



Von der

Technischen Universität Ilmenau

Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik

FG Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik

genehmigte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

von

Master of Science

Johannes Stegner

geb. am 04.10.1989 in Lichtenfels

Thema

**Multiphysikalischer Entwurf hybrid-integrierter
MEMS-Oszillatoren auf Silizium-LTCC-Substraten**

Betreuender Professor: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Matthias A. Hein (TU Ilmenau)

2. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jens Müller (TU Ilmenau)

3. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Georg Fischer (FAU Erlangen-Nürnberg)

Tag der Einreichung: 17. Mai 2019

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 31. Januar 2020

urn:nbn:de:gbv:ilm1-2020000030

Für meine Katharina

Vorwort

Die vorliegende Arbeit mit den darin enthaltenen Ideen, Methoden, Entwürfen und Implementierungen entstand während meiner Arbeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachgebiet Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik an der Technischen Universität Ilmenau. Der Fachgebietsleiter Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Matthias A. Hein vertrat gleichzeitig als Sprecher die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderte Forschungsgruppe *Multiphysikalische Synthese und Integration komplexer Hochfrequenz-Schaltungen (MUSIK)* (FOR1522), an der sieben Fachgebiete und Forschungseinrichtungen beteiligt waren.

Der Schwerpunkt meiner Arbeit lag dabei im methodengestützten Entwurf und der technologieübergreifenden Implementierung von multiphysikalischen Oszillatoren, welche Mikroelektromechanische Systeme (MEMS) auf der einen Seite und mikroelektronische Schaltungen auf der anderen Seite beinhalten. Implementiert wurden die MEMS-Oszillatoren auf Hochfrequenz (HF)-tauglichen Keramiksubstraten und dem Silizium-Keramik (SiCer)-Verbundsubstrat. Diese neue Art der Herangehensweise an komplexe multiphysikalische Problemstellungen ermöglichte es, in kompakten Bauformen Oszillatormodule mit hohen Leistungsanforderungen zu integrieren und nach dem Motto *Best of both Worlds* Bauelemente und Baugruppen aus der Mikroelektronik und der Mikroelektromechanik in Entwurf und Implementierung geeignet zu vereinigen und so eine HF-Mikromechatronik zu schaffen.

Die Forschungsgruppe *MUSIK* baut dabei auf dem Vorgängerprojekt *Piezelektrische Resonatoren aus integrierbaren MEMS für HF-Referenz-Oszillator-Anwendungen (PRIMOS)* auf, welches sich mit dem Entwurf, der Fertigung mittels Dünnschichttechniken sowie der Analyse von MEMS-Resonatoren befasste und so die Grundlagen für die vorliegende Arbeit bereitstellen konnte.

Weiterhin bestand während meiner Zeit an der Technischen Universität Ilmenau eine enge Zusammenarbeit mit dem Team um Prof. Joshua En-Yuan Lee von der City University of Hong Kong (CityU), das an der Güteoptimierung und der Untersuchung von Verlustmechanismen von MEMS-Resonatoren arbeitete. Durch diese Zusammenarbeit konnten einige für die vorliegende Arbeit relevante gemeinsame Publikationen in den Proceedings internationaler Konferenzen sowie Veröffentlichungen in Fachzeitschriften eingereicht werden.

Ilmenau im Mai 2019
Johannes Stegner

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei all jenen bedanken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Zuerst gebührt meinem Doktorvater Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Matthias A. Hein großer Dank für die fördernde und fordernde wissenschaftliche Betreuung und die vielen anregenden Diskussionen und Ratschläge, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Weiterhin möchte ich mich bei meinen Kollegen im Fachgebiet Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik für die herzliche Aufnahme, das allzeit sehr gute Miteinander und das Interesse an meiner Arbeit bedanken.

Danken möchte ich außerdem der Forschungsgruppe *MUSIK*, in der diese Arbeit entstanden ist. Um es mit den Worten des griechischen Philosophen Aristoteles zu sagen: „*Das Ganze ist mehr als die Summe seiner Teile.*“

Ich danke meinen engen Freunden Dominik Krauß und Uwe Stehr für die oft langen und intensiven wissenschaftlichen Diskussionen, den Beistand in allen Lagen und den gemeinsamen Spaß, der mich immer wieder motiviert hat.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie und ganz besonders meiner Frau Katharina danken. Ohne ihre mentale Unterstützung, ihren ständigen Zuspruch und das Verständnis, das sie meiner Arbeit entgegenbrachte, wäre ich nicht so weit gekommen.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	vii
Kurzfassung	xiii
Abstract	xv
1 Einleitung	1
1.1 Multiphysikalischer Entwurf integrierter HF-MEMS-Schaltungen	1
1.2 Motivation und Zielstellungen	2
1.3 Aufbau der Arbeit	4
2 Theoretische Grundlagen und Modellierung von MEMS-Oszillatoren	7
2.1 Schwingbedingung von Oszillatoren	7
2.2 Stand der Technik zum Entwurf von MEMS-Oszillatoren	9
2.3 Multiphysikalische Modellierung piezoelektrischer MEMS-Resonatoren	10
2.3.1 Grundlagen zum piezoelektrischen Effekt	11
2.3.2 Analytische Modellierung von MEMS-Resonatoren	13
2.3.3 Modellierung mit der Methode der finiten Elemente	33
2.4 Grundlagen integrierter multiphysikalischer Oszillatoren	34
2.5 Anwendungsorientierte Modellierung des Phasenrauschens	38
2.5.1 Rauschbeiträge der Schaltungblöcke des Oszillators	39
2.5.2 Die Leeson-Formel des Phasenrauschens	43
2.5.3 Weitere Modelle des Phasenrauschens von Oszillatorschaltungen	47
2.6 Verfahren zur messtechnischen Charakterisierung von MEMS-Oszillatoren	47
2.6.1 Zweitormessung und Auswertung von MEMS-Resonatoren	47
2.6.2 Messtechnische Erfassung integrierter Verstärkerschaltungen	49
2.6.3 Analyse des Betriebsverhaltens von MEMS-Oszillatoren	49
3 Technologische Realisierung von MEMS-Oszillatoren	51
3.1 Integrations- und Miniaturisierungsgrad multiphysikalischer HF-Module	51
3.1.1 Definition Integrations- und Miniaturisierungsgrad	51
3.1.2 Beispiele für HF-MEMS-Module	52
3.2 Technologien zur Implementierung von MEMS-Oszillatoren	54
3.2.1 Verfahren zur Herstellung von MEMS-Resonatoren	54
3.2.2 Aufbau- und Verbindungstechniken von MEMS-Oszillatoren	55
3.3 Aufbau und Herstellung von MEMS-Oszillatoren auf dem SiCer-Substrat	57
3.3.1 Das SiCer-Substrat: Eine multiphysikalische Schaltungstechnologie	57
3.3.2 Implementierung von MEMS-Oszillatoren auf dem SiCer-Substrat	59

4	Analyse der Temperaturabhängigkeit von MEMS-Oszillatoren	63
4.1	Thermische Oszillator-Simulation mithilfe des analytischen Modells	63
4.2	Messaufbau zur Untersuchung von Resonatoren und Oszillatoren	66
4.3	Messung und Auswertung von MEMS-Resonatoren	68
4.3.1	Thermische Messung und Modellierung der Resonanzfrequenz	68
4.3.2	Betrachtung der Resonatorgüte über der Temperatur	70
4.4	Auswirkung temperaturbedingter Schwankungen auf Oszillatoren	71
4.5	Toleranzbereich des messtechnisch ermittelten Temperaturkoeffizienten	73
4.6	Vergleich mit relevanter Fachliteratur	75
4.7	Ansätze zur Temperaturkompensation von MEMS-Oszillatoren	76
4.7.1	Modifikation der Dünnschichttechnologie	76
4.7.2	Vortemperieren des Resonators mittels Heizelement	78
4.7.3	Schaltungstechnische Temperaturkompensation	79
5	Exemplarische Implementierung eines SiCer-MEMS-Oszillators	81
5.1	Entwurfsrichtlinien der SiCer-Technologie	81
5.2	Durchgängiger Entwurfsablauf für SiCer-MEMS-Oszillatoren	83
5.3	Entwurfsvorgaben und Spezifikation	83
5.4	Unterteilung der Entwurfsaufgabe in Teilentwürfe	85
5.4.1	Durchgängiger Entwurf des MEMS-Resonators	85
5.4.2	Entwurf der integrierten CMOS-Schaltung	86
5.5	Multiphysikalische Systemsimulation	88
5.5.1	Schleifenverstärkung – Barkhausenkriterium	89
5.5.2	Spektrum und Einseitenbandphasenrauschen	89
5.6	Aufbau und Charakterisierung eines hybrid-integrierten MEMS-Oszillators	91
5.6.1	Modulimplementierung des MEMS-Oszillators auf LTCC	91
5.6.2	Messtechnische Charakterisierung, Analyse und Diskussion	92
5.6.3	Schlussfolgerungen für den SiCer-Entwurf	95
5.7	Aufbau und Charakterisierung des MEMS-Oszillators im SiCer-Stil	95
5.7.1	Modulimplementierung des SiCer-Stil-Oszillators	95
5.7.2	Messtechnische Charakterisierung, Analyse und Diskussion	96
5.8	SiCer-Implementierung des MEMS-Oszillators	98
6	MEMS-Mehrfrequenzoszillator auf dem SiCer-Substrat	99
6.1	Motivation und Begriffsdefinition: Mehrfrequenzoszillator	99
6.2	Elektrische Spezifikation und Toplevel-Design	99
6.3	Durchgehender multiphysikalischer Entwurf des Mehrfrequenzoszillators	101
6.3.1	Elektrisches und mechanisches Design der MEMS-Resonatoren	101
6.3.2	Umschaltbare Verstärkerkette des Oszillators	102
6.3.3	Entwurf von Frequenzverdoppler- und -teilerschaltungen	103
6.4	Multiphysikalische Systemsimulation	104
6.4.1	Schleifenverstärkung – Barkhausenkriterium	105
6.4.2	Spektrum und Einseitenbandphasenrauschen	105
6.4.3	Transientes Verhalten des Frequenzteilers	108
6.5	Hybridintegrierter MEMS-Mehrfrequenzoszillator auf LTCC	108
6.5.1	Resonatorauswahl und Implementierung der Oszillatorschaltung	109
6.5.2	Messtechnische Charakterisierung, Analyse und Diskussion	110

6.5.3	Schlussfolgerungen für den SiCer-Entwurf	113
6.6	Aufbau eines SiCer-Stil-Mehrfrequenzoszillators	114
6.6.1	Modulimplementierung des Mehrfrequenzoszillators im SiCer-Stil	114
6.6.2	Messtechnische Charakterisierung, Analyse und Diskussion	116
6.7	SiCer-Implementierung des MEMS-Mehrfrequenzoszillators	119
7	Zusammenfassung und Ausblick	123
7.1	Einordnung in den Stand der Technik	123
7.2	Zusammenfassung der Ergebnisse	124
7.3	Schlussfolgerungen für zukünftige SiCer-HF-MEMS-Schaltungen	126
Literaturverzeichnis		139
Abkürzungsverzeichnis		141
Anhang		143
1	Physikalische Konstanten der verwendeten Werkstoffe	143
2	Temperaturabhängige Materialeigenschaften	146
3	Materialparameter der technologischen Temperaturkompensation	147
4	Umrechnung von S-Parametern auf Y-Parameter	148
5	MU1501: Restliche Schaltbilder, Dimensionierung, Chipfotografie	149
6	MU1601: Restliche Schaltbilder, Dimensionierung, Chipfotografie	151
Eigenständigkeitserklärung		155

Kurzfassung

Die voranschreitende Digitalisierung und die stärkere Vernetzung zwischen elektronischen Geräten lässt den Bedarf an leistungsfähigen und gleichzeitig kompakten Sendeempfänger-Modulen im Hochfrequenzbereich stetig ansteigen. Neben mikroelektronischen integrierten Schaltkreisen werden im oberen MHz- und unteren GHz-Bereich zunehmend Mikroelektromechanische Systeme (MEMS) eingesetzt. Gerade im Bereich miniaturisierter Oszillatoren treten die Vorteile von MEMS-Resonatoren zutage. Deren hohe Güten von mehreren 1000, kombiniert mit Resonanzfrequenzen bis in den GHz-Bereich bei gleichzeitig geringer Baugröße, fördern die Ablösung der niederfrequenten und nicht integrierbaren Quarz-Resonatoren durch MEMS-Resonatoren.

Jedoch sind der Entwurf und die Implementierung von MEMS-Oszillatoren bisher nicht optimiert und vereinheitlicht worden. Während für aktive Schaltungen zur Signalverstärkung, Pufferung und direkter analoger Frequenzsynthese das Top-Down-Prinzip Verwendung findet, in dem sehr komplexe Schaltungen mit Hilfe von über Jahren etablierten Methoden von der Spezifikation bis zum fertigen Produkt entworfen werden, wurde die hierarchische Entwicklung von MEMS-basierten Hochfrequenz-Systemen bisher noch nicht optimal umgesetzt. Vielmehr werden hierbei der Ansatz nach Versuch und Irrtum sowie zeitaufwändige Finite-Elemente-Simulationen genutzt, um bereits vorhandene Strukturen für die gewünschte Anwendung zu modifizieren. Dieser Ablauf ist zum einen nicht hierarchisch strukturiert und zum anderen nicht mit dem Entwurf analoger Schaltungsteile in einem gemeinsamen Entwurfsprozess vereinbar.

Eine zweite Herausforderung ist die Zusammenführung der Einzelbaugruppen zu Oszillatormodulen. Die unterschiedlichen Technologien Dünnschicht-MEMS-, Dickschicht- und integrierte Halbleitertechnologie stellen noch immer eine große Hürde der Modulintegration dar. Das Silizium-Keramik (SiCer)-Verbundsubstrat liefert einen Ansatz zur Überwindung der auftretenden Hindernisse, indem ein Silizium-Wafer direkt auf einen Stapel von Mehrlagen-Keramiksubstraten gebondet wird und damit ein Multi-Technologie-Substrat entsteht. In diesem können Dünn- und Dickschichttechniken angewendet werden und der Aufbau komplexer multiphysikalischer Systeme wird ermöglicht.

Diese Arbeit befasst sich mit dem Entwurf und der Analyse von MEMS-Oszillatoren auf dem genannten SiCer-Verbundsubstrat. Dafür wird eine Methodik erarbeitet, die den Entwurf von Mikroelektronik und Mikroelektromechanik vereint. Diese Methodik basiert auf einem analytischen Entwurfsmodell zur Synthese von Resonatorstrukturen über die elektrischen Spezifikation. In der vorliegenden Arbeit wird der Entwurf zweier aufeinander aufbauender Oszillatortypen beschrieben, einem Festfrequenzoszillator für Frequenzen bis zu 600 MHz sowie einem Mehrfrequenzoszillator für Ausgangsfrequenzen im oberen MHz- bis unteren GHz-Bereich und der Bereitstellung von Referenzfrequenzen von etwa 10 MHz. Beide Typen von Oszillatoren werden in verschiedenen Varianten implementiert und auf eine möglichst kompakte Baugröße und geringes Phasenrauschen hin optimiert. Die Resultate aller Präparationen heben

sich vom Stand der Technik ab, sowohl in der Aufbautechnik als auch in der Oszillationsfrequenz und im Phasenrauschen.

Weiterhin wird in der vorliegenden Arbeit die Thematik der Temperaturabhängigkeit von MEMS-Resonatoren und -Oszillatoren betrachtet, welche im Vergleich zur thermischen Drift kommerziell verfügbarer Quarz-Resonatoren und -Oszillatoren höher ausfällt. Dazu wird das analytische Entwurfsmodell für MEMS-Resonatoren derart modifiziert, dass sich die geometrischen Abmessungen und Materialparameter in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur verändern. Messungen an Resonatoren verschiedener Geometrien werden im Anschluss genutzt, um die analytischen Berechnungen zu verifizieren. Die messtechnisch ermittelte Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz liegt dabei zwischen -26 ppm/K und -20 ppm/K, was dem analytisch modellierten Temperaturkoeffizienten von $-28,1$ ppm/K sehr nahe kommt. Auf Basis von in der Literatur veröffentlichten Temperaturkompensationsmethoden wird das analytische Modell um eine Lage Siliziumdioxid erweitert, die einen positiven Temperaturkoeffizienten aufweist und so die Temperaturabhängigkeit kompensiert.

Abstract

The ongoing digitalisation and stronger networking of electronic devices increase the need for high-performance and simultaneously compact transceiver modules in the radio-frequency domain. In addition to microelectronic integrated circuits, microelectromechanical systems (MEMS) are increasingly employed in the upper MHz and the lower GHz range. Especially in the field of miniaturised oscillators, the advantages given by MEMS resonators come to light. Their high quality factors of several thousand combined with resonant frequencies up to the GHz range in small size promote the replacement of low-frequency and non-integrable quartz oscillators by MEMS oscillators.

However, design and implementation of MEMS oscillators have not been optimised and combined yet. In order to implement active circuits for signal amplification, buffering, and direct analogue frequency synthesis, the top-down design from specification to the final product has usually been used as method of choice. Nevertheless, a well-organised design of MEMS components has not been established so far. Rather, trial-and-error and time-consuming finite-element simulations are utilised to modify existing MEMS structures for the desired application. On the one hand, this process is not hierarchically structured and on the other hand, it is not compatible with the design of analogue circuit parts in a common design process.

A further challenge is the combination of the sub-circuits and devices to joined oscillator modules. The different technologies, such as thin-film, hybrid-integrated, and monolithically-integrated, i.e., semiconductors, still interfere with module integration. The silicon-ceramic (SiCer) composite substrate provides an approach to overcome the encountered obstacles by bonding a silicon wafer directly on a stack of multi-layer ceramic substrates, resulting in a multi-technology substrate, where thin-film and hybrid-integration technologies can be used to enable the assembly of complex multi-physical systems.

This thesis deals with the design and analysis of MEMS oscillators on the SiCer substrate. To reach this goal, a method for combination of microelectronic and microelectromechanic designs is elaborated. By utilising this method, which is based on an analytical design model to synthesize resonator geometries from a given specification, the design of two consecutive types of oscillators is described, namely a single-frequency oscillator for oscillation frequencies up to 600 MHz and a multi-frequency oscillator for output frequencies in the upper MHz and the lower GHz range and reference frequencies of around 10 MHz. Both oscillator types are implemented in different variants and optimised towards compact design and low phase noise. The results of all preparations stand out from the state-of-the-art, both in assembly and utilised packaging technology, and in oscillation frequency and phase noise.

Furthermore, this thesis covers temperature dependence of MEMS resonators and oscillators, which is observed to be high compared to the thermal drift of commercially available quartz resonators and oscillators. The analytical design model for MEMS resonators was therefore modified towards temperature-dependent geometrical dimensions and material parameters. Measurements at different resonator geometries are then performed to verify the

analytical calculations. The experimentally-determined temperature coefficient of the resonant frequency is found to be between -26 ppm/K and -20 ppm/K, which reaches nearly the temperature coefficient of the analytical model with -28.1 ppm/K. Based on methods for temperature compensation published in literature, the analytical model is extended by a silicon-dioxide layer with a positive temperature coefficient to compensate for the present temperature dependence.

1

Einleitung

1.1 Multiphysikalischer Entwurf integrierter HF-MEMS-Schaltungen

Mikroelektromechanische Systeme (MEMS) sind als Bestandteile heutiger technologischer Systeme nicht mehr wegzudenken. Die Fülle an Anwendungen, die auf dem Einsatz von mikroelektromechanischen Bauelementen beruhen, wächst stetig. Beispiele hierfür sind die Automobilindustrie, Unterhaltungselektronik, Mobilkommunikation und die Medizintechnik [85]. Doch obwohl der Markt an MEMS-Bauelementen und -Systemen und das Portfolio an Produkten kontinuierlich wachsen, ist die dahinterstehende Technologie der Mikrosystemtechnik keinesfalls neu. Vielmehr kann sie als Folge der in den 1950er Jahren etablierten Silizium-Halbleitertechnologie gesehen werden [36, 117, 142]. Die Nutzung der in der Halbleitertechnologie entwickelten Verfahren zum Aufbau und der Strukturierung von Dünnschichten ermöglichte in den 1960er Jahren die Herstellung von ersten mikroelektromechanischen Strukturen in Form von auf einer Siliziumscheibe integrierten piezoresistiven Widerständen [142]. Trotz der andauernden Weiterentwicklung der Mikrosystemtechnik ist der Durchbruch der MEMS-Technologie erst mit der fortschreitenden Digitalisierung im Automobilbereich eingetreten. Die große Zahl an Sensoren und Aktoren, beispielsweise Lage-, Temperatur-, oder Beschleunigungssensoren, Mikrophone und Lautsprecher, die zudem mit geringer Baugröße und minimaler Leistungsaufnahme realisiert werden müssen, wäre ohne MEMS-Bauelemente nur schwer denkbar [85].

Mit der fortschreitenden Miniaturisierung integrierter Schaltungen und der damit verbundenen Erhöhung des Arbeitsfrequenzbereichs haben ebenfalls MEMS-basierte mikroelektronische Schaltungen Einzug in die Hochfrequenz (HF)-Technik gehalten. Die hier vorherrschenden Bau- und Funktionsgruppen sind MEMS-Schalter [95], MEMS-Resonatoren [88], MEMS-Filter [89] und MEMS-Oszillatoren [152]. Der Einsatz von Mikromechanik in HF-Schaltungen zeigt viele Vorteile im Vergleich zu konventionell und rein mikroelektronisch aufgebauten Systemen: Resonatoren zeichnen sich durch hohe Güten und niedrige Resonanzwiderstände aus [88], Filter durch eine geringe Einfügedämpfung [89], Schalter durch eine hohe Isolation im Aus- und eine geringe Einfügedämpfung im An-Zustand sowie einer sehr

geringen Leistungsaufnahme [95] und Oszillatoren durch ein geringes Phasenrauschen [124]. Die beiden Herausforderungen im Einsatz MEMS-basierter Funktionsgruppen sind der Entwurf sowie der Aufbau der multiphysikalischen Schaltungen, welche nicht nur MEMS-Bau-elemente, sondern ebenfalls HF-Strukturen, wie Leitungsbau-elemente und externe Baugruppen, beispielsweise Schaltkreise der Complementary Metal-Oxide Semiconductor (CMOS)-Technologie, beinhalten.

Die von der DFG geförderte Forschungsgruppe Multiphysikalische Synthese und Integration komplexer Hochfrequenz-Schaltungen (*MUSIK*) hat es sich zur Aufgabe gemacht, Methoden zum Entwurf multiphysikalischer Systeme auf Basis der neuartigen Silizium-Keramik (SiCer)-Technologie zu erarbeiten. Das Ziel ist eine einheitliche Entwurfsmethodik, in der mikroelektronische und mikroelektromechanische Baugruppen im jeweiligen HF-System gleichermaßen entworfen werden sollen. Diese Entwurfsmethodik wird mit dem SiCer-Verbands substrat technologisch komplettiert. Das SiCer-Substrat besteht aus einer Schichtenstruktur der Keramiktechnologie Low-temperature Co-fired Ceramic (LTCC), auf der ein Silizium-Wafer aufgebondet wird [28]. Damit ist es möglich, die Vorteile der beiden Technologien zu kombinieren: HF-Strukturen werden auf und in dem LTCC-Teil und MEMS-Bau-elemente auf dem Siliziumteil gefertigt. Weiterhin wird die Bestückung externer Bau- und Funktionsgruppen wie CMOS-Schaltkreise auf der LTCC-Seite ermöglicht [28]. Damit ist das SiCer-Substrat sehr gut für den Entwurf und die Realisierung multiphysikalischer Systeme geeignet. Als Demonstrator dieser Prinzipien dient im Projekt *MUSIK* der in Abbildung 1.1 dargestellte Sendeempfänger für den 4G-Mobilfunkstandard Long-Term Evolution (LTE) [28].

Der Systementwurf ist bewusst auf den Einsatz von multiphysikalischen Bau- und Funktionsgruppen, mit MEMS-Schaltern und -Oszillatoren sowie akustischen Filtern ausgelegt. Die Architektur des Demonstrators entspricht dem eines Überlagerungs-Sendeempfängers [133]. Um das eingangsseitige HF-Signal nach der Filterung mittels akustischen Bauelementen, beispielsweise Surface Acoustic Wave (SAW) oder Bulk Acoustic Wave (BAW), und der anschließenden rauscharmen Vorverstärkung mit einem Low-Noise Amplifier (LNA) analog weiterverarbeiten zu können, muss es auf eine niedrigere Frequenz, die sogenannte Zwischenfrequenz (ZF), herabgesetzt werden [133]. Dieser Vorgang wird von einem Mischer bewerkstelligt, der aus zwei einfallenden Frequenzen je einen Summen- und einen Differenzanteil erzeugt [133]. Die zweite dafür benötigte Frequenz stellt ein Lokaloszillator (LO) bereit, der den Mittelpunkt der hier vorliegenden Arbeit darstellt und in Abbildung 1.1 blau hinterlegt ist. Einerseits muss der LO ein niedriges Phasenrauschen aufweisen, damit die Verarbeitung des empfangenen Signals möglichst fehlerfrei weitergeführt werden kann, andererseits sind auch andere Parameter des Oszillators wie die Baugröße oder die Art der Implementierung entscheidend, worauf später im Detail eingegangen wird.

1.2 Motivation und Zielstellungen

Der integrierte MEMS-Oszillator stellt einen wichtigen Kernpunkt in der Forschungsgruppe *MUSIK* dar. Durch seinen multiphysikalischen Aufbau aus MEMS-Resonator, CMOS-Schaltkreis und HF-Verdrahtung dient er als sehr gutes Demonstrationsbeispiel für die Möglichkeiten und Vorteile des SiCer-Substrates. Während der Resonator im Siliziumteil des SiCer-Substrates gefertigt wird, dient der LTCC-Teil zur Verdrahtung der Gesamtschaltung sowie zur Bestückung und Spannungsversorgung der CMOS-Schaltung mit Verstärkern sowie weitere Teilschaltungen und Bauelemente [125].

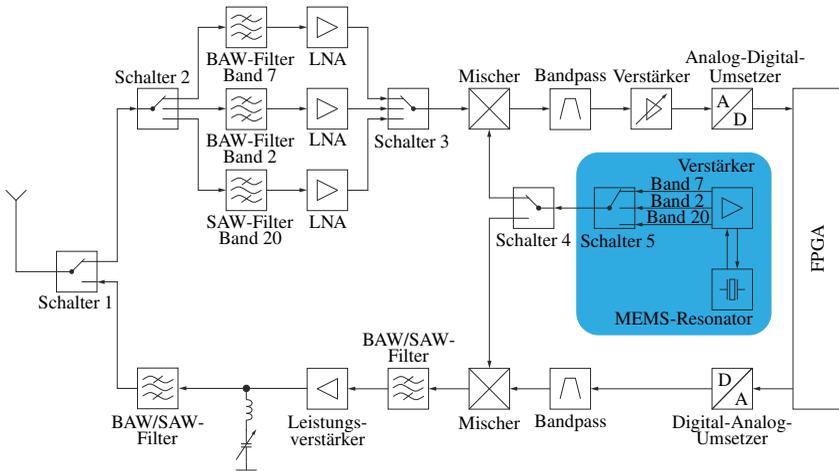


Abbildung 1.1: Blockschaltbild des *MUSIK*-Demonstrators [28]. Dargestellt sind drei Empfangspfade sowie ein Sendepfad. Der für diese Arbeit entscheidende MEMS-Oszillator ist hellblau hinterlegt.

Gleichzeitig wird ein gut durchdachter und hierarchieübergreifender Entwurf benötigt, um zielgerichtet MEMS-basierte HF-Oszillatoren entwickeln, simulieren und implementieren zu können. Trotz der etwa gleichaltrigen Technologien MEMS und CMOS existieren für den Entwurf mikroelektronischer Schaltungen weithin etablierte Entwurfsrichtlinien und detaillierte Modelle, während der Entwurf von MEMS-Resonatoren meist mittels Geometriemodifikationen, ressourcenaufwändigen Simulationen, beispielsweise mit der Finite-Elemente-Methode (FEM) sowie komplexen und wenig intuitiven mathematischen Modellen vollzogen wird [12, 82]. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 1.2 verdeutlicht [119].

Doch gerade für HF-Oszillatoren mit immer höheren Anforderungen an Leistungsparameter wie Langzeitfrequenzstabilität, Ausgangsleistung oder Phasenrauschen wird ein durchgehender Entwurfsablauf in der Mikroelektronik und Mikroelektromechanik gleichermaßen benötigt. Während im Resonatorentwurf oftmals von der Geometrie auf die elektrischen Parameter geschlossen wird, etwa aus Messreihen oder Simulationen, wäre für einen strukturierten Entwurfsablauf die genau entgegengesetzte Vorgehensweise nötig: von der Spezifikation, über ein elektrisches Modell, welches für Simulationen genutzt werden kann, bis hin zur Synthese einer geeigneten Resonatorgeometrie.

Mit dieser Arbeit soll der strukturierte Entwurf von MEMS-basierten HF-Schaltungen am Beispiel von MEMS-Oszillatoren in Richtung eines durchgängigen Entwurfsablaufs von Mikroelektronik und Mikroelektromechanik vorangetrieben werden. Dazu bedarf es einer genauen Analyse des Einflusses physikalischer Effekte im MEMS-Resonator, beispielsweise hohe Eingangsleistungen oder wechselnde Umgebungstemperatur, um darauf aufbauend eine Simulations- und Entwurfsstrategie für MEMS-Oszillatoren abzuleiten. Diese wird dann anhand mehrerer MEMS-Oszillator-Entwürfe auf dem SiCer-Substrat verifiziert. Da die Aufbau- und Verbindungstechnik auf dem SiCer-Substrat als eher unkonventionell eingestuft werden kann,

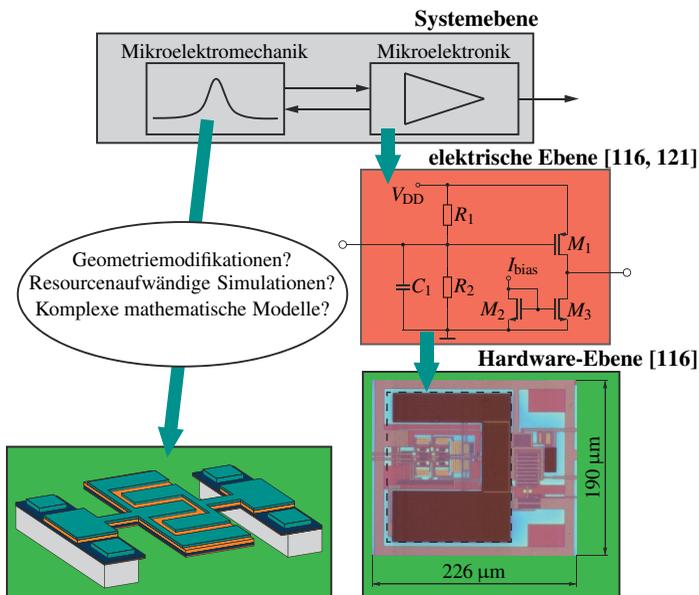


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des Entwurfs von MEMS-Oszillatoren [119]. Während Entwurfsstrategien für CMOS-Schaltungen auf mehreren Hierarchieebenen (Systemebene – grau, elektrische Ebene – rot, Hardware-Ebene – grün) gut etabliert sind, ist der Entwurf des MEMS-Resonators noch immer nicht hierarchisch strukturiert.

werden weiterhin Entwurfsrichtlinien und Optimierungsstrategien erarbeitet, um bestmögliche Resultate in der Fertigung sowie in den HF-Eigenschaften zu erzielen.

1.3 Aufbau der Arbeit

Kapitel 2 behandelt theoretische Betrachtungen und Modellierungsansätze für MEMS-Resonatoren und -Oszillatoren. Dabei wird ein analytischer Ansatz zum hierarchischen Entwurf von MEMS-Resonatoren vorgestellt, der als Simulationsmodell für den Entwurf von MEMS-Oszillatoren und der Analyse deren Temperaturabhängigkeit und Nichtlinearität genutzt werden kann. Weiterhin leitet Kapitel 2 in die verschiedenen Topologien von MEMS-Oszillatoren ein und beschreibt das Phasenrauschen und die dabei wichtigen Parameter von Resonatoren und Oszillatoren. Eine Beschreibung der Verfahren zur messtechnischen Charakterisierung und Auswertung rundet das Kapitel ab.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit der technologischen Realisierung von MEMS-Oszillatoren. Auf eine Neudefinition der für integrierte HF-Schaltungen wichtigen Parameter *Integrationsgrad* und *Miniaturisierungsgrad* folgt eine kurze Beschreibung der technologischen Verfahren für die Fertigung und den Aufbau von MEMS-Resonatoren und -Oszillatoren. Die detaillierte Beschreibung des SiCer-Substrats, dessen Fertigungsablauf und Vorzüge bilden den Ab-

schluss von Kapitel 3.

Das in Kapitel 2 abgeleitete analytische temperaturabhängige Entwurfsmodell für MEMS-Resonatoren wird in Kapitel 4 verifiziert. Zunächst wird anhand einer Simulation das Zusammenspiel von Mikroelektromechanik und Mikroelektronik untersucht. Im Anschluss wird die Temperaturabhängigkeit des analytischen Modells anhand von Messungen in einer Vakuummesskammer verifiziert und darauf aufbauend werden verschiedene Ansätze zur Kompensation der Temperaturabhängigkeit erläutert und exemplarisch mit Hilfe des analytischen Modells berechnet.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit dem Entwurf und der Implementierung eines Festfrequenzoszillators auf dem SiCer-Substrat. Dafür werden eine Einführung in die Entwurfsrichtlinien der SiCer-Technologie gegeben, eine Methodik zum vereinheitlichten und optimierten Entwurf erarbeitet und anschließend der Oszillator mit dem analytischen Modell konzipiert, entworfen und simuliert. Verschiedene Aufbauvarianten und abschließend der Aufbau auf dem SiCer-Substrat werden präsentiert und messtechnisch untersucht.

Kapitel 6 befasst sich mit dem komplexesten Entwurf der vorliegenden Arbeit und beschreibt den Entwurf, die Simulation sowie Fertigung und Verifikation eines Mehrfrequenzoszillators auf dem SiCer-Substrat. Dieses Kapitel zeigt die Vorteile der Kombination aus dem hierarchischen Entwurfskonzept von MEMS-Oszillatoren, den Möglichkeiten und Vorteilen des SiCer-Substrats sowie der Verwendung integrierter Schaltkreise für den mikroelektronischen Teil des Oszillators, welche eine deutliche Erhöhung des Integrations- und Miniaturisierungsgrades erlaubt.

Kapitel 7 vergleicht die Ergebnisse der Arbeit mit dem Stand der Technik, fasst die Arbeit anhand der wichtigsten Eckpunkte thematisch zusammen und gibt einen Ausblick auf zukünftige Arbeiten an MEMS-basierten HF-Schaltungen auf dem SiCer-Substrat.

2

Theoretische Grundlagen und Modellierung von MEMS-Oszillatoren

Dieses Kapitel gibt dem Leser eine Einführung in die Thematik von MEMS-Oszillatoren sowie in deren mathematisch-physikalische Grundlagen. Nach der Erläuterung der allgemeinen theoretischen Hintergründe von Oszillatorschaltungen schließt sich eine Einführung in das physikalische Verhalten von MEMS-Resonatoren an. Die Abschnitte über Schaltungskonzepte integrierter MEMS-Oszillatoren, deren Phasenrauschen sowie die messtechnische Charakterisierung bilden den Abschluss dieses Kapitels.

2.1 Schwingbedingung von Oszillatoren

Die Schwingbedingung von Oszillatoren stützt sich auf das Modell des einfachen Regelkreises, welcher in Abbildung 2.1 dargestellt ist [10]. Dieser weist in Vorwärtsrichtung eine Übertragungsfunktion $A_v(j\omega)$ und im Rückwirkungszeit eine Übertragungsfunktion $\beta(j\omega)$ auf. Das Eingangssignal wird mit $X(j\omega)$, das Ausgangssignal mit $Y(j\omega)$ beschrieben. Für gewöhnlich wird für $A_v(j\omega)$ ein breitbandiger elektronischer Verstärker und für $\beta(j\omega)$ ein frequenzselektives Netzwerkelement verwendet, welches die Schwingfrequenz des Oszillators festlegt [39].

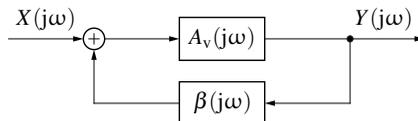


Abbildung 2.1: Blockschaltbild des einfachen Regelkreises mit der Vorwärtsübertragungsfunktion $A_v(j\omega)$, der Rückwärtsübertragungsfunktion $\beta(j\omega)$, dem Eingangssignal $X(j\omega)$ und dem Ausgangssignal $Y(j\omega)$ [10]

Mit Hilfe von Abbildung 2.1 lässt sich die Gleichung für $Y(j\omega)$ wie folgt aufstellen:

$$Y(j\omega) = A_v(j\omega) \cdot X(j\omega) + A_v(j\omega) \cdot \beta(j\omega) \cdot Y(j\omega). \quad (2.1)$$

Um eine Oszillation hervorzurufen, muss bei Abwesenheit des Eingangssignals $X(j\omega)$ ein Ausgangssignal $Y(j\omega)$ existieren. Mit $X(j\omega) = 0$ vereinfacht sich (2.1) zu

$$Y(j\omega) = A_v(j\omega) \cdot \beta(j\omega) \cdot Y(j\omega). \quad (2.2)$$

Daher lautet die Bedingung zur Erzeugung eines Ausgangssignals ohne vorhandenes Eingangssignal $A_v(j\omega) \cdot \beta(j\omega) = 1$, welche aufgrund ihrer Entdeckung im Jahre 1920 nach dem deutschen Physiker Heinrich Barkhausen benannt ist [10, 39]. Der Term $A_v(j\omega) \cdot \beta(j\omega)$ wird auch als Übertragungsfunktion des offenen Kreises oder als Schleifenverstärkung (engl.: *loop gain*) $LG(j\omega)$ bezeichnet [39, 61, 133]. Das Barkhausenkriterium lässt sich zur besseren Veranschaulichung in Betrag und Phase darstellen:

$$\begin{aligned} |A_v(j\omega) \cdot \beta(j\omega)| &= 1, \\ \arg[A_v(j\omega) \cdot \beta(j\omega)] &= n \cdot 2\pi. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Eine Selbsterregung tritt also genau dann auf, wenn das Ausgangssignal phasenrichtig rückgekoppelt wird (Phasenbedingung) und dabei die durch die Rückkopplung $\beta(j\omega)$ hervorgerufene Signaldämpfung durch die Verstärkung $A_v(j\omega)$ kompensiert wird (Amplitudenbedingung) [10]. Zum Zeitpunkt des Anschwingens muss aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften des verstärkenden Elements der Betrag der Schleifenverstärkung größer als eins sein. Der Verstärker verlässt für größere Amplituden seinen linearen Bereich, was wiederum eine Reduzierung der Spannungsverstärkung bewirkt. Der Betrag der Schleifenverstärkung wird dann wieder eins. Beim Entwurf eines Oszillators ist also zu beachten, dass der Verstärker die Verluste des rein passiven frequenzselektiven Netzwerkes kompensiert und dadurch die gewünschte Schwingung ermöglicht. Für den erfolgreichen Entwurf eines Oszillator-Verstärkers ist somit eine genaue Kenntnis der Beschaffenheit des Rückkoppelnetzwerkes $\beta(j\omega)$ nötig.

Für die Konkretisierung dieser Erläuterungen auf elektrische bzw. elektromechanische Problemstellungen wird im Folgenden das Modell des Vierpoloszillators genutzt. Die Ein- und Ausgänge der Einzelblöcke $A_v(j\omega)$ und $\beta(j\omega)$ werden dabei jeweils durch ein Klemmenpaar mit Klemmenspannung und -strom repräsentiert. Dabei erweist es sich als zweckdienlich, sowohl den Verstärker ($A_v(j\omega)$) als auch die frequenzselektive Rückkopplung ($\beta(j\omega)$) mit Y-Parametern zu beschreiben:

$$\begin{aligned} I_1 &= y_{11} \cdot U_1 + y_{12} \cdot U_2, \\ I_2 &= y_{21} \cdot U_1 + y_{22} \cdot U_2. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Weiterhin handelt es sich bei der Verschaltung der einzelnen Elemente des Oszillatorkreises, bedingt durch deren elektrische Schaltbilder mit Massebezug an Ein- und Ausgangstoren, um eine Parallel-Parallel-Schaltung, wie im Verlauf der Arbeit noch anhand mehrerer Entwurfsbeispiele von MEMS-Oszillatoren gezeigt wird [39, 141]. Diese Rückkopplungsvariante hat den Vorteil, dass die Y-Matrizen von Verstärker und Rückkopplung einfach addiert und als eine einzige Y-Matrix verwendet werden können. Abbildung 2.2 zeigt dabei in (a) das Schaltbild der offenen Kette und in (b) das des geschlossenen Kreises [141]. Auf das Schaltbild der offenen Kette lässt sich die komplexe Übertragungsfunktion $\beta(j\omega)$ anwenden und man erhält für die Spannung U'_1 gemäß [141]:

$$U'_1 = U_1 - U'_2 = U_1 - \beta(j\omega) \cdot U_2. \quad (2.5)$$

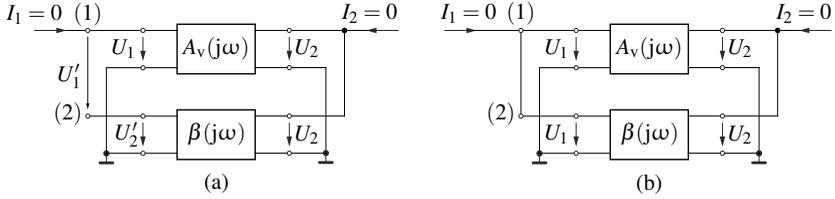


Abbildung 2.2: Darstellung eines Vierpoloszillators als Parallel-Parallel-Schaltung [141]. In (a) ist die offene Kette und in (b) der geschlossene Kreis dargestellt. $A_v(j\omega)$ und $\beta(j\omega)$ symbolisieren die Übertragungsfunktionen des Verstärkers und des Rückkopplnetzwerkes. Die äußeren Spannungen sind U_1 , U_1' , U_2 und U_2' , die in die Schaltung fließenden Ströme I_1 und I_2 .

Für den Fall, dass $U_1 = \beta(j\omega) \cdot U_2$ ist, wird die äußere Spannung U_1' zu null und der Kreis kann geschlossen werden. Beim Kurzschluss des Klemmenpaares (1) – (2) erkennt man, dass der Eingangsstrom in den Verstärker alleine durch die Rückkopplung bereitgestellt wird. Wenn man weiterhin davon ausgeht, dass keine Last an den Oszillator angeschlossen wird, bedeutet dies für die Y-Parameter, dass alle in die Schaltung hineinfließenden Ströme rechnerisch gleich null gesetzt werden können. Das resultierende Gleichungssystem des Oszillatorkreises in Y-Parameter-Darstellung lautet folglich:

$$\begin{aligned} y_{11} \cdot U_1 + y_{12} \cdot U_2 &= 0, \\ y_{21} \cdot U_1 + y_{22} \cdot U_2 &= 0. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die Voraussetzung dafür ist, dass die beiden Spannungen im geschlossenen Kreis, U_1 und U_2 voneinander verschieden sind, da sonst keine Oszillation eintritt [141]. Durch Umstellen von (2.6) erhält man

$$\begin{aligned} \frac{U_1}{U_2} &= -\frac{y_{12}}{y_{11}}, \\ \frac{U_2}{U_1} &= -\frac{y_{21}}{y_{22}} \end{aligned} \quad (2.7)$$

und damit

$$y_{11} \cdot y_{22} - y_{12} \cdot y_{21} = \det Y = 0, \quad (2.8)$$

was als Schwingbedingung in Y-Parameter-Darstellung bezeichnet werden kann [141]. Beide Schwingbedingungen sind ineinander überführbar, da die beiden Gleichungen in (2.7) jeweils die Spannungsübertragungsfunktionen $\beta(j\omega)$ und $A_v(j\omega)$ ergeben, deren Produkt den Wert 1 erfordert. Weitere Konkretisierungen zu der Schwingbedingung von Oszillatoren sind im Abschnitt 2.4 zu finden.

2.2 Stand der Technik zum Entwurf von MEMS-Oszillatoren

Der Stand der Technik des multiphysikalischen Entwurfes lässt sich gut aus [82] ableiten. Während im Mikroelektronik-Bereich die sogenannte Top-Down-Strategie dominiert [33], in

der verschiedene Hierarchieebenen zur besseren Strukturierung des Entwurfsprozesses genutzt werden, geschieht der MEMS-Entwurf noch relativ unsystematisch und nicht abstrahiert mithilfe des Prinzips nach Versuch und Irrtum bzw. durch die Optimierung einer schon festgelegten Geometrie mittels aufwändiger 3D-Simulation [88]. Es kann daher konstatiert werden, dass hierbei die aus der Schaltungstechnik bekannte Bottom-Up-Verifikation Verwendung findet [33], bei der eine gefertigte Struktur messtechnisch charakterisiert und in Modelle verschiedener Hierarchieebenen überführt wird. Dies erschwert es auch, mikroelektronische und mikroelektromechanische Baugruppen gemeinsam zu entwerfen und zu simulieren. Heutige MEMS-basierte HF-Schaltungen werden daher aus einer Kombination beider Grundgedanken, dem ebenfalls aus dem Elektronikentwurf stammenden Meet-In-The-Middle-Ansatz entwickelt [33], bei dem sich der Aufgabe der Schaltungsentwicklung von beiden Seiten genähert wird. Mit der Herangehensweise des durchgehenden Entwurfs soll im Rahmen dieser Arbeit ein modellbasierter und abstrahierter Entwurfsstil sowie die gemeinsame Simulation multiphysikalischer Systeme ähnlich dem Top-Down-Prinzip etabliert werden [82], um Mikroelektronik und Mikroelektromechanik stärker zu vernetzen.

Im Bereich der analogen integrierten Schaltungstechnik hat sich eine Entwurfsstrategie etabliert, in der der Schaltungsentwickler von der Idee einer Schaltung bis zu deren Fertigung die große Entwurfsaufgabe in eine Vielzahl kleinerer Entwurfsschritte unterteilt [6]: Der Entwurfsprozess startet mit der Idee, welche eine mögliche Realisierung der in der Spezifikation geforderten Funktion darstellt. Dieser Schritt ist sehr kritisch, da er die maximale Leistungsfähigkeit der späteren Schaltung festlegt. In der darauf folgenden Entwurfsdefinition wird die Idee der Schaltung konkretisiert und die Funktion der Schaltung in verschiedene Blöcke unterteilt, welche dann implementiert werden. Nach dem Aufbau der Schaltungsblöcke am Rechner erfolgt die Simulation der Einzelblöcke und der Gesamtschaltung. Währenddessen werden die Simulationsergebnisse ständig mit der gegebenen Spezifikation verglichen und die Schaltung daraufhin optimiert. Ist ein Optimum gefunden, so erfolgt die Überführung in ein Schaltungslayout, also die physikalische Repräsentation der Bauelemente durch Maskendaten für die Fertigung. Durch sehr genaue Modelle ist es im Bereich der integrierten Schaltungstechnik möglich, parasitäre Bauelemente, z.B. Widerstände und parasitäre Kapazitäten von Leitungsstrukturen, aus dem Layout heraus zu berechnen und in die Simulation einzubinden und damit das Layout zu optimieren. Im Anschluss daran ist die Schaltung für die Fertigung bereit und kann danach vermessen werden.

Diese Methodik gilt es im Rahmen dieser Forschungsarbeit auf MEMS-Oszillatoren zu übertragen. Da sich der Entwurf von integrierten Schaltungen in der Industrie bereits seit Jahrzehnten etabliert hat, ist es für den Entwurf von MEMS-Oszillatoren zweckdienlich, sich der Modellierung des Resonators zu widmen und für diesen Entwurfs- und Simulationsmodelle zu betrachten.

2.3 Multiphysikalische Modellierung piezoelektrischer MEMS-Resonatoren

Der folgende Abschnitt widmet sich der Beschreibung von MEMS-Resonatoren und befasst sich mit deren Modellierung auf mechanischer und elektrischer Ebene, der Simulation sowie Änderungen der Betriebsgrößen durch Temperaturschwankungen und nichtlineare Effekte.

2.3.1 Grundlagen zum piezoelektrischen Effekt

Der piezoelektrische Effekt beschreibt die Verkopplung der physikalischen Größen aus Mechanik und Elektronik [9, 69]. Er leitet sich vom griechischen *piezein* \equiv drücken ab [9, 69]. Um den Effekt analysieren zu können, ist es an dieser Stelle sinnvoll, vorerst mechanische und elektrische Gleichungen separat als skalare Größen aufzustellen [9, 69, 70]:

$$\begin{aligned} F &= S \cdot A, \\ \xi &= du/dx, \\ \xi &= s \cdot S, \\ S &= c \cdot \xi. \end{aligned} \tag{2.9}$$

Dabei sind F die wirkende Kraft und A deren Wirkfläche und S die daraus resultierende mechanische Spannung. ξ beschreibt die elastische Dehnung, welche als Ableitung der Verschiebung u nach dem Ort x definiert ist. s und c stellen die elastischen Konstanten dar und dienen zur Beschreibung des Hooke'schen Gesetzes [134].

Die elektrischen Feldgrößen lassen sich anhand der folgenden Gleichungen formulieren:

$$\begin{aligned} Q &= \int_A D dA \approx D \cdot A, \\ E &= dU/dx \approx U/x, \\ D &= \varepsilon \cdot E. \end{aligned} \tag{2.10}$$

Hierbei sind folgende elektrische Größen zu nennen: Die elektrische Ladung Q ergibt sich aus dem Integral der elektrischen Verschiebung D über deren Wirkfläche A und berechnet sich unter Vernachlässigung von Randeffekten sowie mit einem über der Fläche A konstanten Verschiebung D als Produkt aus D und A . Die elektrische Feldstärke E ist der Gradient der elektrischen Spannung U nach dem Ort x und kann im Falle der Möglichkeit, Randeffekte zu vernachlässigen durch U/x ausgedrückt werden. Die Verketzung von E und D geschieht durch die Permittivität ε . Vereinfachend sind die beiden Gleichungssysteme mit Skalaren notiert.

Der piezoelektrische Effekt verbindet (2.9) und (2.10) durch Verkopplung der Feldgrößen. Hierfür werden die skalaren elektrischen und mechanischen Größen aufgrund der möglichen Anisotropie der wirkenden Effekte in Vektoren und Matrizen überführt. Dabei ist zu beachten, dass Vektoren jeweils mit einem Index ausgestattet sind und Matrizen mit zwei Indizes, Skalare bleiben weiterhin ohne Index. Weiterhin muss bedacht werden, dass die mechanischen Größen jeweils Komponenten in sechs Richtungen vorweisen (drei in Richtung der kartesischen Koordinaten x_1, x_2, x_3 als Normalspannung/-dehnung und drei orthogonal dazu als Scherspannung/-dehnung) und die elektrischen Größen lediglich in drei Richtungen (kartesisch) [9, 69]. Das Resultat kann dann in nachstehenden Formeln beschrieben werden [1, 9, 69, 70]:

$$\begin{aligned} S_k &= c_{ki}^E \xi_i - e_{jk} E_j, \\ D_i &= \varepsilon_{ij}^E E_j + e_{i1} \xi_1. \end{aligned} \tag{2.11}$$

Die Wertebereiche der Indizes sind dabei: $k, l \in \{1; 2; 3; 4; 5; 6\}$ und $i, j \in \{1; 2; 3\}$. Die Gleichungen in (2.11) werden auch als piezoelektrische Zustandsgleichungen bezeichnet [9, 69, 70]. Die hochgestellten E und ξ bedeuten eine Konstanz des elektrischen Feldes respektive der elastischen Dehnung. Die entscheidenden Erweiterungen der rein mechanischen bzw. elektrischen Gleichungen werden durch den piezoelektrische Koeffizienten e_{jk}/e_{i1} geliefert.

Eine weitere Form, welche in dieser Arbeit genutzt wird, lässt sich gemäß [1, 9, 69, 70] folgendermaßen darstellen:

$$\begin{aligned}\xi_i &= s_{ik}^E S_k + d_{ji} E_j, \\ D_i &= \varepsilon_{ij}^S E_j + d_{ik} S_k.\end{aligned}\quad (2.12)$$

Um von (2.11) zu (2.12) zu gelangen, werden die vorher definierten mechanischen und elektrischen Gleichungen (2.9) und (2.10) genutzt und weiterhin der piezoelektrische Koeffizient d_{ji} bzw. d_{ik} eingeführt, welche mittels Koeffizientenvergleich wie folgt berechnet wird [54]:

$$d_{ji} = e_{jk} \cdot (c_{ki}^E)^{-1}.\quad (2.13)$$

Diese Formeln werden im Folgenden vereinfacht und auf die aktuelle Problemstellung angewendet. Das theoretische Modell des hier betrachteten Resonators ist der freie Längsschwinger, welcher den piezoelektrischen Quereffekt ausnutzt und in Abbildung 2.3 grafisch verdeutlicht wird [9, 69, 70, 122, 123].

Der Quereffekt birgt einige Randbedingungen und Reduktionen der mathematischen Ausdrücke. Diese sind: $S_{2..6} = D_{1..2} = E_{1..2} = 0$ [9, 54, 69, 70, 123]. Die auf die Querschnittsfläche A angreifende Kraft F weist hierbei nur eine Komponente in x_1 -Richtung auf und wird daher als skalare Größe behandelt. Die piezoelektrischen Zustandsgleichungen vereinfachen sich durch den reinen Quereffekt zu:

$$\begin{aligned}\xi_1 &= s_{11}^E S_1 + d_{31} E_3, \\ D_3 &= \varepsilon_{33}^S E_3 + d_{31} S_1.\end{aligned}\quad (2.14)$$

Dabei ist die elastische Konstante s_{11}^E als Kehrwert des Elastizitätsmoduls E_Y bekannt und entspricht dem Element (1,1) der Inversen der c_{ki}^E -Matrix [54] für den Quereffekt. An dieser Stelle ist es wichtig, dass E_Y nicht c_{11}^E entspricht, da die mechanischen Spannungen $S_{2..6}$ zwar null sind, dafür aber dennoch mechanische Dehnung in den Richtungen aufkommen kann.

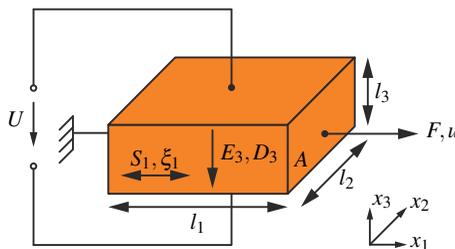


Abbildung 2.3: Modell eines Referenzkörpers für den piezoelektrischen Quereffekt inklusive wirkender Effekte in mechanischer (Kraft F , mechanische Spannung S_1 , Dehnung ξ_1 , mechanische Verschiebung u bedingt durch die Kräfteinwirkung) und elektrischer Domäne (Feldstärke E_3 , elektrische Verschiebung D_3 , elektrische Spannung U) [9, 69, 70, 122, 123]. Die Maße des Körpers sind l_1 , l_2 und l_3 , die Querschnittsfläche der Kraft F ist A .

Daher ist S_1 auch von $\xi_{2..3}$ abhängig [54]. Es folgt:

$$E_Y = \frac{1}{s_{11}^E} = \frac{1}{\left[(c_{kl}^E)^{-1} \right]_{11}}. \quad (2.15)$$

Der Poisson-Effekt, welcher das Verhältnis der Dehnungen in x_2 - und x_1 -Richtung beschreibt [46], kann für die hier behandelten piezoelektrischen Resonatoren mit Quereffekt vernachlässigt werden. Das elektrische Feld in x_3 -Richtung weist, abhängig von der Dicke der piezoelektrischen Schicht und der darüber abfallenden Spannung, Werte von bis zu $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ auf. Bei einer piezoelektrischen Konstante d_{31} von etwa $-2 \text{ pm}/\text{V}$ [49] ergibt sich eine mechanische Dehnung von $2 \cdot 10^{-6}$. Mit typischen Poissonzahlen aus der Literatur, d.h. 0,287 für das Dehnungsverhältnis in x_2 - und x_1 -Richtung [71], ist für eine Anregung in x_1 -Richtung die resultierende Dehnung in x_2 -Richtung kleiner als $1 \cdot 10^{-6}$ und daher unbedeutend für die analytische Berechnung. Betrachtet man einen Resonator der Länge $l_2 = 100 \mu\text{m}$ in x_2 -Richtung, welcher eine Anregung in Form eines elektrischen Feldes der Feldstärke $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ in x_3 -Richtung erhält und folglich eine mechanische Dehnung in x_1 -Richtung zeigt, so resultiert eine durch den Poisson-Effekt hervorgerufene Dehnung in x_2 -Richtung von $57,4 \text{ pm}$, welche im Vergleich zur absoluten Länge vernachlässigbar klein ist [123].

Stellt man die erste Gleichung aus (2.14) nach S_1 um und setzt sie in die zweite ein, so resultiert:

$$D_3 = \epsilon_{33}^S E_3 + d_{31} \left(\frac{1}{s_{11}^E} \xi_1 - \frac{d_{31}}{s_{11}^E} E_3 \right) = \epsilon_{33}^S \left(1 - \frac{d_{31}^2}{\epsilon_{33}^S s_{11}^E} \right) E_3 + \frac{d_{31}}{s_{11}^E} \xi_1. \quad (2.16)$$

Der Koeffizientenvergleich mit dem zweiten Teil von (2.11) ergibt sodann [9, 54, 69]:

$$\epsilon_{33}^{\xi} = \epsilon_{33}^S \left(1 - \frac{d_{31}^2}{\epsilon_{33}^S s_{11}^E} \right) = \epsilon_{33}^S \left(1 - \frac{d_{31}^2 E_Y}{\epsilon_{33}^S} \right). \quad (2.17)$$

Der Term $d_{31}^2 E_Y / \epsilon_{33}^S$ wird piezoelektrischer Koppelfaktor genannt, welcher als k_T^2 bezeichnet wird [25, 69, 70]. Der Koppelfaktor stellt den Wirkungsgrad der Umsetzung von mechanischer in elektrische Energie und zurück dar [69]. Qualitativ lässt sich damit der Anteil des elektrischen Feldes beschreiben, der ohne Verlustmechanismen in mechanischer Energie und damit nicht in einer elektrischen Verschiebung resultiert.

Mit Hilfe dieser Gleichungen lassen sich die Kopplungen zwischen den elektrischen und mechanischen Größen an Ein- und Ausgang des Resonators gut beschreiben. Die bisherigen Herleitungen und Ergebnisse werden in den nächsten Abschnitten genutzt, um eine Resonatorschicht analytisch zu beschreiben und die Ersatzschaltbildparameter herzuleiten.

2.3.2 Analytische Modellierung von MEMS-Resonatoren

Das Ziel der Modellierung der MEMS-Resonatoren ist die Ableitung eines elektrischen Schaltungsmodells, welches zur Simulation von Oszillatorschaltungen genutzt werden kann und weiterhin einerseits hilft, die geometrischen Größen sowie Materialparameter in ein äquivalentes Ersatzschaltbild mit konzentrierten Elementen umrechnen zu können sowie andererseits aus einem elektrischen Schaltbild eine Geometrie zu synthetisieren.

Die Resonator-Topologie, welche für die vorliegende Arbeit ausgesucht wurde, ist der in Abbildung 2.4 dargestellte MEMS-Lambwellen-Konturmoden-Resonator. Lambwellen sind Wellen, die sowohl in Ausbreitungsrichtung (longitudinal) als auch senkrecht dazu (transversal) eine Auslenkung aufweisen [140]. Dabei spricht man von Konturmoden, wenn die Resonanzfrequenz des Resonators allein durch die Konstruktion der Oberfläche bestimmt wird und nicht durch die Schichtdicke des piezoelektrischen Materials [88]. Der MEMS-Resonator wird auf einem Substrat aus Silizium (Si) prozessiert. Für die Technologie wird eine Startschicht aus Aluminiumnitrid (AlN) benötigt, worauf die Masseelektrode aus Molybdän (Mo) aufgebracht wird. Die darauffolgende AlN-Schicht bildet die piezoelektrische Lage. Als Ein- und Ausgänge dienen Elektroden aus Aluminium (Al), welche eine interdigitale Struktur aufweisen [77, 91, 117]. Die Ein- und Ausgangselektroden sind über die Anker mit der Fingerstruktur verbunden. Diese definiert, wie später gezeigt wird, die Resonanzeigenschaften der Anordnung.

Im Folgenden wird die angegebene Struktur schrittweise untersucht. Vorerst wird anhand des mechanischen Längsschwingers die rein mechanische Differentialgleichung (DGL) aufgestellt. Im Anschluss wird diese durch Verlustterme und die Anregung erweitert. Die genaue Betrachtung eines Basisresonators mit zwei Elektrodenfingern liefert daraufhin die Lösung der DGL und erlaubt es, ein äquivalentes elektrisches Ersatzschaltbild für den betrachteten MEMS-Resonator zu berechnen.

Wellengleichung des mechanisch angeregten Längsschwingers

Der Ansatz zur analytischen Berechnung der MEMS-Resonatoren stützt sich auf die Betrachtung der mechanischen Spannung in einer Resonatorschicht aus AlN, welche sich auf das Modell des rechtsseitig angeregten Längsschwingers reduzieren lässt, siehe dazu Abbildung 2.5 [45, 53, 122, 123]. Da das Modell zur einfacheren Betrachtung eindimensional ausgeführt ist, wird auf dieser Stelle auf die Verwendung von Indizes verzichtet und x als unabhängige Richtungsvariable verwendet.

Für die mikroskopische Betrachtung der angreifenden Kräfte, Spannungen und wirkenden Verschiebungen innerhalb des Schwingers wird eine infinitesimal dünne Scheibe dx an der Stelle x_0 betrachtet (untere Hälfte von Abbildung 2.5). Der auf diese Scheibe wirkende Anteil der gesamten externen Kraft F beträgt $\partial F / \partial x \cdot dx$ [45]. Durch die elastischen Eigenschaften des Materials wird zudem eine elastische Spannung hervorgerufen, welche bedingt durch die längs gerichtete Verformung des Balkens an der linken und rechten Seite verschieden sein muss. Links der Scheibe beträgt die Spannung S , rechts $S + \partial S / \partial x \cdot dx$. Die Differenz der beiden Spannungen bewirkt nach dem Stoffgesetz eine Dehnung um $\xi = \partial u / \partial x$ [44]. Un-

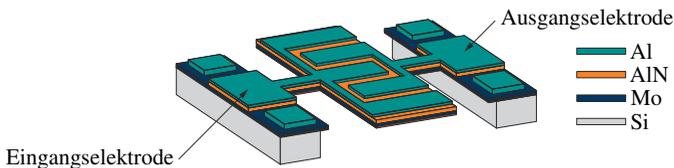


Abbildung 2.4: Prinzipbild des MEMS-Resonators mit dem Schichtenaufbau: Si-Substrat, AlN-Startschicht für die Technologie, Mo-Masseelektrode, piezoelektrische AlN-Schicht, Al-Signalelektroden [77, 91, 117].

