk, einschließlich seiner Teile, ist urheberrechtlich geschützt.
Die Rechte an allen Inhalten liegen bei ihren jeweiligen Autoren.
Sie sind nutzbar unter der Creative-Commons-Lizenz BY.

Der vollständige Inhalt des Buchs ist als PDF über den OPUS-Server
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg abrufbar:
<https://opus4.kobv.de/opus4-fau/home>

Verlag und Auslieferung:

FAU University Press, Universitätsstraße 4, 91054 Erlangen

Druck: docupoint GmbH

ISBN: 978-3-96147-365-6 (Druckausgabe)

eISBN: 978-3-96147-366-3 (Online-Ausgabe)

ISSN: 2198-8102

DOI: 10.25593/978-3-96147-366-3

**Entwicklung von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -basierten
BAW-Komponenten für breitbandige
Mobilfunkfilter**

Der Technischen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

DOKTOR-INGENIEUR

vorgelegt von

Andreas Bogner, Dipl.-Ing.

aus München

Als Dissertation genehmigt
von der Technischen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen

Prüfung: 31.07.2020

Vorsitzender des

Promotionsorgans: Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Paul Fröba

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. Robert Weigel
Prof. Dr.-Ing. Gerhard Fischerauer

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen einer Kooperation zwischen dem Lehrstuhl für Technische Elektronik der Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg und der Firma Infineon Technologies AG. Zunächst möchte ich mich deshalb bei Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. Robert Weigel (Lehrstuhl für Technische Elektronik) und Dr.-Ing. Ludger Verweyen (Infineon Technologies AG) für ihre Unterstützung und die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen bedanken. Bei Prof. Dr.-Ing. Amelie Hagelauer (Lehrstuhl für Kommunikationselektronik, Universität Bayreuth) bedanke ich mich besonders für die ausgezeichnete Betreuung und die Durchsicht dieser Arbeit. Des Weiteren möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Gerhard Fischerauer (Lehrstuhl für Mess- und Regeltechnik, Universität Bayreuth) für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanken.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Rüdiger Bauder (Infineon Technologies AG) und Dr. Hans-Jörg Timme (Infineon Technologies AG) für die hervorragende Betreuung, die vielen wertvollen Anregungen und die stete Hilfsbereitschaft, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Für vielfältige Unterstützung bin ich auch besonders Stefan Pompl (Infineon Technologies AG) verbunden, ohne dessen Hilfe, Erfahrung und unermüdlichen Einsatz trotz vorzeitiger Beendigung des Projektes, diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ich bin auch der gesamten Arbeitsgruppe der Infineon Technologies AG für die produktiven Gespräche und angenehme Atmosphäre zum Dank verpflichtet. Dabei möchte ich mich bei Dr. Christian Reccius, Dr. Angelika Mutzbauer und Diana Pichler für ihre großen Bemühungen bedanken, trotz schwieriger Voraussetzungen die Umsetzung der Arbeit zu ermöglichen. Von Seiten der Schichtabscheidung möchte ich mich bei Michael Krenzer, Nathalie Silva Pulcini, Tobias Schuierer und Sophie Hartig bedanken. Für den ausgezeichneten Einsatz bei den Messungen gilt mein Dank Thomas Forster und Dr. Werner Breuer. Weiterhin bedanke ich mich bei der Arbeitsgruppe zur Fehleranalyse für die Durchführung der SEM-Aufnahmen und der kristallographischen Analysen.

Bei meinen Eltern möchte ich mich ganz besonders herzlich bedanken für die liebevollen und vielseitigen Ermutigungen während der Arbeit an dieser Dissertation, ohne die diese so nicht möglich gewesen wäre.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt schließlich neben vielen Freunden auch meinem Bruder Alexander Bogner, der meine Arbeit mit großem Engagement unterstützt hat.

München, im Mai 2020

Andreas Bogner

Zusammenfassung

Auf akustischen Volumenwellen (Bulk Acoustic Waves - BAW) basierende Resonatoren erfüllen die kritischen Anforderungen, die für die mobile Kommunikation nötig sind, und bieten hochselektive Filteranwendungen mit geringer Einfügungsdämpfung im HF-Front-End. Abgesehen von den hohen Gütefaktoren sind sie im Vergleich zu diskreten LC-Komponenten und Keramikfiltern aufgrund ihrer geringen Größe die bevorzugte Wahl als Filtertechnologie im sub-6 GHz-Bereich.

Dennoch stellen Frequenzbänder mit großer Bandbreite und die zunehmende Komplexität des HF-Front-Ends für verbesserte Datenraten eine Herausforderung für die moderne BAW-Technologie dar. Die intrinsischen Materialeigenschaften des üblicherweise verwendeten piezoelektrischen Materials AlN stoßen hinsichtlich der erreichbaren Bandbreite an ihre Grenzen und neue piezoelektrische Materialien sowie BAW-Konzepte müssen untersucht werden. In der Vergangenheit wurden dazu zusätzliche externe Induktivitäten und Kapazitäten eingesetzt, um die Bandbreite elektrisch zu erhöhen. Obwohl dies für Filterspezifikationen mit geringen Anforderungen genutzt werden kann, wird der anfängliche Vorteil der hohen Güte und der geringen Größe des BAW-Resonators geschmälert. Durch die Verwendung einer niedrigen Sc-Dotierung in AlN wurde Ende der 2000er Jahre ein neuer Weg zur Erzielung größerer Bandbreiten geschaffen. Die Integration von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ in BAW-Resonatoren für hohe Sc-Konzentrationen mit mehr als 10 At.-% steht jedoch noch am Anfang und muss ausführlich erforscht werden. Darüber hinaus werden fortgeschrittene BAW-Konzepte wie akustisch gekoppelte Resonatoren und LC-Hybridschaltungen zur Bewältigung der anstehenden HF-Komplexität bisher kaum diskutiert und bedürfen ebenfalls weiterer Untersuchungen.

In dieser Arbeit wurden BAW-Resonatoren des Spiegel-Typs aus $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ mit hohen Sc-Konzentrationen von bis zu 35 At.-% und fortgeschrittene BAW-Konzepte untersucht. Es war möglich, einen optimierten Prozessablauf mit hoher Güte und hoch-piezoelektrischen $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ -Schichten zu entwickeln. Darüber hinaus wurde die optimierte Dünnschicht in BAW-Resonatoren integriert und hinsichtlich verbesserter Bandbreite und hoher Güte durch geeignete Methoden wie Spiegelreflexionsoptimierung und Unterdrückung von Nebenmoden maximiert. Die optimierten $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ -basierten Resonatoren wurden schließlich eingesetzt, um die Leistung von rein akustischen BAW-Filtern für kritische Frequenzen bis 5 GHz zu demonstrieren. Die Verbesserung des Materials und die Erarbeitung eines Materialdatensatzes bot zudem

neue Möglichkeiten zur Untersuchung fortgeschrittener Filterkonzepte. Folglich wurden auch akustisch gekoppelte Resonatoren, ein rekonfigurierbarer Ansatz und die Anwendung einer neuartigen LC-Hybrid-Filtertopologie analysiert und durch Simulation erfolgreich verifiziert.

Die entwickelten Resonatoren und Methoden forcieren schließlich die Anwendung von hoch koppelndem $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ für verbesserte und fortschrittliche BAW-Technologien, die den zunehmenden Anforderungen an breitbandige Filtertechnologien gewachsen sind.

Abstract

Resonators based on bulk acoustic waves (BAW) meet the critical requirements necessary for mobile communication and offer highly selective filter applications with low insertion loss in the RF front end. Apart from the high Q factors, their small size compared to discrete LC components and ceramic filters makes them the preferred choice as filter technology in the sub 6 GHz range.

Nevertheless, wide bandwidth frequency bands and the increasing complexity of the RF front-end for improved data rates pose a challenge for modern BAW technology. The intrinsic material properties of the commonly used piezoelectric material AlN reaches its limits with respect to the achievable bandwidth. Consequently, new piezoelectric materials as well as BAW concepts have to be investigated. In the past, additional external inductors and capacitors were used to increase the bandwidth electrically. Although this can be used for the filter specification with low requirements, the initial advantage of the high quality factor and small size of the BAW resonator is reduced. The use of a low Sc doping in AlN at the end of the 2000s created a new way to achieve larger bandwidths. However, the integration of $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ in BAW resonators for higher Sc concentrations of more than 10 at.-% is still in its infancy and needs to be researched in detail. In addition, advanced BAW concepts such as acoustically coupled resonators and LC hybrid circuits to cope with the upcoming RF complexity are hardly discussed so far and also require further investigations.

In this work, mirror-type BAW resonators comprising AlN with high Sc concentrations up to 35 at.-% and advanced BAW concepts were investigated. It was possible to develop an optimized process sequence with high Q and high-piezoelectric $\text{Al}_{0.8}\text{Sc}_{0.2}\text{N}$ layers. In addition, the optimized thin film was integrated into BAW resonators and optimized with respect to improved bandwidth and high Q-factor using methods for mirror reflection optimization and spurious mode suppression. Finally, the optimized $\text{Al}_{0.8}\text{Sc}_{0.2}\text{N}$ -based resonators were used to demonstrate the performance in purely acoustic BAW filters for critical frequencies up to 5 GHz. The improvement of the material and the compilation of a material data set also offered new possibilities to investigate advanced filter concepts. Consequently, acoustically coupled resonators, a reconfigurable approach and the application of a novel LC BAW hybrid filter topology were also analyzed and successfully verified by simulation.

In conclusion, the developed resonators and methods push the application of high coupling $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ for improved and advanced BAW technologies, which are capable of meeting the growing demands on wide bandwidth filter technologies.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	iii
Zusammenfassung	v
Abstract	vii
Abkürzungsverzeichnis	xiii
Symbolverzeichnis	xix
1 Einleitung	1
1.1 Stand der Technik	3
1.1.1 Piezoelektrische Materialien	3
1.1.2 Elektroakustische Resonatoren	6
1.1.3 Elektroakustische Filterschaltungen	7
1.2 Motivation	8
1.3 Ziel dieser Arbeit	9
1.4 Aufbau dieser Arbeit	9
2 Akustik, Piezoelektrizität und BAW-Technologie	11
2.1 Physikalische Grundlagen	11
2.1.1 Akustische Wellen - Charakteristik und Ausbreitung	11
2.1.2 Akustische Dispersion	21
2.1.3 Piezoelektrizität	23
2.1.4 Nichtlineares Verhalten	26
2.2 HF-BAW-Resonatoren	28
2.2.1 Klassifikation und Charakteristik	28
2.2.2 Verlustmechanismen	32
2.2.3 Unterdrückung parasitärer Wellenmoden	34
2.2.4 Materialien und Prozessierung	36
2.2.5 Rekonfigurierbare BAW-Resonatoren	38
2.3 HF-BAW-Filter	40
2.3.1 Filteranwendungen in der Mobilfunkkommunikation	40
2.3.2 Klassifikation und Charakteristik	45
2.3.3 Elektrisch verschaltete Filterstrukturen	46
2.3.4 Akustisch gekoppelte Filterstrukturen	47
2.4 Messtechnik	50

3	Modellierung von BAW-Komponenten	55
3.1	Erweitertes elektrisches Ersatzschaltbild	55
3.2	Lineare 1D-Modellierungsmethoden	56
3.2.1	Transfermatrixmethode	57
3.2.2	Modell nach Mason	58
3.2.3	Vereinfachtes Leitungsmodell für die akustische Spiegel- Optimierung	60
3.3	Fortgeschrittene Modellierungsansätze	61
3.3.1	Nichtlineare Modellierung	61
3.3.2	Mehrdimensionale und multiphysikalische Modellierung	62
3.4	Implementierung der Modelle	65
4	HF-BAW-Resonatoren mit $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$	69
4.1	Ternäres Phasensystem - Al-Sc-N	69
4.1.1	Elemente Sc, Al and N	69
4.1.2	Binäre Phasen - AlN und ScN	71
4.1.3	Charakteristik von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$	74
4.2	$\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Dünnschichten	79
4.2.1	Methoden und Merkmale des Kristallwachstums . . .	79
4.2.2	Abscheidungsergebnisse auf Si-Substrat	87
4.2.3	Kristallographische Charakterisierung der Kristallite	90
4.2.4	Problematik der $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Kristallite	95
4.2.5	Auswirkungen des Sc-Gehalts	98
4.2.6	Auswirkungen der Ergebnisse auf HF-BAW-Filter . .	99
4.3	Optimierung der $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Kristallmorphologie	101
4.3.1	Variation der Abscheidungsparameter	102
4.3.2	Einfluss von Keimschichten	105
4.3.3	Einfluss der Elektrodenbehandlung	111
4.3.4	Einfluss des Bodenelektrodenmaterials	115
4.3.5	Diskussion der optimierten Kristallmorphologie . . .	118
4.4	Optimierung des HF-BAW-Resonatordesigns	123
4.4.1	Verbesserung der Oberflächenrauigkeit	123
4.4.2	Untersuchung verschiedener Spiegeldesigns	124
4.4.3	Untersuchung verschiedener Überlappbreiten	128
4.5	Gesamtheitliche Diskussion der Ergebnisse	131
5	HF-BAW-Filter mit $\text{Al}_{0.8}\text{Sc}_{0.2}\text{N}$	135
5.1	Allgemeine Herausforderungen und Methodik	135
5.1.1	Verlustmechanismen	135
5.1.2	Prozessierung	137
5.1.3	Filterentwurf	138

5.2	Design und Messung von n41-Filtern	140
5.2.1	Ladder-Topologie	141
5.2.2	Lattice-Topologie	143
5.2.3	Ladder-/Lattice-Topologie	145
5.3	Diskussion der Ergebnisse	147
5.4	Design und Messung eines n79 sub-Band-Filters	148
6	Weiterführende BAW-Konzepte mit $Al_{1-x}Sc_xN$	153
6.1	Akustisch gekoppelte BAW-Komponenten	153
6.1.1	Betriebsmodi und Schaltungen	156
6.1.2	Entwurfskriterien und -parameter	159
6.1.3	Einfluss von $Al_{1-x}Sc_xN$	163
6.2	Tuning-Konzept mit akustisch gekoppelten BAW-Resonatoren	165
6.2.1	Tuning-Mechanismus	166
6.2.2	Theoretische Betrachtungen und analytische Herleitungen	168
6.2.3	Methoden zur Optimierung des Tuning-Verhaltens	171
6.2.4	Entwurf und Analyse des Tuning-Konzepts	173
6.2.5	Diskussion der Ergebnisse	180
6.3	Allpass-basierte LC-BAW-Hybrid-Filter	183
6.3.1	Schaltungsidee und -konzeptionierung	183
6.3.2	Bandstopp-Ansatz	185
6.3.3	Bandpass-Ansatz	186
6.3.4	Diskussion von Anwendungsbeispielen	187
7	Zusammenfassung und Ausblick	191
	Literaturverzeichnis	197
	Tabellenverzeichnis	217
	Abbildungsverzeichnis	219

Abkürzungsverzeichnis

Die in dieser Arbeit im Sinne einer Vereinfachung verwendeten allgemein üblichen und fachspezifischen Abkürzungen werden hier erläutert.

Allgemeine Abkürzungen

bzw.	beziehungsweise
ca.	cirka
engl.	englisch
et al.	et alii
etc.	et cetera
Mrd.	Milliarde(n)
N.V.	Nicht vorhanden
s.	siehe
vs.	versus
vgl.	vergleiche
z.B.	zum Beispiel

Elemente und Verbindungen

Al	Aluminium
AlCu	Aluminium-Kupfer-Legierung
AlN	Aluminiumnitrid
Al_{1-x}Sc_xN	Aluminiumscandiumnitrid oder auch AlScN
Ar	Argon
aSi	amorphes Silizium
Cr	Chrom
Cu	Kupfer
Ga	Gallium
GaN	Galliumnitrid
Hf	Hafnium

InN	Indiumnitrid
LN	Lithiumniobat
LT	Lithiumtantalat
Mg	Magnesium
Mo	Molybdän
N	Stickstoff
O₂	Sauerstoff
SiO₂	Siliziumoxid
Pt-Mn	Platin-Mangan-Legierung
PZT	Plumbum Zirconate Titanate
Sc	Scandium
ScN	Scandiumnitrid
Si	Silizium
SiN	Siliziumnitrid
Ta	Tantal
TaN	Tantalnitrid
Ti	Titan
V	Vanadium
ZnO	Zinkoxid
Zr	Zirkonium

Fachspezifische Abkürzungen

1D	eindimensional
2D	zweidimensional
2G	Mobilfunkstandard der 2. Generation
3D	dreidimensional
3G	Mobilfunkstandard der 3. Generation
3GPP	3 rd Generation Partnership Project
4G	Mobilfunkstandard der 4. Generation

5G	Mobilfunkstandard der 5. Generation
6G	Mobilfunkstandard der 6. Generation
AGR	Akustisch gekoppelter Resonator
ANT	Antenne
APF	Allpass-Filter
At.-%	Atomprozent
BAW	Bulk Acoustic Wave
BPF	Bandpass-Filter
BVD	Butterworth-van-Dyke-Modell
BW_{rel}	relative Bandbreite
CA	Carrier Aggregation
CDMA	Code Division Multiple Access
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CMP	Chemical Mechanical Polishing
CRF	Coupled Resonator Filter
CVD	Chemical Vapor Deposition
DC	Direct Current
DL	Downlink
DSV	Digitale Signalverarbeitung
DUT	Device-Under-Test
EB	Exabyte
EDX	Energy Dispersive X-Ray
FBAR	Film Bulk Acoustic Resonator
FDD	Frequency Division Duplex
FEM	Finite Elemente Methode
GB	Gigabyte
GND	Ground
GPS	Global Positioning System
GSG	Ground-Signal-Ground-Messspitze

GSM	Global System for Mobile Communications
HAL	Hetero Acoustic Layer
HF	Hochfrequenz
HFFE	Hochfrequenz Front-End
HSPA	High Speed Packet Access
IBE	Ion Beam Etching
I.H.P.	Incredible High Performance
L	Lamb
LA	Lamé
LC	Schaltung aus Induktivitäten und Kapazitäten
LNA	Low Noise Amplifier
LO	Local Oscillator
LTE	Long Term Evolution
mBVD	modified Butterworth-van-Dyke-Modell
MEMS	Micro-Electro-Mechanical-System
MIMO	Multiple Input Multiple Output
PA	Power Amplifier
PCB	Printed Circuit Board
PVD	Physical Vapor Deposition
RC	Rocking Curve
RIE	Reactive Ion Etching
Rx	Receiver (Empfangspfad)
SAW	Surface Acoustic Wave
SCF	Stacked Crystal Filter
SDR	Software Defined Radio
SH	Shear-Horizontal
SiP	System-in-Package
SMR	Surface Mounted Resonator
SoP	System-on-Chip

SOLT	Short-Open-Load-Thru (Kalibrierungsstandard)
SV	Shear-Vertical
TDD	Time Division Duplex
TD-SCDMA	Time Division Synchronous Code Division Multiple Access
TEM	Transmissionselektronenmikroskopie
TE	Thickness-Extensional
TS	Thickness-Shear
Tx	Transceiver (Sendepfad)
UL	Uplink
VTT	Technisches Forschungszentrum in Finnland
WCDMA	Wideband Code Division Multiple Access
Wi-Fi	IEEE Wireless Fidelity Standard
WLAN	Wireless Local Area Network
XRD	X-Ray Diffraction
ZF	Zwischenfrequenz

Symbolverzeichnis

An dieser Stelle werden die in dieser Arbeit verwendeten mathematischen und physikalischen Symbole erfasst.

α_{Abs}	Dämpfung durch Absorption
α_{Streu}	Dämpfung durch Streuung
α_T	Temperaturkoeffizient
A	Fläche
a	Gitterabstand in Richtung der a-Kristallachse
$\vec{a}$	Teilchenbeschleunigung mit den Komponenten a_i ($i = x,y,z$)
$\mathbf{c}$	Steifigkeitsmatrix mit den Komponenten $c_{i,j}$ ($i,j = 1,2,...,6$). Bei Verwendung eines oberen Index wird unterschieden zwischen Index E = konstantes elektrisches Feld (Kurzschluss) und Index D = konstante Verschiebungsdichte (Leerlauf).
$C_{0,1}$	Statische Kapazität des Tuning-Resonators im Serienzweig eines Ladder-Filters
$C_{0,2}$	Statische Kapazität des Tuning-Resonators im Parallelzweig eines Ladder-Filters
$C_{0,I}$	Statische Kapazität des aktiven Resonators eines AGRs
$C_{0,II}$	Statische Kapazität des Tuning-Resonators eines AGRs
c', c''	Real- und Imaginärteil der Steifigkeitskomponente
C_0	Statische Kapazität eines BAW-Resonators
C_m	Dynamische Kapazität des BVD-Modells
C_p	Statische Kapazität eines Parallelresonators
C_s	Statische Kapazität eines Serienresonators
c	Gitterabstand in Richtung der c-Kristallachse
C_t	Tuning-Kapazität
$\mathbf{D}$	Verschiebungsdichte mit den Komponenten D_i ($i = x,y,z$)
d_{El}	Elektrodendicke
δ	Dimensionsloser Nichtlinearitätskoeffizient
$d_{31,f}$	Effektive Ladungskonstante

d_{31}	Ladungskonstante
d	Dicke der piezoelektrischen Lage
E	Elektrische Feldstärke mit den Komponenten E_i ($i = x,y,z$)
$e_{31,f}$	Effektiver piezoelektrischer Kopplungskoeffizient e_{31}
E	Elastizitätsmodul
e	Matrix der piezoelektrischen Kopplungskoeffizienten mit den Komponenten $e_{i,j}$ ($i = 1,2,3$ und $j = 1,2,...,5$). Die Verwendung eines oberen Index T entspricht der transponierten Matrix.
ϵ	Permittivitätstensor mit den Komponenten $\epsilon_{i,j}$ ($i,j = x,y,z$). Die Verwendung eines oberen Index S entspricht der Permittivität bei konstanter Dehnung S.
ϵ_0	Permittivität des Vakuums mit $\epsilon_0 = 8.854 \text{ pF/m}$
ϵ', ϵ''	Real- und Imaginärteil der Permittivität
ϵ_r	Relative Permittivität
η	Viskosität
f	Frequenz
F	Kraft
f_{IM}	Frequenz des Intermodulationsprodukts
f_{LO}	Frequenz des Local Oscillator
FOM	Figure of Merit
$f_{p,1,kurz}$	Parallelresonanzfrequenz des aktiven Resonators mit dem Tuning-Resonator in Kurzschluss
$f_{p,1,leer}$	Parallelresonanzfrequenz des aktiven Resonators mit dem Tuning-Resonator in Leerlauf
$f_{p,2,kurz}$	Parallelresonanzfrequenz des Tuning-Resonators mit dem aktiven Resonator in Kurzschluss
$f_{p,2,leer}$	Parallelresonanzfrequenz des Tuning-Resonators mit dem aktiven Resonator in Leerlauf
f_s, f_p	Serien- bzw. Parallelresonanzfrequenz
$f_{s,1,kurz}$	Serienresonanzfrequenz des aktiven Resonators mit dem Tuning-Resonator in Kurzschluss

$f_{s,1,leer}$	Serienresonanzfrequenz des aktiven Resonators mit dem Tuning-Resonator in Leerlauf
$f_{s,2,kurz}$	Serienresonanzfrequenz des Tuning-Resonators mit dem aktiven Resonator in Kurzschluss
$f_{s,2,leer}$	Serienresonanzfrequenz des Tuning-Resonators mit dem aktiven Resonator in Leerlauf
$FWHM$	Full Width of Half Maximum
f_{ZF}	Zwischenfrequenz
G	Schubmodul
γ	Dimensionsloser Nichtlinearitätskoeffizient
IL_{min}	Minimale Einfügedämpfung
I	Strom
J	Stromdichte
k_{eff}^2	Effektive elektromechanische Kopplung eines elektroakustischen Resonators
K_L	Elektromechanischer Koppelfaktor für Longitudinalwellen
K_S	Elektromechanischer Koppelfaktor für Scherwellen
k_t	Elektromechanischer Koppelfaktor bei konstanter Verschiebungsdichte D
k	Wellenzahl
k_x, k_z	Wellenzahl in Richtung der x- bzw. z-Achse
λ	Wellenlänge
L	Kantenlänge einer quadratischen Elektrode
L_m	Dynamische Induktivität des BVD-Modells
L_s	Serieninduktivität durch Zuleitungen
L_t	Tuning-Induktivität
m	Masse
m_{mol}	Molare Masse
N_A	Avogadro-Konstante mit $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ Teilchen/mol
NC	Non-Circularity

$N(x,y,z)$	Formfunktion für finite Elemente
ν	Poissonzahl
ω	Kreisfrequenz
ω_s, ω_p	Kreisfrequenz der Serien- bzw. Parallelresonanz
ϕ	Phase
ϕ_{DUT}	Phase des Device-Under-Test
π	Kreiszahl
Q	Gütefaktor
Q_m	Materialgüte
Q_s, Q_p	Resonatorgüte bei Serien- bzw. Parallelresonanz
R_{El}	Ohmscher Widerstand einer Elektrode
ρ	Dichte
R_m	Verlustwiderstand im Serienzweig des mBVD-Modells
R_p	Verlustwiderstand im Parallelzweig des mBVD-Modells
R	Reflexionsgrad
r	Reflexionskoeffizient
R_s	Serienwiderstand durch Zuleitungen im mBVD-Modell
$\vec{r}$	Teilchenposition mit den Komponenten x, y und z
$\mathbf{S}$	Dehnungsmatrix mit den Komponenten S_{ij} ($i,j = x,y,z$)
S_{11}	Streuparameter der reflektierten Leistung
S_{21}	Streuparameter der übertragenen Leistung
σ	Elektrische Leitfähigkeit
SNR	Signal-to-Noise Ratio
t	Zeit
$\mathbf{T}$	Spannungstensor mit den Komponenten T_{ij} ($i,j = x,y,z$)
$\tan \delta$	Dielektrischer Verlustfaktor
τ	Gruppenlaufzeit
T_{BAW}	Transfermatrix eines Lagenstapels
T_{dB}	Transmissionsgrad in dB

θ	Einfalls- oder Ausfallswinkel einer akustischen Welle
θ_t	Verhältnis des Tunings zum maximalen Tuning
τ	Tuning
τ_r	Relatives Tuning
τ_{max}	Maximales Tuning
U	Spannung
$\vec{u}$	Teilchenverschiebung mit den Komponenten u_i ($i = x, y, z$)
v	Phasengeschwindigkeit mit den Komponenten v_i ($i = x, y, z$). Bei Verwendung eines oberen Index wird unterschieden zwischen Index E = konstantes elektrisches Feld (Kurzschluss) und Index D = konstante Verschiebungsdichte (Leerlauf). Bei Verwendung eines unteren Index wird unterschieden zwischen L = Longitudinalwellen und S = Scherwellen.
v_g	Gruppengeschwindigkeit
V	Volumen
$\vec{v}$	Teilchengeschwindigkeit mit den Komponenten v_i ($i = x, y, z$)
V_{Zelle}	Volumen einer Einheitszelle in Wurtzit-Struktur
x_{Sc}	Sc-Konzentration
x, y, z	x-, y- und z-Koordinate
Y_{ak}	Akustische Admittanz
Y_{BAW}	Elektrische Admittanz eines BAW-Resonators
Z_0	Elektrische Referenzimpedanz (hier: 50Ω)
Z_{ak}	Akustische Impedanz
Z_{BAW}	Elektrische Impedanz eines BAW-Resonators
Z_{DUT}	Elektrische Impedanz des Device-Under-Test
Z_{GSG}	Elektrische Kontaktimpedanz der GSG-Nadeln
Z_L	Elektrische Lastimpedanz
$Z_{Zuleitung}$	Elektrische Impedanz durch Zuleitungen
Z_{sub}	Parasitäre Substratimpedanz

1 Einleitung

Die drahtlose Mobilkommunikation ist mittlerweile nicht mehr wegzudenken und bestimmt zunehmend unser tägliches Leben. Im jährlichen Bericht zum mobilen Datenverkehr des schwedischen Unternehmens Ericsson in Abbildung 1.1 zeigt sich, wie sich das Datenvolumen (Uplink und Downlink) über ihre Basistationen von 2014 bis 2019 auf 38 EB/Monat versechzehnfacht hat. Bis 2025 wird sogar ein weiterer Anstieg des Datenvolumens auf über 160 EB/Monat erwartet. Dieses soll durch den fünften Mobilfunkstandard 5G ermöglicht werden und bis 2025 schätzungsweise 45 % des weltweiten Datenverkehrs einnehmen [1].

Die Übertragung von Daten über elektromagnetische Wellen ist wegen der Existenz verschiedener Kommunikationstinteressen stark beschränkt und standardisiert. So werden beispielsweise Frequenzbereiche für Rundfunk, Amateurfunk, Fernsehen, Polizei und Feuerwehr aber eben auch Mobilfunk reserviert. Für den Mobilfunk legt die Arbeitsgruppe 3rd Generation Partnership Project (3GPP) die Frequenzbelegung und -nutzung fest [2]. Wegen der bereits dichten Belegung bei niedrigen Frequenzen werden dafür zunehmend höhere Frequenzbereiche eingesetzt. Um vorhandene Frequenzbänder möglichst effizient zu nutzen, kommen schließlich Hochfrequenzfilter (HF-Filter) in den Mobilfunkgeräten zum Einsatz. Sie selektieren die jeweiligen Frequenzbänder, ermöglichen es störende Signale zu entfernen und den Sendevom Empfangspfad zu trennen.

Um die gewünschte hohe Datenübertragung zu realisieren und gleichzeitig mehrere Nutzer zu unterstützen, ist das Hinzufügen von neuen breiteren Frequenzbändern ein möglicher Ansatz. Als neue 5G-Frequenzen sind beispielsweise die Bänder n77 (3.3 - 4.2 GHz), n78 (3.3 - 3.8 GHz) und n79 (4.4 - 5 GHz) erwähnenswert. Die Einführung von 5G steigert so die ohnehin schon hohe Komplexität von HF-Front-Ends (HFFE) in Mobiltelefonen. Denn generell sollten moderne Mobilfunkgeräte gleichzeitig auch mehrere Mobilfunkstandards wie GPS, Bluetooth, WLAN, 2G, 3G und 4G unterstützen. Hinzu kommt die Anforderung an eine weltweite Nutzbarkeit der Endgeräte. Allein für LTE gibt es über 40 verschiedene Frequenzbänder, welche von Land zu Land unterschiedlich eingesetzt werden und zur HFFE-Komplexität beitragen. Ein weiterer Ansatz zur Steigerung der Datenübertragung ist Carrier Aggregation (CA). Dabei werden einem Nutzer gleich mehrere Frequenzkanäle aus demselben Frequenzband (Intra CA) oder aus verschiedenen Frequenzbändern (Inter CA) zugeordnet. Für die Übertragungstechnik in den Mobilfunkgeräten bedeutet das letztlich einen immensen Zuwachs an Filterkomponenten,

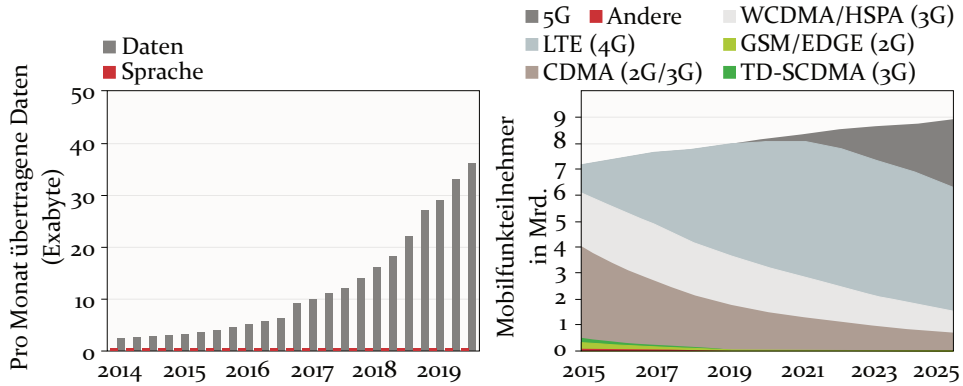


Abbildung 1.1: Auszug des jährlichen Datenverkehrsberichts von Ericsson. Links: Zunahme der bis 2019 pro Monat übertragenen Datenmenge in Exabyte. Rechts: Anzahl der Mobilfunkteilnehmer in Milliarden unter Berücksichtigung des Mobilfunkstandards [1].

um den Anforderungen an eine hohe Netzverfügbarkeit und einer schnellen Datenübertragung gerecht zu werden. Zu einer sogar noch weiteren Steigerung der benötigten Filter pro Endgerät führt die Einführung von Multiple Input Multiple Output (MIMO)-Systemen. Durch die Übertragung von redundanten Daten zur Verbesserung der Zuverlässigkeit oder verschiedener Daten zur Vergrößerung der Datenrate werden hier mehrere Empfangspfade im Endgerät eingesetzt. Die Vervielfachung der dafür benötigten Bauteile und die gleichzeitig geringe Baugröße moderner Endgeräte verlangen deshalb auch einen immer größeren Miniaturisierungsgrad der verwendeten Filtertechnologie. Frequency Division Duplex (FDD)-Filter (Duplexer) zur Trennung des Send- und Empfangspfad (Rx und Tx) benötigen zudem eine sehr hohe Flankensteilheit und Güte der verwendeten Filter. Oft gilt es, eine besonders schmale Bandlücke zwischen dem Rx- und Tx-Band einzuhalten und gleichzeitig eine möglichst geringe Einfügedämpfung innerhalb des Passbandes zu garantieren. Je höher die Verluste in den Filtern, desto höher ist weiterhin der Energieverbrauch in den aktiven Elementen des HFFEs. Hinzu kommen Anforderungen an eine hohe Temperaturstabilität, um Frequenzabweichungen zu mildern und eine hohe Leistungsverträglichkeit, um die Funktionsfähigkeit bei hohen Sendeleistungen zu garantieren. Durch die zunehmenden Sendeleistungen und Verfahren wie Inter CA steigen letztlich auch die Anforderungen an die Nichtlinearität der Filterkomponenten. Damit Frequenzkanäle aus verschiedenen Bändern im HFFE zusammengeschaltet werden können, müssen die Duplexer zu Multiplexer erweitert werden. Störsignale wie Harmonische oder Intermodulationsprodukte könnten dann in

die anderen Frequenzbänder fallen und eine eindeutige Rekonstruktion der Informationen verhindern.

Um den Anforderungen gerecht zu werden, sind elektroakustische Resonatortechnologien wie die Surface Acoustic Wave (SAW) oder Bulk Acoustic Wave (BAW) Technologie geradezu prädestiniert. Sie besitzen eine hohe Güte bei kleiner Bauteilgröße und geringen Produktionskosten. Während SAW-Resonatoren heutzutage überwiegend für Frequenzen unterhalb von 2.5 GHz Verwendung finden, ermöglichen BAW-Resonatoren auch eine Nutzung für höhere Frequenzen¹. BAW-Resonatoren werden wiederum in Film Bulk Acoustic-Resonatoren (FBAR) und Solidly Mounted Resonatoren (SMR) unterschieden. Seit der Einführung erster kommerziell erhältlicher BAW-Produkte wurde für beide Varianten auf die Unterdrückung parasitärer Moden als auch die Güte und die effektive elektromechanische Kopplung fokussiert. Letztere spielt insbesondere für die Bandbreite der zu realisierenden Filter eine wichtige Rolle und ist überwiegend durch die Eigenschaften des verwendeten piezoelektrischen Materials bestimmt.

1.1 Stand der Technik

Um dem Wunsch nach größeren Bandbreiten und höheren Frequenzen in elektroakustischen Resonatoren nachzukommen, werden gegenwärtig diverse Ansätze untersucht und diskutiert. Die Schwerpunkte aktueller Forschung lassen sich dabei folgendermaßen zusammenfassen: Entwicklung von piezoelektrischen Materialien, Anregung alternativer akustischer Wellenmodi und Entwicklung von neuen Filterschaltungen und -technologien.

1.1.1 Piezoelektrische Materialien

HF-Filter profitieren besonders von stark ausgeprägten piezoelektrischen Eigenschaften. Es überrascht deshalb nicht, dass sich ein Schwerpunkt der BAW-Technologie mit der Entwicklung neuartiger piezoelektrischer Materialien beschäftigt. Trotz der zahlreichen Publikationen zu alternativen Materialien dominiert seit Jahren die Verwendung des binären² Nitrids Aluminiumnitrid (AlN). Die Gründe dafür sind die gute Kompatibilität mit Silizium

¹ Die Idee zur Nutzung von piezoelektrischen BAW-Resonatoren als Filterkomponente wurde vermutlich erstmals im Jahr 1922 von W. Cady in seiner Veröffentlichung „The Piezo-Electric Resonator“ vorgeschlagen. Die ersten Schaltungskonzepte folgten Ende der 1920er durch Patentveröffentlichungen von L. Espenschied und C. Hansell [3].

² Unter binären Verbindungen sind in dieser Arbeit Stoffe mit zwei beteiligten Elementen und der allgemeinen Formel A_xB_x gemeint.

(Si)-Technologien, die hervorragenden Akustik-Eigenschaften sowie die hohe Temperaturleitfähigkeit. Als nachteilig gilt jedoch die für polykristalline Strukturen moderate effektive elektromechanische Kopplung von etwa 6.5 %. Damit stößt AlN mit dem Aufkommen von breitbandigen Frequenzbändern, intensivierte Anforderungen an das Passband und der Möglichkeit von CA an seine Grenzen [4]. Um die Güte und effektive elektromechanische Kopplung von AlN besser auszuschöpfen, steigt deshalb das Interesse an Verfahren zur Schaffung monokristalliner Piezokristallschichten. Die Herausforderung liegt dabei aber häufig in komplexen Schichtaufbauten, einer geringen Wachstumsrate und hohen Prozesskosten [5–8].

LiNbO₃ und LiTaO₃

Neben AlN zählen LiNbO₃ (LN) und LiTaO₃ (LT) zu den bekanntesten piezoelektrischen Materialien für elektroakustische Resonatoren. Sie bieten je nach Kristallschnitt Kopplungswerte bis zu 35 % bei gleichzeitig hoher mechanischer Materialgüte. Anfänglich wurden diese überwiegend für SAW-Resonatoren eingesetzt, deren Aufbau es erlaubt monokristalline LN- oder LT-Wafer als Substrat zu verwenden [9, 10]. Für qualitativ hochwertige LN-/LT-Dünnschichten wurde hingegen bisher kein geeignetes Abscheideverfahren entwickelt, dass eine Schicht mit ausreichenden Güte- und Kopplungseigenschaften für die Massenproduktion ermöglicht. Durch Fortschritte im Filmtransfer und Wafer-Bonding hat sich das geändert. Ein Beispiel sind zunächst sogenannte Hetero Acoustic Layer (HAL)-SAW-Komponenten, die durch geeignete Schichtabfolgen die akustische Energie nahe der Oberfläche im LN oder LT bündeln [11]. Die Prozessführung dafür startet mit einem LN- oder LT-Wafer, auf dem bei Bedarf zusätzlich akustische Spiegelschichten aufgebracht werden können. Der prozessierte LN/LT-Wafer wird anschließend durch ein geeignetes Wafer-Bonding-Verfahren an ein Substrat gebunden und durch einen Polier- oder Ätzschritt auf die benötigte Dicke ausgedünnt. Zuletzt folgt die Abscheidung und Strukturierung der SAW-Elektroden. Aktuelle Beispiele dieser Technologie aus der Industrie sind die I.H.P. SAW-Technologie von Murata [12] und die ultraSAW-Technologie von Qualcomm [13]. Für Dünnschichten in BAW-Resonatoren sind solche Wafer-Bonding- und Ausdünnungs-Prozesse ebenfalls geeignet. Allerdings geht dadurch ein Großteil des LN-/LT-Wafers verloren und höhere Materialkosten fallen an [11, 14, 15]. Ein alternativer Ansatz beruht auf Dünnschicht-Transfermethoden, die beispielsweise durch gezielte Ionenimplantation das Abtragen von dünnen Schichten der LN-/LT-Wafer ermöglichen. Als problematisch gestaltet sich dann aber die Schichtdickenkontrolle und die Aufrechterhaltung der ursprünglichen Materialeigenschaften. Zudem schränken nachfolgende thermische

Ausheilungsprozesse die Materialauswahl für die Bodenelektroden in BAW-Resonatoren ein, weshalb solche Transferansätze bevorzugt für Lamb- oder Lamé-Resonatoren, die ohne eine Bodenelektrode auskommen, eingesetzt werden [14, 16–19].

$\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$

Ein weiterer Ansatz ist die Untersuchung ternärer Nitridverbindungen, deren Ziel es ist, die piezoelektrischen Materialeigenschaften über das Einbringen von Fremdatomen zu kontrollieren und im Idealfall zu verbessern. Eine besonders hohe Bekanntheit hat in den letzten Jahren die Nutzung von Scandium (Sc) in AlN erlangt, da es deutlich verbesserte piezoelektrische Eigenschaften als in reinem AlN hervorruft, sich aber trotzdem ähnlich zu diesem verhalten lässt. Als alternative Elemente wurden auch Versuche mit Chrom (Cr), Vanadium (V), Tantal (Ta), Hafnium (Hf), Magnesium (Mg), Zirkonium (Zr) und Titan (Ti) publiziert [20–26]. Das vielversprechendere pseudobinäre³ Material $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ (AlScN), dessen Existenz bereits durch verschiedene theoretische Überlegungen und Arbeiten vermutet wurde, wies M. Akiyama erstmals 2009 experimentell nach [27, 28]. Er zeigt, dass sich Dünnschichten ähnlich der von AlN erzeugen lassen, die mit steigender Sc-Konzentration zunehmende piezoelektrische Kopplungskoeffizienten aufweisen und sich durch physikalische Sputterverfahren abscheiden lassen. Dokumentiert sind, eine im Vergleich zu AlN, vierfache elektromechanische Kopplung für Sc-Konzentration bis 43 At.-% und ein Einbruch der Piezoelektrizitätseigenschaften für höhere Konzentrationen. Die kristallographischen Analysen zeigen schließlich, dass ab etwa 41% ein Übergang von der piezoelektrischen hexagonalen Kristallstruktur hin zu einer kubischen und somit piezoelektrizitätsfreien Kristallstruktur auftritt. [27, 28].

Auf die Arbeiten von Akiyama et al. folgten zunächst theoretische Analysen des Al-Sc-N-Systems. Die insgesamt noch relativ wenigen Publikationen widmeten sich dabei unter anderem der mathematischen Beschreibung bzw. Modellierung der Piezoelektrizitätssteigerung in $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Dünnschichten und dessen Kristallstruktur [29–32]. Insgesamt folgten auch 2011 bis 2012 nur wenige Arbeiten bezüglich der möglichen Anwendungen. Für den Mobilfunk erwähnenswert sind dabei die Veröffentlichungen zu BAW-Resonatoren von Matloub et al. [33] wie auch Moreira et al. [34, 35] und zu SAW-Resonatoren von Hashimoto et al. [36–38].

³ Unter einer pseudobinären Struktur versteht man die Feststoff-Lösung $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{C}$ zweier binärer Verbindungen AC und BC mit einer gemeinsamen Komponente C.

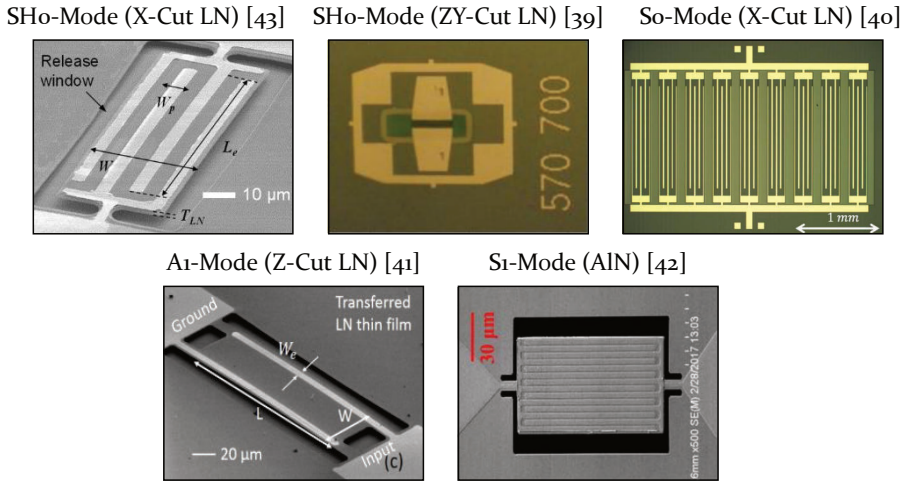


Abbildung 1.2: Beispiele für elektroakustische Resonatoren mit Anregung von Lamb-Wellen (L) oder horizontalen Scherwellen (SH).

Erst ab 2013 stieg das Interesse an $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Dünnschichten zunehmend. Neben der Materialcharakterisierung bei immer höheren Sc-Konzentrationen wurden weitere Erfolge zu $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -MEMS-Komponenten, alternativen Resonatorstrukturen mit $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ und dem Kristallwachstum veröffentlicht. Trotz der Ähnlichkeit zu AlN zeigte sich aber schnell, dass sich mit steigenden Sc-Konzentrationen die Anforderungen an eine saubere c-Achsenorientierung sowie einer qualitativ guten Kristallschicht ändern und damit die Integration in hochgütige BAW-Resonatoren erschweren. Im industriellen Umfeld finden deshalb bisher nur geringe Konzentrationen bis max. 10 At.-% Sc Anwendung. Die BAW-Technologieintegration, die Implementierung und die Charakterisierung bei hohen Sc-Konzentrationen stecken dementsprechend noch in den Anfängen aktueller Forschung.

1.1.2 Elektroakustische Resonatoren

Neben SAW- und BAW-Resonatoren existieren weitere elektroakustische Resonatoren, die auf der Anregung alternativer akustischer Moden beruhen und wegen der technologischen Limitierungen von SAW/BAW-Resonatoren, dem Wunsch nach niedrigeren Prozessierungskosten und einer höheren Flexibilität in der Auslegung von HF-Filterstrukturen zunehmend diskutiert werden. Dabei handelt es sich überwiegend um membranbasierte elektroakustische Resonatoren mit lateralen Wellenmodi, wie z.B. Plattenwellen. Durch Fortschritte beim Filmtransfer und Wafer-Bonding mit LN und LT wird

dieser Trend letztlich weiter angetrieben [11, 44], vor allem deswegen, weil für solche Strukturen eine einseitige Elektrodenanordnung meist genügt.

Beispiele solcher akustischen Resonatoren sind Resonanzmoden mit Lamb-Wellen (L) [39, 45–54], Lamé-Wellen (LA) [55–57] oder horizontalen Scherwellen (SH) [43, 58, 59]. Eine Auswahl möglicher Strukturen für verschiedene Wellenmodi zeigt Abbildung 1.2. Für die Anregung der L-, LA- oder SH-Moden in einer dünnen Platte eignen sich ähnlich zu den SAW-Modi interdigitale Fingerelektroden. Die Resonanzfrequenz wird je nach gewünschter Mode durch die Dicke der piezoelektrischen Platte, der Elektrodendicke und insbesondere der Fingerbreite bzw. dem Fingerabstand bestimmt. In der Literatur sind für solche alternativen HF-MEMS-Komponenten mit Resonanzfrequenzen im sub-6 GHz-Bereich bereits sehr hohe Kopplungswerte bei gleichzeitig hohen Güten dokumentiert worden [40–42, 60–63]. Allerdings leiden viele dieser Ansätze unter der Anregung diverser parasitärer Nebenmodi, die die für HF-Filter benötigten Anforderungen nicht erfüllen.

Neben der Untersuchung neuerer elektroakustischer Resonatoren als Komponenten der HF-Filterschaltungen, beschäftigt man sich zunehmend auch mit alternativen Topologien und Technologien der Verschaltung.

1.1.3 Elektroakustische Filterschaltungen

Als Alternative zu den konventionellen Ladder- und Lattice-Strukturen elektroakustischer Resonatoren gelten beispielsweise Hybrid-Filtertechnologien wie die Kombination von elektroakustischen Resonatoren mit konzentrierten LC-Filterschaltungen. Der Vorteil solcher Hybrid-Strukturen besteht in der Design-Flexibilität der klassischen Filtertheorie bei gleichzeitiger Verwendung der hohen Güten von elektroakustischen Resonatoren. Nachteilig wirkt sich hingegen der geringere Gütefaktor der LC-Komponenten auf die Einfügedämpfung im Passband aus, wobei insbesondere die meist bescheidene Güte und der Platzbedarf von Induktivitäten problematisch sind [64–71]. Neben der Untersuchung von Hybrid-Filtertechnologien sind Schaltungskonzepte wie transversale Strukturen und rekonfigurierbare Filterkonzepte erwähnenswert [72–77]. Beide Schaltungsansätze sind aber auf eine externe Beschaltung angewiesen, die die Integration und letztlich das Packaging deutlich erschwert. Aus technologischer Sicht beschäftigt man sich dementsprechend auch mit der monolithischen Integration von CMOS-Technologien und elektroakustischen Resonatoren (System on Chip: SoP). Durch vertikale Integrationskonzepte könnte man damit einen deutlichen Flächenvorteil gegenüber der momentan etablierten System-in-Package (SiP)-Technologie von HFFEs gewinnen und neue Schaltungskonzepte ermöglichen [78–80]. Ein weiterer Ansatz zur

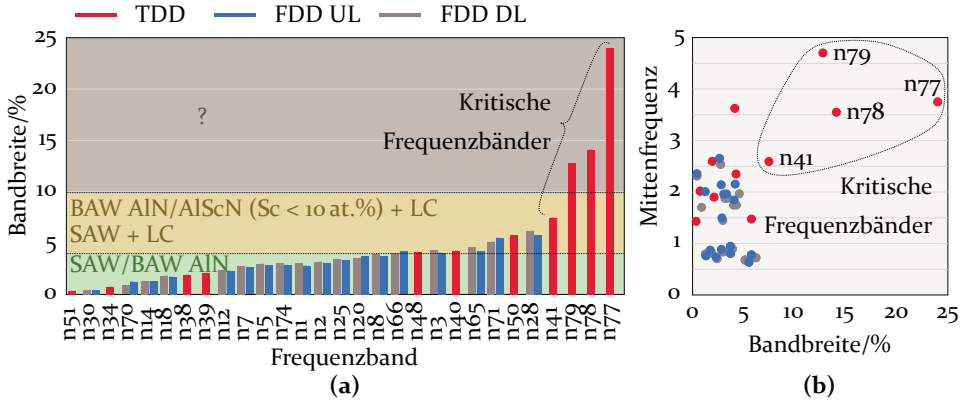


Abbildung 1.3: Übersicht der 5G-Frequenzbänder: (a) Bandbreitenverteilung und (b) Bandbreiten der Bänder unter Berücksichtigung der Mittenfrequenz.

Schaffung breitbandiger elektroakustischer Filterkomponenten sind akustisch gekoppelte BAW-Resonatoren. Diese zählen zwar in den letzten Jahren nicht als aktueller Forschungsschwerpunkt, werden aber in dieser Arbeit trotzdem als vielversprechender und nicht zu vernachlässigender Ansatz zur Lösung der steigenden Anforderungen in Mobilfunksystemen gesehen.

1.2 Motivation

Die durch den aufkommenden Mobilfunkstandard der 5. Generation zunehmende Komplexität, der prognostizierte massive Zuwachs an Filterkomponenten pro Endgerät, die wachsenden Anforderungen an elektroakustische Resonatoren und der Wunsch nach kleineren kostengünstigeren Bauteilen erfordern die Suche nach neuen Lösungen.

Als besondere Herausforderung für elektroakustische Filter zählen dabei hauptsächlich die Frequenzbänder n41 (2.496-2.69 GHz), n77 (3.3 - 4.2 GHz), n78 (3.3 - 3.8 GHz) und n79 (4.4 - 5 GHz). Sie alle weisen eine große relative Bandbreite zwischen 7.5 % (n41) bis 24 % (n77) auf, die mit konventioneller SAW-/BAW-Technologie nicht realisierbar ist (siehe Abbildung 1.3 (a) und (b)). Ein Großteil der effektiven elektromechanischen Kopplung in BAW-Resonatoren wird durch die intrinsische Kopplung des piezoelektrischen Materials bestimmt. Das typischerweise für BAW-Resonatoren verwendete AlN erreicht hier aber meist nur Werte zwischen 6 % bis 7 % und ist damit für die geforderten Bandbreiten zu niedrig. Um dem entgegenzuwirken, werden den AlN-Resonatoren oft externe Induktivitäten und Kapazitäten hinzugeschaltet und dadurch die Bandbreite elektrisch angepasst. Diese Herangehensweise funktioniert allerdings wegen der verlustreichen LC-Komponenten

und dem gleichzeitig steigenden Platzbedarf nur bedingt. Insbesondere für die hohen relativen Bandbreiten BW_{rel} von mehr als 10 %, wie sie in den neuen Frequenzbändern n77, n78 und n79 auftreten, stellt die Frequenzanpassung über LC-Komponenten alleine keine Möglichkeit dar. Dementsprechend ist in der Literatur unter anderem eine Fokussierung auf neue Ansätze mit größerer effektiver elektromechanischer Kopplung bei gleichzeitig hohen Güten beobachtbar. Ziel ist für alle eine idealerweise rein akustische Filterlösung. Trotz der zahlreichen Veröffentlichungen zu $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ birgt dessen Anwendung insbesondere für hohe Sc-Konzentrationen nach wie vor viele Herausforderungen, die es zu überwinden gilt. Erst eine ausführliche Untersuchung des Materials selbst und die gleichzeitige Integration in BAW-Resonatoren bzw. Filterschaltungen ermöglicht den zukünftigen Anforderungen an hochgütigen und breitbandigen Filtern gerecht zu werden. Letztlich bestimmt das verwendete piezoelektrische Material die Designmöglichkeiten zukünftiger Filterlösungen maßgeblich und erlaubt bei ausführlicher Untersuchung die Entwicklung neuerer Konzepte und die Verschiebung aktueller Grenzen.

1.3 Ziel dieser Arbeit

Die vorliegende Arbeit soll den Wissensstand bezüglich der Optimierung und Anwendung von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ in BAW-Resonatoren des SMR-Typs, sowie die Entwicklung neuerer BAW-Konzepte und -Schaltungen voranbringen. Ziel ist neben der schrittweisen Optimierung des Resonatordesigns, die morphologische Kristallstruktur von $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ so auszulegen, dass sie zusammen mit konventionellen BAW-SMR-Designmethoden und -Prozessen verwendet werden kann. Dabei sollen insbesondere die elektromechanische Kopplung sowie die Güte bei 20 At.-% Sc maximiert und die Materialeigenschaften extrahiert werden. Ziel ist es auch, die Erkenntnisse des optimierten $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ -BAW-Designs an typischen BAW-Filterschaltungen für die Bänder n41 und n79 zu untersuchen und die Grenzen des Materials zu bestimmen. Zuletzt werden die gewonnenen Erkenntnisse und die dadurch erweiterten Möglichkeiten ausgeschöpft, um neue Schaltungen zu entwickeln und das Potenzial für weiterführende Konzepte zu erschließen. Dabei werden neben neuen Hybrid-LC-Schaltungen auch akustisch gekoppelte Strukturen berücksichtigt. Nur so ist eine ganzheitliche Charakterisierung möglich, die es erlaubt, neue Filterkonzepte für den Mobilfunk zu erschließen.

1.4 Aufbau dieser Arbeit

Neben diesem einleitenden Kapitel besteht die vorliegende Arbeit aus sechs weiteren Kapiteln. Im zweiten Kapitel werden zunächst die theoretischen

Grundlagen von BAW-Resonatoren besprochen. Dazu zählt neben der Ausbreitung akustischer Wellen auch das Verhalten piezoelektrischer Materialien, die BAW-Technologie, deren Komponenten, Varianten und letztlich Anwendung in Filterschaltungen. Kapitel 3 konzentriert sich auf die in dieser Arbeit verwendeten Modellierungsmöglichkeiten von BAW-Komponenten. Sie ermöglichen nicht nur die Filterauslegung, sondern erlauben auch die Charakterisierung gemessener Komponenten. Neben den gängigen eindimensionalen Methoden wird das Kapitel durch die Beschreibung fortgeschrittener mehrdimensionaler und multiphysikalischer Modelle ergänzt. Die Abscheidung dünner kristalliner Schichten aus $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$, wird im vierten Kapitel untersucht. Zunächst wird hier der grundlegende Wachstumsprozess von Nitridverbindungen über Sputterprozesse beschrieben, um anschließend die wichtigsten Schlüsselfaktoren für den Wachstumsprozess unter Berücksichtigung der Integration in BAW-Resonatoren zu definieren. Es folgen verschiedenste Untersuchungen der $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Schichten, aber auch die Optimierung hinsichtlich der Anwendung in BAW-Komponenten. Aufbauend auf den Grundlagen und einer ausführlichen Literaturrecherche werden außerdem die relevanten Materialparameter für $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ extrahiert und anhand von Messungen verifiziert. Insbesondere werden auch das Resonatordesign näher analysiert und gängige Methoden zur Unterdrückung parasitärer Moden implementiert. Das fünfte Kapitel beschäftigt sich mit der Integration der $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Resonatoren in konventionellen BAW-Ladder- und Latticestrukturen für die kritischen Frequenzbänder n_{41} und n_{79} . Hier werden der Entwurf, die elektrische Charakterisierung und die möglichen Herausforderungen für konventionelle HF-Filterkomponenten mit $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ bis 5 GHz erfasst. Im sechsten Kapitel geht es um die Entwicklung neuerer Konzepte und die Vorteile bei Nutzung von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -basierten BAW-Resonatoren. Letzteres beinhaltet dabei neben dem Entwurf und der Verschaltung akustisch gekoppelter Strukturen auch die Untersuchung und Entwicklung von noch teils unerprobten BAW-Konzepten wie dem akustisch gekoppelten Resonatortuning oder einer Allpass-basierten LC-BAW-Hybrid-Filterschaltung. Abschließend werden in Kapitel 7 die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf weiterführende Untersuchungen erfasst.

2 Akustik, Piezoelektrizität und BAW-Technologie

Zur Charakterisierung und Auslegung von BAW-Komponenten werden sowohl Bereiche der Elastizitätstheorie als auch Aspekte der elektromagnetischen Felder in Festkörpern herangezogen. Im zweiten Kapitel werden dazu die grundlegenden Eigenschaften akustischer Wellen, deren Ausbreitung und die mathematische Formulierung ausführlich erläutert. Anschließend folgen die physikalischen Beziehungen in piezoelektrischen Materialien, um daraufhin die Funktionsweise und Anwendung von BAW-Resonatoren sowie die Verschaltung zu HF-Filter zusammenzufassen. Das Kapitel wird schließlich mit der grundlegenden Messtechnik von BAW-Resonatoren abgeschlossen.

2.1 Physikalische Grundlagen

2.1.1 Akustische Wellen - Charakteristik und Ausbreitung

Anders als elektromagnetische Wellen können sich akustische Wellen nur über ein Medium wie Gase, Flüssigkeiten oder Festkörper ausbreiten, welche durch Dehnung und Kompression die Welle führen. Aus makroskopischer Sicht kann diese Bewegung mathematisch über Newtons Bewegungsgleichungen und die Spannungs-Dehnungsbeziehungen nach Hooke erfasst werden. Daraus lassen sich die akustischen Wellengleichungen in Festkörpern ableiten und die Eigenschaften über geeignete Randbedingungen in geometrisch begrenzten Medien beschreiben.

Ausbreitung und akustische Wellenmoden

Allgemein versteht man unter einer akustischen Welle die zeitabhängige periodische Auslenkung oder Vibration von Teilchen um ihre Ruhelage (Gleichgewichtszustand) in Festkörpern, Flüssigkeiten oder Gasen. Da die gewünschte Anregung von akustischen Wellen in BAW-Resonatoren als Volumenwellen erfolgt, reduziert sich die Betrachtung in den folgenden Abschnitten auf die Wellenbeschreibung in Festkörpern.

Solange es zu keiner dauerhaften Deformation durch erzwungene mechanische Auslenkungen kommt, gelten die grundlegenden Gleichungen der Elastizitätstheorie. In einem unendlich ausgedehnten isotropen Festkörper können sich dann idealerweise nur zwei Wellentypen ausbreiten: Longitudinal- und Scher- bzw. Transversalwellen. Wegen der in der Realität aber tatsächlich endlichen Dimensionierung von Festkörpern treten weitere Moden wie

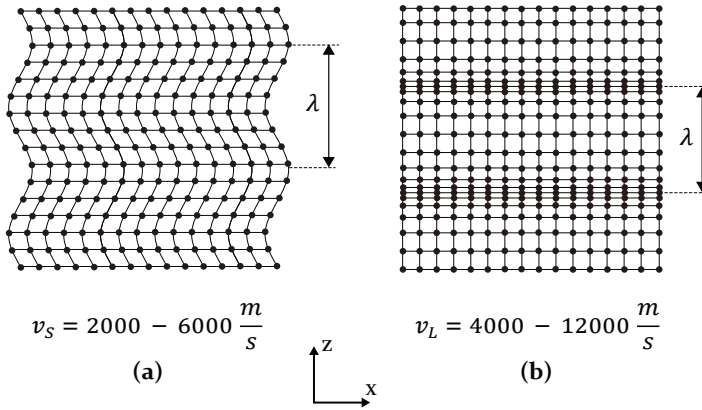


Abbildung 2.1: Momentaufnahmen akustischer Volumenwellen und deren durchschnittliche Ausbreitungsgeschwindigkeit: (a) Scherwelle und (b) Longitudinalwelle.

beispielsweise Oberflächen- und Plattenwellen auf. Abbildung 2.1 zeigt schematisch eine Momentaufnahme einer Longitudinalwelle und Scherwelle eines in allen drei Raumdimensionen unendlich ausgedehnten Festkörpers. Der Unterschied beider Wellentypen liegt in dem Verhältnis zwischen der Richtung der Teilchenauslenkung und der Ausbreitungsrichtung der Welle. Bei longitudinalen Wellen sind diese parallel und bei Scherwellen senkrecht zueinander, wobei die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Longitudinalwellen meist größer ist als die der Scherwellen.

Elastizitätstheorie

Die in Festkörpern bei Ausbreitung von akustischen Wellen wirkenden Kräfte führen zu Verformungen, die für alle Punkte innerhalb des Festkörpers mathematisch durch den Verschiebungsvektor $\vec{u}$ mit

$$\vec{u} = \vec{r}_0 - \vec{r} = \begin{bmatrix} x_0 - x \\ y_0 - y \\ z_0 - z \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

beschrieben werden, wobei $\vec{r}_0$ als die Position in Ruhelage und $\vec{r}$ als die neue Position nach Verschiebung aus der Ruhelage definiert sind. Durch die Verformung verändern sich schließlich die Abstände zwischen den Teilchen. Im

räumlichen Fall kann diese Dehnung oder Kompression durch den Verzerrungstensor $\mathbf{S}$ beschrieben werden [81]:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_{xz} \\ S_{yx} & S_{yy} & S_{yz} \\ S_{zx} & S_{zy} & S_{zz} \end{bmatrix} \quad \text{mit} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial j} + \frac{\partial u_j}{\partial i} \right) \quad i, j = x, y, z \quad (2.2)$$

Durch die Verzerrung des Festkörpers treten Rückstellkräfte auf, die den Festkörper wieder in ein mechanisches Gleichgewicht zwingen¹. Dies bezeichnet man auch als innere Spannung und wird durch die Kraft pro Fläche im Spannungstensor $\mathbf{T}$ für jeden Punkt im Festkörper mit

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

angegeben [81].

Führt ein Festkörper also eine akustische Welle, schwingen die Teilchen nicht nur entsprechend der Bewegungsgleichung, sondern unterliegen auch sich ändernden Spannungen und Dehnungen über Wechselwirkungen zwischen den Teilchen. Für ein linear-elastisches Material und kleinen Verformungen gilt schließlich Hooke's Spannungs-Dehnungsbeziehung [81]

$$\mathbf{T} = \mathbf{cS}, \quad (2.4)$$

welche sich wegen der Symmetrie auch in folgende abkürzende Schreibweise (Voigt'sche Notation) bringen lässt:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{xx} \\ T_{yy} \\ T_{zz} \\ T_{yz} \\ T_{xz} \\ T_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{xx} \\ S_{yy} \\ S_{zz} \\ 2S_{yz} \\ 2S_{xz} \\ 2S_{xy} \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

¹ Ein nicht-verformter Festkörper befindet sich im mechanischen Gleichgewicht. Das heißt, dass die Summe aller auf den Festkörper wirkenden Kräfte gleich null ist. Als Rückstellkräfte wirken beispielsweise molekulare Wechselkräfte.

Der materialspezifische Tensor c wird als Steifigkeitsmatrix oder Elastizitätstensor bezeichnet. Er beschreibt den allgemeinen Zusammenhang zwischen den Spannungen und den Verzerrungen in Festkörpern. Die Menge der voneinander unabhängigen Komponenten der Steifigkeitsmatrix ist durch den strukturellen Aufbau des Materials bestimmt und lässt sich durch Symmetrien in den Kristallstrukturen meist stark reduzieren². Im einfachsten Fall, dem räumlichen Spannungszustand eines isotropen Materials, ergeben sich zwei voneinander unabhängige Komponenten, wobei für die Steifigkeitsmatrix dann folgende Struktur nach dem IEEE Standard [82] gilt:

$$c = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (c_{11} - c_{12})/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (c_{11} - c_{12})/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (c_{11} - c_{12})/2 \end{bmatrix}. \quad (2.6)$$

Diese ist durch den Elastizitätsmodul E , die Poissonzahl ν und ferner durch einen Temperaturkoeffizienten α_T vollständig erfasst. Für die Komponenten gelten dann unter Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit folgende Beziehungen:

$$c_{11} = \frac{E(1 - \nu)}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \quad \text{und} \quad c_{12} = \frac{E\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}. \quad (2.7)$$

Anders verhält es sich für anisotrope Materialien, deren Elastizitätstensor von mehreren voneinander unabhängigen Konstanten bestimmt ist, da sich die Struktur der Steifigkeitsmatrix und damit die Komplexität der räumlichen Betrachtung solcher Materialien nach der vorhandenen Kristallorientierung bzw. -symmetrie richtet. Die piezoelektrischen Materialien AlN und AlScN, wie sie in dieser Arbeit überwiegend betrachtet werden, gehören beide zur Symmetriegruppe der hexagonalen Kristalle. Genauer handelt es sich um die hexagonale Wurtzit-Struktur, wobei AlScN auch als kubische Kochsalzstruktur auftreten kann. Eine genauere Betrachtung der Kristallstruktur in

² Kristalle werden über ein symmetriebezogenes Schema klassifiziert. Von den 32 bekannten Kristallklassen bzw. Punktgruppen sind 21 nicht-zentrosymmetrisch. Davon sind wiederum 20 piezoelektrisch. Eine weitere Klassifizierung ist durch ihre Symmetriegruppe bzw. Kristallfamilie gegeben (7 Kristallfamilien existieren). Die Symmetriegruppe bestimmt letztlich die Menge der voneinander unabhängigen Komponenten [82].

AlScN erfolgt aber erst in Kapitel 4, wenn es um die Gitterparameter und deren Auswirkungen auf die Eigenschaften von AlScN für verschiedene Sc-Konzentrationen geht. Für die Steifigkeitsmatrix von AlN und AlScN in hexagonaler Kristallform gilt schließlich nach [82]

$$\mathbf{c} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (c_{11} - c_{12})/2 \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

und für kubische Kristalle wie ScN

$$\mathbf{c} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

Damit ist der allgemeine räumliche Spannungszustand in Festkörpern definiert und erlaubt im nachfolgenden Abschnitt die Herleitung der Teilchenbewegungen in akustischen Wellen.

Akustische Wellengleichung in verlustfreien Festkörpern

Zur Beschreibung akustischer Wellen werden neben den Spannungs-Dehnungsbeziehungen Newtons Bewegungsgleichungen benötigt. Sie gibt die Beziehung zwischen der Teilchenpositionen $\vec{r}$ bzw. dessen Verschiebung $\vec{u}$, Geschwindigkeit $\vec{v} = \partial \vec{u} / \partial t$, Beschleunigung $\vec{a} = \partial \vec{v} / \partial t$ und der resultierenden Kraft $\vec{F}$ der Teilchenbewegungen an. Nach Newton gilt für die Beziehung zwischen der auf ein Teilchen wirkenden Kraft $\vec{F}$ und der Teilchenmasse m unter Vernachlässigung von Volumenkräften wie der Gravitation [81, 83]

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \rho V \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2}. \quad (2.10)$$

Entsprechend der Definition des Spannungstensors (Kraft/Fläche) und unter Berücksichtigung des ersten Cauchy-Euler'schen Bewegungsgesetzes gilt für die Kraft auf ein Teilchen außerdem

$$\vec{F} = \vec{\nabla} \cdot \mathbf{T}V, \quad (2.11)$$

weshalb sich Newtons 2. Bewegungsgesetz auch als

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ix}}{\partial x} + \frac{\partial T_{iy}}{\partial y} + \frac{\partial T_{iz}}{\partial z} \quad \text{mit } i = x, y, z. \quad (2.12)$$

schreiben lässt.

Durch Einsetzen der Spannungs-Dehnungsbeziehungen (2.5) in Gleichung (2.12) ergeben sich schließlich die akustischen Wellengleichungen für den dreidimensionalen Fall. Diese lassen sich in die zwei Anteile für Longitudinal- und Scherwellen auftrennen. Für eine reine Longitudinalwelle in z-Richtung mit $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ und $u_x = u_y = 0$ gilt dementsprechend

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} = c_{33} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \quad (2.13)$$

und für Scherwellen mit $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ und $u_y = u_z = 0$

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} = c_{44} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}. \quad (2.14)$$

Wird im Weiteren der allgemeine Lösungsansatz $u_z = f(z - vt)$ bzw. $u_x = f(z - vt)$ einer sich mit der Geschwindigkeit v in z-Richtung ausbreitenden Welle in die Gleichungen (2.13) und (2.14) eingesetzt, ergibt sich für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Longitudinal- bzw. Scherwellen

$$v_L^2 = \frac{c_{33}}{\rho} \quad \text{bzw.} \quad v_S^2 = \frac{c_{44}}{\rho}. \quad (2.15)$$

Damit hängt die Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Dichte ρ , den Elastizitätseigenschaften des wellenführenden Materials und dem Wellenmodus selbst ab. An dieser Stelle ist es auch erwähnenswert, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Scherwellen näherungsweise der Hälfte der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Longitudinalwellen entspricht. In der Realität treten letztlich ebenso Wellenmoden mit Mischcharakter auf, die sowohl longitudinale als auch transversale Auslenkungen und eine Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit zeigen. Eine genauere Betrachtung solcher

Wellen erfolgt nach dem folgenden Abschnitt zur Berücksichtigung von Materialverlusten.

Absorption akustischer Wellen in Festkörper

Eines der Schlüsselkriterien akustischer Resonatoren ist ihre hohe Güte bei gleichzeitig hohem Integrationsgrad. Bestimmend für die Güte eines akustischen Resonators ist dabei unter anderem die akustische Dämpfung in den verwendeten Materialien. Vor allem das piezoelektrische Medium dominiert hier die dissipativen Effekte, weshalb sich nicht jedes Material mit ausgeprägter Piezoelektrizität für HF-Filter eignet. Grundsätzlich unterscheidet man bei BAW-Resonatoren zwischen intrinsischen Verlusten (materialbedingt) und extrinsischen Verlusten (designbedingt). Im Folgendem wird auf die intrinsischen Effekte von Materialien und deren vereinfachte Modellierung in den akustischen Wellengleichungen eingegangen. Die möglichen extrinsischen Verluste werden dann in Abschnitt 2.2.2 genauer erläutert.

Die intrinsische Dissipation unterteilt man in piezoelektrische, dielektrische und mechanische Phänomene. Die Existenz von piezoelektrischen Verlusten beruht lediglich auf der Feststellung, dass deren Berücksichtigung in der Modellierung von piezoelektrischen Materialien eine in der Realität bessere Repräsentation des dissipativen Verhaltens ermöglicht. Allerdings fallen die mechanischen und ohmschen Verluste deutlich größer aus und piezoelektrische Dissipation wird meist vernachlässigt. Des Weiteren sind die Ursachen piezoelektrischer Verlustmechanismen noch nicht ausführlich geklärt und mögliche Abhängigkeiten mit dielektrischen und mechanischen Verlusten sowie der elektromechanischen Kopplung erfasst [84].

Die durch das elektrische Feld im Material hervorgerufene Polarisation führt zu Verlusten, welche als dielektrische Relaxation bekannt ist. Ein Teil der Energie die bei der Verschiebung der Ladungen auftritt, geht hier als Wärme verloren. Dieses Verhalten wird meist durch einen frequenzabhängigen dielektrischen Verlustfaktor $\tan \delta$ erfasst:

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}. \quad (2.16)$$

Bei den mechanischen Verlusten, welche einen Großteil der intrinsischen Verluste ausmachen, wird unterschieden zwischen Phonon-Phonon- und

Phonon-Elektron-Interaktionen³. Unter der Phonon-Phonon-Interaktion versteht man die Wechselwirkung zwischen thermischen Phononen und elastischen Phononen. Ersteres bezeichnet die Vibrationen durch Wärme und letzteres die Schwingungszustände durch akustische Wellen. Das Einstellen eines Gleichgewichtsmischzustands der Vibrationen bzw. die Relaxation in den ursprünglichen thermischen Schwingungszustand ist mit Verlusten durch Streuung verknüpft. Ähnlich verhält es sich bei der Phonon-Elektron-Interaktion. Über die Vibrationszustände der Atome werden auch die Elektronenverteilung in den Atomen und somit deren Gleichgewichtszustände beeinflusst. Die Einstellung eines Gleichgewichtszustands der Elektronen ist wieder mit Verlusten behaftet. Eine ausführliche Behandlung der intrinsischen Verluste und deren Zustandsbereiche liefern Landau und Lifshitz in [85]. Wegen der starken Frequenzabhängigkeit und der oft noch ungeklärten Modellierung solcher mechanischen Dissipationseffekte wird in der vorliegenden Arbeit und im Sinne einer vereinfachten Betrachtung der mechanischen Dämpfung durch Absorption, eine Analogiebetrachtung mit den viskosen Eigenschaften von Fluiden herangezogen. Dazu wird dem Festkörper eine endliche Viskosität η zugesprochen und die Spannungs-Dehnungsbeziehungen longitudinaler Wellen mit Ausbreitung in z-Richtung in folgende Form gebracht [85]:

$$T_{zz} = \left(c_{33} + \eta \frac{\partial}{\partial t} \right) S_{zz} \quad \text{bzw.} \quad T_{zz} = (c_{33} + j\omega\eta) S_{zz}. \quad (2.17)$$

Daraus folgt der üblicherweise verwendete Ansatz zur Modellierung akustischer Verluste mit Hilfe einer komplexen Materialsteifigkeit $\bar{c}$

$$\bar{c} = c' + c'' = c_{33} + j\omega\eta = c_{33} \left(1 + j \frac{1}{Q_m} \right), \quad (2.18)$$

wobei Q_m hier als materialspezifische Güte betrachtet wird. Entsprechend der Gleichungen nach Stokes kann dann näherungsweise auch ein akustischer Absorptionskoeffizient α_{abs} definiert werden:

$$\alpha_{abs} = \frac{2\eta\omega^2}{3\rho v_L^3}. \quad (2.19)$$

³ Als Phononen bezeichnet man die im Festkörper auftretenden energetischen Vibrationszustände der Atome um ihre Ruhelage. Die Atomanordnung bestimmt dabei welche Vibrationsmoden/-energiezustände möglich sind. Sie sind die Quanten akustischer Wellen.

Akustische Impedanz, Grenzschichtverhalten und Modenumwandlung

In den nachfolgenden Abschnitten wird nicht mehr von unendlich ausgedehnten Festkörpern ausgegangen, sondern auch das Verhalten akustischer Wellen an geometrisch begrenzten Körpern betrachtet. Eine nützliche Herangehensweise für solche Betrachtungen ist die Charakterisierung des wellenführenden Materials mit seiner akustischen Impedanz. In Analogie zur elektrischen Impedanz eines Mediums, kann die akustische Impedanz durch die Dichte ρ und die Ausbreitungsgeschwindigkeit v beschrieben werden:

$$Z_{ak} = \rho v \text{ in } [Rayl] = [kg/(m \cdot s)] \quad (2.20)$$

Trifft die akustische Welle auf ein Material mit veränderten Eigenschaften bzw. akustischer Impedanz kommt es in Analogie zu elektromagnetischen Wellen zur Reflexion, Transmission und/oder Modenumwandlung. Bei der Reflexion wird in Abhängigkeit der akustischen Impedanzen beider Materialien (Medium 1 und Medium 2) üblicherweise ein Teil der Energie reflektiert. Ein Maß dafür ist der Reflexionskoeffizient r bzw. -grad R mit

$$r = \frac{Z_{ak,2} - Z_{ak,1}}{Z_{ak,2} + Z_{ak,1}} = \sqrt{R}. \quad (2.21)$$

Ein Teil der Welle kann beim Auftreffen auch in das Medium übergehen. Man spricht dann vom Transmissionsgrad T . Dieser ist näherungsweise gegeben durch

$$T = 1 - R = 1 - |r|^2. \quad (2.22)$$

Ebenfalls von Bedeutung für das Grenzschichtverhalten ist die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von Longitudinalwellen und Scherwellen. Da sich Scherwellen langsamer fortbewegen als Longitudinalwellen, erfahren sie an Grenzflächen eine geringere Brechung als Longitudinalwellen. Das Verhalten an Grenzflächen kann sowohl für Scherwellen als auch für Longitudinalwellen mit Hilfe des Snelliusschen Brechungsgesetzes beschrieben werden [86]. In Abbildung 2.2 ist schematisch die Modenumwandlung dargestellt, welche durch das Brechungsgesetz nach Snellius mit

$$\frac{\sin(\theta_1)}{v_{L,1}} = \frac{\sin(\theta_2)}{v_{L,2}} = \frac{\sin(\theta_3)}{v_{S,1}} = \frac{\sin(\theta_4)}{v_{S,2}}. \quad (2.23)$$

beschrieben wird. Trifft beispielsweise eine longitudinale Welle unter einem

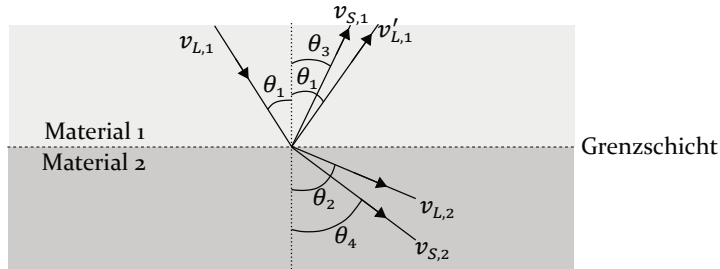


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Reflexion, Transmission und Modenkonzersion an einer Grenzfläche zweier unterschiedlicher Materialien.

Einfallswinkel auf eine Grenzfläche, kann ein Teil der akustischen Energie zur Anregung von Teilchenbewegungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung führen und somit Scherbewegungen der Teilchen auslösen. Durch die sich wiederholende Modenumwandlung an den Grenzflächen einer Platte und der Kombination verschiedener Moden mit unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen, kommt es so zu einer Reproduktion des akustischen Verschiebungsfeldes in lateraler Richtung und letztlich einer sich lateral ausbreitenden akustischen Welle. Solche Moden sind auch als Plattenwellen bekannt und zeigen wegen des Mischcharakters eine frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit. Gerade in akustischen BAW-Resonatoren, die mehrere Grenzflächen aufweisen und prozessbedingt auch eine gewisse Oberflächenrauigkeit der einzelnen Schichten besitzen, führt diese Modenumwandlung zu Lamb-Plattenwellen, die bei entsprechenden Randbedingungen zu unerwünschten lateralen Resonanzen führen. Lamb-Wellen entstehen in Festkörpern mit einer Dicke von wenigen Wellenlängen und zeigen unter anderem Teilchenschwingungen mit symmetrischem oder asymmetrischem Charakter. Die Abbildungen 2.3 (a) und (b) zeigen die jeweils symmetrische als auch asymmetrische Teilchenbewegung einer Lamb-Welle. Die Charakterisierung ihrer Frequenzabhängigkeit erfolgt durch Dispersionsrelationen, welche wegen der großen Bedeutung für BAW-Resonatoren im nachfolgenden Kapitel gesondert diskutiert werden sollen. Weitere bekannte Plattenwellen sind horizontale und vertikale Scherwellen (engl. shear horizontal SH und shear vertical waves SV). Generell erlauben Grenzschichten und Oberflächen zahlreiche weitere Möglichkeiten akustischer Wellen mit longitudinalem und transversalem Mischcharakter. Zu den bekanntesten zählen beispielsweise die Rayleigh- und Love-Wellen (Oberflächenwellen) sowie die Stoneley-Wellen (Grenzschichtwellen). Zusammenfassend ergeben sich also in Festkörpern mit endlicher Ausdehnung (Oberflächen und Grenzschichten) nicht nur reine Longitudinal- und Scherwellen, sondern auch Mischwellen mit Auslenkungen sowohl in Ausbreitungsrichtung als auch senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

2.1.2 Akustische Dispersion

Bisher wurde überwiegend davon ausgegangen, dass sich akustische Wellen frequenzunabhängig fortbewegen bzw. dass deren Ausbreitungsgeschwindigkeiten konstant sind (reine Longitudinal- und Scherwellen). Wellenmoden mit Mischcharakter wie die Lamb-Wellen zeigen aber eine frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit, welche als Dispersion bezeichnet wird. Für ein nicht-dispersives System gilt:

$$\omega^2 = v^2 k^2. \quad (2.24)$$

Hier ist die Phasengeschwindigkeit unabhängig von der Wellenzahl k , wenn $\omega = \text{const} \cdot k$. Dementsprechend breiten sich alle Wellen jeglicher Frequenz mit derselben Geschwindigkeit aus. In Systemen mit Dispersion hingegen verändert sich die Phasengeschwindigkeit mit der Wellenzahl k . Wellen mit unterschiedlicher Wellenzahl haben somit verschieden schnelle Wellenausbreitungen. Zur Beschreibung von dispersen Systemen wurde die Gruppengeschwindigkeit v_g eingeführt:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}. \quad (2.25)$$

Im nicht-dispersiven System ist die Gruppengeschwindigkeit v_g gleich der Phasengeschwindigkeit v . Mit Dispersion sind sie unterschiedlich. Man unterscheidet dann zwischen normaler oder Typ I Dispersion für $v_g > 0$ und anomaler oder Typ II Dispersion für $v_g < 0$. Die Dispersionsrelationen sind dabei nicht nur vom Material, sondern auch von dessen geometrischer Dimensionierung abhängig. Zur Beschreibung der Dispersionsrelationen von Lamb-Wellen in einer unendlich ausgedehnten Platte reduziert man sich auf die Betrachtung von ebenen Wellen in der xz -Ebene. Abbildung 2.3 (c) zeigt die entsprechenden Koordinaten mit Wellenausbreitung in x -Richtung und der z -Achse senkrecht zur Platte. Für diese ebene Welle gilt dann, dass keine Änderungen in y -Richtung ($\partial/\partial y = 0$) und keine Teilchenbewegungen entlang

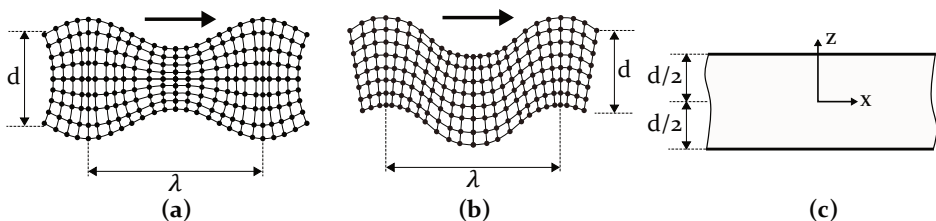


Abbildung 2.3: Lamb-Moden: (a) symmetrisch, (b) asymmetrisch und (c) Modellansatz.

der y-Achse ($u_y = 0$) existieren. Die Bewegungsgleichungen reduzieren sich somit nach (2.12) zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \\ \frac{\partial T_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Für den einfachen Fall einer unendlich ausgedehnten Platte aus Abbildung 2.3 (a) mit Dicke d ergibt sich daraus für die Dispersionsrelationen für in z-Richtung symmetrische $i = 1$ und asymmetrische $i = -1$ Moden

$$\frac{\tan(qd)}{\tan(pd)} = - \left(\frac{4pqk_x^2}{(q^2 - k_x^2)^2} \right)^i \quad (2.27)$$

$$\text{mit } p^2 = \frac{\omega^2}{v_L^2} - k_x^2 \quad \text{und} \quad q^2 = \frac{\omega^2}{v_S^2} - k_x^2. \quad (2.28)$$

Eine gängige Darstellung solcher Dispersionsrelationen ist es, die Kreisfrequenz ω gegen die Kreiswellenzahl k_x aufzutragen. Als Beispiel dient die in Abbildung 2.4 gezeigte und durch Gleichung (2.28) berechnete Dispersionsrelation einer ZnO-Platte mit $d = 1.62 \mu\text{m}$, $\rho = 5680 \text{ kg/m}^3$, $c_{33} = 210.9 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$ und $c_{44} = 42.5 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$ [87].

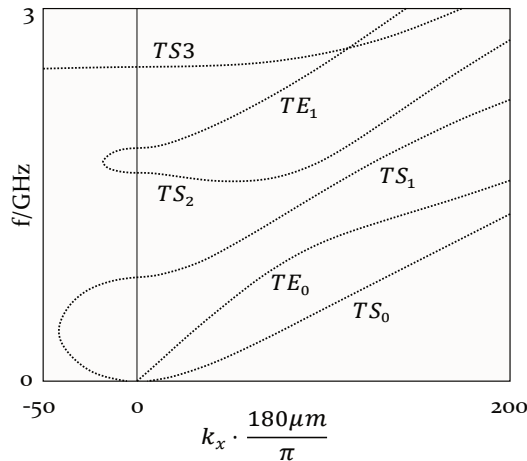


Abbildung 2.4: Dispersionsdiagramm einer ZnO-Platte durch Gleichung (2.28) nach [87].

