

Untersuchungen abstimmbarer Mikrowellenfilter für Hochfrequenzanwendungen

Dissertation

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



der Technischen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von

Fynn Lasse Kamrath

aus Kiel

Kiel 2025

1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Michael Höft
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Rolf Jakoby

Datum der mündlichen Prüfung: 23. April 2025

Danksagung

Mein ausdrücklicher Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Michael Höft für die vielseitige Unterstützung während meiner Arbeit am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik. Die während meiner Promotionszeit gesammelten Erfahrungen am Lehrstuhl waren für mich fachlich wie persönlich äußerst bereichernd und werden mich auf meinem weiteren Weg nachhaltig begleiten. Ebenso bedanke ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Rolf Jakoby von der Technischen Universität Darmstadt für die Anfertigung des Zweitgutachtens.

Mein besonderer Dank gilt meinen Kollegen und Freunden Dr.-Ing. Daniel Miek, Patrick Boe, Kennet Braasch und Daniel Bruhn. Die anregenden Diskussionen sowie die gegenseitige Unterstützung habe ich sehr geschätzt und haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ebenfalls möchte ich Dr.-Ing. Chad Bartlett sowie Dr.-Ing. Abdulrahman Widaa danken, welche ebenfalls im Bereich der Mikrowellenfilter tätig waren. Ein großer Dank geht auch an Sebastian Simmich vom Lehrstuhl Vernetzte Elektronische Systeme für die vielen gemeinsamen Kaffeepausen und Gespräche, die das Studium und die Promotionszeit begleitet haben.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitgliedern des Lehrstuhls für Hochfrequenztechnik bedanken: Florian Stern, Henrik Wolfram, Dr.-Ing. Mevlüt Yalaz, Dr.-Ing. Frank Daschner, Dr.-Ing. Alexander Teplyuk und Wolfgang Taute. Besonderer Dank gilt Melanie Bork für die Unterstützung bei organisatorischen Aufgaben.

Großer Dank gilt dem Team der zentralen Werkstatt der technischen Fakultät für die ausgezeichnete Fertigung der Mikrowellenfilter. Insbesondere bedanke ich mich bei dem Leiter der feinmechanischen Werkstatt, Matthias Burmeister, für die Unterstützung bei der Erstellung der technischen Zeichnungen und die gute Kommunikation.

Ebenso möchte ich mich für die hervorragende Kooperation mit dem Institut für Mikrowellentechnik und Photonik der Technischen Universität Darmstadt bedanken. Mein besonderer Dank gilt Dr.-Ing. Ersin Polat für die gute Zusammenarbeit sowie die konstruktiven Diskussionen um die Entwicklung der Flüssigkristallfilter. Ebenso bedanke ich mich bei Dr.-Ing. Christian Schuster sowie Prof. Dr.-Ing. Holger Maune, die diese Entwicklung maßgeblich unterstützt haben.

Abschließend bedanke ich mich bei Freunden und Familie für die gesamte Unterstützung, während meiner Promotionszeit.

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Synthese und Realisierung von abstimmbaren Mikrowellenfilter untersucht. Rekonfigurierbare Mikrowellenfilter können in zukünftigen Hochfrequenzanwendungen wie Mobilfunk oder Satellitenkommunikation eingesetzt werden und gelten als Schlüsselkomponenten für eine effiziente Datenübertragung. Im Allgemeinen lässt sich durch eine variable Anpassung der Mittenfrequenz oder Bandbreite das Frequenzspektrum effizienter nutzen. Weiterhin ist eine Reduktion von Masse und Volumen im Vergleich zu konventionell eingesetzten Filterbänken möglich.

In dieser Arbeit werden unterschiedliche abstimmbare Mikrowellenfilter präsentiert, die jeweiligen Abstimmelemente analysiert sowie die Übertragungscharakteristik thematisiert. Als Erstes werden drei Filter präsentiert, in denen Flüssigkristall als zentrales Abstimmelement zum Einsatz kommt. Hierfür wird die Anisotropie der Flüssigkristallmoleküle ausgenutzt, um die relative Permittivität zu verändern. Die Umorientierung der Moleküle wird durch externe elektrische und magnetische Felder erreicht. Durch die Integration von Flüssigkristall in Haupt- und Koppelresonatoren, kann durch Änderung einer Biasspannung die Bandbreite oder Mittenfrequenz variable verändert werden. Die Mittenfrequenz der drei Flüssigkristall-Filter liegt bei 30 GHz.

Anschließend werden drei verschiedene Hohlleiterfilter präsentiert, welche ebenfalls die Koppelresonatortechnik nutzen. Es werden unterschiedliche Entwürfe im W-Band, X-Band und Ku-Band vorgestellt. Hierbei kommen Kurzschlusschieber und Abstellschrauben zur Variation der Resonanzfrequenzen zum Einsatz. Weiterhin thematisiert dieses Kapitel die Verwendung der konventionellen Methoden zur Erzeugung von Übertragungsnullstellen zusammen mit Koppelresonatoren und die damit verbundenen Herausforderungen.

Daraufhin werden zwei abstimmbare Koaxialresonatorfilter analysiert, welche in der Höhe verstellbare Innenleiter aufweisen. Durch weitere Abstellschrauben oder durch Rotation von T-förmigen Innenleitern werden Abstimmeffekte realisiert. Die Mittenfrequenz der beiden Filter liegt bei ca. 2 GHz.

Zum Schluss erfolgt eine Beurteilung der präsentierten Arbeit sowie ein Ausblick auf mögliche Forschungsthemen im Bereich der abstimmbaren Mikrowellenfilter.

Abstract

In this thesis, the synthesis and realization of reconfigurable microwave filters is investigated. Reconfigurable microwave filters are essential components in future radio frequency applications such as mobile and satellite communications and are required for efficient data transfer. In general, the frequency spectrum can be used more efficiently by adjusting the center frequency or bandwidth of microwave filters. Furthermore, a significant reduction of mass and volume can be achieved in comparison to filter banks.

This thesis presents different tunable microwave filters, analyzes the tuning elements and discusses their transmission characteristics.

First, three filters are presented in which liquid crystal is used as the central tuning element. For this purpose, the anisotropy of the liquid crystal molecules is utilised to change the relative permittivity. The reorientation of the molecules is achieved by external electric and magnetic fields. By integrating liquid crystal into main and coupling resonators, the bandwidth or center frequency can be varied by changing a bias voltage. The center frequency of the three liquid crystal filters is 30 GHz.

Afterwards, three different waveguide filters are presented which are utilizing the coupling resonator technique as well. Different designs are demonstrated in the W-band, X-band and in the Ku-band. The change in the resonance frequency is achieved by the means of sliding shorts and tuning screws. This chapter also discusses the use of conventional methods for generating transmission zeros together with coupling resonators and the associated challenges.

Next, two reconfigurable coaxial resonator filters with height-adjustable inner conductors are analyzed. Tuning effects are realized by additional tuning screws or by rotating T-shaped inner conductors. The center frequency of the two filters is around 2 GHz.

Finally, an assessment of the thesis is presented and an outlook on possible research topics in the field of tunable microwave filters is given.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Dissertation mit dem Titel

Untersuchungen abstimmbarer Mikrowellenfilter für Hochfrequenzanwendungen

nach Inhalt und Form meine eigene Arbeit ist und von mir selbst verfasst wurde. Dabei stand mir mein Betreuer Herr Prof. Dr.-Ing. Michael Höft beratend zur Seite. Die Arbeit war weder in Teilen noch im Ganzen Bestandteil eines früheren Prüfungsverfahrens und ist an keiner anderen Stelle zur Prüfung eingereicht. Ein akademischer Grad wurde mir ebenfalls nicht aberkannt. Der Inhalt der Arbeit wurde in Teilen bereits in meinen wissenschaftlichen Publikationen veröffentlicht. Dies ist in der Arbeit entsprechend vermerkt. Die Arbeit ist nach bestem Wissen und Gewissen konform mit den Regeln guter wissenschaftlicher Praxis, welche durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft festgelegt sind.

Nürnberg, 20. Januar 2025

Ort, Datum

Fynn Lasse Kamrath

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Struktur und Aufbau der Arbeit	3
2 Grundlagen	4
2.1 Tiefpass-Prototyp	4
2.1.1 Ideales Tiefpassfilter	5
2.1.2 Charakteristische Polynome	6
2.1.3 Butterworthprototyp	7
2.1.4 Tschebyscheffprototyp	8
2.1.5 Verallgemeinerte Tschebyscheffprototyp	10
2.2 Prototypen-Netzwerke	12
2.3 Frequenztransformation	13
2.4 Unbelastete Güte	15
2.5 Impedanz- und Admittanzinverter	17
2.6 Koppelfaktoren	21
2.7 Externe Güte	24
2.8 Koppelmatrix	25
2.8.1 Allgemeine Koppelmatrix	25
2.8.2 Erweiterte Koppelmatrix	26
2.8.3 Synthese der erweiterten Koppelmatrix	27
2.9 Koppelmatrixextraktion	32
2.10 Anwendungsbeispiel für ein Filter vierter Ordnung	35
2.10.1 Koppelmatrix	36
2.10.2 Resonatordimensionen	37
2.10.3 Interresonatorkopplung	38
2.10.4 Externe Güte	40
2.10.5 Direkte Verbindung von Quell- zu Lasttor	41
2.10.6 Simulation des gesamten Filters	42
2.11 Variationsmöglichkeiten der Resonanzfrequenz und Koppelstärke	42
2.11.1 Mechanische Abstimmelemente	43
2.11.2 Koppelresonatoren	45

2.12 Flüssigkristall	48
2.12.1 Molekülordnung	48
2.12.2 Anisotropische Eigenschaften	50
2.12.3 Elektromagnetische Wechselwirkung	50
3 Abstimmbare Filter auf Basis von Flüssigkristallen	53
3.1 Hohlleiterfilter mit Flüssigkristallkavitäten	54
3.1.1 Filterspezifikationen	54
3.1.2 Resonatorenentwurf	54
3.1.3 Abstimmbarkeit	56
3.1.4 Filterentwurf	58
3.1.5 Elektrodenentwurf	60
3.1.6 Fertigung und Messergebnisse	65
3.2 Groove-Gap-Filter mit verbessertem Elektroden-Design	70
3.2.1 Groove-Gap-Technologie	71
3.2.2 Filterentwurf	71
3.2.3 Entwicklung der hybride Flüssigkristallsteuerung	75
3.2.4 Fertigung und Messergebnisse	77
3.3 Groove-Gap-Filter mit Übertragungsnullstelle	80
3.3.1 Realisierung der Übertragungsnullstelle	80
3.3.2 Filterentwurf	81
3.3.3 Fertigung und Messergebnisse	82
3.4 Zusammenfassung	84
4 Abstimmbare Filter in Hohlleiter-Technologie	87
4.1 Abstimmbares Hohlleiterfilter im W-Band	87
4.1.1 Filterspezifikationen	88
4.1.2 Resonatoraufbau mit Kurzschlusschieber	88
4.1.3 Simulationsergebnisse	90
4.1.4 Resonatoranalyse	92
4.1.5 Fertigung und Messergebnisse	93
4.2 Hohlleiterfilter mit Koppelresonatoren in Triplet-Konfiguration	96
4.2.1 Triplet-Konfiguration	96
4.2.2 Filterentwurf	98
4.2.3 Fertigung und Messergebnisse	99
4.3 Hohlleiterfilter mit Koppelresonatoren und Extracted-Pole-Segment	102
4.3.1 Extracted-Pole-Segment	103
4.3.2 Filterentwurf	104
4.3.3 Fertigung und Messergebnisse	105
4.4 Zusammenfassung	107

5 Abstimmbare Koaxialresonatorfilter	110
5.1 Koaxialresonatorfilter mit asymmetrischen Innenleitern	111
5.1.1 Abstimmmechanismus	111
5.1.2 Analyse des Abstimmefekts und Filterentwurf	112
5.1.3 Fertigung und Messergebnisse	116
5.2 Koaxialresonatorfilter mit variablen Innenleitern und Abstimmsschrauben .	118
5.2.1 Abstimmefekt	119
5.2.2 Demonstrator zweiter Ordnung	122
5.2.3 Filter dritter Ordnung	124
5.3 Zusammenfassung	127
6 Schlussbetrachtung	130
6.1 Zusammenfassung	130
6.2 Fazit und Ausblick	133
Literaturverzeichnis	135
Vollständiges Literaturverzeichnis	135
Publikationen als Erstautor	144
Patente	145
Publikationen als Co-Autor	145
Liste betreuter Abschlussarbeiten	148
Abkürzungsverzeichnis	149
Symbolverzeichnis	150
Tabellenverzeichnis	160
Anhang	162
A Bemaßung Flüssigkristallfilter	162
A.1 Flüssigkristallfilter in Hohlleitertechnologie	162
A.2 Flüssigkristallfilter in Groove-Gap-Technologie	163
A.3 Flüssigkristallfilter mit Extracted-Pole-Segment	164
B Bemaßung Hohlleiterfilter	167
B.1 Abstimmbares Hohlleiterfilter im W-Band	167
B.2 Koppelresonatoren in Triplet-Konfiguration	168
B.3 Koppelresonatoren mit extracted-Pole-Segment	169
C Bemaßung Koaxialresonatorfilter	170
C.1 Koaxialresonatorfilter mit asymmetrischen Innenleitern	170

C.2 Koaxialresonatorfilter mit variablen Innenleiter und Abstimmschrauben . . 171

Kapitel 1

Einführung

1.1 Motivation

Die effiziente Nutzung des Frequenzspektrums ist eine der großen Herausforderungen des 21. Jahrhunderts, die viel Aufmerksamkeit auf sich zieht und welche eine globale Zusammenarbeit aller Nationen benötigt. In den letzten 50 Jahren ist die Anzahl der Kommunikationssysteme exponentiell gestiegen und auch der Datenbedarf steigt jedes Jahr weiter an. Dies kann unter anderem durch die stärkere Verbreitung von sogenannten „Internet of Things“-Geräten (engl. IoT, Internet der Dinge) begründet werden. Unter dem Überbegriff Internet der Dinge werden die physischen Objekte zusammengefasst, welche sich mit dem Internet verbinden. Einige Beispiele hierfür sind das Smartphone und der Wi-Fi-Router, aber auch die unzähligen Geräte, welche Internetverbindung aufbauen, um so das tägliche Leben zu vereinfachen. Während im Jahr 2015 ca. 3.6 Milliarden IoT-Geräte in Benutzung waren, so stieg die Anzahl auf 14.4 Milliarden in 2022. Ab dem Jahr 2027 wird damit gerechnet, dass weit über 30 Milliarden Geräte sich im IoT beteiligen [1]. Damit steigt auch die Datenmenge, die jährlich generiert wird. Im Jahr 2017 lag die globale generierte bzw. replizierte Datenmenge bei ca. 26 Zettabyte und Prognosen gehen von einer Verzehnfachung dieser Daten für das Jahr 2027 aus, was einer durchschnittlichen Wachstumsrate von 27% entspricht [2]. Die effiziente Nutzung des Frequenzspektrums bedingt nicht nur die volle Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Bandbreite, sondern auch die dynamische Allokation von Frequenzbereichen. Dadurch können Frequenzbänder mit anderen Nutzern geteilt und so die Effizienz weiter gesteigert werden. Diese rekonfigurierbaren Funksysteme ermöglichen somit eine flexible Netzarchitektur und umfasst Technologien wie Software Defined Radio und Cognitive Radio [3]. Insbesondere Kommunikationssysteme wie Satelliten oder Basisstationen benötigen somit rekonfigurierbare Hardwarekomponenten, welche entsprechend den unterschiedlichen Anforderungen genutzt werden können. Ein wichtiges Bauelement dieser Systeme stellen Mikrowellenfilter dar, welche jedoch in den meisten Fällen ein starres Übertragungsverhalten aufweisen. Aus diesem Grund werden typischerweise Filter mit unterschiedlichen Eigenschaften par-

allel verschaltet und können mithilfe eines Multiplexers entsprechend den Anforderungen ausgewählt werden. Diese sogenannten Filterbänke ermöglichen eine effiziente Nutzung des Frequenzspektrums, da beispielsweise ein Filter mit einer Bandbreite, welche passend für den tatsächlichen Bedarf ist, ausgewählt werden kann. Somit können nicht benötigte Kapazitäten freigegeben bzw. umverteilt werden.

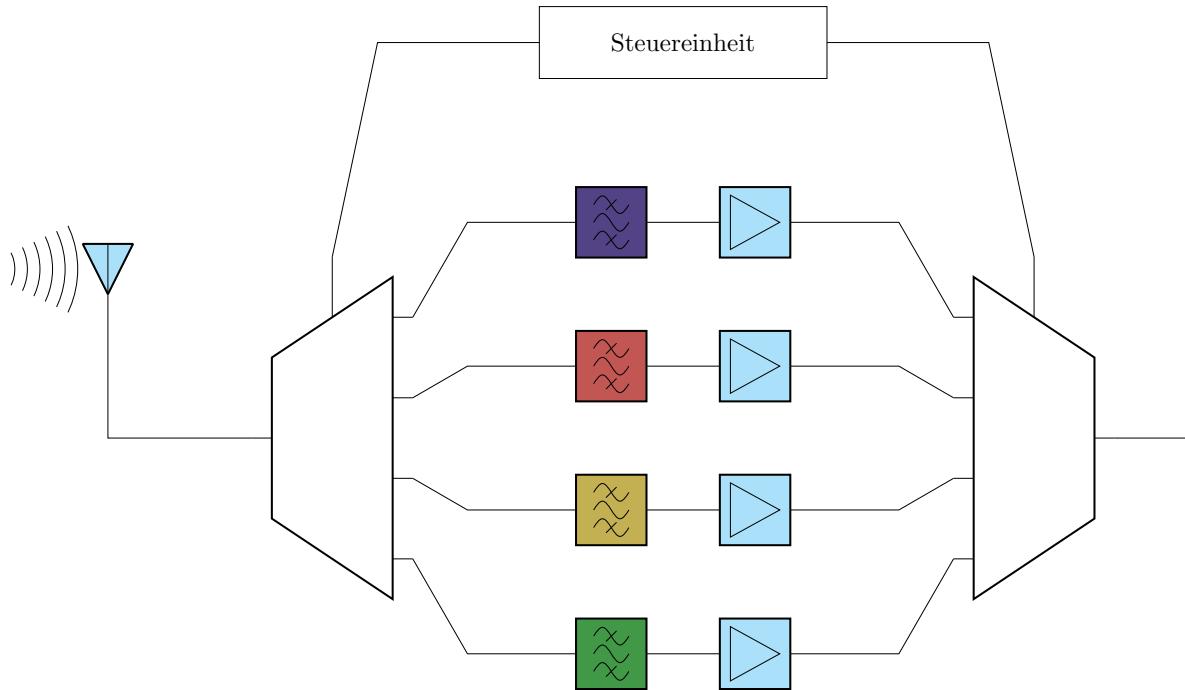


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung einer Filterbank mit vier parallelen Filtereinheiten.

Abb. 1.1 zeigt eine schematische Darstellung von einer Filterbank, welche aus vier parallelen Filtern besteht. Hierbei ist es jedoch nur möglich zwischen diskreten Zuständen umzuschalten. Weiterhin ist der Bedarf von Volumen und Masse sehr hoch und insbesondere für Anwendungen der Luft- und Raumfahrt sind dies sehr begrenzte Ressourcen. Eine Lösung hierfür stellen vollständig rekonfigurierbare Mikrowellenfilter dar. Diese Kategorie von Filtern erlaubt die stufenlose Variation von Mittenfrequenz und Bandbreite, wodurch ein einzelnes Filter eine unbegrenzte Anzahl von Übertragungscharakteristiken darstellen kann. Somit kann ein einzelnes Filter mehrere nicht einstellbare Filter ersetzen und somit werden Masse und Volumen in kritischen Anwendungen wie Satellitensystemen reduziert. Weiterhin erlaubt dies Systeme zu entwickeln, welche für einen langen Anwendungszeitraum ausgelegt sind. Durch die einstellbare Übertragungscharakteristik kann auf veränderte Anforderungen reagiert werden und ein Austausch der Filterbank wird vermieden. Die Nachfrage an rekonfigurierbaren Filtereinheiten ist hoch, jedoch haben sie den bisherigen Industriestandard der Filterbänke nicht ablösen können. Die Serienreife ist noch nicht gegeben, sodass sie immer noch Gegenstand der Forschung sind. Diese Dissertation trägt einen Teil dazu bei, dass abstimmbare Filter als mögliche Schlüsselkomponente für zukünftige Technologien genutzt werden können.

1.2 Struktur und Aufbau der Arbeit

Im Rahmen dieser Dissertation werden verschiedene Konzepte zur Entwicklung von abstimmbaren Mikrowellenfiltern vorgestellt. Hierzu werden in dem zweiten Kapitel die Grundlagen diskutiert. Dies umfasst die Filtersynthese sowie eine Einführung zu Flüssigkristallen. In dem dritten Kapitel werden Filter auf Basis von Flüssigkristallmischungen vorgestellt. Flüssigkristalle sind bereits seit vielen Jahrzehnten Forschungsgegenstand, jedoch beschränken sich die Anwendungsgebiete hauptsächlich auf Flüssigkristallanzeigen, auch LC-Displays (engl.: Liquid Crystal Displays) genannt. Jedoch werden ihre einzigartigen Eigenschaften in den letzten Jahren immer öfter auch für Hochfrequenzanwendungen verwendet. Besonders hervorzuheben ist das nationale Satellitenprojekt „Heinrich Hertz“, bei dem ein geostationärer Kommunikationssatellit mit einer Reihe von Nutzlasten von verschiedenen Hochschulen sowie Forschungsinstitutionen ausgestattet ist. Dieser Satellit befindet sich seit Juli 2023 in der Umlaufbahn der Erde und ist unter anderem mit einem Flüssigkristall-gesteuerter Phasenschieber ausgestattet [4]. Für Forschungszwecke rückt Flüssigkristall immer weiter in den Fokus, jedoch ist die kommerzielle Nutzung für abstimmbare Hochfrequenzkomponenten begrenzt [5]. In dieser Dissertation wird die Anisotropie der Flüssigkristalle ausgenutzt, um die Mittenfrequenz und Bandbreite von verschiedenen Filtern zu verändern. Hierdurch wird eine rein elektrische Abstimmbarkeit realisiert, wodurch keine mechanische Belastung und somit Verschleiß entsteht. Weiterhin zeichnen sich Flüssigkristalle, im Vergleich zu anderen vergleichbaren Materialien, durch ihre sehr niedrigen Verluste und die bestätigte Weltraumtauglichkeit aus [6]. Somit ist es möglich, hochgüte Filter für Satellitenanwendungen zu entwerfen.

In dem vierten Kapitel werden verschiedene abstimmbare Hohlleiterfilter präsentiert, bei denen sich die Übertragungscharakteristik durch mechanische Mechanismen verändern lässt. Hohlleiterfilter zeichnen sich durch ihre exzellente Performanz aus, was sich insbesondere durch ihre niedrigen Verluste und somit hohe Güte ausdrückt. Weiterhin können sie genutzt werden, um hohe Leistungen zu übertragen. Die mechanischen Abstimmmechanismen werden in Form von Abstimmsschrauben oder Kurzschlusschiebern realisiert, sodass diese durch Schrittmotoren steuerbar sind. Im Rahmen der Dissertation werden abstimmbare Hohlleiter präsentiert, welche sich durch ihre flexible Gestaltung der Übertragungscharakteristik auszeichnen.

In dem fünften Kapitel werden abstimmbare Koaxialresonatorfilter präsentiert, welche sich durch ihr kompaktes Volumen auszeichnen. Koaxialresonatorfilter werden hauptsächlich im niedrigen Gigahertzbereich eingesetzt und bieten ein gutes Volumen-Verluste-Verhältnis. Diese Filter kommen unter anderem in Mobilfunkbasisstationen zum Einsatz. Die Filter erzielen einen Abstimmefekt, indem der innere Leiter in Form oder Höhe verändert wird.

Zum Schluss wird eine Zusammenfassung gegeben und es werden mögliche zukünftige Forschungsthemen diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen

Dieses Kapitel thematisiert die theoretischen Grundlagen der Dissertation. Zuerst wird der sogenannte Tiefpassprototyp vorgestellt und anschließend werden verschiedene Filterprototypen erläutert und deren Vor- bzw. Nachteile aufgelistet. Daraufhin werden Ersatzschaltbilder des Tiefpassprototyps eingeführt und wie diese zu beliebigen Frequenzen transformiert werden können. Anschließend folgt die Erläuterung des Gütefaktors, welcher in vielen Filteranwendungen eine entscheidende Rolle spielt. Danach werden die Kopplung und Anregung von Resonatoren vorgestellt, indem Grundlagen zu Immitanzinvertern, Koppelfaktoren und der externen Güte dargelegt werden. Nachfolgend werden Grundlagen und Herleitung der Koppelmatrix erläutert und wie diese effektiv für den Filterentwurfsprozess genutzt werden kann. Im Anschluss werden Methoden zur Änderung von Resonanzfrequenz sowie der Resonatorkopplung vorgestellt. Zum einen wird auf die klassische Methode mit Abstimmsschrauben eingegangen und zum anderen werden sogenannte Koppelresonatoren vorgestellt, mit deren Hilfe die Kopplung von Resonatoren variiert werden kann. Zum Schluss erfolgt eine Einführung zu Flüssigkristallen, die im Rahmen dieser Dissertation einen wichtigen Aspekt darstellen.

2.1 Tiefpass-Prototyp

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für Filter gelegt, indem zuerst genauer auf den sogenannten Tiefpassprototypen eingegangen wird. Dieser bildet eine wichtige Grundlage für den Entwurf von Mikrowellenfiltern. Die unterschiedlichen Arten von Prototypen bieten jeweils verschiedene Vor- und Nachteile. Diese sind abhängig von den spezifischen Designkriterien und müssen frühzeitig in den Entwicklungsprozess eingebunden werden, da sie den ersten Schritt bei der Entwicklung eines neuen Mikrowellenfilters bilden.

Zuerst wird ein ideales Tiefpassfilter vorgestellt und genauer auf die Realisierungsprobleme eingegangen. Anschließend folgt die Herleitung der charakteristischen Polynome, welche die Grundlage zur Berechnung verschiedener Tiefpassprototypen bilden. Dar-

auf folgend werden drei verschiedene Typen genauer betrachtet: der Butterworth-, der Tschebyscheff- und der verallgemeinerte Tschebyscheffprototyp. Zum Schluss erfolgt ein direkter Vergleich.

2.1.1 Ideales Tiefpassfilter

Das ideale Tiefpassfilter wird in der Literatur auch oft als sogenanntes “Brickwall”-Filter bezeichnet, da es in seiner Übertragungscharakteristik $H(\omega)$ einer Backsteinmauer ähnelt [7]. Das Filter überträgt ein Signal bis zu einer Grenzfrequenz von $\omega_c = 1$ rad/s ohne Dämpfung und danach erfolgt keine Übertragung. Dies bedeutet, dass für diesen Bereich $S_{21}(\omega \leq 1) = 1$ und $S_{21}(\omega > 1) = 0$ gilt. Dieses Verhalten erfordert eine unendlich hohe Flankensteilheit und bietet keinen Übergangsbereich, bei dem ein Signal nur teilweise gedämpft wird. In Abb. 2.1a ist die Übertragungsfunktion $H(\omega)$ des idealen Tiefpassfilters dargestellt. Abb. 2.1b stellt die Impulsantwort des gleichen Filters dar und lässt sich durch die Sinc-Funktion beschreiben:

$$H(\omega) \bullet\circ h(t) = \frac{\sin(\pi t)}{\pi t}. \quad (2.1)$$

Durch die Transformation ergibt sich jedoch eine Impulsantwort im Bereich von $t = -\infty$ bis $t = +\infty$, was physikalisch nicht möglich ist, da dies die Kausalität verletzen würde. Die negative Antwort würde bedeuten, dass am Ausgang des Filters ein Signal messbar wäre, obwohl der Eingang noch nicht angeregt wurde.

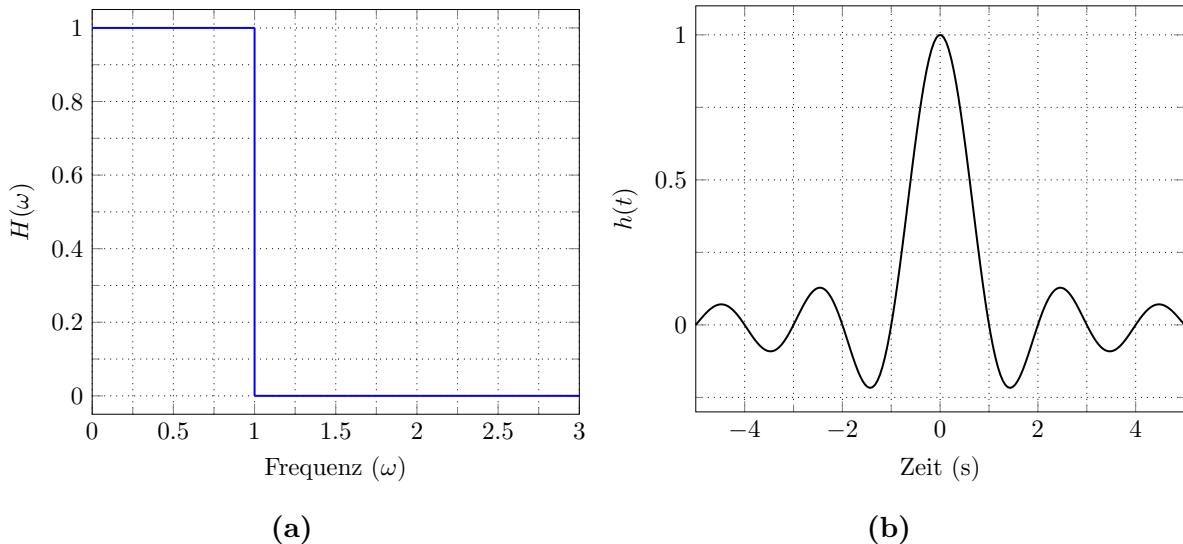


Abbildung 2.1: (a) Übertragungsfunktion $H(\omega)$ eines idealen Tiefpassfilters, (b) dazugehörige Impulsantwort $h(t)$.

Im Nachfolgenden werden verschiedene Tiefpassprototypen vorgestellt, welche physikalisch realisierbar sind. Hierfür wird zunächst auf die mathematische Beschreibung durch die charakteristischen Polynome eingegangen.

2.1.2 Charakteristische Polynome

In der Filtersynthese wird auf den sogenannten Tiefpassprototyp zurückgegriffen, um eine Übertragungsfunktion zu realisieren. Hierbei zeichnet sich der Tiefpassprototyp durch folgende Eigenschaften aus: Zum einen ist die Grenzfrequenz auf $\Omega_c = 1$ rad/s normiert und zum anderen ist das erste Filterelement auf $g_0 = 1$ normiert, sodass der Quellenwiderstand ebenfalls 1Ω beträgt. Dies ermöglicht einen allgemeinen und vereinfachten Designprozess, da der Tiefpassprototyp anschließend auf eine gewünschte Frequenz oder Impedanz skaliert werden kann. Weiterhin besteht der Prototyp ausschließlich aus diskreten und verlustlosen Elementen, wie Induktivitäten und Kapazitäten. Der Einfluss von geringen Verlusten können der Modellierung nachträglich noch hinzugefügt werden. Reale Filter enthalten natürlich immer Verlustmechanismen in Form von endlicher Leitfähigkeit oder Übergangswiderständen, jedoch wirkt sich dies nicht auf die Synthese aus [7]. Im weiteren Verlauf des Kapitels wird deswegen ausschließlich der verlustfreie Fall behandelt.

Bei verlustfreien, passiven Zweitoren gilt für die Übertragungscharakteristik folgende Beziehung:

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1. \quad (2.2)$$

Dies bedeutet, dass die Summe der reflektierten und transmittierten Leistung der gesamten Eingangsleistung entsprechen muss. In der Filtersynthese wird diese Beziehung der reflektierten und transmittierten Leistung in Form von Polynomen dargestellt. Hierzu wird der Reflexionsfaktor mit $\rho(j\omega)$ und der Transmissionsfaktor mit $t(j\omega)$ dargestellt:

$$|\rho(s)|^2 + |t(s)|^2 = 1, \quad (2.3)$$

mit $s = j\omega$. Bei genauerer Analyse der Leitungstheorie folgt, dass ρ durch die Division von zwei anderen Polynomen $F(s)$ und $E(s)$ beschrieben werden kann [7]. Hierbei handelt es sich bei $E(s)$ um ein Hurwitzpolynom, das heißt, dass alle Nullstellen in der linken s-Halbebene liegen. Bei dem Polynom $F(s)$ ist es nicht zwingend notwendig, dass es sich um ein Hurwitzpolynom handelt. Rückblickend auf (2.3) ergibt sich für das Betragsquadrat von $\rho(s)$:

$$|\rho(s)|^2 = \frac{F(s)F^*(s)}{E(s)E^*(s)}, \quad (2.4)$$

wobei die komplex konjugierte Form durch den Stern gekennzeichnet wird. Für den Transmissionskoeffizienten folgt analog aus (2.3):

$$|t(s)|^2 = \frac{E(s)E^*(s) - F(s)F^*(s)}{E(s)E^*(s)} = \frac{E(s)E(-s) - F(s)F(-s)}{E(s)E(-s)} = \frac{P(s)P(-s)}{E(s)E(-s)}. \quad (2.5)$$

Die drei Polynome $E(s)$, $F(s)$ und $P(s)$ werden auch als charakteristische Polynome bezeichnet und besitzen folgende Eigenschaften [8]:

- $F(s)$ besitzt reelle Koeffizienten und die Nullstellen liegen auf der imaginären Achse.

Zusätzlich sind Nullstellen im Ursprung möglich. Die Nullstellen von $F(s)$ bilden in der Übertragungscharakteristik des Filters die Reflexionsnullstellen. Dort findet keine Reflexion statt und die volle Eingangsleistung wird transmittiert.

- $P(s)$ besitzt ebenfalls reelle Koeffizienten und die Polynomordnung ist immer kleiner als die Filterordnung n . Die Nullstellen von $P(s)$ entsprechen den Übertragungsnullstellen des Filterprototyps.
- $E(s)$ ist das gemeinsame Nennerpolynom der transmittierten und reflektierten Leistung. Es ist ein Hurwitzpolynom, bei dem die Nullstellen in der linken Hälfte der s -Ebene liegen.

Für die Herleitung der verschiedenen Tiefpassprototypen werden die Transmissionsfunktion $H(s)$ und die charakteristische Funktion $K(s)$ verwendet. Sie ergeben sich aus den bekannten Polynomen:

$$H(s) = \frac{E(s)}{P(s)} \quad K(s) = \frac{F(s)}{P(s)}. \quad (2.6)$$

Somit ergibt sich:

$$|H(s)|_{s=j\omega}^2 = 1 + |K(s)|_{s=j\omega}^2. \quad (2.7)$$

Es wird eine Konstante ε eingeführt, welche zur Normalisierung der Polynome $F(s)$ und $P(s)$ genutzt wird. Die Konstante ε wird als sogenannter Welligkeitsfaktor bezeichnet. Dieser beeinflusst sowohl die Rückflusstdämpfung (englisch: return loss, RL) als auch die Welligkeit im Durchlassbereich:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{10^{RL/10} - 1}} \cdot \left. \frac{P_N(\omega)}{F_N(\omega)} \right|_{\omega=1} \quad (2.8)$$

$$|H(s)|_{s=j\omega}^2 = 1 + \varepsilon^2 |K(s)|_{s=j\omega}^2. \quad (2.9)$$

Die Synthese der Polynome erlaubt die Positionierung der Übertragungs- und Reflexionsnullstellen sowie eine Anpassung der Welligkeit im Durchlassbereich. Jedoch bieten einige Positionierungen der Reflexionsnullstellen unterschiedliche Vor- und Nachteile, weswegen sie häufig verwendet werden. Im Folgenden wird auf einige der meistverbreiteten Prototypen eingegangen und ihre Vor- und Nachteile sowie die Synthese erläutert.

2.1.3 Butterworthprototyp

Der sogenannte Butterworthprototyp zeichnet sich durch einen maximal flachen Durchlassbereich aus. Weiterhin beträgt die Dämpfung im Durchlassbereich bei $K(0) = 0$ und bei der Grenzfrequenz Ω_c entspricht die Dämpfung dem Wert von ε . Aus diesen Randbedingungen können für ein Filter der Ordnung n folgende Eigenschaften der Polynome

abgeleitet werden:

$$F(s) = s^n \quad (2.10)$$

$$E(s)E(-s) = 1 + (-s^2)^n. \quad (2.11)$$

Die Flankensteilheit des Butterworthprototyps ist verglichen mit anderen Prototypen niedrig, kann jedoch durch eine höhere Filterordnung erhöht werden kann. Zur Veranschaulichung sind in Abb. 2.2a die S-Parameter von Butterworthprototypen mit unterschiedlichen Ordnungen n dargestellt.

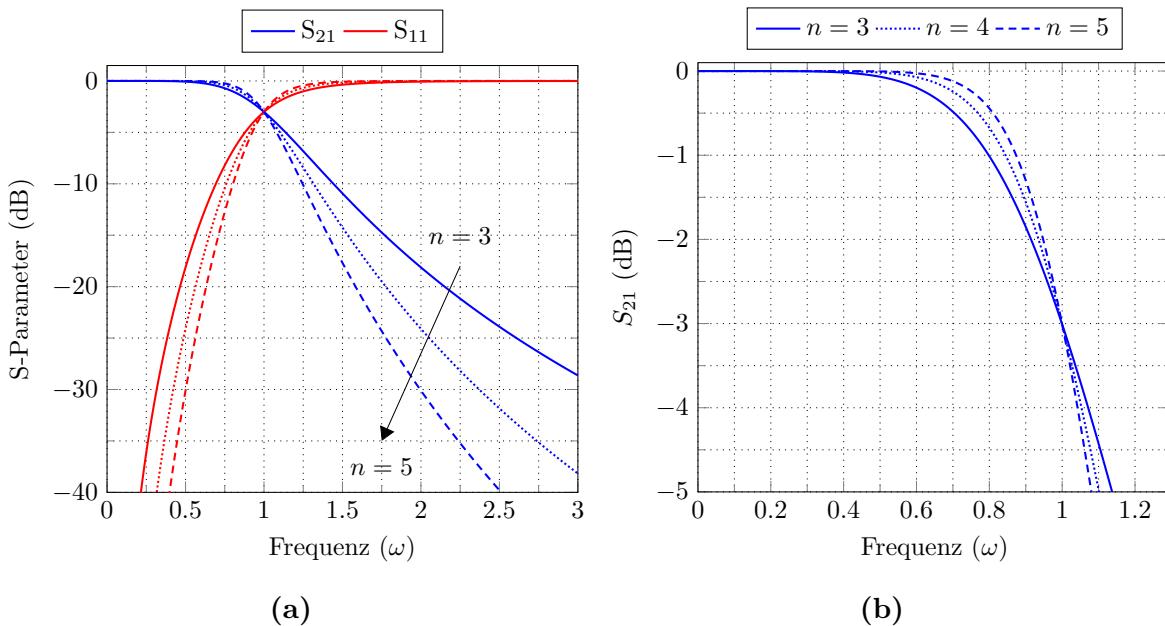


Abbildung 2.2: S-Parameter von Butterworthprototypen unterschiedlicher Ordnung.

In Abb. 2.2b ist eine Nahaufnahme des Durchlassbereiches dargestellt. Der sehr flache Durchlassbereich der Filter ist offensichtlich und alle drei Prototypen laufen durch den Punkt -3 dB bei der Grenzfrequenz $\omega_c = 1$.

2.1.4 Tschebyscheffprototyp

Ein weiterer klassischer Prototyp ist der sogenannte Tschebyscheffprototyp, welcher sich durch eine hohe Flankensteilheit auszeichnet. Diese wird durch einen welligen Durchlassbereich erzeugt, bevor S_{21} bei $\omega = \omega_c$ stark abfällt. Die Welligkeit im Durchlassbereich schwankt nur geringfügig, sodass die Transmissionscharakteristik nicht übermäßig negativ beeinflusst wird. Die Rückflussdämpfung und die Welligkeit im Durchlassbereich werden durch den Faktor ε beeinflusst.

Die Polynome lassen sich wie folgt ermitteln [9]:

$$F(s) = T_n \left(\frac{s}{j} \right) \quad (2.12)$$

$$E(s)E(-s) = 1 + \left[\varepsilon T_n \left(\frac{s}{j} \right) \right]^2, \quad (2.13)$$

mit

$$T_n(x) = \cos(n \cos^{-1}(x)) \quad |x| \leq 1. \quad (2.14)$$

Das Tschebyscheff-Polynom T_n nach (2.14) gilt nur für den Durchlassbereich, also $-1 \leq x \leq 1$, gilt. Für $x > 1$ folgt [10]:

$$T_n(x) = \cosh(n \cosh^{-1}(x)) \quad |x| > 1. \quad (2.15)$$

T_n lässt sich auch rekursiv ermitteln:

$$T_{n+1}(x) = 2xT_n(x) - T_{n-1}(x), \quad (2.16)$$

mit $T_0(x) = 1$ und $T_1(x) = x$.

Die S-Parameter ergeben sich mit T_n durch [11]:

$$|S_{21}(j\omega)|^2 = \frac{1}{1 + \varepsilon^2 T_n^2(\omega)} \quad |S_{11}(j\omega)|^2 = \frac{T_n^2(\omega) \varepsilon^2}{1 + T_n^2(\omega) \varepsilon^2}. \quad (2.17)$$

Abb. 2.3a stellt die S-Parameter von Tschebyscheffprototypen unterschiedlicher Ordnung dar. In Abb. 2.3b wird die Welligkeit des Durchlassbereiches deutlich.