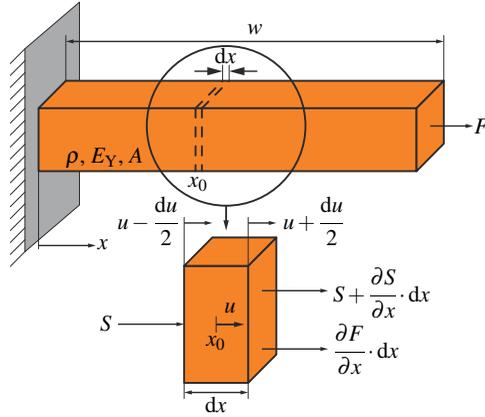


Abbildung 2.5: Modell der Resonatorschicht als Längsschwinger [45, 53, 122, 123]. Von rechts greift die Kraft F an. Betrachtet wird eine infinitesimal dünne Scheibe dx der AlN-Schicht an der Stelle x_0 mit der absoluten Verschiebung der Schicht u , der relativen Verschiebung du , der extern angreifenden Kraft $\partial F/\partial x \cdot dx$ sowie den internen elastischen Spannungen S und $S + \partial S/\partial x \cdot dx$.

ter der Annahme eines konstanten Kräftebelages über der Querschnittsfläche A des Balkens, lassen sich durch Multiplikation mit A die elastischen Spannungen in Kräfte umrechnen und können dadurch in die Kräftebilanz einfließen. Durch die Verlängerung des Balkens tritt außerdem eine orts- und zeitabhängige Verschiebung u in der Scheibe auf, welche gemäß dem Newtonschen Gesetz (Kraft = Masse · Beschleunigung, oder $F = \rho A dx \cdot \partial^2 u/\partial t^2$) eine beschleunigende Kraft hervorruft. Die Kräftebilanz lautet damit [45, 53, 122, 123]:

$$\rho A dx \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = A \frac{\partial S}{\partial x} dx + \frac{\partial F}{\partial x} dx, \quad (2.18)$$

Bezieht man das Hookesche Gesetz mit ein, welches das Zusammenspiel von Spannung S und Dehnung ξ als $S = E_Y \cdot \xi$ mit dem Elastizitätsmodul E_Y beschreibt, so erhält man [16, 45, 53, 122]:

$$\rho A \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = E_Y A \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial F}{\partial x}. \quad (2.19)$$

Die resultierende Gleichung wird *partielle DGL zweiter Ordnung* genannt. Da hier jeweils die zweite örtliche und zeitliche Ableitung der Verschiebung einfließt, spricht man auch von einer *Wellengleichung* [75]. Da die Wellengleichung für die mechanische Verschiebung schwer zu lösen ist, da sowohl die Verschiebung u als auch die externe Kraft F vorkommen, wird das Hookesche Gesetz ein zweites Mal angewendet, um aus der Verschiebung u die im Balken herrschende mechanische Spannung S zu berechnen. Nach der Anwendung des Hookeschen Gesetzes verändert sich (2.19) zu [122]:

$$\frac{\rho A \partial^2 S}{E_Y \partial t^2} = A \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}. \quad (2.20)$$

Durch Umrechnung der externen Kraft F in ihre äquivalente Spannung σ ergibt sich nach Umstellen die ungedämpfte Wellengleichung der mechanischen Spannung mit Anregung [122]:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = \frac{E_Y}{\rho} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} \right). \quad (2.21)$$

Der Ausdruck E_Y/ρ wird auch als Quadrat der Phasengeschwindigkeit c bezeichnet [45].

Gedämpfte mechanische Wellengleichung mit Anregung

Die Verluste des Resonators können als Dämpfung, also durch eine geschwindigkeitsproportionale Kraft entgegen der Bewegungsrichtung der dx -dünnen Materialscheibe, modelliert werden. Reziprok zur Dämpfung wird oftmals die Güte Q des Resonators betrachtet [3, 25]. Die Definition der Güte lautet [3, 92]:

$$Q = 2\pi f_0 \frac{\text{gespeicherte Schwingungsenergie}}{\text{in einer Periode umgesetzte Verlustleistung}}. \quad (2.22)$$

Als Dämpfung im Resonator fungieren mehrere physikalische Effekte, beispielsweise mechanische Verluste der bewegten Resonatorschicht, Verluste durch die Anschlüsse des Resonatorkörpers an die Außenwelt (Anker), ohmsche Verluste der Leitungen, dielektrische Verluste des Resonatorkörpers und Verluste bedingt durch die Oberflächenrauheit und die Schichtqualität des Resonatormaterials [3, 16]. Die insgesamt auftretende Dämpfung kann daher nicht quantitativ berechnet werden, sondern ist durch die Messung der gefertigten Strukturen zu bestimmen, da viele der genannten Dämpfungseffekte nicht ausreichend erforscht sind [16]. Wird bei N verschiedenen Dämpfungseffekten jeder i -te Einfluss durch seine Güte Q_i beschrieben, so lässt sich die Gesamtgüte Q_{ges} des Resonators wie folgt berechnen [16]:

$$\frac{1}{Q_{\text{ges}}} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{Q_i}. \quad (2.23)$$

Zur modellhaften Betrachtung der Summe aller im Resonator auftretenden Verluste wird der Term $\gamma \cdot \partial S/\partial t$, basierend auf dem Dämpfungsparameter γ , auf der linken Seite der DGL (2.21) hinzugefügt. Anschaulich lässt sich dieser Vorgang so erklären, dass sich die Energie, die in der Anregung σ und dem elastischen Anteil der internen Spannung S steckt, auf die Beschleunigung als auch auf die Dämpfung des infinitesimal kleinen Resonatorabschnittes dx aufteilen muss, also nicht die komplette Energie für die Beschleunigung genutzt werden kann. Diese Erweiterung der Wellengleichung lässt sich somit folgendermaßen formulieren [75, 122, 123]:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial S}{\partial t} = c^2 \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} \right). \quad (2.24)$$

Lösung der Wellengleichung für einen Basisresonator

In diesem Abschnitt wird (2.24) auf einen MEMS-Basisresonator mit je einem Eingangs- und Ausgangsfinger angewendet und gelöst. Ziel des Abschnittes ist die Berechnung der Transadmittanz Y_{21} , womit später ein mögliches Ersatzschaltbild konstruiert werden kann.

Zur Lösung der mechanischen Wellengleichung aus (2.24) inklusive Anregung und Verlusten muss das Modell aus Abbildung 2.5 weiter konkretisiert werden. Für die Erklärung sowie die analytische Berechnung des Frequenzverhaltens des Resonators lässt sich das in Abbildung 2.6 dargestellte vereinfachte Modell eines MEMS-Lambwellen-Konturmoden-Resonators verwenden [122, 123].

Der Resonator ist in drei Schichten aufgebaut: Die blau dargestellte, 100 nm-dicke Schicht, Molybdän, stellt die Masseelektrode dar. Darüber befindet sich in orange die 1,8 μm -dicke piezoelektrische Aluminiumnitrid (AlN)-Schicht. Als signalführende Elektroden für Ein- und Ausgang dient eine 100 nm-dicke Fingerstruktur aus Aluminium, in Abbildung 2.6 exemplarisch durch je eine türkisfarbene Elektrode für Ein- und Ausgang dargestellt. Mit d wird die Breite eines Elektrodenfingers bezeichnet. w symbolisiert die Breite eines Abschnittes des Resonators mit einer Elektrode und ist damit gleich dem Elektrodenmitten-Abstand. Weiterhin wird die Dicke der AlN-Schicht mit t und deren Länge mit l bezeichnet. Die Weite W des Resonators errechnet sich aus dem Produkt der Elementweite w und der Zahl der Elektrodenfinger N .

Zur Berechnung der äquivalenten Materialkenngrößen $E_{\text{äqu}}$ und $\rho_{\text{äqu}}$ lässt sich folgendes konstatieren: Bei der Schwingung des Resonators in x -Richtung tritt in allen Schichten die selbe Dehnung ξ_1 auf. Um auf die dadurch auftretende Spannung S schließen zu können,

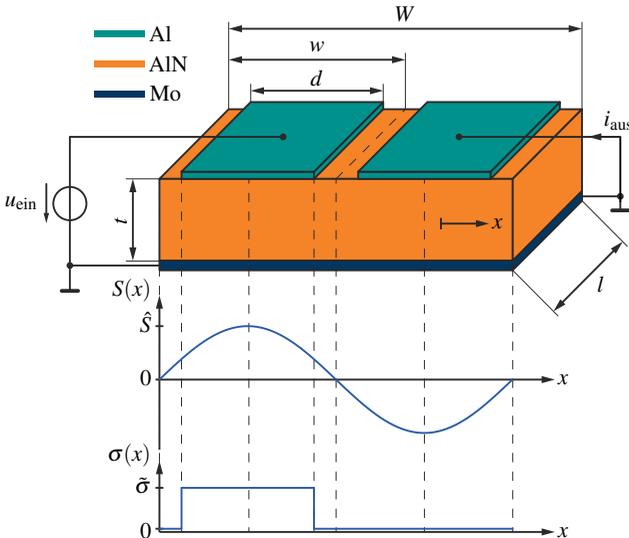


Abbildung 2.6: Schrägbild des betrachteten MEMS-Basisresonators [122, 123]. Die Schichtenfolge von oben nach unten ist: Aluminium-Elektroden für elektrische Ein- und Ausgänge (türkis, 100 nm), piezoelektrische AlN (orange, 1,8 μm), Molybdän-Masseelektrode (blau, 100 nm). Unter dem Resonator ist eine mögliche Lösung der mechanischen Wellengleichung für die mechanischen Spannungen $S(x)$ und $\sigma(x)$ aufgetragen.

muss ein Kräftegleichgewicht formuliert werden:

$$F = l \cdot t_{\text{Mo}} \cdot E_{Y,\text{Mo}} \cdot \xi_1 + l \cdot t_{\text{AlN}} \cdot E_{Y,\text{AlN}} \cdot \xi_1 + l \cdot t_{\text{Al}} \cdot E_{Y,\text{Al}} \cdot \xi_1. \quad (2.25)$$

Damit ist es möglich, den äquivalenten Elastizitätsmodul zu berechnen [117, 123]:

$$E_{\text{äqu}} = \frac{F}{l \cdot t_{\text{ges}} \cdot \xi_1} = \frac{1}{t_{\text{ges}}} \sum_{n=1}^4 E_n \cdot t_n. \quad (2.26)$$

Die äquivalente Dichte der beteiligten Schichten wird analog über die Gesamtmasse m_{ges} und das Gesamtvolumen bestimmt [117, 123]:

$$\rho_{\text{äqu}} = \frac{m_{\text{ges}}}{l \cdot W \cdot t_{\text{ges}}} = \frac{1}{t_{\text{ges}}} \sum_{n=1}^4 \rho_n \cdot t_n. \quad (2.27)$$

Gleichungen (2.26) und (2.27) zeigen, dass sich dickere Schichten stärker auf die Materialwerte des Resonators und damit auf sein Verhalten auswirken. In diesem Fall zeigt AlN aufgrund seiner Dicke von insgesamt 1,9 μm im Vergleich zu Aluminium oder Molybdän, welche jeweils nur 100 nm dünn sind, den größten Einfluss. Dennoch sind immer alle Materialien zur Berechnung der äquivalenten Größen nötig, um die dabei entstehenden Fehler zu minimieren. Weitere Kalkulationen und Recherchen für die benötigten Materialkennwerte sind Abschnitt 1 des Anhangs zu entnehmen.

Bei MEMS-Resonatoren und -Oszillatoren für Hochfrequenzanwendungen kann davon ausgegangen werden, dass der Resonator mit einer zeitlich-periodisch sinusförmigen elektrischen Spannung angeregt wird und auch die mechanische Spannung sinusförmigen Charakter aufweist, weshalb für das zeitliche Verhalten die Fouriertransformation genutzt werden kann. Unter dieser linearen Annahme entfällt die zeitliche Abhängigkeit und man erhält für (2.24) [53]:

$$(j\omega\gamma - \omega^2)S = c^2 \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} \right). \quad (2.28)$$

Laut [53] kann man als Lösung von (2.28) einen ortsabhängigen sinusförmigen Spannungsverlauf annehmen. Unter der schematischen Zeichnung des Resonators in Abbildung 2.6 ist der Verlauf der mechanischen Spannung $S(x,t)$ für die in x -Richtung angeregte Mode gezeichnet. Die Zahl der Mode entspricht der Zahl der im AlN befindlichen Halbwellen von $S(x,t)$; in diesem vereinfachten Beispiel wird folglich die zweite Mode betrachtet.

Da die Ränder nicht befestigt sind, also frei schwingen können, lassen sie sich als mechanisch spannungsfrei betrachten [53]. Des Weiteren kann man anhand der gewählten Mode annehmen, dass die mechanische Spannung genau in der Mitte zwischen den Elektrodenfingern ebenfalls eine Nullstelle aufweist. Aus (2.28) lässt sich der Verlauf der mechanischen Spannung innerhalb der AlN-Schicht wie folgt notieren [122, 123]:

$$S(x) = \hat{S} \sin \left(\frac{2\pi x}{\lambda} \right) = \hat{S} \sin \left(\frac{\pi x}{w} \right). \quad (2.29)$$

Weiterhin ergibt sich aus der Phasengeschwindigkeit c und dem Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ und dem Elektrodenmitten-Abstand w die Resonanzfrequenz f_0 der Resonatorstruktur zu [99, 117, 122, 123]:

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{c}{\lambda} = \frac{1}{2w} \sqrt{\frac{E_Y}{\rho}}. \quad (2.30)$$

Unter Berücksichtigung von (2.29) und (2.30) lässt sich die Amplitude von S aus (2.28) wie folgt berechnen [122, 123]:

$$\hat{S} = \frac{[(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0) + j\omega\gamma] \omega_0^2 \hat{\sigma}_1}{(\omega + \omega_0)^2 (\omega - \omega_0)^2 + \omega^2 \gamma^2}. \quad (2.31)$$

$\hat{\sigma}_1$ ist dabei die Amplitude der ersten Harmonischen der anregenden mechanischen Spannung σ . Nachfolgend wird daher lediglich der Frequenzbereich nahe der Resonanz für die Berechnung interessant, es gilt: $\omega \approx \omega_0$. Die Summe $\omega + \omega_0$ wird damit zu $2\omega_0$ vereinfacht, die Differenz $\omega - \omega_0$ wird als $\Delta\omega_0$ umgeschrieben. Die Amplitude der ortsabhängigen mechanischen Spannung wird folglich auf

$$\hat{S} \approx \frac{[2\omega_0\Delta\omega_0 + j\omega_0\gamma] \omega_0^2}{4\omega_0^2\Delta\omega_0^2 + \omega_0^2\gamma^2} \cdot \hat{\sigma}_1 = \frac{2\omega_0\Delta\omega_0 + j\omega_0\gamma}{4\Delta\omega_0^2 + \gamma^2} \cdot \hat{\sigma}_1 \quad (2.32)$$

reduziert [122].

σ lässt sich für die weitere Betrachtung mit einer periodischen Rechteckfunktion beschreiben, welche mit einer Fourier-Reihe in ihre spektralen Anteile zerlegt werden kann. Die Fourierreihe besteht aus Sinus- und Kosinus-Termen bei allen Harmonischen der Wellenlänge λ . Für Rechteckfolgen mit einem Tastverhältnis von 0,5 entfallen alle Kosinus-Terme, da die Rechteckfolge dann gerade wird [126]. Die resultierende Amplitude $\hat{\sigma}_1$ der Grundwelle von $\sigma(x)$ lautet in Abhängigkeit des Scheitelwerts $\tilde{\sigma}$ folglich [122, 126]:

$$\hat{\sigma}_1 = \frac{\tilde{\sigma}}{w} \int_{(w-d)/2}^{(w+d)/2} \sin\left(\frac{\pi x}{w}\right) dx = -\frac{\tilde{\sigma}}{\pi} \left[\cos\left(\frac{\pi x}{w}\right) \right]_{(w-d)/2}^{(w+d)/2} = \frac{2\tilde{\sigma}}{\pi} \sin\left(\frac{\pi d}{2w}\right). \quad (2.33)$$

Für den Fall $d < w$ ist durch Rechnung analog zu (2.33) nachweisbar, dass Kosinusterme bei den geradzahlig Harmonischen von f_0 bestehen bleiben, bei ungeradzahlig Harmonischen aber weiterhin null bleiben. So sind auch die Sinusterme für $d < w$ nur bei den ungeradzahlig Harmonischen zu finden. Allgemein lassen sich die Fourierkoeffizienten der n -ten Harmonischen wie folgt formulieren:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{\text{gerade}} &= \frac{2\tilde{\sigma}}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi d}{2w}\right) \cdot (-1)^{\frac{n}{2}}, \\ \hat{\sigma}_{\text{ungerade}} &= \frac{2\tilde{\sigma}}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi d}{2w}\right) \cdot (-1)^{\frac{n-1}{2}}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Gleichung 2.34 zeigt, dass höhere Harmonische immer mit der Zahl der jeweiligen Harmonischen gedämpft werden. Ab einem Verhältnis von $d/w > 2/3$ ist die Amplitude der zweiten Harmonischen um die Hälfte im Vergleich zur ersten gedämpft, wodurch sie vernachlässigt werden kann. Die Dämpfung aller höheren geraden und ungeraden Harmonischen ist stärker.

Anschließend wird der piezoelektrische Effekt nach Gleichung (2.14) angewendet, um die mechanische Spannung σ_1 durch eine elektrische Spannung u_{ein} darzustellen. Dazu kann $\xi_1 = s_{11}^E S + d_{31} E_3$ zu $\xi_1 = d_{31} E_3$ vereinfacht und als $\sigma = E_Y \xi_1 = E_Y d_{31} E_3$ umgeschrieben werden, da außer dem elektrischen Feld keine Anregung vorhanden ist. Weiterhin kann durch Linearisierung der elektrischen Feldstärke mit $E_3 \approx u_{\text{ein}}/t$ auf die Eingangsspannung geschlossen werden. Der Scheitelwert $\hat{\sigma}_1$ der mechanischen Spannung ergibt sich dann zu [122]

$$\hat{\sigma}_1 = \frac{2\tilde{\sigma}}{\pi} \sin\left(\frac{\pi d}{2w}\right) \approx \frac{2}{\pi} E_Y d_{31} \frac{u_{\text{ein}}}{t} \sin\left(\frac{\pi d}{2w}\right). \quad (2.35)$$

Über den piezoelektrischen Effekt aus (2.14) lässt sich weiterhin die elektrische Verschiebung D_3 an der Ausgangselektrode ableiten. Das Integral von D_3 über die Elektrodenfläche A ergibt die Ladung q , die aufgrund des elektrischen Feldes am Ausgangselektrodenpaar getrennt wird. Dazu genügt es aus Symmetriegründen über die Eingangselektrode zu integrieren und das Ergebnis mit (-1) zu multiplizieren, da die Ausgangselektrode bezogen auf die Welle der mechanischen Spannung um 180° zur Eingangselektrode versetzt liegt [122]:

$$q = - \int_A d_{31} S(x) dA = - \frac{[2\omega_0 \Delta \omega_0 + j\omega_0 \gamma]}{4\Delta \omega_0^2 + \gamma^2} \cdot \frac{2E_Y d_{31}^2 l u_{\text{ein}}}{\pi t} \sin\left(\frac{\pi d}{2w}\right) \int_{(w-d)/2}^{(w+d)/2} \sin\left(\frac{\pi x}{w}\right) dx. \quad (2.36)$$

Das Integral kann analog zu (2.33) gelöst werden. Ein Resonator mit N Fingern lässt sich in $N - 1$ Paarungen der Grundstruktur aus Abbildung 2.6 zerlegen, da jeweils zwei benachbarte Finger einen dieser Basisresonatoren bilden. Daher muss die Gleichung zur Anpassung an eine bestimmte Resonatorgeometrie noch mit $N - 1$ multipliziert werden. Der Frequenzgang der Gesamtladung an den Ausgangselektroden resultiert folglich zu [122]:

$$q = - \frac{[2\omega_0 \Delta \omega_0 + j\omega_0 \gamma]}{4\Delta \omega_0^2 + \gamma^2} \cdot \frac{4E_Y d_{31}^2 w l u_{\text{ein}}}{\pi^2 t} \cdot (N - 1) \cdot \sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right). \quad (2.37)$$

Um von q auf die Transadmittanz Y_{21} schließen zu können, bedarf es einer zeitlichen Ableitung zur Errechnung des Ausgangsstromes i_{aus} , welche in der Rechnung mit komplexen Zahlen als Multiplikation mit $j\omega \approx j\omega_0$ auszuführen ist. Des Weiteren wird eine Division durch u_{ein} und eine Vorzeichenumkehr aufgrund der Definition der Stromrichtung für die Transadmittanz zur Berechnung von Y_{21} benötigt. Es folgt somit [122, 123]:

$$Y_{21} = \frac{[j2\omega_0 \Delta \omega_0 - \omega_0 \gamma]}{4\Delta \omega_0^2 + \gamma^2} \cdot \frac{4d_{31}^2 E_Y^{3/2}}{\pi \rho^{1/2}} \cdot (N - 1) \cdot \frac{l}{t} \sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right). \quad (2.38)$$

Der erste Bruch stellt das frequenzselektive Resonanzverhalten einschließlich Verlusten dar, im zweiten Bruch sind alle Materialkenngrößen und Konstanten zusammengefasst, der Term $(N - 1)$, der dritte Bruch und die quadratische Sinusfunktion beinhalten die Geometrieparameter des Resonators. Da es sich bei einem MEMS-Resonator um ein passives und reziprokes Bauelement handelt, ist die Übertragung in beide Richtungen identisch, es gilt also: $Y_{21} = Y_{12}$.

Ähnlich lässt sich auch die Eingangsadmittanz Y_{11} berechnen, wobei hier der vom Eingang in den Resonator fließende Strom betrachtet werden muss. Daher muss zur Integration der piezoelektrisch bedingten Ladungstrennung auch die Geometrie des Eingangstores des Resonators betrachtet werden. Im direkten Vergleich zu Y_{21} ergeben sich damit drei Änderungen: Zum einen entfällt der Vorzeichenwechsel, welcher eingeführt wurde, um die Phasenverschiebung zwischen Ein- und Ausgangselektrode einzubeziehen. Zum anderen wird nun über die Eingangselektroden integriert, was zu einer quantitativen Änderung $N_{\text{ein}}/N_{\text{aus}}$ im Vergleich zu Y_{21} führt. Zusätzlich muss zur Eingangsimpedanz noch ein kapazitiver Anteil C_{01} hinzugegerechnet werden, welcher sich durch die Existenz eines elektrischen Feldes an den Elektroden bildet. Die Ausgangsadmittanz berechnet sich analog. Final lassen sich Y_{11} und Y_{22} also wie folgt notieren:

$$Y_{11} = j\omega C_{01} - \frac{N_{\text{ein}}}{N_{\text{aus}}} \cdot Y_{21}, \quad (2.39)$$

$$Y_{22} = j\omega C_{02} - \frac{N_{\text{aus}}}{N_{\text{ein}}} \cdot Y_{21}.$$

Ableitung der elektrischen Ersatzschaltbildparameter

Zur Berechnung des elektrischen Ersatzschaltbilds und zur Modellierung des Resonators in der elektrischen Ebene wird das modifizierte Butterworth-van-Dyke (BvD)-Ersatzschaltbild [25] verwendet und an die Berechnung angepasst. Damit werden weiterhin Simulationen des Resonators in Systemen wie Oszillatoren oder Filtern ermöglicht. Das hier verwendete Modell ist Abbildung 2.7 zu entnehmen [25, 117, 122, 123]. Das frequenzselektive Verhalten wird mit einem Serienschwingkreis, bestehend aus R_m , L_m und C_m beschrieben. Die statischen Kapazitäten C_{01} und C_{02} stellen die physikalischen Kapazitäten der Elektroden, Kontaktflächen und Verbindungsleitungen dar. Weiterhin werden für die Modellierung der Ein- und Ausgangsadmittanz zwei Übertrager benötigt, welche die Umrechnung der Transadmittanz auf die Ein- und Ausgangsadmittanz nach (2.39) vollziehen.

Die statischen Kapazitäten C_{01} und C_{02} ergeben sich aus der Formel für den Plattenkondensator und betragen

$$C_{01,02} = \epsilon_{\text{AIN}} \frac{l d}{t} N_{\text{ein,aus}} \quad (2.40)$$

mit der Permittivität ϵ_{AIN} und der Zahl der Elektroden an Ein- und Ausgang N_{ein} und N_{aus} . Entsprechend weiterer Verdrahtungselemente, beispielsweise Kontaktflächen für das Drahtbonden oder Verbindungsleitungen, müssen weitere Kapazitätsbeiträge addiert werden.

Die Transadmittanz des Ersatzschaltbilds aus Abbildung 2.7 lautet wie folgt:

$$Y_{21} = \frac{-j\omega C_m}{1 - \omega^2 L_m C_m + j\omega R_m C_m}. \quad (2.41)$$

Darauf aufbauend werden im Anschluss die drei Parameter C_m , L_m und R_m aus der oben hergeleiteten Transadmittanz der Resonatorstruktur berechnet. Die Resonanzfrequenz des Serienschwingkreises berechnet sich hierfür nach [134]

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_m L_m}}. \quad (2.42)$$

Setzt man für die Kreisfrequenz in (2.42) ω_0 ein, so bleibt für Y_{21} lediglich $-1/R_m$ übrig, die Admittanz ist also rein reell. Gleichung 2.38 repräsentiert den Resonanzfall, wenn $\Delta\omega_0 = 0$ gilt. Es folgt

$$Y_{21}(\Delta\omega_0 = 0) = -\frac{\omega_0}{\gamma} \cdot \frac{4d_{31}^2 E_Y^{3/2}}{\pi \rho^{1/2}} \cdot (N-1) \cdot \frac{l}{t} \sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right) = -\frac{1}{R_m}. \quad (2.43)$$

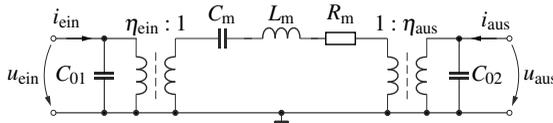


Abbildung 2.7: Modifiziertes BvD-Ersatzschaltbild für Konturmoden-MEMS-Resonatoren nach [25, 117, 122, 123]. Das frequenzselektive Verhalten wird über den Serienschwingkreis C_m , L_m , R_m modelliert, während die statischen Kapazitäten C_{01} und C_{02} den kapazitiven Effekt der Ein- und Ausgangselektroden widerspiegeln. Die Übertrager mit den Übersetzungsverhältnissen η_{ein} und η_{aus} modellieren den Einfluss unsymmetrischer Fingerstrukturen auf die Ein- und Ausgangsadmittanz.

Umgestellt ergibt die Gleichung den analytischen Ausdruck für R_m :

$$R_m = \frac{\gamma}{\omega_0} \cdot \frac{\pi \rho^{1/2}}{4d_{31}^2 E_Y^{3/2}} \cdot \frac{1}{N-1} \cdot \frac{t}{l} \cdot \frac{1}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right)}. \quad (2.44)$$

Im nächsten Schritt wird die Gleichung für Y_{21} im Resonanzpunkt nach der Kreisfrequenz differenziert. Im RLC-Modell bedeutet dies:

$$\left[\frac{dY_{21}}{d\omega} \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{j2L_m}{R_m^2}. \quad (2.45)$$

In Bezug auf (2.38) bewirkt eine Ableitung bei Resonanz:

$$\left[\frac{dY_{21}}{d\Delta\omega_0} \right]_{\Delta\omega_0=0} = \frac{j2\omega_0}{\gamma^2} \cdot \frac{4d_{31}^2 E_Y^{3/2}}{\pi \rho^{1/2}} \cdot (N-1) \cdot \frac{l}{t} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right) = \frac{j2L_m}{R_m^2}. \quad (2.46)$$

Die Serieninduktivität L_m ergibt sich daher zu [122, 123]:

$$L_m = \frac{\rho}{4d_{31}^2 E_Y^2} \cdot \frac{1}{N-1} \cdot \frac{wt}{l} \cdot \frac{1}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right)}. \quad (2.47)$$

Die Kapazität C_m lässt sich nun mit Hilfe von (2.42) berechnen [122, 123, 134]:

$$C_m = \frac{4d_{31}^2 E_Y}{\pi^2} \cdot (N-1) \cdot \frac{wl}{t} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right). \quad (2.48)$$

Nun kann aus den berechneten Größen die Güte des Resonators bestimmt werden. Anhand von (2.22) lautet die Formel [134]:

$$Q = \frac{\omega_0 L_m}{R_m} = \frac{\omega_0}{\gamma}. \quad (2.49)$$

Mit dieser Information ist es möglich, die Formel für den Resonanzwiderstand des Resonators abschließend aufzustellen [122, 123]:

$$R_m = \frac{\pi \rho^{1/2}}{4d_{31}^2 E_Y^{3/2} Q} \cdot \frac{1}{N-1} \cdot \frac{t}{l} \cdot \frac{1}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right)}. \quad (2.50)$$

Im Falle unsymmetrischer Fingerstrukturen wirken zusätzlich zwei Übertrager an Ein- und Ausgang, deren Übersetzungsverhältnisse sich gemäß (2.39) ergeben [122, 123]:

$$\eta_{\text{ein}} = \frac{1}{\eta_{\text{aus}}} = \sqrt{\frac{N_{\text{ein}}}{N_{\text{aus}}}}. \quad (2.51)$$

Vergleich mit relevanter Fachliteratur und Schlussfolgerungen

Unter den Forschern, welche sich mit Konturmoden-MEMS-Resonatoren und deren Beschreibung befassen, ist besonders Prof. Gianluca Piazza zu nennen, der mit seinem Fachgebiet an der Carnegie Mellon University intensiv sowohl die Theorie von MEMS-Resonatoren und -Oszillatoren untersucht als auch deren Entwurf und Leistungsfähigkeit erforscht. In [25] sind Formeln für die Ersatzparameter veröffentlicht, welche in Tabelle 2.1 mit den hier errechneten Ergebnissen verglichen werden [122].

Aus der Tabelle wird ersichtlich, dass sich die Formeln der Referenzquelle von den hier hergeleiteten Gleichungen unterscheiden. Zum einen wird in [25] das Verhältnis d/w nicht betrachtet, was bei limitierter Auflösung der Technologie, welche für die vorliegende Arbeit bei etwa $1 \mu\text{m}$ liegt, an Bedeutung gewinnt. Zum anderen resultiert die getrennte Betrachtung der Fingerzahlen an Ein- und Ausgang in nicht-reziproem Verhalten, was $S_{21} \neq S_{12}$ bedeuten würde. Weiterhin findet sich in [25] das modifizierte BvD-Modell mit einem Übertrager mit Übersetzungsverhältnis $\eta_{\text{ein}}/\eta_{\text{aus}}$. Mit zwei Übertragern, jeweils einer an Ein- und Ausgang des Resonators, lassen sich unsymmetrische Strukturen jedoch besser modellieren, was mit Hilfe der Ladungsintegration gezeigt wurde.

HF-Messungen an Resonatoren wurden durchgeführt, um die Berechnungen zu verifizieren. In Abbildung 2.8 werden Messergebnisse zu Resonatoren mit variierenden Fingerlängen und Fingerzahlen gezeigt und diese mit den hergeleiteten Formeln und denen aus [25] verglichen [122].

In Abbildung 2.8a ist die Abhängigkeit von L_m und C_m von der Fingerlänge für einen Resonator mit fünf Elektrodenfingern, einem d/w -Verhältnis von 0,75 und einer entworfenen Resonanzfrequenz von 600 MHz gezeigt. Die stärkste Abweichung des Modells von den Messergebnissen beträgt 20 % für C_m und -17 % für L_m bei einer Länge von $l = 67 \mu\text{m}$. Die Formeln von [25], deren Verläufe auch in Abbildung 2.8 zu finden sind, liefern hier weniger genaue Ergebnisse mit Abweichungen von bis zu -61 % für C_m und 147 % für L_m . Gründe dafür sind die nicht-reziproke Betrachtung und die Vernachlässigung des d/w -Verhältnisses.

Für $l = 92 \mu\text{m}$, einem d/w -Verhältnis von 0,75, variierender Zahl an Elektrodenfingern und einer Resonanzfrequenz von 800 MHz zeigt das analytische Modell eine gute Übereinstim-

Tabelle 2.1: Vergleich der eigenen Formeln mit dem Stand der Technik

Parameter	[25]	Diese Arbeit
R_m	$\frac{\pi t}{4l} \frac{\rho^{1/2}}{E_Y^{3/2} d_{31}^2 Q} \cdot \frac{N_{\text{ein}} + N_{\text{aus}}}{2N_{\text{ein}}^2}$	$\frac{\pi t}{4l} \frac{\rho^{1/2}}{E_Y^{3/2} d_{31}^2 Q} \cdot \frac{1}{N-1} \cdot \frac{1}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right)}$
L_m	$\frac{wt}{4l} \frac{\rho}{E_Y^2 d_{31}^2} \cdot \frac{N_{\text{ein}} + N_{\text{aus}}}{2N_{\text{ein}}^2}$	$\frac{wt}{4l} \frac{\rho}{E_Y^2 d_{31}^2} \cdot \frac{1}{N-1} \cdot \frac{1}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right)}$
C_m	$\frac{4lw}{\pi^2 t} E_Y d_{31}^2 \cdot \frac{2N_{\text{ein}}^2}{N_{\text{ein}} + N_{\text{aus}}}$	$\frac{4lw}{\pi^2 t} E_Y d_{31}^2 \cdot (N-1) \cdot \sin^2\left(\frac{\pi d}{2w}\right)$

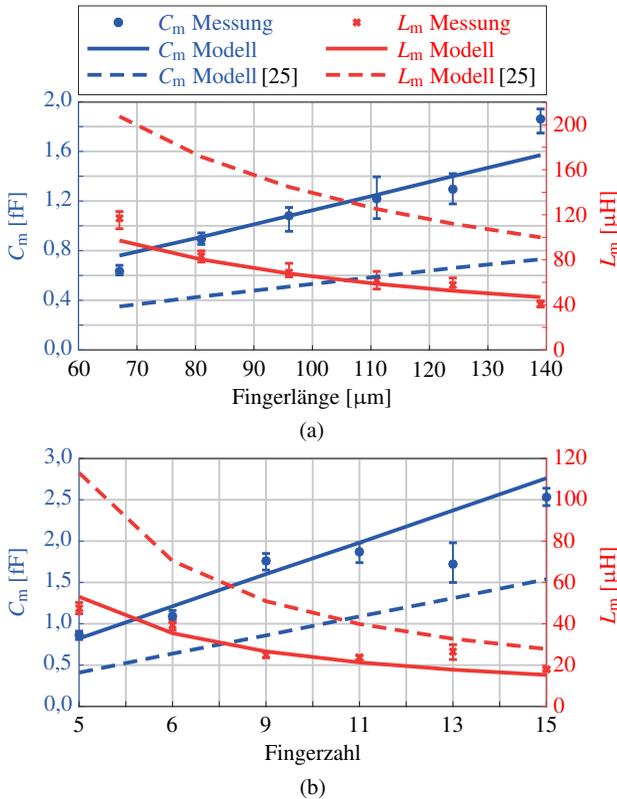


Abbildung 2.8: (a) Vergleich von C_m und L_m aus dem analytischen Modell und Messungen für verschiedene Fingerlängen eines Resonators mit fünf Elektrodenfingern [122]. Die Formeln aus [25] werden zum Vergleich auch grafisch illustriert. (b) Vergleich von C_m und L_m von Modell und Messung für verschiedene Fingerzahlen für einen Resonator mit $l = 92 \mu\text{m}$ [122]. Auch hier wird zum Vergleich das Modell nach [25] gezeigt.

mung mit den Messwerten, wie in Abbildung 2.8b dargestellt. Die größte Abweichung ist 35 % für C_m und -33 % für L_m bei einem Resonator mit 13 Fingern. Die Formeln von [25] weisen auch hier größere Abweichungen auf, nämlich bis zu -58 % für C_m und 139 % für L_m .

In allen Messungen zeigt das Modell eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Die maximale Abweichung beträgt dabei 35 %. Die Abweichungen resultieren größtenteils aus Fertigungstoleranzen und Variationen der Materialparameter, was beim 13-Finger-Resonator in Abbildung 2.8b deutlich wird.

Die hier gezeigte Methodik eignet sich auch dazu, andere Topologien als Konturmoden-Resonatoren, beispielsweise BAW-Resonatoren, zu berechnen.

Erweiterung zu einem temperaturabhängigen Resonator-Modell

Thermische Abhängigkeiten der Parameter von MEMS-Bauelementen sind Gegenstand vieler Veröffentlichungen, beispielsweise [15, 20, 32, 50, 64, 93, 97]. Dabei hat die Temperatur Einfluss auf die Materialparameter von AlN, Aluminium und Molybdän. Sowohl die thermische Ausdehnung der beteiligten Werkstoffe als auch der temperaturabhängige Elastizitätsmodul wirken sich auf die HF-Eigenschaften der Resonatoren aus. Die thermische Ausdehnung modifiziert sowohl den Abstand der Elektroden zueinander als auch die Dichte der Materialien und somit die Phasengeschwindigkeit. Die temperaturabhängigen Elastizitätsmodule beeinflussen zusätzlich die elastischen Eigenschaften der Werkstoffe. Für das betrachtete Temperaturintervall wurde für die Messungen aus Gründen der vorhandenen technischen Ausstattung im Fachgebiet Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik die Spanne von $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ festgelegt, was für die Anwendung der Resonatoren in tragbaren Geräten der Kommunikationstechnik, wie beispielsweise Mobiltelefonen, ausreichend ist. Die Beschränkung dieses Temperaturbereichs wird durch die Heiz- und Kühl-Vorrichtung vorgegeben, welche in Kapitel 4 genauer behandelt wird. Die Referenztemperatur wurde hierbei für Simulationen und Rechnungen zu $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ als Mittelpunkt der verwendeten Temperaturskala vereinbart.

Zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit erweist es sich als zweckdienlich, mit der Definition des linearen Ausdehnungskoeffizienten α zu beginnen [123, 134, 135]:

$$\alpha = \frac{\Delta l/l}{\Delta T}. \quad (2.52)$$

Der Längenausdehnungskoeffizient ist definitionsgemäß der Quotient aus relativer Längenänderung Δl eines starren Körpers in Bezug auf die ursprüngliche Länge l bei einer Temperaturänderung um ΔT . Geht man von einer sehr kleinen Temperaturänderung von nahe null aus, so lässt sich α auch durch

$$\alpha = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta l/l}{\Delta T} = \frac{1}{l} \cdot \frac{dl}{dT} \quad (2.53)$$

ausdrücken [123, 134, 135]. Durch Umstellen der Gleichung erhält man eine Differentialgleichung erster Ordnung, welche durch Trennung der Variablen und Integration wie folgt zu lösen ist. Als Integralgrenzen werden die aktuelle Temperatur T sowie die Bezugstemperatur T_0 bzw. die aktuelle Länge des Körpers l sowie die Länge bei Bezugstemperatur l_0 eingesetzt [123]:

$$\int_{T_0}^T \alpha dT = \int_{l_0}^l \frac{dl}{l}. \quad (2.54)$$

Zwar ist der Längenausdehnungskoeffizient temperaturabhängig, doch lässt er sich in Bereichen bis $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ als näherungsweise konstant betrachten [62, 73, 135]. Damit vereinfacht sich das Integral der linken Seite der Gleichung zu $\alpha(T - T_0) = \alpha\Delta T$. Löst man die Gleichung anschließend nach l auf, so erhält man die temperaturabhängige Länge des Körpers [123]:

$$l = l_0 e^{\alpha\Delta T}. \quad (2.55)$$

Für kleine Temperaturintervalle wird die temperaturabhängige Längenausdehnung auch mit

$$l = l_0(1 + \alpha\Delta T) \quad (2.56)$$

beschrieben [62, 73], was einer Taylorreihenentwicklung von (2.55) entspricht, welche nach dem linearen Glied abgebrochen wurde. Alle linearen Größenangaben, wie Längen, Weiten und Dicken, können mit Hilfe von (2.55) mit einer Temperaturabhängigkeit versehen werden.

Weiterhin wirkt sich die temperaturbedingte Ausdehnung des Resonators auf seine Dichte bzw. die Dichten der einzelnen Materialien aus. Um diesen Einfluss zu berechnen, wird als Zwischenschritt der Volumenausdehnungskoeffizient β ermittelt. Bei isotropen Materialien wie Aluminium und Molybdän berechnet er sich als $\beta = 3\alpha$. Ist der betrachtete Werkstoff hingegen anisotrop, wie bei AlN, so werden die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten addiert [48, 73, 134, 135], was sich mit (2.55) nachweisen lässt. Ausgehend vom Volumenausdehnungskoeffizienten β lässt sich die Dichte ρ temperaturabhängig beschreiben. Die Gleichung dazu lautet [123]

$$\rho = \rho_0 e^{-\beta \Delta T}, \quad (2.57)$$

was aus der Definition der Dichte als Quotient von Masse und Volumen herzuleiten ist. Die linearisierte Form ist in [48, 73, 84] zu finden. ρ_0 ist dabei die Dichte bei der Referenztemperatur T_0 . Die Dichte der gesamten Resonatorstruktur lässt sich wiederum mit (2.27) ermitteln.

Weiterhin trägt die temperaturbedingte Änderung des Elastizitätsmoduls zur Temperaturabhängigkeit der HF-Eigenschaften des Resonators bei. Hierfür lässt sich die Formel für die Längenausdehnung aus (2.55) übertragen, da in der Literatur der lineare Temperaturkoeffizient des Elastizitätsmoduls (*TCE*) zu finden ist. Werte für den *TCE* von Molybdän bzw. der Elemente der Elastizitätsmatrix von AlN und Aluminium liefern beispielsweise [15, 26]. Für die rechnerische Ermittlung der Elastizitätsmoduln sei auf Abschnitt 2 im Anhang verwiesen, welcher genauer auf die Temperaturkoeffizienten und deren Berechnung eingeht. Der äquivalente Elastizitätsmodul der Resonatorstruktur ergibt sich dann gemäß (2.26).

Die Temperaturabhängigkeiten des Elastizitätsmoduls, der Dichte und der geometrischen Abmessungen zeigen Auswirkungen auf das Ersatzschaltbild der Resonatoren. Anhand der ermittelten Formeln aus Tabelle 2.1 lässt sich der Einfluss von Temperaturänderungen berechnen und zur weiteren Analyse und Simulation in MATLAB [131] und Verilog-A [19] implementieren. Exemplarisch wird im Folgenden die Auswirkung von Temperaturänderungen auf die Resonanzfrequenz eines Resonators mit neun Elektrodenfingern formelmäßig untersucht. Auf eine analytische Berechnung des Temperaturkoeffizienten der Resonanzfrequenz wird dabei verzichtet, da die komplexe Zusammensetzung von äquivalentem E-Modul und Dichte effektiver numerisch berechnet wird. In Abbildung 2.9 wird die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz f_0 von der Temperatur in einem Bereich von -35°C bis 85°C betrachtet. Die Verschiebung der Resonanzfrequenz über der Temperatur beträgt 3400 ppm bei einer Resonanzfrequenz bei Referenztemperatur von 566 MHz. Daraus resultiert ein Temperaturkoeffizient der Frequenz (*TCF*) von $-28,1$ ppm/K, welcher mittels MATLAB berechnet wurde [123].

Die Einflussfaktoren des *TCF* lassen sich mithilfe des analytischen Modells unabhängig von Resonatorgeometrie oder Resonanzfrequenz separieren. Gleichung 2.30, mit welcher die Resonanzfrequenz aus der Elementweite w und der Phasengeschwindigkeit $\sqrt{E_{\text{äqu}}/\rho_{\text{äqu}}}$ errechnet werden kann, gibt außerdem Aufschluss über die Zusammensetzung des *TCF*. Dieser wird dann mit den Temperaturkoeffizienten der linearen Ausdehnung $\alpha_{1,\text{äqu}}$, der Volumenausdehnung $\beta_{\text{äqu}}$ und des Elastizitätsmoduls $TCE_{\text{äqu}}$ wie folgt berechnet [123]:

$$TCF = -\alpha_{1,\text{äqu}} + \frac{1}{2} \cdot (TCE_{\text{äqu}} + \beta_{\text{äqu}}). \quad (2.58)$$

Mit den zuvor berechneten Werten $\alpha_{\text{äqu}} = 5,77$ ppm/K, $TCE_{\text{äqu}} = -61,4$ fppm/K und $\beta_{\text{äqu}} = 16,68$ ppm/K resultiert ein approximierter *TCF* von $-28,1$ ppm/K. Aus den Betrachtungen

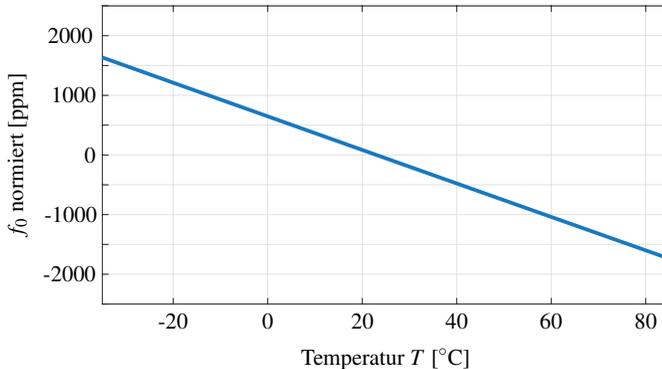


Abbildung 2.9: Ergebnisse der analytischen Berechnung der Resonanzfrequenz über der Temperatur. Ein Abfall von etwa 3500 ppm über der Temperaturspanne von -35 °C bis 85 °C ist erkennbar. Es resultiert ein Temperaturkoeffizient der Resonanzfrequenz von $-28,1\text{ ppm/K}$.

wird ersichtlich, dass sich die Auswirkungen der Längenausdehnung von w und der Dichtereduktion durch die thermische Ausdehnung bis auf $2,57\text{ ppm/K}$ aufheben. Der dominante Term ist daher die Temperaturabhängigkeit der Elastizität.

Die betrachtete Vergleichsliteratur [15, 20, 32, 50, 64, 93, 97] nennt Werte für den TCF für verschiedene AlN-basierte Resonatortopologien zwischen $-32,5\text{ ppm/K}$ und -23 ppm/K , in die sich das hier beschriebene analytische Modell gut einreicht. Es ist kein signifikanter Unterschied zwischen der Temperaturabhängigkeit von Konturmoden-Resonatoren und anderen Topologien erkennbar. Die Temperaturabhängigkeit resultiert also hauptsächlich aus den Materialeigenschaften von AlN.

Genau wie f_0 können auch die Resonanzparameter R_m , L_m und C_m temperaturabhängig berechnet werden. Diese variieren jedoch nur im Bereich von unter 10 % um den Wert bei der Referenztemperatur. Sie können daher für den Einsatz des Resonators in einem Oszillator als weitgehend konstant betrachtet werden.

Simulations- und Entwurfsmodell für MEMS-Resonatoren

Auf Basis der Gleichungen für die Ersatzschaltbildelemente der MEMS-Resonatoren sowie der thermischen Abhängigkeiten ist es möglich, ein Simulations- und Entwurfsmodell zu implementieren. Das Ziel dieses Modells ist eine automatisierte geometrische Dimensionierung der Resonatorstruktur für eine gegebene elektrische Spezifikation. Das für die Schaltungssimulation implementierte Modell wird im Folgenden anhand des Flussdiagramms in Abbildung 2.10 beschrieben [117, 123].

Der erste Schritt zum Entwurf des MEMS-Resonators ist die Spezifikation anhand der elektrischen Parameter. Für einen Resonator sind das die Resonanzfrequenz f_0 sowie die Güte Q . Weiterhin ist zur elektrischen und geometrischen Dimensionierung des Resonators ein dritter Parameter notwendig, da das modifizierte BvD-Modell aus drei Elementen, R_m , L_m und C_m , besteht. R_m ist dafür geeignet, da er maßgeblichen Einfluss auf die Schleifenverstärkung

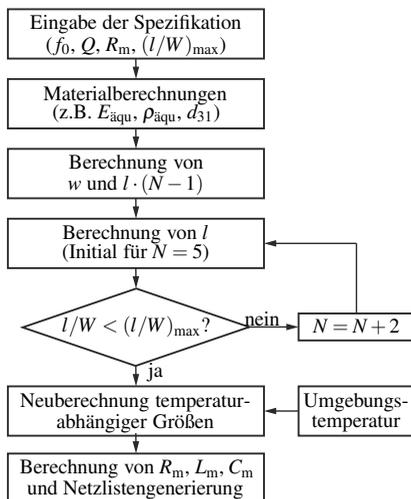


Abbildung 2.10: Ablaufplan des Resonator Simulations- und Entwurfsmodells [117, 123]. Nach der Spezifikation der elektrischen Parameter erfolgt die Berechnung relevanter Materialkenngrößen. Anschließend wird durch Iteration eine Geometrie entworfen, welche die elektrischen Spezifikation erfüllt und die Geometrielimitierung $(l/W)_{\max}$ einhält. Danach erfolgt eine Neuberechnung der temperaturabhängigen Größen und die Generierung des Ersatzschaltbilds.

hat. Zwar sind Güte und Resonanzwiderstand nicht bzw. nicht alleine durch die Geometrie zu dimensionieren, sondern eher auf die Qualität der Dünnschichttechnik zurückzuführen, jedoch kann das Produkt aus $R_m \cdot Q$ als rein geometrieabhängig betrachtet werden und so eine geeignete R_m - Q -Kombination gewählt werden. Nach der Spezifikation erfolgt eine Kalkulation relevanter Materialkennwerte, wie z.B. die äquivalente Dichte des Schichtenaufbaus, der äquivalente Elastizitätsmodul sowie das d_{31} . Anhand der nun gegebenen Größen und Parameter lassen sich die Elementweite w mit Hilfe von (2.30) und das Produkt $l \cdot (N - 1)$ unter Zuhilfenahme von (2.50) ermitteln.

Für die geometrische Dimensionierung des Resonators existiert dabei ein Freiheitsgrad in Form des Produkts $l \cdot (N - 1)$. Dafür wird ein Maximalwert für das Verhältnis aus Resonatorlänge zu Resonatorweite $(l/W)_{\max}$ festgelegt, welcher für eine Geometrieoptimierung genutzt wird. Sowohl ein besonders langer Resonator mit wenigen Fingern als auch ein sehr kurzer Resonator mit vielen Fingern werfen technologische Probleme auf. Daher erweist es sich als zweckdienlich, mit einer 5-Finger-Struktur zu beginnen und sich schrittweise an das $(l/W)_{\max}$ -Verhältnis anzunähern. Damit ist die Resonatorgeometrie für Referenztemperatur dimensioniert. Im nächsten Schritt erfolgt eine Neuberechnung aller temperaturabhängigen Materialparameter und der Geometrie für die jeweils betrachtete Temperatur. Nach der Einbeziehung temperaturbedingter Effekte kann das elektrische Ersatzschaltbild auf Basis von Tabelle 2.1 errechnet und eine Netzliste zur Simulation des Resonators erstellt werden.

Mit dem Verfahren ist es nicht nur möglich, die Geometrie eines Konturmoden-Resonators anhand ausgewählter elektrischer Parameter zu errechnen, sondern auch diese Geometrie als

temperaturabhängiges Modell im Schaltungssimulator zu nutzen. Das Modell kann im Entwurf von Resonatoren zur Geometrieauswahl und als Startpunkt für eine Optimierung auf Basis finite-Elemente-basierter Entwurfswerkzeuge genutzt werden [58]. Dadurch ist eine Ersparnis in Zeit und Anzahl notwendiger Fertigungsdurchläufe zu erwarten. Weiterhin lassen sich die Ergebnisse von Temperaturmessungen theoretisch untermauern bzw. der Einfluss von Temperaturänderungen auf das Resonanzverhalten von MEMS-Resonatoren in Systemen vorausberechnen.

Nichtlineares Verhalten von MEMS-Resonatoren

Konturmoden-MEMS-Resonatoren sind im Betrieb bei höheren Eingangsleistungen einer gewissen Nichtlinearität unterworfen, die eine Verschlechterung der Leistungsparameter nach sich zieht. Diese Nichtlinearität resultiert laut einschlägiger Fachliteratur aus zwei Effekten: der Selbsterwärmung während der Anregung des Resonators in der Nähe seiner Resonanz [108, 107, 78, 130] und der Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls von der mechanischen Spannung [107, 134], d.h. einer Verkleinerung des Elastizitätsmoduls unter hoher Spannung. In beiden Fällen sollte eine Verringerung der Resonanzfrequenz eintreten, zum einen aufgrund thermischer Effekte, zum anderen aufgrund der kleineren akustischen Geschwindigkeit. Die Nichtlinearität ist mit einem Netzwerkanalysator mit variabler Eingangsleistung und Sweep-Zeit oder mit einem Signalgenerator und einem Spektrumanalysator nachweisbar. Für die nachfolgenden Messungen wurde der Signalgenerator N5181A MXG von Keysight Technologies [56] sowie der Spektrumanalysator FSUP von Rohde & Schwarz [102] verwendet, da hierbei die Einstellung von Sweep-Zeiten und -Richtungen besser ermöglicht wird als mit einem Netzwerkanalysator. Abbildung 2.11 zeigt als anschauliches Beispiel das Betragsquadrat des Parameters S_{21} für einen Resonator mit 11 Fingern, einer Güte von 1000 und einer Resonanzfrequenz von 562,5 MHz [117].

In den Abschnitten (a) und (b) ist die Abhängigkeit von S_{21} für verschiedene Eingangsleistungen bei einer Sweep-Zeit von 20 s für beide Sweep-Richtungen, vorwärts und rückwärts in der Frequenz, gezeigt. In beiden Abbildungsteilen ist eine Verkleinerung der Resonanzfrequenz und eine Verformung der Resonanzkurve festzustellen, was auf einen kleineren Elastizitätsmodul und eine vorhandene Eigenerwärmung schließen lässt. (c) und (d) verbildlichen die Abhängigkeit von $|S_{21}|^2$ von der Sweep-Zeit des Messinstruments für die beiden Sweep-Richtungen bei einer Eingangsleistung von 15 dBm. Die Verschiebung der Resonanzfrequenz und die Verformung der Resonanzkurve bei langen Sweep-Zeiten, wie in [130], kann bei den hier gezeigten Messungen nicht bestätigt werden. Somit kann konstatiert werden, dass die Eigenerwärmung aufgrund der HF-Eingangsleistung keinen Einfluss auf die Nichtlinearität des MEMS-Resonators zeigt. Weiterhin ist erkennbar, dass bei steigender Eingangsleistung eine Hystereseeffekt eintritt, welcher in verschiedenen Frequenzantworten für die verschiedenen Sweep-Richtungen resultiert [107, 108, 78].

Modellierung des nichtlinearen Verhaltens mittels leistungsabhängigem Elastizitätsmodul

Um die Nichtlinearität des Elastizitätsmoduls zu untersuchen, muss vorerst die Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Eingangsleistung betrachtet werden. Hierfür werden im Folgenden die Ergebnisse der Sweep-Richtung von hoher zu niedriger Frequenz ausgewertet, da hier die Nichtlinearität stärker ausgeprägt ist. Mit Hilfe von (2.30) ist es dann möglich, auf die

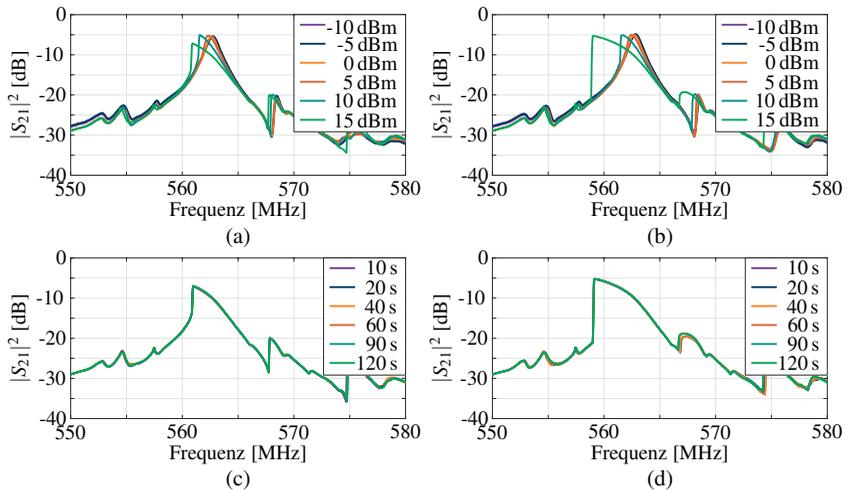


Abbildung 2.11: Messergebnisse zur Untersuchung der Nichtlinearität von MEMS-Resonatoren [117]: (a), (b) Betragsgadrat von S_{21} für verschiedene Eingangsleistungen, gemessen vorwärts und rückwärts in der Frequenz; (c), (d) Betragsgadrat von S_{21} für verschiedene Sweep-Zeiten, gemessen vorwärts und rückwärts in der Frequenz. Die Nichtlinearität äußert sich in einer Verformung und Verschiebung der Resonanz zu kleinerer Frequenz sowie einer Hysterese.

Leistungsabhängigkeit des äquivalenten Elastizitätsmoduls, $E_{\text{äqu}}$ zu schließen. Die Analyse desselben ist in Abbildung 2.12 dargestellt.

In Abbildung 2.12b ist die Abhängigkeit von $E_{\text{äqu}}$ von der Leistung in mW gegeben. Diese Abhängigkeit weist lineares Verhalten auf und kann daher gut mit einem Kurvenfit in Form einer schwarz-gestrichelten Linie in Abbildung 2.12 mit Absolutwert und linearem Koeffi-

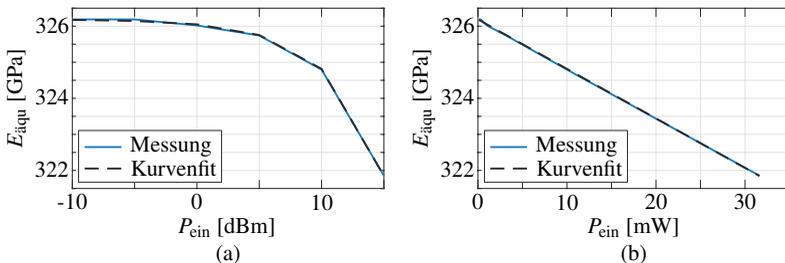


Abbildung 2.12: Elastizitätsmodul des MEMS-Resonators in Abhängigkeit von der Eingangsleistung (blau) in dBm (a) und mW (b). Die Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls von der Leistung ist durch eine Kurve mit Absolutwert und Steigung approximierbar (schwarz-gestrichelte Linie).

zienten nachgestellt werden. Der äquivalente Elastizitätsmodul überstreicht dabei in linearer Weise einen Wertebereich von 326,2 GPa für -10 dBm (0,1 mW) bis 321,8 GPa für 15 dBm (31,6 mW). Daraus ergibt sich ein Ordinatenabschnitt von 326,2 GPa und eine Steigung von -137 GPA/W. Der mittlere Fehler liegt dabei bei 2,1 %. Die Änderung über den gemessenen Leistungsbereich beträgt -1,33 %. Anhand der Formeln in Tabelle 2.1 weist die Resonanzkapazität C_m eine Änderung von ebenfalls -1,33 % auf, die Resonanzinduktivität L_m 2,51 % und der Resonanzwiderstand R_m 1,87 %. Für die Resonanzfrequenz beträgt die leistungsbedingte Schwankung -0,67 % und für die Güte 0,05 %. Für die lineare Näherung sind die Variationen der Ersatzschaltbildparameter vernachlässigbar, da diese zu keiner Änderung der Resonanzkurve führen würden. Lediglich die Variation der Resonanzfrequenz ist an dieser Stelle als wichtig einzustufen, da diese für Resonatoren konstant sein sollte.

Die ermittelten Kurvenparameter des gemessenen $E_{\text{äqu}}$ ermöglichen eine Implementierung des Elastizitätsmoduls abhängig von der eingestellten Eingangsleistung im analytischen Modell und damit die Analyse der leistungsbedingten Schwankungen des Resonators. Somit ist es durch relativ einfache Modifikationen des Modells möglich, die Drift der Resonanzfrequenz mit steigender Eingangsleistung zu betrachten. Zur Analyse der Resonanzform von $|S_{21}|^2$ enthält Abbildung 2.13 Ergebnisse der Messung am Resonator und der Simulation des analytischen Modells für die Leistungspegel -10 dBm, 10 dBm und 15 dBm.

Es ist erkennbar, dass für -10 dBm die Kurven aus Messung und Simulation eine sehr gute Übereinstimmung zeigen. Für 10 dBm und 15 dBm zeigt sich lediglich die Übereinstimmung in der Resonanzfrequenz. Die in der Messung, nicht aber in der Simulation auftretende Verformung der Resonanz lässt sich wie folgt erklären: Die mechanische Auslenkung und damit die Leistungsübertragung des Resonators geschieht nur in der Nähe der Resonanz, weshalb abseits des Resonanzbereichs die Messkurven in Abbildung 2.11 für alle Eingangsleistungen ähnlich sind. Je weiter die anregende Frequenz von der Resonanzfrequenz entfernt liegt, desto kleiner ist die Auslenkung und die Ausprägung der Nichtlinearität. Wird nun die anregende

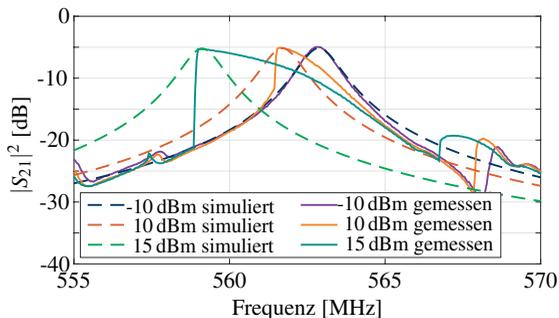


Abbildung 2.13: Messung und Simulation des Parameters $|S_{21}|^2$ des betrachteten Resonators über verschiedene Eingangsleistungen unter Zuhilfenahme eines variablen Elastizitätsmoduls. Bei steigender Eingangsleistung ist eine Verschiebung der Resonanzfrequenz zu kleineren Werten festzustellen. Die Verformung der Resonanzkurve ist darauf zurückzuführen, dass die Nichtlinearität nur im Bereich der Resonanz vorliegt. Erst dann verschiebt sich die Resonanzfrequenz aufgrund des kleineren Elastizitätsmoduls zu geringeren Werten und verursacht daher die charakteristische Form von $|S_{21}|^2$.

Frequenz entgegen der Richtung der Frequenzachse von einer hohen Frequenz in Richtung der Resonanzfrequenz variiert, so nimmt die mechanische Auslenkung im Resonator zu und die Nichtlinearität wächst während der Messung an. Dadurch verschiebt sich im laufenden Betrieb die Resonanzfrequenz hin zu kleineren Werten, wie in Abbildung 2.13 zu sehen ist. Bei Überschreiten der Resonanzfrequenz nimmt die durch den Resonator übertragene Leistung wieder ab und der Resonator kehrt sprunghaft in den linearen Zustand zurück. Im Falle der Variation der anregenden Frequenz von kleiner Frequenz in Richtung der Resonanz tritt die starke Nichtlinearität, wie in Abbildung 2.11 bei 15 dBm zu sehen ist, erst später als bei rückwärts gerichteter Sweep-Richtung auf, da zum Zeitpunkt des Sprungs in $|S_{21}|^2$ für 15 dBm in Abbildung 2.11b noch nicht genügend Leistung durch den Resonator übertragen wird, um die stark ausgeprägte Nichtlinearität zu erreichen. Bei Eingangsleistungen von 10 dBm und weniger liegt die nichtlineare Verschiebung des Resonanzbereichs nahe genug an der Resonanzfrequenz. Es wird also genügend Leistung übertragen, sodass ein sprunghaftes Ansteigen ins nichtlineare Verhalten erfolgt.

Nichtlineare Modellierung mit der Duffing-Gleichung

In der Literatur existieren Ansätze zur nichtlinearen, analytischen Modellierung der Resonatoren auf Basis empirischer Parameter zur Konstruktion einer nichtlinearen DGL gemäß der Duffing-Gleichung [108, 107]. Diese ist als Erweiterung der linearen DGL des MEMS-Resonators, der Transformation der Transadmittanz Y_{21} aus (2.41) in den Zeitbereich, anzusehen, in die ein kubischer Term wie folgt eingeführt wird [132]:

$$-\frac{du_{\text{aus}}}{dt} = L_m \cdot \frac{d^2 i_{\text{aus}}}{dt^2} + R_m \cdot \frac{di_{\text{aus}}}{dt} + \frac{1}{C_m} \cdot i_{\text{aus}} + \delta \cdot i_{\text{aus}}^3. \quad (2.59)$$

Die kombinierte lineare und kubische Abhängigkeit des Stromes i_{aus} durch den Resonator ist mit einer Erweiterung der linearen in eine nichtlineare Kapazität modellierbar, indem im analytischen Modell die elektrische Netzlistengleichung der Kapazität folgendermaßen erweitert wird:

$$i_C = \left(\frac{1}{C_m} + \delta \cdot i_C^2 \right)^{-1} \cdot \frac{du_C}{dt}. \quad (2.60)$$

Die implizite Darstellung der Beziehung zwischen dem Strom i_C und der Spannung u_C der Kapazität wird im analytischen Simulationsmodell in Abhängigkeit von der anliegenden elektrischen Aussteuerung gelöst und ermöglicht dadurch die empirische Nachbildung der Nichtlinearität des MEMS-Resonators. Analog zu Abbildung 2.13 kann nach Angleichung des Duffing-Parameters δ das nichtlinear erweiterte Modell mit den Messwerten verglichen werden. Abbildung 2.14 zeigt die genannte Gegenüberstellung.