Negative Wellenzahlen sind rein imaginär und beschreiben eine exponentiell gedämpfte Kurve. Positive Wellenzahlen sind rein reell und entsprechen

einer ungedämpften Welle. Dispersionsäste mit steigendem Ast bzw. mit positiver Gruppengeschwindigkeit entsprechen dem Dispersionstyp I. Fallende Äste mit negativer Gruppengeschwindigkeit sind folglich anomale bzw. Typ II Dispersionen. Als Grenzfrequenzen versteht man in den Dispersionsrelationen Moden mit $k_x = 0$, die entweder als Longitudinalmoden (TE-Äste) oder Schermoden (TS-Äste) auftreten [87]. Für die Berechnung von Dispersionsrelationen im Mehrlagensystem von BAW-Resonatoren, ist eine Transfermatrixmethode üblich, welche auch als Thomson-Haskel-Methode bezeichnet wird [88, 89]. Eine ausführliche Herleitung des Matrixansatzes liefert Lowe [88]. Allgemein nützt die Kenntnis der Dispersionrelationen dem besseren Verständnis und der Erklärung von lateralen Moden. Außerdem eignen sie sich für eine ausführliche Charakterisierung der Materialparameterdatenätze durch Vergleich von simulierten und gemessenen Dispersionskurven [87, 90]. Insbesondere die Wirksamkeit von Ansätzen zur Unterdrückung lateraler Lamb-Resonanzen richtet sich nach den Dispersionsrelationen und wird dementsprechend in Kapitel 2.2.3 erneut aufgegriffen.

2.1.3 Piezoelektrizität

Das Phänomen der Piezoelektrizität betrifft Kristalle, die auf Grund ihrer asymmetrischen Kristallstruktur mechanische Energie in elektrische Energie und umgekehrt transformieren können. Entdeckt wurde dieses Phänomen bereits 1880 an natürlichen Kristallen von den Brüdern Curie. Sobald ein piezoelektrisches Material gestaucht oder gedehnt wird, führen die inneren Spannungen zu einer polarisierenden Ladungsverschiebung. Die Summe der Ladungen der Kristallzellen führt letztlich zu einer Gesamtladung des Kristalls. Diese Gesamtladung kann an der Kristalloberfläche über Elektroden als Potentialdifferenz detektiert werden und wird als indirekter piezoelektrischer Effekt bezeichnet. Die Umkehrung des Phänomens, der direkte piezoelektrische Effekt, entspricht schließlich der Verformung aufgrund einer am Kristall angelegten Spannung. Zur Illustration des Phänomens ist in Abbildung 2.5 der direkte und inverse Effekt eines Quarz-Kristalls dargestellt. Auf mikroskopischer Ebene zeigen die entsprechenden Ausschnitte eine schematische Darstellung der asymmetrischen und zugleich periodischen Anordnung der Atome.

Zur mathematischen Formulierung der mechanischen Spannungen und Ladungsverschiebungen in piezoelektrischen Materialien, müssen die Gleichungen der Elastizitätstheorie bzw. der dielektrischen Feldtheorie erweitert bzw. gekoppelt werden. Dabei spielen Terme höherer Ordnung meist nur eine untergeordnete Rolle und werden lediglich zur Betrachtung von

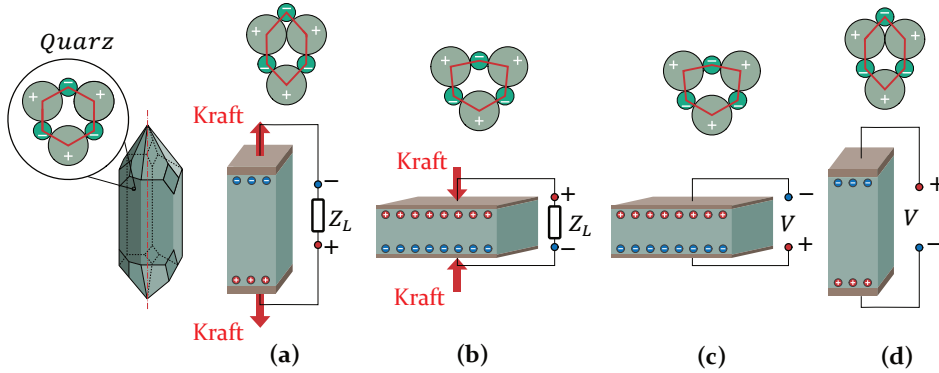


Abbildung 2.5: Illustration des piezoelektrischen Effekts mit (a) dem indirekten Effekt bei Streckung, (b) dem indirekten Effekt bei Stauchung, (c) dem direkten Effekt bei elektrischer Spannung und (d) dem direkten Effekt bei umgekehrter elektrischer Spannung.

nichtlinearen Effekten herangezogen (vgl. Abschnitt 2.1.4). Im folgenden Absatz wird zunächst auf den linearen Zusammenhang zwischen dem elektrischem Feld und den inneren Spannungen entsprechend des IEEE Standards „IEEE Standard on Piezoelectricity“ von 1987 eingegangen [82]. Damit Terme höherer Ordnung vernachlässigt werden können, wird angenommen, dass nur kleine Verschiebungen bzw. kleine elektrische Feldstärken auftreten. Der Ansatz zur Herleitung der konstitutiven Gleichungen beruht auf der Annahme, dass sich die Gesamtheit der mechanischen Spannungen $\mathbf{T}$ eines piezoelektrischen Volumenelements durch die Summe aus verformungsbedingten Spannungen nach Hooke und mechanischen Spannungen als Reaktion auf ein elektrisches Feld $\mathbf{E}$ ergeben. Dementsprechend gelten für die dreidimensionale Beschreibung des piezoelektrischen Effekts

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}^E \mathbf{S} - \mathbf{e}^T \mathbf{E} \quad (2.29)$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{e} \mathbf{S} + \boldsymbol{\varepsilon}^S \mathbf{E} \quad (2.30)$$

mit $\mathbf{T}$ als Spannungstensor, $\mathbf{D}$ als Verschiebungsdichtevektor, $\mathbf{S}$ als Dehnungstensor und den Materialmatrizen für die Permittivität $\boldsymbol{\varepsilon}^S$, die Steifigkeit $\mathbf{c}^E$ und die piezoelektrischen Spannungskoeffizienten $\mathbf{e}$. Dabei bezeichnen der Index E die Materialeigenschaften bei konstantem elektrischem Feld und der Index S die Materialeigenschaften bei konstanter Dehnung. Zusätzlich zur Steifigkeitsmatrix $\mathbf{c}$ ergibt sich für die hexagonale Kristallstruktur von AlN und

AlScN dann für die Permittivität ϵ^S und die piezoelektrischen Koeffizienten e :

$$\mathbf{e}^T = \begin{bmatrix} 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{33} \\ 0 & e_{15} & 0 \\ e_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \epsilon^S = \begin{bmatrix} \epsilon_{11}^S & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11}^S & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33}^S \end{bmatrix}. \quad (2.31)$$

Konzentriert man sich auf die Betrachtung von sich im hexagonalen Kristallsystem ausbreitenden reinen Longitudinalwellen oder Scherwellen, deren räumlichen Ausbreitungsrichtung z mit der Kristallhauptachse c zusammenfällt, vereinfachen sich die Gleichungen (2.30) für eine Longitudinalwelle zu

$$T_{zz} = c_{33}^E \left(1 + \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S c_{33}^E} \right) S_{zz} - \frac{e_{33}}{\epsilon_{33}^S} D_z = c_{33}^D S_{zz} - \frac{e_{33}}{\epsilon_{33}^S} D_z \quad (2.32)$$

bzw. für eine Scherwelle zu

$$T_{xz} = c_{44}^E \left(1 + \frac{e_{15}^2}{\epsilon_{11}^S c_{44}^E} \right) S_{xz} - \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}^S} D_x = c_{44}^D S_{xz} - \frac{e_{15}}{\epsilon_{11}^S} D_x. \quad (2.33)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (2.32) bzw. (2.33) in die 1D-Wellengleichung für reine Longitudinalwellen (2.13) bzw. für reine Scherwellen (2.14) ergeben sich schließlich für die Ausbreitungsgeschwindigkeiten v_S und v_L in piezoelektrischen Materialien:

$$v_L^D = \sqrt{\frac{c_{33}^D}{\rho}} = \sqrt{\frac{c_{33}^E}{\rho} (1 + K_L^2)} \quad \text{und} \quad v_S^D = \sqrt{\frac{c_{44}^D}{\rho}} = \sqrt{\frac{c_{44}^E}{\rho} (1 + K_S^2)} \quad (2.34)$$

$$\text{mit } K_L^2 = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S c_{33}^E} \quad \text{bzw.} \quad K_S^2 = \frac{e_{15}^2}{\epsilon_{11}^S c_{44}^E}. \quad (2.35)$$

Dabei versteht man unter K_L bzw. K_S die elektromechanische Kopplung des Materials. Sie sind ein Maß für die Effizienz der Umwandlung zwischen der gespeicherten elektrischen und mechanischen Energie.

2.1.4 Nichtlineares Verhalten

Generell können BAW-Resonatoren bei steigender Eingangsleistung nicht mehr durch ein lineares Verhalten angenähert werden und Terme höherer Ordnung müssen in den piezoelektrischen Grundgleichungen berücksichtigt werden. Dafür wird Gleichung (2.30) im Allgemeinen meist durch Polynome 2ter und 3ter Ordnung ΔT_2 und ΔD_2 bzw. ΔT_3 und ΔD_3 erweitert:

$$\begin{aligned} T &= c^E S - e E + \Delta T_2 + \Delta T_3 \\ D &= e S + \varepsilon^S E + \Delta D_2 + \Delta D_3 \end{aligned} \quad (2.36)$$

mit

$$\begin{aligned} \Delta T_2 &= \frac{1}{2} \delta_3 c^E S^2 - \delta_1 e S E + \delta_2 \frac{1}{2} \varepsilon^S E^2 \\ \Delta D_2 &= \frac{1}{2} \delta_1 e S^2 - \delta_2 \varepsilon^S S E + \frac{1}{2} \delta_4 \frac{\varepsilon^S e}{c^E} E^2 \\ \Delta T_3 &= \frac{1}{3} \gamma_4 c^E S^3 - \gamma_1 e S^2 E + \gamma_2 \varepsilon^S S E^2 + \gamma_3 \frac{1}{3} \frac{e \varepsilon^S}{c^E} E^3 \\ \Delta D_3 &= \frac{1}{3} \gamma_1 e S^3 - \gamma_2 \varepsilon^S S^2 E - \gamma_3 \frac{e \varepsilon^S}{c^E} S E^2 + \frac{1}{3} \gamma_5 \frac{(\varepsilon^S)^2}{c^E} E^3. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Dabei sind die Koeffizienten $\delta_1 \dots \delta_4$ sowie $\gamma_1 \dots \gamma_4$ dimensionslose, material-spezifische Konstanten, welche durch Vergleich mit geeigneten Messungen bestimmt werden müssen. Als Quellen des nichtlinearen Verhaltens zählt man in der Literatur insbesondere nichtlineare Spannungs-Dehnungsbeziehungen und Nichtlinearitäten durch Selbsterwärmung sowie viskose und ohmsche Verluste [91, 92].

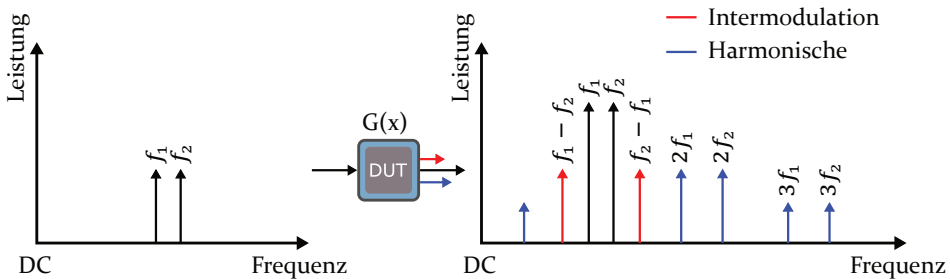


Abbildung 2.6: Harmonische und Intermodulationsprodukte durch nicht-lineares Verhalten.

Oberwellen und Intermodulation

Im Idealfall verhält sich jede Komponente im HF-Pfad linear und die Frequenzen der Ausgangssignale entsprechen den Frequenzen der Eingangssignale. Die in der Realität nichtlinearen Eigenschaften von BAW-Resonatoren führen allerdings zur Erzeugung weiterer Frequenzanteile im Ausgangssignal, die in benachbarte Bänder fallen und diese stören können. Mathematisch veranschaulichen lässt sich das mit Hilfe einer Taylorreihe. Es wird ein beliebiges Bauteil mit der nichtlinearen Übertragungsfunktion $U_o(t) = G(U_i(t))$ betrachtet. Dabei wird $U_i(t)$ als Eingangssignal mit einer einzelnen Frequenzkomponente durch $U_i(t) = A \cdot \sin(\omega_1 t)$ angenommen. Des Weiteren kann die nichtlineare Übertragungsfunktion $U_o(t) = G(U_i(t))$ näherungsweise durch die Taylor-Reihe

$$U_o = a_0 + a_1 U_i + a_2 U_i^2 + a_3 U_i^3 + \dots \quad (2.38)$$

definiert werden. Durch Einsetzen und Auflösen unter Nutzung trigonometrischer Beziehungen

$$\begin{aligned} \cos^2 \omega t &= (1 + \cos 2\omega t)/2 \\ \cos^3 \omega t &= (3 \cos \omega t + \cos 3\omega t)/4 \end{aligned} \quad (2.39)$$

ergibt sich das Ausgangssignal zu

$$\begin{aligned} U_o &= a_0 + a_2 A^2/2 + (a_1 A + 3a_3 A^3/4) \cos \omega t + \\ &+ (a_2 A^2/2) \cos 2\omega t + (a_3 A^3/4) \cos 3\omega t, \end{aligned} \quad (2.40)$$

welches zusätzlich zur Frequenzkomponente des Eingangssignals, auch Oberwellen mit ganzzahligen Vielfachen der Eingangsfrequenz enthält. Dieser Effekt der Nichtlinearität wird auch als harmonische Verzerrung bezeichnet. Ein weiterer unerwünschter Nebeneffekt nichtlinearer Komponenten, die sogenannte Intermodulationsverzerrung, tritt auf, wenn das Eingangssignal aus mehreren Frequenzkomponenten besteht. Dieses Phänomen führt zu zusätzlichen Frequenzkomponenten im Ausgangssignal, welche durch Linearkombinationen der Eingangsfrequenzen beschrieben werden können. Eine schematische Darstellung der harmonischen Verzerrung und der Intermodulationsprodukte sind in Abbildung 2.6 gegeben.

2.2 HF-BAW-Resonatoren

2.2.1 Klassifikation und Charakteristik

Den prinzipiellen Aufbau der heutzutage in HF-Filtern gängigen BAW-Resonatortypen zeigt Abbildung 2.7. Durch den allgemein strukturellen Aufbau aus Elektrode - Piezokristall - Elektrode wird in beiden Fällen bevorzugt eine longitudinale TE_1 -Mode angeregt. Grundsätzlich gilt es diese Longitudinalwelle akustisch im piezoelektrischen Material einzufangen und eine stehende Welle zu erzeugen. Beim membranbasierten FBAR wird dazu der Unterschied der akustischen Impedanz zwischen dem Elektrodenmaterial und der angrenzenden Luft ausgenutzt. Hier wird die angeregte akustische Volumenwelle nahezu vollständig reflektiert und damit das Entweichen akustischer Energie verhindert. In Resonatoren des SMR-Typs erfolgt das vertikale Einfangen der akustischen Welle zwischen Bodenelektrode und Substrat durch einen akustischen Spiegel. Dieser setzt sich aus sich abwechselnden Schichten mit hoher bzw. niedriger Impedanz zusammen, wobei an jeder Grenzschicht ein Großteil der akustischen Welle reflektiert wird.

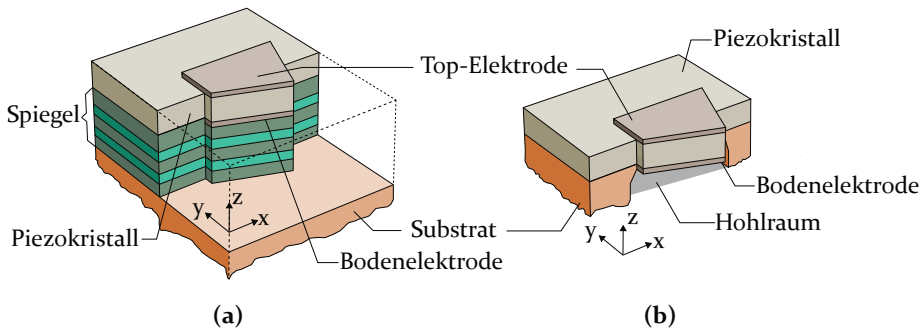


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau von BAW-Resonatoren in (a) SMR-Konfiguration mit akustischem Spiegel und (b) membranbasierter FBAR-Konfiguration.

Die Resonanzfrequenz der Hauptmode richtet sich generell nach der Dicke aller im Lagenstapel verwendeten Schichten. Für den idealen Fall einer piezoelektrischen Platte mit unendlich dünnen Elektroden ergibt sich rein mechanisch die Resonanzfrequenz f_p und ihre ganzzahligen Vielfachen bei einer Schichtdicke von einer halben Wellenlänge zu

$$f_p = n \frac{2v_L}{\lambda} \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.41)$$

Elektrisches Verhalten

Wegen der Ähnlichkeit zu einfachen Plattenkondensatoren zeigen BAW-Resonatoren ein überwiegend kapazitives Verhalten. Dieses kann näherungsweise durch

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r A}{d}, \quad (2.42)$$

beschrieben werden, wobei d der Dicke der piezoelektrischen Lage entspricht und A der Elektrodenfläche bzw. der aktiven Fläche des Resonators. Durch Wechselwirkung dieser charakteristischen Kapazität C_0 mit den piezoelektrischen Eigenschaften, ergeben sich für BAW-Resonatoren insgesamt zwei Resonanzfrequenzen. Für die Serienresonanz sind die Beträge der dielektrischen und mechanischen Ladungsverschiebung gleich groß, wirken aber entgegengesetzt, wodurch sich ein Impedanzminimum ergibt. Für die Parallelresonanz liegt der umgekehrte Fall eines Impedanzmaximums vor. Die Verwendung der Begriffe Serien- und Parallelresonanz beruht auf der Ähnlichkeit des elektrischen Verhaltens zu einem LC-Serienschwingkreis mit einer parallel geschalteten Kapazität C_0 . Das entsprechende Ersatzschaltbild mit einem zusätzlichen Widerstand R_m zur Modellierung der Verluste wird auch als Butterworth-Van-Dyke-Modell bezeichnet und ist in Abbildung 2.8 (a) dargestellt. Die Impedanz des Serien- und Parallel-Schwingkreise ergibt sich für diese Ersatzschaltung schließlich zu

$$Y_{BAW} = j\omega C_0 + \frac{j\omega C_m}{1 - \omega^2 L_m C_m} \quad (2.43)$$

wobei für die Resonanzfrequenzen

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m C_m}} \quad (2.44)$$

$$\text{und } f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_m + C_0}{C_m C_0}} \quad (2.45)$$

gilt. Neben dem BVD-Ersatzschaltbild lässt sich für das grundlegende BAW-Verhalten auch eine analytische Lösung aus den elektroakustischen Wellengleichungen im piezoelektrischen Medien herleiten. Im Idealfall einer piezoelektrischen Platte (Dicke d) mit unendlich dünnen Elektroden und

ohne Verluste ergibt sich für rein longitudinale Moden in z-Richtung die Impedanz des Resonators zu

$$Z_{BAW} = \frac{1}{j\omega C_0} \left[1 - k_t^2 \frac{\tan\left(\frac{kd}{2}\right)}{\frac{kd}{2}} \right] \quad \text{mit } k = \frac{\omega}{v_L} \quad (2.46)$$

Dabei bezeichnet man k_t^2 als intrinsischen elektromechanischen Kopplungskoeffizienten mit

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{\varepsilon_{33}^S c_{33}^D}. \quad (2.47)$$

Ein Vergleich mit der elektromechanischen Kopplung K_L aus der Gleichung 2.35 führt zu folgendem Zusammenhang:

$$k_t^2 = \frac{K_L^2}{1 + K_L^2}. \quad (2.48)$$

Über die Resonanzbedingungen $Z = 0$ und $Z = \infty$ ergibt sich zudem folgende Beziehung zwischen der elektromechanischen Kopplung und den Resonanzfrequenzen:

$$f_p = (2n + 1) \frac{v_L}{2d} \quad \text{bzw.} \quad k_t^2 = \frac{\pi f_s}{2 f_p} \cot\left(\frac{\pi f_s}{2 f_p}\right) \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.49)$$

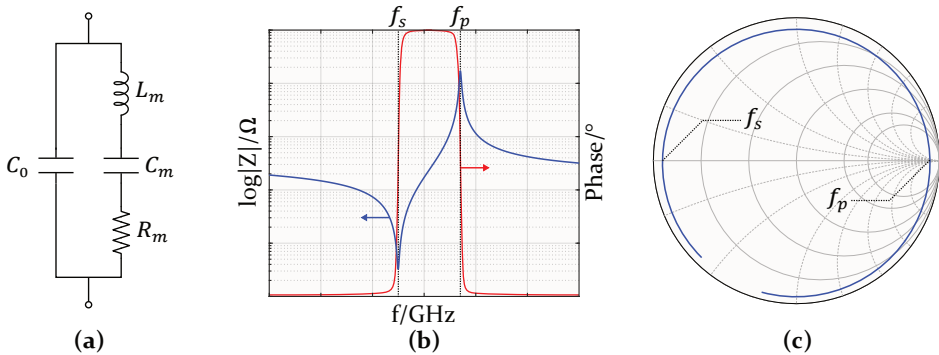


Abbildung 2.8: Elektrisches Verhalten von BAW-Resonatoren: (a) BVD-Modell, (b) Impedanz bzw. Phase und (c) Ortskurve des Streuparameters S_{11} .

Die gängige Darstellung des Resonanzverhaltens von BAW-Resonatoren zeigen die Abbildungen 2.8 (b) und (c). Hier wird die Impedanz des Resonators

entweder logarithmisch über der Frequenz aufgetragen oder der Streuparameter S_{11} im Smith-Diagramm dargestellt. Als Bezugsimpedanz dient in dieser Arbeit üblicherweise $Z_0 = 50 \Omega$. Die in Abbildung 2.8 (c) typischerweise vorliegende Ortskurve um die Resonanzfrequenzen zeigt einen Resonanzkreis. Mit steigender Frequenz wird dieser Kreis im Uhrzeigersinn durchlaufen und ist im Radius r wegen dem passiven Bauteilcharakter und den üblicherweise vorliegenden Verlusten stets kleiner 1. Die Größe des Radius hängt dabei neben der Grundkapazität des Resonators und damit von der Fläche des aktiven Bereichs auch von den auftretenden Verlusten im Resonator ab. Je kleiner der Radius r ist, desto höher sind im Allgemeinen die Verluste. Die Schnittpunkte des Kreises durch die Mittelgerade mit $\text{Im}\{S_{11}\} = 0$ entsprechen den Resonanzfrequenzen des Resonators. Dementsprechend zeigt sich zwischen der Serien- und Parallelresonanz ein induktives und außerhalb der Resonanzfrequenzen ein kapazitives Verhalten des Resonators.

Effektive elektromechanische Kopplung

Nach Gleichung (2.49) kann der Abstand zwischen Serien- und Parallelresonanz als Maß der elektromechanischen Kopplung herangezogen werden. Allerdings gilt Gleichung (2.49) nur für verlustfreie FBARs mit unendlich dünnen Elektroden und entspricht damit in realen Resonatoren nicht der tatsächlichen elektromechanischen Kopplung k_t^2 , sondern einem Effektivwert k_{eff}^2 mit

$$k_{eff}^2 = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_s}{\omega_p} \cot\left(\frac{\pi}{2} \frac{\omega_s}{\omega_p}\right). \quad (2.50)$$

Dieser hängt neben den intrinsischen Materialeigenschaften des Piezokristalls auch vom Resonatorentwurf und der implementierten Lagen-Schichtung ab und entspricht demzufolge nur im idealen Fall mit unendlich dünnen Elektroden der materialbedingten intrinsischen elektromechanischen Kopplung k_t^2 . In der Literatur haben sich weitere Ansätze etabliert, die aber in den meisten Fällen lediglich Näherungen des hier gewählten Ansatzes darstellen.

Güte

Zur Charakterisierung aller Energieverluste in einem Resonator dient der Gütefaktor Q bei den Resonanzfrequenzen f_s und f_p . Zu den in der Literatur

gängigen Methoden gehören einerseits die Bestimmung über die Steigung der Phase $\phi = \arg(Z)$ mit

$$Q(f_{s,p}) = \frac{f_{s,p}}{2} \frac{\partial \phi}{\partial f}, \quad (2.51)$$

die auch nur bei den Resonanzfrequenzen ein gültiges Ergebnis liefert und die Bestimmung durch das Bode-Q, das eine Gütebestimmung im gesamten Frequenzbereich ermöglicht und durch

$$Q(f) = \frac{2\pi\tau(f) |S_{11}|}{(1 - |S_{11}|^2)} \quad (2.52)$$

gegeben ist [93]. Des Weiteren ist die Berechnung in beiden Fällen nur für Messungen mit einer ausreichenden Anzahl an Frequenzpunkten und der Unterdrückung parasitärer Moden exakt. In Fällen mit nicht ausreichender Genauigkeit der Messung, erlaubt eine geeignete Anpassung von Simulationsmodellen die Fehlertoleranz in der Gütebestimmung zu verringern. Allgemein eignet sich insbesondere die Güte bei Parallelresonanz zur Beurteilung der Verluste in einem Resonator, denn ohmsche Dissipation durch Zuleitungs- und Kontaktwiderstände verfälschen bei Serienresonanz die eigentlichen Ergebnisse der Resonatoren. Zwar treten diese Verluste auch bei Parallelresonanz auf, treten aber durch die bereits sehr hohe Impedanz verhältnismäßig geringfügig in Erscheinung (vgl. Kapitel 2.4).

Ziel ist es generell, sowohl die Güte als auch die effektive elektromechanische Kopplung elektroakustischer Resonatoren weiter zu erhöhen. Dementsprechend hat sich das Produkt

$$FOM = k_{eff}^2 Q_p \quad (\text{FOM: engl. figure of merit}) \quad (2.53)$$

als gängige Kennzahl für elektroakustische Resonatoren etabliert.

2.2.2 Verlustmechanismen

Neben den bereits bekannten intrinsischen und damit materialbedingten Verlusten, bestimmen insbesondere aus dem aktiven Bereich heraus laufende Wellen den Gütefaktor der Resonatoren. Diese können durch entsprechende strukturelle Veränderungen aber meist ausreichend unterdrückt werden. Eine Unterscheidung kann hier grob in lateral und vertikal herauslaufende Wellen erfolgen, wobei Letztere nur Resonatoren des SMR-Typs betreffen. Als Richtwert zur Auslegung der Spiegelschichtdicken galt lange Zeit die Nutzung

von $\lambda/4$ -Wellenlängen der Longitudinalmode. Die damit verbunden Resonatorgüten zeigten aber eine deutlich geringere Ausbeute als Resonatoren vom FBAR-Typ. Erst durch Berücksichtigung sowohl von Longitudinal- als auch Scherwellen in der Spiegelauslegung konnte schließlich ein ausreichendes Einfangen der akustischen Energie erzielt werden [94–96]. Für die durch laterale Wellenmoden auftretenden Verluste haben sich Ansätze wie die Überlappmethode [87, 97–99] und Apodisierung [100] etabliert, welche genauer in Kapitel 2.2.3 besprochen werden.

Neben lateralen akustischen Wellen, die den aktiven Bereich verlassen, kommt es weiterhin zu Verlusten durch Streuung an Grenzflächen. Diese können näherungsweise durch den Streuungs-Dämpfungskoeffizienten α_{Streu} mit

$$\alpha_{Streu} = 247.47 \frac{\delta f^2}{Dv_L} \text{ (Neper/s)} \quad (2.54)$$

beschrieben werden [101].

Ein weiterer ebenfalls nicht unbedeutender Verlustmechanismus sind ohmsche Verluste in den Elektroden und Zuleitungen, die überwiegend die Güte bei Serienresonanz mitbestimmen [102]. Als Orientierung für elektrische Verluste dient die Formel für den elektrischen Widerstand mit [103]

$$R_{El} \approx \left(\frac{1}{\sigma d_{El}} \right) (\Omega). \quad (2.55)$$

Durch die Wahl der Elektrodenmaterialien mit hoher Leitfähigkeit können die ohmschen Verluste verringert werden. Gängige Materialien mit guter Leitfähigkeit, wie beispielsweise Aluminium oder Gold besitzen aber oft eine deutlich geringere akustische Impedanz und erschweren deshalb die Maximierung der effektiven elektromechanischen Kopplung bei gleichzeitiger Einhaltung der gewünschten Resonanzfrequenz deutlich [104–106]. Um diesen negativen Effekt auszugleichen, haben sich Mehrlagen-Elektroden etabliert, die sowohl aus Metallen mit hoher als auch niedriger akustischer Impedanz bestehen [107]. Für die weitere Reduzierung der ohmschen Verluste werden zudem die Zuleitungen möglichst großflächig und mit genügend großer Dicke ausgelegt.

Ein weiterer bekannter Effekt in BAW-Resonatoren ist die elektromagnetische Kopplung zwischen leitenden Metalllagen und mobilen Ladungsträgern in der Silizium-Oxid-Grenzschicht. Durch den endlichen Widerstand in der Grenzschicht entstehen je nach Verschaltung der Resonatoren parallele elektrische Pfade, die die tatsächlichen Impedanzeigenschaften der Resonatoren

deutlich verschlechtern können. Durch Ionenimplementierung kann dieser Effekt aber meist ausreichend reduziert werden [108, 109].

Einen illustrativen Überblick der Verlustmechanismen zeigt Abbildung 2.9. Eine ausführliche Untersuchung der Verlustmechanismen zeigt A. Hagelauer in [110].

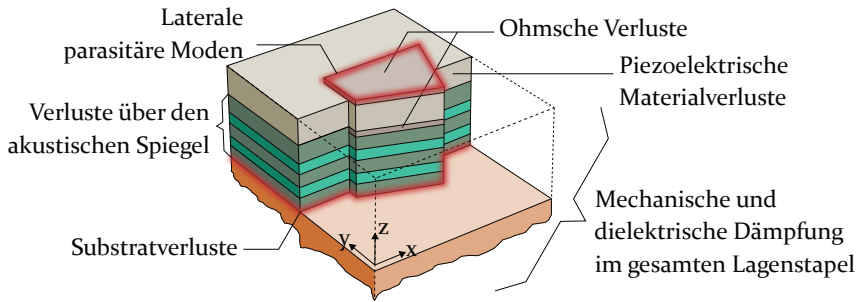


Abbildung 2.9: Überblick der gängigen Verlustmechanismen in BAW-Resonatoren des SMR-Typs.

2.2.3 Unterdrückung parasitärer Wellenmoden

Bedingt durch die ständige Modenkonzersion zwischen Longitudinalwellen und Scherwellen des geometrisch begrenzten Resonatoraufbaus ist das Auftreten weiterer unerwünschter Resonanzmoden ein bekannter Nebeneffekt der BAW-Technologie. Zu den Folgen der parasitären Moden zählen neben der Passband-Welligkeit von Filtern und der geringeren Bandbreite auch die höhere Einfügedämpfung [87].

Die parasitären Moden lassen sich über die Dispersionsrelationen der BAW-Resonatoren erklären. Durch die laterale Begrenzung des Resonators ergeben sich unterschiedliche Dispersionrelationen im aktiven Resonatorbereich und im umliegenden Bereich des Resonators. Dabei verschiebt sich die Resonanzbedingung der TE₁-Mode mit idealerweise $k_x = 0$ in lateraler Ebene zu höheren Frequenzen außerhalb des aktiven Resonatorbereichs. Diese Verschiebung hat zur Folge, dass sich die im aktiven Bereich gebildeten lateralen Moden außerhalb des Resonators nicht ausbreiten können und im aktiven Bereich des Resonators eingefangen werden. Im einfachsten Fall einer quadratischen Elektrodenform mit Kantenlänge L gilt für die laterale Resonanzbedingung aller Randpunkte der Elektroden näherungsweise

$$n \frac{\lambda}{2} = L \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.56)$$

Es können also nur bestimmte diskrete Dispersionszustände eingenommen werden, die auch als gebundene Moden bezeichnet werden. Als ungebundene Moden bezeichnet man dementsprechend laterale Moden, welche als akustische Verluste den aktiven Bereich verlassen können. Ein Maß zur Beurteilung der Ausprägung parasitärer Moden im elektrischen Resonanzverhalten der Resonatoren ist die Abweichung der Ortskurve im Smith-Diagramm vom idealen Resonanzkreis mit $r = 1$. Diese Kennzahl wird als Non-Circularity (NC) bezeichnet und lässt sich durch

$$NC = \sqrt{\frac{1}{1-n} \left(\sum_n \frac{1}{\bar{r}^2} \left[(\operatorname{Re}\{S_{11,n}\} - v_0)^2 + (\operatorname{Im}\{S_{11,n}\} - u_0)^2 \right] - n \right)}$$

$$\text{mit } \bar{r} = \frac{1}{n} \sum_n \sqrt{(\operatorname{Re}\{S_{11,n}\} - v_0)^2 + (\operatorname{Im}\{S_{11,n}\} - u_0)^2} \quad (2.57)$$

berechnen, wobei n der Anzahl der Messpunkte und (u_0, v_0) dem Mittelpunkt mit minimaler NC entspricht.

Für die Unterdrückung dieser unerwünschten Nebenresonanzen muss der Unterschied zwischen koppelnden und nicht-koppelnden Moden berücksichtigt werden. Bei den koppelnden Moden handelt es sich um diejenigen Moden, die auch in der elektrischen Impedanz sichtbar sind. Dabei können sowohl gebundene Moden als auch ungebundene Moden elektrisch koppeln. Die elektrische Kopplung richtet sich dabei nach der Ladungsverteilung in den Elektroden. Sobald die jeweiligen Wellenmoden mit ihrem Auslenkungsprofil für ein Gesamtpotential ungleich null führen, treten die Nebenresonanzen in der elektrischen Impedanz in Erscheinung. Für manche Moden hingegen heben sich negative und positive Ladungen auf und es kommt zu keiner elektrisch sichtbaren Resonanz. Entsprechend des Ursprungs parasitärer Moden sind für deren Unterdrückung zwei gängige Methoden entwickelt worden: die Apodisierung und die Überlappmethode.

Apodisierung

Die erste Möglichkeit zur Unterdrückung parasitärer Moden ist die Verwendung unregelmäßiger Elektrodenformen. Streng genommen handelt es sich hierbei nicht um eine Unterdrückung, sondern viel mehr um die Auftrennung von wenigen Nebenresonanzen zu beliebig Vielen. Durch die Apodisierung der Elektroden kommt es zu mehreren Reflexionen, bevor die Welle wieder auf ihren Ausgangspunkt trifft. Zudem treten mehrere mögliche laterale Pfade auf, die bei optimaler Auslegung der Elektrodenform zu jeder Frequenz eine Nebenresonanz erlauben. Damit verteilen sich die wenigen Nebenresonanzen

des quadratischen Falls ebenso wie die dazugehörige akustische Energie auf verschiedene Frequenzen und treten dabei weniger in Erscheinung. Es kommt also zu einer Glättung der Impedanzkurve. Im Vergleich zu Resonatoren mit parallelen Elektrodenkanten werden auch die Verluste auf mehrere Frequenzen verteilt und führen zu keiner Güteverbesserung im apodisierten Fall [87].

Überlappmethode

Eine weitere Möglichkeit zur Unterdrückung der parasitären TE₁-Nebenmoden im elektrischen Verhalten der BAW-Resonatoren ist die sogenannte Überlappmethode. Ziel dieser Methode ist es auch, die Kopplung der ungeradzahigen gebundenen Moden in den elektrischen Bereich durch Anpassung der lateralen Randbedingung zu minimieren. Durch eine entsprechende mechanische Last am Rand der Elektroden mit Breite $w_{\bar{u}}$ und Dicke $d_{\bar{u}}$ ist es möglich, die Dispersionsrelation beim Übergang vom aktiven Bereich in den Außenbereich so anzupassen, dass sich die koppelnden Moden im Überlappbereich ausbreiten können und im Außenbereich gedämpft werden. Bei richtiger Dimensionierung der Überlappbreite und -dicke verschwindet der effektive Spannungsabfall an den Elektroden. Entsprechend der Dispersionsrelationen funktioniert die Überlappmethode nur für BAW-Resonatoren mit Dispersionsstyp I. Des Weiteren müssen in Filterstrukturen Serien- und Parallelresonatoren wegen des leicht abweichenden Lagenstapels unterschiedlich in der Überlappbreite dimensioniert werden.

Eine detaillierte Beschreibung und Untersuchung der Überlappmethode, der Apodisierung und der jeweiligen Anforderungen beim Filterentwurf gibt A. Link in [87].

2.2.4 Materialien und Prozessierung

In der BAW-Technologie kommt es sowohl auf die elektrischen Eigenschaften der Materialien als auch auf die akustische bzw. mechanische Beschaffenheit an. Es muss stets der gesamte Lagenaufbau berücksichtigt werden und nur selten können Materialien getrennt vom restlichen Lagenstapel beliebig gewählt werden. Zu den entscheidenden Eigenschaften, die die Wahl der Materialien betrifft, gilt es neben der Funktion (Substrat, Elektroden, piezoelektrisches Material, Spiegel) auch die akustischen Eigenschaften Dichte, Steifigkeit, mechanische Güte und Rauigkeit sowie dielektrische und ohmsche Verluste zu beachten. Weiterhin lassen sich nicht alle Materialien problemlos miteinander kombinieren und führen im schlimmsten Fall zu Delaminierungen

oder mechanischen Verspannungen im Lagenstapel. Nachfolgend werden die gebräuchlichsten Materialien der BAW-Technologie erläutert.

Substrat

Als Trägersubstrat wird üblicherweise Silizium (Si) verwendet [86]. Durch die Wahl von undotiertem hochohmigen Si-Substraten können zudem elektrische Verluste durch Leckströme an der Silizium-Oxid-Grenzschichten minimiert werden. Weiterhin bietet Si gegenüber anderen Trägersubstraten den Vorteil einer hohen mechanischen Robustheit, geringen Kosten, einer großen Verfügbarkeit und ausgereiften Prozessierungsverfahren [86]. Mit dem gegenwärtig steigenden Interesse an hochgütigen monokristallinen Kristallschichten finden aber auch weitere Trägersubstrate Verwendung. Gerade bei epitaktischen Abscheideverfahren hängt das Wachstum der Kristallschichten stark von den darunterliegenden Schichtmaterialien und -strukturen ab. Oft müssen eine definierte Reihenfolge von Schichtlagen und eben auch bestimmte Trägermaterialien eingehalten werden. Dementsprechend werden u. a. auch Sapphire, GaN, SiC und GaAs als Substrate untersucht.

Akustischer Spiegel

Bei der Wahl der Materialkombination des akustischen Spiegels kommt es im Wesentlichen auf einen möglichst ausgeprägten Unterschied der akustischen Impedanzen an. In den meisten Fällen kommt es deshalb zu Schichtungen aus SiO_2 und W. Ebenfalls bekannt ist die Verwendung von SiO_2 und AlN oder SiO_2 und Molybdän [86, 87]. Für eine möglichst große Gesamtreflektivität der Spiegelschichten muss je nach verwendeten Materialien schließlich auch, die nötige Anzahl an Schichtungsiterationen bestimmt werden. Allgemein handelt es sich dabei aber nur selten um mehr als 3 Schichtpaare [110].

Elektroden

Die Elektroden von BAW-Resonatoren beeinflussen neben der Güte über resistive Verluste insbesondere auch die effektive elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 und die Lage der Resonanzfrequenzen. Dementsprechend nutzt man üblicherweise eine Kombination mehrerer Metalllagen zu einer Elektrode. Als besonders kritisch stellt sich die Wahl des Bodenelektrodenmaterials dar, da es die Wachstumsbedingungen für das piezoelektrische Material im nachfolgenden Abscheideverfahren des Piezokristalls vorgibt. Insgesamt drei Aspekte müssen somit für die Wahl des Elektrodenmaterials berücksichtigt werden: die Leitfähigkeit, die elektromechanische Kopplung und die Auswirkungen auf das nachfolgende Kristallwachstum. Zu den gängigen Materialien zählen

Al, W und Mo [86, 106]. Weitere in der Literatur untersuchte Elektroden sind Platin (Pt), Iridium (Ir) [111] und Ruthenium (Ru) [105], wobei Pt und Ru im Vergleich zu anderen Materialien relativ teuer und aufwendiger zu strukturieren sind.

Piezoelektrische Materialien

Als gängige Materialien zählen AlN, Zinkoxid (ZnO) und Blei-Zirkonat-Titanat (PZT). Für BAW-Filteranwendungen setzte sich allerdings überwiegend AlN wegen der hervorragenden Wärmeleitfähigkeit, der moderaten akustischen Verluste bei höheren Frequenzen und der einfachen Prozessierbarkeit durch. ZnO und PZT werden trotz ihrer hohen elektromechanischen Kopplung nur für Anwendungen mit geringen Güte-Anforderungen verwendet, da deren akustischen Verluste bei höheren Frequenzen zu stark ausgeprägt sind. Wie bereits in Kapitel 1 diskutiert, sind weitere piezoelektrische Materialien ein Schwerpunkt aktueller Forschung. Dazu zählen neben monokristallinen AlN-Schichten durch epitaktische Verfahren oder LN und LT durch Dünnschicht-transfer und Waferbonding auch ternäre Nitridverbindungen wie $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$.

2.2.5 Rekonfigurierbare BAW-Resonatoren

Zur Kompensation von Temperatur- und Prozessschwankungen hat man sich bereits früh für Methoden zur nachträglichen Anpassung der Resonanzfrequenz (Tuning) interessiert. Auch die Überwindung von materialbedingten Limitierungen der effektiven elektromechanischen Kopplung fördert solche Ansätze. Zu den eher neueren Argumenten zählt aber die Hoffnung, die Flexibilität in HFFEs zu erhöhen und mehrere Frequenzbänder durch einen einzigen HF-Filter abzudecken. Bevor aber genauer auf die verschiedenen Möglichkeiten eingegangen wird, sollen die in dieser Arbeit verwendeten Begrifflichkeiten bezüglich der Frequenzanpassung geklärt werden. Unter Tuning wird in dieser Arbeit allgemein die nachträgliche Veränderung der Frequenzlage verstanden. Als Maß für das Tuning gilt hier die relative Veränderung

$$\tau_r = \frac{f_0 - f_{neu}}{f_0} \quad (2.58)$$

mit f_0 als Startfrequenz und f_{neu} als neue Frequenzlage der Resonanz. Für das maximale Frequenz tuning ergibt sich dementsprechend

$$\tau_{max} = 1 - \frac{f_{min}}{f_{max}}. \quad (2.59)$$

Zudem wird bei den nachfolgenden Verfahren zwischen einem dauerhaften nicht mehr veränderbarem Tuning des Resonators (statisch) und einem zeitlich veränderlichem Tuning (dynamisch) mit beispielsweise digital einstellbarer Resonanzfrequenz unterschieden. Oft bieten die nachfolgenden Methoden aber die Möglichkeit sowohl statischer als auch dynamischer Lösungen.

Eine übersichtliche Zusammenfassung der gängigen Tuning-Prinzipien liefern S. Gevorgian und A. Vorobiev [76]. Sie unterteilen die Tuningmethoden ihrem Prinzip entsprechend in intrinsische und extrinsische Konzepte. Intrinsische Konzepte beruhen dabei auf Änderungen von Materialeigenschaften durch Änderungen des elektrischen Feldes bzw. der Temperatur. Hierzu zählt man die durch eine äußere Spannung hervorgerufene Dicken- bzw. Steifigkeitsänderung des piezoelektrischen Materials und die Ausnutzung der ferroelektrischen Eigenschaften. Extrinsisches Tuning hingegen, betrifft die Resonanzänderung durch eine äußere elektrische Beschaltung oder durch die zusätzliche mechanische Beladung des Resonators [112]. Eine tabellarische Übersicht der Methoden und entsprechende Referenzen in der Literatur zeigt Tab. 2.1.

Tabelle 2.1: Übersicht der verschiedenen Tuning-Methoden.

Typ	Tuning-Konzept		Referenz
Intrinsisch	1	Änderung der piezoelektrischen Schichtdicke	
	2	DC-Bias zur Kontrolle der Steifigkeit	[113–116]
	3	Thermisch	[117, 118]
	4	Ferroelektrisch	
Extrinsisch		a Piezoelektrische Ferroelektrika	[119–121]
		b Induzierte Piezoelektrizität	[122–127]
	1	Konfiguration durch LC-Komponenten	[128–135]
	2	Mechanisch	[136, 137]

Die durch das Anlegen einer Gleichspannung an BAW-Resonatoren hervorgerufenen Schichtdicken- bzw. Steifigkeitsänderungen als auch thermisch erzwungene Materialänderungen sind im Allgemeinen für ausreichende Frequenzänderungen meist zu klein und bewegen sich für AlN meist unterhalb von 1 % [117, 118]. Bevorzugt untersucht wurden bei intrinsischen Methoden deshalb auf ferroelektrischen Eigenschaften basierende Prinzipien. Allgemein kann man hier zwei Klassen unterscheiden. Die Erste beruht auf Ferroelektrika, die auch piezoelektrische Eigenschaften aufweisen (polare Phase). Durch das Anlegen einer Gleichspannung können mit ihnen die piezoelektrischen Eigenschaften verändert und somit ein Frequenz-tuning umgesetzt werden [120, 138, 139]. Die zweite Kategorie der Ferroelektrika

zeigt paraelektrische Eigenschaften und besitzt demnach zunächst keine Piezoelektrizität. Erst durch das Anlegen einer Gleichspannung kommt es zu asymmetrischen Kristallverhältnissen und somit zu piezoelektrischen Eigenschaften. Für den Tuningbereich der auf Ferroelektrika beruhenden Konzepte sind in der Literatur bisher relative Änderungen von bis zu 6,5 % bekannt [76].

Die elektrische Frequenzanpassung durch eine externe Beschaltung mit LC-Komponenten ist eine der gängigsten Methoden, um die Resonanzfrequenzen von BAW-Resonatoren in die gewünschte Lage zu bringen. Über die Analogie zu LC-Schwingkreisen lässt sich relativ einfach bestimmen, wie sich die Beschaltung mit Spulen und Kapazitäten auswirkt. So erhöht bzw. verringert eine zum BAW-Resonator in Serie geschaltete Kapazität bzw. Induktivität die Serienresonanz, während die entsprechende Parallelschaltung mit einer Kapazität bzw. Induktivität die Parallelresonanz verringert bzw. erhöht. Durch eine gezielte Anwendung von Spulen ist es also möglich, die effektive elektromechanische Kopplung der Resonatoren zu verbessern oder die Frequenzlage beider Resonanzen anzupassen. Allgemein leiden solche Tuningansätze aber meist unter erhöhten Verlusten und einem größeren Platzbedarf, die mit den entsprechenden LC-Komponenten einhergehen.

2.3 HF-BAW-Filter

2.3.1 Filteranwendungen in der Mobilfunkkommunikation

Für die Übertragung von Daten werden in der Mobilfunkkommunikation verschiedene Übertragungsverfahren und -techniken eingesetzt. Generell erfolgt die Einteilung des Frequenzspektrums in dedizierte Bänder, mit denen die Datenübertragung stattfinden soll. Über Basisstationen erfolgt schließlich die Anbindung der Mobilfunkteilnehmer an das Mobilfunkkernnetz. Seit dem ersten Mobilfunknetz wurde die Datenübertragungsrate, Latenzzeit sowie die Netzverfügbarkeit kontinuierlich verbessert und in Form von neuen Standards von der Arbeitsgruppe 3GPP definiert [140]. Damit die Endgeräte neue Übertragungsverfahren auch nutzen können, ist die technische Umsetzung des HFFEs von großer Bedeutung. Das HFFE dient einerseits dazu, die Signale mit ausreichender Stärke zu senden, als auch sehr kleine Signalpegel zu empfangen. Für das Senden werden die zu übertragenden Daten auf einem Trägersignal im HF-Bereich moduliert, verstärkt und über eine Antenne abgestrahlt. Bei der Umkehrung werden die oft sehr schwachen Signale wiederum verstärkt und die Daten letztlich zurückgewonnen. Die Empfangspfade in HFFEs müssen generell mit sehr kleinen und sehr hohen Signalleistungen umgehen können und gleichzeitig immer dasselbe Ausgangssignal liefern.

Das soll auch in Gegenwart von Rausch- und Störsignalen funktionieren. Die Komplexität des HFFEs hängt deshalb stark von der gewählten Architektur und den Anforderungen an Störsignale ab. Im einfachsten Fall ist eine direkte Digitalisierung und anschließende digitale Signalverarbeitung des HF Signals (Software Defined Radio - SDR) wünschenswert. Allerdings ist diese idealisierte Herangehensweise in der Realität technisch nur schwer zu ermöglichen und eine analoge Verarbeitung zum Empfangen des Signals nach wie vor nötig. Insbesondere die Eigenschaften des Analog-Digital-Umwandlers reichen hier für eine direkte Umwandlung noch nicht aus. Selbst mit ausreichender Funktionalität des ADC wäre zudem ein immenser Energiebedarf für die Datenverarbeitung nötig [141, 142]. Dementsprechend dominieren bis heute Architekturen für HFFEs, die in heterodyne und homodyne Systeme unterteilt werden können. Im Folgenden wird sich auf den Überlagerungsempfänger (auch bekannt als Heterodyn oder ZF-Transceiver) konzentriert, weil sich hier wegen der Abbildung des Signals auf eine oder mehrere Zwischenfrequenzen die größte Komplexität der benötigten Bauteilstufen ergibt. Des Weiteren lassen sich alternative Architekturen meist ausgehend vom Überlagerungsempfänger ableiten, da es sich meist um einen Verzicht auf einzelne HFFE Stufen im Überlagerungsempfänger handelt, der dann aber zu höheren Anforderungen an die übrig geblieben Komponenten führt [143].

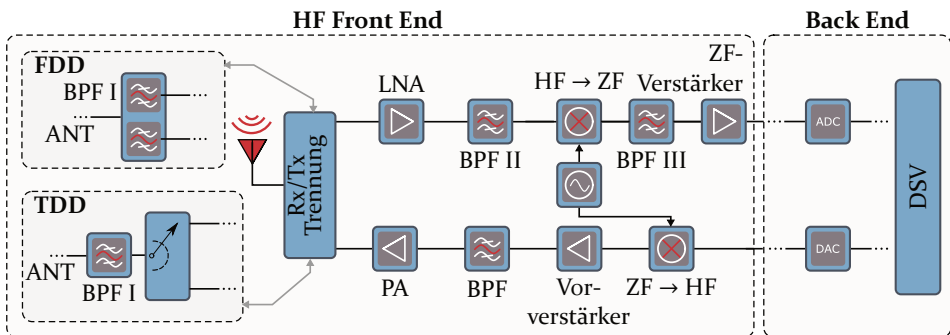


Abbildung 2.10: Blockschaltbild eines Überlagerungsempfängers mit den jeweiligen Filterkomponenten BPF I, BPF II und BPF III nach [143].

Abbildung 2.10 zeigt die einzelnen Komponenten eines typischen Überlagerungsempfängers mit einer einfachen Umsetzung auf eine Zwischenfrequenz f_{ZF} . Neben dem rauscharmen Verstärker LNA (engl. Low Noise Amplifier), der Mischstufe auf die Zwischenfrequenz und der Digitalisierung werden drei Bandpass-Filter (BPF) benötigt. Der Überlagerungsempfänger wurde vor allem während der 1990er und 2000er für Mobilfunkanwendungen eingesetzt. Mit dem Wunsch nach einem höheren Integrationsgrad, geringeren Kosten

und einem niedrigeren Energiebedarf beschäftigte man sich aber zunehmend mit Direktmischempfängern (auch bekannt als homodyne Empfangsstruktur oder im Englischen als Zero-IF-Receiver bzw. Direct-Down-Conversion-Receiver), weshalb Überlagerungsempfänger heutzutage für den Mobilfunk keine große Rolle mehr spielen [144]. Vorteil dieser Architekturen ist die direkte Umwandlung des HF-Signals und der Verzicht auf eine Zwischenfrequenz. Dadurch kann auch auf den Zwischenfrequenzfilter (ZF-Filter bzw. BPF III) verzichtet und über einen Tiefpassfilter der Frequenzkanal selektiert werden. Ein Filter zur Unterdrückung der Spiegelfrequenz wird durch Nutzung einer Quadraturmischstufe umgangen [143]. Unabhängig von der verwendeten HFFE-Architektur werden aber immer Bandpass-Filter zur Vorselektion des Frequenzbands und zur Unterdrückung der Störsignale benötigt. Trotz der fortschreitenden Forschung zu SDRs, werden elektroakustische Filter deshalb auch für 5G und dem nachfolgenden Standard 6G noch eine wesentliche Rolle im sub-6 GHz-Frequenzbereich spielen. Die Funktionen der einzelnen Filter BPF I bis BPF III werden in den nachfolgenden Abschnitten genauer besprochen.

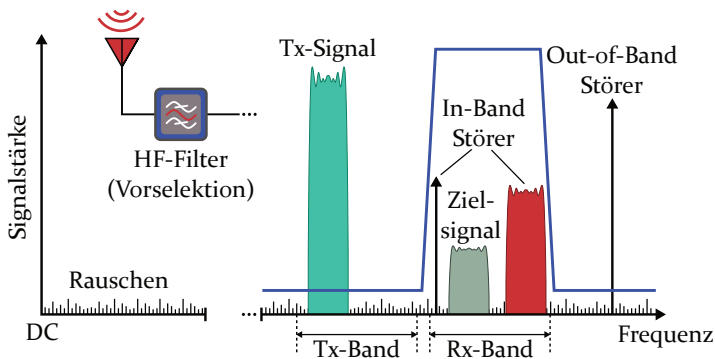


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Filteranwendung zur Unterdrückung von Störsignalen oder den Sendefrequenzen.

Störfrequenzen außerhalb des benutzten Frequenzbandes

Der erste und überwiegend in dieser Arbeit betrachtete Bandpass-Filter (BPF I) dient der Unterdrückung von Störsignalen. Diese können um ein Vielfaches größer sein als das Zielsignal und bestimmen damit die obere Grenze der noch detektierbaren Signale (siehe Abbildung 2.11). Die Quellen von Störsignalen können andere Mobilfunkteilnehmer oder andere Funkquellen in der Umgebung sein. Eines der grundlegenden Probleme von Störsignalen ist die Verringerung der Empfangspfadempfindlichkeit. Unter der Empfindlichkeit des Empfangspfads versteht man das kleinste Signal, das für ein gegebenes

Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR: signal-to-noise) noch detektiert werden kann. Tritt im Empfangspfad ein starkes Störsignal auf, können die Verstärkerbauteile durch Kompression und Nichtlinearitäten schließlich zu Intermodulationsprodukten im Zielsignal, zum Anstieg von Rauschen und damit zur Abnahme des SNR führen. Ein HF-Bandpass-Filter ermöglicht an dieser Stelle die gezielte Unterdrückung der Störsignale und lässt gleichzeitig das Zielsignal im jeweiligen Frequenzband passieren. Wegen der mittlerweile zahlreichen Frequenzbänder und dem Bedarf an Koexistenzen verschiedener Kommunikationsstandards unterscheiden sich die Anforderungen an die Unterdrückung von Band zu Band. Zudem erfüllt der HF-Filter neben der Unterdrückung von Störsignalen außerhalb des Frequenzbandes auch weitere Funktionen, wie die Unterdrückung von Spiegelfrequenzen und die Isolation des LO-Signals [143].

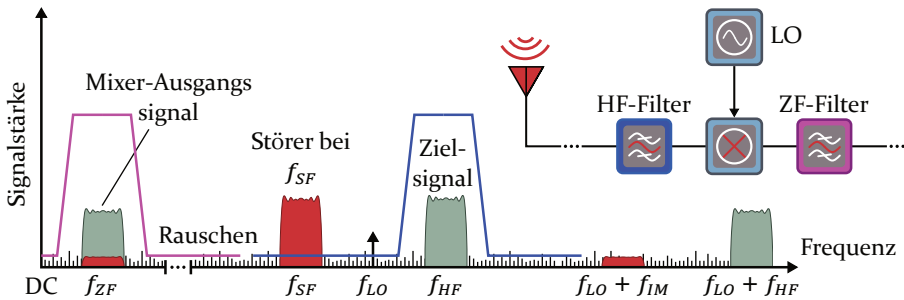


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der Filteranwendung zur Unterdrückung von Störsignalen oder den Sendefrequenzen.

Spiegelfrequenz und LO-Frequenz

Der Bandpass-Filter (BPF I bzw. II) sorgt für die Unterdrückung der Spiegelfrequenz und die Isolation des Mixers. Die Unterdrückung der Spiegelfrequenzen ist nötig, damit diese nicht ungehindert in die Mischstufe gelangen und am Ausgang des Mixers zu Störsignalen im Zwischenfrequenzbereich führt. Abbildung 2.12 zeigt beispielhaft die verschiedenen Produkte eines Mixers mit Eingangssignalen f_{IM} und f_{HF} bei einem LO-Signal mit Frequenz f_{LO} . Nur bei ausreichender Unterdrückung des Störsignals bei der Spiegelfrequenz ist es möglich, den Amplitudenabstand vom eigentlichen Signal zum Störsignal am Mischerausgang gering zu halten. Letztlich ist neben möglicher Störsignale, auch die Abbildung von Rauschen in den Zwischenfrequenzbereich unerwünscht.

Weiterhin sind idealerweise der HF- und der Local Oscillator (LO)-Pfad in der Mischstufe vollständig voneinander entkoppelt. Durch Fehlanpassungen

oder physikalische Grenzen in der Auslegung kann es allerdings trotzdem zum Entweichen von LO-Signalen in den HF-Pfad kommen. Ohne entsprechenden Filter entweicht das LO Signal dann ungehindert über die Antenne und stört andere Mobilfunkteilnehmer. Ein HF-Bandpass-Filter vor dem Mischer isoliert die LO-Signale und ermöglicht die strengen Anforderungen an das Abstrahlverhalten von Empfangsantennen zu erreichen [143].

ZF-Filter

Zwar finden ZF-Stufen in Mobilfunksystemen heutzutage kaum Anwendung, werden aber noch in anderen HF-Systemen wie dem Hörfunk, Amateurfunk oder der Radartechnik eingesetzt. Im Zwischenfrequenzbereich wurden in Mobilfunksystemen bis Ende der 2000er Jahre dafür meistens schmalbandige Bandpass-Filter (BPF III) zur Verbesserung der Selektion eingesetzt. Allgemein fällt es im niedrigeren Zwischenfrequenzbereich meist einfacher hochwertige Filter mit hoher Selektion umzusetzen. Typischerweise werden hierfür aber SAW- oder keramische Filter und nicht BAW-Filter eingesetzt [143, 144].

Duplexbetrieb und Carrier Aggregation in FDD-Systemen

Je nach Anforderungen an das HFFE unterscheidet sich die pro HF-Pfad verwendete dedizierte Anzahl an HF-Filtern. Meist reicht aber ein Bandpass-Filter zur Vorselektion des jeweiligen HF-Bandes aus. Handelt es sich um FDD-Systeme muss zusätzlich zwischen Empfangs- und Sendefrequenzen unterschieden werden. Entsprechende Komponenten, die die Sende- und Empfangsfrequenzen voneinander trennen bezeichnet man auch als Duplexer. Durch die Nähe der Sende- und Empfangsfrequenzen zueinander müssen Duplexer aus Resonatoren mit besonders hoher Güte und Selektion gewählt

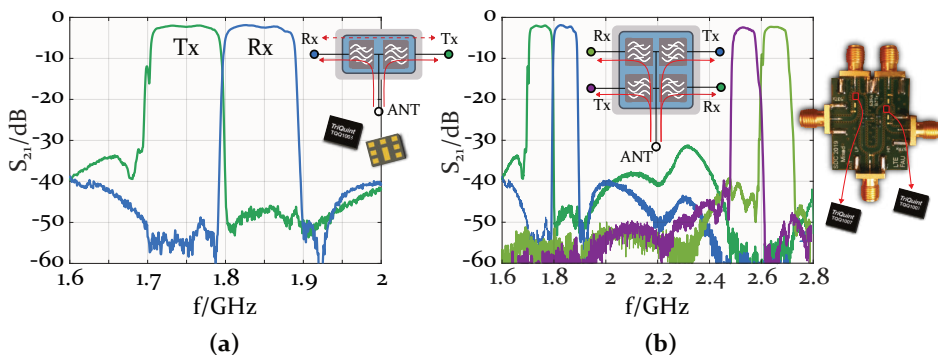


Abbildung 2.13: Beispiel für HF-Filter als (a) Duplexer für Band 3 und (b) Quadplexer für inter CA zwischen Band 3 und Band 7.

werden. Denn eine Überschneidung der Frequenzbänder sollte möglichst vermieden werden. Ein Beispiel für einen solchen Duplexer zeigt Abbildung 2.13 (a). Hierbei handelt es sich um einen Band 3 BAW-Duplexer von Qorvo. Eine noch weitere Steigerung der Komplexität und Anforderung an die Bandselektion entsteht durch Carrier Aggregation (CA). Hier werden verschiedene Frequenzbänder miteinander kombiniert, weshalb Duplexer zu Multiplexern erweitert werden müssen [141]. Abbildung 2.13 (b) zeigt einen inter-band CA Quadplexer für Band 3 und Band 7. Die Band 3 und Band 7 BAW-Duplexer wurden dabei durch einen LC-Duplexer und einem entsprechenden Phasenunterschied der Pfade auf dem PCB voneinander isoliert. Generell werden von der Arbeitsgruppe 3GPP immer mehr CA Fälle definiert und dementsprechend von Herstellern immer komplexere Multiplexer mit verschiedenen Betriebsmodi angeboten.

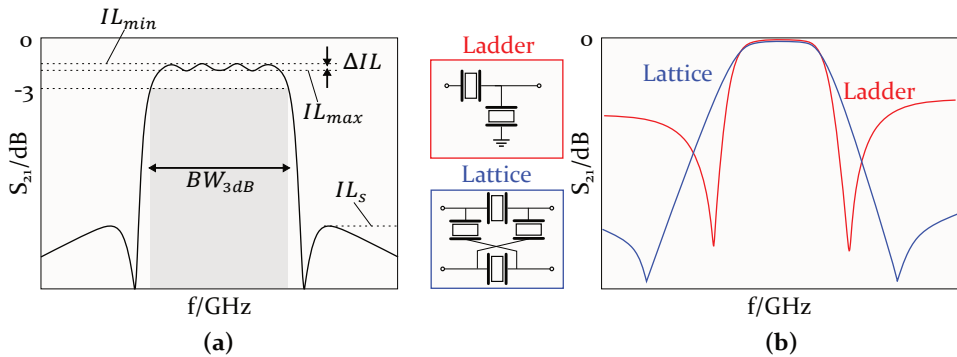


Abbildung 2.14: Charakteristik von HF-Filter mit (a) den Kenngrößen eines Bandpass-Filters und (b) dem Aufbau einer Ladder- bzw. Lattice-Filterstufe mit deren Passbandcharakteristik.

2.3.2 Klassifikation und Charakteristik

BAW-Filter werden überwiegend als Bandpass-Filter in Form von Duplexer oder als Multiplexer eingesetzt. Seltener finden sie auch als Bandstopp-Filter Verwendung. Zur Charakterisierung akustischer Bandpass-Filter gilt zunächst die minimale und maximale Einfügedämpfung IL_{min} bzw. IL_{max} sowie die Welligkeit ΔIL innerhalb des Passbands, die 3 dB-Bandbreite BW_{3dB} sowie die Unterdrückung von Signalen IL_s außerhalb des Passbands. Weitere wichtige Kenngrößen sind die Impedanztransformation, die Modenkonversion und letztlich die Chipgröße. Dabei ist es generell wünschenswert, eine möglichst hohe Frequenzselektivität bei gleichzeitig geringer Einfügedämpfung und hoher Frequenzunterdrückung außerhalb des Passbands zu erzielen.

2.3.3 Elektrisch verschaltete Filterstrukturen

Zu den gängigen Filterschaltungen zählt man Ladder- und Lattice-Strukturen. Nachfolgend wird für beide Fälle der Aufbau einer einzelnen Stufe erläutert, wobei für eine ausreichende Bandpasscharakteristik grundsätzlich mehrere solcher Stufen kaskadiert werden müssen. Die effektive elektromechanische Kopplung der BAW-Resonatoren bestimmt letztlich die mögliche Bandbreite der Filter. Will man die Bandbreite zusätzlich und unabhängig vom verwendeten piezoelektrischen Material erhöhen, kann durch externe Beschaltung mit konzentrierten LC-Komponenten die Lage der Resonanzen angepasst werden (vgl. Kapitel 2.2.5). Allerdings muss dabei die oft deutlich geringere Güte und der erhöhte Platzbedarf von Induktivitäten und Kapazitäten berücksichtigt werden.

Ladder-Filter

Einer der am häufigsten verwendeten Filterschaltungen mit BAW-Resonatoren sind Ladder-Filter. Eine einzelne Filterstufe besteht aus einem BAW-Resonator als Serienelement und einem Querelement auf Masse (referenzbezogener Betrieb). Dabei unterscheiden sich die beiden Resonatoren hinsichtlich ihrer Resonanzfrequenz. Generell besitzt der Serienresonator eine etwas höhere Resonanzfrequenz als der Parallelresonator. Die Parallelresonatoren werden dazu durch eine zusätzliche mechanische Beladung auf der Top-Elektrode in der Resonanzfrequenz verschoben, sodass die Parallelresonanz des Parallelresonators in etwa mit der Serienresonanz des Serienelements übereinstimmt und sich ein Passband formt. Die übrigen Resonanzen beider Elemente sorgen für die Selektivität, indem sie oberhalb und unterhalb des Passbandes für ein Maximum in der Unterdrückung sorgen. Durch das Kapazitätsverhältnis $C_s/C_p < 1$ der Serienresonatorkapazitäten zu den Parallelresonatorkapazitäten wird die Unterdrückung außerhalb des Bandes erhöht. Durch eine entsprechende Umkehrung des Kapazitätsverhältnisses zwischen den Serienelementen und Querelementen, ist letztlich auch die Umsetzung von Bandstopp-Filtern möglich. Neben dem massebezogenen Betrieb kann die Struktur auch im differentiellen Betrieb umgesetzt werden. Diese bietet allgemein Vorteile wie beispielsweise bessere Linearität und die Unterdrückung von Gleichtaktstörsignalen.

Lattice-Filter

Eine weitere elektrische Verschaltung von BAW-Resonatoren sind Lattice-Filter. Sie werden bevorzugt dann eingesetzt, wenn Bauteile mit differentielltem Ein-/oder Ausgang verschaltet werden sollen. Eine einzelne Stufe

besteht aus vier Resonatoren mit zwei Serien- und zwei Querelementen. Der grundsätzliche Unterschied zum Ladder-Filter liegt in der Selektivität. Während beim Ladder-Filter für steile Filterflanken gesorgt wird, liegt bei der Lattice-Konfiguration eine Filtercharakteristik mit flacheren Filterflanken aber stärkerer Frequenzunterdrückung außerhalb des Passbandes vor.

2.3.4 Akustisch gekoppelte Filterstrukturen

Eine alternative Möglichkeit Filtertopologien mit BAW-Resonatoren zu realisieren, ist deren akustische Kopplung. Dabei kann die akustische Kopplung sowohl lateral als auch vertikal erfolgen.

Lateral akustisch gekoppelte BAW-Resonatoren

Bei den akustisch lateral gekoppelten BAW-Resonatoren werden zwei in unmittelbarer Nähe zueinander liegende aber elektrisch isolierte BAW-Resonatoren des SMR-Typs oder FBAR-Typs über akustische Wellenmoden miteinander verknüpft. Beide Resonatoren wirken dabei zusammen und bilden gemeinsam Resonanzmoden aus. Wie in Abbildung 2.15 (a) nach Meltaus et al. [145] treten bei Betrachtung des einfachen Falles von zwei lateral gekoppelten FBAR typischerweise symmetrische und asymmetrische Moden auf, welche in einem 2-Pol Filterpassband resultieren. Der Frequenzabstand beider Moden und damit die Bandbreite hängt dabei unter anderem von der Stärke der akustischen Kopplung ab. Durch die periodische Anordnung mehrerer solcher Resonatoren als Interdigitalelektroden können schließlich breitbandige Bandpass-Filter höherer Ordnung realisiert werden (siehe Abbildung 2.15 (b)). Allgemein existieren bisher aber nur wenige Publikationen zu lateral

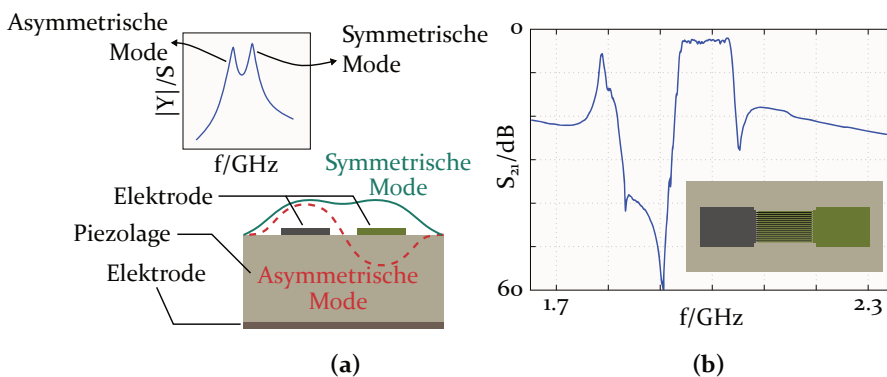


Abbildung 2.15: Lateral akustisch gekoppelte BAW-Filter: (a) Symmetrische und asymmetrische Mode, (b) Passbandfilter nach Meltaus et al. [145].

gekoppelten BAW-Resonatorstrukturen. Davon erwähnenswert sind die Arbeiten von T. Pensala und J. Meltaus des Forschungsinstituts VTT [145, 146] sowie die Arbeit von Wang et al. der Firma Avago Technologies [147]. Trotz des vielversprechenden Miniaturierungsgrades gestaltet es sich allerdings wegen der zahlreichen unerwünschten Resonanzmoden und den hohen Anforderungen an spezifische Dispersionsrelationen bzw. Prozesstoleranzen als schwierige Angelegenheit ausreichende Bandpass-Filter mit hoher Selektivität und geringer Einfügedämpfung zu realisieren [146].

Vertikal akustisch gekoppelte BAW-Resonatoren

Konfigurationen mit typischerweise zwei aufeinander gestapelten BAW-Resonatoren, die durch eine akustische Kopplung gemeinsame Moden ausbilden, können als vertikal akustisch gekoppelte BAW-Resonatoren betrachtet werden. Im einfachsten Fall handelt es sich um zwei Piezokristalllagen, die durch eine gemeinsame Elektrode voneinander getrennt sind und durch zwei weitere äußere Elektroden umschlossen werden (Stacked Crystal Filter - SCF). Abbildung 2.16 (a) zeigt eine vereinfachte Darstellung der SCF-Struktur, welche erstmals von A. Ballato [148] publiziert wurde. Eine erweiterte Form des SCFs ist die Einführung zusätzlicher die akustische Kopplung reduzierender Schichten zwischen den gestapelten BAW-Resonatoren (Coupled Resonator Filter - CRF). Diese zusätzlichen Schichten bestehen wie im akustischen Spiegel des SMR-Typs aus sich abwechselnden hohen und niedrigen akustischen Impedanzen und ermöglichen die akustische Kopplung zwischen den Resonatoren festzulegen. Typischerweise verwendet man dafür 1, 3, oder 5 Lagen aus beispielsweise W und SiO_2 . Abbildung 2.16 (b) zeigt ein Beispiel für die am meisten verwendete Konfiguration mit drei mechanischen Kopplungslagen [149, 150].

Durch die Anordnung als SCF bilden sich drei fundamentale TE-Moden aus, wobei die zweite Mode die beste Ausnutzung der elektromechanischen Kopplung darstellt. Die niedrigste Mode zeigt sich für eine $1/2$ -Wellenlänge über den gesamten Lagenstapel bzw. einer $1/4$ -Wellenlänge je Piezokristall. Die zweite Mode entspricht einer $1/2$ -Wellenlänge je piezoelektrischer Lage. Eine dritte Mode bildet sich bei einer $3/4$ -Wellenlänge je Piezokristall. Eine Darstellung dieser Moden im Filterbetrieb des SCFs und ihre jeweiligen Verschiebungsprofile im Lagenstapel zeigt ebenfalls Abbildung 2.16 (a). Mit der SCF-Anordnung können nur schmalbandige Filterkurven erzielt werden. Um auch breitbandige Filter zu ermöglichen dient die CRF-Anordnung. Durch die zusätzliche akustische Entkopplung kommt es wie bei der lateralen akustischen Kopplung zur Aufspaltung der drei fundamentalen Moden in symmetrische und

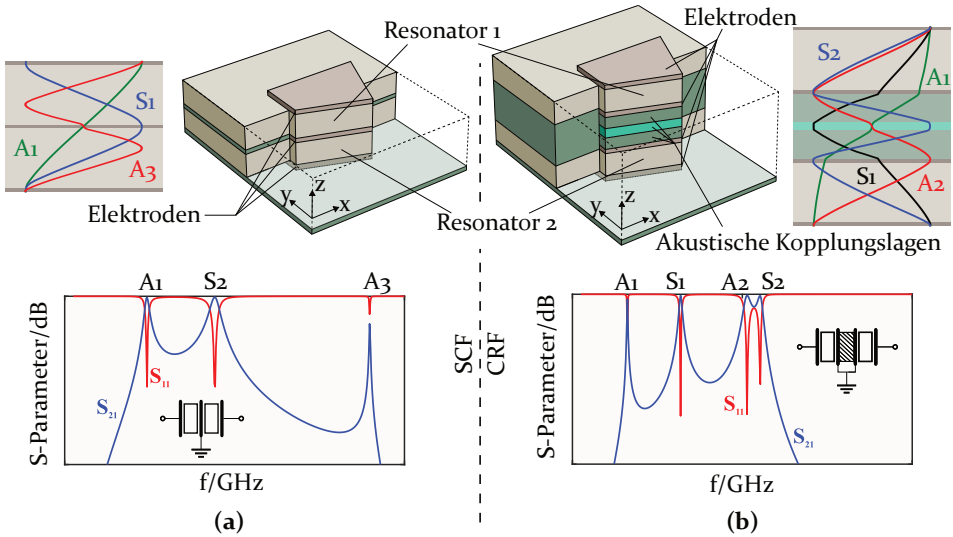


Abbildung 2.16: Vertikal akustisch gekoppelte BAW-Filter in (a) SCF-Konfiguration und (b) CRF-Konfiguration mit den dazugehörigen akustischen Moden sowie dem Frequenzverhalten.

asymmetrische Nebenmoden. Der Abstand dieser asymmetrischen und symmetrischen Moden wird auch hier über die Stärke der akustischen Kopplung zwischen den Resonatoren und somit durch die Dicke der mechanischen Kopplungslagen bestimmt. Der in Abbildung 2.16 (b) gezeigte Filterbetrieb des CRFs zeigt schließlich die bei entsprechender Auslegung gewonnene Bandbreitenvergrößerung.

Die CRF-Strukturen wurden insbesondere von 2000 bis 2012 intensiv in der Literatur als alternative zu konventionellen BAW-Filterschaltungen untersucht. Im Mittelpunkt der Untersuchungen stand dabei die serielle Verschaltung von CRFs zu einer 4-Pol Bandpasscharakteristik und die Modenkonversion vom massebezogenen zum differentiellen Betrieb und umgekehrt [151–155]. Weiterhin hat sich gezeigt, dass auch für vertikal akustisch gekoppelte BAW-Resonatoren Prinzipien und Methoden wie die Apodisierung und die Überlappmethode eingesetzt werden können [156, 157]. Dem hohen Miniarisierungsgrad von CRF-Strukturen steht letztlich eine komplexere Prozessierung gegenüber. Denn allgemein reagiert die Filtercharakteristik empfindlicher gegenüber Schichtdickenvariationen und mehrere Trimmingstufen sind nötig. Um diese Komplexität des Lagenstapels zu reduzieren, konzentrierte man sich auch auf die Entwicklung von CRF-Strukturen mit nur einer akustischen Kopplungslage. Dafür mussten aber neue Materialien entwickelt werden, die eine sehr niedrige akustische Impedanz aufweisen und damit eine ausreichende Entkopplung der Resonatoren erzielen [158–161]. Des weiteren

eignen sich CRF-Strukturen nur unter Verwendung des SMR-Typs, da die unerwünschte erste und dritte Hauptmode beim membranbasierten FBAR-Typ nicht durch den akustischen Spiegel unterdrückt werden kann. Alternativ können zwar unerwünschte Hauptmoden in CRFs vom FBAR-Typ durch eine entsprechende LC-Beschaltung unterdrückt werden, aber der Vorteil der Miniaturisierung geht dadurch verloren (vgl. Kapitel 6.1).

2.4 Messtechnik

Die elektrische Charakterisierung von BAW-Resonatoren besteht im einfachsten Fall aus der Messung der Streuparameter, die gleichzeitig eine der wichtigsten Analyseverfahren von BAW-Resonatoren darstellt. Weitere Messverfahren zur Charakterisierung von BAW-Resonatoren sind die Laser-Interferometrie zur Messung der Auslenkungen auf der Oberfläche von Resonatoren, die Schichtdickenmessung, die Infrarotthermographie zur Messung der Eigen Erwärmung sowie nichtlineare Messtechniken. Insbesondere nichtlineare Messungen und die Berücksichtigung von thermischen Eigenschaften haben in den letzten Jahren wegen der immer höheren Anforderungen an die Leistungsverträglichkeit zugenommen. Eine ausführliche Beschreibung geeigneter Messsysteme liefern die Arbeiten von A. Tag [162] und V. Chauhan [163]. Letztlich werden in dieser Arbeit einfache elektrische Streuparametermessungen sowie Schichtdickenmessungen durchgeführt. Da es sich bei BAW-Resonatoren um einfache Zwei-Elektrodensysteme handelt, können bereits mit einer 1-Tor Streuparameter-Messung die grundlegenden Eigenschaften wie Güte Q und effektive elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 extrahiert werden.

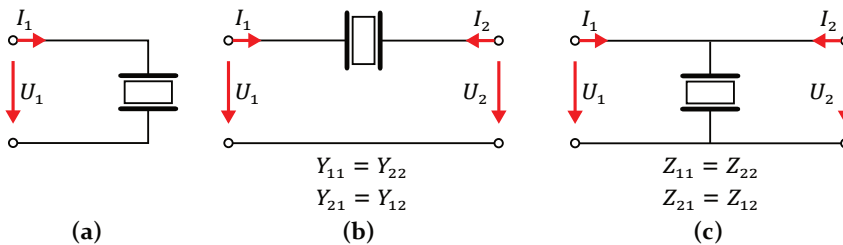


Abbildung 2.17: Anordnungen zur elektrischen Charakterisierung von BAW-Resonatoren über Streuparametern: (a) 1-Tor Messung, (b) 2-Tor Messung in Serienkonfiguration und (c) 2-Tor-Messung in Parallelkonfiguration.

1-Tor Messung

In Abbildung 2.17 (a) ist die typische Anordnung einer 1-Tor-Messung dargestellt. Über

$$Z_{DUT} = Z_{11} = Z_0 \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} = Z_{GSG} + Z_{Zuleitung} + Z_{BAW} \quad (2.60)$$

und

$$\phi_{DUT} = \arctan \left(\frac{\text{Im}\{Z_{DUT}\}}{\text{Re}\{Z_{DUT}\}} \right) \quad (2.61)$$

lässt sich aus der Messung des Parameters S_{11} und der Referenzimpedanz Z_0 die Impedanz und der Phasenverlauf des Test-Resonators extrahieren. Aus der Impedanz folgt schließlich die Bestimmung der Resonanzfrequenzen f_s und f_p bzw. der effektiven elektromechanischen Kopplung k_{eff}^2 . Bezüglich der Messung muss beachtet werden, dass sich auch die Zuleitungsimpedanzen $Z_{Zuleitung}$ und Kontaktwiderstände der GSG-Nadeln Z_{GSG} zur Resonatorimpedanz Z_{BAW} der Serienresonanz addieren. Eine Gütebestimmung der Serienresonanz des Resonators wird dadurch letztlich erschwert, da das Verhältnis $(Z_{GSG} + Z_{Zuleitung})/Z_{BAW}$ bei f_s deutlich größer 1 ist. Dem entsprechend erlaubt die Gütebestimmung bei Parallelresonanz f_p wegen $(Z_{GSG} + Z_{Zuleitung})/Z_{BAW} \ll 1$ eine bessere Aussage über die Güte des BAW-Resonators, welche bei Serien- und Parallelresonanz generell das gleiche Ergebnis liefern sollte.

2-Tor Messung

Die Anordnungen zur Messung als 2-Tor sind in Abbildung 2.17 (b) und (c) dargestellt. Hier unterscheidet man zwischen der Serienkonfiguration und Parallelkonfiguration. Für die Impedanzmatrix der 2-Tor Messung in Serienkonfiguration gilt

$$\begin{aligned} Y_{11} &= Y_0 \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{21}S_{12}}{D_S}, & Y_{12} &= -\frac{2Y_0 S_{12}}{D_S}, \\ Y_{21} &= -\frac{2Y_0 S_{21}}{D_S}, & Y_{22} &= Y_0 \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{21}S_{12}}{D_S} \end{aligned} \quad (2.62)$$

mit $D_S = (1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{21}S_{12}$

und für die Parallelkonfiguration

$$\begin{aligned} Z_{11} &= Z_0 \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{21}S_{12}}{D_S}, \quad Z_{12} = \frac{2Z_0S_{12}}{D_S}, \\ Z_{21} &= \frac{2Z_0S_{21}}{D_S}, \quad Z_{22} = Z_0 \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{21}S_{12}}{D_S} \quad (2.63) \\ \text{mit } D_S &= (1 - S_{11})(1 - S_{22}) + S_{21}S_{12}. \end{aligned}$$

Daraus erhält man über den Vergleich der Y-Parameter mit einer Π -Schaltung bzw. der Z-Parameter mit einer T-Schaltung die jeweilige Resonatorimpedanz und dessen Phase mit:

$$Y_{DUT,\Pi} = -\frac{1}{Y_{21}} = -\frac{1}{Y_{12}}, \quad \phi = \arctan\left(\frac{\text{Im}\{Y_{DUT,\Pi}\}}{\text{Re}\{Y_{DUT,\Pi}\}}\right) \quad (2.64)$$

$$\text{bzw. } Z_{DUT,T} = Z_{21} = Z_{12}, \quad \phi = \arctan\left(\frac{\text{Im}\{Z_{DUT,T}\}}{\text{Re}\{Z_{DUT,T}\}}\right). \quad (2.65)$$

Bei Nutzung der Serienkonfiguration ergibt sich bezüglich der Kontakt- und Zuleitungswiderstände das gleiche Problem zusätzlicher elektrischer Verluste wie im Fall der 1-Tor Messung. Ein Vorteil dieser Anordnung ist allerdings die automatische Extraktion von möglichen Leckströmen zur Masse. Die Messung in Parallelkonfiguration hingegen ermöglicht die Extraktion der Resonatorimpedanz Z_{BAW} unabhängig von den parasitären Zuleitungs- oder Kontaktimpedanzen.

Verwendeter Messaufbau und Gütebestimmung

Die elektrische Messung der S-Parameter erfolgt im Rahmen dieser Arbeit mit dem Netzwerkanalysator N5230A von Keysight Technologies (s. Abbildung 2.18). Die Kontaktierung des Wafers erfolgt entweder mit $100 \mu\text{m}$ GSG oder $100 \mu\text{m}$ GSGSG Messspitzen von Cascade Microtech. Die Kalibrierung vor jedem Messdurchgang wird mit Hilfe des SOLT (Short-Open-Load-Thru)-Standards durchgeführt. Aus den gemessenen Streuparametern werden schließlich die charakteristischen Resonatorgrößen effektive elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 und Gütefaktor Q extrahiert. Anders als die Bestimmung der effektiven elektromechanischen Kopplung gestaltet sich die Gütebestimmung mittels Bode-Q bzw. aus der Ableitung der Phasensteigung allerdings als schwieriger. Parasitäre Resonanzen in der Nähe der Hauptfrequenzen f_s und f_p können die Gütebestimmung verfälschen oder sogar verhindern. Auch ohne parasitäre Moden muss eine ausreichende Anzahl an Frequenzpunkten der

Messung vorhanden sein, um numerische Fehler zu vermeiden. Es ist deshalb nicht unüblich, geeignete Modellierungsansätze an die Impedanzmessungen anzupassen und die Güte aus der modellierten Impedanz zu extrahieren. Die in dieser Arbeit genutzten Modelle für solche Simulationen werden im nächsten Kapitel zusammengefasst. Sie dienen auch dem nachfolgenden Entwurf von Teststrukturen, der Auslegung von Filterschaltungen und der Untersuchung von Schaltungskonzepten in den Kapiteln 4 bis 6.

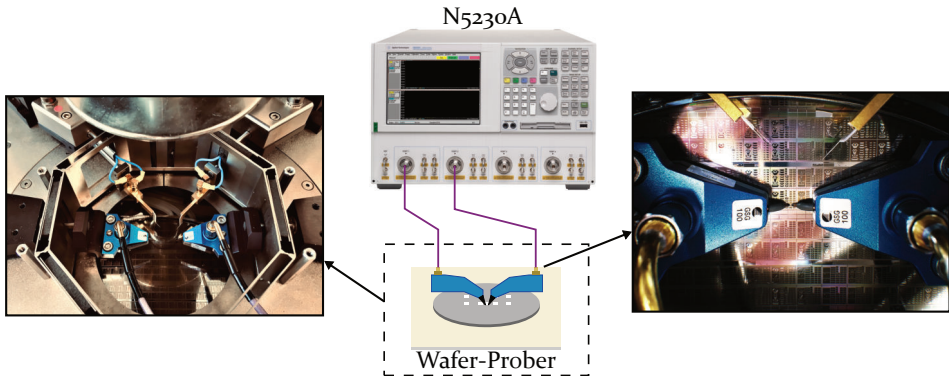


Abbildung 2.18: Messaufbau zur Charakterisierung von BAW-Resonatoren und BAW-Filtern mit Hilfe von GSG- oder GSGSG-Probes.