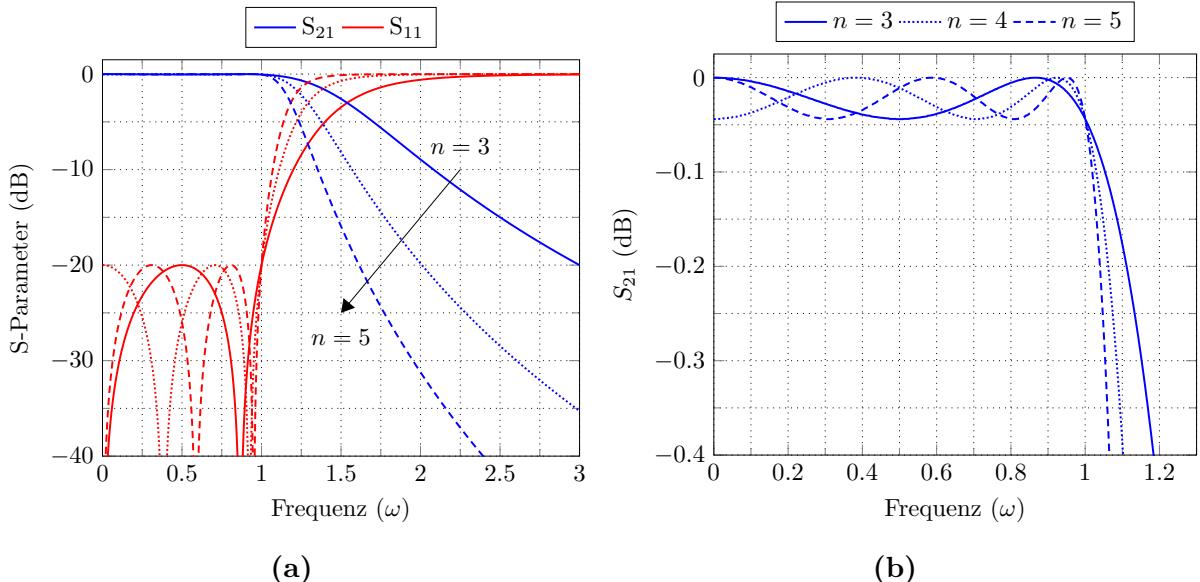


Abbildung 2.3: S-Parameter von Tschebyscheffprototypen unterschiedlicher Ordnung.

2.1.5 Verallgemeinerte Tschebyscheffprototyp

Der verallgemeinerte Tschebyscheffprototyp hat ebenfalls einen welligen Durchlassbereich, bietet jedoch die Möglichkeit Übertragungsnullstellen zu platzieren. Dies ermöglicht zum einen eine erhöhte Flankensteilheit, wenn die Nullstellen nahe der Grenzfrequenz ω_c gesetzt werden. Zum anderen sind asymmetrische Übertragungscharakteristiken realisierbar oder die Nullstellen können in der komplexen Ebene platziert werden, um die Gruppenlaufzeit zu verändern [11].

Die Berechnung der S-Parameter erfolgt identisch wie in (2.17), nur dass anstelle der Funktion T_n eine modifizierte Version verwendet wird, welche im weiteren Verlauf mit C_N bezeichnet wird [12]:

$$C_N(\omega) = \frac{F_N(\omega)}{P_N(\omega)} = \cosh \left[\sum_{n=1}^N \cosh^{-1}(x_n) \right] \quad (2.18)$$

mit

$$x_n = \frac{\omega - 1/\omega_n}{1 - \omega/\omega_n}.$$

Die Grundform ist identisch mit (2.14), jedoch wird x_n anstelle von ω genutzt, um Übertragungsnullstellen bei der normierten Frequenz ω_n hinzuzufügen. Durch Umformen und Substitution ergibt sich [12]:

$$C_N(\omega) = \frac{1}{2} \left[\frac{\prod_{n=1}^N (c_n + d_n) + \prod_{n=1}^N (c_n - d_n)}{\prod_{n=1}^N \left(1 - \frac{\omega}{\omega_n}\right)} \right] \quad (2.19)$$

mit

$$\begin{aligned} c_n &= \omega - \frac{1}{\omega_n}, \\ d_n &= \omega' \left(1 - \frac{1}{\omega_n^2}\right)^{1/2}, \\ \omega' &= (\omega^2 - 1)^{1/2}. \end{aligned}$$

Ein rekursiver Berechnungsalgorithmus für $F_N(\omega)$ und $P_N(\omega)$ wird in [12] vorgestellt, welcher jedoch aufgrund der langen Ausführung an dieser Stelle nicht aufgeführt wird.

In Abb. 2.4a ist eine deutlich höhere Flankensteilheit im Vergleich mit Abb. 2.3a zu erkennen. Die Position der Nullstellen kann so gewählt werden, dass eine spezifische Übertragungscharakteristik erreicht wird. Beispielsweise wird eine Übertragungsdämpfung ≥ 20 dB erst ab ca. $\omega \geq 1.6$ erreicht, während der verallgemeinerte Tschebyscheffprototyp dies bereits ab ca. $\omega \geq 1.3$ erreicht. Spezifische Übertragungsdämpfungen sind anwendungsabhängig, wobei im Allgemeinen eine höhere Flankensteilheit bevorzugt wird.

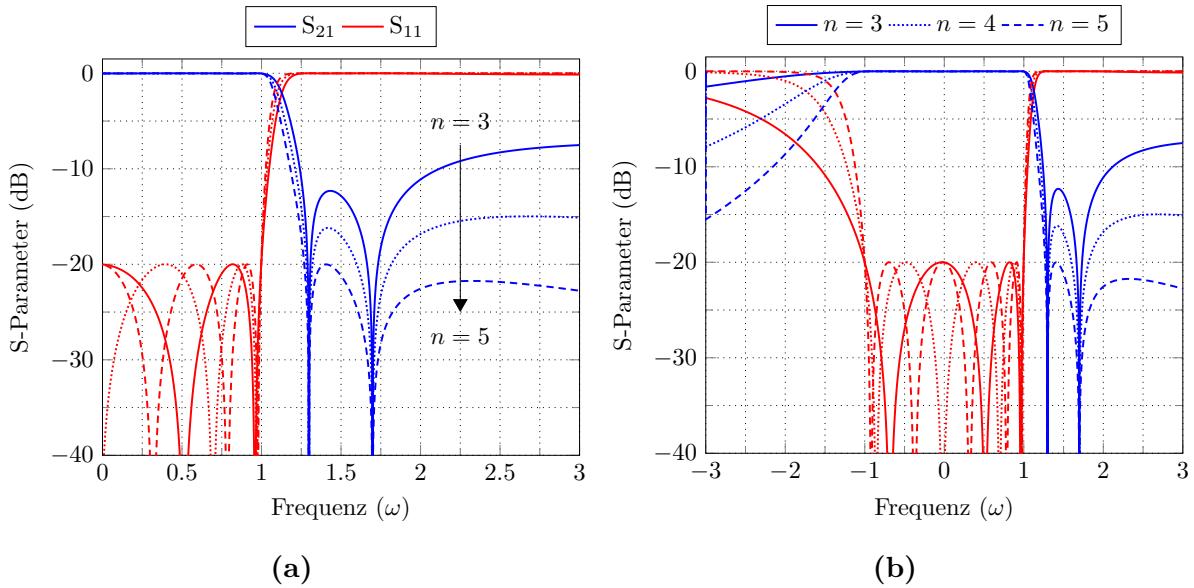


Abbildung 2.4: S-Parameter von verallgemeinerten Tschebyscheffprototypen unterschiedlicher Ordnung.

Die Durchlassbereichcharakteristik ist dem Tschebyscheffprototyp sehr ähnlich, weswegen auf eine Darstellung verzichtet wird. Stattdessen ist in Abb. 2.4b das asymmetrische Übertragungsverhalten beispielhaft dargestellt. Die hohe Flankensteilheit auf der oberen Seite des Durchlassbereiches führt zu einer Reduktion der Flankensteilheit auf der unteren Seite.

In Abb. 2.5 sind die S-Parameter der drei vorgestellten Prototypen im Vergleich dargestellt. Die Tschebyscheff-Filter erreichen eine höhere Flankensteilheit, wodurch eine effizientere Ausnutzung des Frequenzspektrums möglich wird.

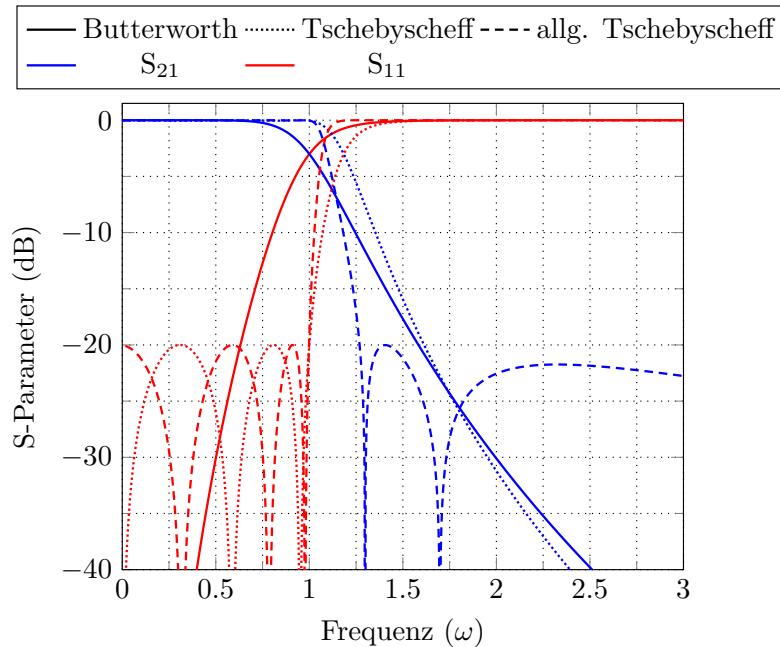


Abbildung 2.5: S-Parameter von verschiedenen Tiefpassprototypen im Vergleich.

2.2 Prototypen-Netzwerke

Die zuvor beschriebenen Tiefpassprototypen geben das Übertragungsverhalten der Filter in Form von Polynomen vor, jedoch werden für ein Ersatzschaltbild des Filters Werte für die diskreten Netzwerkelemente g_k benötigt. In Abb. 2.6a und Abb. 2.6b sind zwei verschiedene Ersatzschaltbilder der Tiefpassprototypen angegeben. Sie bestehen aus n Elementen, die jeweils entweder kapazitiver oder induktiver Natur sind. Die Unterschiede liegen hier bei der Art des ersten Elements nach der Quelle g_0 . In der Parallel-Serien-Konfiguration ist das erste Element ein paralleler Kondensator, während in der Serien-Parallel-Konfiguration eine Induktivität als erstes Element steht. Weiterhin ist in beiden Fällen das letzte Element g_n abhängig von der Filterordnung n : bei ungerader Filterordnung entspricht der letzte Elementtyp dem ersten, während im geraden Fall ein unterschiedlicher Elementtyp anliegt. Die vorgestellten Netzwerke lassen keine Übertra-

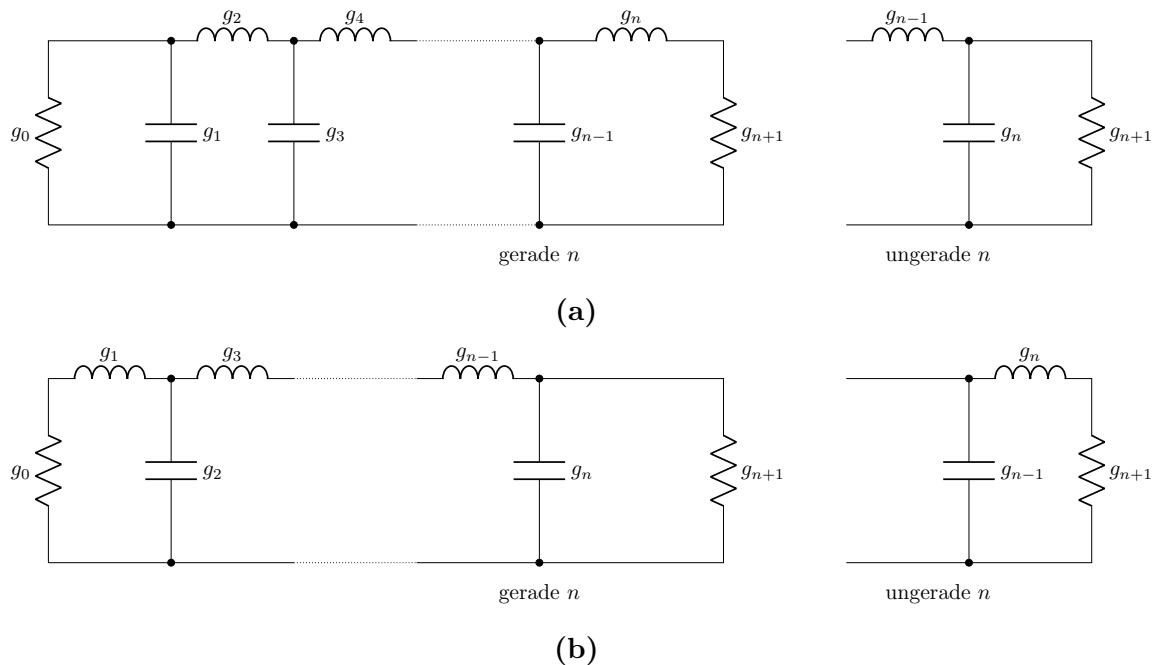


Abbildung 2.6: Ersatzschaltbilder eines Tiefpassprototyps mit einer (a) Parallel-Serien-Konfiguration (b) Serien-Parallel-Konfiguration [7].

gungsnullstellen bei endlichen Frequenzen zu, weswegen sich nur Filterprototypen wie das Butterworth- oder Tschebyscheff-Filter realisieren lassen. Für eine Realisierung mit Übertragungsnnullstellen ist eine Erweiterung mit Parallel- oder Serienschwingkreisen erforderlich.

Mithilfe der Koeffizienten der charakteristischen Polynome lassen sich die Elementwerte g_k berechnen, sodass die Ermittlung der Koeffizienten den ersten Schritt im Filterentwicklungsprozess dargestellt. In [7] Kapitel 6 bis 8 werden die Synthese und Herleitung der g-Werte aus den charakteristischen Polynomen beliebiger Filterfunktionen vorgestellt. Für die häufig verwendeten Funktionen der Butterworth- und Tschebyscheff-Filter wurden

explizit Gleichungen hergeleitet, wodurch sich die Berechnung deutlich vereinfacht [13]. Die g-Werte eines Butterworth-Filters lassen sich wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} g_0 &= 1, \\ g_i &= 2 \sin \left(\frac{(2i-1)\pi}{2n} \right) && \text{für } i = 1 \text{ bis } n, \\ g_{n+1} &= 1. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Bei dem Tschebyscheff-Filter ist die Berechnung aufwändiger, da zwischen einer geraden oder ungeraden Filterordnung n unterschieden werden muss:

$$\begin{aligned} g_0 &= 1, \\ g_1 &= \frac{2}{\gamma} \sin \left(\frac{\pi}{2n} \right), \\ g_i &= \frac{1}{g_i} \frac{4 \sin \left(\frac{(2i-1)\pi}{2n} \right) \cdot \sin \left(\frac{(2i-3)\pi}{2n} \right)}{\gamma^2 + \sin^2 \left(\frac{(i-1)\pi}{2n} \right)} && \text{für } i = 2, 3, \dots, n \\ g_{n+1} &= \begin{cases} 1 & \text{für ungerade } n \\ \coth^2 \left(\frac{\beta}{4} \right) & \text{für gerade } n \end{cases} \end{aligned} \quad (2.21)$$

mit

$$\begin{aligned} \gamma &= \sinh \left(\frac{\beta}{2n} \right), \\ \beta &= \ln \left(\coth \left(\frac{L_{Ar}}{17.37} \right) \right). \end{aligned}$$

Hierbei wird mit L_{Ar} die Welligkeit des Durchlassbereiches bezeichnet und wird in Dezibel angegeben [10]. Weiterhin lässt sich eine benötigte Filterordnung n abschätzen, die eine spezifischer Welligkeit L_{Ar} im Durchlassbereich und eine Übertragungsämpfung L_{As} bei ω_s hat [10]:

$$n \geq \frac{\cosh^{-1} \sqrt{\frac{10^{0.1L_{As}} - 1}{10^{0.1L_{Ar}} - 1}}}{\cosh^{-1} \omega_s}. \quad (2.22)$$

2.3 Frequenztransformation

Tiefpassprototypen spielen in der Elektrotechnik eine wichtige Rolle, jedoch sind Bandpassfilter häufiger verbreitet und auch Forschungsgegenstand in dieser Dissertation. Die Berechnungen für die vorgestellten Tiefpassprototypen sind Grundlage für Bandpassfilter, da diese mithilfe von Frequenztransformationen in den Bandpassbereich überführt werden können. Ebenso ist es möglich, mithilfe von Transformationen einen Hochpass oder eine Bandsperre zu entwerfen. Die Anpassung der Mittenfrequenz sowie der Bandbreite erfolgt

durch Skalierung und Substitution der Elemente g_k . Als Grundlage dient der Tiefpassprototyp aus Abb. 2.6b. Hierfür werden die Induktivitäten durch einen Serienschwingkreis und Kapazitäten durch einen Parallelschwingkreis ersetzt. In Abb. 2.7 ist dargestellt, wie

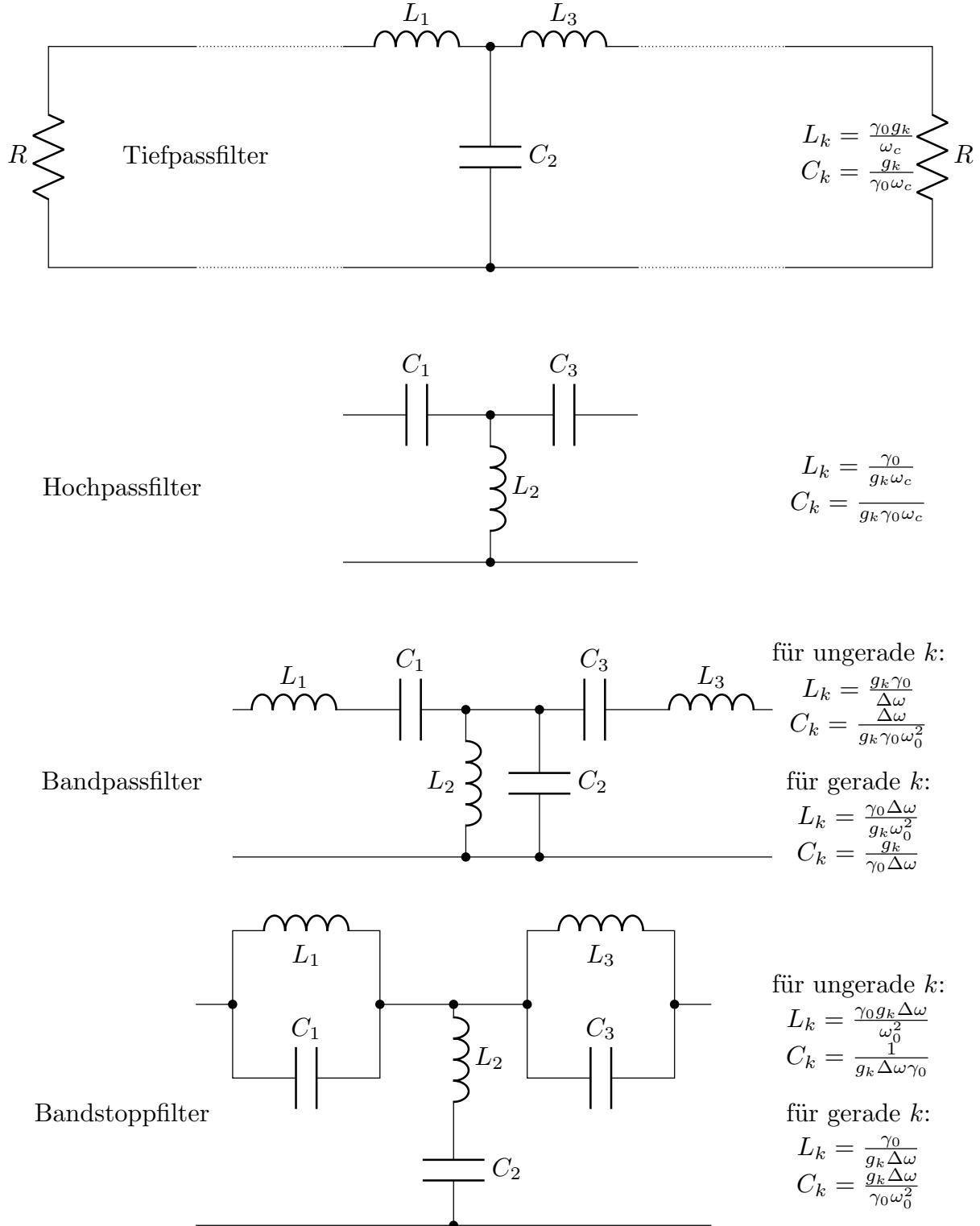


Abbildung 2.7: Gleichungen für die Elementskalierung sowie Substitution der Elemente für Hoch- und Bandpasstransformation sowie für einen Bandstoppfilter.

die einzelnen Elemente skaliert und substituiert werden müssen, um eine Transformation

in den gewünschten Frequenzbereich zu erreichen. Die Elemente des Tiefpassfilters werden von der normierten Grenzfrequenz $\Omega_c = 1 \text{ rad/s}$ auf eine beliebige Grenzfrequenz ω_c skaliert. Die Elemente für einen Hochpass werden untereinander vertauscht, d.h. Induktivitäten werden durch Kapazitäten und Kapazitäten durch Induktivitäten ausgetauscht. Im Fall von Bandpass und Bandsperre werden die Elemente des Tiefpassprototyps durch Serien- oder Parallelschwingkreise substituiert. Hierbei wird mit ω_0 die Mittenfrequenz und mit $\Delta\omega$ die Bandbreite des skalierten Filters bezeichnet. Die Bandbreite $\Delta\omega$ lässt sich durch Differenz der beiden Grenzfrequenzen ermitteln, die den Bandpass- bzw. den Bandsperbereich bilden. Für eine Impedanzskalierung ist der Faktor γ_0 ebenfalls wichtig. Hierbei wird γ_0 wie folgt definiert:

$$\gamma_0 = \begin{cases} Z_0/g_0 \\ g_0/Y_0 \end{cases}. \quad (2.23)$$

Für den Fall $Z_0 = 1 \Omega$ erfolgt keine Skalierung, wobei der häufige Fall von $Z_0 = 50 \Omega$ eine Skalierung erfordert. Aus diesem Grund wird folgende Bezeichnung verwendet:

$$R = \gamma_0 g_0 \quad (2.24)$$

$$G = \frac{g_0}{\gamma_0}. \quad (2.25)$$

2.4 Unbelastete Güte

Für einzelne Resonatoren sowie Filter spielt der sogenannte unbelastete Gütfaktor Q_0 eine entscheidende Rolle im Designprozess. Die Güte ermittelt sich aus dem Energieverlust pro Periode und gilt deswegen als Maß für die Verluste in einem Resonator bzw. ganzen Filter [14]. Die Definition ist in (2.26) dargestellt:

$$Q_0 = \omega_0 \frac{\text{Durchschnittlich gespeicherte Energie}}{\text{Energieverlust pro Sekunde}}. \quad (2.26)$$

Es gibt drei Verlustmechanismen, die den Gütfaktor in Mikrowellenfilter maßgeblich beeinflussen: elektrische Leitfähigkeit des verwendeten Materials σ , dielektrische Verluste und Abstrahlungsverluste. Diese Verlustmechanismen können im Ersatzschaltbild durch einen Serien- oder Parallelwiderstand R mit einbezogen werden. Die dielektrischen Verlustanteile werden durch den Verlustwinkel $\tan(\delta)$ angegeben und bei einem vollständig gefülltem Resonator ist der unbelastete Gütfaktor immer geringer als $Q_0 \leq 1/\tan(\delta)$ [7]. Die höchste Güte wird somit mit vakuum- bzw. luftgefüllten Resonatoren erreicht. Daraus folgt, dass ein antiproportionales Verhältnis von gefülltem Volumen zu Gütfaktor vorliegt, sodass die Auswahl der verwendeten Technologie einen großen Einfluss auf die maximale erreichbare Güte hat. In Abb. 2.8 ist eine schematische Übersicht von häufig verwendeten Technologien in Bezug zu ihrem Güte-Volumen-Verhältnis dargestellt. Bei-

spielsweise benötigen Mikrostreifenleitungen zwar ein geringes Volumen, jedoch können nur geringe Güten erzielt werden. Koaxialresonatorfilter und dielektrische Filter bilden einen guten Kompromiss aus Volumen und Verluste und werden deswegen häufig in industriellen Anwendungen verwendet. Hohlleiter bieten den höchsten Gütefaktor, wobei auch das benötigte Volumen sehr hoch ist. Sie werden dort eingesetzt, wo die Verluste möglichst gering sein müssen oder wo hohe Leistungen übertragen werden, wie beispielsweise in Satellitensystemen. Supraleiter grenzen sich von den bisher genannten Beispielen ab, da sie sehr geringe Widerstände mit einem kleinen Volumen kombinieren, jedoch sind die Anwendungsgebiete stark begrenzt, da eine Kühlung auf den absoluten Nullpunkt notwendig ist.

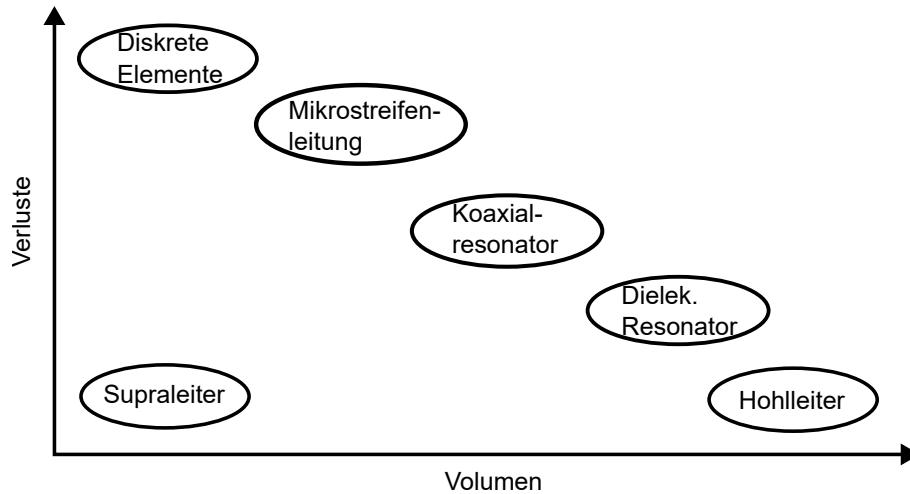


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung von verschiedenen Technologien in Bezug auf Volumen und Verluste [7].

Der Gütefaktor eines Transmissionsresonators, welcher durch eine kritische Kopplung angeregt wird, lässt sich aus der Mittenfrequenz f_0 sowie der 3 dB-Bandbreite Δf_{3dB} bestimmen:

$$Q_0 = \frac{2f_0}{\Delta f_{3dB}}. \quad (2.27)$$

Die sogenannte 3 dB-Bandbreite ergibt sich aus der Differenz der Frequenzen, bei denen S_{21} um 3 dB vom Maximum gesunken ist. Eine kritische Kopplung ergibt sich, wenn die Ortskurve des Resonators im Smithdiagramm durch den Punkt $S_{11} = 0$ verläuft. Für Resonatoren, welche nicht kritisch gekoppelt sind, muss zuerst der Faktor k ermittelt werden:

$$k = \begin{cases} \frac{1-10^{S_{11}^{\min}/20}}{1+10^{S_{11}^{\min}/20}} & \text{für untermkritische Kopplung} \\ \frac{1+10^{S_{11}^{\min}/20}}{1-10^{S_{11}^{\min}/20}} & \text{für überkritische Kopplung.} \end{cases} \quad (2.28)$$

Die Werte für S_{11}^{\min} können beispielsweise direkt von dem Netzwerkanalysator abgelesen werden und werden deswegen in Dezibel angegeben. Enthält die Ortskurve des Resonators den Punkt $S_{11} = 0$ dann liegt eine überkritische Kopplung vor, ansonsten eine unterkritische. Anschließend werden die Frequenzen f_1 und f_2 ermittelt, bei denen folgender

S_{11} -Wert gilt [7]:

$$S_{11}^\phi = 10 \log\left(\frac{1 + 10^{S_{11}^{\min}/20}}{2}\right). \quad (2.29)$$

Zum Schluss kann die unbelastete Güte Q_0 berechnet werden [7]:

$$Q_0 = \frac{f_0}{f_2 - f_1}(1 + k). \quad (2.30)$$

Die Güte für Mikrowellenfilter lässt sich ebenfalls aus den gemessenen Streuparametern berechnen [15]:

$$Q_0 = \frac{8.69 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot \tau(f_0)}{IL(\text{dB})}. \quad (2.31)$$

Es wird das Passband bei der Mittenfrequenz f_0 evaluiert. Hierbei fließen sowohl die Einfügeverluste IL als auch die Gruppenlaufzeit τ_0 , beides ermittelt bei der Mittenfrequenz f_0 , ein. Weiterhin kann die Güte auch durch Koppelmatrixextraktion und anschließender Optimierung auf den Gütfaktor ermittelt werden [16]. Kommerzielle Simulationsprogramme wie beispielsweise "CST Studio Suite" von Dassault Systèmes erlauben ebenfalls eine Abschätzung des Gütfaktors.

Gleichung (2.32) stellt eine Abschätzung der Einfügeverluste IL eines Bandpassfilters der Ordnung n dar, bei einem gegebenen Gütfaktor Q_0 [17]. Hierbei sind g_k die Elementwerte, die in Abschnitt 2.2 hergeleitet wurden, f_0 ist die Mittenfrequenz des Filters und Δf ist die Bandbreite:

$$IL[\text{dB}] = \frac{4.343f_0}{\Delta f} \sum_{k=1}^N \frac{g_k}{Q_{0k}}. \quad (2.32)$$

Zum einen sind die Einfügeverluste IL abhängig von dem Gütfaktor, aber auch die relative Bandbreite $FBW = \Delta f/f_0$ wirkt sich auf den maximalen Wert von S_{21} im Durchlassbereich aus. Eine höhere relative Bandbreite führt zu niedrigeren Einfügeverlusten. Die Gleichung (2.32) nimmt für jeden Resonator eine unterschiedliche Güte Q_0 an. Wenn die Güte bei allen Resonatoren identisch ist, dann kann die Gleichung vereinfacht werden, indem Q_{0k} durch Q_0 ersetzt wird.

In Abb. 2.9 sind die Streuparameter eines Filters vierter Ordnung mit jeweils drei unterschiedlichen Gütfaktoren dargestellt. Eine Reduktion des Gütfaktors erhöht die Dämpfung im Durchlassbereich von S_{21} deutlich. Weiterhin wirkt sich der Gütfaktor auch auf S_{11} aus, was sich insbesondere an den Reflexionsnullstellen ablesen lässt, da diese weniger stark ausgeprägt sind.

2.5 Impedanz- und Admittanzinverter

Die in Kapitel 2.2 vorgestellten Tiefpassprototypen bestehen immer aus einer Serieninduktivität und einer Parallelkapazität, welche abwechselnd platziert werden. Für die Realisierung kann es jedoch vorteilhaft sein, wenn nur ein einziger Elementtyp verwen-

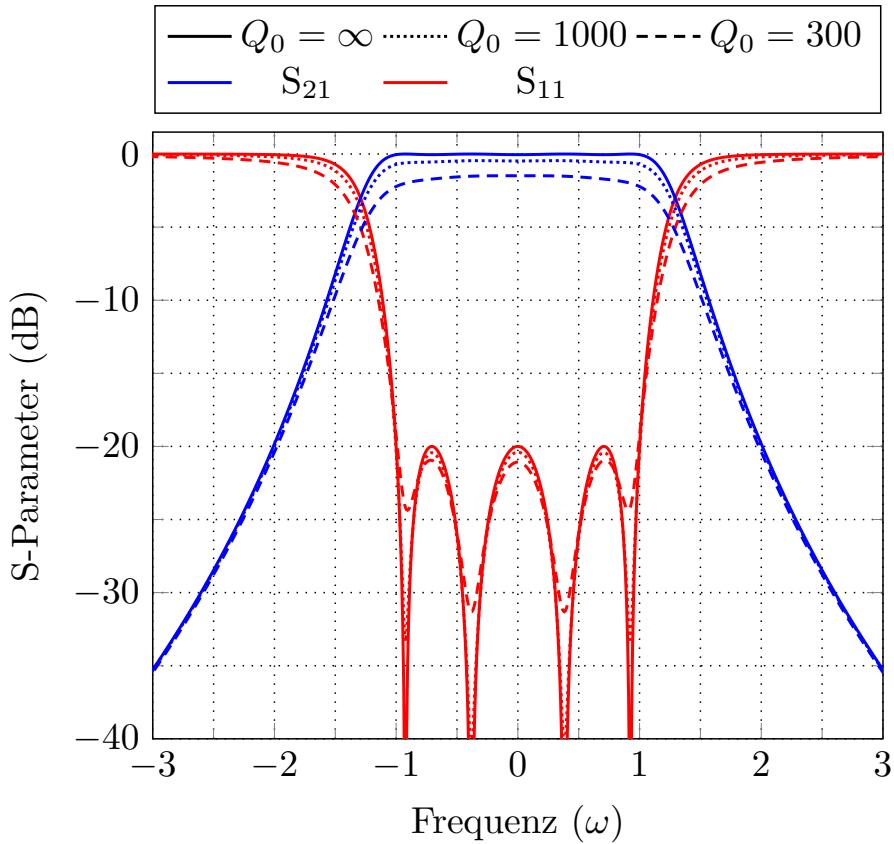


Abbildung 2.9: S-Parameter eines Filters vierter Ordnung mit unterschiedlichen Gütekoeffizienten.

det wird und wenn alle Elemente entweder parallel oder in Reihe miteinander verbunden sind. Damit ist es möglich, einen Tiefpassprototyp ausschließlich aus z.B. Parallelkapazitäten aufzubauen. Hierzu werden sogenannte Inverter genutzt, welche in Admittanz- und Impedanzinverter zu unterscheiden sind. Im Ersatzschaltbild werden Inverter als ideale Bauteile angenommen, welche die Admittanz bzw. die Impedanz transformieren. Als ideale Bauteile sind Inverter verlustlos und frequenzunabhängig. Beispielsweise transformiert ein Impedanzinverter die Impedanz Z_2 auf den Wert Z_1 :

$$Z_1 = \frac{K^2}{Z_2}. \quad (2.33)$$

Hierbei ist K die charakteristische Impedanz des Inverters [10]. Der komplexe Wert von Z_2 führt zu einer Vorzeichenumkehr im Imaginärteil von Z_1 , sodass aus einer Induktivität eine Kapazität bzw. aus einer Kapazität eine Induktivität wird. Hierdurch kommt es zu einer Phasenverschiebung von $\pm 90^\circ$.

Analog gilt dies für einen Admittanzinverter J , bei dem die Admittanz Y transformiert wird:

$$Y_1 = \frac{J^2}{Y_2}. \quad (2.34)$$

Die Kettenmatrizen eines Impedanzinverters bzw. eines Admittanzinverters sind in

(2.35) und (2.36) dargestellt:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \mp jK \\ \pm \frac{1}{jK} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \pm \frac{1}{jJ} \\ \mp jJ & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.36)$$

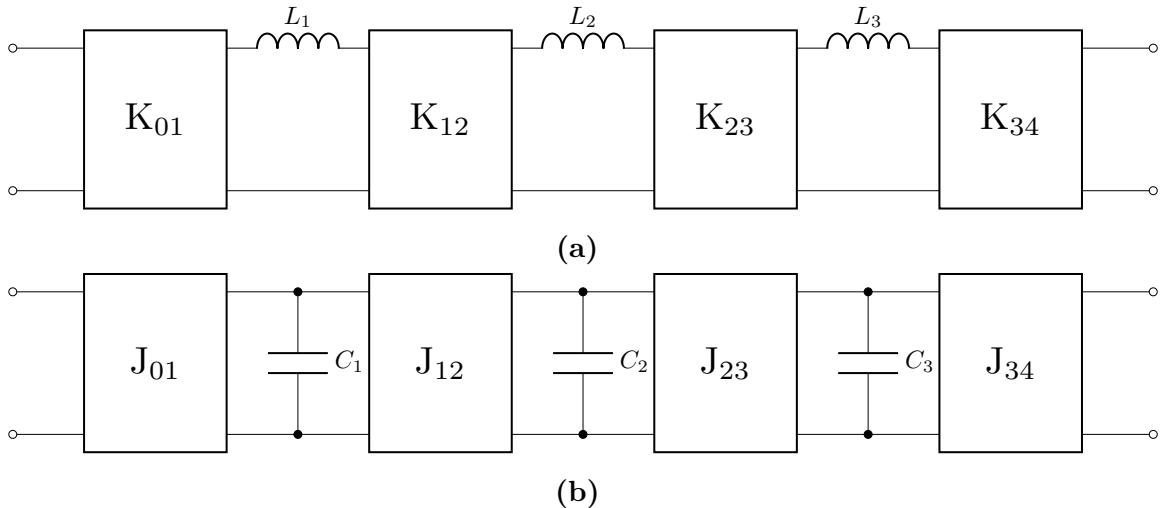


Abbildung 2.10: Modifizierte Tiefpassprototypen mit (a) Impedanz- und (b) Admittanzinvertern.

Die Werte der charakteristischen Immittanzen K und J der Immittanzinverter lassen sich wie folgt ermitteln:

$$K_{01} = \sqrt{\frac{Z_0 L_1}{g_0 g_1}} \quad K_{12} = \sqrt{\frac{L_1 L_2}{g_1 g_2}}, \quad (2.37)$$

$$J_{01} = \sqrt{\frac{Y_0 C_1}{g_0 g_1}} \quad J_{12} = \sqrt{\frac{C_1 C_2}{g_1 g_2}}. \quad (2.38)$$

Hierbei wird zwischen dem Inverter K_{01} am Eingang und den Invertern K_{12} zwischen zwei Elementen unterschieden. Weiterhin handelt es sich in Abb. 2.10a und Abb. 2.10b um symmetrische Netzwerke, sodass $K_{01} = K_{34}$ und $K_{12} = K_{23}$ bzw. $J_{01} = J_{34}$ und $J_{12} = J_{23}$ gilt.

Für Bandpassfilter müssen neben den Elementen auch die Inverter auf die Mittenfrequenz sowie Bandbreite transformiert werden:

$$K'_{01} = \sqrt{\frac{Z_0 FBW \omega_0 L_1}{\Omega_c g_0 g_1}} \quad K'_{12} = \frac{FBW \omega_0}{\Omega_c} \sqrt{\frac{L_1 L_2}{g_1 g_2}}, \quad (2.39)$$

$$J'_{01} = \sqrt{\frac{Y_0 FBW \omega_0 C_1}{\Omega_c g_0 g_1}} \quad J'_{12} = \frac{FBW \omega_0}{\Omega_c} \sqrt{\frac{C_1 C_2}{g_1 g_2}}. \quad (2.40)$$

Mit K' und J' wird notiert, dass es sich um transformierte Inverter handelt, welche sich von den Invertern K und J im Tiefpassbereich unterscheiden. In Abb. 2.11 ist ein Band-

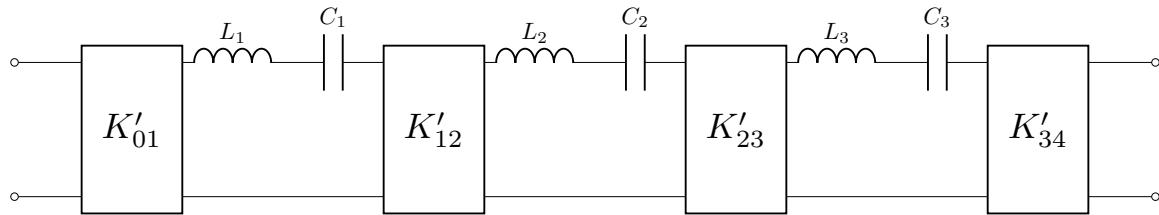


Abbildung 2.11: Bandpassfilter mit Serienschwingkreisen und Impedanzinvertern.

passfilter dritter Ordnung dargestellt, bei dem sowohl die einzelnen Elemente als auch die Inverter in den Bandpassbereich transformiert worden sind. Ebenso wie im vorherigen Beispiel handelt es sich um ein symmetrisches Netzwerk.

Es existieren verschiedene Modelle, welche das Verhalten eines Inverters nachstellen können. In [7] und [10] werden verschiedene Modelle präsentiert, wobei in dieser Dissertation nur auf eine kleine Auswahl eingegangen wird.

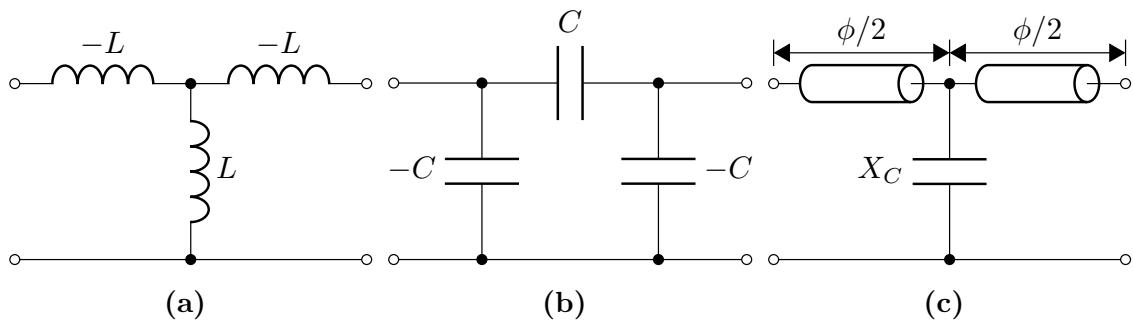


Abbildung 2.12: Modelle von verschiedenen Immitanzinvertern: (a) Impedanzinverter mit Induktivitäten (b) Admittanzinverter mit Kapazitäten (c) Impedanzinverter mit Reaktanz und Leitungslängen ϕ .

Die negativen Bauteilwerte der Inverter in Abb. 2.12a und in Abb. 2.12b sind nicht-physikalisch und lassen sich somit nicht realisieren. Trotzdem wird dieses Modell genutzt, da es nicht alleine zu betrachten ist, sondern Teil eines ganzen Netzwerkes ist. Beispielweise wird das Bandpassfilter aus Abb. 2.11 genommen und die skalierten Inverter K' durch das Ersatzschaltbild aus Abb. 2.12a ersetzt. Die negativen Induktivitäten liegen nun in Serie mit dem LC-Schwingkreis an, sodass die Induktivität L_i reduziert wird, aber positiv bleibt. In Abb. 2.12c ist ein Invertermodell mit einer Parallelreaktanz und Leitungslängen dargestellt. Die Leitungslänge entspricht einer elektrischen Länge von $\phi/2$ und beeinflusst, ähnlich wie die anderen Invertermodelle, die Resonanzfrequenz eines angekoppelten Re-

sonators. Für den Inverterwert K gilt:

$$K = Z_0 \tan \left(\left| \frac{\phi}{2} \right| \right) \quad \text{mit } \phi = \tan^{-1} \left(\frac{2X_c}{Z_0} \right), \quad (2.41)$$

$$\left| \frac{X_c}{Z_0} \right| = \frac{\frac{K}{Z_0}}{1 - \left(\frac{K}{Z_0} \right)^2}. \quad (2.42)$$

Hierbei kann die Reaktanz X_c sowohl positiv als auch negativ sein. Wenn die Reaktanz positiv ist, dann ist die Leitungslänge ϕ negativ, und wenn sie negativ ist, dann ist die Leitungslänge positiv [7].