Sowohl die Verschiebung als auch die Verformung der Resonanzkurve können hierbei in der Simulation nachgestellt werden. Der Duffing-Parameter δ beträgt hierbei $-1 \cdot 10^{16} \text{ V}/(\text{A}^3 \text{ s})$ und wurde empirisch durch manuellen Parameterabgleich des simulierten mit dem gemessenen Kurvenverlauf von $|S_{21}|^2$ ermittelt. Während die Kurven für -10 dBm und 10 dBm näherungsweise deckungsgleich sind, liegen die Resonanzfrequenzen von Messung und Simulation bei einer Eingangsleistung von 15 dBm um 500 kHz versetzt, jedoch ebenfalls mit fast gleichem Kurvenverlauf. Für den exakten Vergleich zwischen Messung und Simulation des Phasenrauschens von MEMS-Oszillatoren muss der Duffing-Parameter daher geeignet angepasst werden. Weiterhin ist δ aufgrund von Schwankungen der Materialparameter in der Fertigungs-

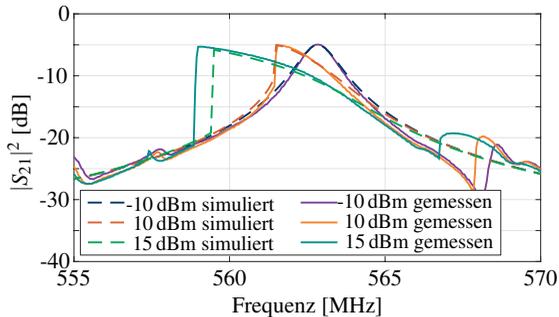


Abbildung 2.14: Messung und Simulation des Parameters $|S_{21}|^2$ des betrachteten Resonators über verschiedene Eingangsleistungen unter Zuhilfenahme des Duffing-Parameters δ . Analog zu Abbildung 2.13 ist eine Verschiebung der Resonanzfrequenz festzustellen. Außerdem konnte die Verformung der Resonanzkurve mit Hilfe des kubischen Duffing-Terms im Modell bis zu einer Eingangsleistung von 10 dBm gut nachgebildet werden.

technologie auch gewissen Variationen unterworfen, was nur durch geeignete Anpassungen im Simulationsmodell nachgebildet werden kann.

Die leistungsabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz kann in der Simulation zu Konvergenzproblemen führen. Daher werden für zukünftige Vergleiche von Simulations- und Messdaten verschiedene Ansätze genutzt, die auftretende Nichtlinearität geeignet nachzubilden.

Schlussfolgerungen

Die Verschiebung der Resonanzfrequenz zu niedrigeren Werten bei zunehmender Leistung widerspricht dem Bestreben einer möglichst stabilen Schwingfrequenz von Resonatoren und Oszillatoren. Des Weiteren bewirkt der Hystereseeffekt im Resonator eine Variation der Resonanzfrequenz im laufenden Betrieb. Dieser Umstand und die Tatsache, dass die Resonanzbandbreite, wie in Abbildung 2.11 gezeigt, bei hohen Eingangsleistungen vergrößert wird, verschlechtern die Leistungsfähigkeit von MEMS-Resonatoren. Daher soll die auftretende Nichtlinearität in den nachfolgenden SiCer-Oszillator-Entwürfen durch Begrenzung der in den Resonator gespeisten HF-Leistung möglichst vermieden werden. Dadurch wird der Resonator in seinem linearen Bereich mit optimalen Leistungsparametern, nämlich konstante Resonanzfrequenz und Güte, betrieben.

2.3.3 Modellierung mit der Methode der finiten Elemente

Zur Modellierung und Simulation komplexer, heterogener Strukturen ist die Methode der finiten Elemente oder FEM aufgrund der sehr guten Genauigkeit ihrer Ergebnisse das am häufigsten eingesetzte Verfahren [58]. Als heterogene Struktur ist hierbei eine Baugruppe zu verstehen, die aus verschiedenen Bauteilen mit unterschiedlichen Dicken, Aussparungen, Materialien und komplexen Formen besteht. In der FEM wird die zu untersuchende Struktur in viele kleine (finite) Elemente zerlegt, mathematisch-physikalisch beschrieben und die resultierende mathematische Darstellung in ein komplexes Gleichungssystem überführt, welches mitunter

mehrere tausend Freiheitsgrade aufweisen kann [58]. Die Zerlegung hat den Vorteil, dass sich die komplexen Berechnungsgleichungen, welche auch nichtlinearer Natur sein können, in ein lineares Gleichungssystem überführen lassen [58]. Die Lösung dieser Gleichungssysteme wird im Allgemeinen in Form von FEM-Modellen von FEM-Programmen übernommen.

Obwohl die Anfänge der FEM in der Strukturmechanik liegen, ist die Methode der finiten Elemente mittlerweile in vielen physikalischen Domänen, beispielsweise elektromagnetischen Potentialen, etabliert [58]. Durch die Verkopplung von mechanischen und elektrischen Gleichungssystemen ist weiterhin eine Modellierung des piezoelektrischen Effektes möglich, weshalb die FEM gut zur realitätsnahen Simulation der MEMS-Resonatoren eingesetzt werden kann. Die Simulation der MEMS-Struktur hat den Vorteil, dass das Verhalten des gesamten Resonators inklusive Anker und der elektrischen Verdrahtung der Elektrodenfinger simuliert werden kann. Die Simulationsprogramme, welche in der Forschungsgruppe dafür genutzt werden, sind ANSYS [8] und COMSOL Multiphysics [22]. Zwar sind beide FEM-basiert, stammen jedoch von unterschiedlichen Herstellern. Aufgrund der Komplexität und Heterogenität der Struktur werden zum Vergleich der Ergebnisse Programme unterschiedlicher Hersteller genutzt.

Der Ablauf des Entwurfs mittels FEM lässt sich wie folgt darstellen [58]: Zuerst wird vom MEMS-Entwickler die Struktur des Resonators anhand der technischen Problemstellung vorgegeben. Diese wird auf Basis definierter Vereinfachungen, beispielsweise idealer Kanten und Ränder, in ein simulierbares Modell überführt und Anfangsbedingungen sowie die Anregung werden definiert. Das Simulationsprogramm erstellt daraus mittels Diskretisierung ein numerisches Modell, berechnet das Gleichungssystem für die Spannungen und Verschiebungen im Resonator und stellt die Ergebnisse im Folgenden grafisch dar. Hierbei ist es möglich, den Verlauf der mechanischen Größen im Resonator abzubilden sowie auf elektrischer Ebene die Y-Parameter zu betrachten. Das Ergebnis muss zuletzt noch vom Entwickler geprüft werden, um sicherzustellen, dass es den Erwartungen in Bezug auf die Resonanzfrequenz und die Ersatzschaltbildparameter entspricht.

Um einen Resonatorentwurf parametrisch zu gestalten, beispielsweise mit verschiedenen Fingerzahlen, ist die Skriptform von ANSYS gegenüber einer grafischen Oberfläche vorteilhaft. Die reine FEM-Simulation lässt sich in ein MATLAB-Skript einbetten, welches die Struktur definiert, ANSYS zur Simulation aufruft und anschließend die gewonnenen Daten auswertet und grafisch aufbereitet. Somit ist es möglich, den Simulationsprozess des MEMS-Resonators zu automatisieren oder durch parametrische Variationen der Geometrie die Resonatorstruktur auf eine gewünschte elektrische Spezifikation hin zu optimieren.

2.4 Grundlagen integrierter multiphysikalischer Oszillatoren

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt die Grundlagen von MEMS-Resonatoren und rückgekoppelten Oszillatoren behandelt wurden, wird diese Theorie in den nächsten Textpassagen konkretisiert und auf integrierte MEMS-Oszillatoren angewendet. Basis aller in dieser Arbeit verwendeten und demonstrierten CMOS-Schaltungen ist der Metal-Oxide Semiconductor (MOS)-Transistor, dessen Symbol sowie das Kleinsignalersatzschaltbild in Abbildung 2.15 grafisch verdeutlicht werden. Im Kleinsignalersatzschaltbild wird der Transistor durch seine Transkonduktanz g_m und seinen Ausgangswiderstand r_{ds} modelliert [94, 133].

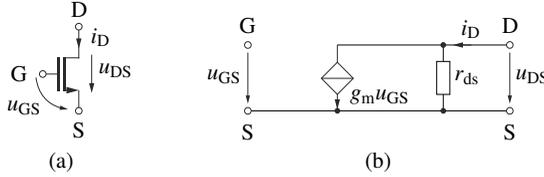


Abbildung 2.15: (a) Symbol und (b) Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-Transistors [94, 133]. Modelliert wird der Transistor durch seinen Ausgangswiderstand r_{ds} und seine Transkonduktanz g_m .

Zum Entwurf von MEMS-basierten Oszillatoren haben sich einige Konzepte etabliert. Die Grundlage dieser Schaltungskonzepte entstammt dabei wegen der elektrischen Modellierung des MEMS-Resonators mit fast ausschließlich reaktiven Bauelementen den LC-Oszillatoren. Diese wiederum lassen sich für den Einsatz in HF-Schaltungen als Dreipunktschaltungen, wie in Abbildung 2.16a gezeigt ist, beschreiben [141].

Im Falle des Anschwingens, also der Vereinfachung für kleine Amplituden, können der Verstärker und das Admittanznetzwerk durch die jeweilige Y-Schaltung dargestellt werden, was in Abbildung 2.16b verdeutlicht wird. Aufgrund der Ergebnisse aus Abschnitt 2.3.2 ist die Π -Ersatzschaltung für das frequenzselektive Rückkoppelnetzwerk zweckdienlich. Die Übertrager, welche sich lediglich leicht auf die Ein- und Ausgangsadmittanzen auswirken, werden hierbei im Sinne einer einfacheren Abschätzung vernachlässigt. Für den Transistor wird das Ersatzschaltbild aus Abbildung 2.15 verwendet. Das resultierende Gleichungssystem in Y-Darstellung bildet man wie folgt:

$$\begin{aligned} I_1 &= (Y_1 + Y_2) \cdot U_1 - Y_2 \cdot U_2, \\ I_2 &= (g_m - Y_2) \cdot U_1 + (Y_2 + Y_3 + \frac{1}{r_{ds}}) \cdot U_2. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Daraus lässt sich mit (2.8) eine Gleichung für die Schwingbedingung der Schaltung in Y-Darstellung formulieren [141]. Für diesen Rechenschritt erweist es sich als günstig, Y_3 und r_{ds} durch $Y'_3 = Y_3 + 1/r_{ds}$ auszudrücken. Es folgt:

$$(Y_1 + Y_2)(Y_2 + Y'_3) + Y_2(g_m - Y_2) = Y_1(Y_2 + Y'_3) + Y_2(g_m + Y'_3) = 0. \quad (2.62)$$

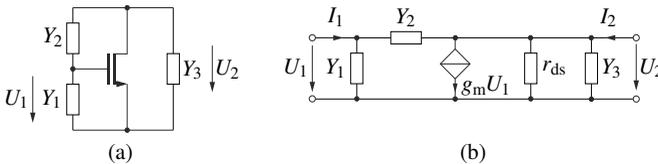


Abbildung 2.16: (a) Prinzipschaltbild einer Dreipunktschaltung. Das Kernelement bildet ein Transistor im Verstärkerbetrieb (ohne Arbeitspunktbeschaltung), umgeben von den drei komplexwertigen Admittanzen Y_1 , Y_2 und Y_3 zur Modellierung des Resonators. Die Ein- und Ausgänge sind durch die Spannungen U_1 und U_2 definiert. In (b) ist das Kleinsignalersatzschaltbild der Schaltung dargestellt [141].

Als nächsten Schritt lassen sich in der Gleichung die Admittanzen mit $Y = B + jG$ in Wirk- und Blindleitwerte umwandeln. Es resultieren die beiden Gleichungen

$$\begin{aligned} G_1(G_2 + G'_3) - B_1(B_2 + B'_3) + G_2(g_m + G'_3) - B_2B'_3 &= 0, \\ G_1(B_2 + B'_3) + B_1(G_2 + G'_3) + G_2B'_3 + B_2(g_m + G'_3) &= 0. \end{aligned} \quad (2.63)$$

Für den Fall, dass die Transistorparameter g_m und r_{ds} bekannt sind, existieren sechs Unbekannte für dieses System aus zwei Gleichungen. Da sich das Konzept der Dreipunktschaltung auf LC-Oszillatoren bezieht, also für die komplexwertige Rückkopplung nur Induktivitäten und Kapazitäten in Frage kommen, lassen sich die Realteile der Admittanzen G_1 und G_2 gegenüber den Imaginärteilen B_1 und B_2 vernachlässigen und $G'_3 = G$ als Summe von Innen- und Lastleitwert weiter nutzen [141]. Im Falle endlicher Bauteilgüten ist diese Vereinfachung nicht mehr gültig und für das Gleichungssystem existieren zu viele Freiheitsgrade, sodass für die Schwingbedingung auf analytischem Weg keine eindeutigen Aussagen getroffen werden können. Das resultierende vereinfachte Gleichungssystem mit drei Unbekannten lautet somit:

$$\begin{aligned} B_1B_2 + B_1B'_3 + B_2B'_3 &= 0, \\ B_1G + B_2(G + g_m) &= 0. \end{aligned} \quad (2.64)$$

Vereinfachen und interpretieren lässt sich dieses System durch Ersetzen der Blindleitwerte durch die entsprechenden Blindwiderstände $X = -1/B$:

$$\begin{aligned} X_1 + X_2 + X_3 &= 0, \\ X_2G + X_1(G + g_m) &= 0 \end{aligned} \quad (2.65)$$

Aus der zweiten Gleichung in (2.65) erkennt man, dass X_1 und X_2 unterschiedlichen Reaktanztypen entsprechen und außerdem X_2 betragsmäßig größer als X_1 sein muss. Das bedeutet wiederum auch, dass die Summe $X_1 + X_2$ vom gleichen Reaktanztyp wie X_2 ist [141]. Nutzt man diese Erkenntnis für die erste Gleichung in (2.65), so resultiert die Gleichheit der Reaktanztypen von X_3 und X_1 . Aus diesem Umstand folgen zwei Grundschaltungen, nämlich die Colpitts- und die Hartley-Grundschaltung, dargestellt in Abbildung 2.17 [141]. Während X_1 und X_3 in der Colpitts-Schaltung von Kapazitäten repräsentiert werden, setzt man in der Hartley-Schaltung Induktivitäten ein. X_2 hingegen ist in der Colpitts-Schaltung induktiver Natur, in der Hartley-Schaltung dagegen kapazitiver.

Der Übergang auf die MEMS-Oszillatoren erfolgt über die Clapp-Schaltung, welche als eine Sonderform der Colpitts-Schaltung zu bezeichnen ist. Dabei wird statt der Induktivität im X_2 -Zweig eine Serienschaltung aus einer Induktivität und einer Kapazität gebildet, wodurch sich der Arbeitspunkt der Verstärkerschaltung leichter einstellen lässt und die Resonanzfrequenz näherungsweise unabhängig von den Kapazitäten C_{01} und C_{02} wird [141]. Nimmt man

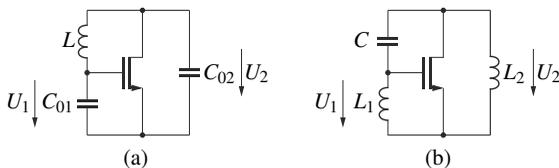


Abbildung 2.17: Prinzipschaltbilder der (a) Colpitts- und (b) Hartley-Schaltung [141]

nun fertigungsbedingte Verluste der Spule an, so erhält man im Rückkoppelzweig eine RLC-Reihenschaltung, ähnlich der im modifizierten BvD-Ersatzschaltbild. Die Clapp-Grundschtaltung für LC-Oszillatoren ist also auf die Gruppe der MEMS-Oszillatoren übertragbar. Die Kapazitäten C_{01} und C_{02} aus Abbildung 2.17 werden dabei durch die Kapazitäten der Kontaktflächen, der Zuleitungen und der Fingerstruktur hervorgerufen und sind aufgrund des näherungsweise symmetrischen Aufbaus der MEMS-Resonatoren etwa gleich groß. Die Hartley-Grundschtaltung eignet sich dagegen nicht, um sie in Verbindung mit MEMS-Resonatoren zu verwenden, da hierbei zwei Induktivitäten und nur eine Kapazität benötigt werden, was mit dem modifizierten BvD-Ersatzschaltbild nicht umsetzbar ist.

Die resultierende Schaltung wird dann als Pierce-Schaltung bezeichnet [141]. Andere Literaturstellen verweisen darauf, dass ein Dreipunktoszillator nur dann den Namen Pierce-Schaltung tragen darf, wenn er in Emitter- bzw. Source-Schaltung betrieben wird [133]. In dieser Arbeit wird der Begriff Pierce-Oszillator für alle drei Grundschtaltungen gleichermaßen verwendet und durch ebendiese voneinander unterschieden. In Abbildung 2.18 ist der Pierce-Oszillator in seinen drei Grundschtaltungen dargestellt. Der MEMS-Resonator ist dabei schematisch durch seine geometrische Fingerstruktur angedeutet, welche den frequenzselektiven RLC-Schwingkreis ersetzt. Die beiden Kapazitäten C_{01} und C_{02} modellieren die statischen Kapazitäten der Leistungs- und Elektrodenstruktur des Resonators. In allen drei Schaltungen arbeitet der MEMS-Resonator in seinem induktiven Bereich und stellt somit die Induktivität der kapazitiven Dreipunktschaltung dar. Da der induktive Arbeitsbereich des MEMS-Resonators oberhalb seiner Serienresonanzfrequenz liegt, ist die Schwingfrequenz des Oszillators leicht oberhalb der Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators. Die Stromquellen der Grundschtaltungen werden in integrierten Schaltungen von in Stromspiegeln betriebenen Transistoren ersetzt, welche einen einstellbaren Arbeitspunktstrom bei sehr hohem Ausgangswiderstand liefern. Zur Veranschaulichung der Wirkprinzipien reicht diese Darstellung jedoch aus.

Pierce-Oszillator in Source-Schaltung

In Source-Schaltung zeichnet sich der Pierce-Oszillator dank des Source-Verstärkers durch eine hohe Schleifenverstärkung aus [94, 133]. Da die Source-Schaltung als einzige der Grundschtaltungen eine invertierende Spannungsverstärkung bietet [133], muss die restliche Schaltung zur Erfüllung der Schwingbedingung auch eine Phasendrechung von 180° erzeugen. Der hohe Ausgangswiderstand des Verstärkers stellt gemeinsam mit der Kapazität C_{02} eine Phasendrechung von bis zu 90° bereit, während der Resonator im schmalen Bereich um seine

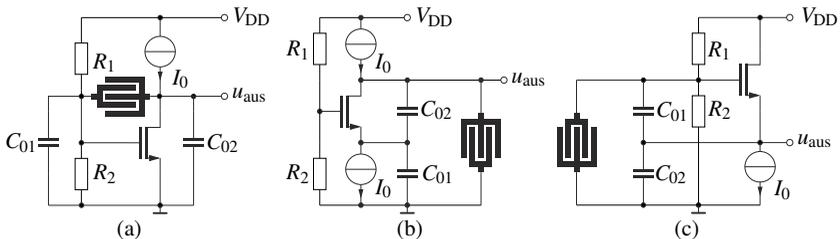


Abbildung 2.18: Pierce-Oszillator in seinen drei Grundschaltungen, von links nach rechts: (a) Source-, (b) Gate- und (c) Drain-Schaltung [141]

Resonanzfrequenz die Phase um bis zu 180° dreht. Somit ist eine Frequenz möglich, bei der die Phasendrehung genau 360° ist und damit die Schwingbedingung erfüllt wird. Durch den hohen Eingangswiderstand der Source-Schaltung wird der Resonator nur schwach belastet.

Pierce-Oszillator in Gate-Schaltung

Das bei der Gate-Schaltung vom Resonator gefilterte Signal wird über den kapazitiven Spannungsteiler aus C_{01} und C_{02} auf den Eingang zurückgeführt und wieder verstärkt. Der Verstärkungsfaktor ist dabei bei gleicher Beschaltung identisch dem der Source-Schaltung, jedoch ohne Phasendrehung von 180° [133]. Der Nachteil der Gate-Schaltung ist der kapazitive Spannungsteiler, über dem aufgrund des nahezu symmetrischen Aufbaus des Resonators etwa die Hälfte der vom Resonator gefilterten Spannung verloren geht. Weiterhin wird der Resonator über den kleinen Eingangswiderstand der Gate-Schaltung resistiv belastet, was die Schleifenverstärkung als auch die belastete Güte schmälert [94, 133].

Pierce-Oszillator in Drain-Schaltung

Die Drain-Schaltung zeigt eine Spannungsverstärkung von kleiner als 1 [94, 133] und kann nur durch den Spannungsteiler C_{01} und C_{02} und mit Hilfe des hochgütigen MEMS-Resonators eine Spannungserhöhung am Gate des Transistors hervorrufen und damit die Schwingbedingung erfüllen. Durch den weitgehend symmetrischen Aufbau des MEMS-Resonators, was in $C_{01} = C_{02}$ resultiert, wird die Ausgangsspannung des Verstärkers jedoch etwa auf ihren doppelten Wert angehoben. Der Resonator muss also verlustarm sein, um die Schwingbedingung erfüllen zu können. Für MEMS-Bauelemente, deren Güte Schwankungen unterworfen ist, ist diese Schaltung also weniger geeignet.

Schlussfolgerungen

Am geeignetsten erweist sich zum Aufbau von MEMS-Oszillatoren der Pierce-Oszillator in Source-Schaltung. Zum einen erreicht er eine hohe Schleifenverstärkung, zum anderen wird der Resonator durch die hohen Ein- und Ausgangswiderstände nur schwach belastet, da diese parallel zu den Kapazitäten C_{01} und C_{02} angeordnet und damit wenig dominant sind. Weiterhin sind in Source-Schaltung C_{01} und C_{02} nicht als Spannungsteiler betrieben, was als Schwachpunkt der anderen beiden Grundschaltungen der Fall ist. Aus diesem Grund beschränken sich alle nachfolgenden Betrachtungen und Implementierungen auf die Source-Schaltung.

2.5 Anwendungsorientierte Modellierung des Phasenrauschens

Um die verschiedenen Rauschphänomene in Oszillatoren analysieren zu können, lässt sich das Ausgangssignal $u_{\text{aus}}(t)$ eines Oszillators vereinfacht als Sinusfunktion darstellen [39, 92, 96]:

$$u_{\text{aus}}(t) = A(t) \cdot \sin[2\pi f_0 t + \varphi(t)]. \quad (2.66)$$

Rauschen kann hierbei in der Amplitude des Signals $A(t)$ und in der Phase $\varphi(t)$ auftreten. Da die Auswirkung von Amplitudenrauschen aufgrund von Sättigungseffekten der Mikroelektronik auf ein Oszillatorsignal weit weniger entscheidend für die Frequenzstabilität des Oszilla-

tors ist als das Phasenrauschen, wird es in nachfolgenden Berechnungen und Erläuterungen vernachlässigt [96].

In den folgenden Abschnitten werden zunächst die einzelnen Rauschphänomene erläutert und auf die Bestandteile des Oszillators übertragen. Anschließend erfolgt eine Betrachtung verschiedener praxisrelevanter Modelle zur Beschreibung des Phasenrauschens. Als zugrundeliegendes Modell soll dabei der rückgekoppelte Oszillator mit Pufferverstärker aus Abbildung 2.19 betrachtet werden. Der Oszillatorkreis wird aus Verstärker und Resonator gebildet. Der Pufferverstärker sorgt für eine Entkopplung der Oszillatorschleife von der Last und stellt die erforderliche Signalleistung in der Last bereit. Er weist selbst Rauschbeiträge auf, die sich auf eine Erhöhung des Phasenrauschens niederschlagen, was später noch genauer erläutert wird.

2.5.1 Rauschbeiträge der Schaltungblöcke des Oszillators

Rauschen des Resonators

Der Resonator ist das frequenzselektive Element des Oszillators. Damit eine Schwingung erzeugt werden kann, muss der Resonator eine Übertragungsfunktion zweiten Grades vorweisen, also aus mindestens zwei Blindelementen (Induktivitäten, Kapazitäten) bestehen. Das modifizierte BvD-Ersatzschaltbild aus Abbildung 2.7 weist mit seinem Serienschwingkreis ein solches Verhalten auf.

Auf Basis der Ergebnisse von Johnson und Nyquist wird ersichtlich, dass der Resonator aufgrund seiner Verluste thermisches Rauschen mit einer verfügbaren Rauschleistung von $P_n = k_B T B$ emittiert [52, 83]. Dabei ist k_B die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur und B die beobachtete Frequenzbandbreite. Die mittlere quadratische Rauschspannung des verlustbehafteten Anteils des Resonators beträgt $\overline{U_n^2} = 4k_B T R B$. Dieser Ausdruck lässt sich für alle verlustbehafteten Leiter nutzen und mit dem Thevenin-Ersatzschaltbild als Reihenschaltung aus Spannungsquelle für $\overline{U_n^2}$ mit Innenwiderstand R modellieren [80, 92]. In der Nähe der Resonanz muss die Selektivität des Resonanzkreises mit einbezogen werden, was aber nur in Verbindung mit dem Verstärker bei Betrachtung des geschlossenen Oszillatorkreises erfolgen kann.

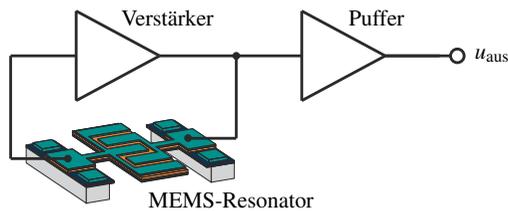


Abbildung 2.19: Modell des rückgekoppelten MEMS-Oszillators mit Pufferverstärker zur Lastankopplung

Rauschen des Verstärkers

Für die Rauschanalyse des Verstärkers ist es zweckmäßig, einige Konkretisierungen vorzunehmen, da für verschiedene Herstellungstechnologien von Verstärkern unterschiedliche Modelle zur Verhaltensbeschreibung vorliegen. Da diese Arbeit von integrierten MEMS-Oszillatoren handelt, beschränken sich die nachfolgenden Erklärungen auf CMOS-Verstärker. Nachdem sich in Abschnitt 2.4 die Source-Schaltung für MEMS-Oszillatoren am geeignetsten herausgestellt hat, soll hierbei exemplarisch ein Source-Verstärker nach Abbildung 2.20a betrachtet werden. Der Transistor wird dabei im Kleinsignalersatzschaltbild nach Abbildung 2.20b durch zwei Rauschquellen erweitert, welche im Folgenden einzeln behandelt werden [94].

Die Quelle $\overline{I_n^2}$ stellt das weiße Rauschen des stromdurchflossenen Transistors für eine Bandbreite von 1 Hz, also eine Rauschleistungsdichte, dar und lässt sich nach [94, 136] wie folgt beschreiben:

$$\overline{I_n^2} = 4k_B T \zeta g_m. \quad (2.67)$$

Betrachtet man den Transistor als rauschenden Widerstand, so symbolisiert ζg_m dabei den Leitwert. ζ trägt für Transistoren mit langen Kanälen ($> 1 \mu\text{m}$) den Wert $2/3$ und muss für kürzere Gate-Längen durch geeignete, meist durch Messung ermittelte, höhere Werte ersetzt werden [94].

Weiterhin liegt Funkelrauschen am Transistor vor, was in Abbildung 2.20 als Spannungsquelle mit dem Wert $\overline{U_n^2}$ modelliert wird. Das Funkelrauschen (engl.: *flicker noise*) wurde von Johnson und Schottky experimentell anhand verschiedener Modelle von Elektronenröhren nachgewiesen und theoretisch untersucht [51, 106]. Die Untersuchungen der unterschiedlichen Röhren zeigten eine Differenz der gemessenen mittleren quadratischen Rauschspannung $\overline{U_n^2}$ zur anhand des weißen Rauchens theoretisch berechneten auf. Wird die beobachtete Frequenz groß genug, so geht $\overline{U_n^2}$ ins weiße Rauschen über. Dieser Übergang ist aber von Element zu Element unterschiedlich, was in Johnsons und Schottkys Veröffentlichungen in Abbildung 2.21 gut zu erkennen ist. Es resultiert eine Frequenzabhängigkeit von $1/f^c$ mit Werten für c zwischen eins, was durch die blaue Gerade deutlich gemacht wird, und zwei, hervorgehoben durch die orange Gerade. Bei CMOS-Transistoren tendiert c gegen eins [94], weshalb in den folgenden Beschreibungen von $1/f$ -Rauschen gesprochen wird.

Hervorgerufen wird $1/f$ -Rauschen in CMOS-Transistoren durch die Qualität des Gate-Oxids bzw. durch Ladungsträger, welche zwischen verschiedenen Energiezuständen an der Grenzfläche zwischen Oxid und Halbleiter wechseln und dabei ein Rauschen am Gate-Kon-

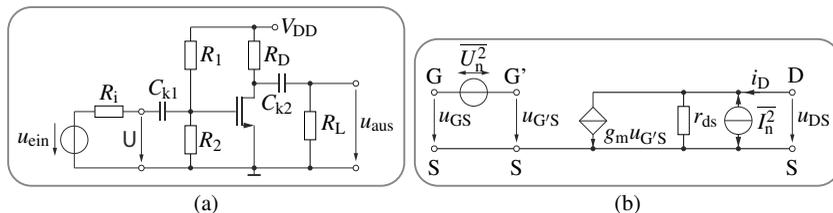


Abbildung 2.20: (a) Schaltbild des betrachteten Source-Verstärkers mit Spannungsquelle u_q mit Innenwiderstand R_1 , Gate-Spannungsteiler R_1, R_2 , Drainwiderstand R_D , den Koppelkapazitäten C_{k1}, C_{k2} und dem Lastwiderstand R_L [133]. (b) Rauschmodellierung eines CMOS-Transistors im Kleinsignalbetrieb mit den Rauschquellen $\overline{U_n^2}$ und $\overline{I_n^2}$ [94].

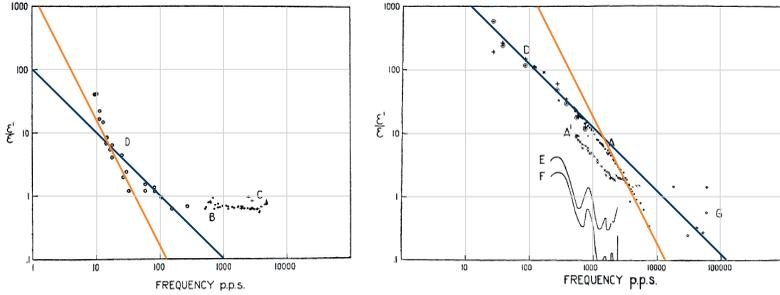


Abbildung 2.21: Messkurven des Funkelrauschens nach Johnson [51]. Gezeigt ist der Quotient aus gemessener mittlerer quadratischer Rauschspannung und theoretisch erwarteter mittlerer quadratischer Rauschspannung über der Frequenz aufgetragen für zwei verschiedene Röhrenelemente. Die orange und die blaue Linie weisen eine fallende quadratische bzw. eine fallende lineare Abhängigkeit von der Frequenz auf.

takt des Transistors hervorrufen [94, 136]. Zur Beschreibung dieses Phänomens existieren in der Literatur viele, unter anderem sehr komplexe Ausdrücke. Für den Entwurf nutzbare Formeln liefern [94] und [136] für eine Bandbreite von 1 Hz:

$$\overline{U_n^2} = \frac{K_1}{C_{ox}WLf}, \quad \overline{U_n^2} = \frac{K_2(U_{GS})}{C_{ox}WL} \frac{1}{fc}. \quad (2.68)$$

Dabei ist C_{ox} die flächenbezogene Gate-Kapazität. Die Konstante c liegt laut [136] zwischen 0,7 und 1,2. K_1 und K_2 sind prozessabhängige Konstanten. K_1 liegt in der Größenordnung $K_1 = 10^{-23} \text{ V}^2\text{F}$ [94]. K_2 ist hingegen von der Gate-Source-Spannung abhängig und liegt für kleine U_{GS} im Bereich zwischen $10^{-31} \text{ V}^2\text{F}^2/\text{m}^2$ und $10^{-29} \text{ V}^2\text{F}^2/\text{m}^2$. Im Falle der starken Inversion sind für n-leitende Transistoren eine Verdopplung und für p-leitende sogar eine Vergrößerung um das Fünfzigfache zu erwarten [136]. Zur besseren Berechnung wird im Folgenden die erstgenannte Gleichung laut [94] verwendet, wobei für Schwankungen der Gate-Source-Spannung im Arbeitspunkt der Parameter K_1 ähnlich K_2 angepasst werden muss. Projiziert man die Rauschspannung des Gates auf den Ausgang des Transistors, so erhält man [94, 136]:

$$\overline{U_n^2} = \frac{K_1 g_m^2}{C_{ox}WLf}. \quad (2.69)$$

Nachfolgend wird der Verstärker linear analysiert, um die Auswirkungen der Rauschbeiträge zu ergründen. Eine quantitative Analyse ist jedoch nicht per Handrechnung möglich, da die CMOS-Bestandteile des Oszillators nach dem Anschwingen im nichtlinearen Bereich arbeiten und daher die Rauschbeiträge steigen. Die folgende Abhandlung ist daher eher als Entwurfsrichtlinie gedacht. In Abbildung 2.20 werden neben dem Transistor noch der Eingangsspannungsteiler, im Kleinsignalbetrieb als $R_{12} = R_1 \parallel R_2$ zusammengefasst, und der Drainwiderstand R_D betrachtet. Weiterhin wird für die Analyse des Verstärkerrauschens ein Lastwiderstand R_L am Ausgang der Schaltung angeschlossen. Die mittlere quadratische Rauschstromdichte am Ausgang $I_{n,ges}^2$ ergibt sich sodann zu [94]:

$$\overline{I_{n,ges}^2} = 4k_B T \zeta g_m + \frac{K_1 g_m^2}{C_{ox}WLf} + 4k_B T R_{12} g_m^2 + \frac{4k_B T}{R_D}. \quad (2.70)$$

Liegt, repräsentiert durch die Quelle u_q mit Innenwiderstand R_i , eine Eingangsausleistungsdichte N_{ein} am Verstärkereingang vor, so wird diese, mit der Leistungsverstärkung G der Schaltung multipliziert, am Verstärkerausgang einen Beitrag GN_{ein} leisten. N_{ein} muss hierbei nicht der spektralen Rauschleistungsdichte des thermischen Rauschens $k_B T$ entsprechen, sondern kann, wie später gezeigt wird, auch höhere Werte annehmen. Zusammen mit dem im Verstärker hervorgerufenen Rauschen lässt sich damit die gesamte Rauschleistungsdichte N_{aus} am Ausgang des Verstärkers berechnen. Dabei wird der mittlere quadratische Rauschstrom gemäß der Stromteilerregel am Lastwiderstand ermittelt und zur Berechnung der Rauschleistungsdichte mit dem Wert des Lastwiderstandes multipliziert [94]:

$$N_{\text{aus}} = \left(4k_B T \zeta g_m + \frac{K_1 g_m^2}{C_{\text{ox}} W L f} + 4k_B T R_{12} g_m^2 + \frac{4k_B T}{R_D} \right) \frac{(R_D \parallel r_{\text{ds}})^2 R_L}{(R_D \parallel r_{\text{ds}} + R_L)^2} + GN_{\text{ein}}. \quad (2.71)$$

Eine Form der Beschreibung des Verstärkerausbaus ist die Rauschzahl F , welche als der Quotient aus gesamter Ausgangsausleistung und auf den Ausgang verstärkte, eingangsseitige Rauschleistung definiert ist [80]. Es gilt $F = N_{\text{aus}} / (G \cdot N_{\text{ein}})$ [80]. Ein in der Theorie rauschfreier Verstärker hat die Rauschzahl 1. Da hier das Verhältnis zweier Rauschleistungen zur Berechnung von F genutzt werden, können ebenfalls Rauschleistungsdichten Verwendung finden. Die für einen CMOS-Verstärker in Source-Schaltung geltende Rauschzahl lautet somit

$$F = 1 + \left(4k_B T \zeta g_m + \frac{K_1 g_m^2}{C_{\text{ox}} W L f} + 4k_B T R_{12} g_m^2 + \frac{4k_B T}{R_D} \right) \frac{(R_D \parallel r_{\text{ds}})^2 R_L}{(R_D \parallel r_{\text{ds}} + R_L)^2 G N_{\text{ein}}}. \quad (2.72)$$

Für die Leistungsverstärkung G werden die Ein- und Ausgangsleistungen jeweils als Quotient aus Spannungsquadrat und Eingangs-/ Lastwiderstand errechnet und der Quotient aus Ausgangsleistung und Eingangsausleistung gebildet. Es folgt für die Klemmenleistungsverstärkung:

$$G = \frac{u_{\text{aus}}^2 / R_L}{u_{\text{ein}}^2 / R_{12}} = \frac{g_m^2 (R_D \parallel r_{\text{ds}} \parallel R_L)^2 R_{12}}{R_L} = \frac{g_m^2 (R_D \parallel r_{\text{ds}})^2 R_L R_{12}}{(R_D \parallel r_{\text{ds}} + R_L)^2}. \quad (2.73)$$

Daraus ergibt sich eine Rauschzahl von

$$F = 1 + \left(4k_B T + \frac{4k_B T \zeta}{g_m R_{12}} + \frac{4k_B T}{g_m^2 R_{12} R_D} + \frac{K_1}{C_{\text{ox}} W L R_{12}} \cdot \frac{1}{f} \right) \frac{1}{N_{\text{ein}}}. \quad (2.74)$$

Aus (2.74) lassen sich für den Entwurf rauscharmer CMOS-Schaltung wichtige Schlussfolgerungen ableiten. Der Ausgangswiderstand sollte so groß wie möglich dimensioniert werden, damit er wenig Stromrauschen verursacht. Die verwendeten Transistoren sollten nach Möglichkeit nicht in Minimalkonfiguration ihrer Längen und Weiten genutzt werden. Bei der Dimensionierung der Transistoren ist weiterhin auf eine hohe Transkonduktanz zu achten, was auch in einer hohen Verstärkung resultiert. Auch sollte der Eingangswiderstand groß gewählt werden, wodurch vorgeschaltete Schaltungsbestandteile weniger stark belastet werden.

Weiterhin kann festgestellt werden, dass das Eigenrauschen des Verstärkers bei bereits hoher Eingangsausleistungsdichte N_{ein} vernachlässigt werden kann und die Rauschzahl gegen eins tendiert.

Die Rauschzahl ist aufgrund des $1/f$ -Rauschens frequenzabhängig. Diese Abhängigkeit lässt sich durch die Grenzfrequenz f_α beschreiben, oberhalb derer die mit steigender Frequenz

fallende Rauschzahl ins weiße Rauschen F_0 übergeht. Damit lässt sich F wie folgt formulieren:

$$F = F_0 \cdot \left(1 + \frac{f_\alpha}{f} \right). \quad (2.75)$$

Auf die Berechnung von f_α wird an dieser Stelle aus Gründen der Relevanz verzichtet.

Einfluss von Folgestufen

Als Folgestufen des Oszillators sind Pufferverstärker und Schaltungen für analoge Signalverarbeitung (z.B. Frequenzverdoppler) zu verstehen. Da diese Schaltungsteile auch weißes Rauschen und $1/f$ -Rauschen hervorrufen, kann ebenfalls (2.74) verwendet werden. Wie beim Verstärkerrauschen, so gilt auch für Folgestufen, dass der Eingangsrauschpegel für die Rauschzahl entscheidend ist. Eine genauere Analyse folgt in den nachstehenden Abschnitten unter Berücksichtigung des geschlossenen Oszillatorkreises.

2.5.2 Die Leeson-Formel des Phasenrauschens

Ein Modell, welches das Phasenrauschen qualitativ mit Hilfe geeigneter, empirisch ermittelter Parameter darstellt, ist das nach Leeson aus dem Jahre 1966 [68], das die Theorie des einfachen, geschlossenen Regelkreises nutzt. Demnach besteht ein Oszillator aus einem verstärkenden und einem frequenzselektiven Element.

Der Übergang von Signal- und Rauschleistungen zum Phasenrauschen erfolgt mit der spektralen Leistungsdichte der Phase $S_\varphi(f_m)$, welche als Quotient aus Rauschleistungsdichte und Signalleistung bei der Schwingfrequenz definiert ist [68, 92]. Im Leeson-Modell wird das Phasenrauschen am Ausgang des verstärkenden Elements des Oszillators abgenommen: $S_\varphi(f_m) = N_{\text{aus}}/P_{\text{aus}}$. f_m wird dabei als Modulationsfrequenz der Phase [39, 92] bzw. Frequenzabstand von der Schwingfrequenz des Oszillators [96] bezeichnet. Unter Zuhilfenahme der Rauschzahl F des Verstärkers lässt sich anhand der Eingangsrauschleistungsdichte $N_{\text{ein}} = k_B T$ des MEMS-Resonators der frequenzunabhängige Anteil $S_{\Delta\varphi}$ von $S_\varphi(f_m)$ herleiten [39, 68, 92, 96], welcher weitab der Schwingfrequenz zu finden ist. Zu beachten ist hierbei, dass der Verstärker im eingeschwungenen Zustand aufgrund der eintretenden Sättigungseffekte im Großsignalbetrieb arbeitet und daher die eigentliche Rauschzahl des Kleinsignalbetriebes nicht mehr zutrifft, sondern F eher als effektive Rauschzahl [68] oder Pseudorauszahl anzusehen ist [133], worauf später noch genauer eingegangen wird. Unter dieser Annahme lautet $S_{\Delta\varphi}$ folglich:

$$S_{\Delta\varphi} = \frac{N_{\text{aus}}}{P_{\text{aus}}} = \frac{F \cdot N_{\text{ein}}}{P_{\text{ein}}} = \frac{F k_B T}{P_{\text{ein}}}. \quad (2.76)$$

P_{ein} stellt dabei die Signalleistung am Eingang des Verstärkers dar [68, 92, 96]. Wird der Kreis aus Verstärker und Resonator geschlossen, so beginnt der Oszillator auf seiner Oszillationsfrequenz f_0 zu schwingen. Im eingeschwungenen Zustand beträgt die Schleifenverstärkung $LG(j\omega) = A_v(j\omega) \cdot \beta(j\omega)$ bei ω_0 genau 1. Da die Verlustmechanismen des MEMS-Resonators in seinem Ersatzschaltbild (Serienschwingkreis, Abbildung 2.7) durch den Resonanzleitwert $G_m = 1/R_m$ beschrieben werden, welche in dieser Rechnung auch alle Lasteinflüsse des Oszillators auf den Resonator beinhalten, muss der Verstärker genau diesen Betrag kompensieren. Damit lässt sich die Schleifenverstärkung als auf den Resonanzleitwert normierte

Admittanz des Serienschwingkreises betrachten:

$$LG(j\omega) = \frac{1}{G_m} \cdot \frac{1}{R_m + j\omega L_m - j/\omega C_m} = \frac{1}{1 + \frac{jG_m}{C_m} \left(\omega L_m C_m - \frac{1}{\omega} \right)}. \quad (2.77)$$

Im folgenden Schritt werden zwei Parameter des belasteten Serienschwingkreises genutzt: Die Resonanzfrequenz f_0 bzw. die Resonanzkreisfrequenz $\omega_0 = 1/\sqrt{L_m C_m}$ aus (2.42) und die belastete Güte $Q_1 = \omega_0 L_m / R_m$ aus (2.49). Wichtig ist die Verwendung der belasteten Güte statt der unbelasteten, da die Güte durch den Anschluss des Resonators an den Verstärker abnimmt und daher Q_1 das Phasenrauschen bestimmt. Nahe der Oszillationsfrequenz kann zusätzlich die Vereinfachung $\omega \approx \omega_0$ angenommen werden, während die Modulationsfrequenz $\omega_m = \omega - \omega_0$ den Abstand von ω_0 beschreibt [68, 92]. Durch Einsetzen dieser Parameter lässt sich (2.77) in der Nähe von ω_0 wie folgt umformen [92]:

$$LG(j\omega) = \frac{1}{1 + jQ_1 \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} = \frac{1}{1 + jQ_1 \left[\frac{(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0)}{\omega_0 \omega} \right]} \approx \frac{1}{1 + j2Q_1 \omega_m / \omega_0}. \quad (2.78)$$

Für weitere Rechnungen werden die Kreisfrequenzen durch die jeweiligen Frequenzen mit $f = \omega/2\pi$ ersetzt. Um von $S_{\Delta\varphi}$ auf $S_\varphi(f_m)$ schließen zu können, wird aufgrund der Betrachtung von Leistungspegeln das Betragsquadrat der Übertragungsfunktion des geschlossenen Regelkreises genutzt. Der formelmäßige Zusammenhang lässt sich wie folgt beschreiben [92]:

$$S_\varphi(f_m) = \left| \frac{1}{1 - LG} \right|^2 S_{\Delta\varphi} = \left| \frac{1 + j2Q_1 f_m / f_0}{j2Q_1 f_m / f_0} \right|^2 S_{\Delta\varphi} = \left[1 + \left(\frac{f_0}{2Q_1 f_m} \right)^2 \right] S_{\Delta\varphi}. \quad (2.79)$$

Die halbe Bandbreite $f_0/(2Q_1)$ bezeichnet dabei die Grenzfrequenz, unterhalb derer das Resonanzverhalten des Resonators das Phasenrauschen beeinflusst. Da ein MEMS-Resonator ein Filter zweiter Ordnung ist, wirkt sich dessen Frequenzverhalten quadratisch aus.

Ein weiterer wichtiger Punkt, welcher einen Einfluss auf das Phasenrauschen zeigt, ist der Beitrag des $1/f$ -Rauschens. Zwar wirken sich die Phänomene des Funkelrauschens nur bei niedrigen Frequenzen aus, beispielsweise bis 1 MHz bei CMOS-Transistoren [94], jedoch werden die Beiträge des $1/f$ -Rauschens durch nichtlineare Effekte des Oszillators mittels Frequenzmischung auf den Träger bei f_0 moduliert [68, 92]. Da die Beschreibung des Einflusses von $1/f$ -Rauschen auf das Phasenrauschen analytisch sehr aufwändig ist (Grenzfrequenz f_α , Konversionsverlust beim Modulationsvorgang, etc.), wird im Leeson-Modell das Funkelrauschen durch eine Konstante ausgedrückt, welche empirisch ermittelt wird [68]. In weiteren Literaturstellen wird das $1/f$ -Rauschen mit einer Grenzfrequenz $f_c \neq f_\alpha$ ausgedrückt, unterhalb derer das $1/f$ -Rauschen Einfluss auf das Phasenrauschen nimmt [39, 96]. Analog zur Formulierung des $1/f$ -Rauschens für die Rauschzahl in (2.75) ist es damit möglich, eine Formel für die spektrale Leistungsdichte der Phase $S_\varphi(f_m)$ gemäß dem Modell von Leeson zu liefern:

$$S_\varphi(f_m) = \frac{F k_B T}{P_{\text{ein}}} \left(1 + \frac{f_c}{f_m} \right) \left[1 + \left(\frac{f_0}{2Q_1 f_m} \right)^2 \right]. \quad (2.80)$$

Damit lässt sich das Spektrum eines realen Oszillators ausdrücken. Um auf das real zu messende Einseitenbandphasenrauschen zu schließen, muss $S_{\phi}(f_m)$ noch laut IEEE Standard 1139-1999 halbiert werden [2, 133]. Weiterhin erweist es sich als zweckdienlich, zur Beschreibung des Phasenrauschens den dekadischen Logarithmus zu verwenden. Damit ergibt sich die Einheit dBc/Hz, also die Rauschleistungsdichte bezogen auf die Trägerleistung (engl.: *carrier*) in dB pro Hz Bandbreite. Das Phasenrauschen, welches im Folgenden als $L(f_m)$ bezeichnet wird, ergibt sich nach dem Modell von Leeson folglich zu [2, 39, 68, 92, 96]:

$$L(f_m) = 10 \cdot \log_{10} \left[\frac{1}{2} S_{\phi}(f_m) \right] = 10 \cdot \log_{10} \left\{ \frac{F k_B T}{2 P_{\text{ein}}} \left(1 + \frac{f_c}{f_m} \right) \left[1 + \left(\frac{f_0}{2 Q_1 f_m} \right)^2 \right] \right\}. \quad (2.81)$$

Das Leeson-Modell beschränkt sich allerdings darauf, das Phasenrauschen hinter dem Verstärker im Oszillatorkreis zu beschreiben. Allerdings ist es in technisch relevanten Fällen, beispielsweise beim Einsatz als Lokaloszillator, wichtig, den Oszillatorkreis von seiner Last zu entkoppeln. Diese Aufgabe wird durch Pufferverstärker gelöst, welche die oftmals niederohmigen Lasten treiben können und dabei den eigentlichen Oszillator nicht belasten. Allerdings erhöht sich auch das Phasenrauschen durch weißes Rauschen sowie $1/f$ -Rauschen, falls die Grenzfrequenz des $1/f$ -Rauschens größer als die halbe Resonanzbandbreite des Resonators ist [96].

Nun bleibt noch zu prüfen, inwieweit sich die Rauschzahlen von Verstärker und Puffer auf den Kurvenverlauf des Phasenrauschens auswirken. Besonders interessant gestaltet sich die Betrachtung des Phasenrauschens an verschiedenen Knotenpunkten des Oszillators, also am Ausgang des Resonators, am Ausgang des Verstärkers sowie am Ausgang des Puffers. Das Phasenrauschen an den drei genannten Punkten sollte sich also durch die zusätzlichen Rauschbeiträge schrittweise erhöhen. Zur Verifizierung dieser Überlegung sind jedoch nur Simulationen des Phasenrauschens möglich, da aus messtechnischer Sicht kein Eingriff in den Oszillatorkreis vorgenommen werden kann. Die 50Ω -Schnittstelle der Messinstrumente würde den Oszillator zu stark belasten, sodass die Schleifenverstärkung bei Resonanz kleiner als eins wäre. In Abbildung 2.22 wird das Phasenrauschen an den drei gewählten Knotenpunkten einer MEMS-Oszillatorschaltung gezeigt. Verstärker und Puffer sind Bestandteile des in [116, 119, 121, 124, 125] veröffentlichten Oszillators, welcher in Kapitel 5 näher erläutert wird. Für den Resonator wird das modifizierte BvD-Ersatzschaltbild mit der unbelasteten Güte $Q = 500$ und der Resonanzfrequenz $f_0 = 600\text{MHz}$ verwendet.

Aus den Berechnungen des Rauschens von CMOS-Verstärkern, speziell aus (2.74), wird ersichtlich, dass die Rauschzahl stark von der Eingangsrauschleistungsdichte abhängt. In kleineren Frequenzabständen f_m , also nahe am Träger, ist die Rauschleistungsdichte im Vergleich zum Eigenrauschen der CMOS-Schaltungen hoch, sodass diese hier eine Rauschzahl von etwa 1 vorweisen, was durch die Überdeckung der drei Simulationskurven in Abbildung 2.22 verdeutlicht wird. Wird f_m weiter vergrößert, so kommt die Eingangsrauschleistungsdichte in den Bereich des Eigenrauschens der Transistorschaltungen und die Rauschzahl beginnt zu steigen. Die unterschiedlichen Abgriffe unterscheiden sich also nur im Bereich des Rauschflurs. Da sich die Leeson-Formel auf ein System aus Resonator und Verstärker bezieht, gilt sie nur für die Kurve des Verstärkerausgangs in Abbildung 2.22.

Das Niveau des Phasenrauschflurs am Ausgang des Verstärkers ist zu $-166,6\text{dBc/Hz}$ simuliert worden, was $S_{\Delta\phi}/2$ entspricht und einen Unterschied zum Phasenrauschflur am Ausgang des Resonators von $8,9\text{dB}$ aufweist. Dieser Wert entspricht laut (2.76) der effektiven Rauschzahl des Verstärkers und liegt damit oberhalb der simulierten Rauschzahl des Verstärkers im

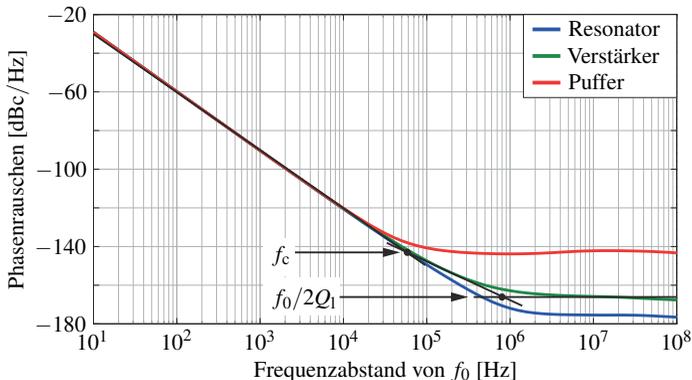


Abbildung 2.22: Phasenrauschen bei drei Abgriffen. Die Kurven sind jeweils hinter dem Resonator (blau), dem Verstärker (grün) und hinter dem Puffer (rot) abgenommen worden. Die schwarzen Asymptoten zeigen die fallende kubische und quadratische Abhängigkeit von der Frequenz sowie den Rauschflur. Deren Schnittpunkte bilden die relevanten Grenzfrequenzen.

Kleinsignalbereich von 4,9 dB. Durch die Intermodulation von Harmonischen, welche durch Frequenzmischung auf den Träger moduliert wird [39], kommen weitere Rauschbeiträge von harmonischen Frequenzen von f_0 hinzu. Daher kann die Rauschzahl in der Leeson-Formel, wie schon erwähnt, lediglich als empirischer Fitting-Parameter, effektive Rauschzahl [68] oder auch als Pseudorauschnzahl [133] angesehen werden. Aufgrund seiner Komplexität erzeugt der Puffer ein weitaus größeres Rauschen als der Verstärker und ist somit maßgeblich für den Rauschflur am Ausgang der Oszillatorschaltung verantwortlich.

Mit dem Rauschflur am Verstärkerausgang und (2.76) folgt die Signalleistung am Verstärkereingang zu:

$$P_{\text{ein}} \approx \frac{Fk_{\text{B}}T}{2} + 166,6 \text{ dBc/Hz} \approx -1,5 \text{ dBm}. \quad (2.82)$$

Aus den Simulationen können weiterhin die Grenzfrequenz des $1/f$ -Rauschens f_c und die belastete Güte Q_1 abgelesen werden. Diese ergeben sich grafisch durch die Schnittpunkte der Tangenten von kubischer und quadratischer Abhängigkeit von der Frequenz und dem Rauschflur. Die Grenzfrequenz des $1/f$ -Rauschens f_c liegt bei 60 kHz. Für $f_0/2Q_1 = 800 \text{ kHz}$ folgt für die belastete Güte:

$$Q_1 \approx f_0 / (2 \cdot 800 \text{ kHz}) \approx 375, \quad (2.83)$$

was in einer um den Faktor $1,3$ verkleinerten Güte im Vergleich zur Leerlaufgüte resultiert.

Schlussendlich lässt sich konstatieren, dass das Phasenrauschen mithilfe des Leeson-Modells qualitativ gut und anschaulich beschrieben werden kann. Die Schwachstelle des Modells sind die empirischen Fitting-Parameter der effektiven Rauschzahl und der Grenzfrequenz des $1/f$ -Rauschens. Dennoch eignet sich das Leeson-Modell gut, um die Einflüsse der Schaltungsbestandteile des Oszillators zu beschreiben: Der Rauschflur wird maßgeblich durch die CMOS-Schaltung bestimmt, während der kubische Verlauf durch das Zusammenspiel aus Verstärker und Resonator und der quadratische Verlauf nur durch den Resonator dominiert wird.

Im Falle eines sehr hochgütigen Resonators kann noch ein $1/f$ -Anteil im Phasenrauschen existieren, welcher dann auf die CMOS-Schaltung zurückzuführen ist.

2.5.3 Weitere Modelle des Phasenrauschens von Oszillatorschaltungen

Neben der Leeson-Formel existieren ebenfalls weitere Beschreibungsmodelle des Phasenrauschens. Beispiele hierfür sind die Modelle von Thomas Lee und Ali Hajimiri [47] sowie das Modell von Ulrich Rohde [103]. Beide Modelle treffen Aussagen darüber, wie das Phasenrauschen bei einer bestimmten Oszillatorschaltung beschaffen ist, sind jedoch in Bezug auf die Anwendung in komplexen Schaltungen, wie beispielsweise MEMS-Oszillatoren mit CMOS-Schaltkreisen, eher unpraktisch. Das Modell nach Lee und Hajimiri bedient sich einer *impulse sensitivity function (ISF)*, welche die Empfindlichkeit des Oszillators auf eine äußere Störung beschreibt und nur mittels Simulation der konkreten Schaltung zu ermitteln ist. Bei auftretenden Nichtlinearitäten ist dies jedoch schwer oder nur mit großem Zeit- und Rechenaufwand möglich, weshalb dieses Modell hier nicht weiter betrachtet wird. Im Modell nach Ulrich Rohde wird ein Colpitts-Oszillator analysiert, wobei der Verstärker als negativer, rauschender Widerstand angesehen wird. Obgleich das Modell das Phasenrauschen dieser Schaltung gut widerspiegelt, ist die Analyse der Schaltung sehr aufwändig und dadurch gerade für komplexere Schaltungen wenig praktikabel. Das Leeson-Modell beschreibt das Phasenrauschen hingegen anhand geeigneter Betriebsparameter, wie die aus der HF-Technik bekannten Größen: Rauschzahl F , belastete Güte Q_1 , und erklärt in ausreichender Genauigkeit deren Einfluss auf das Phasenrauschen des Oszillators, weshalb für die hier vorliegende Arbeit nur das Modell nach Leeson weiter genutzt wird. Für eine genaue Betrachtung anhand komplexer, genauer Modelle ist es in jedem Fall nötig, die Schaltung zu simulieren und messtechnisch zu analysieren.

2.6 Verfahren zur messtechnischen Charakterisierung von MEMS-Oszillatoren

Auf den Entwurf und die Fertigung der MEMS-Oszillatoren erfolgt die messtechnische Charakterisierung. Dabei muss zwischen Resonator-, Verstärker-, und Oszillator-Messung und -Auswertung unterschieden werden. Zur Messung der MEMS-Resonatoren und CMOS-Verstärker wurde eine Zweitormessung gewählt, deren Aufbau in Abbildung 2.23 dargestellt ist. Die zu untersuchenden Baugruppen sind dabei auf einem Waferprober, welcher sich auf einem pneumatisch-mechanisch entkoppelten Messtisch befindet, aufgebracht und werden mit HF-Messspitzen mit Masse-Signal-Masse-Konfiguration (engl.: *Ground-Signal-Ground (GSG)*) kontaktiert. Die Messung erfolgt über den Netzwerkanalysator PNA-L N5230A von Keysight Technologies [57], welcher jeweils mit dem Standard Short-Open-Load-Through (SOLT) kalibriert ist. Das Ergebnis der Messung sind die Streuparameter im gewählten Frequenzbereich, welche im Anschluss ausgewertet werden.

2.6.1 Zweitormessung und Auswertung von MEMS-Resonatoren

Für die Auswertung ist im Rahmen dieser Arbeit ein automatisiertes MATLAB-Skript entstanden, dessen grafische Nutzerschnittstelle in Abbildung 2.24 gezeigt wird.

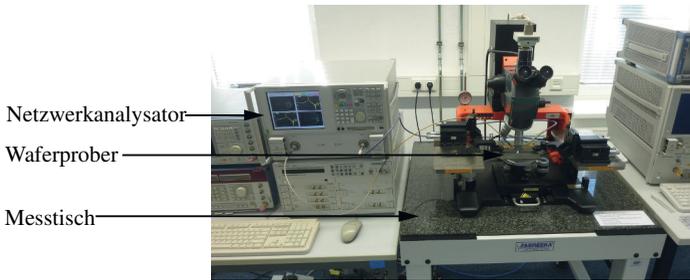


Abbildung 2.23: Messplatz für Zweitormessungen mit Netzwerkanalysator und pneumatisch-mechanisch entkoppeltem Waferprober

Über die Eingabe des Dateinamens der S-Parameter-Datei des gemessenen Resonators sowie anderer Dateiparameter lässt sich die gespeicherte Messung abrufen und anzeigen. Daraufhin werden die gemessenen S-Parameter-Daten in Y-Parameter umgerechnet [139]. Die Rechnung dazu ist im Anhang in Abschnitt 4 angegeben. Aus der Transadmittanz Y_{21} lässt sich dann das Ersatzschaltbild berechnen. Die Bandbreite der Resonanz wird dabei über den Frequenzabstand von Minimum (f_0) und Maximum (f_u) im Imaginärteil von $-Y_{21}$ bestimmt, die Resonanzfrequenz f_0 über das Maximum des Realteils, wie in Abbildung 2.25 anhand des Resonators aus [124] grafisch verdeutlicht ist. Der Kehrwert des Maximums des Realteils von $-Y_{21}$ entspricht dem Resonanzwiderstand R_m . Aus dem Quotienten aus Resonanzbandbreite und Resonanzfrequenz resultiert die Güte und daraus dann L_m und C_m . Über die Methode

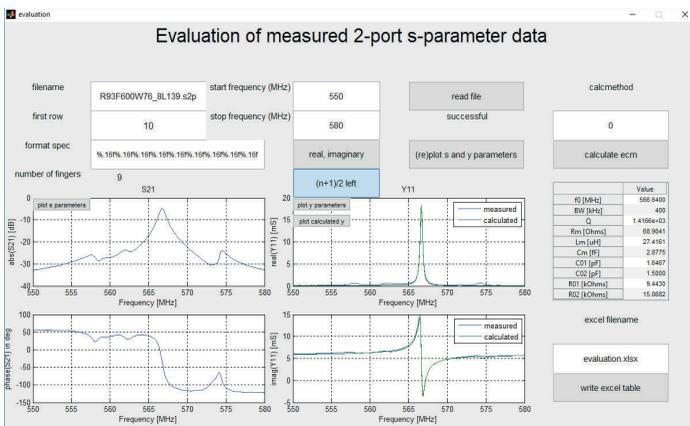


Abbildung 2.24: Grafische Benutzeroberfläche der MATLAB-Auswerterroutine für MEMS-Resonatoren. Die Eingaben sind: Dateiname, Formatspezifikation, Beginn der Messdaten, Ausrichtung des Resonators, Vorliegen der Daten in Real-/Imaginärteil oder Betrag/Phase sowie der Frequenzbereich. Außerdem kann zwischen zwei Auswertemethoden gewählt werden.

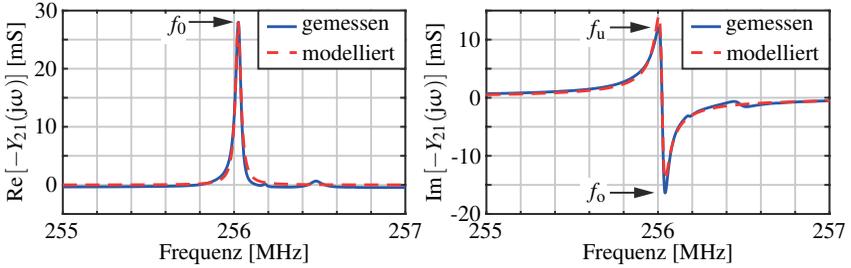


Abbildung 2.25: Extraktion der Resonanzparameter f_0 und Q aus den gemessenen Y-Parametern (Y_{21}) anhand des Resonators aus [124]. Aus dem Maximum des Realteils lässt sich die Resonanzfrequenz f_0 ablesen, aus dem Abstand von Minimum (f_0) und Maximum (f_u) des Imaginärteils die Resonanzbreite. Der Quotient aus beiden ergibt die Güte. Die daraus mit dem BvD-Ersatzschaltbild modellierte Kurve ist ebenfalls dargestellt.

der kleinsten Quadrate wird dann eine Ausgleichsrechnung gebildet, die Schwankungen in der Messung entgegenwirkt und die elektrischen Parameter neu berechnet. Die entstandenen RLC-Parameter können dann in einer Excel-Datei abgelegt werden.

Für die Analyse der Temperaturabhängigkeit wurde die in Abbildung 2.23 gezeigte Anordnung durch einen evakuierbaren Waferprober sowie eine Temperaturregelung erweitert. Dieser ergänzte Aufbau wird in Abschnitt 4.2 näher erläutert.