3 Modellierung von BAW-Komponenten

Das nachfolgende Kapitel beschäftigt sich mit der Modellierung von BAW-Komponenten, welche auf den zuvor hergeleiteten theoretischen Grundlagen beruht. Demnach wird zunächst das durch zusätzliche Verlustwiderstände erweiterte elektrische Ersatzschaltbild nach Butterworth-van-Dyke (mBVD) erläutert, um anschließend das Mason-Modell und einen Transfermatrixansatz aus den elektroakustischen Gleichungen herzuleiten. Weiterhin wird ein vereinfachter Ansatz zur Modellierung des akustischen Spiegels in BAW-Resonatoren des SMR-Typs erläutert und zuletzt werden weiterführende mehrdimensionale und multiphysikalische Simulationsmethoden kurz vorgestellt.

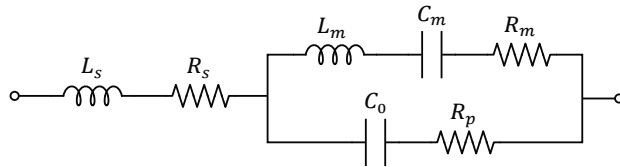


Abbildung 3.1: Modifiziertes Butterworth-van-Dyke-Modell (mBVD) mit den Widerständen R_s , R_m und R_0 zur Modellierung der Verluste und den reaktiven Elementen L_m , C_m und C_0 zur Beschreibung des Resonanzverhaltens.

3.1 Erweitertes elektrisches Ersatzschaltbild

Eine vereinfachte Beschreibung des Resonanzverhaltens von BAW-Resonatoren ermöglicht das durch Widerstände erweiterte und in Abbildung 3.1 dargestellte elektrische mBVD-Modell. Dabei wird das Resonanzverhalten aus Serien- und Parallelresonanz wie in (2.43) über drei reaktive Elemente L_m , C_m für das mechanisch dynamische Verhalten und C_0 für das elektrisch statische Verhalten beschrieben. Die piezoelektrischen, elektrischen und akustischen Verluste werden über die Widerstände R_m , R_s und R_0 berücksichtigt [164]. Bei Bedarf können außerdem parasitäre Induktivitäten durch Zuleitungen im Modell über eine in Serie geschaltete Induktivität L_s berücksichtigt werden. Durch die 2-Tor-Messung in T-Konfiguration nach Kapitel 2.17 und den entsprechenden Z-Parametern nach Gleichung 2.63 kann diese aber vernachlässigt werden. Das mBVD-Ersatzschaltbild ohne zusätzliche Serieninduktivität L_s eignet sich vor allem für eine automatisierte Parameterextraktion der grundlegenden Resonatorcharakteristik und erleichtert die Auswertung mehrerer Messungen. Zur Bestimmung der mBVD-Parameter werden die gemessenen Resonanzfrequenzen f_s und f_p , die entsprechenden Güten Q_s und Q_p sowie die effektive elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 und

die Kapazität C_0 des Resonators herangezogen. Über die charakteristische Kapazität C_0 , welche aus Messpunkten fern der Resonanzen extrahiert wird, können aus den Resonanzfrequenzen mit

$$f_s = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \quad (3.1)$$

$$\text{und } f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_0 + C_m}{C_0 L_m C_m}}. \quad (3.2)$$

die reaktiven Elemente C_m und L_m bestimmt werden. Aus den Güten der Serien- und Parallelresonanz werden mit

$$Q_s \approx \frac{\omega_s L_m}{R_s + R_m}, \quad Q_p \approx \frac{\omega_p L_m}{R_0 + R_m} \quad (3.3)$$

schließlich die Verlustwiderstände R_m , R_s und R_0 näherungsweise aus geeigneten Frequenzmesspunkten bestimmt [164].

3.2 Lineare 1D-Modellierungsmethoden

Für eine detailliertere physikalische Modellierung von BAW-Resonatoren unter Berücksichtigung der elektroakustischen Phänomene eines Mehrlagensystems haben sich die Transfermatrixmethode und das Ersatzschaltbild nach Mason etabliert. Beide leiten sich aus den konstitutiven piezoelektrischen Gleichungen ab und werden in den nachfolgenden Abschnitten zusammenfassend erläutert.

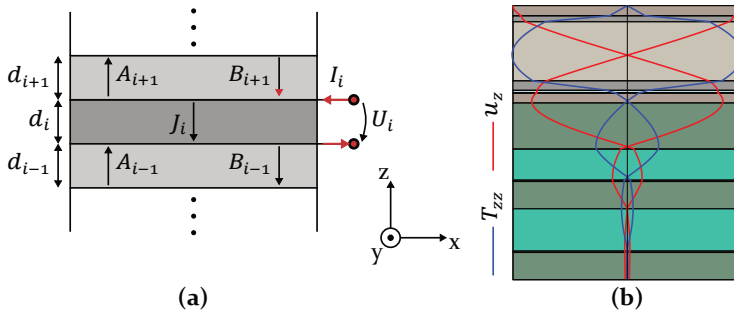


Abbildung 3.2: Illustration zur Modellierung von BAW-Komponenten mit Hilfe der Transfermatrixmethode: (a) Grundlegender Ansatz für die Modellierung eines Mehrlagensystems, (b) Spannungs- und Verschiebungsverteilung eines BAW-Resonators.

3.2.1 Transfermatrixmethode

Abbildung 3.2 (a) zeigt den Modellansatz für einen BAW-Resonator des Spiegeltyps zur Lösung der piezoelektrischen Gleichungen (2.30) über die Transfermatrixmethode. Für die akustische Wellengleichung (2.13) einer jeden Lage i wird ein harmonischer Lösungsansatz unter Annahme von zwei Komponenten mit entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung in $+z$ - und $-z$ -Richtung gewählt:

$$u_{z,i} = A_i e^{-jk_{z,i}z} + B_i e^{jk_{z,i}z} \quad (3.4)$$

$$\frac{\delta u_{z,i}}{\delta z} = jk_{z,i} (-A_i e^{-jk_{z,i}z} + B_i e^{jk_{z,i}z}), \quad (3.5)$$

wobei die Koeffizienten A_i und B_i die zu suchenden Unbekannten sind.

Für die mechanische Spannung T_{zz} gilt dann entsprechend der Gleichung (2.30)

$$T_{zz,i}(z = t_i) = jk_{z,i} c_{33,i}^D (-A_i e^{-jk_{z,i}z_{z,i}} + B_i e^{jk_{z,i}z_{z,i}}) - \frac{e_{33,i} l_i}{j\omega \varepsilon_{33,i}^S A}. \quad (3.6)$$

An den Grenzschichten zweier Lagen muss weiterhin gelten, dass die mechanische Spannung T_{zz} und die Verschiebung u_z stetig sind. Damit gilt für die Randbedingungen

$$T_{zz,i+1}(z = 0) = T_{zz,i}(z = d_i) \quad (3.7)$$

$$\text{bzw. } u_{z,i+1}(z = 0) = u_{z,i}(z = d_i). \quad (3.8)$$

Über das Einsetzen der Gleichungen (3.5) und (3.6) in die Randbedingungen kann durch entsprechende Umformungen das Gleichungssystem

$$\begin{bmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_i \mathbf{M}_{i-1} \dots \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} S_A^{i+1} \\ S_B^{i+1} \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

für die Koeffizienten A_i und B_i abgeleitet werden. Dabei entspricht $\mathbf{M}_i$ einer Eigenschaftsmatrix der jeweiligen Lage i , welche durch die entsprechenden akustischen Impedanzen Z_i der betrachteten Lage und Z_{i+1} der nachfolgenden Lage, sowie der Wellenzahl $k_{z,i}$ und der Schichtdicke d_i der Lage i bestimmt sind:

$$\mathbf{M}_i = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{Z_{ak,i}}{Z_{ak,i+1}} \right) e^{-jk_{z,i}d_i} & \frac{1}{2} \left(1 - \frac{Z_{ak,i}}{Z_{ak,i+1}} \right) e^{jk_{z,i}d_i} \\ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{Z_{ak,i}}{Z_{ak,i+1}} \right) e^{-jk_{z,i}d_i} & \frac{1}{2} \left(1 + \frac{Z_{ak,i}}{Z_{ak,i+1}} \right) e^{jk_{z,i}d_i} \end{bmatrix}. \quad (3.10)$$

Die elektrische Anregung wird rekursiv über

$$\begin{bmatrix} S_A^{i+1} \\ S_B^{i+1} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_i \begin{bmatrix} S_A^i \\ S_B^i \end{bmatrix} + \left(\frac{h_{i+1}J_{i+1} - h_iJ_i}{2\omega^2 Z_{ak,i+1}} \right) \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

mit $h = e_{33,i}/\varepsilon_{33,i}^S$ und der Stromdichte $J_i = I_i/A$ bestimmt. Als Transfermatrix $\mathbf{T}_{BAW}$ versteht man schließlich das Produkt der Eigenschaftsmatrizen $\mathbf{M}_i$ mit

$$\mathbf{T}_{BAW} = \begin{bmatrix} T_{BAW,11} & T_{BAW,21} \\ T_{BAW,12} & T_{BAW,22} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{N-1} \mathbf{M}_{N-2} \dots \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1. \quad (3.12)$$

Damit ist die Beschreibung der Koeffizienten der N-ten Schicht (N = Anzahl der Lagen) über die Koeffizienten A_1 und B_1 der ersten Schicht durch

$$A_N = T_{BAW,11}A_1 + T_{BAW,12}B_1 + S_A^N \quad (3.13)$$

$$B_N = T_{BAW,21}A_1 + T_{BAW,22}B_1 + S_B^N \quad (3.14)$$

gegeben. Über die Randbedingung der Spannungsfreiheit an der Oberfläche der ersten Lage und die Annahme einer unendlich ausgedehnten Substratlage N können die Koeffizienten A_1 und B_1 mit

$$A_1 = B_1 = \frac{S_B^N e^{jk_{z,N}d_N}}{-T_{BAW,21} - T_{BAW,22}e^{jk_{z,N}d_N}} \quad (3.15)$$

und schließlich mit der Gleichung (3.9) die weiteren Koeffizienten und damit die Teilchenauslenkung und Stressverteilung aller Lagen berechnet werden. Ein Beispiel für das Auslenkungs- und Spannungsprofil eines BAW-SMRs zeigt Abbildung 3.2 (b). Für den Spannungsabfall an den Elektroden bzw. die elektrische Impedanz gilt dann schließlich

$$U_i = \frac{J_i d_i}{j\omega \varepsilon_{33,i}} + h_i A_i (1 - e^{-jk_{z,i}d_i}) + h_i B_i (1 - e^{jk_{z,i}d_i}) = Z_{BAW} A_i. \quad (3.16)$$

3.2.2 Modell nach Mason

Eine weitere Möglichkeit liefert die Ersatzschaltung nach Mason. Unter Berücksichtigung von $v(z,t) = \partial u(z,t)/\partial t = j\omega u(z,t)$ gilt für den zeit- und ortsabhängigen Lösungsansatz nach Gleichung (3.5):

$$u_z(z,t) = [Ae^{-jk_z z} + Be^{jk_z z}]e^{j\omega t} \quad (3.17)$$

$$v_z(z,t) = \frac{\partial u_z}{\partial t} = j\omega t [k_z (-Ae^{-jk_z z} + Be^{jk_z z})]e^{j\omega t}, \quad (3.18)$$

Über die Teilchengeschwindigkeit an den Rändern des Piezokristalls mit $v_1 = v_z(z = z_1)$ und $v_2 = v_z(z = z_2)$ gilt dann für die Koeffizienten A und B

$$A = \frac{v_1 e^{jk_z z_2} - v_2 e^{jk_z z_1}}{-2\omega j \sin(k_z d)} \quad \text{bzw.} \quad B = \frac{v_2 e^{-jk_z z_1} - v_1 e^{-jk_z z_2}}{2j \sin(k_z d)}. \quad (3.19)$$

Durch

$$F(z) = AT_{zz}(z) = A \left(c_{33}^D \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{e_{33}}{\epsilon_{33}^S} D_z \right) \quad (3.20)$$

ergibt sich schließlich nach Umformung und unter Nutzung geeigneter trigonometrischer Formeln die mechanische Kraft F an den Grenzflächen $z_1 = 0$ und $z_2 = d_i$ einer piezoelektrischen Lage zu

$$\begin{aligned} F_1 &= \frac{Z_{ak}}{j \sin(k_z d)} (v_1 - v_2) + jZ_{ak} \tan\left(\frac{k_z d}{2}\right) v_1 + \frac{h}{j\omega} I \\ F_2 &= \frac{Z_{ak}}{j \sin(k_z d)} (v_1 - v_2) - jZ_{ak} \tan\left(\frac{k_z d}{2}\right) v_2 + \frac{h}{j\omega} I. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Für die Spannung U nach (3.16) bzw. den Strom I gilt dann

$$U = \frac{Jd}{j\omega \epsilon_{33}^S} + \frac{h}{j\omega} (v_1 - v_2) \quad (3.22)$$

$$I = j\omega C_0 U + hC_0 (v_1 - v_2). \quad (3.23)$$

Über die Analogiebetrachtung zwischen elektrischen und mechanischen Phänomenen

$$\begin{aligned} \text{mechanische Kraft } F &\leftrightarrow \text{elektrische Spannung } U \\ \text{mechanische Teilchengeschwindigkeit } v &\leftrightarrow \text{elektrischer Strom } I, \end{aligned} \quad (3.24)$$

kann ein elektrisches Ersatzschaltbild entsprechend der Leitungstheorie aus den Gleichungen (3.21) extrahiert werden. Für die rein mechanischen Lagen ohne piezoelektrische Eigenschaften entfallen im Ersatzschaltbild die Komponenten zur Modellierung der Umwandlung zwischen elektrischem und mechanischem Bereich. Im Vergleich zur Transfermatrixmethode erlaubt das Mason-Modell schließlich eine vereinfachte Implementierung in Schaltungssimulatoren und damit eine Methode zur schnellen Modellierung und Untersuchung von Resonatoren und Schaltungen. Abbildung 3.3 zeigt das entstehende Netzwerk und illustriert die Zusammenhänge zwischen den theoretisch hergeleiteten Gleichungen und den dafür benötigten Netzwerkkomponenten. Weiterhin ist in Abbildung 3.3 die Modellierung eines FBARs

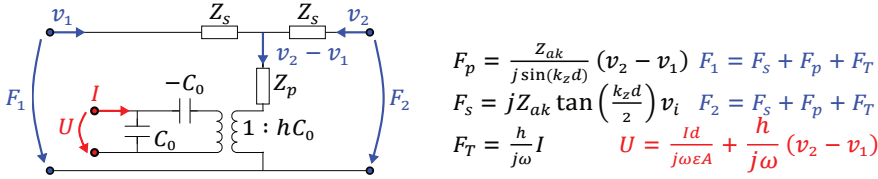


Abbildung 3.3: Mason-Modell mit Ersatzschaltung zur Modellierung der Gleichungen in (3.21).

mit Elektroden und piezoelektrischer Lage als Beispiel für das Mason-Modell dargestellt.

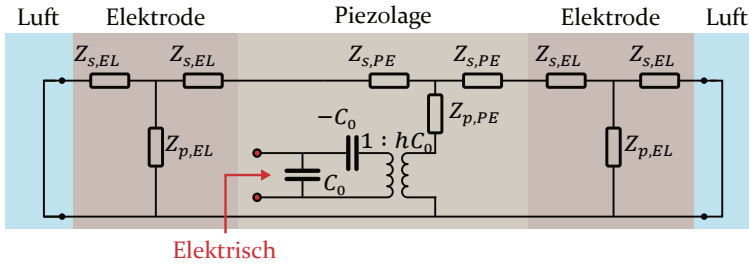


Abbildung 3.4: Beispiel für das Mason-Modell für einen FBAR mit Elektroden und piezoelektrischer Lage.

3.2.3 Vereinfachtes Leitungsmodell für die akustische Spiegel-Optimierung

Für die Untersuchung und Optimierung des akustischen Spiegels wird üblicherweise auf Lagen oberhalb der piezoelektrischen Schicht verzichtet und nur die Spiegellagen werden zusammen mit der piezoelektrischen Schicht betrachtet. Als Bewertungskriterium wird in dieser Arbeit die Reflektivität bzw. Transmission an der Grenzschicht zwischen piezoelektrischem Material und dem Lagenstapel Bodenelektrode/Spiegel/Substrat gewählt. Jede Lage kann wie im Mason-Modell als Übertragungsleitung beschrieben werden. Zur Vereinfachung der Modellierung werden dafür meist ABCD-Parameter mit

$$ABCD_i = \begin{bmatrix} \cos k_{z,i} d_i & j Z_{ak,i} \sin k_{z,i} d_i \\ j Y_{ak,i} \sin k_{z,i} d_i & \cos k_{z,i} d_i \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

verwendet. Damit ergibt sich für die ABCD-Parameter des Lagenstapels

$$ABCD_T = \cdot ABCD_{N-1} \cdot \dots \cdot ABCD_1, \quad (3.26)$$

wobei die N-te Lage in dieser Arbeit der piezoelektrischen Schicht entspricht. Die akustisch effektive Eingangsimpedanz $Z_{in,ak}$ wird schließlich aus $ABCD_T$ mit Abschluss durch die akustische Last Z_L berechnet. Für Z_L wird in den meisten Fällen die akustische Impedanz des Substrats gewählt. Damit ergibt sich aus der akustischen Impedanz des piezoelektrischen Materials Z_{piezo} und der effektiven akustischen Impedanz $Z_{in,ak}$ die Spiegelreflektivität nach Gleichung (2.21) zu

$$r = \frac{Z_{piezo} - Z_{in,ak}}{Z_{piezo} + Z_{in,ak}}, \quad (3.27)$$

wobei neben dem Reflexionsgrad oft auch die logarithmische Darstellung

$$T_{dB} = 10 \log_{10} (1 - |r|^2) \quad (3.28)$$

mit T_{dB} als Transmissionsgrad in dB bevorzugt wird.

3.3 Fortgeschrittene Modellierungsansätze

In den folgenden zwei Abschnitten wird ein Überblick zu weiterführenden Modellierungsmethoden von BAW-Komponenten gegeben. Da die folgenden Verfahren bereits ausführlich in der Literatur beschrieben sind und nicht zum Schwerpunkt dieser Arbeit zählen, wird an den entsprechenden Stellen auf geeignete Literatur verwiesen und werden die entsprechenden Methoden nur kurz erläutert. Insgesamt konzentriert sich die Auslegung von HF-Filtern mit BAW-Komponenten nicht mehr nur auf eindimensionale Betrachtungen elektroakustischer Gleichungen, sondern zielt zunehmend auf eine möglichst allumfassende Simulation verschiedenster physikalischer Phänomene ab, um den strengen HF-Anforderungen der Mobilfunkstandards gerecht zu werden. Abbildung 3.5 zeigt einen verallgemeinerten Überblick eines typischen Simulationszyklus zur Berücksichtigung der parasitären elektromagnetischen Phänomene bzw. Verluste des Filterlayouts, der Packagingeinflüsse und die durch thermische Effekte bedingten Veränderungen. Die gängigen Methoden für die Teilschritte des üblicherweise iterativen Entwurfsprozesses werden nachfolgend beschrieben.

3.3.1 Nichtlineare Modellierung

Die in BAW-Resonatoren bei höheren Leistungen durch Nichtlinearitäten auftretenden unerwünschten Intermodulationsprodukte müssen vor allem mit dem Wunsch nach hoher Datenübertragung, der Unterstützung zahlreicher Frequenzbänder und einer höheren Sendeleistung in der Modellierung bzw.

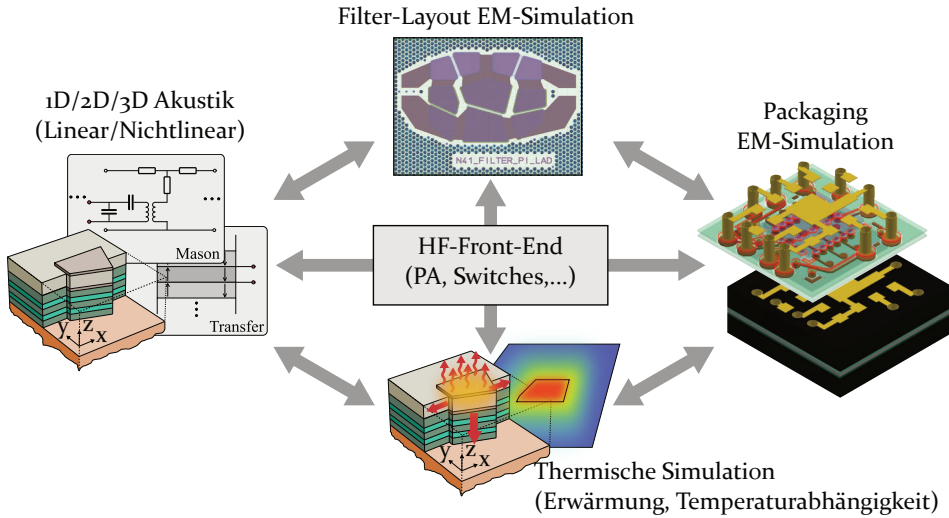


Abbildung 3.5: Übersicht der gängigen Simulationskomponenten zur Auslegung und Optimierung von BAW-Komponenten für HF-Filter mit elektroakustischen Modellen, thermischen Simulationen und elektromagnetischer Modellierung von Filter-Layout und Packaging.

Auslegung von BAW-Komponenten zunehmend berücksichtigt werden [165]. Dafür werden meist die in Kapitel 2 eingeführten nichtlinearen konstitutiven piezoelektrischen Gleichungen 2.1.4 herangezogen. Ein gängiger Ansatz beruht auf der Bestimmung der unbekannten dimensionslosen Kennzahlen δ , welche meist über den Vergleich mit geeigneten Messungen und Modellen bestimmt werden. Eine Möglichkeit der nichtlinearen Modellierung besteht in der Erweiterung des Mason-Modells durch eine von der Dehnung S und dem elektrischen Feld E abhängigen zusätzlichen Spannungsquelle ΔU , sowie einer von der Dehnung S und dem elektrischen Feld E abhängigen zusätzlichen Kraftquelle ΔF . Eine detaillierte Beschreibung dieser Modellierung im Mason-Modell und die Bestimmung der dimensionslosen Kennzahlen zeigen die Arbeiten von D. Feld und D. Shim [166] sowie V. Chauhan et al. [163].

3.3.2 Mehrdimensionale und multiphysikalische Modellierung

Neben der bisher rein eindimensionalen elektroakustischen Betrachtung von BAW-Resonatoren werden für eine ausführliche Designverifikation meist weitere physikalische Phänomene und mehrdimensionale Betrachtungen herangezogen. Dazu zählen vor allem thermische Effekte sowie mehrdimensionale akustische und elektromagnetische Wechselwirkungen, die das Resonanz- und Verlustverhalten beeinflussen. Dafür werden nicht nur die einzelnen BAW-Resonatoren betrachtet, sondern auch das vollständige Filterlayout

sowie Packaging, um eine realitätsnahe Charakterisierung des HF-Filters im Zusammenspiel mit den anderen Komponenten im HFFE möglich zu machen.

Mehrdimensionale FEM-Simulation

Um auch laterale Effekte wie die Anregung von parasitären akustischen Wellenmoden von BAW-Komponenten zu erfassen, wird bevorzugt die Finite-Elemente-Methode herangezogen [167, 168]. Dabei wird das 2D-/3D-Modell in Elemente mit vorgegebener Geometrie und einer bestimmten Anzahl an Knotenpunkten unterteilt. Diesen werden die gewünschten Materialeigenschaften über die entsprechenden räumlichen Materialmatrizen zugeordnet. Über Randbedingungen wird das System eingeschränkt und lösbar gemacht. Für jeden Knotenpunkt werden die konstitutiven Gleichungen gelöst und die Freiheitsgrade mechanische Verschiebung $\vec{u}$ und elektrisches Potential berechnet. Über sogenannte Formfunktionen $N(x,y,z)$ werden die Ergebnisse letztlich zwischen den Knotenpunkten mit Hilfe von Polynomen 2-ter oder 3-ter Ordnung approximiert. Die Anzahl der Knotenpunkte pro Element bestimmt die mögliche Ordnung der Formfunktion und den Rechenaufwand zur Lösung. Für die Lösung des Gleichungssystems werden neben den Formfunktionen, den Materialmatrizen, den Randbedingungen und den Grundgleichungen der zu modellierenden physikalischen Beziehungen außerdem die Massen- und Elementmatrizen zur Beschreibung der piezoelektrischen, dielektrischen und mechanischen Eigenschaften in den finiten Elementen benötigt. Das entstehende Gleichungssystem wird schließlich für jedes Element gelöst, wodurch ein von der Anzahl der Freiheitsgrade und der Anzahl der Elemente abhängiges globales Gleichungssystem aufgestellt werden kann (Kompilation). Dessen Größe bestimmt letztlich den Rechenaufwand. Über die Wahl eines geeigneten Lösungsverfahrens werden schließlich die Freiheitsgrade bestimmt und daraus weitere charakteristische Größen wie mechanische Verspannungen oder Ladungsverteilungen abgeleitet. Im letzten Schritt werden die Ergebnisse grafisch aufbereitet und für die Datenauswertung nutzbar gemacht (Post-Processing).

Elektromagnetische Simulation

Das elektromagnetische Verhalten der zuvor erläuterten Modelle beschränkt sich auf die Beschreibung der Resonatoren als idealer Plattenkondensator. Damit kommt es zur Vernachlässigung von Streufeldern, elektromagnetischer Kopplungen und der Ausbildung parasitärer Kapazitäten bzw. Induktivitäten. Insbesondere für die Untersuchung des Filterlayouts mit oft zahlreichen benachbarten Resonatoren und Anregungsleitungen sowie dem Zusammenspiel

mit dem Filtergehäuse helfen dreidimensionale elektromagnetische Simulationen Fehl Designs zu vermeiden bzw. bestehende Designs zu verbessern.

Thermische Simulation und Temperaturabhängigkeit

Typischerweise besitzen Materialeigenschaften wie die Steifigkeit, Dichte, Permittivität und Piezoelektrizität aber auch die räumliche Ausdehnung der einzelnen Lagen eine Temperaturabhängigkeit, welche wegen der Eigenerwärmung von BAW-Resonatoren und dem Einsatz bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen berücksichtigt werden müssen. Insbesondere gilt es, den strengen Anforderungen bzw. Spezifikationen einzelner Frequenzbänder in einem weiten Temperaturbereich von üblicherweise -25°C bis 85°C gerecht zu werden. Im einfachsten Fall werden dafür temperaturabhängige Materialparameter unter Berücksichtigung entsprechender Temperaturkoeffizienten mit in die Modellierung einbezogen [162, 169].

Optimierte multiphysikalische Modellierung

Eine ausführliche multiphysikalische Simulation unter Berücksichtigung von thermischen, mechanischen und elektromagnetischen Phänomenen durch 3D-FEM ist generell mit einem sehr hohen Rechenaufwand verbunden. Das gilt vor allem dann, wenn auch noch Einflüsse durch das Filtergehäuse mit einbezogen werden müssen. Für das Filter-Design ist ein solcher Ansatz nicht geeignet und es wird auf optimierte Verfahren mit iterativen Designschleifen und vereinfachten physikalischen Modellen zurückgegriffen. Ein Beispiel für ein solches rechenoptimiertes multiphysikalisches Verfahren zeigen Tag et al. [162, 163, 170]. Hier wird zunächst mit Hilfe von linearen oder nichtlinearen 1D-Modellen die Akustik der Resonatoren erfasst und in einem weiteren Simulationsschritt werden die elektromagnetischen Eigenschaften durch 3D-FEM getrennt von der Mechanik analysiert. Die abgeleiteten S-Parameter werden abschließend mit denen der Akustik im Schaltungssimulator kombiniert. Die Verluste werden dabei über drei Anteile berücksichtigt. Einerseits werden im akustischen 1D-Modell viskose Verluste durch komplexe Materialgrößen berücksichtigt und mögliche laterale akustische Verluste durch einen zum akustischen Modell parallel geschaltete und vom Elektrodenumfang abhängigen Widerstand nach Hagelauer et al. modelliert [171]. Andererseits werden elektromagnetische Verluste über das 3D-FEM-Modell berücksichtigt und die Verlustleistung extrahiert. Zuletzt erfolgt eine thermische 3D-FEM-Simulation, deren Eingangsleistungen die zuvor berechnete Verlustleistungen der einzelnen Resonatoren darstellt. Die Temperaturverteilung wird schließlich genutzt, um die entsprechende Temperaturabhängigkeit

der Materialparameter im akustischen 1D-Modell sowie im 3D-EM Fall zu berücksichtigen und damit die resultierenden Abweichungen iterativ durch Wiederholung des Simulationszyklus zu erfassen [162].

3.4 Implementierung der Modelle

Für die zuvor besprochenen eindimensionalen Modelle wird mit Hilfe der kommerziellen Software Matlab von The MathWorks, Inc. [172] eine Softwareumgebung programmiert, die die Auslegung von BAW-Resonatoren ermöglichen soll. Einen groben Programmablaufplan des Mason-Modells und der Transfermatrixmethode zeigt Abbildung 3.6. Für das Mason-Modell werden demnach Funktionen zur Berechnung der ABCD-Parameter einer piezoelektrischen („MasonPiezoLayer.m“) und nicht-piezoelektrischen („MasonNonPiezoLayer.m“) Lage definiert. Dabei wird an das Hauptprogramm der zu modellierende Lagenstapel übergeben und nach Ausgabe der ABCD-Parameter des gesamten Lagenstapels die S-Parameter des resultierenden Resonators berechnet. Für die Implementierung der Transfermatrixmethode wird die Funktion „TransMat.m“ erstellt, an welche ebenfalls der zu untersuchende Lagenstapel übergeben wird und die Z-Parameter als auch das Verschiebungs- und Spannungsprofil des Lagenstapels aus den Eigenschaftsmatrizen der Lagen bestimmt werden. Das Hauptprogramm wurde so geschrieben, dass letztlich durch einen einzigen Befehl die Berechnung und Ausgabe der Resonatorimpedanz, der Auslenkungs- und Spannungsprofile, der effektiven elektromechanischen Kopplung als auch der Resonanzfrequenzen erfolgt. Als Eingabewert dient ein als Tabelle angelegter oder durch Variablen definierter Lagenstapel, die aktive Fläche des Resonators und der gewünschte zu berechnende Frequenzbereich.

Neben der Modellierung mit Matlab wird das Mason-Modell ebenfalls als Komponente in der Schaltungssimulatorsoftware Advanced Design System (ADS) der Firma Keysight Technologies, Inc. [173] zur Verfügung gestellt. Im Vergleich zur Implementierung in Matlab sind damit schnellere Untersuchungen komplexerer Schaltungstopologien möglich. Zur FEM-Simulation der mehrdimensionalen Phänomene wird COMSOL Multiphysics [174] eingesetzt. Allgemein bieten solche kommerziellen FEM-Programme Vorteile wie vollständige automatische Kompilierung, Verwendung verschiedener Elementtypen, automatisierte Vernetzungsgeneratoren mit hoher Elementqualität, verschiedene Gleichungslösungsverfahren und die Implementierung ressourcenschonender multiphysikalischer Module. Auf nichtlineare Modellierung und thermische Simulationen wird in dieser Arbeit allerdings verzichtet. Für elektromagnetische Simulationen wird das entsprechende ADS-Modul der

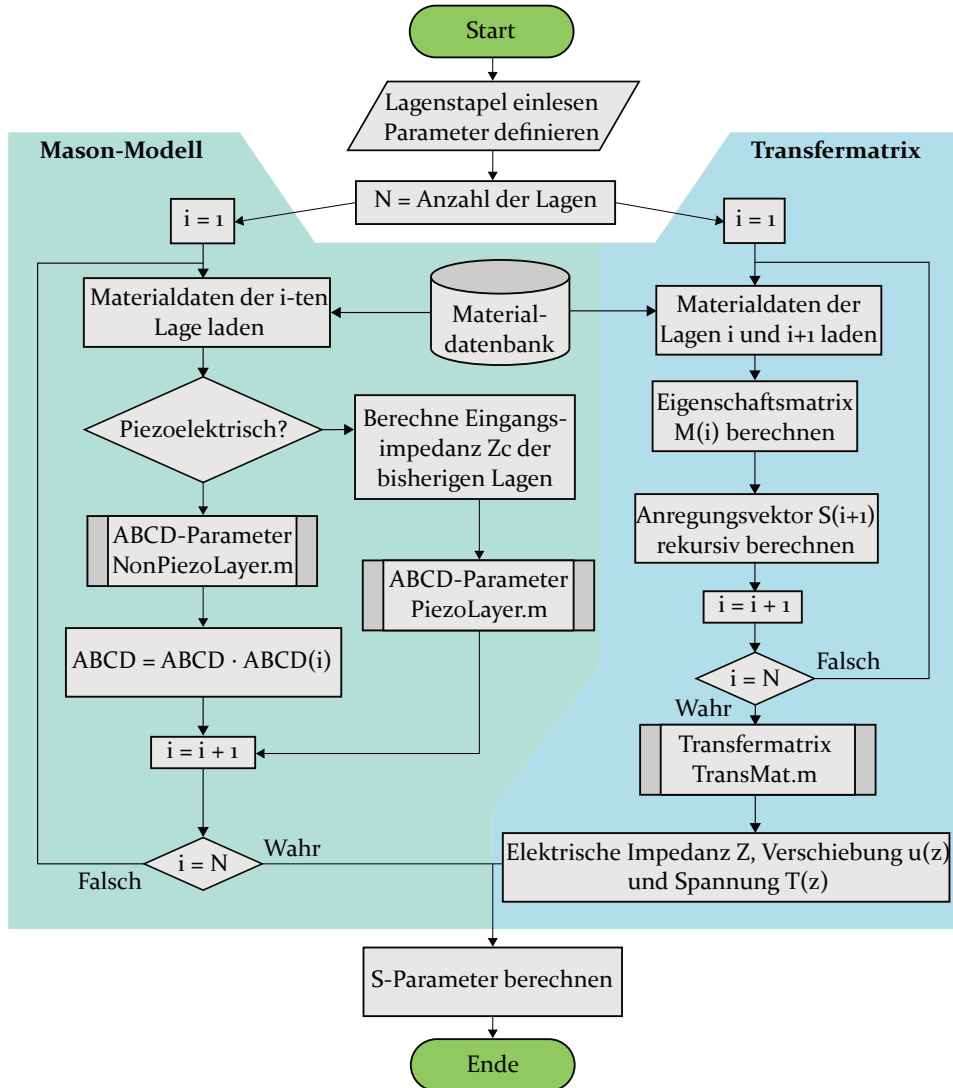


Abbildung 3.6: Grober Programmablaufplan für die Implementierung des Mason-Modells und der Transfermatrixmethode in Matlab für BAW-Resonatoren mit einer piezoelektrischen Lage.

Firma Keysight Technologies eingesetzt. Durch die von Comsol ebenfalls unterstützte Einbettung der FEM in Matlab-Skripte ist es zudem möglich, eine umfängliche Simulationsumgebung zusammen mit dem Mason-Modell und der Transfermatrixmethode in Matlab zur Verfügung zu stellen und durch entsprechende Programmskripte parametrisierte Untersuchungen und Optimierungen durchzuführen. Diese Toolbox stellt schließlich die Grundlage für die Auslegung und Optimierung von BAW-Komponenten in den nachfolgenden Kapiteln dar.

4 HF-BAW-Resonatoren mit $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$

Das Ziel des vierten Kapitels ist es, den in Kapitel 2 erarbeiteten Anforderungen für BAW-Resonatoren bei Nutzung von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ gerecht zu werden und die Resonatoren für die Auslegung von breitbandigen sowie hochgütigen Filtern nutzbar zu machen. Dazu werden zunächst die Kriterien für piezoelektrische Dünnschichten und deren Integration in BAW-Resonatoren erarbeitet. Daraufhin werden neben verschiedenen Lagenstapeln zur Verbesserung der $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Dünnschichteigenschaften auch das Resonatordesign unter Nutzung der in Kapitel 3 enthaltenen Modelle und der in Kapitel 2 erläuterten Optimierungsansätze von BAW-Resonatoren untersucht. Zuletzt werden die wichtigsten Materialparameter des optimierten Resonatordesigns extrahiert, um die Auslegung von n41- und n79-Filtern in Kapitel 5 sowie die Untersuchung für weiterführende Konzepte in Kapitel 6 zu ermöglichen.

4.1 Ternäres Phasensystem - Al-Sc-N

4.1.1 Elemente Sc, Al and N

Scandium (Sc) ist ein III-B Element und zählt zu den Übergangsmetallen. Es besitzt ein silber-metallisches Aussehen (siehe Abbildung 4.1 (a)), eine Massendichte von 2990 kg/m^3 sowie einen Schmelzpunkt von 1539°C . Somit ist es ein sehr leichtes und weiches Metall. Das Vorkommen von Sc auf der Erde wird mit einer relativen Häufigkeit von 22 mg/kg geschätzt und zählt damit zu den seltenen Erden. Es tritt meist in Form von Mischkristallen als Mineralien auf und gilt lediglich als Nebenprodukt von Erz-Minen in Russland, der Ukraine und China. Dementsprechend gering ist die momentane jährliche Förderung von wenigen Kilogramm [175]. Anwendung findet das Übergangsmetall aufgrund des geringen Gewichts meist als Bestandteil in AlSc-Legierungen für Sportausrüstung wie Baseballschläger und Fahrräder [175]. In dieser Arbeit wird Sc als hochreine AlSc-Legierung im Sputter-Target der Abscheidekammer eingesetzt. Im AlSc-Target liegen die Verbindungen entweder als AlSc oder Al_2Sc vor. Zu den gängigen Lieferanten von AlSc-Targets zählen Materion, Umicore, ACI Alloys Inc., JX Nippon Mining & Metals, Hexon Metal Technology und QS Advanced Materials Inc. Mit Aluminium als zweitem Grundelement der $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Schichten und als Legierungselement der AlSc-Targets handelt es sich um ein Element der Gruppe III-A. Ähnlich zu Scandium erscheint es silber-weiß glänzend (siehe Abbildung 4.1 (b)) und zählt mit einer Dichte von 2698 kg/m^3 ebenfalls zu den leichten Metallen. Der Schmelzpunkt liegt bei etwa 660°C [175].



Abbildung 4.1: Elemente (a) Scandium, (b) Aluminium [176].

Element	Wert	Einheit
Sc	18.53	At.-%
C	180	ppm
O	440	ppm
H	N.V.	ppm
N	< 5	ppm

Abbildung 4.2: Ergebnisse der Materialanalyse des AlSc-Targets mit 18.5 At.-% Sc-Gehalt.

Das in dieser Arbeit überwiegend verwendete AlSc-Target besitzt eine Reinheit von > 99.9 %, einen Sc-Gehalt von 18.53 At.-% und wurde durch ein Schmelzverfahren erstellt. Als alternatives Herstellungsverfahren von AlSc-Targets gilt die Sinterung. Der grundsätzliche Unterschied beider Verfahren wirkt sich vor allem durch die verschiedenen Konzentrationen an Sauerstoff- und Kohlenstoffverunreinigungen aus. Insbesondere Sauerstoff führt bei physikalischen Abscheideverfahren zu schlechtem Kristallwachstum und Delaminierungen der $Al_{1-x}Sc_xN$ -Schichten [177]. Eine Übersicht der Materialanalyse des verwendeten AlSc-Targets mit den wichtigsten Verunreinigungen zeigt Tabelle 4.2.

Die Entwicklung von hochreinen AlSc-Targets mit hohen Sc-Konzentrationen gestaltet sich meist schwierig, weshalb überwiegend nur AlSc-Targets mit einem Gehalt von max. 25 At.-% kommerziell erhältlich sind. Höhere Sc-Konzentrationen befinden sich noch in der Entwicklungsphase, zählen aber für viele Target-Hersteller bereits zu den Schwerpunkten aktueller Forschung. Als Alternative zur Herstellung von $Al_{1-x}Sc_xN$ Schichten mit Sc-Konzentrationen > 25 At.-% werden überwiegend Co-Sputtering Verfahren mit reinen Sc- und Al-Targets eingesetzt.

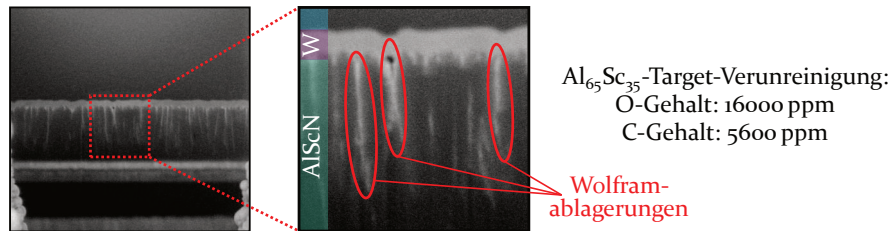


Abbildung 4.3: SEM-Aufnahmen der abgeschiedenen AlScN-Schicht mit dem stark verunreinigten 35 At.-% Sc AlSc-Target.

Mögliche Probleme, die mit einem experimentellen gesinterten 35.2 At.-% Sc AlSc-Target mit zu hohen Verunreinigungen auftreten können, zeigt das Abscheideergebnis in Abbildung 4.3. Die Konzentrationen der Sauerstoff- und Kohlenstoffverunreinigungen sind mit 16000 ppm für Sauerstoff und 5600 ppm für Kohlenstoff sehr hoch. Die Aufnahmen zeigen die poröse Morphologie der abgeschiedenen AlScN Schicht. Diese wird insbesondere durch die weitere Prozessierung mit einer Wolframabscheidung hervorgehoben, die sich auch in den Zwischenräumen der AlScN-Kristalle ablagert (siehe rote Markierungen in Abbildung 4.3). Eine weitere Untersuchung wurde an dieser Stelle erschwert und elektrischen Messungen an BAW-Resonatoren des SMR-Typs zeigen kein piezoelektrisches Verhalten. Es wird angenommen, dass die schlechte Kristall-Beschaffenheit überwiegend aus den hohen Verunreinigungen im AlSc-Target resultieren. Auch bei reinen AlN PVD-Abscheidungen ist die Kristallfehlbildung durch Verunreinigungen bekannt, wie beispielsweise die Untersuchung von Kniseley et al. in [178] zeigt. Ihre experimentellen Untersuchungen zeigen, dass erst bei genügend langer Vakuumkonditionierung zur Verringerung der Sauerstoff- und Wasserkonzentration in der Kammer ein sauberes Kristallwachstum möglich ist [178]. Da die Probleme mit dem 35 At.-% Sc AlSc-Target zu Beginn der Arbeit nicht gelöst werden konnten, wurde für die folgenden Untersuchungen das AlSc-Legierungstarget mit 18.53 At.-% Sc-Konzentration oder ein Co-Sputtering-Verfahren genutzt.

Zuletzt findet das farb- und geruchslose Gas N_2 in dieser Arbeit Verwendung zur Schaffung der AlScN-Schichten im physikalischen Abscheideverfahren. Im hochenergetischen Plasma der Abscheidungskammer werden die N-N Verbindungen gebrochen und die N-Atome auf der Oberfläche des Wafers angelagert, wo sie letztlich mit Al und Sc zu pseudobinären AlScN reagieren.

4.1.2 Binäre Phasen - AlN und ScN

Die gewünschte Abscheidung von AlScN in hexagonaler Kristallstruktur und dadurch die Schaffung einer piezoelektrischen Schicht hängt stark von der tatsächlichen Sc-Konzentration ab. Als Grenzfälle des Sc-Gehalts mit 0 At.-% Sc und 100 At.-% Sc müssen die beiden binären Phasen AlN und ScN sowie deren Kristallstruktur berücksichtigt werden. Denn trotz der zunehmenden Piezoelektrizität mit steigenden Sc-Konzentrationen kann ein Übergangsbereich zwischen hexagonaler Struktur und kubischer Struktur beobachtet werden. Dieser Übergang kann je nach Abscheideparameter bereits bei Sc-Konzentrationen ab 40 At.-% auftreten [27]. Im Folgenden wird kurz der fundamentale Unterschied zwischen den beiden binären Phasen AlN und ScN erläutert.

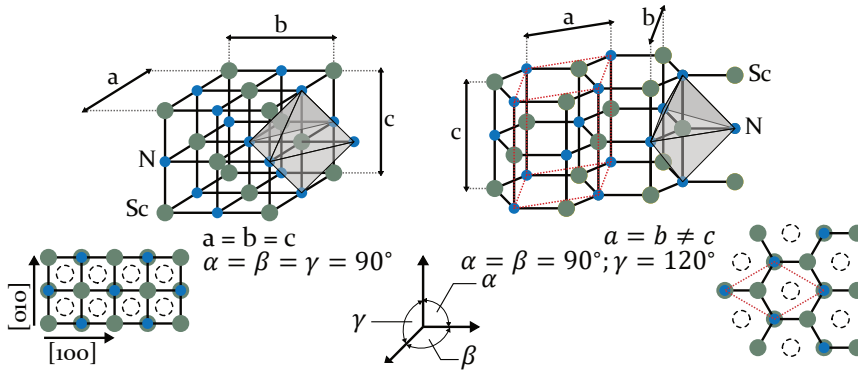


Abbildung 4.4: Vereinfachtes Kristallmodell von ScN in kubischer und metastabiler hexagonaler Struktur nach Höglund [31].

Scandiumnitrid (ScN)

Im Vergleich zu AlN, GaN und InN weckte ScN erst spät Interesse. Erst Anfang der 2000er beschäftigt man sich vermehrt mit der Nitridverbindung für Anwendungen in Licht emittierenden Halbleiter-Bauelementen. Die ersten Arbeiten waren überwiegend von theoretischer Natur und nur wenige Publikationen untersuchten experimentell dessen Halbleitereigenschaften in seiner kubischen Grundstruktur [179, 180]. Die zunächst einzige bekannte kubische Kochsalzstruktur ist auch in Abbildung 4.4 nach Höglund [31] dargestellt. Mit der Untersuchung von Takeuchi et al. [181] über die Stabilität alternativer Zustandsformen des Nitrids entstand die Vermutung der Existenz einer metastabilen hexagonalen Struktur von ScN [181]. Damit war es zunächst theoretisch möglich, ternäre Phasen wie die pseudobinäre Nitridphase AlScN ohne eventuelle Mischformen aus kubischer und hexagonaler Struktur zu schaffen. Der tatsächliche experimentelle Nachweis des pseudobinären Nitrids aus AlN und ScN wurde, wie bereits erwähnt, letztlich erst durch Akiyama et al. in 2009 erbracht [27]. Die metastabile Wurtzitstruktur von ScN ist ebenfalls in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt. Wegen der symmetrischen Kristallstruktur von ScN tritt für die kubische Form allerdings keine Piezoelektrizität auf. Es ist deshalb möglichst zu vermeiden, dass es zur Bildung einer kubischen Struktur beim Wachstum von AlScN kommt. Grundsätzlich steigt aber die Wahrscheinlichkeit der Bildung kubischer ScN-Kristalle mit zunehmender Sc-Konzentration im Abscheidungsprozess. Ein möglicher weiterer unerwünschter Effekt, der mit der kubischen Kristallform von ScN einhergeht, ist eine Neuorientierung des AlScN-Kristallwachstums durch einzelne kubische ScN-Kristalle. Diese führen zu Abweichungen in der gewünschten

Kristallstruktur und können die Eigenschaften von BAW-Resonatoren negativ beeinflussen (siehe auch Kapitel 4.2.2) [182].

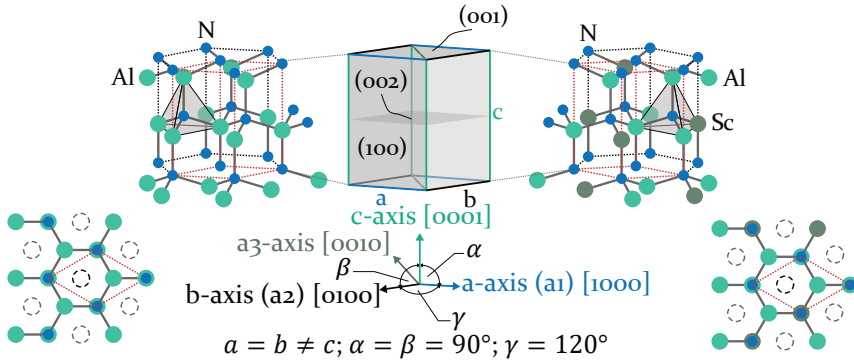


Abbildung 4-5: Vereinfachtes Kristallmodell von AlN und AlScN in hexagonaler Wurtzit-Kristallstruktur nach [31].

Aluminiumnitrid (AlN)

Auf der linken Seite von Abbildung 4.5 ist die typische Kristallstruktur von Aluminium-Nitrid zu sehen, die auch für AlScN in BAW-Resonatoren erzielt werden soll. Es handelt sich um eine hexagonale Wurtzit-Kristallstruktur, die durch ihre asymmetrische Anordnung piezoelektrische Eigenschaften aufweist. Dabei ist der in Richtung der c-Achse auftretende piezoelektrische Effekt am größten. Dementsprechend wird in den meisten BAW-Komponenten eine c-Achsen Orientierung senkrecht zur Elektrodenfläche bevorzugt. Als Maß dieser Orientierung finden üblicherweise sogenannte XRD Rocking Curves der (002)-Ebene Anwendung, deren Halbwertsbreite (FWHM) umso kleiner ist, je besser die c-Achsenorientierung ausfällt. Je nach Abscheidungsverfahren können dabei unterschiedliche Kristallqualitäten erreicht werden. Für physikalische Abscheidungsverfahren von AlN liegen die typischen Werte der FWHM zwischen 1° und 2° . Hochqualitative Schichten mit hervorragender c-Achsenorientierung werden hingegen meist mit epitaxialen Abscheidungsverfahren erreicht. Hier sind FWHM-Werte mit weniger als 0.05° möglich [183].

Generell besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der c-Achsenorientierung und der effektiven elektromechanischen Kopplung von BAW-Resonatoren. Je besser die c-Achsenorientierung, desto höher fällt die elektromechanische Kopplung aus. So bewegen sich die effektiven Kopplungswerte von BAW-Resonatoren mit polykristallinen Schichten typischerweise zwischen 6 % und 7 % und eignen sich damit vor allem für schmalbandige Filter mit relativen Bandbreiten $< 5\%$. Für breitbandigere AlN-BAW-Resonatoren werden

seit ein paar Jahren trotz der damit verbunden höheren Prozessierungskosten auch monokristalline AlN-Schichten für BAW-Filter genutzt. Neben einer besseren akustischen Güte der Schichten, die sie auch für den höheren Frequenzbereich von 3 bis 6 GHz interessant machen, erzielen monokristalline AlN-Schichten auch Werte mit mehr als 7 % effektiver elektromechanischer Kopplung [5–7]. Auch für die Abscheidung von AlScN in monokristalliner Struktur existieren bereits erste Arbeiten. Erwähnenswert sind die Arbeiten von Hardy et al. [184, 185] und Leon et al. [186]. Trotz der Vorteile solcher Strukturen gegenüber polykristallinen Materialschichten muss berücksichtigt werden, dass die Wachstumsbedingungen solcher Schichten sehr genau definiert sein müssen. Für das epitaxiale Aufwachsen sind meist genau definierte Schichtfolgen und -dicken nötig. Diese sind meist selbst an kostspielige, langsamere Abscheidemethoden gebunden und erschweren die Auslegung von BAW-Resonatoren des SMR-Typs. Letztlich zeigt AlN im Vergleich zu anderen III-V Nitriden sowohl in poly- oder monokristalliner Struktur eine hervorragende thermische, mechanische und chemische Stabilität. Die Schaffung des pseudobinären Nitrids AlScN in Wurtzit-Kristallstruktur mit verbesserter Piezoelektrizität, hoher c-Achsenorientierung aber gleichzeitig möglichst ähnlicher Prozessierbarkeit und Charakteristik zu AlN ist deshalb von großem Interesse.

4.1.3 Charakteristik von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$

In den Jahren nach dem experimentellen Nachweis des pseudobinären Nitrids AlScN durch Akiyama et al. in [28] wurde sich zunächst intensiv mit der Charakterisierung der Kristallstruktur und den genauen Materialeigenschaften beschäftigt. Erwähnenswert ist an dieser Stelle die atomare Modellierung durch *ab-initio*¹ Berechnungen von Caro et al. [187] und Zhang et al. [188], die auch Polynome für alle Komponenten der Materialmatrizen von AlScN zu Verfügung stellen. Ebenso gibt es Arbeiten, die anhand von entsprechenden Resonatoren versuchen, die Komponenten aus Messungen zu extrahieren oder zumindest für die in BAW-Resonatoren wichtigen Parameter zu bestimmen. Dabei wurde durch experimentelle Versuche nicht nur die Abhängigkeit des Materialverhaltens bei unterschiedlichen Konzentrationen, sondern auch der Einfluss der Abscheideparameter untersucht. Hier hat sich gezeigt, dass die Steifigkeit, die Kristallstruktur und der elektromechanische

¹ *ab-initio* Berechnungen sind rein theoretische Betrachtungen, die nur unter Nutzung von Naturkonstanten und ohne Messungen Aussagen über molekulare Strukturen treffen. Zur Analyse von Molekülstrukturen existieren bereits zahlreiche Softwarelösungen, die es unter Angabe der Kristallstruktur und der Atomzusammensetzung erlaubt die Eigenschaften der Moleküle auf Basis verschiedener *ab-initio* Modellansätze zu bestimmen.

Kopplungswert sich je nach Abscheidungsbedingungen, gewählter Messmethode und -parameter leicht voneinander unterscheiden können [189–194]. Trotz dieser Unterschiede werden in den folgenden Absätzen die Ergebnisse der verschiedenen Arbeiten mit teilweise unterschiedlichen Abscheideparametern und Schichtaufbauten zusammengefasst, um die grundlegenden Materialeigenschaften von AlScN mit steigender Sc-Konzentration zu erfassen. Diese sind für die Auslegung von BAW-Resonatoren nötig und helfen das Potenzial des Materials für die Integration in BAW-Resonatoren einzuschätzen.

Kristallstruktur

Für die Literaturergebnisse zur Kristallstruktur in Abbildung 4.6 mit der Berechnung der Gitterparameter liegen grundsätzlich ähnliche Resultate vor. Während die Gitterkonstante a mit steigender Konzentration zunimmt, verändert sich die c -Konstante nur langsam und nimmt erst ab Konzentration > 25 At.-% ab. Damit nähert sich das Verhältnis der Gitterkonstanten c/a mit steigender Sc Konzentration dem c/a -Verhältnis von reinem hexagonalen ScN mit $c/a = 1.21$. Nach Akiyama et al. ist das Verhältnis der Gitterparameter bei 43 At.-% etwa $c/a = 1.4$. Zudem treten bereits ab etwa 41 At.-% Sc kubische Kristallstrukturen in der AlScN-Schicht auf. Ab 46 At.-% Sc besteht das abgeschiedene AlScN fast nur noch aus kubischen Kristallen mit einem c/a -Verhältnis von etwa 1.32 [28].

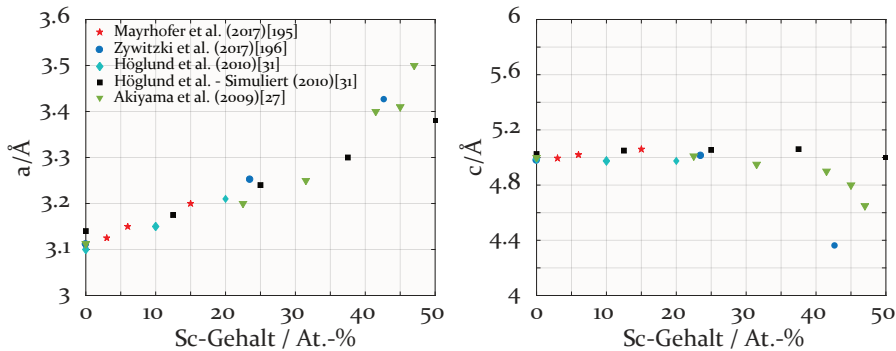


Abbildung 4.6: Literaturangaben zum Gitterparameter von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$

Dichte

Für die Modellierung elektroakustischer Resonatoren wird ebenfalls die Dichte des Piezokristalls benötigt. Da in der Literatur kaum Werte angegeben werden und diese oft widersprüchlich sind, wird in dieser Arbeit eine Abschätzung der Dichteänderung mit steigenden Sc-Konzentrationen anhand der

Kristallstruktur in Abbildung 4.5 getroffen. Mit den molaren Massen m_{mol} der Elemente Al, Sc und N wird zunächst die molare Masse von AlScN in g/mol in Abhängigkeit des Sc-Gehalts x näherungsweise durch

$$m_{mol,AlScN}(x_{Sc}) = m_{mol,Al}(1 - x_{Sc}) + m_{mol,Sc}x_{Sc} + m_{mol,N} \quad (4.1)$$

bestimmt. Für das Volumen einer Einheitszelle der Wurtzit-Kristallstruktur gilt in Abhängigkeit der Gitterparameter a und c

$$V_{Zelle} = \frac{3\sqrt{3}}{2}a^2c. \quad (4.2)$$

Damit lässt sich mit Hilfe der Avogadro-Konstante $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ Moleküle/mol und der Anzahl an Molekülen pro Einheitszelle $n=6$ die Dichte ρ über

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{n m_{mol,AlScN}}{V_{Zelle} N_A} \\ &= \frac{4}{\sqrt{3}N_A a^2 c} [m_{mol,Al}(1 - x_{Sc}) + m_{mol,Sc}x_{Sc} + m_{mol,N}] \end{aligned} \quad (4.3)$$

näherungsweise angeben. Daraus ergibt sich für reines AlN ($x_{Sc} = 0$, $a \approx 3.112 \text{ \AA}$, $c \approx 4.9798 \text{ \AA}$) eine Dichte von $\rho_{AlN} = 3.260 \text{ g/cm}^3$ und beispielsweise für AlScN mit 20 At.-% Sc ($x_{Sc} = 0.2$, $a \approx 3.231 \text{ \AA}$, $c \approx 4.94 \text{ \AA}$) eine Dichte von $\rho_{AlScN} = 3.315 \text{ g/cm}^3$. Dadurch zeigt sich, dass sich wegen der steigenden molaren Masse bei gleichzeitig steigendem molaren Volumen der Einheitszelle keine große Änderung mit zunehmender Sc-Konzentration ergibt. In dieser Arbeit wird weiterhin angenommen, dass sich die berechnete Dichte der Einheitszelle nur geringfügig von der Dünnschichtdicke unterscheidet. Die tatsächliche Dichte wird zwar auch durch die morphologische Struktur der abgeschiedenen Piezolage beeinflusst und sollte für poröse Strukturen kleiner ausfallen, kann aber letztlich für die hier zu erzielende und wünschenswerte dicht gepackte Kristallanordnung vernachlässigt werden.

Piezoelektrizitätssteigerung

Eine der bisher am meisten untersuchten Eigenschaften von AlScN-Schichten sind deren piezoelektrischen Eigenschaften. Da die tatsächlichen Materialeigenschaften einer dünnen piezoelektrischen Schicht nicht direkt mit den Eigenschaften eines unendlich ausgedehnten Mediums vergleichbar sind, handelt es sich bei den gemessenen Materialgrößen um einen Effektivwert. Dieser

Effektivwert hängt dabei mit den tatsächlichen Volumenkörpereigenschaften des piezoelektrischen Materials wie folgt zusammen [197]:

$$e_{31,f} = e_{31} - \frac{c_{13}^E}{c_{33}^E} e_{33} \rightarrow |e_{31,f}| > |e_{31}| \quad (4.4)$$

$$d_{33,f} = \frac{e_{33}}{c_{33}^E} \rightarrow |d_{33,f}| < |d_{33}|. \quad (4.5)$$

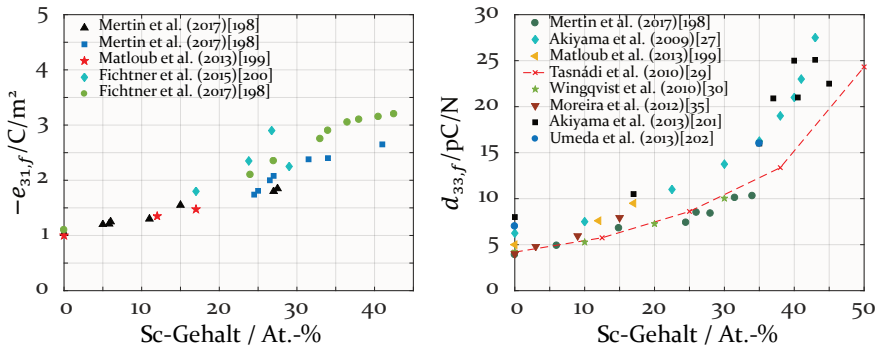


Abbildung 4.7: Literaturangaben der piezoelektrischen Eigenschaften von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$

Abbildung 4.7 zeigt eine Übersicht an Messungen der beiden Effektivwerte $e_{31,f}$ und $d_{33,f}$ ² aus der Literatur. Alle Ergebnisse zeigen trotz der teils unterschiedlichen Prozessierung ähnlich Werte und folgen dem berechneten Verlauf von Tasnadi et al. [29]. Für den in dieser Arbeit wichtigen Parameter $d_{33,f}$ zeigen die Ergebnisse einen bis zu vier Mal größeren Wert als bei herkömmlichen reinem AlN und machen damit das Potenzial von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ für piezoelektrische RF MEMS deutlich.

Steifigkeit

Ein für das Design von BAW-Resonatoren ebenfalls wichtiger Aspekt ist die Steifigkeitskomponente c_{33}^E und die dazugehörige Ausbreitungsgeschwindigkeit longitudinaler Wellen. Die gemessenen Werte verschiedener Autoren sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Auch hier ergibt sich wieder ein ähnliches Ergebnis aller vorhandenen Messungen. Die Steifigkeit von etwa 350 GPa für reines AlN fällt nahezu linear auf Werte um die 175 GPa bei etwa 43 At.-% Sc

² Neben der Spannungs-Ladungs-Form der piezoelektrischen Beziehungen in Gleichung (2.30) existiert eine weitere auch als Dehnungs-Ladungs-Form bekannte Schreibweise, die anstatt der Steifigkeits- und dehnungsbezogenen Piezokopplungsmatrix $\mathbf{c}^E$ und $\mathbf{e}$ durch eine Nachgiebigkeits- und spannungsbezogene Piezokopplungsmatrix $\mathbf{s}^E$ und $\mathbf{d}$ definiert ist.

ab. Daraus ergibt sich zusammen mit der jeweiligen Massendichte ein entsprechender Abfall der Longitudinalwellengeschwindigkeit von ca. 11000 m/s auf 8000 m/s. Wegen der nötigen Spiegeloptimierung sind auch die mechanischen Eigenschaften für Scherwellen von Bedeutung. Hier beträgt die Schergeschwindigkeit etwa 6000 m/s bei 0 At.-% Sc und schätzungsweise 4000 m/s bei 40 At.-% Sc.

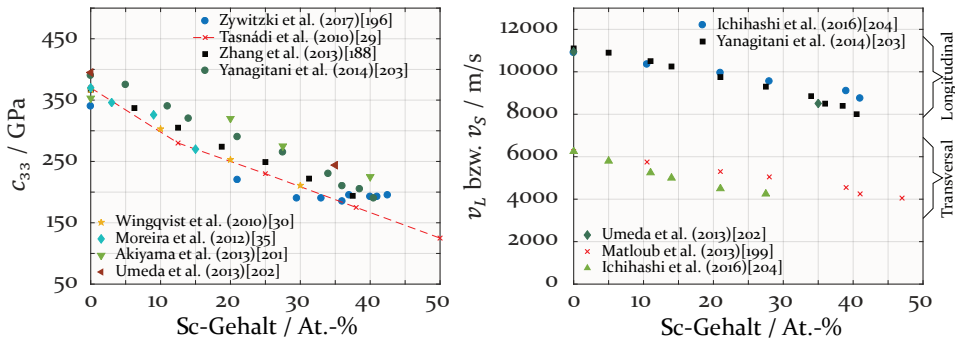


Abbildung 4.8: Literaturangaben zur Steifigkeit von $Al_{1-x}Sc_xN$

Dielektrizität

Die dielektrischen Eigenschaften von $Al_{1-x}Sc_xN$ wurden ebenfalls mehrfach in der Literatur untersucht. Gerade für die Verschaltung von BAW-Resonatoren zu HF-Filtern, spielt die relative Permittivität bei der Auslegung der Elektrodenfläche eine entscheidende Rolle. Je höher die Permittivität des Materials, desto größer fällt die charakteristische Kapazität C_0 des Resonators aus. Damit verkleinert sich die für einen Frequenzbereich benötigte Filterfläche zur 50Ω -Impedanzanpassung. Im Fall von $Al_{1-x}Sc_xN$ hat sich gezeigt, dass mit steigenden Sc-Konzentrationen auch die relative Permittivität zunimmt. Dieser Effekt erreicht dabei je nach Literaturangabe Maximalwerte von $\epsilon_r = 15 \dots 30$ bei 40 At.-% Sc. Die eigentlich erwünschte Miniaturisierung der Resonatoren kann sich jedoch auch nachteilig auf das Resonatordesign auswirken. So können beispielsweise die Überlappmethode zur Unterdrückung parasitärer Modi erschwert oder die Leistungsverträglichkeit gesenkt werden. Neben der Permittivität ϵ_r zeigt Abbildung 4.9 auch den dielektrischen Verlustfaktor $\tan \delta$. Tatsächlich stellt die Abhängigkeit der $Al_{1-x}Sc_xN$ -Materialgüte von der Sc-Konzentration einen der Schlüsselaspekte für die Anwendung in HF-Filter dar. Wegen der Komplexität der Verlusteffekte piezoelektrischer Materialien (mechanische Dämpfung, piezoelektrische Verluste und dielektrische Verluste) stellt es sich aber generell als schwierig heraus, die Beiträge der mechanischen, dielektrischen und piezoelektrischen Verluste isoliert

voneinander zu betrachten. Trotz der einfacheren Bestimmungsmöglichkeiten des dielektrischen Verlustfaktors muss dabei immer die Bezugsfrequenz der Messung berücksichtigt werden. Die referenzierten Messungen beziehen sich allerdings meist auf Frequenzen im Audibereich und sind damit leider nicht für den in BAW-Resonatoren üblichen GHz-Bereich repräsentativ [35, 205, 206].

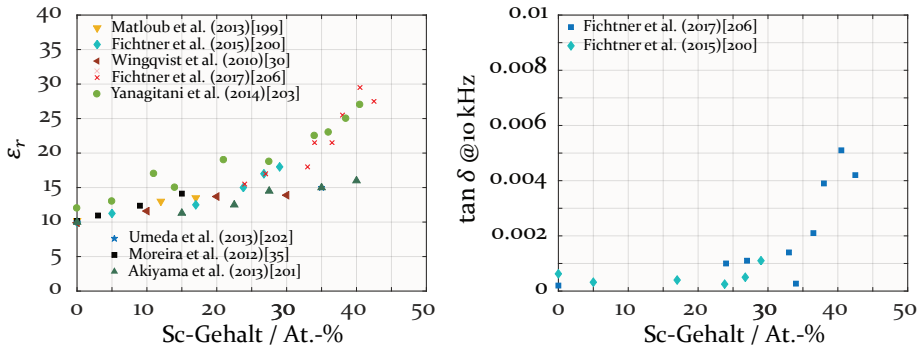


Abbildung 4.9: Literaturangaben zur Dielektrizität von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$

Pyroelektrizität und Ferroelektrizität

Neben der Steigerung der piezoelektrischen Eigenschaften zeigt $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ auch eine mit der Sc-Konzentration zunehmende Pyroelektrizität und Ferroelektrizität. Ersteres wurde durch Kurz et al. in [207] nachgewiesen. Für Sc-Konzentrationen von 0 bis 30 At.-% zeigen sie in 900 nm Dünnschichten im Temperaturbereich von 20 °C bis 80 °C einen Anstieg des pyroelektrischen Koeffizienten um ca. 85 %. Die ferroelektrischen Eigenschaften wurden erstmals von Fichtner et al. in [208] erfasst. In ihrer Arbeit zeigen sie die ferroelektrischen Eigenschaften in Abhängigkeit der Sc-Konzentration und bestimmen eine nahezu ideal quadratische Hysteresekurve der Polarisierung mit einer Curie-Temperatur von 600 °C.

4.2 $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Dünnschichten

4.2.1 Methoden und Merkmale des Kristallwachstums

Die Abscheidung von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Schichten für BAW-Komponenten erfolgt ähnlich der Prozessierung von AlN meist mit physikalischen Abscheidungsverfahren wie dem Sputtern. Ein grundlegendes Unterscheidungsmerkmal stellt neben dem Target-Bias-Betrieb (DC, HF, Pulsed-DC) das verwendete Target-System dar. Neben dem hier überwiegend verwendeten AlSc-Legierungstarget

existieren auch Co-Sputter-Methoden mit separatem Al- und Sc-Target und Al-Targets mit Sc-Inklusionen in Form von Pellets.

Sputterverfahren

Allen Sputterverfahren gleich ist das grundlegende Prinzip der Plasmabildung. Über einen Spannungsabfall vom Target zum Substrat kommt es zu einem entsprechenden Elektronenfluss in der Kammer. Das verwendete Prozessgas (hier: Argon), welches nach entsprechender Vakuumkonditionierung³ der Kammer zugeführt wird, geht durch die im elektrischen Feld beschleunigten Elektronen über Stoßionisation in positiv geladene Ar^+ -Ionen über. Die Ar^+ -Ionen werden wiederum hin zur Target-Kathode beschleunigt und schlagen auf atomarer Ebene aus diesem Material, welches sich auf dem Substratwafer anlagert. Eine weitere Form ist das reaktive Sputtern. Hier wird zusätzlich zum Prozessgas Ar eine weitere gasförmige Verbindung hinzugefügt. Diese wird allerdings durch die Stoßionisation zum reaktiven Teilchen und reagiert vor der Abscheidung mit dem Targetmaterial. Typische reaktive Prozessgase sind O_2 für die Oxidabscheidung oder wie in dieser Arbeit N_2 zur Bildung von Nitriden.

Für eine effiziente Material-Abscheidung ist vor allem der verwendete Bias-Betrieb des Targets bzw. des Substrats als auch die Verwendung eines Magnetrons wichtig. Beim reinem DC-Sputtern handelt es sich generell um eine kosteneffektive Methode zur Abscheidung von leitfähigen Metallagen wie Silber oder Gold. Für dielektrische, nichtleitende Materialien wie $Al_{1-x}Sc_xN$ eignet es sich allerdings nicht. Ein Teil des zerstäubten Materials kann sich während der Prozessierung auch wieder am Target ablagern und eine isolierende Schicht bilden. Mit der Zeit können sich die Ar^+ -Ionen an dieser isolierenden Schicht ansammeln und führen zu einem dem elektrischen Feld entgegenwirkenden Potentialabfall, bis der Sputterprozess letztlich zum Erliegen kommt. Zudem kann es durch den Ladungsaufbau zu plötzlichen Spannungsdurchbrüchen kommen. Diese zerstören die entstandene Isolationsschicht auf dem Target und führen zu Partikelschäden auf dem Substrat. Um diese isolierenden Ladungsbildung zu verhindern, ist beispielsweise ein HF-Bias mit der standardisierten Frequenz von 13.56 MHz statt des DC-Bias üblich. Während des positiven Spannungsverlaufs wird die positive Ladungsanlagerung entfernt und während des negativen Zyklus werden Teilchen herausgeschlagen. Eine weitere Möglichkeit zur Vermeidung der Anlagerungen beim DC-Sputtern ist

³ Die Vakuumkonditionierung sorgt dafür, dass unerwünschte Restgase wie O_2 , H_2O , H_2 , etc. entfernt werden. Der Basisdruck der Hochvakuumpumpe beträgt dabei oft nur wenige $\mu Torr$.

die gezielte Spannungsumpolung am Target durch einen Pulsbetrieb. Durch die kurzfristige positive Target-Spannung kommt es durch die Elektronen zur Neutralisierung der Ar^+ -Ionenanlagerung am Target. Die Umpolung erfolgt dabei meist mit einer Frequenz von 10 kHz bis 350 kHz und einer Impulsdauer von 50 % bis 90 % der Periodendauer.

Tabelle 4.1: Übersicht publizierter Kombinationen aus Abscheideverfahren und Target-Typen für $Al_{1-x}Sc_xN$ -Dünnschichten.

Abscheidungsverfahren	Target-Typ	Referenz
Reaktives HF Co-Sputtering	Dual Target	[27, 28, 37, 38, 202]
Reaktives DC Co-Sputtering	Dual Target	[30, 31, 34, 209, 210]
Reaktives Puls-DC Sputtering	Dual Target	[206, 211]
Reaktives Puls-DC Sputtering	Single AlSc-Legierungstarget	[33, 199, 212]
Reaktives HF Sputtering	Single AlSc-Legierungstarget	[189, 202]
Reaktives DC Sputtering	Single Al-Target mit Sc-Pellets	[213]
Reaktives HF Sputtering	Single Al-Target mit Sc-Pellets	[214]

Beim Magnetron handelt es sich um ein Magnetensystem zur Erzeugung eines magnetischen Feldes, welches dem elektrischen Feld überlagert wird. Dieses wird genutzt, um die Elektronen auf spiralförmigen Bahnen entlang der Magnetfeldlinien zu bewegen. Durch das konzentrierte Magnetfeld über dem Target entsteht dort eine allgemein erhöhte Plasmadichte, die letztlich zu einer höheren Ionisation- und daraus folgend einer höheren Abscheiderate führt. Wegen der maßgeblichen Beeinflussung der Magnetroneneinstellungen (Anzahl der Pole, Positionierung, Bewegungsmuster, etc.) auf die Abscheidequalität, unterscheiden sich die Hersteller meist in der Auslegung bzw. den möglichen Betriebsmodi dieses Magnetrons.

Für die Abscheidung der $Al_{1-x}Sc_xN$ -Schichten sind sowohl HF-, DC- als auch Pulsed DC-Verfahren publiziert. Wegen der größeren Flexibilität werden in der Forschung aber vor allem Co-Sputtering Methoden bevorzugt. Eine Übersicht verschiedener Publikationen zeigt Tabelle 4.1. Für die Dünnschichten in dieser Arbeit wird reaktives gepulstes DC-Sputtern mit HF-Biasing des Substrates verwendet. Das Anlegen eines HF-Bias mit 13,56 MHz am Substrat erlaubt weitere Kontrollmöglichkeiten der Mikrostrukturierung und der Schichteigenschaften. Zum einen entsteht eine Art Rücksputtereffekt aus der bereits abgeschiedenen Schicht und zum anderen ist es damit möglich, die Teilchenbewegung an der Substratoberfläche besser zu kontrollieren und das Kristallwachstum zu beeinflussen. Ein unerwünschter Nebeneffekt solcher

Verfahren ist oft die Ausbildung von Verspannungen in der abgeschiedenen Schicht. Eine Übersicht des verwendeten Sputtersystems zeigt der nachfolgende Abschnitt.

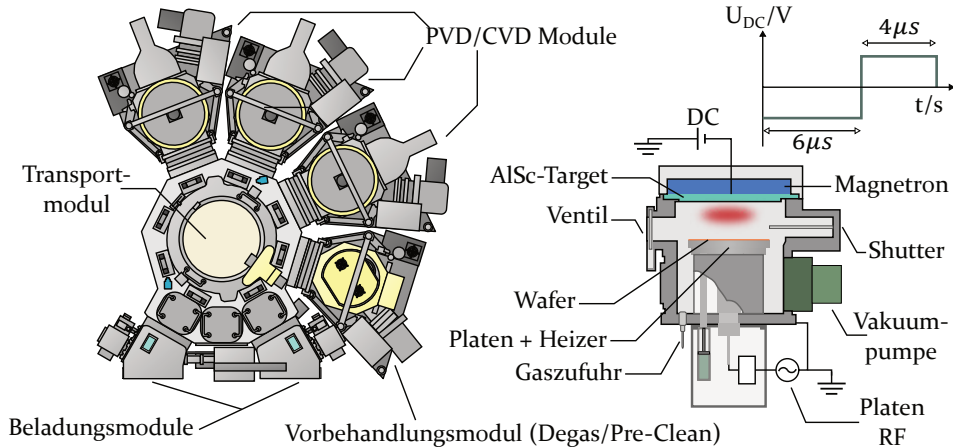


Abbildung 4.10: Detaillierter Aufbau der verwendeten SPTS Sigma fxP Sputteranlage und dessen Sputterkammer mit Pulsverlauf der DC Target Leistung.

Verwendetes PVD-System⁴

Bei der verwendeten Abscheidungsanlage handelt es sich um ein Sigma fxP PVD-System, welches von SPTS speziell für die Abscheidung von AlN entwickelt wurde. Das in dieser Arbeit vorliegende Sigma-System besitzt ein Vorbehandlungsmodul zur Prozessierung und Konditionierung des Substrats und ein PVD-Abscheidemodul. Weitere Module sind die Beladungsschleusen (je eine Kassette mit max. 25 Wafern) sowie das Transportmodul. Eine schematische Darstellung der Anlage sowie eine der PVD-Kammern zeigt die Abbildung 4.10. Das verwendete SPTS-PVD-Modul besteht wiederum aus einem Magnetron, dem AlSc-Legierungstarget, der Waferhalterung mit Heizern (Platen), einer Hochvakuumpumpe, Shutter für die Abscheidekonditionierung sowie dem Gasanschluss für die Prozessgase N_2 und Ar. Für die Spannungsversorgung des Targets wird eine gepulste DC-Spannung mit einer Frequenz von 100 kHz und einer Leistung von P_{DC} verwendet. Die Dauer der

⁴ Alle in dieser Arbeit verwendeten AlScN-Dünnschichten wurden durch Infineon-Prozessingenieure oder Werkstudenten abgeschieden. Ebenso beruhen die entwickelten und in dieser Arbeit für die Anwendung in BAW-Resonatoren untersuchten Abscheideparameter auf Erfahrungswerten der Prozessingenieure, archivierten Infineonprozessen und den Abscheidungsuntersuchungen der Master-Arbeiten von Nathalie Silva Pulcini [215] und Sophie Hartig [216] sowie der Bachelor-Arbeit von Tobias Schuierer [217].

negativen Spannung beträgt dabei $6\ \mu s$ und wird anschließend durch eine Umpolung auf positive Spannungen für $4\ \mu s$ zur Ladungsentfernung ersetzt. Über eine HF-Spannungsversorgung (Platen HF) mit 13,56 MHz wird an das Substrat ein Bias gelegt und über die Leistung $P_{HF,Platen}$ eingestellt.

Entsprechend der anlagenspezifischen Einstellungsmöglichkeiten ergeben sich somit die folgenden möglichen Prozessparameter zur Beeinflussung des Kristallwachstums:

1. Target-Leistung P_{DC} in kW
2. Puls-Frequenz $f_{DC,Puls}$ in kHz
3. Argon und Stickstoff Volumenstrom $\dot{V}$ in sccm
4. Platen-HF-Leistung $P_{HF,Platen}$ in W
5. Magnetron Drehgeschwindigkeit $v_{Magnetron}$ in Umdrehungen/min
6. Platen-Temperatur in $^{\circ}C$
7. Basisdruck der Kammer in Torr

Insgesamt ist die Bestimmung der optimalen Prozessparameter wegen der hohen Anzahl an möglichen Parameterkombinationen schwierig. Das macht sich vor allem bei neueren Materialien wie AlScN bemerkbar, zu denen bisher nur wenige Publikationen für Abscheidemechanismen bzw. Prozessoptimierungen existieren. Zudem unterscheidet sich gerade bei AlScN das Wachstumsverhalten mit zunehmender Sc-Konzentration von reinem AlN und erschwert damit die Prozessfindung. Generell wird in dieser Arbeit versucht, die kinetischen Randbedingungen des Kristallwachstums eher durch Änderungen des Substrats bzw. Lagenstapels als durch die Variation der Abscheideparameter vorzugeben. Die Untersuchung der Kinetik durch Einflüsse von Substrattemperatur, HF-Platenleistung, Prozesszeit, Gasfluss/-verhältnis und Kammerdruck auf die Kristallqualität wurden hingegen in den Bachelor- und Master-Arbeiten von N. S. Pulcini, T. Schuierer und S. Hartig erarbeitet [215–217]. Das Verständnis der grundlegenden kinetischen Verhältnisse, wie sie im nächsten Abschnitt kurz besprochen werden, helfen allerdings die in dieser Arbeit möglichen Prozessparameter und deren Einfluss auf das Kristallwachstum besser zu verstehen.

Wichtige Aspekte des $Al_{1-x}Sc_xN$ -Kristallwachstums

Wenn man über das Wachstum piezoelektrischer Kristalle für BAW-Resonatoren spricht, muss man immer unterscheiden zwischen dem Idealfall einer

dreidimensionalen periodischen anisotropen Kristallstruktur und dem Fall der realen Kristallstruktur, wie er typischerweise in der BAW-Technologie auftritt. Bei realen Kristallstrukturen treten neben einer insgesamt periodischen Struktur zusätzlich Kristalldefekte, Grenzschichten und Oberflächenstrukturen auf. Diese können sowohl die intrinsischen Materialverluste als auch die effektiven Materialdaten beeinflussen. Dementsprechend erfolgt beim Wachstum von Kristallstrukturen, die Unterscheidung zwischen monokristallinen, polykristallinen und amorphen Strukturen. Da aber die amorphe Struktur keine effektive Piezoelektrizität zeigt, findet man für BAW-Resonatoren letztlich nur monokristalline und polykristalline Strukturen als piezoelektrisches Material. Bisher dominiert wegen der einfacheren und kostengünstigeren Prozessierung überwiegend die Verwendung polykristalliner Strukturen. Trotz des hohen Kosten-Nutzen-Verhältnisses der monokristallinen Strukturierung, steht diese aber wieder zur Diskussion. Das hängt vor allem mit der erfolgreichen Gründung des Start-ups Akoustis Technologies, Inc. in 2014 und deren in den letzten Jahren mehrfach veröffentlichten „Single Crystal“-Technologie mit höherer Güte und effektiver elektromechanischer Kopplung als polykristallines AlN zusammen [5–8, 218, 219]. Dieses eignet sich vor allem für hohe Frequenzen, wie dem n79-Frequenzband und den 5 GHz-Wi-Fi-Frequenzen als auch für breitbandige Filter. Anders als monokristalline Dünnschichten bieten polykristalline Strukturen allerdings eine bessere Prozesskontrolle und höhere Abscheideraten. Beim Wachstum polykristalliner AlScN-Schichten durch PVD-Sputtern handelt es sich um eine Reaktion bzw. ein Verfahren im thermodynamischen Ungleichgewicht. Während in Gleichgewichtsprozessen, wie sie in chemischen Abscheideverfahren stattfinden, sämtliche Reaktion und Verfahren nahezu ausschließlich durch den Druck und die Temperatur bestimmt sind, kommt die Energie beim Sputterprozess aus den im elektrischen Feld beschleunigten Elektronen. Sputtern ist also überwiegend durch kinetische Prozesse bestimmt. Dadurch ist es möglich, die Abscheidung auch bei Raumtemperatur durchzuführen. Im reaktiven Sputterprozess von AlN bzw. AlScN reagieren die Stickstoffatome mit Al und Sc erst wenn sich diese an einer Oberfläche angelagert haben, weshalb es auch zu den unerwünschten Reaktionen am Target und den Kammerwänden kommen kann⁵.

Auch wenn die im Plasma erzeugten Ar^+ -Ionen, deren Beschleunigung zum Target, die Zerstäubung des Targetmaterials und dessen Abscheidung auf dem

⁵ Die substratgebundene Reaktion der Stickstoffatome entsteht aus demselben Prinzip, weshalb Ionen nicht wieder in der Gasphase neutralisiert werden können. Im niedrigen Vakuumdruck ist es sehr unwahrscheinlich die bei der Neutralisation oder Reaktion entstehende Wärme bei der Kollision in einem Zwei-Körper System zu erhalten und damit der Energie und Impulserhaltung gerecht zu werden.

Substrat auch bei niedrigen Temperaturen stattfinden können, bedeutet das nicht, dass die abgeschiedene Schicht von hoher Qualität ist. Denn die Qualität der Kristallschicht hängt trotzdem von den druck- und temperaturabhängigen kinetischen Teilchenbewegungen ab. Sie beeinflussen die Kristallkorngrößen, deren Größenverteilung und die Kristallkornorientierungen. Auch Grenzschichten spielen beim Kristallwachstum eine wichtige Rolle. Dazu zählen neben der Substrat-Film-Grenzschicht und der freien Filmoberfläche auch die Korngrenzflächen zwischen einzelnen Kristallen [220]. All diese Faktoren können durch Energiezustände charakterisiert werden, deren Minimierung die Art und Weise der strukturellen Entwicklung kristalliner Schichten im Sputterprozess bestimmen. Der Übergang vom Energiezustand eines am Substrat adsorbierten Al oder Sc Atoms (Adatom) in einen Niedrigeren hängt von der nötigen Aktivierungsenergie und damit von der Kinetik ab. Je nach Beweglichkeit und energetischem Zustand der Teilchen kommt es zur Bildung einer amorphen AlScN-Phase, einer AlScN-Phase in Wurtzit-Struktur, einer AlScN-Phase mit kubischer Struktur, einer AlScN-Mischformen aus Wurtzit- und Kochsalzstruktur oder bei sehr hohen Temperaturen zu einer Phasentrennung in Wurtzit-AlN und kubischem ScN. Ausführlich mit der Phasenstabilität des ternären Systems Al-Sc-N haben sich Höglund [31], Žukauskaitė [221] und Tholander [222] der Linköping Universität beschäftigt.

Die Wachstumsentwicklung ist also letztlich durch kinetische Adsorptions- und Diffusionsprozesse bestimmt, wobei generell zwischen der Nukleationsphase, der Koaleszenz und letztlich dem eigentlichen Schichtwachstum unterschieden wird. Die entsprechenden in den genannten Wachstumsphasen vorherrschenden kinetischen Prozesse sowie deren wichtigsten Einflussgrößen sind die Oberflächendiffusion, die Korngrenzdiffusion, die Volumendiffusion und die Rekristallisation. Sie sind überwiegend durch die Substratoberfläche, dem -bias und der -temperatur bestimmt. Bei niedrigeren Temperaturen tritt zuerst die Oberflächendiffusion auf, dann folgt die Korngrenzdiffusion, die Volumendiffusion und bei sehr hohen Temperaturen die Rekristallisation [223, 224]. Für viele Materialien stehen die benötigten Aktivierungsenergien der Diffusionsprozesse eng mit der Schmelztemperatur des Materials zusammen und sogenannte Wachstums-Zonen-Modelle können definiert werden. Bekannte Autoren solcher Modelle, welche u. a. auch weitere Abscheideparameter wie Druck und Verunreinigungen miteinbeziehen sind Movchand und Demschischin, Thonton, Messier, Grovenor, Barnal und Adamik sowie Anders [220, 225]. Diese Modelle basieren zwar auf verschiedenen Annahmen und beziehen sich meist auf ausgewählte Materialgruppen, zeigen aber dennoch einen gewissen universalen Charakter und werden wie in dieser Arbeit oft als Orientierung für die Wahl der Abscheideparameter herangezogen.