2.6 Koppelfaktoren

Die Kopplung zwischen zwei Resonatoren i und j wird als Interresonatorkopplung bezeichnet und wird durch den sogenannten Koppelkoeffizienten k_{ij} beschrieben. Dieser gibt an, wie stark zwei Resonatoren miteinander gekoppelt sind. Der Koppelkoeffizient k kann bei symmetrischen Resonatoren durch Berechnung zweier Frequenzmoden f_e und f_m ermittelt werden, welche sich durch das Einfügen einer elektrischen und magnetischen Spiegelebene ergeben. In Abb. 2.13a sind beispielhaft zwei Parallelresonatoren mit einem Admittanzinverter kapazitiv gekoppelt. Hierbei handelt es sich um den Admittanzinverter aus 2.12b, bei dem der mittlere Kondensator aufgeteilt wurde. Die Funktion bleibt hierbei unverändert. In Abb. 2.13b wird das Ersatzschaltbild aufgeteilt und eine magnetische Spiegelebene eingefügt, welche durch einen Leerlauf realisiert wird. Analog wird in Abb. 2.13c ein Kurzschluss hinzugefügt, wodurch eine elektrische Spiegelebene entsteht. Anschließend können f_m und f_e jeweils aus den Schaltbildern der Abb. 2.13b und Abb. 2.13c berechnet werden [7]:

$$f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{(C - C_m)L}}, \quad (2.43)$$

$$f_m = \frac{1}{2\pi\sqrt{(C + C_m)L}}. \quad (2.44)$$

Aus diesen Frequenzen kann nun der Koppelkoeffizient k berechnet werden [10]:

$$k = \frac{f_e^2 - f_m^2}{f_e^2 + f_m^2}. \quad (2.45)$$

Bei einer induktiven Kopplung gilt $f_e > f_m$ und bei einer kapazitiven Kopplung $f_m > f_e$ [7]. Dadurch kann die Art der Kopplung direkt aus dem Vorzeichen des berechneten Koppelkoeffizienten k abgelesen werden. Neben der korrekten Koppelstärke erfordern auch einige Filtertopologien eine Vorzeichenumkehr, sodass die Art der Kopplung relevant sein kann. Häufig hängt die Art der realisierten Kopplung auch von der gewählten Tech-

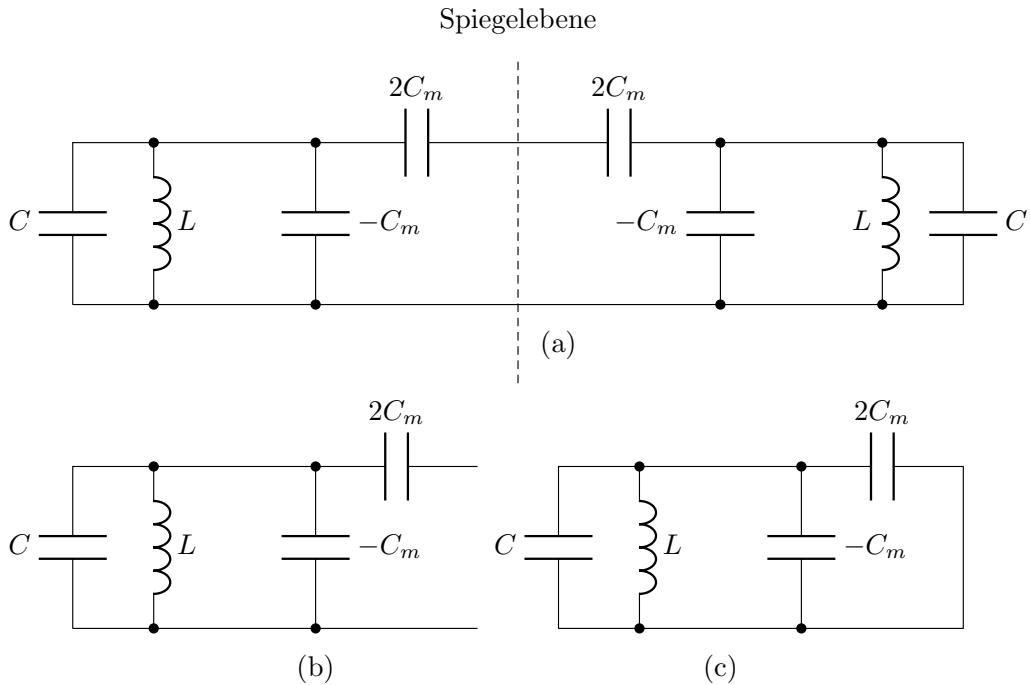


Abbildung 2.13: (a) Zwei Parallelresonatoren mit einem Admittanzinverter (b) Abschluss mit magnetischer Spiegelebene (Leerlauf) (c) Abschluss mit elektrischer Spiegelebene (Kurzschluss).

nologie ab. Beispielsweise ist einem Hohlleiterfilter eine induktive Kopplung einfacher zu realisieren als eine kapazitive Kopplung.

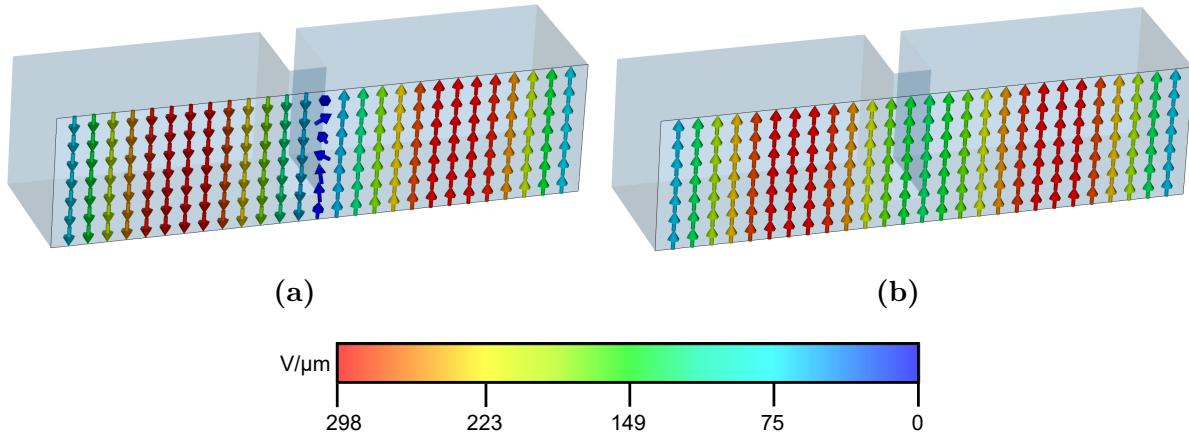


Abbildung 2.14: Querschnitt von zwei gekoppelten Hohlraumresonatoren, die mit einer induktiven Iris verbunden sind. Die elektrische Feldverteilung ist ausschließlich auf der Schnittebene dargestellt: (a) f_m -Mode und (b) f_e -Mode.

Moderne Simulationsprogramme wie CST Studio Suite erlauben das Einfügen elektrischer und magnetischer Ebenen, sodass der Koppelfaktor k simulativ ermittelt werden kann. Hierbei werden Randbedingungen für die tangentialen elektromagnetischen Felder

an der Spiegelebene durch das Simulationsprogramm erzwungen, folglich gilt $E_t = 0$ bzw. $H_t = 0$. Als Beispiel wird der Koppelfaktor von zwei identischen Hohlraumresonatoren ermittelt. In diesem Fall werden zwei Simulationen durchgeführt, wobei mittig zwischen den Resonatoren einmal eine magnetische und einmal eine elektrische Spiegelebene platziert wird. Durch den Eigenmode-Simulator werden jeweils f_e und f_m ermittelt und es kann nach (2.45) der Koppelfaktor k bestimmt werden. Die elektrischen Feldverteilungen der beiden Moden sind jeweils in Abb. 2.14a und Abb. 2.14b dargestellt. Es ist erkennbar, dass die E-Felder in den Resonatoren bei der f_m -Mode in entgegengesetzte Richtungen zeigen, während die E-Felder bei der f_e -Mode in die gleiche Richtung zeigen. In diesem Beispiel handelt es sich um eine induktive Kopplung, da die Frequenz der f_e -Mode höher ist. Durch Variation der Irisbreite, wird eine Beeinflussung des Koppelfaktors erzielt, sodass eine gezielte Änderung des Koppelkoeffizienten k möglich ist.

Der Koppelfaktor von zwei unterschiedlichen Resonatoren lässt sich simulativ nur annäherungsweise bestimmen. Der berechnete und der gemessene Faktor unterscheiden sich bis zu 2 %, sodass diese Annäherungsmethode ausreichend akkurate Ergebnisse liefert. Um eine hohe Genauigkeit zu garantieren ist eine kleine Koppelapertur sowie eine identische Feldverteilung in den beiden Resonatoren erforderlich. Anstatt den Koppelfaktor k_{AB} von Resonator A zu Resonator B zu berechnen, werden zuerst k_{AA} und k_{BB} bestimmt. Aus diesen Werten kann anschließend der gesuchte Faktor ermittelt werden [18, 19]:

$$k_{AB} = \sqrt{k_{AA} k_{BB}}. \quad (2.46)$$

Hierbei muss die identische Koppelapertur in beiden Simulationsmodellen verwendet werden. In Abb. 2.15 ist das Vorgehen schematisch dargestellt.

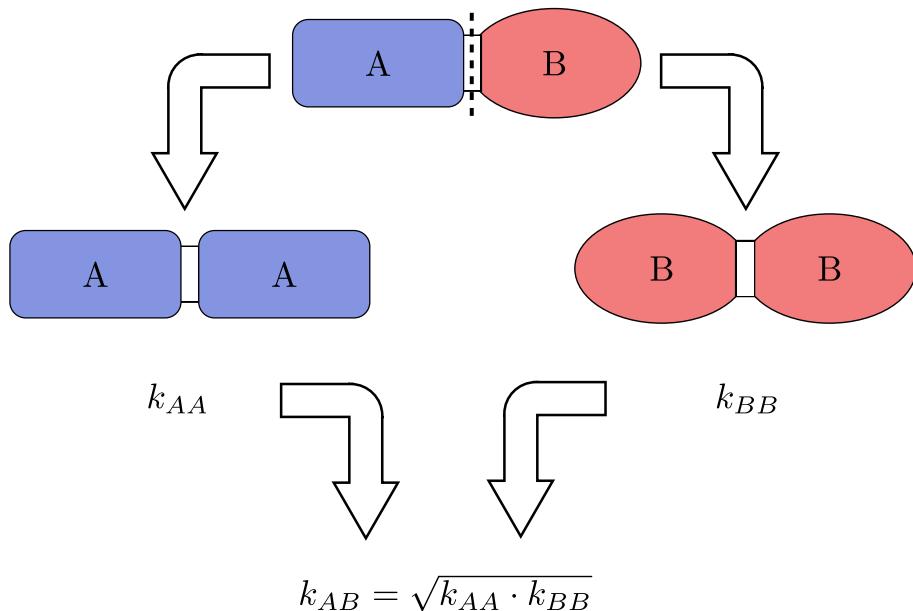


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung zur Ermittlung des Koppelfaktors k_{AB} bei unterschiedlich geformten Resonatoren [18].

2.7 Externe Güte

Die externe Güte Q_e gibt an, wie stark ein Resonator am Anfang oder Ende einer Schaltung angeregt wird. Hierbei hat die externe Güte nichts mit dem Gütefaktor aus Kapitel 2.4 zu tun. Wie der Koppelkoeffizient k spielt auch der korrekte Wert der externen Güte eine entscheidende Rolle bei der optimalen Transmissionscharakteristik. Eine Abweichung von dem Idealwert führt zu einer Verzerrung der Übertragungsfunktion.

In Abb. 2.16 ist das Ersatzschaltbild der Eingangskopplung mit einem Resonator dargestellt. Der Streuparameter S_{11} ergibt sich aus:

$$S_{11} = \frac{G - Y_{\text{in}}}{G + Y_{\text{in}}}. \quad (2.47)$$

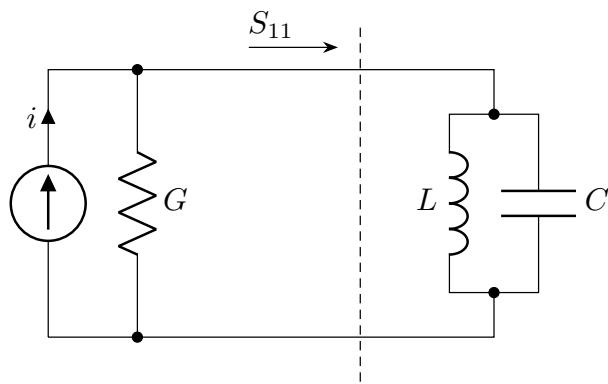


Abbildung 2.16: Ersatzschaltbild für die Eingangskopplung von einem Resonator.

Die Eingangsimpedanz Y_{in} ergibt sich aus dem Kehrwert von Z_{in} und beträgt für die Resonanzfrequenz ω_0 :

$$Y_{\text{in}} = j\omega C + \frac{1}{j\omega L} = j\omega_0 C \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (2.48)$$

Die externe Güte Q_e kann im verlustlosen Fall aus S_{11} ermittelt werden [12]:

$$Q_e = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{\pm 90}}, \quad (2.49)$$

mit $\Delta\omega_{\pm 90} = \omega_{+90} - \omega_{-90}$. Hierbei geben ω_{+90} und ω_{-90} an, bei welchen Frequenzen ω die Phase von S_{11} um $\pm 90^\circ$ von dem Resonanzfall abweicht. Für den Fall, dass die Ebene aus Abb. 2.16 nicht identisch mit der Ebene aus dem zu vermessenen Resonatormodell ist, muss die Bandbreite an einer anderen Phase gemessen werden. Dies ist nötig, weil die Messung einen zusätzlichen Phasenoffset enthält, der die Messung verzerrt. Entweder muss um diesen Faktor korrigiert werden, sodass die Phase von S_{11} wieder 0° bei Resonanz beträgt oder alternativ kann Q_e auch aus der Gruppenlaufzeit τ berechnet werden [10]:

$$Q_e = \frac{\omega_0 \cdot \tau_{S_{11}(\omega_0)}}{4}. \quad (2.50)$$

Hierbei wird die Gruppenlaufzeit aus dem Reflexionsfaktor S_{11} bei Resonanz berechnet. Die Resonanzfrequenz ist eindeutig aus der Gruppenlaufzeit erkennbar, da sie dort maximal ist. Gleichungen (2.49) und (2.50) liefern identische Ergebnisse, sodass beide Gleichungen für die Berechnungen und den Entwurf für Filter genutzt werden können.

2.8 Koppelmatrix

Die Koppelmatrix wurde in den 1970er Jahren von Atia und Williams eingeführt und ist ein Modell zur Beschreibung von Filtern [20, 21]. Sie bietet eine kompakte Schreibweise, um die Filtertopologie inklusive der Koppelstärken darzustellen. Sie vereinfacht nicht nur den Filterentwurf, sondern ermöglicht auch das Abstimmen von bereits gefertigten Filtern.

2.8.1 Allgemeine Koppelmatrix

Die allgemeine $n \times n$ Matrix \mathbf{M} enthält auf der Hauptdiagonalen die Eigenverstimmung der n Resonatoren in Form von frequenzunabhängigen Reaktanzen (engl. frequency-invariant reactance) B_i und auf den Nebendiagonalen die Werte der Immittanzinverter M_{ij} zwischen den Resonatoren i und j . Die zusätzlichen Reaktanzen werden benötigt, um Resonatoren darzustellen, welche nicht bei der Mittenfrequenz des Filters schwingen. Bei asynchron abgestimmten Filtern ist eine Darstellung mit frequenzunabhängigen Reaktanzen erforderlich, da die Resonatoren bei unterschiedlichen Frequenzen schwingen. Die Koppelmatrix ist reziprok, sodass $M_{ij} = M_{ji}$ gilt. Die Inverterwerte für Filter ohne Übertragungsnullstellen, sogenannte Allpolfilter, lassen sich unter anderem aus den Bauteilwerten des Tiefpassprototyps berechnen:

$$M_{ij} = \frac{1}{\sqrt{g_i g_j}}. \quad (2.51)$$

Ein vereinfachtes Ersatzschaltbild eines Tiefpassprototyps ist in Abb. 2.17 dargestellt.

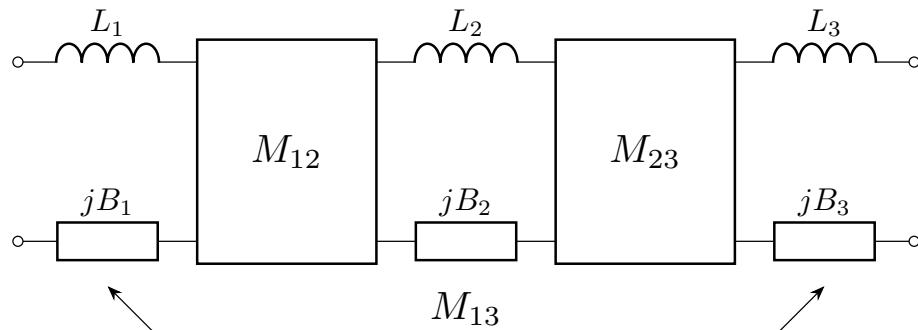


Abbildung 2.17: Äquivalentes Ersatzschaltbild eines Tiefpassprototyps von einem Bandpassnetzwerk. Es werden Inverter als Koppelemente genutzt [7].

Die dazugehörige $n \times n$ Matrix lautet:

$$j\mathbf{M} = j \begin{bmatrix} B_1 & M_{12} & M_{13} \\ M_{12} & B_2 & M_{23} \\ M_{13} & M_{23} & B_3 \end{bmatrix}. \quad (2.52)$$

In diesem Fall ist ein Filter dritter Ordnung mit einer zusätzlichen Kopplung zwischen dem ersten und dritten Resonator dargestellt. Zur vollständigen Beschreibung ist es nötig die Impedanzmatrix zu bilden, welche eine Quelle mit dem Eingangswiderstand R_S und der Last R_L enthält. Die Bauteilwerte der Induktivitäten L sind auf 1 normiert. Zur weiteren Betrachtung ist es notwendig, dass neben \mathbf{M} noch zwei weitere Matrizen eingeführt werden. Eine Matrix wird mit $s\mathbf{I}$ bezeichnet und ist eine Einheitsmatrix, die mit $s = \sigma + j\omega$ multipliziert wird:

$$s\mathbf{I} = \begin{bmatrix} s & 0 & 0 \\ 0 & s & 0 \\ 0 & 0 & s \end{bmatrix}. \quad (2.53)$$

Sie stellt die Frequenzvariabilität dar und angenommene Verluste können ebenfalls in die Koppelmatrix implementiert werden, indem $\sigma = \frac{f_0}{BW} \cdot \frac{1}{Q_0}$ ermittelt wird [12]. Für $Q_0 = \infty$ folgt $\sigma = 0$, sodass der verlustlose Fall eintritt.

Die Matrix \mathbf{G} enthält an erster und letzter Position die Admittanzen der Quellen $G_s = 1/R_S$ und Last $G_L = 1/R_L$ und ist ansonsten mit Nullen gefüllt.

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} G_s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & G_L \end{bmatrix}. \quad (2.54)$$

Die Admittanzmatrix \mathbf{Y}' setzt sich somit aus der Addition der drei Matrizen zusammen [22]:

$$\mathbf{Y}' = \mathbf{G} + s\mathbf{I} + j\mathbf{M} = \mathbf{G} + \mathbf{y}. \quad (2.55)$$

In dieser Darstellung enthält die Admittanzmatrix \mathbf{y} die reaktiven Anteile, während in \mathbf{G} der resistive Anteil der gesamten Admittanzmatrix \mathbf{Y}' enthalten ist.

2.8.2 Erweiterte Koppelmatrix

Die erweiterte Koppelmatrix, auch $n + 2$ Koppelmatrix genannt, bietet einige Vorteile gegenüber der allgemeinen Koppelmatrix und wird deswegen häufiger verwendet. Die Dimension der Matrix beträgt $(n + 2) \times (n + 2)$ und ist damit um jeweils zwei Reihen und Spalten größer als die allgemeine Koppelmatrix. Im Gegensatz zur allgemeinen Matrix ermöglicht sie mehrere Resonatoren mit dem Quell-/Lasttor zu verbinden und eine direkte Kopplung zwischen dem Eingangs- und Ausgangstor zu realisieren. Die Berechnung der gesamten Admittanzmatrix \mathbf{Y}' ist identisch wie in (2.55), wobei alle Matrizen die

Dimension $(n + 2) \times (n + 2)$ haben. Die Matrix \mathbf{I} ist in diesem Fall keine Einheitsmatrix mehr, da zwar auf der Hauptdiagonalen nur Einsen stehen, aber die Einträge \mathbf{I}_{11} sowie $\mathbf{I}_{n+2,n+2}$ eine Null enthalten. Die Bildung der Matrix \mathbf{G} bleibt unverändert, während die Matrix \mathbf{M} wie zuvor gebildet wird, aber anschließend von einer Zeile/Spalte bestehend aus Nullen umschlossen wird. Hierdurch wird die $n \times n$ Matrix auf $(n + 2) \times (n + 2)$ erweitert.

Die Streuparameter lassen sich aus der Admittanzmatrix \mathbf{Y}' wie folgt berechnen [12]:

$$S_{21} = 2\sqrt{R_S R_L} \mathbf{Y}'_{n+2,1} \quad (2.56)$$

$$S_{11} = 1 - 2R_s \mathbf{Y}'_{1,1} \quad (2.57)$$

$$S_{22} = 1 - 2R_L \mathbf{Y}'_{n+2,n+2}. \quad (2.58)$$

2.8.3 Synthese der erweiterten Koppelmatrix

Die erweiterte Koppelmatrix kann auch direkt synthetisiert werden. Die Herleitung der Admittanzmatrix \mathbf{Y} erfolgt auf zwei unterschiedlichen Wegen: zuerst aus den charakteristischen Polynomen und anschließend mithilfe von einem Ersatzschaltbild. Es wird die transversale Form der Matrix angenommen, sodass durch Vergleich der beiden Modelle die verschiedenen Werte der Koppelmatrix gebildet werden können. Zum Schluss kann die Matrix durch Rotation in die häufig genutzte gefaltete Form oder in eine beliebige andere Form überführt werden.

Wie bereits in Kapitel 2.1 vorgestellt, ergeben sich die Streuparameter aus den charakteristischen Polynomen wie folgt [12]:

$$S_{21}(s) = \frac{P(s)/\varepsilon}{E(s)}, \quad S_{11}(s) = \frac{F(s)/\varepsilon_R}{E(s)} \quad (2.59)$$

mit

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{10^{RL/10} - 1}} \cdot \left| \frac{P(s)}{F(s)} \right|_{s=\pm j}. \quad (2.60)$$

Hierbei sind die Ordnungen der Polynome $E(s)$ und $F(s)$ identisch mit der Filterordnung n und $P(s)$ entspricht der Anzahl der endlichen Übertragungsnullstellen. Typischerweise ist $\varepsilon_R = 1$, mit Ausnahme für den Fall, dass die Anzahl der Übertragungsnullstellen n_{fz} identisch mit der Filterordnung ist. In diesem Fall muss ε_R wie folgt berechnet werden [12]:

$$\varepsilon_R = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}. \quad (2.61)$$

Die Einträge $y_{21}(s)$ und $y_{22}(s)$ der Admittanzmatrix $\mathbf{Y}(s)$ lassen sich aus den charakteristischen Polynomen berechnen, wobei hierfür eine Normalisierung des höchsten

Exponenten auf 1 erforderlich ist:

$$\text{Für gerade } n: \quad y_{21}(s) = \frac{y_{21n}(s)}{y_d(s)} = \frac{P(s)/\varepsilon}{m_1(s)} \quad (2.62)$$

$$y_{22}(s) = \frac{y_{22n}(s)}{y_d(s)} = \frac{n_1(s)}{m_1(s)} \quad (2.63)$$

$$\text{Für ungerade } n: \quad y_{21}(s) = \frac{y_{21n}(s)}{y_d(s)} = \frac{P(s)/\varepsilon}{n_1(s)} \quad (2.64)$$

$$y_{22}(s) = \frac{y_{22n}(s)}{y_d(s)} = \frac{m_1(s)}{n_1(s)} \quad (2.65)$$

mit

$$m_1(s) = \Re(e_0 + f_0) + j\Im(e_1 + f_1)s + \Re(e_2 + f_2)s^2 + \dots \quad (2.66)$$

$$n_1(s) = j\Im(e_0 + f_0) + \Re(e_1 + f_1)s + j\Im(e_2 + f_2)s^2 + \dots \quad (2.67)$$

Mit e_i und f_i werden die komplexen Koeffizienten der entsprechenden Polynome bezeichnet. Es ist möglich diese Gleichung in Matrixform aufzustellen und diese etwas umzuschreiben [7]:

$$\begin{aligned} [\mathbf{Y}_n] &= \begin{bmatrix} y_{11}(s) & y_{12}(s) \\ y_{21}(s) & y_{22}(s) \end{bmatrix} = \frac{1}{y_d(s)} \begin{bmatrix} y_{11n}(s) & y_{12n}(s) \\ y_{21n}(s) & y_{22n}(s) \end{bmatrix} \\ &= j \begin{bmatrix} 0 & K_\infty \\ K_\infty & 0 \end{bmatrix} + \sum_{k=1}^n \frac{1}{(s - j\lambda_k)} \cdot \begin{bmatrix} r_{11k} & r_{12k} \\ r_{21k} & r_{22k} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.68)$$

Die Werte von r_{22k} und r_{21k} mit $k = 1, 2, \dots, n$ können durch Partialbruchzerlegung und den Eigenwerten λ_k ermittelt werden. Die Eigenwerte ergeben sich durch die Nullstellen des gemeinsamen Nennerpolynoms $y_d(s)$. Im vollständig kanonischen Fall ergibt sich K_∞ zu:

$$jK_\infty = \left. \frac{y_{21n}(s)}{y_d(s)} \right|_{s=j\infty} = \left. \frac{jP(s)/\varepsilon}{y_d(s)} \right|_{s=j\infty} \quad (2.69)$$

und ansonsten zu $K_\infty = 0$. Der vollständig kanonische Fall liegt vor, wenn die Anzahl der Transmissions- und der Reflexionsnullstellen in einem Filter identisch ist. Die Berechnung von K_∞ kann noch weiter vereinfacht werden [12]:

$$K_\infty = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_R} (\varepsilon_R - 1). \quad (2.70)$$

Die Admittanzmatrix \mathbf{Y}_n kann auch aus dem Ersatzschaltbild eines transversalen Filters berechnet werden. Eine beispielhafte Darstellung eines Filters der Ordnung n ist in Abb. 2.18a aufgezeichnet.

Das Filter besteht aus n parallelen Resonatoren, die über Inverter M_{ij} an die Quelle S und Last L angekoppelt werden. Die direkte Verbindung von Quell- und Lasttor ist über

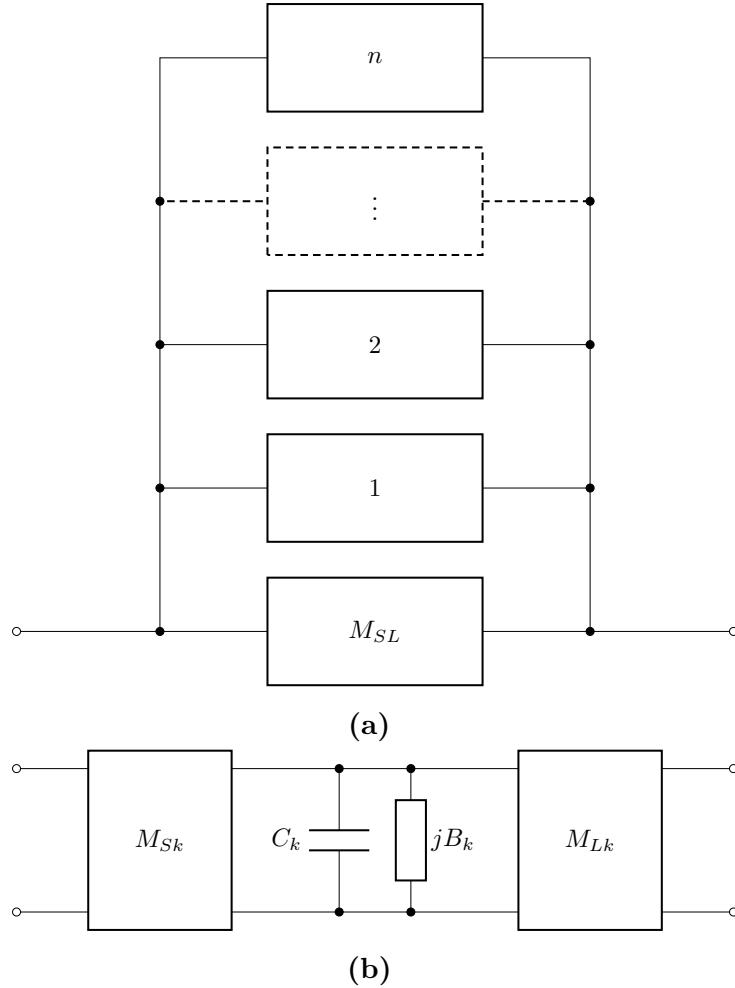


Abbildung 2.18: Kanonisches transversales Array (a) n parallele Resonatorsegmente mit direkter Quell-Last-Kopplung (b) Ersatzschaltbild eines Resonatorsegments [7].

den Inverter M_{SL} dargestellt. Ein einzelnes Resonatorsegment ist in Abb. 2.18b dargestellt und besteht aus zwei Invertern, sowie einem Kondensator und einer frequenzunabhängigen Reaktanz. Die Kettenmatrix für dieses Resonatorsegment lautet [12]:

$$\mathbf{ABCD}_k = - \begin{bmatrix} \frac{M_{Lk}}{M_{Sk}} & \frac{(sC_k + jB_k)}{M_{Sk}M_{Lk}} \\ 0 & \frac{M_{Sk}}{M_{Lk}} \end{bmatrix}. \quad (2.71)$$

Die Kettenmatrix kann anschließend direkt in die Admittanzmatrix \mathbf{y}_k eines Segments überführt werden [12]:

$$\begin{aligned} \mathbf{y}_k &= \begin{bmatrix} y_{11k}(s) & y_{12k}(s) \\ y_{21k}(s) & y_{22k}(s) \end{bmatrix} = \frac{M_{Sk}M_{Lk}}{(sC_k + jB_k)} \cdot \begin{bmatrix} \frac{M_{Sk}}{M_{Lk}} & 1 \\ 1 & \frac{M_{Lk}}{M_{Sk}} \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{sC_k + jB_k} \begin{bmatrix} M_{Sk}^2 & M_{Sk}M_{Lk} \\ M_{Sk}M_{Lk} & M_{Lk}^2 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.72)$$

Die parallele Verschaltung der Resonatoren ermöglicht eine Summation der Admittanz-

	S	1	2	3	4	L
S	0	M_{S1}	M_{S2}	M_{S3}	M_{S4}	M_{SL}
1	M_{S1}	M_{11}	0	0	0	M_{1L}
2	M_{S2}	0	M_{22}	0	0	M_{2L}
3	M_{S3}	0	0	M_{33}	0	M_{3L}
4	M_{S4}	0	0	0	M_{44}	M_{4L}
L	M_{SL}	M_{1L}	M_{2L}	M_{3L}	M_{4L}	0

Tabelle 2.1: Transversale erweiterte Koppelmatrix eines Filters vierter Ordnung. Die innere $n \times n$ Koppelmatrix ist durch doppelte Linien markiert.

matrizen \mathbf{y}_k um die gesamte Admittanzmatrix \mathbf{Y}_N des Filters zu erhalten. Zusätzlich muss die Matrix \mathbf{y}_{SL} der direkten Verbindung von Quell- zu Lasttor addiert werden:

$$\begin{aligned} \mathbf{Y}_N &= \begin{bmatrix} y_{11}(s) & y_{12}(s) \\ y_{21}(s) & y_{22}(s) \end{bmatrix} = \mathbf{y}_{SL} + \sum_{k=1}^n \begin{bmatrix} y_{11k}(s) & y_{12k}(s) \\ y_{21k}(s) & y_{22k}(s) \end{bmatrix} \\ &= j \begin{bmatrix} 0 & M_{SL} \\ M_{SL} & 0 \end{bmatrix} + \sum_{k=1}^n \frac{1}{sC_k + jB_k} \begin{bmatrix} M_{Sk}^2 & M_{Sk}M_{Lk} \\ M_{Sk}M_{Lk} & M_{Lk}^2 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.73)$$

Es ist eindeutig zu erkennen, dass die beiden Admittanzmatrizen aus (2.68) und (2.73) eine ähnliche Struktur aufweisen. Hierdurch lassen sich einige Zusammenhänge ableiten und die Einträge der Matrix lassen sich berechnen:

$$C_k = 1 \quad B_k (\equiv M_{kk}) = -\lambda_k \quad (2.74)$$

$$M_{kL} = \sqrt{r_{22k}} \quad M_{Sk} = r_{21k}/\sqrt{r_{22k}} \quad (2.75)$$

$$M_{SL} = K_\infty. \quad (2.76)$$

Die benötigten Werte von r_{22k} und r_{21k} können wie zuvor beschrieben aus den charakteristischen Polynomen von S_{21} und S_{11} ermittelt werden. Somit kann die transversale $n + 2$ Koppelmatrix aufgestellt werden. In der Tabelle 2.1 ist beispielhaft eine erweiterte Koppelmatrix vierter Ordnung dargestellt.

Die transversale Form ist jedoch in ihrer Realisierung sehr kompliziert, da jeder Resonator physikalisch an das Quelltor und an das Lasttor angekoppelt werden muss. Eine

sehr verbreitete Darstellung ist die sogenannte gefaltete Form. Bei dieser Form wird eine kettenartige Struktur gebildet, bei der jeder Resonator an einen weiteren gekoppelt wird. Kopplungen von nicht benachbarten Resonatoren können durch physikalisches Umformen der Filterstruktur erzielt werden, sodass die physikalische Distanz zwischen beiden Resonatoren reduziert wird. Die gefaltete Form zeichnet sich durch die einfache Realisierung der physikalischen Struktur aus. Auf der Hauptdiagonalen der Koppelmatrix befinden sich weiterhin die Eigenverstimmungen der Resonatoren. Im Gegensatz zu der transversalen Form befinden sich auf der ersten Nebendiagonale die benötigten Kopplungen zu den benachbarten Resonatoren. Wenn keine Kreuzkopplungen in der Topologie vorgesehen sind, sind die Kopplungen außerhalb der ersten Nebendiagonale gleich Null. Wenn Übertragungsnullstellen in der Übertragungscharakteristik vorhanden sind, dann enthalten die entsprechenden Einträge in der Matrix die benötigte Koppelstärke.

Die transversale Koppelmatrix kann durch eine Ähnlichkeitstransformation, beispielsweise durch eine Rotation der Matrix, zu der gefalteten Form überführt werden. Hierfür werden eine Reihe von Transformationen durchgeführt, um unerwünschte Kopplungen zu entfernen und an anderer Stelle zu platzieren. Die Rotation erfolgt durch Ähnlichkeitstransformationen, bei der das Übertragungsverhalten des Filters nicht verändert wird, jedoch der Inhalt der Matrix eine andere Form annimmt. Hierzu werden einige Einträge verändert, wodurch einige Kopplungen verschwinden und andere hinzugefügt werden. Die initiale transversale Matrix \mathbf{M}_0 wird durch Multiplikation von einer Rotationsmatrix \mathbf{R}_1 und ihrer transponierten Version \mathbf{R}_1^t verändert:

$$\mathbf{M}_1 = \mathbf{R}_1 \cdot \mathbf{M}_0 \cdot \mathbf{R}_1^t. \quad (2.77)$$

Die Matrix \mathbf{R}_1 hat die gleichen Dimensionen wie \mathbf{M} und enthält auf der Hauptdiagonalen nur Einsen. Bei einer Rotation um den Drehpunkt i, j sind die Elemente $R_{ii} = R_{jj} = \cos(\theta_r)$ und die Elemente $R_{ji} = -R_{ij} = \sin(\theta_r)$. Hierbei gilt $i \neq j$ sowie $(i, j \neq 1, n + 2)$. Mit θ_r wird der Rotationswinkel angegeben. Die Reihen und Spalte von i und j werden durch die Rotation verändert, während alle anderen Einträge unverändert bleiben. Durch geschickte Wahl des Rotationswinkels können gezielt Einträge in der Matrix zu Null gesetzt werden, während andere Einträge unverändert bleiben. Eine Rotation um den Drehpunkt (i, j) erzeugt eine Null an der vorgegebenen Stelle, wenn der

Rotationswinkel θ_r wie folgt gewählt wird [7]:

$$\theta_r = \tan^{-1}(M_{ik}/M_{jk}) \quad \text{für das k-te Element in Reihe } i (M_{ik}) \quad (2.78)$$

$$\theta_r = -\tan^{-1}(M_{jk}/M_{ik}) \quad \text{für das k-te Element in Reihe } j (M_{jk}) \quad (2.79)$$

$$\theta_r = \tan^{-1}(M_{ki}/M_{kj}) \quad \text{für das k-te Element in Spalte } i (M_{ki}) \quad (2.80)$$

$$\theta_r = \tan^{-1}(M_{kj}/M_{ki}) \quad \text{für das k-te Element in Spalte } j (M_{kj}) \quad (2.81)$$

$$\theta_r = \tan^{-1} \left(\frac{M_{ij} \pm \sqrt{M_{ij}^2 - M_{ii}M_{jj}}}{M_{jj}} \right) \quad \text{für das Element } M_{ii} \quad (2.82)$$

$$\theta_r = \tan^{-1} \left(\frac{-M_{ij} \pm \sqrt{M_{ij}^2 - M_{ii}M_{jj}}}{M_{ii}} \right) \quad \text{für das Element } M_{jj} \quad (2.83)$$

$$\theta_r = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{2M_{ij}}{M_{jj} - M_{ii}} \right) \quad \text{für das Element } M_{ij}. \quad (2.84)$$

Es existieren verschiedene Algorithmen, welche die Matrix aus der transversalen in die gefaltete Form überführt [7]. Wenn diese durchgeführt werden, entstehen eventuell benötigte Kreuzkopplungen automatisch an der korrekten Position in der Matrix. Somit wird eine Matrix erzeugt, welche eine simple und realisierbare Topologie liefert.

2.9 Koppelmatrixextraktion

Die Informationen in der Koppelmatrix können genutzt werden, um das ideale Übertragungsverhalten eines Filters darzustellen. Dies umfasst die Streuparameter, aber auch die physikalischen Werte für die externe Güte Q_e und der Koppelfaktor k lassen sich ermitteln. Der Koppelfaktor k_{ij} zwischen den identischen Resonatoren i und j ergibt sich aus:

$$M_{ij} = \frac{f_0}{BW} \frac{f_e^2 - f_m^2}{f_e^2 + f_m^2} = \frac{f_0}{BW} k_{ij}. \quad (2.85)$$

Die externe Güte Q_e gibt die Stärke der Einkopplung an und lässt sich durch

$$M_{S1} = \frac{1}{\sqrt{Q_e FBW}}, \quad (2.86)$$

$$Q_e = \frac{1}{M_{S1}^2 \cdot FBW}, \quad (2.87)$$

ermitteln. Hierbei bezeichnet FBW die relative Bandbreite $FBW = \frac{BW}{f_0}$. Diese Werte können durch Simulationen von Teilstrukturen ermittelt werden, wobei Belastungseffekte auf die Resonatoren meist nicht betrachtet werden. Hierdurch kommt es beim Zusammensetzen der gesamten Filterstruktur zu einem verstimmten Übertragungsverhalten. Aus diesem Grund wird eine automatische oder manuelle Optimierung der Dimensionen benötigt. Die manuelle Optimierung anhand der Streuparameter erfordert sehr tiefgreifendes Fachwissen, sodass sich die Optimierung als langwierig erweisen kann. Eine Unterstüt-

zung kann hierbei die Koppelmatrixextraktion sein, bei der die verstimmte Koppelmatrix der Filterstruktur ermittelt wird. Durch Abgleich der verstimmten mit der idealen Koppelmatrix lässt sich ermitteln, welche Kopplungen oder Resonanzen verstimmt sind. Dies ermöglicht Rückschlüsse, welche physikalischen Dimensionen angepasst werden müssen, um zur gewünschten Übertragungscharakteristik zu gelangen. Dieses Vorgehen ermöglicht eine gezielte und effiziente Anpassung, sodass mithilfe von Abstimmsschrauben ein gefertigtes Filter auf die gewünschte Übertragungscharakteristik eingestellt werden kann.