2.6.2 Messtechnische Erfassung integrierter Verstärkerschaltungen

Für die Messungen von Verstärkern wird der Aufbau aus Abbildung 2.23 um ein Labornetzteil zur Bereitstellung der Betriebsspannung für den CMOS-Schaltkreis erweitert. Der Schaltkreis wird für die Messung mittels Kleben und Drahtbonden oder per Flip-Chip-Montage auf einen LTCC-Träger aufgebracht und elektrisch kontaktiert, die Messung mit HF-Messspitzen findet dann auf der LTCC-Platine statt. Auch hierbei wurde für die vorliegende Arbeit eine Auswertemethode mit MATLAB entworfen, die eine grafische Nutzerschnittstelle bereitstellt. Diese ist in Abbildung 2.26 gegeben. Die nötigen Eingaben sind die gleichen wie bei den Resonatoren. Anschließend werden die S-Parameter in Y-Parameter umgerechnet und die Spannungsverstärkung mit

$$A_v(j\omega) = -\frac{Y_{21}}{Y_{22}} \quad (2.84)$$

errechnet [124, 139]. Aus dem Frequenzverlauf von A_v werden im Anschluss die Leerlaufspannungsverstärkung A_0 sowie die 3 dB-Bandbreite abgeleitet. Die Daten können im Anschluss mit den Simulationen verglichen werden.

2.6.3 Analyse des Betriebsverhaltens von MEMS-Oszillatoren

Der Messaufbau für MEMS-Oszillatoren ist wieder ähnlich dem für Resonatoren und Verstärker in Abbildung 2.23. Jedoch wird der Netzwerkanalysator durch den Spektrumanalysator FSUP von Rohde & Schwarz [102] ersetzt, mit dem das Spektrum und das Phasenrauschen der Oszillatoren gemessen werden können. Weiterhin wird ein Labornetzteil benötigt,

3

Technologische Realisierung von MEMS-Oszillatoren

Neben dem Entwurf und der Auslegung der multiphysikalischen Oszillatorschaltungen spielt die Technologie eine große Rolle. Das vorliegende Kapitel befasst sich mit dem Stand der Technik zum Aufbau von MEMS-Resonatoren und -Oszillatoren und schließt mit einer Beschreibung der verwendeten HF-Aufbautechnologie ab.

3.1 Integrations- und Miniaturisierungsgrad multiphysikalischer HF-Module

Bei der Integration von Schaltungen und Systemen fällt unweigerlich der Name Gordon Moore. Moore hat 1965 in einer Publikation über die Integration von Transistoren pro Silizium-Chip postuliert, dass sich die Zahl an Komponenten auf einem integrierten Schaltkreis alle zwei Jahre etwa verdoppeln wird, was auch bisher eintrat [79]. In der Kommunikations- und Hochfrequenztechnik sind bis heute diskrete, externe Bauelemente wie Spulen, Kondensatoren und Filter im Einsatz, welche nicht mit hoher Qualität integriert werden können. Die Kommunikationstechnik ist daher der Flaschenhals der Integration in Silizium [17]. MEMS-Bauelemente und Schaltungen erweitern die Funktionalität, stellen aber auch zusätzliche Bauelemente dar, welche im HF-System integriert werden müssen. Daher besteht der Bedarf an einer Neudefinition der Begriffe *Integrationsgrad* und *Miniaturisierungsgrad*.

3.1.1 Definition Integrations- und Miniaturisierungsgrad

Der Integrationsgrad ist ein Begriff aus der integrierten Schaltungstechnik und bezeichnet die absolute Zahl an Transistoren (Analogtechnik) oder Gatteräquivalenten (Digitaltechnik) in einem integrierten Schaltkreis [104, 127, 143]. Dabei werden verschiedene Einordnungen für den Integrationsgrad geliefert, beginnend mit der sogenannten *small scale integration* mit bis zu 100 Funktionselementen bis zur *very large scale integration* mit 100.000 und mehr Ele-

menten pro Chip. Für hybridintegrierte Systeme muss diese Definition abgeändert werden, da es nicht nur ein Siliziumsubstrat gibt, sondern eine Vielzahl von Einzelkomponenten. Auch ist es nicht zweckdienlich, die Zahl an Transistoren und MEMS-Bauelementen im System aufzuaddieren, da für gewöhnlich die Zahl der Transistoren die der MEMS-Bauelemente um Größenordnungen übersteigt und folglich die Zahl der MEMS-Baugruppen nicht mehr aussagekräftig ist. Andererseits weisen MEMS-Bauelemente einen vielfach höheren Platzbedarf als Transistoren auf. Eine zweckdienliche Definition für den Begriff Integrationsgrad wäre dann folglich die Zahl an Teilmodulen, Teilschaltungen oder Baugruppen in einem multiphysikalischen System sowie die integrierte Funktionalität desselben.

Unter dem Begriff Miniaturisierungsgrad wird im Allgemeinen die Verkleinerung einer Bau- oder Funktionsgruppe und damit verbunden die Erhöhung der Packungs- und Funktionsdichte verstanden [104, 142]. Daher wird für diese Arbeit der Miniaturisierungsgrad als Maß für die geometrische Größe der HF-MEMS-Module definiert. Eine geringe Modulgröße geht also mit einem hohen Miniaturisierungsgrad einher.

3.1.2 Beispiele für HF-MEMS-Module

In der HF-Technik sind drei Schaltungsszenarien für MEMS-Module interessant: Schalter, Filter und Oszillatoren. Die vorher definierten Parameter Integrations- und Miniaturisierungsgrad werden nun auf die drei HF-MEMS-Schaltungen anhand eines Beispiels angewendet, um die Funktionsweise der Parameter zu verdeutlichen. Schematische Darstellungen von publizierten Implementierungsvarianten der drei betrachteten multiphysikalischen HF-Module sind in Abbildung 3.1 dargestellt.

MEMS-Schalter

Als Beispiel für einen MEMS-Schalter mit Steuerelektronik wurde der in [111] publizierte ausgewählt, welcher in Abbildung 3.1a schematisch abgebildet ist. Hierbei handelt es sich um einen keramisch gehäuseten, einpoligen Mehrfachschalter (bis zu sechsfach) mit Steuerschalt-

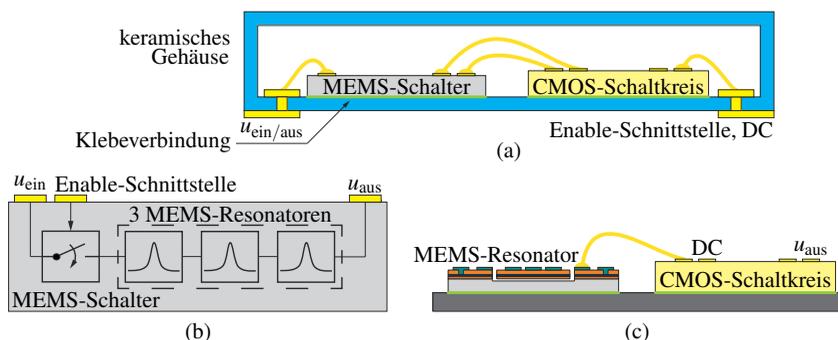


Abbildung 3.1: Beispiele für HF-MEMS-Schaltungen: (a) Gehäuseter MEMS-Mehrfachschalter mit Steuerschaltkreis [111], (b) Monolithisch integriertes schaltbares MEMS-Filter [113], (c) Hybrid-integrierter MEMS-Oszillator [154].

kreis zur Programmierung des Mehrfachschalters. Der hybrid-integrierte MEMS-Schalter besteht aus bis zu sechs Einzelschaltern und einer elektronischen Steuerung für jeden der Einzelschalter. Die Gesamtzahl der Baugruppen, welche mechanisch mittels Kleben (hellgrün) und elektrisch durch Drahtbonden kontaktiert sind, beläuft sich also auf zwölf. Weiterhin sind alle nötigen HF-Kontakte sowie die Schnittstelle für Programmierung und Spannungsversorgung (engl.: *Direct Current (DC)*) im Gehäuse integriert. Der Baugruppen- und Funktionsumfang ist im Vergleich zu einem einzelnen gehäuseten MEMS-Schalter sehr groß, weshalb der Integrationsgrad als hoch bezeichnet werden kann. Aufgrund der Tatsache, dass die Modulgröße mit Ausmaßen von $8,2\text{ mm} \times 6,2\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ nur knapp größer als die Summe der Größe der Einzelbaugruppen ist, kann auch der Miniaturisierungsgrad als hoch angesehen werden.

MEMS-Filter

Im Bereich der HF-Filter weisen MEMS-Filter den Vorteil einer sehr geringen Baugröße auf. Wenn sie rein passiv ausgeführt sind, also keine aktiven CMOS-Komponenten enthalten, sind sie auf einem Substrat monolithisch integrierbar und damit sehr kompakt. Ein Beispiel für ein monolithisch integriertes, schaltbares, dreistufiges MEMS-Filter wird in [113] gezeigt und ist in Abbildung 3.1b zu sehen. Das Filter in dieser Publikation ist als Kaskadierung dreier Kontourmoden-Resonatoren und eines MEMS-Schalters aufgebaut und besteht daher aus vier Komponenten. Damit ist der Integrationsgrad kleiner als in [111]. Weiterhin ist für die Ansteuerung des Schalters kein Treiberschaltkreis enthalten. Aufgrund der monolithischen Integration weist das Filter laterale Abmessungen im Bereich von bis zu 2,5 mm auf, was in einem höheren Miniaturisierungsgrad als beim Schalter in [111] resultiert. Da das in [113] vorgestellte MEMS-Filter jedoch noch auf dem Wafer vorhanden ist und kein Gehäuse besitzt, würde der Grad der Miniaturisierung durch ebendieses Gehäuse reduziert werden.

MEMS-Oszillator

MEMS-Oszillatoren bestehen für gewöhnlich aus einem Resonator, einem Verstärker sowie einem Puffer zur Lastankopplung. Der Oszillator aus [154] besteht aus genau dieser Konfiguration, welche in Abbildung 3.1c zu sehen ist. Der Resonator wird in zwei verschiedenen Moden benutzt, was seine Funktionalität verdoppelt, so als ob zwei Resonatoren im Oszillator eingesetzt wären. Folglich besteht der Oszillator quasi aus vier Einzelbaugruppen, daher kann der Integrationsgrad mit dem aus [113] gleichgesetzt werden. Aufgrund der hybriden Integration mittels Bondverbindungen zwischen Resonator und aktiver CMOS-Schaltung ist der Miniaturisierungsgrad niedriger als bei [113], aber immer noch höher als bei [111]. Auch hierbei würde ein Gehäuse den Miniaturisierungsgrad schmälern. Das in dunkelgrau gezeichnete Trägersubstrat weist dabei keine elektrische Funktion auf und dient nur der Fixierung der Einzelbaugruppen mittels Klebeverbindung.

Zusammenfassung

Zusammenfassend kann angeführt werden, dass der Integrationsgrad von der Anwendung und dem Entwurfsaufwand abhängt. Je komplexer ein multiphysikalisches System konzipiert ist und je mehr Funktionalität im jeweiligen Modul enthalten ist, desto größer wird der Integrationsgrad. Bei der Kombination von Mikroelektronik und MEMS ist zudem die Miniaturisierung entscheidend, also die Kompaktheit des Aufbaus. Daher ist beim Entwurf multiphysi-

kalischer Systeme die Aufbau- und Verbindungstechnik sowie die Anordnung von MEMS- und CMOS-Baugruppen entscheidend, was später im Bezug auf MEMS-Oszillatoren noch genauer betrachtet wird.

3.2 Technologien zur Implementierung von MEMS-Oszillatoren

Im nachfolgenden Abschnitt wird kurz auf die technologischen Verfahren zur Prozessierung von MEMS-Resonatoren eingegangen. Anschließend werden einige Methoden und Ansätze zum Aufbau von MEMS-Oszillatoren erläutert und Vor- und Nachteile herausgearbeitet.

3.2.1 Verfahren zur Herstellung von MEMS-Resonatoren

Die MEMS-Technologie, oder auch Mikrosystemtechnik genannt, ist als Teilbereich der Mikroelektronik zu verstehen, um auch nichtelektrische physikalische Größen nutzen und dreidimensionale Strukturen fertigen zu können [36, 37, 142]. Dabei werden die etablierten Verfahren der Halbleitertechnik bzw. der Dünnschichttechnik genutzt. Nachfolgend werden kurz die grundlegenden Verfahren, welche für die Resonator- und Oszillatorimplementierungen in Kapitel 5 und Kapitel 6 Verwendung finden, vorgestellt und voneinander unterschieden. Für detailliertere Informationen oder Untergruppen zu den einzelnen Verfahren werden einschlägige Fachbücher genannt.

Schichtherstellung

In der Mikrosystemtechnik werden, ähnlich wie in der Halbleitertechnologie, für gewöhnlich Strukturen gefertigt, indem erst eine Schicht eines bestimmten Materials, beispielsweise Metall, Halbleiter oder Isolator, hergestellt und im Anschluss strukturiert wird. Die Schichtherstellung ist dabei unterteilt in Oberflächenumwandlung und Schichtabscheidung [36, 37]. Im Bereich der Oberflächenbehandlung wird meist die thermische Oxidation von Silizium genannt, um Siliziumdioxid (SiO_2) beispielsweise zum Verschluss von Kanälen zu erzeugen [36, 37]. Bei der Schichtabscheidung haben sich die Verfahren Aufdampfen und Sputtern bzw. Kathodenzerstäuben, zusammengefasst unter dem Begriff der physikalischen Gasphasenabscheidung (engl.: *Physical Vapour Deposition (PVD)*), und die chemische Gasphasenabscheidung (engl.: *Chemical Vapour Deposition (CVD)*) etabliert, welche in [34, 36, 37, 110] detaillierter beschrieben sind.

Fotolithografie

Die Fotolithografie findet als Maskierung für die Strukturierung von Schichten Anwendung [142]. Dabei wird ein Resist flächig aufgebracht und über eine Maske mit Licht strukturiert. Nach dem Belichten folgt das Entwickeln des Resists. Da sich belichtete von unbelichteten Stellen unterscheiden, können die Stellen auf der Schicht, welche vom Resist nicht bedeckt werden sollen, durch nasschemisches Ätzen oder Trockenätzen herausgelöst werden. Nachdem die darunter liegende Schicht strukturiert ist, wird der Resist wieder entfernt [17, 34, 36, 37, 110, 142].

Schichtstrukturierung

Im Bereich der Schichtstrukturierung existieren zwei Hauptverfahren: der Lift-off-Prozess und das Ätzen. Beim Ätzen sind die Parameter Ätzrate, welche dem Verhältnis aus Ätzabtrag und Ätzzeit entspricht, und die Selektivität, welche als Verhältnis der Ätzraten zwischen zwei Materialien definiert ist, von Bedeutung. Ätzen ist unterteilbar in Nassätzen in Ätzbädern und Trockenätzen. Nassätzen ermöglicht nur eine geringe Strukturgenauigkeit und ist daher eher für großräumigen Materialabtrag geeignet [34, 36, 37, 60, 110, 142]. Trockenätzen wird weiterhin unterteilt in Reaktives Ätzen bzw. Plasmaätzen, welches chemische Prozesse für einen isotropen Materialabtrag mit hohen Ätzraten und einer hohen Selektivität nutzt [34, 36, 37], und Ionenätzen, das einen physikalischen Materialabtrag, ähnlich dem beim Sputtern, verursacht. Ionenätzen ist stark anisotrop und erreicht nur eine geringe Selektivität [34, 36, 37, 142]. Mischformen sind das anisotrope reaktive Ionenätzen (engl.: *Reactive-Ion Etching (RIE)*), bei dem der Ätzabtrag durch den Beschuss mit reaktiven, in einem Plasma erzeugten Ionen bewirkt wird und damit sowohl eine hohe Ätzrate als auch eine hohe Selektivität ermöglicht [17, 34, 36, 37], und das reaktive Ionentiefenätzen (engl.: *Deep Reactive-Ion Etching (DRIE)*), welches als Verfeinerung des RIE-Ätzens zu verstehen ist und durch Gaswechsel während des Ätzens sowie durch die Selbstmaskierung der Wände der Ätzgräben ein großes Aspektverhältnis (Tiefe/Breite) erreicht [36, 37, 60].

3.2.2 Aufbau- und Verbindungstechniken von MEMS-Oszillatoren

Neben Entwurf, Fertigung und Verifikation des MEMS-Resonators und des aktiven CMOS-Schaltkreises kommt der Aufbau- und Verbindungstechnik von MEMS-Oszillatoren eine entscheidende Rolle zu. Oftmals liest man in der Literatur über den Vorteil der Integration von Silizium-basierten MEMS-Resonatoren in CMOS-Prozessen [25, 151]. Dies ist aus technologischer Sicht möglich, da ähnliche Fertigungsschritte zur MEMS- und CMOS-Fertigung angewendet werden. Doch hat diese Technik den Nachteil, dass die CMOS-Technologie gerade in kleineren Strukturgrößen eine gut etablierte Prozesstechnik aufweist [6], wobei die Erweiterung durch MEMS-Bauelemente mit großem finanziellem Aufwand verbunden wäre. Daher haben sich Methoden in der Aufbau- und Verbindungstechnik von MEMS-Oszillatoren etabliert, die im Folgenden einzeln vorgestellt und dabei die Vor- und Nachteile herausgearbeitet werden. Eine Übersicht der beschriebenen Aufbaumethoden ist in Abbildung 3.2 gegeben.

Eine einfache und in der Hochfrequenztechnik gut anwendbare Methode ist die getrennte Fertigung von CMOS- und MEMS-Baugruppen und die Bestückung auf einer HF-geeigneten Platine, wie in [101, 124] gezeigt wird. Dabei wird der Schaltkreis mit der mikroelektronischen Schaltung entweder durch Kleben fixiert und mittels Drahtbonden elektrisch kontaktiert [101], oder per Flip-Chip-Montage direkt bestückt [124]. Der MEMS-Resonator wird dabei in den meisten Fällen ebenfalls durch Aufkleben (hellgrün) und Drahtbonden aufgebracht [101, 124]. Auf der jeweiligen Platine sind die Bestückung von Bauelementen der Surface-Mounted Device (SMD)-Technologie sowie Kontaktierungen zur DC-Versorgung und HF-Messung möglich, wie in Abbildung 3.2a auf LTCC gezeigt wird [124]. Diese Technologie ist gut etabliert und mit den heutzutage gängigen Techniken der Aufbau- und Verbindungstechnik realisierbar. Da alle zum Betrieb der Schaltung nötigen Funktionen auf einem Substrat untergebracht sind, kann der Integrationsgrad je nach Funktionsumfang der Schaltung als mittel bis hoch bezeichnet werden. Die Nachteile dieser Aufbaustrategie sind die Bestückung auf lediglich einer Seite des Substrates und die damit verbundene Ausdehnung in lateraler Rich-

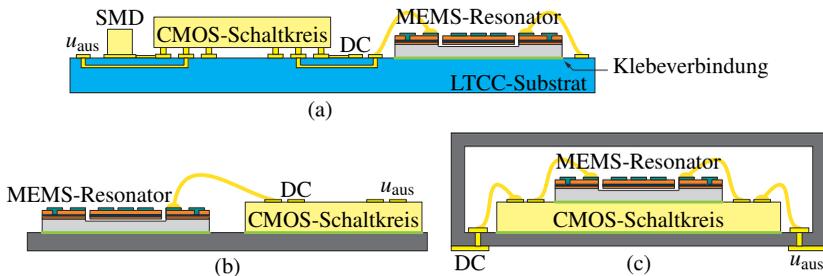


Abbildung 3.2: Schematische Darstellungen von Aufbauvarianten dreier MEMS-Oszillatoren: (a) Aufbau der Oszillatorschaltung auf LTCC-Substrat [124], (b) Direkte Bondverbindung von CMOS-Schaltkreis und MEMS-Resonator [152], (c) Vertikaler Aufbau und Verbindung von elektronischen und MEMS-Bauelementen durch Kleben und Bonden [24].

tion sowie die dadurch benötigten längeren HF-Leitungen, welche durch ihren kapazitiven Einfluss parasitäre Effekte verursachen [116]. Die einseitige Bestückung resultiert weiterhin in einem niedrigeren Miniaturisierungsgrad im Vergleich zu anderen Aufbaumethoden.

Eine weitere Möglichkeit MEMS-Resonator und CMOS-Schaltung zu verbinden ist die direkte Drahtbondverbindung der beiden, welche beispielsweise in [67, 152, 154] Anwendung findet. Dabei werden die Bondflächen von Resonator und CMOS-Chip direkt miteinander durch Drahtbonden verbunden, was in einem kompakten Aufbau mit sehr geringen Einflüssen resultiert. Die Darstellung in Abbildung 3.2b verdeutlicht diese Variante grafisch [152]. Das dunkelgrau gezeichnete Trägersubstrat weist hierbei lediglich eine mechanische Funktion auf. DC-Versorgung sowie HF-Messung werden durch geeignete Kontakte auf dem CMOS-Chip bewerkstelligt. Auch wenn diese Aufbautechnik eindrucksvolle Ergebnisse im Phasensprechen liefert und sich der Entwurfsaufwand auf die Einzelmodule beschränkt, weist diese Methode einen entscheidenden Nachteil auf: Komplexere HF-Systeme als Oszillatoren sind damit nur sehr schwer aufzubauen. Gerade wenn kommerzielle externe Bauelemente, wie integrierte Schaltkreise in SMD-Bauform, benötigt werden oder mehrere verschiedene MEMS-Bauelemente Anwendung finden, muss auf andere Aufbautechnologien zurückgegriffen werden. Der Integrationsgrad dieser Aufbauart ist also als gering einzustufen, während der Miniaturisierungsgrad aufgrund der kompakten Bauform noch nicht maximal, aber dennoch sehr hoch ist.

Eine dritte Möglichkeit MEMS-Oszillatoren parasitenarm und kompakt zu implementieren wird in [24] gezeigt. Dabei wird der MEMS-Resonator direkt auf den CMOS-Schaltkreis geklebt und mittels Drahtbonden elektrisch kontaktiert. In Abbildung 3.2c ist der Aufbau grafisch dargestellt. Diese Variante ermöglicht im Anschluss die Ausstattung mit einem Gehäuse (in Abbildung 3.2c dunkelgrau angedeutet), welches den MEMS-Resonator vor Beschädigung schützt und die Kontaktierung erleichtert. Dieser Ansatz kann als sehr anwendungsorientiert bezeichnet werden, da die Technologie gut automatisierbar ist und mit den Standardverfahren der Aufbau- und Verbindungstechnik bewerkstelligt werden kann. Weiterhin ist dieser Aufbau der kompakteste der hier gegebenen Aufstellung, resultierend im höchsten Miniaturisierungsgrad. Doch auch diese Implementationsmethode ist nicht nur vorteilhaft. Die Problematik besteht darin, dass die Größe der MEMS-Bauelemente auf die Chipgröße des CMOS-Schalt-

kreises limitiert ist und daher nur sehr wenige MEMS-Elemente verwendet werden können. Beispielsweise sind Mehrfrequenzoszillatoren, welche zum Betrieb mehr als einen Resonator benötigen, schwer zu implementieren. Außerdem ist es nicht möglich, ganze HF-Systeme oder Multi-Chip-Module auf diese Art aufzubauen. Der Integrationsgrad bleibt also gering.

3.3 Aufbau und Herstellung von MEMS-Oszillatoren auf dem SiCer-Substrat

Alternativ zu den konventionellen Konzepten der Integration multiphysikalischer HF-Systeme hat sich das SiCer-Substrat etabliert. Der hier folgende Abschnitt liefert eine Einführung in die SiCer-Technologie und zeigt die technologische Realisierung von MEMS-Oszillatoren auf dem SiCer-Substrat.

3.3.1 Das SiCer-Substrat: Eine multiphysikalische Schaltungstechnologie

Beim Entwurf heterogener, multiphysikalischer HF-Systeme besteht die Herausforderung darin, einen leistungsfähigen, kompakten Aufbau zu konstruieren, welcher arm an parasitären Effekten, wie beispielsweise kapazitiven Kopplungen der HF-Leitungen zum Massepotential, ist. Dies ist nicht nur eine Frage der idealen Schaltungstopologie und -dimensionierung, sondern auch der verwendeten Technologie.

In der Hochfrequenztechnik wird LTCC aufgrund seiner guten HF-Eigenschaften, geringer Verluste sowie über der Frequenz näherungsweise konstanter dielektrischer Eigenschaften als Schaltungsträger für die Integration passiver Bauelemente wie Kondensatoren und Spulen sowie für HF-Funktionsblöcke wie Filter, Antennen und Phasenschieber benutzt [28, 30]. Externe Baugruppen, wie CMOS-Schaltkreise können relativ einfach mittels Bonden oder Flip-Chip-Montage auf der LTCC aufgebracht werden. Damit eignet sich LTCC als Plattform für elektronische HF-Systeme sehr gut. Die minimale Strukturauflösung liegt bei $40\ \mu\text{m}$ [28, 30], was jedoch für Dünnschichttechniken für MEMS-Bauelemente zu grob ist. MEMS-Bauelemente hingegen werden für gewöhnlich auf Silizium mittels Dünnschichttechnik gefertigt. Grund dafür ist die höhere Strukturauflösung im Bereich von $100\ \text{nm}$. Dennoch weist Silizium als Schaltungsträger schlechtere HF-Eigenschaften als LTCC auf [28]. Somit kann weder LTCC noch Silizium alleine als Systemplattform für multiphysikalische HF-Schaltungen genutzt werden.

Das SiCer-Substrat liefert eine Möglichkeit der Hybridintegration komplexer HF-Systeme auf einem einzigen Substrat mit guten HF-Eigenschaften und der Möglichkeit der Anwendung von Dünnschichttechnik zur Prozessierung von MEMS-Bauelementen. Das SiCer-Substrat besteht aus einem Silizium-Wafer und einem LTCC-Substrat, welche während des SiCer-Prozesses zu einem Verbundsubstrat vereinigt werden. Im Anschluss kann die Siliziumseite für Dünnschichtprozesse und die LTCC-Seite für gedruckte HF-Bauelemente sowie die Bestückung externer Bauelemente genutzt werden. Diese Art der 3D-Integration ermöglicht die optimale Positionierung der Bauelemente des Oszillators zueinander. Für den mechanischen Schutz der empfindlichen MEMS-Bauelemente können keramische Gehäuse eingesetzt werden. Abbildung 3.3 zeigt einen beispielhaften Aufbau des HF-Teils eines Sendeempfängers mit Silizium-Kühlkörper für den Leistungsverstärker im Sendeteil sowie rauscharme Vor-

verstärker (engl.: *LNA*) mit einer über MEMS-Schalter steuerbaren Multiband-BAW-Filterbank und die für die Abwärtsmischung in Überlagerungsempfängern benötigten Schaltungsbestandteile (MEMS-Resonator-basierter integrierter Oszillator und integrierter Mischer) [30, 117]. Externe passive, mittels Oberflächenmontage bestückte Bauelemente zur Realisierung einfacher elektronischer Funktionen können durch Lötten elektrisch mit der HF-Schaltung kontaktiert werden. Dank der Hybridintegration ganzer HF-Systeme auf einem Schaltungsträger kann der Integrationsgrad als sehr hoch bezeichnet werden. Weiterhin wird durch die Nutzung beider Seiten des Substrats auch der Miniaturisierungsgrad maximiert. Die benötigte Substratfläche wird hierbei im Vergleich zur einseitigen Bestückung der konventionellen Aufbautechnik halbiert.

Anhand von Abbildung 3.3 lassen sich die SiCer-Technologie und deren Vorteile gut erläutern. Obwohl die Aufbauten auf dem SiCer-Substrat sehr komplex sind und hohen Planungsaufwand im Entwurf erfordern, erlaubt diese Kombination zweier Aufbautechnologien vielseitige HF-Konstruktionen. Die Fertigung des SiCer-Substrates beginnt mit den beiden zum Teil vorprozessierten Bestandteilen: einem reinen Siliziumwafer und vorbereiteten LTCC-Lagen (Vias stanzen, Vias füllen, Drucken von Leitungsstrukturen). Die für die Kontaktierung der MEMS-Bauelemente eigentlich vorgesehenen Siliziumdurchkontaktierungen (engl.: *Through-Silicon Via (TSV)*) sind während der praktischen Tätigkeiten zur vorliegenden Arbeit durch Drahtbondverbindungen ersetzt worden, da diese eine größere Flexibilität in Bezug auf Leistungsoptimierung bieten und dabei einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die elektrischen Parameter des Resonators ausüben: Während die Resonanzinduktivität L_m des Resonators im

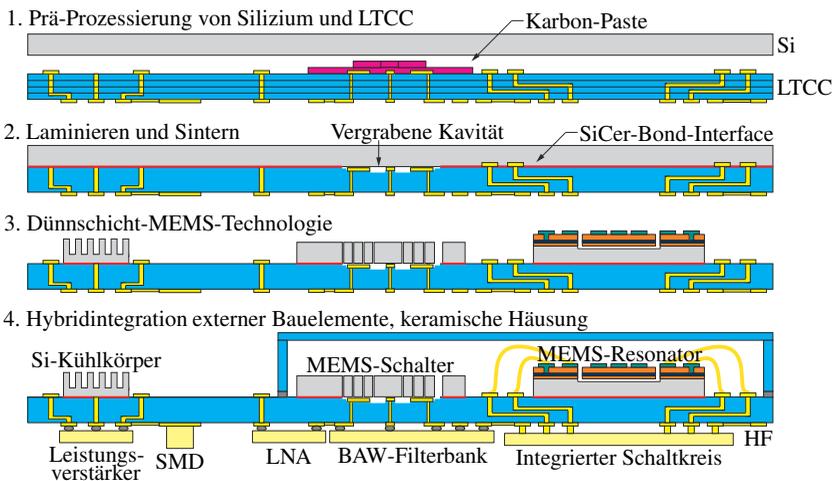


Abbildung 3.3: Beispiel für ein SiCer-HF-System: Sendeempfänger bestehend aus Silizium-gekühltem Leistungsverstärker, SMD-Bauelementen, einem rauscharmen Vorverstärker mit MEMS-schaltbarer BAW-Filterbank sowie einem MEMS-basierten integrierten Lokalszillator mit Mischerschaltung [30]. Die Technologie ist in vier Schritte unterteilt: 1. Prä-Prozessierung von LTCC, 2. Laminieren und Sintern, 3. Dünnschicht-MEMS-Technologie, 4. Hybridintegration externer Bauelemente, keramische Häusung.

μH -Bereich liegt, beträgt die Induktivität eines Bonddrahtes lediglich wenige nH [121]. Im ersten Fertigungsschritt ist weiterhin der Einsatz einer Karbon-Paste möglich, welche später für vergrabene Kavitäten in der LTCC sorgt, um die Bewegung von Schalterelementen zu ermöglichen [30, 41].

Im zweiten Schritt wird das Silizium mit den LTCC-Lagen laminiert und gesintert. Um mechanische Spannungen während des Sinterns bei 850°C zu vermeiden, wird ein LTCC-Material verwendet, welches den gleichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten wie Silizium hat [11, 27, 30]. Da das Silizium lyophobe Eigenschaften aufweist, sich also gegenüber Lösungen abstoßend verhält und daher im unbehandelten Zustand keinen Verbund mit der Glasphase der LTCC aufbauen würde [40, 42], wird darauf eine 25 nm-dicke Schicht Titan mittels Sputtern aufgebracht, welche dem Silizium lyophiles Verhalten verleiht [40, 42]. Im nachfolgenden Sinterprozess bildet sich aus der Titanschicht mit dem Sauerstoff in der Luft Titanoxid, welches gute Benetzungseigenschaften besitzt und für eine gute Verbindung des Siliziums mit der Glasphase der LTCC sorgt [40, 42]. Der Ansatz mit Black Silicon zur erhöhten Haftung von Silizium und LTCC, der in [11, 27, 30, 31, 40, 42] beschrieben ist, wird aufgrund des hohen benötigten Anpressdrucks der Lagen aneinander nicht weiter verfolgt, da sich hierbei Kristallfehler im Silizium bilden [40, 42].

Im Anschluss daran kann im dritten Schritt die Dünnschichtherstellung von MEMS-Bauelementen gestartet werden, was im nachfolgenden Abschnitt detailliert für den Resonator beschrieben wird. Nach der Fertigung der mechanischen Bestandteile des SiCer-Aufbaus werden diese durch Freiätzen vereinzelt, wobei die Keramik als automatische Ätzstopp-Schicht dient [27]. Im vierten Schritt erfolgt die Bestückung externer Bauelemente durch Löten, Bonden und ähnliche Verfahren der Aufbau- und Verbindungstechnik sowie die Häusung der MEMS-Bauelemente [116, 121]. Für die Kontaktierung mittels Lötverbindungen wird hierbei Silber-Palladium (AgPd) als Leiterbahnmaterial verwendet, für Bondverbindungen Gold (Au).

Das SiCer-Substrat ermöglicht es, MEMS-Module kompakt und parasitenarm aufzubauen und so die Leistungsfähigkeit von multiphysikalischen HF-Schaltungen zu erhöhen. Im nachfolgenden Abschnitt wird die SiCer-Technologie für einen hybrid-integrierten MEMS-Oszillator beschrieben, welcher stark von den erwähnten Vorteilen profitiert.

3.3.2 Implementierung von MEMS-Oszillatoren auf dem SiCer-Substrat

Basierend auf den Betrachtungen des vorangegangenen Abschnittes wird an dieser Stelle gezeigt, wie MEMS-Oszillatoren auf dem SiCer-Substrat gefertigt und als Subsystem für HF-Schaltungen bereitgestellt werden. Die nachfolgenden technologischen Beschreibungen stützen sich auf [28, 116, 117, 119, 120, 121], wo die grundlegenden Fertigungsschritte für MEMS-Oszillatoren auf SiCer beschrieben sind. Abbildung 3.4 verdeutlicht diese grafisch.

Die Implementierung des Oszillators beginnt im ersten Schritt mit der Prä-Prozessierung auf Seiten der LTCC (hellblau) in Form von Vias, DC- und HF-Leitungen (gold) [31]. Im zweiten Schritt erfolgt das Laminieren und gemeinsame Sintern der Silizium-Keramik-Struktur. Dafür ist es möglich, einen sehr dünnen Siliziumwafer (grau) zu verwenden, da die Keramik mechanischen Schutz vor Bruch bietet und das Silizium lediglich als Trägersubstrat für den MEMS-Resonator dient [27]. Das Resultat nach dem Sintervorgang ist das monolithische SiCer-Verbundsubstrat, das nun für die MEMS-Fertigung bereit ist.

In Schritt 3 erfolgt die Herstellung von MEMS-Bauelementen unter Zuhilfenahme von

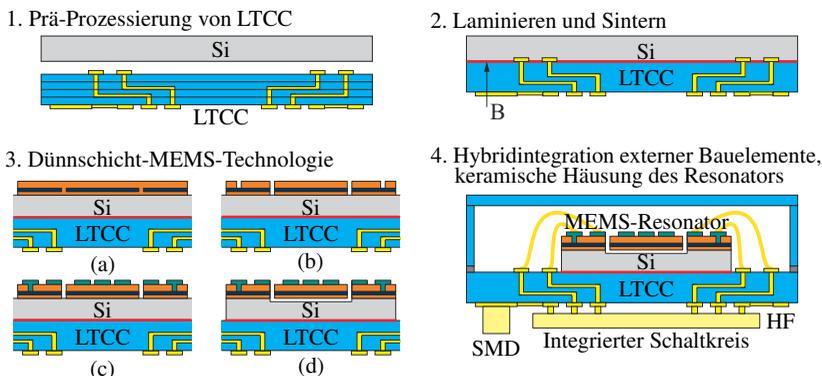


Abbildung 3.4: Implementierungsprinzip für MEMS-Oszillatoren auf SiCer [28, 116, 121]. Schritt 1: Prä-Prozessierung der LTCC-Lagen (hellblau) (Vias und Leitungsführung in dunkelgrün und gold); Schritt 2: Laminieren und Sintern des Schichtenstapels; Schritt 3: Technologische Realisierung des AlN-basierten MEMS-Resonators in vier Schritten: (a) Abscheidung der AlN-Mo-AlN-Schichtenstruktur (orange und dunkelblau), (b) Definierung des Resonatorkörpers, (c) Abscheidung der Al-Elektroden, Bondflächen und Verbindungsleitungen (türkis), (d) Freizätzen des Resonatorkörpers; Schritt 4: Verkapseln der Siliziumseite zum Schutz der MEMS-Bauelemente und Hybridintegration externer Bauelemente (gelb).

Dünnschichtprozessen auf Basis der Beschreibung in [43, 77] sowie der *MUSIK*-internen Technologiebeschreibung, welche zur Optimierung der Fertigungsergebnisse, beispielsweise der Güte Q , in jedem Fertigungsdurchlauf angepasst wird. Im Falle des Oszillators wird in diesem Schritt der MEMS-Konturmoden-Resonator gefertigt. Die technologische Realisierung der Resonatoren ist laut Abbildung 3.4 in vier Zwischenschritten unterteilbar: In (a) wird eine Schichtenfolge von AlN-Mo-AlN abgeschieden. Die untere AlN-Schicht der Dicke 100 nm (orange) dient als Startschicht für die Technologie und wird mittels Sputtern auf dem Wafer aufgebracht. Diese Schicht dient der Erhaltung der c-Phasenorientierung der AlN-Kristalle für die später aufgetragene piezoelektrische Schicht und ist damit zwingend erforderlich [43]. Im Anschluss daran folgt eine 100 nm-dicke Molybdän-Masselektrode (dunkelblau), welche wieder mittels Sputtern erzeugt und dann in einer Lösung aus H_2O_2 und H_2O geätzt wird, sodass im Molybdän die Form des Resonatorkörpers entsteht. Die obere AlN-Schicht (orange), welche die piezoelektrische Funktion des Resonators realisiert und eine Dicke von 1,8 μm aufweist, wird ebenfalls mittels Sputtern abgeschieden. In (b) wird der Resonatorkörper mittels induktiv-gekoppeltem Plasmaätzen, einer Form des RIE-Ätzens, mit Chlor und einer mittels Fotolithografie und Nassätzen strukturierten SiO_2 -Maske in der piezoelektrischen AlN-Schicht definiert. Das Molybdän dient dabei als Ätzstopp. Im Anschluss wird die untere AlN-Schicht mittels Plasmaätzen strukturiert. In Schritt (c) erfolgt die Abscheidung und Strukturierung der Aluminium-Signalelektroden auf dem Resonator (türkis) mittels Lift-off-Verfahren und Sputtern. Um den Resonator in (d) freizustellen, wird ein isotroper Silizium-Plasma-Ätzschritt unter Zuhilfenahme von SF_6 und O_2 angewendet. Die AlN-Startschicht fungiert dabei als Schutzschicht für die Masselektrode [77, 91]. Die gefertigten MEMS-Strukturen können

im Anschluss mittels reaktivem Ionentiefenätzen vereinzelt werden [28].

Im vierten und letzten Schritt der SiCer-Herstellung erfolgt die Häusung der stoßempfindlichen MEMS-Bauelemente mit einem aufgelöteten oder geklebten Rahmen aus Keramik sowie die Bestückung mit externen Bauelementen wie CMOS-Schaltkreisen (gelb) oder passiven SMD-Bauelementen, zum Beispiel mittels Flipchip-Montage oder Löten [116].

Da es sich bei der SiCer-Technologie um ein neuartiges Konzept der 3D-Integration von HF-MEMS-Schaltungen handelt, ist eine Definition von Entwurfsrichtlinien nötig, auf die in Abschnitt 5.1 näher eingegangen wird.

4

Analyse der Temperaturabhängigkeit von MEMS-Oszillatoren

Gerade im Entwurf von Oszillatoren ist es wichtig, den Einfluss von Umgebungsbedingungen realitätsgetreu nachbilden zu können. Hierbei ist besonders die Stabilität gegenüber wechselnden Umgebungstemperaturen, speziell in Bezug auf die Schwingfrequenz und das Phasenrauschen, für einen stabilen Betrieb in einem HF-Empfangssystem entscheidend. Daher wird im folgenden Kapitel die Temperaturabhängigkeit des analytischen Modells anhand von Messungen an Resonatoren und Oszillatoren verifiziert und Ansätze zur Kompensation der Temperaturabhängigkeit gegeben.

4.1 Thermische Oszillator-Simulation mithilfe des analytischen Modells

Das in Kapitel 2 abgeleitete analytische Modell für MEMS-Resonatoren ermöglicht den strukturierten hierarchischen Entwurf von Resonatoren und Oszillatoren sowie die Analyse deren Temperaturabhängigkeiten. Nachfolgend wird der Oszillator aus [121], dessen Entwurf und Implementierung in Kapitel 5 genauer erläutert werden, temperaturabhängig simuliert und das Verhalten von Resonator und Oszillator analysiert. Daher ist es an dieser Stelle ausreichend, für die Analyse der Temperaturabhängigkeit das Schaltbild in Abbildung 4.1 zu betrachten. Der Oszillator besteht aus einem Resonator, welcher eine Resonanzfrequenz von 566,3 MHz aufweist, einem einstufigen Source-Verstärker mit einer 3 dB-Bandbreite von 350 MHz und einem Betrag der Spannungsverstärkung von 24 dB sowie einem differentiellen Pufferverstärker [123].

Der Resonator, welcher exemplarisch nach der Methodik aus Abbildung 2.10 entworfen wurde, weist eine Fingerlänge l von 139 μm , eine Gesamtbreite W von 76,8 μm und eine Fingerzahl N von neun auf. Die resultierende Elementweite w beträgt 8,53 μm . Bei Raumtemperatur ist die gemessene Resonanzfrequenz 566,3 MHz und die Güte 1400 [123]. Auf den Messungen aufbauend lassen sich die Eingabeparameter im Skript geeignet anpassen, sodass

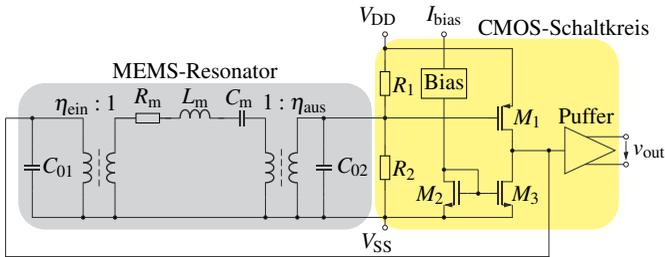


Abbildung 4.1: Schaltbild des untersuchten Oszillators aus mit dem analytischen MEMS-Entwurfs- und -Simulationsmodell (grau hinterlegt). Der CMOS-Schaltkreis besteht aus einem einstufigen Source-Verstärker, einem differentiellem Puffer und einer Bias-Schaltung (gelb hinterlegt) [123].

eine genaue Simulation des gefertigten Resonators zusammen mit dem CMOS-Schaltkreis möglich ist. Die Simulationsergebnisse des Oszillators bzgl. seiner Oszillationsfrequenz werden in Abbildung 4.2 gezeigt [123].

Abbildung 4.2a beschreibt die Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators und der Ausgangsfrequenz des Oszillators. Die Oszillationsfrequenz fällt mit steigender Temperatur von 567,5 MHz auf 565,8 MHz ab, was in einem TCF von $-28,4$ ppm/K resultiert. Dieser Wert harmonisiert gut mit dem in (2.58) errechneten TCF für den Resonator von $-28,1$ ppm/K. Die Ausgangsfrequenz des Oszillators liegt dabei $0,5$ MHz über der Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators, was auf den endlichen Gütefaktor und die damit verbundene endliche Resonanzbreite zurückzuführen ist. Der Phasenfrequenzgang wird dadurch flacher, wodurch sich die Oszillationsfrequenz erhöht, um das Barkhausenkriterium zu erfüllen.

Das analytische Modell erlaubt es, diesen Effekt mittels Simulation näher zu untersuchen, da die Güte Q variiert werden kann, während der Resonanzwiderstand R_m konstant bleibt.

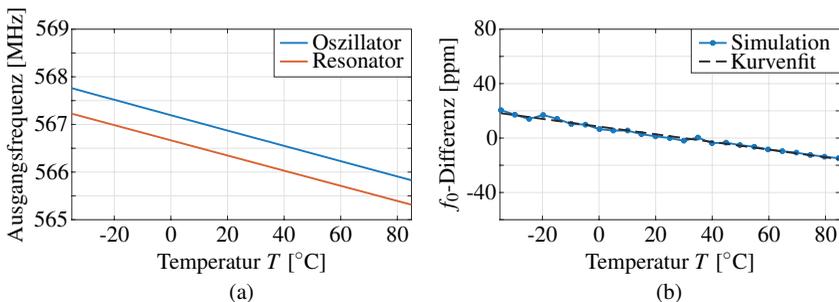


Abbildung 4.2: Ergebnisse der Ausgangsfrequenz der MEMS-Oszillatorsimulation [123]: (a) Simulierte Ausgangsfrequenz des MEMS-Oszillators und -Resonators über der Umgebungstemperatur. Der resultierende TCF liegt bei $-28,4$ ppm/K für den Oszillator und $-28,1$ ppm/K für den Resonator. (b) Differenz zwischen der normierten Ausgangsfrequenz des Oszillators und der Resonanzfrequenz des Resonators. Die Differenz des TCF liegt bei $-0,28$ ppm/K.

Verringert man beispielsweise Q um den Faktor vier, also von 1400 auf 350, so steigt die Oszillationsfrequenz bei Raumtemperatur auf 568,2 MHz an. Der Unterschied zur Resonanzfrequenz des Resonators wäre dann 1,9 MHz. Wird die Güte stattdessen um den Faktor vier vergrößert, d.h. von 1400 auf 5600, so schwingt der Oszillator bei 566,3 MHz, was der Resonanzfrequenz des Resonators entspricht. Abbildung 4.2b verdeutlicht die Differenz zwischen der normierten Oszillationsfrequenz und der normierten Resonanzfrequenz des Resonators. Die Normierung erfolgt hierbei auf den jeweiligen Wert bei der Referenztemperatur von 25 °C. In der Simulation ist eine Abweichung zwischen den TCF -Werten von Oszillator und Resonator von -0,28 ppm/K zu erkennen, was zum Teil auf das temperaturabhängige HF-Verhalten des Verstärkers zurückzuführen ist. Aber nicht nur die aktive Schaltung, sondern auch die endliche Güte des MEMS-Resonators zeigt einen Einfluss auf die Differenz zwischen Resonator und Oszillator. Unter Verwendung eines Gütefaktors von 350 statt 1400 resultiert der TCF zu -28,9 ppm/K. Wie beim Unterschied zwischen Resonanzfrequenz und Oszillationsfrequenz ist der Unterschied im TCF auf die endliche Resonanzbandbreite des Resonators zurückzuführen, welche in Verbindung mit dem temperaturabhängigen CMOS-Verstärker eine stärkere Variation der Schwingfrequenz verursacht als bei sehr hoher Güte. Erhöht man beispielsweise die Güte von 1400 auf 5600, so beträgt der TCF -28,2 ppm/K, was einem Wert nahe dem TCF des Resonators entspricht [123]. Der Unterschied zwischen den TCF -Werten von Resonator und Oszillator ist somit auf die endliche Resonatorgüte sowie auf die Temperaturabhängigkeit des Verstärkers zurückzuführen.

Das Phasenrauschen, das einen wichtigen Betriebsparameter von Oszillatoren repräsentiert, muss an dieser Stelle ebenfalls auf Temperaturabhängigkeit untersucht werden. In Abbildung 4.3 wird das Phasenrauschen des untersuchten Oszillators genauer betrachtet [123]. Abbildung 4.3a zeigt das Phasenrauschen bei unterschiedlichen Frequenzabständen von der

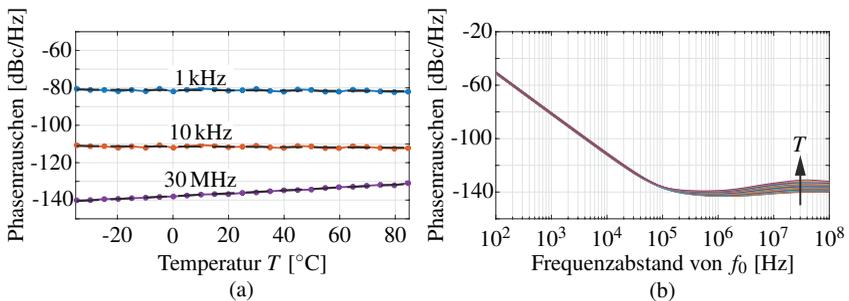


Abbildung 4.3: Ergebnisse des Phasenrauschens der MEMS-Oszillatorsimulation [123]: (a) Temperaturabhängiges simuliertes Phasenrauschen bei verschiedenen Frequenzabständen f_m von der Oszillationsfrequenz. Für jede Kurve wurde ein Kurvenfit angewendet (schwarz-gestrichelte Geraden). Bei einem Frequenzabstand von 1 kHz schwankt das Phasenrauschen zwischen -82 dBc/Hz und -80 dBc/Hz ohne erkennbaren Temperatureinfluss. Der Rauschflur, welcher bei einem Abstand von 30 MHz aufgenommen wurde, weist eine lineare Steigung mit der Temperatur von -140 dBc/Hz bis -131 dBc/Hz auf. (b) Phasenrauschen des Oszillators mit der Temperatur als Kurvenparameter. Die verschiedenen simulierten Umgebungstemperaturen schlagen sich in verschiedenen Farben der abgebildeten Kurven nieder.

Oszillationsfrequenz: 1 kHz, 10 kHz und 30 MHz. In Abbildung 4.3b werden alle simulierten Kurvenverläufe des Phasenrauschens in Schritten von 5 K gezeigt.

Die simulierten Kurven sind für eine genauere Analyse mit jeweils einem Kurvenfit mit Absolutwert und Steigung versehen. Die resultierenden Daten der Temperaturabhängigkeit des -30 dB/Dekade-Gefälles sowie des Rauschflurs sind Tabelle 4.1 zu entnehmen [123]. Bei einem Abstand von 1 kHz zeigt das Phasenrauschen Variationen zwischen -82 dBc/Hz und -80 dBc/Hz, ohne Abhängigkeit von der Temperatur, erkennbar an den Parametern des Kurvenfits. Die Steigung der Ausgleichsgeraden ist sehr klein im Vergleich zum mittleren Fehler. Die Abweichungen um bis zu 2 dB resultieren eher von systematischen Schwankungen in der komplexen Simulation und sind damit als Simulationsunsicherheit zu verstehen. Der Rauschflur zeigt temperaturabhängiges Verhalten, er erhöht sich mit steigender Temperatur von -140 dBc/Hz auf -131 dBc/Hz, die Steigung beträgt damit 0,076 dB/K. Gründe dafür sind die geringere Signalleistung infolge der geringeren Großsignalverstärkung des Verstärkers bei steigender Umgebungstemperatur sowie die höhere Rauschzahl und das höhere thermische Rauschen, repräsentiert durch das Produkt aus Boltzmannkonstante k_B und absoluter Temperatur T . Das thermische Rauschen $k_B T$ steigt linear mit der Temperatur und hat dabei eine Steigung von 0,015 dB/K. Daher ist es im Vergleich zur höheren Rauschzahl und der geringeren Großsignalverstärkung der aktiven Baugruppen weniger relevant [123].

4.2 Messaufbau zur Untersuchung von Resonatoren und Oszillatoren

Zur Verifikation des analytischen Modells und der Betrachtungen zum Oszillator wurde ein evakuierbarer Waferprober genutzt. Eine Fotografie desselben ist in Abbildung 4.4 zu sehen [123].

Der Messaufbau besteht aus der Vakuumkammer PMV150 mit Waferprober von Süss MicroTech [115]. Das Vakuum in der Kammer wird durch die Vakuumpumpe TSH 261 von Pfeiffer Vakuum erzeugt, welche für einen Druck bis circa 100 Pa sorgt [86]. Im Vakuum kann die Temperatur ohne eine mögliche Gefahr der Kondensation von Gasmolekülen geregelt werden. Für die Einstellung der Messtemperatur ist der temperaturgeregelter Messtisch P150 von Advanced Temperature Test Systems im Einsatz, welche einen Temperaturwertebereich von -40 °C bis 150 °C überstreicht [5]. Zur Beobachtung der Messobjekte auf dem Messtisch sind weiterhin eine Kamera mit Mikroskop sowie ein Monitor in Verwendung. Die HF-Messungen der Resonatoren, welche HF-Kontaktflächen in GSG-Konfiguration mit einem Mittenabstand von 200 μm aufweisen, werden mit dem Netzwerkanalysator PNA-L N5230A von Keysight

Tabelle 4.1: Auswertung der Simulationsergebnisse des Phasenrauschens bei verschiedenen Frequenzabständen von der Oszillationsfrequenz [123]

Parameter	$f_m = 1 \text{ kHz}$	$f_m = 10 \text{ kHz}$	$f_m = 30 \text{ MHz}$	Einheit
Schwächstes Phasenrauschen	-82	-112	-140	dBc/Hz
Stärkstes Phasenrauschen	-80	-111	-131	dBc/Hz
Kurvenfit: Absolutwert bei 25 °C	-81,4	-111,5	-136,0	dBc/Hz
Kurvenfit: Gradient	-0,007	-0,008	0,076	dB/K
Kurvenfit: Mittlerer Fehler	0,434	0,415	0,191	dB



Abbildung 4.4: Messaufbau zur Untersuchung der temperaturabhängigen HF-Parameter von MEMS-Resonatoren und Oszillatoren [123]. Der Aufbau besteht aus der Vakuumkammer PMV 150 (Süss MicroTec), der Vakuumpumpstation TSH 261 (Pfeiffer Vacuum), welche für einen Kammerdruck von etwa 100 Pa sorgt, die Temperatursteuerung P150 (Advanced Temperature Test Systems) mit einer Temperaturspanne von $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $150\text{ }^{\circ}\text{C}$, einer Kamera mit Mikroskop und Monitor, dem Netzwerkanalysator PNA-L N5230A (Keysight Technologies) sowie einem Laptop für die Auswertung mit MATLAB [123].

Technologies in einem maximal möglichen Frequenzbereich von 10 MHz bis 40 GHz durchgeführt [57]. Zur Kalibrierung des Netzwerkanalysators wurde der SOLT-Standard verwendet. Für die Messungen am Oszillator wurde der Netzwerkanalysator durch den Spektralanalysator FSUP von Rohde und Schwarz ersetzt [102, 123].

Zur Verifikation des analytischen Modells wurden S-Parameter-Messungen an Resonatoren mit unterschiedlichen Geometrien im evakuierbaren Waferprober in einem Temperaturbereich von $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ in Schritten von 5 K durchgeführt. Für die mechanische Fixierung und die thermische Ankopplung der Resonator-Chips an den Messtisch wurde ein dünnes, doppelseitiges Klebeband mit geringem thermischen Übergangswiderstand genutzt. Die Messungen sollen zeigen, inwiefern die Resonatorgeometrie Einfluss auf die Temperaturabhängigkeit der HF-Parameter hat. Hierfür wurden Resonatoren mit verschiedenen Resonanzfrequenzen, 600 MHz, 800 MHz und 1000 MHz, verschiedene Fingerlängen für den 600 MHz-Resonator sowie verschiedene Fingerzahlen für die 800 MHz und 1000 MHz-Resonatoren gemessen und in Bezug auf die Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur ausgewertet, um die Abhängigkeit der Resonanzparameter für verschiedene Geometrien erforschen zu können. Die daraus resultierenden 18 Resonatorgeometrien sind in drei Gruppen in Tabelle 4.2 aufgelistet [123].

Die für Resonatoren und Oszillatoren interessanten Parameter sind die Resonanzfrequenz, welche auf ihren Wert bei $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ normiert ist, um Fertigungstoleranzen zu kompensieren und den TCF zu bestimmen, und die Variation der Resonatorgüte über der Temperatur, da diese maßgeblich das Phasenrauschen beeinflusst. Nach der Leeson-Formel weist die Güte einen quadratischen Einfluss auf das Phasenrauschen aus, d.h. dass eine Verdopplung oder Halbierung der Güte eine Variation des Phasenrauschens von $\pm 6\text{ dB}$ verursacht [68]. Eine Änderung der Güte um $\pm 10\%$ hingegen sorgt für eine Variation des Phasenrauschens um 2 dB, was der systematischen Unsicherheit der Simulation entspricht.

Tabelle 4.2: Geometriedefinitionen der in dieser Arbeit untersuchten Resonatoren [123]

Gruppe	f_0 [MHz]	l [μm]	N	$W = N \cdot w$ [μm]
1	1000	73	5	25,6
	1000	73	7	35,9
	1000	73	9	46,1
	1000	73	11	56,3
	1000	73	13	66,6
	1000	73	15	76,8
2	800	92	5	32,0
	800	92	7	44,8
	800	92	9	57,6
	800	92	11	70,4
	800	92	13	83,2
	800	92	15	96,0
3	600	67	5	42,7
	600	81	5	42,7
	600	96	5	42,7
	600	111	5	42,7
	600	124	5	42,7
	600	139	5	42,7

4.3 Messung und Auswertung von MEMS-Resonatoren

Die untersuchten MEMS-Resonatoren weisen eine Vielzahl unterschiedlicher Geometrien in Längen, Weiten und Fingerzahlen auf. Die Güten der vermessenen Resonatoren liegen nominell zwischen 150 und 1700. Im Folgenden werden die auf ihren Wert bei 25 °C normierten Resonanzfrequenzen sowie die auf ihren Mittelwert normierten Gütefaktoren der Resonatoren analysiert und Rückschlüsse auf eine mögliche Abhängigkeit von der Geometrie gezogen.

4.3.1 Thermische Messung und Modellierung der Resonanzfrequenz

Die Messergebnisse der Resonanzfrequenzen der untersuchten MEMS-Resonatoren, gemessen über der Umgebungstemperatur, werden in Abbildung 4.5 bildlich dargestellt [123].

Die erste und zweite Resonatorgruppe sind auf Resonanzfrequenzen von 1000 MHz und 800 MHz mit Fingerlängen von 73 μm bzw. 92 μm und Fingerzahlen zwischen fünf und 15 entworfen. Deren Messergebnisse in Bezug auf die Resonanzfrequenz sind in Abbildung 4.5a und Abbildung 4.5b dargestellt. Die dritte Resonatorgruppe ist auf 600 MHz entworfen und deren Resonanzfrequenz über der Umgebungstemperatur ist in Abbildung 4.5c illustriert. Die Resonatoren der Gruppe 3 unterscheiden sich in der Fingerlänge zwischen 67 μm und 139 μm und haben durchweg fünf Elektrodenfinger [123].

Die absolute Abweichung der Resonanzfrequenz ist im gesamten Temperaturbereich immer kleiner als ± 2000 ppm. Da die Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz näherungsweise lineares Verhalten zeigt, ist es möglich, den TCF aus dem Gradienten der Messkurve mit Hilfe eines Kurvenfits zu ermitteln. Der TCF aller gemessenen Resonatoren liegt zwischen -26 ppm/K und -20 ppm/K im betrachteten Temperaturbereich. Der TCF ist also nur noch von

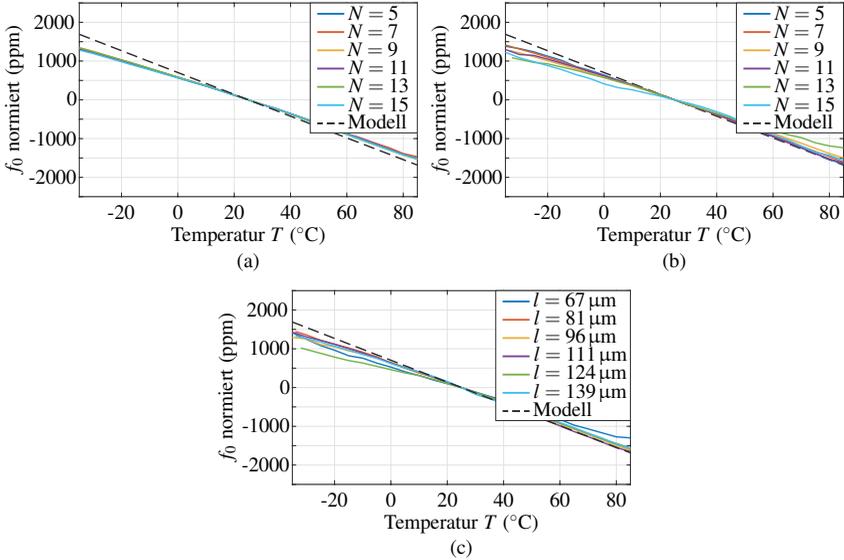


Abbildung 4.5: Normierte Resonanzfrequenz über der Umgebungstemperatur für die (a) 1000 MHz-Resonatoren, (b) 800 MHz-Resonatoren, (c) 600 MHz-Resonatoren [123]. Die absolute Abweichung bei allen Geometrien ist geringer als ± 2000 ppm im gesamten untersuchten Temperaturbereich, was in TCF -Werten zwischen -26 ppm/K und -20 ppm/K resultiert. Der TCF des analytischen Modells liegt bei $-28,1$ ppm/K für alle Resonatoren.

der Schichtenfolge der verwendeten Materialien sowie deren Dicken t abhängig und nicht von der Resonatorgeometrie (Elementweite, Fingerlänge und -zahl). Das analytische Modell liefert für alle Strukturen einen TCF von $-28,1$ ppm/K, was mit den gemessenen Werten eine gute Übereinstimmung zeigt. Der Unterschied zwischen Modell und Messwerten liegt in der Temperaturabhängigkeit der Materialparameter von Al, AlN und Mo, welche aus der Literatur entnommen wurden. Die auftretenden Temperaturabhängigkeiten höherer Ordnung, welche gerade bei niedrigeren Temperaturen auftreten, konnten mit dem linearen analytischen Resonatormodell nicht nachgebildet werden. Sie sind jedoch nicht dominant und fließen stattdessen über die globale Betrachtung der Temperaturabhängigkeit in den linearen TCF mit ein. Anhand des näherungsweise linearen Verlaufs lässt sich die temperaturabhängige Resonanzfrequenz wie folgt approximieren [123]:

$$f_0(T) = f_0(25^\circ\text{C}) \cdot (1 + TCF \cdot 10^{-6} \cdot \Delta T). \quad (4.1)$$

Da der Term $TCF \cdot 10^{-6} \cdot \Delta T$ in der Messung Werte bis höchstens $1,56 \cdot 10^{-3}$ aufweist, kann die Temperaturabhängigkeit von f_0 auch analog zu (2.55) als Exponentialfunktion formuliert werden [123]:

$$f_0(T) \approx f_0(25^\circ\text{C}) \cdot \exp\left(TCF \cdot 10^{-6} \cdot \Delta T\right). \quad (4.2)$$

4.3.2 Betrachtung der Resonatorgüte über der Temperatur

Die Schwingungsgüte ist der Parameter in Resonatoren, der maßgeblich die Leistungsfähigkeit von Oszillatoren und Filtern bestimmt, die aus den Resonatoren aufgebaut sind. Daher ist es wichtig, neben der Resonanzfrequenz auch die Temperaturabhängigkeit der Güte zu untersuchen. Die bereits genannten Variationen der Güte um $\pm 10\%$, resultierend aus der Simulationstoleranz des Phasenrauschens von 2 dB, können als minimal tolerierbare Schwankungen angesehen werden. Der Messfehler bei Gütemessungen liegt in dieser Arbeit bei etwa 10 %, wobei Resonatoren mit geringen Gütefaktoren stärkeren Schwankungen unterworfen sind [123].

Da nicht die absoluten Gütewerte, sondern die Variation in Bezug auf die Umgebungstemperatur eine Rolle für das Phasenrauschen in Oszillatoren spielen, werden im Folgenden die auf ihren Mittelwert normierten Resonatorgüten betrachtet. In Abbildung 4.6 sind die normierten unbelasteten Gütefaktoren für die 18 untersuchten MEMS-Resonatoren dargestellt [123].