Eines der aktuellsten Modelle ist das von Anders et al., welches zusätzlich zum Ansatz von Movchand und Demischin auch noch die kinetische Ionenenergie beim Sputterprozess mit einbezieht [226]. Die entsprechenden Strukturzonen der Dünnschichtmorphologie sind in Abbildung 4.11 illustriert. Für polykristalline AlN und AlScN-Dünnschichten in BAW-Resonatoren ist generell eine kolumnare Struktur mit möglichst geringen Schichtverspannungen wünschenswert. Dementsprechend wird für elektroakustische Komponenten meist eine Morphologie mit Eigenschaften zwischen Zone 1 und Zone 2 angestrebt. Die T-Zone zeichnet sich durch eine dichtgepackte fasrige Körnung aus, während die Zone 2 bereits durch deutliche kolumnare Körnungsstrukturen mit kompressivem Charakter und Zone 1 durch eine poröse, tensile Struktur charakterisiert sind.

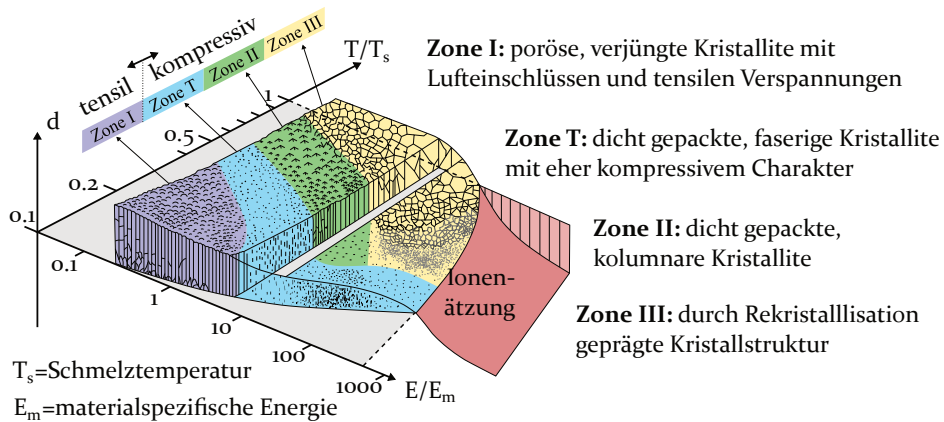


Abbildung 4.11: Erweitertes Struktur-Zonen-Modell nach Anders et al. zur Einordnung der Kristallmorphologie in Abhängigkeit der Temperatur und kinetischen Ionenenergie bei Sputterabscheidungen [226].

Insgesamt gestaltet sich der Wachstumsprozess dünner Kristallschichten sehr komplex und bietet zahlreiche Variationsmöglichkeiten. Gerade bei noch relativ unbekannten Materialien ist es deshalb wichtig, dessen Wachstumseigenschaften vor der eigentlichen Integration in Bauteile durch erste vereinfachte Versuche zu erfassen. In den nachfolgenden Abschnitten werden dementsprechend die Ergebnisse erster Abscheide-Versuche auf Si-Substrat untersucht und die daraus folgenden Erkenntnisse bezüglich der Anwendbarkeit sowie nötiger Optimierungen für BAW-Resonatoren diskutiert.

4.2.2 Abscheidungsergebnisse auf Si-Substrat

Zur Einordnung der benötigten Prozessparameter wurden AlScN-Dünnschichten mit dem 18.53 At.-% Sc AlSc-Target bei verschiedenen HF-Platenleistungen und Temperaturen zwischen 0 W und 250 W bzw. 250 °C und 450 °C mit dem 18.53 %-Target auf Si-Substrat abgeschieden. Die DC Target-Leistung wurde auf 10 kW und die Pulsfrequenz auf 10 kHz gesetzt. Das Verhältnis von Ar/N₂ ist in allen Versuchen 1/5, wobei der Volumenstrom von Ar 10 sccm und der von N₂ folglich 50 sccm beträgt. Der Kammerdruck bewegt sich während der Abscheidung zwischen 2 mTorr und 3 mTorr. Die Abscheideparameter sind damit insgesamt ähnlich zu denen von reinem AlN.

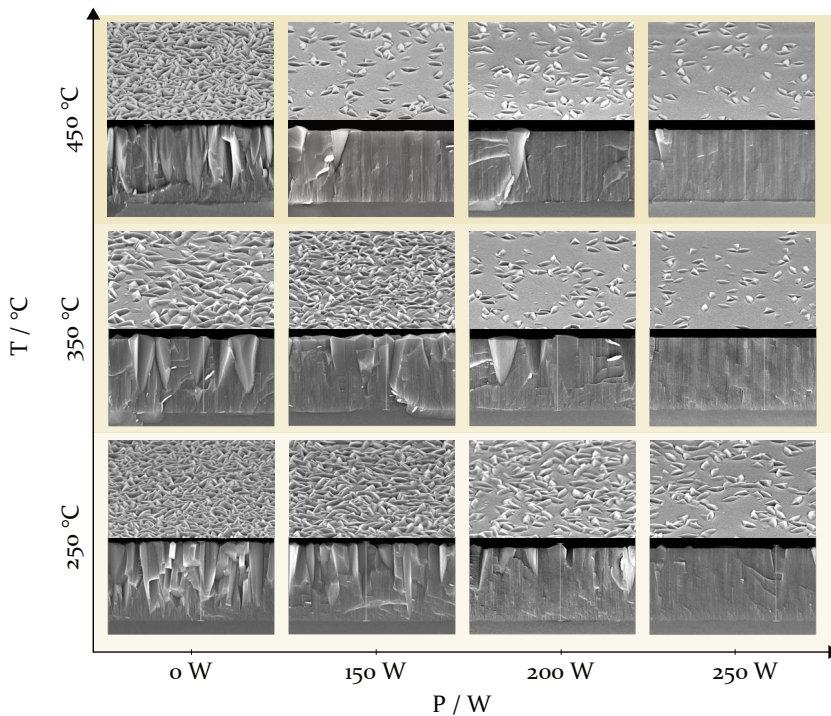


Abbildung 4.12: SEM Aufnahmen der Al_{0,8}Sc_{0,2}N-Dünnschichten auf Si-Substrat im Wafer-Zentrum für verschiedene Abscheidungstemperaturen T und HF-Leistungen P .

Die SEM-Aufnahmen der abgeschiedenen AlScN-Dünnschichten sind in Abbildung 4.12 für das Wafer-Zentrum und in Abbildung 4.13 für den Wafer-Rand gegeben. Die SEM-Aufnahmen zeigen sowohl die Oberfläche als auch den Querschnitt der abgeschiedenen Dünnschichten. Vor allem im Wafer-Zentrum wird bei niedrigen Temperaturen und HF-Leistungen die Bildung von unerwünschten AlScN-Kristalliten deutlich, wobei die Verteilung vermutlich

überwiegend durch die Plasmaverteilung und der Magnetron-Anordnung bestimmt ist. Erst bei höheren Temperaturen und HF-Leistungen ist eine Abnahme der Kristallite und der Übergang von einer porösen Kristallstruktur hin zu einer dicht gepackten faserigen Struktur der Dünnschichten zu erkennen. Letztlich zeigen die Ergebnisse auch, dass die HF-Leistung einen größeren Einfluss als die Substrat-Temperatur auf die Auftretswahrscheinlichkeit der unerwünschten Kristallite besitzt. Damit entsprechen die Ergebnisse dem Modell nach Anders. Ebenfalls dem Modell nach Anders folgend zeigt sich die zunehmende kompressive Verspannung in der Dünnschicht. Abbildung 4.14 zeigt die durchschnittliche Waferverspannung für die jeweilige Abscheidungstemperatur bzw. HF-Leistung. Demzufolge nimmt zwar die Auftretswahrscheinlichkeit der unerwünschten Kristallite bei hohen Temperaturen und hohen HF-Leistungen ab, allerdings steigen die kompressiven Verspannungen und damit das Risiko von Delaminierungseffekten oder der Rissbildung der Dünnschicht [215].

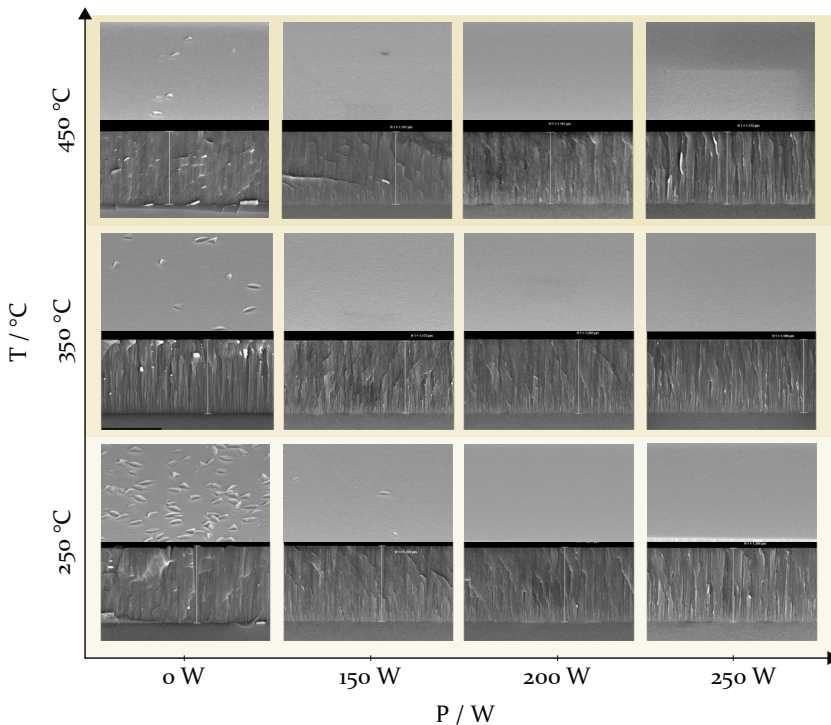


Abbildung 4.13: SEM Aufnahmen der $Al_{0.8}Sc_{0.2}N$ -Dünnschichten auf Si-Substrat am Wafer-Rand für verschiedene Abscheidungstemperaturen T und HF-Leistungen P des Platen.

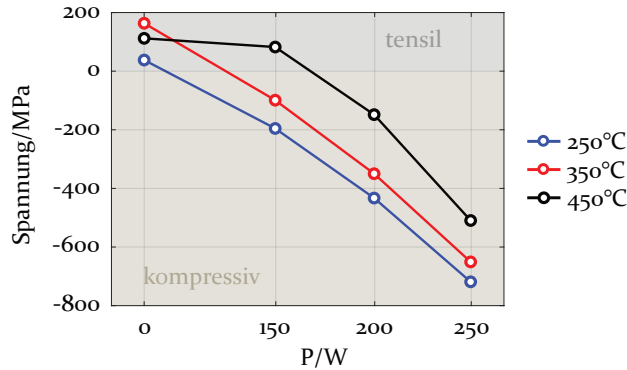


Abbildung 4.14: Durchschnittlicher Wafer-Stress der $Al_{0.8}Sc_{0.2}N$ -Dünnschichten auf Si-Substrat für verschiedene Abscheidungstemperaturen T und HF-Leistungen P des Platen.

$Al_{1-x}Sc_xN$ -Kristallitbildung

Im Folgenden werden die abweichenden Kristallite genauer untersucht. Allgemein sind diese Kristallite bereits aus der Literatur bekannt und stellen eine unerwünschte Wachstumscharakteristik von $AlScN$ -Dünnschichten dar. Eine erste Annahme war, dass es sich auch um eine kubische Kristallstruktur handeln könnte, wie sie im ternären $Al-Sc-N$ -System auftreten kann [196]. In der Literatur und auch in dieser Arbeit hat sich aber gezeigt, dass es sich um eine Fehlorientierung der ursprünglich zur Substratoberfläche senkrecht stehenden c -Achsenorientierung der Wurtzit-Struktur handeln muss [200, 206, 211] (s.a. Kapitel 4.2.3). Diese Fehlorientierung und damit die Abweichung von der c -Achsenorientierung der $AlScN$ -Kristalle lässt bereits vermuten, dass es zu einer Abnahme der effektiven elektromechanischen Kopplung in der Dünnschicht kommt, wie es im nachfolgenden Kapitel auch bestätigt wird. Dementsprechend ist die Unterdrückung solcher Kristallite nötig. Zudem wird vermutet, dass auch die Materialgüte mit deren Auftreten leidet [227]. Zusätzlich führt die erhöhte Oberflächenrauigkeit zu einer erschwerten Weiterprozessierung und kann zu einer Erhöhung der elektrischen Verluste in den Elektroden führen. Abbildung 4.15 zeigt detaillierte Aufnahmen der unerwünschten $AlScN$ -Kristallite. Die SEM-Oberflächenaufnahmen zeigen, dass die Kristallite meist pyramidal mit drei Seitenflächen aus der allgemein glatten Oberflächenstruktur heraustreten. Des Weiteren fällt auf, dass nahezu alle der an der Oberfläche sichtbaren Kristallite dieselbe Größe mit ähnlichen Längen zu Breitenverhältnissen besitzen. Dementsprechend liegt die Vermutung nahe, dass die Bildung dieser Kristallite zum selben Zeitpunkt des Schichtwachstums auftritt. Unterstützt wird die Annahme durch die SEM-Schnittbilder in Abbildung 4.15. Hier wird die konische Kristallform sichtbar,

die je nach Längen zu Breitenverhältnis und Lage relativ zur Querschnittskante unterschiedlich stark hervortritt. Bei Verlängerung der Kristallkanten und unter Berücksichtigung der ähnlichen, an der Oberfläche hervortretenden Kristallgrößen, ergibt sich ein extrapolierter Startpunkt des Kristallitwachstums an der Grenzfläche zwischen Substrat und AlScN.

Über die Ursache der Fehlorientierung gibt es bisher nur wenig Veröffentlichungen. Erwähnenswert ist aber an dieser Stelle die Arbeit von Sandu et al. [182]. Sie zeigen theoretisch die Möglichkeit einer lokalen Bildung einzelner kubischer ScN Kristalle als Auslöser der Fehlorientierung. Sie vermuten, dass einzelne Kristalldefekte im Wachstum die Bildung der kubischen ScN Kristalle energetisch bevorzugt und anschließend als Ausgangspunkt das weitere Wachstum hexagonaler AlScN-Kristalle in einer von der c-Achsenorientierung abweichenden Orientierung bedingt [182].

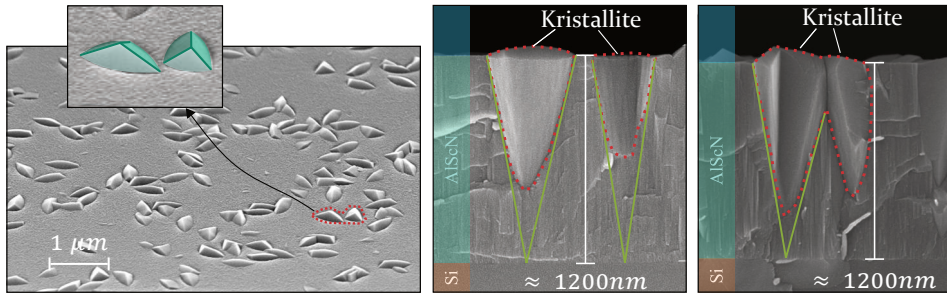


Abbildung 4.15: Oberflächen- und Querschnittsaufnahmen der unerwünschten falsch orientierten Kristallite in AlScN-Dünnschichten auf Si-Substrat.

Insgesamt zeigen die ersten Abscheidungsergebnisse, dass eine genauere Charakterisierung des Wachstumsverhaltens bei unterschiedlichen Grenzschichtbedingungen untersucht werden muss. Im folgenden Abschnitt werden dementsprechend genauere kristallografische Untersuchungen der Kristallite im Zusammenspiel mit verschiedenen Grenzschichtbedingungen analysiert.

4.2.3 Kristallographische Charakterisierung der Kristallite

Im Folgenden werden die Ergebnisse verschiedener kristallographischer Analyseverfahren, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, zusammengefasst. Neben einer Röntgenfeinstrukturanalyse mit $2\theta/\theta$ -Scans und Rocking Curves (RC) wurden auch Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)-Aufnahmen durchgeführt. Alle untersuchten AlScN-Dünnschichten wurden wieder mit dem 18,53 At.-% Sc AlSc-Target abgeschieden.

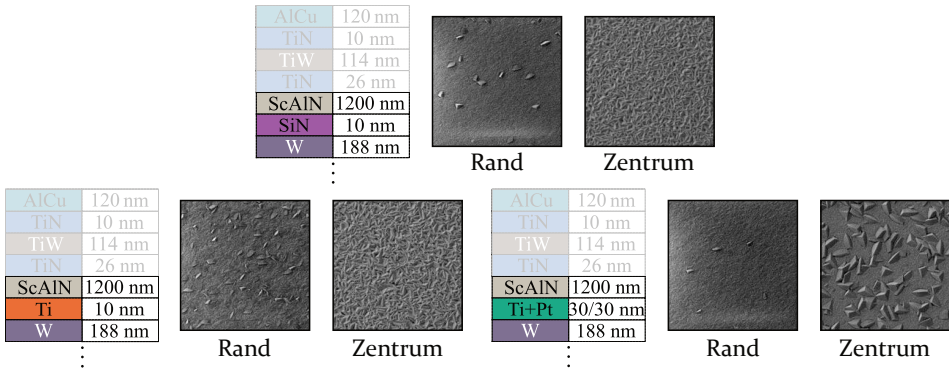


Abbildung 4.16: Ausschnitt des Schichtaufbaus und SEM-Oberflächenaufnahmen der untersuchten AlScN-Dünnschichten auf SiN, Ti oder Ti/Pt.

Röntgenfeinstrukturanalyse

Abbildung 4.16 zeigt SEM-Oberflächenaufnahmen der drei untersuchten Proben mit unterschiedlichen Substratbedingungen. Insgesamt wurden dabei drei verschiedene BAW-SMR-Lagenstapel, die sich lediglich in unterschiedlichen dünnen Keimschichten auf der Bodenelektrode unterscheiden, untersucht. Bei den verwendeten Keimschichten handelt es sich um 10 nm SiN, 10 nm Ti oder einer Kombination aus 30 nm Ti und 30 nm Pt auf einer etwa 188 nm dicken W-Elektrode. Damit sind drei grundsätzlich verschiedene Wachstumsbedingungen für die nachfolgende AlScN-Dünnschicht gegeben. Dieser Unterschied zeigt sich auch in den SEM-Bildern und der Auftretswahrscheinlichkeit der unerwünschten Kristallite. Insgesamt treten im Vergleich zu den Abscheidungsergebnissen auf Si-Wafern in allen drei Fällen deutlich mehr Kristallite auf. Allerdings zeigen die Ergebnisse in allen drei Proben ähnlich zur Abscheidung auf reinem Si-Substrat weniger Kristallite am Rand des Wafers. Für die Ti/Pt-Kombination ergeben sich am wenigsten Kristallite. Die Proben SiN und Ti hingegen zeigen eine sehr stark ausgeprägte Kristallitbildung im Wafer-Zentrum. Generell fällt auf, dass die Größe der Kristallite im Wafer Zentrum für die Ti- und SiN-Probe deutlich kleiner ausfällt als für Ti/Pt. Allerdings lässt sich das durch die große Dichte der Kristallite bei Ti und SiN als Keimschicht erklären. Hier scheinen sich die Kristallite gegenseitig im konischem Wachstum zu behindern und fallen damit kleiner aus.

Die Ergebnisse der $2\theta/\theta$ -Scans zeigt Abbildung 4.17. Die Intensitätspeaks zeigen die bei einem bestimmten Einfallswinkel der Röntgenstrahlen auftretenden und zur Oberfläche parallelen Kristallebenen des Lagenstapels. In allen Proben ergibt sich ein ähnliches Muster, das die Kristallstruktur des AlScN und der darunterliegenden W-Bodenelektrode widerspiegelt. Die Dicke der

Keimschichten hingegen ist dabei zu klein, um im $2\theta/\theta$ -Scans hervorzutreten. Die für die Kristallorientierung charakteristischen Einfallswinkel zeigen, dass in allen Proben grundsätzlich die gewünschte c-Achsenorientierung mit der 002-Ebene detektiert werden kann. Trotz der zahlreichen Kristallite der SiN- und Ti-Probe im Wafer-Zentrum zeigt sich aber kein zusätzlicher Peak, der die Orientierung dieser Kristalle erklären könnte. Vergleicht man allerdings die Intensität der 002-Ausschläge im Wafer-Zentrum fällt auf, dass die Ti/Pt-Probe eine weitaus größere Intensität aufweist als die AlScN-Dünnschichten auf SiN oder Ti. Berücksichtigt man die entsprechenden SEM-Aufnahmen aus Abbildung 4.16 bestätigt sich die Vermutung, dass mit zunehmenden Kristalliten auch die gewünschte c-Achsenorientierung abnimmt [228]. Die Ergebnisse des 002-Intensitätspeaks unterscheiden sich allerdings. Hier fällt die Intensität trotz weniger Kristallite in allen Proben generell geringer aus. Ursache könnte eine generell schlechtere Orientierung der c-Achsenorientierung sein, die man bedingt durch den Aufbau und der charakteristischen Inhomogenität zwischen Wafer-Zentrum und Wafer-Rand der Sputteranlage erklären kann.

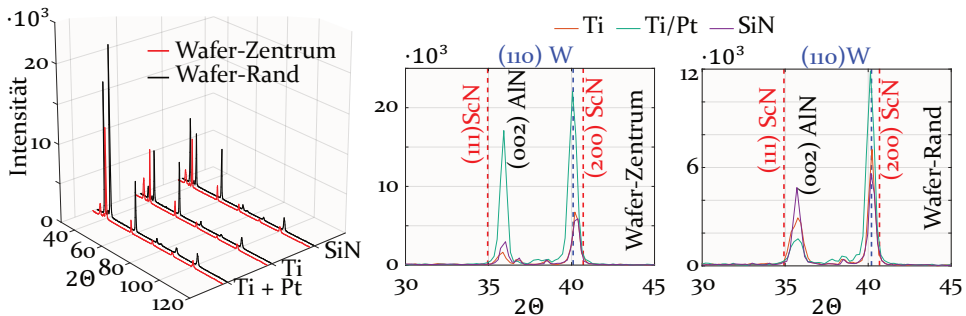


Abbildung 4.17: $2\theta/\theta$ -Scans der untersuchten Proben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand.

Ein genaueres Verfahren zur Beurteilung der Peakintensität liefern die XRD-Scans mit der Extraktion der FWHM aus den RC-Peaks. Dazu wird der Einfallswinkel des Röntgenstrahls auf die 002-Ebene der Wurtzit-Struktur eingestellt und durch Wippen der Proben leicht verändert. Als Ergebnis erhält man eine verbesserte Auflösung des Intensitätspeaks. Die entsprechenden RC-Kurven der Proben sind in Abbildung 4.18 gegeben. Die RC-Kurven im Wafer-Zentrum bestätigen, dass sich bei zahlreichen Kristalliten, nahezu keine c-Achsenorientierung zeigt. Nur für die Ti/Pt-Probe kann eine vernünftige c-Achsenorientierung mit einer FWHM von 2.36° detektiert werden. Am Wafer-Rand hingegen zeigt SiN das beste Ergebnis mit einer FWHM von 2.13° . Die Ergebnisse der Strukturanalyse zeigen somit deutlich, wie die unerwünschten Kristallite die Kristallorientierung beeinflussen.

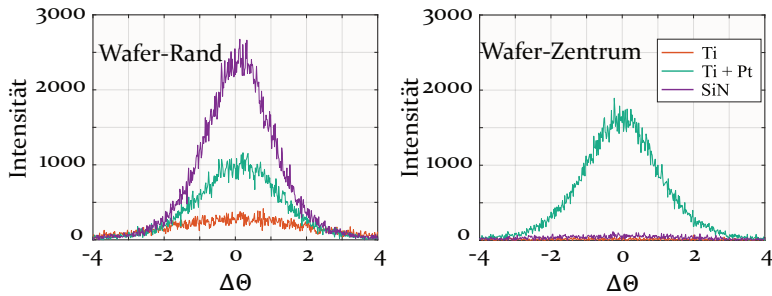


Abbildung 4.18: RC-Kurven der untersuchten Proben am Wafer-Rand und im Wafer-Zentrum.

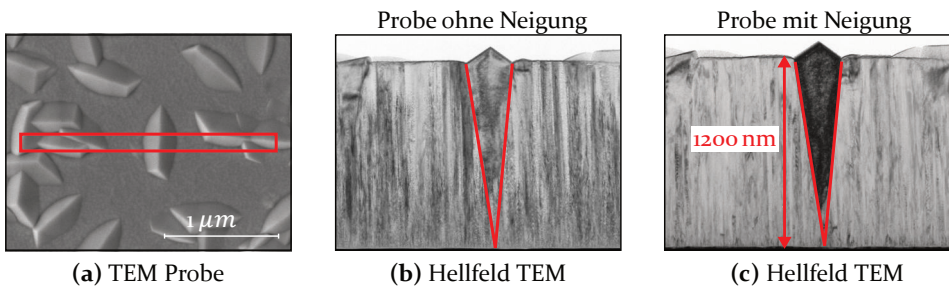


Abbildung 4.19: Ergebnisse der TEM-Untersuchung der Kristallite. (a) TEM-Probe, (b) Hellfeld-TEM der Probe ohne Neigung und (c) Hellfeld-TEM der Probe mit Neigung.

Transmissionselektronenmikroskopie

Zur Untersuchung der Kristallite mittels TEM-Aufnahmen wurden Probenstücke aus einem weiteren Abscheideexperiment im Wafer-Zentrum entfernt. Damit der Durchtritt eines Großteils der Elektronen durch das extrahierte Probenstück garantiert werden kann, wurde diese zusätzlich auf eine Dicke von 50 bis 100 nm durch ein Ga-Ionenstrahlverfahren ausgedünnt. Zur Untersuchung mittels TEM wurden die Probenstücke schließlich auf ein entsprechendes aus Kupfer oder Molybdän bestehendes Gitter aufgebracht. Die Probe wurde dabei so gewählt, dass sie einen der zu untersuchenden Kristallite enthält (siehe 4.19 (a)). Je nach Kontrasteinstellung und Neigung der Probe liefert die Färbung eine Aussage über das Streuverhalten der, auf die Probe geschossenen, Elektronen. Dabei spielen die Dicke der Probe sowie die jeweilige Atommasse eine Rolle bei der Streuung der Elektronen. Grundsätzlich lassen sich damit Aussagen über die Kristallorientierung der untersuchten Probe treffen. Die Hellfeld-TEM-Ergebnisse bei unterschiedlichem Neigungswinkel der Probe zeigen die Abbildungen 4.19 (b) und (c). Bei entsprechender Neigung der Probe in Abbildung 4.19 (c) ist deutlich zu erkennen, dass sich die Atomanordnung innerhalb des Kristallits von der außerhalb des Kristallits

unterscheidet. Damit liegt eine andere Orientierung der Kristalle als in der Umgebung des Kristallits vor. Die faserige kolumnare Struktur entspricht hingegen einer typischen TEM-Aufnahme von c-Achsenorientiertem AlN. In den TEM-Aufnahmen ist außerdem sehr gut der Startpunkt an der Grenzschicht Bodenelektrode/AlScN zu sehen und bestätigt die bereits zuvor getroffenen Vermutungen. Unter Berücksichtigung der ähnlichen Größe der aus der Oberfläche heraustretenden Kristallite ist es auch hier wahrscheinlich, dass sich keine Kristallite während des AlScN-Bulk-Wachstums, sondern nur am Anfang des AlScN-Wachstums bilden.

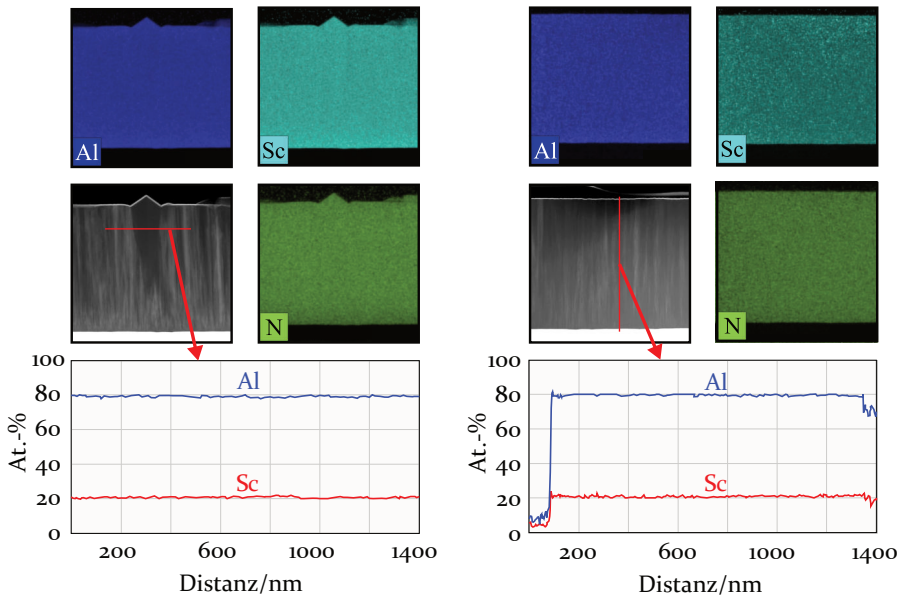


Abbildung 4.20: EDX-Untersuchung der TEM-Probe zur Bestimmung des Sc-Gehalts bei Nutzung des 18,53 At.-% Sc Targets.

Raster-TEM mit energiedispersiver Röntgenspektroskopie

Mit Hilfe von energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX) der TEM-Probe wurde auch die Zusammensetzung der abgeschiedenen AlScN-Dünnschichten durch das 18,53 At.-% Sc AlSc-Target) untersucht. Generell müssen dabei aber mögliche Abweichungen in den Ergebnissen wegen der messbedingten Störsignale von Ga, Cu oder Mo berücksichtigt werden. Die Ergebnisse der Raster-TEM EDX-Aufnahmen für Al, Sc und N zeigt Abbildung 4.20. Unabhängig vom unerwünschten Kristallit zeigt die abgeschiedene AlScN-Schicht eine homogene Verteilung der Stoffmengenanteile. Letztlich konnte sowohl im falsch orientierten Kristallit als auch in den kolumnaren Kristallen eine

Sc-Konzentration von 20 ± 1 At.-% bestimmt werden. Des Weiteren konnte kein Unterschied in der Sc-Konzentration zwischen Wafer-Rand und Wafer-Zentrum festgestellt werden. Nachfolgend werden die mit dem 18.53 At.-% Sc AlSc-Target abgeschiedenen Dünnschichten abkürzend auch als $Al_{0.8}Sc_{0.2}N$ bezeichnet.

4.2.4 Problematik der $Al_{1-x}Sc_xN$ -Kristallite

Die mit Röntgenfeinstrukturanalyse in Kapitel 4.2.3 untersuchten AlScN-Dünnschichten wurden in diesem Abschnitt zu vereinfachten BAW-Resonatoren des SMR-Typs durch Abscheidung der oberen Elektrode aus TiW/AlCu fertig prozessiert. Nachfolgend wird zunächst der gewählte Materialparametersatz zur Auslegung der BAW-Teststrukturen sowie deren Aufbau und Prozessierung erläutert, um anschließend die Ergebnisse der elektrischen Messung zu beurteilen und mit den kristallografischen Analysen zu vergleichen.

Wahl des $Al_{0.8}Sc_{0.2}N$ -Materialparametersatzes

Die Wahl der Materialparameter für die Auslegung der BAW-Testresonatoren erfolgt zunächst entsprechend der Literaturangaben für 20 At.-% Sc. Für die zur eindimensionalen Modellierung benötigten Parameter Steifigkeit c_{33}^E , rel. Permittivität ϵ_{33} und piezoelektrischer Koeffizient e_{33} ergeben sich die in Tabelle 4.2 gelisteten Werte.

Tabelle 4.2: Materialdatensatz zur Auslegung erster BAW-Resonatoren

Material	ϵ_{33}	c_{33}^E/GPa	$e_{33}/\text{C/m}^2$	$k_t/\%$
AlScN	12.5	280	2.1	12.46

Durch Vergleich von Messung und Simulation wurden diese im Verlauf der Versuche und Auswertungen angepasst. Das Ergebnis dieser kontinuierlichen Optimierung der Modellparameter zeigt Kapitel 4.6.

BAW-Teststrukturen und Fabrikation⁶

Als Voraussetzung für die Optimierung der Dünnschichten gilt es einen möglichst einfachen Prozessablauf und damit eine schnelle Herstellung und Beurteilung zu garantieren. Dementsprechend wird eine stark vereinfachte

⁶ Der grundsätzliche Prozessablauf sowie die Auslegung der Schichtdicken für die Dünnschicht-Optimierung waren durch Infineon vorgegeben und durften zunächst nicht geändert werden, um eine Vergleichbarkeit mit vorausgegangenen Versuchen zu ermöglichen.

Resonatorstruktur genutzt, die lediglich eine einzige Fotomaske zur Strukturierung der Top-Elektrode benötigt und auf eine Kontaktierung der Bodenelektrode verzichtet. Die Kontaktierung der Boden-Elektrode erfolgt über die kapazitive Kopplung zwischen einer ganzflächigen Bodenelektrode und einer durch einen Spalt von der Top-Elektrode getrennten Metallfläche (Top-GND). Der Abstand zwischen Top-Elektrode und Top-GND wird dabei so gewählt, dass eine GSG-Messung mit $100\ \mu\text{m}$ Nadelabstand möglich ist. Die Fläche der kapazitiv gekoppelten Boden-Elektrode und des Top-GNDs ist um ein Vielfaches größer als die aktive Fläche des Resonators selbst und kann deshalb als Kurzschluss betrachtet werden. Der Querschnitt der resultierenden Resonatoren mit den entsprechenden Lagen ist in Abbildung 4.21 (a) gegeben.

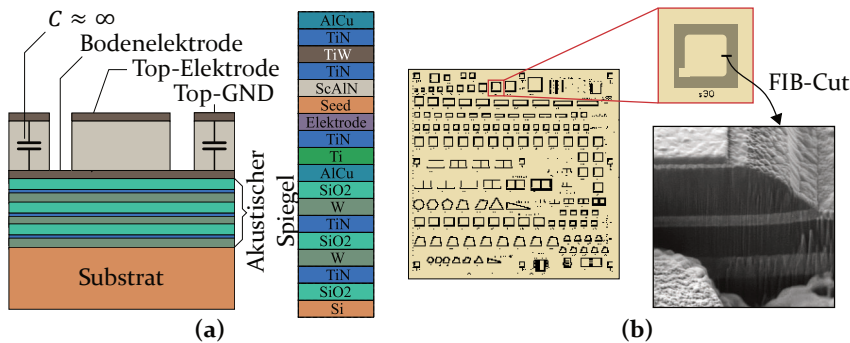


Abbildung 4.21: Vereinfachte BAW-SMR Struktur zur Materialcharakterisierung der abgeschiedenen AlScN-Dünnschichten: (a) Querschnitt und Materiallagenaufbau und (b) Layout mit verschiedenen Resonatorstrukturen.

Als Ausgangspunkt des Prozessablaufs dient ein Si-Substrat, auf welchem nach einem Reinigungsschritt die erste Spiegellage SiO₂ abgeschieden wird. Die weiteren Spiegellagen bestehen aus sich abwechselnden W- und SiO₂-Lagen, sodass insgesamt zweieinhalb akustische SiO₂/W-Spiegelstufen entstehen. Eine dünne TiN-Lage zwischen SiO₂ und W dient als Haftvermittler. In den meisten Versuchen dieser Arbeit besteht die Bodenelektrode aus einer Kombination von AlCu und W oder TiW, wobei entsprechend der Erkenntnisse aus Kapitel 2 AlCu der Verbesserung der Leitfähigkeit und W bzw. TiW der Maximierung der akustischen elektromechanischen Kopplung dient. Als weitere Hilfslage dient eine dünne Keimschicht zur Verbesserung des AlScN-Wachstums. Als Top-Elektrode dient schließlich eine Kombination aus AlCu und TiW, welche über die Fotomaske aus Abbildung 4.21 (b) strukturiert wird. Bei Bedarf kann zudem das AlScN mit derselben Maske geätzt werden. Allerdings hat sich gezeigt, dass dadurch keine Änderungen im Resonanzverhalten

beobachtet werden können. Den Querschnitt des finalen BAW-Resonators mit Ätzung des AlScN zeigt die SEM-Aufnahme in Abbildung 4.21 (b).

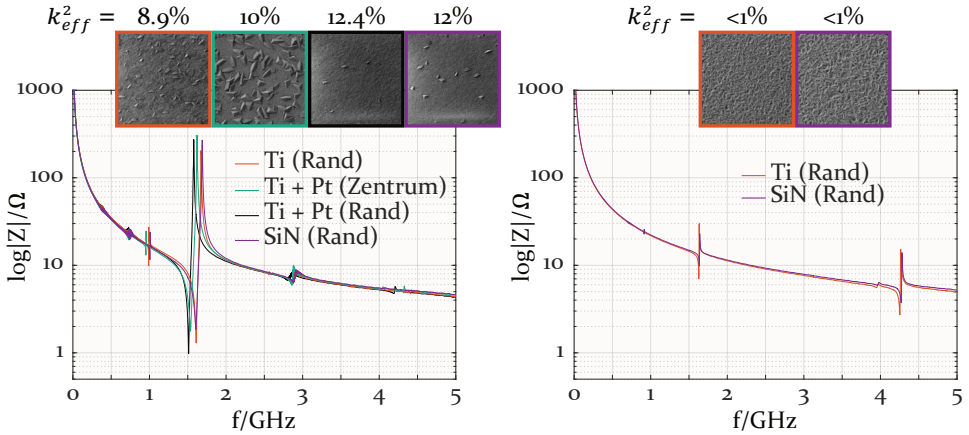


Abbildung 4.22: Elektrische Impedanzen der fertigprozessierten BAW-Resonatoren des SMR-Typs mit unterschiedlichen Substratbedingungen (SiN, Ti oder Ti/Pt) am Wafer-Rand und im Wafer-Zentrum.

Kristallqualität vs. elektrische Messung der Resonatoren

Die SEM-Bilder der AlScN-Oberfläche aus Kapitel 4.2.3 und die dazugehörigen gemessenen Impedanzkurven der fertigprozessierten BAW-Resonatoren sind in Abbildung 4.22 dargestellt. Während auf der linken Seite diejenigen Resonatoren mit insgesamt wenigen unerwünschten Kristalliten dargestellt sind, gibt die rechte Seite die Messergebnisse der Schichten mit zahlreichen Kristalliten wieder. Bei Vergleich der Messergebnisse wird schnell deutlich, dass es bei sehr vielen Kristalliten erwartungsgemäß kaum zur Resonanz kommt. Grund dafür ist, dass es nahezu keine c-achsenorientierte AlScN-Kristalle gibt, die die Anregung einer longitudinalen TE_1 -Mode mit Ausbreitungsrichtung senkrecht zur Elektrodenoberfläche ermöglichen. Zudem zeigen die, aus den Resonatormessungen extrahierten, effektiven elektromechanischen Kopplungswerte der ausgeprägten Resonanzkurven auf der linken Seite, dass die höchste Kopplung für Schichten mit nur wenigen bis gar keinen Kristalliten ermöglicht wird.

Allgemein führt die starke Inhomogenität der Kristallitauftrittswahrscheinlichkeit von Wafer-Zentrum zu Wafer-Rand auch zu einer sehr inhomogenen Verteilung der effektiven elektromechanischen Kopplung. Des Weiteren ist anzunehmen, dass die mit Kristalliten durchsetzte AlScN-Dünnschicht zu Streueffekten der akustischen Welle und damit erhöhten Verlusten sowie verstärkter Anregung lateraler Lamb-Wellen führt.

4.2.5 Auswirkungen des Sc-Gehalts

Entsprechend der Ergebnisse ist es zunächst wünschenswert, eine möglichst kristallitfreie homogene Schichtabscheidung zu finden. Weiterhin stellt sich aber die Frage nach der für ein gewünschtes Frequenzband nötigen Sc-Konzentration und den sich mit dem Sc-Gehalt ändernden Dünnschicht- und Resonatoreigenschaften. Dazu wurden zunächst für verschiedene Sc-Konzentrationen Messungen mit den vereinfachten BAW-Teststrukturen durchgeführt. Das Einstellen der Sc-Konzentration erfolgte über verschiedene AlSc-Legierungen oder durch Co-Sputtering-Systeme. Alle Messungen unabhängig vom Sc-Gehalt besitzen denselben Lagenaufbau, die gleiche Fläche und verwenden dieselben Schichtdicken. Durch die breitbandige Auslegung des akustischen Spiegels wird weiterhin angenommen, dass Änderungen im Transmissionsverhalten des Spiegels durch Resonanzfrequenzabweichungen vernachlässigbar klein sind. Die effektive elektromechanische Kopplung und Güte der Messungen für verschiedene Sc-Konzentrationen zeigt schließlich Abbildung 4.23.

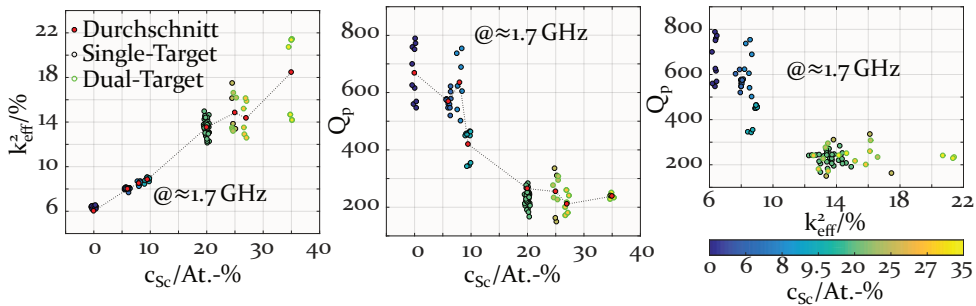


Abbildung 4.23: Einfluss der Sc-Konzentration auf die Güte und die effektive elektromechanische Kopplung von BAW-Resonatoren des SMR-Typs.

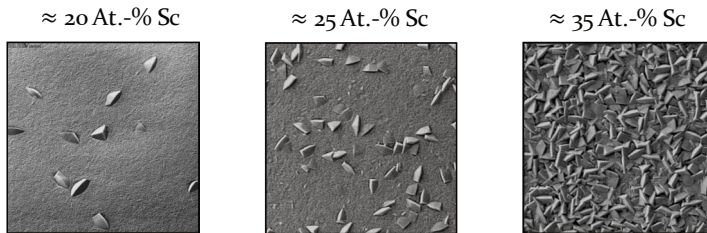


Abbildung 4.24: SEM-Aufnahmen für ausgewählte Ergebnisse mit 20 At.-%, 25 At.-% und 35 At.-%

Während die elektromechanische Kopplung mit zunehmender Sc-Konzentration erwartungsgemäß steigt, fällt die Resonatorgüte deutlich ab. Ein

Vergleich mit SEM-Aufnahmen ausgewählter Ergebnisse in Abbildung 4.24 zeigt an dieser Stelle, dass trotz ähnlicher Abscheidebedingungen des AlScN eine Zunahme der unerwünschten Kristallite mit steigender Sc-Konzentration auftritt und die Kristallqualität insgesamt optisch abnimmt. Es wird letztlich vermutet, dass mit zunehmender Sc-Konzentration die Anforderungen an optimale Wachstumsbedingungen der AlScN-Wurtzitstruktur durch Verschiebung der Phasenstabilitätsgrenzen in Abhängigkeit der kinetischen Diffusionsprozesse steigen und die Abscheidung zunehmend erschwert wird. Neben der Zunahme an Kristalliten, ist es zudem nicht unwahrscheinlich, dass auch die Korngröße der kolumnaren Kristallstruktur leidet und mit steigender Sc-Konzentration abnimmt. Ein direkter Zusammenhang zwischen dem Sc-Gehalt und der Materialgüte kann aber an dieser Stelle nicht abgeleitet werden. Um diese Frage zu klären, ist neben demselben Schichtaufbau auch die Optimierung der AlScN-Dünnschichten auf dieselbe morphologische Struktur (gleiche Korngröße der kolumnaren Kristalle, gleiche Anzahl an Kristalliten und gleiche FWHM) für alle Sc-Konzentrationen nötig. Der damit verbundene Aufwand durch kristallografische Analysen und iterative Optimierung aller Schichten ist allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Nichtsdestotrotz zeigen die Ergebnisse, dass für die Anwendung in HF-Filter ein auf die Sc-Konzentration angepasster Optimierungsprozess des AlScN-Wachstums durchgeführt werden muss, um eine maximale effektive elektromechanische Kopplung bei gleichzeitig hoher Güte zu erzielen.

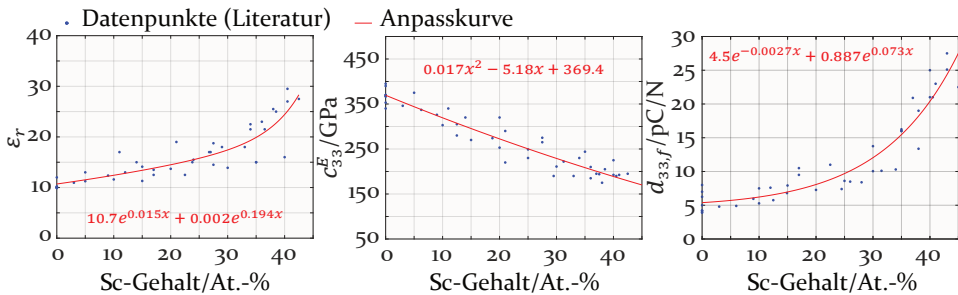


Abbildung 4.25: Funktionen zur Näherung publizierter Messpunkte der relativen Permittivität, der Elastizität c_{33}^E und des piezoelektrischen Koeffizienten $d_{33,f}$.

4.2.6 Auswirkungen der Ergebnisse auf HF-BAW-Filter

Als Nächstes stellt sich die Frage nach der für ein kritisches Frequenzband aus Kapitel 1 nötigen Sc-Konzentration. Für eine Abschätzung der möglichen Bandbreite in Abhängigkeit der Sc-Konzentration werden die aus den Messergebnissen für verschiedene Sc-Konzentrationen extrahierten Materialeigenschaften zusammen mit den Ergebnissen aus der Literatur in Kapitel 4.1.3

durch geeignete Funktionen genähert und als Basis für die nachfolgenden Abschätzungen verwendet. Die entsprechenden Näherungsfunktionen und die zugrundeliegenden Datenpunkte zeigt Abbildung 4.25. Damit ist es möglich für beliebige Sc-Konzentrationen die intrinsischen Kopplungswerte nach Gleichung 2.47 zu berechnen und schließlich im Mason-Modell oder in der Transfermatrixmethode einzubinden. Die aus den Materialfunktionen berechnete intrinsische elektromechanische Kopplung und der Vergleich mit bereits gemessenen Datenpunkten der effektiven elektromechanischen Kopplung aus Abbildung 4.23 zeigt Abbildung 4.26 (a). Hier muss berücksichtigt werden, dass entsprechend der theoretischen Betrachtungen aus Kapitel 2 nur im idealen Fall eines FBARs mit unendlich dünnen Elektroden die effektive Kopplung k_{eff}^2 mit der intrinsischen Kopplung k_t^2 übereinstimmt. Für eine Abschätzung sollte es aber den Verlauf der effektiven elektromechanischen Kopplung qualitativ mit ausreichender Genauigkeit repräsentieren. Abbildung 4.26 (b) zeigt schließlich die zu erwartende Verbesserung der Bandbreite für einen 2.5-stufigen Band n41-Laddefilter unter Berücksichtigung der abgeleiteten Exponential- und Polynomfunktionen. Für reines AlN ist die simulative Abschätzung der möglichen 3dB-Bandbreite 4.1 %, während für 40 At.-% im Idealfall bereits 19.9 % möglich sein sollten. Als Nachteil der verbesserten Bandbreite äußert sich allerdings eine niedrigere Selektivität bzw. eine Abnahme der Filterflankensteilheit.

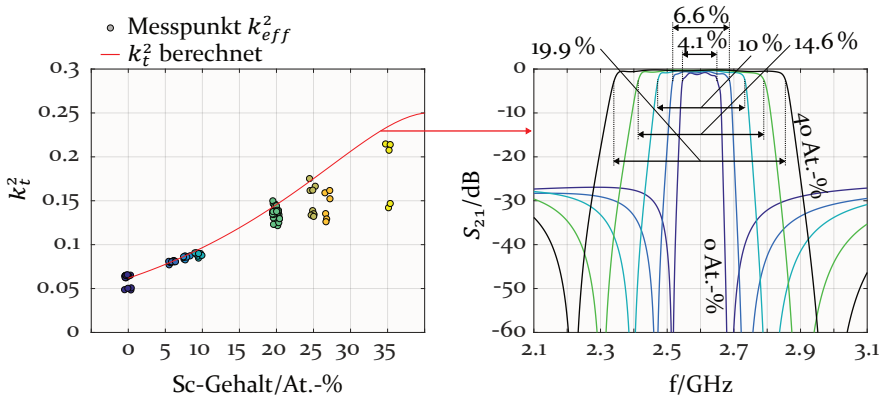


Abbildung 4.26: Modellierung der elektromechanischen Kopplung und des möglichen Passbandverhaltens eines 2.5-stufigen Ladderfilters in Abhängigkeit des Sc-Gehalts durch Nutzung von Polynomen zur Beschreibung des Materialverhaltens.

Als Zielfrequenz für die Untersuchung eines rein akustischen Filters mit AlScN wird sich nachfolgend auf die Optimierung für einen n41-Filter konzentriert. Für dessen Implementierung wird sich entsprechend der Analyse auf eine Sc-Konzentration von 18 bis 20 At.-% Sc fokussiert, da diese die für das

Band n_{41} nötige relative Bandbreite von 7.5 % ermöglicht. Die dafür benötigte Optimierung der Kristallmorphologie mit dem Ziel einer von Kristalliten befreiten Dünnschicht, die eine hohe intrinsische elektromechanische Kopplung bei gleichzeitig hoher Güte aufweist, zeigt das nächste Kapitel.

4.3 Optimierung der $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Kristallmorphologie

Die letzten Abschnitte haben gezeigt, dass für BAW-Resonatoren die Kristallstruktur des piezoelektrischen Materials eine entscheidende Rolle für die Güte, die effektive elektromechanische Kopplung, die mechanische Stabilität und den Prozessierungserfolg nachfolgender Schichten spielt. Weiterhin sind insbesondere in Hinblick auf akustisch gekoppelte BAW-Strukturen Verspannungen und die Oberflächenrauigkeit ein wichtiges Kriterium für die Realisierbarkeit mehrerer aufeinander aufbauender piezoelektrischer Schichten. Bevor es zur Optimierung von AlScN als piezoelektrisches Material für BAW-Komponenten mit 20 At.-% Sc kommt, werden die untersuchten Kriterien für eine ausreichende Kristallqualität, geringe Verspannungen und eine hohe c-Achsen Orientierung zusammengefasst und die Methodik der Optimierung beschrieben.

Optimierungsprozess

Im Folgenden werden Teil-Ergebnisse dieser Arbeit für verschiedene Wachstumsbedingungen der AlScN-Dünnschichten thematisch zusammengefasst. Zur Einschätzung der Kristallqualität und zur Erfassung der unerwünschten falsch orientierten Kristallite dienen auch hier wieder Elektronenmikroskop-Aufnahmen der AlScN-Oberfläche. Zudem werden die vereinfachten BAW-Resonatoren des SMR-Typs herangezogen und deren effektive elektromechanische Kopplung unter Berücksichtigung der Schichtverspannungen aus Impedanzmessungen extrahiert und als Kriterium zur Beurteilung der Schichtqualität herangezogen. Neben der effektiven elektromechanischen Kopplung wird außerdem die effektive Resonatorgüte der Parallelresonanz mit in die Beurteilung einbezogen. Es muss allerdings an dieser Stelle erwähnt werden, dass diese für den hier verwendeten vereinfachten SMR-Typ ein eher schlechtes Kriterium zur Beurteilung der tatsächlichen Materialgüte darstellt und lediglich als untergeordnetes Nebenkriterium genutzt werden kann. Denn sie ist neben den intrinsischen Materialeigenschaften auch von weiteren Entwurfsfaktoren abhängig und erschwert wegen der Prozessschwankungen damit die Einschätzung der tatsächlichen Dünnschichtgüte. Zudem zählt die automatisierte Bestimmung der Güte nach Kapitel 2.4 zu einem sehr ungenauen Verfahren und verzerrt damit die Beurteilung durch die Güte noch stärker.

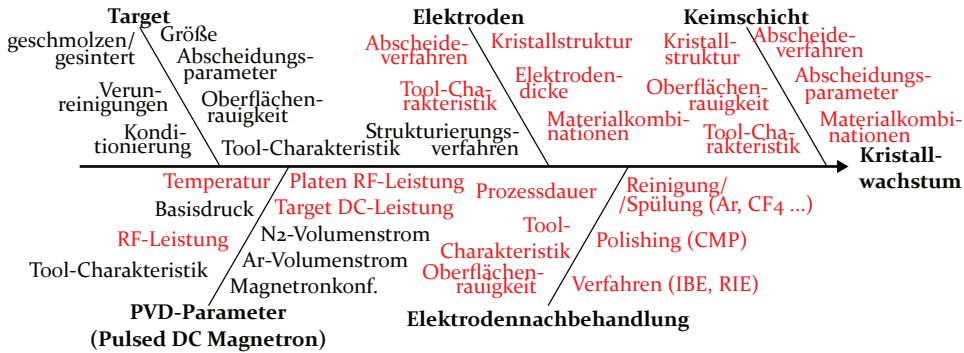


Abbildung 4.27: Übersicht mit den Haupt- und Nebeneinflüssen des Kristallwachstums für BAW-Resonatoren des SMR-Typs unter Berücksichtigung der in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Hilfsmittel.

Entsprechend der in Kapitel 4.2 erläuterten kinetischen Prozesse, welche das Wachstum der Kristalle maßgeblich bestimmen, ergeben sich zahlreiche, die Kristallmorphologie beeinflussende, Faktoren. Da nicht alle Parameter in dieser Arbeit ausgewertet werden können, werden die zur Verfügung stehenden Einflussgrößen unter Berücksichtigung der Anwendung für BAW-Resonatoren, wie in Abbildung 4.27 gezeigt, auf die rot markierten Einflussgrößen eingeschränkt. Als Schlüsselkriterien werden dementsprechend die Elektroden, deren Abscheidung und Nachbehandlung, die Verwendung einer geeigneten Keimschicht sowie die PVD-Parameter der AlScN-Dünnschicht selbst untersucht.

4.3.1 Variation der Abscheidungsparameter

In Tabelle 4.3 sind Proben mit unterschiedlichen Abscheidungsparametern gegeben. Alle Wafer besitzen dieselben Schichtdicken und Materialien. Als Bodenelektrode wurde AlCu/W genutzt, welche durch einen kurzen TouchUp-CMP Prozess geglättet wurde. Als Keimschicht wird eine 5 nm dünne amorphe Si-Schicht (aSi) verwendet, die durch ein PVD-Verfahren abgeschieden wird. Die Wafer unterscheiden sich entweder im Abscheidetyp (Mehrfach/Einfach) und/oder in der gewählten Substrattemperatur bzw. der HF-Platen-Leistung. Bei einer Mehrfach-Abscheidung wurde entweder die Gesamtdicke in mehreren Schritten bei gleicher HF-Platenleistung oder wechselnder HF-Platenleistung abgeschieden. Die SEM-Aufnahmen der Proben sind in Abbildung 4.28 gegeben. Die dazugehörige effektive elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , die Resonatorgüte Q_p und die Durchbiegung der Wafer vor und nach der AlScN-Abscheidung sind in 4.29 gegeben.

Tabelle 4.3: Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in den Parametern der AlScN-Abscheidung.

Wafer	Typ	AlScN-Abscheidung	T/°C	P _{HF} /W
① RU808582 #3	Einfach	1x1200 nm	250	0
② RU823586 #13	Einfach	1x1200 nm	350	150
③ RU735584 #14	Einfach	1x1200 nm	450	150
④ RU823586 #22	Einfach	1x1200 nm	350	250
⑤ RU823586 #19	Mehrfach (6x)	200 nm	350	150
⑥ RU823586 #18	Mehrfach (12x)	100 nm	350	150
⑦ RU828592 #12	Mehrfach (6x)	200 nm	350	200 ↔ 100
⑧ RU823586 #20	Mehrfach (6x)	200 nm	350	300 ↔ 0
⑨ RU828592 #13	Mehrfach (6x)	200 nm	350	300 ↔ 100

Die Ergebnisse auf den AlCu/W Elektroden mit CMP-TouchUp und aSi zeigen qualitativ ähnliche Ergebnisse wie die Abscheidungen auf blanken Si-Wafern. In allen Proben können im Wafer-Zentrum mehr Kristallite als am Wafer-Rand beobachtet werden. Die Ursache dafür liegt vermutlich in der Anordnung des Magnetron und damit der Verteilung des elektromagnetischen Feldes. Zudem nimmt die Anzahl der Kristallite mit höheren Temperaturen und HF-Leistungen ab, während die Verspannung im Wafer im Schnitt kompressiver wird. Bei der Einfach-Abscheidung führt diese höhere Verspannung zur Rissbildung und Delaminierungen der Proben ③ und ④, weshalb eine weitere Prozessierung oder Auswertung erschwert wurde. Der Vergleich der Mehrfach-Proben ⑤ und ⑥ bei gleichbleibender HF-Leistung mit der Einfach-Abscheidung der Probe ② zeigt keine Verbesserung der Ergebnisse. Weder die Anzahl der Kristallite noch die extrahierten elektrischen Parameter zeigen hier deutliche Unterschiede. Bei der Mehrfach-Abscheidung mit sich wechselnder HF-Leistung hingegen, treten vor allem beim Wechsel zwischen 300 W und 0 W keinerlei unerwünschter Kristallite mehr auf. Allerdings nimmt der kompressive Stress deutlich zu, sodass in Probe ⑨ mit dem Wechsel zwischen 300 W und 100 W letztlich starke Delaminierungen auftreten. Zudem sind alle Ersatzwafer der Probe ⑧ delaminiert. Die Ergebnisse der effektiven elektromechanischen Kopplung zeigen mit k_{eff}^2 -Werten um die 14 % insgesamt ähnliche Werte solange nur wenige Kristallite auftreten. Das schlechteste Ergebnis zeigt die Probe ① im Wafer-Zentrum. Hier tritt nahezu gar kein piezoelektrischer Effekt senkrecht zur Elektrodenfläche auf. Laut Herstellerangaben der Abscheidekammer liegt meist eine inhomogene Stressverteilung vor. Bei den vorliegenden Proben bildet sich im Wafer-Zentrum ein eher tensileres Verhalten und am Rand eine kompressivere Charakteristik

4.3.2 Einfluss von Keimschichten

Vor allem die durch das Substrat vorgegebene Kristallstruktur spielt eine entscheidende Rolle für die Diffusionsprozesse an der Substratoberfläche und schließlich beim Wachstum der AlScN-Dünnschichten. Es ist dementsprechend nicht unüblich wie bisher eine nur wenige Nanometer dicke Keimschicht als Startvorgabe des Kristallwachstum aufzubringen. Im nachfolgenden Abschnitt werden für verschiedene Keimschichten mit ≤ 20 nm Schichtdicke die Qualität der aufwachsenden 1200 nm AlScN-Dünnschicht sowie die Eigenschaften der BAW-SMR charakterisiert.

Tabelle 4.4: Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der AlScN-Abscheidung und dem gewählten Keimschichtmaterial.

Wafer	AlScN-Abscheidung	Seed-Material	Seed-Dicke
① RU905582 #1	Einfach 350 °C/150 W	aSi	5 nm
② RU905582 #10	Einfach 350 °C/150 W	Pt-Mn	10 nm
③ RU905582 #7	Einfach 350 °C/150 W	Ti/Pt	10/10 nm
④ RU905582 #4	Einfach 350 °C/150 W	Ti	10 nm
⑤ RU905582 #19	Einfach 350 °C/150 W	TaN	20 nm
⑥ RU905582 #13	Einfach 350 °C/150 W	SiN	10 nm
⑦ RU905582 #2	Mehrfach 350 °C/250 W $\leftrightarrow$ o W	aSi	5 nm
⑧ RU905582 #11	Mehrfach 350 °C/250 W $\leftrightarrow$ o W	Pt-Mn	10 nm
⑨ RU905582 #8	Mehrfach 350 °C/250 W $\leftrightarrow$ o W	Ti-Pt	20 nm
⑩ RU905582 #5	Mehrfach 350 °C/250 W $\leftrightarrow$ o W	Ti	10 nm
⑪ RU905582 #20	Mehrfach 350 °C/250 W $\leftrightarrow$ o W	TaN	20 nm
⑫ RU905582 #14	Mehrfach 350 °C/250 W $\leftrightarrow$ o W	SiN	10 nm
⑬ RU905582 #3	Mehrfach 350 °C/300 W $\leftrightarrow$ o W	aSi	5 nm
⑭ RU905582 #12	Mehrfach 350 °C/300 W $\leftrightarrow$ o W	Pt-Mn	10 nm
⑮ RU905582 #9	Mehrfach 350 °C/300 W $\leftrightarrow$ o W	Ti-Pt	20 nm
⑯ RU905582 #6	Mehrfach 350 °C/300 W $\leftrightarrow$ o W	Ti	10 nm
⑰ RU905582 #21	Mehrfach 350 °C/300 W $\leftrightarrow$ o W	TaN	20 nm
⑱ RU905582 #15	Mehrfach 350 °C/300 W $\leftrightarrow$ o W	SiN	10 nm
⑲ RU905582 #16	Einfach 350 °C/150 W	SiO ₂	20 nm
⑳ RU905582 #17	Mehrfach 350 °C/250 W $\leftrightarrow$ o W	SiO ₂	20 nm
㉑ RU905582 #18	Mehrfach 350 °C/300 W $\leftrightarrow$ o W	SiO ₂	20 nm

Neben der bereits gezeigten aSi-Keimschicht wurden auch 10 nm Ti, 10 nm Pt-Mn-Legierung, 20 nm aTa_N, 10 nm/10 nm Ti/Pt, 10 nm SiN und 20 nm SiO₂ untersucht. Die AlScN-Dünnschichten auf SiO₂ mit einem CVD-Abscheidungsverfahren sind allerdings alle delaminiert. Wie aSi wurden aTa_N, Ti und SiN durch ein Sputter-PVD-Verfahren abgeschieden. Das Ti/Pt wurde durch

ein Aufdampfverfahren abgeschieden. Zudem wurden sowohl eine Einfach-AlScN-Abscheidung mit einer HF-Platenleistung von 150 W und Mehrfach-AlScN-Abscheidungen mit sich wechselnder HF-Platenleistung zwischen 0 W und 250 W bzw. 300 W durchgeführt. Die Substrattemperatur während der Abscheidung betrug für alle Proben 350 °C. Abgesehen von der Keimschicht waren außerdem alle Schichtdicken und verwendeten Materialien sowie Prozessschritte gleich. Insbesondere erfolgte wieder ein kurzer CMP-TouchUp nach der Abscheidung der W-Elektrode.

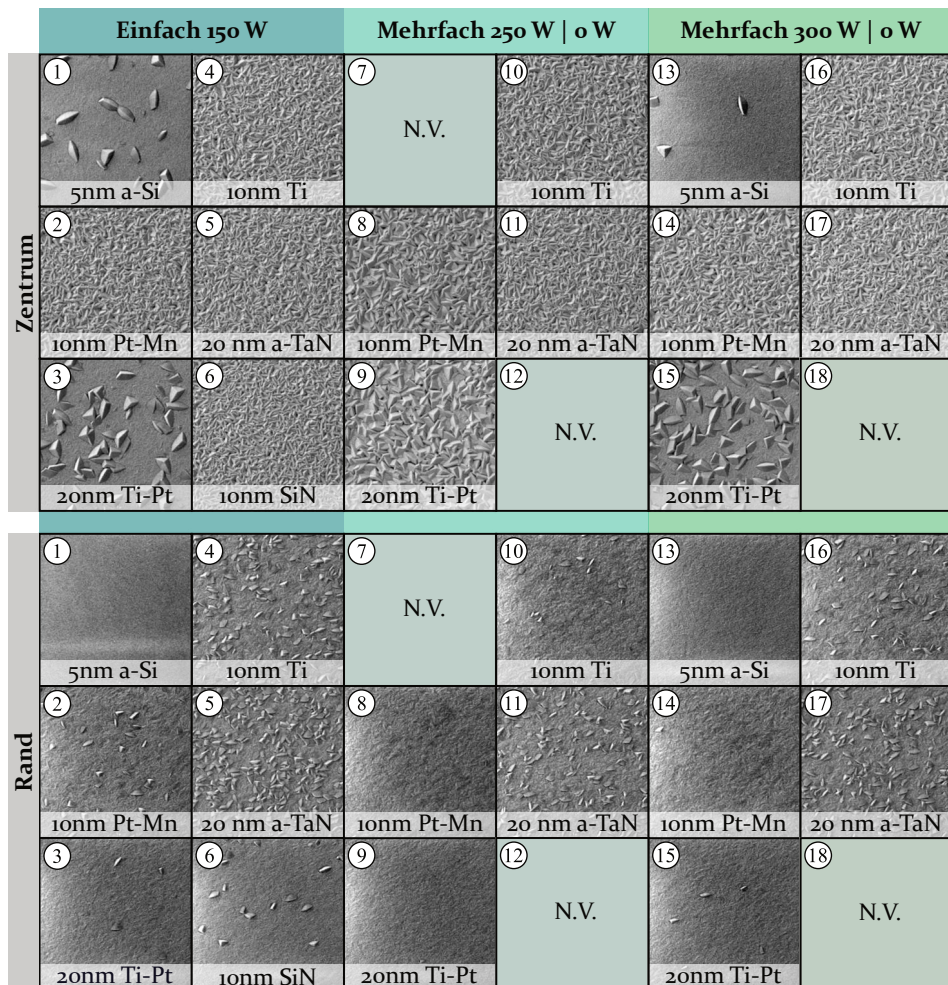


Abbildung 4.30: SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand für verschiedene Keimschichten (N.V. $\equiv$ delaminiert).

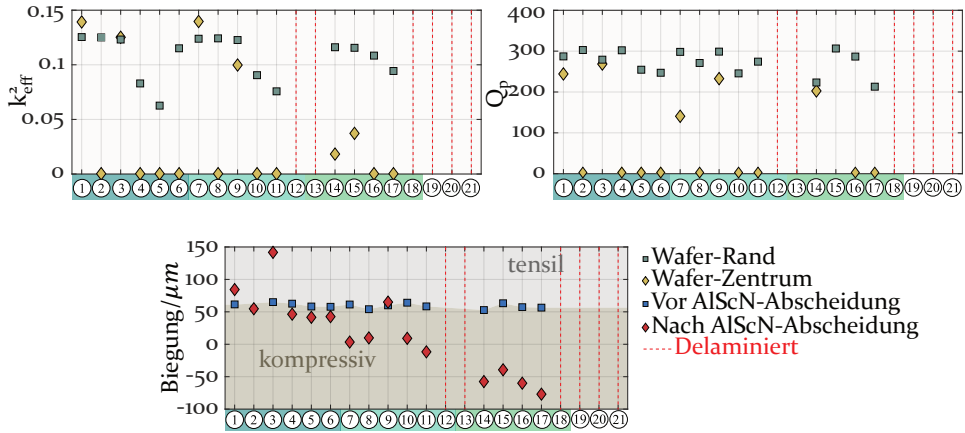


Abbildung 4.31: Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand für verschiedene Keimschichten.

In Tabelle 4.4 ist eine Auflistung der durchgeführten Varianten gegeben. Die SEM-Aufnahmen der Proben sind in 4.30 gegeben. Die dazugehörigen Parameter effektive elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Resonatorgüte Q_p und die Durchbiegung B der Wafer vor und nach der AlScN-Abscheidung sind in 4.31 gegeben. Qualitativ verhalten sich die jeweiligen Keimschichten unabhängig von Einfach- oder Mehrfach-Abscheidung ähnlich. Die Anzahl der Kristallite im Wafer-Zentrum ist wieder deutlich höher als am Wafer-Rand. Dementsprechend schlechter fallen auch die Werte für die piezoelektrische Kopplung senkrecht zur Elektrodenfläche im Wafer-Zentrum aus. Ti, Pt-Mn, TaN und SiN zeigen unabhängig vom Abscheidetyp ein sehr schlechtes Ergebnis mit vor allem zahlreichen Kristalliten im Wafer-Zentrum. Das optisch beste Ergebnis liefert wieder die Mehrfachabscheidung mit wechselnder HF-Platenleistung auf aSi. Allerdings zeigt auch Ti/Pt ein vergleichbar gutes Ergebnis. Abgesehen von dem rein optisch häufigeren Auftreten von Kristalliten ist die effektive elektromechanische Kopplung bei Ti/Pt ähnlich. Auffällig ist zudem die zunehmende kompressive Verspannung der Mehrfachabscheidung mit zunehmender HF-Platenleistung unabhängig von der gewählten Keimschicht und bestätigt damit die bisherigen Ergebnisse. Delaminierungen zeigten sich überwiegend wieder bei den Mehrfachabscheidungen mit aSi oder mit SiN als Keimschicht. Damit bestätigt sich, dass neben aSi als Keimschicht ebenfalls Ti/Pt einen geeigneten Ausgangspunkt für das Wachstum von AlScN mit 20 At.-% Sc trotz der stärkeren Schichtverspannungen darstellt. Grund für diese Eignung könnte sein, dass die kubische Kristallstruktur von Pt gut mit dem Gitterabstand von AlScN übereinstimmt und dadurch bereits eine gewisse Orientierung vorgibt. Für das amorphe Si, welches keine geordnete

Kristallstruktur aufweist, ist diese Bedingung allerdings nicht erfüllt und eine im Durchschnitt ähnliche Atomanordnung bzw. bessere kinetische Verhältnisse der Oberflächendiffusion werden vermutet.

Al_2O_3 -Keimschicht

In einem weiteren Versuchlos wird amorphes Al_2O_3 mit Schichtdicken von 6 nm und 15 nm und in Kombination mit 26 nm TiN untersucht. Dabei wurde das Al_2O_3 durch ein Atomic Layer Deposition (ALD)-Verfahren abgeschieden. Die AlScN-Abscheidung erfolgte in mehreren Stufen mit wechselndem HF-Platen zwischen 250 W und 0 W bei 350 °C. Als Referenz wurde auch wieder das bisher beste Ergebnis mit aSi als Keimschicht abgeschieden. Eine Übersicht der Versuche zeigt Tabelle 4.5. Die SEM-Aufnahmen der Proben sind in Abbildung 4.32 gegeben. Die dazugehörigen Parameter effektive elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Resonatorgüte Q_p und die Durchbiegung des Wafers vor und nach der AlScN-Abscheidung zeigt Abbildung 4.33.

Tabelle 4.5: Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der AlScN-Abscheidung und Al_2O_3 -Keimschicht.

Wafer	AlScN-Abscheidung	Seed-Material	Seed-Dicke
① RU837586 #15	Mehrfach 350 °C/250 W ↔ 0 W	Al_2O_3 /TiN	6 nm/26 nm
② RU837586 #13	Mehrfach 350 °C/250 W ↔ 0 W	Al_2O_3 /TiN	6 nm/10 nm
③ RU837586 #14	Mehrfach 350 °C/250 W ↔ 0 W	Al_2O_3	6 nm
④ RU837586 #12	Mehrfach 350 °C/250 W ↔ 0 W	Al_2O_3	15 nm
⑤ RU837586 #16	Mehrfach 350 °C/250 W ↔ 0 W	aSi	5 nm
⑥ RU837586 #19	Einfach 350 °C/150 W	aSi	5 nm

Die Ergebnisse der SEM-Aufnahmen und der Vergleich mit den gemessenen Parametern der BAW-SMR zeigen, dass sich auch hier wieder das bereits bekannte Verhältnis zwischen Wafer-Zentrum und Wafer-Rand einstellt und eine vom Magnetron abhängige Verteilung wahrscheinlich ist. Die Kombination aus Al_2O_3 /TiN zeigt aber keine Verbesserung der Kristallqualität im Wafer-Zentrum. Allerdings zählen die Abscheidungen auf reinem Al_2O_3 im Vergleich aller bisher untersuchten Keimschichten neben aSi und Ti/Pt zu den besseren Ergebnissen. Trotzdem erzielt nach wie vor aSi die qualitativ besten Dünnschichten auf den gewünschten Elektroden aus AlCu und W mit einer hohen effektiven elektromechanischen Kopplung und moderater mechanischer Verspannung der Dünnschicht.

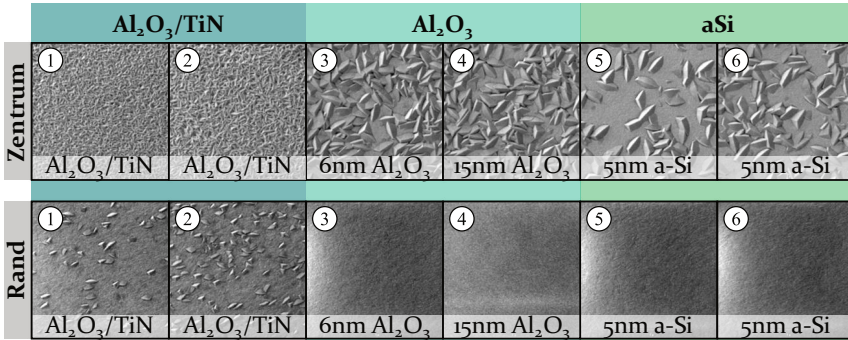


Abbildung 4.32: SEM-Aufnahmen der Versuchssproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit Al_2O_3 -Keimschichten.

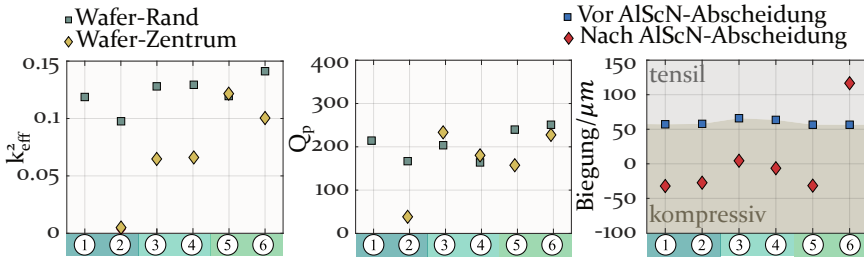


Abbildung 4.33: Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchssproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit Al_2O_3 -Keimschichten.

AlScN-Keimschicht

Da sich gezeigt hat, dass höhere HF-Platenleistungen einerseits zu weniger Kristalliten führen, andererseits aber die Schichtverspannungen in AlScN deutlich erhöhen, wurde versucht durch AlScN-Keimschichten mit höheren HF-Platenleistungen und anschließend niedrigeren HF-Leistungen den Stress der Gesamtschicht zu reduzieren und gleichzeitig kristallitfreie Dünnschichten abzuschleiden. Dazu wurden im folgenden Abschnitt die charakteristischen Eigenschaften der vereinfachten BAW-SMR-Strukturen für verschiedene Ansätze ausgewertet. Es wurden zunächst eine 30 nm sowie 100 nm AlScN-Keimschicht mit sehr hohen HF-Platenleistungen bei 600 W und 350 °C auf dem aSi abgeschieden. Die eigentlich Bulk-Schicht des AlScNs wurde anschließend bei 150 W und 350 °C aufgewachsen. Als Referenz wurde auch wieder der Standardprozess mit einer Einfach-Abscheidung bei 150 W und 350 °C gewählt. Weiterhin wurde eine AlScN-Keimschichtabscheidung auf aSi bei reinem N_2 und somit ohne Ar untersucht. Arbeiten von Mayrhofer et al. und Wistrela et al. zeigen nämlich, dass das Argon/ N_2 -Verhältnis einen entscheidenden Einfluss auf die Kristallmorphologie bzw. die Mikrostruktur

Tabelle 4.6: Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der AlScN-Abscheidung und dem gewählten Keimschichtmaterial mit verschiedenen AlScN-Keimschichten.

Wafer	AlScN-Abscheidung	Typ
① RU823586 #13	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	aSi
② RU823586 #16	30 nm 350 °C/600 W + 1170nm Einfach 350 °C/150W	aSi
③ RU823586 #17	100 nm 350 °C/600 W + 1100nm Einfach 350 °C/150W	aSi
④ RU838583 #5	1200 nm Einfach 350 °C/150W	Ar-Etch + aSi
⑤ RU838583 #7	1200 nm Einfach 350 °C/150W	Ar-Etch
⑥ RU838583 #6	N-Seed + 1200 nm Einfach 350 °C/150 W	Ar-Etch + aSi
⑦ RU838583 #8	N-Seed + 1200 nm Einfach 350 °C/150 W	Ar-Etch

des abgeschiedenen AlScN hat [190, 229]. Auch Drüsedau und Bläsing zeigen, dass in ihren Versuchen mit reinem AlN die beste Kristallqualität und c-Achsenorientierung bei einer Abscheidung in reinem N_2 auftritt [230]. Da aber die Abscheidung in reinem N_2 deutlich langsamer abläuft, wurde nur eine dünne Keimschicht bei reinem N_2 mit kurzer Prozesszeit vor der eigentlich AlScN-Abscheidung mit Ar und N_2 eingesetzt. Die Abscheidung der AlScN-Keimschicht bei reinem N_2 (N-AlScN-Seed) erfolgt in den nachfolgenden Versuchen mit 100 sccm N_2 für 10 s bei 350 °C und 300 W HF-Platenleistung. Anschließend wurde auf die Standardabscheidung mit einem Ar/ N_2 -Verhältnis von 1/5 und einer HF-Platenleistung von 150 W umgeschaltet, um die bei reinem N_2 sehr langsame Abscheidungsrate wieder zu beschleunigen. Die Waferproben ④ bis ⑦ sahen zusätzliche Reinigungsschritte mit CF_4 und Ar vor Abscheidung der aSi-Keimschicht vor. Allgemein wurde bei allen Wafern ein CMP-Schritt vor der AlScN-Abscheidung auf der W-Elektrode durchgeführt. Zuletzt wird der N-AlScN-Seed-Prozess auch ohne aSi als zusätzliche Keimschicht getestet. Die SEM-Aufnahmen der Proben sind in Abbildung 4.34 gegeben. Die dazugehörigen Parameter effektive elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Resonatorgüte Q_p und die Durchbiegung des Wafers vor und nach der Abscheidung zeigt Abbildung 4.35.

Aus den Ergebnissen der Wafer ① - ③ wird ersichtlich, dass die 30 nm und 100 nm AlScN-Keimschicht bei 600 W HF-Platenleistung keine Verbesserung der Kristallstruktur und der elektromechanischen Kopplung zeigen. Auch die N-AlScN-Keimschichten ohne aSi führen zu zahlreichen unerwünschten Kristalliten. Das beste Ergebnis zeigt Wafer ⑥ mit der N-AlScN- und der aSi-Keimschicht. Es treten hier keinerlei Kristallite auf und die Verspannung ist im Vergleich zum einfachen AlScN-Standardprozess nur geringfügig kompressiver. Die effektive elektromechanische Kopplung bewegt sich zudem

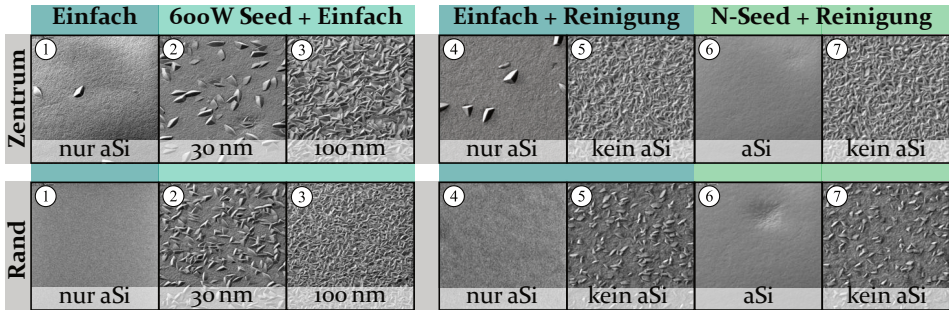


Abbildung 4.34: SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit verschiedenen AlScN-Keimschichten.

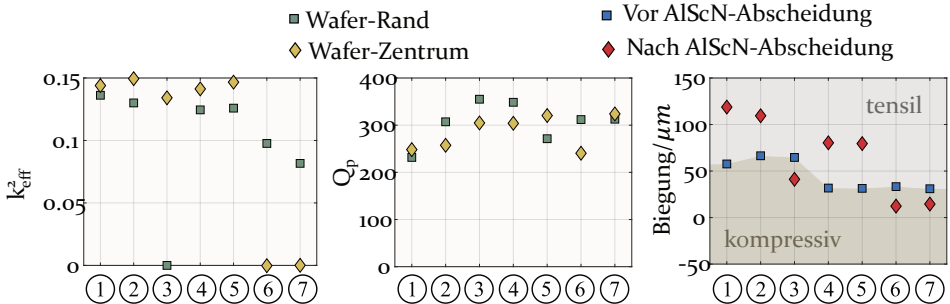


Abbildung 4.35: Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit verschiedenen AlScN-Keimschichten.

zwischen 12 % und 15 % und ist damit ebenfalls auf dem gleichen Niveau wie der AlScN-Standardprozess mit Einfach-Abscheidung bei 150 W und 350 °C.

4.3.3 Einfluss der Elektrodennachbehandlung

In diesem Kapitel werden die Einflüsse der Elektrodennachbehandlung untersucht. In den bisherigen Ergebnissen wurde neben einer Keimschicht meist auch ein vorheriger Polierschritt oder Reinigungsschritt durchgeführt. Da es immer gilt einen möglichst einfachen Prozessablauf abzuleiten, wird im Folgenden die Notwendigkeit einzelner Vorbehandlungsschritte und deren Auswirkungen auf die Eigenschaften der vereinfachten BAW-SMR betrachtet. Tabelle 4.7 zeigt die Versuche mit unterschiedlichen Prozessvarianten, wobei zunächst die Einfach-Abscheidung ohne N-AlScN-Keimschicht bei 350 °C und 150 W HF-Platenleistung besprochen wird. Es werden verschiedene Kombinationen aus aSi, CMP, Entgasung (Degas) und Ar-Etch getestet. Die Prozessschritte CMP, Degas oder Ar-Etch erfolgten dabei immer vor der aSi-Abscheidung.

Tabelle 4.7: Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der Elektrodennachbehandlung.

Wafer	CMP (SF)	Degas	Ar-Etch (SCIA)	aSi (Seed)
① RU808582 #16	Nein	Nein	Nein	Nein
② RU808582 #12	Ja	Nein	Nein	Nein
③ RU808582 #6	Nein	Nein	Nein	Ja
④ RU808582 #20	Nein	Nein	Ja	Ja
⑤ RU808582 #4	Ja	Ja	Nein	Ja
⑥ RU808582 #18	Ja	Nein	Ja	Ja
⑦ RU823586 #13	Ja	Nein	Nein	Ja
⑧ RU735584 #2	Ja	Ja	Ja	Ja

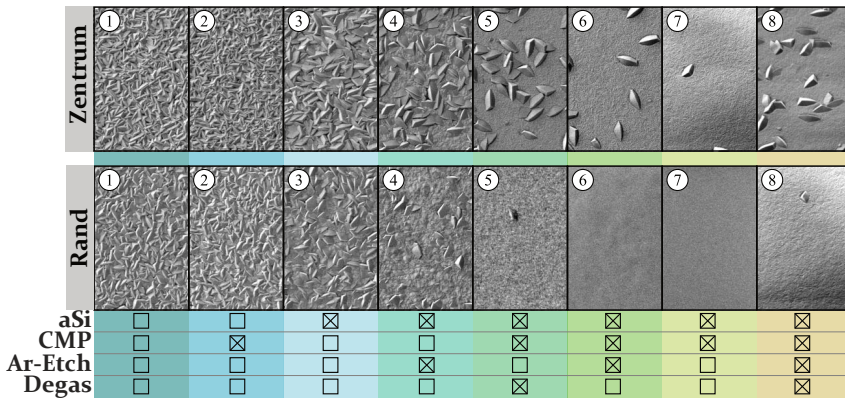


Abbildung 4.36: SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand für verschiedene Elektrodenvorbehandlungen.

Die entsprechenden SEM-Aufnahmen der AlScN-Oberfläche und die Ergebnisse der elektromechanischen Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und der Durchbiegung vor und nach der Abscheidung sind in Abbildung 4.36 bzw. 4.37 gegeben. Die Ergebnisse der SEM Aufnahmen zeigen deutlich, dass sowohl ein CMP-Schritt vor der aSi-Abscheidung als auch das aSi selbst unverzichtbar für eine möglichst kristallitfreie AlScN-Dünnschicht sind. Die Verwendung eines Ar-Etch (SCIA) oder von Degas zeigt allerdings keine weitere Verbesserung. Unter der Betrachtung der effektiven elektromechanischen Kopplung als auch der mechanischen Durchbiegung des Wafers bestätigt sich die bisherige Beobachtung, dass das Auftreten von ein paar wenigen Kristalliten mit 1 bis 2 Kristalliten/ μm^2 die effektive Kristallorientierung kaum beeinflusst.

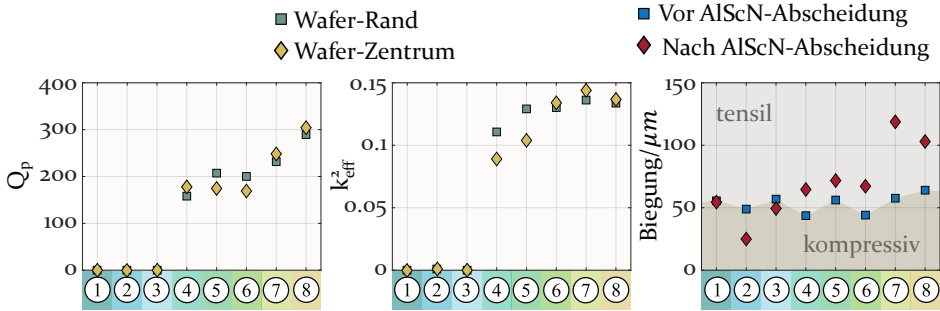


Abbildung 4.37: Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand für verschiedene Elektrodenvorbehandlungen.