Es gibt verschiedene Ansätze die Koppelmatrix aus den Streuparametern zu ermitteln. Beispielsweise kann eine bestehende, ideale Matrix durch einen Optimierungsalgorithmus verändert werden, bis die Streuparameter der Matrix mit den simulierten oder gemessenen Werten übereinstimmt. Ein anderes Vorgehen basiert auf mathematischer Extraktion der charakteristischen Polynome aus den Streuparametern und ermöglicht so eine Berechnung der Koppelmatrixeinträge. Hierfür wird die Filterantwort von dem Bandpassbereich in den Tiefpassbereich transformiert [16]:

$$s = j \frac{f_0}{BW} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (2.88)$$

Wenn zusätzlich Verluste berücksichtigt werden sollen, kann die unbelastete Güte Q_0 mit eingebunden werden:

$$s = \frac{f_0}{BW Q_0} \frac{1}{\omega} + j \frac{f_0}{BW} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (2.89)$$

Hierbei wird ein identischer Gütfaktor Q_0 für alle Resonatoren angenommen. Anschließend kann eine angepasste Cauchy-Methode angewandt werden, um die charakteristischen Polynome F , P und E zu ermitteln [23, 24]. Aufgrund der physischen Realisierung enthalten die gemessenen Streuparameter $S_{11}(s)$ und $S_{21}(s)$ zusätzliche Effekte, die in einem vereinfachten Ersatzschaltbild nicht wiedergegeben werden können. Dies sind beispielsweise höhere Resonanzmoden oder auch dispersives Verhalten von Hohlleitern. Aus diesem Grund sind die idealen Streuparameter des Modells $\hat{S}_{11}(s)$ und $\hat{S}_{21}(s)$ nur eine Annäherung an die gemessenen S-Parameter:

$$\hat{S}_{11}(s) = \frac{F(s)}{E(s)} = \frac{\sum_{k=0}^n a_k^{(1)} s^k}{\sum_{k=0}^n b_k s^k} \approx S_{11}(s), \quad (2.90)$$

$$\hat{S}_{21}(s) = \frac{P(s)}{E(s)} = \frac{\sum_{k=0}^{n_z} a_k^{(2)} s^k}{\sum_{k=0}^n b_k s^k} \approx S_{21}(s), \quad (2.91)$$

mit $s = \sigma + j\omega$. Die Polynome $E(s)$ sowie $F(s)$ haben die Ordnung n , während das Polynom $P(s)$ eine Ordnung entsprechend der Anzahl an Übertragungsnullstellen n_z hat. Zuerst werden $a_k^{(1)}$ und $a_k^{(2)}$ ermittelt, indem K gebildet wird. Dies entspricht einer An-

näherung des Modells mit der charakteristischen Funktion \widehat{K} [24]:

$$\widehat{K}(s) = \frac{\widehat{S}_{11}(s)}{\widehat{S}_{21}(s)} = \frac{\sum_{k=0}^n a_k^{(1)} s^k}{\sum_{k=0}^{n_z} a_k^{(2)} s^k} \approx \frac{S_{11}(s)}{S_{21}(s)} = K(s). \quad (2.92)$$

Bei S_{11} und S_{21} handelt es sich um Vektoren von mindestens $N \geq n+n_z+1$ Messpunkten, welche arbiträr im Frequenzbereich verteilt sein können. Die diskreten Streuparameterpaare $S_{11}(s_i)$ und $S_{21}(s_i)$ können anschließend zu einem linearen Gleichungssystem umgestellt werden:

$$S_{21}(s_i) \sum_{k=0}^n a_k^{(1)} s_i^k - S_{11}(s_i) \sum_{k=0}^{n_z} a_k^{(2)} s_i^k = 0, \quad i = 1, \dots, N. \quad (2.93)$$

Wird dies für alle N Messpunkte wiederholt, ergibt sich folgende Matrixschreibweise:

$$[\mathbf{S}_{21}\mathbf{V}_n - \mathbf{S}_{11}\mathbf{V}_{n_z}] \begin{bmatrix} \mathbf{a}^{(1)} \\ \mathbf{a}^{(2)} \end{bmatrix} = \mathbf{X} \begin{bmatrix} \mathbf{a}^{(1)} \\ \mathbf{a}^{(2)} \end{bmatrix} = 0. \quad (2.94)$$

Es gilt $\mathbf{a}^{(1)} = [a_0^{(1)}, \dots, a_n^{(1)}]^T$, $\mathbf{a}^{(2)} = [a_0^{(2)}, \dots, a_{n_z}^{(2)}]^T$, $\mathbf{S}_{11} = \text{diag}\{S_{11}(s_i)\}_{i=1,\dots,N}$, $\mathbf{S}_{21} = \text{diag}\{S_{21}(s_i)\}_{i=1,\dots,N}$ und \mathbf{V}_r ist eine Vandermonde-Matrix der Form [24]:

$$\mathbf{V}_r = \begin{bmatrix} 1 & s_1 & s_1^2 & \dots & s_1^r \\ 1 & s_2 & s_2^2 & \dots & s_2^r \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & s_N & s_N^2 & \dots & s_N^r \end{bmatrix} \in \mathbb{C}^{N \times (r+1)}. \quad (2.95)$$

Durch eine Singulärwertzerlegung kann $\mathbf{X} \in \mathbb{C}^{N \times (n+n_z+2)}$ ermittelt werden:

$$\mathbf{X} \begin{bmatrix} \mathbf{a}^{(1)} \\ \mathbf{a}^{(2)} \end{bmatrix} = \mathbf{U} \boldsymbol{\Sigma} \mathbf{V}^H \begin{bmatrix} \mathbf{a}^{(1)} \\ \mathbf{a}^{(2)} \end{bmatrix} = 0. \quad (2.96)$$

Mit \mathbf{U} und \mathbf{V} werden jeweils unitäre Matrizen bezeichnet, $\boldsymbol{\Sigma}$ ist eine Diagonalmatrix mit den geordneten Werten von \mathbf{X} und der Operator H gibt die komplex konjugierte und transponierte Matrix an. Die Lösung dieses Systems ergibt sich aus der letzten Zeile der quadratischen, unitären Matrix \mathbf{V}^H [24]:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{a}^{(1)} \\ \mathbf{a}^{(2)} \end{bmatrix} = [\mathbf{V}^H]_{n+n_z+2} \quad (2.97)$$

Um die $n+n_z+2$ Koeffizienten zu ermitteln werden nur $n+n_z+1$ Messpunkte benötigt, da ein Wert arbiträr festgelegt werden kann [24]. Durch die Koeffizienten $\mathbf{a}^{(1)}, \mathbf{a}^{(2)}$ lässt sich nun mit (2.92) $K(s)$ berechnen. Unter der Voraussetzung eines passiven, verlustlosen

Netzwerkes folgt:

$$|\hat{S}_{11}(j\omega)|^2 + |\hat{S}_{21}(j\omega)|^2 \leq 1. \quad (2.98)$$

Wird anschließend die Polynomschreibweise genutzt, ergibt sich folgende Feldtkeller-Gleichung [24]:

$$F(s)F^*(-s) + P(s)P^*(-s) = E(s)E^*(-s). \quad (2.99)$$

Zur Bestimmung von $E(s)$ werden die Nullstellen des Polynoms $E(s)E^*(-s)$ benötigt. Die $2n$ Nullstellen verteilen sich symmetrisch um die imaginäre Achse. Die Nullstellen mit negativem Realteil ($s_k = -\sigma_k + j\omega_k$, mit $k = 1, 2, \dots, n$) werden $E(s)$ zugeordnet, da ein stabiles Filter vorliegt. Die Nullstellen der Polynome können durch die Eigenwerte der Begleitmatrix ermittelt werden [25].

Wenn die Anzahl der Übertragungsnullstellen geringer als die Filterordnung ist, liegt mindestens eine Nullstelle bei unendlich. Somit folgt $\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{11}(j\omega) = 1$, wodurch sich vereinfacht $b_n = a_n^{(1)}$ ergibt. Ist dies nicht der Fall, gilt:

$$b_n = \sqrt{|a_n^{(1)}|^2 + |a_n^{(2)}|^2} \cdot e^{j\arg(a_n^{(1)})}. \quad (2.100)$$

Die restlichen Werte für b_k mit $k = 1, 2, \dots, n-1$ ergeben sich aus den Wurzeln. Somit sind die charakteristischen Polynome P , F und E komplett definiert und aus diesen kann die Koppelmatrix erstellt werden. Vorteilhaft an der Cauchy-Methode ist, dass kein De-embedding der Phase notwendig ist [16]. Dies ist zwangsweise erforderlich, wenn die Koppelmatrix über die Admittanzparameter ermittelt wird.

Weiterhin erlaubt dieses Vorgehen eine Abschätzung des Gütefaktors des Filters. Hierfür wird eine Extraktion durchgeführt und die gemessenen Streuparameter werden mit den Streuparametern der Koppelmatrix abgeglichen. Anschließend wird Q_0 in (2.89) variiert, bis $S_{21}(s_i)$ und $\hat{S}_{21}(s_i)$ identisch sind [16]. Insbesondere bei stark verlustbehafteten Filtern kann jedoch eine Optimierung der Einträge der idealen Koppelmatrix effizienter sein. Hierfür werden die einzelnen Einträge optimiert, sodass S_{21} , S_{11} und S_{22} der Messung identisch mit der resultierenden Koppelmatrix sind. Dies erlaubt eine individuelle Extraktion der Gütefaktoren der Resonatoren.

2.10 Anwendungsbeispiel für ein Filter vierter Ordnung

Die Koppelmatrix stellt eine Art Bauplan für eine definierte Übertragungscharakteristik dar. Sie kann auch im Entwicklungsprozess von Filtern genutzt werden, da die benötigten Kopplungen sowie die benötigte Topologie vorgegeben werden. Eine Entwurfsstrategie von Filtern setzt darauf, zuerst die gewünschte Übertragungscharakteristik zu definieren und anschließend die charakteristischen Polynome zu berechnen. Nachfolgend kann die

Matrix aufgestellt und zu einer passenden Topologie rotiert werden. Danach können mithilfe von Teilmodellen die benötigten Kopplungen im Filter ermittelt werden und zum Schluss wird das komplette Filter mit den errechneten Dimensionen im Simulationsprogramm aufgebaut. In den meisten Fällen sind die resultierenden Ergebnisse schon sehr gut, jedoch kann es nötig sein, die Dimensionen etwas zu optimieren, bis die gewünschte Übertragungsfunktion erreicht wird.

In diesem Kapitel wird beispielhaft ein Hohlleiterfilter vierter Ordnung erstellt. Die Simulation erfolgt mit dem Programm CST Studio Suite von Dassault Systèmes. Zusammenfassend wird das Filter folgende Eigenschaften haben:

- $n = 4$
- $f_0 = 10 \text{ GHz}$
- $BW = 200 \text{ MHz}$
- $RL = 20 \text{ dB}$

2.10.1 Koppelmatrix

Zuerst wird die Koppelmatrix mit der gewünschten Übertragungscharakteristik aufgestellt. Hierfür erfolgt die Synthese der charakteristischen Polynome im Tiefpassbereich nach 2.1 und anschließend wird die Koppelmatrix gebildet (vgl. 2.8). Da die Koppel-

Tabelle 2.2: Koppelmatrix eines Tschebyscheff-Filters vierter Ordnung mit einer Rückflussdämpfung von $RL = 20 \text{ dB}$.

	S	1	2	3	4	L
S	0	1.035	0	0	0	0
1	1.035	0	0.911	0	0	0
2	0	0.911	0	0.700	0	0
3	0	0	0.700	0	0.911	0
4	0	0	0	0.911	0	1.035
L	0	0	0	0	1.035	0

matrix aus den charakteristischen Polynomen ermittelt wird, bezieht sie sich auf den

normierten Tiefpassbereich. Dies hat zur Folge, dass sie unabhängig von Mittenfrequenz und Bandbreite ist, sondern nur von der Filterordnung, der Rückflussdämpfung und der Anzahl sowie Position der Übertragungsnulstellen beeinflusst wird. Dementsprechend ist die Matrix in Tab. 2.2 identisch für andere Allpolfilter vierter Ordnung. Die Matrix wurde bereits in die gefaltete Form rotiert, sodass der Aufbau der Filterstruktur vereinfacht ist.

2.10.2 Resonatordimensionen

Zu Beginn der physikalischen Realisierung steht der Entwurf des einzelnen Resonators. Dieser wird, unter Beachtung von allen Designeinschränkungen, in einem Eigenmodesimulator erstellt und die Eigenmoden berechnet. Designeinschränkungen können unterschiedlichster Art sein, beispielsweise Breiten- oder Höheneinschränkungen oder Einschränkungen in der Wandstärke wie z.B. bei gefrästen Resonatoren. In Hohlleiterfiltern werden Resonatoren typischerweise genauso breit und hoch entworfen, wie es der jeweilige WR-Standard vorgibt und die Resonanzfrequenz wird über die Länge variiert. Diese Einschränkung ist jedoch nicht verpflichtend und wird verwendet, weil es besonders passend für die TE_{101} -Grundmode ist, sowie die Fertigung vereinfacht. Die Resonanzfrequenz eines rechteckigen Hohlraumresonators ergibt sich zu [14]:

$$f_{mnk} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{k\pi}{l}\right)^2}. \quad (2.101)$$

Hierbei ist a die Breite, b die Höhe und l die Länge des Resonators. Abhängig von den Dimensionen des Resonators entsteht eine TE_{mnk} - oder TM_{mnk} -Mode. Wenn die Bedingung $b < a < l$ erfüllt ist, dann ist die niedrigste Mode die TE_{101} -Grundmode [14]. Diese Mode wird häufig für Filteranwendungen verwendet, da höhere Störmoden entfernt von dem Durchlassbereich schwingen. In diesem Beispiel soll das Filter willkürlich gewählt bei 10 GHz schwingen, weswegen der WR90-Hohlleiterstandard verwendet wird. Der WR90-Hohlleiterstandard hat eine Breite von $a = 22.86$ mm und eine Höhe von $b = 10.16$ mm. Somit wird die Länge l zur Variation der Resonanzfrequenz genutzt.

Die Abb. 2.19a stellt einen Hohlleiter, mit den charakteristischen Dimensionen a , b und l dar. Wird l variiert, während a und b konstant bleiben, wird die Resonanzfrequenz der Grundmode verändert. Dies ist in der Abb. 2.19b dargestellt. Die Berechnung der Resonanzfrequenz f_0 ist sehr akkurat für simple Strukturen wie einen quaderförmigen Hohlraumresonator. Weiterhin existiert keine lineare Abhängigkeit der Resonanzfrequenz zu der Länge l . Die Resonanzfrequenz $f_0 = 10$ GHz wird bei einer Länge von $l = 19.8777$ mm erreicht.

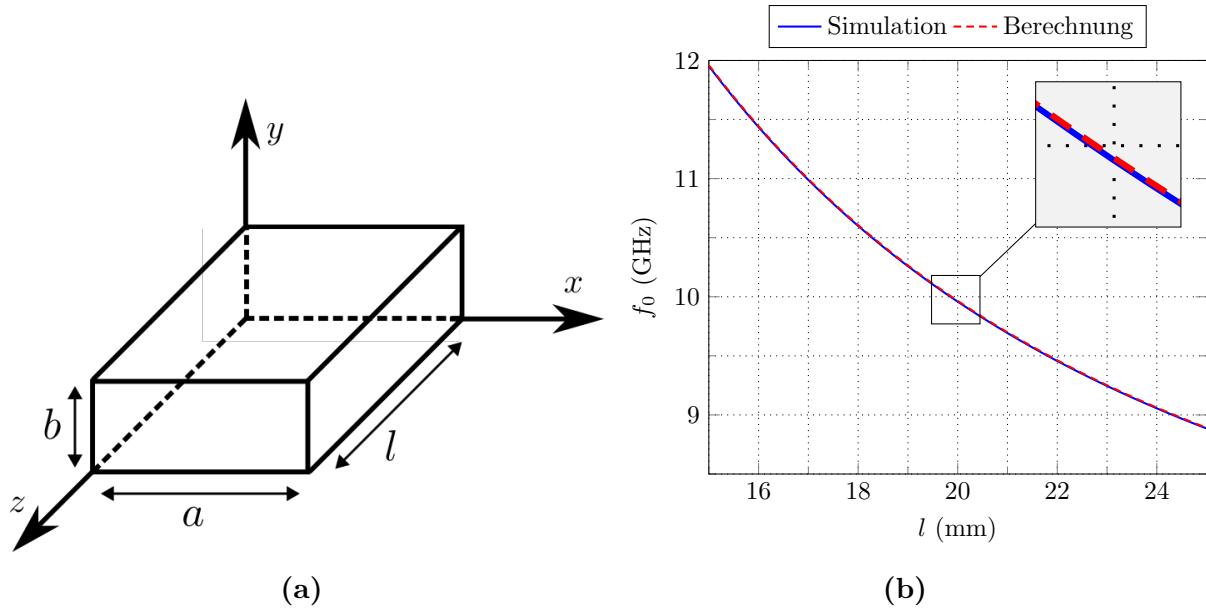


Abbildung 2.19: (a) Schematische Darstellung eines Hohlleiters. (b) Berechnete und simulierte Resonanzfrequenz f_0 der TE₁₀₁-Mode mit $a = 22.86$ mm und $b = 10.16$ mm in Abhängigkeit von der Länge l für einen Hohlraumresonator.

2.10.3 Interresonatorkopplung

Nachdem die passende Resonatorgröße ermittelt wurde, kann anschließend die benötigte Interresonatorkopplung berechnet werden. Dies ist die Koppelstärke k zwischen zwei Resonatoren, um die spezifische Rückflussdämpfung und Bandbreite der Übertragungscharakteristik zu erreichen. Die Koppelstärke k kann aus dem normalisierten Koppelfaktor M_{ij} nach (2.85) berechnet werden.

Nach der Koppelmatrix aus Tabelle 2.2 werden die Koppelfaktoren von $M_{12} = M_{34} = 0.911$ und $M_{23} = 0.700$ benötigt. Dies entspricht einer Koppelstärke von $k_{12} = k_{34} = 0.01822$ und $k_{23} = 0.014$ bei einer Mittenfrequenz von 10 GHz und einer Bandbreite von 200 MHz. Abb. 2.20a zeigt ein Simulationsmodell, bei dem zwei Resonatoren miteinander verbunden sind. Wie bereits in Kapitel 2.6 beschrieben, wird zur Berechnung nur die Hälfte des vollständigen Simulationsmodells benötigt. Dieses vereinfachte Modell ist in Abb. 2.20b dargestellt. Anschließend wird eine elektrische bzw. magnetische Wand eingefügt und die beiden Eigenmoden simuliert. Alternativ können auch zwei identische Resonatoren mit einer vollständigen Iris verbunden werden. Die Resonanzfrequenzen der ersten beiden resultierenden Eigenmoden entsprechen den gesuchten Größen f_e und f_m . Die Koppelstärke hängt von der Irislänge sowie der Irisbreite ab, sodass beide Größen so dimensioniert werden müssen, dass die Koppelstärke den gewünschten Wert hat. Als Beispiel wird die Irislänge Iris_L auf 3 mm festgesetzt und die Breite variiert. Der Verlauf der Frequenzen von f_e und f_m ist in der Abb. 2.13 dargestellt. Es ist erkennbar, dass mit steigender Irisbreite die Belastung auf den Resonator zunimmt, wodurch die Resonanzfrequenz abnimmt. In der Abb. 2.21b wurde die daraus resultierende Koppelstärke k berech-

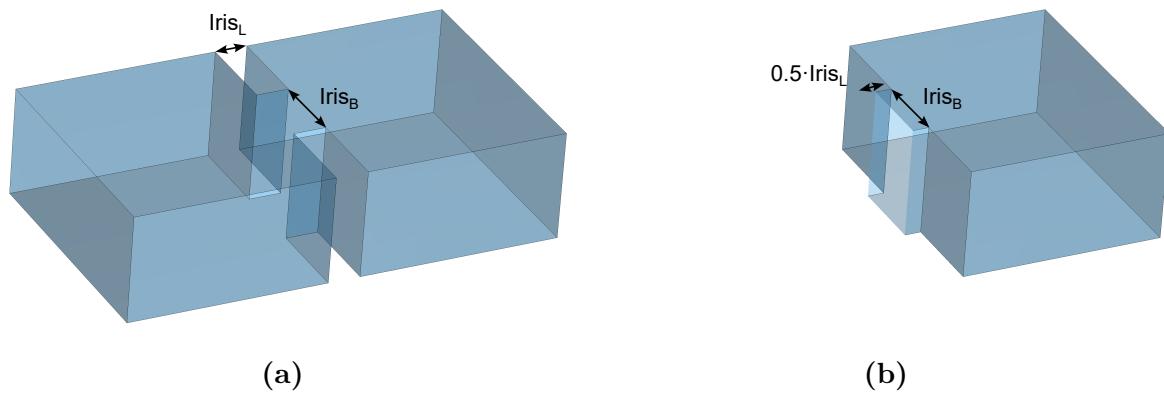


Abbildung 2.20: Simulationsmodelle zur Berechnung der Koppelstärke k .

(a) Vollständiges Modell (b) vereinfachtes Modell.

net. Die Koppelstärken k_{12} und k_{23} sind in der Abb. 2.21b markiert, sodass die benötigte

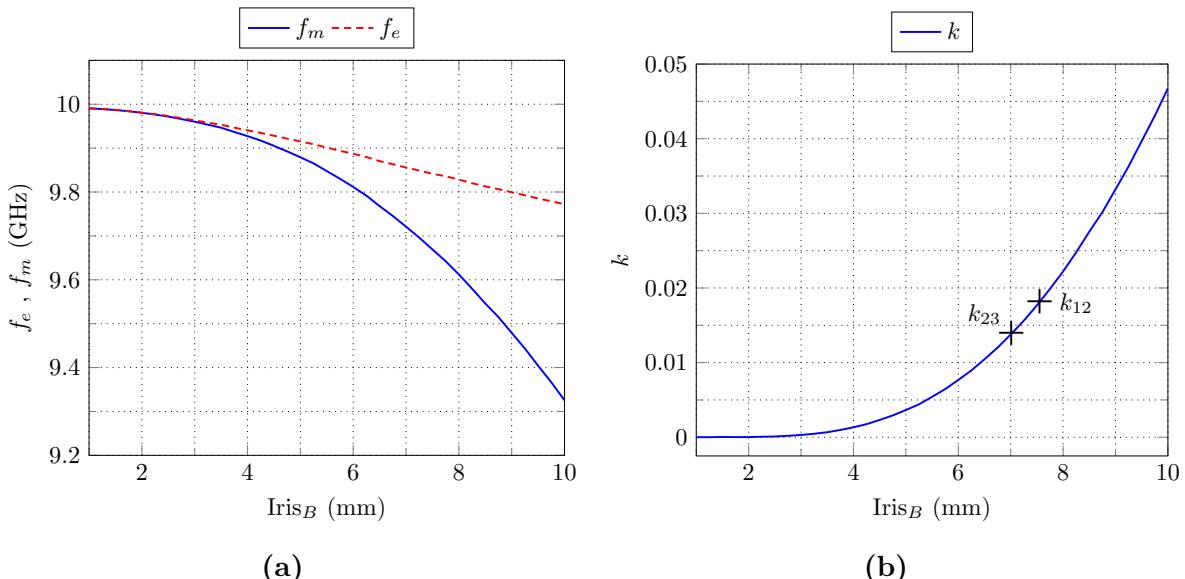


Abbildung 2.21: (a) Frequenzverlauf von f_e und f_m (b) Koppelstärke k . Beide in Abhängigkeit der Irisbreite $Iris_B$ bei einer konstanten Irislänge $Iris_L = 3$ mm.

Irisbreite für diese Kopplung direkt abgelesen werden kann. Somit folgt $Iris_{B12} = 7.55$ mm und $Iris_{B23} = 7.01$ mm.

Die Implementierung einer magnetischen oder elektrischen Wand kann aufwändig und kompliziert sein, weswegen in diesen Situationen zu einer anderen Methode zur Berechnung der Koppelstärke gegriffen werden kann. Alternativ können die beiden verbundenen Resonatoren jeweils schwach angekoppelt werden und eine S-Parametersimulation durchgeführt werden. Die Transmission S_{21} weist dann zwei Maxima auf, welche den Frequenzen f_1 und f_2 entsprechen. Diese Frequenzen entsprechen den Werten von f_e und f_m , sodass (2.85) genutzt werden kann. Eine direkte Zuordnung zu f_e oder f_m ist nicht möglich, sodass nur der Betrag der Koppelstärke ermittelt werden kann, nicht jedoch die Art der

Kopplung. Eine Aussage, ob es sich vorrangig um eine magnetische oder elektrische Kopplung handelt, ist somit nicht möglich [10].

Die Berechnung der Koppelstärke für unterschiedliche Resonatoren ist etwas aufwändiger, aber funktioniert nach dem gleichen Prinzip. Angenommen, die Koppelstärke zwischen zwei Resonatoren \mathbf{R}_1 und \mathbf{R}_2 , welche durch die Dimensionen $\mathbf{R}_1 = [l_1, b_1, a_1]$ bzw. $\mathbf{R}_2 = [l_2, b_2, a_2]$ definiert werden, soll berechnet werden. Da die Resonatoren unterschiedliche Dimensionen haben, lässt sich das Verfahren wie oben beschrieben nicht anwenden, sodass zuerst die Koppelstärken k_{11} und k_{22} berechnet werden, welche sich ergeben, wenn die Resonatoren an identisch dimensionierte Resonatoren gekoppelt würden. Anschließend wird das geometrische Mittel der beiden Werte gebildet, sodass die finale Koppelstärke $k_{12} = \sqrt{k_{11}k_{22}}$ ermittelt werden kann.

2.10.4 Externe Güte

Nachdem die Resonatordimensionen und die Interresonatorkopplung berechnet wurden, muss noch die Stärke für die Einkopplung berechnet werden. Die sogenannte externe Güte gibt an, wie stark ein Resonator von außen belastet wird. Die benötigte externe Güte Q_e ergibt sich aus (2.87) mit dem Koppelmatrixeintrag M_{S1} . Nun muss diese externe Güte nur durch eine entsprechend starke Ankopplung in dem physikalischen Modell realisiert werden. Dies hängt von der gewählten Technologie ab, wobei der allgemeine Ablauf sehr ähnlich ist: Zuerst werden die ersten beiden Resonatoren mit der zuvor berechneten Iris verbunden. Anschließend wird der zweite Resonator verstimmt, sodass er nicht mehr bei der Mittenfrequenz des Filters schwingt. Hierdurch werden bereits Belastungseffekte durch den zweiten Resonator teilweise inkludiert und verbessern die Berechnung. Da eine Iris und die Einkopplung einen Einfluss auf die Belastung des Resonators haben, ist es notwendig kleine Änderungen an dem Resonator durchzuführen, sodass die Resonanzfrequenz konstant bei der Mittenfrequenz des Filters liegt.

Wie bereits im Kapitel 2.7 erwähnt, lässt sich die externe Güte aus der Gruppenlaufzeit berechnen:

$$Q_e = \frac{\omega_0 \tau_{S11}(\omega_0)}{4}. \quad (2.102)$$

Alternativ kann die externe Güte auch aus der Phase von S_{11} ermittelt werden [10]:

$$Q_e = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{\pm 90^\circ}}. \quad (2.103)$$

Mit $\Delta\omega_{\pm 90^\circ}$ wird die Bandbreite bezeichnet, bei der die Phase von S_{11} um 90° zu- bzw. abnimmt.

In der Abb. 2.22a ist die externe Güte in Abhängigkeit von der Irisbreite der Einkopplung aufgezeichnet. In dieser Grafik wurde die Variation der Resonanzfrequenz ω_0 mit einbezogen. Offensichtlich nimmt Q_e mit größerer Iris ab, was einer stärkeren Kopplung entspricht. In der Abb. 2.22b ist die Gruppenlaufzeit des Resonators in Abhängigkeit von

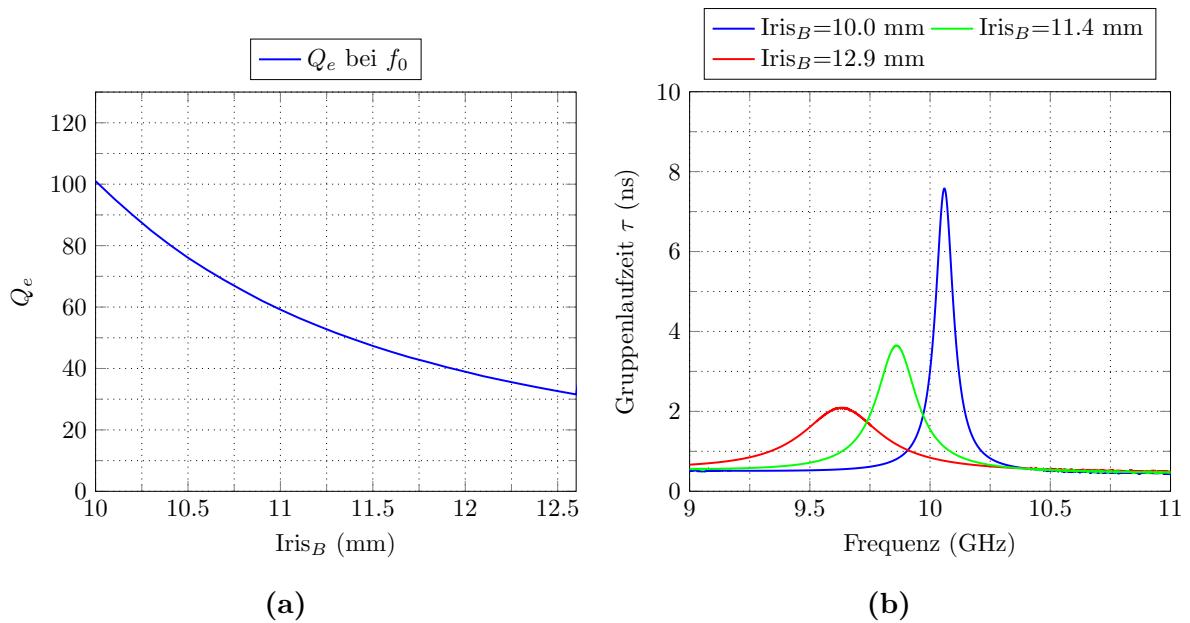


Abbildung 2.22: (a) Externe Güte Q_e (b) Gruppenlaufzeit τ . Beide in Abhängigkeit der Irisbreite der Einkopplung bei einer konstanten Irislänge $Iris_L = 3$ mm.

derselben Iris aufgetragen. Durch Variation wird zum einen die maximale Gruppenlaufzeit beeinflusst, was sich in dem Wert von Q_e widerspiegelt, und zum anderen ändert sich auch die Resonanzfrequenz. Dies bekräftigt, dass der Resonator nach Änderung der Iris angepasst werden muss, damit die Resonanz bei der gewünschten Frequenz liegt. Für dieses Beispiel wird eine externe Güte von $Q_e = 46.6$ benötigt, was einer Irisbreite von 11.4 mm in der Einkopplung entspricht.

2.10.5 Direkte Verbindung von Quell- zu Lasttor

Einige Filtertopologien benötigen eine direkte Verbindung von dem Quell- zum Lasttor, auch Source-to-Load-Kopplung genannt. Hierfür werden Quell- und Lasttor miteinander, beispielsweise durch eine Iris oder eine Drahtkopplung, verbunden und anschließend wird $S_{21\infty}$ bestimmt. Der Wert von $S_{21\infty}$ wird weit ab von der Filtermittelfrequenz gemessen und nimmt deswegen einen konstanten Wert an. Anschließend kann der Koppelmatrixeintrag M_{SL} wie folgt ermittelt werden [7]:

$$M_{SL} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - |S_{21\infty}|^2}}{|S_{21\infty}|}. \quad (2.104)$$

Durch Variation des Koppelelements kann, wie auch bei den vorherigen Methoden, die Koppelstärke so lange verändert werden, bis die gewünschte Koppelstärke erreicht wird.

2.10.6 Simulation des gesamten Filters

Nachdem alle einzelnen Koppelstärken berechnet wurden, können die einzelnen Bauteile zusammengefügt werden und das Filter als Ganzes simuliert werden. Da die resultierende Belastung auf die Resonatoren höher ist, wird die Filterantwort in den unteren Frequenzbereich verschoben sein. Weiterhin beeinflusst dies auch die Kopplungen, sodass die Übertragungscharakteristik verzerrt ist. Dieses Filtermodell, welches eine leicht verzerrte Übertragungscharakteristik aufweist, bietet einen ausgezeichneten Startpunkt für manuelle oder automatische Optimierungen. Abb. 2.23a zeigt das fertige Filtermodell in CST Studio Suite und Abb. 2.23b stellt die Streuparameter nach einigen Optimierungsiterationen dar.

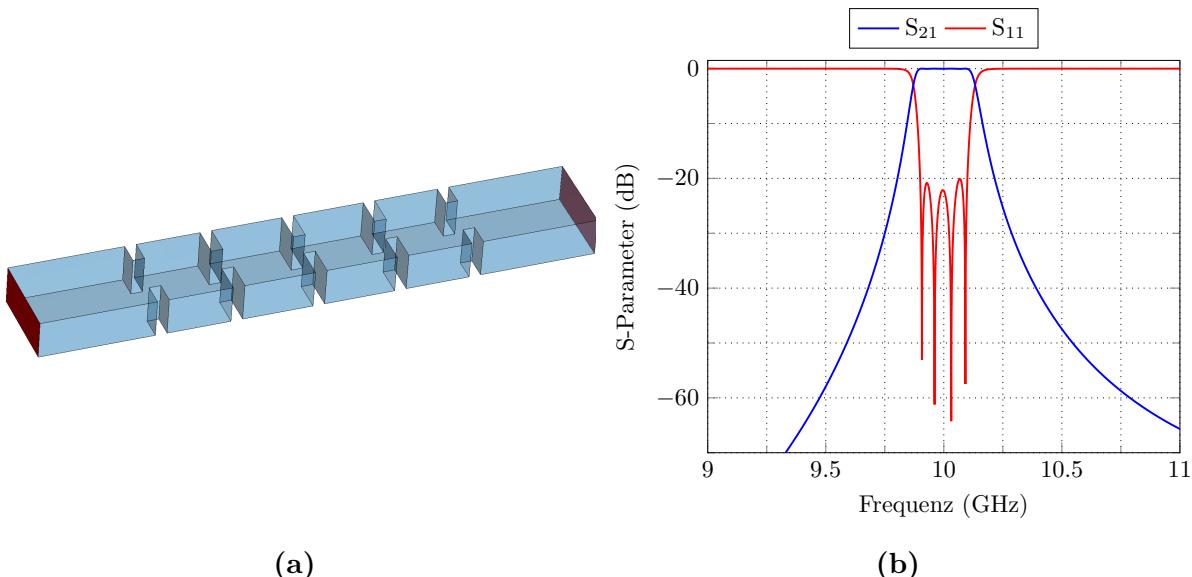


Abbildung 2.23: (a) Modell des vierpoligen Hohlleiterfilters (b) optimierte S-Parameter.

Alternativ kann auch das sogenannte Impedanzinverter-Modell zur Berechnung der finalen Filterdimensionen verwendet werden. Vorteilhaft ist, dass in dem Modell die Belastungen der Resonatoren ermittelt und in dem Modell inkludiert werden. Dadurch erfordert die Berechnung keine manuelle Nachjustierung, wodurch die Anzahl der benötigten Rechenschritte bzw. Simulationsdurchgänge reduziert wird [7].

2.11 Variationsmöglichkeiten der Resonanzfrequenz und Koppelstärke

Die Koppelstärke zweier Resonatoren ist abhängig von den Feldstärken des E-Feldes und des H-Feldes, welche die Resonatoren miteinander verbinden. Durch Manipulation der Felder kann die Stärke der Kopplung entweder erhöht oder auch reduziert werden. In dem vorherigen Kapitel wurde dies durch Variation einer Irisblende umgesetzt. Hierbei führte eine Vergrößerung der Iris zu einer höheren Stärke des H-Feldes, wodurch insgesamt

eine Erhöhung des Koppelfaktors erfolgt. Dies kann genutzt werden, um im Entwicklungsprozess die gewünschte Koppelstärke zu realisieren, sodass die Übertragungscharakteristik umgesetzt wird. Ähnlich kann die Mittenfrequenz variiert werden, indem die Dimensionen des Resonators angepasst werden. Diese beiden Möglichkeiten bedingen jedoch Anpassungen der Dimensionen, sodass eine nachträgliche Änderung nach der Fertigung nicht möglich ist. Durch Toleranzen in der Fertigung weichen die realisierten Dimensionen von den berechneten bzw. simulierten ab, sodass es zu einer verzerrten Übertragungscharakteristik kommt. Auch wenn die Toleranzen im niedrigen Mikrometerbereich liegen, kann dies messbare Auswirkungen haben, wenn das Verhältnis von der Wellenlänge der Mittenfrequenz des Filters zu der Toleranzgröße signifikant ist. Aus diesem Grund sind Korrekturmöglichkeiten sehr wichtig, um eine möglichst ideale Übertragungscharakteristik zu garantieren. Hierbei gibt es verschiedene Ansätze, um Mittenfrequenz oder Koppelfaktoren von Filterstrukturen nachträglich anzupassen. Im Idealfall sind diese bereits im Entwicklungsprozess eingeplant, da ein nachträgliches Einfügen meist nicht möglich ist bzw. mit einem hohen Aufwand verbunden ist. Weiterhin ist es möglich diese Mechanismen in den Designprozess einfließen zu lassen und somit ein Filter zu entwerfen, bei dem die Bandbreite, die Mittenfrequenz oder beides verändert werden kann. Vollständig rekonfigurierbare Filter bieten einige Vorteile, da es möglich ist, unterschiedliche Übertragungscharakteristiken mit nur einem Filter zu realisieren. Somit präsentieren diese sich als ideale Alternative für Anwendungen, die zwischen verschiedenen einzelnen Filtern hin- und herschalten müssen oder deren Anforderungen an die Übertragung sich im Laufe der Zeit ändern können.

2.11.1 Mechanische Abstimmelemente

Ein häufig genutzter Mechanismus zur Variation von Koppelstärke und Resonanzfrequenz sind Abstimmsschrauben. In industriellen Anwendungen werden kommerzielle Abstimmsschrauben genutzt, welche einen geringen Übergangswiderstand liefern. In Demonstratoren werden auch als vereinfachte Alternative versilberte Maschinenschrauben genutzt, welche durch ein Gewinde in den Resonator oder die Koppelapertur eingeführt werden. Aber auch andere Realisierungsmöglichkeiten, wie beispielsweise dielektrische Zylinder, können genutzt werden. Essenziell ist hierbei, dass ein Gegenstand in die Filterstruktur eingeführt und das elektromagnetische Feld beeinflusst wird. Durch Änderung des elektromagnetischen Felds kommt es zu einer Veränderung der Koppelstärke oder Resonanzfrequenz. Die Nutzung von Abstimmmechanismen geht meist mit Einbußen von dem Gütefaktor einher, sodass die Verwendung abgewägt werden muss.

In Abb. 2.24a ist ein Hohlraumresonator mit einer Abstimmsschraube, welche einen Durchmesser von 5 mm hat, dargestellt. Die Breite und Höhe des Hohlraumresonators liegt dem WR90-Standard zugrunde und die Länge wurde bereits im Kapitel 2.10 berechnet. Bei einer Länge von 19.8777 mm liegt die Resonanzfrequenz bei 10 GHz, wenn die Abstimmsschraube nicht eingeführt ist. Durch das Eindringen der Abstimmsschraube

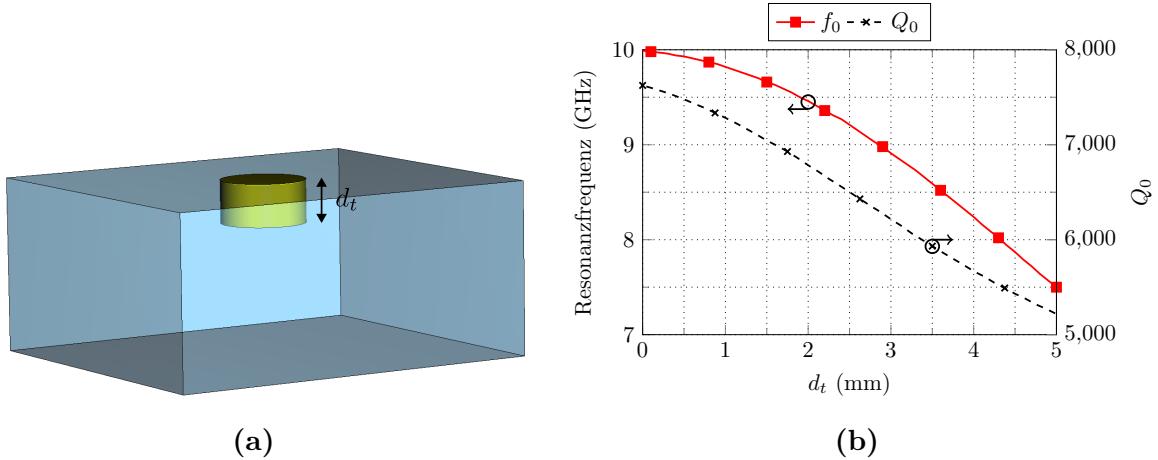


Abbildung 2.24: (a) Hohlraumresonator mit Abstimmschraube und Eindringtiefe d_t (b) Einfluss der Eindringtiefe d_t auf die Resonanzfrequenz f_0 und die unbelastete Güte Q_0 .

verändert sich die Resonanzfrequenz, wobei die äußeren Dimensionen konstant bleiben. In Abb. 2.24b ist der Einfluss der Einfuhrtiefe d_t auf die Resonanzfrequenz f_0 und den Gütfaktor Q_0 dargestellt. Die Resonanzfrequenz wird von 10 GHz auf ca. 7.5 GHz reduziert, wobei der Gütfaktor von 7800 auf 5215 fällt. Hierbei wurde für das Material der Abstimmschraube sowie für das Gehäuse reines Kupfer mit einer Leitfähigkeit von 59.6 MS m^{-1} angenommen. Bei einem gefertigten Bauteil sind die Verluste deutlich höher, jedoch ist der Effekt der Reduktion der Güte weiterhin relevant. Um einen Resonator bei einer Mittenfrequenz von beispielsweise 8 GHz zu entwerfen, ist es also dementsprechend sinnvoller, die Resonatordimensionen im Design anzupassen und die Abstimmschraube nur zu nutzen, um Toleranzen der Fertigung auszugleichen. Dies hält die Verluste in der Filterkomponente gering und ist somit essenziell für ein effizientes Bauteil.

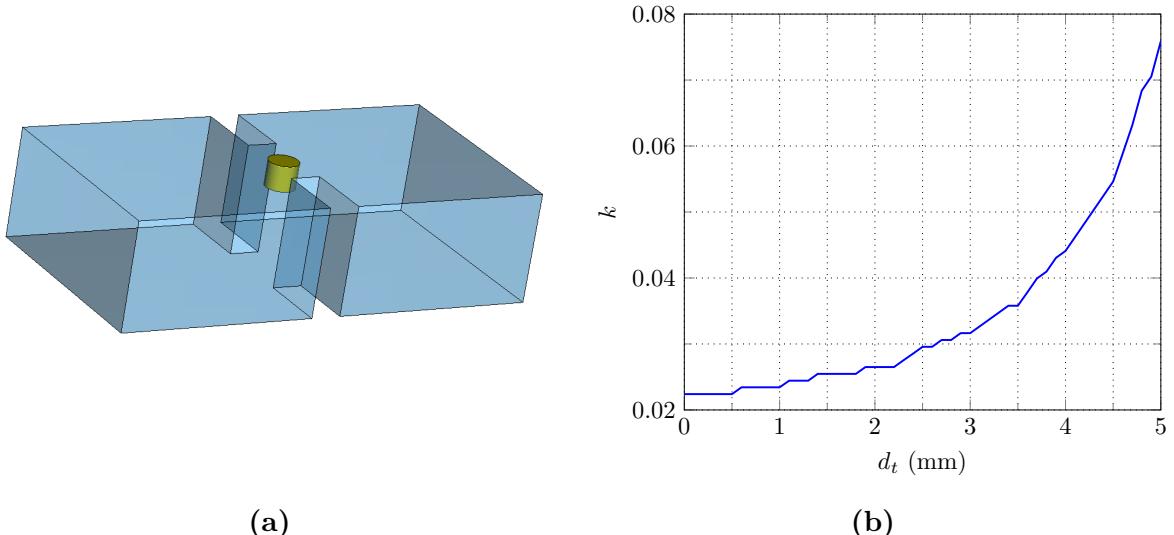


Abbildung 2.25: (a) Hohlraumresonatoren mit Abstimmschraube (b) Einfluss der Eindringtiefe d_t auf den Koppelfaktor k .