Die Ergebnisse aus Abbildung 4.6 zeigen Variationen der Güte um bis zu 27 %, jedoch ohne erkennbare Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. Von den 18 gemessenen Resonatoren weisen elf Gütevariationen von unter $\pm 5\%$ auf, fünf zwischen $\pm 5\%$ und $\pm 10\%$, einer zwischen $\pm 10\%$ und $\pm 20\%$ und ein Resonator bis $\pm 27\%$. Die beiden letztgenannten Resonatoren weisen geringe Güten von 280 und 180 bei Raumtemperatur auf, wobei die

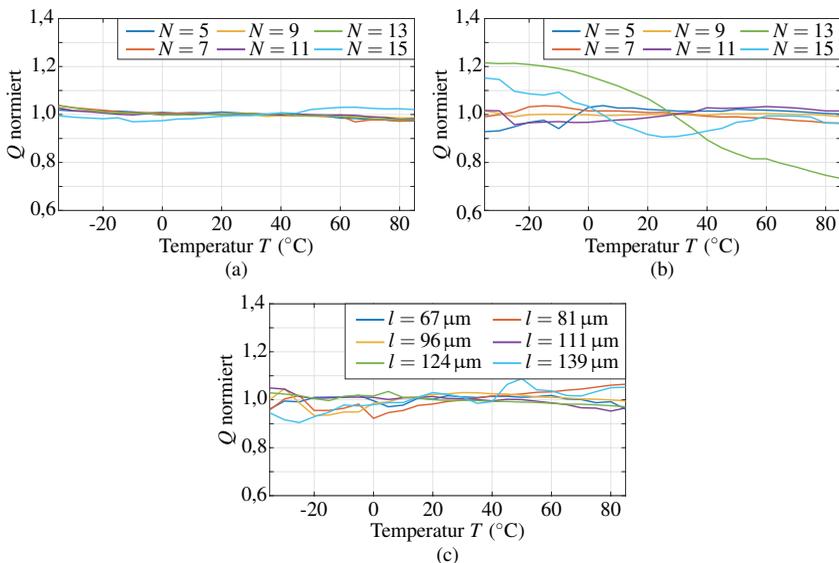


Abbildung 4.6: Auf den jeweiligen Mittelwert normierte Güte-Faktoren Q über Temperatur für die verschiedenen Resonatorgruppen: (a) 1000 MHz, (b) 800 MHz, (c) 600 MHz [123]. Bei den meisten Resonatoren liegt die Gütevariation unter $\pm 10\%$. Nur zwei für 800 MHz entworfene Resonatoren weisen Abweichungen von bis zu $\pm 27\%$ auf. Der Grund dafür sind deren geringe Güten, welche stärker von Messunsicherheiten betroffen sind.

Messunsicherheit, wie oben erwähnt, größer als 10 % sein kann. Daher können diese Schwankungen nicht eindeutig auf die Änderung der Umgebungstemperatur zurückgeführt werden. Basierend auf den Messwerten kann konstatiert werden, dass die Güte piezoelektrischer Konturmoden-MEMS-Resonatoren im betrachteten Temperaturbereich zwischen -35 °C und 85 °C keine Temperaturabhängigkeit aufweisen [123].

Die Ersatzschaltbildparameter L_m und C_m variieren innerhalb von $\pm 5\%$ und R_m innerhalb von $\pm 10\%$ um ihren Mittelwert und können daher ebenfalls als temperaturunabhängig angesehen werden [123].

4.4 Auswirkung temperaturbedingter Schwankungen auf Oszillatoren

Nach den Messungen und Auswertungen der MEMS-Resonatoren wurde der Oszillator aus [121], dessen temperaturabhängige Simulation in Abschnitt 4.1 beschrieben ist, in der Vakuumkammer zwischen -35 °C und 85 °C gemessen. Dafür wurde der Netzwerkanalysator durch einen Spektrumanalysator ersetzt. Der Fokus dieser Messreihe liegt auf der Analyse der Temperaturabhängigkeit der Oszillationsfrequenz und des Phasenrauschens. Die Ausgangsfrequenz des Oszillators und die Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators in Simulation und Messung und deren Auswertung sind in Abbildung 4.7 gezeigt [123].

Aus Abbildung 4.7a wird ersichtlich, dass die Resonanzfrequenz in Simulation und Messung etwa $0,5\text{ MHz}$ geringer als die Oszillationsfrequenz ist, wobei die Steigungen in allen vier Kurven sehr ähnlich sind. Die gemessene Ausgangsfrequenz des Oszillators fällt mit steigender Temperatur von $567,7\text{ MHz}$ auf $565,9\text{ MHz}$ ab, was einem mittleren TCF von $-26,3\text{ ppm/K}$ entspricht. Der TCF -Wert der Simulation ist $-28,4\text{ ppm/K}$. Der MEMS-Resonator hingegen weist einen Temperaturkoeffizienten der Frequenz von $-25,4\text{ ppm/K}$ auf, was dem analytisch

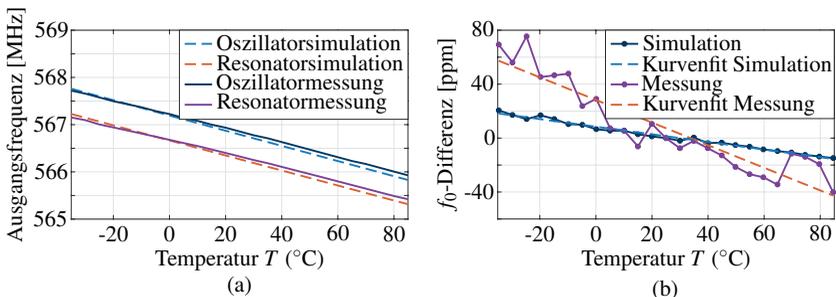


Abbildung 4.7: Messergebnisse der Ausgangsfrequenz des MEMS-Oszillators [123]: (a) Simulierte und gemessene Ausgangsfrequenzen von Oszillator und Resonator. Die gemessene Oszillationsfrequenz fällt im betrachteten Temperaturbereich von $567,7\text{ MHz}$ auf $565,9\text{ MHz}$ ab. Der resultierende TCF beträgt $-26,3\text{ ppm/K}$. Der Resonator weist einen TCF von $-25,4\text{ ppm/K}$ bei einer Variation von $567,1\text{ MHz}$ bis $565,4\text{ MHz}$ über den betrachteten Temperaturbereich auf. (b) Normierte Differenz zwischen Oszillationsfrequenz und Resonanzfrequenz in Simulation und Messung. Die gemessene TCF -Differenz ist um $0,55\text{ ppm/K}$ geringer als der simulierte Wert, also $-0,83\text{ ppm/K}$.

berechneten TCF von $-28,1$ ppm/K wieder sehr nahe kommt. Abbildung 4.7b zeigt für Messung und Simulation jeweils die Differenz der normierten Oszillationsfrequenz und der normierten Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators. Ein Kurvenfit der Messwerte zeigt einen Unterschied der TCF -Werte von $-0,83$ ppm/K zwischen Oszillator und Resonator, was einer Abweichung von 3 % im Vergleich zum TCF des Resonators entspricht. Der hier auftretende Unterschied zwischen Simulation und Messung kann zum einen durch die im analytischen Modell genutzten Materialparameter erklärt werden und zum anderen durch andere thermische Effekte des Oszillatoraufbaus, beispielsweise der thermischen Kopplung des LTCC-Substrats. Weiterhin spielen nichtlineare Effekte im MEMS-Resonator eine Rolle, welche den Gütefaktor verringern und dadurch, wie in Abschnitt 4.1 gezeigt wurde, für einen Frequenzunterschied zwischen Oszillations- und Resonanzfrequenz sowie unterschiedliche TCF -Werte sorgen [123].

Um die Simulationsergebnisse weiter zu stützen und die Vermutungen und Schlussfolgerungen des analytischen Modells und der Resonatormessungen in Bezug auf die Güte zu überprüfen, wurde neben dem Spektrum des Oszillators auch das Phasenrauschen untersucht. Die Messung und Analyse des Phasenrauschens über der Umgebungstemperatur ist Abbildung 4.8 zu entnehmen [123].

In Abbildung 4.8a ist das Phasenrauschen bei diskreten Frequenzabständen von der Oszillationsfrequenz, 1 kHz, 10 kHz und 30 MHz, über der Temperatur aufgetragen. Zur Analyse der möglichen Temperaturabhängigkeit des Phasenrauschens ist für jeden betrachteten Frequenzabstand ein Kurvenfit mit Absolutwert und Steigung berechnet und jeweils als gestrichelte Linie in Abbildung 4.8a eingefügt worden. Die Auswertung der Kurvenfits ist in Tabelle 4.3 zu finden [123].

Der höchste Gradient der Kurvenfits beträgt $0,057$ dB/K bei einem Frequenzabstand von

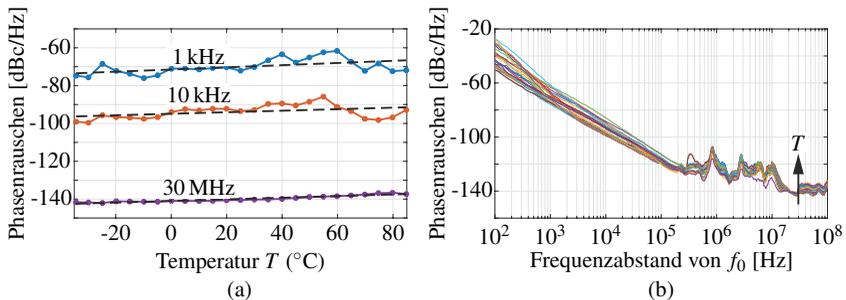


Abbildung 4.8: Messergebnisse des Phasenrauschens des MEMS-Oszillators [123]: (a) Phasenrauschmessung des Oszillators bei verschiedenen Frequenzabständen von der Oszillationsfrequenz, repräsentiert durch verschiedene Farben. Die gestrichelten Kurven sind die entsprechenden Kurvenfits. Im -30 dB/Dekade-Abfall zeigt das Phasenrauschen Variationen ohne erkennbaren Temperatureinfluss aufgrund eines mittleren Fehlers zwischen Messung und Fit von $2,51$ dB, welcher höher als die Variation selbst ist. Der Rauschflur, welcher bei 30 MHz aufgenommen wurde, steigt linear mit der Temperatur von -142 dBc/Hz bis -137 dBc/Hz und weist dabei einen mittleren Fehler von lediglich $0,39$ dB auf. (b) Komplette Phasenrauschkurven mit der Temperatur als Parameter, repräsentiert mit verschiedenen Farben.

Tabelle 4.3: Auswertung der Phasenrausch-Messung bei verschiedenen Frequenzabständen von der Oszillationsfrequenz [123]

Parameter	$f_m = 1 \text{ kHz}$	$f_m = 10 \text{ kHz}$	$f_m = 30 \text{ MHz}$	Einheit
Schwächstes Phasenrauschen	-76	-100	-142	dBc/Hz
Stärkstes Phasenrauschen	-62	-86	-137	dBc/Hz
Kurvenfit: Absolutwert bei 25 °C	-70,1	-93,9	-139,9	dBc/Hz
Kurvenfit: Gradient	0,057	0,040	0,043	dB/K
Kirvenfit: Mittlerer Fehler	2,51	2,58	0,39	dB

1 kHz, jedoch liegen die Variationen zwischen -76 dBc/Hz und -62 dBc/Hz, was einem mittleren Fehler des Kurvenfits von 2,51 dB in Bezug auf die Messwerte entspricht. Der mittlere Fehler entspricht also in etwa der zehnfachen Differenz zwischen zwei Messpunkten, welche im Abstand von 5 K aufgenommen wurden. Für 10 kHz ist der mittlere Fehler ebenfalls etwa zehn mal so groß wie die gemessene Variation über der Temperatur. Daher kann keine systematische Temperaturabhängigkeit des Gefälles von -30 dB/Dekade festgestellt werden. Der Rauschflur, der wie in der Simulation bei $f_m = 30 \text{ MHz}$ gemessen wurde, steigt mit der Temperatur von -142 dBc/Hz auf -137 dBc/Hz an und weist dabei eine Steigung von 0,043 dB/K bei einem mittleren Fehler zwischen Kurvenfit und Messung von 0,39 dB auf. Der Fehler ist dabei viel kleiner als bei $f_m = 1 \text{ kHz}$ und 10 kHz und liegt im Bereich der temperaturbedingten Erhöhung des Rauschens zwischen zwei Messpunkten. Daher kann für den Rauschflur eine Temperaturabhängigkeit in Form einer Zunahme des Rauschpegels für steigende Umgebungstemperatur nachgewiesen werden [123].

Wie in der Simulation ist das Gefälle von -30 dB/Dekade temperaturunabhängig, da es hauptsächlich von der Güte abhängt, siehe dazu Abbildung 4.6. Die bestehenden Abweichungen im Gefälle resultieren aus der Nichtlinearität des MEMS-Resonators aufgrund der hohen Ausgangsleistung des CMOS-Verstärkers. Jedoch weist der Rauschflur mit einer Steigung von 0,043 dB/K leicht temperaturabhängiges Verhalten auf und liegt damit im Bereich des mittels Simulation ermittelten Temperaturkoeffizienten von 0,076 dB/K. Gründe für die Temperaturabhängigkeit des Rauschflurs sind die geringere Großsignalverstärkung und die höhere Rauschzahl des CMOS-Verstärkers sowie das gestiegene thermische Rauschen mit einer Steigung von 0,015 dB/K.

Der Unterschied des Phasenrauschens zwischen Simulation und Messung beträgt bis zu 20 dB und weist in der Messung einen um den Faktor zehn größeren Fehler des Kurvenfits im Vergleich zur Simulation auf. Dieser Umstand ist ebenfalls auf die Nichtlinearität des Resonators sowie die beschränkte Messgenauigkeit zurückzuführen [123].

4.5 Toleranzbereich des messtechnisch ermittelten Temperaturkoeffizienten

Die Vakuummesskammer wurde nach Abschluss der Resonator- und Oszillatormessungen mit dem Temperaturschaltkreis DS1631 von Maxim Integrated [76] vermessen. Er ermöglicht Temperaturmessungen zwischen -55 °C und 125 °C und ist damit für den Einsatz in der Vakuummesskammer gut geeignet. Der Messfehler liegt laut Datenblatt bei bis zu $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$. Zur Verifikation der Anordnung sind drei Messreihen an drei unterschiedlichen Orten auf dem

Messtisch zwischen -35°C und 85°C durchgeführt und ausgewertet worden. Als thermische Ankopplung des gehäuseten Schaltkreises an den Messtisch wurde ein Vakuumfett genutzt, um einen ähnlichen thermischen Übergangswiderstand im Vergleich zu den mit Klebeband fixierten Resonatoren zu erreichen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.9 dargestellt.

In Abbildung 4.9a sind verschiedene gemessene Temperaturwerte über der an der Temperaturregelung eingestellten Temperatur aufgetragen. Für die drei Messungen wurde jeweils ein Kurvenfit angefertigt. Weiterhin wurde ein Mittelwert berechnet, der auch in Abbildung 4.9a enthalten ist. Die Absolutwerte und Anstiege der vier resultierenden Kurven sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Der Mittelwert der gemessenen Temperatur weist einen Ordinatenabschnitt von $0,963^{\circ}\text{C}$ und eine Steigung von $0,965^{\circ}\text{C}/^{\circ}\text{C}$ auf. Dies resultiert in einer leicht abgeflachten und nach oben verschobenen gemessenen Temperatur im Vergleich zur eingestellten.

Abbildung 4.9b beinhaltet die absoluten Abweichungen zwischen der gemessenen und der eingestellten Temperatur. Für alle Kurven ist eine fallende Tendenz zu erkennen, was durch die genannte Abflachung der Messkurven in Abbildung 4.9a begründet werden kann. Weiterhin kann festgestellt werden, dass die Position auf dem Messtisch keinen Einfluss auf die Temperatur zeigt, da alle Fehlerkurven einen ähnlichen Verlauf zeigen.

Für die Resonator- und Oszillatormessungen hat nur der Anstieg der Messkurven eine Auswirkung, da nur sie eine Auswirkung auf die gemessenen und analysierten Temperaturkoeffizienten aufweisen. Diese *TCF*-Werte müssen zur Korrektur durch den Mittelwert der Steigung, $0,965^{\circ}\text{C}/^{\circ}\text{C}$, dividiert werden, um die Abweichungen der vorherrschenden von der eingestellten Temperatur zu berücksichtigen. Daraus resultiert eine Erhöhung des Absolutwerts der aufgenommenen *TCF*-Werte um 3,6%, dem Kehrwert der mittleren Steigung, also um bis zu 1 ppm/K, somit $\pm 0,5\text{ ppm/K}$. Da der Temperaturschaltkreis jedoch nur als gehäuster Chip vorliegt und daher eine andere Wärmeankopplung an den Messtisch als die MEMS-Resonatoren aufweist, kann die Differenz von bis zu 1 ppm/K nur als Messunsicherheit und nicht als absolute Abweichung interpretiert werden. Zusätzlich weist die Messung mit dem Temperaturschaltkreis aufgrund der absoluten Abweichung des Temperatursensors von $\pm 1^{\circ}\text{C}$ eine auf den gemessenen Temperaturbereich bezogene Unsicherheit von $\pm 0,83\%$ auf, was einer zu-

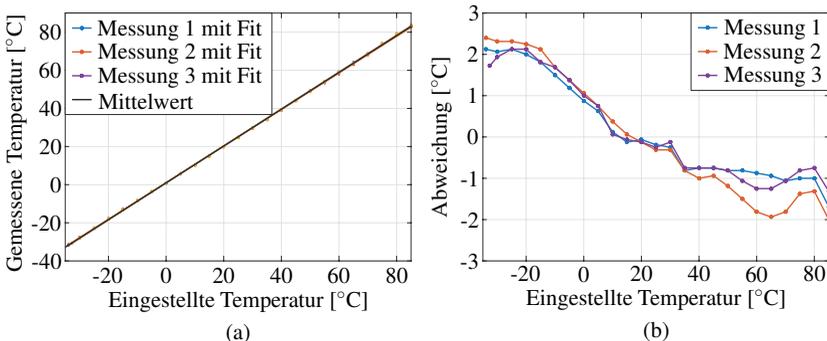


Abbildung 4.9: (a) Gemessene Temperatur der Vakuummesskammer von drei Messungen mit Kurvenfit. Weiterhin werden die Mittelwert der drei Messungen sowie die eingestellte Temperatur gezeigt. (b) Fehler der drei Messungen in Bezug auf die eingestellte Temperatur. Die Fehler zeigen einen Wertebereich von $\pm 2,5^{\circ}\text{C}$.

Tabelle 4.4: Ordinatenabschnitte und Steigungen der Kurvenfits und deren Mittelwert

Parameter	Messung 1	Messung 2	Messung 3	Mittelwert	Einheit
Absolutwert	0,931	1,032	0,925	0,963	°C
Steigung	0,968	0,959	0,969	0,965	°C/°C

sätzlichen Ungenauigkeit der Messung des TCF von Resonatoren und Oszillatoren von etwa $\pm 0,22$ ppm/K entspricht. Die resultierende Messunsicherheit wird daher mit etwa ± 1 ppm/K angenommen.

4.6 Vergleich mit relevanter Fachliteratur

Im Vergleich zu anderen Resonator-Technologien und -Topologien zeigen die hier ermittelten Ergebnisse ähnliche Temperaturabhängigkeiten. Tabelle 4.5 listet hierbei die TCF -Werte des analytischen Modells und den korrigierten Messungen sowie einige Literaturwerte für AlN-Konturmoden-Resonatoren und andere Arten von AlN-basierten Resonatoren, beispielsweise Thin-Film Bulk Acoustic Resonator (FBAR), auf [123].

Die aufgeführten Literaturwerte liegen zwischen $-32,5$ ppm/K und -23 ppm/K für AlN-basierte MEMS-Resonatoren. Die geringen Unterschiede zwischen berechneten, gemessenen und veröffentlichten Werten für den TCF können auf den Aufbau und die Materialauswahl der Resonatoren zurückgeführt werden. Daraus resultieren andere Zahlenwerte für den Absolutwert und die Temperaturabhängigkeit des äquivalenten Elastizitätsmoduls und der äquivalenten Massendichte. Unter dieser Berücksichtigung gliedern sich die berechneten und gemessenen Werte gut in den Stand der Technik ein. Weiterhin kann an dieser Stelle die Schlussfolgerung getroffen werden, dass die Temperaturabhängigkeit hauptsächlich auf den temperaturabhängigen Elastizitätsmodul zurückgeführt werden kann und nur geringfügig von der Resonatortopologie abhängt [123].

Tabelle 4.5: Vergleich der eigenen Berechnungen und Messungen zum TCF mit den Ergebnissen anderer Autoren [123]

Referenz	Resonator-Technologie / -Topologie	TCF	Einheit
[14]	AlN-Konturmoden-Resonator	-30	ppm/K
[15]	AlN-FBAR	-25	ppm/K
[20]	AlN-Dualmoden-Resonator	-30..-23	ppm/K
[32]	AlN-auf-Si-Konturmoden-Resonator	-31,1	ppm/K
[50]	AlN-Konturmoden-Resonator	-28	ppm/K
[64]	AlN-Konturmoden-Resonator	-30	ppm/K
[93]	AlN-SAW-Resonator	-26,7	ppm/K
[97]	AlN-Konturmoden-Resonator	-32,5	ppm/K
Diese Arbeit (Modell)	AlN-Konturmoden-Resonator	-28,1	ppm/K
Diese Arbeit (Messung)	AlN-Konturmoden-Resonator	-26..-20 \pm 1	ppm/K

4.7 Ansätze zur Temperaturkompensation von MEMS-Oszillatoren

In den vorherigen Abschnitten wurde gezeigt, dass die Resonanzfrequenz von piezoelektrischen Konturmoden-MEMS-Resonatoren mit steigender Temperatur abnimmt. Für kommerzielle Anwendungen, beispielsweise in einem Referenzoszillator, gilt es, diese Temperaturabhängigkeit zu kompensieren, um eine von äußeren Einflüssen möglichst unabhängige MEMS-Oszillatorfunktionsgruppe zu erhalten. Dies kann in der Dünnschichttechnologie, in der Aufbau- und Montagetechnik des Oszillators sowie in der aktiven Schaltung des Oszillators bewerkstelligt werden [14].

4.7.1 Modifikation der Dünnschichttechnologie

Aufgrund der Tatsache, dass der TCF von MEMS-Resonatoren maßgeblich von der Temperaturabhängigkeit des äquivalenten Elastizitätsmoduls abhängt, ergibt sich die Möglichkeit, durch Hinzufügen eines zusätzlichen Materials in den Resonator den TCF zu modifizieren. In der Literatur wird dies für gewöhnlich durch Einbringen einer SiO_2 -Lage mit positivem TCE in den Schichtenstapel des Resonators bewirkt [14, 15]. Beispiele für die Temperaturkompensation von BAW-Resonatoren liefern [15, 65]. In [98] wird die Temperaturkompensation eines AIN-Konturmoden-Resonators beschrieben, bei dem durch Fertigung einer 750 nm-dicken SiO_2 -Lage unter der Masselektrode der TCF von -28 ppm/K auf $-3,4$ ppm/K verringert wurde [98]. Die AIN-Schichtdicke beträgt dabei $1 \mu\text{m}$.

Eigene Berechnungen mit dem analytischen Modell, welches um eine SiO_2 -Schicht zwischen der AIN-Startschicht und der Molybdän-Masselektrode erweitert wurde, liefern eine benötigte SiO_2 -Schichtdicke von $2,8 \mu\text{m}$, was sich gut in die Literaturwerte eingliedert. Der TCF des Resonators wird damit von $-28,1$ ppm/K auf $0,21$ ppm/K reduziert. Durch das Hinzufügen einer weiteren Schicht in den Aufbau des Resonators ist eine Änderung des äquivalenten Elastizitätsmoduls und der äquivalenten Dichte zu verzeichnen. Eine Betrachtung der Änderung der Materialparameter ist im Anhang unter Abschnitt 3 zu finden. Daher müssen die Geometrieparameter des Resonators angepasst werden, um ähnliche Resonanzparameter zu erhalten wie beim unkompenzierten Resonator: $w = 7,17 \mu\text{m}$, $l = 171,2 \mu\text{m}$ und $N = 15$. Die Simulationsergebnisse des temperaturkompensierten MEMS-Oszillators bezüglich der Resonanz- und Schwingfrequenz sind in Abbildung 4.10 enthalten.

Mit der Vergrößerung des Resonators geht eine Erhöhung der statischen Kapazitäten einher, welche sich negativ auf die Schleifenverstärkung auswirkt. Da außerdem die Spannungsverstärkung des CMOS-Verstärkers bei geringen Temperaturen sinkt, schwingt der Oszillator erst ab -25°C . Während der Resonator einen TCF von $0,21$ ppm/K aufweist, schwankt der TCF des Oszillators um $\pm 0,1$ ppm/K um den Mittelwert 0 ppm/K. Der Oszillator zeigt damit temperaturunabhängiges Verhalten, was auch anhand der simulierten Kurven in Abbildung 4.10a deutlich wird. Dieser Umstand ist auf die endliche Güte des Resonators zurückzuführen, wodurch der TCF des Oszillators immer leicht unterhalb dem des Resonators liegt. Daher weist die Differenz zwischen der normierten Oszillationsfrequenz und der normierten Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators immer noch ein mit steigender Temperatur fallendes Verhalten auf, was in Abbildung 4.10b gezeigt ist.

Neben der Ausgangsfrequenz des Oszillators wurde per Simulation auch das Phasenrauschen des temperaturkompensierten Oszillators untersucht. Die Ergebnisse dieser Simulation

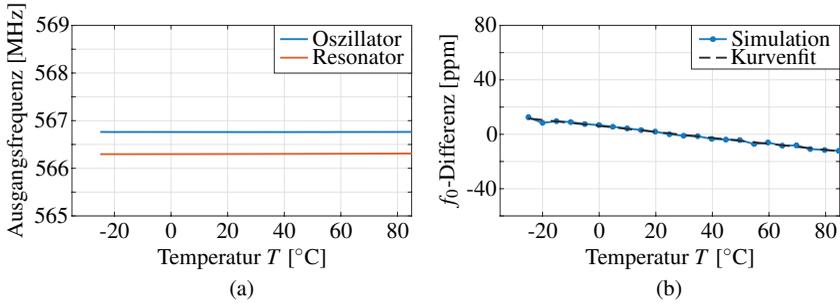


Abbildung 4.10: Ergebnisse der Ausgangsfrequenz der Simulation des temperaturkompensierten MEMS-Oszillators: (a) Simulierte Ausgangsfrequenz des MEMS-Oszillators über der Umgebungstemperatur. Der resultierende TCF liegt bei 0 ppm/K. (b) Differenz zwischen der normierten Ausgangsfrequenz des Oszillators und der Resonanzfrequenz des Resonators. Die Differenz des TCF liegt bei -0,21 ppm/K.

sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Abbildung 4.11a zeigt das Phasenrauschen bei den Frequenzabständen 1 kHz, 10 kHz und 30 MHz, während in Abbildung 4.11b alle simulierten Phasenrauschkurven in jeweils eigener Farbe aufgeführt sind.

Auch bei dieser Analyse wird auf Kurvenfits zurückgegriffen, deren Parameter in Tabelle 4.6 einer genaueren Betrachtung unterzogen werden. Da der mittlere Fehler größer als der Unterschied zweier benachbarter Simulationenpunkte ist, ist das -30 dB/Dekade-Gefälle wieder unabhängig von der Umgebungstemperatur. Der Rauschflur zeigt eine lineare Abhängigkeit

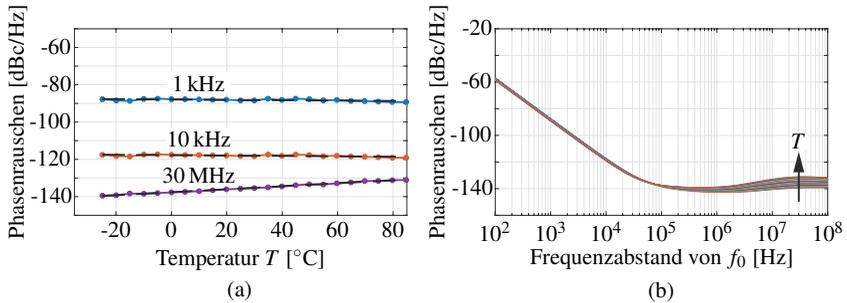


Abbildung 4.11: Ergebnisse des Phasenrauschens der Simulation des temperaturkompensierten MEMS-Oszillators: (a) Temperaturabhängiges Phasenrauschen bei verschiedenen Frequenzabständen f_m von der Oszillationsfrequenz. Für jede Kurve wurde ein Kurvenfit angewendet (schwarz-gestrichelte Geraden). Bei einem Frequenzabstand von 1 kHz schwankt das Phasenrauschen zwischen -89 dBc/Hz und -87 dBc/Hz ohne erkennbaren Temperatureinfluss. Der Rauschflur, welcher bei einem Abstand von 30 MHz aufgenommen wurde, weist eine lineare Steigung mit der Temperatur von -139 dBc/Hz bis -131 dBc/Hz auf. (b) Phasenrauschen des Oszillators mit der Temperatur als Kurvenparameter. Die unterschiedlichen Umgebungstemperaturen schlagen sich in verschiedenen Farben der abgebildeten Kurven nieder.

Tabelle 4.6: Auswertung der Simulationsergebnisse des Phasenrauschens für die technologische Temperaturkompensation bei verschiedenen Frequenzabständen von der Oszillationsfrequenz

Parameter	$f_m = 1 \text{ kHz}$	$f_m = 10 \text{ kHz}$	$f_m = 30 \text{ MHz}$	Einheit
Geringstes Phasenrauschen	-89	-119	-139	dBc/Hz
Höchstes Phasenrauschen	-87	-117	-131	dBc/Hz
Kurvenfit: Absolutwert bei 25 °C	-88,2	-118,0	-135,6	dBc/Hz
Kurvenfit: Gradient	-0,010	-0,010	0,059	dB/K
Kurvenfit: Mittlerer Fehler	0,342	0,304	0,080	dB

von der Umgebungstemperatur mit 0,059 dB/K bei einer absoluten Zunahme mit steigender Temperatur von -139 dBc/Hz bis -131 dBc/Hz. Zu beachten ist hierbei, dass sich durch die Geometrie- und damit die Parameteränderung des Resonators das Phasenrauschen um etwa 7 dB verringert hat, was auf eine Änderung der belasteten Resonatorgüte zurückzuführen ist. Der steigende Rauschflur ist wieder durch die geringere Großsignalverstärkung und höhere Rauschzahl des Verstärkers bei hohen Temperaturen sowie das gestiegene thermische Rauschen zu begründen.

Diese Art der Kompensation hat allerdings zwei Nachteile: Aufgrund ihrer benötigten Dicke kann diese Schicht nicht durch thermische Oxidation erzeugt werden, sondern muss durch Verfahren der Schichtherstellung abgeschieden werden [14]. Außerdem ist zu erwarten, dass sich der Gütefaktor durch die Erweiterung mit SiO₂ verringert [14]. Aufgrund des erhöhten Aufwandes in der Dünnschichttechnologie ist dieses Verfahren im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur in der Simulation betrachtet worden.

4.7.2 Vortemperieren des Resonators mittels Heizelement

Eine weitere Möglichkeit der Temperaturkompensation von MEMS-Resonatoren ist das Vortemperieren des Resonators auf Temperaturen oberhalb der Umgebungstemperatur. Dadurch bleibt die Resonatortemperatur konstant und die Betriebsparameter unverändert. Zur Realisierung werden in der Literatur einige Möglichkeiten vorgeschlagen, von denen an dieser Stelle drei vorgestellt werden.

In [129] wird die Masse-Elektrode als Mäander strukturiert und damit ein Heizwiderstand geschaffen. Mit einer Heizleistung von weniger als 5 mW kann der Resonator auf 100 °C aufgeheizt werden. Dieses Verfahren bewirkt zwar eine Temperaturstabilisierung, jedoch wird durch die nicht mehr vollflächige Masse der piezoelektrische Koppelfaktor verringert, was eine Gütereduktion nach sich zieht [97].

Ein alternativer Ansatz wird daraufhin von [97] geliefert. Hier wird während der Resonatorfertigung eine Opferschicht auf dem Resonator abgeschieden und darauf eine Nano-Heizplatte, bestehend aus einem mäanderförmigen Heizwiderstand auf einer SiO₂-Lage, gefertigt. Nach Entfernen der Opferschicht bleibt zwischen Heizplatte und Resonator ein Luftspalt von 250 nm. Dieser reicht aus, um den Resonator während des Betriebes mit 6 mW Heizleistung auf einer Temperatur von 100 °C zu halten.

Neben den vorgestellten Möglichkeiten, den Heizmäander in der Masseelektrode oder einer Nano-Heizplatte zu implementieren, existiert die Möglichkeit, in der Lage der Signalelektroden Heizwiderstände zu fertigen. In [128] wird eine Mäanderstruktur am Rande des Resonators neben den Elektroden erzeugt. Ein Mikrocontroller misst die Umgebungstempe-

ratur mit Hilfe eines Temperaturschaltkreises und regelt mit einer Wertetabelle den Heizstrom und damit die Temperatur des Resonators. Die Wertetabelle ist dabei an die Schwingfrequenz des Oszillators angepasst, in dem der Resonator eingesetzt ist. Dadurch ist eine viel genauere Kompensation möglich als durch die Fixierung des Resonators, da sich, wie in Abschnitt 4.1 gezeigt, die *TCF*-Werte für Oszillator und Resonator unterscheiden können. Die erreichbare Genauigkeit liegt bei 1,7 ppm zwischen $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ [128].

Da auch bei dieser gezeigten Temperaturkompensationen starke Technologiemodifikationen notwendig sind, wurde dieser Ansatz für die vorliegende Arbeit ebenfalls in der Praxis nicht weiter verfolgt.

4.7.3 Schaltungstechnische Temperaturkompensation

Eine Temperaturkompensation kann nicht nur im Resonator, sondern auch auf elektronischer Seite des Oszillators erfolgen. Eine Möglichkeit, MEMS-Oszillatoren abzustimmen und damit eine Temperaturkompensation zu erreichen, ist der Einsatz eines Varaktors wie in [144]. Mit Hilfe des Varaktors wird der MEMS-Resonator zwischen seiner Serien- und Parallel-Resonanz betrieben. Die maximale Abstimmung entspricht 611 ppm. Obwohl der Ansatz sowohl vom Platz- als auch vom Leistungsbedarf als vorteilhaft angesehen werden kann, ist der Abstimmbereich des MEMS-Oszillators zu klein, um die in Abbildung 4.5 gezeigten Abweichungen von etwa 3000 ppm zu kompensieren. Des Weiteren sinkt der Abstimmbereich mit steigender Güte und steigendem piezoelektrischen Koppelfaktor k_2^2 [144] zugunsten eines geringen Phasenrauschens.

Da die Schwingfrequenz des Oszillators nur in der Nähe der Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators liegt und gemäß dem Barkhausen-Kriterium durch das Zusammenspiel von Resonator und Verstärker bestimmt wird, kann auch durch die geeignete Steuerung der Betriebsparameter des Verstärkers die Ausgangsfrequenz des Oszillators manipuliert werden. Diese Abstimmung kann beispielsweise über die Steilheit g_m des Transistors erfolgen. Über die Änderung der Betriebsspannung wird in [153] die Steilheit zwischen 0 mS und 43 mS variiert, was eine Variation der Oszillationsfrequenz um bis zu 1500 ppm ermöglicht. Dennoch ist dieser Abstimmbereich immer noch zu gering, als dass er der Variation der Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators über den in dieser Arbeit betrachteten Temperaturbereich von $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ entgegenwirken könnte. Für einen kleineren Temperaturbereich von etwa $\Delta T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ ist diese Methode der Kompensation sehr praktikabel, da der Oszillator eine Leistungsaufnahme von lediglich 6,9 mW und aufgrund seiner Einfachheit nur einen geringen Platzbedarf aufweist [153].

Eine dritte Möglichkeit auf elektronischem Wege die Schwingfrequenz von Oszillatoren zu fixieren ist der Einsatz einer Phase-Locked Loop (PLL) auf Basis eines MEMS-Referenzoszillators und eines Temperaturschaltkreises [87]. Durch die geeignete Anpassung des Schleifenzählers anhand der gemessenen Umgebungstemperatur wurde eine Genauigkeit von 40 ppm zwischen $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ erreicht. Unter den veröffentlichten Methoden der schaltungstechnischen Temperaturkompensation ist diese die erfolgversprechendste, da nicht nur eine gute Abstimmbarkeit und damit Temperaturkompensation möglich ist, sondern auch die Ausgangsfrequenz temperaturstabil variiert werden kann. Des Weiteren überträgt sich das geringe Phasenrauschen des MEMS-Referenzoszillators auf das Phasenrauschen der gesamten Oszillatorschaltung nahe der Trägerfrequenz.

5

Exemplarische Implementierung eines SiCer-MEMS-Oszillators

Eine Teilaufgabe der vorliegenden Arbeit sind der Entwurf und die Implementierung von MEMS-Oszillatoren auf dem SiCer-Substrat. Im nachfolgenden Kapitel werden anhand eines Festfrequenzoszillators die Entwurfs- und Fertigungsschritte exemplarisch gezeigt. Dafür werden zuerst die Entwurfsrichtlinien für die SiCer-Technologie definiert. Im Anschluss daran werden ein Entwurfs- und Optimierungskonzept für phasenrauscharme MEMS-Oszillatoren auf dem SiCer-Substrat herausgearbeitet, der Entwurf des Festfrequenzoszillators gezeigt und die genannte Methodik an drei Beispielen von MEMS-Oszillatoren demonstriert.

5.1 Entwurfsrichtlinien der SiCer-Technologie

Vor der Beschreibung der Entwurfsvorgaben und des Modulentwurfs müssen zunächst die Entwurfsrichtlinien der in Kapitel 3 beschriebenen SiCer-Technologie formuliert werden. Diese lassen sich in drei Klassen einteilen: Die Strukturauflösung der Dünnschichttechnologie, die Entwurfsrichtlinien der LTCC-Technologie sowie Entwurfsregeln für die Modulimplementierung auf dem SiCer-Substrat selbst. Diese Richtlinien werden schematisch in Abbildung 5.1 verdeutlicht und im Folgenden separat erläutert.

Strukturauflösung der Dünnschichttechnologie

Aufgrund ihrer hohen Strukturauflösung ist die Silizium-Dünnschichttechnologie für die Fertigung von HF-MEMS-Resonatoren gut geeignet. Abhängig von den verwendeten Anlagen sind hier Genauigkeiten bis in den Nanometerbereich erzielbar [90]. Um hochqualitative technologische Resultate zu erhalten, sind minimale Leiterbahnbreiten und -abstände von 800-1000 nm festgelegt worden, wie in Abbildung 5.1a verdeutlicht wird. Daraus resultiert eine theoretisch erreichbare maximale Resonanzfrequenz von etwa 3 GHz.

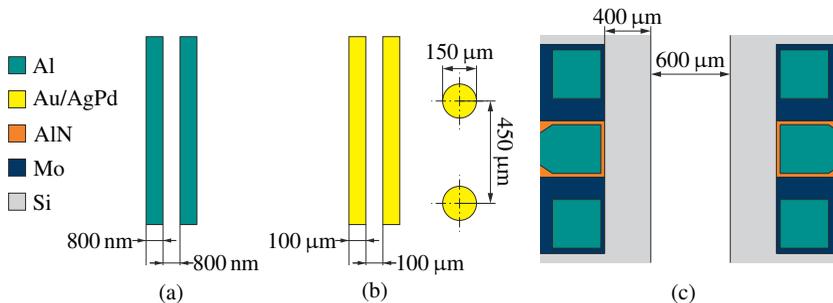


Abbildung 5.1: Entwurfsrichtlinien der SiCer-Technologie: (a) Strukturauflösung der Dünnschichttechnologie: Leiterbreiten und -abstände, (b) Entwurfsbeschränkungen der LTCC-Technologie: Leiterbreiten und -abstände, Viadurchmesser und -abstände, (c) Vorgaben zu Mindestmaßen der Modulimplementierung

Entwurfsrichtlinien der LTCC-Technologie

Mit der genutzten LTCC-Technologie ist es nachgewiesenermaßen möglich, Via-Durchmesser von 75 µm und minimale Leitungsbreiten von 40 µm technologisch zu realisieren [29]. Für praktische Arbeiten wurde jedoch eine größere Auflösung als Entwurfsminimum festgelegt, um die Fertigung zu vereinfachen. Vias werden mit einem Durchmesser von 150 µm verwendet. Mehrere Vias in Reihe müssen einen Mittelpunktabstand von mindestens dem Dreifachen des Via-Durchmessers, also 450 µm, aufweisen, um eine Perforation des Substrates zu verhindern. Des Weiteren sind die minimale Breite und der Abstand von Leiterzügen auf 100 µm festgelegt worden, was auch in Abbildung 5.1b dargestellt wird. Diese Entwurfsrichtlinien wurden zusammen mit den möglichen Vias sowie den nötigen Geometrien für die Bestückung von SMD-Bauelementen und CMOS-Schaltkreisen in einer Technologiedefinition in Keysight Advanced Design System 2017 [55] implementiert.

Vorgaben zur Modulimplementierung auf dem SiCer-Substrat

Neben den Betrachtungen zu den Einzeltechnologien auf Silizium- und LTCC-Basis müssen speziell für die Modulimplementierung auf dem SiCer-Substrat Entwurfsregeln definiert werden. Diese betreffen die einzuhaltenden Geometrien bei der Vereinzelung der MEMS-Bauelemente und der großräumigen Silizium-Strukturierung mittels isotropem Nassätzen. Um die Unterätzung der Dünnschichten zu verhindern, muss ein Sicherheitsabstand von 400 µm zwischen den gefertigten Dünnschichtstrukturen und dem Ätzgraben eingehalten werden. Weiterhin, sofern Bondverbindungen benötigt werden, müssen die Gräben, in denen das Silizium geätzt wird, mindestens 600 µm breit sein. Damit ist genug Platz für das Bondwerkzeug geschaffen. Diese beiden Vorgaben sind in Abbildung 5.1c in Form von zwei GSG-Messstrukturen dargestellt. Unterhalb der Signalleitung ist die piezoelektrische AlN-Schicht gekennzeichnet.

Für das Befestigen des keramischen Gehäuses der MEMS-Bauelemente mittels Lötens oder Klebens ist ein Silber-Rahmen vorgesehen, welcher 2 mm breit sein muss und einen Sicherheitsabstand zu den MEMS-Bauelementen von ebenfalls 2 mm einhalten sollte. Eine Zeichnung des Rahmens ist nicht in Abbildung 5.1 enthalten, da er schon in Abbildung 3.4 gezeigt

wurde.

An dieser Stelle ist es wichtig zu erwähnen, dass gerade die Modulimplementierung auf dem SiCer-Substrat einen maßgeblichen Einfluss auf die in Kapitel 3 definierten Parameter Integrations- und Miniaturisierungsgrad zeigt. Daher ist nicht nur im Komponentenentwurf, sondern besonders im Entwurf des Gesamtaufbaus des Oszillators auf eine kompakte Bauform zu achten.

5.2 Durchgängiger Entwurfsablauf für SiCer-MEMS-Oszillatoren

Für die Oszillatorentwürfe wurde eine hierarchieübergreifende Entwurfs- und Implementierungsstrategie entwickelt, mit der die bisher getrennten Entwürfen von MEMS- und CMOS-Baugruppen zu einem gemeinsamen Entwurfskonzept vereinigt werden. Ziel des Entwurfskonzepts ist es, mit der eben genannten vereinten Entwurf von Mikroelektronik und Mikroelektromechanik ein optimiertes Phasenrauschen bei einem gleichzeitig minimaler Zahl an Entwurfszyklen zu erreichen. Weiterhin kann, wie später noch gezeigt wird, durch einen durchgängigen Entwurf eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulations- und Messergebnissen erzielt werden. Die Prozedur, welche in Abbildung 5.2 grafisch verdeutlicht wird und farblich in Systemebene (grau), elektrische Ebene (rot) und Hardware-Ebene (grün) unterteilt ist, läuft wie folgt ab [121, 119, 124]: Zuerst werden die Entwurfsziele für den MEMS-Oszillator formuliert und daraus eine geeignete Schaltung als Blockschaltbild für den Oszillatorentwurf abgeleitet. Der MEMS-Resonator wird dann im zweiten Schritt auf elektrischer Ebene als Ersatzschaltbild entworfen und im dritten Schritt zusammen mit dem Entwurf des kompletten MEMS-Oszillators auf ein niedriges Phasenrauschen und eine ausreichende Schleifenverstärkung hin optimiert. Im vierten Schritt werden Resonatoren mit verschiedenen Geometrien synthetisiert und nebeneinander in einem eindimensionalen Array gefertigt. Da im Resonatorentwurf lediglich der Faktor $l \cdot (N - 1)$ eine Rolle spielt, und nicht die absolute Fingerlänge l oder Fingerzahl N , besteht hier ein Freiheitsgrad, aufgrund dessen für ein gegebenes Ersatzschaltbild mehrere Geometrien möglich sind. Diese Methode ist auch anwendbar, um vorhandenen Güte- und Parameterschwankungen entgegenzuwirken. Weiterhin ist es denkbar, Resonatoren mit verschiedenen Resonanzfrequenzen zu integrieren, um einen Oszillatorentwurf für mehrere Anwendungen nutzen zu können. Die Resonatoren werden nach der Fertigung im fünften Schritt elektrisch vermessen, charakterisiert und als modifiziertes BvD-Modell für die Simulation bereitgestellt. Im sechsten Schritt werden die Resonator-Modelle zusammen mit dem CMOS-Schaltkreis simuliert. Werden die Entwurfsvorgaben erreicht, so wird im siebten Schritt die Konfiguration mit dem geringsten Phasenrauschen identifiziert. Zuletzt erfolgt die Implementierung der Oszillatorschaltung auf dem SiCer-Substrat, also die Bestückung externer Bauelemente, die Drahtbondverbindung und Häusung des geeigneten Resonators sowie im Anschluss die Messung des Oszillatormoduls und der Vergleich mit der Simulation.

5.3 Entwurfsvorgaben und Spezifikation

Der Festfrequenzoszillator ist als Lokaloszillator (LO) für den Einsatz in einem HF-Empfänger konzipiert. Der MEMS-Oszillator treibt dabei einen CMOS-Mischer an dessen LO-

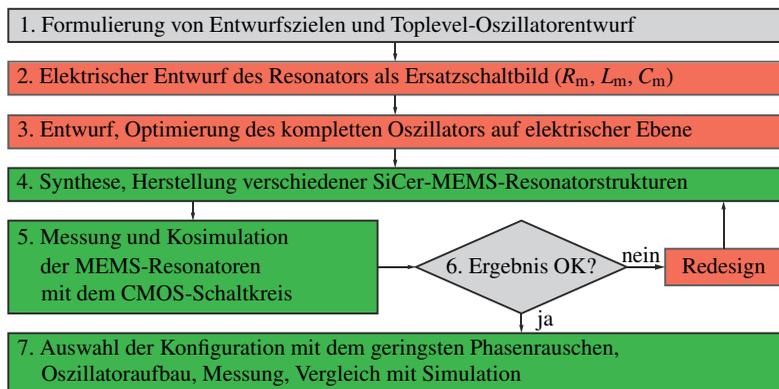


Abbildung 5.2: Methode zum hierarchieübergreifenden Entwurf von MEMS-Oszillatoren auf dem SiCer-Substrat mit dem Entwurf auf Systemebene (grau), dem Entwurf und der Optimierung des Oszillators auf elektrischer Ebene (rot) und der Messung, Optimierung und Verifikation auf Hardware-Ebene (grün) [119, 121, 124].

Eingang und ermöglicht dadurch die Herabsetzung des hochfrequenten Eingangssignals auf die Zwischenfrequenz. Oszillator, Mischer sowie ein LNA für eine Bandmittenfrequenz von 800 MHz sind auf dem gleichen, im Jahre 2015 innerhalb der Forschungsgruppe *MUSIK* entworfenen Halbleiterchip MU1501 integriert [116, 125]. Der Mischer weist, typisch für CMOS-Schaltungen, einen hohen Eingangswiderstand auf. Tabelle 5.1 zeigt die resultierende Spezifikation, welche ausschnittsweise schon in [81, 112, 116, 117, 125] veröffentlicht wurde. Laut der in [112] beschriebenen Systemsimulation wird eine Error-Vector Magnitude (EVM) des Empfängers von 0,5 % bei einem Phasenrauschen von kleiner als -75 dBc/Hz erreicht.

Aus den Entwurfsspezifikationen folgt ein Oszillatorschaltbild auf Schaltungsblockebene, dargestellt in Abbildung 5.3 [116, 117, 121, 125]. Der Oszillator besteht aus einer CMOS-Schaltung für den elektronischen, aktiven Teil, welcher in der 180 nm-Technologie von X-

Tabelle 5.1: Spezifikation des Festfrequenzoszillators

Parameter	Spezifikation	Einheit
Betriebsspannung V_{DD}	1,8	V
Oszillationsfrequenz f_0	600	MHz
Art der Lastbeschaltung	symmetrisch	-
Lastbeschaltung Z_L pro Ausgangstor	Reihenschaltung C_L, R_L	-
Lastwiderstand R_L	2	k Ω
Lastkapazität C_L	4	pF
Ausgangsspannungsamplitude	350 ... 750	mV
Ausgangsleistung	-18 ... -11,5	dBm
Phasenrauschen bei $f_m = 1$ kHz	< -75	dBc/Hz
Phasenrauschen bei $f_m = 10$ kHz	< -105	dBc/Hz
Phasenrauschflur	< -130	dBc/Hz

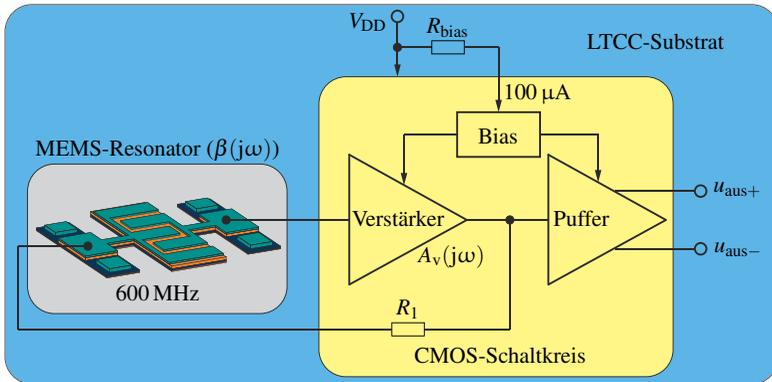


Abbildung 5.3: Oszillatorschaltbild auf Schaltungsebene [116, 121, 125]. Im hellgrauen Bereich ist der MEMS-Resonator abgebildet. Gelb hinterlegt ist die CMOS-Schaltung, welche aus einem Verstärker, einem Puffer sowie aus einer Bias-Schaltung besteht. Bestückung, Verdrahtung und Messung der differentiellen Ausgangsspannung wird auf dem blau gezeichneten LTCC-Substrat vollzogen.

FAB [145] implementiert ist, sowie einem Konturmoden-MEMS-Resonator als frequenzselektive Rückkopplung des Verstärkers, gefertigt auf der Silizium-Seite des SiCer-Substrats. Der aktive Teil wiederum ist unterteilt in den Verstärker im Oszillatorkreis, eine Arbeitspunkt-schaltung und einen Puffer, welcher das differentielle Ausgangssignal bereitstellt. Dieses ist auf dem LTCC-Teil des SiCer-Substrats mittels Waferprober messbar. Weiterhin sind auf dem LTCC-Substrat die HF-Leitungen zwischen MEMS-Resonator und CMOS-Schaltung enthalten. Der Widerstand R_1 soll den Ausgangswiderstand des Verstärkers erhöhen und die Eingangsleistung des Resonators und damit Nichtlinearitäten in der MEMS-Struktur verringern. R_{bias} dient dazu, den benötigten Gleichstrom $I_{\text{bias}} = 100 \mu\text{A}$ aus der Betriebsspannung und dem Eingangswiderstand der Bias-Schaltung bereitzustellen. Er wurde initial zu $4,7 \text{ k}\Omega$ dimensioniert und kann bei Bedarf angepasst werden, um den Arbeitspunkt geeignet zu modifizieren, beispielsweise für eine Anpassung der Verstärkung.

5.4 Unterteilung der Entwurfsaufgabe in Teilentwürfe

Nach der Erarbeitung der Spezifikation und der Oszillatorschaltung auf Blockebene werden nun die Entwürfe der einzelnen Baugruppen des Oszillators erläutert. Die Unterteilung geschieht in den mikroelektronischen Schaltungsteil auf dem CMOS-Chip und den mikroelektromechanischen Teil, welcher direkt auf dem SiCer-Substrat gefertigt wird.

5.4.1 Durchgängiger Entwurf des MEMS-Resonators

Anhand der Spezifikation in Tabelle 5.1 wird im Folgenden der Resonator mit Hilfe der in Abbildung 2.10 beschriebenen Prozedur entworfen. Da in Tabelle 5.1 lediglich die Resonanzfrequenz f_0 spezifiziert ist, müssen die Parameter Güte Q und Resonanzwiderstand R_m zusätz-

lich angegeben werden. Die Entwurfsziele dieser Werte werden anhand von Erfahrungswerten bisheriger Resonormessungen in der Forschungsgruppe [117] sowie anhand aktueller Forschungsergebnisse, beispielsweise aus [25, 88, 150, 151], erstellt und sind in Tabelle 5.2 angegeben. Für die Güte wurde, basierend auf vorherigen Messwerten, der Wert 2000 gewählt. Um Güteschwankungen entgegenzuwirken und Spielraum für das Barkhausenkriterium zu lassen, ist der Resonanzwiderstand zu $50\ \Omega$ dimensioniert worden. So kann das Barkhausenkriterium auch bei Güten von kleiner als 2000 erfüllt werden.

Aus den Entwurfszielen können an dieser Stelle die elektrischen Parameter L_m und C_m anhand von (2.49) und (2.42) errechnet werden:

$$L_m = \frac{QR_m}{2\pi f_0} \approx 26,53\ \mu\text{H}, \quad C_m = \frac{1}{(2\pi f_0)^2 L_m} \approx 2,65\ \text{fF} \quad (5.1)$$

Zu beachten ist hierbei, dass die Ersatzschaltbildparameter Fertigungsschwankungen im Prozentbereich unterworfen sind und die hier angegebene Genauigkeit nur für den Entwurf und die Simulation genutzt werden können. Zur Nachbildung einer Oszillatorimplementierung müssen in jedem Fall die gemessenen elektrischen Parameter Verwendung finden.

Zur technologischen Realisierung werden weiterhin die geometrischen Parameter benötigt, welche unter Zuhilfenahme des Entwurfsablaufs in Tabelle 2.10 aus f_0 , Q und R_m errechnet werden können. Als Demonstrationsbeispiel wurde hier das maximale Verhältnis aus Fingerlänge zu Gesamtweite zu 2 gewählt. Die resultierenden geometrischen Parameter des 9-Finger-Resonators finden sich ebenfalls in Tabelle 5.2. Die sich daraus ergebenden Übersetzungsverhältnisse η_{ein} und η_{aus} sind

$$\eta_{\text{ein}} = \frac{1}{\eta_{\text{aus}}} = \sqrt{\frac{N_{\text{ein}}}{N_{\text{aus}}}} = \sqrt{\frac{5}{4}} \approx 1,118. \quad (5.2)$$

Damit ist der MEMS-Resonator vollständig entworfen und kann gefertigt werden. Für die Modellierung der Nichtlinearität in der Oszillatorsimulation wird der Duffing-Parameter δ mit $-1 \cdot 10^{16}\ \text{V}/(\text{A}^3\text{s})$ angenommen.

5.4.2 Entwurf der integrierten CMOS-Schaltung

Die Hauptaufgabe beim Entwurf der CMOS-Schaltung besteht in der Topologieauswahl der Einzelmodule und in der optimalen Dimensionierung, um Parameterschwankungen bei der

Tabelle 5.2: Spezifikation des Resonators mit Beispieldimensionierung

	Parameter	Spezifikation	Einheit
Spezifikation	Resonanzfrequenz f_0	600	MHz
	Güte Q	2000	–
	Resonanzwiderstand R_m	50	Ω
Geometrische Größen	Elementweite w	8,53	μm
	Fingerlänge l	139	μm
	Fingerzahl N	9	–
	Resonatorbreite W	76,8	μm

Fertigung der MEMS-Resonatoren, gerade bei der Resonatorgüte Q , entgegenzuwirken. Daher sollte der Verstärker im Oszillatorkreis eine hohe Spannungsverstärkung sowie eine hohe Bandbreite aufweisen. Alle Schaltungsblöcke sind auf geringes Rauschen dimensioniert worden. Die Transistoren sind also nicht in Minimalgrößen eingesetzt und weisen in den Verstärkerschaltungen große Transadmittanzen g_m auf. Nachfolgend wird genauer auf die Schaltbilder des Verstärkers und des Puffers eingegangen, da diese die Funktionalität der CMOS-Schaltung beinhalten. Weitere Teilschaltungen sowie die komplette Dimensionierung sind im Anhang in Abschnitt 5 zu finden.

Verstärker im Oszillatorkreis

Gemäß den Betrachtungen zum Rauschen in Abschnitt 2.5 ist ein einstufiger PMOS-Source-Verstärker basierend auf dem Transistor M_1 ausgewählt worden, dessen Schaltbild in Abbildung 5.4 gezeigt ist [6, 94, 116, 117, 121, 125]. Die hohe Verstärkung wird durch die Source-Schaltung erreicht, während ein einfacher, einstufiger Aufbau die nötige Bandbreite garantiert. Zur Arbeitspunkteinstellung und als aktive Last dient ein NMOS-Stromspiegel bestehend aus M_2 und M_3 , welcher mit seinem großen Ausgangswiderstand eine hohe Spannungsverstärkung begünstigt [6]. Die Gate-Spannung wird mit einem hochohmigen Spannungsteiler R_1 , R_2 bestimmt. Weiterhin dient ein Kondensator C_1 am Eingang des Verstärkers als Bedämpfung der in der Simulation aufgetretenen unerwünschten Schwingungsneigung der Rückkopplung.

Für den Entwurf und die Dimensionierung der Verstärkerschaltung haben die Betrachtungen aus Abschnitt 2.5.1 Einfluss genommen. Die Transistoren des Stromspiegels sind für eine 180 nm-Technologie relativ groß ausgelegt, was sich positiv auf ein geringes $1/f$ -Rauschen auswirkt. Beim verstärkenden Transistor M_1 musste die Gatelänge aufgrund der Bandbreitenspezifikation minimal bleiben, jedoch ist die Weite zugunsten eines geringen $1/f$ -Rauschens und einer hohen Steilheit g_m groß gewählt. Weiterhin sorgt der Stromspiegel für einen großen Ausgangswiderstand und der Eingangsspannungsteiler für einen hohen Eingangswiderstand, was wiederum das thermische Verstärkerrauschen verkleinert. Der Verstärker zeichnet sich durch eine Spannungsverstärkung vom Betrag $|A_v(0)| = 24\text{ dB}$ sowie einer 3 dB-Bandbreite von 350 MHz aus [116, 125, 121].

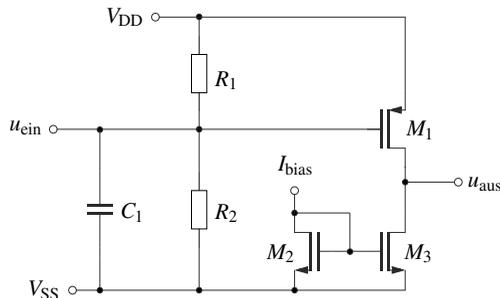


Abbildung 5.4: Schaltbild des Verstärkers basierend auf einer Source-Schaltung mit Stromspiegelast (M_1 , M_2 , M_3) [6, 94, 116, 117, 121, 125]. Die Gate-Spannung wird mit dem Spannungsteiler R_1 , R_2 eingestellt. Der Kondensator C_1 dämpft unerwünschte Instabilitäten.

Weiterhin sind das Spektrum mit Informationen zu Ausgangsleistung und der Generierung von Harmonischen sowie das Phasenrauschen wichtig für den Betrieb des Oszillators. Alle Simulationen wurden mit *Cadence Virtuoso IC 6.1.7* [18] durchgeführt, in dem bereits die Modelle der Transistoren vorliegen. Für den MEMS-Resonator wird das aus dem analytischen Modell generierte Schaltbild genutzt, welches auf Basis der Spezifikationsparameter durch das Verilog-A-Skript automatisch erstellt wurde.

5.5.1 Schleifenverstärkung – Barkhausenkriterium

Die Erfüllung des Barkhausenkriteriums kann mit der *Stability Analysis*, welche eigentlich zur Stabilitätsprüfung rückgekoppelter Systeme genutzt wird, getestet werden. Sie wird ebenfalls bei der Verifikation von Oszillatoren verwendet, um die Schwingungsneigung zu bestätigen, die Schleifenverstärkung zu berechnen und die Oszillationsfrequenz zu bestimmen. Die Simulationsergebnisse in Abbildung 5.6 zeigen eine Oszillationsfrequenz von 600,7 MHz, bei der die Phasendrehung der Schleifenverstärkung genau 0° entspricht. Dort liegt der Betrag der Schleifenverstärkung bei 5,6 dB. Eine Oszillation würde in dieser Konfiguration also auftreten. Auf eine Nachjustierung der Resonanzfrequenz wurde aufgrund von prozessbedingten Schwankungen zwischen 2 % und 5 % verzichtet.

5.5.2 Spektrum und Einseitenbandphasenrauschen

Zur Simulation eines Frequenzspektrums wird die Methode Harmonic Balance (HB) verwendet. Diese eignet sich besonders zur Analyse der nichtlinearen Eigenschaften von HF-Schaltungen, wie beispielsweise bei Mischern, Oszillatoren und Leistungsverstärkern [63]. Dabei wird die zu untersuchende Schaltung in zwei Blöcke aufgeteilt: einen linearen und einen nicht-linearen Anteil. Während der lineare Anteil im Frequenzbereich beschrieben wird, geschieht die Lösung des nichtlinearen Teils im Zeitbereich mittels einer Linearkombination linear unabhängiger Sinusterme. Die HB-Analyse untersucht nun die Schnittstelle dieser beiden Schal-

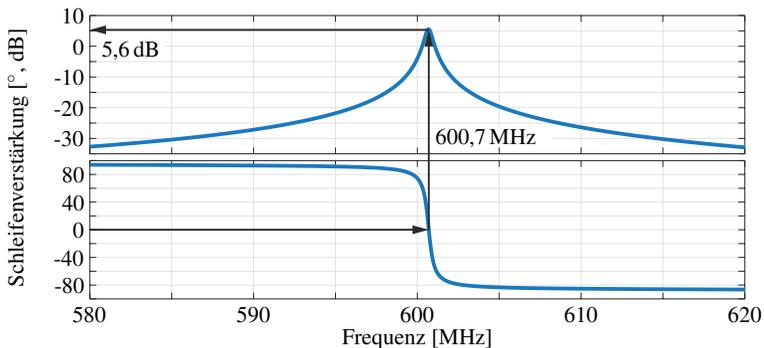


Abbildung 5.6: Schleifenverstärkung in Betrag und Phase. Zuerst wird die Frequenz ermittelt, bei der die Phasendrehung 0° entspricht. Bei dieser Frequenz wird der Betrag der Schleifenverstärkung betrachtet. Bei der Oszillationsfrequenz von 600,7 MHz beträgt die Schleifenverstärkung 5,6 dB, eine Oszillation wird sich also einstellen.

tingsblöcke mittels schneller Fourier-Transformation und sucht Strom- und Spannungsbeziehungen, damit die Kirchhoffgleichungen erfüllt sind [63]. Aufgrund der vorliegenden Nichtlinearität können mehrere Lösungen existieren. Während sich in aufgebauten Schaltungen immer eine dominante Lösung durchsetzt, kann es bei der Simulation durchaus vorkommen, dass eine nicht-dominante Lösung gefunden wird [74]. Daher ist immer eine manuelle Kontrolle der Ergebnisse erforderlich.

In den nachfolgenden Erläuterungen wird davon ausgegangen, dass der Resonator nur eine Resonanzfrequenz besitzt, der Oszillator also auf einer Frequenz schwingt. Daraus folgt, dass sich das Spektrum am Ausgang lediglich aus den Harmonischen der Schwingfrequenz des Oszillators zusammensetzt. Abbildung 5.7 zeigt dieses Spektrum für die ersten fünf Harmonischen sowie das Phasenrauschen des Oszillators.

Bei der Schwingfrequenz von 600,7 MHz beträgt die Ausgangsleistung -11 dBm. Durch Nichtlinearitäten im MEMS-Resonator und in der CMOS-Schaltung werden weitere Harmonische erzeugt, wobei gerade Harmonische aufgrund der differentiellen Ausführung unterdrückt werden. Am stärksten wirkt sich die dritte Harmonische mit -38 dBm aus. Gemessen an der Spezifikation ist die Ausgangsleistung um 0,5 dB zu hoch, was jedoch aufgrund der geringen Abweichung tolerierbar ist. Des Weiteren können parasitäre Effekte im Aufbau des Oszillators eine Verringerung der Ausgangsleistung bewirken.