Elektrodenreinigung

Reinigungs- und Spülungsprozesse können die Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit von nachfolgenden Schichten maßgeblich beeinflussen. Dabei handelt es sich meist um Verunreinigungen in Form von einzelnen Partikeln, dünnen Filmen oder adsorbierten Gasen. Solche Verunreinigungen können auch das Kristallwachstum von AlScN-Dünnschichten negativ beeinflussen. Im folgenden Abschnitt werden kurze Ätzprozesse vor der aSi-Abscheidung und nach dem CMP-TouchUp der Elektrode analysiert. Neben dem Ar-Ionenstrahlätzen (IBE) mit einem System der Firma SCIA wird auch reaktives Ar-Ionenätzen (RIE) mit einem System der Firma LamResearch (Versys, kurz V) und eine Reinigung mit CF_4 mit einem System der Firma Trymax (T) untersucht. Tabelle 4.8 zeigt die Versuche mit unterschiedlichen Ätzprozessen und Ätzzeiten. Neben der Einfach-Abscheidung ohne N-AlScN-Keimschicht bei 350 °C und 150 W HF-Platenleistung wird auch wieder die Prozessvariation mit zusätzlicher N-AlScN-Keimschicht untersucht. Die SEM-Oberflächenaufnahmen der AlScN-Schichten sind in Abbildung 4.38 bzw. 4.39 dargestellt. Zunächst zeigt sich, dass sich die Auftretswahrscheinlichkeit der Kristallite nicht durch die Ätzprozesse verbessern lässt. Unabhängig von der Ätzzeit kann anhand der SEM Aufnahmen kein Unterschied festgestellt werden. Ebenfalls ist keine Verbesserung der Homogenität zwischen Wafer-Zentrum und Wafer-Rand ersichtlich. Nichtsdestotrotz hat sich unter Berücksichtigung aller durchgeführten Versuche in dieser Arbeit gezeigt, dass die Wahrscheinlichkeit von Delaminierungen nach Abscheidung der AlScN-Schicht rein statistisch geringer ausfällt. Ein weiterer positiver Effekt zeigt sich in der Güte der prozessierten BAW-Resonatoren in Abbildung 4.40. Zwar ist keine Änderung der effektiven elektromechanischen Kopplung erkennbar, aber es fällt

auf, dass die Güte für alle Resonatoren ohne Reinigung durch Ätzprozesse etwas geringer ausfällt.

Tabelle 4.8: Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der AlScN-Abscheidung und der Ätzprozesse zur Reinigung der Bodenelektrode.

Wafer	AlScN-Abscheidung	Ar-Etch (Bodenel.)
① RU808582 #4	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	ext. DEGAS)
② RU735584 #2	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	10s SCIA IBE + ext. DEGAS
③ RU735584 #15	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	15s SCIA IBE + ext. DEGAS
④ RU735584 #16	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	20s SCIA IBE + ext. DEGAS
⑤ RU735584 #17	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	30s SCIA IBE + ext. DEGAS
⑥ RU919582 #1	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	N.V.
⑦ RU838583 #13	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	10s V RIE
⑧ RU838583 #9	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	25s V RIE
⑨ RU838583 #1	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	T CF ₄ -Flash + 10s V RIE
⑩ RU838583 #5	1200 nm Einfach 350 °C/150 W	T CF ₄ -Flash + 25s V RIE
⑪ RU919582 #3	N-Seed + 1200 nm Einfach	N.V.
⑫ RU838583 #14	N-Seed + 1200 nm Einfach	10s V RIE
⑬ RU838583 #10	N-Seed + 1200 nm Einfach	25s V RIE
⑭ RU838583 #2	N-Seed + 1200 nm Einfach	T CF ₄ -Flash + 10s V RIE
⑮ RU838583 #6	N-Seed + 1200 nm Einfach	T CF ₄ -Flash + 25s V RIE

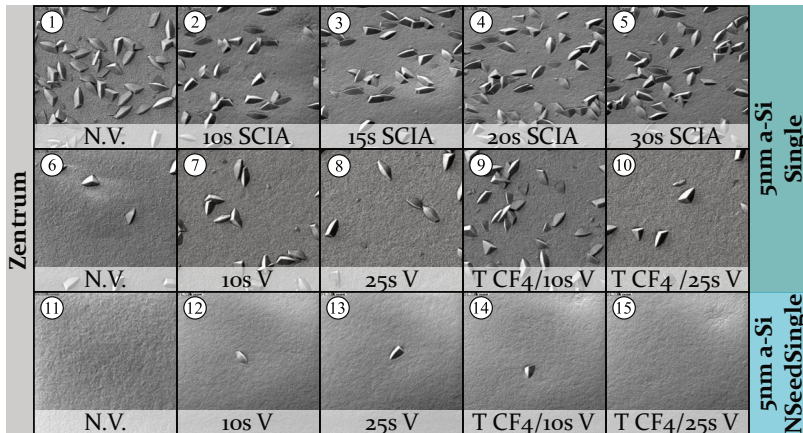


Abbildung 4.38: SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum für verschiedene Ätzprozesse zur Reinigung der Bodenelektrode.

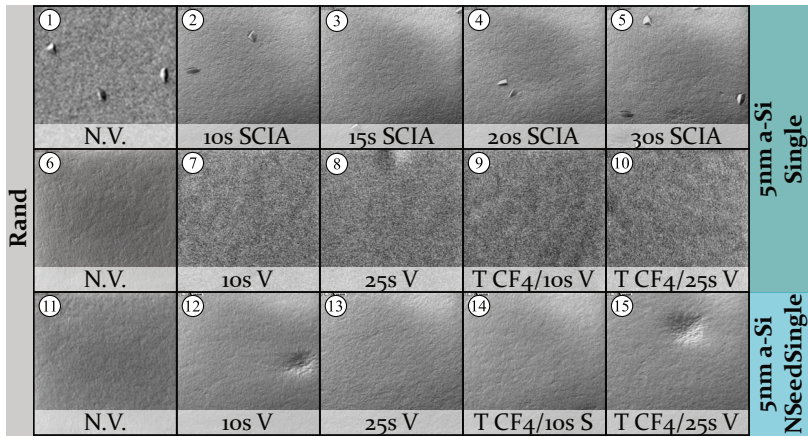


Abbildung 4.39: SEM-Aufnahmen der Versuchssproben am Wafer-Rand für verschiedene Ätzprozesse zur Reinigung der Bodenelektrode.

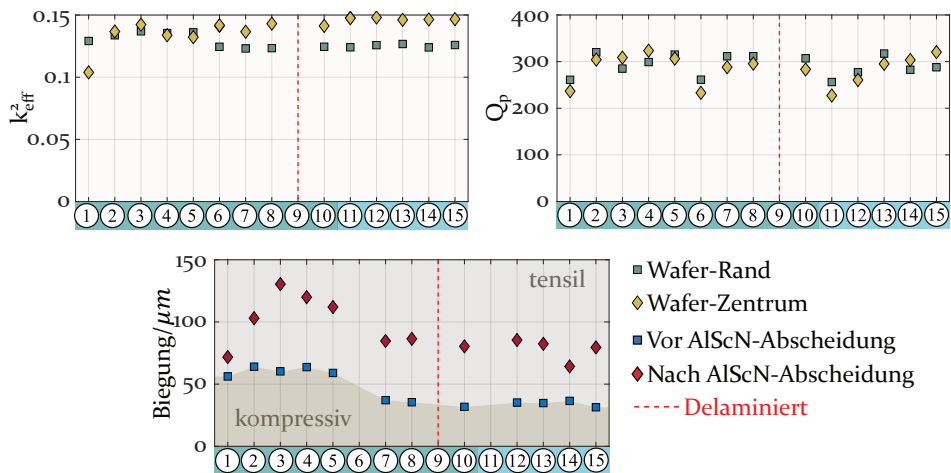


Abbildung 4.40: Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchssproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand.

4.3.4 Einfluss des Bodenelektrodenmaterials

Zwar wird in dieser Arbeit versucht, eine Lösung mit der gängigen Bodenelektrode aus AlCu und W zu finden, allerdings kann neben der Nutzung einer geeigneten Keimschicht, auch die Wahl des Elektrodenmaterials zur Optimierung des AlScN-Wachstums herangezogen werden. Dementsprechend wurde die AlScN-Abscheidung auch auf verschiedenen Bodenelektrodenmaterialien aus CVD-W + Ruthenium, CVD-W, CVD-W + Ti + Pt, Ti + Pt und Ti + Ru getestet. Um die Auswirkungen der Materialkombination zu bewerten, wird

Tabelle 4.9: Liste der Versuche mit unterschiedlichen Bodenelektrodenmaterialien und einer Reinigung mit oder ohne Ar-Ätzung.

Wafer	Boden-Elektrode	RIE	AlScN (350 °C/150 W)
① RU919583 #15	160nm CVD-W/50nm Ru	Nein	N-Seed + Einfach
② RU919583 #17	195nm CVD-W	Nein	N-Seed + Einfach
③ RU919583 #21	125nm CVD-W/30nm Ti/50nm Pt	Nein	N-Seed + Einfach
④ RU919583 #23	30nm Ti/180nm Pt	Nein	N-Seed + Einfach
⑤ RU919583 #25	60nm Ti/260nm Ru	Nein	N-Seed + Einfach
⑥ RU919583 #14	160nm CVD-W/50nm Ru	Ja	N-Seed + Einfach
⑦ RU919583 #16	195nm CVD-W	Ja	N-Seed + Einfach
⑧ RU919583 #20	125nm CVD-W/30nm Ti/50nm Pt	Ja	N-Seed + Einfach
⑨ RU919583 #22	30nm Ti/180nm Pt	Ja	N-Seed + Einfach
⑩ RU919583 #24	60nm Ti/260nm Ru	Ja	N-Seed + Einfach

auf aSi als zusätzliche Keimschicht und CMP als Polierschritt der Elektrode verzichtet. Die restliche Lagenzusammensetzung der BAW-Resonatoren ist sonst in allen Wafern gleich. Weiterhin erfolgt eine Aufteilung der Versuche in Versuche mit kurzem Reinigungsschritt der Bodenelektrode durch Ar-Ätzung und ohne Reinigung durch Ar-Ätzung mit dem Versys-System der Firma LamResearch (RIE). Tabelle 4.9 zeigt die entsprechenden Experimente mit den verwendeten Elektrodenmaterialien, deren Schichtdicken und der Verwendung oder dem Verzicht eines kurzen Ar-Ätzprozesses.

Die Ergebnisse der SEM-Aufnahmen sind in Abbildung 4.41 dargestellt. Erwartungsgemäß zeigt die reine CVD-W Elektrode ohne aSi und ohne CMP das schlechteste Ergebnis. Unabhängig von der Ar-Ätzung treten zahlreiche Kristallite auf und es ist keine vernünftige Resonanzkurve messbar. Ebenfalls Schwierigkeiten zeigt der Versuch mit reiner Ti/Pt Elektrode, der wegen starker Delaminierungen nicht fertig prozessiert werden konnte. Anders verhält es sich für die Versuche mit Ru und CVD-W/Ti/Pt. Hier zeigen die SEM-Aufnahmen nur wenig Kristallite, die durch den Ar-Ätzprozess noch weiter reduziert werden können. Neben der AlCu/CVD-W Elektrode mit aSi und mit CMP sind somit sowohl Pt und Ru interessante Alternativen für BAW-Resonatoren mit AlScN. Bereits in der Literatur wurde die Verwendung von Ruthenium als Elektrode für AlN basierte Resonatoren untersucht und gilt als vielversprechend in Bezug auf dessen akustische Eigenschaften [105].

Die entsprechende effektive elektromechanische Kopplung und die Resonatorgüte sind in Abbildung 4.42 dargestellt. Die effektive elektromechanische Kopplung ist dabei untereinander ähnlich und bestätigt die Vermutungen durch die SEM-Aufnahmen. Die Güte fällt teilweise deutlich höher aus. Eine

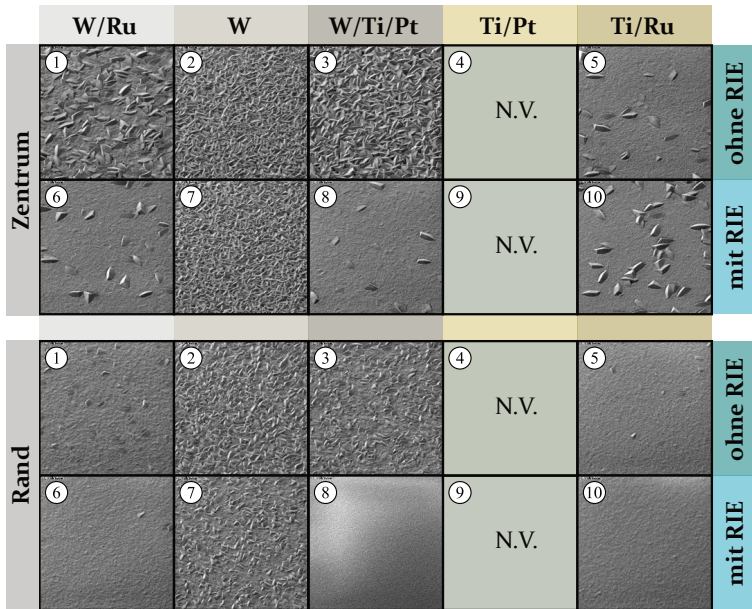


Abbildung 4.41: SEM-Aufnahmen der Versuchssproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit unterschiedlichen Bodenelektrodenmaterialien und einer Reinigung mit oder ohne Ar-Ätzung.

Beurteilung der Elektrodenmaterialien anhand der gemessenen Resonanzkurven ist in diesem Versuchsdurchlauf allerdings zu ungenau. Demzufolge und wegen der im Versuch verstärkt auftretenden Schichtdicken-Abweichungen wird eine Aussage über den Zusammenhang zwischen der Güte und den Wachstumsbedingungen durch das Elektrodenmaterial möglichst vermieden. Dennoch zeigt sich passend zu den SEM Aufnahmen der AlScN Oberfläche, dass die Versuche mit Ru und Pt vielversprechende und ähnliche Ergebnisse der effektiven elektromechanischen Kopplung zeigen wie die AlCu/W-Elektroden mit aSi und CMP. Da die Materialkosten für Pt und Ru deutlich höher und die Strukturierungsprozesse schwieriger sind, wird sich in den nachfolgenden Versuchen weiterhin auf die Materialkombination AlCu/W als Bodenelektrode konzentriert.

CVD-W vs. PVD-W

Neben dem chemischen Abscheidungsverfahren von W, welches bei erhöhten Temperaturen zwischen 300 °C und 400 °C stattfindet, sollen auch PVD-Verfahren getestet werden. Der Vorteil solcher physikalischer Abscheidungsverfahren ist, dass die Abscheidung auch bei niedrigeren Temperaturen durchgeführt und der Stress der abgeschiedenen Schichten besser kontrolliert werden

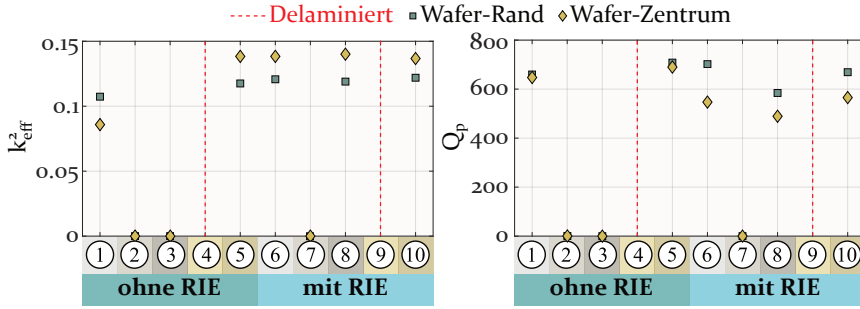


Abbildung 4.42: Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit unterschiedlichen Bodenelektrodenmaterialien und einer Reinigung mit oder ohne Ar-Ätzung.

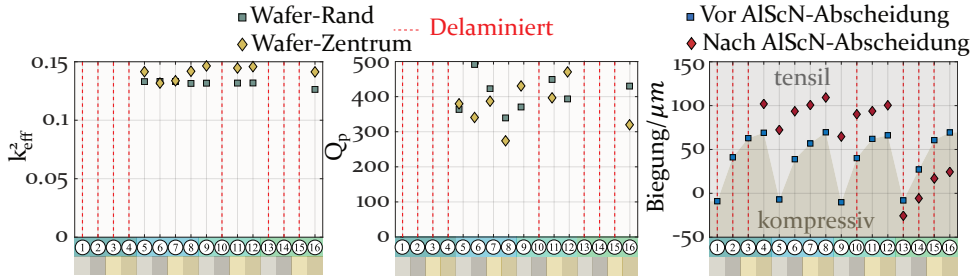


Abbildung 4.43: Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit verschiedenen Abscheideverfahren der W-Elektrode zur Anpassung der Schichtverspannungen.

kann. Nachfolgend zeigt die Tabelle 4.10 die Abscheideergebnisse für PVD-W Schichten mit unterschiedlich voreingestelltem Schichtstress und unterschiedlichen AlScN-Abscheidungsprozessen. Die SEM Aufnahmen in Abbildung 4.44 und die Messergebnisse in 4.43 zeigen allerdings, dass es keine Unterschiede in den Eigenschaften der Schichtqualität bzw. der charakteristischen Parameter der BAW-Resonatoren gibt. Lediglich die Durchbiegung der Wafer zeigt je nach Schichtstress der W-Elektrode erwartungsgemäß angepasste Werte. Letztlich sind in dieser Versuchsdurchführung zahlreiche Wafer delaminiert, sodass nur wenige Resonatoren vermessen werden konnten. Betroffen waren in diesem Versuch überwiegend die Wafer ohne Ar-Etch der W-Elektrode.

4.3.5 Diskussion der optimierten Kristallmorphologie

Die Durchführung und Auswertung der verschiedenen Prozessierungsschritte zeigt, dass das beste Ergebnis mit einem kurzen Ar-Etch auf der Versys, einer 5 nm dicken aSi Schicht, einer dünnen AlScN-Schichtabscheidung bei reinem

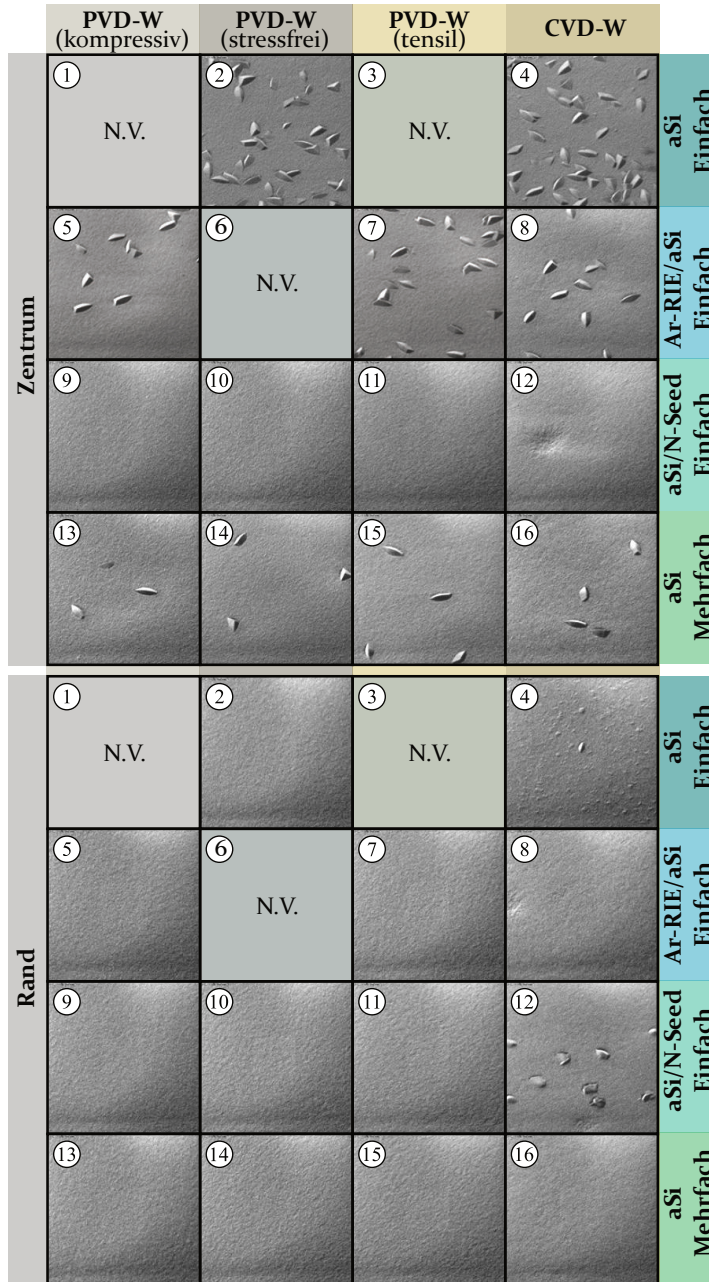


Abbildung 4.44: SEM-Aufnahmen im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit verschiedenen Abscheidungsverfahren für die W-Elektrode zur Anpassung der Schichtverspannungen.

Tabelle 4.10: Liste der Versuche mit den unterschiedlichen Abscheideverfahren der W-Elektrode zur Anpassung der Schichtverspannungen.

Wafer	Boden-Elektrode	Ar-Etch	AlScN (350 °C)
① RU910581 #12	AlCu/PVD-W (kompressiv)	Nein	Einfach 150 W
② RU910581 #19	AlCu/PVD-W (stressfrei)	Nein	Einfach 150 W
③ RU910581 #5	AlCu/PVD-W (tensil)	Nein	Einfach 150 W
④ RU910581 #1	AlCu/CVD-W	Nein	Einfach 150 W
⑤ RU910581 #13	AlCu/PVD-W (kompressiv)	Ja	Einfach 150 W
⑥ RU910581 #20	AlCu/PVD-W (stressfrei)	Ja	Einfach 150 W
⑦ RU910581 #6	AlCu/PVD-W (tensil)	Ja	Einfach 150 W
⑧ RU910581 #2	AlCu/CVD-W	Ja	Einfach 150 W
⑨ RU910581 #15	AlCu/PVD-W (kompressiv)	Ja	N-Seed + Einfach 150 W
⑩ RU910581 #22	AlCu/PVD-W (stressfrei)	Ja	N-Seed + Einfach 150 W
⑪ RU910581 #8	AlCu/PVD-W (tensil)	Ja	N-Seed + Einfach 150 W
⑫ RU910581 #4	AlCu/CVD-W	Ja	N-Seed + Einfach 150 W
⑬ RU910581 #14	AlCu/PVD-W (kompressiv)	Ja	Mehrfach 250 W ↔ 0 W
⑭ RU910581 #21	AlCu/PVD-W (stressfrei)	Ja	Mehrfach 250 W ↔ 0 W
⑮ RU910581 #7	AlCu/PVD-W (tensil)	Ja	Mehrfach 250 W ↔ 0 W
⑯ RU910581 #3	AlCu/CVD-W	Ja	Mehrfach 250 W ↔ 0 W

N_2 und einer abschließenden AlScN-Bulkabscheidung auf die gewünschte Schichtdicke erreicht werden kann. Vorteil des Verfahrens ist, dass hier auch W als Bodenelektrodenmaterial genutzt werden kann und somit eine Optimierung der ohmschen Verluste durch AlCu bei gleichzeitiger Anpassung der effektiven elektromechanischen Kopplung durch das W erzielt werden kann. Es haben sich aber auch weitere Bodenelektrodenmaterialien bzw. Keimschichten als vielversprechend herausgestellt. Dazu zählen Pt und Ru. Beide Materialien als Keimschicht oder Bodenelektrode zeigen ähnlich gute Ergebnisse wie aSi als Keimschicht. Diese ähnlich guten Eigenschaften sind vor allem deshalb interessant, weil aSi als amorphe Struktur keine Kristallstruktur besitzt und dementsprechend kein Gitter vorgibt, Platin und Ruthenium hingegen schon. Dabei zeigt Platin eine kubische und Ruthenium eine hexagonale Kristallstruktur. Auch in der Literatur hat sich gezeigt, dass Platin ein durchaus gutes Substrat für AlScN darstellt [205]. Ruthenium wurde hingegen bisher nur zum Wachstum von reinen AlN-Schichten verwendet [105]. Allgemein kann dieser Zusammenhang dadurch erklärt werden, dass die Gitterabstände der kubischen und hexagonalen Struktur in Pt bzw. Ru ähnlich zu den Gitterabständen oder einem Vielfachen der Gitterabstände in $Al_{0.8}Sc_{0.2}N$ sind. Im Falle von aSi kann zwar wegen der amorphen Struktur kein einheitlicher sich wiederholender Gitterabstand bestimmt werden, trotzdem liegt

ein gewisser durchschnittlicher Abstand der Atomanordnung vor, der ähnlich zum Abstand in AlScN-Schichten sein könnte. Letztlich zeigt sich aber, dass die Substratbedingungen schrittweise über eine Keimschicht und eine kurzzeitige Abscheidung von AlScN bei reinem N_2 an die benötigten Wachstumsbedingungen von AlScN herangeführt werden müssen. Des Weiteren hat sich gezeigt, dass ein kurzer mechanischer Polierschritt und ein kurzer Ar-Etch der W-Bodenelektrode für eine stabile und kristallitfreie Dünnschicht hilfreich sind.

Waferkartierung des optimierten AlScN-Prozesses

Bisher wurden immer nur einzelne Messungen im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand untersucht. Insgesamt zeigte sich dabei schon immer ein leichter Unterschied zwischen den beiden Positionen. Über eine Waferkartierung des optimierten Prozesses ist es möglich, auch die gesamte Waferverteilung der Güte und effektiven elektromechanischen Kopplung zu beurteilen. Abbildung 4.45 zeigt die Ergebnisse einer flächigen Auswertung des optimierten Prozesses.

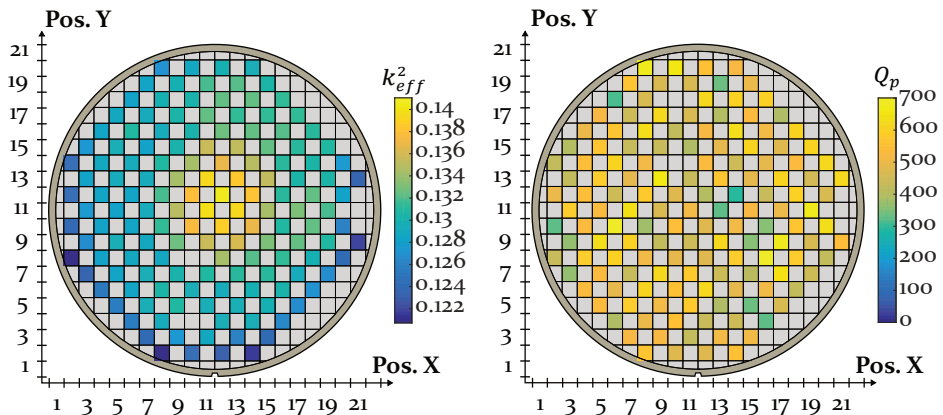


Abbildung 4.45: Waferkartierung der effektiven elektromechanischen Kopplung und der Güte der BAW-Teststruktur.

Insgesamt zeigt sich der bereits erwartete radial symmetrische Verlauf der effektiven elektromechanischen Kopplung. Die Güte hingegen zeigt kein erkennbares Muster und schwankt mit einem Q_p zwischen 400 und 500. Anhand der vorliegenden Ergebnisse kann dementsprechend zunächst kein Zusammenhang zwischen der effektiven elektromechanischen Kopplung und der Güte gefunden werden. Die Variation der effektiven elektromechanischen Kopplung kann entweder an Unterschieden in der c-Achsenorientierung oder an Unterschieden der mechanischen Verspannung liegen. Aufschluss

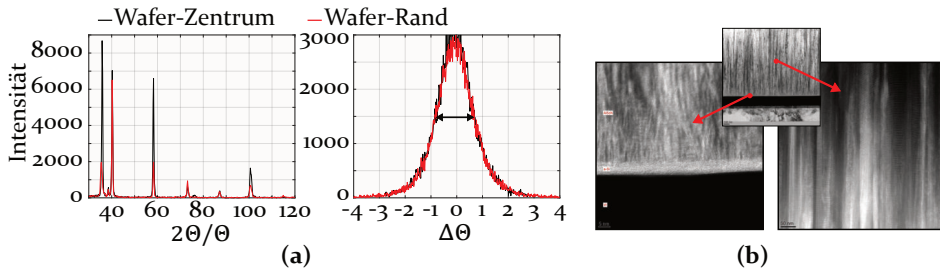


Abbildung 4.46: Kristallografische Analyse der optimierten AlScN-Dünnschicht mit (a) $2\theta/\theta$ -Scans und RC-Kurve im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand und (b) TEM-Aufnahmen der Kristallstruktur.

gibt an dieser Stelle die kristallografische Untersuchung der optimierten Dünnschicht.

Kristallorientierung

Abbildung 4.46 (a) zeigt $2\theta/\theta$ -Scans und RC-Kurven im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand des optimierten AlScN-Prozesses. Es ergeben sich die gleichen Einfallswinkel der Intensitätspeaks wie in Abschnitt 4.2.3. Eine deutliche Verbesserung ergibt sich hingegen in der c-Achsenorientierung. Die RC-FWHM Werte im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand unterscheiden sich kaum voneinander und liegen im Vergleich zu den kristallografischen Untersuchungen aus Kapitel 4.2.3 jetzt bei etwa 1.55° . Damit ist eine für polykristalline Verhältnisse sehr gute Kristallqualität und -orientierung der abgeschiedenen AlScN-Schicht gegeben [231]. Es ist dementsprechend eher unwahrscheinlich, dass sich die radialsymmetrische Variation der effektiven elektromechanischen Kopplung auf eine entsprechende Variation der c-Achsenorientierung zurückführen lässt. Ein weiterer, vor allem für die Güte wichtiger Parameter der Kristallstruktur ist die Größe der kolumnaren Kristalle. Die TEM-Aufnahmen der optimierten AlScN-Dünnschichten in Abbildung 4.46 (b) zeigen vergrößerte Ausschnitte an der Grenzschicht und nach der Hälfte der Schichtdicke. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass sich zu Beginn der Abscheidung ein noch eher chaotisches Kristallwachstum ausbildet, welches sich mit zunehmender Dicke stabilisiert und die gewünschten kolumnaren Strukturen ausbildet. Die im Ausschnitt extrahierbaren Kornbreiten variieren dabei zwischen 30 nm und 70 nm.

Waferverspannungen

Ein interessanter Aspekt ergibt sich bei Betrachtung der typischen mechanischen Verspannungen über den Wafer. Hier zeigt der optimierte Prozess in

Abbildung 4.47 eine sehr inhomogene Verteilung mit kompressivem Charakter am Wafer-Rand und tensilem Charakter im Wafer-Zentrum. Diese erinnert an die Verteilung der elektromechanischen Kopplung und lässt hier den bereits vermuteten direkten Zusammenhang erahnen. Auch aus entsprechenden Literaturangaben ist bekannt, dass sich je nach mechanischer Vorspannung der piezoelektrischen Schicht unterschiedliche elektromechanische Kopplungen ergeben [232, 233]. Dementsprechend und unter Berücksichtigung der ähnlichen c-Achsenorientierung zwischen Wafer-Rand und Wafer-Zentrum ist anzunehmen, dass die Verteilung der elektromechanischen Kopplung durch die Verteilung der mechanischen Vorspannungen in der AlScN-Dünnschicht gegeben ist.

4.4 Optimierung des HF-BAW-Resonatordesigns

Nach Befreiung der AlScN-Schicht von unerwünschten Kristalliten und der Optimierung bezüglich der effektiven elektromechanischen Kopplung, sind die niedrigen Güten des vereinfachten Resonatordesigns zu klein, um den strengen Anforderungen an HF-Filter für kritische Frequenzbänder gerecht zu werden. Anhand der bisherigen Ergebnisse wird vermutet, dass die meisten Verluste durch heraus laufende Wellen und parasitäre Moden erfolgen. Dementsprechend wird im folgenden Unterkapitel das Resonatordesign entsprechend der gängigen Methoden aus der Literatur sowie durch kleinere Prozessanpassungen optimiert.

4.4.1 Verbesserung der Oberflächenrauigkeit

Entsprechend der Modenkonversion und dem Streuverhalten akustischer Wellen an Grenzschichten (siehe Kapitel 2.2.2 und Kapitel 2.2) sind für BAW-Resonatoren möglichst parallele, glatte Oberflächen und Grenzschichten wünschenswert. Während der Dünnschichtoptimierung von AlScN hat sich allerdings gezeigt, dass vor allem die Grenzschichten der Spiegelschichten eine

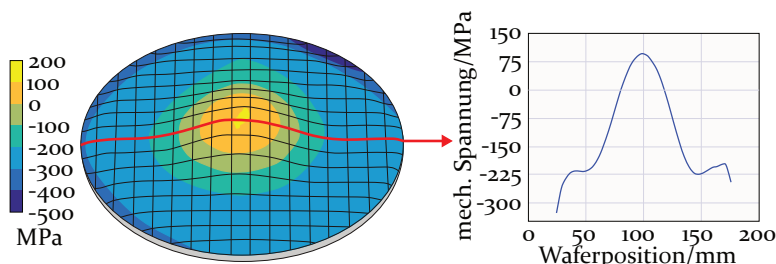


Abbildung 4.47: Verteilung der mechanischen Spannung über den Wafer.

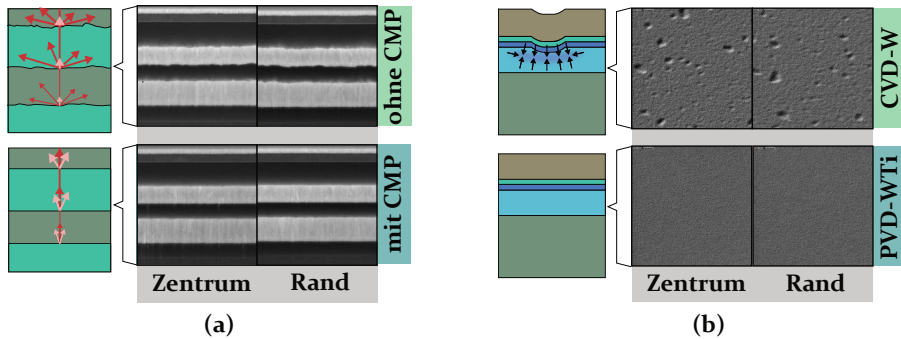


Abbildung 4.48: Maßnahmen zur Verbesserung der Oberflächenrauigkeit: (a) Mechanisches Polieren der Spiegelschichten und (b) Wechsel des Bodenelektrodenprozesses zur Vermeidung hoher Temperaturen und der daraus entstehenden Schrumpfeffekte.

hohe Rauigkeit aufweisen. Falls möglich, wird dementsprechend in allen weiteren Untersuchungen ein mechanischer Polierschritt zwischen jeder einzelnen Spiegellage eingeführt. Die sich daraus ergebende Verbesserung der Oberflächenbeschaffenheit zeigt Abbildung 4.48 (a). Ein weiteres unerwünschtes Phänomen zeigt Abbildung 4.48 (b). Hier zeigen die Wolfram-bodenelektroden trotz des mechanischen Polierschrittes ausgeprägte Gruben, welche ebenfalls das gewünschte akustische Verhalten stören. In entsprechenden Versuchen⁷ hat sich gezeigt, dass sich durch die für den CVD-W Prozess benötigten hohen Temperaturen teilweise eine Legierung zwischen der darunter liegenden Ti-Hilfsschicht und der AlCu-Schicht bildet. Während der Bildung schrumpfen die betroffenen Stellen und die entsprechenden Gruben entstehen. Der Umstieg auf PVD-W oder PVD-WTi ($Ti < 10\%$) erlaubt diese bei niedrigerer Temperatur abzuschneiden und die optimierten AlScN-Schichtqualitäten entsprechend der Ergebnisse aus Kapitel 4.3.4 beizubehalten. SEM-Aufnahmen der Bodenelektrode vor und nach Umstieg auf einen PVD basierten Abscheidungsprozess sind in Abbildung 4.48 (b) gegeben.

4.4.2 Untersuchung verschiedener Spiegeldesigns

Da das Spiegeldesign der vereinfachten BAW-Testresonatoren für ein möglichst breitbandiges Reflexionsverhalten ausgelegt wurde und ein insgesamt schlechteres Transmissionsverhalten akzeptiert wurde, ist die Untersuchung verschiedener Spiegeldesigns zur Verringerung unnötiger akustischer Verluste über einen nicht idealen Spiegel nötig. Entsprechend der Grundlagen aus Kapi-

⁷ Diese Versuche zur Legierungsbildung zwischen AlCu und Ti beruhen auf der Erfahrung der Infineon-Technologieabteilung.

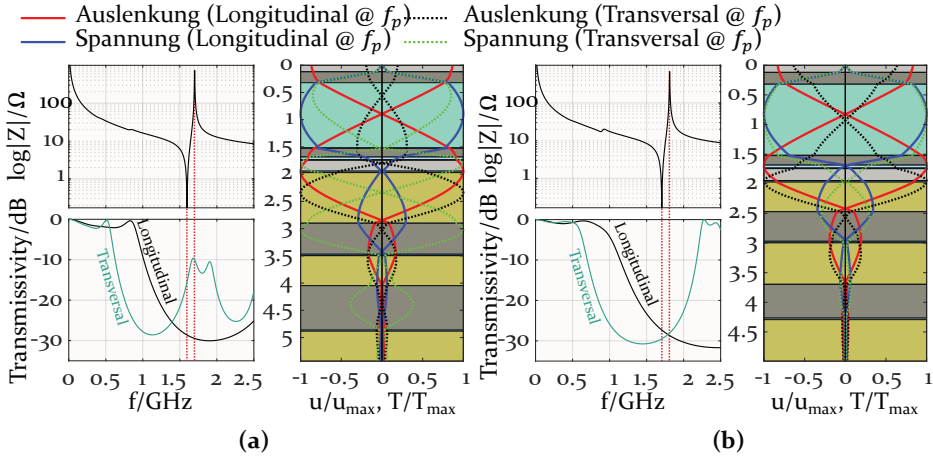


Abbildung 4.49: Simulation der Spiegeltransmissivität, Spannungsverteilung und Verschiebung von Longitudinal und Scherwellen in einem (a) nicht optimierten Spiegeldesign und (b) einem optimierten Spiegeldesign.

tel 2 kommt es in Resonatoren des FBAR-Typs idealerweise zu einer vollständigen Reflexion der akustischen Hauptmode an den Grenzflächen der Elektroden zur Luft. Die in SMR-Strukturen verwendete einseitige Substratbindung über einen akustischen Spiegel verringert hingegen diese ideale Reflektivität. Um trotzdem eine ausreichende Reflexion der Welle zu erreichen, hat sich gezeigt, dass die periodische Anordnung aus hoch- und niedrigimpedanten akustischen Lagen sowohl für Longitudinal- als auch Scherwellen optimiert werden muss [94]. Damit wird ermöglicht, dass nicht nur die longitudinale TE₁-Hauptmode reflektiert wird, sondern eben auch durch Modenkonversion entstandene Scherwellen im piezoelektrischen Material konzentriert werden. Ein typischer Ansatz zur Modellierung der Spiegelreflektivität ist das in Kapitel 3 erläuterte Leitungsmodell. In dieser Arbeit wird dazu die Grenzschicht zwischen der Piezolage und der Elektrode zur Betrachtung der Spiegelreflektivität herangezogen. Abbildung 4.49 zeigt die sich in der Transmissivität ergebenden Unterschiede eines optimierten und eines nicht optimierten Spiegeldesigns. Hier ist ebenfalls die über die Transfermatrixmethode berechnete und normierte Spannungsverteilung T/T_{max} und Verschiebung u/u_{max} im Resonator gegeben. Es ist deutlich zu erkennen, dass nur im Falle des optimierten Spiegeldesigns sowohl Longitudinal- als auch Scherwellen eine ausgeprägte Reflexion für die Resonanzfrequenz sehen. Für die Optimierung der Spiegeldesigns werden verschiedene Frequenzbereiche im sub 6 GHz Bereich gewählt. Zu den ausgewählten Frequenzen gehören die Frequenzen der bisherigen Untersuchungen mit 1.7 GHz für die Vergleichbarkeit der Ergebnisse aber auch die Zielfrequenzen für die kritischen Frequenzbänder n₄₁

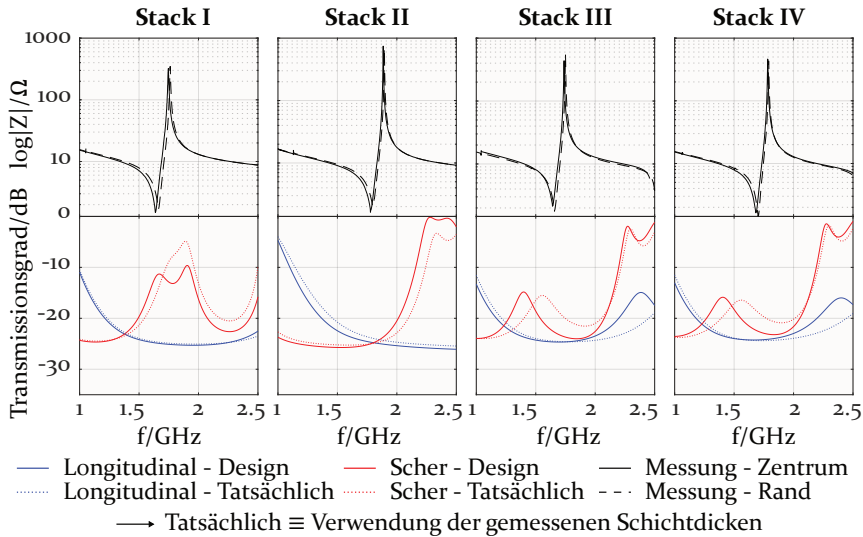


Abbildung 4.50: Simulierte Spiegeltransmissivität und gemessene Resonanzkurven für verschiedene Spiegeldesigns bei ca. 1.7 GHz.

mit 2.6 GHz und n79 mit 4.7 GHz. Im Zusammenhang mit den Frequenzbändern n41 und n79 wird ein weiterer zu berücksichtigender Aspekt deutlich und zwar soll die Spiegelreflektivität nicht nur für eine einzelne Frequenz, sondern für das jeweils gesamte Frequenzband garantiert werden. Insbesondere Band n79 stellt damit BAW-Resonatoren des SMR-Typs vor eine weitere Herausforderung für 5G-Filteranwendungen. Zuletzt muss beim Entwurf des Spiegels auch immer das Dispersionsverhalten berücksichtigt werden, um der Anforderung der Überlappmethode an den Dispersionstyp I weiterhin zu genügen.

Spiegel-Optimierung für 1.7 GHz

Für die Versuchsreihe bei 1.7 GHz wurden neben verschiedenen Spiegeldesigns auch die Resonanzfrequenzen der Resonatoren für jedes Spiegeldesign über die Top-Elektrode leicht variiert. Damit ist es möglich, Abweichungen in Materialparametern entgegenzuwirken und die maximal mögliche Spiegelreflektivität zu finden. Insgesamt wurden für 1.7 GHz vier verschiedene Spiegeldesigns mit je drei unterschiedlichen Resonanzfrequenzen untersucht. Die jeweilige simulativ bestimmte Reflektivität bzw. Transmissivität ist in Abbildung 4.50 gegeben. Da die Abscheidung der Schichten mit starken Schwankungen verbunden ist, wurden die tatsächlich abgeschiedenen Schichtdicken der Spiegel durch entsprechende FIB-Schnittbilder ermittelt und die daraus resultierende tatsächliche Transmissivität der Abbildung 4.50 hinzugefügt.

Tabelle 4.11: Gemessene Resonatoreigenschaften für verschiedene Spiegelstapel bei 1.7 GHz.

Kennzeichnung	f_s	f_p	k_{eff}^2	Q_p	FOM
Stack I (RU919584 5)	1.639	1.746	14.1	395	55.7
Stack II (RU919584 6)	1.781	1.885	12.9	740	95.46
Stack III (RU919584 3)	1.66	1.75	12.1	550	66.5
Stack IV (RU919584 4)	1.685	1.783	12.8	450	57.5

Allgemein erlaubt die Auslegung der Spiegelschichtdicken die Einstellung des Dispersionstyps von AlScN BAW-Resonatoren. Damit später auch die Überlappmethode herangezogen werden kann, wurden Dispersionsrelationen vom Typ I ausgelegt. Bei den Schichtstäpeln für 1.7 GHz handelt es sich beim Stapel I, III und IV um den Dispersionstyp I und bei dem Schichtstapel II als Vergleich um den Dispersionstyp II. Die für jeden Stapel jeweils besten Ergebnisse hinsichtlich der Güte sind in Tabelle 4.11 aufgelistet. Für 1.7 GHz wird die höchste Güte durch den Stapel II mit Güten zwischen 600 und 800 erreicht. Ebenfalls etwas höhere Güten als mit dem ursprünglichen Spiegel-design werden mit den anderen Spiegeldesigns erreicht. Hier bewegt sich die Güte zwischen 400 und 550.

Letztlich kann durch die Spiegeloptimierung erwartungsgemäß eine deutlich höhere Güte erzielt werden. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass sich auch die effektive elektromechanische Kopplung durch die neuen Schichtdickenverhältnisse der Elektroden und der ersten Spiegellage um mehrere Prozentpunkte ändern kann. Die Einhaltung der benötigten effektiven elektromechanischen Kopplung kann deshalb oft nicht mit den gewünschten Schichtdicken für hohe Güten vereinbart werden und muss in der Auslegung der Schichtdicken ebenfalls berücksichtigt werden.

Spiegel-Optimierung für die Bänder n41 und n79

Die Ergebnisse des optimierten Spiegeldesigns für 2.5 GHz und 4.7 GHz zeigt Abbildung 4.51. Die entsprechenden Güten und effektiven elektromechanischen Kopplungswerte der besten Ergebnisse zeigt Tabelle 4.12. Generell erwartet man mit zunehmenden Frequenzen höhere Verluste durch akustische Dämpfung. Das zeigt sich vor allem für die Resonatoren zwischen 4 GHz und 5 GHz. Hinzu kommt allerdings, eine starke Abweichung der ursprünglich ausgelegten Resonanzfrequenz der Resonatoren. Insbesondere die n79 Resonatoren weichen von der gewünschten Frequenzlage bei 4.7 GHz wegen der Prozessierungsschwierigkeiten von sehr dünnen Schichten ab und befinden sich damit nicht im optimalen Bereich der Spiegelreflektivität. Dementsprechend fallen die Güten sehr gering mit Werten zwischen 100 und 290 aus.

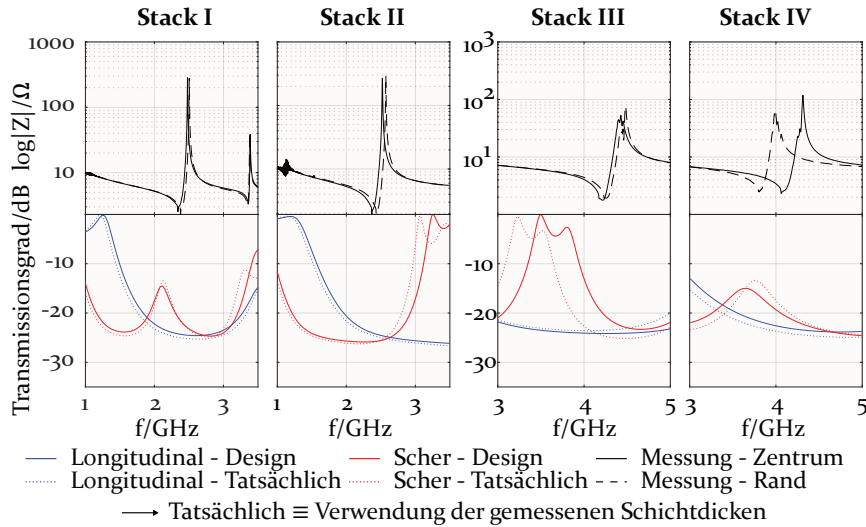


Abbildung 4.51: Simulierte Spiegeltransmissivität und gemessene Resonanzkurven für verschiedene Spiegelstapel bei Band n41 und Band n79 Frequenzen.

Tabelle 4.12: Gemessene Resonatoreigenschaften für verschiedene Spiegelstapel bei Band n41 und Band n79 Frequenzen.

Kennzeichnung	f_s	f_p	k_{eff}^2	Q_p	FOM
Stack V (RU919585 7)	2.388	2.505	11	710	78
Stack VI (RU919585 6)	2.446	2.572	11.5	605	70
Stack VII (RU919585 13)	4.269	4.47	10.82	130	14
Stack VIII (RU919585 19)	4.093	4.301	11.4	380	43.3

Anders verhält es sich für die 2.6 GHz Resonatoren. Zwar gibt es auch hier Abweichungen von der gewünschten Frequenzlage, aber diese liegt noch im akzeptablen Bereich und Güten von bis zu 680 bei 2.5 GHz werden erzielt.

4.4.3 Untersuchung verschiedener Überlappbreiten

Im nachfolgenden Abschnitt soll die Überlappmethode untersucht werden. Allgemein bekannt ist, dass durch die Überlappmethode von BAW-SMRs mit Dispersionstyp I neben der Unterdrückung von parasitären Moden auch die Güte der Resonatoren verbessert werden kann. Dazu muss eine geeignete Überlappbreite gefunden werden, die im richtigen Verhältnis zur Elektrodenfläche steht und die effektive elektrische Anregung der lateralen Lamb-Modi verhindert. Die Wahl der richtigen Überlappdimensionierung erfolgt meist durch 2D-FEM oder durch eine entsprechende Versuchsreihe mit unterschiedlichen Überlappbreiten. Wegen des leicht unterschiedlichen Lagenaufbaus

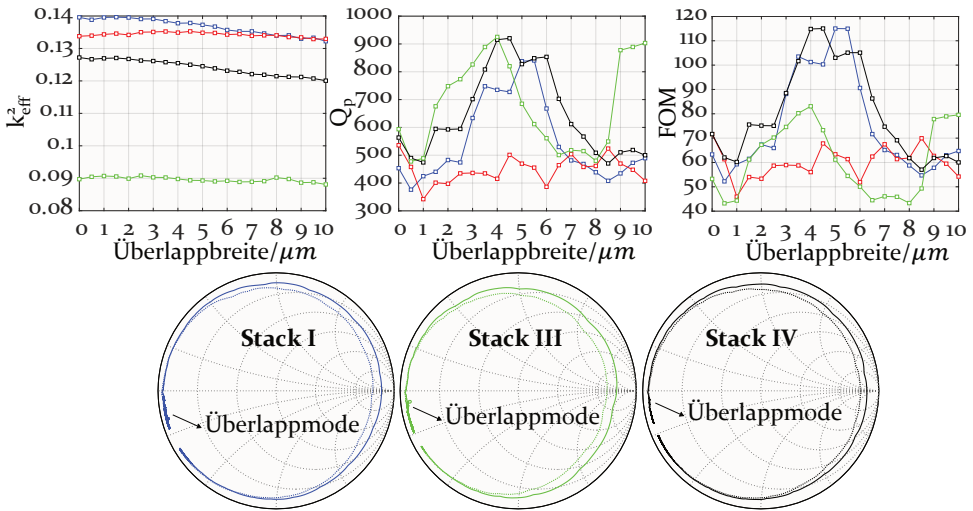


Abbildung 4.52: Versuchsreihe zur Überlappmethode bei 1.7 GHz mit Darstellung der Güte, effektiver elektromechanischer Kopplung und der FOM bei Überlappbreiten von 0 bis 9.5 μm .

und der Dimensionierung der Flächen von Serien- und Parallelresonatoren liegt jeweils auch ein unterschiedliches Dispersionsverhalten vor. Für Filteranwendungen müssen dementsprechend Serienresonatoren und Parallelresonatoren unterschiedlich in der Überlappbreite ausgelegt werden.

Überlapp für 1.7 GHz

Zur Untersuchung der Güteoptimierung durch die Überlappmethode der 1.7 GHz Resonatoren werden baugleiche Komponenten mit Überlappbreiten von 0 μm bis 9.5 μm für die unterschiedlichen Spiegelstapel I bis IV analysiert. Die Ergebnisse der extrahierten effektiven elektromechanischen Kopplung, Güte und der FOM für jeden Spiegelstapel zeigt Abbildung 4.52. Zunächst fällt der aus der Literatur bereits bekannte Effekt einer abnehmenden elektromechanischen Kopplung mit zunehmender Überlappbreite auf. Jedoch bei Betrachtung der Güte zeigt sich die Verringerung der Verluste und die Güte steigt je nach Spiegelstapel auf Werte um die 900. Allgemein wird ein Optimum der Überlappbreite bei 4 bis 5.5 μm erreicht. Hier zeigen sich auch die Auswirkungen des durch den Spiegel angepassten Dispersionstyps. Nur für die Resonatoren mit Dispersionstyp I (Stapel I, III und IV) ist eine Optimierung mittels der Überlappmethode möglich. Stapel II mit Dispersionstyp II hingegen bleibt in seiner Güte und effektiven elektromechanischen Kopplung erwartungsgemäß nahezu unverändert. Für Stapel III deutet sich bereits ein zweites Optimum der Überlappbreite an. Wegen der allgemein periodischen

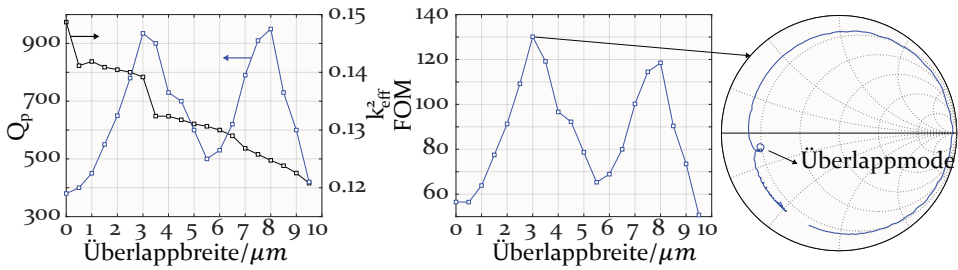


Abbildung 4.53: Versuchsreihe zur Überlappmethode bei n_{41} Frequenzen mit Darstellung der Güte, effektiven elektromechanischen Kopplung und der FOM bei Überlappbreiten von 0 bis $9,5 \mu m$.

Ausbreitung der unerwünschten Lamb-Moden ist das Auftreten mehrerer Optima nicht überraschend. Allgemein wird aber eine geringere Überlappbreite bevorzugt, da sich im Überlappbereich ebenso eine in der Frequenz verschobene Überlappmode ausbildet und mit zunehmender Überlappbreite in ihrer Ausprägung verstärkt hervortritt.

Die Ergebnisse der FOM in Abbildung 4.52 zeigen die deutliche Verbesserung der Resonatoren. Während ohne Spiegeloptimierung und ohne Überlapp (Stapel I) gerade mal Werte knapp unter 50 erzielt werden, erreichen Resonatoren mit optimiertem Spiegel und Überlapp Werte um die 115. Damit zeigt sich, dass auch mit AlScN basierten Resonatoren bei hohen Sc Konzentrationen, eine hohe Güte bei gleichzeitig hoher Kopplung möglich ist.

Überlapp für die Bänder n_{41} und n_{79}

Für die optimierten Spiegelstapel V bis VIII wurde ebenfalls die Überlappmethode untersucht. Es konnte aber nur die Versuchsreihe für Band n_{41} mit Stapel V untersucht werden, da alle Überlapp-Versuchswafer für die Stapel VI bis VIII delaminiert sind. Nichtsdestotrotz zeigt Abbildung 4.53 die Ergebnisse der Überlappuntersuchung für Stapel V. Auch hier wird eine deutliche Steigerung der Güte beobachtet. Wegen der Periodizität der zu unterdrückenden Lamb-Modi ergeben sich hier zwei Optima der Überlappbreite. Der bereits angesprochene Nachteil einer stärker hervortretenden Überlappmode mit zunehmender Überlappbreite zeigt das Smith-Diagramm der Hauptmode beim zweiten Optimum in Abbildung 4.53. Letztlich werden auch hier Güten von bis zu 900 erzielt. Eigentlich würde man erwarten, dass wegen der höheren Frequenz die Güte geringer als bei den 1.7 GHz-Ergebnissen ausfallen müsste. Wie auch bereits bei der Spiegeloptimierung aufgefallen ist, konnte aber kein Einbruch der Güte beobachtet werden. Es wird dementsprechend auch hier

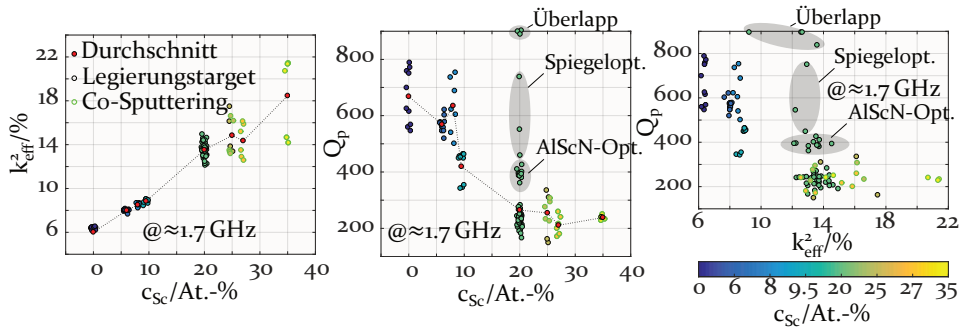


Abbildung 4.54: Einfluss der Sc-Konzentration auf die Güte und effektive elektromechanische Kopplung von BAW-Resonatoren des SMR-Typs.

vermutet, dass die Reflektivität der n_{41} -Spiegel deutlich besser ausfällt als bei den 1.7 GHz-Resonatoren und damit die normalerweise höheren Verluste bei höheren Frequenzen kompensiert werden. Letztlich werden so FOM-Werte von bis zu 130 erzielt, womit sich zeigt, dass selbst bei höheren Frequenzen hohe Güten und Kopplungswerte mit AlScN Resonatoren möglich sind.

4.5 Gesamtheitliche Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurden neben der morphologischen Kristallstruktur auch das Resonatordesign hinsichtlich hoher Güten und hoher elektromechanischer Kopplung optimiert. Dabei hat sich gezeigt, dass das Wachstum der piezoelektrischen Schicht meist mit dem Auftreten unerwünschter falsch-orientierter Kristallite auftritt. Für die Ausnutzung der maximal möglichen elektromechanischen Kopplung gilt es die unerwünschten Kristallite durch entsprechende Wahl der Materialien und Prozessschritte zu vermeiden. Es hat sich herausgestellt, dass eine dünne Keimschicht aus aSi auf W-Elektroden mit entsprechender Vorbehandlung durch CMP und Ar-Etch eine kristallitfreie AlScN-Schicht ermöglicht. Durch entsprechende Anpassung der Spiegelreflektivität und Anwendung der Überlappmethode können mit dieser AlScN-Schicht auch sehr hochgütige Resonatoren bei gleichzeitig hoher elektromechanischer Kopplung erzielt werden.

$\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ für BAW-Resonatoren

Abbildung 4.54 zeigt die Ergebnisse der Güte und der effektiven elektromechanischen Kopplung für verschiedene Sc-Konzentrationen aus Kapitel 4.2.5 zusammen mit den Ergebnissen des Optimierungsprozesses. Letztlich muss berücksichtigt werden, dass lediglich für die Messungen bei 20 % Sc eine ausführliche Optimierung hinsichtlich der Kristallmorphologie und

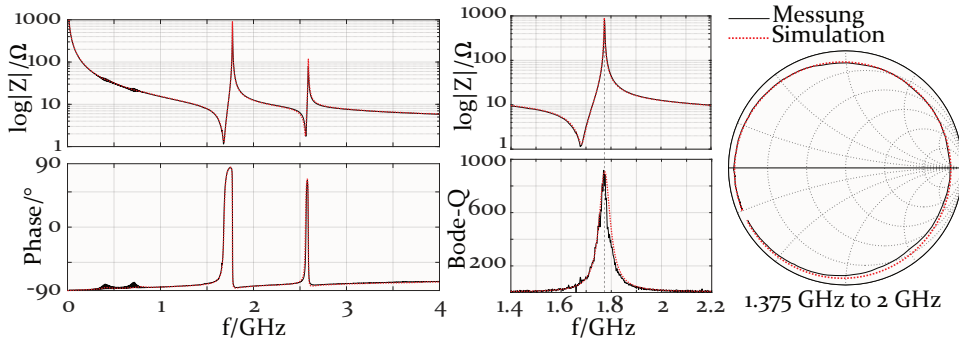


Abbildung 4-55: Vergleich von Simulation und Messung mit Nutzung der neuen AlScN-Materialparameter.

des Resonatordesigns stattfand. Bei Betrachtung aller Ergebnisse zeigt sich, dass je nach Sc-Gehalt unterschiedliche Gitterparameter und damit unterschiedliche Kristalleigenschaften vorliegen und dementsprechend für höhere Sc-Konzentrationen neue Optimierungsprozesse für die Keimschicht, die Elektrodevorbehandlung und die Abscheidungsparameter durchgeführt werden müssen. Mit den dargestellten Ergebnissen lässt sich allerdings nach wie vor nicht eindeutig sagen inwieweit die Güteabnahme mit dem Sc-Gehalt zusammenhängt. Allerdings ist es in Anbetracht der Güteabnahme durchaus denkbar, dass die akustische Dämpfung, die dielektrischen Verluste und/oder piezoelektrischen Verluste mit steigender Sc-Konzentration zunehmen. Die Nutzung des FBAR-Typs als Teststruktur würde es letztlich ermöglichen, zumindest die frequenzabhängige Spiegelreflektivität als Ursache für die Güteabnahme mit steigender Sc-Konzentration auszuschließen. Moreira et al. führten solche Versuche in [35] durch. Trotz der Verwendung des FBAR-Typs zeigten ihre Resonatoren aber eine ähnliche Abnahme der Güte mit steigender Sc-Konzentration und bestätigen damit die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse und getroffenen Annahmen.

Anpassung des AlScN-Modellparametersatzes

Im Verlauf der durchgeführten Messungen kam es zur Anpassung des AlScN-Materialdatensatzes. Insbesondere für das Design von Filterschaltungen ist die Kenntnis der tatsächlichen Materialeigenschaften nötig und entscheidet über die Einhaltung der gewünschten Filter-Spezifikationen. Die Anpassung der aus der Literatur extrahierten Materialwerte erfolgt durch die Ableitung aus dem Mason Modell. Dabei gilt: Je genauer die Schichtdicken des gemessenen BAW-Lagenstapels bestimmt werden können, desto besser werden die Materialeigenschaften durch Simulation extrahiert. Dementsprechend

Tabelle 4.13: Extrahierter Materialdatensatz zur Modellierung von BAW-Filterstrukturen.

Material	ϵ_{33}	c_{33}^E/GPa	$e_{33}/\text{C/m}^2$	$k_t^2/\%$	$Q_m @ 1\text{ GHz}$
$\text{Al}_{0.8}\text{Sc}_{0.2}\text{N}$	12.9	286	2.377	14.75	2000

werden über einen entsprechenden Wafer-Schnitt in der Nähe des gemessenen Resonators die Schichtdicken bestimmt und im Modell zur Anpassung an die Messung verwendet. Zudem wird angenommen, dass abgesehen von AlScN eine ausreichende Übereinstimmung der von Infineon zur Verfügung gestellten Materialparameter und dem tatsächlichen Materialverhalten gegeben ist. Damit reduzieren sich die Abweichungen zwischen Simulation und Messergebnissen auf die Anpassung der AlScN-Parameter weiter. Die letztlich durch mehrere Iterationen abgeleiteten 1D-Modellparameter von AlScN zeigt Tabelle 4.13. Ein Vergleich der Simulation und Messung zeigt Abbildung 4.55. Grundsätzlich liegt mit dem optimierten Modellparametersatz eine sehr gute Übereinstimmung vor. Auch Nebenmoden bei niedrigeren und höheren Frequenzen weichen hier nur geringfügig von der Messung ab.

Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur

Die nachfolgende Tabelle 4.14 zeigt den Vergleich der erzielten Ergebnisse mit denen aus der Literatur. Dazu wurden sowohl Resonatoren des gleichen Typs als auch Resonatoren mit alternativen Wellen-Modi und/oder Materialien mit einbezogen. Als Referenz zur Beurteilung wird das Produkt aus k_{eff}^2 , Q_p und f_p als neue FOM mit

$$FOM = k_{eff}^2 Q_p f_p \quad (4.6)$$

herangezogen. Ein weiterer wichtiger Aspekt wäre die Non-Circularity nach Gleichung (2.57). Allerdings wird diese nur selten in Publikationen angegeben und wird deshalb in Tabelle 4.14 nicht mit angeführt.

Die Übersicht zeigt deutlich, dass die in dieser Arbeit entwickelten Resonatoren sehr gute Ergebnisse darstellen. Im Vergleich der FOMs wird teilweise ein vielfach besseres Ergebnis erzielt. Zwar gibt es manche Resonator-Materialkombinationen, die deutlich höhere Kopplungswerte erzielen, die aber gleichzeitig auch sehr geringe Güten aufweisen. Letztlich würden insbesondere die Ergebnisse der Lamb- und SHo-Modi durch Berücksichtigung des NC unter noch deutlich niedrigeren FOM-Ergebnissen leiden, da die laterale Wellenanregung einer deutlich ausgeprägteren Anregung parasitärer Modi unterworfen ist, deren Unterdrückung durch strukturelle Veränderungen nur schwer zu lösen ist. Die erzielten Ergebnisse mit optimierten

Tabelle 4.14: Vergleich der erzielten Ergebnisse mit alternativen HF-MEMS Resonatoren aus der Literatur.

Ref.	Mode	Material	f_p /GHz	k_{eff}^2 /%	Q_p	$k_{eff}^2 Q_p f_p$
Diese Arbeit	TE ₁ SMR	$Al_{0.8}Sc_{0.2}N$	1.774	12.5	945	209.5
Diese Arbeit	TE ₁ SMR	$Al_{0.8}Sc_{0.2}N$	2.5897	13.94	950	342.9
Triquint(2008) [234]	TE ₁ SMR	AlN	1.93	6.4	1673	207
VTT(2008) [234]	TE ₁ SMR	ZnO	0.98	6.8	1023	68
Schneider [235]	TE ₁ SMR	$Al_{0.83}Sc_{0.17}N$	2.225	12.18	179	50.97
Moreira [34]	TE ₁ FBAR	$Al_{0.85}Sc_{0.15}N$	2.25	12.07	410	111.4
Umeda [202]	TE ₁ FBAR	$Al_{0.65}Sc_{0.35}N$	2.01	15.5	N.V.	N.V.
Fujitsu(2008) [234]	TE ₁ FBAR	AlN	1.94	6.7	1305	170
Avago(2008) [234]	TE ₁ FBAR	AlN	2.04	4.5	3119	286
Hashimoto [38]	SAW	$Al_{0.6}Sc_{0.4}N$	1.63	3.82	660	41.09
Satoshi [236]	SAW	$Al_{0.57}Sc_{0.43}N$	2.1	2.7	305	17.3
Fujitsu(2008) [234]	SAW	N.V.	1.94	6.7	1137	148
Lozzi [237]	?-Lamb	$Al_{0.83}Sc_{0.17}N$	0.394	4.1	637	10.3
Konno [45]	So-Lamb	$Al_{0.6}Sc_{0.4}N$	2.72	7.39	129	25.92
Plessky [39]	A ₁ -Lamb	LN	5	24	N.V.	N.V.
Zhao [52]	Si-Lamb	AlN	2.4	7.4	185	32.9
Yang [51]	SHo	LN	4.5	28	100	126
Zachary [56]	Lamé	$Al_{0.8}Sc_{0.2}N$	3.1	6.5	160	32.4

AlScN-Dünnschichten und BAW-Resonatoren werden schließlich im nachfolgenden Kapitel zur Realisierung von HF-Filter für die Bänder n₄₁ und n₇₉ und zur Untersuchung weiterführender BAW-Konzepte für breitbandige Filter in Kapitel 6 eingesetzt.

5 HF-BAW-Filter mit $\text{Al}_{0.8}\text{Sc}_{0.2}\text{N}$

Die Entwicklung und Integration neuer Materialien birgt auch immer die Möglichkeit neuer Designkonzepte und die Verschiebung bisheriger Grenzen. Das nächste Kapitel zeigt die Möglichkeiten der optimierten BAW-Resonatoren mit AlScN für die Implementierung grundlegender Filterkonzepte wie Ladder- und Lattice-Topologien. Dazu werden, basierend auf den theoretischen Grundlagen aus Kapitel 2 und den bisherigen Erkenntnissen, zunächst die Herausforderungen der Auslegung von HF-Filtern für Frequenzen über 2.5 GHz sowie die Methodik zur Auslegung der Filterschaltungen in dieser Arbeit erfasst. Anschließend werden die entsprechenden Designs und Messungen für die Frequenzbänder n41 und n79 analysiert und abschließend diskutiert [238].

5.1 Allgemeine Herausforderungen und Methodik

5.1.1 Verlustmechanismen

Konventionelle BAW-Resonatoren können auch für weitaus höhere Frequenzen als 2.5 GHz verwendet werden. Ein Beispiel zeigen Motoaki et al. mit BAW-Filteranwendungen für 24 GHz und 30 GHz [239, 240]. Mit steigender Wunschfrequenz schrumpfen allerdings die benötigten Schichtdicken und zunehmend unerwünschte Nebeneffekte wie erhöhte Verluste, steigende Anforderungen an die Prozessgenauigkeit und Schwierigkeiten mit dem Kristallwachstum treten auf. Die folgende Auflistung gibt einen Überblick über die zu erwartenden Herausforderungen mit steigenden Frequenzen:

- **Materialeigenschaften:** Die Genauigkeit der extrahierten Materialparameter nimmt ab, da sich die Materialeigenschaften in dünnen Schichten anders verhalten als in größeren Volumina.
- **Ohmsche Verluste:** Ein erster Effekt dünnerer Elektroden ist die Zunahme ohmscher Verluste in den Elektroden. Bei sehr hohen Frequenzen kommt außerdem der Skin-Effekt zum Tragen, welcher dann in Gleichung (2.55) durch

$$R_{El} \approx \frac{1}{\sigma t_{skin}} \quad \text{mit} \quad t_{skin} \approx \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} \quad (5.1)$$

berücksichtigt werden muss.

- **Parasitäre Kopplungseffekte:** Hinzu kommt eine verstärkte Kopplung zwischen leitfähigen Schichten. Insbesondere eine Kopplung in leitfähige Grenzsichten des Si-Substrats nimmt unter dünneren Lagenstapeln und der Nähe zu Anregungsleitungen zu. Weiterhin muss deswegen auch auf die Auslegung der Spiegellagen geachtet werden, damit diese bei Verwendung von leitfähigen Schichten nicht mit anderen metallischen Lagen koppeln können.
- **Akustische Verluste:** Die akustische Dämpfung in den einzelnen Lagen wächst mit zunehmenden Frequenzen der Signale und ist entsprechend der Gleichung (2.19) proportional zu f^2 . Ebenfalls wachsen mit dünneren Schichten die Verluste durch Streueffekte an Grenzflächen, die nach Gleichung (2.54) ebenfalls proportional zu f^2 wachsen.
- **Kristallqualität:** Beim Wachstum von AlN- oder AlScN-Dünnschichten, tritt eine geringere Wachstumsqualität in der Anfangsphase des Kristallwachstums auf. Auch in dieser Arbeit hat sich gezeigt, dass sich eine deutlich ausgeprägtere polykristalline Struktur in der Anfangsphase ergibt (vgl. Kapitel 4.3.5). Durch die zahlreichen Korngrenzen, deren Reibungsverluste und die geringe c-Achsenorientierung geht dementsprechend eine Abnahme der effektiven Kopplung und der Güte mit dünneren Schichten einher.

Eine grafische Darstellung der dominanten Verlusteffekte zeigt Abbildung 5.1. Hier sind die qualitative relative Änderung mit f_{ref} als Bezugsfrequenz für die akustische Dämpfung, die ohmschen Verluste und die Schichtdickenänderung mit steigender Frequenz aufgetragen.

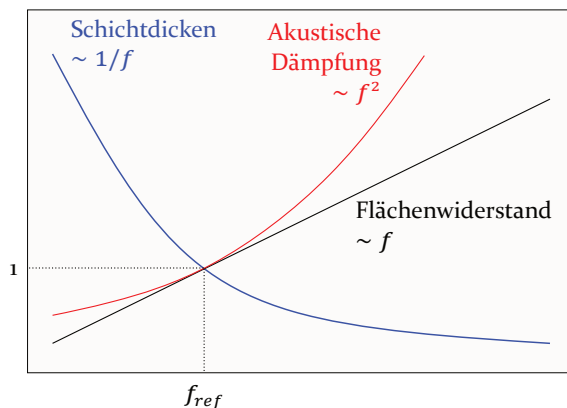


Abbildung 5.1: Qualitative relative Änderung der Verluste und der Schichtdicken mit steigender Frequenz und f_{ref} als Bezugsfrequenz nach [241].

5.1.2 Prozessierung

Anders als bei den Einmasken-Teststrukturen muss für die Umsetzung von Filtern der akustische Spiegel und die Bodenelektrode strukturiert werden, um eine direkte elektrische Kopplung zwischen Serien- und Parallelresonatoren zu vermeiden. Die vereinfachte Prozessführung der BAW-SMRs zeigt Abbildung 5.2 (a). Als Substrat wird ein sehr hochohmiges Si-Substrat mit Ionenimplantation in der Oberfläche eingesetzt. Auf diesem werden drei erste Schichten aus SiO_2 , SiN und wieder SiO_2 abgeschieden. Die zweite Oxidlage gibt letztlich die Dicke des akustischen Spiegelstapels vor und wird im Bereich des Spiegels bis zum SiN entfernt, sodass sich eine Oxidgrube bildet. In diese Oxidgrube werden anschließend die Spiegellagen bis zur letzten W-Lage abgeschieden und durch einen mehrfachen CMP-Prozess planarisiert. Vorteil dieser Prozessführung ist, dass nur eine einzige Maske für den akustischen Spiegel benötigt wird. Danach folgt die Abscheidung der letzten Oxid-Spiegellage und der Bodenelektrode. Die Bodenelektrode wird im nächsten Schritt strukturiert und die frei liegenden Flächen durch Oxid aufgefüllt. Dabei ist die Fläche des akustischen Spiegels im Schnitt $6\text{ }\mu\text{m}$ größer als die Fläche der Bodenelektrode und garantiert damit die Reflexion der akustischen Welle im gesamten aktiven Elektrodenbereich. Nachteilig an der Prozessführung des Spiegels ist allerdings, dass eine Glättung der einzelnen Spiegellagenoberflächen entsprechend der Ergebnisse aus Kapitel 4.4.1 nicht mehr möglich ist. Damit kann das Streuverhalten an den Grenzschichten nicht optimal umgesetzt werden. Im letzten Schritt wird nach einer abschließenden CMP-Planarisierung das AlScN sowie die Top-Elektrode abgeschieden und strukturiert. Abbildung 5.2 (b) zeigt die Grundstruktur der fertigen BAW-Resonatoren in Serienschaltung und eine SEM-Aufnahme des Querschnitts am Rand des akustischen Spiegels.

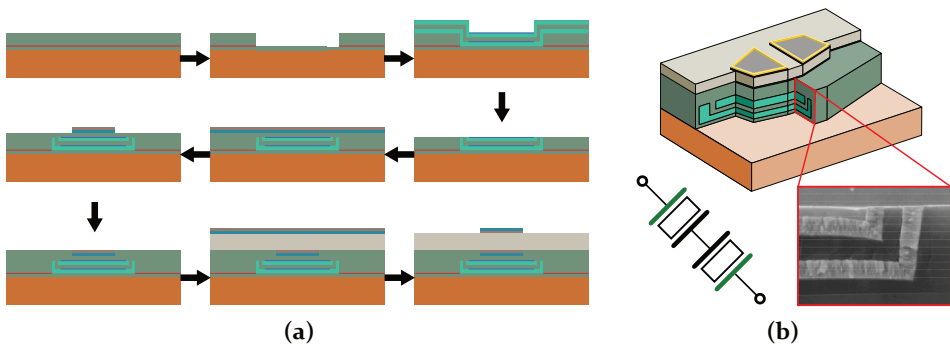
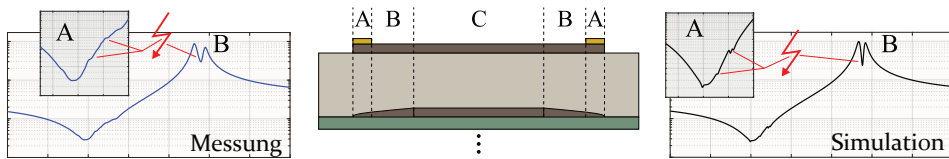


Abbildung 5.2: Vereinfachte Prozessführung für die BAW-SMRs der Filterschaltungen: (a) Prozessablauf und (b) Grundstruktur der Serienschaltung mit SEM-Aufnahme eines prozessierten akustischen Spiegels.

Prozessierungsschwierigkeiten

Bei der Prozessierung der Filter-Layouts kam es zu zahlreichen Schwierigkeiten mit der Planarisierung der Elektroden und des Fülloxids. Wegen der unterschiedlichen Härte der Bodenelektroden aus W und dem umliegenden Oxid kam es zu einer inhomogenen Schichtdicke innerhalb des aktiven Bereichs. Der Rand der Elektroden wurde durch die Pads der mechanischen Polierung stärker belastet als die Elektrodenmitte, weshalb unterschiedliche Regionen des aktiven Bereichs mit unterschiedlichen Resonanzfrequenzen entstehen. Abbildung 5.3 zeigt die simulativ ermittelte Problematik, wenn lediglich 1 % der aktiven Fläche (Bereiche A + B) eine andere Dicke im Lagenstapel aufweist als der Rest des Resonators (Bereich C). Durch den etwas dünneren Lagenstapel am Rand des aktiven Bereichs (Bereich B) entsteht eine zusätzliche Resonanz in der Nähe der Parallelresonanz. Kommt außerdem die Überlappmethode zum Einsatz, bildet sich eine dritte Resonanzregion A, die weitere Resonanzen in der Nähe der TE₁-Serienresonanz aufweist. Weiterhin hat sich gezeigt, dass abhängig vom Filterlayout Oxidreste in der Elektrodenmitte zurückbleiben und den Effekt mehrerer Resonanzbereiche weiter verstärken. Je nach Dicke der Oxidschicht kann sich außerdem die Resonanz-



Region A: verursacht zusätzliche Resonanzen in der Nähe von f_s

Region B: verursacht zusätzliche Resonanzen in der Nähe von f_p

Region C: Hauptmode mit f_s und f_p

Abbildung 5.3: Ursachen und Auswirkungen von unerwünschten Resonanzmoden durch CMP-Inhomogenität im aktiven Bereich der Resonatoren.

frequenz der Hauptmode zu niedrigeren Frequenzen verschieben. Es wird auch erwartet, dass sich die inhomogenen Wachstumsbedingungen negativ auf das Kristallwachstum der AlScN-Schicht auswirken. Da die Problematik in der Prozessierung nicht gelöst werden konnte, musste auf die Anwendung der Überlappmethode unglücklicherweise verzichtet werden.

5.1.3 Filterentwurf

Ausführliche 3D-FEM-Simulationen sind wegen der zu hohen Rechenzeiten ungeeignet, um sie für das Design von Filterschaltungen zu verwenden. Die in Kapitel 3 demonstrierten 1D-Modelle wie die Transfermatrix-Methode oder

das Mason-Modell eignen sich an dieser Stelle besser. Den vereinfachten Ablauf zur Auslegung der nachfolgenden Filterschaltungen zeigt Abbildung 5.4. Im ersten Schritt werden analog zu der bisherigen Resonatorauslegung die Mason-Ersatzschaltungen in ADS implementiert und der Lagenstapel als Resonator-Bauteil im Schaltungssimulator zur Verfügung gestellt. Um eine möglichst einfache Verwendung dieser Resonatormodelle zu erlangen, werden die Schichtdicken und Resonatorflächen zudem parametrisiert. Im nächsten Schritt, sobald die Schichtdicken und die Fläche der Resonatoren bestimmt sind, wird das Layout angefertigt und bei Bedarf durch elektromagnetische Simulationen optimiert.

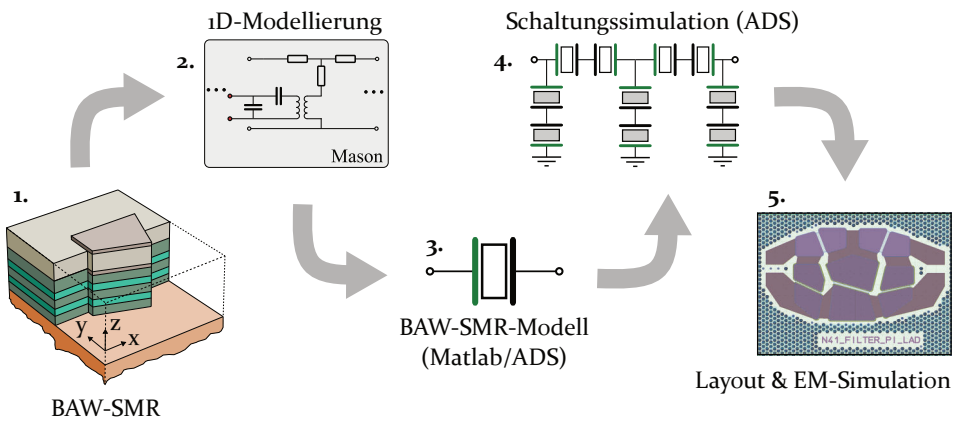


Abbildung 5.4: Ablauf der Filterauslegung mit Hilfe von 1D-Modellen in ADS oder MATLAB zur Schaltungssimulation.

Besonderheiten mit AlScN

Bekannterweise verändern sich mit zunehmendem Verhältnis von Resonatorumfang zu -fläche die Verluste bei Serien- und Parallelresonanz als auch die effektive elektromechanische Kopplung. Während kleinere Resonatoren meist unter verstärkt heraus laufenden lateralen Wellen und geringerer elektromechanischer Kopplung leiden, zeigen größere Resonatoren erhöhte ohmsche Verluste [171, 242, 243]. Allerdings gilt es, die Ausgangsimpedanz der Filterschaltungen auf typischerweise $50\ \Omega$ auszulegen und diese ist somit hinsichtlich der Einfügedämpfung im Passband und der Unterdrückung außerhalb des Passbands auf bestimmte Resonatorflächen beschränkt. Damit schrumpfen die für höhere Frequenzen benötigten Resonatorflächen und werden überwiegend durch die relative Permittivität des verwendeten piezoelektrischen Materials bestimmt. Wie aus Abbildung 4.9 in Kapitel 4 hervorgeht, steigt mit zunehmendem Sc-Gehalt die Permittivität von AlScN. Demzufolge fallen

die benötigten Resonatorflächen für AlScN-Resonatoren kleiner aus als bei reinen AlN-Resonatoren. Schließlich führt das für sehr hohe Frequenzen zu sehr kleinen Resonatoren, die die Umsetzung hochgütiger Resonatoren mit ausreichender effektiver elektromechanischer Kopplung und die Überlappmethode erschweren. Um dem entgegenzuwirken, werden in den nachfolgenden Filterdesigns immer zwei Resonatoren mit Kapazitäten $C_{0,2}$ und $C_{0,3}$ in Serie als Grundelement verschaltet und so nach

$$C_{0,1} = \frac{C_{0,2}C_{0,3}}{C_{0,2} + C_{0,3}} \text{ mit den Flächen } A_1 = \frac{A_2A_3}{A_2 + A_3} = \frac{2A_12A_1}{2A_1 + 2A_1} \quad (5.2)$$

die jeweilige Resonatorfläche verdoppelt ohne die effektive Kapazität $C_{0,1}$ zu verändern. Ein weiterer Vorteil dieses Ansatzes ist es, dass auf die Notwendigkeit von verlustbehafteten Durchführungen zur Kontaktierung der Bodenelektrode über die piezoelektrische Lage verzichtet werden kann. Weiterhin nimmt mit zunehmender Sc-Konzentration die Steifigkeitskonstante c_{33}^E ab. Um im Vergleich zu AlN dieselbe Resonanzfrequenz zu realisieren werden demzufolge dünnere Schichten benötigt als mit reinem AlN. Mit Hilfe der extrahierten Materialdaten und den bereits bekannten Daten der restlichen Schichten des Lagenstapels werden nachfolgend verschiedene Filterdesigns für das n41-Frequenzband entworfen, prozessiert und schließlich gemessen.

5.2 Design und Messung von n41-Filtern

Das TDD Frequenzband 41 ist eines der wichtigsten LTE Bänder und besitzt eine besonders große Bandbreite von 194 MHz. Auch im neuen 5G Standard sollen die Frequenzen von 2496 Mhz bis 2690 MHz als Band n41 wieder eingesetzt werden. Die entsprechende relative Bandbreite von 7.5 % ist damit im Vergleich zu anderen LTE Bändern deutlich größer und ermöglicht breitere Frequenzkanäle für die Anbieter und dadurch höhere Datenübertragungen für die Nutzer. Genutzt wird das LTE-Band 41 überwiegend in den USA (Sprint, Google, Fi FreedomPop, Straight Talk, Virgin Mobile), Japan (KDDI au, Softbank) und China (China Mobile, China Telecom, China Unicom). Allerdings fällt die tatsächliche Frequenznutzung in China, Japan und USA unterschiedlich aus und entspricht keiner einheitlichen Implementierung des gesamten Frequenzbandes. Während in den USA das gesamte Frequenzband genutzt wird, wurde in China von China Mobile nur ein schmalbandiges sub-Band gewählt. Mit der Einführung von 5G besteht allerdings wieder die Möglichkeit einer einheitlichen globalen Frequenznutzung und damit die Auslegung der Filterkomponenten mit international ähnlichen Anforderungen. Für das Band 41 gibt es in LTE zudem zahlreiche CA Kombinationen, die auch in

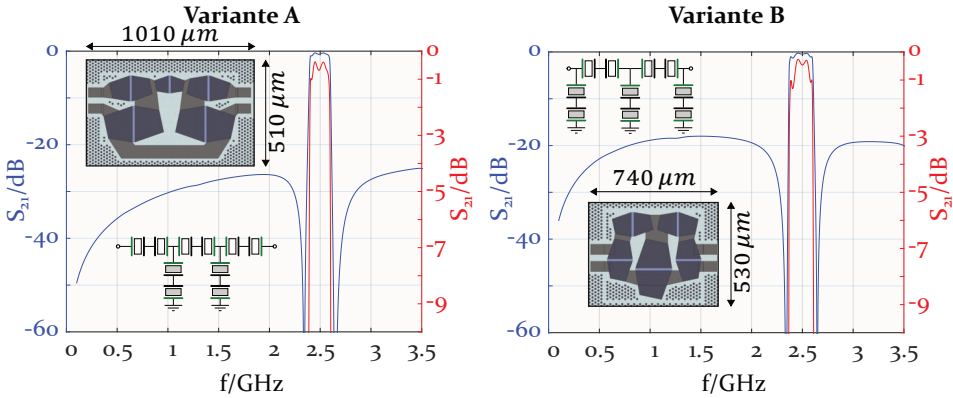


Abbildung 5.5: Design und Simulation zweier 2.5-stufiger Ladder-Filtervarianten A und B mit AlScN basierten BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit drei Serienelementen und zwei Parallelelementen. Rechts: Variante B mit zwei Serienelementen und drei Parallelelementen.