Abstimmsschrauben können auch in die Iris eingefügt werden, um die Kopplung von zwei benachbarten Resonatoren zu beeinflussen. Als Beispiel wurde in die Struktur aus Abb. 2.20a eine Schraube mit einem Durchmesser von 3 mm eingefügt und in der Eindringtiefe variiert. Aus der Simulation wurde anschließend die Variation des Koppelfaktors berechnet und in Abb. 2.25b dargestellt. Es fällt auf, dass eine höhere Eindringtiefe einen höheren Koppelfaktor bedingt. Die Abstimmsschraube reduziert die elektrische Feldstärke in der Iris, aber da es sich in dem vorliegenden Fall um eine hauptsächlich induktive Kopplung handelt, kommt es zu einer Steigerung des Koppelfaktors [14, 26]. Eine Variation der Interresonatorkopplung hat zudem einen zusätzlichen Einfluss auf die Belastung der Resonatoren, wodurch die Resonanzfrequenz verändert wird. Eine Variation der Mittelfrequenz oder auch der Kopplung eines Resonators bedingt immer eine Veränderung des anderen Faktors, sodass beides in Betracht gezogen werden muss.

2.11.2 Koppelresonatoren

Eine Änderung des Koppelfaktors mithilfe von Abstimmsschrauben ist möglich, aber insbesondere bei hohen Frequenzen kann dies zu zusätzlichen Verlusten führen. Zum einen sind Abstimmsschrauben unter einem Durchmesser von 2 mm schwierig erhältlich und haben aufgrund des geringen Durchmessers keinen guten elektrischen Kontakt zum Gehäuse. Dies führt zu erhöhten Verlusten und sollte daher vermieden werden. Zum anderen kann es vorkommen, dass die Irislänge bei hohen Frequenzen kleiner als die Abstimmsschraube ist. Dadurch wird nicht nur die Kopplung beeinflusst, sondern auch die Mittelfrequenz der Filterstruktur wird stark verändert. Dies führt dazu, dass Effekte von kleinen Fertigungsungenauigkeiten nicht mehr ausgeglichen werden können. Diese Effekte treten größtenteils bei der Manipulation der Koppelstärke auf und weniger bei der Variation der Resonanzfrequenz.

In [27, 28, 29] wird ein neuartiges Konzept zur Lösung dieses Problems vorgestellt. Hierzu wird ein verstellbarer Impedanzinverter genutzt, um die Kopplung zwischen zwei Resonatoren zu beeinflussen. Der Inverterwert K_{ij} zwischen den Resonatoren i und j hängt wie folgt mit der Koppelstärke zusammen:

$$\frac{K_{ij}}{\pi Z_0} \cdot 2\sqrt{g_i g_j} = \Delta. \quad (2.105)$$

Hierbei ergibt sich Δ in Abhängigkeit von der sogenannten *Guide Wavelength*, also der Wellenlänge in einem Hohlleiter: $\Delta = \frac{\lambda_{g1} - \lambda_{g2}}{\lambda_{g0}}$ [7]. Die Wellenlänge λ_{g1} bezeichnet die Wellenlänge an der unteren Filtergrenzfrequenz, während analog λ_{g2} die obere Grenzfrequenz angibt. Somit ist Δ identisch mit der relativen Bandbreite. Die g -Werte sind abhängig von der Topologie und Rückflussdämpfung des Filters und somit als konstant anzusehen, da sich diese Eigenschaften nicht ändern. Bei Variation von K ändert sich somit die Bandbreite des Filters.

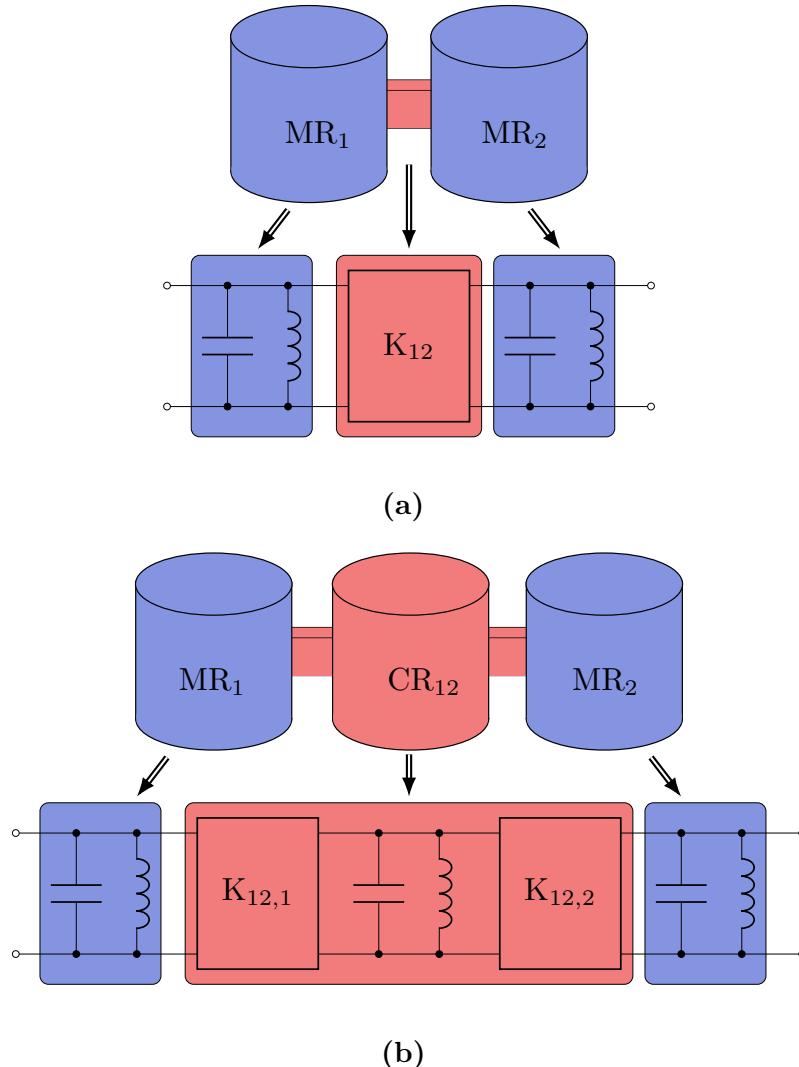


Abbildung 2.26: (a) Klassisches Invertermodell: Zwei Hauptresonatoren (MR) verbunden durch eine Iris. (b) Anstatt einer Iris wird ein Koppelresonator (CR) genutzt, welcher mithilfe von zwei Irisblenden die Resonatoren verbindet [29].

In Abb. 2.26a sind zwei Resonatoren zu sehen, welche mit einer Irisblende verbunden sind und darunter ist das Ersatzschaltbild mit einem K-Inverter aufgezeigt. In Abb. 2.26b wird anstelle der Irisblende nun ein zusätzlicher Resonator eingefügt, dessen Resonanzfrequenz entfernt von der Mittenfrequenz des Filters schwingt. Dieser zusätzliche Resonator wird Koppelresonator (engl. coupling resonator, CR) genannt und ist mit den sogenannten Hauptresonatoren (engl. main resonator, MR) verbunden. In Abb. 2.26b sind die Bereiche, welche für die Resonatorkopplung ausschlaggebend sind, rot gekennzeichnet. Der Inverterwert K_{12} zwischen den Hauptresonatoren MR_1 und MR_2 hängt somit von den Invertern $K_{12,1}$ sowie $K_{12,2}$ und der Resonanzfrequenz des zusätzlichen Resonators ab. Da die beiden Irisblenden starr sind, sind somit auch $K_{12,1}$ und $K_{12,2}$ nicht veränderbar. Wird jedoch die Resonanzfrequenz des Koppelresonators CR_{12} verändert, ändert sich auch der gesamte Inverterwert K_{12} und es erfolgt eine Änderung der Koppelstärke.

In Abb. 2.27a ist ein Ersatzschaltbild eines nicht einstellbaren Impedanzinverters aufgezeigt. Eine Leitung mit dem Wellenwiderstand $Z_{0,1}$ und der elektrischen Länge ϕ_1 ist über eine parallele Reaktanz X mit einer anderen Leitung, welche ebenfalls einen von Wellenwiderstand $Z_{0,1}$ und eine elektrische Länge ϕ_1 hat, verbunden. Das Vorzeichen der Reaktanz ist mit dem Vorzeichen der Leitungslänge ϕ gekoppelt: ist X positiv, folgt für ϕ ein negatives Vorzeichen und wenn X negativ ist, dann ist ϕ positiv. Die jeweilige Leitungslänge wird mit dem angeschlossenen Resonator verrechnet, sodass die Resonanzfrequenz beeinflusst wird. Für den Spezialfall $Z_{0,1} = Z_{0,2} = Z_0$ folgt, dass auch $\phi_1 = \phi_2 = \phi$ gelten muss. Dadurch folgt [29]:

$$K = Z_0 \tan(|\phi|) \quad (2.106)$$

$$\phi = -\frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2X}{Z_0} \right) \quad (2.107)$$

$$\left| \frac{X}{Z_0} \right| = \frac{\frac{K}{Z_0}}{1 - \left(\frac{K}{Z_0} \right)^2}. \quad (2.108)$$

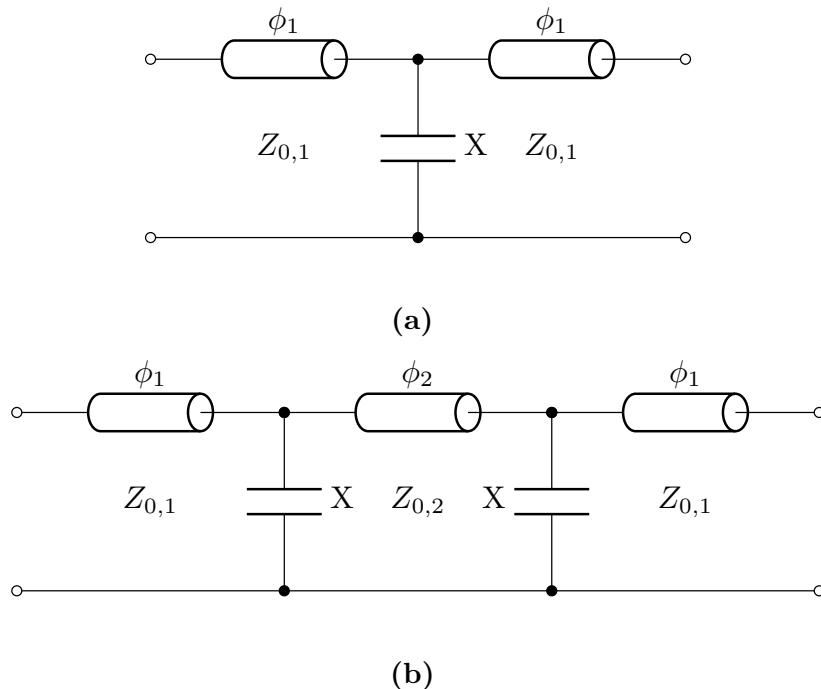


Abbildung 2.27: Impedanzinvertermodell mit (a) Resonatorverkürzungen ϕ_1 und Reaktanz X und (b) Invertermodell mit Koppelresonator.

In Abb. 2.27b ist das Ersatzschaltbild eines Impedanzinverters mit einem Koppelresonator dargestellt. Hier wird wieder der Spezialfall mit $Z_{0,1} = Z_{0,2}$ betrachtet. Der Koppelresonator ist durch das Leitungsstück ϕ_2 dargestellt, während die Verkürzungen der benachbarten Resonatoren weiterhin durch ϕ_1 angegeben sind. Der Inverterwert K ist in dieser Darstellung von den Leitungslängen ϕ_1 und ϕ_2 abhängig. Dies impliziert, dass die Dimensionen der Irisblenden konstante Werte annehmen können und der Inverterwert

durch die Leitungslänge ϕ_2 variiert werden kann. Da die Leitungslänge ϕ_2 die elektrische Länge des Koppelresonators angibt, kann somit über die Resonanzfrequenz des Resonators der Inverterwert K und damit auch die Kopplung zwischen zwei Hauptresonatoren verändert werden.

2.12 Flüssigkristall

Flüssigkristalle wurden am Ende des 19. Jahrhunderts von Friedrich Reinitzer und Otto Lehmann entdeckt [30, 31] und sind seitdem Forschungsgegenstand der Wissenschaft. Als flüssigkristalline Phase wird der Aggregatzustand eines Materials bezeichnet, welcher bei einer bestimmten Temperatur flüssig ist, aber gleichzeitig kristalline Eigenschaften aufweist. Somit kann er als Zwischenzustand zwischen einer festen kristallinen und isotropen flüssigen Phase betrachtet werden. Während zuerst die optisch erkennbaren Eigenschaften von Flüssigkristallen von Interesse waren, so wurden in den 1920er Jahren erste grundlegende Untersuchungen durchgeführt [32, 33]. Heutzutage finden Flüssigkristalle Anwendung in vielen Bereichen des alltäglichen Lebens. Die wohl häufigste Verwendung nutzt ihre elektrooptische Eigenschaften in Flüssigkristallanzeigen, auch LCDs (engl.: Liquid Crystal Displays) genannt, aus. Unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes können Flüssigkristalle ihre optischen Eigenschaften ändern, wodurch sie häufig in Anzeigeelementen zum Einsatz kommen.

Im Rahmen eines gemeinsamen Projektes mit der Technischen Universität Darmstadt wurden Flüssigkristallmischungen verwendet, um die Mittenfrequenz und Bandbreite von Mikrowellenfiltern zu verändern. Die Mischungen wurden von Merck KGaA für Forschungszwecke überlassen. Flüssigkristalle sind somit ein wichtiger Bestandteil der in dieser Dissertation präsentierten Ergebnisse, weswegen im Folgenden kurz auf die wichtigsten Eigenschaften eingegangen wird. Für ausführliche Diskussionen wird auf Fachliteratur wie [34, 35, 36, 37] verwiesen.

2.12.1 Molekülordnung

Wie alle Materialien nehmen auch Flüssigkristalle in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur unterschiedliche Aggregatzustände ein. Unter anderem befinden sie sich in einem kristallinen, nematischen, oder isotropen flüssigen Zustand. Im Allgemeinen unterscheiden sich diese Zustände durch die Ordnung der Moleküle. Die kristalline Struktur zeichnet sich durch das starre und geordnete Molekülgitter aus. Hierbei orientieren sich die Moleküle entlang einer Achse und erzeugen durch die Periodizität ein Kristallgitter. Im Gegensatz dazu ist die Molekulanordnung in einem isotropen flüssigen Aggregatzustand nicht systematisch und die Moleküle orientieren sich wahllos. Im Rahmen dieser Dissertation wurden ausschließlich Flüssigkristalle in ihrer nematischen Phase genutzt. In dieser Phase werden einige Eigenschaften aus den vorherigen Zuständen vereint. Die Moleküle

sind nicht starr in eine Richtung orientiert, wie bei einer kristallinen Struktur, aber sie zeigen eine gewisse Ordnung und unterscheiden sich somit von dem isotropen Zustand. Die durchschnittliche Orientierungsrichtung der Moleküle des Flüssigkristalls zeigt in eine Richtung. Diese statistische Orientierung der Moleküle wird auch als Direktor bezeichnet. Somit wird die Orientierung der kristallinen Struktur mit der flüssigen Eigenschaft des isotropen flüssigen Zustandes kombiniert. Häufig vorkommende Molekülstrukturen von Flüssigkristallen sind beispielsweise stab- oder diskusförmig. Im Rahmen dieser Dissertation wurden ausschließlich stabförmige kalamitische Flüssigkristalle verwendet, weswegen sich im folgenden auf diese beschränkt wird.

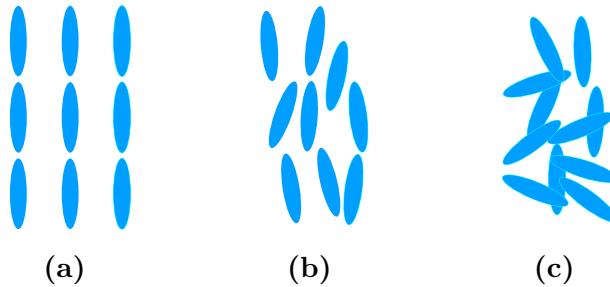


Abbildung 2.28: Vereinfachte elliptische Darstellung von LC-Molekülen in verschiedenen Aggregatzuständen: (a) kristallin (b) nematisch (c) isotrop flüssig

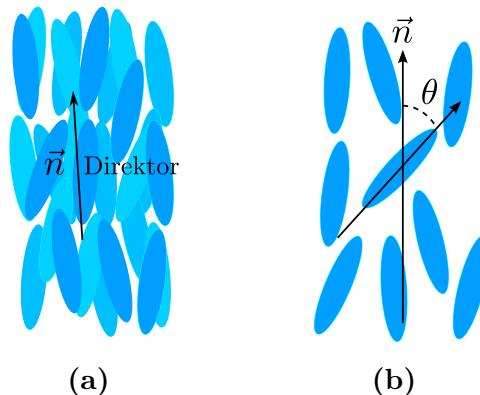


Abbildung 2.29: (a) LC-Einheitsvolumenelement mit eingezeichnetem Direktor \vec{n} . (b) Molekulare Ordnung von Flüssigkristall in der nematischen Phase [36].

In Abb. 2.29a ist ein Einheitsvolumenelement mit dem Direktor \vec{n} dargestellt. Aufgrund von intermolekularen Wechselwirkungen orientieren sich die Moleküle parallel zueinander, wobei die einzelnen LC-Moleküle trotzdem in unterschiedliche Richtungen zeigen. Hierbei orientieren sie sich im statistischen Durchschnitt entlang der Achse des Direktors. Der Einheitsvektor \vec{n} ergibt sich somit durch zeitliche und räumliche Mittelung der Orientierung der LC-Moleküle in einem Einheitsvolumenelement. Der Ordnungsparameter S gibt den Grad der azimuthalen Ordnung in dem Einheitsvolumenelement an und wird wie folgt berechnet [36]:

$$S = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi f(\theta) (1.5 \cdot \cos^2 \theta - 0.5) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi f(\theta) \sin \theta d\theta d\phi}. \quad (2.109)$$

Hierbei ist anzumerken, dass das LC-Molekül keinen bevorzugten Ausrichtungswinkel ϕ entlang der Azimutachse aufweist. Die Orientierungsfunktion wird mit $f(\theta)d\theta$ gekennzeichnet. Für Flüssigkristalle in kristalliner Struktur beträgt der Winkel $\theta = 0$, da diese parallel wie in Abb. 2.28a orientiert sind. In einer isotropen flüssigen Phase, wie in Abb. 2.28c dargestellt, existiert keine bevorzugte Ausrichtung von θ , sodass eine Konstante angenommen werden kann. Somit nimmt S den Wert 0 aufgrund der willkürlichen Orientierung an. Nur in der nematischen Phase sind Werte zwischen $0.3 < S < 0.8$ zu erwarten [36].

2.12.2 Anisotropische Eigenschaften

Aufgrund der stäbchenförmigen Struktur der LC-Moleküle weisen Flüssigkristalle eine Anisotropie in der Permeabilität sowie in der Permittivität auf. Das heißt, dass diese Eigenschaften abhängig von der Raumausrichtung der Moleküle zu einem einfallenden elektrischen oder magnetischen Feld sind. Hierbei ist jedoch anzumerken, dass die Anisotropie der Permeabilität sehr gering ist, sodass $\mu_r = 1$ angenommen werden kann. Im Gegensatz dazu ist die Anisotropie der Permittivität stark ausgeprägt und stellt somit ein wichtiges Alleinstellungsmerkmal von Flüssigkristallmischungen dar. Da die Permittivität somit abhängig von dem Winkel des Direktors \vec{n} zu einem einfallenden elektrischen Feld ist, wird die Permittivität einer LC-Mischung als Bereich von zwei Extremwerten angegeben. Die relative Permittivität einer Mischung wird mit $\varepsilon_{r,\parallel}$ angegeben, wenn der Direktor sowie das einfallende elektrische Feld parallel zueinander sind. Analog erfolgt bei orthogonalem Einfall die Angabe von $\varepsilon_{r,\perp}$. Die elektrische Anisotropie $\Delta\varepsilon_r$ wird durch Differenz der beiden Extremwerte gebildet:

$$\Delta\varepsilon_r = \varepsilon_{r,\parallel} - \varepsilon_{r,\perp}. \quad (2.110)$$

Diese kann, abhängig von der LC-Mischung entweder positiv oder negativ sein, wobei im Rahmen dieser Dissertation ausschließlich Flüssigkristallmischungen mit einer positiven Anisotropie genutzt wurden.

2.12.3 Elektromagnetische Wechselwirkung

Die Ausrichtung von Flüssigkristallen lässt sich durch unterschiedliche Methoden beeinflussen. Bei dünnsschichtigen Anwendungen können die Oberflächen, mit denen die LC-Moleküle in Kontakt kommen, bearbeitet werden, sodass ein Ausrichtungseffekt erzielt wird. Hierzu wird durch Strukturierung eine Oberflächenverankerung erreicht, die eine parallele Ausrichtung der Moleküle bedingt. Bei Schichten $> 100 \mu\text{m}$ tritt jedoch ein reduzierter Effekt ein [38], sodass es für Einsatzbereiche mit erhöhten Volumen nicht genutzt wird. Bei Anwendungen, bei denen größere Volumina benötigt werden, kann auf externe Felder zurückgegriffen werden. Flüssigkristalle gelten als Dipole, welche sich bei

Anlegung eines externen elektrischen oder magnetischen Feldes ausrichten. Hierfür ist das Dipolmoment verantwortlich, welches durch die längliche Form der Flüssigkristallmoleküle entsteht [39]. Durch das Moment können externe Felder genutzt werden, um den Direktor \vec{n} auszurichten. Die Ausrichtungsrichtung hängt von dem Vorzeichen der elektrischen Anisotropie $\Delta\epsilon_r$ ab: bei einem positiven Wert erfolgt die Ausrichtung entlang eines elektrischen Feldes, während sich bei einem negativen Wert eine orthogonale Anordnung einstellt [40]. Dieses Verhalten ist schematisch in den Abb. 2.30a und Abb. 2.30b dargestellt.

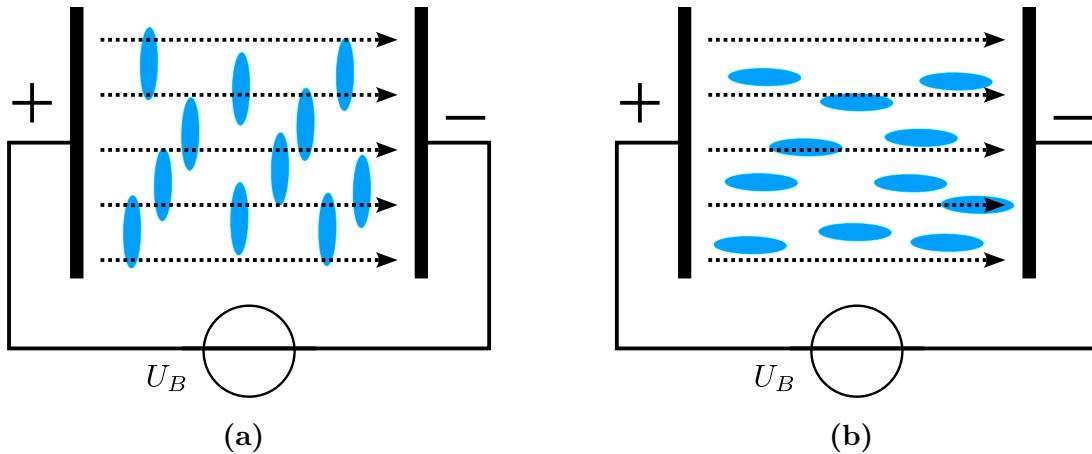


Abbildung 2.30: Ausrichtung von LC-Molekülen bei Anlegung eines starken, externen elektrischen Feldes (a) für $\Delta\epsilon_r < 0$ (b) für $\Delta\epsilon_r > 0$ [40].

Hierbei ist anzumerken, dass ein Schwellwert der elektrischen Feldstärke überschritten sein muss, damit sich die Moleküle ausrichten. Die hierfür benötigte Spannung wird mit U_{SW} angegeben. Diese Spannung wird benötigt, um den Einflüssen der Oberflächenverankerung und den elastischen Kräften entgegenzuwirken. Die benötigte Schwellspannung U_{SW} ergibt sich aus der Elastizitätskonstante K_1 der Spreizung der Moleküle [41]:

$$U_{SW} = \pi \sqrt{\frac{K_1}{\epsilon_0 \Delta\epsilon}} \quad (2.111)$$

Hieraus ergibt sich, dass für größere Volumina auch eine höhere Spannung U_{SW} benötigt wird. Für eine praxisrelevante Implementierung müssen die LC-Moleküle sowohl eine orthogonale als auch parallele Ausrichtung relativ zum einfallenden Feld annehmen können. In Abb. 2.31a und Abb. 2.31b ist eine simple Darstellungsform mit jeweils zwei parallelen Plattenkondensatoren dargestellt.

In der Tabelle 2.3 sind die Permittivitätswerte sowie der Verlustwinkel $\tan \delta$ der LC-Mischung GT7-29001 von Merck KGaA angegeben, welche im Rahmen dieser Dissertation verwendet wurde. Diese Mischung wurde explizit für Hochfrequenzanwendungen entwickelt. Die Werte sind abhängig von dem Winkel des Direktors in Bezug zu dem eintreffenden elektrischen Feld. Im Idealfall lässt sich der Direktor \vec{n} mithilfe von Steuerelektroden

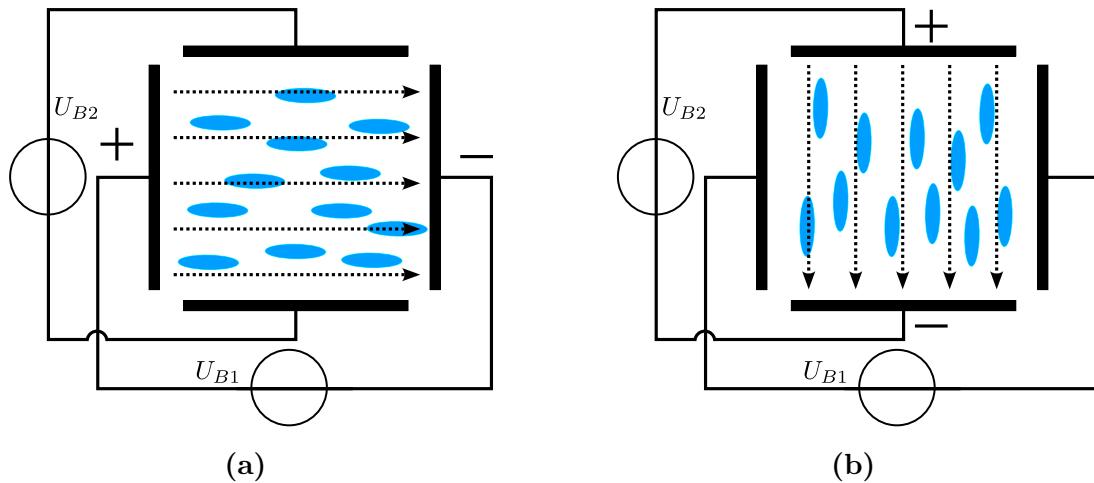


Abbildung 2.31: Mögliche Implementierung von Plattenkondensatoren als Elektroden zur Steuerung der Ausrichtung der LC-Moleküle: (a) $U_{B1} \gg U_{SW}$ und $U_{B2} = 0 \text{ V}$ (b) $U_{B2} \gg U_{SW}$ und $U_{B1} = 0 \text{ V}$.

Tabelle 2.3: Eigenschaften der GT7-29001 LC-Mischung bei 20 °C.

Referenz	f [GHz]	$\varepsilon_{r,\perp}$	$\varepsilon_{r,\parallel}$	$\tan \delta_{\perp}$	$\tan \delta_{\parallel}$
Merck KGaA	19	2.46	3.53	0.0116	0.0064
[34]	60	2.46	3.42	0.0119	0.0062

zwischen 0° bis 90° variabel einstellen, sodass in der Tabelle nur die minimalen und maximalen Werte aufgelistet sind. Die Variation des Winkels erfolgt kontinuierlich, weswegen auch eine kontinuierliche Variation der aufgezählten Eigenschaften möglich ist. Im Rahmen dieser Dissertation wurden Mikrowellenfilter mit LC-Mischungen bei 30 GHz entwickelt, während die Herstellerangaben zu den Eigenschaften bei 19 GHz ermittelt wurden. In [34] wurden die identischen Untersuchungen bei 60 GHz durchgeführt und nur geringe Abweichungen zu den Angaben bei 19 GHz gefunden. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Herstellerangaben für den Entwicklungsprozess bei anderen Frequenzen genutzt werden können, da die verwendete Flüssigkristallmischung nur eine geringe Frequenzabhängigkeit über 19 GHz aufweist.

Kapitel 3

Abstimmbare Filter auf Basis von Flüssigkristallen

In diesem Kapitel werden abstimmbare Mikrowellenfilter präsentiert, bei denen Flüssigkristallmischungen verwendet werden, um einen Abstimmeffekt zu erzielen. Diese Filter sind im Rahmen eines Forschungsprojektes der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) in Zusammenarbeit mit der Technischen Universität Darmstadt entstanden. Bei dem Projekt (Projektnummer 424862129) sollen Mikrowellenfilter auf Basis von Flüssigkristallmischungen entstehen, welche sich durch ihre Rekonfigurierbarkeit auszeichnen.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird zuerst ein Hohlleiterfilter zweiter Ordnung vorgestellt. Zum einen wird auf den Entwicklungsprozess der Filterstruktur eingegangen und zum anderen werden die verwendeten Elektroden vorgestellt. Daraufhin werden die Simulationsergebnisse durch Messergebnisse verifiziert und das gesamte Filter wird charakterisiert.

Als Nächstes wird in dem Unterkapitel 3.2 ein Filter vorgestellt, welches die sogenannte Groove-Gap-Technologie nutzt. Dieses Filter zeichnet sich durch die deutlich geringeren Verluste im Vergleich zum ersten Filter aus, da eine besser geeignete Technologie verwendet wird, ein neuartiges Elektrodenkonzept entwickelt wurde sowie die Flüssigkristallkavitäten optimiert wurden. Neben einer ausführlichen Diskussion des Entwicklungsprozesses folgt eine Charakterisierung des gefertigten Demonstrators.

Daraufhin wird ein weiteres Groove-Gap-Filter dritter Ordnung präsentiert, welches durch eine Übertragungsnullstelle eine deutlich erhöhte Flankensteilheit aufweist. Zur Erzeugung der Nullstelle wird keine Kreuzkopplung benötigt, weswegen Ein- und Ausgangstor an gegenüberliegenden Seiten des Filters liegen. Es liegt somit eine Inline-Konfiguration vor, welche bei der Implementierung von Filtern in kompletten Systemen oft wünschenswert ist. Zum Schluss werden die Ergebnisse der drei Filter verglichen und es folgt eine Zusammenfassung.

3.1 Hohlleiterfilter mit Flüssigkristallkavitäten

In der Elektrotechnik finden Hohlleiter weite Verbreitung, da sie sich durch ihre sehr niedrigen Verluste auszeichnen. Die Anwendungsgebiete sind vielfältig und reichen unter anderem von Satellitenanwendungen bis zu Radaranlagen. Sie werden eingesetzt, sobald schwache Signale empfangen werden oder hohe Leistungen gesendet werden sollen. Typischerweise sind die Resonatoren mit Luft oder einem Gasgemisch gefüllt, um einen möglichst hohen Gütefaktor zu erreichen. In diesem Kapitel wird ein Hohlraumresonatorfilter mit einer Flüssigkristallmischung gefüllt und die elektrischen Eigenschaften dieser mithilfe eines externen elektrischen Felds beeinflusst. Hierbei kommt es zu einer Änderung der Resonanzfrequenzen, wodurch ein Abstimmeffekt erzielt wird. In [42] wurde bereits ein Hohlleiterfilter mit Flüssigkristallen vorgestellt, jedoch ist das hier vorgestellte Filter vollständig rekonfigurierbar. Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden erstmals in [43] präsentiert und somit stellt dieses Filter das erste elektronische vollständig rekonfigurierbare Hohlleiterfilter dar, welches Flüssigkristalle nutzt.

3.1.1 Filterspezifikationen

Ziel des Projektes ist die Entwicklung eines Filters auf Basis von Flüssigkristall mit einer Abstimmbarkeit von 5 % in Bandbreite und Mittenfrequenz. Weiterhin sollen diese Eigenschaften unabhängig voneinander änderbar sein, sodass ein großer Bereich an möglichen Übertragungscharakteristiken dargestellt werden kann. Hierbei wird eine mittlere Bandbreite von $BW = 300 \text{ MHz}$ bei einer Mittenfrequenz von $f_0 = 30 \text{ GHz}$ angestrebt. Zur Bestätigung der allgemeinen Funktionsweise des Demonstrators, wird zunächst ein Filter mit einer niedrigen Ordnung von $n = 2$ realisiert. Durch die niedrige Filterordnung werden zusätzliche Fehlerquellen minimiert, sodass das Wirkungsprinzip des Filters im Vordergrund steht.

3.1.2 Resonatorentwurf

Die Resonatoren werden mit der dielektrischen Flüssigkristallmischung licriOnTM GT7-29001 von Merck KGaA gefüllt und die relative Permittivität ist abhängig von der Orientierung der Flüssigkristallmoleküle. Diese wird mithilfe eines externen elektrischen Felds verändert, wodurch sich die elektrische Länge des Resonators und dadurch die Resonanzfrequenz verändert. In Kombination mit Koppelresonatoren kann so die Bandbreite und Mittenfrequenz einer gesamten Filterstruktur angepasst werden. Die elektrischen Eigenschaften sind in der Tab. 2.3 aufgeführt.

Aufgrund der niedrigen Viskosität der Flüssigkristallmischung ist es notwendig, ein Behältnis zur Aufbewahrung zu entwerfen. Hierfür wurde ein spezieller Polystyrol-Werkstoff, welcher unter dem Handelsnamen Rexolite verfügbar ist, genutzt. Rexolite wurde von dem U.S. Militär im zweiten Weltkrieg zur Verwendung in Koaxialkabel entwickelt [44].

Es besitzt Eigenschaften, welche sich insbesondere für LC-Hochfrequenzanwendung eignen. Zum einen ist die Permittivität im Millimeterwellenbereich nahezu konstant bei $\epsilon_{r,Rex} = 2.53$ [44]. Somit kann die Permittivität als frequenzunabhängig betrachtet werden und weiterhin ist sie somit fast identisch wie die Permittivität von der verwendeten Flüssigkristallmischung $\epsilon_{r\perp} = 2.46$, wodurch sich eine homogene Permittivität des Resonators ergibt. Zum anderen beträgt der Verlustwinkel $\tan \delta = 0.00066$, wodurch die Verluste sehr gering gehalten werden. Weiterhin ist es sehr temperaturstabil, hat keine relevanten Ausgasungseigenschaften und ist für Weltraumanwendungen zertifiziert. Es kann durch mechanisches Fräsen sehr genau bearbeitet werden und besitzt eine hohe Durchschlagfestigkeit, wodurch es sich als Isolator für hohe Spannungen eignet. Diese Eigenschaften zeichnen Rexolite als einzigartigen Werkstoff aus, der sich somit ideal als Material für ein Behältnis der Flüssigkristallmischung eignet.

Wie bereits in dem Unterkapitel 2.10.2 beschrieben, werden die Resonatordimensionen mit dem Simulationsprogramm CST Studio Suite ermittelt. Insbesondere bei inhomogenen Strukturen, wie im vorliegenden Fall, kann eine schnellere und damit effizientere Bestimmung erfolgen, als bei der manuellen Berechnung der Abmessungen. Die TE₁₀₁-Mode wird sowohl in den Hauptresonatoren als auch in den Koppelresonatoren genutzt, da bei dieser Mode das elektrische Feld in der Mitte der Kavität konzentriert ist und somit die Wirkung des Flüssigkristalls maximal ist. Die Verwendung von Koppelresonatoren bedingt immer zusätzliche Resonanzen, sodass bei dem Filterentwurf diese entsprechend dimensioniert werden müssen, um den Durchlassbereich nicht negativ zu beeinflussen. Aus diesem Grund wurde sich für rechteckige Resonatoren entschieden, da die Grundmode einen hohen Abstand zur nächsten höheren Mode aufweist. Zusätzlich ermöglicht die rechteckige Form der Resonatoren eine homogener Feldverteilung, welche von den Elektroden ausgeht. Somit ergeben sich die Breite und Höhe der Resonatorkavität aus dem WR28-Standard. Der WR28-Standard ist für Frequenzen von 26.5 GHz bis 40 GHz ausgelegt, wobei die Cutoff-Frequenz bei 21.077 GHz liegt. Die Breite beträgt 7.122 mm und die Höhe 3.556 mm. Aufgrund der variablen Permittivität des Flüssigkristalls, wird zunächst ein Wert von $\epsilon_r = 3$ angenommen und zur Entwurfsauslegung genutzt. Somit besteht die Kavität aus einem Kern von Flüssigkristall, welcher durch einen Rexolitebehälter umgeben ist. Aus Stabilitäts- und Fertigungsgründen muss eine minimale Wandstärke von 0.5 mm bei dem Rexolitebehälter eingehalten werden. Das Volumen der Flüssigkristallmischung beeinflusst die Abstimmbarkeit $\Delta f_0 = f_{0,max} - f_{0,min}$, welcher sich aus der Differenz von der maximalen und minimalen Resonanzfrequenz f_0 ergibt. Weiterhin werden die Verluste durch das LC-Volumen in dem Resonator beeinflusst, sodass die Abstimmbarkeit gegen den resultierenden Gütfaktor abgewogen werden muss. Zusätzlich muss in Betracht gezogen werden, dass die Hauptresonatoren den Gütfaktor des Filters stärker beeinflussen als die Koppelresonatoren und dass die Koppelresonatoren eine höhere Abstimmbarkeit benötigen als die Hauptresonatoren. Dies ist dadurch begründet, dass die Resonanzfrequenz in den Hauptresonatoren direkt beeinflusst wird, während bei den Koppelresonatoren der

Koppelfaktor durch Verstimmung der Resonanzfrequenz erfolgt. Diese Faktoren führen dazu, dass die verschiedenen Resonatoren unterschiedlich stark mit Flüssigkristall gefüllt werden müssen, um ein effizientes Abstimmen zu ermöglichen. Somit unterscheiden sich die benötigten LC-Volumina in den jeweiligen Resonatoren.

3.1.3 Abstimmbarkeit

Die vollständige Abstimmbarkeit eines Mikrowellenfilters erfordert die unabhängige Variation von Mittenfrequenz und Bandbreite. Die hierfür notwendigen Koppelresonatoren können entweder unter oder über dem Durchlassbereich schwingen. Die Mittenfrequenz des Filters soll bei 30 GHz liegen, wodurch es in dem Ka-Band anzusiedeln ist. Das Ka-Band erstreckt sich von 26.5 GHz bis 40 GHz und wird unter anderem zur Satellitenkommunikation genutzt. Aus diesem Grund wird beim Entwurf des Filters darauf geachtet, dass die Resonanzen der Koppelresonatoren nicht in dem Transmissionsbereich des Ka-Bandes liegen. Hierdurch wird die Performanz nicht beeinträchtigt, potenzielle Störungen werden jedoch reduziert. Die theoretischen Grundlagen der Koppelresonatoren wurden bereits in Kapitel 2.11 thematisiert, sodass im folgenden diese nicht erneut behandelt werden. Die nötige Verschiebung der Resonanzfrequenz von Haupt- und Koppelresonatoren wird durch Umorientierung der LC-Moleküle erreicht. Hierdurch ändert sich die relative Permittivität der Flüssigkristallmischung von $\varepsilon_{r\perp} = 2.46$ auf $\varepsilon_{r\parallel} = 3.53$. Dies beeinflusst die jeweilige Resonanzfrequenz und führt entweder zu einem Versatz der Mittenfrequenz oder, im Falle der Koppelresonatoren, beeinflusst die Interresonatorkopplung bzw. Ein- und Auskopplung, wodurch die Bandbreite verändert wird. In [43] wurde präsentiert, wie sich die Resonanzfrequenz eines Koppelresonators auf die Interresonatorkopplung zweier Hauptresonatoren auswirkt. Hierzu wurde eine Struktur, bestehend aus zwei Hauptresonatoren und einem Koppelresonator, mit den zuvor diskutierten Rexolitebehältern in CST Studio Suite erstellt. Die Rexolitecontainer sind mit einer Flüssigkristallmischung gefüllt, sodass der Abstimmeffekt genutzt werden kann. In Abb. 3.1 ist die Struktur dargestellt. Es handelt sich hierbei um ein vereinfachtes Modell, sodass Komponenten wie Elektroden und benötigte Kleber nicht betrachtet werden. In der Übertragungscharakteristik bilden die beiden Hauptresonatoren einen Filter zweiter Ordnung mit einer Mittenfrequenz von 30 GHz und einer Bandbreite von 300 MHz. Die Rückflussdämpfung beträgt $RL = 20$ dB. Der Koppelresonator wird so dimensioniert, dass die Resonanzfrequenz bei 24 GHz liegt. Für die Dimensionierung der Struktur wird eine Permittivität der Flüssigkristalle von $\varepsilon_{r,LC} = 3$ für alle Resonatoren angenommen. Anschließend wird die Permittivität der Flüssigkristallmischung des Koppelresonators variiert und der Einfluss auf die Hauptresonatoren ermittelt. Dies geschieht durch Extraktion der Koppelmatrix, wodurch die Koppelmatrixeinträge M_{S1} , M_{12} und M_{11} bestimmt werden können. Dieses Vorgehen wird für Koppelresonatorresonanzfrequenzen von 25 GHz und 26 GHz wiederholt. In Abb. 3.2 sind drei Übertragungsfunktionen mit unterschiedlicher Resonanzfrequenz des

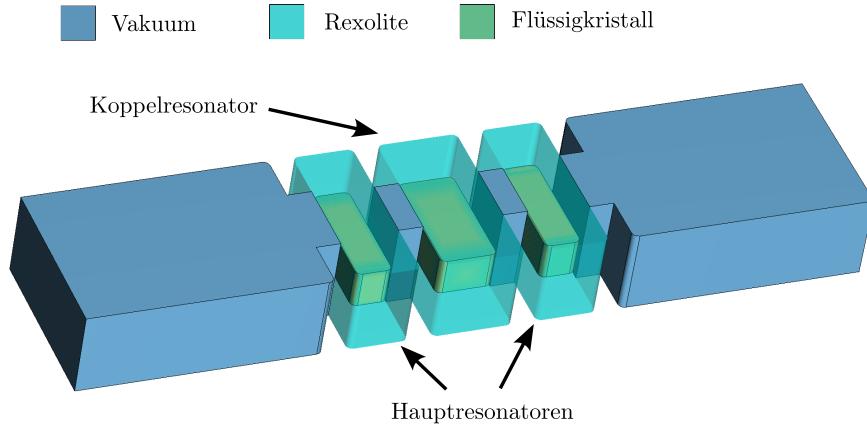


Abbildung 3.1: Die Filterstruktur besteht aus zwei Hauptresonatoren und einem Koppelresonator. Das Flüssigkristall befindet sich in Behältern aus Rexolite [43].