Neben dem Spektrum ist für einen Oszillator auch das Phasenrauschen von großer Bedeutung. Aufbauend auf der HB-Analyse existiert in Cadence Virtuoso die HB-Noise-Analyse, welche nichtlineare Rausch-Simulationen ermöglicht. Diese sind im Großsignalbetrieb des Oszillators erforderlich, da Rauschbeiträge der Harmonischen durch nichtlineare Effekte in die Oszillationsfrequenz gemischt werden. Die resultierende Phasenrauschkurve ist Abbildung 5.7b zu entnehmen. Bei einem Abstand von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz beträgt das Phasenrauschen -89 dBc/Hz. Der Rauschflur liegt bei -144 dBc/Hz und weist mit der

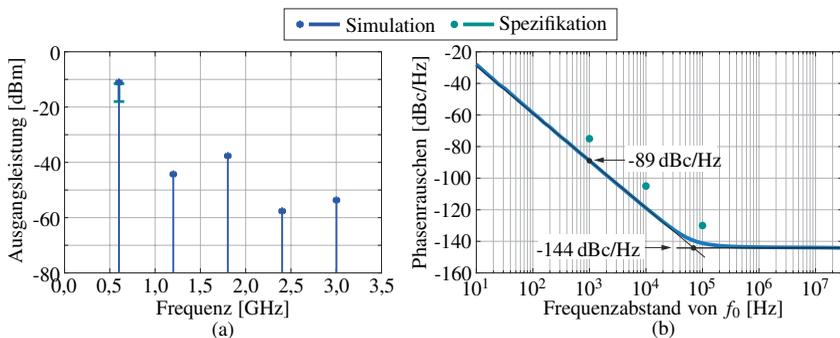


Abbildung 5.7: (a) Spektrum des MEMS-Oszillators. Bei der Schwingfrequenz von 600,7 MHz beträgt die differentielle Ausgangsleistung -11 dBm. Den stärksten ungewollten Frequenzanteil bildet die dritte Harmonische mit -38 dBm. Die Spezifikation für die Ausgangsleistung ist ebenfalls eingezeichnet und wird sehr gut eingehalten. (b) Simuliertes Phasenrauschen des MEMS-Oszillators. Bei einem Abstand von 1 kHz von der Schwingfrequenz beträgt das Phasenrauschen -89 dBc/Hz. Der Rauschflur, welcher bei 50 kHz beginnt, beträgt -144 dBc/Hz. Die eingehaltenen Spezifikationswerte sind ebenfalls eingezeichnet.

-30 dBc/Hz-Gerade eine Knickfrequenz von 70 kHz auf. Anhand von Abbildung 5.7b wird ersichtlich, dass das simulierte Phasenrauschen die gegebene Spezifikation erfüllt.

5.6 Aufbau und Charakterisierung eines hybrid-integrierten MEMS-Oszillators

Basierend auf dem Schaltkreis MU1501 sind mehrere Varianten der Oszillatorschaltung entstanden. Zur Verifikation des CMOS-Teils des Oszillators ist ein Oszillator basierend auf einem SMD-Resonator entworfen worden, welcher hier aus Gründen der Relevanz nicht weiter betrachtet wird [116]. Weiterhin wurden zwei MEMS-Oszillatoren konventionell auf LTCC hybrid-integriert.

5.6.1 Modulimplementierung des MEMS-Oszillators auf LTCC

Die beiden hybrid-integrierten MEMS-Oszillatoren mit dem MU1501 sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Beim in Abbildung 5.8a gezeigten Oszillator, welcher in [124] veröffentlicht ist, wurde der CMOS-Chip mit Flip-Chip-Montage mit dem LTCC-Substrat verbunden, beim rechten Oszillator aus [117, 121] mittels Kleben und Drahtbonden. Der sonstige Aufbau ist bei beiden Implementierungen gleich: SMD-Bauelemente zur Stabilisierung der Betriebsspannung und zur Einstellung des Arbeitspunktstroms für die Bias-Schaltung von $100 \mu\text{A}$, HF- und DC-Kontaktflächen und MEMS-Resonatoren, welche durch Drahtbondverbindungen elektrisch kontaktiert sind. Die Anordnungen der Substrate sind aufgrund der jeweils verwendeten Aufbautechnik des CMOS-Schaltkreises zueinander spiegelsymmetrisch.

Während der Oszillator aus [121] komplett aus eigens entworfenen Strukturen und Baugruppen besteht, ist im Oszillator aus [124] ein Chip mit mehreren MEMS-Resonator-Strukturen der City University of Hong Kong (CityU) in Verwendung. Die sehr hochgütigen Resonatoren mit Güten von mehreren Tausend ermöglichen ein sehr geringes Phasenrauschen. Um das Phasenrauschen weiter zu verringern, wurde der Kosimulationsansatz aus Abbildung 5.2 genutzt, mit dem aus einer Charge von Resonatoren der für die Oszillatorschaltung geeignetste gefunden werden kann.

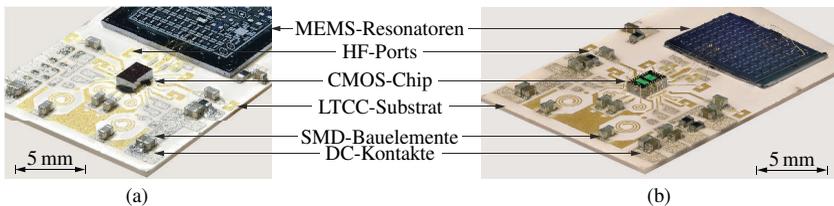


Abbildung 5.8: Fotografien zweier konventionell auf LTCC hybrid-integrierter MEMS-Oszillatoren aus [124] (a) und [117, 121] (b). Im linken Oszillator wurde der CMOS-Schaltkreis mittels Flip-Chip-Montage aufgebracht und kontaktiert, im rechten Oszillator mittels Kleben und Drahtbonden. Der restliche Aufbau auf dem LTCC-Substrat ist sonst identisch: SMD-Bauelemente, HF- und DC-Kontaktierungen, MEMS-Resonatoren.

Nach erfolgreicher Kosimulation der gemessenen Resonatorstrukturen mit dem CMOS-Schaltkreis MU1501 und der Auswahl der jeweils geeignetsten Konfiguration erfolgte der in Abbildung 5.8 gezeigte Aufbau der beiden Oszillatoren. In Tabelle 5.3 werden die geometrischen und elektrischen Größen der Resonatoren aus [124] und [121] gegeben. Die Geometrieparameter für [124] basieren auf Optimierungen der Resonatoren aus [149].

Aufgrund der Tatsache, dass sich die Resonator-Forschungen der Wissenschaftler der CityU auf Resonanzfrequenzen bis 400 MHz beschränken, liegt der Wert der Resonanzfrequenz weit unterhalb der Spezifikation von 600 MHz. Der im Rahmen dieser Arbeit entworfene Resonator weist aufgrund von Schwankungen in der Dünnschichttechnologie und der Materialwerte, besonders des Elastizitätsmoduls, eine um 5,6 % verringerte Resonanzfrequenz auf. Für die Simulation und die analytische Modellierung sind daher die Materialparameter, speziell der Elastizitätsmodul von AlN, angepasst worden. Trotz der höheren Güte der Resonatoren der CityU werden aufgrund der höheren Resonanzfrequenzen die eigens gefertigten Strukturen für die nachfolgenden SiCer-Oszillatoren verwendet.

Beide Oszillatoren sind für jeweils eine Schwingfrequenz ausgelegt und sind im laufenden Betrieb nicht rekonfigurierbar. Dennoch sind alle zum Betrieb benötigten Bauelemente und Schaltungsteile, beispielsweise die Arbeitspunkteinstellung, auf den Modulen vorhanden, sodass nur noch die Betriebsspannung zugeführt werden muss. Mit dem Resonator und den drei im CMOS-Schaltkreis befindlichen Schaltungsteilen Verstärker, Puffer und Bias besteht die Gesamtschaltung aus vier einzelnen Funktionselementen. Ihre Integrationsdichte ist daher im Mittelfeld einzustufen. Aufgrund der einseitigen Bestückung der LTCC-Schaltungen und der damit verbundenen lateralen Ausdehnung ist der Miniaturisierungsgrad eher gering.

5.6.2 Messtechnische Charakterisierung, Analyse und Diskussion

Messergebnisse des Festfrequenzoszillators bei 256 MHz

Für den Oszillator aus [124] werden in Abbildung 5.9 Simulation und Messung für das Spektrum und das Phasenrauschen verglichen. Die Spezifikation ist ebenfalls enthalten. Da die Schwingfrequenz sehr weit von der Spezifikation abweicht, ist zumindest die festgelegte Ausgangsleistung in der Grundschwingung markiert.

Das Ausgangsspektrum, dargestellt in Abbildung 5.9a, gemessen an einem Ausgangstor des Oszillators, stimmt mit einer Ausgangsleistung der Grundwelle von -16 dBm sehr gut in Mes-

Tabelle 5.3: Geometrische und elektrische Größen der Resonatoren

	Parameter	Wert für [124]	Wert für [117, 121]	Einheit
Geometrische Größen	l	300	139	μm
	N	13	9	–
	W	200	76,8	μm
	t_{AlN}	0,5	1,8	μm
Elektrische Größen	f_0	256,1	566,3	MHz
	Q	6400	1400	–
	R_m	37,3	68,9	Ω
	L_m	148,4	27,4	μH
	C_m	2,60	2,88	fF

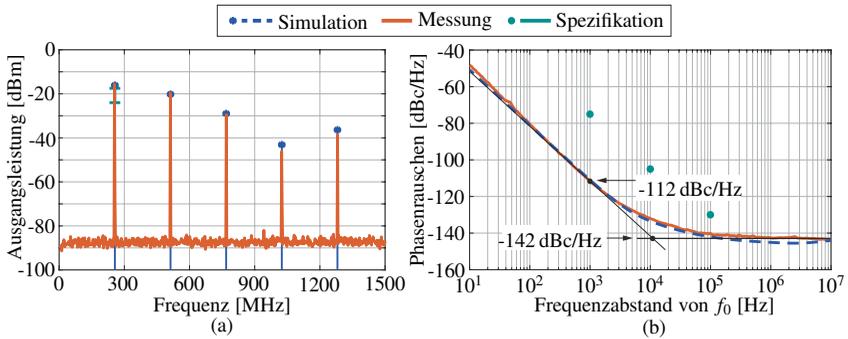


Abbildung 5.9: Vergleich von Simulation, Messung und Spezifikation für den Oszillator aus [124] (a) Ausgangsspektrum gemessen an einem Ausgangstor des Oszillators. Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation in der Grundschwingung von 256,1 MHz mit einer Leistung von -16 dBm ist sichtbar. (b) Phasenrauschen des MEMS-Oszillators. Bei einem Abstand von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz beträgt das Phasenrauschen -112 dBc/Hz in Messung und Simulation. Der Rauschflur liegt bei -142 dBc/Hz in der Messung und bei -145 dBc/Hz in der Simulation.

sung und Simulation überein und liegt im oberen Bereich der Spezifikation. Diese wurde in Bezug auf die Ausgangsleistung hierbei aufgrund der Eintormessung und der damit einhergehenden Halbierung der Ausgangsspannungsamplitude um 6 dB verringert. Die Grundschwingung liegt hierbei in Messung und Simulation bei 256,1 MHz. Die enthaltenen Obertöne sind auf den Pufferverstärker zurückzuführen, welcher auf eine Impedanz im k Ω -Bereich ausgelegt ist, aber mit einem 50 Ω -System gemessen wurde. Damit treten in der CMOS-Schaltung Sättigungseffekte auf, welche die höheren Harmonischen verursachen [124]. Die stärkste Ausprägung liegt hier mit -20 dBm in der zweiten Harmonischen. Durch eine Symmetrierung des Ausgangssignals ließe sich jedoch die Leistung in den geraden Harmonischen verringern.

Auch beim Phasenrauschen, das in Abbildung 5.9b gezeigt wird, ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation zu erkennen. Der Abfall von -30 dB/Dekade startet bei kleinen Frequenzabständen vom Träger und weist eine Knickfrequenz bei 10 kHz mit dem Rauschflur von -142 dBc/Hz in der Messung und -145 dBc/Hz in der Simulation auf. Bei einem Abstand von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz beträgt das Phasenrauschen in Simulation und Messung -112 dBc/Hz. Auch hier werden die Spezifikationsparameter sehr gut erfüllt, was auf den hochgütigen Resonator und die geringere Schwingfrequenz zurückzuführen ist, welche gemäß der Leeson-Formel das Phasenrauschen mit -6 dB/Oktave skalieren [68]. Aufgrund des im Vergleich zu den eigenen Resonatoren abgeänderten Schichtenaufbaus zeigt der Resonator keine Neigung zu nichtlinearem Verhalten.

Messergebnisse des Festfrequenzoszillators bei 567 MHz

Die Ergebnisse aus Messung und Kosimulation der Oszillatorschaltung aus [117, 121] werden in Abbildung 5.10 gezeigt. Auch bei dieser Implementierung liegt die gemessene Schwingfrequenz unterhalb der spezifizierten, weshalb hierbei lediglich die in den Entwurfsvorgaben enthaltene Ausgangsleistung auf die Simulation und Messung des Spektrums bezogen wird.

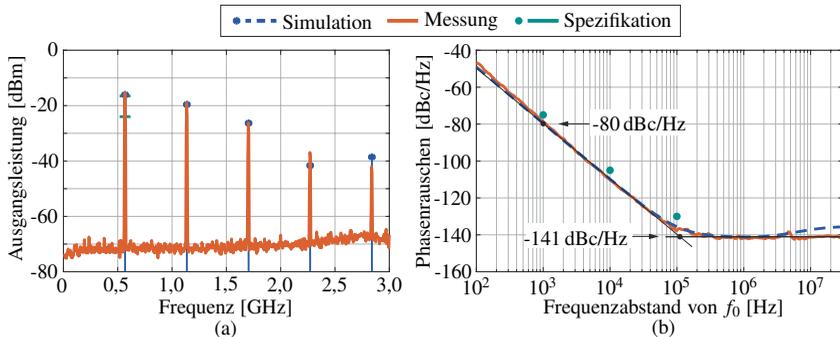


Abbildung 5.10: Vergleich von Simulation, Messung und Spezifikation für den Oszillator aus [117, 121]. (a) Eintor-Ausgangsspektrum des Oszillators. Simulation und Messung stimmen in der Ausgangsleistung mit -16 dBm und -17 dBm bei einer Frequenz von 566,8 MHz gut überein. (b) Phasenrauschen des MEMS-Oszillators. Bei einem Abstand von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz beträgt das Phasenrauschen -80 dBc/Hz in Messung und Simulation. Der Rauschflur liegt in der Messung und in der Simulation bei -141 dBc/Hz.

Das in Abbildung 5.10a gezeigte Ausgangsspektrum des Oszillators weist bei einer Oszillationsfrequenz von 566,8 MHz eine gute Übereinstimmung in Messung mit -17 dBm und Simulation mit -16 dBm Ausgangsleistung an einem Ausgangstor auf. Wie auch beim vorherigen Oszillator sind auch hier aufgrund der 50 Ω -Impedanz des Messsystems höhere Harmonische zu erkennen. Die stärkste Harmonische ist hier wieder die zweite mit -20 dBm.

Beim in Abbildung 5.10b abgebildeten Phasenrauschen ist ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung feststellbar. Bei einem Abstand von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz liegt das Phasenrauschen in der Messung und in der Simulation bei -80 dBc/Hz, während die ursprüngliche Simulation dieses Oszillatorkonstrukts ein Phasenrauschen von -86 dBc/Hz versprach. Dieser Umstand ist darauf zurückzuführen, dass der Resonator nichtlineares Verhalten zeigt, welches in Abschnitt 2.3.2 genauer beschrieben wurde und in einer Verschlechterung des Phasenrauschens des Oszillators resultiert.

Unter Zuhilfenahme eines geometrischen Kurvenfits wurde hierbei der Duffing-Parameter δ zu $-1 \cdot 10^{17} \text{ V}/(\text{A}^3 \text{ s})$ bestimmt. Im Folgenden wird eine weitere Methode erläutert, die Nichtlinearität des MEMS-Bauelements in der Simulation zu berücksichtigen. Die Verschlechterung des Phasenrauschens kann nämlich mit einer Verringerung des Gütefaktors modelliert werden, der beim genannten Unterschied um 6 dB einer Gütereduktion gemäß der Leeson-Formel um 50 % gleichkommt [68]. Bei konstantem R_m ist es möglich, die Güte für die Simulation zu halbieren, indem der Wert von L_m halbiert und der Wert von C_m verdoppelt wird. Für zukünftige Vergleiche von Mess- und Simulationsergebnissen wird diese Methode ebenfalls genutzt, um die Gütevariation zwischen Messung und Simulation festzustellen und die Simulation an die Messung anzugleichen. Der Verlauf mit der Steigung -30 dB/Dekade geht bei 100 kHz in den Rauschflur von -141 dBc/Hz über. Trotz der Verschlechterung des Phasenrauschens wird die Spezifikation auch beim 567 MHz-Oszillator eingehalten.

5.6.3 Schlussfolgerungen für den SiCer-Entwurf

Nach der erfolgreichen Implementierung von zwei MEMS-Oszillatoren auf LTCC folgt im nächsten Schritt die Umsetzung auf das SiCer-Substrat. Die Erkenntnisse der vorherigen Oszillatorschaltungen dienen hierbei als Grundlage, die bestehenden Schaltungen geeignet für SiCer zu modifizieren. Zum einen sind die Messungen der bisherigen Oszillatoren nur an einem Ausgangstor gemessen worden, zum anderen erhöhen die Nichtlinearitäten der Resonatoren das Phasenrauschen. Daher wird der Oszillator für SiCer um ein Symmetrierglied zur symmetrischen Belastung des Puffers sowie durch einen Vorwiderstand für den Resonator erweitert. Dieser wird nach erfolgreicher Resonatormessung und Kosimulation mit der CMOS-Schaltung dimensioniert und reduziert die Eingangsleistung am Resonator zusätzlich zum ohmschen Serienwiderstand R_1 am Ausgang des CMOS-Verstärkers. Weiterhin sind Kapazitäten der HF-Leitung in der LTCC von einigen 100 fF bis in den pF-Bereich gemessen worden, weshalb in den SiCer-Implementierungen unbedingt auf eine kurze Leistungsführung geachtet werden muss [116].

5.7 Aufbau und Charakterisierung des MEMS-Oszillators im SiCer-Stil

Aufgrund der Komplexität der SiCer-Fertigung und damit verbundener Verzögerungen in der Technologie wurde als Zwischenschritt zum SiCer-Oszillator ein MEMS-Oszillator im SiCer-Stil aufgebaut. Dies bedeutet, dass die MEMS-Resonatoren nicht direkt im SiCer-Substrat, sondern auf Silizium gefertigt werden und dann der Chip mit MEMS-Resonatoren auf das vorbereitete LTCC-Substrat mit dem gefertigten SiCer-Layout geklebt wird. Nach dem Auswahlprozess gemäß Abbildung 5.2 wurde der am besten geeignete Resonator dann mittels Drahtbonden kontaktiert.

5.7.1 Modulimplementierung des SiCer-Stil-Oszillators

Basierend auf der Oszillatorimplementierung in [121] wurde der Festfrequenzoszillator im SiCer-Stil aufgebaut. Der CMOS-Schaltkreis sowie SMD-Bauelemente wurden dabei auf der LTCC-Seite mittels Flip-Chip-Montage und Lötens aufgebracht, während ein Chip mit MEMS-Resonatoren auf der Unterseite, der späteren Silizium-Seite, geklebt, drahtgebondet und keramisch verkapselt wurde. Die resultierende Schaltung ist in Abbildung 5.11 dargestellt [119].

Im Vergleich zu vorherigen Implementierungen ist dieser Aufbau an drei Stellen erweitert worden. Erstens wurde im SiCer-Layout ein variabel zu dimensionierender Serienwiderstand vor dem MEMS-Resonator vorgesehen, der nichtlineare Effekte verhindern soll. Weiterhin wird das Ausgangssignal nun an einem Symmetrierglied abgenommen, um den symmetrischen Ausgang des Puffers gleichmäßig zu belasten und die geraden Harmonischen im Spektrum zu unterdrücken. Die dritte Änderung ist die Bestückung im SiCer-Stil, also die beidseitige Nutzung der Substratfläche. Anhand von Abbildung 5.11 wird ersichtlich, dass dadurch der Miniaturisierungsgrad im Vergleich zu konventionellen Aufbauvarianten, die in Abbildung 5.8 gezeigt sind, deutlich gestiegen ist. Bei etwa der gleichen Modulgröße sind nun drei unterschiedliche Oszillatorschaltungen enthalten, was in einem dreifach höheren Miniaturisierungsgrad resultiert. Zur Verifikation des Aufbauprinzips wurde hierbei nur eine Schaltung

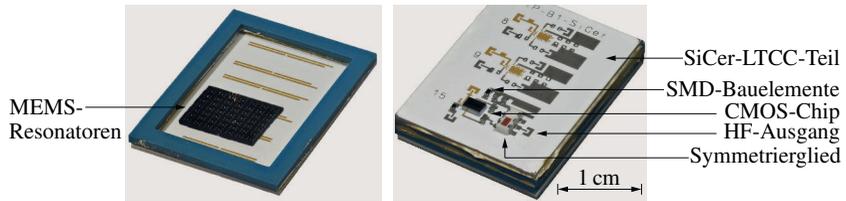


Abbildung 5.11: Fotografie des gefertigten SiCer-Stil-Oszillators [119]. Links: Rückseite mit aufgeklebtem MEMS-Resonator-Chip vor dem Drahtbonden des ausgesuchten Resonators. Rechts: Vorderseite mit bestückten CMOS- und SMD-Bauelementen sowie dem HF-Ausgang in GSG-Konfiguration.

bestückt. Der Integrationsgrad bleibt aufgrund der gleichen Bestandteile gegenüber dem konventionell integrierten Oszillator unverändert.

Die Maße des Resonators, der sich in der Kosimulation am geeignetsten in Bezug auf geringes Phasenrauschen herausgestellt hat, sind: Länge $l = 153 \mu\text{m}$, Fingerzahl $N = 9$ Gesamtweite $W = 76,8 \mu\text{m}$. Die Resonanzfrequenz f_0 liegt bei $577,5 \text{ MHz}$, während die Güte $Q = 1100$ beträgt. Aufgrund des Resonanzwiderstandes von etwa 140Ω wurde der geplante Vorwiderstand mit 0Ω realisiert, da sonst die Schleifenverstärkung zu gering wäre.

5.7.2 Messtechnische Charakterisierung, Analyse und Diskussion

Nach erfolgreichem Aufbau des Oszillators wurde dieser messtechnisch analysiert, um die getroffenen Erweiterungen zu verifizieren. Die Ergebnisse für Spektrum und Phasenrauschen sind in Abbildung 5.12 dargestellt [119]. Da der SiCer-Stil-Oszillator einer Erweiterung des Oszillators aus [121] entspricht und der Resonator-Chip aus dem gleichen Durchlauf der Silizium-MEMS-Fertigung stammt, liegt hierbei die gemessene Oszillationsfrequenz ebenfalls unterhalb der spezifizierten, weshalb in der Auswertung wieder nur Wert auf die Ausgangsleistung gelegt wird.

In Abbildung 5.12a liegt die Schwingfrequenz bei $578,0 \text{ MHz}$ und ist aufgrund der endlichen Güte des MEMS-Resonators etwa 500 kHz oberhalb der Resonanzfrequenz. Die Ausgangsleistung beträgt dabei -12 dBm in der Simulation und -11 dBm in der Messung, was einer sehr guten Genauigkeit entspricht und gut innerhalb der Spezifikation liegt. Durch das Symmetrierglied konnte die Ausgangsleistung also um 5 dB gesteigert werden, was einer doppelten Spannungsamplitude abzüglich von Verlusten innerhalb der beteiligten Bauelemente in Höhe von 1 dB entspricht. Die geraden Harmonischen werden wie erwartet durch die Symmetrierung gedämpft, wodurch sie in der Messung lediglich eine Leistung von -37 dBm und -55 dBm aufweisen. Durch Phasen- und Leistungsunterschiede des differentiellen Ausgangssignals und des Symmetriergliedes wurde hierbei die in der Simulation erwartete geringe Ausgangsleistung gerader Harmonischer nicht erreicht. Die am stärksten auftretende nicht erwünschte Harmonische ist die dritte Harmonische, welche in Simulation und Messung -26 dBm und -24 dBm beträgt, was einem Abstand von mehr als 10 dB im Vergleich zur ersten Harmonischen gleich kommt.

Das Phasenrauschen in Abbildung 5.12 beträgt bei einem Abstand von 1 kHz von der Schwingfrequenz -84 dBc/Hz in der Messung und -85 dBc/Hz in der Simulation und ist da-

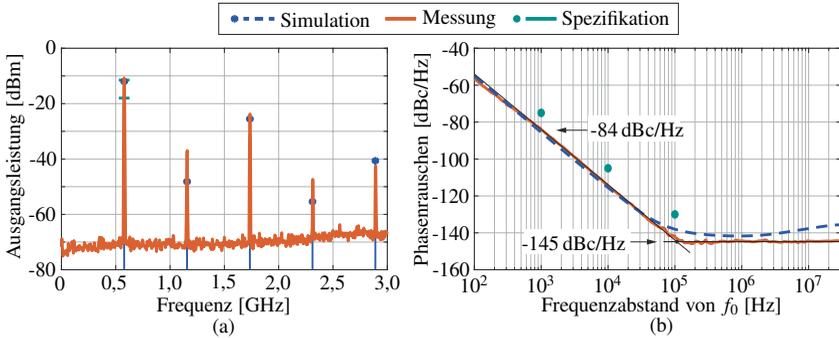


Abbildung 5.12: Vergleich von Simulation, Messung und Spezifikation für den Oszillator im SiCer-Stil [119]. (a) Differenzielles Ausgangsspektrum des SiCer-Stil-Oszillators. Eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung in der Ausgangsleistung mit -12 dBm und -11 dBm bei einer Frequenz von 578,0 MHz ist festzustellen. (b) Phasenrauschen des SiCer-Stil-MEMS-Oszillators. Das Phasenrauschen beträgt bei einem Abstand von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz -84 dBc/Hz in Messung und -85 dBc/Hz Simulation. Der Rauschflur liegt bei -145 dBc/Hz.

mit um 4 dB geringer als beim konventionell aufgebauten Oszillator in Abbildung 5.10. Der Verlauf von -30 dB/Dekade geht bei 100 kHz in den Rauschflur von -145 dBc/Hz in der Messung und -142 dBc/Hz in der Simulation über. Die Nichtlinearität des Resonators tritt hierbei nicht bzw. nur mit vernachlässigbar geringem Einfluss auf, was den Optimierungsvorteil des SiCer-Substratkonzepts für kompakte MEMS-Oszillatoren betont. Der Duffing-Parameter δ wurde in der Simulation des Oszillatoraufbaus zwischen $-1 \cdot 10^{16} \text{ V}/(\text{A}^3 \text{ s})$ und $-2 \cdot 10^{17} \text{ V}/(\text{A}^3 \text{ s})$ variiert, was zu Phasenrauschpegeln zwischen -85,1 dBc/Hz und -87,5 dBc/Hz bei einem Frequenzabstand von der Oszillationsfrequenz von 1 kHz führte und damit innerhalb der Simulationstoleranz liegt.

An dieser Stelle kann zusammenfassend angeführt werden, dass durch die Optimierung, die der Entwurf und der Aufbau im SiCer-Substrat bzw. im SiCer-Stil bieten, die Leistungsfähigkeit von MEMS-Oszillatoren bei gleichzeitiger Erhöhung der Packungsdichte gesteigert werden kann. Dabei ist nicht nur eine Verringerung des Phasenrauschens erreicht worden, sondern auch eine Erhöhung der Ausgangsleistung und eine Verringerung der auftretenden Nichtlinearität am Ausgang des Oszillators. Mit weiteren Optimierungsmaßnahmen bezüglich der Elementweite w des Resonators ließe sich weiterhin die Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators justieren, sodass die geforderten 600 MHz erreicht würden. Hierfür wäre auf Basis einer linearen Skalierung des Elektrodenmittenabstandes des Resonators eine Elementweite von $8,20 \mu\text{m}$ statt der derzeit gefertigten $8,53 \mu\text{m}$ nötig. Aus zeitlichen Gründen wurde auf dieses Re-Design verzichtet und stattdessen die SiCer-Implementierung vorangetrieben. Weiterhin wurde die Funktionalität des Oszillators erweitert, was im nächsten Kapitel ausführlich dargestellt wird.

5.8 SiCer-Implementierung des MEMS-Oszillators

Nach erfolgreichem Aufbau und der Analyse des MEMS-Oszillators im SiCer-Stil wurde die Implementierung des Oszillators ebenfalls im SiCer-Substrat angestrebt. Trotz des thermisch angepassten LTCC-Materials kam es jedoch zu starken Verspannungen im Silizium, was bei den Betriebstemperaturen der Dünnschichttechnologie von ca. 350 °C zu Rissen im Silizium sowie der AlN-Schicht führte und sich dadurch negativ auf die Fertigungsergebnisse der Resonatoren auswirkte. Infolgedessen zeigten diese entweder kein resonantes Verhalten oder wiesen mechanische Beschädigungen an den Ankern auf, sodass keine Resonatoren funktionstüchtig waren. Eine Fotografie eines der gefertigten Module ist in Abbildung 5.13 gezeigt.

Der Aufbau ist ähnlich gestaltet wie in Abbildung 5.11: In einem Modul befinden sich MEMS- und LTCC-Strukturen für drei Oszillatorschaltungen. Die MEMS-Resonatoren wurden für jeden Oszillator in einer Reihe gefertigt und können im Anschluss mittels Drahtbonden mit den vorgesehenen Gold-Leiterbahnen kontaktiert werden, welche mit Vias durch den LTCC-Schaltungsträger mit dem Verstärker im CMOS-Schaltkreis verbunden sind. Bedingt durch die oben genannten technologischen Schwierigkeiten in der Dünnschichttechnik konnte keine erfolgreiche MEMS-Oszillator-Implementierung auf dem SiCer-Substrat stattfinden. Dennoch kann das in Abbildung 5.13 gezeigte Modul als Existenzbeweis für SiCer-MEMS-Oszillatoren angesehen werden, während der Oszillator im SiCer-Stil, beschrieben im vorherigen Abschnitt, den Funktionsbeweis darstellt. Mit Hilfe des Aufbaus im SiCer-Stil konnten weiterhin die Vorteile des SiCer-Konzepts genügend herausgearbeitet werden: Eine größtmögliche Miniaturisierung sowie Methoden der Leistungsoptimierung, welche von konventionellen Implementierungsstrategien nicht bereitgestellt werden können. Für eine Oszillatorschaltung im SiCer-Substrat wäre der Miniaturisierungsgrad allerdings im Vergleich zum SiCer-Stil noch weiter erhöht, da die benötigten Resonatoren exakt an den dafür vorgesehenen Stellen gefertigt werden. Die benötigte Layoutfläche hinge damit nur noch von der Größe der HF-Schaltung an der Oberseite des SiCer-Moduls ab.

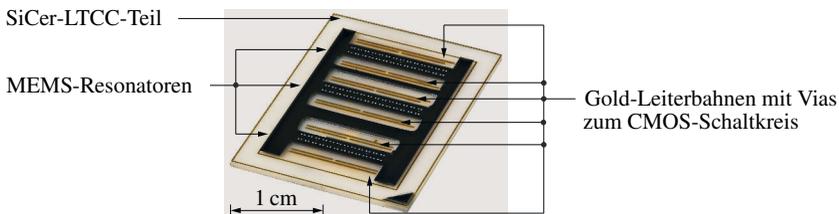


Abbildung 5.13: Fotografie der SiCer-Implementierung der Resonatoren für den MEMS-Oszillator. Das Modul ist für drei verschiedene Oszillatorschaltungen ausgelegt und enthält pro Schaltung eine Reihe an Resonatoren sowie für die Zweiter-Kontaktierung jeweils zwei Signal- und zwei Masse-Leiterbahnen mit LTCC-Durchkontaktierungen.

6

MEMS-Mehrfrequenzoszillator auf dem SiCer-Substrat

Basierend auf dem Entwurf des Festfrequenzoszillators in Kapitel 5 werden im folgenden Kapitel der Entwurf und die Fertigung eines MEMS-Mehrfrequenzoszillators für das SiCer-Substrat gezeigt.

6.1 Motivation und Begriffsdefinition: Mehrfrequenzoszillator

In modernen HF-Sendeempfängern der Mobilkommunikation finden sich eine hohe Zahl an verschiedenen Übertragungsstandards wieder, beispielsweise LTE mit mehreren Frequenzbändern, Bluetooth oder Wireless Local Area Network (WLAN). Für jeden dieser Standards werden LO-Frequenzen im GHz-Bereich sowie Referenzfrequenzen im MHz-Bereich benötigt. Daher ist der Bedarf an Oszillatoren, die einen weiten Frequenzbereich adressieren, vorhanden. MEMS-Oszillatoren eignen sich gut für moderne Multiband-HF-Systeme, da sie einen kompakten Aufbau und sehr gutes HF-Verhalten im GHz-Bereich bieten, was sich positiv auf die Zielgröße Miniaturisierungsgrad auswirkt. Durch die integrierte CMOS-Schaltungstechnik lässt sich das Funktionsspektrum von MEMS-Oszillatoren erweitern und dabei bei etwa gleicher Modulgröße der Integrationsgrad erhöhen. Beispiele hierfür sind integrierte Schalter zur Umschaltung verschiedener MEMS-Resonatoren, Frequenzteiler sowie -verdoppler, mit denen der Aufbau eines Oszillatormoduls mit mehreren Ausgangsfrequenzen ermöglicht wird. Ein solcher Oszillator wird in dieser Arbeit als *Mehrfrequenzoszillator* definiert [118].

6.2 Elektrische Spezifikation und Toplevel-Design

Anhand der Anwendung des Oszillators in einem LTE-Sendeempfänger mit mehreren Frequenzbändern lassen sich die Entwurfsziele für den Mehrfrequenzoszillator ableiten. Zur Demonstration der Möglichkeiten, die das SiCer-Substrat und die Verwendung integrierter Schal-

tungen bieten, ist der Oszillatorentwurf für zwei Frequenzbänder ausgelegt worden. Neben der Bereitstellung von zwei LO-Frequenzen soll der Oszillatorentwurf einen Referenzoszillator (REF) enthalten, dessen Ausgangsfrequenzen in der Größenordnung von 10 MHz liegen. Damit können unter Zuhilfenahme einer PLL die drei in Abbildung 1.1 enthaltenen Frequenzbänder bedient werden. Die daraus resultierende vollständige Spezifikation, welche Elemente aus den Entwurfsvorgaben des Festfrequenzoszillators in Tabelle 5.1 beinhaltet, ist in Tabelle 6.1 angegeben [117].

Die LO-Frequenzen wurden dabei auf Basis der Bandmitten der LTE-Frequenzbänder Band 20 (806 MHz) und Band 2 (1960 MHz) mit einer ZF von 5 MHz vereinbart [28]. Für beide Bänder wird das Signal der Kehrlage weiterverwendet, weshalb die LO-Frequenz 5 MHz oberhalb der eingehenden HF liegt. Die LO-Ausgänge des Oszillators sind in diesem Entwurf für 50 Ω -Schnittstellen ausgelegt worden. Für den REF-Ausgang, welcher die Referenzfrequenz für einen PLL-basierenden HF-Frequenzgenerator liefern soll, wurden die benötigten Parameter des PLL-Bausteins LTC6948-3 von Analog Devices zugrunde gelegt [7].

Anhand der Spezifikation wurde der Oszillator zuerst auf Blockebene entworfen. Das zugehörige Schaltbild ist in Abbildung 6.1 enthalten [117, 118, 120]. Die Oszillatorschaltung ist, ähnlich wie beim Entwurf in Kapitel 5, in Mikroelektronik und Mikroelektromechanik aufgeteilt. Der mikroelektromechanische Teil des Oszillators wird von zwei MEMS-Resonatoren mit Resonanzfrequenzen von 405,5 MHz und 982,5 MHz gebildet. Aufgrund der technologischen Grenzen der vorhandenen Dünnschichttechnologie beträgt die Resonanzfrequenz der Resonatoren die halbe gewünschte Ausgangsfrequenz, welche im CMOS-Chip mit geeigneten schaltungstechnischen Maßnahmen verdoppelt wird. Der CMOS-Teil des Oszillators, welcher wieder in der 180 nm-CMOS-Technologie XH018 der X-FAB implementiert wurde [145], enthält einen Zweifachumschalter zur Auswahl des Resonators, einen dreistufigen Verstärker sowie Schaltungen zur Frequenzverdopplung und -teilung durch den Faktor 32, um die gewünschte Referenzfrequenz in der Größenordnung von 10 MHz bereitstellen zu können [118, 120]. Der Frequenzverdoppler besitzt weiterhin eine separate Bias-Schaltung zur Einstellung des Arbeitspunkts. Die Auswahl zwischen den beiden Resonatoren und zwischen dem LO- und dem REF-Betrieb wird auf dem LTCC-Teil der SiCer-Schaltung mittels DC-Kontak-

Tabelle 6.1: Spezifikation des Mehrfrequenzoszillators

Parameter	Spezifikation LO	Spezifikation REF	Einheit
Betriebsspannung V_{DD}	1,8	1,8	V
Band 20: Oszillationsfrequenz f_0	811	~10	MHz
Band 2: Oszillationsfrequenz f_0	1965	~10	MHz
Art der Lastbeschaltung	symmetrisch	unsymmetrisch	–
Lastbeschaltung Z_L pro Ausgangstor	ohmsch	ohmsch	–
Lastwiderstand R_L	50	50	Ω
Ausgangsspannungsamplitude	450	> 500	mV
Ausgangsleistung	0	> 6,4 (1. Harm.)	dBm
Band 20: Phasenrauschen bei 1 kHz	< –75	< –110	dBc/Hz
Band 2: Phasenrauschen bei 1 kHz	< –70	< –105	dBc/Hz
Band 20: Phasenrauschen bei 10 kHz	< –105	< –130	dBc/Hz
Band 2: Phasenrauschen bei 10 kHz	< –100	< –125	dBc/Hz
Phasenrauschflur	< –130	< –150	dBc/Hz

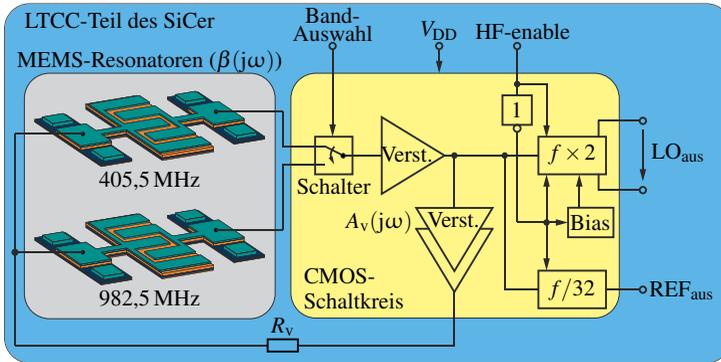


Abbildung 6.1: Schaltbild des Mehrfrequenzoszillators auf Schaltungsebene [117, 118, 120].

Zwei MEMS-Resonatoren (grau hinterlegt) sind über einen Umschalter an einen dreistufigen Verstärker in einem CMOS-Schaltkreis angekoppelt (gelb hinterlegt). Das Ausgangssignal der ersten Verstärkerstufe wird an einen integrierten Frequenzverdoppler und -teiler geführt, welche die Ausgangsfrequenzen $f_0 \times 2$ und $f_0/32$ generieren. Die Schaltungsteile des Verdopplers werden von einer Bias-Schaltung mit Strom versorgt. Über den Vorwiderstand R_v wird die den Resonatoren zugeführte Leistung reduziert und damit die Auswirkungen der Nichtlinearität der Resonatoren reduziert.

rierung bewerkstelligt. Zur Reduktion der Eingangsleistung an den Resonatoren ist weiterhin ein Vorwiderstand R_v vorgesehen, der auf eine genügend große Schleifenverstärkung sowie ein geringes Phasenrauschen hin mittels Simulation dimensioniert wird. Auf dem CMOS-Chip, der im Jahre 2016 innerhalb der Forschungsgruppe *MUSIK* entworfen und gefertigt wurde und den Namen MU1601 trägt, sind weiterhin ein ZF-Verstärker mit einstellbarem Verstärkungsfaktor und ein aktives ZF-Filter enthalten [81].

6.3 Durchgehender multiphysikalischer Entwurf des Mehrfrequenzoszillators

Ähnlich wie beim Festfrequenzoszillator ist der Mehrfrequenzoszillator in einen MEMS- und einen CMOS-Teil untergliedert, deren Entwürfe im Folgenden einzeln erläutert werden.

6.3.1 Elektrisches und mechanisches Design der MEMS-Resonatoren

Die beiden für den Mehrfrequenzoszillator benötigten MEMS-Resonatoren sind erneut mit dem analytischen Entwurfsmodell aus Abbildung 2.10 dimensioniert worden. Dabei ist die Güte aufgrund von Erfahrungswerten zu 1800 gewählt worden. Außerdem kann aus den für die vorliegende Arbeit vorgenommenen Messungen entnommen werden, dass die Güte keine Variationen mit der Resonanzfrequenz der Resonatoren vorweist, weshalb für beide Resonatoren die gleiche Güte angenommen wird. Die daraus resultierenden spezifizierten Resonatorparameter, die resultierende synthetisierte Struktur sowie die elektrischen Parameter sind in Tabelle 6.2 enthalten [117, 118].

Tabelle 6.2: Spezifikation und Beispieldimensionierung der Resonatoren

	Parameter	Wert für Band 20	Wert für Band 2	Einheit
Spezifikation	f_0	405,5	982,5	MHz
	Q	1800	1800	–
	R_m	50	50	Ω
Geometrische Größen	w	12,81	5,12	μm
	l	154	103	μm
	N	9	13	–
	W	115,3	66,6	μm
Elektrische Größen	L_m	35,3	14,58	μH
	C_m	4,36	1,80	fF
	η_{ein}	1,118	1,080	–
	η_{aus}	0,894	0,926	–

Der Duffing-Parameter δ wird für die Simulation wieder mit $-1 \cdot 10^{16} \text{ V}/(\text{A}^3\text{s})$ angenommen.

6.3.2 Umschaltbare Verstärkerkette des Oszillators

Die Notwendigkeit von zwei MEMS-Resonatoren im Oszillator schafft den Bedarf an einer Auswahlfunktion zwischen den beiden frequenzbestimmenden Elementen. Um diese Funktion zu erfüllen, bietet es sich an, einen CMOS-Schalter zu integrieren, der die Oszillatorschleife nur mit einem der beiden Resonatoren schließt. Der nachgeschaltete Verstärker sollte eine hohe Verstärkung sowie eine große Bandbreite aufweisen, damit die beiden in der Frequenz weit voneinander liegenden Resonatoren in Resonanz betrieben werden können. Die implementierte umschaltbare Verstärkerschaltung ist in Abbildung 6.2 dargestellt [117, 118].

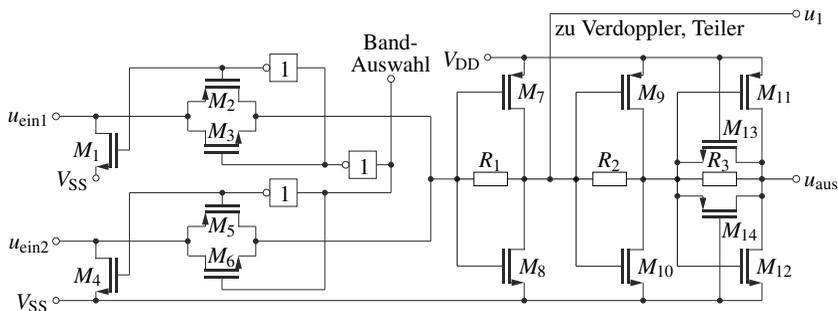


Abbildung 6.2: Schaltbild des umschaltbaren dreistufigen Verstärkers [117, 118]. Der Zweifachschalter besteht aus zwei Serien-Parallel-Schaltern ($M_1..M_6$), die nur jeweils eines der beiden Eingangssignale $u_{\text{ein}1}$, $u_{\text{ein}2}$ zum Verstärker leiten. Nach der ersten Stufe (M_7 , M_8 , R_1) wird das HF-Signal u_1 an die Verdoppler- und Teiler-Schaltungen ausgekoppelt. Die dritte Stufe (M_{11} , M_{12} , R_3) enthält eine Amplitudenbegrenzung (M_{13} , M_{14}), um die an den Resonator gelieferte Leistung zu limitieren.

Der Umschalter basiert auf dem Serien-Parallel-Schalter aus [72], dessen Serienpfad zu einem Transmission-Gate erweitert wurde [133]. Beim Anlegen von V_{SS} an die Steuerleitung, genannt *Band-Auswahl* in Abbildung 6.2, werden die Transistoren M_2 und M_3 leitfähig und M_1 sperrend. Folglich wird der Eingang u_{ein1} zum Verstärker durchgeschaltet. Liegt stattdessen V_{DD} an der Steuerleitung an, so wird auf u_{ein2} umgeschaltet. M_1 und M_4 sorgen dafür, dass im ausgeschalteten Betrieb der jeweilige Eingang auf V_{SS} liegt und damit der nicht genutzte Resonator bedämpft wird und die Schwingung abklingt.

Der nachfolgende Verstärker weist drei Stufen auf, welche als CMOS-Inverter ausgeführt sind. Die erste Verstärkerstufe (M_7, M_8, R_1) zeichnet sich durch einen hohen Eingangswiderstand aus und stellt daher eine schwache Belastung für die Resonatoren dar. Die zweite Stufe (M_9, M_{10}, R_2) sorgt für weitere Verstärkung. Die dritte Verstärkerstufe (M_{11}, M_{12}, R_3) hat einen niedrigen Ausgangswiderstand, was sich in einer guten Ankopplung an die Resonatoren niederschlägt und weiterhin deren Güte nicht zu stark belastet. Zur Limitierung der in die Resonatoren eingebrachten Leistung ist die dritte Stufe mit einer Amplitudenbegrenzung versehen: Die Transistoren M_{13} und M_{14} fungieren als nichtlineare Rückkopplung und werden mit steigender Ausgangsspannung der dritten Stufe immer leitfähiger. Dadurch wird wiederum bei hohen Ausgangsamplituden die Verstärkung verringert und die Amplitude begrenzt. Die gesamte Kette weist eine Spannungsverstärkung von $|A_v(0)| = 26\text{dB}$ bei einer 3 dB-Bandbreite von 1 GHz auf [117, 118].

6.3.3 Entwurf von Frequenzverdoppler- und -teilerschaltungen

Die Begrenzung der möglichen Resonanzfrequenz der MEMS-Resonatoren durch die Strukturauflösung sowie die maximal prozessierbare Resonatorgröße ruft den Bedarf an nichtlinearen Schaltungen zur Frequenzvervielfachung und -teilung hervor.

Schaltungsbeschreibung des Frequenzverdopplers

Um die gewünschte Ausgangsfrequenz von 1965 MHz erreichen zu können, wurde ein Frequenzverdoppler auf Basis des in [109] vorgestellten Vollwellengleichrichters entworfen. Die vollständige Schaltung, die in Abbildung 6.3 gezeigt ist, besitzt am Eingang einen Verstärker mit hohem Eingangswiderstand, um die Oszillatorschleife wenig zu belasten, und einen differentiellen Ausgang zur Ansteuerung des Gleichrichters. Dieser wiederum besteht aus den Transistoren M_1 und M_2 , die bei jeder Halbwelle des eingehenden Signals einen Stromfluss von V_{DD} nach V_{SS} hervorrufen und so die Frequenz verdoppeln. Der Puffer am Ausgang entkoppelt den Verdoppler von der Last und stellt eine Ausgangsleistung von 0 dBm für eine differentielle 50 Ω -Schnittstelle bereit [117, 118, 120]. Verstärker und Puffer werden anhand ihrer Schaltbilder im Anhang unter Abschnitt 6 genauer betrachtet.

Schaltungsbeschreibung des Frequenzteilers

Der Frequenzteiler, welcher asynchron mit fünf D-Flip-Flops ausgeführt ist, weist ein Teilverhältnis von 1 : 32 auf und ist als Schaltbild in Abbildung 6.4 dargestellt [105]. Die Eingangsspannung wird über einen resistiv rückgekoppelten Inverter verstärkt und in einem NAND-Gatter mit einem Enable-Signal kombiniert. Bei $\text{Enable} = V_{SS}$ ist der Teiler außer Betrieb. Ein Inverter am Ausgang verstärkt das geteilte Signal und stellt eine genügend große Ausgangsleistung bereit, die Grenzfrequenz beträgt hierbei 1 GHz [117, 118, 120]. Da der

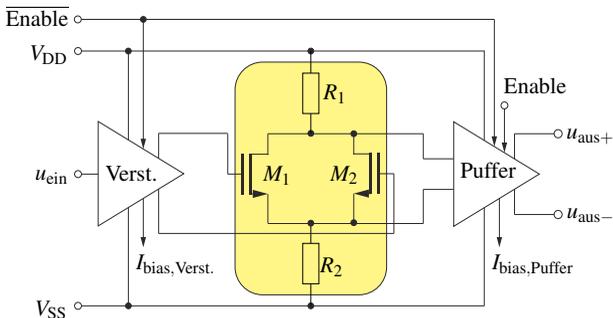


Abbildung 6.3: Schaltbild des Frequenzverdopplers [117, 118, 120]. Das Kernelement (gelb hinterlegt) bildet ein differentieller Vollwengleichrichter, der von einem Eingangsverstärker angesteuert wird. Ein Puffer am Ausgang versorgt 50 Ω -Schnittstellen mit einer Leistung von 0 dBm. Während die Ströme $I_{\text{bias,Verst.}}$ und $I_{\text{bias,Puffer}}$ den Verstärker und Puffer versorgen, lässt sich der Verdoppler mit Enable und Enable aktivieren und deaktivieren.

Teiler als Digitalschaltung aufgebaut ist, weist das Ausgangssignal einen rechteckförmigen Spannungsverlauf auf.

6.4 Multiphysikalische Systemsimulation

Die Systemsimulation des Mehrfrequenzoszillators zeigt einen größeren Aufwand als die des Festfrequenzoszillators. Zum einen werden zwei verschiedene Oszillatorschleifen simuliert und zum anderen Frequenzverdoppler und -teiler, was letztendlich in vier verschiedenen Spektren und Phasenrauschkurven resultiert. Die einzelnen Simulationen der genannten Betriebsarten werden im Folgenden beschrieben.

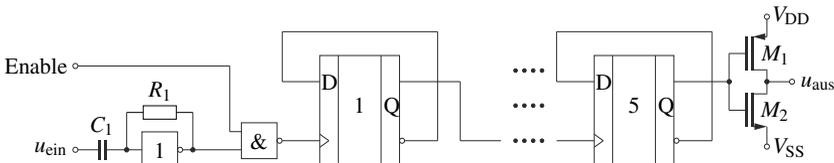


Abbildung 6.4: Schaltbild des Frequenzteilers. Ein fünfstufiger asynchroner Zähler mit einem Zählumfang von 0 bis 31 bildet den Kern des Teilers. Am Eingang verstärkt ein kapazitiv gekoppelter Inverter das Signal u_{ein} , was im Anschluss mit einem NAND-Gatter mit dem Enable-Signal zusammengeführt wird. Ein Inverter am Ausgang des Teilers fungiert als Puffer und sorgt für die Ansteuerung anschließender Schaltungsteile.

6.4.1 Schleifenverstärkung – Barkhausenkriterium

Die Schwingungsneigung wird bei diesem Oszillatorentwurf wieder über die Stabilitätsanalyse festgestellt. Das Resultat ist die Schleifenverstärkung in Betrag und Phase, welche für die beiden Resonatoren in Abbildung 6.5 dargestellt ist.

Beim Betrieb des Oszillators im LTE-Band 20 tritt eine Oszillation bei 405,9 MHz auf, also 400 kHz oberhalb der Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators. Dies ist zum einen auf die endliche Güte [123] und zum anderen auf die im Vergleich zur Resonanzfrequenz große Bandbreite des Verstärkers zurückzuführen: Im Phasengang der Schleifenverstärkung liegt der 0° -Punkt nicht genau mittig, sondern leicht unterhalb der Mitte des Phasensprungs um 180° , weshalb die Schwingfrequenz oberhalb der Resonanzfrequenz liegt. Der Betrag der Schleifenverstärkung ist dabei 16,1 dB. Für Band 2 wird die Oszillation bei 982,7 MHz mit einer Schleifenverstärkung von 8,3 dB angeregt. Auch hierbei ist die endliche Güte der Grund für den Unterschied zwischen Resonanz- und Oszillationsfrequenz [123]. In beiden Fällen wird eine Oszillation hervorgerufen, weshalb das Ergebnis der Simulation der Schleifenverstärkung als positiv zu bewerten ist. Der Vorwiderstand R_V wurde hierbei zu $50\ \Omega$ gewählt, wodurch einerseits die Schleifenverstärkung groß genug bleibt und andererseits das Phasenrauschen, wie im Anschluss gezeigt wird, die geforderte Spezifikation erfüllt.

6.4.2 Spektrum und Einseitenbandphasenrauschen

Für die Simulation des Spektrums und Einseitenbandphasenrauschens werden abermals die HB- und HB-Noise-Analysen genutzt. Wichtig ist hierbei, dass alle Harmonischen der Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators bis auf die zweite möglichst unterdrückt werden. Im Betrieb des Frequenzteilers sind mehrere Harmonische von Interesse, da es sich beim Ausgangssignal um eine rechteckförmige Spannung handelt, wobei gemäß der Fourier-Reihe von Rechteckfunktionen geradzahlige Harmonische unterdrückt werden und nur ungeradzahlige Harmonische vorkommen [126].

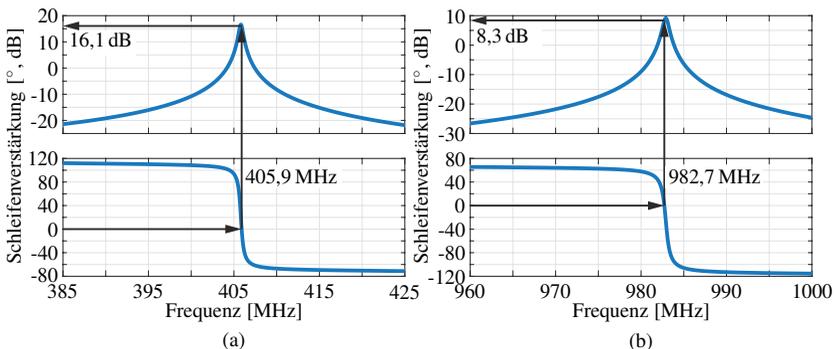


Abbildung 6.5: Simulation der Schwingungsneigung des Mehrfrequenzoszillators. Die Vorgehensweise der Analyse ist analog zu Abbildung 5.6. In Abschnitt (a) tritt eine Schwingung bei 405,9 MHz mit einer Schleifenverstärkung von 16,1 dB auf. Die Schwingfrequenz in (b) ist 982,7 MHz bei einer Schleifenverstärkung von 8,3 dB.

Simulationsergebnisse von Spektrum und Phasenrauschen in Band 20

Die Ausgangsspektren sowie die Kurven des Phasenrauschens von Frequenzverdoppler und -teiler für den Betrieb in LTE-Band 20 sind in Abbildung 6.6 enthalten [117].

In Abbildung 6.6a werden die Spektren für Frequenzverdoppler und -teiler gezeigt. Am LO-Ausgang des Oszillators beträgt die Ausgangsleistung 4,8 dBm bei einer Frequenz von 811,8 MHz. Die stärkste Komponente nach der LO-Frequenz ist deren zweite Harmonische bei 1624 MHz mit einer Leistung von -4,7 dBm. Alle anderen Harmonischen weisen eine Differenz von über 20 dB zur Ausgangsleistung bei 811,8 MHz auf. Das Ausgangsspektrum des Teilers zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der Theorie anhand einer Fourierreihe einer idealen Rechteckschwingung, welche auf die Amplitude und die Frequenz der ersten Harmonischen angepasst ist. Diese beträgt 8,1 dBm bei 12,7 MHz. Damit erfüllt der Oszillator in beiden Konfigurationen die geforderten Spezifikationsparameter für das Spektrum.

Das Phasenrauschen in Abbildung 6.6b zeigt Werte von -83 dBc/Hz für den Frequenzverdoppler (A) und -119 dBc/Hz für den Frequenzteiler (B) bei einem Frequenzabstand von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz. Die reine Oszillatorschleife weist ein Phasenrauschen bei $f_m = 1$ kHz von -89 dBc/Hz auf (C). Die Differenz zwischen Verdoppler und Teiler beträgt genau 36 dB, die zwischen Verdoppler und Oszillatorschleife genau 6 dB, was mit der Leeson-Formel zu begründen ist [68]: Da die Ausgangsfrequenz des Oszillators das Phasenrauschen quadratisch beeinflusst, eine Verdopplung der Frequenz also ein 6 dB höheres Phasenrauschen verursacht, bewirkt ein Unterschied um den Faktor $64 = 2^6$ eine Differenz der beiden Kurven

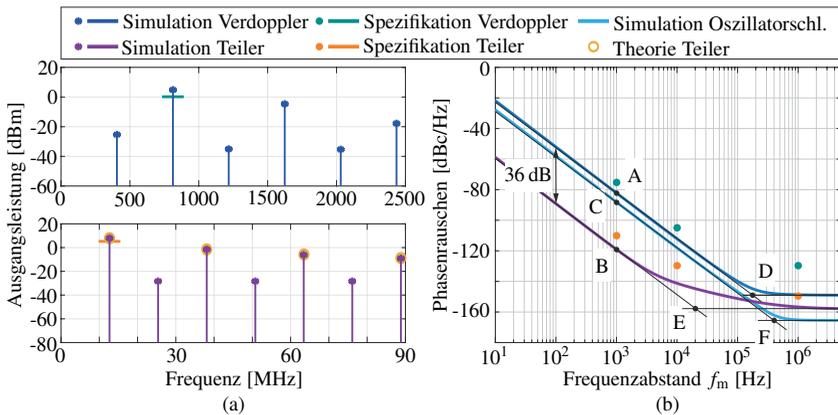


Abbildung 6.6: (a) Ausgangsspektrum und (b) Phasenrauschen von Verdoppler und -teiler für den 405,5 MHz-Resonator [117]. Die Ausgangsleistung des Frequenzverdopplers beträgt 4,7 dBm bei 811,8 MHz. Für den REF-Ausgang stimmen Simulation und Theorie sehr gut überein, die erste Harmonische weist eine Leistung von 8,1 dBm bei 12,7 MHz auf. Das Phasenrauschen beträgt bei einem Frequenzabstand von 1 kHz von der Schwingfrequenz -83 dBc/Hz für den Verdoppler und -119 dBc/Hz für den Teiler, was mit der Leeson-Formel begründet werden kann: Frequenzverdopplung verursacht ein um 6 dB höheres Phasenrauschen, d.h. ein Unterschied von $64 = 2^6$ in der Frequenz resultiert in einer Differenz von 36 dB.

von Frequenzverdoppler und -teiler von 36 dB [117, 118]. Der Rauschflur beträgt beim Verdoppler -149 dBc/Hz und beginnt bei 200 kHz (D). Ab einem Frequenzabstand von 20 kHz geht das Phasenrauschen des Frequenzteilers ebenfalls in den Rauschflur von -158 dBc/Hz über (E). Die reine Oszillatorschleife zeigt hier den niedrigsten Rauschflur von -166 dBc/Hz, welcher ab einem Frequenzabstand von 400 kHz beginnt (F). Somit sind alle Spezifikationsparameter ebenfalls für das Phasenrauschen erfüllt.

Simulationsergebnisse von Spektrum und Phasenrauschen in Band 2

Für das Band 2 sind die Simulationsergebnisse der HB- und HB-Noise-Analyse für Spektrum und Phasenrauschen in Abbildung 6.7 enthalten [117].

Die Ausgangsspektren von Frequenzverdoppler und -teiler für den Betrieb in LTE-Band 2 befinden sich in Abbildung 6.7a. Die Ausgangsleistung des Frequenzverdopplers beträgt 2,8 dBm bei einer Frequenz von 1965,4 MHz. Alle anderen Harmonischen liegen mindestens 20 dB unterhalb der ersten. Der zweitstärkste Spektralanteil liegt bei 3931,2 MHz und weist eine Leistung von -18,2 dBm auf. Der Ausgang des Frequenzteilers zeigt wie bei Band 20 eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Theorie. Die erste Harmonische liegt bei 30,7 MHz und weist eine Leistung von 8,1 dBm auf. Beide Teilschaltungen, Verdoppler und Teiler, erfüllen damit die Spezifikation.

In Abbildung 6.7b sind die Simulationsergebnisse des Phasenrauschens für Band 2 enthalten. Bei einem Abstand von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz beträgt das Phasenrauschen beim Verdoppler -82 dBc/Hz (A) und beim Teiler -118 dBc/Hz (B), was wieder einer Differenz von 36 dB entspricht. Das Simulationsergebnis der Oszillatorschleife ist bei $f_m = 1$ kHz

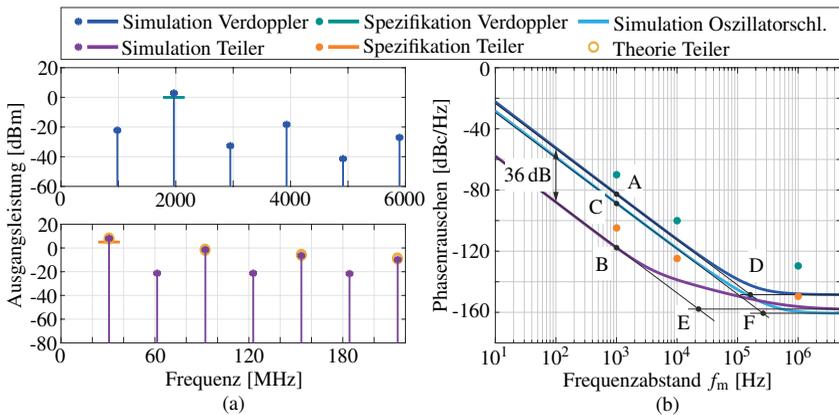


Abbildung 6.7: (a) Ausgangsspektrum und (b) Phasenrauschen von Verdoppler und -teiler für den 982,5 MHz-Resonator [117]. Die Ausgangsleistung des Frequenzverdopplers beträgt 2,8 dBm bei 1965,4 MHz. Für den REF-Ausgang stimmt die Simulation sehr gut mit dem Fourierpektrum einer idealen Rechteckschwingung überein; die erste Harmonische weist eine Leistung von 8,1 dBm bei 30,7 MHz auf. Das Phasenrauschen beträgt bei einem Frequenzabstand von 1 kHz von der Schwingfrequenz -82 dBc/Hz für den Verdoppler, -118 dBc/Hz für den Teiler und -88 dBc/Hz für die Oszillatorschleife.

-88 dBc/Hz (C), was genau 6 dB unterhalb des Wertes des Verdopplers liegt. Der Rauschflur beginnt beim Verdoppler bei 150 kHz und beträgt -148 dBc/Hz (D). Das Phasenrauschen des Frequenzteilers geht 20 kHz in den Rauschflur von -158 dBc/Hz über (E). Die reine Oszillatorschleife zeigt einen Rauschflur von -161 dBc/Hz (F), welcher bei einer Knickfrequenz von 250 kHz eingeleitet wird. Es werden alle vom Frequenzverdoppler und Frequenzteiler in der Spezifikation geforderten Parameter eingehalten.

6.4.3 Transientes Verhalten des Frequenzteilers

Zur weiteren Analyse des Betriebsverhaltens des MEMS-Mehrfrequenzoszillators wird an dieser Stelle das transiente Verhalten des Frequenzteilers näher betrachtet. Abbildung 6.8 zeigt die Ausgangsspannungen des Teilers in den LTE-Bändern 20 und 2.

Anhand des transienten Verhaltens lässt sich die Tauglichkeit als Referenzoszillator für PLL-Schaltkreise, beispielsweise den LTC6948-3, überprüfen. Während in Abbildung 6.8a der Ausgang für die Nutzung in Band 20 gezeigt ist, beinhaltet Abbildung 6.8b die Ausgangsspannung für den Betrieb von Band 2. In beiden Fällen liegt die Amplitude der Rechteckspannung bei 640 mV, womit der Mehrfrequenzoszillator für den erwähnten Schaltkreis als guter Referenzgeber eingesetzt werden kann. Die Periodendauern liegen bei 78,80 ns und 32,56 ns, was Referenzfrequenzen von 12,7 MHz und 30,7 MHz entspricht. Diese Frequenzen sind ebenfalls für den PLL-Baustein sehr gut geeignet.