5G vermutlich wieder aufgegriffen bzw. sogar erweitert werden. Aktuelle Beispiele sind die Kombinationen mit Band 1 und Band 3. Der bisherige Ansatz zur Realisierung des gesamten n_{41} -Frequenzbands mit BAW-Technologie ist die Nutzung von Spulen und Kapazitäten in Serie oder parallel zu den Resonatoren, um damit die effektive elektromechanische Kopplung elektrisch zu erhöhen. Diese müssen allerdings im Laminat integriert werden und vergrößern den Platzbedarf des Filter-Chips deutlich [244]. AlScN ermöglicht an dieser Stelle die benötigte effektive elektromechanische Kopplung der Resonatoren einzuhalten ohne die Größe des Filters nachteilig zu beeinflussen. Entsprechend den vorausgehenden Messungen und Untersuchungen sorgen 20 At.-% Sc hier für eine ausreichende Kopplung. Die optimierten AlScN-BAW-Resonatoren sollen dabei sowohl für einfache Ladder- und Lattice-Topologien als auch für kombinierte Ladder-/Lattice-Strukturen untersucht werden.

5.2.1 Ladder-Topologie

Als erste Filterschaltung werden in dieser Arbeit Ladder-Topologien mit 2.5 Stufen umgesetzt. Die erste Variante (A) besteht aus drei Serienelementen und zwei Parallelelementen und die zweite Variante (B) aus drei Parallelelementen und zwei Serienelementen. Für eine ausreichende Frequenzunterdrückung außerhalb des Passbandes werden dazu typischerweise die Serienelemente kleiner in der Fläche ausgelegt als die Parallelelemente. Die entsprechenden Schaltungen, Simulationen und die dazugehörigen Layouts beider Varianten zeigt Abbildung 5.5. Im Layout ist erkennbar, dass sich die Kapazitätsverhältnisse zwischen Serien- und Parallelelementen der beiden Varianten unterscheiden. Aber auch innerhalb der Serienelemente oder Parallelelemente einer

jeden Variante variiert die Grundkapazität. Zusammen mit der unterschiedlichen Anzahl an Serien- und Parallelzweigen können so zwei verschiedene Schwerpunkte in der Filtercharakteristik gesetzt werden. Während die Variante A eine höhere Unterdrückung außerhalb des Passbandes zeigt, ergibt sich für Variante B eine bessere Einfügedämpfung im Passband.

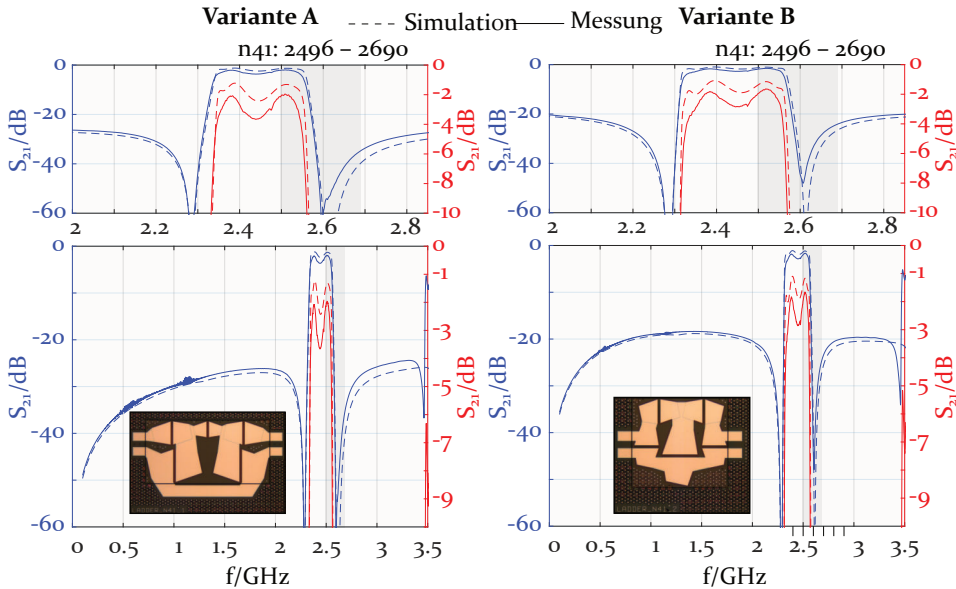


Abbildung 5.6: Messung der zwei 2.5-stufigen Ladder-Filtervarianten A und B mit AlScN-basierten BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit drei Serienelementen und zwei Parallelelementen. Rechts: Variante B mit zwei Serienelementen und drei Parallelelementen.

Die Messungen beider Varianten zeigen die durchgezogenen Linien in Abbildung 5.6. Dabei werden für die Darstellung der Filterkurven in dieser und auch in den nachfolgenden Abbildungen immer zwei Skalen des S_{21} -Parameters dargestellt, um so die gesamte Filtercharakteristik innerhalb und außerhalb des Passbandes möglichst umfassend abzubilden. Die extrahierten Parameter der Filtercharakteristik sind in Tabelle 5.1 gelistet. Insgesamt zeigt sich eine durch die Prozessschwierigkeiten und -toleranzen entstandene Verschiebung des Passbandes zu niedrigeren Frequenzen. Werden die Abweichungen der Schichtdicken und Prozessierungsfehler in der Simulation berücksichtigt, ergeben sich die gestrichelten Vergleichskurven in Abbildung 5.6. Die simulativ bestimmte Filtercharakteristik stimmt schließlich ziemlich genau mit den Messungen überein und erlaubt eine bessere Beurteilung der Ergebnisse. Es wird davon ausgegangen, dass insgesamt eine etwas schlechtere Kristallqualität erzielt wurde. Zusammen mit Abweichungen in den Schichtdicken ergibt sich eine niedrigere effektive elektromechanische Kopplung als im

Filter-Entwurf angenommen und könnte unter anderem die Talbildung im Passband der beiden Varianten erklären. Hinzu kommt, dass die abgeschiedenen Schichtdicken relative Toleranzen von bis zu 10 % zeigen. SEM Aufnahmen des Lagenstapel-Querschnitts deuten an, dass auch die zusätzlich Al-Lage der Parallelresonatoren davon betroffen ist und damit zur Fehlanpassung im Passband führt. Nichtsdestotrotz sind die Ergebnisse vielversprechend. Bei Vernachlässigung der Fehlanpassung zwischen Serien- und Parallelresonatoren ergibt sich für die 3 dB-Bandbreite 7.5 % für Variante A und 8.4 % für Variante B. Bezüglich der minimalen Einfügedämpfung im Passbandbereich ist erwartungsgemäß Variante B mit 1.66 dB besser. Die Variante A hingegen zeigt deutlich bessere Frequenzunterdrückung außerhalb des Passbandes. Die Flankensteilheit beider Varianten A und B ist mit ca. 1.2 dB/MHz bzw. 1.1 dB/MHz ähnlich.

Tabelle 5.1: 3 dB-Bandbreite BW_{3dB} , minimale und maximale Einfügedämpfung IL und Flankensteilheit m_{Flanke} der gemessenen Ladder-Filterkurven.

Filter	Variante A	Variante B
$BW_{3dB}/\%$	7.5	8.4
IL_{min}/dB	1.96	1.66
IL_{max}/dB	3.63	<3dB
$m_{Flanke} /dB/MHz$	1.2	1.1

5.2.2 Lattice-Topologie

Neben der Laddertopologie werden auch ein einstufiger (Variante A) und zweistufiger (Variante B) Lattice-Filter untersucht. Anders als bei der Ladder-Schaltung von BAW-Resonatoren müssen die Grundkapazitäten bzw. die Elektrodenflächen der Serielemente und Parallelelemente gleich sein. Die entsprechenden Schaltungen, Simulationen und die dazugehörigen Layouts beider Varianten zeigt Abbildung 5.7. Durch den Verzicht auf Durchführungen und der Serienschaltung von immer zwei Resonatoren wird eine Kreuzung der Resonatorzuleitungen erzwungen. Diese wirkt als zusätzlicher Resonator und könnte die Passband-Welligkeit erhöhen. Über die zusätzliche Beladung der Parallelresonatoren kann diese Resonanz aber zu niedrigeren Frequenzen und somit aus dem Passband geschoben werden. Da die Variante A nur eine Lattice-Stufe besitzt, ist ihre Einfügedämpfung generell besser als im zweistufigen Fall. Durch die zweite Stufe erzielt man aber letztlich eine bessere Flankensteilheit und Unterdrückung außerhalb des Frequenzbandes.

Die Messkurven beider Varianten zeigen die durchgezogenen Linien in Abbildung 5.8. Die extrahierten Parameter der Filtercharakteristik sind in

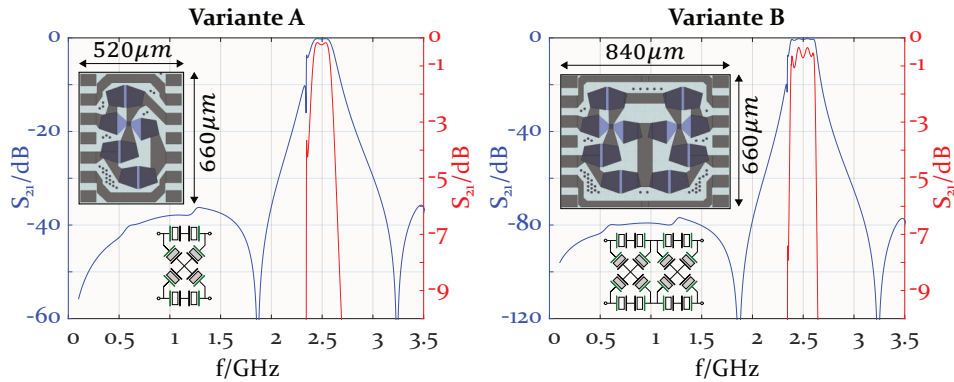


Abbildung 5.7: Design und Simulation zweier Lattice-Filtervarianten A und B mit AlScN-BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit einer Lattice-Stufe, rechts: Variante B mit zwei Lattice-Stufen.

Tabelle 5.2 gelistet. Auch hier zeigen sich die Prozessabweichungen durch eine Verschiebung des Passbandes zu niedrigeren Frequenzen und einer Fehlanpassung zwischen Serien -und Parallelresonatoren im Passband. Die Grubenbildung im Passband tritt insbesondere im zweistufigen Lattice-Filter auf und führt zu einer maximalen Einfügedämpfung von 4.02 dB. Bei Betrachtung der 3 dB-Bandbreite ergeben sich für Variante A 9.9 % und für Variante B 8.4 %.

Trotz der hohen Werte muss berücksichtigt werden, dass diese Bandbreiten nur erfüllt werden können, wenn die Talbildung im Passband durch eine bessere effektive elektromechanische Kopplung geschlossen werden kann. Wahrscheinlicher ist aber, dass auch die mechanische Zusatzbelastung der Parallelresonatoren angepasst werden muss. Die minimale Einfügedämpfung der einzelnen Lattice-Stufen ist 0.88 dB, für zwei Stufen ergibt sich dementsprechend erwartungsgemäß eine Verdopplung auf minimal 1.66 dB. Die Werte der Flankensteilheit sind 0.095 dB/MHz für Variante A und 0.285 dB/MHz für Variante B. Letztlich deutlich zu erkennen sind knapp unterhalb des Passbands die, durch die Zuleitungs-Kreuzungen hervorgerufenen, zusätzlichen

Tabelle 5.2: 3 dB-Bandbreite BW_{3dB} , minimale und maximale Einfügedämpfung IL und Flankensteilheit m_{Flanke} der gemessenen Lattice-Filterkurven.

Filter	Variante A	Variante B
$BW_{3dB}/\%$	9.9	10.4
IL_{min}/dB	0.88	1.66
IL_{max}/dB	<3dB	4.02
$m_{Flanke} /dB/MHz$	0.095	0.285

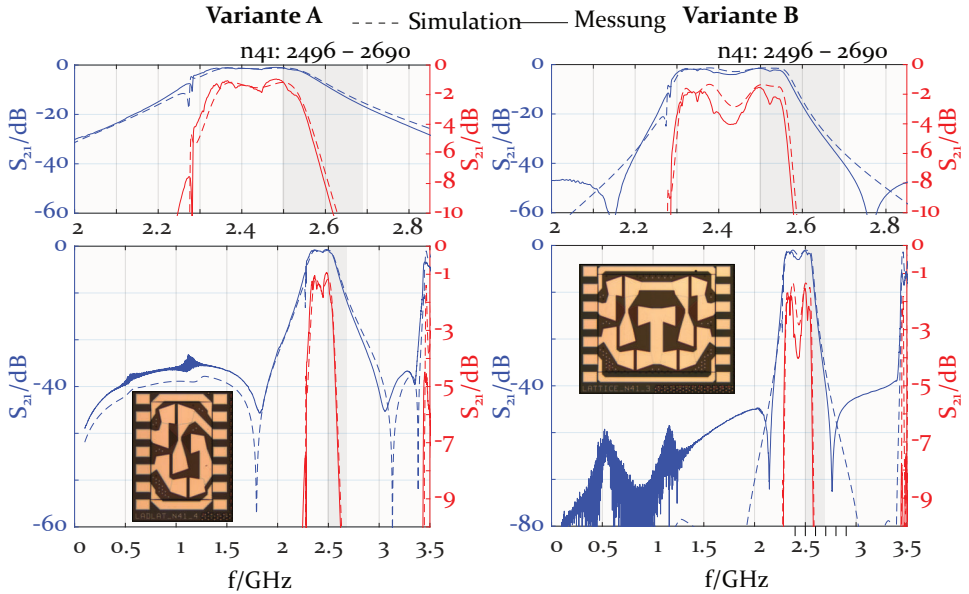


Abbildung 5.8: Messung der zwei Lattice-Filtervarianten A und B mit AlScN basierten BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit einer Lattice-Stufe, rechts: Variante B mit zwei Lattice-Stufen.

Resonanzen. Damit bestätigt sich die insgesamt sehr gute Übereinstimmung von Simulation und tatsächlich prozessierten Resonatoren bzw. Filtern.

5.2.3 Ladder-/Lattice-Topologie

Ladder- und Lattice-Stufen können auch kombiniert werden, um sowohl die Vorteile einer hohen Unterdrückung außerhalb des Frequenzbandes als auch eine hohe Flankensteilheit zu erzielen. Für die nachfolgenden Filterdesigns wurden dazu zwei Varianten A und B entworfen und gemessen. Erstere (Variante A) besteht aus einer Lattice-Stufe gefolgt von einer Ladder-Stufe. Variante B besitzt zusätzlich zur Variante A eine weitere Lattice-Stufe. Auf den Überlapp wurde auch hier verzichtet. Die entsprechenden Schaltungen, Simulationen und die dazugehörigen Layouts beider Varianten zeigt Abbildung 5.9. Da die Variante A eine Stufe weniger besitzt, sollte ihre Einfügedämpfung besser sein als in Variante B mit insgesamt drei Stufen. Allerdings wird deswegen für Variante A auch die Unterdrückung außerhalb des Passbandes geringer sein.

Die beiden Ladder-Lattice-Filtervarianten verhalten sich generell ähnlich zu den bisherigen Filterergebnissen, da sich an den einzelnen Stufen selbst nichts ändert, sondern lediglich in Serie zueinander verschaltet wurden. Die

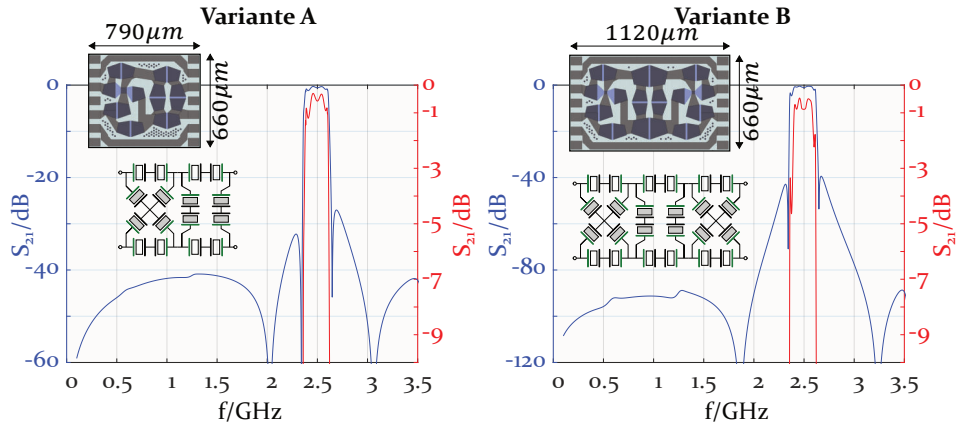


Abbildung 5.9: Design und Simulation zweier Filtervarianten A und B mit AlScN-basierten BAW-Resonatoren. Links: Lattice-Ladder, rechts: Lattice-Ladder-Lattice.

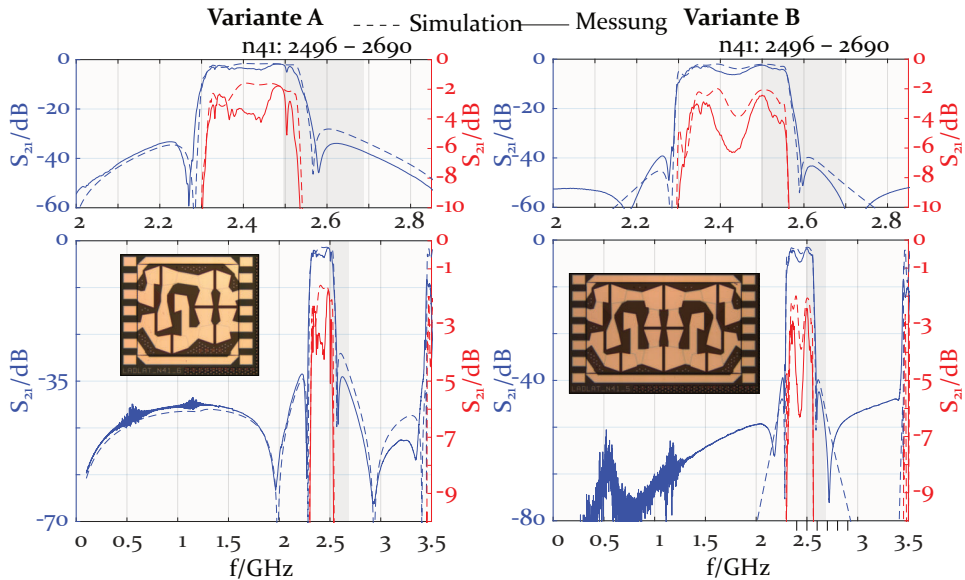


Abbildung 5.10: Messung der zwei Lattice/Ladder-Filtervarianten A und B mit AlScN-basierten BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit einer Lattice- und einer Ladder-Stufe, rechts: Variante B mit zwei Lattice-Stufen und einer Ladder-Stufe.

Tabelle 5.3: 3 dB-Bandbreite BW_{3dB} , minimale und maximale Einfügedämpfung IL und Flankensteilheit m_{Flanke} der gemessenen Ladder-/Lattice-Filterkurven.

Filter	Variante A	Variante B
$BW_{3dB}/\%$	7.8	7.1
IL_{min}/dB	1.64	2.3
IL_{max}/dB	4.9	6.31
$m_{Flanke}/dB/MHz$	0.56	1.05

Messkurven beider Varianten zeigen die durchgezogenen Linien in Abbildung 5.10. Die extrahierten Parameter der Filtercharakteristik sind in Tabelle 5.3 gelistet. Auch hier führen die Prozessschwierigkeiten und -toleranzen wieder zur Verschiebung des Passbandes zu niedrigeren Frequenzen und einer Fehlanpassung zwischen Serien- und Parallelresonatoren im Passband. Die Grubenbildung im Passband zeigt bei der dreistufigen Lattice-Ladder-Filtervariante eine größere Ausprägung mit einer maximalen Einfügedämpfung von 6.31 dB gegenüber von 4.9 dB der Variante A. Bei der Variante A fällt auch auf, dass zusätzlich zur Fehlanpassung insgesamt mehr parasitäre Resonanzen im Passbandbereich auftreten. An dieser Stelle wird vermutet, dass die Messung der Variante A an einer Waferposition mit stärkerer CMP-Inhomogenität durchgeführt wurde¹. Für die 3 dB-Bandbreite ergeben sich für Variante A 7.8 % und für Variante B 7.1 %. Die minimale Einfügedämpfung der zweistufigen Variante A ergibt sich zu 1.64 dB und zu 6.31 dB für die dreistufige Variante B. Deutlich wird an den gemischten Ladder-Lattice-Messungen die deutlich bessere Flankensteilheit bei gleichzeitig hoher Unterdrückung außerhalb des Passbandes.

5.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse der Filtertopologien zeigen vielversprechende Resultate für rein akustische n_{41} Filter mit deutlicher Verbesserung des Miniaturisierungsgrades. Die BAW-SMRs mit AlScN erlauben hochgütige Resonatoren, die mit Hilfe konventioneller Ladder-/Lattice-Topologien auch eine hohe Passbandbreite ermöglichen. Lediglich Prozessierungsfehler und -abweichungen in den tatsächlichen Schichtdicken müssen noch verbessert werden, um Fehlanpassungen und die Bildung parasitärer Resonanzen weiter zu verbessern. Ein Überlappahmen der oberen Elektrode bietet zudem ein noch weiteres Verbesserungspotential der Einfügedämpfung der Filter. Allerdings gilt es grundsätzlich auch, Rücksicht auf mögliche Koexistenzanforderungen mit benachbarten Bändern zu nehmen. Wegen der Nähe des n_{41} Bandes zu 2.4 GHz, müssen n_{41} -Filter beispielsweise eine ausreichende Unterdrückung (>40 dB) der Wifi Frequenzen bei 2.3995 GHz bis 2.4845 GHz ermöglichen. Insbesondere die untere Flankensteilheit und Unterdrückung müssen deshalb durch geeignete Methoden verbessert werden. Eine Möglichkeit besteht wieder in der Verschiebung der Resonanzen in den Wi-Fi-Bereich über externe

¹ Allgemein wurde beobachtet, dass die Inhomogenitäten durch CMP-Prozessschritte stark vom Verhältnis der Elektrodenfläche zur Oxidfläche und der Verteilung von Füllstrukturen abhängt. Somit könnte durch eine Anpassung der Layout-Füllstrukturverteilung die Problematik vermieden werden.

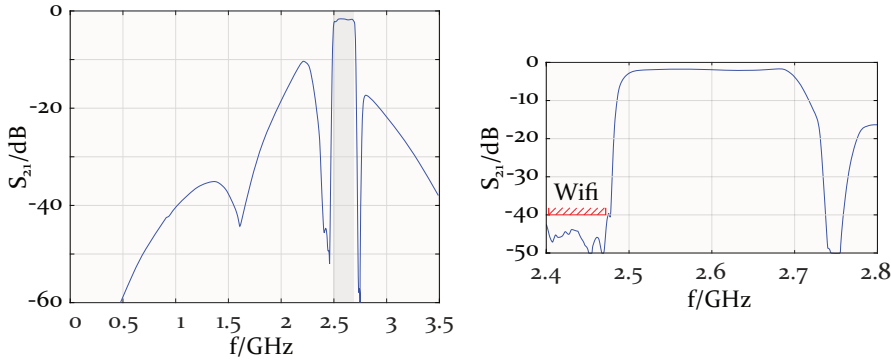


Abbildung 5.11: Beispiel eines n41-Filters mit AlN-Resonatoren und zusätzlichen Spulen zur elektrischen Anpassung der Bandbreite und Unterdrückung der 2.4 GHz-Wifi Frequenzen der Firma Qorvo [244].

Beschaltung mit Spulen bzw. Kapazitäten. Als Alternative dazu ist eine nachfolgende BAW-Bandstopp-Filterstufe denkbar. Eine Beispiellösung eines solchen n41-Filters mit besonderem Schwerpunkt in der Wi-Fi-Unterdrückung zeigen Kreuzer et al. [244]. Die entsprechende Filtercharakteristik des n41-Filters zeigt Abbildung 5.11. Man erkennt deutlich die verbesserte Unterdrückung bei Wi-Fi-Frequenzen, muss jedoch beachten, dass durch die externe Beschaltung zur Einhaltung der Bandbreite eine deutlich größere Packagegröße mit $2 \times 2 \times 0.83$ mm nötig wird.

Schließlich muss betont werden, dass viele Maßnahmen zur Optimierung der akustischen Randbedingungen wegen der technologischen Beschränkungen nicht implementiert werden konnten. Dazu zählen beispielsweise neben der Glättung der Spiegelschichten auch die Implementierung der Überlappmethode. Damit könnte bei Anwendung aller Verbesserungsmaßnahmen letztlich die Einfügedämpfung noch weiter verbessert werden. Beispiel einer einfachen Zusatz-Optimierung der Zuleitungen der Resonatoren und somit die Verringerung der ohmschen Verluste durch Anpassung des 2.5-stufigen Ladder-Filterlayouts zeigen die Messungen in Abbildung 5.12. Durch die bessere Anordnung der Resonatoren konnte die Einfügedämpfung nicht nur um 0.3 dB verbessert werden, sondern auch der Platzbedarf des Layouts etwas reduziert werden.

5.4 Design und Messung eines n79 sub-Band-Filters

Ein weiteres kritisches Frequenzband im neuen 5G Standard ist das Band n79 mit einem Frequenzbereich von 4.4 GHz bis 5 GHz und einer relativen Bandbreite von 12.8 %. Mit einer maximalen Kanalbandbreite von 100 MHz bietet

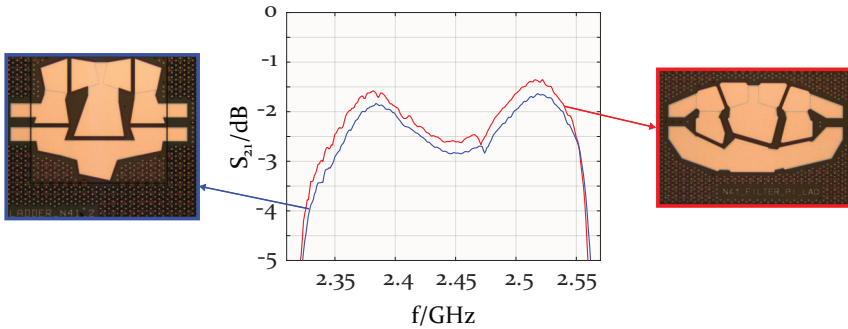


Abbildung 5.12: Messung eines optimierten Layouts des n41-Ladderfilters zur Reduzierung der ohmschen Verluste.

es die Möglichkeit einer sehr hohen Datenübertragung. Während zunächst die Hoffnung besteht, dass sich das gesamte Band n79 weltweit etabliert, zeigt sich, dass vermutlich je nach Land lediglich sub-Bänder der n79-Frequenzen realisiert werden. Beispiele für solche ersten Frequenzzuweisungen sind Japan mit einer sub-Band Belegung von 4.5 GHz bis 4.6 GHz und China mit 4.8 GHz bis 4.9 GHz. Insgesamt erschwert sich damit die Auslegung der Filterkomponenten durch HFFE-Hersteller, die dadurch verschiedenen Vorstellungen an einen optimierten HF-Filter genügen müssen. Während das eigentliche Ziel einer weltweit einheitlichen Nutzung des gesamten n79-Frequenzbandes den Vorteil einer einheitlichen Lösung hätte, müssen so länderspezifische Lösungen gefunden werden und im schlimmsten Fall mehrere Filterkomponenten für das Band n79 im HFFE verbaut werden. Andererseits erleichtert die Realisierung von sub-Band Filtern von 100 MHz deutlich die Anforderungen an die elektroakustischen Resonatoren.

Nichtsdestotrotz besteht weiterhin der Wunsch anstatt mehrerer schmalbandiger n79 sub-Bandfilter eine universelle Lösung mit ausreichender Einfügedämpfung und Bandbreite zu etablieren. Für eine idealerweise rein akustische Lösung des gesamten n79-Bandes mit AlScN werden entsprechend der erarbeiteten Ergebnisse dieser Arbeit mindestens Sc-Konzentrationen von 35 At.-% benötigt, um eine ausreichende effektive elektromechanische Kopplung zu erzielen. Da dafür ein eigener Optimierungsprozess für die AlScN-Dünnschicht und das BAW-Resonatordesign nötig sind, wird nachfolgend versucht zumindest einen n79 sub-Band Filter mit möglichst großer Bandbreite durch die optimierten $\text{Al}_{0.8}\text{Sc}_{0.2}\text{N}$ -Dünnschichten zu realisieren. Für die n79-Frequenzen wurden Resonatoren als 2-Tor in Serien- und Parallelkonfiguration und ein 2.5-stufiger Ladderfilter in Pi-Konfiguration entworfen. Für die Prozessierung konnte zurzeit der Herstellung allerdings keine Ionenimplantation des Si-Substrats realisiert werden. Weiterhin gab es verstärkt Probleme

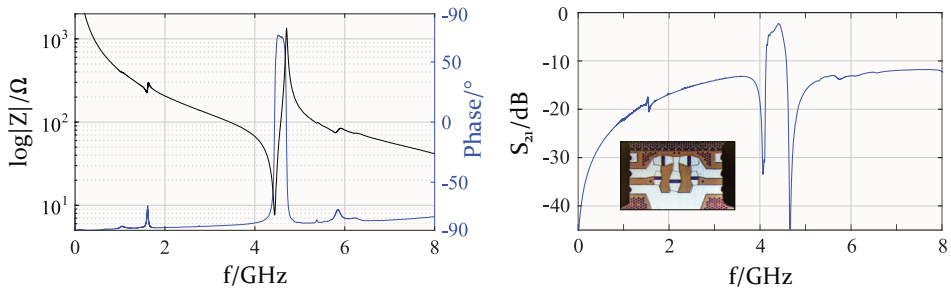


Abbildung 5.13: Messung der AlScN-BAW-Resonatoren und Filter für ein n79 sub-Band.

in der Einhaltung der Schichtdicken und der Planarisierung durch CMP. Dementsprechend schlecht fallen die Messungen der Resonatoren und des Filters in Abbildung 5.13 aus. Die Güte Q_p der Resonatoren in Serienkonfiguration zeigen Werte <200 und in Parallelkonfiguration <100 . Durch die Abweichungen in den prozessierten Schichtdicken fallen die Resonanzfrequenzen mit <4.6 GHz zudem deutlich geringer aus als vorgesehen (4.7 GHz). Dadurch ist es wahrscheinlich, dass auch der akustische Spiegel nicht seine optimale Wirkung zeigt. Die minimale Einfügedämpfung der Filtermessung liegt bei etwa 2.4 dB, weshalb die geplante relative 3 dB-Bandbreite von 250 MHz nicht eingehalten werden kann.

Ein weiteres Phänomen, das sich bei Vergleich der Resonatormessungen in Serien- und Parallelkonfiguration zeigt, ist die Abweichung in der Güte bei Parallelresonanz, welche vermutlich einer, zum Resonator parallel geschalteten, Verlustimpedanz geschuldet ist. Die Gegenüberstellung der beiden Messungen zeigt Abbildung 5.14, wobei die an die Messungen angepassten Simulationsmodelle durch parasitäre Substratkopplungen erweitert wurden. Durch das Fehlen der Ionenimplantation in der Si-Substratoberfläche und den allgemein dünneren Schichtdicken wird einerseits vermutet, dass sich der Unterschied durch die kapazitive Kopplung der Anregungsleitungen ins Substrat ergibt. Andererseits könnte die verwendete amorphe Si-Keimschicht eine gewisse Restleitfähigkeit besitzen und zu dem unerwünschten Leckstrom führen. In beiden Fällen zeigt sich für die Parallelkonfiguration ein deutlich größerer Einfluss als in Serienkonfiguration. Bestätigt wird diese Vermutung auch durch das asymmetrische Passbandverhalten der Filtermessung in Abbildung 5.13.

Insgesamt konnten die absoluten Prozessabweichungen und Herausforderungen für sehr dünne Schichten nicht verbessert werden, weshalb keine weitere Untersuchung von n79 Frequenzen durchgeführt wurden. Allerdings

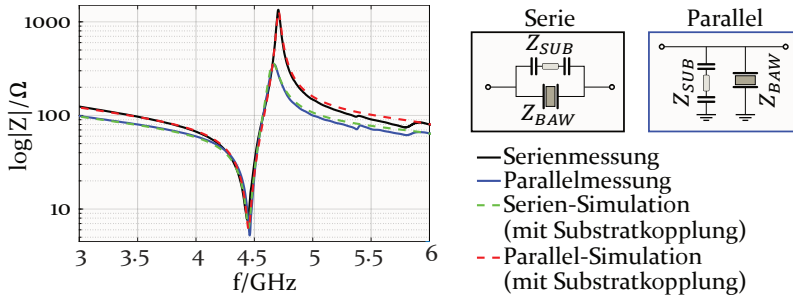


Abbildung 5.14: Vergleich der Resonanzmessungen in Serien- und Parallelkonfiguration mit, über parasitäre Substratkopplung erweiterten, Simulationsmodellen.

wird angenommen, dass bei Lösung der technologisch bedingten Herausforderungen und der Realisierung aller möglichen Optimierungen wie Überlapp, Glättung der Spiegellagen und Ionenimplantation im Substrat ausreichende elektroakustische Resonatoreigenschaften für n79 sub-Band Filter realisiert werden können. Neben der rein akustischen Lösung für HF-Filter bietet aber auch die Entwicklung akustisch gekoppelter Filter und Hybrid-Filtertopologien eine mögliche Alternative zur Schaffung hochgütiger und breitbandiger Filterlösungen. Die Entwicklung und Untersuchung solcher weiterführenden Filterkonzepte mit AlScN-BAW-Komponenten zeigt das nachfolgende Kapitel. Dabei werden neben vertikal akustisch gekoppelten BAW-Strukturen, einem neuartigen Tuningkonzept auch auf ein neuartiges Hybrid-LC-BAW-Konzept eingegangen.

6 Weiterführende BAW-Konzepte mit $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$

Mit dem zunehmenden Bedarf an Integrationsmöglichkeiten und stark miniaturisierten Filterkomponenten wird vermutet, dass trotz des gegenwärtigen Fehlens wissenschaftlicher Publikationen das Interesse akustisch gekoppelter Filterkomponenten zunehmen und ein fester Bestandteil zukünftiger BAW-Komponenten sein wird. Vor allem deshalb, weil in den letzten Jahren deutliche Fortschritte in der Prozessgenauigkeit und den Herstellungskosten erzielt werden konnten. Aus diesem Grund soll auch dieses Thema näher untersucht werden, um zukünftige HF-Filterkomponenten mit $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ voranzutreiben. Dieses Kapitel beschäftigt sich deshalb mit neuen Schaltungskonzepten akustisch gekoppelter BAW-Resonatoren (AGR) unter Verwendung von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$. Dazu werden zunächst die grundlegenden Herausforderungen und Anforderungen für den Entwurf von HF-Filtern mit AGRs diskutiert, um anschließend die möglichen Betriebsmodi und Schaltungskonzepte zu erfassen. Weiterhin werden die Entwurfskriterien sowie externe Beschaltungen für den Filterbetrieb erläutert und der Einfluss von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ untersucht. Aus den Ergebnissen der Betriebsmodi wird ein Konzept für rekonfigurierbare Filterstrukturen weiterentwickelt und durch theoretische Untersuchungen und Simulationen analysiert. Durch Messungen eines akustisch gekoppelten Resonators werden die Ergebnisse ergänzt. Zuletzt werden mögliche LC-BAW-Hybrid-Konzepte mit $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ untersucht und ein neuartiges Konzept mit passiven LC-Allpass-Strukturen entwickelt.

6.1 Akustisch gekoppelte BAW-Komponenten

Abgesehen von den grundlegenden Eigenschaften der AGRs und deren Verwendung als HF-Filter in CRF-Konfiguration (vgl. Kapitel 2.3.4) existieren bis heute keine ausführlichen Analysen von möglichen Schaltungskonzepten bzw. Betriebsmodi. Nahezu alle Publikationen konzentrieren sich dabei auf die Grundschaltung des zweistufigen CRFs im Filterbetrieb (vgl. Kapitel 2.3.4 bzw. [149–152, 155, 157, 159, 245–248]) und nur wenige Arbeiten untersuchen neuere Ansätze wie Dual-Band-Filter [249] oder die Nutzung als rekonfigurierbare Resonatoren [250]. Hinzu kommt, dass seit 2013 keine weiteren Publikationen zu AGRs mehr veröffentlicht wurden. Grund dafür könnte die zunächst erschwerte Prozessierung solcher Strukturen und daraus folgend ein zu dieser Zeit nicht gerechtfertigtes Kosten-/Nutzenverhältnis sein.

Prozessierung

Bereits bei einfachen BAW-Resonatoren des SMR-Typs gilt es die Toleranzen für die Schichtdickenschwankungen möglichst gering zu halten und durch Trimming die Resonanzfrequenz zur Einhaltung der Spezifikationen einzustellen. Selbiges gilt auch für akustisch gekoppelte Resonatoren. Durch das vertikale Stapeln von zwei Resonatoren steigert sich allerdings die Komplexität der zu fahrenden Technologieschritte und der benötigten Fotomasken deutlich. Nachfolgend werden zunächst die im Laufe der Arbeit entstandenen Herausforderungen für die Prozessierung der AGRs erfasst:

- **Komplexität:** Neben der Prozessierung eines ersten Resonators, müssen ein weiterer Resonator und zusätzliche akustische Kopplungslagen prozessiert werden. Dabei müssen alle metallischen Lagen strukturiert werden, um eine parasitäre Kopplung mit benachbarten Resonatoren zu vermeiden. Dementsprechend kommt es fast zur Verdopplung der benötigten Technologieschritte und Fotomasken im Vergleich zum einfachen BAW-SMR. Denn grundsätzlich müssen alle Prozessschritte, wie CMP, Reinigung und Trimming auch für den oberen Resonator durchgeführt werden, um eine ausreichende und gleichbleibende Güte sowie effektive elektromechanische Kopplung für beide Resonatoren zu erzielen.
- **Schichtdickenschwankungen:** Die Zielfrequenzen der AGRs setzen voraus, dass die Abscheidung der Schichten mit geringen Prozessschwankungen verbunden ist. Je nach Zielanwendung müssen beispielsweise dieselben Schichtdicken für beide Resonatoren eingehalten werden. Als kritisch zeigen sich an dieser Stelle vor allem die akustischen Kopplungslagen zwischen den Resonatoren, die mit Sensitivitäten im MHz-Bereich pro nm schnell zu Abweichungen und somit Fehlanpassungen im Filterpassband führen.
- **Schichtverspannungen:** Durch die nahezu Verdopplung der benötigten Schichten verschärft sich auch die Kontrolle der Schichtverspannungen. Außerdem steigt damit die Gefahr von Delaminierungen, Fehlprozessierungen und Abweichungen der Materialeigenschaften.
- **Trimming:** In AGRs müssen sowohl der untere als auch der obere Resonator in der Resonanzfrequenz durch Trimming angepasst werden. Je nach Zielanwendung und Betriebsmodus kann es vorkommen, dass beide Resonatoren dieselbe Resonanzfrequenzlage einhalten müssen. Da prozessbedingt zuerst der untere Resonator und anschließend der obere Resonator angepasst werden können, sollten für beide Resonatoren Referenzresonatoren im Waferlayout untergebracht werden. Damit

verdoppeln sich die für das Trimming benötigten HF-Messungen und somit der Zeitaufwand zur Herstellung der AGRs.

- **Stabilität:** AGRs müssen letztlich auch in einem großen Temperaturbereich und unter großen Leistungen betrieben werden können. Durch das Aufeinanderliegen der Resonatoren ist eine erhöhte Erwärmung der Komponenten wahrscheinlich.

Um den Abstand zwischen der asymmetrischen und symmetrischen Mode von AGRs im Filterbetrieb ausreichend gering zu halten, ist man üblicherweise auf drei Kopplungslagen aus beispielsweise SiO_2 -W- SiO_2 angewiesen. Vorausgesetzt man findet ein Material mit, im Vergleich zu den Elektroden, möglichst geringer akustischer Impedanz, kann man die akustischen Kopplungslagen aber auf eine Einzige reduzieren. SiO_2 reicht als einzige Kopplungslage zunächst nicht aus. Durch Dotierung mit Kohlenstoff kann dessen akustische Impedanz allerdings ausreichend reduziert werden. Beispiele für solche Einlagen-Kopplung und somit vereinfachter Prozessführung zeigen S. R. Gilbert und T. Jamneala [158–161].

Modellierung

Neben Unterschieden in der Prozessierung müssen auch die Modellierungsansätze aus Kapitel 3 modifiziert werden. Allgemein lassen sich akustisch gekoppelte Strukturen ebenso mit dem Mason-Modell als auch der Transfermatrixmethode modellieren. Während die BAW-Komponenten im Mason-Modell einfach durch Verschaltung zusätzlicher Lagen im Schaltungssimulator erweitert werden können, wird für die Transfermatrixmethode eine Fallunterscheidung zur Bestimmung der Z-Parameter getroffen. Für einen Schichtstapel mit zwei piezoelektrischen Lagen 1 und 2 gilt dementsprechend

$$Z_{11} = \frac{U_1}{J_1 A}, \quad Z_{21} = \frac{U_2}{J_1 A} \quad \text{für } J_1 \neq 0 \text{ und } J_2 = 0, \quad (6.1)$$

$$Z_{12} = \frac{U_1}{J_2 A}, \quad Z_{22} = \frac{U_2}{J_2 A} \quad \text{für } J_1 = 0 \text{ und } J_2 \neq 0 \quad (6.2)$$

mit A als aktiver Resonatorfläche, $U_{1,2}$ als Spannungsabfall am ersten bzw. zweiten Resonator und $J_{1,2}$ als Stromdichte im ersten bzw. zweiten Resonator. Bei Durchführung der Fallunterscheidung können letztlich alle vier Z-Parameter eines akustisch gekoppelten Resonators bestimmt und für die Modellierung herangezogen werden. Damit lassen sich letztlich die nachfolgenden grundlegenden Untersuchungen über das Verhalten und die Anforderungen von akustisch gekoppelten BAW-Strukturen untersuchen. Zuletzt gilt

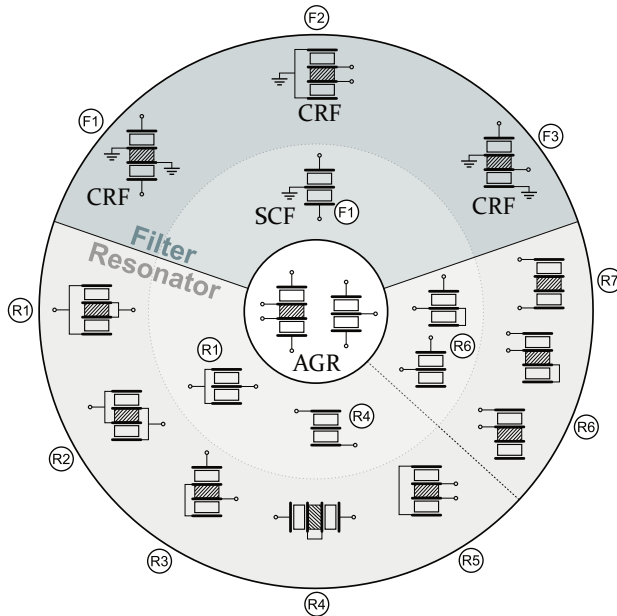


Abbildung 6.1: Übersicht der gängigen Schaltungen akustisch gekoppelter Resonatoren mit Unterscheidung in Resonator- und Filterbetrieb.

es zu berücksichtigen, dass sich beim Vorhandensein akustischer Kopplungslagen zwischen den mittleren Elektroden eine parasitäre Kapazität bildet, die je nach Betriebsmodus und somit Potentialdifferenz zwischen diesen Elektroden das Frequenzverhalten beeinflusst und deshalb auch im Schaltungsmodell nach Mason oder in der Transfermatrixmethode berücksichtigt werden muss.

6.1.1 Betriebsmodi und Schaltungen

Zunächst werden die grundlegenden Betriebsmodi akustisch gekoppelter Resonatoren in Abbildung 6.1 erfasst. Diese unterteilen sich generell in eine Verschaltung als Resonatoren oder durch entsprechende Kontaktierung zur Referenzmasse in Filterbetriebsmodi. Die Abbildung zeigt nur die fundamentalen Möglichkeiten der Verschaltung ohne Berücksichtigung externer Komponenten und bezieht sich auf die unterschiedlichen Modenanregungen in AGRs. Generell wird sich in den nachfolgenden Abschnitten immer auf die zweite Hauptmode mit einer halben Wellenlänge je Resonator konzentriert. Während im Filterbetrieb sowohl die symmetrischen als auch asymmetrischen Hauptmoden angeregt werden, kann im Resonatorbetrieb durch entsprechende Verschaltung und in Abhängigkeit der Anzahl an akustischen

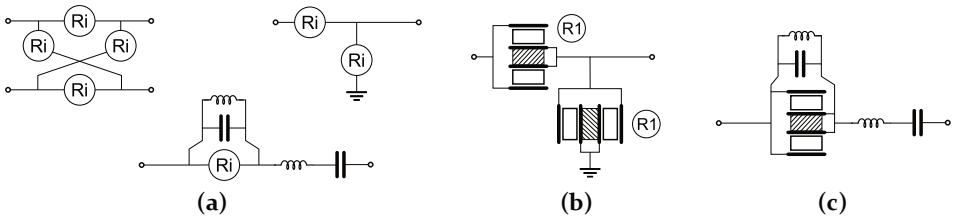


Abbildung 6.2: Beispiele für die Verschaltung von akustisch gekoppelten Resonatoren in Ladder- und Lattice-Strukturen sowie die Erweiterung durch LC-Komponenten zur Anpassung der Resonanzfrequenzen.

Kopplungslagen auch nur eine der beiden Moden (symmetrisch oder asymmetrisch) auftreten. Die in Abbildung 6.1 mit F_1 bis F_3 bezeichneten Strukturen stellen dabei die in der Literatur bekannten und überwiegend untersuchten Grundstrukturen des SCFs bzw. CRFs dar.

Resonatorbetrieb

Beim Betrieb als eigenständige Resonatoren werden je nach Verschaltung unterschiedliche Moden angeregt. Dabei können im Fall mit akustischen Kopplungslagen entweder nur die symmetrische, asymmetrische oder beide Hauptmoden angeregt werden. Die Resonatoranordnungen R_1 bis R_5 aus Abbildung 6.1 zeigen entweder die asymmetrische oder symmetrische Hauptmode. Die Symmetrie der jeweiligen Mode richtet sich dabei nach der Anzahl der akustischen Kopplungslagen und ist für Resonatoren mit einer Kopplungslage und drei Kopplungslagen unterschiedlich. Für die Resonatoren R_6 und R_7 hingegen werden unabhängig von der verwendeten Anzahl akustischer Kopplungslagen sowohl die asymmetrischen als auch die symmetrischen Moden angeregt.

Allgemein können akustisch gekoppelte Strukturen im Resonatorbetrieb in denselben Schaltungskonzepten wie einfache BAW-SMR-Strukturen oder FBAR-Strukturen eingesetzt werden (siehe Abbildung 6.2 (a)). Ein Beispiel zeigt Abbildung 6.2 (b). Hier wird der Resonator R_1 aus Abbildung 6.1 in einer gewöhnlichen Ladder-Stufe verwendet. Vorteil einer solchen Struktur ist beispielsweise die verbesserte Unterdrückung von nichtlinearen Signalen 2. Ordnung [251]. Ein weiterer interessanter Ansatz ist bei Verwendung der Resonatoren R_6 oder R_7 gegeben. Durch die Anregung beider Moden bietet es sich beispielsweise an, Passband- bzw. Bandstopp-Filter zu realisieren, die zwei Frequenzbänder gleichzeitig hindurch lassen bzw. unterdrücken (Dual-Band) [249]. Letztlich ist es auch möglich, durch entsprechende externe Beschaltung, die Lage der Resonanzfrequenzen zu beeinflussen bzw.

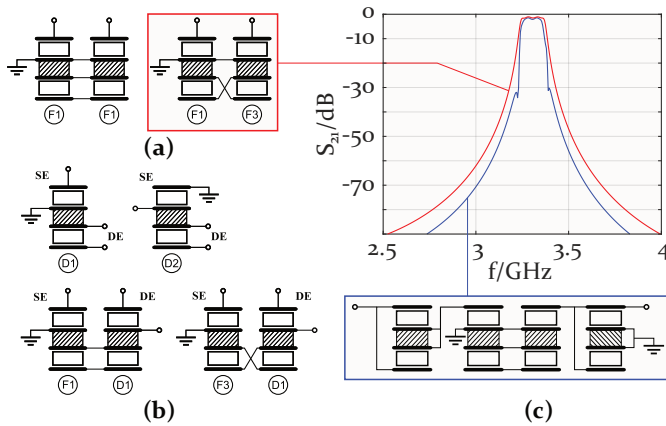


Abbildung 6.3: Übersicht gängiger CRF-Schaltungen mit (a) zweistufigen CRFs, (b) Modenumwandlung mit CRFs und (c) Vergleich des zweistufigen CRFs und einer Ladder/CRF-Schaltung.

durch LC-Hybrid-Schaltungen die Filtercharakteristik zu formen (siehe Abbildung 6.2 (c)).

Filterbetrieb

Beim Filterbetrieb (vgl. Kapitel 2.3.4) werden üblicherweise zwei einzelne Filterstufen hintereinandergeschaltet. Dadurch verbessert sich je nach Verschaltung zum einen die Breitbandigkeit des Passbands als auch der Bedarf an Durchführungen zu den tiefer liegenden Elektroden. Abbildung 6.3 (a) zeigt die zwei gängigen Varianten, deren Kontaktierung nur über die obersten Elektroden erfolgt. Ein weiterer Vorteil der CRF-Varianten mit akustischen Kopplungslagen ist die galvanische Isolation der gestapelten Resonatoren. Dadurch ist es möglich, vom massebezogenen Betrieb (SE: engl. single-ended) zum differentiellen (DE: engl. differential-ended) Betriebsmodus zu wechseln. Die gängigen Anordnungen zeigt Abbildung 6.3 (b). Beispiele aus der Literatur für eine solche Anwendung sind [151, 252–254].

Mischbetrieb

Neben den vorherigen Schaltungen lassen sich akustisch gekoppelte Strukturen im Resonator- und Filterbetrieb auch kombinieren und ermöglichen so die geringe Filterflankensteilheit von CRF-Schaltungen durch entsprechende Resonatorschaltungen zu optimieren. Ein Beispiel eines zweistufigen CRFs mit einer Ladder-Stufe zeigt Abbildung 6.3 (c).

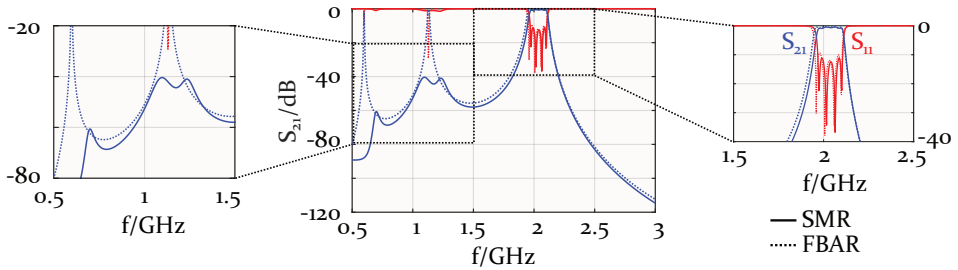


Abbildung 6.4: Vergleich der S-Parameter eines zweistufigen CRFs des SMR-Typs und optimiertem akustischen Transmissionsverhalten mit der Ausführung eines zweistufigen CRFs vom FBAR-Typ.

6.1.2 Entwurfskriterien und -parameter

Durch die genauere Untersuchung der Schaltungskonzepte zeigt sich, dass die Filtercharakteristik durch entsprechende Entwurfskriterien und externe Beschaltung deutlich verbessert werden kann. Des Weiteren ergeben sich im Vergleich zu einfachen BAW-Resonatoren zusätzliche Entwurfsparameter, wie dem Transmissionsverhalten des akustischen Spiegels, dem Verhältnis der effektiven elektromechanischen Kopplung der einzelnen Resonatoren und dem akustischen Kopplungsgrad zwischen den Resonatoren. Diese müssen je nach Zielanwendung unterschiedlich eingestellt werden und werden nachfolgend erfasst.

Spiegeldesign für akustisch gekoppelte Filter

Unabhängig von der gewählten Schaltung und der Anzahl an akustischen Kopplungslagen werden weitere Resonanzmodi bei einer Viertel-Wellenlänge und Dreiviertel-Wellenlänge je piezoelektrischer Lage angeregt. Diese können bei ungünstiger Lage in andere Frequenzbänder fallen und müssen dementsprechend unterdrückt werden. Ein möglicher Ansatz ist die Unterdrückung über den akustischen Spiegel. Durch die Optimierung des Unterdrückungsverhaltens der akustischen Spiegellagen können die benachbarten unerwünschten Moden stärker unterdrückt werden als die Hauptmode bei einer Halben-Wellenlänge je Resonator. Für AGRs als FBAR-Typ eignet sich hingegen lediglich eine Unterdrückung durch externe Beschaltung mit LC-Komponenten, weshalb AGRs bevorzugt als SMR-Typ ausgelegt werden sollten. Den Unterschied in der Auslegung als FBAR- und SMR-Typ zeigt die simulative Analyse in Abbildung 6.4. Hier erkennt man deutlich, wie beim FBAR-Typ Longitudinalmodi bei niedrigeren Frequenzen hervortreten, während beim SMR-Typ mit optimiertem Spiegel eine deutliche Unterdrückung dieser Moden ermöglicht wird. Damit erschwert sich allerdings insgesamt

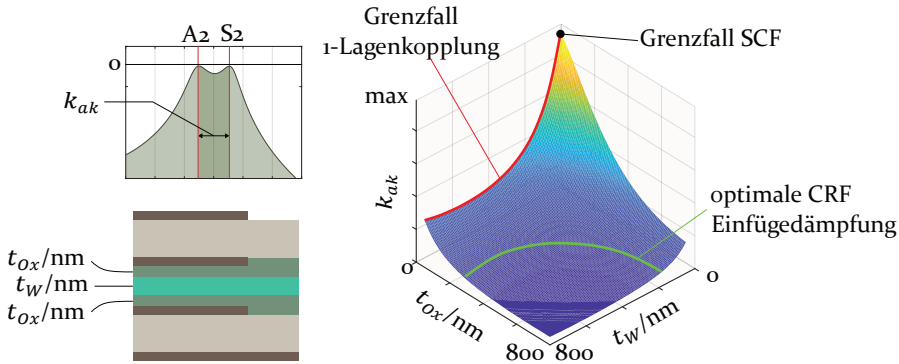


Abbildung 6.5: Numerische Parameteranalyse der Abhängigkeit des akustischen Kopplungsgrades k_{ak} der 2. Hauptmoden A2 und S2 von den Schichtdicken der akustischen Kopplungslagen. Die grün gekennzeichnete Linie markiert diejenigen Schichtdickenkombinationen mit optimalem Verhältnis von Bandbreite zu Einfügedämpfung (hier ≤ 1 dB).

die Auslegung des akustischen Spiegels beim SMR-Typ, der neben der Unterdrückung der Scher- und Longitudinalwellen jetzt auch noch benachbarte longitudinale Hauptmodi unterdrücken soll.

Akustischer Kopplungsgrad der Resonatoren

Ein weiterer wichtiger Aspekt von AGRs ist deren akustischer Kopplungsgrad. Als Maß für den Kopplungsgrad k_{ak} wird an dieser Stelle der Abstand zwischen der symmetrischen und asymmetrischen zweiten Hauptmode gesehen. Zur Veranschaulichung der akustischen Kopplungscharakteristik wird, ausgehend von einem CRF mit drei Kopplungslagen, eine numerische Parameteranalyse für die Schichtdicken t_{ox} und t_w der akustischen Kopplungslagen SiO_2 -W- SiO_2 bei sonst konstanten Schichtdicken und symmetrischem Aufbau durchgeführt. Die beiden SiO_2 -Schichtdicken der akustischen Kopplungslagen besitzen zudem stets dieselben Schichtdicken. Das Ergebnis der Analyse zeigt Abbildung 6.5. Generell hängt der akustische Kopplungsgrad nicht nur von den Absolutdicken der akustischen Kopplungslagen ab, sondern wird auch durch die restlichen Lagen des Lagenstapels beeinflusst. Dementsprechend werden an dieser Stelle nur relative Größen betrachtet, die zumindest qualitativ das akustische Kopplungsverhalten repräsentieren. Abbildung 6.5 zeigt wie sich in Abhängigkeit der Schichtdicken t_{ox} und t_w der Abstand zwischen den Moden A2 und S2 ändert. Als Grenzfälle treten die SCF-Konfiguration mit direkter Kopplung k_{max} ($t_{ox} = t_w = 0$) und die CRF-Konfiguration mit einer einzigen Kopplungslage ($t_w = 0$) auf. Der letztlich benötigte Kopplungsgrad richtet sich nach der Zielanwendung und den gewünschten Filter- oder

Resonatoreigenschaften. Beim Entwurf eines CRF-Filters nach Abbildung 6.3 gilt es beispielsweise den akustischen Kopplungsgrad k_{ak} so einzustellen, dass ein optimaler Kompromiss aus Bandbreite und Einfügedämpfung (hier ≤ 1 dB) im Passband erzielt wird. Diese Bedingung wird allerdings nur für einen einzigen k_{ak} -Wert erzielt und ist in Abbildung 6.5 beispielhaft durch die grüne Linie markiert. Dementsprechend kann im vorliegenden Fall nur für diese Schichtdickenkombinationen der Kopplungslagen ein Optimum erzielt werden. Damit bestätigt sich auch, dass für einen CRF mit einer einzigen Kopplungslage aus reinem SiO₂ kein Optimum erzielt und die Bedingung nur durch alternative Materialien mit geringerer akustischer Impedanz gelöst werden kann. Für den Resonatorbetrieb mit den Resonatoren R1 bis R5 in Ladder-/Lattice-Schaltungen spielt der akustische Kopplungsgrad zunächst keine Rolle, da immer nur einer der beiden Moden angeregt wird (A₂ oder S₂). Möchte man hingegen durch geeignete externe Beschaltung zwischen den Moden wechseln, so kann durch die Kopplungslagen der Frequenzunterschied zwischen den beiden Moden eingestellt werden. Selbes gilt für die Resonatoren R6 und R7, die grundsätzlich beide Moden anregen und beispielsweise für Dual-Band Filter geeignet sind. Auch hier muss die Frequenzlage über den akustischen Kopplungsgrad eingestellt werden. Letztlich muss aber stets auch die Lage der niedrigeren und höheren Hauptmoden berücksichtigt werden, weshalb sich sowohl im Resonator- als auch Filterbetrieb nur wenige für die jeweilige Anwendung passende Schichtdicken der Kopplungslagen eignen.

Effektive elektromechanische Kopplung der Resonatoren

Bisher wurde immer von einer symmetrischen Auslegung des Lagenstapels von AGRs ausgegangen, deren Eingangsimpedanz gleich der Ausgangsimpedanz ist. Für CRF- oder SCF-Strukturen im Filterbetrieb muss diese Bedingung zumindest für die Hauptmoden A₂ und S₂ erfüllt sein, um bei gegebenem akustischem Kopplungsgrad der Passbandcharakteristik zu genügen. Im Resonatorbetrieb kann es jedoch von Vorteil sein auch eine asymmetrische Auslegung zuzulassen. Abbildung 6.6 zeigt anhand eines CRFs mit drei Kopplungslagen wie sich die Eingangs- und Ausgangsimpedanzen für symmetrische und asymmetrische Konfigurationen unterscheidet. Durch asymmetrische Anordnungen kann letztlich der Verlauf der stehenden Wellen im Lagenstapel so angepasst werden, dass sich die effektiven elektromechanischen Kopplungen der beiden Resonatoren für die unterschiedlichen Moden voneinander unterscheiden. Wie sich in Kapitel 6.2 zeigen wird, kann dieser Effekt genutzt werden, um das Tuningverhalten der Resonatoren R6 und R7 aus Abbildung 6.1 anzupassen.

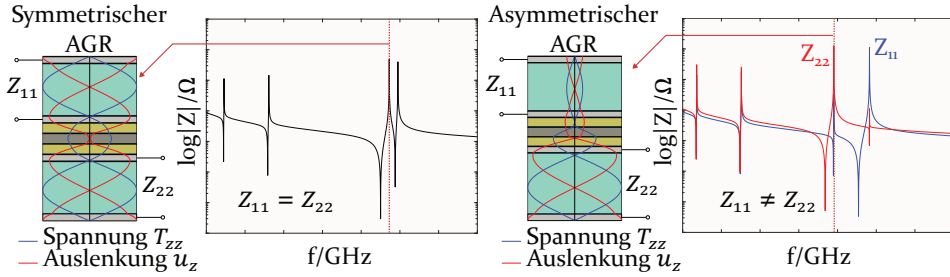


Abbildung 6.6: Effektive elektromechanische Kopplung der AGRs bei symmetrischem und asymmetrischem Aufbau des Lagenstapels.

Externe Beschaltung mit LC-Komponenten im Filterbetrieb

Eine weitere Möglichkeit bietet die Verschaltung mit Kapazitäten oder Induktivitäten im Filterbetrieb zur Schaffung zusätzlicher Resonanzen außerhalb des Passbandes. Abbildung 6.7 zeigt verschiedene Möglichkeiten einer solchen Verschaltung. Dabei muss berücksichtigt werden, dass sich die Anordnungen für CRFs mit einer 1-Lagenkopplung (6.7 (a)) und CRFs mit einer 3-Lagenkopplung (6.7 (b)) unterscheiden. In Abbildung 6.7 (a) werden die S_{21} -Parameter eines zweistufigen CRFs und zusätzlich parallel geschalteten Kapazitäten mit den S_{21} -Parametern eines ein- und zweistufigen CRFs ohne externe Beschaltung verglichen. Abbildung 6.7 (b) zeigt diesen Vergleich mit zusätzlichen Induktivitäten zwischen den Mittelelektroden und der Referenzmasse. Sowohl für den 1-Lagenkopplungsfall als auch für die 3-Lagenvariante des CRFs ist es hier ebenso wünschenswert, dass zwischen den, an die akustischen Kopplungslagen anliegenden, Elektroden kein Potentialunterschied auftritt und somit die parasitäre Kapazität über die akustischen Kopplungslagen vermieden wird. Dementsprechend sollten die in Abbildung 6.7 blau umrahmten Schaltungen bevorzugt werden. Bei den benötigten Spulen- und Kapazitätswerten handelt es sich meist um sehr niedrige Werte mit weniger als 0.25 nH bzw. 0.25 pF. Da die Lage der zusätzlichen Polstellen zudem sehr empfindlich auf Änderungen der Kapazitäts- und Induktivitätswerte reagieren, ist eine Beschaltung mit konzentrierten LC-Elementen eher ungeeignet. Stattdessen sollten die Anregungs- bzw. Verbindungsleitungen der CRFs selbst zur Schaffung der Nullstellen als Möglichkeit genutzt werden, um die jeweils gewünschten LC-Werte zu realisieren.

Des Weiteren hat sich gezeigt, dass mit Hilfe von Kapazitäten und Spulen die Bandbreite in zweistufigen CRFs angepasst werden kann. Dabei kann die Serienschaltung zweier CRFs als eine zur akustischen Kopplung zusätzliche direkte elektrische Kopplung betrachtet werden. Während die akustische Kopplung durch die Schichtdicken der akustischen Kopplungslagen bestimmt

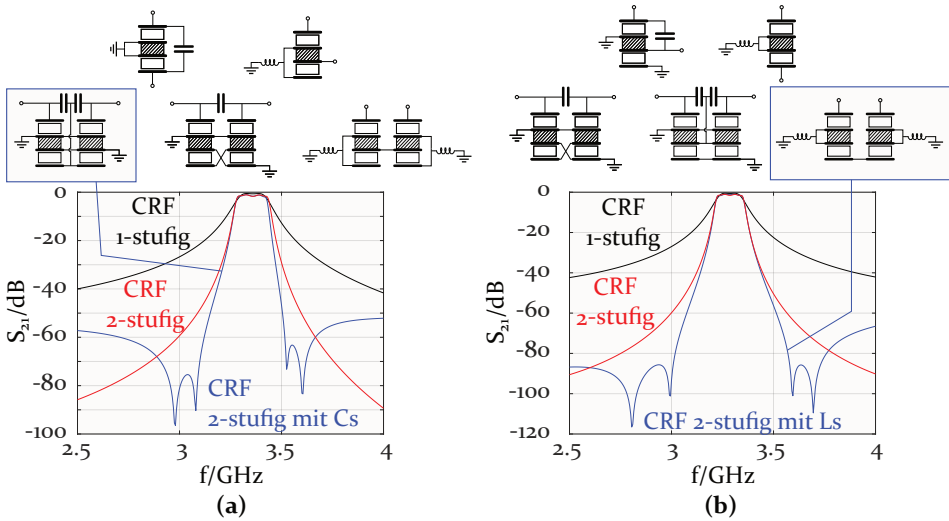


Abbildung 6.7: Externe Beschaltung von CRF-Strukturen mit LC-Komponenten zur Schaffung zusätzlicher Resonanzen außerhalb des Passbandes: (a) CRF-Strukturen mit 1-Lagenkopplung und (b) CRF-Strukturen mit 3-Lagenkopplung.

wird, ermöglicht die Serienschaltung über eine Spule oder Kapazität nach Abbildung 6.8 die Anpassung der elektrischen Kopplung zwischen den CRFs. Die akustische und elektrische Kopplung müssen dabei immer aufeinander abgestimmt sein, um einer Passbandcharakteristik zu genügen.

Abbildung 6.8 zeigt die aus Abbildung 6.5 bereits bekannte Variation des akustischen Kopplungsgrades mit den Schichtdicken der Kopplungslagen. Der schwarz markierte Bereich entspricht hier wieder einem Optimum aus Bandbreite und Einfügedämpfung bei direkter elektrischer Kopplung. Durch Variation der elektrischen Kopplung über eine Kapazität müssen die Schichtdicken der Kopplungslagen zu höheren Werten angepasst werden, um das gewünschte Optimum zu erzielen. Dadurch werden schmalere Bandbreiten möglich. Über eine Spule können letztlich dünnere Kopplungslagen verwendet werden und insgesamt die Bandbreite im Vergleich zur direkten elektrischen Kopplung vergrößert werden.

6.1.3 Einfluss von $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$

Die Abhängigkeit von den piezoelektrischen Materialeigenschaften gestaltet sich erwartungsgemäß ähnlich zu denen in einfachen BAW-Resonatoren ohne akustische Kopplung. Sowohl im Resonatorbetrieb als auch im Filterbetrieb steigt die effektive elektromechanische Kopplung mit steigen-

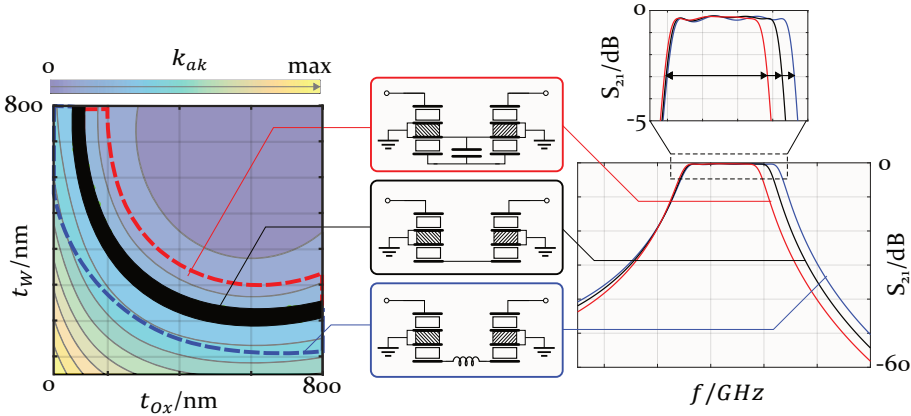


Abbildung 6.8: Beeinflussung der elektrischen Kopplung zwischen zwei CRF-Stufen durch LC-Komponenten zur Variation der Filter-Bandbreite.

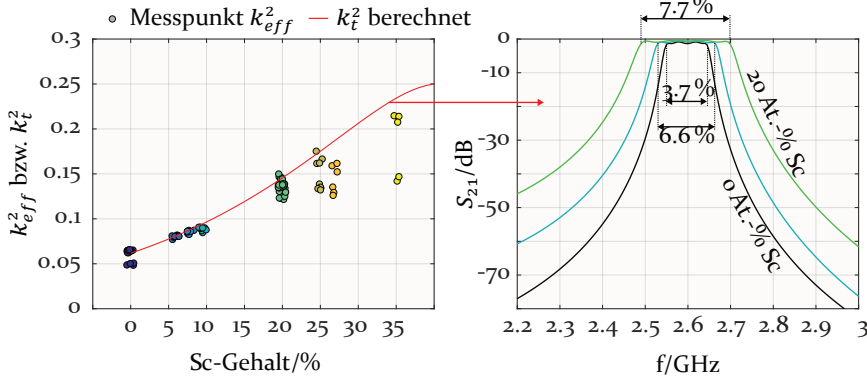


Abbildung 6.9: Abhängigkeit der elektromechanischen Kopplung und dem Passbandverhalten eines zweistufigen CRFs vom Sc-Gehalt.

den Sc-Konzentrationen. Abbildung 6.9 zeigt die zu erwartende Erhöhung der möglichen Bandbreite eines zweistufigen CRFs in Abhängigkeit der Sc-Konzentration. Zur Berechnung der Einflüsse wurden erneut die aus der Literatur und Messungen bestimmten Materialpolynome aus Abbildung 4.25 herangezogen. Während die Bandbreite steigt, nimmt die Unterdrückung außerhalb des Passbandes und die Filterflankensteilheit ab.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Entwürfe und geplanten Messungen akustisch gekoppelter $Al_{1-x}Sc_xN$ -Resonatoren konnten teilweise wegen der vorzeitigen Beendigung des Projektes nicht fertig prozessiert werden. Dementsprechend können die ursprünglich geplanten Entwürfe und Messungen eines zweistufigen $Al_{1-x}Sc_xN$ -CRFs im Filterbetrieb nicht gezeigt werden. Den-

noch konnte aber das erarbeitete Konzept zu rekonfigurierbaren AGRs im Resonatorbetrieb durch Messungen in nachfolgenden Kapitel teilweise verifiziert werden und stützt somit auch die zuvor rein theoretischen Betrachtungen sowie die gewählten Simulationsmodelle.

6.2 Tuning-Konzept mit akustisch gekoppelten BAW-Resonatoren

Aus der Untersuchung der Betriebsmodi von AGRs ergeben sich für die diversen Resonatorbetriebsmodi verschiedene Möglichkeiten rekonfigurierbarer Resonanzfrequenzen. Die Abbildungen 6.10 (a) bis (c) zeigen drei mögliche Konfigurationen für die zweite symmetrische und asymmetrische Hauptmode eines akustisch gekoppelten Resonators. Die Varianten in Abbildung 6.10 (a) und (b) beruhen dabei auf dem Wechsel zwischen der symmetrischen und asymmetrischen Mode (Modenwechsel) und können durch die Erweiterung mit Schaltnetzwerken konfiguriert werden. Der Frequenzunterschied zwischen den zwei Zuständen wird über den akustischen Kopplungsgrad festgelegt. Da allerdings in jeweils einer der Konfigurationen ein Potentialunterschied zwischen den mittleren Elektroden anliegt, wirkt dort die parasitäre Kapazität über die akustischen Kopplungslagen. Folglich unterscheiden sich die Impedanzen nicht nur in der Lage der Resonanzfrequenz, sondern auch in der effektiven Gesamtkapazität der jeweiligen Schaltung. Eine weitere Möglichkeit bietet die Konfiguration in Abbildung 6.10 (c). Bedingt durch den Betriebsmodus werden hier sowohl die symmetrische als auch asymmetrische Mode angeregt und es findet kein Modenwechsel zwischen den beiden Schaltungszuständen statt. Da jeweils nur einer der beiden akustisch gekoppelten Resonatoren aktiv angeregt wird (aktiver Resonator), kann die Lage der Resonanzfrequenz über die elektrischen Randbedingungen Leerlauf und Kurzschluss des zweiten Resonators (Tuning Resonator) angepasst werden. Durch die Anregung der parasitären Kapazität in beiden Schaltungszuständen tritt abgesehen von der Frequenzänderung aber keine Änderung der Gesamtkapazität auf. Damit besitzen die beiden ersten Konfigurationen zwar einen im direkten Vergleich größeren, durch den Modenwechsel bedingten, Frequenzunterschied, zeigen aber auch unerwünschte Impedanzunterschiede, welche in der dritten Variante nicht in Erscheinung treten.

Weiterhin erlaubt die dritte Konfiguration eine kontinuierliche Frequenzanpassung. Diese soll nachfolgend genauer untersucht und hinsichtlich der Eignung für rekonfigurierbare Filterschaltungen diskutiert werden. Zuvor ist es aber erwähnenswert, dass es, wie für alle elektroakustischen HF-Resonatoren, generell wünschenswert ist, nur eine einzige Hauptmode anzuregen. Da aber

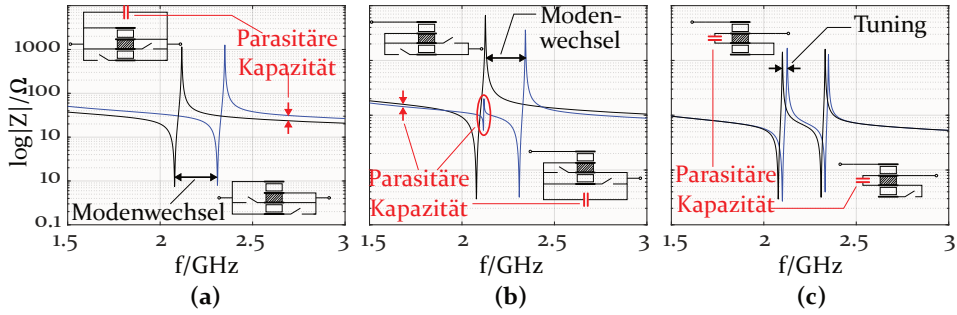


Abbildung 6.10: Beispiele für mögliche rekonfigurierbare BAW-Konzepte durch Schalter mit (a) und (b) als Konzepte für den Wechsel zwischen der symmetrischen und asymmetrischen Mode und (c) als echte Tuningvariante über den akustisch gekoppelten passiven Resonator.

im Fall von Abbildung 6.10 (c) sowohl die asymmetrische als auch symmetrische Mode in direkter Nachbarschaft zueinander angeregt werden, müssen die akustischen Kopplungslagen so ausgelegt werden, dass die höher liegende Mode mit möglichst großem Abstand zu noch höheren Frequenzen verschoben wird. Erst dann eignet sich die Struktur zur Verschaltung in beispielsweise Ladder- oder Latticetopologien. Für AGRs mit direkter akustischer Kopplung entfällt dieser Schritt, da hier keine Aufspaltung der Hauptmoden in symmetrische und asymmetrische Moden auftritt.

6.2.1 Tuning-Mechanismus

Zur Erläuterung des Tuning-Mechanismus nach Abbildung 6.10 (c) wird von einem AGR mit einer beliebigen Anzahl akustischer Kopplungslagen ausgegangen. Die Auslenkungen und Verspannungen der jeweiligen Piezokristalle sind dann sowohl durch die elektrischen als auch die mechanischen Randbedingungen bestimmt. Betrachtet man den aktiven Resonator und Tuning-Resonator in Abbildung 6.11 im Leerlauf so gelten für beide piezoelektrischen Lagen die konstitutiven Gleichungen (2.30), wobei der Tuning-Resonator lediglich über die akustischen Kopplungslagen angeregt wird. Im Kurzschluss-Grenzfall hingegen fällt kein elektrisches Feld ($E = 0$) am Piezokristall des Tuning-Resonators ab und die konstitutiven Gleichungen reduzieren sich bei Kurzschluss zum einfachen rein mechanischen Fall nach Hooke. Zusammenfassend gilt für die piezoelektrischen Lagen:

$$T = \begin{cases} c^E S & \rightarrow \text{Kurzschluss } (E = 0) \\ c^E \left(1 + \frac{e^2}{c^E \epsilon^S} \right) S - \frac{e}{\epsilon^S} D & \rightarrow \text{Leerlauf } (E \neq 0). \end{cases} \quad (6.3)$$

Berücksichtigt man schließlich, dass nach (2.15) und (2.41) die Resonanzfrequenz proportional zu $\sqrt{c^D/\rho}$ ist, lässt sich der Unterschied der Resonanzfrequenz bei Kurzschluss und Leerlauf des Tuning-Resonators mit

$$f_r \sim \begin{cases} \sqrt{\frac{c^E}{\rho}} \rightarrow \text{Kurzschluss } (E = 0) \\ \sqrt{\frac{c^E \left(1 + \frac{e^2}{c^E \varepsilon^S}\right)}{\rho}} \rightarrow \text{Leerlauf } (E \neq 0) \end{cases} \quad (6.4)$$

erklären. Denn die Resonanzfrequenz des aktiven Resonators hängt vom gesamten Lagenstapel und damit auch vom Materialverhalten des Tuning-Resonators ab.

Abgesehen von den Grenzfällen Kurzschluss und Leerlauf interessieren auch mögliche Zwischenzustände der Resonanzfrequenzen. Solche können beispielsweise durch eine zum Tuning-Resonator parallel geschaltete Kapazität (Last) erzielt werden (siehe Abbildung 6.11). Diese ermöglicht bei Variation die Manipulation des elektrischen Feldes und somit der effektiven Materialeigenschaften des Piezokristalls im Tuning-Resonator. Wegen dem kapazitiven Grundverhalten von BAW-Resonatoren eignet sich dazu im einfachsten Fall eine parallel geschaltete Kapazität C_t . Unter der Annahme der charakteristischen Kapazität des Tuning-Resonators mit

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r A}{d} \quad (6.5)$$

und der Parallelschaltung eines Plattenkondensators C_t mit gleicher Fläche A und Schichtdicke d , ergibt sich für die Gesamtkapazität des Tuning-Resonators

$$C'_0 = C_t + C_0 = \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_r^S + \varepsilon_{r,t}) A}{d} = \frac{\varepsilon_{eff}^S A}{d} \quad \text{mit} \quad \varepsilon_{eff}^S = \varepsilon^S \left(1 + \frac{C_t}{C_0}\right), \quad (6.6)$$

wodurch Gleichung (2.30) sich zu

$$T = c^E \left[1 + \frac{e^2}{c^E \varepsilon^S \left(1 + \frac{C_t}{C_0}\right)} \right] S - \frac{e}{\varepsilon^S \left(1 + \frac{C_t}{C_0}\right)} D. \quad (6.7)$$

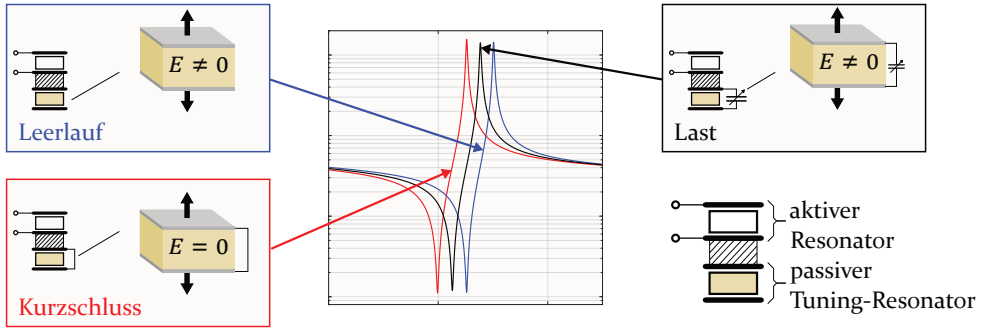


Abbildung 6.11: Illustrative Darstellung der Tuning-Grenzfälle (Leerlauf, Kurzschluss und Last durch eine Kapazität C_t) eines akustisch gekoppelten Resonators mit aktivem Resonator (elektrische Anregung) und Tuning-Resonator (passive mechanische Anregung)).

ergibt. Damit sind die piezoelektrischen Gleichungen des Tuningresonators bei Verwendung einer Kapazität C_t gegeben. Eine vereinfachte Untersuchung des Tuningverhaltens eines AGRs erlaubt die Betrachtung über eine BVD-Ersatzschaltung im nachfolgenden Kapitel.

6.2.2 Theoretische Betrachtungen und analytische Herleitungen

In diesem Abschnitt soll der Zusammenhang zwischen der effektiven elektromechanischen Kopplung der Resonatoren und den Grenzen bzw. Eigenschaften des Tuningbereichs untersucht werden. Dazu werden ausgehend vom Ersatzschaltbild eines AGRs ohne akustische Kopplungslagen nach Abbildung 6.12 zunächst die Resonanzfrequenzen in den Grenzfällen Leerlauf ($C_{0,II} \neq 0$) und Kurzschluss ($C_{0,II} = 0$) bestimmt. Über die Bestimmung der Eingangs-impedanz $Z_{in,1}$ erhält man für die Serien- und Parallelresonanzfrequenzen mit $Z_{in,1} = 0$ bzw. $Z_{in,1} \rightarrow \infty$ bei Kurzschluss ($C_{0,II} \rightarrow \infty$)

$$f_{s,1,kurz} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad \text{bzw.} \quad f_{p,1,kurz} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_{0,I}} + \frac{1}{C} \right)} \quad (6.8)$$

bzw. bei Leerlauf ($C_{0,II} \neq 0$)

$$f_{s,1,leer} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_{0,II}} + \frac{1}{C} \right)} \quad \text{bzw.} \quad f_{p,1,leer} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_{0,II}} + \frac{1}{C_{0,I}} + \frac{1}{C} \right)}. \quad (6.9)$$

Damit ergeben sich für den Tuningbereich der Serien- und Parallelresonanz mit

$$\tau_s = 1 - \sqrt{\frac{C}{C_{0,II}}} + 1 \quad \text{bzw.} \quad \tau_p = 1 - \sqrt{\frac{\frac{C}{C_{0,II}}}{\frac{C}{C_{0,I}} + 1}} + 1 \quad (6.10)$$

unterschiedliche Werte. Es stellt sich heraus, dass für die Serienresonanz abhängig vom Kapazitätsverhältnis $C/C_{0,I}$ ein etwas kleinerer Tuningbereich als für die Parallelresonanz erzielt wird. Betrachtet man weiterhin den umgekehrten Fall mit $Z_{in,2}$ als Eingangsimpedanz und $C_{0,I} \rightarrow \infty$ bzw. $C_{0,I} \neq 0$ als die Grenzfälle Kurzschluss und Leerlauf erhält man für die Resonanzfrequenzen der Eingangsimpedanz $Z_{in,2}$ folgende Abhängigkeiten

$$f_{s,2,leer} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_{0,I}} + \frac{1}{C} \right)} = f_{p,1,kurz} \quad (6.11)$$

$$f_{p,2,leer} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_{0,I}} + \frac{1}{C_{0,II}} + \frac{1}{C} \right)} = f_{p,1,leer} \quad (6.12)$$

$$f_{s,2,kurz} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}} = f_{s,1,kurz} \quad (6.13)$$

$$f_{p,2,kurz} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_{0,II}} + \frac{1}{C} \right)} = f_{s,1,leer}. \quad (6.14)$$

Daraus lässt sich ein Zusammenhang zwischen den effektiven Kopplungen der beiden Resonatoren und dem maximalen Tuningbereich aufstellen.

Maximaler Tuningbereich

Unter Berücksichtigung der abgeleiteten Gleichungen für die Resonanzfrequenzen stellt man fest, dass der maximale Tuningbereich für den aktiven Resonator mit der Eingangsimpedanz $Z_{in,1}$ von der effektiven elektromechanischen Kopplung des Tuning-Resonators abhängt. Damit gilt für den maximalen Tuningbereich der Serien- und Parallelresonanz

$$\tau_{max,1,p} = 1 - \frac{f_{s,2,leer}}{f_{p,2,leer}} \quad \text{bzw.} \quad \tau_{max,1,s} = 1 - \frac{f_{s,2,kurz}}{f_{p,2,kurz}}. \quad (6.15)$$

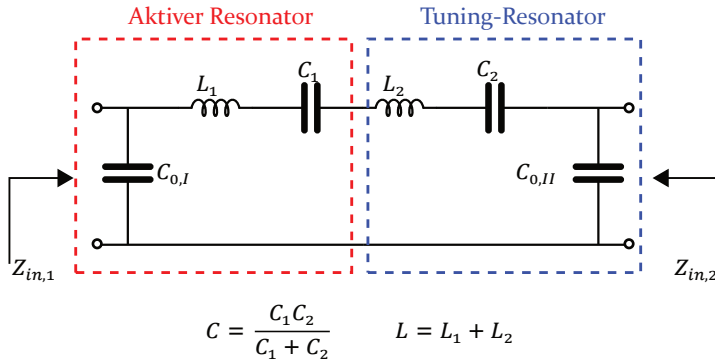


Abbildung 6.12: Ersatzschaltbild akustischer gekoppelter Resonatoren des SCF-Typs zur Untersuchung der Tuning-Charakteristik.