Koppelresonators dargestellt. Die Filterstruktur wurde angepasst, sodass der Durchlassbereich des Filters in allen drei Übertragungsfunktionen identisch ist. Der Einfluss auf

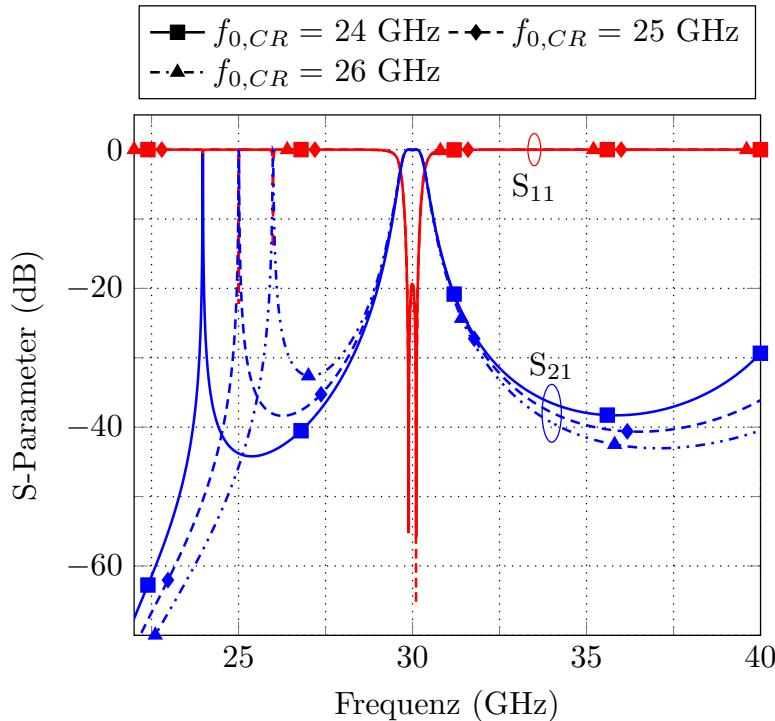


Abbildung 3.2: Drei verschiedene simulierte Streuparameter von zwei Hauptresonatoren und einem Koppelresonator mit unterschiedlicher Resonanzfrequenz des Koppelresonators. Die Resonanzfrequenz des Koppelresonators beträgt jeweils 24 GHz, 25 GHz und 26 GHz [43].

die verschiedenen Koppelfaktoren bei Änderung der Permittivität von LC_{12} , damit wird das Flüssigkristall in dem Koppelresonator bezeichnet, ist in Abb. 3.3 dargestellt. Es ist offensichtlich, dass die Resonanzfrequenz des Koppelresonators einen großen Einfluss auf

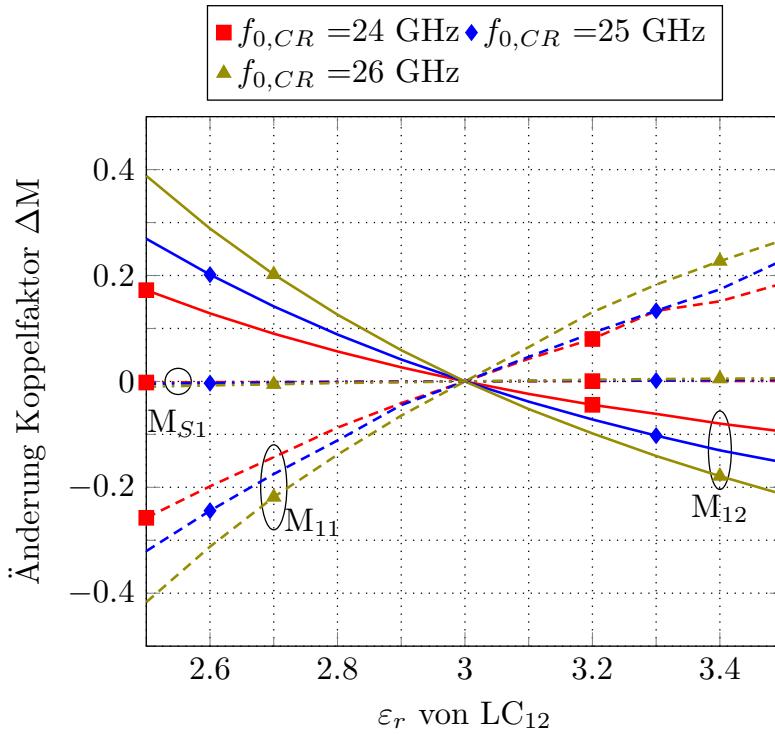


Abbildung 3.3: Änderung der Koppelfaktoren M_{S1} , M_{11} und M_{12} bei Variation der Permittivität von LC_{12} [43].

den potenziellen Aussteuerbereich des Koppelfaktors M_{12} hat. Umso näher die Resonanzfrequenz $f_{0,CR}$ an dem Durchlassbereich bei 30 GHz liegt, desto größer ist die Änderung der Kopplung ΔM_{12} . Das Filter, bei welchem die Resonanzfrequenz des Koppelresonators bei $f_{0,CR} = 24$ GHz mit $\varepsilon_{r,LC} = 3$ liegt, erreicht eine maximale Änderung von $\Delta M_{12} = 0.3$. Im Gegensatz dazu wird ein Wert von $\Delta M_{12} = 0.5$ erreicht, wenn die Resonanzfrequenz bei $f_{0,CR} = 26$ GHz liegt. Ein großer Wert von ΔM_{12} führt zu einer großen maximalen Veränderung der Bandbreite des Filters und bietet somit einen großen Abstimbereich. Weiterhin ist ein signifikanter Einfluss auf M_{11} sichtbar. Dies bedeutet, dass der Koppelresonator die Mittenfrequenz des Filters beeinflusst und es somit zu einer Verschiebung des Durchlassbereichs kommt. Der Einfluss auf die Eingangskopplung M_{S1} ist jedoch im Gegensatz dazu vernachlässigbar klein. Daraus lässt sich schließen, dass für einen möglichst großen Abstimbereich die Koppelresonatoren nah an dem Durchlassbereich schwingen sollten, wobei das Übertragungsverhalten nicht negativ beeinflusst werden darf. Weiterhin folgt auf die Bandbreitenänderung eine Änderung der Mittenfrequenz, welche kompensiert werden muss. Dies ist durch die zusätzliche Belastung auf die Resonatoren begründet und dieser Effekt tritt ebenfalls bei anderen Abstimmmechanismen auf.

3.1.4 Filterentwurf

Die bereits vorhandene Struktur in Abb. 3.1 wird um zwei weitere Koppelresonatoren erweitert, sodass jeweils Koppelresonatoren und Hauptresonatoren abwechselnd aufein-

ander folgen. Die gesamte Filterstruktur besteht somit aus drei Koppelresonatoren und zwei Hauptresonatoren und ist in Abb. 3.4 dargestellt. Die beiden äußeren Koppelresona-

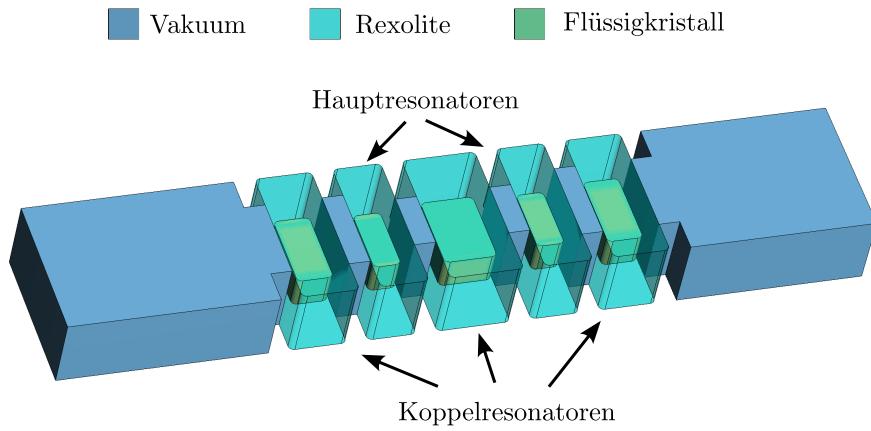


Abbildung 3.4: Zweipoliges Filter mit drei Koppelresonatoren.

toren CR_{S1} und CR_{2L} werden zur Steuerung der Eingangs- bzw. Ausgangskoppelstärke genutzt, während der mittlere Koppelresonator die Kopplung zwischen den Hauptresonatoren kontrolliert. Die Hauptresonatoren werden genutzt, um die Mittenfrequenz zu verändern. Aus (3.1) wird ersichtlich, dass eine Änderung der Bandbreite eine Anpassung der Interresonatorkopplung um den gleichen Faktor bedingt:

$$k_{12} = M_{12} \cdot \text{FBW}, \quad (3.1)$$

$$Q_e = \frac{1}{M_{S1}^2 \cdot \text{FBW}}. \quad (3.2)$$

Im Gegensatz dazu wird für M_{S1} eine geringere Variation benötigt, was aus (3.2) erkennbar wird. Hieraus ergibt sich, dass die Koppelresonatoren für die Eingangskopplung einen geringeren Abstimmbereich benötigen. Der Einfluss des Koppelresonators CR_{S1} auf die anderen Kopplungen ist in Abb. 3.5 dargestellt. Für die Extraktion wurde eine Mittenfrequenz von $f_0 = 30 \text{ GHz}$, eine Bandbreite von $\text{BW} = 300 \text{ MHz}$ und eine Rückflusssättigung von $RL = 20 \text{ dB}$ angenommen. Das Filter ist bei einem Wert von $\varepsilon_{r,LC} = 3$ auf eine Mittenfrequenz von 29.9 GHz angepasst, wodurch es zu einem Versatz bei den Faktoren M_{11} und M_{22} kommt. Es lässt sich erkennen, dass der Koppelresonator CR_{S1} einen Einfluss auf die Einkopplung M_{S1} sowie auf die Resonanzfrequenz des ersten Resonators M_{11} hat. Alle anderen Faktoren sind nicht betroffen. Insbesondere der Einfluss auf den Koppelmatrixeintrag M_{11} ist interessant, da es hierdurch zu einer ungewollten Mittenfrequenzverschiebung des Filters kommt. Die Daten aus Abb. 3.3 und Abb. 3.5 erlauben eine Umrechnung, welche Bandbreiten bei einer Anpassung von 20 dB und einer Mittenfrequenz von 30 GHz theoretisch möglich sind. Hierfür werden (3.1) und (3.2) nach der Bandbreite umgestellt und die Werte für k_{12} bzw. Q_e eingesetzt. Die Abstimmbar-

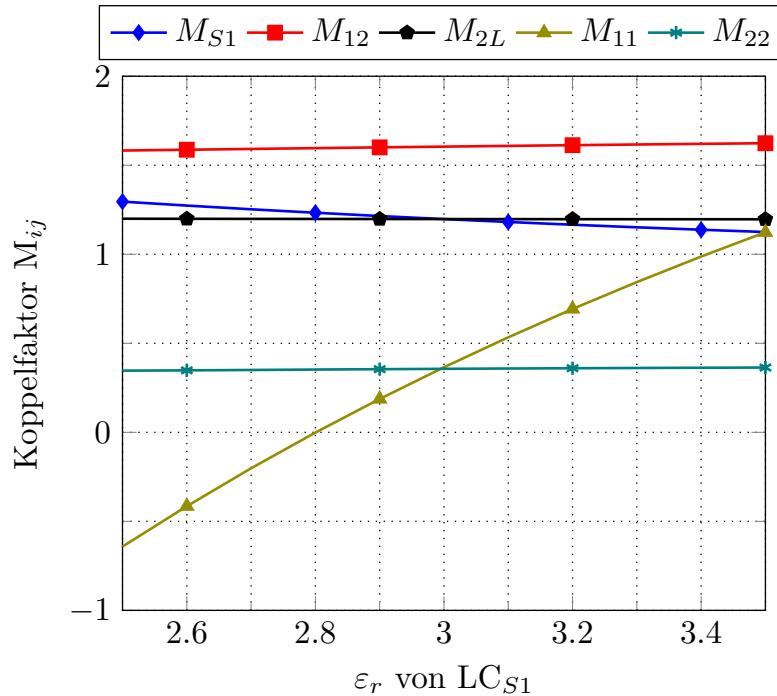


Abbildung 3.5: Einfluss der Permittivität von LC_{S1} des Koppelresonators CR_{S1} auf die Koppelmatrixeinträge. Alle anderen LC-Permittivitäten betragen $\varepsilon_{r,LC} = 3$ [43].

keit von k_{12} erlaubt somit eine Bandbreite von 276 MHz bis 335 MHz, während die Eingangskopplung eine Bandbreite von 270 MHz bis 355 MHz unterstützt. Dies ergibt eine 3 dB-Bandbreitenvariation von 640 MHz bis 760 MHz. Hierbei ist anzumerken, dass dieser Bereich vergrößert werden kann, es dadurch jedoch zu Verzerrungen in der Übertragungscharakteristik kommt. Die Simulationsergebnisse für verschiedene Abstimmzustände sind in Abb. 3.6 und Abb. 3.7 dargestellt. Hierbei wurde Kupfer als Hintergrundmaterial mit einer Leitfähigkeit von 29 MS m^{-1} angenommen. Für das Rexolite wird ein Verlustwinkel von $\tan \delta_{rex} = 0.0006$ und für das LC ein Verlustwinkel $\tan \delta_{LC} = 0.0064$ angenommen. Abb. 3.6 zeigt Abstimmzustände bei einer Bandbreite von 270 MHz und in Abb. 3.7 sind Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 320 MHz dargestellt. Im Vergleich zu der zuvor berechneten maximalen Bandbreite ist diese etwas reduziert, was durch Wechselwirkungen der Resonatoren erklärt werden kann. Die Dimensionen der Rexolitebehälter und der darin liegenden LC-Kavitäten kann der Tabelle 3.1 entnommen werden. Die Irisblenden an den Koppelresonatoren sind identisch, sodass aufgrund der Symmetrie nur zwei verschiedene Breiten verwendet wurden. Die Irisblenden an dem Koppelresonator CR_{S1} sind 4 mm breit während die Irisblenden in der Mitte der Struktur eine Breite von 2.77 mm aufweisen.

3.1.5 Elektrodenentwurf

Wie bereits in Kapitel 2.12.3 angeführt, kann die Ausrichtung von Flüssigkristallen durch ein externes elektrisches Feld beeinflusst werden. Hierfür werden jeweils zwei Platten-

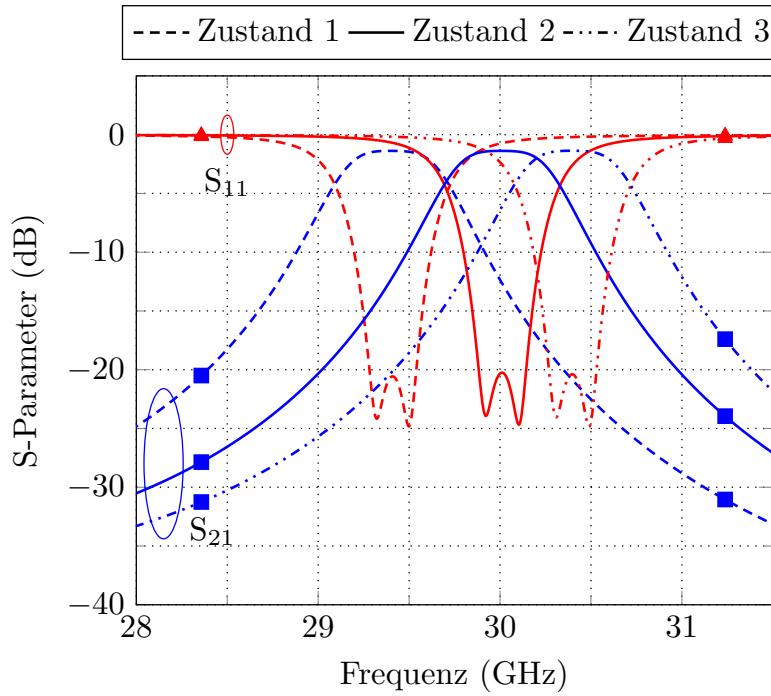


Abbildung 3.6: Simulierte Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 270 MHz bei einer Mittenfrequenz von 29.41 GHz, 30 GHz und 30.41 GHz [43].

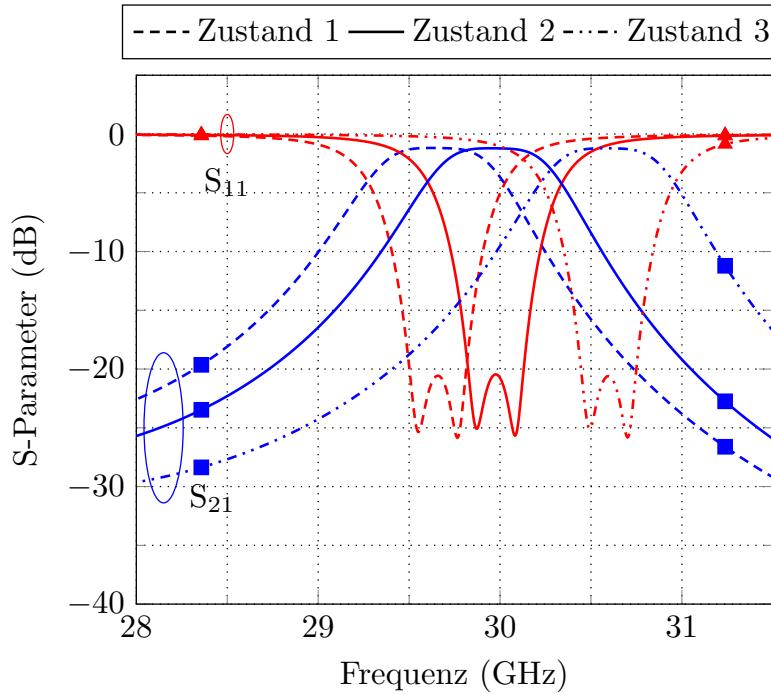


Abbildung 3.7: Simulierte Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 320 MHz bei einer Mittenfrequenz von 29.66 GHz, 30 GHz und 30.6 GHz [43].

kondensatoren gegenüber der Flüssigkristallmischung platziert und durch Anlegen einer Biasspannung U_B wird ein elektrisches Feld erzeugt. Da die GT7-29001 LC-Mischung über eine positive Anisotropie $\Delta\epsilon_r$ verfügt, richten sich die LC-Moleküle entlang des Feldes aus, wodurch es zur Änderung der Permittivität kommt. Die Implementierung dieses

Tabelle 3.1: Länge (L), Breite (B) und Höhe (H) der Rexolitebehälter und LC-Kavitäten.

	Rexolite (mm)			LC (mm)		
	L	B	H	L	B	H
MR ₁	2.3	7.112	3.556	1.3	3.11	1.56
CR ₁₂	3.5	7.112	3.556	2.5	3.61	1.56
CR _{S1}	2.7	7.112	3.556	1.7	3.61	1.56

Aufbau in einen physikalischen Hohlleiter ist jedoch sehr aufwendig, da die einzelnen Platten in den Hohlraumresonator integriert werden müssen, ohne die elektrische Performance negativ zu beeinflussen. Aus diesem Grund wird eine Implementierung bevorzugt, welche aus zwei großen Elektrodenflächen besteht, die wiederum in drei einzelne Elektroden unterteilt sind. Diese Flächen werden nur an zwei gegenüberliegenden Seiten des Rexolitebehälters angebracht und somit wird der Aufbau stark vereinfacht. Durch Anlegen von verschiedenen Spannungskonfigurationen an ausgewählten Elektroden, lassen sich die Flüssigkristalle beliebig zwischen einer orthogonalen oder einer parallelen Ausrichtung drehen. Weiterhin ist die Überführung in Zwischenzustände möglich, sodass die Permittivität zwischen den Extremwerten $\varepsilon_{r,\perp} = 2.46$ und $\varepsilon_{r,\parallel} = 3.53$ kontinuierlich verändert werden kann. Der Ausrichtungseffekt der Flüssigkristallmoleküle auf externe elektrische und magnetische Felder kann mit der internen Software SimLCwg der Technischen Universität Darmstadt simuliert werden [45]. Für eine parallele Ausrichtung der LC-Moleküle mit dem einfallendem elektromagnetischen Feld wird an der mittleren Elektrode eine Spannung von ± 250 V angelegt, während an den äußeren Elektroden keine Spannung anliegt. Hierfür wird eine 1 kHz Rechteckspannung mit $V_{pp,max} = 250$ V verwendet. Für den orthogonalen Fall ist die Spannungskonfiguration genau andersherum, d.h. an den äußeren Elektroden liegt eine Spannung von ± 250 V an, während die mittlere Elektrode kein E-Feld erzeugt. Für einen Zwischenzustand werden die äußeren Elektroden auf ± 250 V gelegt, während die mittlere einen größeren Wert als 0 V hat. Durch die Überlagerung der Felder kommt es zur diagonalen Ausrichtung der Moleküle, sodass sich ein Zwischenzustand einstellt. Einige schematische Darstellungen verschiedener Spannungskonfigurationen sind in Abb. 3.8a bis Abb. 3.8d dargestellt. Weiterhin ist anzumerken, dass eine ideale orthogonale Ausrichtung durch diese Elektrodenkonfiguration nicht erreicht werden kann, da es an den Randbereichen der LC-Kavität zu Krümmungsscheinungen kommt. Dieser Krümmungseffekt ist abhängig von der Größe der LC-Kavität und der Positionierung der Elektroden und stellt somit einen begrenzenden Faktor in der zu erreichenden Permittivität dar, da die LC-Moleküle nicht ideal orthogonal zu dem einfallenden Feld sind und somit eine Permittivität größer als $\varepsilon_{r,\perp}$, erreicht wird. Zwei unterschiedliche Konfigurationen sind in Abb. 3.9a und Abb. 3.9b dargestellt, welche das Problem verstärkt hervorheben. Die Krümmungseffekte treten insbesondere bei großen Kavitäten auf. Bei kleinen Kavitäten wird ein annähernd orthogonaler Zustand erreicht. Die Realisierung der parallelen Orientierung ist jedoch ohne Einschränkungen möglich. Die erste Version der

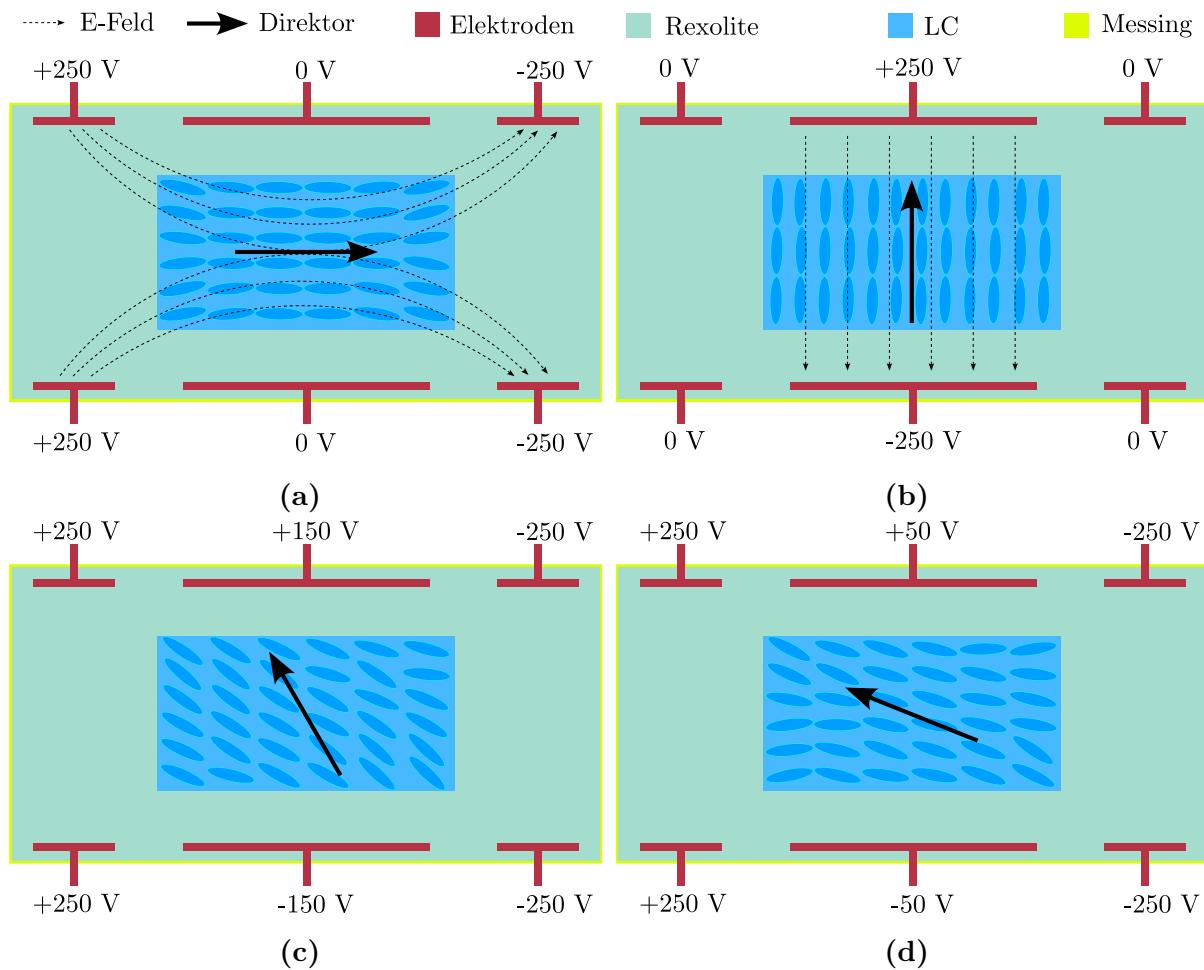


Abbildung 3.8: Mögliche Spannungskonfigurationen für unterschiedliche LC-Molekülausrichtungen: (a) orthogonale Ausrichtung, (b) parallele Ausrichtung, (c) und (d) stellen mögliche Zwischenzustände dar [43].

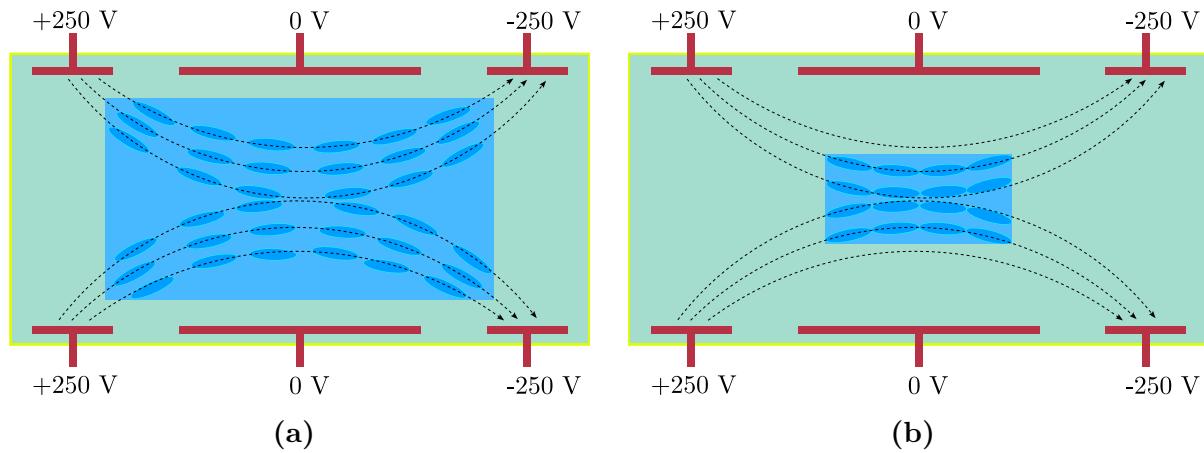


Abbildung 3.9: Krümmungseffekte bei der orthogonalen Ausrichtung: (a) große Kavität mit starken Krümmungseffekten, (b) kleine Kavität mit geringen Krümmungseffekten.

Elektrodenstruktur besteht aus einem einlagigen Pyralux AC Substrat mit einer Dicke von $12 \mu\text{m}$. Das Substrat wird zugeschnitten und jeweils auf den Deckel sowie den Boden

der Filterstruktur geklebt. Aus diesem Grund besteht die Filterstruktur aus mehreren Teilen, wodurch der Zusammenbau erst ermöglicht wird. In Abb. 3.10a ist die Oberseite des Filtergehäuses dargestellt, auf dem die Elektroden bereits geklebt wurden. Komplementär hierzu existieren kleine Aussparungen an dem Rand des Kernstückes, durch die die Zuleitungen der Elektroden nach außen gelegt werden. Hierdurch können die Elektroden mit der benötigten Biasspannung verbunden werden. Bei der Charakterisierung hat sich herausgestellt, dass es trotz einer zusätzlichen Isolierungsschicht nicht möglich war, die Elektroden in Betrieb zu nehmen, da es insbesondere im Bereich der Zuleitungen Kurzschlüsse aufgrund der sehr kleinen Struktur gab. Die Auswirkungen des Kurzschlusses sind in Abb. 3.10b dargestellt. Deshalb wurde eine zweite Elektrodenstruktur mit einem dreilagigen Aufbau nach dem SLIM.flex 3F Standard der Firma Würth Elektronik als Lagenaufbau gefertigt. Durch den mehrlagigen Aufbau der $180\text{ }\mu\text{m}$ dünnen Leiterplatte wird eine komplett isolierte Führung der Zuleitungen nach außen ermöglicht. Hierdurch wird ein elektrischer Kontakt mit der Gehäusemasse verhindert. In Abb. 3.11a ist der mehrlagige Aufbau dargestellt. Eingebettet von zwei Pyraluxschichten befinden sich die Elektroden in der Mitte der Leiterplatte. Die Kupferschichten auf der Ober- und Unterseite sind jeweils $35\text{ }\mu\text{m}$ dick, während die Elektroden eine Stärke von $18\text{ }\mu\text{m}$ haben. Die Abb. 3.11b zeigt die Frontalansicht der Elektrodenstruktur. Mittig sind die drei einzelnen Elektroden zu sehen, wobei die zentrale Elektrode eine spezielle Form aufweist, welche höhere Moden unterdrückt [46]. Die $75\text{ }\mu\text{m}$ breiten Zuleitungen der drei Elektroden werden gemeinsam hinausgeführt. Dies geschieht auf der mittleren Ebene, sodass kein Kontakt zur Gehäusewand entsteht. Umgeben sind die Elektroden von einer leitenden Kupferschicht sowie einer doppelten Reihe von Vias, welche eine Schirmung nach außen erzeugen. Aus Gründen der Übersicht ist in Abb. 3.11b und 3.11c nur eine Reihe Vias dargestellt. Abb. 3.11c stellt den Querschnitt in einem Hohlraumresonator dar. In der Mitte befindet sich der Rexolitebehälter mit einer Flüssigkristallmischung, welche von einer Messingwand umgeben sind. Jeweils unter und über dem Behälter befinden sich die flexiblen Leiterplatten, durch die die Vias und die Kupferschichten einen leitenden Kontakt zu dem Deckel und dem Unterteil bilden. In Abb. 3.12 ist die gefertigte Elektrode dargestellt. An den Rändern befinden sich große Pads, welche an die Spannungsquellen angeschlossen werden. Hierdurch können unterschiedliche Spannungskonfigurationen erzeugt werden, wodurch die gewünschte Feldkonfiguration erzeugt wird. In der Mitte befinden sich die einzelnen Elektrodenflächen, die von mehreren Reihen von Vias umschlossen sind. Die Vias-Reihen bilden die Umrisse der Resonatoren nach, sodass diese als Verlängerung der umschließenden Wände gesehen werden können. Weiterhin sind große kreisförmige Öffnungen zu sehen, welche zur Ausrichtung der Elektrode genutzt werden.

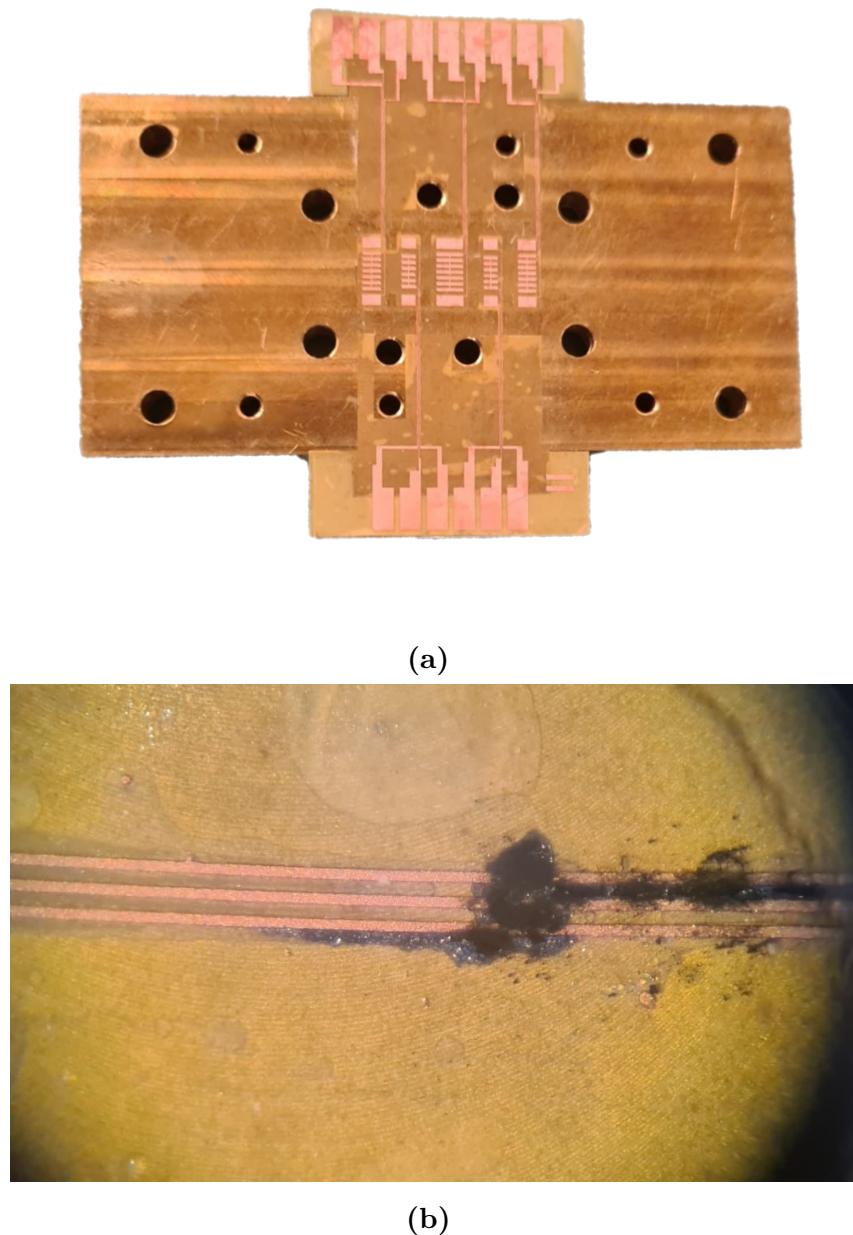


Abbildung 3.10: (a) Elektroden auf Pyraluxsubstrat, welche auf den Gehäusedeckel des Filters geklebt wurden (b) Nahaufnahme der verbrannten Zuleitung.

3.1.6 Fertigung und Messergebnisse

Das Filter besteht aus insgesamt fünf Messingteilen, welche benötigt werden, um die Elektroden zu integrieren. Das Kernstück bildet der WR-28 Hohlleiterkanal und die ausgefrästen Hohlräume für die Rexolitebehälter. Jeweils über und unter den Hohlräumen für die Behälter werden die Elektroden mit Passstiften ausgerichtet. Die Elektroden werden durch zwei Messingplatten fest mit dem Kernstück verschraubt, wodurch ein hoher Anpressdruck erreicht wird. Dies ermöglicht einen guten elektrischen Kontakt. Die beiden Messingplatten, die zur Verbindung mit dem Hohlleiter dienen, sind separat mit dem

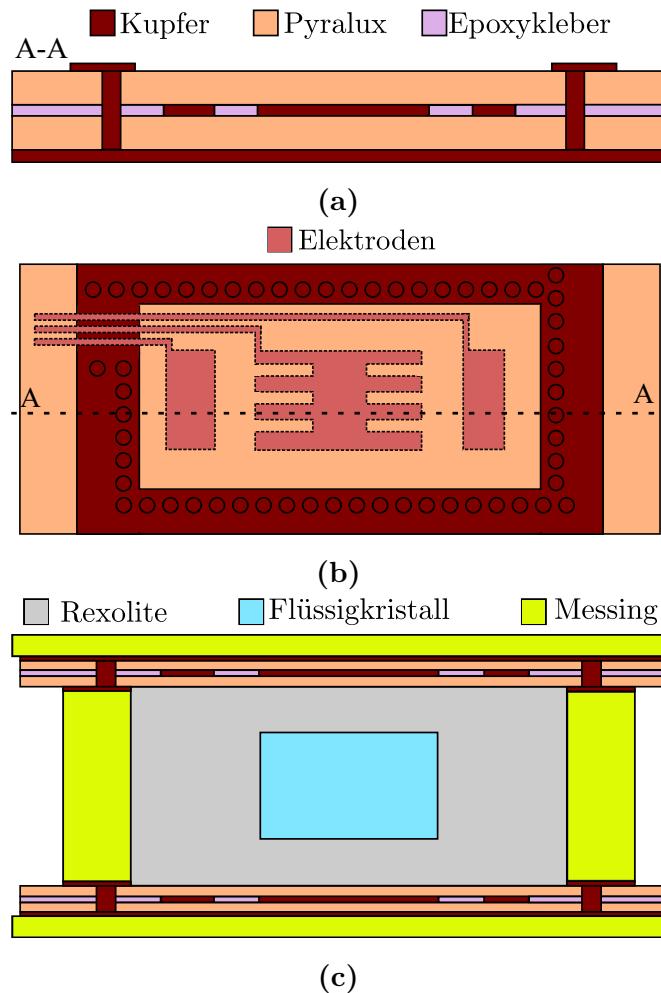


Abbildung 3.11: Mehrlagiger Elektrodenaufbau und Implementierung: (a) Queransicht, (b) Frontalansicht der Elektrode, (c) Implementierung in einem Hohlraumresonator [43].

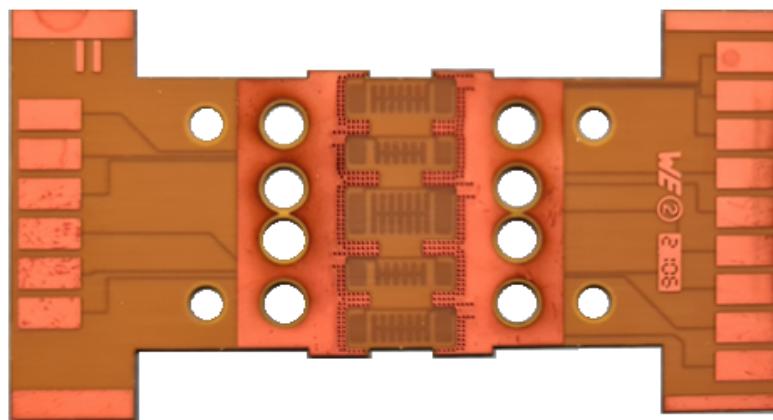


Abbildung 3.12: Zweite Version der entworfenen Elektrode nach dem SLIM.flex 3F Standard.

Kernstück verschraubt, sodass ebenfalls ein guter elektrischer Kontakt gewährleistet ist. Durch die Separierung können die eingangsseitigen Metallplatten mit einem hohen Anpressdruck befestigt werden, der die Elektroden beschädigen würde. In Abb. 3.13 sind die

Einzelteile des Filters zu sehen. Die fünf Rexolitebehälter bestehen aus jeweils zwei Teilen,

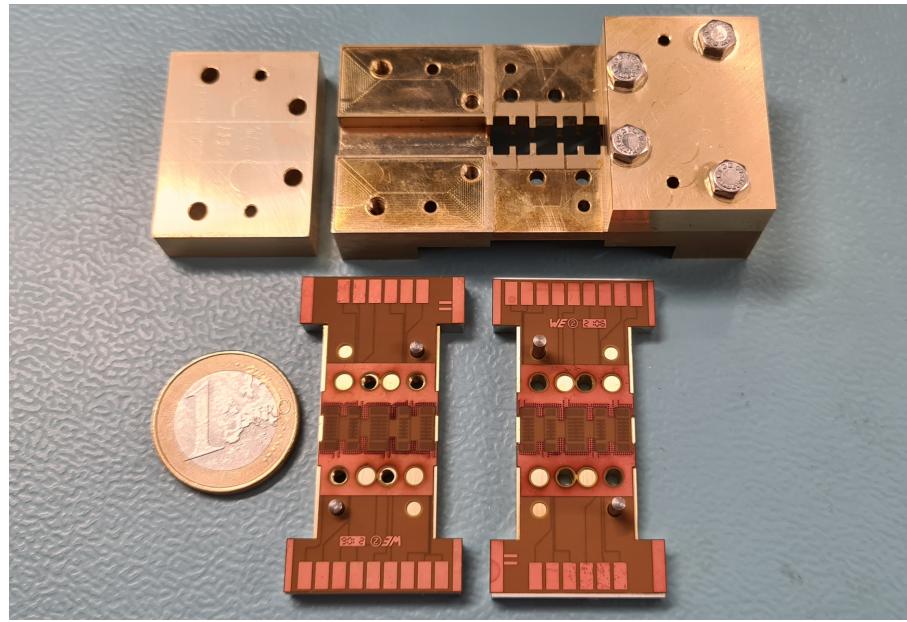


Abbildung 3.13: Foto der Einzelteile des Filters. Die Elektroden werden mit den Passstiften ausgerichtet und mit zwei zusätzlichen Messingplatten angeschraubt. Die Rexolitebehälter werden in die passenden Hohlräume platziert [43].

in die jeweils ein Hohlraum gefräst wurde. Durch eine vereinfachte Nut-Feder-Verbindung können die Bauteile passend ineinander gesteckt werden und bilden so den Behälter für die Flüssigkristallmischung. Die LC-Mischung wird über einen Befüllungskanal in den Hohlraum mithilfe einer Spritze gefüllt und anschließend mit einem Kleber versiegelt. Abb. 3.14 zeigt zwei Nahaufnahmen der Rexolitebehälter. Zum einen wird in Abb. 3.14a der einzelne Behälter gezeigt und zum anderen zeigt Abb. 3.14b eine Nahaufnahme der eingesetzten Rexolitebehälter. Die milchige Trübung entsteht durch die Flüssigkristallmischung, welche durch das Material scheint. Abb. 3.15 zeigt das vollständig zusammengebaute Fil-

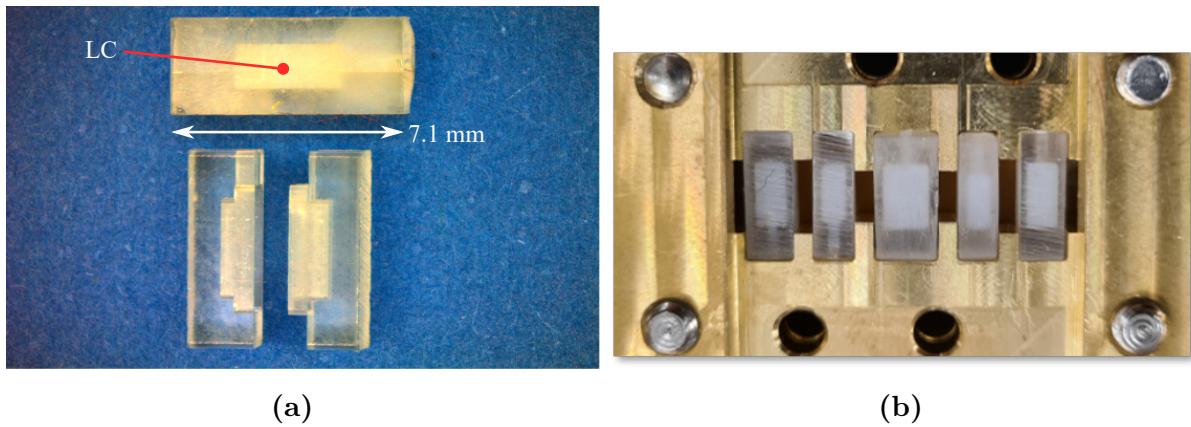


Abbildung 3.14: Nahaufnahme von (a) den zwei einzelnen Rexoliteteilen sowie einem gefüllten Rexolitebehälter (b) den eingesetzten und gefüllten Rexolitebehältern [43].

ter. Die Messung wurde an einem Keysight PNA-X Netzwerkanalysator durchgeführt.