6.5 Hybridintegrierter MEMS-Mehrfrequenzoszillator auf LTCC

Vor der Implementierung auf dem SiCer-Substrat und zur Verifikation der Schaltung wurde der Oszillator mit dem Schaltkreis MU1601 auf LTCC aufgebaut. Dank der Vorerfahrung mit dem Festfrequenzoszillator und aufgrund der gestiegenen Komplexität genügt die Implementierung einer Oszillatorschaltung auf LTCC [118].

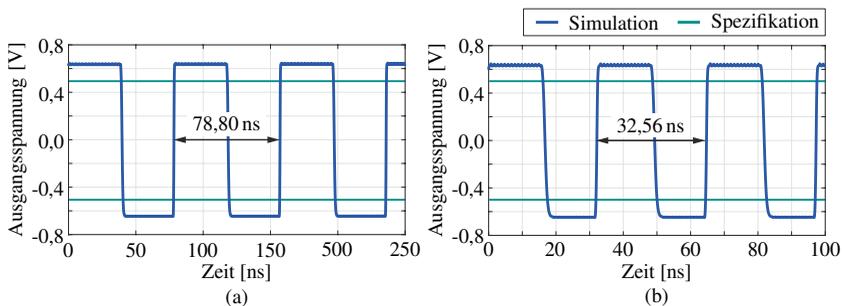


Abbildung 6.8: Transiente Simulation des Frequenzteilers bei den Frequenzen (a) 12,7 MHz und 30,7 MHz. Die rechteckförmige Ausgangsspannung weist für beide Ausgangsfrequenzen Amplituden von 640 mV sowie Periodendauern von (a) 78,80 ns und (b) 32,56 ns auf.

6.5.1 Resonatorauswahl und Implementierung der Oszillatorschaltung

Der Aufbau des LTCC-basierten Mehrfrequenzoszillators ist in Abbildung 6.9 enthalten [117, 118]. Die grundsätzliche Implementierungsstrategie ist ähnlich der des Festfrequenzoszillators. Für die Kontaktierung des CMOS-Chips wurde wieder die Flip-Chip-Montage mit Vergrößen des Chips zur mechanischen Stabilisierung genutzt. SMD-Kondensatoren dienen zur Stabilisierung der Betriebsspannung und zur gleichstromfreien Ankopplung von HF-Leitungen an den CMOS-Chip. Die beiden MEMS-Resonator-Chips wurden mit doppelseitigem Klebeband befestigt und per Drahtbondverbindung elektrisch kontaktiert. Die komplette DC-Versorgung mit der Programmierung des Schaltkreises geschieht über einen 14-poligen Steckverbinder, während die HF-Kontaktierung wie gewohnt in GSG-Konfiguration ausgeführt ist.

Die in Tabelle 6.2 gelistete Geometrie der Resonatoren für den MEMS-Mehrfrequenzoszillator wurde zugunsten einer einfacheren Fertigung abgeändert: die Fingerlänge des niederfrequenten Resonators wurde auf $183\ \mu\text{m}$ erhöht und die des höherfrequenten Resonators auf $73\ \mu\text{m}$ verringert. Die vollständigen geometrischen und elektrischen Parameter sind ebenfalls in Tabelle 6.3 zusammengefasst [117, 118].

Aufgrund von fertigungsbedingten Parameterschwankungen liegen die Resonanzfrequenzen der MEMS-Resonatoren um $7,5\%$ bzw. um $3,3\%$ unterhalb der entworfenen. Außerdem ist eine Variation der Parameter L_m um 177% und C_m um -62% beim Resonator für Band 2 zu beobachten, was ebenfalls auf Schwankungen im Fertigungsprozess zurückgeführt werden kann.

Bedingt durch Einflüsse der Aufbau- und Verbindungstechnik kann kein Vorwiderstand R_v , wie in Abbildung 6.1 gezeigt wird, in die Schaltung eingefügt werden, da sonst das Barkhausenkriterium für das LTE-Band 2 nicht erfüllt wäre. Für Band 20 hingegen wäre mit einem Vorwiderstand die Schwingbedingung noch immer erfüllt.

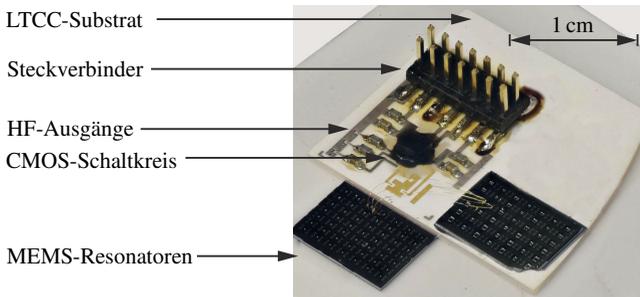


Abbildung 6.9: MEMS-Mehrfrequenzoszillator mit zwei MEMS-Chips (schwarz) auf LTCC (weiß) [117, 118]. Der CMOS-Schaltkreis wurde mit Clip-Chip-Montage aufgebracht und zur Erhöhung der mechanischen Stabilität vergossen. Die Resonatoren wurden mit doppelseitigem Klebeband aufgeklebt und mittels Bondverbindung elektrisch kontaktiert. SMD-Kondensatoren garantieren eine stabile Betriebsspannung und eine gleichstromfreie Ankopplung der HF-Ausgänge des Schaltkreises. Zur Programmierung des Oszillators und zur Kontaktierung der Betriebsspannung wurde ein 14-poliger Steckverbinder genutzt.

Tabelle 6.3: Geometrische und elektrische Größen der Resonatoren aus [117, 118]

	Parameter	Wert für Band 20	Wert für Band2	Einheit
Geometrische Größen	l	183	73	μm
	N	9	13	–
	W	115,3	66,6	μm
Elektrische Größen	f_0	375,6	951,9	MHz
	Q	1400	2100	–
	R_m	52,6	114,3	Ω
	L_m	31,9	40,4	μH
	C_m	5,63	0,692	fF

Dank der Umschaltbarkeit der MEMS-Resonatoren und der im CMOS-Chip integrierten Frequenzverdoppler und -teilerschaltungen ist der Integrationsgrad höher als bei den Oszillatoren in Kapitel 5. Basierend auf Abbildung 6.1 besteht der Oszillator aus sieben Funktionselementen: Zwei Resonatoren, dem Schalter, dem Verstärker, dem Frequenzverdoppler und -teiler sowie der Bias-Schaltung. Der Integrationsgrad ist demnach als sehr hoch einzustufen. Aufgrund der höheren Anzahl an Einzelbaugruppen und des Steckverbinders sowie der einseitigen Bestückung auf LTCC ist das LTCC-Modul größer als die Schaltungen in Kapitel 5, was in einem geringeren Miniaturisierungsgrad resultiert.

6.5.2 Messtechnische Charakterisierung, Analyse und Diskussion

Angelehnt an die multiphysikalische Systemsimulation sind beim LTCC-basierten Oszillator Spektrum und Phasenrauschen für die vier Betriebsarten sowie das transiente Verhalten des Frequenzteilers untersucht worden.

Messergebnisse von Spektrum und Phasenrauschen in Band 20

Die Messergebnisse des Betriebes in Band 20 sind zusammen mit den re-simulierten Kurven in Abbildung 6.10 dargestellt [117, 118].

Abbildung 6.10a zeigt die Spektren von Frequenzverdoppler und -teiler aus Messung und Simulation. Zu beachten ist hierbei, dass das Spektrum des Verdopplers an nur einem Ausgangspin und nicht differentiell abgenommen wurde. Die dadurch gemessene Leistung liegt 6 dB unterhalb der bei symmetrischer Belastung messbaren Leistung. Der Ausgang des Frequenzverdopplers hat eine Frequenzlage von 754,0 MHz und weist eine Leistung von 1,2 dBm auf. Die zweitstärkste Harmonische ist die zweite Harmonische der verdoppelten Frequenz, also 1508 MHz, und hat eine Ausgangsleistung von -11,5 dBm, was einem Abstand von 12,7 dB zur gewünschten Harmonischen entspricht. Alle anderen Harmonischen liegen mindestens 23 dB unterhalb der ersten. Die dort zu beobachtenden Unterschiede zwischen Simulation und Messung sind auf Nichtlinearitäten der Gesamtschaltung, besonders der Resonatoren, zurückzuführen. Der Frequenzteiler zeichnet sich durch eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation, Messung und der theoretisch zu erwartenden Fourierreihe aus. Die erste Harmonische liegt bei 11,7 MHz mit einer Leistung von 6,8 dBm, was die Spezifikation gut erfüllt.

Das in Abbildung 6.10b dargestellte Phasenrauschen beträgt bei einem Frequenzabstand von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz -63 dBc/Hz beim Verdoppler (A) und -99 dBc/Hz

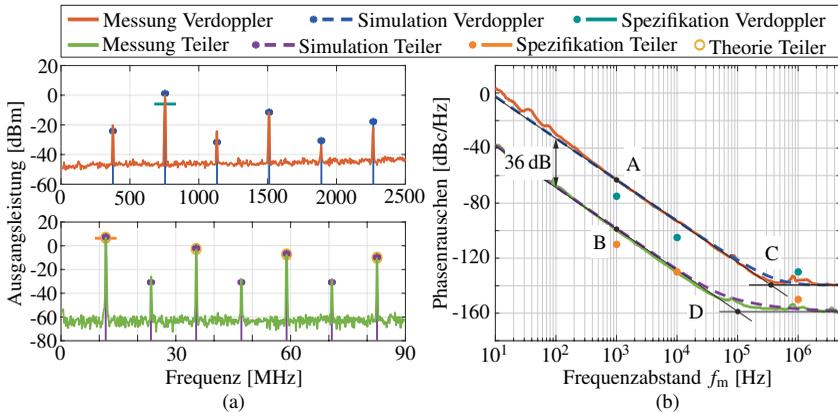


Abbildung 6.10: (a) Unsymmetrisch abgegriffenes Ausgangsspektrum und (b) Phasenrauschen von Verdoppler und -teiler für den 375,6 MHz-Resonator [117, 118]. Die Ausgangsleistung des Frequenzverdopplers beträgt 1,2 dBm bei 754,0 MHz. Die Harmonischen der doppelten Resonanzfrequenz zeigen sehr gute Übereinstimmung mit der Simulation, während die anderen Harmonischen aufgrund von Nichtlinearitäten der Gesamtschaltung Unterschiede zur Simulation aufweisen. Für den REF-Ausgang stimmen Simulation, Messung und Theorie sehr gut überein. Die erste Harmonische bei 11,7 MHz weist dabei eine Leistung von 6,8 dBm auf. Das Phasenrauschen beträgt bei einem Frequenzabstand von $f_m = 1$ kHz von der Schwingfrequenz -63 dBc/Hz für den Verdoppler und -99 dBc/Hz für den Teiler, was erneut einem Abstand von 36 dB gemäß der Leeson-Formel entspricht [68]. Die Rauschflure betragen -139 dBc/Hz und -159 dBc/Hz.

beim Teiler (B), resultierend in einer Differenz von 36 dB [118]. Die Verschlechterung im Vergleich zur Simulation von 20 dB ist auf die Resonatorgüte von 1400 sowie auf den im nichtlinearen Bereich betriebenen MEMS-Resonator zurückzuführen. Letztere konnte mit dem Duffing-Parameter δ von $-1 \cdot 10^{17}$ V/(A³s) nachgebildet werden. Als zweiter Ansatz der Bestimmung des nichtlinearen Einflusses wurde die Güte in der Simulation um den Faktor fünf auf 280 verringert, was der Verschlechterung des Phasenrauschens um 14 dB gemäß der Leeson-Formel entspricht [68, 118]. Die restlichen 6 dB Differenz sind mit der Güte von 1400 statt 1800 sowie durch systembedingte Schwankungen und der begrenzten Genauigkeit in Messung und Simulation zu begründen. Der Rauschflur beträgt beim Verdoppler -139 dBc/Hz und weist mit dem -30 dB/Dekade-Gefälle eine Knickfrequenz von 400 kHz auf (C). Das Phasenrauschen des Frequenzteilers geht bei einer Knickfrequenz von 100 kHz in den Rauschflur von -159 dBc/Hz über (D) [118].

Die Entwurfsziele für das Phasenrauschen werden für Band 20 nicht erfüllt, was auf den im nichtlinearen Bereich betriebenen Resonator zurückzuführen ist. Bei nicht reduzierter Güte wäre die Spezifikation erfüllt gewesen. Für den SiCer-Oszillator werden daher Abänderungen im Oszillatoraufbau von Nöten sein, die später erläutert werden.

Messergebnisse von Spektrum und Phasenrauschen in Band 2

Abbildung 6.11 enthält die Mess- und Simulationsergebnisse für Band 2, wobei in Abbildung 6.11a die Spektren für Frequenzverdoppler und -teiler enthalten sind [117, 118].

Bei dem Zweifachen der Resonanzfrequenz, also 1905,4 MHz, liegt die Ausgangsleistung bei -2,5 dBm. Die zweite Harmonische der Ausgangsfrequenz, 3810,8 MHz, zeichnet sich durch eine Ausgangsleistung von -19,8 dBm aus und liegt damit 17,3 dBm unterhalb der Leistung bei 1905 MHz. Für beide Spektralanteile ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung festzustellen. Die besonders bei den ungeraden Harmonischen der Resonanzfrequenz des MEMS-Resonators auftretenden Unterschiede zwischen Messung und Simulation sind auf die Nichtlinearität des Resonators und die damit verbundenen erzeugten Oberwellen zurückzuführen. Die Simulation des Frequenzteilers zeigt wieder eine sehr gute Kongruenz zwischen Messung, Simulation und Theorie. Die erste Harmonische befindet sich bei 29,7 MHz mit einer Leistung von 6,6 dBm.

Die simulierten und gemessenen Kurven für das Phasenrauschen in Band 2 befinden sich in Abbildung 6.11b. Bei einem Frequenzabstand f_m von 1 kHz von der Oszillationsfrequenz beträgt das Phasenrauschen des Verdopplers -61 dBc/Hz (A) und das des Teilers -97 dBc/Hz (B), was wiederum eine Differenz von 36 dB bedeutet [118]. Der Unterschied zur Systemsimulation in Abschnitt 6.4 beträgt hierbei, ähnlich wie bei Band 20, 21 dB. Der Duffing-

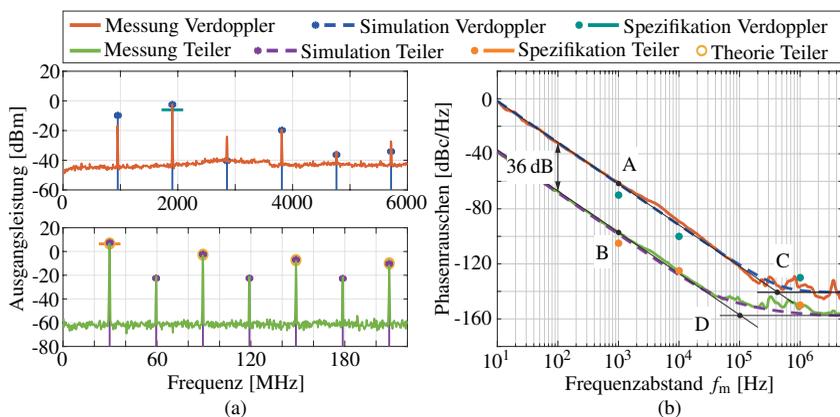


Abbildung 6.11: (a) Unsymmetrisch abgegriffenes Ausgangsspektrum und (b) Phasenrauschen von Verdoppler und -teiler für den 951,9 MHz-Resonator [118]. Die Ausgangsleistung des Frequenzverdopplers beträgt -2,5 dBm bei 1905,4 MHz. Alle Harmonischen der Ausgangsfrequenz zeigen eine sehr gute Übereinstimmung, während die ungeraden Harmonischen der Resonanzfrequenz aufgrund von Nichtlinearitäten des Oszillatormoduls Abweichungen zwischen Simulation und Messung aufweisen. Für den REF-Ausgang stimmen Simulation und Messung sehr gut mit dem Fourierspektrum einer idealen Rechteckschwingung überein. Die Grundfrequenz beträgt hierbei 29,7 MHz und die Leistung 6,6 dBm. Das Phasenrauschen beträgt bei einem Frequenzabstand von 1 kHz von der Schwingfrequenz -61 dBc/Hz für den Verdoppler und -97 dBc/Hz für den Teiler. Die Rauschflure liegen hierfür bei -140 dBc/Hz und -155 dBc/Hz.

Parameter wurde hierfür zu $-2,7 \cdot 10^{17} \text{ V}/(\text{A}^3 \text{ s})$ bestimmt. Für den zweiten Ansatz wurde die Güte des Resonators zur Anpassung der Re-Simulation an die Messung um den Faktor acht auf 262,5 reduziert, was laut der Leeson-Formel 18 dB entspricht [68]. Die verbleibenden 3 dB sind wieder auf Einflüsse der Aufbautechnik sowie die begrenzte Genauigkeit von Simulation und Messung zurückzuführen. Der Rauschflur des Verdopplers beträgt -140 dBc/Hz und zeigt mit dem -30 dB/Dekade -Gefälle eine Knickfrequenz von 400 kHz (C). Die Phasenrauschkurve des Frequenzteilers geht, wie im Betrieb in Band 20, bei 100 kHz in den Rauschflur von -155 dBc/Hz über (D) [118].

Auch in Band 2 wird die Spezifikation des Phasenrauschens nicht erfüllt, wofür ebenfalls die Nichtlinearität des Resonators ausschlaggebend ist. Dieser Effekt wird im SiCer-Oszillator durch geeignete schaltungstechnische Maßnahmen minimiert, damit die Entwurfsziele erreicht werden können.

Transientes Verhalten des Referenzoszillators

Um die Eignung des MEMS-Mehrfrequenzoszillator als REF für einen PLL-basierten Frequenzgenerator zu verifizieren, wird anhand von Abbildung 6.12 das zeitliche Verhalten des Frequenzteilers weiter untersucht [118].

Während in Abbildung 6.12a die Operation in Band 20 dargestellt ist, wird der Betrieb in Band 2 in Abbildung 6.12b gezeigt. Die Periodendauern sind in (a) 85,47 ns und in (b) 33,67 ns, was Referenzfrequenzen von (a) 11,7 MHz und (b) 29,7 MHz entspricht [118]. Während in der Simulation die Amplitude der Rechteckspannung 600 mV beträgt, liegt sie in der Messung bei 550 mV. Die Eignung als REF ist damit laut der Spezifikation des LTC6948-3 gegeben.

6.5.3 Schlussfolgerungen für den SiCer-Entwurf

Da das Phasenrauschen des LTCC-MEMS-Mehrfrequenzoszillators die Spezifikation trotz der Amplitudenbegrenzung des Verstärkers nicht erfüllt hat, müssen gewisse Änderungen im Auf-

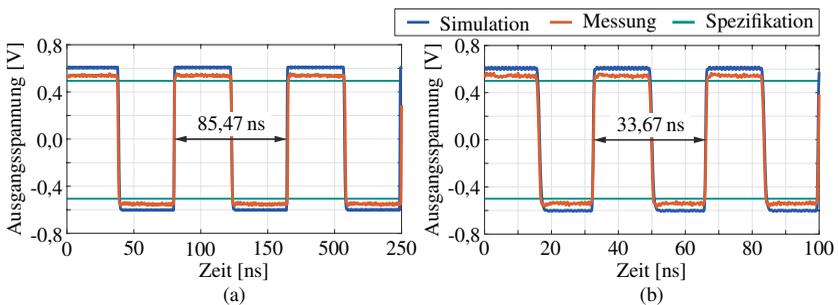


Abbildung 6.12: Transiente Ausgangsspannung des Frequenzteilers bei den Frequenzen (a) 11,7 MHz und (b) 29,7 MHz in Simulation (blau) und Messung (rot) mit Angabe der minimal zulässigen Signalamplitude (türkis) [118]. Die rechteckförmige Ausgangsspannung weist für beide Frequenzen Amplituden von 600 mV in der Simulation und 550 mV in der Messung sowie Periodendauern von (a) 85,47 ns und (b) 33,67 ns auf.

bau des Oszillators vollzogen werden. Diese betreffen die Nichtlinearität der Resonatoren und deren Reduktion. Im SiCer-Oszillator muss der Ansatz der Dämpfung mit dem Vorwiderstand R_v geeignet modifiziert werden, da der Widerstand die Schleifenverstärkung in Band 2 aufgrund höherer kapazitiver Belastung stärker beeinflusst als in Band 20, was auch in Abbildung 6.5 sichtbar ist. Eine Möglichkeit, die Nichtlinearität in beiden Resonatoren zu minimieren, ist es, für Band 2 einen Resonator mit kleinerem Resonanzwiderstand als für Band 20 zu wählen. Alternativ wäre auch der Einsatz eines Hochpassfilters denkbar, das den Signalpfad zum niederfrequenten Resonator stärker dämpft als den des höherfrequenten. Zugunsten eines reineren Ausgangsspektrums und einer höheren Ausgangsleistung wird, wie auch beim Festfrequenzoszillator, ein Symmetrierglied für die Messung des Frequenzverdopplers eingesetzt.

6.6 Aufbau eines SiCer-Stil-Mehrfrequenzoszillators

Aufgrund der genannten technologischen Verzögerungen wurde der Mehrfrequenzoszillator, analog zum Festfrequenzoszillator aus Kapitel 5, ebenfalls vorerst im SiCer-Stil aufgebaut. Die Auswahlmethodik des Resonators sowie die Modellierung und Simulation von MEMS- und CMOS-Strukturen sind dabei identisch zur SiCer-Implementierung.

6.6.1 Modulimplementierung des Mehrfrequenzoszillators im SiCer-Stil

Die beidseitige Implementierung des Mehrfrequenzoszillators, welche auf den gleichen Layouts wie die finale SiCer-Konstruktion basiert, ist in Abbildung 6.13 dargestellt [120].

Gemäß dem SiCer-Prinzip wurden hierbei mikroelektromechanische und mikroelektronische Schaltungsteile auf beiden Seiten des Substrates bestückt und die stoßempfindlichen MEMS-Resonatoren mit einem keramischen Gehäuse geschützt. Zu beachten sind hierbei die Modifikationen, welche auf Basis der Ergebnisse des in LTCC implementierten Mehrfrequenzoszillators gefordert waren: Ein Symmetrierglied zur Erhöhung der Ausgangsleistung und zur Zusammenführung des differentiellen Ausgangssignals des Frequenzverdopplers sowie ein modifizierter Vorwiderstand R_v zur Reduktion der HF-Eingangsleistung der MEMS-Resonatoren. Letzterer ist so verschaltet, dass er genau zwischen den Eingangstoren der Resonatoren

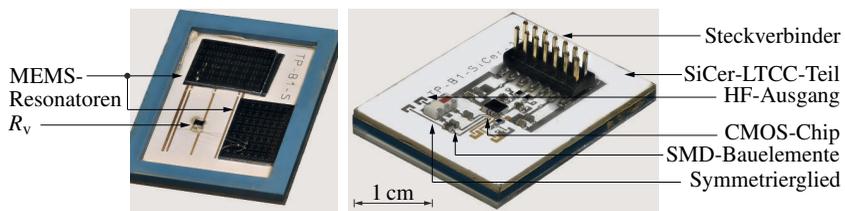


Abbildung 6.13: Aufbau des Mehrfrequenzoszillators im SiCer-Stil [120]. Während die MEMS-Resonatoren auf der Unterseite des Moduls innerhalb eines keramischen Gehäuses durch Kleben und Drahtbonden mechanisch und elektrisch kontaktiert werden, befinden sich auf der Oberseite des LTCC-Schaltungsträgers der mikroelektronische Schaltungsteile des Oszillators. Zwischen den Eingangstoren der beiden kontaktierten Resonatoren wurde ein Widerstand R_v so in die Schaltung eingebunden, dass er nur den Band-20-Resonator bedämpft, nicht aber den Band-2-Resonator.

liegt, sodass er zwar den Resonator für Band 20 bedämpft, nicht jedoch den Band-2-Resonator. Weiterhin wird im Band-2-Betrieb dank des Widerstandes die restliche Verbindungsleitung zwischen den Resonatoren sowie der Band-20-Resonator von der Oszillatorschleife isoliert, was in einer Erhöhung der Schleifenverstärkung resultiert. Angelehnt an den Aufbau des Mehrfrequenzoszillators auf LTCC wurden auch die Geometrieparameter für den SiCer-Stil-Mehrfrequenzoszillator auf den beiden Resonator-Chips variiert. Die Auswahl der Resonatoren, welche in der Simulation das niedrigste Phasenrauschen des Oszillators hervorriefen, basierte auf dem Kosimulationsverfahren aus Abbildung 5.2. Die dazugehörigen Ersatzschaltbild- und Geometrieparameter sind in Tabelle 6.4 gelistet.

Da die hierbei verwendeten MEMS-Resonatoren aus dem gleichen Fertigungsdurchlauf stammen wie die des auf LTCC aufgebauten Mehrfrequenzoszillators, liegen auch hier die Abweichungen der Resonanzfrequenzen bei $-7,3\%$ und $-3,1\%$ für die Resonatoren für Band 20 und Band 2. Die elektrischen Parameter R_m , L_m und C_m sind aufgrund von Variationen der Materialparameter in der Fertigung ebenfalls Schwankungen im Prozentbereich unterworfen. Dennoch sind relativ hohe Güten Q und niedrige Resonanzwiderstände R_m zu verzeichnen, welche ein stabiles Verhalten und niedriges Phasenrauschen versprechen.

Nach der Messung der mittels Kosimulation ausgesuchten und per Drahtbonden kontaktierten MEMS-Resonatoren auf dem LTCC-Substrat wurde der Widerstand R_v zu $240\ \Omega$ dimensioniert. Dieser durch Simulation und Messung ermittelte Wert garantiert eine genügend große Schleifenverstärkung bei beiden Frequenzbändern sowie ein niedriges Phasenrauschen durch die Reduktion der in die Resonatoren eingespeiste HF-Leistung.

Der Integrationsgrad des SiCer-Stil-Mehrfrequenzoszillators ist aufgrund der gleichen Bestandteile identisch mit dem in LTCC aufgebauten Mehrfrequenzoszillator, bestehend aus den sieben folgenden Funktionselementen: Zwei Resonatoren, dem Schalter, dem Verstärker, dem Frequenzverdoppler und -teiler sowie der Bias-Schaltung. Der Miniaturisierungsgrad hingegen ist in Anbetracht der doppelseitigen Bestückung aller Elemente etwa verdoppelt, da die benötigte Layoutfläche auf LTCC näherungsweise äquivalent zur Fläche der mikroelektronischen Schaltung ist. Hiermit zeigt es sich, dass das SiCer-Substrat eine höhere Packungsdichte komplexer und multiphysikalischer HF-Module im Vergleich zu konventionellen Aufbauvarianten ermöglicht. In den nächsten Abschnitten wird das Betriebsverhalten des Mehrfrequenzoszillators analysiert und mit dem Ansatz der einseitigen Bestückung verglichen.

Tabelle 6.4: Geometrische und elektrische Größen der Resonatoren aus [120]

	Parameter	Wert für Band 20	Wert für Band2	Einheit
Geometrische Größen	l	183	73	μm
	N	9	11	–
	W	115,3	56,3	μm
Elektrische Größen	f_0	375,8	952,4	MHz
	Q	1300	1500	–
	R_m	38,0	101,9	Ω
	L_m	21,0	27,0	μH
	C_m	8,53	1,03	fF

6.6.2 Messtechnische Charakterisierung, Analyse und Diskussion

Für den SiCer-Stil-Aufbau empfiehlt es sich ebenfalls, die Analyse der Messungen in die getrennte Betrachtung der beiden Frequenzbänder zu unterteilen. Weiterhin wird im Anschluss das transiente Verhalten des Frequenzteilers für die beiden Bänder untersucht.

Messergebnisse von Spektrum und Phasenrauschen in Band 20

Die Ergebnisse aus Messung und Kosimulation für den Betrieb im LTE-Band 20 sind in Abbildung 6.14 enthalten, wobei Abbildung 6.14a das Spektrum von Verdoppler und Teiler beinhaltet und Abbildung 6.14b das Phasenrauschen beider Schaltungsteile.

Im in Abbildung 6.14a dargestellten Spektrum liegt die Oszillationsfrequenz des Frequenzverdopplers bei 753,5 MHz. Dabei beträgt die Ausgangsleistung 6,8 dBm in der Simulation und 2,8 dBm in der Messung. Der Unterschied ist mit der Ankopplung des differentiellen Ausgangs über das Symmetrierglied an die Messanordnung zu begründen, die sowohl ohmsche als auch kapazitive Einflüsse zeigt, wodurch eine Dämpfung von 4 dB eintritt. Weiterhin können Phasenfehler des differentiellen Signals am Symmetrierglied ebenfalls zu einer Dämpfung führen. Die zweite Harmonische bei 1507 MHz weist eine Ausgangsleistung von -3,6 dBm und -6,4 dBm in Simulation und Messung auf, was einem Abstand von mindestens 9,2 dB zur ersten Harmonischen entspricht. Für ein reineres Spektrum kann diese Harmonische auch durch geeignete Filtermaßnahmen weiter verringert werden. Alle anderen Harmo-

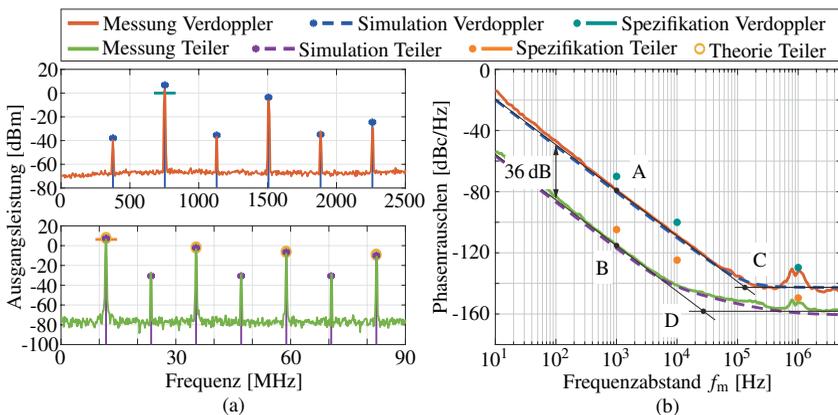


Abbildung 6.14: (a) Spektrum und (b) Phasenrauschen des MEMS-Oszillators für Frequenzverdoppler- und -teilerschaltungen basierend auf dem 375,8 MHz-Resonator [120]. Der Verdoppler zeigt bei 753,5 MHz eine Ausgangsleistung von 2,8 dBm und weist eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung auf. Die Ausgangsleistung des Frequenzteilers bei der Grundfrequenz von 11,7 MHz liegt bei 6,3 dBm und zeichnet sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung von Simulation und Messung aus. Das Phasenrauschen erfüllt bei $f_m = 1$ kHz mit Werten von -79 dBc/Hz für den Frequenzverdoppler und -115 dBc/Hz für den Teiler die gegebene Spezifikation. Die Rauschflure von Verdoppler und Teiler liegen bei -143 dBc/Hz und -158 dBc/Hz.

nischen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation, was mit der Reduktion der dem Resonator zugeführten Leistung zu begründen ist. Die ungeraden Harmonischen der Resonanzfrequenz werden stark unterdrückt und liegen zwischen -40 dBm und -25 dBm. Der Frequenzteiler zeichnet sich in seinen Eigenschaften ebenfalls durch eine gute Übereinstimmung zwischen Messung, Simulation und Theorie aus. Während die erste Harmonische in der Simulation bei 11,7 MHz und einer Ausgangsleistung von 7,3 dBm liegt, ist die Ausgangsleistung der Messung 6,3 dBm bei der gleichen Frequenz. Die Spezifikation wird also hierbei erfüllt.

Das Phasenrauschen in Abbildung 6.14b weist eine deutliche Verbesserung im Vergleich zum Aufbau auf LTCC und beträgt bei $f_m = 1$ kHz am Frequenzverdoppler -80 dBc/Hz in der Simulation und -79 dBc/Hz in der Messung (A). Der Frequenzteiler zeigt wie in vorherigen Simulationen und Messungen wieder einen Abstand von 36 dB zum Frequenzverdoppler, also -115 dBc/Hz in der Messung und -116 dBc/Hz in der Simulation (B). Die Nichtlinearität des Resonators wurde hierbei mit dem Duffing-Parameter δ von $-6 \cdot 10^{16}$ V/(A³s), bzw. mit einer Verringerung der Güte um 1,5 ermittelt, was in einer Resonatorgüte von etwa 870 resultiert. Der Rauschflur beträgt am Verdopplerausgang -143 dBc/Hz (C) und am Teiler -158 dBc/Hz (D) und zeichnet sich durch Knickfrequenzen mit dem Gefälle von -30 dB/Dekade von etwa 150 kHz bzw. 30 kHz aus. Die Spezifikation wird demnach ebenfalls für das Phasenrauschen erfüllt. Die Überhöhung im Rauschflur ist dem Messaufbau der sehr komplexen Anordnung geschuldet und würde bei einer Implementierung des MEMS-Oszillators in einem HF-Sendempfänger nicht mehr auftreten.

Messergebnisse von Spektrum und Phasenrauschen in Band 2

Simulations- und Messergebnisse für die Umschaltung auf das LTE-Band 2 sind in Abbildung 6.15 dargestellt.

Das in Abbildung 6.15a abgebildete Ausgangsspektrum des Frequenzverdopplers zeigt seine erste Harmonische bei 1906,0 MHz, also ebenfalls leicht oberhalb der doppelten Resonanzfrequenz des Band-2-Resonators. Die Ausgangsleistung beträgt in der Simulation 1,0 dBm und in der Messung -2,5 dBm, was wiederum auf die kapazitive Signaldämpfung sowie leichte Phasenfehler am Ausgang des Oszillators zurückzuführen ist. Die geringere Leistung als bei Band 20 ist auf das ausgesuchte Symmetrierglied zurückzuführen, was bei 1,9 GHz aufgrund der begrenzten Bandbreite bereits eine Signaldämpfung von 3,8 dB aufweist. Der Kern des Oszillators erfüllt also noch immer die gegebene Spezifikation. Alle anderen Harmonischen weisen zur ersten einen Abstand von mindestens 17 dB auf, was in einem sehr harmonischen Ausgangssignal resultiert. Bleibende Unterschiede zwischen Simulation und Messung, welche auf eine immer noch leicht auftretende Nichtlinearität des Resonators zurückgeführt werden können, spielen aufgrund der kleinen Signalleistung der jeweiligen spektralen Anteile für die Oszillatorfunktion keine Rolle. Das Spektrum des Frequenzteilers zeigt, ähnlich wie in den vorherigen Analysen, eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation, Messung und Theorie. Die erste Harmonische liegt bei 29,8 MHz und hat eine Ausgangsleistung von 7,3 dBm in der Simulation und 6,2 dBm in der Messung. Für beide Schaltungsteile kann die Spezifikation in Bezug auf das Frequenzspektrum als erfüllt betrachtet werden.

Das Phasenrauschen für den Betrieb in Band 2, welches in Abbildung 6.15b dargestellt ist, zeigt ähnliches Verhalten wie in Band 20, nämlich Werte von -71 dBc/Hz für den Frequenzverdoppler (A) und -107 dBc/Hz für den Frequenzteiler (B) für $f_m = 1$ kHz, jeweils in Simulation und Messung, was wiederum einem mit der Leeson-Formel zu begründendem Abstand von

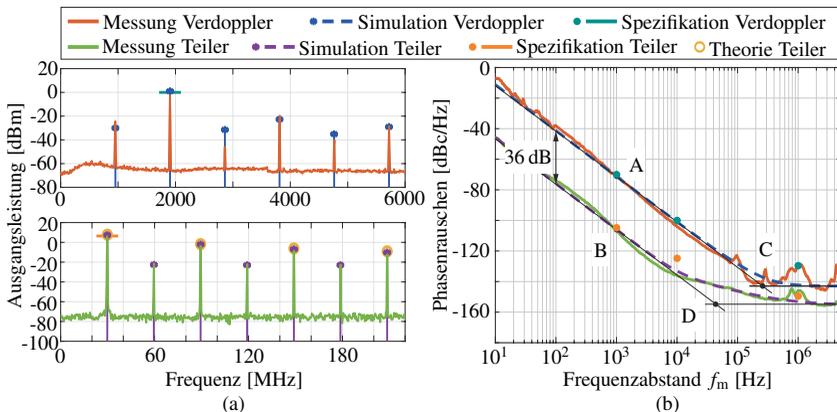


Abbildung 6.15: Simulation und Messung von Spektrum (a) und Phasenrauschen (b) für den Band-2-Betrieb des SiCer-Stil-Oszillators. Die erste Harmonische des Verdoppler-Ausgangs liegt bei 1906,0 MHz mit einer Ausgangsleistung von -2,5 dBm. Alle anderen Harmonischen liegen mindestens 17 dB unterhalb. Der Frequenteiler weist ebenfalls eine gute Übereinstimmung in Messung und Simulation auf und zeigt seine erste Harmonische bei 29,8 MHz und hat eine Ausgangsleistung von 6,2 dBm. Das Phasenrauschen beträgt bei einem Abstand $f_m = 1$ kHz von der Oszillationsfrequenz -71 dBc/Hz für den Verdoppler und -107 dBc/Hz für den Teiler, was einem Abstand von 36 dB entspricht. Der Rauschflur des Verdopplers liegt bei -143 dBc/Hz und der des Teilers bei -155 dBc/Hz.

36 dB entspricht [68]. Der per Simulation ermittelte Duffing-Parameter δ zur Beschreibung der Nichtlinearität des MEMS-Resonators beträgt hierbei $-6 \cdot 10^{16}$ V/(A³s). Die Nichtlinearität wurde weiterhin mit einer Güteverringerng um den Faktor 2,5 modelliert, resultierend in einer Resonatorgüte von etwa 600. Der Rauschflur beider Schaltungsteile liegt bei -143 dBc/Hz (C) und -155 dBc/Hz (D) und zeigt mit den -30 dB/Dekade-Gefällen Knickfrequenzen bei etwa 250 kHz und 40 kHz. Auch ist die im Rauschflur auftretende Überhöhung dem komplexen Messaufbau geschuldet und würde in der Anwendung in einem Sendeempfänger nicht mehr auftreten. Die Spezifikation wird ebenfalls für das Phasenrauschen erfüllt.

Transientes Verhalten des Referenzoszillators

Neben der Analyse von Spektrum und Phasenrauschen ist auch die Betrachtung des transienten Verhaltens des Mehrfrequenzoszillators wichtig für die Verifikation. Die Zeitverläufe des Frequenteilers sind dafür in Abbildung 6.16 enthalten.

Beide gezeigten Zeitsignale haben eine Amplitude von 510 mV in der Messung und 600 mV in der Simulation, was ausreicht, um den PLL-Schaltkreis LTC6948-3 mit einem Referenzsignal zu versorgen. Die beiden in Abbildung 6.16 eingezeichneten Periodendauern von 85,47 ns (a) und 33,56 ns (b) entsprechen den Kehrwerten der jeweils ersten Harmonischen aus den in den Abbildungen 6.14a und 6.15a dargestellten Spektren der Teilerschaltung, welche für (a) 11,7 MHz und für (b) 29,8 MHz (b) betragen.

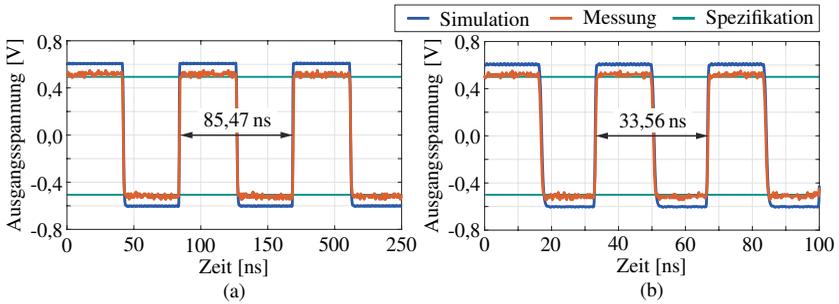


Abbildung 6.16: Zeitverläufe des Frequenzteilers für die beiden LTE-Frequenzbänder 20 (a) und 2 (b) in Simulation (blau) und Messung (rot) mit Angabe der minimalen Signalamplitude (türkis). Für den Betrieb beider Resonatoren liegt die Amplitude der Rechteckspannung bei 600 mV in der Simulation und 510 mV in der Messung, was die Spezifikation erfüllt. Die beiden Periodendauern von 85,47 ns und 33,56 ns entsprechen den jeweiligen Grundfrequenzen von 11,7 MHz und 29,8 MHz.

Diskussion der Ergebnisse

Mit der Fertigung des Mehrfrequenzoszillators im SiCer-Stil und der anschließenden messtechnischen Charakterisierung konnten verschiedene praxisrelevante Schlussfolgerungen zum Entwurf und zur Implementierung komplexer MEMS-Oszillatoren getroffen werden. Zum einen ist es auf dem SiCer-Substrat bzw. im SiCer-Stil möglich, die Leistungsfähigkeit beider Frequenzbänder in gewissen Grenzen getrennt voneinander zu optimieren und so ein geringes Phasenrauschen zu erzielen. Zum anderen ist, wie bereits in Kapitel 5 erläutert wurde, durch die beidseitige Bestückung der beteiligten Baugruppen eine starke Reduktion der benötigten Layoutfläche und damit eine Erhöhung des Miniaturisierungsgrades des Oszillatormoduls erreicht worden. Mit dem Aufbau des kompakt integrierten MEMS-Mehrfrequenzoszillators im SiCer-Stil konnte damit die Eignung des SiCer-Substrates für komplexe HF-MEMS-Schaltungen nachgewiesen werden. Um weiterhin die in der Spezifikation geforderten LO-Frequenzen bereitstellen zu können, müsste die Elementweite des Band-20-Resonators von $12,81 \mu\text{m}$ auf $11,97 \mu\text{m}$ und die des Band-2-Resonators von $5,12 \mu\text{m}$ auf $4,96 \mu\text{m}$ verringert werden. Auf diese Anpassung der Resonanzfrequenzen der beteiligten Resonatoren wurde wegen der Orientierung dieser Arbeit auf prinzipielle Untersuchungen verzichtet und stattdessen der Oszillator im SiCer-Substrat implementiert.

6.7 SiCer-Implementierung des MEMS-Mehrfrequenzoszillators

Nach den gewonnenen Erkenntnissen der Implementierung im SiCer-Stil wurde, ähnlich wie in Kapitel 5, die SiCer-Implementierung des Mehrfrequenzoszillators vorangetrieben. Aufgrund der genannten Verspannungen im Silizium konnte jedoch kein vollständig funktionsfähiger Resonator im LTE-Band 2 gefertigt werden. Da die Resonatoren für das LTE-Band 20 allerdings in ihren geometrischen Abmessungen größer als die Resonatoren in Band 2 sind,

konnten in der Fertigung weniger mechanische Zerstörungen der Anker verzeichnet werden. Bedingt durch die bestehenden druckverspannten Dünnschichten waren die erzielten Güten allerdings so niedrig, respektive die Dämpfungen so hoch, dass die Spannungsverstärkung sowie die gute Ankopplung des Verstärkers an die jeweiligen Resonatoren laut Simulation nur bei einem MEMS-Resonator ausreichte, um diesen zum Schwingen anzuregen, also das Barkhausenkriterium zu erfüllen. Die geometrischen und elektrischen Größen des entsprechenden Resonators sind: Länge $l = 183 \mu\text{m}$, Fingerzahl $N = 7$, Gesamtweite $W = 89,6 \mu\text{m}$, Resonanzfrequenz $f_0 = 384,66 \text{ MHz}$, Güte $Q = 700$, Resonanzwiderstand $R_m = 223 \Omega$. Basierend auf diesem Resonator konnte im Anschluss ein SiCer-Oszillator-Modul aufgebaut werden, dessen Fotografie in Abbildung 6.17 gezeigt wird.

Der Aufbau des SiCer-Moduls ist vergleichbar zur SiCer-Stil-Implementierung in Abbildung 6.13: Das Modul beinhaltet auf der Unterseite, links in Abbildung 6.17, zwei Reihen von MEMS-Resonatoren im Silizium, je eine pro LTE-Frequenzband. Die Resonatoren können nach erfolgter Messung und Auswertung mittels Drahtbondverbindungen mit den Gold-Leiterbahnen auf der Silizium-Seite des SiCer-Substrats kontaktiert werden. Da am Verstärkerausgang beide Resonatoren elektrisch kontaktiert werden, befindet sich hierfür eine Leiterbahn in der Mitte zwischen den Reihen von MEMS-Resonatoren, die durch Vias mit dem Ausgang des CMOS-Schaltkreises auf der anderen Seite des LTCC-Schaltungsträgers verbunden ist. Für das jeweils andere Resonator-Tor existieren mit Vias ausgestattete Signal- und Masse-Leiterbahnen, welche wiederum auf den geschalteten Eingang des CMOS-Schaltkreises führen. Wie oben erwähnt, wurde hierbei nur der Resonator für Band 20 elektrisch mit dem Rest der Schaltung, befindlich auf der Oberseite rechts in Abbildung 6.17, verbunden. Aus zeitlichen Gründen konnte der Oszillator nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit messtechnisch analysiert und diskutiert werden. Das in Abbildung 6.17 gezeigte Modul ist daher als Existenzbeweis für SiCer-MEMS-Oszillatoren sowie als Existenz- und Funktionsbeweis für SiCer-MEMS-Resonatoren anzusehen und ist damit die erste vollständig auf dem SiCer-Substrat implementierte komplexe HF-MEMS-Schaltung. Der Funktionsbeweis für SiCer-MEMS-Oszillatoren wird auch hier vom SiCer-Stil-Oszillator erbracht. Außerdem konnten durch den Aufbau im SiCer-Stil die Vorteile, welche sich durch das Konzept des SiCer-Substrats ergeben, nachgewiesen werden: Eine höhere Packungsdichte sowie Optimierungsmethoden, welche in dieser Art bei

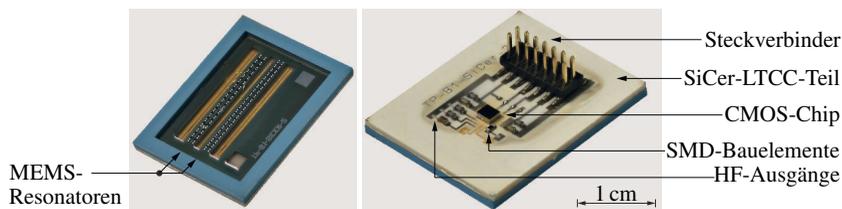


Abbildung 6.17: Fotografie der SiCer-Implementierung des MEMS-Mehrfrequenzoszillators. Die gekennzeichneten Reihen auf der Rückseite (links) enthalten Resonatoren für die beiden LTE-Frequenzbänder 20 und 2 und werden über Drahtbondverbindungen mit den Gold-Leiterbahnen kontaktiert. Auf der Oberseite sind, wie auch beim SiCer-Stil-Mehrfrequenzoszillator, der CMOS-Schaltkreis, SMD-Bauelemente, HF-Ausgänge des Oszillators sowie der Steckverbinder zur Spannungsversorgung und Programmierung vorhanden.

konventionellen Implementierungen nicht möglich sind. Im Vergleich zum SiCer-Stil wäre der Miniaturisierungsgrad allerdings noch weiter erhöht, da die Resonatoren genau an den für sie vorgesehenen Stellen gefertigt werden. Auch beim Mehrfrequenzoszillator wäre die benötigte Layoutfläche nur noch von der Größe der HF-Schaltung abhängig.

7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Einordnung in den Stand der Technik

Um die Messergebnisse aller entstandenen Module mit dem Stand der Technik von MEMS-Oszillatoren zu vergleichen, genügt es nicht, nur das Phasenrauschen zu betrachten. Gemäß der Leeson-Formel skaliert das Phasenrauschen nämlich mit der Frequenz mit 20 dB/Dekade [68]. Daher ist es an dieser Stelle notwendig, ein Figure-of-Merit (FoM) zu nutzen, welches diese Abhängigkeit durch eine geeignete Normierung entfernt. Das FoM, welches für die vorliegende Arbeit genutzt wurde, stammt von [152] und wurde geeignet modifiziert, sodass nur die Abhängigkeit von der Oszillationsfrequenz f_0 eliminiert wurde. Das resultierende FoM lautet somit [117, 124, 118, 120]:

$$\text{FoM}(f_m) = L(f_m) - 20 \cdot \log\left(\frac{f_0}{f_m}\right). \quad (7.1)$$

Wie beim nominellen Phasenrauschen sind auch beim FoM für eine gute Leistungsfähigkeit der betrachteten Oszillatormodule kleine Werte anzustreben. Mit dem definierten FoM ist es möglich, publizierte Forschungsergebnisse zu MEMS-Oszillatoren bei unterschiedlichen Frequenzen miteinander zu vergleichen. Eine Auflistung bisheriger Veröffentlichungen ist zusammen mit den eigenen Resultaten zum Festfrequenzoszillator (FFO) und Mehrfrequenzoszillator (MFO) in Tabelle 7.1 gegeben.

Der hier betrachtete Stand der Technik umfasst Implementierungen von MEMS-Oszillatoren basierend auf verschiedenen Arten von AIN-basierten Konturmodenresonatoren und weist einen Wertebereich von zwischen -214 dBc/Hz und -169 dBc/Hz auf. Die FoM-Werte der eigenen erreichten Ergebnisse liegen zwischen -220 dBc/Hz und -181 dBc/Hz und gliedern sich damit gut in den Stand der Technik ein. Besonders die SiCer-Stil-Implementierungen sowie der Oszillator, der aus der Zusammenarbeit mit der City University of Hong Kong entstanden ist, zeigen sehr gute FoM-Werte, was auf das auf der Kosimulation basierte Optimierungsverfahren und die phasenrauschoptimierte Implementierung im SiCer-Stil zurückzuführen ist. Weiterhin sind mit dem zeitlichen Voranschreiten der Implementierungen zu vorliegender Arbeit sowohl eine stetige Verbesserung der FoM-Werte als auch eine kontinuierliche Erhöhung

Tabelle 7.1: Vergleich der eigenen Ergebnisse mit dem Stand der Technik für $f_m = 1$ kHz, eingeteilt in die Forschungsergebnisse anderer Autoren im oberen Abschnitt und die eigenen Resultate zum Festfrequenzoszillator (FFO) und Mehrfrequenzoszillator (MFO) im unteren Abschnitt

Literaturquelle	f_0 [MHz]	$L(f_m)$ [dBc/Hz]	FoM [dBc/Hz]	Resonator-Topologie
[59]	1160	-82	-203	AlN-Konturmoden
[66]	208	-95	-201	AlN-auf-Si-Konturmoden
[66]	496	-92	-206	AlN-auf-Si-Konturmoden
[67]	724	-86	-203	AlN-auf-Si-Konturmoden
[67]	1006	-94	-214	AlN-auf-Si-Konturmoden
[100, 101]	268	-94	-203	AlN-Konturmoden
[100, 101]	483	-88	-202	AlN-Konturmoden
[100, 101]	690	-83	-200	AlN-Konturmoden
[100, 101]	785	-70	-188	AlN-Konturmoden
[144]	204	-77	-183	AlN-Konturmoden
[144]	517	-73	-187	AlN-Konturmoden
[144]	850	-71	-190	AlN-Konturmoden
[151]	175	-79	-184	AlN-Konturmoden
[151]	222	-88	-195	AlN-Konturmoden
[151]	306	-84	-194	AlN-Konturmoden
[151]	482	-68	-182	AlN-Konturmoden
[152]	1050	-81	-201	AlN-Konturmoden
[153]	1500	-45	-169	AlN-Konturmoden
[154]	472	-82	-195	AlN-Dualmoden
[154]	1940	-71	-197	AlN-Dualmoden
FFO auf LTCC [124]	256	-112	-220	AlN-auf-Si-Konturmoden
FFO auf LTCC [121]	567	-80	-195	AlN-Konturmoden
FFO im SiCer-Stil [119]	578	-84	-199	AlN-Konturmoden
MFO auf LTCC [118]	751	-63	-181	AlN-Konturmoden
MFO auf LTCC [118]	1904	-61	-187	AlN-Konturmoden
MFO im SiCer-Stil [120]	752	-79	-197	AlN-Konturmoden
MFO im SiCer-Stil [120]	1905	-71	-197	AlN-Konturmoden

des Miniaturisierungsgrades zu verzeichnen, welche die genannten Vorteile des SiCer-Konzepts zusätzlich unterstreichen.

7.2 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die vorliegende Dissertation behandelt die Modellierung, den Entwurf sowie die Analyse von hybrid-integrierten HF-MEMS-Oszillatoren für das SiCer-Substrat. Dabei wurde ein analytisches Modell zum Entwurf von Konturmoden-MEMS-Resonatoren erarbeitet, welches auf der Lösung der mechanischen Wellengleichung basiert und für die späteren Entwürfe und Simulationen Verwendung fand. Der Vorteil eines analytischen Modells besteht darin, dass

ein domänenübergreifender Entwurf ermöglicht wird, sodass mikroelektronische und mikroelektromechanische Baugruppen parallel entworfen und simuliert werden können, da die analytische Berechnung die Synthese von MEMS-Resonatoren als einer gegebenen elektrischen Spezifikation heraus erlaubt. Daraus konnte im Anschluss eine Entwurfsmethodik erarbeitet werden, um strukturiert und mit Hilfe geeigneter Optimierungsverfahren MEMS-Oszillatoren für gegebene Anforderungen zu entwerfen. Um neben der Optimierung der Leistungsparameter, hauptsächlich des Phasenrauschens, die Oszillatormodule kompakt aufzubauen, wurde das SiCer-Substrat als multiphysikalische Systemplattform verwendet, welches eine beidseitige Fertigung, Bestückung und Verdrahtung von Bauelementen und Baugruppen miteinander ermöglichte. Im Rahmen der Arbeit wurde die Fertigung auf dem SiCer-Substrat auf die Anwendung der erarbeiteten Optimierungsverfahren hin überarbeitet und eine Strategie für die kompakte Implementierung von MEMS-Oszillatoren etabliert. Die in dieser Arbeit präsentierten Methoden und technologischen Verfahren weisen dabei nicht nur Potential in zukünftigen Forschungsfeldern der HF-MEMS-Schaltungstechnik auf, sondern sind ebenfalls auf industrielle Entwurfs- und Fertigungsprozesse etablierter Halbleiterhersteller übertragbar.

Da temperaturbedingte Schwankungen einen signifikanten Einfluss auf das Betriebsverhalten von MEMS-Oszillatoren zeigen, wurde das analytische Entwurfsmodell zu einem temperaturabhängigen Modell erweitert, welches im Anschluss messtechnisch validiert wurde. Dabei fand nicht nur eine Untersuchung der Resonatoren statt, sondern auch die Analyse eines MEMS-Oszillators. Die Resonanzfrequenz der Resonatoren sowie die Ausgangsfrequenz des Oszillators zeigt eine Temperaturabhängigkeit von zwischen -26 ppm/K und -20 ppm/K unabhängig von der Resonatorgeometrie. Der Gütefaktor konnte als temperaturunabhängig identifiziert werden. Basierend auf den Erkenntnissen aus den Messreihen und Literaturstudien wurden Methoden der Kompensation der Temperaturabhängigkeit erarbeitet und die Kompensation mittels zusätzlicher SiO_2 -Lage im MEMS-Resonator per Simulation geprüft.

In der vorliegenden Arbeit werden weiterhin zwei unterschiedliche Oszillatorentwürfe vorgestellt, welche in verschiedenen Varianten implementiert wurden: ein Festfrequenzoszillator für Oszillationsfrequenzen bis zu 600 MHz und ein programmierbarer Mehrfrequenzoszillator für Referenzfrequenzen im MHz-Bereich sowie LO-Frequenzen bis zu 1,9 GHz. Für jeden der beiden Oszillatortypen wurde jeweils ein CMOS-Schaltkreis gemeinsam mit den dazugehörigen MEMS-Resonatoren auf Basis einer gegebenen Spezifikation entworfen und simuliert. Die Oszillatoren wurden im Anschluss auf LTCC bzw. im SiCer-Stil implementiert. Dabei konnte der Aufbau für jede Iteration optimiert werden, sodass das Phasenrauschen minimiert und die Ausgangsleistung und Linearität maximiert wurde. Der Mehrfrequenzoszillator wurde nachfolgend als erste HF-MEMS-Schaltung überhaupt erfolgreich auf dem SiCer-Substrat implementiert. Er liefert damit den Existenzbeweis für SiCer-MEMS-Funktionsgruppen.

Aufgrund der guten Passfähigkeit mit dem Stand der Technik kann die Arbeit an Oszillatoren für das SiCer-Substrat als erfolgreich angesehen werden. Die etablierte Entwurfsmethodik für optimierte MEMS-Oszillatoren, die sehr guten Messwerte und die im Verlauf der Arbeit immer weiter gesteigerte Miniaturisierung weisen die postulierten Vorteile des Konzepts des SiCer-Substrates nach. Zusammenfassend kann somit festgehalten werden, dass mit dem SiCer-Substrat eine neue Art der HF-Schaltungstechnik ermöglicht wird, in der mit den in dieser Arbeit vorgestellten Methoden Mikroelektronik und Mikroelektromechanik in einem gemeinsamen Prozess entworfen werden und die Fertigung und Bestückung technologieübergreifend auf einem Verbundsubstrat realisiert wird, sodass von einer HF-Mikromechanik gesprochen werden kann.

7.3 Schlussfolgerungen für zukünftige SiCer-HF-MEMS-Schaltungen

Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Erkenntnisse und die vielversprechenden Messergebnisse ebnen den Weg für weitere Arbeiten an MEMS-basierten SiCer-HF-Schaltungen. Ein Beispiel hierfür ist die Erweiterung der MEMS-Oszillatoren zu komplexen PLL-basierten Frequenz-Synthesizern, deren Ausgangsfrequenz in einem weiten Abstimmbereich variierbar ist und durch die genannten Vorteile von SiCer-MEMS-Oszillatoren ein geringes Phasenrauschen sowie einen hohen Grad an Integration und Miniaturisierung vorweisen. Weiterhin denkbar wäre die Implementierung von geschalteten aktiven HF-MEMS-Filterbänken, deren MEMS-Resonatoren und -Schalter direkt im SiCer-Substrat gefertigt und über den LTCC-Teil um aktive Verstärkerschaltungen erweitert werden. Durch eine stetige Erweiterung des SiCer-Portfolios um weitere derartige HF-Funktionsgruppen würde so ein modularer Baukasten für Multiband-Sendeempfänger entstehen, deren auf die SiCer-Technologie optimierte Bestandteile je nach Bedarf miteinander verkettet und zu komplexen Systemen zusammengefügt werden können.

Eine weitere Möglichkeit, die Anwendungsvielfalt der MEMS- und SiCer-Technologien zu vergrößern, ist die Erarbeitung neuer Topologien von MEMS-Bauelementen, welche eine gesteigerte Leistungsfähigkeit im Vergleich zu den bestehenden versprechen. Beispiele hierfür können neue Arten von Resonatoren sein, die durch noch höhere Resonanzfrequenzen und Güten für ein geringeres Rausch-FoM von Oszillatoren sorgen. Außerdem können die Linearität sowie die Temperaturabhängigkeit noch weiter verbessert werden, sodass die Resonatoren durch hohe Eingangsamplituden kein oder reduziert nichtlineares Verhalten zeigen und die Resonanzparameter keine Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur aufweisen.