Tabelle 6.1: Liste für verschiedene effektive elektromechanische Kopplungswerte und der entsprechenden maximalen Frequenzänderung zwischen Leerlauf und Kurzschluss.

k_{eff}^2	$\tau/\%$	k_{eff}^2	$\tau/\%$
0	0	0,231	10,4
0,018	0,7	0,246	11,1
0,036	1,5	0,261	11,9
0,054	2,2	0,275	12,6
0,071	3	0,289	13,3
0,088	3,7	0,303	14,1
0,105	4,4	0,317	14,8
0,122	5,2	0,331	15,6
0,138	5,9	0,344	16,3
0,154	6,7	0,357	17

Entsprechend dieser Zusammenhänge können die für verschiedene Kopplungswerte möglichen Tuningbereiche berechnet werden. Tabelle 6.1 zeigt diesen Zusammenhang für ausgewählte Werte zwischen der effektiven Kopplung des Tuning-Resonators und dem maximalen Tuningbereich des aktiven Resonators. Für reines AlN mit einer maximalen effektiven Kopplung von typischerweise um die 7 % erhält man demnach lediglich zwischen 2 % und 3 % maximales Tuning. Dementsprechend bietet $Al_{1-x}Sc_xN$ an dieser Stelle die Möglichkeit einer deutlichen Verbesserung der max. Frequenzänderung zwischen Leerlauf und Kurzschluss mit einem Tuning von schätzungsweise 10 % bis 11 % bei 40 At.-% Sc-Gehalt.

Die in diesem Unterkapitel anhand des vereinfachten Ersatzschaltbildes aus Abbildung 6.12 hergeleiteten Zusammenhänge für den maximalen Frequenzunterschied können auch mit Hilfe der Transfermatrixmethode über die Gleichungen 6.7 und 6.2 für akustisch gekoppelte Resonatoren verifiziert

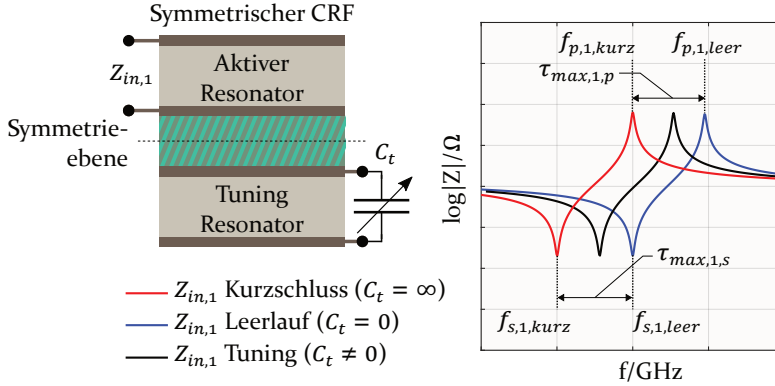


Abbildung 6.13: Simulation des Resonanzverhaltens eines symmetrischen akustisch gekoppelten Resonators mit 1-Lagenkopplung.

werden. Abbildung 6.13 zeigt die numerische Analyse der S₂-Mode über das Transfermatrixmodell für den Leerlauf und Kurzschluss-Grenzfall eines symmetrischen Lagenstapels mit einer akustischen Kopplungslage. Auch hier werden die hergeleiteten Resultate des möglichen Tuningbereichs und der Abhängigkeit der effektiven elektromechanischen Kopplung vom Tuning-Resonator bestätigt. Weiterhin zeigt sich, dass die abgeleiteten Zusammenhänge des maximalen Tuningbereichs unabhängig vom Grad der akustischen Kopplung zwischen den Resonatoren sind und somit sowohl für AGRs ohne und mit Kopplungslagen gültig sind. Dass diese Bedingungen auch im asymmetrischen Lagenstapel erfüllt sind, kann ebenfalls durch die Transfermatrixmethode bestätigt werden und wird im nachfolgenden Abschnitt gezeigt.

6.2.3 Methoden zur Optimierung des Tuning-Verhaltens

Aus den bisherigen Untersuchungen können drei Optionen zur Verbesserung des Tuning-Verhaltens abgeleitet werden. Zunächst kann durch die Parallelschaltung einer Induktivität zur Tuning-Kapazität der Leerlaufgrenzfall der Kapazität elektrisch zu höheren Frequenzen verschoben werden. Dadurch ergibt sich effektiv ein größerer Tuning-Bereich, der allerdings durch die meist geringe Güte der Spulen auch unter erhöhten Verlusten leidet. Für den Idealfall einer verlustfreien Induktivität zeigt Abbildung 6.14 wie sich das Resonanzverhalten der S₂-Mode entsprechend verändert.

Aus Kapitel 6.1.2 ist außerdem bekannt, dass für symmetrische Lagenstapel in AGRs sich in beiden Resonatoren die gleiche effektive elektromechanische Kopplung ergibt. Da aber der max. Tuningbereich durch die effektive elektromechanische Kopplung des Tuning-Resonators bestimmt wird, stellt sich die

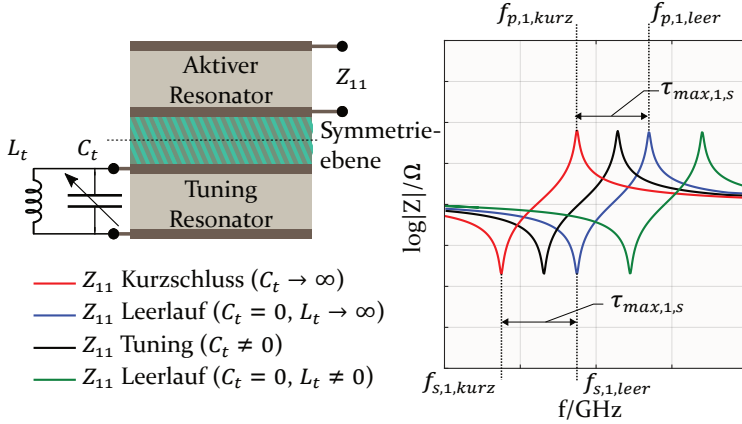


Abbildung 6.14: Optimierung des Tuning-Verhaltens durch eine zusätzliche Induktivität L_t .

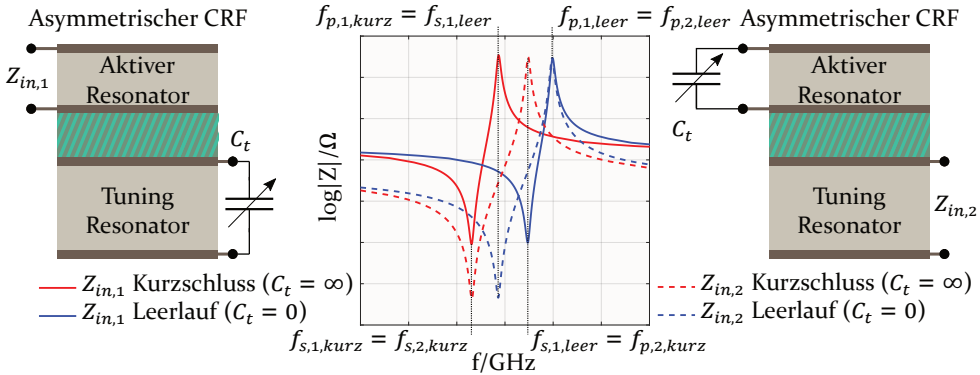


Abbildung 6.15: Optimierung des Tuning-Verhaltens durch eine asymmetrische Auslegung des Lagenstapels.

Frage wie sich asymmetrische Lagenstapel auf das Tuningverhalten auswirken. Entsprechend der Analyse mit Hilfe der Transfermatrixmethode in Abbildung 6.15 kann der Tuningbereich über die asymmetrische Anpassung der effektiven elektromechanischen Kopplung des Tuning-Resonators optimiert werden. Dabei richtet sich die benötigte Asymmetrie der akustisch gekoppelten Resonatoren wieder nach der Anzahl der akustischen Kopplungslagen. Die Steigerung der effektiven elektromechanischen Kopplung im Tuning-Resonators führt generell zur Abnahme der Kopplung im aktiven Resonator. Für akustische gekoppelte Resonatoren mit AlN würde das bedeuten, dass die, für Filterschaltungen zur Verfügung stehende, elektromechanische Kopplung des aktiven Resonators kleiner als die typischen 6 - 7 % ausfällt und in manchen Fällen dann keine ausreichende Bandbreite erzielt werden kann. Dementsprechend ist es von Vorteil, piezoelektrische Materialien wie $Al_{1-x}Sc_xN$ in

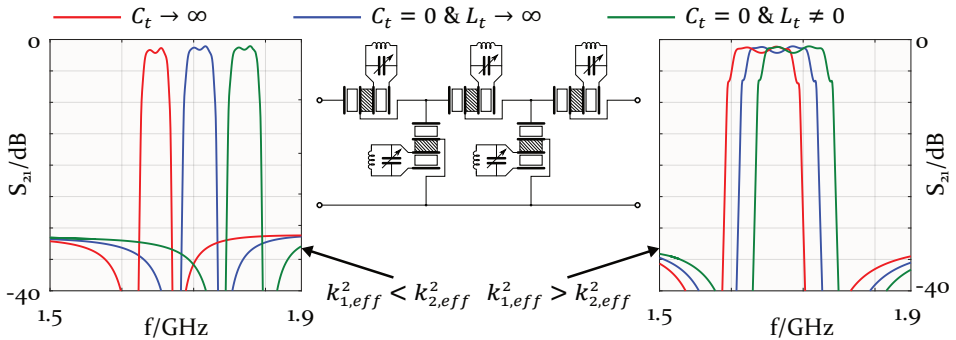


Abbildung 6.16: Auslegungsmöglichkeiten für einen 2,5-stufigen Ladder-Filter mit rekonfigurierbaren akustisch gekoppelten Resonatoren.

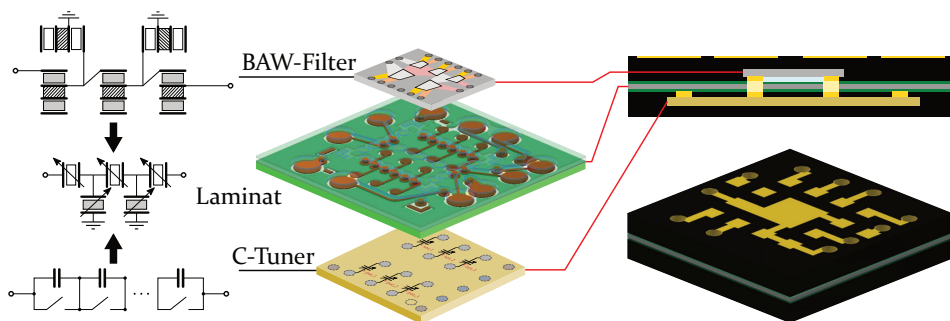
beiden Piezokristalllagen zu verwenden. Einerseits kann dadurch im Tuning-Resonator eine höhere effektive elektromechanische Kopplung und damit ein besseres Tuning erzielt werden, andererseits aber gleichzeitig dem Einbruch der effektiven elektromechanischen Kopplung des aktiven Resonators bei asymmetrischen Lagenstapeln entgegengewirkt werden. Zusammenfassend zeigt Abbildung 6.16 wie die verschiedenen Verbesserungsmöglichkeiten im Filterdesign, wie beispielsweise eines 2,5-stufigen Ladder-Filters, eingesetzt werden können. Grundsätzlich gibt es dabei zwei mögliche Extremfälle in der Auslegung der rekonfigurierbaren Resonatoren. Entweder man konzentriert sich auf einen möglichst großen Tuningbereich und geringere Bandbreite oder einen möglichst geringen Tuningbereich aber dafür höhere Bandbreiten.

6.2.4 Entwurf und Analyse des Tuning-Konzepts

Der generelle Wunsch besteht darin mindestens zwei Frequenzbänder durch einen einzigen rekonfigurierbaren BAW-Filter zu ersetzen. Zu den interessanteren Frequenzbänderkombinationen zählen beispielsweise die Bänder 1 bis 3 und 7. Tabelle 6.2 zeigt die entsprechenden Frequenzbänder und die möglichen Abdeckungsmöglichkeiten durch einen rekonfigurierbaren Filter. Für den einfachsten Fall, mit einer Kombination von Band 2 und Band 3 liegt der benötigte Tuningbereich zwischen 5.8 % und 6.9 %. Entsprechend der Tabelle 6.1 benötigt man dafür eine effektive elektromechanische Kopplung des Tuning-Resonators von etwa 14 % - 16 %, was wiederum eine Sc-Konzentration von etwa 20 % - 22 % voraussetzt. In diesem Kapitel soll das besprochene Tuning-Konzept anhand von Entwürfen diskutiert und durch Messungen für eine Kombination der Bänder 2 (1930 MHz - 1990 MHz) und 3 (1805 MHz - 1880 MHz) gestützt werden. Nachfolgend wird zunächst die Konzeptionierung der Verschaltung mit der Auslegung der entsprechenden

Tabelle 6.2: Übersicht möglicher Bandkombinationen für rekonfigurierbare Filter.

Bänder	Untere Tuning-Grenze	Obere Tuning-Grenze
2 + 3	1805 MHz - 1930 MHz: 6.9 %	1880 MHz - 1990 MHz: 5.8 %
1 + 2	1930 MHz - 2110 MHz: 9.3 %	1990 MHz - 2170 MHz: 9 %
1 + 2 + 3	1805 MHz - 2110 MHz: 16.9 %	1880 MHz - 2170 MHz: 15.4 %
2 + 7	1805 MHz - 2110 MHz: 16.9 %	1880 MHz - 2170 MHz: 15.4 %

**Abbildung 6.17:** Konzeptionierung eines rekonfigurierbaren HF-Filters mit BAW-Die, C-Tuner-Die und Laminat zur Verbindung der Dies.

akustisch gekoppelten Resonatoren und der rekonfigurierbaren Kapazitäten sowie der elektrischen Vermessung der jeweiligen Komponenten erarbeitet, bevor abschließend eine messungsbasierte Analyse des Tuning-Konzepts durchgeführt und hinsichtlich der Realisierbarkeit diskutiert wird.

Schaltungs- und Packaging-Konzept

Für die Untersuchung soll ein 2.5-stufiger Ladder-Filter mit akustisch gekoppelten Resonatoren mit entweder drei Serien- und zwei Querelementen oder drei Querelementen und zwei Serielementen realisiert werden. Der akustisch gekoppelte Filter soll dabei mit einer Kopplungslage aus SiO_2 umgesetzt werden, um den Abstand der symmetrischen und asymmetrischen zweiten Hauptmoden möglichst groß auslegen zu können. Als Zielfrequenz des Filters im Leerlauf wurde die obere Grenze von 2 GHz angesetzt. Die für die jeweiligen Serien- und Querelemente resultierenden charakteristischen Kapazitäten des Tuning-Resonators werden schließlich zur Auslegung der Kapazitätszustände des C-Tuners herangezogen. Für die Verdrahtung des BAW-Dies und C-Tuner-Dies soll ein 2-Lagen Laminat mit beidseitiger Kontaktierung dienen. Abbildung 6.17 zeigt den Aufbau des geplanten System-in-Package (SiP)-Konzepts mit dem vertikalen Aufeinanderstapeln der einzelnen Komponenten. Dadurch ist es möglich, die Verbindungen zwischen dem C-Tuner

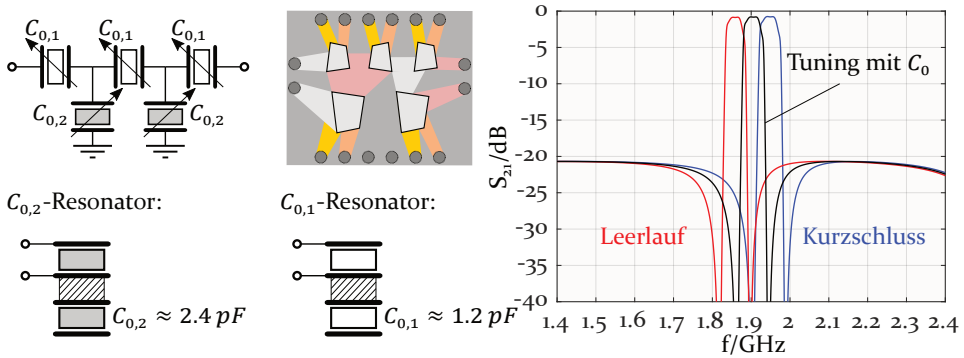


Abbildung 6.18: Entwurf und Simulation (idealer Fall ohne Verluste) des 2.5-stufigen Filters für das rekonfigurierbare HF-Filterkonzept mit drei Serienelementen und zwei Querelementen.

und BAW-Dies möglichst kurz zu halten, Übertragungsverluste zu minimieren und den Formfaktor zu verbessern. Als allgemeine Herausforderungen des Packaging-Konzepts zählen die Komplexität des Aufbaus und mögliche parasitäre Effekte. Weiterhin muss für den BAW-Die eine luftgefüllte Kavität geschaffen werden, um mechanische Effekte wie Verspannungen und Beladung der Resonatoren durch die Ummantelung bzw. das Gehäuse zu vermeiden¹.

Resonatorentwurf, -prozessierung und -messungen

Wegen dem Einfluss der effektiven elektromechanischen Kopplung auf den maximal möglichen Tuning-Bereich wurden die AGRs asymmetrisch ausgelegt. Die Dicke der piezoelektrischen Lagen wurde für den Tuning-Resonator deshalb mit 900 nm und für den aktiven Resonator mit 1000 nm ausgelegt. Als Material für die Elektroden wurde wieder ein Zweilagensystem aus Al und W verwendet. Die akustische Kopplungslage aus SiO₂ wird mit 100 nm möglichst dünn gewählt und so der Abstand zwischen der symmetrischen und asymmetrischen zweiten Hauptmode maximiert. Der akustische Spiegel wurde ebenfalls für die Frequenzlage von 2 GHz optimiert. Für die Al_{1-x}Sc_xN-Schicht wurde entsprechend der Tabelle 6.1 ein Sc-Gehalt von 20 At.-% Sc gewählt. Unglücklicherweise handelte es sich bei der prozessierten Al_{1-x}Sc_xN-Dünnschicht um den noch nicht optimierten Prozess. Damit ergeben sich zahlreiche unerwünschte Kristallite und Verspannungen in der Dünnschicht, die die Prozessierung der akustisch gekoppelten Resonatoren deutlich erschweren.

¹ Das Packaging-Konzept ist von C. F. Chiang et al. (Infineon Packaging Engineering Team) und das C-Tuner Design von Anthony Thomas (Infineon Antenna Tuner Team).

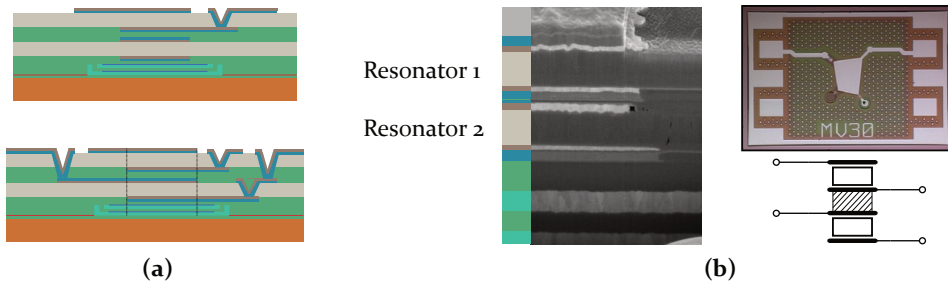


Abbildung 6.19: Resonatoraufbau mit (a) geplanter Lagenstruktur der Teststrukturen und Filterresonatoren und (b) SEM-Querschnitt des prozessierten Lagenstapels sowie eine Oberflächenaufnahme der fertigen Test-Struktur.

Für das Layout wurden die Serienelemente mit einer aktiven Fläche von $100 \times 100 \mu\text{m}$ und die Querelemente mit einer Fläche von jeweils $140 \times 140 \mu\text{m}$ ausgelegt. Neben den Filterdesigns sind im Layout auch Teststrukturen der Serien- und Querelemente definiert, die eine separate Messung des Tuning-Resonators und des aktiven Resonators ermöglichen. Eine Übersicht für die Filterschaltung mit drei Serien- und zwei Querelementen und der dazugehörigen S-Parameter zeigt Abbildung 6.18. Entsprechend der Berechnungen wurde ein Tuningbereich von bis zu 7 % erwartet. Die entsprechenden Grenzfälle Leerlauf und Kurzschluss sowie die Filtercharakteristik bei Tuning mit einer charakteristischen Kapazität C_0 zeigt ebenfalls Abbildung 6.18. Die für die Auslegung der C-Tuner benötigten Kapazitäten der Serien- und Querelemente ergeben sich gemäß der Schichtdicken und aktiven Flächen der piezoelektrischen Lagen im Tuning-Resonator zu 1.2 pF für die Serienelemente und 2.4 pF für die Querelemente.

Als besonders kritisch gestaltet sich erwartungsgemäß die Prozessierung der akustisch gekoppelten BAW-Strukturen. Eine schematische Übersicht des Lagenaufbaus ist in Abbildung 6.19 (a) dargestellt. Mit insgesamt vier Elektroden, die strukturiert und über geeignete Durchführungen kontaktiert werden müssen, steigt die Zahl der benötigten Masken im Vergleich zu einfachen Einzel-Resonatoren deutlich an. Hinzu kommt, dass sich durch die erhöhte Sc-Konzentration das Ätzverhalten verändert und Polierschritte für möglichst glatte Oberflächen mit zunehmender Verspannung der Schichten erschwert werden. Den Querschnitt des fertig prozessierten akustisch gekoppelten Resonators mit 1-Lagenkopplung zeigt Abbildung 6.19 (b). Durch die zuvor beschriebenen Prozessschwierigkeiten haben allerdings nur zwei Wafer der 25 Wafer im Versuchslos überlebt und lediglich der aktive Resonator der Test-Resonatoren konnte strukturiert und elektrisch vermessen werden. Nichtsdestotrotz zeigen die resultierenden Messungen der akustisch gekoppelten

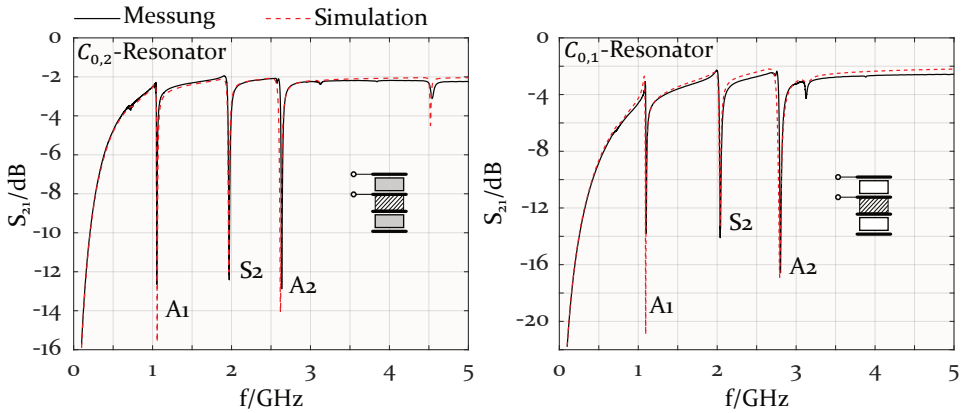


Abbildung 6.20: Messung und Simulation der akustisch gekoppelten Test-Resonatoren mit 1-Lagenkopplung: Serienresonator ($C_{0,1}$ – Resonator) und Parallelresonator ($C_{0,2}$ – Resonator).

Strukturen in Abbildung 6.20, dass die, durch Simulation bestimmten, Resonanzmodi gut mit der Messung des akustisch gekoppelten Resonators übereinstimmen. Deutlich zu erkennen sind in beiden Fällen (Serien- und Parallelresonator) die verschiedenen symmetrischen und asymmetrischen Hauptmodi und das, für die Bandpass-Charakteristik benötigte, unterschiedliche Kapazitätsniveau der Serien- und Querelemente. Die insgesamt hohen ohmschen Verluste der schmalen Durchkontaktierung der Teststrukturen zur Bodenelektrode macht sich vor allem in der hohen Einfügedämpfung von etwa 2 dB bei Serienresonanz der S_2 -Hauptmode bemerkbar. Ebenfalls die Verluste fördernd wirkt sich die nicht-optimierte $Al_{1-x}Sc_xN$ -Schicht auf die Resonatorgüte mit $Q < 500$ bei Parallelresonanz aus.

Rekonfigurierbare Kapazität in CMOS-Technologie

Die C-Tuner wurden mit insgesamt 6 einzelnen C-Tuner pro Die ausgelegt, damit unabhängig von der Anzahl der Serien- oder Querelemente (zwei oder drei Stück) des BAW-Ladder-Filters für jeden Resonator ein C-Tuner zur Verfügung steht. Eine weitere Anforderung ist es, die Serien- und Querelemente voneinander getrennt einstellen zu können, um so die Möglichkeit offen zu halten, auch die Bandbreite anzupassen. Die Kapazitätsspanne der C-Tuner richtet sich nach den charakteristischen Grundkapazitäten $C_{0,1}$ und $C_{0,2}$ der jeweiligen Tuning-Resonatoren. Für eine Übereinstimmung der Kapazität des C-Tuners mit diesen charakteristischen Kapazitäten der Tuning-Resonatoren wird allgemein ein Tuning von 50 % des maximal möglichen Tuning-Bereichs erzielt. Insgesamt soll jeder C-Tuner 16 verschiedene Registerzustände und

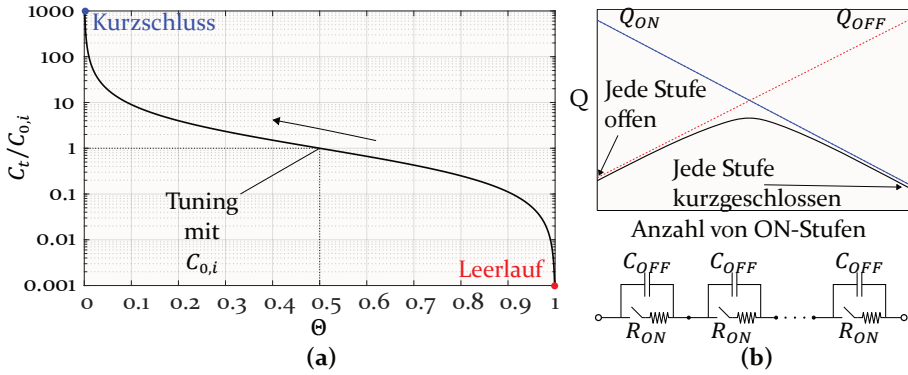


Abbildung 6.21: Theoretische Überlegungen zur Auslegung der C-Tuner Kapazitäten mit (a) grafische Darstellung von Gleichung (6.16) und (b) zu erwartender Güteverlauf der gewählten C-Tunertopologie.

somit 16 verschiedene Kapazitäten ermöglichen. Abgesehen vom Leerlauf (Registerzustand 16) und Kurzschlussfall (Registerzustand 1) gibt es also 14 verschiedene Kapazitätswerte. Wegen der nichtlinearen Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Tuning-Kapazität, muss für eine lineare Stufung der Resonanzfrequenzen mit n Stufen der funktionale Zusammenhang $C_{t,n} = f(f_{t,n})$ gefunden werden. Unter der Annahme, dass $\tau_s \approx \tau_p \approx \tau$ bzw. $\tau_{s,max} \approx \tau_{p,max} \approx \tau_{max}$ gilt für das Verhältnis $\Theta_t = \tau/\tau_{max}$ unter Berücksichtigung der Gleichungen (6.11) bis (6.14) näherungsweise

$$\Theta_t = \frac{1}{1 + \frac{C_t}{C_{0,i}}} \quad \text{bzw.} \quad C_t = C_{0,i} \left(\frac{1}{\Theta_t} - 1 \right). \quad (6.16)$$

Eine grafische Darstellung der Gleichung liefert Abbildung 6.21 (a). Damit lassen sich die benötigten Kapazitätswerte der restlichen 14 Zustände anhand der jeweiligen Grundkapazität $C_{0,i}$ des Tuning-Resonators bestimmen. Die Fertigung der C-Tuner erfolgt in Infineons C11NP CMOS-Technologie. Vereinfacht handelt es sich bei den C-Tuner Topologien um eine Serienschaltung von Transistoren, die bei Kurzschluss als Widerstand R_{ON} und im Leerlauf als Kapazität C_{OFF} modelliert werden können. Allgemein ist eine möglichst hohe Güte der Kapazität für jeden Zustand wünschenswert. Den zu erwartenden Güteverlauf der gewählten Topologie und CMOS-Technologie zeigt Abbildung 6.21 (b).

Die Messung der entsprechenden C-Tuner Kapazitäten und Gütefaktoren für die ausgewählten Frequenzpunkte 0.9 GHz, 2 GHz und 3,6 GHz zeigt

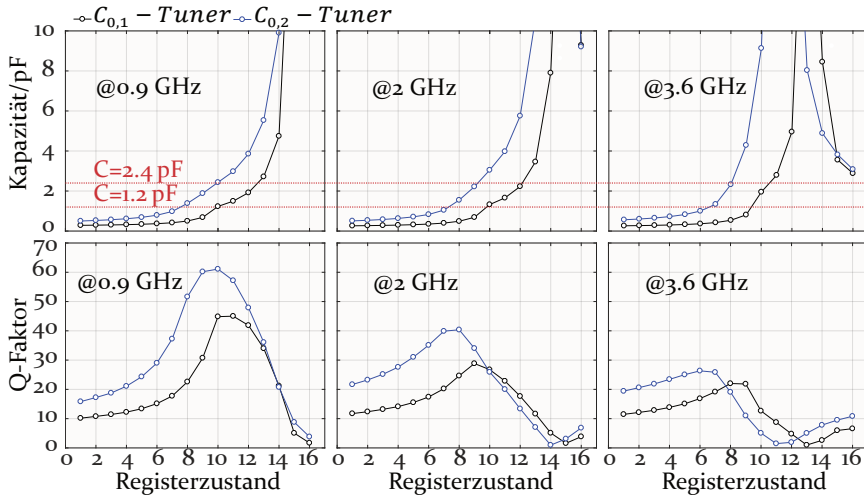


Abbildung 6.22: Messungen der Kapazitätswerte und Güten für 0.9 GHz, 2 GHz und 3.6 GHz der C-Tuner für Serienresonatoren ($C_{0,1}$ -Tuner) und Parallelresonatoren ($C_{0,2}$ -Tuner).

schließlich Abbildung 6.22. Die Entwicklung der Kapazitäten mit zunehmender Anzahl an kurzgeschlossenen Stufen entspricht dem benötigten Verlauf zum Tuning der akustisch gekoppelten Resonatoren. Auch der Güteverlauf entspricht der Erwartung nach Abbildung 6.21 (b). Insgesamt fällt die Güte jedoch mit Werten <45 für die Zielfrequenz von 2 GHz zu gering aus, um den strengen Güteanforderungen für HF-Filteranwendungen gerecht zu werden. Weiterhin weichen die Kapazitätswerte von den Soll-Werten ab. Da aber die Möglichkeit besteht, die C-Tuner der Serienresonatoren getrennt von den C-Tuner Werten der Parallelresonatoren einzustellen, können die Abweichungen der Kapazitätswerte durch geeignete C-Tuner Einstellungen zwischen Serien- und Parallelresonatoren gemindert werden.

Simulative Analyse der Ergebnisse

Wegen der insgesamt erschwerten Prozessierung, dem Verlust eines Großteils der Wafer und der vorzeitigen Beendigung des Projekts wurden keine weiteren Wafer für eine erneute Prozessierung eingeschleust. Demnach konnten keine finalen Messungen des Tuning-Konzepts mit Laminat und Packaging nach Abbildung 6.17 durchgeführt werden. Da allerdings zumindest die Teststrukturen der akustisch gekoppelten Serien- und Parallelresonatoren sowie die C-Tuner vermessen wurden, kann eine messungsbasierte Simulation des Tuning-Konzepts untersucht werden. Dazu wurden die C-Tuner Messungen mit den an die Resonatormessungen angepassten BAW-Modellen im Schaltungssimulator kombiniert und die verschiedenen C-Tunerstufen

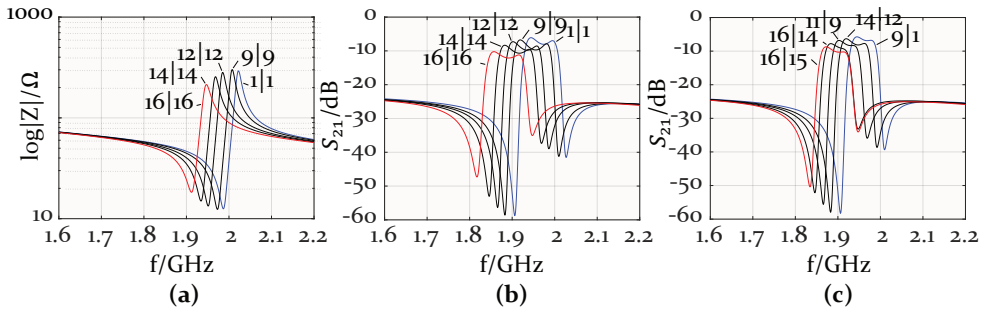


Abbildung 6.23: Simulative Analyse des Tuning-Konzepts unter Nutzung der Messergebnisse der akustisch gekoppelten Resonatoren und C-Tuner mit (a) Analyse des Resonator-Tunings (Standard RegisterEinstellung), (b) Analyse des Filter-Tunings (Standard RegisterEinstellung) und (c) Analyse des Filter-Tunings (Optimierte RegisterEinstellung).

durchgeschaltet. Die Ergebnisse der Analyse zeigen Abbildung 6.23, wobei in Teilabbildung (a) die Impedanz bei Tuning eines einzelnen Serienresonators und in (b) bzw. (c) das Tuning des Ladder-Filters dargestellt sind. Die jeweiligen Registerzustände werden ebenfalls für jede Kurve angegeben. Dabei zeigt Abbildung 6.23 (c) den Vorteil einer getrennten Steuerung von Serien- und Parallel-C-Tunern. Im Vergleich zu Abbildung 6.23 (b) wurden in Teilabbildung (c) die C-Tuner so eingestellt, dass sich eine insgesamt verbesserte Einfügedämpfung im Passband erzielen lässt. Trotzdem zeigen die Ergebnisse die insgesamt hohen Verluste durch die Kontaktierung der tiefer liegenden Elektroden und die geringe Güte der C-Tuner. Der Einfluss der C-Tuner Güte zeigt sich insbesondere bei Betrachtung der Resonatorergebnisse in Teilabbildung 6.23 (a). Entsprechend der Güteverläufe aus Abbildung 6.22 nimmt hier die Resonatorgüte für die Registerkombinationen der Serien- und Parallelelemente von 9|9 bis 12|12 ab und damit die Einfügedämpfung des Filterpassbands in 6.23 (b) zu.

6.2.5 Diskussion der Ergebnisse

Wie bereits in Kapitel 2.3.1 besprochen sind die Anforderungen an BAW-Filter ohnehin schon groß und rekonfigurierbare Filterschaltungen dürfen die BAW-Filtercharakteristik selbst kaum mindern. Vor dieser Herausforderung stehen alle Tuning-Konzepte, insbesondere für neue Mobilfunkstandards wie 5G. Nachfolgend wird eine Übersicht zu den Herausforderungen des vorgestellten Konzepts zusammengefasst und eine Abschätzung der Realisierbarkeit des Ansatzes getroffen.

Maximales Tuning

Das Tuning-Konzept mittels akustisch gekoppeltem Filter, eignet sich hinsichtlich des benötigten Tuningbereichs durchaus für Bandkombinationen mit einem Tuning bis 11 %. Für kritischere Bandkombinationen wie beispielsweise Band 1 - 3 oder Band 1,2,3 + 7 gestaltet es sich allerdings als sehr schwierig mit $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ eine ausreichende effektive Kopplung für das Tuning zu erzielen. Eine alternative Möglichkeit bietet an dieser Stelle aber die Verwendung alternativer Materialien, wie beispielsweise LiNbO_3 mit, je nach Kristallorientierung, deutlich höheren intrinsischen elektromechanischen Kopplungen [250].

Einfügedämpfung

Die Einfügedämpfung im Passband ist bei Impedanzanpassung überwiegend durch die Güte der Resonatoren und die Güte der rekonfigurierbaren Kapazitäten bestimmt. Hinzu kommt, dass das Design und die Implementierung der Durchkontaktierungen im vorliegenden Entwurf der AGRs ungeeignet sind. Durch die schmalen Leiterbahnen und der ungünstigen Umsetzung der Durchkontaktierungen, zeigen die Messungen stark ausgeprägte ohmsche Verluste, die die Mindestanforderungen an die Frequenzbänder 2 + 3 von typischerweise 1 bis 3 dB nicht erfüllen. Durch verbesserte technologische Voraussetzungen und optimierte Prozesse ist es aber durchaus denkbar, dass sich hochgütige akustisch gekoppelte Resonatoren realisieren lassen, die in Kombination mit ausreichenden C-Tuner Güten zu deutlich besseren Ergebnissen führen. Ob sich diese dann auch für die Umsetzung eines rekonfigurierbaren Filters eignen, ist weiterhin fraglich.

C-Tuner Design

Bedingt durch Konzeptverifizierung wurde in diesem Kapitel eine lineare Stufung mit 16 Stufen zwischen den Zielfrequenzen gewählt. Tatsächlich würden für die Abdeckung von zwei Frequenzbändern, wie hier mit Band 2 und 3, aber auch lediglich zwei Stufen ausreichen (Zustand 1 = Band 2 und Zustand 2 = Band 3). Um eine gewisse Flexibilität anzubieten bzw. der Prozessstreuung entgegenzuwirken, kann es sich auch lohnen, mehrere Stufen mit geeigneten Kapazitätswerten nahe der beiden Zielfrequenzen zu implementieren. Mögliche Abweichungen der Zielfrequenzen können damit durch eine feinere Stufung um die Ziel-Kapazität optimiert werden. Weiterhin stellt sich die Frage, inwieweit sich die Implementierung bezüglich des Energieverbrauchs auswirkt, da die Bereitstellung von Steuerungssignalen für die

Schaltungstransistoren während des Empfangen und Senden dauerhaft bereitgestellt werden müssen.

Thermische Stabilität und Nichtlinearität

Während für dedizierte Frequenzfilter bereits strenge Anforderungen bezüglich der Temperaturstabilität und Leistungsverträglichkeit bestehen, müssen diese für alle Filterzustände des rekonfigurierbaren Filters garantiert werden. Für thermische Schwankungen kann das Tuningkonzept, je nach Auslegung der Kapazitätsstufung, eventuellen Schwankungen allerdings auch entgegenwirken. Den strengen Anforderungen an elektroakustischen HF-Filtern bezüglich Güte, thermische Stabilität, Linearität und Leistungsverträglichkeit gleichzeitig für verschiedene Frequenzen im vorliegenden Tuning-Konzept gerecht zu werden, stellt einen der größten Herausforderungen dar und erfordert deshalb eine ausführlichere Auseinandersetzung, die wegen des Umfangs im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden kann.

Formfaktor und Packaging

Im Vergleich zu einfachen BAW-Resonatoren, die zwei rekonfigurierbare Kapazitäten pro Resonator zum Tuning der Serien und Parallelfrequenz benötigen, besitzt das hier implementierte Tuning-Konzept den Vorteil, dass lediglich ein einziger C-Tuner pro AGR benötigt wird. Damit verkleinert sich der benötigte C-Tuner-Die und die Anforderungen an die C-Tuner-Güte. Da der C-Tuner-Die im Vergleich zum BAW-Die außerdem deutlich größer ausfällt, führen kleinere C-Tuner-Dies auch zur Möglichkeit kleinerer Formfaktoren des Packaging. Der Wunsch nach stärkerer Integration führt zudem zu strengeren Anforderungen an kompakte Packaging-Lösungen wie SiP oder sogar monolithische Integration von BAW und CMOS-Strukturen. Fortschritte in diesem Bereich (z.B. nach [78]) würden zu einer deutlichen Verbesserung des Formfaktors des hier vorgestellten Tuning-Konzepts führen.

Abschließend machen die Ergebnisse die ausgeprägte Komplexität des gewählten rekonfigurierbaren BAW-Konzepts deutlich. Selbst mit deutlicher Verbesserung sämtlicher benötigten Komponenten wird vermutet, dass sich das Konzept allein wegen dem hohen Kosten-Nutzen-Verhältnis und der insgesamt niedrigen Güte der Resonatoren, wie viele andere Tuningansätze, auch in naher Zukunft nicht realisieren lassen wird.

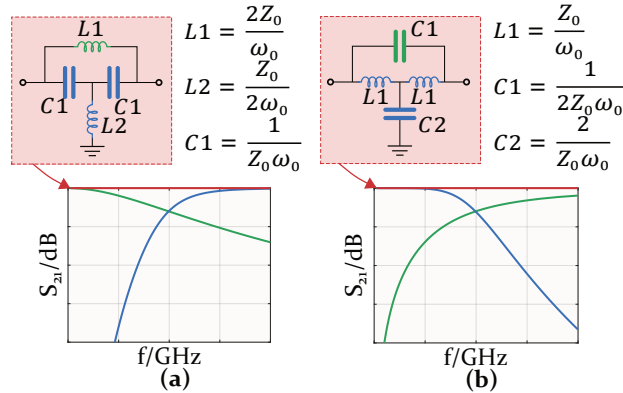


Abbildung 6.24: Passive Allpass-Topologien in T-Konfiguration und deren Entwurfsformeln mit (a) Serien-C-Konfiguration und (b) Serien-L-Konfiguration.

6.3 Allpass-basierte LC-BAW-Hybrid-Filter

Neben der Betrachtung akustisch gekoppelter und rekonfigurierbarer BAW-Komponenten bieten LC-BAW-Hybrid-Filter die Möglichkeit Aspekte der klassischen Filtertheorie über LC-Komponenten mit denen der SAW/BAW-Technologie zu kombinieren. Die sich daraus ergebenden vielfältigen Möglichkeiten zur Auslegung von HF-Filtern bieten ebenfalls vielversprechende Ansätze zur Realisierung von Lösungen für die kritischen Frequenzbänder, CA oder beispielsweise strengen Koexistenzanforderungen verschiedener Mobilfunkstandards. So können die Hybrid-Filter durch die Flexibilität von LC-Filtern und die hohen Güten elektroakustischer Resonatoren beispielsweise gezielt für Duplexeranwendungen und die Unterdrückung unerwünschter Frequenzbänder genutzt werden. Nachfolgend wird ein, im Rahmen dieser Arbeit erarbeitetes, Konzept eines neuartigen LC-BAW-Hybrid-Konzepts erläutert [255]. Das Konzept bietet Flexibilität in der Auslegung als auch die Möglichkeit der Verwendung verschiedener elektroakustischer Resonatoren. Da dieses Konzept in gleicher Weise von breitbandigen $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Resonatoren profitiert wie die bisherigen untersuchten Filterschaltungen, werden die Vorteile nicht erneut im nachfolgenden Kapitel besprochen.

6.3.1 Schaltungs- und -konzeptionierung

Typischerweise unterteilt man Filter in Tiefpass-, Hochpass-, Bandpass- und Bandstopp-Filter. Eine weitere Klasse, die meist nur wenig Beachtung findet, ist die Klasse der Allpass-Filter (APF). APFs werden meist in der Signalverarbeitung eingesetzt, um Signale von beliebiger Frequenz einer Phasenverschiebung zu unterziehen. Neben aktiven Allpass-Strukturen existieren auch

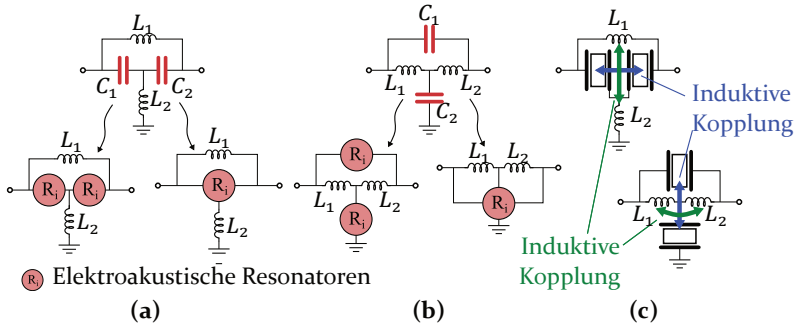


Abbildung 6.25: Prinzip zur Schaffung von Polstellen im globalen Allpass-Verhalten der (a) Serien-C-Konfiguration, (b) Serien-L-Konfiguration und (c) dem Beispiel für BAW-Resonatoren in Serien-L-Konfiguration mit akustischer (blau) bzw. induktiver (grün) Kopplung [255].

passive LC-Allpass-Strukturen, deren Grundtopologie entweder als Gitterstruktur oder in T-Struktur realisiert werden. Für die Konzeptionierung des neuartigen LC-BAW-Hybrid-Filters werden nachfolgend die T-Strukturen in Abbildung 6.24 eingesetzt, wobei zwischen einer Serien-C-Konfiguration und einer Serien-L-Konfiguration unterschieden wird. Die für diese APF-Konfigurationen zur Auslegung benötigten Formeln sind ebenfalls in Abbildung 6.24 angegeben und bieten bei Einhaltung die gewünschte Allpass-Charakteristik in einem weiten Frequenzbereich (rote Kurve). Die in der Realität vorhandene Einfügedämpfung richtet sich dabei nach den Güten der verwendeten LC-Komponenten.

Da die typischen Kapazitäten für eine Allpass-Charakteristik im sub 6 GHz-Bereich im charakteristischen Kapazitätsbereich von BAW-Komponenten liegen, ist es möglich, diese auch durch BAW-Resonatoren zu ersetzen und so gezielt Polstellen im globalen Allpass-Verhalten zu setzen. Abbildungen 6.25 (a) und (b) zeigen schematisch diesen Ansatz für die Serien-C- bzw. Serien-L-Konfiguration. Dabei können sowohl einfache FBARs oder SMRs als auch AGRs genutzt werden, um die Kapazitäten zu ersetzen. Allgemein bieten sich auch andere elektroakustische Resonatoren für dieses Konzept an, wobei nachfolgend, im Sinne einer übersichtlichen Darstellung, lediglich Bezug auf BAW-Komponenten genommen wird. In Abbildung 6.25 (c) ist beispielhaft der Einsatz von einfachen BAW-Resonatoren dargestellt, wobei auch die akustische Kopplung (blauer Doppelpfeil) der Resonatoren sowie eine induktive Kopplung (grüner Doppelpfeil) der Spulen illustrativ angedeutet wird. Sowohl die akustische Kopplung der Resonatoren als auch die induktive Kopplung der Spulen bieten an dieser Stelle einen weiteren Entwurfsparameter zur Auslegung des gewünschten Frequenzverhaltens.

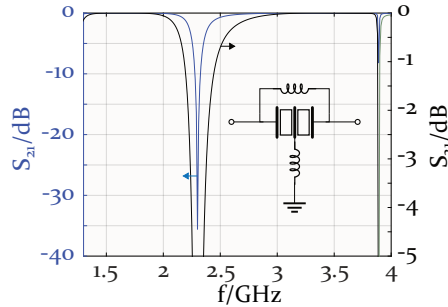


Abbildung 6.26: Beispiel des Frequenzverhaltens eines Allpass-basierten Notch-Filters mit einem akustisch gekoppelten BAW-Resonator in SCF-Konfiguration [255].

Ein Beispiel für das Frequenzverhalten des vorgeschlagenen Konzepts mit einem einfachen AGR in SCF-Konfiguration zeigt die Simulation in Abbildung 6.26 für die 2. Hauptmode des AGRs. Die relativ einfache Implementierung des Allpass-basierten Konzepts bietet hier die Umsetzung eines Notch-Filters, wobei die Lage durch die Parallelresonanzfrequenz der 2. Hauptmode bestimmt wird. Die Auslegung einer solchen Struktur hängt vom jeweils gewünschten Grundverhalten ab, wobei in den nachfolgenden Abschnitten grob zwischen einem Bandstopp- und einem Bandpass-Ansatz unterschieden wird. In beiden Ansätzen stehen letztlich die aktive Fläche und die Dicke der piezoelektrischen Lage zur Einstellung der benötigten Kapazität und der gesamte Lagenstapel sowie der akustische Kopplungsgrad zur Einstellung der Resonanzfrequenz zur Verfügung. Eine detaillierte Auseinandersetzung für beide Filteransätze mit verschiedenen fundamentalen Topologien folgen in den nächsten Unterkapiteln.

6.3.2 Bandstopp-Ansatz

Ein durch die gewählte Hybrid-Struktur besonders geeigneter Ansatz ist die Umsetzung von Notch- und Bandstopp-Filter. Der Entwurfsprozess gestaltet sich dabei folgendermaßen. Zu Beginn wird eine Allpass-Konfiguration gewählt und deren LC-Werte über die in Abbildung 6.24 gegebenen Gleichungen bestimmt. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass die Kapazitätswerte physikalisch durch die BAW-Komponenten realisiert werden müssen. Bei zu großen oder zu kleinen Kapazitätswerten kann durch induktive Kopplung der Spulen aber auch durch Serien- und Parallelschaltung der BAW-Resonatoren nachgeholfen werden. Wegen der Möglichkeit der Anpassung der aktiven Resonatorfläche können aber in den meisten Fällen die zu kleinen oder zu großen Kapazitätswerte gelöst werden. Bei der Auslegung der BAW-Resonatoren auf die benötigten Kapazitätswerte muss zudem

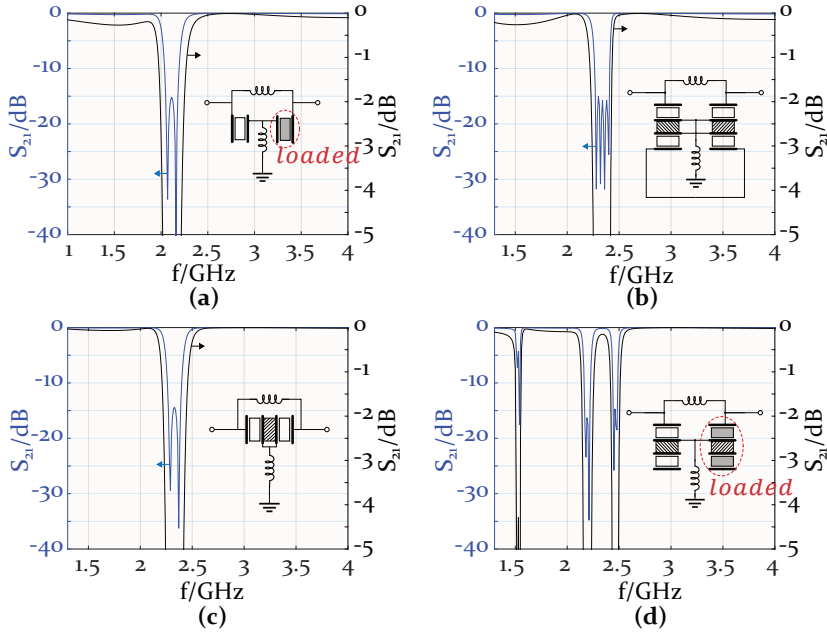


Abbildung 6.27: Simulationsbeispiele für Notch- und Bandstopp-Topologien: (a) APF mit zwei in der Resonanzfrequenz verschobenen BAW-Resonatoren, (b) APF mit zweistufiger CRF-Konfiguration, (c) APF mit einstufiger CRF-Konfiguration und (d) APF mit zwei AGRs im Resonatorbetrieb und unterschiedlicher Resonanzfrequenz [255].

beachtet werden, dass die Resonanzfrequenz überwiegend durch die piezoelektrische Lage definiert wird, weshalb die Kapazität der Resonatoren und deren gewünschte Resonanzfrequenz stets gemeinsam ausgelegt werden müssen. Eine Übersicht verschiedener simulativer Beispiele zu Notch- bzw. Bandstopp-Topologien zeigen die Abbildungen 6.27 (a) bis (d). Dabei wurden sowohl einfache BAW-Resonatoren ohne akustische Kopplung (6.27 (a)) und mit akustischer Kopplung (6.27 (b) bis (c)) implementiert. Beim Entwurf der BAW-Resonatoren können zudem grundlegende Aspekte konventioneller Ladder- und Latticestrukturen berücksichtigt werden. So kann beispielsweise ein Frequenzunterschied über eine mechanische Beladung der Top-Elektrode (siehe Abbildung 6.27 (a) und (d)) einer der Resonatoren geschaffen werden. Durch die Nutzung von AGRs erschließt sich weiterhin die Möglichkeit eines Dual-Bandstopp-Filters wie ebenfalls in Abbildung 6.27 (d) zu sehen ist.

6.3.3 Bandpass-Ansatz

Eine weitere Möglichkeit bietet ein Ansatz zur Bildung von Bandpass-Strukturen, wobei sich die Bandpass-Charakteristik wegen des globalen Allpass-Verhaltens nur lokal in einem bestimmten Frequenzbereich ausbilden lässt.

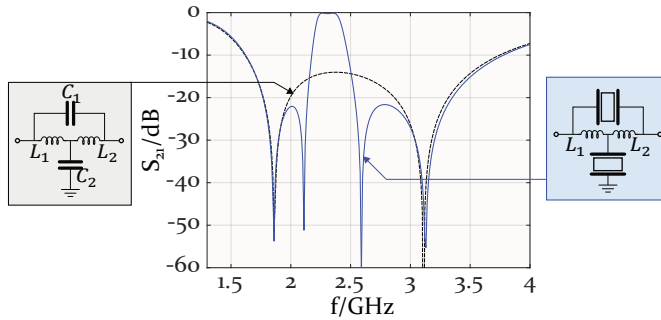


Abbildung 6.28: Bandpass-Ansatz mit LC-Allpass-basierten Hybrid-Strukturen [255].

Anders als für Bandstopp-Filter muss an dieser Stelle vom Allpass-Verhalten der T-Konfigurationen abgesehen werden. Ziel ist zunächst die Bildung von Polstellen an gewünschten Frequenzpunkten durch entsprechende Auslegung der LC-Werte, um anschließend wieder die Kapazitätswerte durch BAW-Komponenten zu ersetzen, wie es in Abbildung 6.28 dargestellt ist.

Wie im Bandstopp-Fall ermöglichen die charakteristischen Kapazitäten der BAW-Resonatoren das zuvor ausgelegte LC-Filterverhalten beizubehalten, aber gleichzeitig zusätzliche Polstellen durch die elektroakustischen Resonanzen zu platzieren. Durch Erweiterung mit einer vorgeschalteten parallelen Induktivität kann zudem eine Unterdrückung bei niedrigeren Frequenzen erzielt werden, um dem globalen Allpass-Verhalten entgegenzuwirken. Beispiele für Anwendungsfälle des LC-Hybrid-Filterkonzepts zeigt das nachfolgende Kapitel.

6.3.4 Diskussion von Anwendungsbeispielen

Um auch Beispiele für mögliche Anwendungsfälle der LC-BAW-Hybridstrukturen zu liefern, werden in diesem Kapitel zwei Anwendungsfälle betrachtet. Zunächst wird die Koexistenzanforderung von LTE-Frequenzbändern sowie dem 2.4 GHz Wi-Fi Frequenzen herangezogen und anschließend ein Beispiel für einen n79-Filter erläutert. Dabei muss berücksichtigt werden, dass es sich lediglich um kurze Ausführungen handelt, deren Ziel nicht die Darstellung von an Filterspezifikationen optimierten Lösungen ist, sondern das Potenzial solcher Strukturen verdeutlichen soll.

Wi-Fi/LTE Koexistenz LC-BAW-Hybrid-Diplexer

Unterschiedliche WiFi Frequenzen, die Implementierung von MIMO, der Wunsch nach immer kleineren Modulen und das ganze auf engem Raum

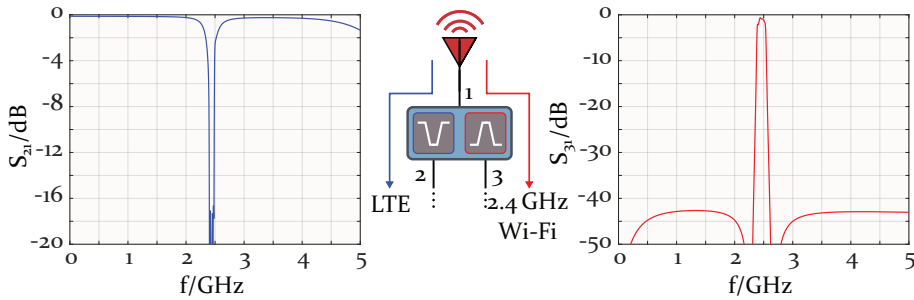


Abbildung 6.29: Beispiel für die Implementierung eines LTE + 2.4 GHz Wi-Fi Koexistenz-filters und gemeinsamer Antenne mit Hilfe eines zweistufigen LC-BAW-Hybrid-Filters und Bandstopp-Ansatz [255].

verstärken die Komplexität von Interferenzen zwischen verschiedenen Standards. Auch in Mobilfunkgeräten sollen vorzugsweise immer mehr Standards in einem Modul integriert werden. Hochgütige BAW-Resonatoren sind für solche Anwendungen die Voraussetzung, um eine ausreichende Selektivität und Signalqualität anzubieten. Um nicht für jeden Standard dieselbe Antenne nutzen zu müssen und somit deutliche Einsparungen im Platzbedarf zu erzielen, bilden die zuvor entwickelten LC-BAW-Hybrid-Filtertechnologien vielversprechende Lösungen. Ausgeprägte Koexistenzanforderungen existieren beispielsweise für LTE und Wi-Fi. So liegen in direkter Nachbarschaft zu den 2.4 GHz Wi-Fi-Frequenzen die LTE Bänder 38, 40, 7 und 41, wodurch insbesondere die Wi-Fi-Kanäle 1 und 11 mit LTE-Kommunikationskanälen interferieren können. Wegen der Nähe der LTE-Frequenzbänder zum 2.4 GHz Wi-Fi Frequenzband bietet sich die Nutzung einer gemeinsamen Antenne an. Die dafür benötigte Diplexerschaltung kann durch einen zweistufigen Allpass-basierten Hybrid-Bandstopp-Filter und einem zweistufigen Ladder-Bandpass-Filter gelöst werden. Dabei können beide Filter auch gemeinsam auf einem Die integriert werden und verringern somit den Formfaktor. Ein Simulationsbeispiel zeigt Abbildung 6.29.

n79-Bandpass-Filter

Ein weiterer interessanter Ansatz ist die Umsetzung eines n79-Bandpass-Filters mit einer zweistufigen Allpass-basierten Hybrid-Bandpass-Struktur. Durch den gewählten Ansatz und unter Nutzung von $Al_{1-x}Sc_xN$ bis 20 At.-% fällt es deutlich leichter die hohen Bandbreiten des n79-Bandes zu erfüllen als mit einfachen Ladderstrukturen. Als schwierig gestaltet sich hingegen eine ausreichende Flankensteilheit zu implementieren, um auch den Koexistenzanforderungen mit den 5 GHz Wi-Fi Frequenzen zu genügen.

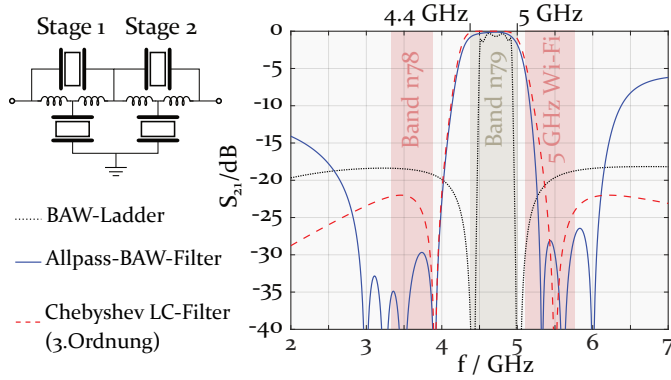


Abbildung 6.30: Beispiel für die Implementierung eines zweistufigen n79-Bandpass-Filters mit Hilfe eines LC-BAW-Hybrid-Filter und Bandpass-Ansatz [255].

7 Zusammenfassung und Ausblick

$\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ stellt ein vielversprechendes Material für elektroakustische Resonatoren in Mobilfunkanwendungen dar. Das gilt vor allem deshalb, weil es verbesserte piezoelektrische Eigenschaften als das üblicherweise in BAW-Komponenten verwendete Material AlN aufweist. Während sich viele Arbeiten ausschließlich auf die durchaus wichtige Charakterisierung der Materialeigenschaften und der Abschätzung möglicher Anwendungen konzentrieren, erfolgt in dieser Arbeit eine gezielte Anwendungsuntersuchung und Optimierung für BAW-Komponenten. Dabei war das Ziel dieser Arbeit, das piezoelektrische Material $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ nicht nur zu charakterisieren und hinsichtlich des Materialverhaltens zu analysieren, sondern auch anhand der Integration in BAW-Messungen kontinuierlich zu verbessern und die Anwendbarkeit und Herausforderungen anhand von Filtermessungen zu erschließen. Dabei zeigten sowohl die theoretische Analyse als auch Experimente, dass hochgütige Dünnschichten mit gleichzeitig hohen effektiven elektromechanischen Kopplungswerten für breitbandige Filter mit Hilfe geeigneter Prozessierung möglich sind und damit die Verschiebung der Grenzen in konventionellen HF-Filterschaltungen als auch in fortgeschrittenen BAW-Konzepten erlaubt. Die entwickelten Datensätze, Methoden und Schaltungskonzepte helfen schließlich auch hohe Sc-Konzentrationen in BAW-Komponenten zu ermöglichen und die Entwicklung zukünftiger BAW-Konzepte voranzutreiben. Die folgende Zusammenfassung dient dazu, die Struktur und Ergebnisse der Arbeit in Kurzform zu wiederholen sowie ein Fazit und Ausblick daraus zu ziehen.

Für kritische Frequenzbänder wie Band n41, n77, n78 und n79 mit herausfordernden Bandbreiten für elektroakustische Resonatoren, bedarf es neuer piezoelektrischer Materialien mit verbesserter elektromechanischer Kopplung und der Kenntnis der für HF-Anwendungen zu erfüllenden Anforderungen. Die Untersuchung verschiedener Sc-Konzentrationen in Kapitel 4.1 und 4.2 hat gezeigt, dass mit zunehmendem Sc-Gehalt zwar eine Zunahme der effektiven elektromechanischen Kopplung beobachtet werden kann, aber gleichzeitig eine Abnahme der Güte auftritt. Durch die Messungen und entsprechenden SEM-Aufnahmen hat sich weiterhin herausgestellt, dass sich das Kristallwachstum mit steigenden Konzentrationen und damit die Anforderungen ändern. Das bedeutet für BAW-Resonatoren letztlich, dass für jede Sc-Zielkonzentration ein eigener Optimierungsprozess durchlaufen werden muss. Eine Aussage über die tatsächlichen intrinsischen dissipativen Effekte mit steigenden Sc-Konzentrationen ist allerdings erst dann möglich, wenn mit verschiedenen Konzentrationen dieselbe morphologische Kristallstruktur

geschaffen werden kann. Für die Abschätzung des Optimierungspotenzials von AlScN basierten BAW-Resonatoren wurden Polynome der, für die BAW-Technologie, wichtigsten Materialeigenschaften abgeleitet und unter Berücksichtigung von geeigneten Modellierungsansätzen für HF-Filteranwendungen untersucht. Die Analyse hat letztlich gezeigt, wie die Bandbreite und allgemein das Verhalten von Filterstrukturen im Zusammenhang mit der Sc-Konzentration operiert. Für den Nachweis und die Resonator-Optimierung wurde das für reine AlN-Resonatoren kritische Frequenzband n_{41} gewählt, denn erst durch den gezielten Anwendungsfall kann die Eignung von neuen Materialsystemen wie AlScN für zukünftige Mobilfunkanwendungen untersucht werden.

Um das Kristallwachstum für BAW-Komponenten zu optimieren, wurde eine ausführliche Analyse der Kristall-Eigenschaften und des Wachstumsverhaltens der piezoelektrischen AlScN-Lage untersucht. In Kapitel 4.3 wurden dazu die Kriterien für c-achsenorientierte AlScN-Dünnschichten und deren Integration in BAW-Resonatoren erarbeitet. Materialdaten aus der Literatur und erste Messungen wurden als Ausgangsdatensatz für die Auslegung von Teststrukturen herangezogen, die anschließend zur Optimierung der Dünnschichten verwendet wurden. Durch die grundlegenden kristallografischen Untersuchungen hat sich gezeigt, dass es bei unzureichenden Ausgangsbedingungen zur Bildung unerwünschter falsch orientierter Kristallite kommt, die die effektive elektromechanische Kopplung als auch die Güte der BAW-Resonatoren negativ beeinflusst. Dadurch war es möglich, gezielt die wichtigsten Parameter für das Kristallwachstum unter Berücksichtigung der Anforderungen an BAW-Resonatoren zu erfassen und experimentell die optimalen Wachstumsbedingungen für $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ zu finden. Untersucht wurden neben den Abscheidungsparametern, dem Einfluss der Keimschichten und der Elektrodenvorbehandlung auch die Wahl des Bodenelektrodenmaterials. Die Untersuchungen der AlScN-Optimierung führten zu dem Ergebnis, dass sich grundsätzlich verschiedene Materialkombinationen für die Nutzung in BAW-Resonatoren eignen. Erwähnenswert an dieser Stelle ist, dass in dieser Arbeit die Optimierung der Dünnschicht überwiegend durch die Anpassung der Prozessabfolge erzielt werden konnte. Die Abscheideparameter selbst wurden ähnlich zu denen von reinem AlN gewählt. Dadurch war es möglich unabhängig von den Abscheideparametern geeignete Ausgangsbedingungen für AlScN zu schaffen, die gleichzeitig auch die Implementierung bei höheren Konzentrationen begünstigt. Durch Einstellung der Abscheidungsparameter und durch veränderte Magnetroneneinstellungen kann jetzt eine Optimierung der mechanischen Spannungsverteilung angegangen werden. Als vielversprechend zeigten sich letztlich sowohl Pt als auch Ru. Obwohl

sich reine W-Elektroden als eher ungeeignet für das AlScN-Wachstum herausstellten, ist es aus akustischer Sicht und hinsichtlich der Prozessierung ein zu bevorzugendes Material. Durch Nutzung einer aSi-Keimschicht, einem kurzen CMP-Polierschritt und der AlScN-Keimschicht bei Abscheidung in reinem Stickstoff konnten die besten Ergebnisse schließlich auch mit W erzielt werden.

Durch Verbesserungen des Resonatordesigns mit Hilfe von in der Literatur gängigen Verfahren konnten zudem hochgütige Resonatoren mit der optimierten Dünnschicht geschaffen werden, die im Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur herausragende Ergebnisse erzielen und die Anwendung für breitbandige Filter ermöglichen. Insbesondere die Kenntnis der Materialparameter des piezoelektrischen Materials ist Voraussetzung zur Auslegung von HF-Filtern. Da die Materialeigenschaften von Dünnschichten allgemein auch durch die Prozessierungsart bestimmt werden und kein allgemeingültiger Datensatz existiert, wurde mit den erarbeiteten Modellierungsansätzen und dem kontinuierlichen Vergleich über Messungen schließlich ein Materialdatensatz für das optimierte AlScN entwickelt. Trotz verschiedener und vom Material AlScN unabhängigen Prozessierungsschwierigkeiten konnten daraus in Kapitel 5 erstmals verschiedene Filterschaltungen mit $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ realisiert werden. Diese zeigen das Potenzial des Materials bei hohen Sc-Konzentrationen und die dadurch entstehende Verbesserung der Bandbreiten. Aus den Untersuchungen konnten schließlich ebenfalls wichtige Aspekte des Filterentwurfs mit AlScN gewonnen werden und erleichtern damit die Auslegung zukünftiger Schaltungen für noch höhere Sc-Konzentrationen.

Besonders sind auch die Betrachtung weiterführender Konzepte in dieser Arbeit hervorzuheben. Neben den konventionellen BAW-Komponenten war ein Schwerpunkt der Arbeit alternative Topologien für fortgeschrittene und zukünftige Filteranwendungen in Betracht zu ziehen. Auch hier hat sich gezeigt, dass AlScN ein vielversprechendes Material darstellt. Die Untersuchung akustisch gekoppelter Resonatoren, deren verschiedene Betriebsmodi und die Verschaltung lieferten wichtige Erkenntnisse zur Auslegung solcher Strukturen. Die teilweise zum Patent angemeldeten Konzepte öffnen damit neue Wege für miniaturisierte breitbandige Filterkomponenten [256]. Durch die Untersuchung von rekonfigurierbaren BAW-Komponenten konnte trotz der geringen Güte und der hohen Komplexität zudem gezeigt werden, dass durch AlScN und dessen verbesserte Eigenschaften auch bisher unmögliche Ansätze einer erneuten Untersuchung bedürfen. Weiterhin konnte festgestellt werden, dass die Verwendung von LC-BAW-Hybrid-Filter eine durchaus berechtigte Alternative zu rein akustischen Filterlösungen darstellt. Dazu

wurde ein neuartiges Konzept zur Realisierung von Filterkomponenten entwickelt. Dieses beruht auf der Nutzung herkömmlicher passiver All-Pass Topologien, deren Kapazitätskomponenten durch BAW-Komponenten ersetzt werden. Das entwickelte Konzept erlaubt dabei eine völlig neue Herangehensweise zur Frequenzselektion. Sowohl Bandstop-Filter als auch Bandpass ähnliche Filtercharakteristika können damit erzielt werden. Weiterhin zeigt sich, dass dafür sowohl einfache BAW-Resonatoren als auch akustisch gekoppelte Komponenten eingesetzt werden können. Das ebenfalls zum Patent angemeldete Verfahren ist sehr einfach aufgebaut, kostengünstig in der Realisierung und bietet vielfältige Design-Optionen, die das vorgeschlagene Konzept auch für kritische Koexistenzanforderungen von Mobilfunkstandards interessant macht [257, 258]. Aufbauend auf dieser Arbeit können nun geeignete Ansätze für hochgütige AlScN basierte Resonatoren genutzt werden und auf die kritischen Anforderungen in der Auslegung von akustisch gekoppelten BAW-Komponenten eingegangen werden. Weiterhin erlaubt die Entwicklung des All-Pass basierten LC-BAW-Hybrid-Filterkonzepts eine neuartige Herangehensweise, Filterkomponenten wie Bandpass- und Bandstop-Filter sowie Diplexer umzusetzen. Zuletzt bilden die erarbeiteten Methoden grundlegende Ansätze zur Realisierung von BAW-Komponenten mit noch höheren Sc-Konzentrationen.

Eine nach wie vor noch offene Frage ist die Abhängigkeit der intrinsischen Verlustmechanismen von der Sc-Konzentration und muss deshalb ein Schwerpunkt der weiterführenden Forschung sein. Als möglicher Ausgangspunkt dieser Untersuchung könnte die Optimierung der Resonatoren für einen weiteren Sc-Konzentrationspunkt, wie z.B. 10 At.-% oder 30 At.-%, sein. Mit der morphologischen Kristallstruktur des optimierten 20 At.-% Sc-Dünnschicht als Ziel wäre dann ein direkter Vergleich der Güte bzw. effektiven elektromechanischen Kopplung von Resonatoren des FBAR-Typs sinnvoll und könnte helfen die Abhängigkeit der tatsächlich intrinsischen Effekte abzuschätzen. Weiterhin von großem Interesse ist die Untersuchung monokristalliner AlScN-Strukturen für BAW-Komponenten, um die obere Grenze der Kristallqualität bzw. der optimalen Resonatoreigenschaften endgültig zu bestimmen und im direkten Vergleich den monokristallinen BAW-Eigenschaften von AlN gegenüberzustellen.

Mit dem zunehmenden Wunsch nach Miniaturisierung und höheren Frequenzbereichen können die Ergebnisse ebenso genutzt werden, um ausführliche Charakterisierungsuntersuchungen der optimierten AlScN-Dünnschicht durchzuführen. Dazu zählen Untersuchungen zur Leistungsverträglichkeit als auch thermische Analysen der Resonatoren. Durch multiphysikalische

Modelle können dann Methoden zur Temperaturkompensation entwickelt werden und die Verlustmechanismen genauer definiert werden. Hinsichtlich der Volumenproduktion und strengen Anforderungen an HF-Filter müssen zudem die technologischen Prozessierungsschwierigkeiten und insbesondere die Herstellungstoleranzen minimiert werden.

Zuletzt ist es erwähnenswert, dass sich die Ergebnisse dieser Arbeit nicht nur positiv auf die Anwendung in elektroakustischen HF-Bauteilen auswirken, sondern auch für andere piezoelektrische MEMS-Komponenten verwendet werden können. Beispiele solcher MEMS-Strukturen sind piezoelektrische Ultraschallwandler, Fingerabdrucksensoren, Mikrofone, Sensoren und Aktuatoren. So trugen die Ergebnisse dieser Arbeit auch dazu bei, die Simulation, Auslegung und Qualität aktueller piezoelektrischer MEMS-Sensorkomponenten zu verbessern.

Literaturverzeichnis

- [1] P. Jonsson, S. Carson, G. Blennerud, J. K. Shim, B. Arendse, A. Husseini, P. Lindberg und K. Öhman, *Bericht: Ericsson Mobility Report*, Ericsson, 2019. Adresse: <https://www.ericsson.com/en/mobility-report/reports/november-2019>.
- [2] 3rd Generation Partnership Project, *About 3GPP*, 2019. Adresse: <https://www.3gpp.org/about-3gpp/about-3gpp>.
- [3] R. G. Kinsman, „A History of Crystal Filters“, *IEEE International Frequency Control Symposium*, Pasadena, 1998. DOI: 10.1109/FREQ.1998.717956.
- [4] R. Aigner, G. G. Fattinger, M. Schaefer, K. Karnati, R. Rothemund und F. Dumont, „BAW Filters for 5G Bands“, *IEEE International Electron Device Meeting*, San Francisco, 2018. DOI: 10.1109/IEDM.2018.8614564.
- [5] J. B. Shealy, J. B. Shealy, P. Patel, M. D. Hodge, R. Vetury und J. R. Shealy, „Single Crystal Aluminum Nitride Film Bulk Acoustic Resonators“, *IEEE Radio Wireless Symposium*, Austin, 2016. DOI: 10.1109/RWS.2016.7444351.
- [6] J. B. Shealy, M. D. Hodge, P. Patel, R. Vetury, A. Y. Feldman, S. R. Gibb, M. D. Boomgarden und M. P. Lewis, „Single Crystal AlGaN Bulk Acoustic Wave Resonators on Silicon Substrates with High Electromechanical Coupling“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, San Francisco, 2016. DOI: 10.1109/RFIC.2016.7508261.
- [7] J. B. Shealy, R. Vetury, S. R. Gibb, M. D. Hodge, P. Patel, M. A. McLain, A. Y. Feldman, M. D. Boomgarden, M. P. Lewis, B. Hosse und R. Holden, „Low Loss 3.7 GHz Wideband BAW Filters Using High Power Single Crystal AlN-on-SiC Resonators“, *IEEE International Microwave Symposium*, Honolulu, 2017. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8058901.
- [8] J. B. Shealy, *Wideband Technology that Provides Trillions of Crystal Clear Messages: Innovation in Single Crystal Bulk Acoustic Wave Technology*, Präsentation, United States Securities und Exchange Comission Report, 2016.
- [9] J.-H. Song, J.-L. Huang, S. Wu, S.-C. Wang, J.-L. Ruan und D.-F. Lii, „Surface Acoustic Wave Device Properties of (B, Al)N Films on 128° Y-X LiNbO₃ Substrate“, *Applied Surface Science*, Jg. 256, Nr. 23, 2010. DOI: 10.1016/j.apsusc.2010.05.043.
- [10] T. Nishida, M. Shimizu, T. Horiuchi, T. Shiosaki und K. Matsushige, „Electrical Properties of LiNbO₃ Thin Films by RF Magnetron Sputtering and Bias Sputtering“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Jg. 34, Nr. 1/9B, 1995. DOI: 10.1143/JJAP.34.5113.
- [11] S. Tanaka und Songbin Gong, *MEMS Technology for Acoustic Wave Devices*, Präsentation, IEEE IUS Workshop, Glasgow, 2019.
- [12] Murata, *Murata Introduces High Performance ISM 2.4 GHz Filter Applying I.H.P. SAW Technology*, 2017. Adresse: https://www.murata.com/en-eu/products/info/saw/saw_mobile/2017/0323.
- [13] Qualcomm, *Qualcomm Announces Breakthrough Qualcomm ultraSAW RF Filter Technology for 5G/4G Mobile Devices*, San Diego, 2020. Adresse: <https://www.qualcomm.com/news/releases/2020/02/18/qualcomm-announces-breakthrough-qualcomm-ultrasaw-rf-filter-technology-5g4g>.

- [14] S. H. Christiansen, R. Singh und U. Gosele, „Wafer Direct Bonding: From Advanced Substrate Engineering to Future Applications in Micro/Nanoelectronics“, *Proceedings of the IEEE*, Jg. 94, Nr. 12, 2006. DOI: 10.1109/JPROC.2006.886026.
- [15] Y. Osugi, T. Yoshino, K. Suzuki und T. Hirai, „Single Crystal FBAR With LiNbO₃ and LiTaO₃ Piezoelectric Substance Layers“, *IEEE International Microwave Symposium*, Honolulu, 2007. DOI: 10.1109/MWSYM.2007.380118.
- [16] A. Reinhardt, L. Benaissa, D. Jean-Baptiste, N. Lamard, V. Kovacova, N. Boudou und E. Defay, „Acoustic Filters Based on Thin Single Crystal LiNbO₃ Films: Status and Prospects“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Chicago, 2014. DOI: 10.1109/ULTSYM.2014.0191.
- [17] M. Kadota, T. Ogami, K. Yamamoto und H. Tochishita, „LiNbO₃ Thin Film for A₁ Mode of Lamb Wave Resonators“, *Physica Status Solidi A*, Jg. 208, Nr. 5, 2011. DOI: 10.1002/pssa.201000060.
- [18] M. Pijolat, S. Loubriat, S. Queste, D. Mercier, A. Reinhardt, E. Defay, C. Deguet, L. Clavelier, H. Moriceau, M. Aid und S. Ballandras, „Large Electromechanical Coupling Factor Film Bulk Acoustic Resonator with X-Cut LiNbO₃ Layer Transfer“, *Applied Physics Letters*, Jg. 95, Nr. 18, 2009. DOI: 10.1063/1.3258496.
- [19] M. Pijolat, S. Loubriat, D. Mercier, A. Reinhardt, E. Defay, C. Deguet, M. Aid, S. Queste und S. Ballandras, „LiNbO₃ Film Bulk Acoustic Resonator“, *IEEE International Frequency Control Symposium*, Newport Beach, 2010. DOI: 10.1109/FREQ.2010.5556245.
- [20] V. V. Felmetzger und M. K. Mikhov, „Reactive Magnetron Sputtering of Piezoelectric Cr-Doped AlN Thin Films“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Orlando, 2011. DOI: 10.1109/ULTSYM.2011.0204.
- [21] E. Iborra, J. Olivares, M. Clement, J. Capilla, V. V. Felmetzger und M. K. Mikhov, „Piezoelectric and Electroacoustic Properties of V-doped and Ta-Doped AlN Thin Films“, Prag, 2013. DOI: 10.1109/EFTF-IFC.2013.6702211.
- [22] T. Yokoyama, Y. Iwazaki, Y. Onda, T. Nishihara, Y. Sasajima und M. Ueda, „Effect of Mg and Zr Co-Doping on Piezoelectric AlN Thin Films for Bulk Acoustic Wave Resonators“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 61, Nr. 8, 2014. DOI: 10.1109/TUFFC.2014.3039.
- [23] N. Tatemizo, S. Sonoda, K. Nishio und T. Isshiki, „Crystallographic Properties of 3D Transition Metal (Ti, V, and Cr) Doped AlN Films“, *International Conference on Indium Phosphide & Related Materials*, Toyama, 2016. DOI: 10.1109/ICIPRM.2016.7528676.
- [24] T. Yokoyama, Y. Iwazaki, T. Nishihara und J. Tsutsumi, „Dopant Concentration Dependence of Electromechanical Coupling Coefficients of Co-Doped AlN Thin Films for BAW Devices“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Tours, 2016. DOI: 10.1109/ULTSYM.2016.7728552.
- [25] S. A. Anggraini, M. Uehara, H. Yamada und M. Akiyama, „Investigating the Piezoelectric Response of Mg-Ti-Doped-AlN Thin Films for Sensor Application“, *IEEE Sensors*, Glasgow, 2017. DOI: 10.1109/ICSENS.2017.8233943.
- [26] H. H. Nguyen, L. van Minh, H. Oguchi und H. Kuwano, „Development of Highly Efficient Micro Energy Harvesters with MgHf-Codoped AlN Piezoelectric Films“, *IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, Belfast, 2018. DOI: 10.1109/MEMSYS.2018.8346524.

- [27] M. Akiyama, T. Kamohara, K. Kano, A. Teshigahara, Y. Takeuchi und N. Kawahara, „Enhancement of Piezoelectric Response in Scandium Aluminum Nitride Alloy Thin Films Prepared by Dual Reactive Cosputtering“, *Advanced Materials*, Jg. 21, Nr. 5, 2009. DOI: 10.1002/adma.200802611.
- [28] M. Akiyama, K. Kano und A. Teshigahara, „Influence of Growth Temperature and Scandium Concentration on Piezoelectric Response of Scandium Aluminum Nitride Alloy Thin Films“, *Applied Physics Letters*, Jg. 95, Nr. 16, 2009. DOI: 10.1063/1.3251072.
- [29] F. Tasnádi, B. Alling, C. Höglund, G. Wingqvist, J. Birch, L. Hultman und I. A. Abrikosov, „Origin of the Anomalous Piezoelectric Response in Wurtzite $\text{Sc}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ Alloys“, *Physical Review Letters*, Jg. 104, Nr. 13, 2010. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.137601.
- [30] G. Wingqvist, F. Tasnádi, A. Žukauskaitė, J. Birch, H. Arwin und L. Hultman, „Increased Electromechanical Coupling in $w\text{-Sc}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ “, *Applied Physics Letters*, Jg. 97, Nr. 11, 2010. DOI: 10.1063/1.3489939.
- [31] C. Höglund, *Growth and Phase Stability Studies of Epitaxial Sc-Al-N and Ti-Al-N Thin Films*, Dissertation, Linköping University, Linköping, 2010.
- [32] C. Höglund, J. Birch, B. Alling, J. Bareño, Z. Czigány, P. O. Å. Persson, G. Wingqvist, A. Žukauskaitė und L. Hultman, „Wurtzite Structure $\text{Sc}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ Solid Solution Films Grown by Reactive Magnetron Sputter Epitaxy: Structural Characterization and First-Principles Calculations“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 107, Nr. 12, 2010. DOI: 10.1063/1.3448235.
- [33] R. Matloub, A. Artieda, C. S. Sandu, E. Milyutin und P. Murali, „Electromechanical Properties of $\text{Al}_{0.9}\text{Sc}_{0.1}\text{N}$ Thin Films Evaluated at 2.5 GHz Film Bulk Acoustic Resonators“, *Applied Physics Letters*, Jg. 99, Nr. 9, 2011. DOI: 10.1063/1.3629773.
- [34] M. Moreira, J. Bjurström, I. Katardjev und V. Yantchev, „Aluminum Scandium Nitride Thin-Film Bulk Acoustic Resonators for Wide Band Applications“, *Vacuum*, Jg. 86, Nr. 1, 2011. DOI: 10.1016/j.vacuum.2011.03.026.
- [35] M. Moreira, J. Bjurström, V. Yantchev und I. Katardjev, „Synthesis and Characterization of Highly c-Textured $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ Thin Films in View of Telecom Applications“, *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, Jg. 41, 2012. DOI: 10.1088/1757-899X/41/1/012014.
- [36] K.-y. Hashimoto, T. Fujii, S. Sato, T. Omori, C. Ahn, A. Teshigahara, K. Kano, H. Umezawa und S.-i. Shikata, „High Q Surface Acoustic Wave Resonators in 2–3 GHz Range Using ScAlN /Single Crystalline Diamond Structure“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Dresden, 2012. DOI: 10.1109/ULTSYM.2012.0483.
- [37] A. Teshigahara, K.-y. Hashimoto und M. Akiyama, „Scandium Aluminum Nitride: Highly Piezoelectric Thin Film for RF SAW Devices in Multi GHz Range“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Dresden, 2012. DOI: 10.1109/ULTSYM.2012.0481.
- [38] K.-y. Hashimoto, S. Sato, A. Teshigahara, T. Nakamura und K. Kano, „High-Performance Surface Acoustic Wave Resonators in the 1 to 3 GHz Range Using a $\text{ScAlN}/6\text{H-SiC}$ Structure“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 60, Nr. 3, 2013. DOI: 10.1109/TUFFC.2013.2606.

- [39] V. Plessky, S. Yandrapalli, P. J. Turner, L. G. Villanueva, J. Koskela, M. Faizan, A. de Pastina, B. Garcia, J. Costa und R. B. Hammond, „Laterally Excited Bulk Wave Resonators (XBARs) Based on Thin Lithium Niobate Platelet for 5 GHz and 13 GHz Filters“, *IEEE International Microwave Symposium*, Boston, 2019. DOI: 10.1109/MWSYM.2019.8700876.
- [40] L. Colombo, A. Kochhar, G. Vidal-Alvarez und G. Piazza, „X-Cut Lithium Niobate Laterally Vibrating MEMS Resonator with Figure of Merit of 1560“, *Journal of Microelectromechanical Systems*, Jg. 27, Nr. 4, 2018. DOI: 10.1109/JMEMS.2018.2847310.
- [41] Y. Yang, A. Gao, R. Lu und S. Gong, „5 GHz Lithium Niobate MEMS Resonators with High FoM of 153“, *IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, Las Vegas, 2017. DOI: 10.1109/MEMSYS.2017.7863565.
- [42] A. Gao, J. Zou und S. Gong, „A 3.5 GHz AlN Si Lamb Mode Resonator“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Washington, 2017. DOI: 10.1109/ULTSYM.2017.8092161.
- [43] Y.-H. Song und S. Gong, „Elimination of Spurious Modes in SHo Lithium Niobate Laterally Vibrating Resonators“, *IEEE Electron Device Letters*, Jg. 36, Nr. 11, 2015. DOI: 10.1109/LED.2015.2478378.
- [44] T. Kimura, M. Omura, Y. Kishimoto und K.-y. Hashimoto, „Comparative Study of Acoustic Wave Devices Using Thin Piezoelectric Plates in the 3–5 GHz Range“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Jg. 67, Nr. 3, 2019. DOI: 10.1109/TMTT.2018.2890661.
- [45] A. Konno, M. Sumisaka, A. Teshigahara, K. Kano, K.-y. Hashimoto, H. Hirano, M. Esashi, M. Kadota und S. Tanaka, „ScAlN Lamb Wave Resonator in GHz Range Released by XeF₂ Etching“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Prag, 2013. DOI: 10.1109/ULTSYM.2013.0350.
- [46] S. McHugh, P. J. Turner, V. Yantchev und V. Plessky, „Lamb Plate Modes and Surface Acoustic Wave Resonator Microwave Filters“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Taipeh, 2015. DOI: 10.1109/ULTSYM.2015.0058.
- [47] M. Kadota und T. Ogami, „5.4 GHz Lamb Wave Resonator on LiNbO₃ Thin Crystal Plate and Its Application“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Jg. 50, Nr. 7S, 2011. DOI: 10.1143/JJAP.50.07HD11.
- [48] C.-M. Lin, Y.-J. Lai, J.-C. Hsu, Y.-Y. Chen, D. G. Senesky und A. P. Pisano, „High-Q Aluminum Nitride Lamb Resonators with Biconvex Edges“, *Applied Physics Letters*, Jg. 99, Nr. 14, 2011. DOI: 10.1063/1.3643153.
- [49] R. Wang, S. A. Bhawe und K. Bhattacharjee, „Thin-Film Lithium Niobate Contour-Mode Resonators“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Dresden, 2012. DOI: 10.1109/ULTSYM.2012.0074.
- [50] S. Gong und G. Piazza, „Design and Analysis of Lithium–Niobate-Based High Electromechanical Coupling RF-MEMS Resonators for Wideband Filtering“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Jg. 61, Nr. 1, 2013. DOI: 10.1109/TMTT.2012.2228671.
- [51] Y. Yang, R. Lu, L. Gao und S. Gong, „4.5 GHz Lithium Niobate MEMS Filters with 10 % Fractional Bandwidth for 5G Front-Ends“, *Journal of Microelectromechanical Systems*, Jg. 28, Nr. 4, 2019. DOI: 10.1109/JMEMS.2019.2922935.