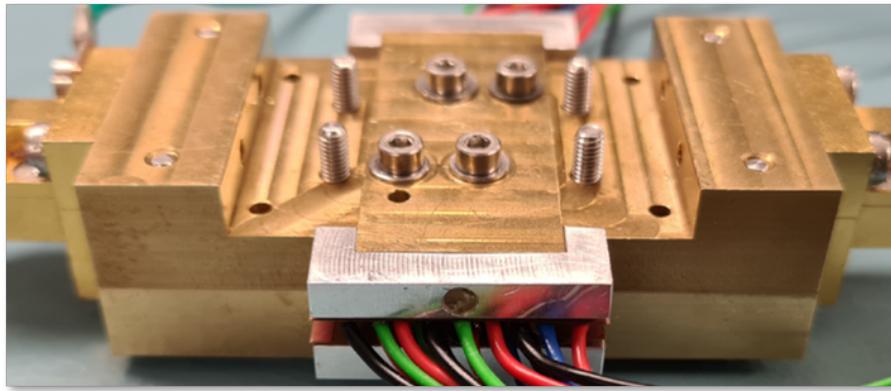


Abbildung 3.15: Zusammengebautes abstimmbares Hohlleiterfilter auf Basis von Flüssigkristall.

Die Elektroden werden mit einer 12-kanaligen Spannungsquelle, welche ein 1 kHz Signal bereitstellt, versorgt. Die Spannung kann kontinuierlich bis auf ± 250 V erhöht werden, mit einer maximalen Leistungsaufnahme von 1.2 W. Abb. 3.16 zeigt eine beispielhafte Messung über einen großen Frequenzbereich. Das Ka-Band ist im Bereich von 27 GHz bis 40 GHz frei von störenden Moden, welche beispielsweise durch die Koppelresonatoren erzeugt werden. Die Resonanzen der Koppelresonatoren befinden sich bei allen Abstimmzuständen im Bereich von 22 GHz bis 26 GHz, sodass das Übertragungsband nicht negativ beeinflusst wird. Abb. 3.17 zeigt Streuparameter von verschiedenen Spannungskonfigura-

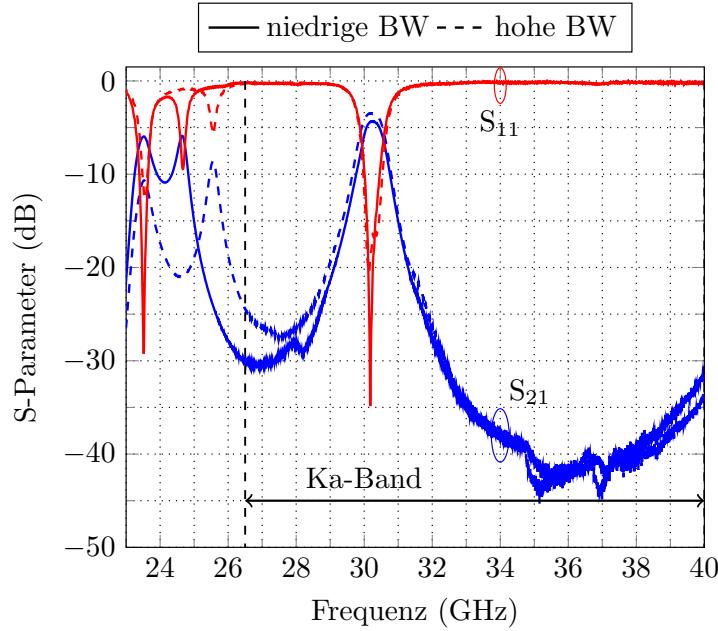


Abbildung 3.16: Breitbandige Messergebnisse von zwei Spannungskonfigurationen [43].

tionen. Da die Filterstruktur eine kontinuierliche Abstimmung erlaubt, werden nur die Extremwerte der Mittenfrequenz-Bandbreiten-Kombinationen aufgezeigt. Eine maximale Rückflussdämpfung von 20 dB wird nicht bei allen Abstimmzuständen erreicht, weswegen zur besseren Vergleichbarkeit auf die 3 dB-Bandbreite zurückgegriffen wird. Abb. 3.17a

stellt eine Konfiguration dar, bei welcher die LC-Moleküle der Hauptresonatoren eine orthogonale Ausrichtung zum einfallenden elektrischen Feld haben. Hierdurch wird eine Mittenfrequenz von $f_0 \approx 30.7$ GHz erreicht. Die 3 dB-Bandbreite ist bei dieser Frequenz von 654 MHz bis 827 MHz variierbar. Abb. 3.17b zeigt den Fall der parallelen Konfiguration, bei der eine Mittenfrequenz von $f_0 \approx 29.8$ GHz erreicht wird. Hierbei lässt sich eine Bandbreitenvariation von 717 MHz bis 871 MHz erzielen. Abb. 3.18 zeigt die Abhän-

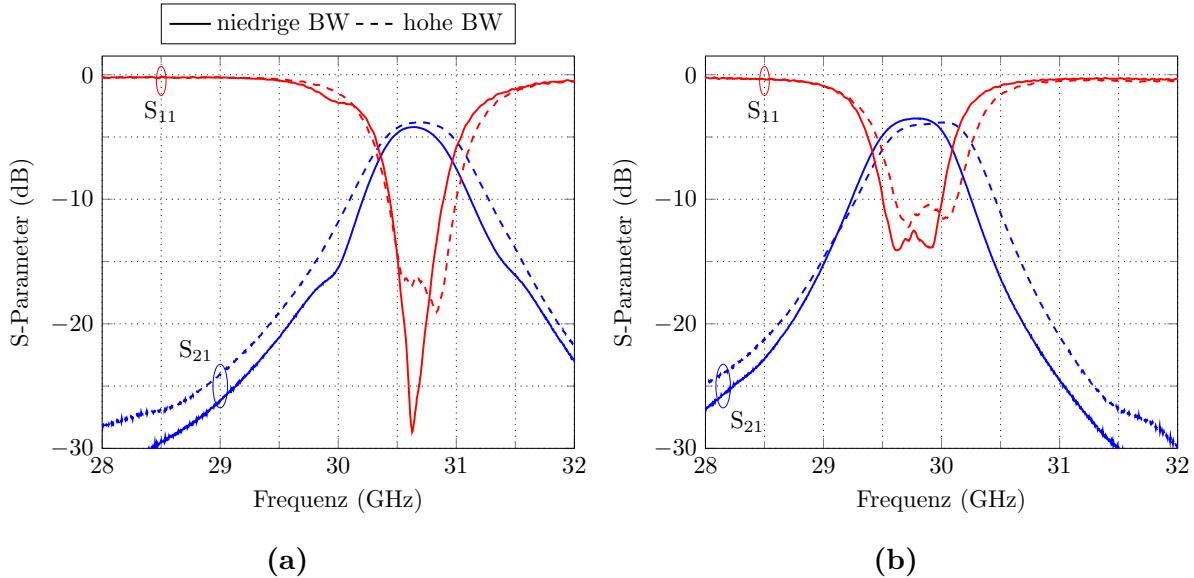


Abbildung 3.17: Messergebnisse für (a) orthogonale Konfiguration (hohe Mittenfrequenz) und (b) parallele Konfiguration (niedrige Mittenfrequenz). Die 3 dB-Bandbreite beträgt (a) 654 MHz und 827 MHz (b) 717 MHz und 871 MHz [43].

gigkeit der 3 dB-Bandbreite zu der Mittenfrequenz des Filters. Die Bandbreite kann im Bereich von 29.8 GHz bis 30.7 GHz unabhängig von der Mittenfrequenz von 720 MHz bis 840 MHz verändert werden. Bei einer Mittenfrequenz von 29.8 GHz lässt sich eine geringe Reduktion der Bandbreitenvariation feststellen, was durch die zusätzliche Belastung der Koppelresonatoren zu begründen ist. Die Einfügeverluste liegen im Bereich von 3.5 dB bis 4.2 dB und sind somit deutlich höher als die simulierten Ergebnisse. Dies lässt sich durch das vereinfachte Simulationsmodell begründen, welches beispielsweise keine Elektroden oder Epoxidkleber enthält. Durch Inklusion dieser Faktoren steigen die Einfügeverluste von 1.2 dB auf 2.2 dB und es kommt zu einer geringen Mittenfrequenzverschiebung, was in Abb. 3.19 dargestellt ist. Die hierfür benötigten Charakterisierungsdaten wurden aus [47] übernommen, bei der eine Charakterisierung im W-Band durchgeführt wurde. Die restliche Differenz von Simulation und Messung lässt sich durch den komplexen Aufbau der Filterstruktur erklären.

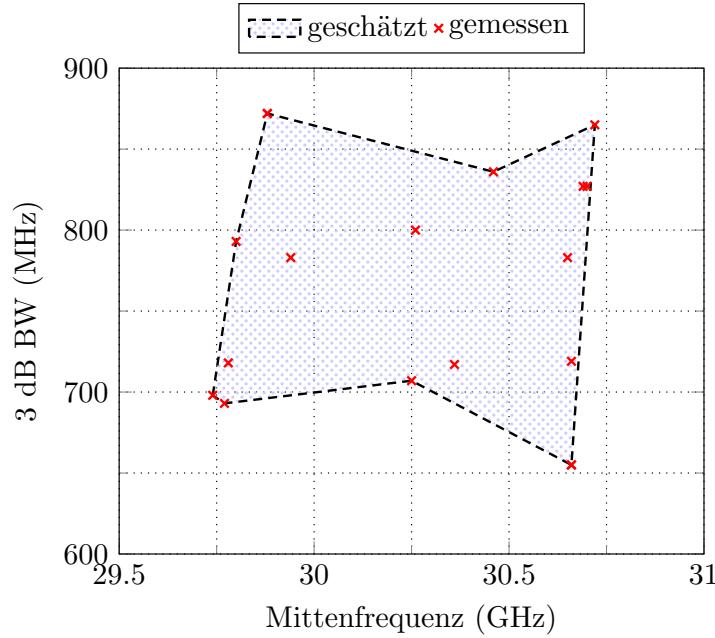


Abbildung 3.18: Gemessene 3dB-Bandbreite in Abhängigkeit von der Mittenfrequenz des Filters [43].

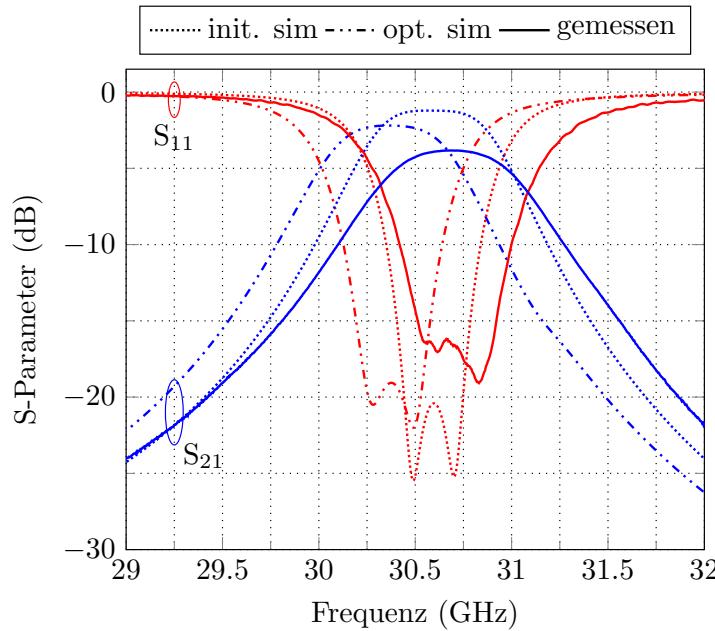


Abbildung 3.19: Vergleich der Streuparameter unterschiedlicher Simulationsmodelle mit Messergebnissen [43].

3.2 Groove-Gap-Filter mit verbessertem Elektroden-Design

Das Filter, welches im vorherigen Kapitel vorgestellte wurde, ist das erste Hohlleiterfilter, was auf Flüssigkristall-Basis eine vollständig Rekonfigurierbarkeit erreicht. Es stellt somit einen Meilenstein bei der Entwicklung von abstimmbaren LC-Filtern dar. Jedoch bietet es

auch Verbesserungspotential, insbesondere im Bereich der Einfügeverluste. Das Filter, welches in diesem Kapitel vorgestellt wird, wurde im Vergleich zum vorherigen Filter in zwei wesentlichen Aspekten verändert: zum einen wird die Groove-Gap-Technologie verwendet und zum anderen wird eine hybride Flüssigkristallsteuerung entwickelt. Hierdurch sinken die Verluste signifikant, sodass diese Kerneigenschaft des Filters stark verbessert wurde. Die Ergebnisse sind in [48] veröffentlicht worden und es wurde ein Patentantrag für eine hybride Flüssigkristallsteuerung eingereicht [49].

3.2.1 Groove-Gap-Technologie

Das LC-Hohlleiterfilter aus Kapitel 3.1 besitzt einen sehr modularen Aufbau, der benötigt wird, um die Elektroden in die Struktur einzubauen. Hierdurch besteht die gesamte Struktur aus fünf einzelnen Messingbauteilen, die als signifikante Verlustquelle agieren. Aus diesem Grund nutzt dieses Filter Groove-Gap-Waveguides (GGW), welche eine einfachere Implementierung der Elektroden erlaubt. Ein GGW besteht aus zwei gegenüberliegenden, unendlich ausgedehnten, parallelen Platten, bei denen eine Platte eben und die andere mit einer periodischen Struktur, z.B. mit quadratischen Pfosten, bestückt ist. Die Pfosten besitzen eine spezifische Höhe h , Breite w sowie einen periodischen Abstand d . Wenn der Spalt zwischen Pfosten und oberer Platte kleiner als $\lambda/4$ ist, dann wird eine perfekt magnetische leitende Ebene erzeugt. Hierdurch entsteht eine Metaoberfläche, welche die Ausbreitung von Moden in einem gewissen Frequenzbereich verhindert [50]. Dieser Bereich kann anhand eines Dispersionsdiagramms ermittelt werden. In Abb. 3.20 ist ein Dispersionsdiagramm für eine auf das Ka-Band optimierte Struktur dargestellt. Im Bereich von 15.4 GHz bis 48.3 GHz liegt der Sperrbereich, indem keine ausbreitungsfähigen Moden entstehen. Somit ist das Ka-Band, welches von 26.5 GHz bis 40 GHz reicht, komplett eingeschlossen. Bei Aussparung eines Kanals der Dimensionen a und b kann diese Struktur wie ein Hohlleiter verwendet werden. In Abb. 3.21 ist ein Querschnitt eines Groove-Gap-Hohlleiters dargestellt. Wenn der Kanal von zwei oder drei Pfostenreihen umgeben ist, dämpft die periodische Pfostenstruktur die Ausbreitung außerhalb des Kanals um 29.5 dB bzw. um 44.6 dB. Hierdurch wird das Signal innerhalb der Aussparung geführt und die gesamte Struktur kann wie ein Hohlleiter genutzt werden, ohne dass eine elektrische Verbindung zwischen Deckel und Bodenplatte nötig ist.

3.2.2 Filterentwurf

Die Mittenfrequenz wird identisch zum LC-Hohlleiterfilter gewählt, ebenso wie die Filterordnung. Primär sollen in diesem Filterentwurf die Einfügeverluste reduziert werden, weswegen auf eine Bandbreitenabstimmbarkeit verzichtet wird. Stattdessen werden die Koppelresonatoren in dieser Struktur ausschließlich dazu verwendet die Kopplung an eine andere Mittenfrequenz anzupassen, sodass eine konstante, absolute Bandbreite beibehalten werden kann. Somit ist die Topologie identisch mit dem vorherigen Filter, da das Fil-

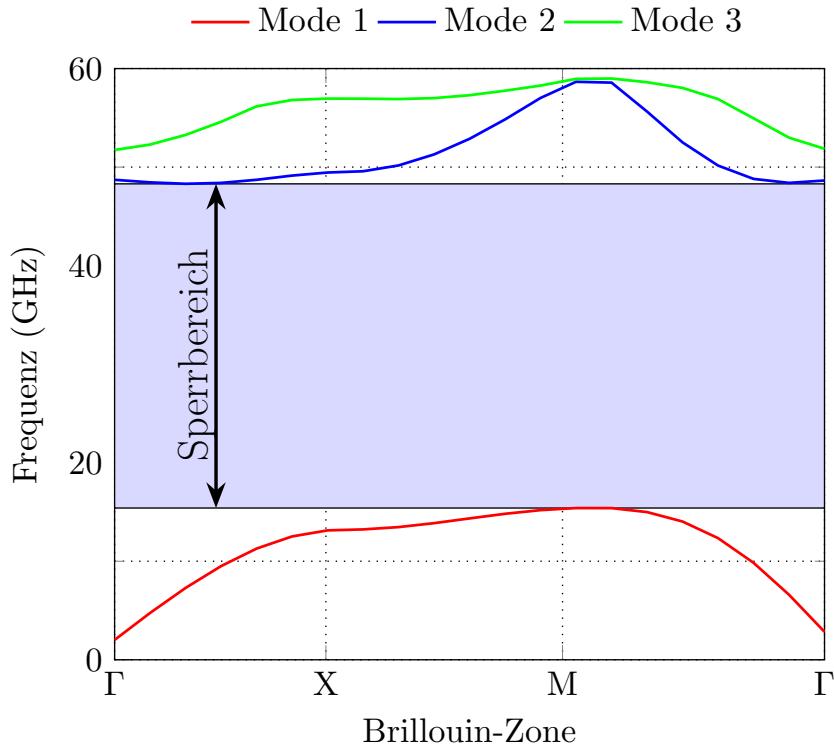


Abbildung 3.20: Dispersionsdiagramm für eine Einheitszelle der periodischen Pfostenstruktur mit den Dimensionen aus Abb. 3.21 [48].

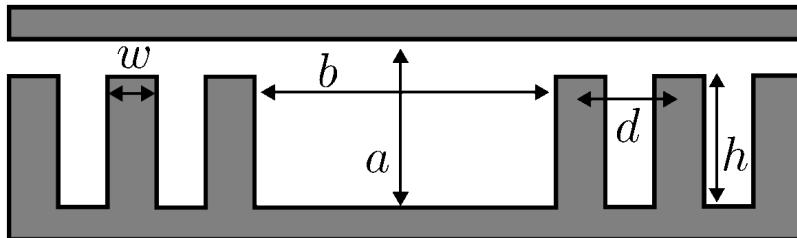


Abbildung 3.21: Querschnitt eines Groove-Gap-Hohlleiters mit drei Reihen von periodisch angeordneten Pfosten. Die Dimensionen für eine optimierte Übertragung im Bereich des Ka-Bands betragen $a = 2.775$ mm, $b = 7.112$ mm, $h = 2.6$ mm, $d = 3.8$ mm und $w = 1.4$ mm.

ter aus zwei Hauptresonatoren und drei Koppelresonatoren besteht, welche abwechselnd angeordnet sind. Aus (3.1) und (3.2) ist ersichtlich, dass bei konstanter Bandbreite und variabler Mittenfrequenz die Faktoren k_{12} und Q_e angepasst werden müssen. Diese Variation ist jedoch gering, weswegen ein kleiner Aussteuerbereich der entsprechenden Koppelresonatoren genügt. Als mittlerer Abstimmzustand wird eine Bandbreite von 300 MHz bei einer Rückflussdämpfung von 20 dB und einer Mittenfrequenz von 30 GHz angestrebt. In der Groove-Gap-Technologie können Impedanzinverter unterschiedlich realisiert werden, wobei darauf zu achten ist, dass die Periodizität der Begrenzungspfosten nicht unterbrochen wird. Inverter können beispielsweise durch Irisblenden realisiert werden, jedoch

kann sich die praktische Umsetzung als schwierig gestalten, da es zu sehr geringen Abständen zwischen Begrenzungspins und Irisblende kommen kann. Die Fertigbarkeit ist dadurch nicht mehr gegeben, weil sehr feine Fräsköpfe verwendet werden müssten, welche nicht die benötigte Tiefe erreichen können. Als Alternative werden in diesem Filter Koppelpfosten genutzt, welche sich durch eine simple Fertigung auszeichnen und eine identische Wirkungsweise haben. Diese Pfosten liegen mittig in dem Transmissionskanal und besitzen die gleichen rechteckigen Abmaße wie die Begrenzungspins. Die Kopplung der Resonatoren kann über die Höhe der Pins variiert werden, während der Abstand von zwei Pins zueinander die Resonatorlänge angibt und so die Resonanzfrequenz festlegt. In der Mitte der Resonatoren befinden sich Rexolitebehälter, welche mit der LC-Mischung gefüllt sind. Hierbei wird nur eine kleine Menge der Flüssigkristallmischung verwendet, da sich diese im Maximum des elektrischen Feldes der TE_{101} -Mode befindet. Eine höhere Aussteuerbarkeit der Resonanzfrequenz könnte erreicht werden, wenn eine größere Menge verwendet werden würde, jedoch würden ebenfalls die Verluste ansteigen. Durch die gezielte Platzierung und Dosierung der Mischung wird eine hohe Aussteuerbarkeit erreicht und die zusätzlichen Verluste gering gehalten. Eine Draufsicht des Filters ist in Abb. 3.22 zu sehen. Der Einfluss der Koppelresonatoren auf die Resonatorkopplungen wurde unter-

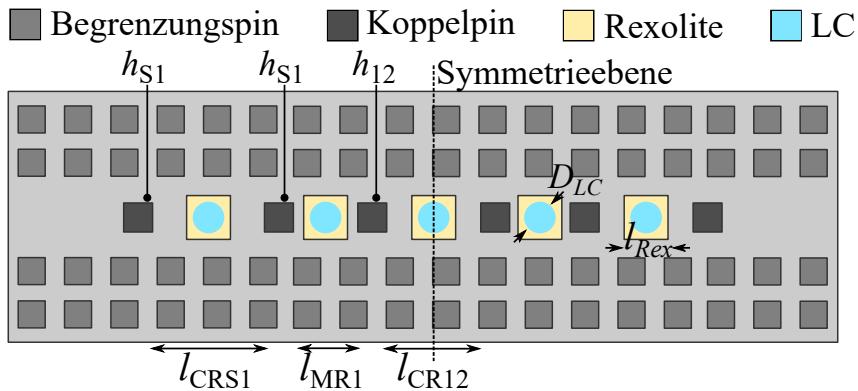


Abbildung 3.22: Draufsicht der abstimmbaren Filterstruktur. Die Dimensionen sind $l_{CRS1} = 9.7 \text{ mm}$, $l_{MR1} = 5 \text{ mm}$, $l_{CR12} = 9.7 \text{ mm}$, $h_{S1} = 0.87 \text{ mm}$, $h_{12} = 1.48 \text{ mm}$, $l_{Rex} = 2.6 \text{ mm}$ und $D_{LC} = 2.2 \text{ mm}$ [48].

sucht und ist in Abb. 3.23 dargestellt. Hierfür wird eine Permittivität von $\epsilon_{r,LC} = 3$ für alle LC-Resonatoren angenommen und anschließend die zu untersuchende Kopplung bei variierender Permittivität des entsprechenden Resonators betrachtet. In Abb. 3.23a ist der Einfluss der Koppelresonatoren aufgezeigt, welche die Ein- und Auskopplung kontrollieren. Bei Variation lässt sich ein Einfluss auf alle Faktoren erkennen. Zum einen wird M_{S1} und M_{12} eher schwach beeinflusst, während auf M_{11} ein großer Effekt sichtbar ist. Abb. 3.23b zeigt den Einfluss der Hauptresonatoren auf die Einträge in der Koppelmatrix. Wenn die Permittivität der Hauptresonatoren verändert wird, lässt sich eine große Variation von M_{11} messen. Weiterhin wird die Kopplung M_{12} kaum und die Einkopplung M_{S1} fast gar nicht beeinflusst. Abb. 3.23c zeigt den Effekt der Koppelresonatoren auf

die Kopplung der Hauptresonatoren zueinander. Die Kopplung unterliegt einem starken Einfluss, während sowohl die Einkopplung als auch die Resonanzfrequenz verhältnismäßig wenig beeinflusst werden. Somit interagiert jeder Resonator mit den benachbarten Resonanzfrequenzen, wodurch es zu kleinen Änderungen in den Koppelfaktoren kommt. Beispielsweise wird die Mittenfrequenz verändert, indem die Permittivität der Hauptresonatoren verändert wird. Hierdurch werden unweigerlich die benachbarten Kopplungen beeinflusst. Die Koppelresonatoren können diese Effekte auf M_{S1} und M_{12} kompensieren, weswegen eine konstante Übertragungscharakteristik erreicht werden kann. In Abb. 3.24

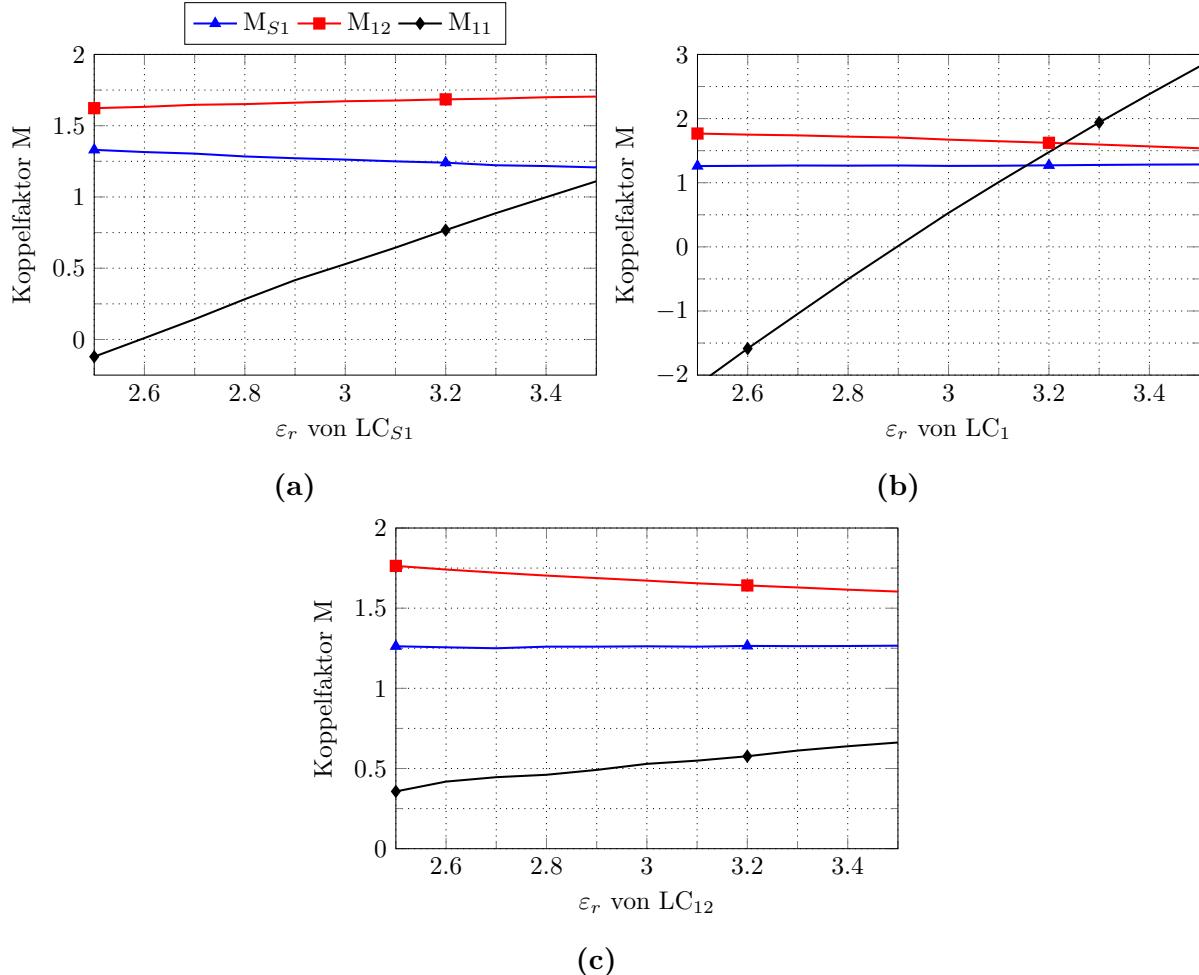


Abbildung 3.23: Koppelfaktorstudie der Struktur aus Abb. 3.22 bei Variation der Permittivität ϵ_r der LC-Resonatoren, während alle anderen LC-Resonatoren einen Wert $\epsilon_{r,LC} = 3$ beibehalten. Für die Extraktion wurde $n = 2$, $BW = 300 \text{ MHz}$, $f_0 = 30 \text{ GHz}$ und $RL = 20 \text{ dB}$ angenommen. (a) Variation des ersten und letzten Koppelresonators (b) Variation der beiden Hauptresonatoren (c) Variation des mittleren Koppelresonators [48].

sind zwei simulierte Abstimmzustände aufgezeigt. Beide Zustände weisen identische Bandbreiten und Rückflussdämpfungen auf, was nur durch Anpassung der Kopplungen erreicht werden kann.

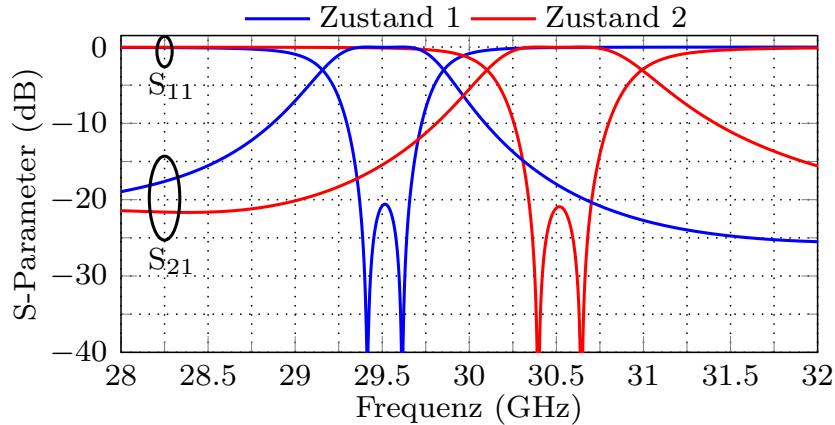


Abbildung 3.24: Simulierte verlustfreie Abstimmzustände des Groove-Gap-Filters [48].

3.2.3 Entwicklung der hybride Flüssigkristallsteuerung

Wie bereits bei dem LC-Hohlleiterfilter werden auch für dieses Filter Elektroden benötigt, um die Permittivität der LC-Mischungen zu verändern. Besonderer Wert wird auf die individuelle und unabhängige Beeinflussung jedes Resonators gelegt, um eine möglichst optimale Übertragungscharakteristik zu realisieren. Durch den integrierten Spalt zwischen Deckel und Unterseite, ist es möglich die Elektroden auf dem Deckel zu befestigen und durch den Spalt die Versorgungsleitungen nach außen zu führen. Dies ermöglicht einen zweiteiligen Aufbau, wodurch die Verluste im Vergleich zum vorherigen Filter reduziert werden. Weiterhin wurde bei dieser Filterstruktur eine neuartiges Ansteuerkonzept umgesetzt, wodurch eine effizientere Aussteuerung der LC-Moleküle möglich ist. In Abb. 3.25 ist die konventionelle Implementierung der Elektrodenstruktur dargestellt.

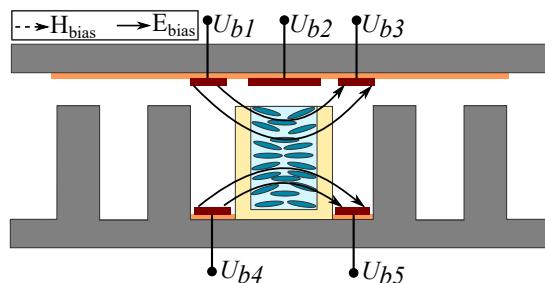


Abbildung 3.25: Klassische Elektrodenimplementierung mit mehreren Elektroden [48].

Diese umfasst mehrere kleine Elektroden, welche in verschiedenen Konfigurationen mit Spannung versorgt werden können. Wie bereits in Unterkapitel 3.1.5 thematisiert, können die LC-Moleküle somit orthogonal oder parallel zum einfallendem elektrischen Feld ausgerichtet werden. Problematisch ist jedoch die orthogonale Ausrichtung des Feldes, da diese durch Krümmungseffekte nicht vollständig erreicht werden kann. Für die orthogonale Ausrichtung liegt folgende Spannungskonfiguration an: $U_{b2} = 0 \text{ V}$, $U_{b1} = U_{b4} = +V$ und $U_{b3} = U_{b5} = -V$. Um die Probleme der orthogonalen Ausrichtung zu verringern, wurde eine neue hybride Flüssigkristallsteuerung entwickelt. Diese zeichnet sich durch ei-

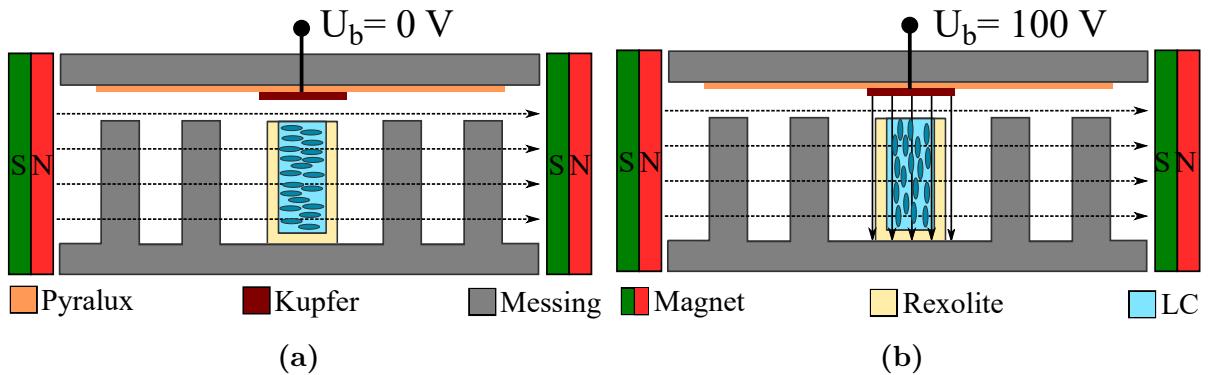


Abbildung 3.26: Hybride Ansteuerung: (a) Orthogonale Ausrichtung der Moleküle durch ein magnetisches Feld (b) parallele Ausrichtung durch ein elektrisches Feld [48].

ne höhere Abstimmbarkeit und einem vereinfachten Elektrodenentwurf aus. Die hybride Ansteuerung nutzt sowohl elektrische als auch magnetische Felder, um die LC-Moleküle auszurichten. Hierfür werden zwei Permanentmagnete außerhalb der Filterstruktur platziert, welche ein schwaches Magnetfeld erzeugen. Der Aufbau in Abb. 3.26a stellt den orthogonalen Ausrichtungsfall dar. Für eine parallele Ausrichtung wird nur eine einzelne Elektrode benötigt, welche mit einer Biasspannung U_b betrieben wird. Das Gehäuse der Filterstruktur wird mit der Masse verbunden, sodass sich das elektrische Feld von der Elektrode an dem Deckel zu unterem Teil des Filtergehäuses ausbreitet. Diese Konfiguration ist in Abb. 3.26b dargestellt. Es kommt somit zur Überlagerung des konstanten, magnetischen Felds mit dem elektrischen Feld variabler Stärke. Da beide Felder die Flüssigkristallmischung beeinflussen, kann durch geeignete Wahl der Biasspannung U_b die Stärke des elektrischen Felds und somit der Ausrichtungswinkel der Moleküle beeinflusst werden. Die Abb. 3.26b zeigt den Fall von $U_b = 100 \text{ V}$, wodurch das elektrische Feld deutlich stärker auf die LC-Moleküle wirkt als das magnetische Feld. Es kommt hierdurch zu einer parallelen Ausrichtung. Wird eine geringere Spannung angelegt, entsteht ein Zwischenzustand, wodurch beliebige Permittivitäten zwischen $\varepsilon_{\perp} = 2.46$ und $\varepsilon_{\parallel} = 3.53$ erreicht werden können. Weiterhin wird der gesamte Elektrodenentwurf vereinfacht, da

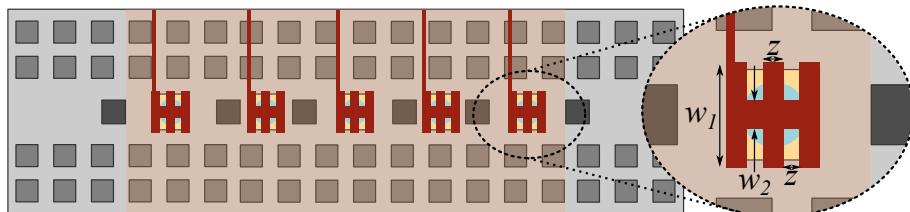


Abbildung 3.27: Elektrodenentwurf mit einer Strukturierung zur Unterdrückung von Störmoden $w_1 = 2.8 \text{ mm}$, $w_2 = 0.4 \text{ mm}$ und $z = 0.56 \text{ mm}$ [48].

nur noch eine einzelne Elektrode entwickelt werden muss. Hierbei müssen keine Wechselwirkungen zu anderen Elektroden simuliert werden, da die orthogonale Ausrichtung durch das magnetische Feld erfolgt. In der klassischen Implementierung aus Abb. 3.25 sind min-

destens fünf Elektroden für jeden Resonator notwendig, bei denen der Abstand und die Dimensionen aufwändig simulativ ermittelt werden müssen, um eine möglichst gleichmäßige orthogonale Ausrichtung der Moleküle zu erreichen. In Abb. 3.27 ist die Platzierung der Elektroden sowie eine Nahaufnahme der Elektrodenstruktur dargestellt.

3.2.4 Fertigung und Messergebnisse

Die gefertigte Filterstruktur ist in Abb. 3.28 dargestellt. Das Filter besteht aus Messing und wurde durch eine sehr präzise CNC-Fräsmaschine gefertigt. Die Struktur umfasst sowohl das Filter als auch den WR28-GGW-Übergang an beiden Enden des Filters. Die in Abb. 3.29 dargestellten Rexolitebehälter wurden ebenfalls gefräst, wobei diese nach oben nicht geschlossen sind. Somit bestehen die Behälter nur aus einem einzelnen Teil. Die länglichen Zapfen an der Seite des Behälters werden in entsprechende Schlitze in der Filterunterseite eingefügt und mit UV-Kleber fixiert. Hierdurch wird eine korrekte Positionierung der Behälter in der Mitte der Resonatoren gewährleistet.

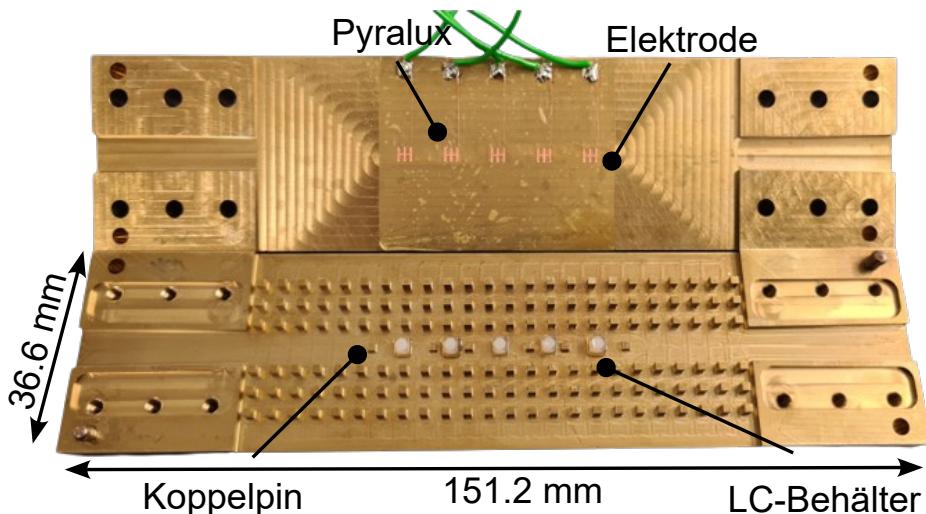


Abbildung 3.28: Das gefertigte Groove-Gap-Filter aus Messing [48].