Die SiCer-Technologie und ihre Anwendungen sind mit dieser Arbeit noch lange nicht abgedeckt. Vielmehr sollen durch die vorliegende Arbeit neue Möglichkeiten des Entwurfs und der Implementierung von multiphysikalischen HF-Schaltungen eröffnet werden, um die geforderte Miniaturisierung und Leistungsfähigkeit moderner Kommunikationssysteme weiter voranzutreiben. Da der Drang zu immer kleineren und gleichzeitig komplexeren HF-Systemen für mobile Anwendungen längst die Möglichkeiten der reinen integrierten CMOS-Technologie ausgeschöpft hat, werden in Zukunft hybride Aufbautechniken wie das SiCer-Substrat an Bedeutung gewinnen und einen wichtigen Platz im Portfolio moderner HF-Schaltungstechnologien einnehmen. Somit kann die SiCer-Technologie sowie die auf ihr aufbauenden und im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Entwurfs- und Implementierungskonzepte als Grundstein für die nächste Generation an kommerziellen HF-Frontends für Produkte der Mobilkommunikation angesehen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] IEEE Standard on Piezoelectricity. In: *ANSI/IEEE Std 176-1987* (1988)
- [2] IEEE Standard Definitions of Physical Quantities for Fundamental Frequency and Time Metrology—Random Instabilities. In: *IEEE Std 1139-1999* (1999)
- [3] ABDOLVAND, Reza ; BAHREYNI, Behraad ; LEE, Joshua E. ; NABKI, Frederic: Micromachined Resonators: A Review. In: *Micromachines* 7 (2016), September, Nr. 9. <http://dx.doi.org/10.3390/mi7090160>. – DOI 10.3390/mi7090160
- [4] ACCURATUS CERAMIC CORPORATION: *Aluminum Nitride Material Properties*. Phillipsburg, NJ, USA, 2013
- [5] ADVANCED TEMPERATURE TEST SYSTEMS GMBH: *Low Temperature Chuck System P150*. Online. www.att-systems.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [6] ALLEN, Philip E. ; HOLBERG, Douglas R.: *CMOS Analog Circuit Design*. Second Edition. New York, NY, USA : Oxford University Press, 2002
- [7] ANALOG DEVICES INC.: *LTC6948-3*. Online. www.analog.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [8] ANSYS INC.: *ANSYS 17.2*. Online. www.ansys.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [9] BALLAS, Rüdiger G. ; PFEIFER, Günther ; WERTHSCHÜTZKY, Roland: *Elektromechanische Systeme der Mikrotechnik und Mechatronik*. 2. Auflage. Berlin, Deutschland : Springer, 2009
- [10] BARKHAUEN, Heinrich ; WOSCHNI, Eugen-Georg: *Lehrbuch der Elektronenröhren*, 3. Band: *Rückkopplung*. 10. Auflage. Leipzig, Deutschland : S. Hirzel Verlag, 1969
- [11] BARTSCH DE TORRES, Heike ; FISCHER, Michael ; GADE, Robert ; MACH, Matthias ; MÜLLER, Jens ; HOFFMANN, Martin ; PAWLOWSKI, Beate ; BARTH, Stefan: A new method for wafer level integration of silicon components on LTCC. In: *2nd European Conference Exhibition on Integration Issues of Miniaturized Systems - MOMS, MOEMS, ICS and Electronic Components*, 2008. – ISBN 978–3–8007–3081–0
- [12] BECHTOLD, Tamara ; SCHRAG, Gabriele ; FENG, Lihong: *System-level Modeling of MEMS*. Weinheim, Deutschland : Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2013
- [13] BÖGE, Alfred ; BÖGE, Wolfgang: *Formeln und Tabellen Maschinenbau*. Wiesbaden, Deutschland : Springer Vieweg, 2015

- [14] BHUGRA, Harmeet ; PIAZZA, Gianluca: *Piezoelectric MEMS Resonators*. Berlin, Deutschland : Springer, 2017
- [15] BJURSTRÖM, Johan ; WINGQVIST, Gunilla ; YANTCHEV, Ventsislav ; KATARDJIEV, Ilija: Temperature compensation of liquid FBAR sensors. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 17 (2007), Februar, Nr. 3, S. 651–658. <http://dx.doi.org/10.1088/0960-1317/17/3/030>. – DOI 10.1088/0960-1317/17/3/030
- [16] BRAND, Oliver ; DUFOUR, Isabelle ; HEINRICH, Stephen M. ; JOSSE, Fabien: *Resonant MEMS*. Weinheim, Deutschland : Wiley-VCH, 2015
- [17] BRAND, Oliver ; FEDDER, Gery K.: *CMOS-MEMS*. Weinheim, Deutschland : Wiley-VCH, 2005
- [18] CADENCE DESIGN SYSTEMS INC.: *Cadence Virtuoso Analog Design Environment IC6.1.6*. Online. www.cadence.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [19] CADENCE DESIGN SYSTEMS, INC.: *Verilog-A Language Reference*. San Jose, CA, USA, 2006
- [20] CAMPANELLA, Humberto ; NARDUCCI, Margarita ; MERUGU, Srinivas ; SINGH, Navab: Dual MEMS Resonator Structure for Temperature Sensor Applications. In: *IEEE Transactions Electron Devices* 64 (2017), August, Nr. 8, S. 3368–3376. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2017.2708129>. – DOI 10.1109/TED.2017.2708129
- [21] CERAMIC INDUSTRY: *Ceramic Materials Properties Charts*. Online. www.ceramicindustry.com/ceramic-materials-properties-charts. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [22] COMCOL INC.: *COMSOL Multiphysics 3.5a*. Online. www.comsol.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [23] COORSTEK: *Aluminum Nitride Technical Data Sheet*. Golden, CO, USA, 2016
- [24] DELISLE, Jean-Jacques: *Enhanced MEMS Oscillators Catch Up To Crystals*. Online. www.mwrf.com/active-components/enhanced-mems-oscillators-catch-crystals. Version: 07.07.2014. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [25] ENZ, Christian C. ; KAISER, Andreas: *MEMS-based Circuits and Systems for Wireless Communication*. New York, NY, USA : Springer, 2013
- [26] FARRARO, R. ; MCLELLAN, Rex B.: Temperature dependence of the Young's modulus and shear modulus of pure nickel, platinum, and molybdenum. In: *Metallurgical Transactions A* 8 (1977), Oktober, Nr. 1, S. 1563–1565. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02644859>. – DOI 10.1007/BF02644859
- [27] FISCHER, Michael ; BARTSCH DE TORRES, Heike ; PAWLOWSKI, Beate ; MACH, Matthias ; GADE, Robert ; BARTH, Stefan ; HOFFMANN, Martin ; MÜLLER, Jens: Silicon on ceramics - a new concept for micro-nano-integration on wafer level. In: *Technical Proceedings of the 2008 NSTI Nanotechnology Conference and Trade Show, Volume 3*, 2008, S. 157–160

- [28] FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; NOWAK, Jacek ; CAPRARO, Beate ; SOMMER, Ralf ; HOFFMANN, Martin ; MÜLLER, Jens: Radio Frequency Microelectromechanical System-Platform Based on Silicon-Ceramic Composite Substrates. In: *Journal of Microelectronics and Electronic Packaging* 12 (2015), März, Nr. 1, S. 37–42. <http://dx.doi.org/10.4071/imaps.442>. – DOI 10.4071/imaps.442
- [29] FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; NOWAK, Jacek ; SOMMER, Ralf ; HOFFMANN, Martin ; MÜLLER, Jens: RF-MEMS-Platform based on Silicon-Ceramic-Composite-Substrates. In: *2015 German Microwave Conference*, 2015, S. 398–401
- [30] FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; STEGNER, Johannes ; FRANK, Astrid ; HOFFMANN, Martin ; MÜLLER, Jens: Silicon-Ceramic Composite Substrate. In: *IEEE Microwave Magazine* 20 (2019), Oktober, Nr. 10, S. 28–43. <http://dx.doi.org/10.1109/MMM.2019.2928675>. – DOI 10.1109/MMM.2019.2928675
- [31] FISCHER, Michael ; MACHE, Thomas ; PAWLOWSKI, Beate ; SCHABEL, Dirk ; MÜLLER, Jens: SiCer – A substrate to combine ceramic and silicon based micro systems. In: *8th International Conference and Exhibition on Ceramic Interconnect and Ceramic Microsystems Technologies*, 2012, S. 000158–000161
- [32] FU, Jenna L. ; TABRIZIAN, Roozbeh ; AYAZI, Farrok: Dual-Mode AlN-on-Silicon Micromechanical Resonators for Temperature Sensing. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 61 (2014), Februar, Nr. 2, S. 591–597. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2013.2295613>. – DOI 10.1109/TED.2013.2295613
- [33] GAJSKI, Daniel D. ; DUTT, Nikil D. ; WU, Allen C. ; LIN, Steve Y.: *High-Level Synthesis*. Boston, MA, USA : Kluwer Academic Publishers, 1992
- [34] GATZEN, Hans H. ; SAILE, Volker ; LEUTHOLD, Jürg: *Micro and Nano Fabrication*. Berlin, Deutschland : Springer, 2015
- [35] GERFERS, Friedel ; KOHLSTADT, Peter M. ; GINSBURG, Eyal ; HE, Ming Y. ; SAMARA-RUBIO, Dean ; MANOLI, Yiannos ; WANG, Li-Peng: Sputtered AlN Thin Films for Piezoelectric MEMS Devices - FBAR Resonators and Accelerometers. In: *Solid State Circuit Technol.* (2010), Jan., S. 333–354. <http://dx.doi.org/10.5772/6887>. – DOI 10.5772/6887
- [36] GERLACH, Gerald ; DÖTZEL, Wolfram: *Einführung in die Mikrosystemtechnik*. München, Deutschland : Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 2006
- [37] GERLACH, Gerald ; DÖTZEL, Wolfram ; MÜLLER, Dörte: *Introduction to Microsystem Technology*. Chichester, England : John Wiley & Sons, Ltd, 2008
- [38] GERLICH, D. ; DOLE, S. L. ; SLACK, G. A.: Elastic properties of aluminum nitride. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 47 (1986), Nr. 5, S. 437–441. [http://dx.doi.org/10.1016/0022-3697\(86\)90039-9](http://dx.doi.org/10.1016/0022-3697(86)90039-9). – DOI 10.1016/0022–3697(86)90039–9
- [39] GREBENNIKOV, Andrei: *RF and Microwave Transistor Oscillator Design*. West Sussex, England : John Wiley & Sons, Ltd, 2007

- [40] GROPP, Sebastian ; FISCHER, Michael ; DITTRICH, Lars ; CAPRARO, Beate ; MÜLLER, Jens ; HOFFMANN, Martin: Wetting Behaviour of Glasses on Nanostructured Silicon Surfaces. In: *Journal of Electrical Engineering* 3 (2015), März, S. 15–20. <http://dx.doi.org/10.17265/2328-2223/2015.01.002>. – DOI 10.17265/2328–2223/2015.01.002
- [41] GROPP, Sebastian ; FISCHER, Michael ; FRANK, Astrid ; SCHÄFFEL, Christoph ; MÜLLER, Jens ; HOFFMANN, Martin: Fabrication of an RF-MEMS-Switch on a hybrid Si-Ceramic substrate. In: *IMAPS/ACerS 12th International Conference and Exhibition on Ceramic Interconnect and Ceramic Microsystems Technologies*, 2016, S. 000118–000121
- [42] GROPP, Sebastian ; FISCHER, Michael ; MÜLLER, Jens ; HOFFMANN, Martin: Wetting behaviour of LTCC and glasses on nanostructured silicon surfaces during sintering. In: *Proceedings of Micro-Nano-Integration; 6. GMM-Workshop*, 2016. – ISBN 978–3–8007–4278–3, S. 54–58
- [43] GROPP, Sebastian ; STEGNER, Johannes ; STEHR, Uwe ; FISCHER, Michael ; MÜLLER, Jens ; HEIN, Matthias ; HOFFMANN, Martin: Silicium-Keramik-Verbundsubstrat für einen HF-MEMS Oszillator. In: *MikroSystemTechnik Kongress 2017*, 2017, S. 704–707
- [44] GROSS, Dietmar ; HAUGER, Werner ; SCHRÖDER, Jörg ; WALL, Wolfgang A.: *Technische Mechanik 2*. 12. Auflage. Berlin, Deutschland : Springer, 2014
- [45] GROSS, Dietmar ; HAUGER, Werner ; WRIGGERS, Peter: *Technische Mechanik 4*. 9. Auflage. Berlin, Deutschland : Springer, 2014
- [46] GURTIN, Morton E.: *An Introduction to Continuum Mechanics*. New York, NY, USA : Academic Press, 1981
- [47] HAJIMIRI, Ali ; LEE, Thomas H.: *The Design of Low Noise Oscillators*. Dordrecht, Niederlande : Kluwer Academic Publishers, 1999
- [48] HERING, Ekbert ; MARTIN, Rolf ; STOHRER, Martin: *Taschenbuch der Mathematik und Physik*. 5., aktualisierte und erweiterte Auflage. Berlin, Deutschland : Springer, 2009
- [49] HERNANDO-GARCIA, Jorge ; SANCHEZ-ROJAS, Jose L. ; ABABNEH, Abdallah ; SCHMID, Ulrich ; GONZALEZ-CASTILLA, Sheila ; IBORRA, Enrique: Piezoelectric characterization of aln thin films on silicon substrates. In: *CD-ROM Proceedings of XXII Eurosensors 2008*, 2008, S. 857–860
- [50] HOU, Yunhong ; ZHANG, Meng ; HAN, Guowei ; SI, Chaowei ; ZHAO, Yongmei ; NING, Jin: A review: aluminum nitride MEMS contour-mode resonator. In: *Journal of Semiconductors* 37 (2016), Oktober, Nr. 10, S. 101001-1–101001-9
- [51] JOHNSON, John B.: The Schottky Effect in Low Frequency Circuits. In: *Physical Review* 26 (1925), Juli, S. 71–85. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.26.71>. – DOI 10.1103/PhysRev.26.71

- [52] JOHNSON, John B.: Thermal Agitation of Electricity in Conductors. In: *Physical Review* 32 (1928), Juli, S. 97–109. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.32.97>. – DOI 10.1103/PhysRev.32.97
- [53] JOHNSON, Robert A.: *Mechanical filters in electronics*. New York, NY, USA : John Wiley & Sons, Inc., 1983
- [54] KAAJAKARI, Ville: *Praktical MEMS*. Las Vegas, NV, USA : Small Gear Publishing, 2009
- [55] KEYSIGHT TECHNOLOGIES: *Advanced Design System 2016.01*. Online. www.keysight.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [56] KEYSIGHT TECHNOLOGIES: *N5181A MXG RF Analog Signal Generator*. Online. www.keysight.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [57] KEYSIGHT TECHNOLOGIES: *N5230A PNA-L Network Analyzer*. Online. www.keysight.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [58] KNOTHE, Klaus ; WESSELS, Heribert: *Finite Elemente*. 5. Auflage. Berlin, Deutschland : Springer Vieweg, 2017
- [59] KOO, Jabeom ; TAZZOLI, Augusto ; SEGOVAI-FERNANDEZ, Jeronimo ; PIAZZA, Gianluca ; OTIS, Brian: A -173 dBc/Hz @ 1 MHz offset Colpitts Oscillator using AlN Contour-Mode MEMS Resonator. In: *Proceedings of the IEEE 2013 Custom Integrated Circuits Conference*, 2013
- [60] KORVINK, Jan G. ; PAUL, Oliver: *MEMS*. Berlin, Deutschland : Springer, 2006
- [61] KRAUSSE, Dominik: *Synthese von Frequenzgangkompensationsnetzwerken für integrierte Breitband-Signalverstärker*, Technische Universität Ilmenau, Dissertation, 2012
- [62] KUCHLING, Horst: *Taschenbuch der Physik*. 20., aktualisierte Auflage. München, Deutschland : Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 2011
- [63] KUNDERT, Kenneth S. ; WHITE, Jacob K. ; SANGIOVANNI-VINCENTELLI, Alberto: *Steady-State Methods for Simulating Analog and Microwave Circuits*. Boston, MA, USA : Kluwer Academic Publishers, 1990
- [64] KUYPERS, Jan H. ; LIN, Chih-Ming ; VIGEVANI, Gabriele ; PISANO, Albert P.: Intrinsic Temperature Compensation of Aluminum Nitride Lamb Wave Resonators for Multiple-Frequency References. In: *Proceedings of the 2008 IEEE International Frequency Control Symposium*, 2008, S. 240–249
- [65] LAKIN, K. M. ; MCCARRON, K. T. ; McDONALD, J. F.: Temperature Compensated Bulk Acoustic Thin Film Resonators. In: *2000 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2000, S. 855–858
- [66] LAVASANI, Hossein M. ; ABDOLVAND, Reza ; AYAZI, Farrokh: A 500 MHz Low Phase-Noise AlN-on-Silicon Reference Oscillator. In: *29th IEEE Custom Integrated Circuits Conference*, 2007, S. 599–602

- [67] LAVASANI, Hossein M. ; PAN, Wanling ; HARRINGTON, Brandon ; ABDOLVAND, Reza ; AYAZI, Farrokh: A 76 dB Ω 1.7 GHz 0.18 μ m CMOS Tunable Transimpedance Amplifier Using Broadband Current Pre-Amplifier for High Frequency Lateral Micro-mechanical Oscillators. In: *2010 IEEE Int Solid-State Circuits Conference*, 2010, S. 318–319
- [68] LEESON, David B.: A Simple Model of Feedback Oscillator Noise Spectrum. In: *Proceedings of the IEEE* 54 (1966), Februar, Nr. 2, S. 329–330. <http://dx.doi.org/10.1109/PROC.1966.4682>. – DOI 10.1109/PROC.1966.4682
- [69] LENK, Arno ; BALLAS, Rüdiger G. ; WERTHSCHÜTZKY, Roland ; PFEIFER, Günther: *Electromechanical Systems in Microtechnology and Mechatronics*. Berlin, Deutschland : Springer, 2011
- [70] LENK, Arno ; IRRGANG, Bernd: *Elektromechanische Systeme*. 2. stark bearbeitete Auflage. Berlin, Deutschland : VEB Verlag Technik, 1977
- [71] LEVINSHTEIN, Michael E. ; RUMYANTSEV, Sergey L. ; SHUR, Michael S.: *Properties of Advanced Semiconductor Materials*. New York, NY, USA : John Wiley & Sons, Inc., 2001
- [72] LI, Qiang ; ZHANG, Y. P.: CMOS T/R Switch Design: Towards Ultra-Wide-band and Higher Frequency. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 42 (2007), März, Nr. 3, S. 563–570. <http://dx.doi.org/10.1109/JSSC.2006.891442>. – DOI 10.1109/JSSC.2006.891442
- [73] LINDNER, Helmut: *Physik für Ingenieure*. 19., aktualisierte Auflage. München, Deutschland : Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 2014
- [74] MAAS, Stephen A.: *Nonlinear Microwave and RF Circuits*. Second Edition. Boston, MA, USA : Artech House, 2003
- [75] MACKE, Wilhelm: *Wellen*. 2., durchgesehene Auflage. Leipzig, Deutschland : Geest & Portig, 1961
- [76] MAXIM INTEGRATED: *DS1631 digital thermometer*. Online. www.maximintegrated.com/en. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [77] MEHNER, Hannes ; BRUECKNER, Klemens ; KAROLEWSKI, Dominik ; MICHAEL, Steffen ; HEIN, Matthias A. ; HOFFMANN, Martin: Stress Controlled Piezoelectric ALN-MEMS-Resonators with Molybdenum Electrodes for GHz Applications. In: *Proceedings of the 23rd Micromechanics and Microsystems Europe Workshop*, 2012
- [78] MILLER, Nicholas ; PIAZZA, Gianluca: Nonlinear Dynamics in Aluminum Nitride Contour-Mode Resonators. In: *2013 Joint European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium Proceedings*, 2013, S. 9–12
- [79] MOORE, Gordon E.: Cramming More Components onto Integrated Circuits. In: *Electronics* 38 (1965), April, Nr. 8, S. 114–117

- [80] MOTCHENBACHER, C. D. ; CONNELLY, J. A.: *Low-Noise Electronic System Design*. New York, NY, USA : John Wiley & Sons, Inc., 1993
- [81] NOWAK, Jacek ; KRAUSSE, Dominik ; MONA, Mahmoud ; SOMMER, Ralf ; STEGNER, Johannes: Design of a LTE-Receiver Using a Design Methodology for Multiphysical RF Systems. In: *2017 14th International Conference on Synthesis, Modeling, Analysis and Simulation Methods and Applications to Circuit Design*, 2017
- [82] NOWAK, Jacek ; SOMMER, Ralf: Systematic Design Strategies for Multi-physical RF Systems using the Example of MEMS Oscillator. In: *2015 German Microwave Conference*, 2015, S. 418–421
- [83] NYQUIST, Harry: Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. In: *Physical Review* 32 (1928), Juli, S. 110–113. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.32.110>. – DOI 10.1103/PhysRev.32.110
- [84] ONDRACEK, Gerhard: *Werkstoffkunde*. 4., überarbeitete Auflage. Renningen-Malmsheim, Deutschland : expert-Verlag, 1994
- [85] PATRICK, Mark: *Das breite Einsatzspektrum von MEMS – Von Airbags bis zur Medizintechnik*. Online. www.all-electronics.de/mems-medizintechnik. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [86] PFEIFFER VACUUM TECHNOLOGY AG: *TSH 261 Turbo Pumping Station*. Online. www.pfeiffer-vacuum.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [87] PHAN, K. L. ; ANSEM, T. van ; AVOORT, C. van d. ; BEEK, J. T. M. ; GOOSSENS, M. J. ; JOSE, S. ; LANDER, R. J. P. ; MENTEN, S. ; NAASS, T. ; SISTERMANS, J. ; STIKVOORT, E. ; SWARTJES, F. ; WORTEL, K. ; ZANDT, M. A. A.: High precision frequency synthesizer based on MEMS piezoresistive resonator. In: *2013 Transducers Eurosensors XXVII: 17th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, 2013, S. 802–805
- [88] PIAZZA, Gianluca ; STEPHANOU, Philip J. ; PISANO, Albert P.: Piezoelectric Aluminum Nitride Vibrating Contour-Mode MEMS Resonators. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 15 (2006), Dezember, Nr. 6, S. 1406–1418. <http://dx.doi.org/10.1109/JMEMS.2006.886012>. – DOI 10.1109/JMEMS.2006.886012
- [89] PIAZZA, Gianluca ; STEPHANOU, Philip J. ; PISANO, Albert P.: Single-Chip Multiple-Frequency ALN MEMS Filters Based on Contour-Mode Piezoelectric Resonators. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 16 (2007), April, Nr. 2, S. 319–328. <http://dx.doi.org/10.1109/JMEMS.2006.889503>. – DOI 10.1109/JMEMS.2006.889503
- [90] PODOSKIN, Dmitry ; BRÜCKNER, Klemens ; FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; KRAUSSE, Dominik ; NOWAK, Jacek ; HOFFMANN, Martin ; MÜLLER, Jens ; SOMMER, Ralf ; HEIN, Matthias A.: Multi-Technology Design of an Integrated MEMS-based RF Oscillator Using a Novel Silicon-Ceramic Compound Substrate. In: *2015 German Microwave Conference*, 2015, S. 406–409

- [91] PODOSKIN, Dmitry ; SHAUKAT, Navel ; BRÜCKNER, Klemens ; BLAU, Kurt ; MEHNER, Hannes ; GROPP, Sebastian ; HOFFMANN, Martin ; HEIN, Matthias A.: RF Oscillators based on Piezoelectric Aluminium Nitride MEMS Resonators. In: *2014 German Microwave Conference*, 2014. – ISBN 978–3–8007–3585–3
- [92] POZAR, David M.: *Microwave Engineering*. Fourth Edition. Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 2012
- [93] RANGLES, Andrew B. ; TSAI, Julius M. ; KROPELNICKI, Piotr ; CAI, Hong: Temperature Compensated AlN Based SAW. In: *Journal of Automation and Control Engineering* 2 (2014), Juni, Nr. 2, S. 191–194. <http://dx.doi.org/10.12720/joace.2.2.191-194>. – DOI 10.12720/joace.2.2.191–194
- [94] RAZAVI, Behzad: *Design of Analog CMOS Integrated Circuits*. Boston, MA, USA : McGraw-Hill, 2001
- [95] REBEIZ, Gabriel M. ; MULDAVIN, Jeremy B.: RF MEMS Switches and Switch Circuits. In: *IEEE Microwave Magazine* 2 (2001), Dezember, Nr. 4, S. 59–71. <http://dx.doi.org/10.1109/6668.969936>. – DOI 10.1109/6668.969936
- [96] RHEA, Randall W.: *Oscillator Design and Computer Simulation*. Norcross, GA, USA : Noble Publishing Corporation, 1995
- [97] RINALDI, Matteo ; HUI, Yu ; ZUNIGA, Chiara ; TAZZOLI, Augusto ; PIAZZA, Gianluca: High Frequency AlN MEMS Resonators with Integrated Nano Hot Plate for Temperature Controlled Operation. In: *2012 IEEE International Frequency Control Symposium*, 2012
- [98] RINALDI, Matteo ; TAZZOLI, Augusto ; SEGOVIA-FERNANDEZ, Jeronimo ; FELMETSGER, Valeriy ; PIAZZA, Gianluca: High power and low temperature coefficient of frequency oscillator based on a fully anchored and oxide compensated AlN contour-mode MEMS resonator. In: *2012 IEEE 25th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, 2012, S. 696–699
- [99] RINALDI, Matteo ; ZUNIGA, Chiara ; ZUO, Chengjie ; PIAZZA, Gianluca: AlN Contour-Mode Resonators for Narrow-Band Filters above 3 GHz. In: *Proceedings of the 2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time Forum*, 2009, S. 70–74
- [100] RINALDI, Matteo ; ZUO, Chengjie ; SPIEGEL, Jan V. ; PIAZZA, Gianluca: Reconfigurable 4-Frequency CMOS Oscillator Based on AlN Contour-Mode MEMS Resonators. In: *2010 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2010, S. 1494–1497
- [101] RINALDI, Matteo ; ZUO, Chengjie ; SPIEGEL, Jan V. ; PIAZZA, Gianluca: Reconfigurable CMOS Oscillator Based on Multifrequency AlN Contour-Mode MEMS Resonators. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 58 (2011), Mai, Nr. 5, S. 1281–1286. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2011.2104961>. – DOI 10.1109/TED.2011.2104961
- [102] ROHDE & SCHWARZ GMBH & Co. KG: *FSUP Signal Source Analyzer*. Online. www.rohde-schwarz.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020

- [103] ROHDE, Ulrich L.: *A New and Efficient Method of Designing Low Noise Microwave Oscillators*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2004
- [104] SAUTTER, Dieter ; WEINERTH, Hans: *Lexikon der Elektronik und Mikroelektronik. 2., aktualisierte und erweiterte Auflage*. Düsseldorf, Deutschland : VDI-Verlag, 1993
- [105] SCARBATA, Gerd: *Synthese und Analyse Digitaler Schaltungen. 2., überarbeitete Auflage*. München, Deutschland : Oldenburg Verlag, 2001
- [106] SCHOTTKY, Walter: Small-Shot Effect and Flicker Effect. In: *Physical Review* 28 (1926), Juli, S. 74–103. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.28.1331>. – DOI 10.1103/PhysRev.28.1331
- [107] SEGOVIA-FERNANDEZ, Jeronimo ; PIAZZA, Gianluca: Thermal Nonlinearities in Contour Mode AIN Resonators. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 22 (2013), August, Nr. 4, S. 976–985. <http://dx.doi.org/10.1109/JMEMS.2013.2252422>. – DOI 10.1109/JMEMS.2013.2252422
- [108] SEGOVIA-FERNANDEZ, Jeronimo ; TAZZOLI, Augusto ; RINALDI, Matteo ; PIAZZA, Gianluca: Nonlinear Lumped Electrical Model for Contour Mode AIN Resonators. In: *2011 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2011, S. 1146–1149
- [109] SENG, Y. K. ; ROFAIL, S. S.: Design and analysis of a ± 1 V CMOS four-quadrant analogue multiplier. In: *IEE Proceedings - Circuits, Devices and Systems* 145 (1998), Juni, Nr. 3, S. 148–154. <http://dx.doi.org/10.1049/ip-cds:19981823>. – DOI 10.1049/ip-cds:19981823
- [110] SENTURIA, Stephen D.: *Microsystem Design*. Norwell, MA, USA : Kluwer Academic Publishers, 2001
- [111] SILVA, Ananda P. D. ; HUGHES, Henry G.: The Package Integration of RF-MEMS Switch and Control IC for Wireless Applications. In: *IEEE Transactions on Advanced Packaging* 26 (2003), August, Nr. 3, S. 255–260. <http://dx.doi.org/10.1109/TADVP.2003.818056>. – DOI 10.1109/TADVP.2003.818056
- [112] SILVA CORTES, Victor ; PODOSKIN, Dmitry ; STEGNER, Johannes ; FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; HEIN, Matthias ; HOFFMANN, Martin ; MÜLLER, Jens ; WEIGEL, Robert ; FISCHER, Georg ; HAGELAUER, Amelie: Evaluation of a Multi-physical RF MEMS Oscillator Based on LTE Receiver Performance Requirements. In: *2016 International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications*, 2016
- [113] SINHA, Nipun ; MAHAMEED, Rashed ; ZUO, Chengjie ; PIAZZA, Gianluca: Integration of AIN Micromechanical Contour-Mode Technology Filters with Three-Finger Dual Beam AIN MEMS Switches. In: *2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time Forum Proceedings*, 2009
- [114] SINHA, Nipun ; WABISZEWSKI, Graham E. ; MAHAMEED, Rashed ; FELMETSGER, Valery V. ; TANNER, Shawn M. ; CARPICK, Robert W. ; PIAZZA, Gianluca: Piezoelectric aluminum nitride nanoelectromechanical actuators. In: *Applied Physics Letters* 95 (2009), August, Nr. 5, S. 053106-1–053106-3

- [115] SÜSS MICROTEC: *PMV 150*. Online. www.suss.com/en. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [116] STEGNER, Johannes ; FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; PODOSKIN, Dmitry ; STEHR, Uwe ; MÜLLER, Jens ; HOFFMANN, Martin ; HEIN, Matthias A.: Compact Low Phase-Noise MEMS-based RF Oscillator on a Dedicated Silicon-Ceramic Composite Substrate. In: *46th European Microwave Conference Proceedings*, 2016, S. 995–998
- [117] STEGNER, Johannes ; FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; STEHR, Uwe ; HEIN, Matthias A.: MEMS-Based RF Oscillators Using SiCer Technology. In: *IEEE Microwave Magazine* 20 (2019), Oktober, Nr. 10, S. 71–85. <http://dx.doi.org/10.1109/MMM.2019.2928678>. – DOI 10.1109/MMM.2019.2928678
- [118] STEGNER, Johannes ; FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; STEHR, Uwe ; MÜLLER, Jens ; HOFFMANN, Martin ; HEIN, Matthias A.: A Multi-Frequency MEMS-Based RF Oscillator Covering the Range from 11.7 MHz to 1.9 GHz. In: *Proceedings of the 2018 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, 2018, S. 575–578
- [119] STEGNER, Johannes ; FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; STEHR, Uwe ; MÜLLER, Jens ; HOFFMANN, Martin ; HEIN, Matthias A.: Cross-Hierarchical Design of Compact RF-MEMS Oscillator Circuits on a Silicon-Ceramic Composite Substrate. In: *2019 Joint Conference of the International Frequency Control Symposium & European Frequency and Time Forum Proceedings*, 2019
- [120] STEGNER, Johannes ; FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; STEHR, Uwe ; MÜLLER, Jens ; HOFFMANN, Martin ; HEIN, Matthias A.: Highly Integrated RF-MEMS Multi-Frequency Oscillator on a Silicon-Ceramic Composite Substrate. In: *Proceedings of the 2019 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, 2019, S. 782–785
- [121] STEGNER, Johannes ; FISCHER, Michael ; GROPP, Sebastian ; STEHR, Uwe ; MÜLLER, Jens ; HOFFMANN, Martin ; HEIN, Matthias A.: Design and Implementation of a MEMS-Based RF Oscillator on a Unique Silicon-Ceramic Composite Substrate. In: *Proceedings of the 2018 German Microwave Conference*, 2018, S. 71–74
- [122] STEGNER, Johannes ; GROPP, Sebastian ; PODOSKIN, Dmitry ; STEHR, Uwe ; HOFFMANN, Martin ; HEIN, Matthias A.: An Analytical Formulation of the Radio-Frequency Response of Piezoelectric Contour-Mode MEMS Resonators Verified by Measurements. In: *the 2018 IEEE International Frequency Control Symposium Proceedings*, 2018
- [123] STEGNER, Johannes ; GROPP, Sebastian ; PODOSKIN, Dmitry ; STEHR, Uwe ; HOFFMANN, Martin ; HEIN, Matthias A.: An Analytical Temperature-Dependent Design Model for Contour-Mode MEMS Resonators and Oscillators Verified by Measurements. In: *Sensors* 18 (2018), Juli, Nr. 7, Artikelnr. 2159. <http://dx.doi.org/10.3390/s18072159>. – DOI 10.3390/s18072159
- [124] STEGNER, Johannes ; STEHR, Uwe ; HEIN, Matthias A. ; TU, Cheng ; LEE, Joshua E.-Y.: Very-Low Phase Noise RF-MEMS Reference Oscillator Using AlN-on-Si Reso-

- nators Achieved by Accurate Co-Simulation. In: *Proceedings of the 2017 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, 2017, S. 1303–1306
- [125] STEGNER, Johannes ; STEHR, Uwe ; PODOSKIN, Dmitry ; GROPP, Sebastian ; FISCHER, Michael ; HOFFMANN, Martin ; MÜLLER, Jens ; HEIN, Matthias A.: Hybrid-Integrated RF MEMS-Based Reference Oscillator Using a Silicon-Ceramic Composite Substrate. In: *Proceedings of the 2016 German Microwave Conference*, 2016, S. 353–356
- [126] STRANG, Gilbert: *Lineare Algebra*. Berlin, Deutschland : Springer, 2003
- [127] TANENBAUM, Andrew S.: *Computerarchitektur*. 5. Auflage. München, Deutschland : Pearson Education Deutschland GmbH, 2006
- [128] TAZZOLI, Augusto ; KUO, Nai-Kuei ; RINALDI, Matteo ; PAK, Hoklay ; FRY, Dan ; BAIL, Dave ; STEVENS, Daniel ; PIAZZA, Gianluca: A 586 MHz Microcontroller Compensated MEMS Oscillator Based on Ovenized Aluminum Nitride Contour-Mode Resonators. In: *2012 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2012, S. 1055–1058
- [129] TAZZOLI, Augusto ; RINALDI, Matteo ; PIAZZA, Gianluca: Ovenized High Frequency Oscillators Based on Aluminum Nitride Contour-Mode MEMS Resonators. In: *2011 International Electron Devices Meeting Technical Digest*, 2011, S. 20.2.1–20.2.4
- [130] TAZZOLI, Augusto ; RINALDI, Matteo ; PIAZZA, Gianluca: Experimental Investigation of Thermally Induced Nonlinearities in Aluminum Nitride Contour-Mode MEMS Resonators. In: *IEEE Electron Device Letters* 33 (2012), Mai, Nr. 5, S. 724–726. <http://dx.doi.org/10.1109/LED.2012.2188491>. – DOI 10.1109/LED.2012.2188491
- [131] THE MATHWORKS INC.: *MATLAB 2016a*. Online. www.mathworks.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [132] THOMPSON, John Michael T. ; STEWART, Hugh B.: *Nonlinear Dynamics and Chaos*. Second Edition. Chichester, England : John Wiley & Sons, Ltd, 2002
- [133] TIETZE, Ulrich ; SCHENK, Christoph ; GAMM, Eberhard: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. 14., überarbeitete und erweiterte Auflage. Berlin, Deutschland : Springer, 2012
- [134] TIPLER, Paul A. ; MOSCA, Gene: *Physics for Scientists and Engineers*. Fifth Edition. New York City, NY, USA : W. H. Freeman and Company, 2004
- [135] TIPLER, Paul A. ; MOSCA, Gene ; WAGNER, Jenny: *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. 7. deutsche Auflage. Berlin, Heidelberg, Deutschland : Springer Spektrum, 2015
- [136] TSIVIDIS, Yannis ; MCANDREW, Colin: *Operation and Modeling of the MOS Transistor*. Third Edition. New York, NY, USA : Oxford University Press, 2011
- [137] TSUBOUCHI, Kazuo ; MIKOSHIBA, Nobuo: Zero-Temperature-Coefficient SAW Devices on AlN Epitaxial Films. In: *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* SU-32 (1985), September, Nr. 5, S. 634–644. <http://dx.doi.org/10.1109/T-SU.1985.31647>. – DOI 10.1109/T-SU.1985.31647

- [138] TSUBOUCHI, Kazuo ; SUGAI, K. ; MIKOSHIBA, Nobuo: AlN Material Constants Evaluation and SAW Properties on AlN/Al₂O₃ and AlN/Si. In: *1981 Ultrasonics Symposium*, 1981, S. 375–380
- [139] VIELHAUER, Peter: *Lineare Netzwerke*. Berlin, Deutschland : VEB Verlag Technik, 1982
- [140] VIKTOROV, Igor A.: *Rayleigh and Lamb Waves*. New York, NY, USA : Plenum Press, 1967
- [141] VLCEK, Anton ; HARTNAGEL, Hans L.: *Hochfrequenztechnik 2*. 4. Auflage. Berlin, Deutschland : Springer, 1993
- [142] VÖLKLEIN, Friedemann ; ZETTERER, Thomas: *Praxiswissen Mikrosystemtechnik*. 2., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden, Deutschland : Vieweg Praxiswissen, 2006
- [143] WOSCHNI, Eugen-Georg: *Kleines Lexikon der Mikroelektronik*. 5. Auflage. Berlin, Deutschland : Verlag Technik, 1989
- [144] WU, Xiaotie ; ZUO, Chengjie ; ZHANG, Milin ; SPIEGEL, Jan V. ; PIAZZA, Gianluca: A 47 μ W 204 MHz AlN Contour-Mode MEMS based Tunable Oscillator in 65 nm CMOS. In: *2013 IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, 2013, S. 1757–1760
- [145] X-FAB SEMICONDUCTOR FOUNDRIES: *XH018 Modular Analog Mixed HV Technology*. Online. www.xfab.com. – aufgerufen am: 21. Februar 2020
- [146] XINJIAO, Li ; ZECHUAN, Xu ; ZIYOU, He ; HUAZHE, Cao ; WUDA, Su ; ZHONGCAI, Chen ; FENG, Zhou ; ENGUANG, Wang: On the properties of AlN thin films grown by low temperature reactive r.f. sputtering. In: *Thin Solid Films* 139 (1986), Juni, Nr. 2, S. 261–274. [http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090\(86\)90056-8](http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090(86)90056-8). – DOI 10.1016/0040-6090(86)90056-8
- [147] YAO, Takafumi ; HONG, Soon-Ku: *Oxide and Nitride Semiconductors*. Berlin, Germany : Springer, 2009
- [148] ZHANG, Meng ; YANG, Jian ; SI, Chaowei ; HAN, Guowei ; ZHAO, Yongmei ; NING, Jin: Research on the Piezoelectric Properties of AlN Thin Films for MEMS Applications. In: *Micromachines* 6 (2015), September, Nr. 9, S. 1236–1248. <http://dx.doi.org/10.3390/mi6091236>. – DOI 10.3390/mi6091236
- [149] ZHU, Haoshen ; TU, Cheng ; LEE, Joshua E.-Y.: High-Q low impedance UHF-band ALN-ON-SI mems resonators using quasi-symmetrical Lamb wave modes. In: *2016 IEEE 29th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, 2016, S. 970–973
- [150] ZUO, Chengjie ; SINHA, Nipun ; PISANI, Marcelo B. ; PEREZ, Carlos R. ; MAHA-MEED, Rashed ; PIAZZA, Gianluca: Channel-Select RF MEMS Filters Based On Self-Coupled AlN Contour-Mode Piezoelectric Resonators. In: *2007 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2007, S. 1156–1159

- [151] ZUO, Chengjie ; SINHA, Nipun ; SPIEGEL, Jan V. ; PIAZZA, Gianluca: Multi-Frequency Pierce Oscillators Based On Piezoelectric AlN Contour-Mode MEMS Resonators. In: *Proceedings of the 2008 IEEE International Frequency Control Symposium*, 2008, S. 402–407
- [152] ZUO, Chengjie ; SPIEGEL, Jan V. ; PIAZZA, Gianluca: 1.05-GHz CMOS Oscillator Based on Lateral-Field-Excited Piezoelectric AlN Contour-Mode MEMS Resonators. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, Frequency Control* 57 (2010), Januar, Nr. 1, S. 82–87. <http://dx.doi.org/10.1109/TUFFC.1382>. – DOI 10.1109/TUFFC.1382
- [153] ZUO, Chengjie ; SPIEGEL, Jan V. ; PIAZZA, Gianluca: 1.5-GHz CMOS Voltage-Controlled Oscillator Based On Thickness-Field-Excited Piezoelectric AlN Contour-Mode MEMS Resonators. In: *IEEE Custom Integrated Circuits Conference 2010*, 2010
- [154] ZUO, Chengjie ; SPIEGEL, Jan V. ; PIAZZA, Gianluca: Dual-Mode Resonator and Switchless Reconfigurable Oscillator Based on Piezoelectric AlN MEMS Technology. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 58 (2011), Oktober, Nr. 10, S. 3599–3603. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2011.2162413>. – DOI 10.1109/TED.2011.2162413

Abkürzungsverzeichnis

Ag	Silber
AgPd	Silber-Palladium
Al	Aluminium
AlN	Aluminiumnitrid
Au	Gold
BAW	Bulk Acoustic Wave
BvD	Butterworth-van-Dyke
CityU	City University of Hong Kong
CMOS	Complementary Metal-Oxide Semiconductor
CVD	Chemical Vapour Deposition
DA	Differential Amplifier
DC	Direct Current
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DGL	Differentialgleichung
DRIE	Deep Reactive-Ion Etching
EVM	Error-Vector Magnitude
FBAR	Thin-Film Bulk Acoustic Resonator
FEM	Finite-Elemente-Methode
FFO	Festfrequenzoszillator
FoM	Figure-of-Merit
FPGA	Field-Programmable Gate Array
GSG	Ground-Signal-Ground
HB	Harmonic Balance
HF	Hochfrequenz
ISF	impulse sensitivity function
LNA	Low-Noise Amplifier
LO	Lokaloszillator
LTCC	Low-temperature Co-fired Ceramic
LTE	Long-Term Evolution
MEMS	Mikroelektromechanische Systeme
MFO	Mehrfrequenzoszillator
Mo	Molybdän
MOS	Metal-Oxide Semiconductor
MUSIK	Multiphysikalische Synthese und Integration komplexer Hochfrequenz-Schaltungen
PLL	Phase-Locked Loop
PRIMOS	Piezoelektrische Resonatoren aus integrierbaren MEMS für HF-Referenz-Oszillator-Anwendungen
PVD	Physical Vapour Deposition
REF	Referenzoszillator
RIE	Reactive-Ion Etching
SAW	Surface Acoustic Wave
Si	Silizium
SiCer	Silizium-Keramik
SiO ₂	Siliziumdioxid
SMD	Surface-Mounted Device
SOLT	Short-Open-Load-Through

<i>TCE</i>	Temperaturkoeffizient des Elastizitätsmoduls
<i>TCF</i>	Temperaturkoeffizient der Frequenz
<i>TSV</i>	Through-Silicon Via
<i>WLAN</i>	Wireless Local Area Network
<i>ZF</i>	Zwischenfrequenz

Anhang

1 Physikalische Konstanten der verwendeten Werkstoffe

Der wichtigste im Resonator verwendete Werkstoff ist AlN. Wie schon erwähnt, lässt sich der Elastizitätsmodul aus der Inversen c_{kl}^E -Matrix errechnen. Die gesamte c_{kl}^E -Matrix von AlN ergibt sich laut [14, 147] zu:

$$c_{kl}^E = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (C_{11} - C_{12})/2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Ein Datensatz der c_{kl}^E -Matrix, welcher sich gut in Messergebnisse von Resonatorstrukturen eingliedert, stammt von [15, 35] und wurde entsprechend den Messergebnissen von Resonatorstrukturen angepasst:

$$c_{kl}^E = \begin{pmatrix} 400 & 125 & 120 & 0 & 0 & 0 \\ 125 & 400 & 120 & 0 & 0 & 0 \\ 120 & 120 & 440 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 118 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 118 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 137,5 \end{pmatrix} \text{ GPa}. \quad (2)$$

Der Elastizitätsmodul lautet für die gegebene c_{kl}^E -Matrix $E_Y = 1 / [(c_{kl}^E)^{-1}]_{11} = 344 \text{ GPa}$.

Für die piezoelektrischen Koeffizienten wird in der Literatur häufig die Auflistung von e_{il} bzw. e_{jk} gegeben, so beispielsweise in [15, 35, 64, 138, 146]. Die Matrix der piezoelektrischen Konstanten ergibt sich folglich zu:

$$e_{il} = e_{jk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ C/m}^2 \quad (3)$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -0,48 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,48 & 0 & 0 \\ -0,58 & -0,58 & 1,55 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ C/m}^2.$$

Daraus lässt sich nach [54] die Matrix der piezoelektrischen Koeffizienten d_{jl} bzw. d_{ik} errechnen.

nen:

$$d_{ji} = d_{ik} = e_{jk} \cdot (c_{kl}^E)^{-1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ pm/V} \quad (4)$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -4,068 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -4,068 & 0 & 0 \\ -2,182 & -2,182 & 4,713 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ pm/V.}$$

Die berechneten und gemessenen Materialwerte für AlN passen sich gut in die einschlägigen Literaturwerte ein. Der Vergleich von bisherigen Veröffentlichungen zu den in *MUSIK* und Vorgängerprojekten gemessenen und errechneten Materialgrößen ist in Tabelle 1 zu finden.

Auf Basis dieser Auflistung, eigenen Messungen und der analytischen Modellierung werden

Tabelle 1: Physikalische Konstanten von AlN von verschiedenen Autoren

Parameter	Wert	Einheit	Quelle
Elastizitätsmodul E_Y	330		[4]
	300–310		[9]
	308		[21]
	310		[23]
	308	GPa	[38]
	345		[64]
	300–310		[69]
	220–315		eigene Messungen
344		Berechnung aus der c_{kl}^E -Matrix	
Massendichte ρ	3260		[4]
	3250		[21]
	3240		[23]
	3260	kg/m ³	[64]
	3260		[146]
	3230		eigene Messungen
relative Permittivität ϵ_{r33}^S	9		[4]
	10		[9]
	8–9,1	As/Vm	[21]
	8,6		[23]
	10		[69]
	8,8–10,9		[146]
piezo. Konstante d_{31}	–2		[49]
	–1,9		[114]
	–2,7813	pm/V	[148]
	–2,182		Berechnung aus der c_{kl}^E -Matrix

folgende Werte für die Konstanten von AlN genutzt:

$$\begin{aligned}
 E_Y &= 344 \text{ GPa} \\
 \rho &= 3260 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \\
 \varepsilon_{r33} &= 8,5 \\
 \varepsilon_0 &= 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}} \\
 d_{31} &= -2,182 \frac{\text{pm}}{\text{V}}
 \end{aligned} \tag{5}$$

Damit ergibt sich der maximale Koppelfaktor k_t^2 zu:

$$k_t^2 = \frac{d_{31}^2 E_Y}{\varepsilon_3} \approx 0,0218 \hat{=} 2,18 \% \tag{6}$$

Weiterhin werden im Resonator auch Aluminium und Molybdän als Elektroden zur elektrischen Kontaktierung genutzt. Beide Materialien sind isotrop, weisen also keine Richtungsabhängigkeit auf und besitzen daher einen linearen Elastizitätsmodul. Die benötigten Stoffkonstanten E_Y und ρ sind Tabelle 2 zu entnehmen [15, 13]. E_{Al} ist dabei aus der c_{ki}^E -Matrix errechnet worden, da hierbei für die einzelnen Elemente Temperaturkoeffizienten vorliegen.

Tabelle 2: Physikalische Konstanten von Aluminium [15] und Molybdän [13]

Parameter	Al	Mo	Einheit	Quelle
E_Y	70	330	GPa	[15, 13]
ρ	2700	10220	kg/m ³	[15, 13]

Anhand von (2.26) und (2.27) werden $E_{\text{äqu}}$ und $\rho_{\text{äqu}}$ des Schichtenstapels des Resonators bei Raumtemperatur ohne Temperaturkompensation wie folgt errechnet:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{äqu}} &= \frac{1}{t_{\text{ges}}} \sum_{n=1}^4 E_n \cdot t_n \approx 330 \text{ GPa} \\
 \rho_{\text{äqu}} &= \frac{1}{t_{\text{ges}}} \sum_{n=1}^4 \rho_n \cdot t_n \approx 3533 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}
 \end{aligned} \tag{7}$$

Die Phasengeschwindigkeit des Schichtenstapels ergibt sich damit zu:

$$c = \sqrt{\frac{E_{\text{äqu}}}{\rho_{\text{äqu}}}} \approx 9658 \frac{\text{m}}{\text{s}} \tag{8}$$

2 Temperaturabhängige Materialeigenschaften

Der folgende Abschnitt beschreibt die temperaturabhängigen Materialeigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten MEMS-Resonatoren. Während die Koeffizienten für die thermische Ausdehnung sowie die Temperaturkoeffizienten des Elastizitätsmoduls für Aluminium und Molybdän weitestgehend erforscht und veröffentlicht sind, existieren immer noch sehr unterschiedliche Werte für die thermische Abhängigkeit von E_Y von AlN. Tabelle 3 zeigt eine Sammlung aus verschiedenen Veröffentlichungen.

Tabelle 3: Temperaturkoeffizienten der Elastizitätsmatrix von AlN in ppm/K

$T_{C_{11}}$	$T_{C_{12}}$	$T_{C_{13}}$	$T_{C_{33}}$	$T_{C_{44}}$	$T_{C_{66}}$	Quelle
-37	-1,8	-1,8	-65	-50	-57	[15]
-10,65	-11,67	-11,22	-11,13	-10,82	-10,80	[93]
80	180	160	100	50	—	[137]

Dabei ist ein deutlicher Unterschied der verschiedenen Zahlenwerte zu verzeichnen, sowohl im Absolutwert als auch im Vorzeichen. Der passende Datensatz, welcher mit eigenen Messungen übereinstimmt, ist der von [15]. Mit (2.26) ist es möglich, einen äquivalenten Temperaturkoeffizienten von -52 ppm/K ermitteln.

Für den Elastizitätsmodul von Molybdän sind in der Literatur Betrachtungen zu finden, deren formaler Ausdruck von der Darstellung als exponentieller Form, wie sie hier verwendet wird, abweicht. Daher sei im Folgenden gezeigt, wie die Temperaturkoeffizienten des Elastizitätsmoduls von Molybdän ermittelt werden. Aus [26] erhält man:

$$\begin{aligned}
 E_{Y,Mo}(T) &= 312 \text{ GPa} - 4,18 \cdot 10^{-2} \frac{\text{GPa}}{^\circ\text{C}} \cdot T \\
 &= 312 \text{ GPa} - 4,18 \cdot 10^{-2} \frac{\text{GPa}}{^\circ\text{C}} \cdot (23^\circ\text{C} + \Delta T) \\
 &= 311 \text{ GPa} \cdot \left(1 - 1,34 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{K}} \cdot \Delta T \right) \\
 &\approx 311 \text{ GPa} \cdot e^{-1,34 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{K}} \cdot \Delta T}
 \end{aligned} \tag{9}$$

Wichtig ist aus dieser Betrachtung nur der Temperaturkoeffizient des Elastizitätsmoduls von -134 ppm/K und nicht der Absolutbetrag, da für diesen in Tabellenwerken, beispielsweise [13], verlässlichere Angaben veröffentlicht sind. Die Abweichung der exponentiellen Näherung vom veröffentlichten Kurvenverlauf liegt hierbei im betrachteten Temperaturintervall von -35 °C bis 85 °C unter 1 %.

Der Temperaturkoeffizient des Elastizitätsmoduls von Aluminium kann aus veröffentlichten Messwerten nach [15] errechnet werden. Die sich ergebende Messkurve des Elastizitätsmoduls in Abhängigkeit von der Temperatur ist dabei so beschaffen, dass sie mit einer Abweichung von unter 1 % im betrachteten Temperaturintervall mit einer e -Funktion angenähert werden kann. Die Approximation geschieht dabei bei der Referenztemperatur. Auf Basis der Werte von [15] ergibt sich ein Temperaturkoeffizient des Elastizitätsmoduls von Aluminium von -1082 ppm/K.

Final sind in Tabelle 4 die thermischen Koeffizienten für die Ausdehnung α_1 und α_3 sowie der Volumenausdehnungskoeffizient β und die mit Resonatormessungen abgestimmtem Temperaturkoeffizienten der Elastizitätsmoduln aus der Literatur gelistet [123]. Dabei ist zu

Tabelle 4: Thermische Abhängigkeiten physikalischer Konstanten von AlN, Aluminium und Molybdän

Parameter	AlN	Al	Mo	äquivalenter Wert	Einheit	Quelle
α_1	5,27	23,9	5,2	5,77	ppm/K	[13]
α_3	4,15	23,9	5,2	5,14	ppm/K	[13]
β	14,69	71,7	15,6	16,68	ppm/K	[13]
<i>TCE</i>	-52	-1082	-134	-61,4	ppm/K	[15, 26]

beachten, dass sich der Koeffizient α_3 als gewichteter Mittelwert der einzelnen linearen Ausdehnungskoeffizienten dank der linearen Schreibweise in (2.56) wie folgt ermitteln lässt [123]:

$$\alpha_{3,\text{äqu}} = \frac{1}{t_{\text{ges}}} \sum_{n=1}^4 \alpha_{3,n} \cdot t_n. \quad (10)$$

Aus der Berechnung der äquivalenten Dichte und des äquivalenten Elastizitätsmoduls erfolgt die Extraktion der äquivalenten Temperaturkoeffizienten der beiden physikalischen Größen. β ist dabei der negative Temperaturkoeffizient der Dichte. Die Berechnung des äquivalenten Wertes von α_1 erfolgt aus den äquivalenten β und α_3 durch Subtraktion und anschließender Halbierung.

3 Materialparameter der technologischen Temperaturkompensation

Als technologische Variante der Temperaturkompensation kann eine Lage SiO₂ der Dicke 2,8 μm in den Resonator mit eingebracht werden. Aus diesem Grund ist es notwendig, den Einfluss der zusätzlichen Schicht im Resonatorkörper zu untersuchen. In Tabelle 5 sind die verwendeten Materialparameter für die Absolutwerte und Temperaturkoeffizienten von SiO₂ und die äquivalenten Werte für den temperaturkompensierten Resonator gelistet [15].

Tabelle 5: Materialparameter von SiO₂ und die resultierenden äquivalenten Parameter des Resonators

Parameter	SiO ₂	äquivalenter Wert	Einheit	Quelle
E_Y	73	183	GPa	[15]
ρ	2200	2771	kg/m ³	[15]
α_1	0,55	3,40	ppm/K	[15]
α_3	0,55	2,52	ppm/K	[15]
β	1,65	9,32	ppm/K	[15]
<i>TCE</i>	192	-2,10	ppm/K	[15]

Der *TCF* ergibt sich damit laut (2.58) zu 0,21 ppm/K, was einer Gesamtabweichung über den Temperaturbereich zwischen -35 °C und 85 °C von 25,2 ppm entspricht.

4 Umrechnung von S-Parametern auf Y-Parameter

Die Umrechnung von S-Parametern auf Y-Parameter wird benötigt, um von der gemessenen Streumatrix S auf die auswertbare und auf die Ersatzschaltbildparameter abbildbare Admittanzmatrix Y zu schließen. Die Berechnung stützt sich dabei auf die Gleichung nach [139]:

$$S = (E - Y/Y_0)(E + Y/Y_0)^{-1}. \quad (11)$$

Durch geeignete Umformung lässt sich die Gleichung nach Y auflösen:

$$Y = Y_0(E + S)^{-1}(E - S). \quad (12)$$

Für eine Zweitormessung ergibt sich für $(E + S)^{-1}$:

$$(E + S)^{-1} = \frac{1}{(s_{11} + 1)(s_{22} + 1) - s_{12}s_{21}} \begin{pmatrix} s_{22} + 1 & -s_{12} \\ -s_{21} & s_{11} + 1 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Kürzt man den Nenner des vorangestellten Bruches mit D ab und berechnet anschließend die Admittanzmatrix, so erhält man die Matrixelemente von Y zu:

$$\begin{aligned} y_{11} &= \frac{Y_0}{D} [(1 - s_{11})(1 + s_{22}) + s_{12}s_{21}], \\ y_{12} &= \frac{Y_0}{D} (-2s_{12}), \\ y_{21} &= \frac{Y_0}{D} (-2s_{21}), \\ y_{22} &= \frac{Y_0}{D} [(1 + s_{11})(1 - s_{22}) + s_{12}s_{21}]. \end{aligned} \quad (14)$$

5 MU1501: Restliche Schaltbilder, Dimensionierung, Chipfotografie

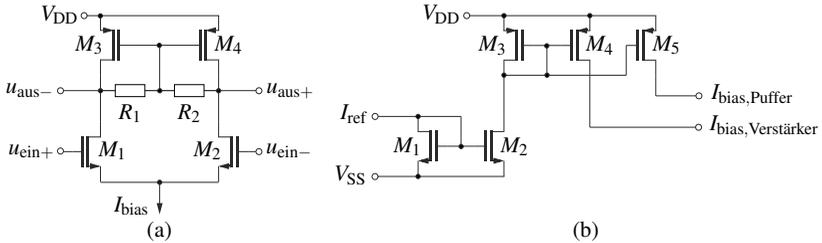


Abbildung 1: (a) Schaltbild des Differenzverstärkers, bestehend aus dem Differenzpärchen M_1, M_2 [6], der als hochohmigen Diode geschalteten Last M_3, M_4 sowie den beiden Arbeitspunkt-widerständen R_1, R_2 [6, 94, 125]. (b) Schaltbild der Stromspiegelschaltung, unterteilt in Eingangsstufe (M_1, M_2) mit $I_{\text{ref}} = 100 \mu\text{A}$ und Stromspiegelbank (M_3, M_4, M_5) zur Erzeugung von $500 \mu\text{A}$ und zur Verteilung auf den Verstärker und den Puffer [125].

Tabelle 6: Dimensionierung des Schaltkreises MU1501

Teilschaltung	Bauelement	Dimensionierung	Einheit
Verstärker	M_1	264/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$
	M_2	16/1	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$
	M_3	128/1	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$
	R_1	2	$\text{k}\Omega$
	R_2	4,4	$\text{k}\Omega$
	C_1	300	fF
Differentieller Puffer	M_1	8/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$
	M_2	6/1	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$
	M_3	1/5	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$
	$M_4, M_5, M_6, M_7, M_9, M_{11}$	24/1	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$
	M_8, M_{10}	64/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$
	R_1, R_2	1,77	$\text{k}\Omega$
	R_3, R_4	10	$\text{k}\Omega$
	C_1, C_4, C_5	920	fF
	C_2	29,9	fF
C_3	3,45	pF	
Differenzverstärker	M_1, M_2	15/300	$\mu\text{m}/\text{nm}$
	M_3, M_4	10/300	$\mu\text{m}/\text{nm}$
	R_1, R_2	6	$\text{k}\Omega$
Stromspiegelschaltung	M_1, M_2, M_3	8/1	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$
	M_4, M_5	40/1	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$
Serienausgangswiderstand	R_1	40	Ω

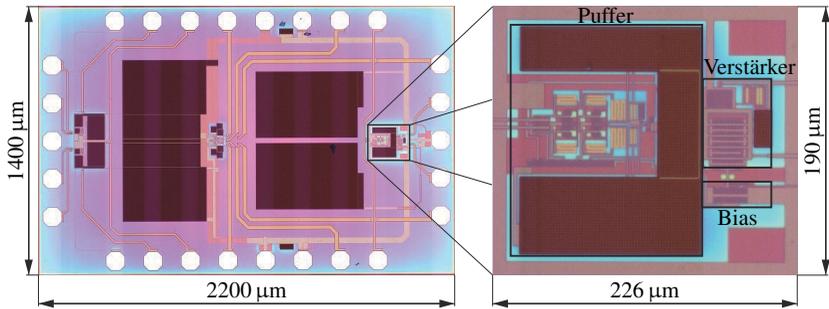


Abbildung 2: Chipfotografie des MU1501 (links) mit vergrößerter Ansicht des Oszillatorteils (rechts) [116, 125]. Die Abbildung enthält weiterhin die geometrischen Dimensionen der CMOS-Schaltung sowie die Hervorhebung der Schaltungsteile: Verstärker, Puffer, Bias.

6 MU1601: Restliche Schaltbilder, Dimensionierung, Chipfotografie

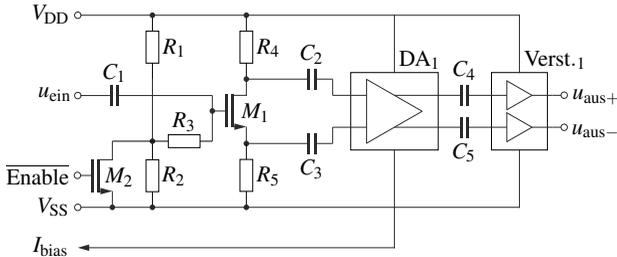


Abbildung 3: Schaltbild des Verstärkers im Frequenzverdoppler. Der Transistor M_1 wird in Source- und Drain-Schaltung betrieben und stellt durch die symmetrische Belastung aus R_4 und R_5 zwei um 180° phasenverschobene Spannungen bereit. Diese werden dann im Differenzverstärker DA_1 , dargestellt in Abbildung 5a, welcher mit dem Strom I_{bias} versorgt wird, und mit einer zusätzlichen Verstärkerstufe Verst._1 , gezeigt in Abbildung 5b, verstärkt. Mit dem $\overline{\text{Enable}}$ -Signal kann die Verstärkerschaltung eingangsseitig abgeschaltet werden. Alle anderen Bauelemente stellen den Arbeitspunkt ein.

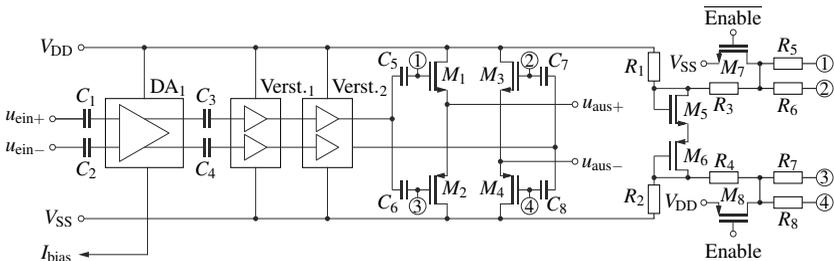


Abbildung 4: Schaltbild des Puffers im Frequenzverdoppler, bestehend aus einem mit dem Strom I_{bias} versorgten Differenzverstärker DA_1 und zwei zusätzlichen Verstärkerstufen Verst._1 , Verst._2 , dargestellt in Abbildung 5a und b. Die komplementären Drain-Endstufen (M_1 , M_2 , M_3 , M_4) versorgen $50\ \Omega$ -Lasten mit 0 dBm. Der Puffer kann mit den Signalen Enable und $\overline{\text{Enable}}$ hochohmig geschaltet werden. Alle anderen Bauelemente stellen den Arbeitspunkt ein.

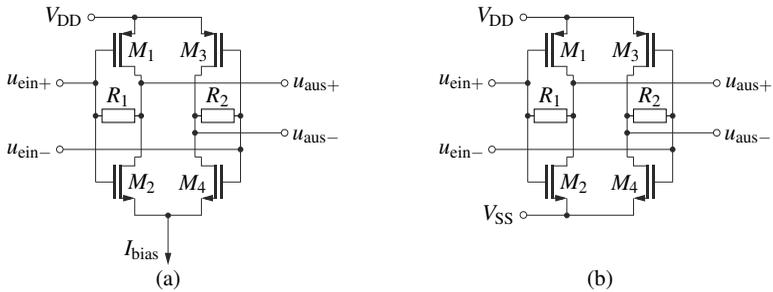


Abbildung 5: (a) Schaltbild des mit Invertern (M_1, M_2, M_3, M_4) ausgeführten Differenzverstärkers, der mit dem Strom I_{bias} versorgt wird. (b) Schaltbild des differentiellen Inverters (M_1, M_2, M_3, M_4). Bei beiden Schaltungen stellen die Widerstände R_1 und R_2 den Arbeitspunkt ein.

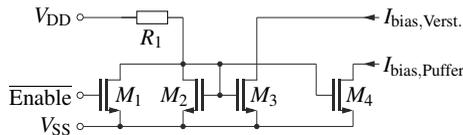


Abbildung 6: Schaltbild des Stromspiegels im Frequenzverdoppler. Über die Eingangsstufe R_1, M_2 wird ein Referenzstrom gebildet, der über die Stromquellen M_3 und M_4 an den Verstärker und den Puffer im Frequenzverdoppler weitergeleitet wird. Über das Enable-Signal und M_1 lässt sich die Stromspiegelbank und damit die Versorgung des Verstärkers und Puffers abschalten.

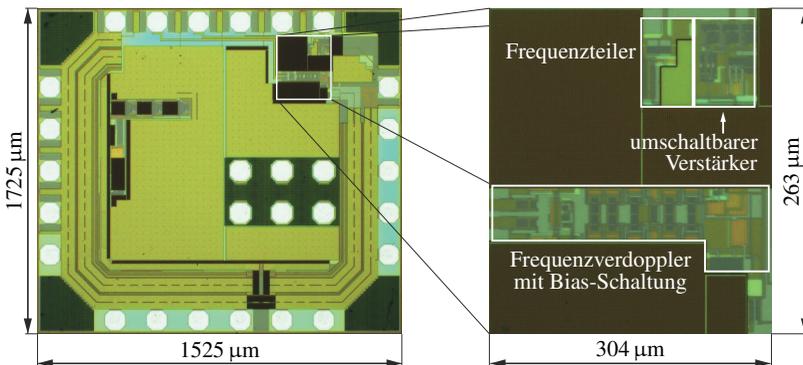


Abbildung 7: Chipfotografie des MU1601 (links) mit vergrößerter Ansicht des Oszillatorteils (rechts). Die Abbildung enthält weiterhin die geometrischen Dimensionen der CMOS-Schaltung sowie die Hervorhebung der Schaltungsteile: umschaltbarer Verstärker, Frequenzverdoppler und -Teiler.

Tabelle 7: Dimensionierung des Schaltkreises MU1601

Teilschaltung	Bauelement	Dimensionierung	Einheit	
Umschaltbarer Verstärker	M_1, M_4	10/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_2, M_5	100/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_3, M_6	50/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_7, M_9	64/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_8, M_{10}	32/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_{11}	80/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_{12}	40/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_{13}	24/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_{14}	48/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	R_1	2	$\text{k}\Omega$	
	R_2, R_3	650	Ω	
	Frequenzverdoppler	M_1, M_2	54/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$
		R_1, R_2	1	$\text{k}\Omega$
	Verstärker im Frequenzverdoppler	M_1	15/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$
M_2		20/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
R_1		8	$\text{k}\Omega$	
R_2		20	$\text{k}\Omega$	
R_3		2	$\text{k}\Omega$	
R_4, R_5		650	Ω	
C_1		2,77	pF	
C_2, C_3		1,14	pF	
C_4, C_5	1,5	pF		
Puffer im Frequenzverdoppler	M_1, M_3	50/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_2, M_4	100/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_5, M_7	10/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_6, M_8	20/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	R_1, R_2	520	Ω	
	R_3, R_4	3	$\text{k}\Omega$	
	R_5, R_6, R_7, R_8	6	$\text{k}\Omega$	
	C_1, C_2	1,5	pF	
	C_3, C_4	1,84	pF	
C_5, C_6, C_7, C_8	920	fF		
Differenzverstärker (DA) und Verstärker (Verst.) im Frequenzverdoppler	M_1, M_3	80/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_2, M_4	40/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	R_1, R_2	2	$\text{k}\Omega$	
Biasschaltung des Frequenzverdopplers	M_1	50/1	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$	
	M_2	25/1	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$	
	M_3, M_4	125/1	$\mu\text{m}/\mu\text{m}$	
	R_1	5,5	$\text{k}\Omega$	
Frequenzteiler	M_1	96/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	M_2	48/180	$\mu\text{m}/\text{nm}$	
	R_1	3,5	$\text{k}\Omega$	
	C_1	1,2	pF	

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

1. Dipl.-Ing. Uwe Stehr (TU Ilmenau, Fachgebiet Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik): Unterstützung beim Layout der LTCC-Schaltungsträger für die beiden hybrid-integrierten MEMS-Oszillatoren mit dem MU1501
2. Dipl.-Ing. (FH) Jacek Nowak (TU Ilmenau, Fachgebiet Elektronische Schaltungen und Systeme): Toplevel-Layout der Schaltkreise MU1501 und MU1601

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder anderer Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich bin darauf hingewiesen worden, dass die Unrichtigkeit der vorstehenden Erklärung als Täuschungsversuch bewertet wird und gemäß § 7 Abs. 10 der Promotionsordnung den Abbruch des Promotionsverfahrens zur Folge hat.

Kronach, den 21. Februar 2020

Johannes Stegner