- [52] X. Zhao, B. Herrera und C. Cassella, „Record-High k_t^2 Exceeding 7.4 % Through Low-Impedance Lithographically Defined Resonant Rods in Aluminium Nitride Thin Plates“, *IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, Vancouver, 2020. DOI: 10.1109/MEMS46641.2020.9056443.
- [53] V. Plessky, S. Yandrapalli, P. J. Turner, L. G. Villanueva, J. Koskela und R. B. Hammond, „5 GHz Laterally-Excited Bulk-Wave Resonators (XBARs) Based on Thin Platelets of Lithium Niobate“, *Electronics Letters*, Jg. 55, Nr. 2, 2019. DOI: 10.1049/el.2018.7297.
- [54] V. Plessky, S. Yandrapalli, P. J. Turner, L. G. Villanueva, J. Koskela, M. Faizan, A. de Pastina, B. Garcia, J. Costa und R. B. Hammond, „Laterally Excited Bulk Wave Resonators (XBARs) Based on Thin Lithium Niobate Platelet for 5 GHz and 13 GHz Filters“, *IEEE International Microwave Symposium*, Boston, 2019. DOI: 10.1109/MWSYM.2019.8700876.
- [55] K. Nakamura und K. Kumasaka, „Lamé-Mode Piezoelectric Resonators Using LiNbO₃ Crystals“, *Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics)*, Jg. 79, Nr. 2, 1996. DOI: 10.1002/ecjb.4420790201.
- [56] Z. H. Schaffer, G. Piazza, S. Mishin und Y. Oshmyansky, „Super High Frequency Simple Process Flow Cross-Sectional Lamé Mode Resonators in 20 % Scandium-Doped Aluminium Nitride“, *IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, Vancouver, 2020. DOI: 10.1109/MEMS46641.2020.9056279.
- [57] C. Cassella, Y. Hui, Z. Qian, G. Hummel und M. Rinaldi, „Aluminum Nitride Cross-Sectional Lamé Mode Resonators“, *Journal of Microelectromechanical Systems*, Jg. 25, Nr. 2, 2016. DOI: 10.1109/JMEMS.2015.2512379.
- [58] J. Zou, F. Iliev, R. B. Hammond, S. Samadian, T. Thorvaldsson, P. J. Turner, V. Yantchev, N. O. Fenzi und V. Plessky, „Design of Ultra-Large-Coupling SHo Plate Wave Resonators on LiNbO₃ with Clean Spectrum“, *IEEE International Frequency Control Symposium*, Orlando, 2019. DOI: 10.1109/FCS.2019.8856043.
- [59] Y.-H. Song und S. Gong, „Arraying SHo Lithium Niobate Laterally Vibrating Resonators for Mitigation of Higher Order Spurious Modes“, *IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, Shanghai, 2016. DOI: 10.1109/MEMSYS.2016.7421570.
- [60] C. S. Lam, A. Gao, C.-M. Lin und J. Zou, „A Review of Lamé and Lamb Mode Crystal Resonators for Timing Applications and Prospects of Lamé and Lamb Mode PiezoMEMS Resonators for Filtering Applications“, *International Symposium on Acoustic Wave Devices for Future Mobile Communication Systems*, Chiba, 2018.
- [61] C. Cassella, N. Oliva, J. Soon, M. Srinivas, N. Singh und G. Piazza, „Super High Frequency Aluminum Nitride Two-Dimensional-Mode Resonators with k_t^2 Exceeding 4.9 %“, *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Jg. 27, Nr. 2, 2017. DOI: 10.1109/LMWC.2016.2646924.
- [62] J. Zou, C.-M. Lin, Y.-Y. Chen und A. P. Pisano, „High-Frequency and Low-Resonance-Impedance Lamb Wave Resonators Utilizing The S₁ Mode“, *IEEE Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, Anchorage, 2015. DOI: 10.1109/TRANSDUCERS.2015.7181353.

- [63] R. Wang, S. A. Bhavé und K. Bhattacharjee, „Design and Fabrication of So Lamb-Wave Thin-Film Lithium Niobate Micromechanical Resonators“, *Journal of Microelectromechanical Systems*, Jg. 24, Nr. 2, 2015. DOI: 10.1109/JMEMS.2014.2384916.
- [64] D. Psychogiou, R. Gomez-Garcia, R. Loeches-Sanchez und D. Peroulis, „Hybrid Acoustic-Wave-Lumped-Element Resonators (AWLRs) for High-Q Bandpass Filters with Quasi-Elliptic Frequency Response“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Jg. 63, Nr. 7, 2015. DOI: 10.1109/TMTT.2015.2438894.
- [65] D. Psychogiou, R. Gomez-Garcia und D. Peroulis, „High-Q Bandstop Filters Exploiting Acoustic-Wave-Lumped-Element Resonators (AWLRs)“, *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs*, Jg. 63, Nr. 1, 2016. DOI: 10.1109/TCSII.2015.2505078.
- [66] —, „Tunable Acoustic-Wave-Lumped-Element Resonator (AWLR)-Based Bandpass Filters“, *IEEE International Microwave Symposium*, San Francisco, 2016. DOI: 10.1109/MWSYM.2016.7540356.
- [67] —, „RF Design of Acoustic-Wave-Lumped-Element-Resonator-(AWLR)-Based Bandpass Filters with Constant In-Band Group Delay“, *IEEE International Microwave Symposium*, Honolulu, 2017. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8058899.
- [68] —, „Wide-Passband Filters with In-Band Tunable Notches for Agile Multi-Interference Suppression in Broad-Band Antenna Systems“, *IEEE Radio Wireless Symposium*, Anaheim, 2018. DOI: 10.1109/RWS.2018.8304990.
- [69] M. Wagner, T. Gossmann, J. Tomasik, R. Weigel, A. M. Hagelauer und S. Leuschner, „A Hybrid Acoustic-Wave Resonator and Lumped-Element Ladder Filter“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Kobe, 2018. DOI: 10.1109/ULTSYM.2018.8580026.
- [70] M. Wagner, S. Leuschner, R. Weigel und A. M. Hagelauer, „Theoretical Derivation of Bandwidth Limits of a Symmetric Acoustic-Wave-Lumped-Element Resonator (AWLR) Module“, *GMM/ITG-Fachtagung: ANALOG*, München, 2018.
- [71] K. R. Shin und K. Eilert, „Compact Low Cost 5G NR n78 Band Pass Filter with Silicon IPD Technology“, *IEEE Wireless and Microwave Technology Conference*, Sand Key, 2018. DOI: 10.1109/WAMICON.2018.8363892.
- [72] J. Mateu, C. Collado, A. Hueltes, R. Perea-Robles, R. Aigner und N. Khat, „Acoustic Wave Filters for Enhanced Performance“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Kobe, 2018. DOI: 10.1109/ULTSYM.2018.8580003.
- [73] K.-y. Hashimoto, S. Tanaka und M. Esashi, „Tunable RF SAW/BAW filters: Dream or Reality?“, *IEEE International Frequency Control Symposium*, San Francisco, 2011. DOI: 10.1109/FCS.2011.5977297.
- [74] K.-y. Hashimoto, T. Kimura, T. Matsumura, H. Hirano, M. Kadota, M. Esashi und S. Tanaka, „Moving Tunable Filters Forward: A Heterointegration Research Project for Tunable Filters Combining MEMS and RF SAWBAW Technologies“, *IEEE Microwave Magazine*, Jg. 16, Nr. 7, 2015. DOI: 10.1109/MMM.2015.2431237.
- [75] R. Aigner, „Tunable Acoustic RF-filters: Discussion of Requirements and Potential Physical Embodiments“, *European Microwave Conference*, Paris, 2010. DOI: 10.23919/EUMC.2010.5616475.

- [76] S. Gevorgian, A. K. Tagantsev und A. K. Vorobiev, *Tuneable Film Bulk Acoustic Wave Resonators*, London: Springer, 2013. ISBN: 978-1-4471-4944-6.
- [77] R. Aigner, „Tunable Filters? Reality Check Foreseeable Trends in System Architecture for Tunable RF Filters“, *IEEE Microwave Magazine*, Jg. 16, Nr. 7, 2015. DOI: 10.1109/MMM.2015.2428439.
- [78] H. Campanella, Y. Qian, C. Romero, J. J. Giner und R. Kumar, „Integrated Filter and RF Front-end Module on RF SOI“, *IEEE Electron Devices Technology and Manufacturing Conference*, Singapur, 2019. DOI: 10.1109/EDTM.2019.8731172.
- [79] B. van Liempd, A. Visweswaran, S. Ariumi, S. Hitomi, I. Ocket, P. Wambacq und J. Craninckx, „A 0.7 – 1 GHz Tunable RF Front-End Module for FDD and In-Band Full-Duplex Using SOI CMOS and SAW Resonators“, *IEEE International Microwave Symposium*, Honolulu, 2017. DOI: 10.1109/MWSYM.2017.8058989.
- [80] T. Yasue, T. Komatsu, N. Nakamura, K.-y. Hashimoto, H. Hirano, M. Esashi und S. Tanaka, „Wideband Tunable Love Wave Filter Using Electrostatically-Actuated MEMS Variable Capacitors Integrated on Lithium Niobate“, Peking, 2011. DOI: 10.1109/TRANSDUCERS.2011.5969676.
- [81] L. D. Landau und E. M. Lifshitz, *Theory of Elasticity: Volume 7*, 3. Aufl., Ser. Course of Theoretical Physics, Bd. 7, Pergamon Press, 1970. ISBN: 978-0750626330.
- [82] IEEE, *IEEE Standard on Piezoelectricity*, 1988. DOI: 10.1109/IEEESTD.1988.79638.
- [83] L. D. Landau und E. M. Lifshitz, *Mechanics: Volume 1*, 3. Aufl., Ser. Course of Theoretical Physics, Bd. 1, Pergamon Press, 2007. ISBN: 978-0750628969.
- [84] M. Wild, M. Bring, E. Halvorsen, L. Hoff und K. Hjelmervik, „The Challenge of Distinguishing Mechanical, Electrical and Piezoelectric Losses“, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Jg. 144, Nr. 4, 2018. DOI: 10.1121/1.5057443.
- [85] L. D. Landau und E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics: Volume 6*, 3. Aufl., Ser. Course of Theoretical Physics, Bd. 6, Pergamon Press, 1966. ISBN: 978-0750627672.
- [86] K.-y. Hashimoto, *RF Bulk Acoustic Wave Filters for Communications*, Ser. Artech House Microwave Library, London: Artech House, 2009. ISBN: 978-1596933217.
- [87] A. Link, *Unterdrückung von parasitären Moden in FBAR-Resonatoren*, Dissertation, Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 2007.
- [88] M. J. S. Lowe, „Matrix Techniques for Modeling Ultrasonic Waves in Multilayered Media“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 42, Nr. 4, 1995. DOI: 10.1109/58.393096.
- [89] M. Ylilampi, J. Ella, M. Partanen und J. Kaitila, „Thin Film Bulk Acoustic Wave Filter“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 49, Nr. 4, 2002. DOI: 10.1109/58.996574.
- [90] T. Makkonen, T. Pensala, J. Vartiainen, J. V. Knuuttila, J. Kaitila und M. M. Salomaa, „Estimating Materials Parameters in Thin-Film BAW Resonators Using Measured Dispersion Curves“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 51, Nr. 1, 2004. DOI: 10.1109/tuffc.2004.1268466.
- [91] E. Rocas und C. Collado, *Sources of Third-Order Intermodulation Distortion in Bulk Acoustic Wave Devices: A Phenomenological Approach*, IntechOpen, 2011. DOI: 10.5772/19259.

- [92] E. Rocas, J. Mateu, C. Collado, A. Hueltes, J. Verdú Tirado, C. Billard, D. Jean-Baptiste und A. Reinhardt, „Nonlinear Performance of BAW Filters Including BST Capacitors“, *Radioengineering*, Jg. 23, Nr. 1, 2014.
- [93] D. A. Feld, „One-Parameter Nonlinear Mason Model for Predicting 2nd & 3rd Order Nonlinearities in BAW Devices“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rom, 2009. DOI: 10.1109/ULTSYM.2009.5441599.
- [94] S. Marksteiner, J. Kaitila, G. G. Fattinger und R. Aigner, „Optimization of Acoustic Mirrors for Solidly Mounted BAW Resonators“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rotterdam, 2005. DOI: 10.1109/ULTSYM.2005.1602861.
- [95] S. Jose, A. B. M. Jansman und R. J. E. Hueting, „A Design Procedure for an Acoustic Mirror Providing Rual Reflection of Longitudinal and Shear Waves in Solidly Mounted BAW Resonators (SMRs)“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rom, 2009. DOI: 10.1109/ULTSYM.2009.5442065.
- [96] S. Jose, A. B. M. Jansman, R. J. E. Hueting und J. Schmitz, „Optimized Reflector Stacks for Solidly Mounted Bulk Acoustic Wave Resonators“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 57, Nr. 12, 2010. DOI: 10.1109/TUFFC.2010.1749.
- [97] J. Kaitila, M. Ylilammi, J. Ella und R. Aigner, „Spurious Resonance Free Bulk Acoustic Wave Resonators“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Honolulu, 2003. DOI: 10.1109/ULTSYM.2003.1293361.
- [98] K. Kokkonen, J. Meltaus, T. Pensala und M. Kaivola, „Characterization of Energy Trapping in a Bulk Acoustic Wave Resonator“, *Applied Physics Letters*, Jg. 97, Nr. 23, 2010. DOI: 10.1063/1.3521263.
- [99] H. Park, S. Insang, J.-S. Shin, M.-C. Lee, S. Uk Son, C.-S. Kim, D.-H. Kim und C. Jing, „Advanced Lateral Structures of BAW Resonator for Spurious Mode Suppression“, *European Microwave Conference*, Amsterdam, 2012. DOI: 10.23919/EuMC.2012.6459305.
- [100] A. Link, E. Schmidhammer, H. Heinze, M. Mayer, M. Schmiedgen, B. Bader, K. Wagner und R. Weigel, „Suppression of Spurious Modes in Mirror-Type Thin Film BAW Resonators Using an Appropriate Shape of the Active Area“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rotterdam, 2005. DOI: 10.1109/ULTSYM.2005.1603061.
- [101] A. A. Shirakawa, J.-M. Pham, P. Jarry und E. Kerhervé, „Design of FBAR Filters at High Frequency Bands“, *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, Jg. 17, Nr. 1, 2007. DOI: 10.1002/mmce.20206.
- [102] R. Thalhammer, G. G. Fattinger, M. Handtmann und S. Marksteiner, „Ohmic Effects in BAW-Resonators“, *IEEE International Microwave Symposium*, San Francisco, 2006. DOI: 10.1109/MWSYM.2006.249552.
- [103] J. C. Rautio und V. Demir, „Microstrip Conductor Loss Models for Electromagnetic Analysis“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Jg. 51, Nr. 3, 2003. DOI: 10.1109/TMTT.2003.808693.
- [104] S.-H. Lee, J.-H. Kim, G. D. Mansfeld, K. H. Yoon und J.-K. Lee, „Influence of Electrodes and Bragg Reflector on the Quality of Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonators“, *IEEE International Frequency Control Symposium*, New Orleans, 2002. DOI: 10.1109/FREQ.2002.1075854.

- [105] T. Yokoyama, T. Nishihara, S. Taniguchi, M. Iwaki, Y. Satoh, M. Ueda und T. Miyashita, „New Electrode Material for Low-Loss and High-Q FBAR Filters“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Montreal, 2004. DOI: 10.1109/ULTSYM.2004.1417754.
- [106] T. Zhang, H. Zhang, Z.-q. Wang und S.-y. Zhang, „Effects of Electrodes on Performance Figures of Thin Film Bulk Acoustic Resonators“, *Journal of the Acoustical Society of America*, Jg. 122, Nr. 3, 2007. DOI: 10.1121/1.2764473.
- [107] K. M. Lakin, „Piezoelectric Resonators with Layered Electrodes“, US 6,291,931 B1, 2001.
- [108] T. Pensala, R. Thalhammer, J. Dekker und J. Kaitila, „Experimental Investigation of Acoustic Substrate Losses in 1850 MHz Thin Film BAW Resonators“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 56, Nr. 11, 2009. DOI: 10.1109/TUFFC.2009.1341.
- [109] A. M. Hagelauer, R. Weigel, B. Bader, G. Henn, A. Schaeufele, S. Marksteiner und K. Wagner, „Influence of Mobile Charges in the Substrate of BAW Filters on High Resistivity Silicon“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rom, 2009. DOI: 10.1109/ULTSYM.2009.5441993.
- [110] A. M. Hagelauer, *Verlustmechanismen in BAW-Komponenten für Mobilfunkanwendungen*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 2013.
- [111] M. Clement, J. Olivares, E. Iborra, S. González-Castilla, N. Rimmer und A. Rastogi, „AlN Films Sputtered On Iridium Electrodes For Bulk Acoustic Wave Resonators“, *Thin Solid Films*, Jg. 517, Nr. 16, 2009. DOI: 10.1016/j.tsf.2009.02.139.
- [112] S. Gevorgian und A. K. Vorobiev, „Tunable FBARs: Intrinsic vs. Extrinsic Tunability“, *IEEE International Microwave Symposium*, Montreal, 2012. DOI: 10.1109/MWSYM.2012.6258382.
- [113] E. Defay, N. Ben Hassine, P. Emery, G. Parat, J. Abergel und A. Devos, „Tunability of Aluminum Nitride Acoustic Resonators: A Phenomenological Approach“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 58, Nr. 12, 2011. DOI: 10.1109/TUFFC.2011.2114.
- [114] N. Ben Hassine, D. Mercier, P. Renaux, C. Chappaz, S. Basrour und E. Defay, „Linear Variation of Aluminum Nitride Capacitance versus Voltage Induced by a Piezoelectric-Electrostrictive Coupling“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 104, Nr. 3, 2008. DOI: 10.1063/1.2964122.
- [115] C. Zinck, E. Defay, A. Volatier, G. Caruyer, D. P. Tanon und L. Figuiere, „Design, Integration and Characterization of PZT Tunable FBAR“, *IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics*, Montreal, 2004. DOI: 10.1109/ISAF.2004.1418330.
- [116] Q.-M. Wang, T. Zhang, Q. Chen und X.-H. Du, „Effect of DC Bias Field on the Complex Materials Coefficients of Piezoelectric Resonators“, *Sensors and Actuators A: Physical*, Jg. 109, Nr. 1-2, 2003. DOI: 10.1016/j.sna.2003.08.008.
- [117] H.-T. Kim, H.-M. Lee, H.-K. Choi, J.-Y. Park, J.-U. Bu und K. Lee, „A Thermally Driven Tunable TFBAR Bandpass Filter“, *European Microwave Conference*, Amsterdam, 2004. DOI: 10.1109/EUMC.2004.184058.

- [118] H.-M. Lee, H.-T. Kim, H.-K. Choi, H.-K. Hong, D.-H. Lee, J.-Y. Park, J.-U. Bu und E. Yoon, „Thermally Driven Thin Film Bulk Acoustic Resonator Voltage Controlled Oscillators Integrated with Microheater Elements“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Jg. 43, Nr. 1A/B, 2004. DOI: 10.1143/JJAP.43.L85.
- [119] A. K. Vorobiev, S. Gevorgian, N. Martirosyan, M. Löffler und E. Olsson, „Intrinsically Tunable 0.67 BiFeO₃ - 0.33 BaTiO₃ Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonators“, *Applied Physics Letters*, Jg. 101, Nr. 23, 2012. DOI: 10.1063/1.4769346.
- [120] A. K. Vorobiev, M. Spreitzer, A. Veber, D. Suvorov und S. Gevorgian, „Intrinsically Tunable Bulk Acoustic Wave Resonators Based on Sol-Gel Grown PMN-PT Films“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 116, Nr. 6, 2014. DOI: 10.1063/1.4893179.
- [121] A. Noeth, T. Yamada, P. Muralt, A. K. Tagantsev und N. Setter, „Tunable Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonator Based on Ba_xSr_{1-x}TiO₃ Thin Film“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 57, Nr. 2, 2010. DOI: 10.1109/TUFFC.2010.1417.
- [122] M. Capanu, T. Bernacki, M. Zelner, P. Woo, A. Cervin-Lawry und C. Divita, „DC-Switchable and Tunable Piezoelectricity in RF Thin-Film BST Capacitors“, *European Microwave Conference*, Amsterdam, 2008. DOI: 10.1109/EUMC.2008.4751403.
- [123] B. Ivira, A. Reinhardt, A. Volatier, E. Defay, M. Aid und P. Ancey, „Tunable/Switchable Thin Film Bulk Acoustic Wave (BAW) Resonator using Thin Electrostrictive Film under oe Bias for GHz Applications“, *European Conference and Exhibition on Integration Issues of Miniaturized Systems - MOMS, MOEMS, ICS and Electronic Components*, Barcelona, 2008.
- [124] G. N. Saddik, D. S. Boesch, S. Stemmer und R. A. York, „Strontium Titanate DC electric Field Switchable and Tunable Bulk Acoustic Wave Solidly Mounted Resonator“, *IEEE International Microwave Symposium*, Atlanta, 2008. DOI: 10.1109/MWSYM.2008.4633289.
- [125] A. Volatier, E. Defay, M. Aid, A. N'hari, P. Ancey und B. Dubus, „Switchable and Tunable Strontium Titanate Electrostrictive Bulk Acoustic Wave Resonator Integrated with a Bragg Mirror“, *Applied Physics Letters*, Jg. 92, Nr. 3, 2008. DOI: 10.1063/1.2837616.
- [126] V. Lee, Seyit Ahmet Sis, X. Zhu und A. Mortazawi, „Intrinsically Switchable Ferroelectric BAW Resonators and Filters“, *European Microwave Conference*, Paris, 2010. DOI: 10.23919/EUMC.2010.5616160.
- [127] M. Z. Koochi und A. Mortazawi, „A Compact Intrinsically Switchable Filter Bank Employing Multifunctional Ferroelectric BST“, *IEEE International Microwave Symposium*, Philadelphia, 2018. DOI: 10.1109/MWSYM.2018.8439700.
- [128] J.-F. Carpentier, C. Tilhac, G. Caruyer, F. Dumont, G. Parat und P. Ancey, „A Tunable Bandpass BAW-Filter Architecture and its Application to WCDMA filter“, *IEEE International Microwave Symposium*, Orlando, 2005. DOI: 10.1109/MWSYM.2005.1516564.
- [129] M. El Hassan, E. Kerhervé, Y. Deval, A. A. Shirakawa und D. Belot, „Reconfiguration of Bulk Acoustic Wave Filters: Application to WLAN 802.11b/g (2.40 - 2.48 GHz)“, *IEEE International Conference on Electronics Circuits and Systems*, Nizza, 2006. DOI: 10.1109/ICECS.2006.379808.

- [130] S. Razafimandimby, C. Tilhac, A. Cathelin, A. Kaiser und D. Belot, „A Novel Architecture of a Tunable Bandpass BAW-filter for a WCDMA Transceiver“, *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, Jg. 49, Nr. 3, 2006. DOI: 10.1007/s10470-006-9661-9.
- [131] —, „An Electronically Tunable Bandpass BAW-Filter for a Zero-IF WCDMA Receiver“, *European Solid-State Circuits Conference*, Montreux, 2006. DOI: 10.1109/ESSCIR.2006.307551.
- [132] M. El Hassan, E. Kerhervé, Y. Deval und D. Belot, „A New Method to Reconfigure BAW-SMR Filters Using CMOS Transistors“, *IEEE International Microwave Symposium*, Honolulu, 2007. DOI: 10.1109/MWSYM.2007.379992.
- [133] W. Pang, H. Zhang, H. Yu, C.-Y. Lee und E. S. Kim, „Electrical Frequency Tuning of Film Bulk Acoustic Resonator“, *Journal of Microelectromechanical Systems*, Jg. 16, Nr. 6, 2007. DOI: 10.1109/JMEMS.2006.885846.
- [134] S. Razafimandimby, C. Tilhac, A. Cathelin, A. Kaiser und D. Belot, „Digital Tuning of an Analog Tunable Bandpass BAW-Filter at GHz Frequency“, *European Solid-State Circuits Conference*, München, 2007. DOI: 10.1109/ESSCIRC.2007.4430284.
- [135] T. Komatsu, K.-y. Hashimoto, T. Omori und M. Yamaguchi, „Tunable Radio-Frequency Filters Using Acoustic Wave Resonators and Variable Capacitors“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Jg. 49, Nr. 7S, 2010. DOI: 10.1143/JJAP.49.07HD24.
- [136] M. El Hassan, C. P. Moreira, A. A. Shirakawa, E. Kerhervé, Y. Deval, D. Belot und A. Cathelin, „A Multistandard RF Receiver Front-End Using a Reconfigurable FBAR Filter“, *IEEE International NEWCAS Conference*, Gatineau, 2006. DOI: 10.1109/NEWCAS.2006.250958.
- [137] K. Baraka, E. Kerhervé und M. El Hassan, „Reconfiguration of Bulk Acoustic Wave filters Using RF-MEMS Switches and CMOS Transistors“, *IEEE International NEWCAS Conference*, Montreal, 2010. DOI: 10.1109/NEWCAS.2010.5603750.
- [138] A. K. Vorobiev, J. Berge und S. Gevorgian, „Thin Film $\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}\text{TiO}_3$ Voltage Tunable Capacitors on Fused Silica Substrates for Applications in Microwave Microelectronics“, *Thin Solid Films*, Jg. 515, Nr. 16, 2007. DOI: 10.1016/j.tsf.2006.11.084.
- [139] A. K. Vorobiev und S. Gevorgian, „Intrinsically Switchable Bulk Acoustic Wave Resonators Based on Paraelectric Films“, *European Microwave Conference*, Rom, 2014. DOI: 10.1109/EuMC.2014.6986441.
- [140] M. Sauter, *Grundkurs Mobile Kommunikationssysteme*, Wiesbaden: Springer, 2018. ISBN: 978-3-658-21646-7. DOI: 10.1007/978-3-658-21647-4.
- [141] 5G Americas, *Bericht: Wireless Handset RF Front-End Optimization*, 2014. Adresse: <https://www.5gamericas.org/wireless-handset-rf-front-end-optimization/>.
- [142] C. Svensson, „The Blocker Challenge When Implementing Software Defined Radio Receiver RF Frontends“, *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, Jg. 64, Nr. 2, 2010. DOI: 10.1007/s10470-009-9446-z.
- [143] S. K. Das, *Mobile Handset Design*, 1. Aufl., Wiley, 2010. ISBN: 9780470824672. DOI: 10.1002/9780470824696.
- [144] C. S. Lam, „A Review of the Timing and Filtering Technologies in Smartphones“, *IEEE International Frequency Control Symposium*, New Orleans, 2016. DOI: 10.1109/FCS.2016.7546724.

- [145] J. Meltaus und T. Pensala, „Laterally Coupled BAW Filters with 5 % Bandwidth“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, San Diego, 2010. DOI: 10.1109/ULTSYM.2010.5935612.
- [146] —, „Laterally Coupled BAW Filter Using Two Acoustic Modes“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Prag, 2013. DOI: 10.1109/ULTSYM.2013.0060.
- [147] K. Wang, U. B. Koelle, J. D. Larson, R. Thalhammer und S. Martin, „FBAR Laterally Coupled Resonator Filter“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Taipeh, 2015. DOI: 10.1109/ULTSYM.2015.0188.
- [148] A. Ballato, „Transmission-Line Analogs for Stacked Piezoelectric Crystal Devices“, *Annual Symposium on Frequency Control*, Atlantic City, 1972. DOI: 10.1109/FREQ.1972.199895.
- [149] K. M. Lakin, J. R. Belsick, J. F. McDonald und K. T. McCarron, „High Performance Stacked Crystal Filters for GPS and Wide Bandwidth Applications“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Atlanta, 2001. DOI: 10.1109/ULTSYM.2001.991849.
- [150] G. D. Mansfeld, S. G. Alekseev, I. M. Kotelyanskii und I. G. Prokhorova, „Development of New Configurations of BAW Composite - Filter Structures“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Honolulu, 2003. DOI: 10.1109/ULTSYM.2003.1293187.
- [151] G. G. Fattinger, J. Kaitila, R. Aigner und W. Nessler, „Single-to-Balanced Filters for Mobile Phones Using Coupled Resonator BAW Technology“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Montreal, 2004. DOI: 10.1109/ULTSYM.2004.1417751.
- [152] K. M. Lakin, C. W. Andrus, J. R. Belsick, K. T. McCarron und W. H. Thornhill, „Wide Bandwidth Thin Film BAW Filters“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Montreal, 2004. DOI: 10.1109/ULTSYM.2004.1417749.
- [153] A. A. Shirakawa, J.-M. Pham, P. Jarry und E. Kerhervé, „Bulk Acoustic Wave Coupled Resonator Filters Synthesis Methodology“, *European Microwave Conference*, Paris, 2005. DOI: 10.1109/EUMC.2005.1608915.
- [154] A. A. Shirakawa, *Étude, Synthèse et Réalisations de Filtres BAW Pour Applications Mobiles*, Dissertation, Universität Bordeaux, Bordeaux, 2006.
- [155] P. Ancey, A. Volatier, E. Defay, A. N'hari, J.-F. Carpentier und B. Dubus, „Design, Elaboration and Characterization of Coupled Resonator Filters for WCDMA Applications“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Vancouver, 2006. DOI: 10.1109/ULTSYM.2006.216.
- [156] G. G. Fattinger, M. Fattinger, K. Diefenbeck, P. Mueller und R. Aigner, „Spurious Mode Suppression in Coupled Resonator Filters“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Orlando, 2005. DOI: 10.1109/MWSYM.2005.1516615.
- [157] M. Small, T. Jamneala, L. A. Callaghan, J. D. Larson und R. Ruby, „De-Coupled Stacked Bulk Acoustic Resonator (DSBAR) Filter with 2 dB Bandwidth > 4 %“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, New York, 2007. DOI: 10.1109/ULTSYM.2007.157.
- [158] S. R. Gilbert, R. Parker, M. Small, U. B. Koelle, J. D. Larson und R. Ruby, „An Ultra-Miniature, Low Cost Single Ended to Differential Filter for ISM Band Applications“, *IEEE International Microwave Symposium*, Atlanta, 2008. DOI: 10.1109/MWSYM.2008.4632963.

- [159] S. R. Gilbert, P. Nikkel, T. Jamneala, R. Ruby, J. D. Larson und R. Thalhammer, „Improved Coupled Resonator Filter Performance Using a Carbon-Doped Oxide De-Coupling Layer“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rom, 2009. DOI: 10.1109/ULTSYM.2009.5441848.
- [160] T. Jamneala, M. Small, R. Ruby und J. D. Larson, „Coupled Resonator Filter with Single-Layer Acoustic Coupler“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 55, Nr. 10, 2008. DOI: 10.1109/TUFFC.931.
- [161] T. Jamneala, U. B. Koelle, A. A. Shirakawa, S. R. Gilbert, P. Nikkel, C. Feng und R. Ruby, „Ultra-Miniature Coupled Resonator Filter with Single-Layer Acoustic Coupler“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 56, Nr. 11, 2009. DOI: 10.1109/TUFFC.2009.1342.
- [162] A. Tag, *Multiphysikalische Modellierung und Optimierung von HF-BAW-Komponenten*, Dissertation, Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 2016.
- [163] V. Chauhan, C. Huck, A. Frank, W. Akstaller, R. Weigel und A. M. Hagelauer, „Enhancing RF Bulk Acoustic Wave Devices: Multiphysical Modeling and Performance“, *IEEE Microwave Magazine*, Jg. 20, Nr. 10, 2019. DOI: 10.1109/MMM.2019.2928677.
- [164] J. D. Larson, P. Bradley, S. Wartenberg und R. Ruby, „Modified Butterworth-Van Dyke Circuit for FBAR Resonators and Automated Measurement System“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, San Juan, 2000. DOI: 10.1109/ULTSYM.2000.922679.
- [165] R. Aigner, „MEMS in RF-Filter Applications: Thin Film Bulk-Acoustic-Wave Technology“, *International Conference on Solid-state Sensors, Actuators and Microsystems*, Seoul, 2005. DOI: 10.1109/SENSOR.2005.1496345.
- [166] D. A. Feld, D. S. Shim, S. Fouladi und F. Bayatpur, „Advances in Nonlinear Measurement & Modeling of Bulk Acoustic Wave Resonators“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Chicago, 2014. DOI: 10.1109/ULTSYM.2014.0067.
- [167] R. Thalhammer und J. D. Larson, „Finite Element Analysis of BAW Devices: Principles and Perspectives“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Taipeh, 2015. DOI: 10.1109/ULTSYM.2015.0187.
- [168] —, „Finite Element Analysis of Bulk-Acoustic-Wave Devices: Model Setup and Applications“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 63, Nr. 10, 2016. DOI: 10.1109/TUFFC.2016.2555306.
- [169] A. Tag, R. Weigel, A. M. Hagelauer, B. Bader, M. Pitschi und K. Wagner, „Determination of Temperature Coefficients of Thin Film Materials in RF BAW Components“, *German Microwave Conference*, Nürnberg, 2015. DOI: 10.1109/GEMIC.2015.7107838.
- [170] A. Tag, W. Akstaller, C. Musloff, R. Weigel, A. M. Hagelauer, B. Bader und M. Pitschi, „Polyharmonic Distortion Modeling of RF BAW Components“, *IEEE International Microwave Symposium*, Phoenix, 2015. DOI: 10.1109/MWSYM.2015.7166954.
- [171] A. M. Hagelauer, R. Weigel, A. Link, B. Bader, S. Marksteiner und K. Wagner, „Improved Modeling of Bulk Acoustic Wave Resonators and Filters“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, San Diego, 2010. DOI: 10.1109/ULTSYM.2010.5935472.

- [172] The MathWorks, Inc., *Matlab*, 2019.
- [173] Keysight Technologies, Inc., *Advanced Design System (ADS)*, 2019.
- [174] Comsol Multiphysics GmbH, *Comsol Multiphysics*, 2019.
- [175] F. Cardarelli, *Materials Handbook: A Concise Desktop Reference*, 2. Aufl., London: Springer, 2008. DOI: 10.1007/978-1-84628-669-8.
- [176] T. W. Gray und N. Mann, *The Elements: A Visual Exploration of Every Known Atom in the Universe*, New York: Black Dog & Leventhal, 2009. ISBN: 9781579128142.
- [177] Y. Endo, R. Karasawa, S. Takayanagi, M. Imakawa, K. Morisaka, Y. Suzuki und T. Yanagitani, „The Influence of Negative Ions Generation on the Arc-Melted and Hot Press Sintered ScAl Alloy Targets to the Crystalline Orientation and k_t^2 of the ScAlN Films“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Kobe, 2018. DOI: 10.1109/ULTSYM.2018.8579841.
- [178] K. E. Knisely, B. A. Griffin, R. Timon, M. Monochie, H. Dalo und M. Olewine, *Effect of Oxygen Contamination on PVD AlN Growth*, Präsentation, International Conference on Metallurgical Coatings und Thin Films, San Diego, 2017.
- [179] W. R. L. Lambrecht, „Electronic Structure and Optical Spectra of the Semimetal ScAs and of the Indirect-Band-Gap Semiconductors ScN and GdN“, *Physical Review B*, Jg. 62, Nr. 20, 2000. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.13538.
- [180] D. Gall, M. Städele, K. Järrendahl, I. Petrov, P. Desjardins, R. T. Haasch, T.-Y. Lee und J. E. Greene, „Electronic Structure of ScN Determined Using Optical Spectroscopy, Photoemission, and ab Initio Calculations“, *Physical Review B*, Jg. 63, Nr. 12, 2001. DOI: 10.1103/PhysRevB.63.125119.
- [181] N. Takeuchi, „First-Principles Calculations of the Ground-State Properties and Stability of ScN“, *Physical Review B*, Jg. 65, Nr. 4, 2002. DOI: 10.1103/PhysRevB.65.045204.
- [182] C. S. Sandu, F. Parsapour, S. Mertin, V. Pashchenko, R. Matloub, T. LaGrange, B. Heinz und P. Mural, „Abnormal Grain Growth in AlScN Thin Films Induced by Complexion Formation at Crystallite Interfaces“, *Physica Status Solidi A*, Jg. 216, Nr. 2, 2019. DOI: 10.1002/pssa.201800569.
- [183] A. Iqbal und F. Mohd-Yasin, „Reactive Sputtering of Aluminum Nitride (002) Thin Films for Piezoelectric Applications: A Review“, *Sensors MDPI Journal*, Jg. 18, Nr. 6, 2018. DOI: 10.3390/s18061797.
- [184] M. T. Hardy, B. P. Downey, N. Nepal, D. F. Storm, D. S. Katzer und D. J. Meyer, „Epitaxial ScAlN Grown by Molecular Beam Epitaxy on GaN and SiC Substrates“, *Applied Physics Letters*, Jg. 110, Nr. 16, 2017. DOI: 10.1063/1.4981807.
- [185] M. T. Hardy, D. J. Meyer, N. Nepal, B. P. Downey, D. Scott Katzer und D. F. Storm, „Scandium Aluminum Nitride as an Emerging Material for High Power Transistors“, *International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications*, Ann Arbor, 2018. DOI: 10.1109/IMWS-AMP.2018.8457157.
- [186] S. Leone, J. Ligl, C. Manz, L. Kirste, T. Fuchs, H. Menner, M. Prescher, J. Wiegert, A. Žukauskaitė, R. Quay und O. Ambacher, „Metal–Organic Chemical Vapor Deposition of Aluminum Scandium Nitride“, *Physica Status Solidi – Rapid Research Letters*, Jg. 14, Nr. 1, 2020. DOI: 10.1002/pssr.201900535.

- [187] M. A. Caro, S. Zhang, M. Ylilammi, T. Riekkinen, M. A. Moram, O. Lopez-Acevedo, J. Molarius und T. Laurila, „Piezoelectric Coefficients and Spontaneous Polarization of ScAlN“, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Jg. 27, Nr. 27, 2015. DOI: 10.1088/0953-8984/27/27/279602.
- [188] S. Zhang, W. Y. Fu, D. Holec, C. J. Humphreys und M. A. Moram, „Elastic Constants and Critical Thicknesses of ScGa_N and ScAlN“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 114, Nr. 24, 2013. DOI: 10.1063/1.4848036.
- [189] J.-c. Yang, X.-q. Meng, C. Yang und Y. Zhang, „Influence of Sputtering Power on Crystal Quality and Electrical Properties of Sc-Doped AlN Film Prepared by DC Magnetron Sputtering“, *Applied Surface Science*, Jg. 287, 2013. DOI: 10.1016/j.apsusc.2013.09.155.
- [190] P. M. Mayrhofer, C. Eisenmenger-Sittner, M. Stöger-Pollach, H. Euchner, A. Bittner und U. Schmid, „The Impact of Argon Admixture on the c-Axis Oriented Growth of Direct Current Magnetron Sputtered Sc_xAl_{1-x}N Thin Films“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 115, Nr. 19, 2014. DOI: 10.1063/1.4876260.
- [191] Y. Zhang, W. Zhu, D. Zhou, Y. Yang und C. Yang, „Effects of Sputtering Atmosphere on the Properties of c-Plane ScAlN Thin Films Prepared on Sapphire Substrate“, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, Jg. 26, Nr. 1, 2015. DOI: 10.1007/s10854-014-2423-z.
- [192] Y. Yang, D. Zhou, C. Yang, F. Feng, J. Yang und Q. Hu, „Preparation of ScAlN Film on Hastelloy Alloys Under Different Sputtering Power“, *Materials Letters*, Jg. 161, 2015. DOI: 10.1016/j.matlet.2015.08.072.
- [193] M. Sumisaka, K. Yamazaki, S. Fujii, G. Tang, T. Han, Y. Suzuki, S. Otomo, T. Omori und K.-y. Hashimoto, „Sputter Deposition of ScAlN Using Large Size Alloy Target with High Sc Content and Reduction of Sc Content in Deposited Films“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Jg. 54, Nr. 7S1, 2015. DOI: 10.7567/JJAP.54.07HD06.
- [194] J. Tang, D. Niu, Z. Tai und X. Hu, „Deposition of Highly c-Axis-Oriented ScAlN Thin Films at Different Sputtering Power“, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, Jg. 28, Nr. 7, 2017. DOI: 10.1007/s10854-016-6213-7.
- [195] P. M. Mayrhofer, C. Rehle, M. Fischeneder, M. Kucera, E. Wistrela, A. Bittner und U. Schmid, „ScAlN MEMS Cantilevers for Vibrational Energy Harvesting Purposes“, *Journal of Microelectromechanical Systems*, Jg. 26, Nr. 1, 2017. DOI: 10.1109/JMEMS.2016.2614660.
- [196] O. Zywitzki, T. Modes, S. Barth, H. Bartsch und P. Frach, „Effect of Scandium Content on Structure and Piezoelectric Properties of AlScN Films Deposited by Reactive Pulse Magnetron Sputtering“, *Surface and Coatings Technology*, Jg. 309, 2017. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2016.11.083.
- [197] P. Muralt, „Piezoelectric Thin Films for MEMS“, *Integrated Ferroelectrics*, Jg. 17, Nr. 1-4, 1997. DOI: 10.1080/10584589708013004.
- [198] S. Mertin, V. Pashchenko, F. Parsapour, C. Nyffeler, C. S. Sandu, B. Heinz, O. Rattunde, G. Christmann, M.-A. Dubois und P. Muralt, „Enhanced Piezoelectric Properties of c-Axis Textured Aluminium Scandium Nitride Thin Films With High Scandium Content: Influence of Intrinsic Stress and Sputtering Parameters“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Washington, 2017. DOI: 10.1109/ULTSYM.2017.8092187.

- [199] R. Matloub, M. Hadad, A. Mazzalai, N. Chidambaram, G. Moulard, C. S. Sandu, T. Metzger und P. Mural, „Piezoelectric $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ Thin Films: A Semiconductor Compatible Solution for Mechanical Energy Harvesting and Sensors“, *Applied Physics Letters*, Jg. 102, Nr. 15, 2013. DOI: 10.1063/1.4800231.
- [200] S. Fichtner, T. Reimer, S. Chemnitz, F. Lofink und B. Wagner, „Stress Controlled Pulsed Direct Current Co-Sputtered $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ as Piezoelectric Phase for Micromechanical Sensor Applications“, *APL Materials*, Jg. 3, Nr. 11, 2015. DOI: 10.1063/1.4934756.
- [201] M. Akiyama, K. Umeda, A. Honda und T. Nagase, „Influence of Scandium Concentration on Power Generation Figure of Merit of Scandium Aluminum Nitride Thin Films“, *Applied Physics Letters*, Jg. 102, Nr. 2, 2013. DOI: 10.1063/1.4788728.
- [202] K. Umeda, H. Kawai, A. Honda, M. Akiyama, T. Kato und T. Fukura, „Piezoelectric Properties of ScAlN Thin Films for Piezo-MEMS Devices“, *IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, Taipeh, 2013. DOI: 10.1109/MEMSYS.2013.6474347.
- [203] T. Yanagitani und M. Suzuki, „Electromechanical Coupling and Gigahertz Elastic Properties of ScAlN Films Near Phase Boundary“, *Applied Physics Letters*, Jg. 105, Nr. 12, 2014. DOI: 10.1063/1.4896262.
- [204] H. Ichihashi, T. Yanagitani, M. Suzuki, S. Takayanagi, M. Kawabe, S. Tomita und M. Matsukawa, „Acoustic Wave Velocities and Refractive Indices in an m-Plane GaN Single Crystal Plate and c-Axis Oriented ScAlN Films Measured by Brillouin Scattering Techniques“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 63, Nr. 5, 2016. DOI: 10.1109/TUFFC.2016.2544864.
- [205] A. Mazzalai und B. Heinz, „The Dielectric Loss of Wurtzite $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ Thin Films for Mass Production of Piezoelectric MEMS“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Kobe, 2018. DOI: 10.1109/ULTSYM.2018.8579890.
- [206] S. Fichtner, N. Wolff, G. Krishnamurthy, A. Petraru, S. Bohse, F. Lofink, S. Chemnitz, H. Kohlstedt, L. Kienle und B. Wagner, „Identifying and Overcoming the Interface Originating c-Axis Instability in Highly Sc Enhanced AlN for Piezoelectric Micro-Electromechanical Systems“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 122, Nr. 3, 2017. DOI: 10.1063/1.4993908.
- [207] N. Kurz, F. Parsapour, V. Pashchenko, L. Kirste, V. Lebedev, P. Mural, O. Ambacher und N. Pascal, „Determination of Elastic and Piezoelectric Properties of $\text{Al}_{0.84}\text{Sc}_{0.16}\text{N}$ Thin Films“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Kobe, 2018. DOI: 10.1109/ULTSYM.2018.8579706.
- [208] S. Fichtner, N. Wolff, F. Lofink, L. Kienle und B. Wagner, „AlScN: A III-V Semiconductor Based Ferroelectric“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 125, Nr. 11, 2019. DOI: 10.1063/1.5084945.
- [209] A. Žukauskaitė, G. Wingqvist, J. Palisaitis, J. Jensen, P. O. Å. Persson, R. Matloub, P. Mural, Y. Kim, J. Birch und L. Hultman, „Microstructure and Dielectric Properties of Piezoelectric Magnetron Sputtered $\text{w-Sc}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ Thin Films“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 111, Nr. 9, 2012. DOI: 10.1063/1.4714220.
- [210] R. Deng, *AlN, ScN, and Al-Sc-N Ternary Alloys: Structural, Optical, and Electrical Properties*, Dissertation, Rensselaer Polytechnic Institute, New York, 2013.

- [211] Y. Lu, M. Reusch, N. Kurz, A. Ding, T. Christoph, L. Kirste, V. Lebedev und A. Žukauskaitė, „Surface Morphology and Microstructure of Pulsed DC Magnetron Sputtered Piezoelectric AlN and AlScN Thin Films“, *Physica Status Solidi A*, Jg. 215, Nr. 9, 2018. DOI: 10.1002/pssa.201700559.
- [212] M. Sinusía Lozano, A. Pérez-Campos, M. Reusch, L. Kirste, T. Fuchs, A. Žukauskaitė, Z. Chen und G. F. Iriarte, „Piezoelectric Characterization of $\text{Sc}_{0.26}\text{Al}_{0.74}\text{N}$ Layers on Si (001) Substrates: AlSc_xN “, *Materials Research Express*, Jg. 5, Nr. 3, 2018. DOI: 10.1088/2053-1591/aab232.
- [213] P. M. Mayrhofer, C. Eisenmenger-Sittner, H. Euchner, A. Bittner und U. Schmid, „Influence of c-Axis Orientation and Scandium Concentration on Infrared Active Modes of Magnetron Sputtered $\text{Sc}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ Thin Films“, *Applied Physics Letters*, Jg. 103, Nr. 25, 2013. DOI: 10.1063/1.4850735.
- [214] V. V. Felmetger, „Sputter Technique for Deposition of AlN, ScAlN, and Bragg Reflector Thin Films in Mass Production“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Washington, 2017. DOI: 10.1109/ULTSYM.2017.8092612.
- [215] N. Silva Pulcini, *Dependence of Piezoelectric Properties of Sputtered AlScN Layers on Different Liner Systems and Sputtering Conditions*, Masterarbeit, Infineon/OTH Regensburg, Regensburg, 2018.
- [216] S. Hartig, *Untersuchung des Einflusses der Sputterbedingungen von piezoelektrischen AlScN-Schichten auf das Kristallwachstum der Schicht*, Masterarbeit, Infineon/OTH Regensburg, Regensburg, 2019.
- [217] T. Schuierer, *Prozessoptimierung von AlScN-Schichten bezüglich piezoelektrischer Eigenschaften und Homogenität über den Wafer*, Bachelorarbeit, Infineon/OTH Regensburg, Regensburg, 2019.
- [218] M. D. Hodge, R. Vetury, S. R. Gibb, M. Winters, P. Patel, M. A. McLain, Y. Shen, D. H. Kim, J. Jech, K. Fallon, R. Houlden, D. M. Aichele und J. B. Shealy, „High Rejection UNII 5.2 GHz Wideband Bulk Acoustic Wave Filters Using Undoped Single Crystal AlN-on-SiC Resonators“, San Francisco, 2017. DOI: 10.1109/IEDM.2017.8268460.
- [219] R. Vetury, M. D. Hodge und J. B. Shealy, „High Power, Wideband Single Crystal XBAW Technology for sub-6 GHz Micro RF Filter Applications“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Kobe, 2018. DOI: 10.1109/ULTSYM.2018.8580045.
- [220] N. Kaiser, „Review of the Fundamentals of Thin-Film Growth“, *Applied Optics*, Jg. 41, Nr. 16, 2002. DOI: 10.1364/AO.41.003053.
- [221] A. Žukauskaitė, *Metastable ScAlN and YAlN Thin Films Grown by Reactive Magnetron Sputter Epitaxy*, Dissertation, Linköping University, Linköping, 2014.
- [222] C. Tholander, *Piezoelectricity, Phase Stability, and Surface Diffusion in Multicomponent Nitrides*, Dissertation, Linköping University, Linköping, 2016.
- [223] K. A. Jackson, *Kinetic Processes: Crystal Growth, Diffusion, and Phase Transitions in Materials*, Weinheim und Chichester: Wiley-VCH, 2004. ISBN: 3527306943.
- [224] A. Pimpinelli und J. Villain, *Physics of Crystal Growth*, Cambridge: Cambridge University Press, 1998. ISBN: 9780511622526. DOI: 10.1017/CBO9780511622526.
- [225] R. F. Bunshah, *Handbook of Deposition Technologies for Films and Coatings: Science, Technology, and Applications*, 2. Aufl., Ser. Materials Science and Process Technology, New Jersey: Noyes Publications, 1994. ISBN: 0815513372.

- [226] A. Anders, „A structure Zone Diagram Including Plasma-Based Deposition and Ion Etching“, *Thin Solid Films*, Jg. 518, Nr. 15, 2010. DOI: 10.1016/j.tsf.2009.10.145.
- [227] M. Moreira, *Synthesis of Thin Piezoelectric AlN Films in View of Sensors and Telecom Applications*, Dissertation, University of Uppsala, Uppsala, 2014.
- [228] R. S. Naik, J. J. Lutsky, R. Reif, C. G. Sodini, A. Becker, L. Fetter, H. Huggins, R. Miller, J. Pastalan, G. Rittenhouse und Y. H. Wong, „Measurements of the Bulk, c-Axis Electromechanical Coupling Constant as a Function of AlN Film Quality“, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 47, Nr. 1, 2000. DOI: 10.1109/58.818773.
- [229] E. Wistrela, I. Schmied, M. Schneider, M. Gillinger, P. M. Mayrhofer, A. Bittner und U. Schmid, „Impact of Sputter Deposition Parameters on the Microstructural and Piezoelectric Properties of $\text{Cr}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ Thin Films“, *Thin Solid Films*, Jg. 648, 2018. DOI: 10.1016/j.tsf.2018.01.003.
- [230] T. P. Drüsedau und J. Bläsing, „Optical and Structural Properties of Highly c-Axis Oriented Aluminum Nitride Prepared by Sputter-Deposition in Pure Nitrogen“, *Thin Solid Films*, Jg. 377-378, 2000. DOI: 10.1016/S0040-6090(00)01380-8.
- [231] A. Bogner, H.-J. Timme, R. Bauder, A. Mutzbauer, D. Pichler, M. Krenzer, C. Reccius, R. Weigel und A. M. Hagelauer, „Impact Of High Sc Content On Crystal Morphology And RF Performance Of Sputtered $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ SMR BAW“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Glasgow, 2019. DOI: 10.1109/ULTSYM.2019.8925777.
- [232] S. Mishin und Y. Oshmyansky, „Stress Control for Highly Doped Aluminum Scandium Nitride Films“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Kobe, 2018. DOI: 10.1109/ULTSYM.2018.8579889.
- [233] S. Mertin, B. Heinz, A. Mazzalai, T. Schmitz-Kempen, S. Tiedke und T. Pensala, „High-Volume Production and Non-Destructive Piezo-Property Mapping of 33 % Sc Doped Aluminium Nitride Thin Films“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Kobe, 2018. DOI: 10.1109/ULTSYM.2018.8580120.
- [234] R. Ruby, R. Parker und D. Feld, „Method of Extracting Unloaded Q Applied Across Different Resonator Technologies“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Peking, 2008. DOI: 10.1109/ULTSYM.2008.0446.
- [235] M. Schneider, M. DeMiguel-Ramos, A. J. Flewitt, E. Iborra und U. Schmid, „Scandium Aluminium Nitride-Based Film Bulk Acoustic Resonators“, *Eurosensors*, Jg. 1, Nr. 4, 2017. DOI: 10.3390/proceedings1040305.
- [236] S. Fujii, M. Sumisaka, G. Tang, Y. Suzuki, S. Otomo, T. Omori und K.-y. Hashimoto, „Highly c-Axis-Oriented ScAlN Thin Films Deposited Using Sc-Al Alloy Target“, *IEEE International Microwave Symposium*, Phoenix, 2015. DOI: 10.1109/MWSYM.2015.7166841.
- [237] A. Lozzi, E. T.-T. Yen, P. Murali und L. G. Villanueva, „ $\text{Al}_{0.83}\text{Sc}_{0.17}\text{N}$ Contour Mode Resonators with Electromechanical Coupling in Excess of 4.5 %, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Jg. 66, Nr. 1, 2018. DOI: 10.1109/TUFFC.2018.2882073.
- [238] A. Bogner, R. Bauder, H.-J. Timme, T. Forster, C. Reccius, R. Weigel und A. M. Hagelauer, „Enhanced Piezoelectric $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ RF-MEMS Resonators for Sub-6 GHz RF-Filter Applications: Design, Fabrication and Characterization“, *IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, Vancouver, 2020. DOI: 10.1109/MEMS46641.2020.9056296.

- [239] M. Hara, T. Yokoyama, T. Sakashita, M. Ueda und Y. Satoh, „A Study of the Thin Film Bulk Acoustic Resonator Filters in Several Ten GHz Band“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rom, 2009. DOI: 10.1109/ULTSYM.2009.5441576.
- [240] M. Hara, T. Yokoyama, T. Sakashita, S. Taniguchi, M. Iwaki, T. Nishihara, M. Ueda und Y. Satoh, „Super-High-Frequency Band Filters Configured with Air-Gap-Type Thin-Film Bulk Acoustic Resonators“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Jg. 49, Nr. 7S, 2010. DOI: 10.1143/JJAP.49.07HD13.
- [241] R. Aigner und G. G. Fattering, „3G – 4G – 5G: How Baw Filter Technology Enables a Connected World“, *International Conference on Solid State Sensors and Actuators*, Berlin, 2019. DOI: 10.1109/TRANSDUCERS.2019.8808358.
- [242] T. Pensala, M. Ylilammi, J. Meltaus und K. Kokkonen, „Area and Dispersion Dependence of Vibration Shape and Coupling Coefficient in Thin Film BAW Resonators“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, New York, 2007. DOI: 10.1109/ULTSYM.2007.418.
- [243] C. Muller und M.-A. Dubois, „Effect of Size and Shape on the Performances of BAW Resonators: A Model and its Applications“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Peking, 2008. DOI: 10.1109/ULTSYM.2008.0378.
- [244] S. Kreuzer, A. Volatier, G. G. Fattering und F. Dumont, „Full Band 41 Filter with High Wi-Fi Rejection - Design and Manufacturing Challenges“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Taipeh, 2015. DOI: 10.1109/ULTSYM.2015.0089.
- [245] G. R. Kline, R. S. Ketcham und K. M. Lakin, „Low Insertion Loss Filters Synthesized with Thin Film Resonators“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Denver, 1987. DOI: 10.1109/ULTSYM.1987.198986.
- [246] K. M. Lakin, „Coupled Resonator Filters“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, München, 2002. DOI: 10.1109/ULTSYM.2002.1193543.
- [247] A. Reinhardt, V. Laude, R. Lanz, P. Muralt, M. Solal, S. Ballandras und W. Steichen, „Design of Coupled Resonator Filters using Admittance and Scattering Matrices“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Honolulu, 2003. DOI: 10.1109/ULTSYM.2003.1293172.
- [248] A. A. Shirakawa, J.-M. Pham und H. T. Filho, „Design of a Bulk Acoustic Wave Coupled-Resonator Filter Application in the WLAN Band (5.15 - 5.35 GHz)“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Brasilia, 2005. DOI: 10.1109/IMOC.2005.1580095.
- [249] M. Jimenez Blasco, E. L. Corrales, P. de Paco und O. Menendez, „A Dual-Band Resonator in Bulk Acoustic Wave Technology“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Dresden, 2012. DOI: 10.1109/ULTSYM.2012.0138.
- [250] A. Reinhardt, E. Defay, F. Perruchot und C. Billard, „Tunable Composite Piezoelectric Resonators: A possible “Holy Grail” of RF filters?“, *IEEE International Microwave Symposium*, Montreal, 2012. DOI: 10.1109/MWSYM.2012.6258361.
- [251] M. Handtmann, B. Gebauer, M. Franosch und K. Mutamba, „Stacked Crystal Resonator: A Highly Linear BAW Device“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rom, 2009. DOI: 10.1109/ULTSYM.2009.5441683.
- [252] R. Ruby, S. R. Gilbert, A. Chien und T. Jamneala, „GPS and WiFi Single Ended to Differential CRF Filters Using SiOCH as a De-Coupling Layer“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rom, 2009. DOI: 10.1109/ULTSYM.2009.5441456.

- [253] S. R. Gilbert, R. Ruby, Y.-H. Chow, W. Hii und S. Lim, „GNSS LNA-filter Module Using BAW CRF filters“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, San Diego, 2010. DOI: 10.1109/ULTSYM.2010.5935984.
- [254] C. Zhou, Z. Zhang, J. Tao und H. Zhang, „Design of GSM/DCS Dual-Band Bulk Acoustic Wave Coupled Resonator Filter with Unified Input“, *Symposium on Piezoelectricity, Acoustic Waves and Device Applications*, Shenzhen, 2011. DOI: 10.1109/SPAWDA.2011.6167227.
- [255] A. Bogner, R. Bauder, H.-J. Timme, C. Reccius, R. Weigel und A. M. Hagelauer, „All-Pass Based Filter Design Using BAW Resonators“, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Glasgow, 2019. DOI: 10.1109/ULTSYM.2019.8925738.
- [256] A. Bogner, R. Bauder und H.-J. Timme, „Acoustically Coupled Resonator Notch and Bandpass Filters“, US 2019 / 0181834 A1, 2019.
- [257] —, „Acoustically Coupled Resonator Notch and Bandpass Filters“, US 2019 / 0181835 A1, 2019.
- [258] —, „Acoustically Coupled Resonator Notch and Bandpass Filters“, US 2019 / 0190490 A1, 2019.

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht der verschiedenen Tuning-Methoden.	39
4.1	Übersicht publizierter Kombinationen aus Abscheideverfahren und Target-Typen für $\text{Al}_{1-x}\text{Sc}_x\text{N}$ -Dünnschichten.	81
4.2	Materialdatensatz zur Auslegung erster BAW-Resonatoren	95
4.3	Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in den Parametern der AlScN-Abscheidung.	103
4.4	Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der AlScN-Abscheidung und dem gewählten Keimschichtmaterial.	105
4.5	Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der AlScN-Abscheidung und Al_2O_3 -Keimschicht.	108
4.6	Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der AlScN-Abscheidung und dem gewählten Keimschichtmaterial mit verschiedenen AlScN-Keimschichten.	110
4.7	Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der Elektrodennachbehandlung.	112
4.8	Liste der Versuchsproben mit den entsprechenden Unterschieden in der AlScN-Abscheidung und der Ätzprozesse zur Reinigung der Bodenelektrode.	114
4.9	Liste der Versuche mit unterschiedlichen Bodenelektrodenmaterialien und einer Reinigung mit oder ohne Ar-Ätzung.	116
4.10	Liste der Versuche mit den unterschiedlichen Abscheideverfahren der W-Elektrode zur Anpassung der Schichtverspannungen.	120
4.11	Gemessene Resonatoreigenschaften für verschiedene Spiegelstapel bei 1.7 GHz.	127
4.12	Gemessene Resonatoreigenschaften für verschiedene Spiegelstapel bei Band n ₄₁ und Band n ₇₉ Frequenzen.	128
4.13	Extrahierter Materialdatensatz zur Modellierung von BAW-Filterstrukturen.	133
4.14	Vergleich der erzielten Ergebnisse mit alternativen HF-MEMS Resonatoren aus der Literatur.	134
5.1	3 dB-Bandbreite $BW_{3\text{dB}}$, minimale und maximale Einfügedämpfung IL und Flankensteilheit m_{Flanke} der gemessenen Ladder-Filterkurven.	143
5.2	3 dB-Bandbreite $BW_{3\text{dB}}$, minimale und maximale Einfügedämpfung IL und Flankensteilheit m_{Flanke} der gemessenen Lattice-Filterkurven.	144
5.3	3 dB-Bandbreite $BW_{3\text{dB}}$, minimale und maximale Einfügedämpfung IL und Flankensteilheit m_{Flanke} der gemessenen Ladder-/Lattice-Filterkurven.	146
6.1	Liste für verschiedene effektive elektromechanische Kopplungswerte und der entsprechenden maximalen Frequenzänderung zwischen Leerlauf und Kurzschluss.	170

6.2	Übersicht möglicher Bandkombinationen für rekonfigurierbare Filter.	174
-----	---	-----

Abbildungsverzeichnis

1.1	Auszug des jährlichen Datenverkehrsberichts von Ericsson. Links: Zunahme der bis 2019 pro Monat übertragenen Datenmenge in Exabyte. Rechts: Anzahl der Mobilfunkteilnehmer in Milliarden unter Berücksichtigung des Mobilfunkstandards [1].	2
1.2	Beispiele für elektroakustische Resonatoren mit Anregung von Lamb-Wellen (L) oder horizontalen Scherwellen (SH).	6
1.3	Übersicht der 5G-Frequenzbänder: (a) Bandbreitenverteilung und (b) Bandbreiten der Bänder unter Berücksichtigung der Mittenfrequenz.	8
2.1	Momentaufnahmen akustischer Volumenwellen und deren durchschnittliche Ausbreitungsgeschwindigkeit: (a) Scherwelle und (b) Longitudinalwelle.	12
2.2	Schematische Darstellung der Reflexion, Transmission und Modenkonzersion an einer Grenzfläche zweier unterschiedlicher Materialien.	20
2.3	Lamb-Moden: (a) symmetrisch, (b) asymmetrisch und (c) Modellansatz.	21
2.4	Dispersionsdiagramm einer ZnO-Platte durch Gleichung (2.28) nach [87].	22
2.5	Illustration des piezoelektrischen Effekts mit (a) dem indirekten Effekt bei Streckung, (b) dem indirekten Effekt bei Stauchung, (c) dem direkten Effekt bei elektrischer Spannung und (d) dem direkten Effekt bei umgekehrter elektrischer Spannung.	24
2.6	Harmonische und Intermodulationsprodukte durch nicht-lineares Verhalten.	26
2.7	Schematischer Aufbau von BAW-Resonatoren in (a) SMR-Konfiguration mit akustischem Spiegel und (b) membranbasierter FBAR-Konfiguration.	28
2.8	Elektrisches Verhalten von BAW-Resonatoren: (a) BVD-Modell, (b) Impedanz bzw. Phase und (c) Ortskurve des Streuparameters S_{11}	30
2.9	Überblick der gängigen Verlustmechanismen in BAW-Resonatoren des SMR-Typs.	34
2.10	Blockschaltbild eines Überlagerungsempfängers mit den jeweiligen Filterkomponenten BPF I, BPF II und BPF III nach [143].	41
2.11	Schematische Darstellung der Filteranwendung zur Unterdrückung von Störsignalen oder den Sendefrequenzen.	42
2.12	Schematische Darstellung der Filteranwendung zur Unterdrückung von Störsignalen oder den Sendefrequenzen.	43
2.13	Beispiel für HF-Filter als (a) Duplexer für Band 3 und (b) Quadplexer für inter CA zwischen Band 3 und Band 7.	44
2.14	Charakteristik von HF-Filter mit (a) den Kenngrößen eines Bandpass-Filters und (b) dem Aufbau einer Ladder- bzw. Lattice-Filterstufe mit deren Passbandcharakteristik.	45

2.15	Lateral akustisch gekoppelte BAW-Filter: (a) Symmetrische und asymmetrische Mode, (b) Passbandfilter nach Meltaus et al. [145].	47
2.16	Vertikal akustisch gekoppelte BAW-Filter in (a) SCF-Konfiguration und (b) CRF-Konfiguration mit den dazugehörigen akustischen Moden sowie dem Frequenzverhalten.	49
2.17	Anordnungen zur elektrischen Charakterisierung von BAW-Resonatoren über Streuparametern: (a) 1-Tor Messung, (b) 2-Tor Messung in Serienkonfiguration und (c) 2-Tor-Messung in Parallelkonfiguration.	50
2.18	Messaufbau zur Charakterisierung von BAW-Resonatoren und BAW-Filtern mit Hilfe von GSG- oder GSGSG-Probes.	53
3.1	Modifiziertes Butterworth-van-Dyke-Modell (mBVD) mit den Widerständen R_s , R_m und R_0 zur Modellierung der Verluste und den reaktiven Elementen L_m , C_m und C_0 zur Beschreibung des Resonanzverhaltens.	55
3.2	Illustration zur Modellierung von BAW-Komponenten mit Hilfe der Transfermatrixmethode: (a) Grundlegender Ansatz für die Modellierung eines Mehrlagensystems, (b) Spannungs- und Verschiebungsverteilung eines BAW-Resonators.	56
3.3	Mason-Modell mit Ersatzschaltung zur Modellierung der Gleichungen in (3.21).	60
3.4	Beispiel für das Mason-Modell für einen FBAR mit Elektroden und piezoelektrischer Lage.	60
3.5	Übersicht der gängigen Simulationskomponenten zur Auslegung und Optimierung von BAW-Komponenten für HF-Filter mit elektroakustischen Modellen, thermischen Simulationen und elektromagnetischer Modellierung von Filter-Layout und Packaging.	62
3.6	Grober Programmablaufplan für die Implementierung des Mason-Modells und der Transfermatrixmethode in Matlab für BAW-Resonatoren mit einer piezoelektrischen Lage.	66
4.1	Elemente (a) Scandium, (b) Aluminium [176].	70
4.2	Ergebnisse der Materialanalyse des AlSc-Targets mit 18.5 At.-% Sc-Gehalt.	70
4.3	SEM-Aufnahmen der abgeschiedenen AlScN-Schicht mit dem stark verunreinigten 35 At.-% Sc AlSc-Target.	70
4.4	Vereinfachtes Kristallmodell von ScN in kubischer und metastabiler hexagonaler Struktur nach Höglund [31].	72
4.5	Vereinfachtes Kristallmodell von AlN und AlScN in hexagonaler Wurtzit-Kristallstruktur nach [31].	73
4.6	Literaturangaben zum Gitterparameter von $Al_{1-x}Sc_xN$	75
4.7	Literaturangaben der piezoelektrischen Eigenschaften von $Al_{1-x}Sc_xN$	77
4.8	Literaturangaben zur Steifigkeit von $Al_{1-x}Sc_xN$	78
4.9	Literaturangaben zur Dielektrizität von $Al_{1-x}Sc_xN$	79
4.10	Detaillierter Aufbau der verwendeten SPTS Sigma fxP Sputteranlage und dessen Sputterkammer mit Pulsverlauf der DC Target Leistung.	82

4.11	Erweitertes Struktur-Zonen-Modell nach Anders et al. zur Einordnung der Kristallmorphologie in Abhängigkeit der Temperatur und kinetischen Ionenenergie bei Sputterabscheidungen [226].	86
4.12	SEM Aufnahmen der $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ -Dünnschichten auf Si-Substrat im Wafer-Zentrum für verschiedene Abscheidungstemperaturen T und HF-Leistungen P	87
4.13	SEM Aufnahmen der $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ -Dünnschichten auf Si-Substrat am Wafer-Rand für verschiedene Abscheidungstemperaturen T und HF-Leistungen P des Platen.	88
4.14	Durschnittlicher Wafer-Stress der $\text{Al}_{0,8}\text{Sc}_{0,2}\text{N}$ -Dünnschichten auf Si-Substrat für verschiedene Abscheidungstemperaturen T und HF-Leistungen P des Platen.	89
4.15	Oberflächen- und Querschnittsaufnahmen der unerwünschten falsch orientierten Kristallite in AlScN-Dünnschichten auf Si-Substrat.	90
4.16	Ausschnitt des Schichtaufbaus und SEM-Oberflächenaufnahmen der untersuchten AlScN-Dünnschichten auf SiN, Ti oder Ti/Pt.	91
4.17	$2\theta/\theta$ -Scans der untersuchten Proben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand.	92
4.18	RC-Kurven der untersuchten Proben am Wafer-Rand und im Wafer-Zentrum.	93
4.19	Ergebnisse der TEM-Untersuchung der Kristallite. (a) TEM-Probe, (b) Hellfeld-TEM der Probe ohne Neigung und (c) Hellfeld-TEM der Probe mit Neigung.	93
4.20	EDX-Untersuchung der TEM-Probe zur Bestimmung des Sc-Gehalts bei Nutzung des 18,53 At.-% Sc Targets.	94
4.21	Vereinfachte BAW-SMR Struktur zur Materialcharakterisierung der abgeschiedenen AlScN-Dünnschichten: (a) Querschnitt und Materiallagenaufbau und (b) Layout mit verschiedenen Resonatorstrukturen.	96
4.22	Elektrische Impedanzen der fertigprozessierten BAW-Resonatoren des SMR-Typs mit unterschiedlichen Substratbedingungen (SiN, Ti oder Ti/Pt) am Wafer-Rand und im Wafer-Zentrum.	97
4.23	Einfluss der Sc-Konzentration auf die Güte und die effektive elektromechanische Kopplung von BAW-Resonatoren des SMR-Typs.	98
4.24	SEM-Aufnahmen für ausgewählte Ergebnisse mit 20 At.-%, 25 At.-% und 35 At.-%	98
4.25	Funktionen zur Näherung publizierter Messpunkte der relativen Permittivität, der Elastizität c_{33}^E und des piezoelektrischen Koeffizienten $d_{33,f}$	99
4.26	Modellierung der elektromechanischen Kopplung und des möglichen Passbandverhaltens eines 2,5-stufigen Ladderfilters in Abhängigkeit des Sc-Gehalts durch Nutzung von Polynomen zur Beschreibung des Materialverhaltens.	100
4.27	Übersicht mit den Haupt- und Nebeneinflüssen des Kristallwachstums für BAW-Resonatoren des SMR-Typs unter Berücksichtigung der in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Hilfsmittel.	102

4.28	SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand für die verschiedenen Abscheidungsparameter (N.V. $\equiv$ delaminiert).	104
4.29	Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Resonatorgüte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand.	104
4.30	SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand für verschiedene Keimschichten (N.V. $\equiv$ delaminiert).	106
4.31	Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand für verschiedene Keimschichten.	107
4.32	SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit Al_2O_3 -Keimschichten.	109
4.33	Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit Al_2O_3 -Keimschichten.	109
4.34	SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit verschiedenen AlScN-Keimschichten.	111
4.35	Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit verschiedenen AlScN-Keimschichten.	111
4.36	SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand für verschiedene Elektrodevorbehandlungen.	112
4.37	Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand für verschiedene Elektrodevorbehandlungen.	113
4.38	SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum für verschiedene Ätzprozesse zur Reinigung der Bodenelektrode.	114
4.39	SEM-Aufnahmen der Versuchsproben am Wafer-Rand für verschiedene Ätzprozesse zur Reinigung der Bodenelektrode.	115
4.40	Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand.	115
4.41	SEM-Aufnahmen der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit unterschiedlichen Bodenelektrodenmaterialien und einer Reinigung mit oder ohne Ar-Ätzung.	117
4.42	Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit unterschiedlichen Bodenelektrodenmaterialien und einer Reinigung mit oder ohne Ar-Ätzung.	118
4.43	Elektromechanische Kopplung k_{eff}^2 , Güte Q_p und Wafer-Biegung B der Versuchsproben im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit verschiedenen Abscheideverfahren der W-Elektrode zur Anpassung der Schichtverspannungen.	118
4.44	SEM-Aufnahmen im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand mit verschiedenen Abscheideverfahren für die W-Elektrode zur Anpassung der Schichtverspannungen.	119

4.45	Waferkartierung der effektiven elektromechanischen Kopplung und der Güte der BAW-Teststruktur.	121
4.46	Kristallografische Analyse der optimierten AlScN-Dünnschicht mit (a) $2\theta/\theta$ -Scans und RC-Kurve im Wafer-Zentrum und am Wafer-Rand und (b) TEM-Aufnahmen der Kristallstruktur.	122
4.47	Verteilung der mechanischen Spannung über den Wafer.	123
4.48	Maßnahmen zur Verbesserung der Oberflächenrauigkeit: (a) Mechanisches Polieren der Spiegelschichten und (b) Wechsel des Bodenelektrodenprozesses zur Vermeidung hoher Temperaturen und der daraus entstehenden Schrumpfeffekte.	124
4.49	Simulation der Spiegeltransmissivität, Spannungsverteilung und Verschiebung von Longitudinal und Scherwellen in einem (a) nicht optimierten Spiegeldesign und (b) einem optimierten Spiegeldesign.	125
4.50	Simulierte Spiegeltransmissivität und gemessene Resonanzkurven für verschiedene Spiegelstapel bei ca. 1.7 GHz.	126
4.51	Simulierte Spiegeltransmissivität und gemessene Resonanzkurven für verschiedene Spiegelstapel bei Band n ₄₁ und Band n ₇₉ Frequenzen.	128
4.52	Versuchsreihe zur Überlappmethode bei 1.7 GHz mit Darstellung der Güte, effektiver elektromechanischer Kopplung und der FOM bei Überlappbreiten von 0 bis 9.5 μm	129
4.53	Versuchsreihe zur Überlappmethode bei n ₄₁ Frequenzen mit Darstellung der Güte, effektiven elektromechanischen Kopplung und der FOM bei Überlappbreiten von 0 bis 9.5 μm	130
4.54	Einfluss der Sc-Konzentration auf die Güte und effektive elektromechanische Kopplung von BAW-Resonatoren des SMR-Typs.	131
4.55	Vergleich von Simulation und Messung mit Nutzung der neuen AlScN-Materialparameter.	132
5.1	Qualitative relative Änderung der Verluste und der Schichtdicken mit steigender Frequenz und f_{ref} als Bezugsfrequenz nach [241].	136
5.2	Vereinfachte Prozessführung für die BAW-SMRs der Filterschaltungen: (a) Prozessablauf und (b) Grundstruktur der Serienschaltung mit SEM-Aufnahme eines prozessierten akustischen Spiegels.	137
5.3	Ursachen und Auswirkungen von unerwünschten Resonanzmoden durch CMP-Inhomogenität im aktiven Bereich der Resonatoren.	138
5.4	Ablauf der Filterauslegung mit Hilfe von 1D-Modellen in ADS oder MATLAB zur Schaltungssimulation.	139
5.5	Design und Simulation zweier 2.5-stufiger Ladder-Filtervarianten A und B mit AlScN basierten BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit drei Serienelementen und zwei Parallelementen. Rechts: Variante B mit zwei Serienelementen und drei Parallelementen.	141
5.6	Messung der zwei 2.5-stufigen Ladder-Filtervarianten A und B mit AlScN basierten BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit drei Serienelementen und zwei Parallelementen. Rechts: Variante B mit zwei Serienelementen und drei Parallelementen.	142

5.7	Design und Simulation zweier Lattice-Filtervarianten A und B mit AlScN-BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit einer Lattice-Stufe, rechts: Variante B mit zwei Lattice-Stufen.	144
5.8	Messung der zwei Lattice-Filtervarianten A und B mit AlScN basierten BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit einer Lattice-Stufe, rechts: Variante B mit zwei Lattice-Stufen.	145
5.9	Design und Simulation zweier Filtervarianten A und B mit AlScN basierten BAW-Resonatoren. Links: Lattice-Ladder, rechts: Lattice-Ladder-Lattice.	146
5.10	Messung der zwei Lattice/Ladder-Filtervarianten A und B mit AlScN basierten BAW-Resonatoren. Links: Variante A mit einer Lattice- und einer Ladder-Stufe, rechts: Variante B mit zwei Lattice-Stufen und einer Ladder-Stufe.	146
5.11	Beispiel eines n ₄₁ -Filters mit AlN-Resonatoren und zusätzlichen Spulen zur elektrischen Anpassung der Bandbreite und Unterdrückung der 2.4 GHz-Wifi Frequenzen der Firma Qorvo [244].	148
5.12	Messung eines optimiertes Layouts des n ₄₁ -Ladderfilters zur Reduzierung der ohmschen Verluste.	149
5.13	Messung der AlScN-BAW-Resonatoren und Filter für ein n ₇₉ sub-Band.	150
5.14	Vergleich der Resonatormessungen in Serien- und Parallelkonfiguration mit, über parasitäre Substratkopplung erweiterten, Simulationsmodellen.	151
6.1	Übersicht der gängigen Schaltungen akustisch gekoppelter Resonatoren mit Unterscheidung in Resonator- und Filterbetrieb.	156
6.2	Beispiele für die Verschaltung von akustisch gekoppelten Resonatoren in Ladder- und Lattice-Strukturen sowie die Erweiterung durch LC-Komponenten zur Anpassung der Resonanzfrequenzen.	157
6.3	Übersicht gängiger CRF-Schaltungen mit (a) zweistufigen CRFs, (b) Modenumwandlung mit CRFs und (c) Vergleich des zweistufigem CRFs und einer Ladder/CRF-Schaltung.	158
6.4	Vergleich der S-Parameter eines zweistufigen CRFs des SMR-Typs und optimiertem akustischen Transmissionsverhalten mit der Ausführung eines zweistufigen CRFs vom FBAR-Typ.	159
6.5	Numerische Parameteranalyse der Abhängigkeit des akustischen Kopplungsgrades k_{ak} der 2. Hauptmoden A ₂ und S ₂ von den Schichtdicken der akustischen Kopplungslagen. Die grün gekennzeichnete Linie markiert diejenigen Schichtdickenkombinationen mit optimalem Verhältnis von Bandbreite zu Einfügedämpfung (hier ≤ 1 dB).	160
6.6	Effektive elektromechanische Kopplung der AGRs bei symmetrischem und asymmetrischem Aufbau des Lagenstapels.	162
6.7	Externe Beschaltung von CRF-Strukturen mit LC-Komponenten zur Schaffung zusätzlicher Resonanzen außerhalb des Passbandes: (a) CRF-Strukturen mit 1-Lagenkopplung und (b) CRF-Strukturen mit 3-Lagenkopplung.	163

6.8	Beeinflussung der elektrischen Kopplung zwischen zwei CRF-Stufen durch LC-Komponenten zur Variation der Filter-Bandbreite.	164
6.9	Abhängigkeit der elektromechanischen Kopplung und dem Passbandverhalten eines zweistufigen CRFs vom Sc-Gehalt.	164
6.10	Beispiele für mögliche rekonfigurierbare BAW-Konzepte durch Schalter mit (a) und (b) als Konzepte für den Wechsel zwischen der symmetrischen und asymmetrischen Mode und (c) als echte Tuningvariante über den akustisch gekoppelten passiven Resonator.	166
6.11	Illustrative Darstellung der Tuning-Grenzfälle (Leerlauf, Kurzschluss und Last durch eine Kapazität C_t) eines akustisch gekoppelten Resonators mit aktivem Resonator (elektrische Anregung) und Tuning-Resonator (passive mechanische Anregung)).	168
6.12	Ersatzschaltbild akustischer gekoppelter Resonatoren des SCF-Typs zur Untersuchung der Tuning-Charakteristik.	170
6.13	Simulation des Resonanzverhaltens eines symmetrischen akustisch gekoppelten Resonators mit 1-Lagenkopplung.	171
6.14	Optimierung des Tuning-Verhaltens durch eine zusätzliche Induktivität L_t	172
6.15	Optimierung des Tuning-Verhaltens durch eine asymmetrische Auslegung des Lagenstapels.	172
6.16	Auslegungsmöglichkeiten für einen 2,5-stufigen Ladder-Filter mit rekonfigurierbaren akustisch gekoppelten Resonatoren.	173
6.17	Konzeptionierung eines rekonfigurierbaren HF-Filters mit BAW-Die, C-Tuner-Die und Laminat zur Verbindung der Dies.	174
6.18	Entwurf und Simulation (idealer Fall ohne Verluste) des 2,5-stufigen Filters für das rekonfigurierbare HF-Filterkonzept mit drei Serienelementen und zwei Querelementen.	175
6.19	Resonatoraufbau mit (a) geplantem Lagenaufbau der Teststrukturen und Filterresonatoren und (b) SEM-Querschnitt des prozessierten Lagenstapels sowie eine Oberflächenaufnahme der fertigen Teststruktur.	176
6.20	Messung und Simulation der akustisch gekoppelten Test-Resonatoren mit 1-Lagenkopplung; Serienresonator ($C_{0,1}$ – Resonator) und Parallelresonator ($C_{0,2}$ – Resonator).	177
6.21	Theoretische Überlegungen zur Auslegung der C-Tuner Kapazitäten mit (a) grafische Darstellung von Gleichung (6.16) und (b) zu erwartender Güteverlauf der gewählten C-Tunertopologie.	178
6.22	Messungen der Kapazitätswerte und Güten für 0,9 GHz, 2 GHz und 3,6 GHz der C-Tuner für Serienresonatoren ($C_{0,1}$ -Tuner) und Parallelresonatoren ($C_{0,2}$ -Tuner).	179
6.23	Simulative Analyse des Tuning-Konzepts unter Nutzung der Messergebnisse der akustisch gekoppelten Resonatoren und C-Tuner mit (a) Analyse des Resonator-Tunings (Standard Registereinstellung), (b) Analyse des Filter-Tunings (Standard Registereinstellung) und (c) Analyse des Filter-Tunings (Optimierte Registereinstellung). . . .	180

6.24	Passive Allpass-Topologien in T-Konfiguration und deren Entwurfsformeln mit (a) Serien-C-Konfiguration und (b) Serien-L-Konfiguration.	183
6.25	Prinzip zur Schaffung von Polstellen im globalen Allpass-Verhalten der (a) Serien-C-Konfiguration, (b) Serien-L-Konfiguration und (c) dem Beispiel für BAW-Resonatoren in Serien-L-Konfiguration mit akustischer (blau) bzw. induktiver (grün) Kopplung [255].	184
6.26	Beispiel des Frequenzverhaltens eines Allpass-basierten Notch-Filters mit einem akustisch gekoppelten BAW-Resonator in SCF-Konfiguration [255].	185
6.27	Simulationsbeispiele für Notch- und Bandstopp-Topologien: (a) APF mit zwei in der Resonanzfrequenz verschobenen BAW-Resonatoren, (b) APF mit zweistufiger CRF-Konfiguration, (c) APF mit einstufiger CRF-Konfiguration und (d) APF mit zwei AGRs im Resonatorbetrieb und unterschiedlicher Resonanzfrequenz [255].	186
6.28	Bandpass-Ansatz mit LC-Allpass-basierten Hybrid-Strukturen [255].	187
6.29	Beispiel für die Implementierung eines LTE + 2.4 GHz Wi-Fi Koexistenzfilters und gemeinsamer Antenne mit Hilfe eines zweistufigen LC-BAW-Hybrid-Filters und Bandstopp-Ansatz [255].	188
6.30	Beispiel für die Implementierung eines zweistufigen n79-Bandpass-Filters mit Hilfe eines LC-BAW-Hybrid-Filter und Bandpass-Ansatz [255].	189

BAW-Resonatoren erfüllen die kritischen Anforderungen, die für die mobile Kommunikation nötig sind und bieten hochselektive Filteranwendungen. Dennoch stellen Frequenzbänder mit großer Bandbreite eine Herausforderung für die moderne BAW-Technologie dar. In dieser Arbeit wurden BAW-Resonatoren des Spiegel-Typs aus AlScN mit hohen Sc-Konzentrationen von bis zu 35 At.-% und fortgeschrittene BAW-Konzepte untersucht, um den geforderten Bandbreiten aktueller und zukünftiger Mobilfunkstandards gerecht zu werden. Es war möglich, einen optimierten Prozessablauf mit hoher Güte und hoch-piezoelektrischen AlScN-Schichten zu entwickeln. Darüber hinaus wurde die optimierte Dünnschicht in BAW-Resonatoren integriert und hinsichtlich verbesserter Bandbreite und hoher Güte durch geeignete Design-Methoden maximiert. Die optimierten AlScN-basierten Resonatoren wurden schließlich eingesetzt, um die Leistung von rein akustischen BAW-Filtern für kritische Frequenzen bis 5 GHz zu demonstrieren. Die Verbesserung des Materials und die Erarbeitung eines Materialdatensatzes bot zudem neue Möglichkeiten zur Untersuchung fortgeschrittener Filterkonzepte wie akustisch gekoppelte Resonatoren, ein konfigurierbarer Filter-Ansatz und die Anwendung neuartiger LC-Hybrid-Filtertopologien. Die entwickelten Resonatoren und Methoden forcieren schließlich die Anwendung von hochkoppelndem AlScN für verbesserte und fortschrittliche BAW-Technologien, die den zunehmenden Anforderungen an breitbandige Filtertechnologien gewachsen sind.