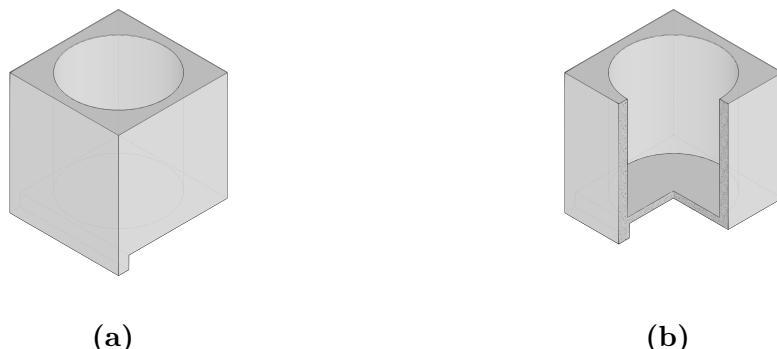


Abbildung 3.29: Inventormodell der Rexolitebehälter: (a) Vollansicht und (b) Dreiviertelschnitt. Der längliche Zapfen wird zur Ausrichtung genutzt.

Die Elektroden wurden aus 12 µm DuPont Pyralux AP Substrat mit einer 9 µm dicken Kupferschicht über Photolithographie hergestellt. Die Befestigung an der Deckelinnenseite erfolgt durch ein Montage-Wachs, welches unter anderem bei Silikonwafern eingesetzt wird. Das geschlossene Filter mit den Magneten an der Außenseite ist in Abb. 3.30 dargestellt. Abstandshalter werden genutzt, um die magnetische Feldstärke auf ein geringes Maß zu reduzieren. Die Vermessung des Filters erfolgt durch ein Keysight PNA-X N5247A

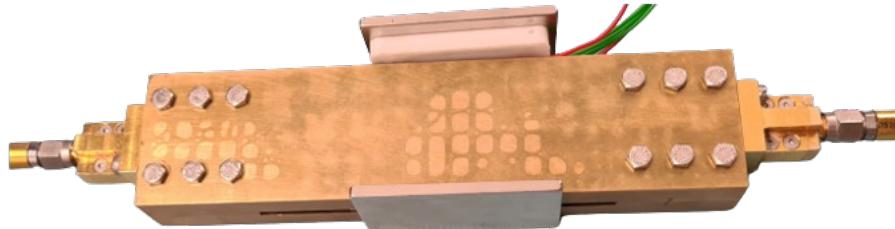


Abbildung 3.30: Geschlossenes Filter mit Magneten und Abstandshaltern.

und drei exemplarische Abstimmzustände sind in Abb. 3.31a dargestellt. Die Mittenfrequenzen der drei Zustände liegen bei jeweils 28.88 GHz, 29.4 GHz und 29.88 GHz, was einem Versatz von ca. 600 MHz im Vergleich zu der Simulation entspricht. Die Abweichung tritt auf, da die LC-Behälter manuell mit einer Spritze gefüllt wurden und es so zu Volumenschwankungen kommt. Die Abstimmbarkeit der Mittenfrequenz τ_{f0} entspricht 3.4 %, was identisch mit der Simulation ist. Die gemessenen Einfügeverluste liegen zwischen 1.65 dB bis 1.95 dB und stellen eine deutliche Reduktion gegenüber dem vorherigen Filtermodell dar. Dies ist insbesondere auf die Groove-Gap-Technologie und die damit verbundenen Vorteile, wie beispielsweise dem Spalt zwischen Unterseite und Deckel, zurückzuführen. Die Abstimmzustände weisen unterschiedliche Einfügeverluste auf, da der Verlustwinkel $\tan \delta_{LC}$ abhängig von der Molekülorientierung ist. Die Koppelresonatoren werden ausschließlich genutzt, um eine Rückflussdämpfung von 20 dB in allen Abstimmzuständen zu erreichen. Da hierfür nur geringe Koppelstärkenänderungen erforderlich sind, beträgt die 3 dB-Bandbreitenabstimmbarkeit ca. 5.0 % bis 6.8 %. Abb. 3.31b zeigt das breitbandige Übertragungsverhalten der GGW-Filterstruktur. Der Durchlassbereich der Hauptresonatoren liegt bei 29 GHz, während die TE₁₀₂-Resonanzen der Koppelresonatoren zwischen 34 GHz bis 36 GHz liegen. Durch die spektrale Distanz wird ein negativer Einfluss auf den Durchlassbereich des Filters vermieden.

3.2.4.1 Vergleich zum LC-Hohlleiterfilter

In diesem Unterkapitel wurde das Konzept eines abstimmbaren Filters auf Basis von Flüssigkristallen aufgegriffen und im Vergleich zu [43] in vielen Aspekten optimiert. Für einen direkten Vergleich wurden identische Spezifikationen wie in [43] angesetzt. Insgesamt wurden drei wesentliche Änderungen durchgeführt: Zum einen wurde die Groove-Gap-Technologie anstatt eines abgeschlossenen Hohlleiters eingesetzt. Hierdurch wurde

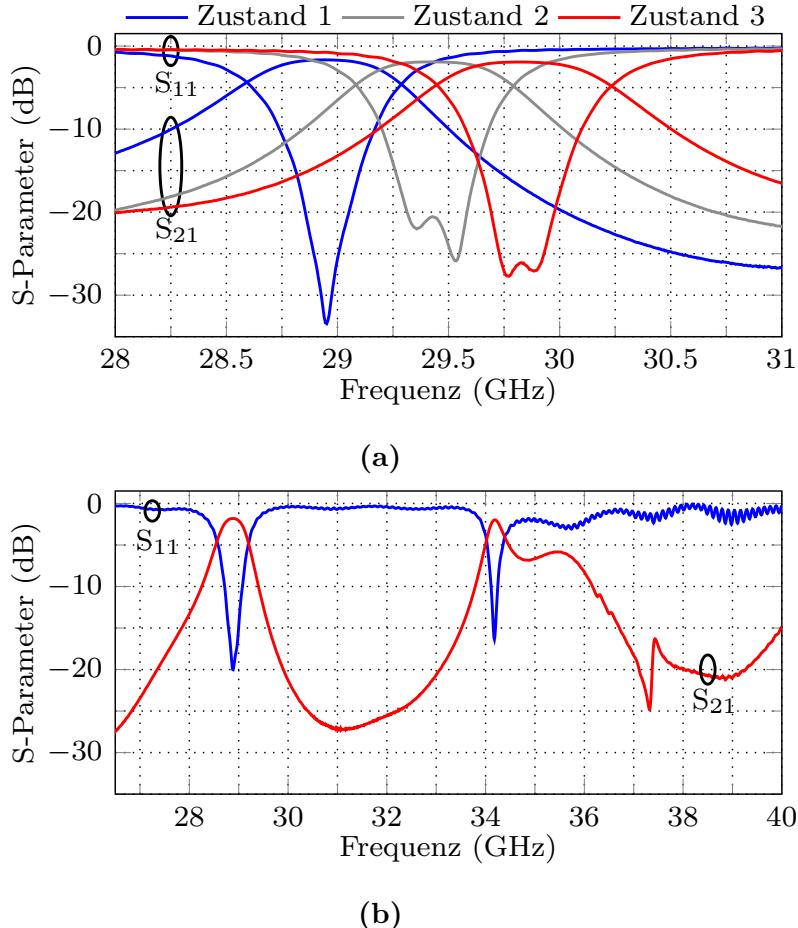


Abbildung 3.31: Messergebnisse des Groove-Gap-Filters: (a) exemplarische Abstimmzustände (b) Breitbandmessung des ersten Abstimmzustand [48].

die Integration der Elektroden maßgeblich vereinfacht und Verluste reduziert. Zusätzlich wurde die Menge der Flüssigkristallmischung reduziert, wodurch sowohl die Bandbreitenabstimmbarkeit als auch die Einfügeverluste gesunken sind. Das Filter erreicht in allen Abstimmzuständen eine Rückflussdämpfung von mindestens 20 dB, während die Einfügeverluste weniger als 1.95 dB betragen. Dies entspricht einem unbelasteten Gütefaktor von $Q_0 \approx 300$. Im Vergleich betrugen die Einfügeverluste bei dem LC-Hohlleiterfilter mehr als 3.5 dB. Zum anderen wurde eine neuartige hybride Flüssigkristallsteuerung entwickelt, wodurch die Anisotropie der Flüssigkristallmoleküle vollständig ausgenutzt werden kann. In [43] wurde eine Steuereffizienz von ca. 80 % erreicht, während in dem optimierten Modell eine vollständige orthogonale Ausrichtung erreicht wurde. Dies führt zu einer Abstimmeffizienz von 100 %, bei einer Reduktion der Versorgungsspannung von $U_b \geq \pm 250$ V auf 100 V.

3.3 Groove-Gap-Filter mit Übertragungsnullstelle

In diesem Kapitel wird ein weiteres abstimmbares Filter auf Basis von Flüssigkristallen präsentiert. Im Gegensatz zu den vorherigen Demonstratoren beträgt die Filterordnung $n = 3$, wodurch dieses Filter eine höhere Flankensteilheit aufweist. Weiterhin erzeugt die Struktur eine Übertragungsnullstelle in der Transmissioncharakteristik. Hierfür wird eine vergrößerte Kavität genutzt, wodurch es zu destruktiver Überlagerung unterschiedlicher Moden kommt. Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [51] präsentiert.

3.3.1 Realisierung der Übertragungsnullstelle

Übertragungsnullstellen können auf vielfältige Weise realisiert werden, wobei jede Realisierung ihre spezifischen Vor- und Nachteile hat. Am häufigsten werden Übertragungsnullstellen durch Kreuzkopplungen der Resonatoren erzeugt. Hierfür werden nicht benachbarte Resonatoren miteinander verbunden, weswegen es nötig ist, die Filterstruktur in ihrer Form anzupassen. Häufig verbreitert sich hierdurch die Struktur, was nicht immer gewünscht ist. Weiterhin befinden sich die Aus- und Einkoppelpfade nicht immer entlang einer Achse, was ebenfalls zu Problemen führen kann. Aus diesem Grund werden auch andere Techniken zur Erzeugung von Nullstellen angewandt, wie beispielsweise die extracted-Pole-Technik oder die Implementierung von zusätzlichen Pfosten, welche abseits der Mittelachse platziert werden. Dies erzeugt eine frequenzabhängige Kopplung, wodurch die Transmission einen Nulldurchgang erfährt. Die Pfosten müssen typischerweise nah am Rand des Transmissionskanals platziert werden, was die Fertigung erschwert oder teilweise unmöglich macht.

Die Groove-Gap-Technologie bietet ideale Randbedingungen für die Implementierung von abstimmbaren Flüssigkristallfiltern. Essenziell ist jedoch eine periodische Fortsetzung der Wandpfosten, um eine ungewollte Ausbreitung außerhalb des Transmissionskanals zu reduzieren. Eine Unterbrechung der Periodizität sowie eine Änderung der Pfostendimensionen führt zu einem veränderten Transmissionsverhalten. Die Implementierung von Koppelresonatoren mit den zuvor genannten Techniken in der Groove-Gap-Technologie schränkt das Design sehr ein, sodass der Entwicklungsaufwand massiv erhöht wird. Beispielsweise ist eine Realisierung einer Kreuzkopplung mit Koppelresonatoren nicht möglich, ohne den Pfostenabstand oder die Pfostendimensionen zu verändern. Weiterhin wird hierdurch die Bildung von weiteren Störmoden begünstigt, was sich negativ auf die Übertragungscharakteristik auswirkt. Aus diesem Grund wird auf eine weitere Technik zurückgegriffen, welche diese Probleme umgeht. Die Übertragungsnullstelle in dieser Filterstruktur wird durch eine vergrößerte Kavität erzeugt, in der zwei unterschiedliche Moden miteinander interagieren [52]. Die magnetischen Felder der beiden Moden wirken am Ausgang der Kavität in entgegengesetzte Richtungen, sodass sie sich bei identischer Feldstärke gegenseitig auslöschen und es zu keiner Übertragung kommt. Im Gegensatz zu anderen

Techniken zur Erzeugung von Übertragungsnnullstellen, lässt sich die Verwendung der vergrößerten Kavität besonders vorteilhaft mit der Groove-Gap-Technologie verbinden. In Abb. 3.32 sind schematisch die H-Felder von zwei Moden in einer vergrößerten Kavität in der Groove-Gap-Technologie dargestellt. In diesem Fall wird die TE_{301} -Mode als Resonanz

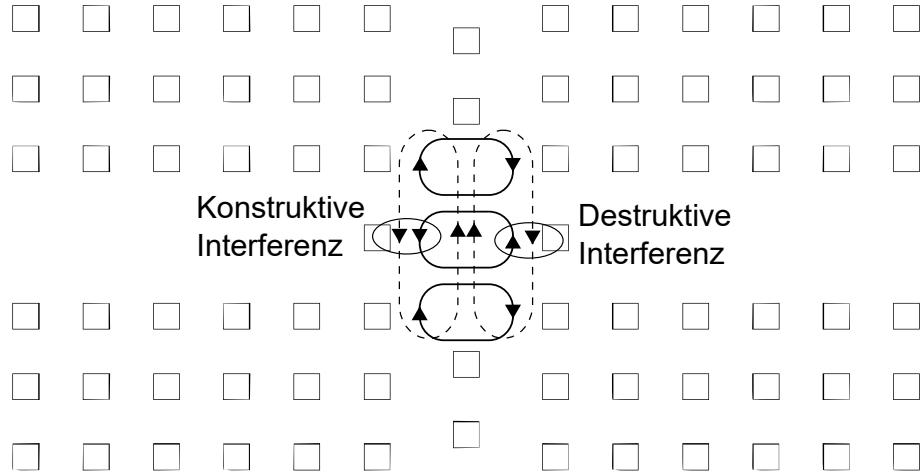


Abbildung 3.32: Konstruktive und destruktive Überlagerung der H-Felder der TE_{102} - und der TE_{301} -Mode [51].

im Durchlassbereich genutzt und die TE_{102} -Mode operiert bei einer höheren Frequenz, ohne den Durchlassbereich negativ zu beeinflussen. Eine Variation der Resonanzfrequenz der TE_{102} -Mode wirkt sich auf die Position der Übertragungsnnullstelle aus, sodass dies zur Positionierung genutzt werden kann. In dieser Struktur kann durch Variation von w_2 und l_2 die Resonanzfrequenz der TE_{301} -Mode beibehalten werden, während die TE_{102} -Mode verändert wird. Es wurde ein Verhältnis von $w_2/l_2 = 1.49$ gewählt, wodurch die Übertragungsnnullstelle knapp unterhalb vom Durchlassbereich liegt. Eine Erhöhung des Verhältnisses führt zu einer weiteren Verschiebung der Nullstellenposition in den tieferen Frequenzbereich [53].

3.3.2 Filterentwurf

Die Anforderungen des abstimmbaren Filters sind vergleichbar mit den anderen beiden Flüssigkristallfiltern. Ausgangspunkt ist wieder eine Bandbreite von 300 MHz bei 30 GHz Mittenfrequenz. Es wird die Groove-Gap-Technologie verwendet, da der Spalt zwischen Deckel und Unterseite ideal zur Integration der Elektroden geeignet ist. Weiterhin wird, wie in [48], auf eine große Bandbreitenabstimmbarkeit verzichtet, um die Einfügeverluste gering zu halten. Darüber hinaus werden erneut Koppelresonatoren verwendet, wodurch eine konstante Rückflussdämpfung bei variierender Mittenfrequenz gewährleistet werden kann. Das Filter aus dem vorherigen Kapitel wurde mit der Breite des WR28-Standards, nicht jedoch mit der normierten Höhe gefertigt. Im Gegensatz hierzu wurde sowohl die Breite $b = 7.112$ mm als auch die Höhe $a = 3.556$ mm des WR28-Standards bei der Entwicklung der neuen Filterstruktur verwendet. Hierdurch wird kein angeschrägter Über-

gang in dem Übergangsbereich von Hohlleiter auf Groove-Gap-Struktur benötigt. Als Folge hieraus wurden die Wandpfosten neu dimensioniert und die Höhe angepasst. Das Brillouin-Diagramm ist in Abb. 3.33 dargestellt. Der Sperrbereich umfasst das gesamte Ka-Band, sodass eine Verwendung der Struktur in diesem Frequenzbereich möglich ist. Die Länge l der Resonatoren beeinflusst die Resonanzfrequenz, während sich über die

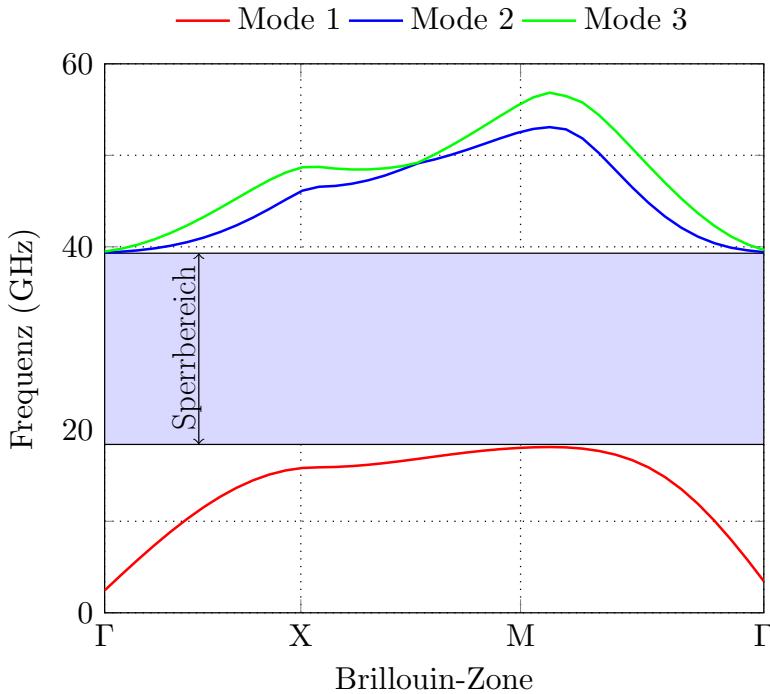


Abbildung 3.33: Brillouin-Zonen-Diagramm mit den Pfostenabmessungen: $w = 1.4$ mm, $h = 3$ mm und $d = 3.8$ mm [51].

Koppelpinhöhe die Koppelstärke variieren lässt. Die Resonatoren werden in ihrer TE₁₀₁-Grundmode betrieben, mit Ausnahme des zweiten Hauptresonators, welcher die TE₃₀₁-Mode nutzt. Die Implementierung der hybriden Elektrodensteuerung sowie der Einsatz von Flüssigkristall ist identisch mit der Filterstruktur in [48]. Die LC-Behälter befinden sich jeweils in Position der maximalen elektrischen Feldstärke, sodass der Aussteuerbereich maximal ist. Da die TE₃₀₁-Mode drei Maxima besitzt, spiegelt sich dies auch im Rexolitebehälter wider. Eine Draufsicht des Filters mit den Dimensionen ist in Abb. 3.34 dargestellt. In Abb. 3.35 sind die Simulationsergebnisse des abstimmbaren Filters dritter Ordnung dargestellt. Eine konstante Bandbreite von 300 MHz bei einer Rückflussdämpfung von 20 dB kann bei einer Mittenfrequenz zwischen 29.55 GHz bis 30.36 GHz erreicht werden.

3.3.3 Fertigung und Messergebnisse

Das Filter wurde aus Messing gefertigt und ist in Abb. 3.36 zu sehen. Die Rexolitebehälter werden anhand einer Ausrichtungskerbe positioniert, sodass sie sich in der korrekten Position befinden und nicht verrutschen können. Die Messergebnisse wurden mit einem

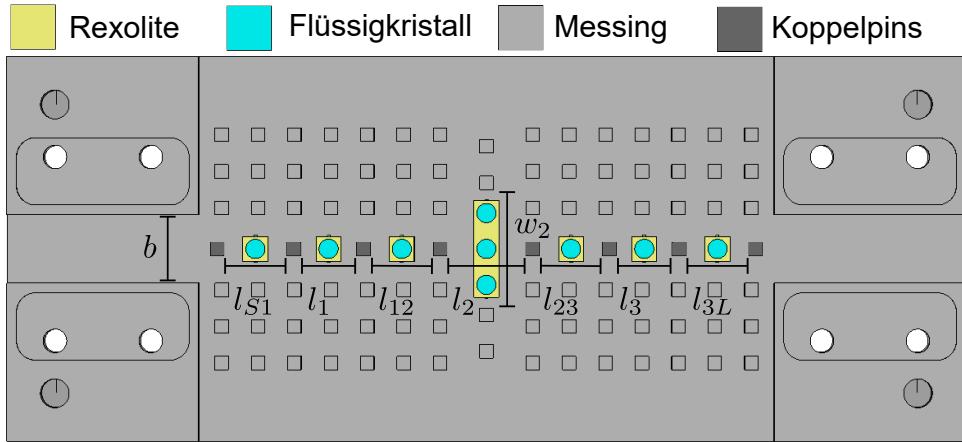


Abbildung 3.34: Draufsicht der abstimmbaren Filterstruktur. Die Länge der Koppelresonatoren beträgt $l_{S1} = l_{3L} = 5.6$ mm und $l_{12} = l_{23} = 6$ mm. Die Länge der Hauptresonatoren beträgt $l_1 = l_3 = 5.76$ mm, $l_2 = 8.24$ mm und $w_2 = 12.28$ mm [51].

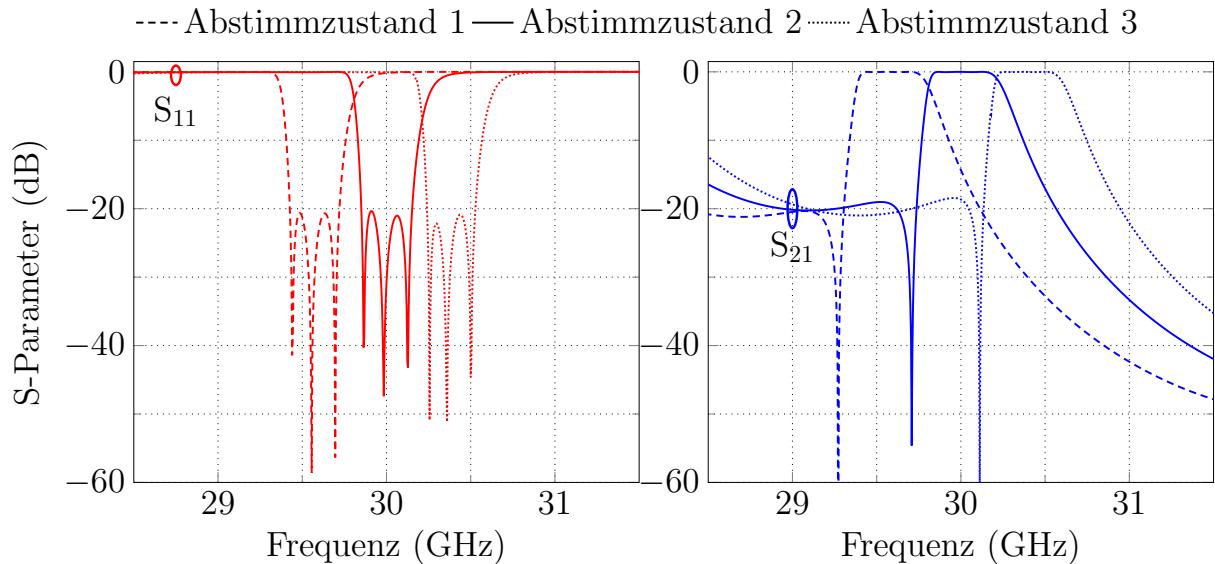


Abbildung 3.35: Verlustlose Simulationsergebnisse des abstimmbaren Flüssigkristallfilters mit Nullstelle [51].

Keysight PNA-X Netzwerkanalysator aufgenommen. Abb. 3.37 zeigt drei verschiedene Abstimmzustände bei 29.65 GHz, 30 GHz und 30.6 GHz. Die Einfügeverluste betragen 3.15 dB bei einer Mittenfrequenz von 29.65 GHz und 4.7 dB bei 30.6 GHz. Dies entspricht einem unbelasteten Gütefaktor von $Q_0 \approx 250$. Weiterhin ist der Einfluss der Übertragungsnullstelle gut sichtbar. Die Abstimmbarkeit der Mittenfrequenz ist etwas niedriger als in der Simulation, was auf eine geringere Menge der Flüssigkristallmischung in den Behältern zurückzuführen ist. Alle Abstimmzustände erreichen eine Rückflussdämpfung von mindestens 20 dB. In Abb. 3.38 ist das Breitbandverhalten der Struktur aufgezeigt. Neben dem Durchlassbereich bei 30 GHz sind die Resonanzen der Koppelresonatoren bei 28 GHz zu sehen. Die TE₁₀₂-Mode hat bei 33.5 GHz ihre Resonanz, wobei diese nur schwach angeregt wird, weswegen kein negativer Einfluss auf den Durchlassbereich erkennbar ist. Ab

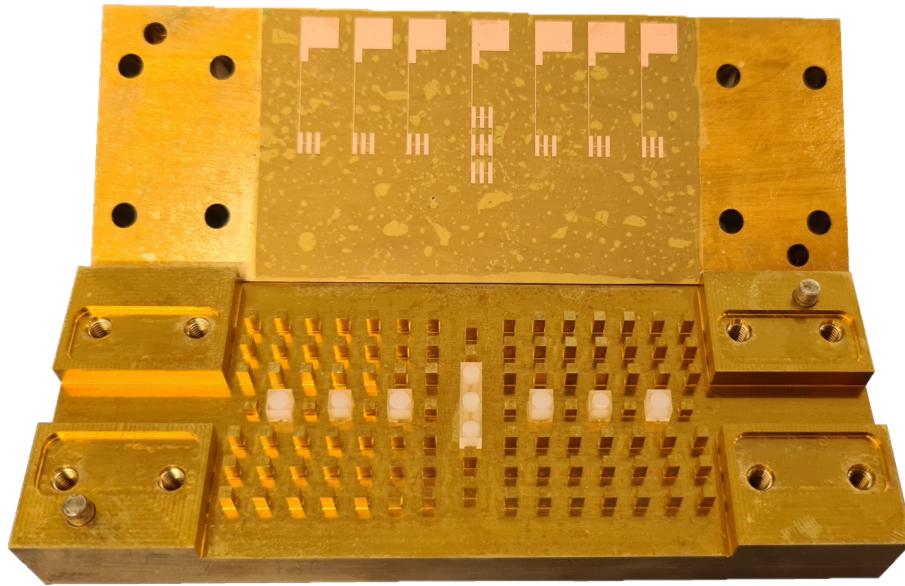


Abbildung 3.36: Gefertigtes Filter aus Messing. Das Pyraluxsubstrat mit den Elektroden ist auf dem Deckel befestigt, während die Filterstruktur in den unteren Teil gefräst wurde [51].

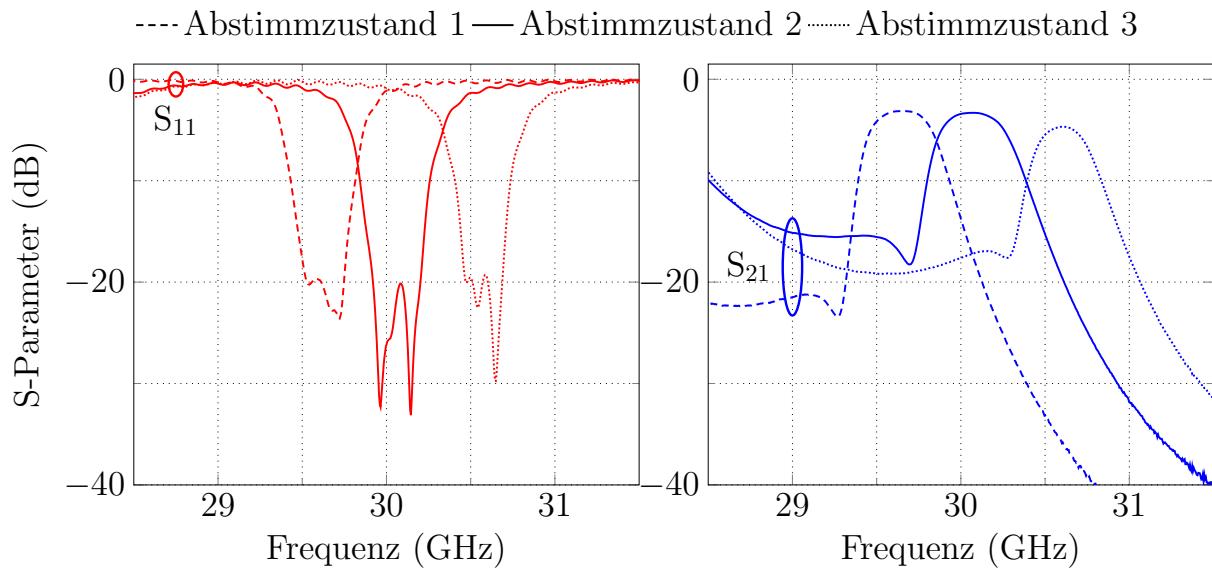


Abbildung 3.37: Messergebnisse von drei Abstimmzuständen des Filters [51].

37 GHz sind die TE_{102} -Moden der Koppelresonatoren ausbreitungsfähig, wodurch sie den Bereich ohne Störmoden einschränken.

3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden drei unterschiedliche abstimmbare Filter vorgestellt. Die Filter wurden im Rahmen eines gemeinsamen DFG-Projektes mit der Technischen Universität Darmstadt entwickelt. Hierbei entstanden ein Hohlleiterfilter und zwei Groove-Gap-Filter.

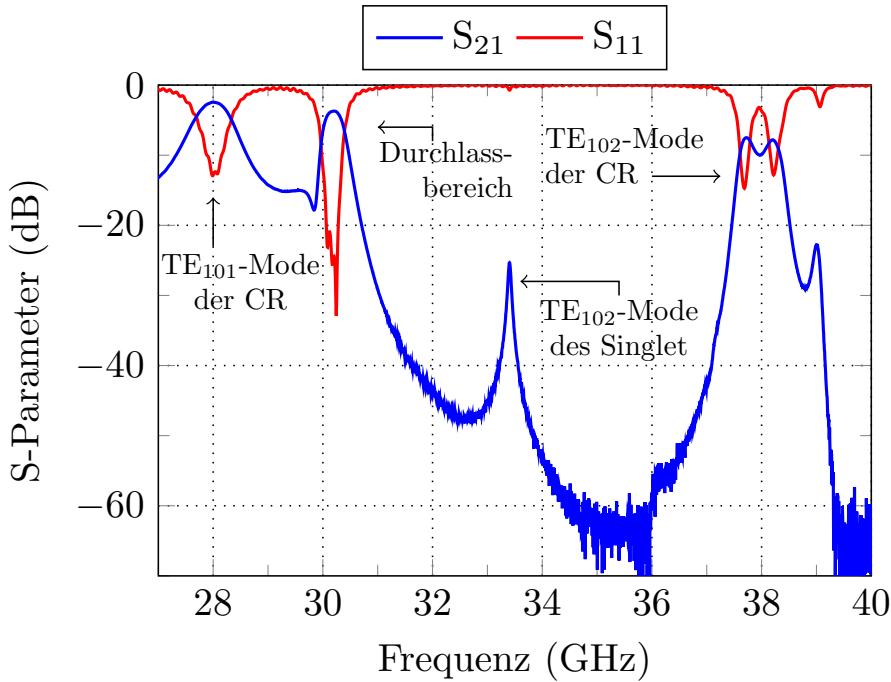


Abbildung 3.38: Gemessenes Breitbandverhalten eines exemplarischen Abstimmzustands des Filters [51].

Die Anisotropie der Permittivität von Flüssigkristallen wird ausgenutzt, um einen Abstimmeffekt zu erzielen. Hierdurch wird die elektrische Länge der Resonatoren beeinflusst und es kommt zur Änderung der Resonanzfrequenz. Die Filter nutzen Koppelresonatoren, bei denen eine Änderung der Resonanzfrequenz eine Variation der Koppelstärke der Hauptresonatoren bedingt. Auf diese Art kann der gleiche Abstimmmechanismus zur Variation der Mittenfrequenz und Bandbreite des Filters genutzt werden. Vorteilhaft ist die rein elektrische Ansteuerung, wodurch kein nennenswerter Verschleiß zu erwarten ist. Mechanische Abstimmmechanismen benötigen weiterhin einen guten elektrischen Kontakt bei beweglichen Bauteilen, welcher schwierig realisierbar ist.

Das Hohlleiterfilter stellt einen Meilenstein in der Entwicklung elektronisch abstimmbarer Filter dar, da es das erste publizierte Hohlleiterfilter mit abstimmbarer Mittenfrequenz sowie Bandbreite ist, welches Flüssigkristall als Abstimmmechanismus nutzt. Die Hohlräumresonatoren sind fast vollständig mit einer Flüssigkristallmischung gefüllt, sodass sich ein sehr großer Aussteuerbereich ergibt. Die Mittenfrequenz des Filters lässt sich von 29.8 GHz bis 30.7 GHz und die 3 dB-Bandbreite von 660 MHz bis 870 MHz variieren. Dies entspricht einer Abstimmbarkeit von $\tau_{f0} = 3\%$ und $\tau_{BW} = 24\%$. Hervorzuheben ist, dass die Bandbreite unabhängig von der Mittenfrequenz veränderbar ist. Die hohen Einfügeverluste sind auf den modularen Aufbau sowie die große Menge an Flüssigkristall zurückzuführen.

Aus diesem Grund wurde in dem zweiten Filterentwurf die Groove-Gap-Technologie verwendet, welche eine vereinfachte Implementierung der Elektroden ermöglicht. Weiterhin wurde eine hybride Ansteuerelektronik entwickelt, welche ein konstantes magnetisches

Feld mit einem elektrischen Feld variabler Stärke kombiniert. Diese innovative Elektronik erlaubt eine Reduktion der Biasspannung von $\pm 250\text{ V}$ auf 100 V , bei gleichzeitig höherer Aussteuerung. Zusätzlich wurde die Menge an verwendetem Flüssigkristall reduziert, wodurch die Verluste stark verringert werden konnten. Dies erlaubt eine Mittenfrequenzvariabilität bei Einhaltung einer hohen Rückflussdämpfung. Der Durchlassbereich des Filters lässt sich kontinuierlich von 28.88 GHz bis 29.88 GHz variieren. Der unbelastete Gütefaktor des Groove-Gap-Filters stellt mit ca. 300 den höchsten Wert dar, welcher zu diesem Zeitpunkt in der Literatur erreicht wurde.

Zum Schluss wurde das Groove-Gap-Filter weiter optimiert, indem die Filterordnung erhöht sowie eine Übertragungsnullstelle implementiert wurde. Die Nullstelle entsteht durch destruktive Überlagerung von zwei verschiedenen Moden. Die Mittenfrequenz des Filters dritter Ordnung ist von 29.65 GHz bis 30.6 GHz veränderbar. Das Filter weist ebenfalls geringe Einfügeverluste auf und erreicht eine Rückflussdämpfung von 20 dB in allen Abstimmzuständen.

Kapitel 4

Abstimmbare Filter in Hohlleiter-Technologie

In diesem Kapitel werden drei verschiedene Hohlleiterfilter thematisiert. Hohlleiterfilter zeichnen sich durch ihre sehr hohe Güte aus und werden in Anwendungen eingesetzt, bei denen die Verluste möglichst gering sein müssen. Dies trifft beispielsweise auf Satellitenkommunikationssysteme zu, bei denen sehr schwache Signale nicht zusätzlich gedämpft werden sollen. Durch die großen Resonatorkammern werden Koronaentladungen vorgebeugt, sodass sie sich ebenfalls zur Übertragung von hohen Signalleistungen eignen. Somit werden Hohlleiterfilter auch in Sendezweigen von Satelliten oder Radaranlagen eingesetzt. Neben den niedrigen Verlusten zeichnen sich Hohlleiter auch durch ihre vergleichsweise hohe Masse und großes Volumen aus. Diese beiden Eigenschaften sind insbesondere in der Luft- und Raumfahrt unerwünscht. Insbesondere in Filterbänken, in denen mehrere Filter parallel verbaut sind, kann dies zu Problemen führen. In diesem Kapitel werden Hohlleiterfilter präsentiert, bei denen die Übertragungscharakteristik durch mechanische Abstimmmechanismen verändert werden kann. Das erste Filter nutzt piezoelektrische Motoren, Kurzschlusschieber und Koppelresonatoren, um im W-Band eine variable Übertragungscharakteristik zu realisieren. Anhand der anderen beiden Filter werden unterschiedliche Möglichkeiten aufgezeigt, wie Übertragungsnnullstellen mit Koppelresonatoren realisiert werden können. Zum einen wird die sogenannte Triplet-Konfiguration genutzt und zum anderen wird ein extracted Pole Segment in die Filterstruktur integriert, wodurch eine Übertragungsnnullstelle nahe dem Durchlassbereich erzeugt wird. Alle drei Filter besitzen eine hohe Abstimmbarkeit, sodass Bandbreite und Mittenfrequenz stark variiert werden können.

4.1 Abstimmbares Hohlleiterfilter im W-Band

Abstimmbare Mikrowellenfilter haben das Potenzial komplett Filterbänke zu ersetzen und sind deswegen seit vielen Jahren Forschungsgegenstand, jedoch sind in der Literatur

bisher nur wenige abstimmbare Mikrowellenfilter im Millimeterwellenbereich präsentiert worden. Die Strukturen sind sehr klein, sodass die mechanischen Bauteile an die Grenzen der Fertigung gelangen. Bereits kleine Fertigungsungenauigkeiten haben große prozentuale Abweichungen der Dimensionen zur Folge, wodurch die Performanz der Filter stark beeinträchtigt wird.

Einige Veröffentlichungen von abstimmbaren Filtern im W-Band nutzen mikroelektromechanischen Systeme (MEMS), um Bandstopfilter zu realisieren [54, 55]. Ebenfalls wurden in [56] MEMS verwendet, um ein abstimmbares Bandpassfilter zu entwickeln. Dieses Filter ist jedoch nur in der Mittenfrequenz abstimmbar und weist eine niedrige Güte auf. In [57] wird ein piezoelektrischer Motor genutzt, um ein zweipoliges Filter in der Mittenfrequenz abzustimmen. Dieses Filter erreicht eine hohe Mittenfrequenzabstimmbarkeit, aber die Güte beträgt weniger als 160, sodass die Verluste vergleichsweise hoch sind. In diesem Kapitel wird ein schmalbandiges Filter präsentiert, bei dem sowohl die Bandbreite als auch die Mittenfrequenz veränderbar sind. Weiterhin sind die Verluste sehr gering, sodass dieses Filter sehr flexible Übertragungseigenschaften im W-Band aufweist. Der Inhalt dieses Unterkapitels wurde auch in [58] vorgestellt und diskutiert.

4.1.1 Filterspezifikationen

Der Durchlassbereich des Filters dritter Ordnung soll im W-Band liegen und eine unabhängige Mittenfrequenz- sowie Bandbreitenabstimmbarkeit aufweisen. Hierfür wird eine Bandbreitenabstimmbarkeit von 300 MHz bis 600 MHz und eine Mittenfrequenz von 78 GHz bis 82 GHz angestrebt. Der Durchlassbereich des Bandpassfilters befindet sich im unteren Ende des W-Bands, sodass selbst kleine Fertigungstoleranzen im einstelligen Mikrometerbereich einen großen Einfluss auf die Performanz des Filters haben können. Im vorherigen Kapitel wurden drei Filter mit einer elektrischen Ansteuerung präsentiert, wobei in diesem Kapitel ausschließlich mechanische Abstimmelemente genutzt werden. Abstimmsschrauben, welche in die Resonatoren oder in die Iris eingeführt werden, stellen eine Realisierungsoption dar. Die Filterstruktur im W-Band ist jedoch vergleichsweise klein, sodass eine Abstimmsschraube größer als eine Iris wäre und damit zusätzlich große Einflüsse auf die Resonanzfrequenz der benachbarten Resonatoren hat. Aus diesem Grund wird auf die Koppelresonatortechnik zurückgegriffen, da somit ein kontrollierter Abstimmefekt ermöglicht wird. Die daraus resultierende Topologie der Filterstruktur ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Filterstruktur besteht somit aus drei Hauptresonatoren und vier Koppelresonatoren, sodass Bandbreite und Mittenfrequenz unabhängig voneinander verändert werden können.

4.1.2 Resonatoraufbau mit Kurzschlusschieber

Im Gegensatz zu den Filtern aus Kapitel 3 weist dieses abstimmbare W-Band-Filter zylindrische Resonatoren auf. Die Haupt- und Koppelresonatoren werden so dimensioniert,



Abbildung 4.1: Topologie eines Filters dritter Ordnung mit Koppelresonatoren. Die weißen Kreise stellen nicht-resonante Knoten dar, während die schwarzen die Hauptresonatoren abbilden. Die Pfeile geben eine Abstimmmöglichkeit der Resonanzfrequenz an [58].

dass die TE_{111} -Mode bei 80 GHz schwingt. Diese Mode weist eine hohe Güte auf und besitzt eine starke Abhängigkeit von der Höhe des Resonators. Die Resonanzfrequenz einer TE_{nml} - bzw. einer TM_{nml} -Mode eines zylindrischen Resonators kann über (4.1) und (4.2) ermittelt werden:

$$f_{\text{TE},nml} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\rho'_{nm}}{R}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{H}\right)^2}, \quad (4.1)$$

$$f_{\text{TM},nml} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\rho_{nm}}{R}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{H}\right)^2}. \quad (4.2)$$

Hierbei kann ρ_{nm} aus der Besselfunktion $J_n(x)$ erster Ordnung ermittelt werden. Mit ρ_{nm} wird die Lösung der Gleichung $J_n(\rho_{nm}) = 0$ bezeichnet. Für die Ableitung ρ'_{nm} gilt analog $J'_n(\rho'_{nm}) = 0$. Beispielsweise beträgt ρ'_{nm} für die TE_{111} -Mode $\rho'_{11} = 1.84$ und somit folgt für eine Resonanzfrequenz $f_0 = 80$ GHz und einem Radius von $R = 1.5$ mm eine Höhe von $H = 2.75$ mm. Durch Variation von Höhe oder Radius kann die Resonanzfrequenz beeinflusst werden, wobei eine physikalische Umsetzung der Radiusvariation schwierig realisierbar ist. Aus diesem Grund wird die Höhe der Resonatoren variiert, um eine Änderung der Resonanzfrequenz herbeizuführen. Hierfür wird ein beweglicher Kurzschlusschieber benötigt, welcher im Idealfall keine elektrischen Verluste und den exakt gleichen Radius wie die Kavität aufweist. Durch Fertigungstoleranzen kann dies jedoch nicht realisiert werden, sodass es zu kleinen Lücken zwischen Resonatorwand und Kurzschlusschieber kommt. Diese beeinflussen den Gütfaktor stark negativ, weswegen in dieser Struktur auf einen kontaktlosen Kurzschlusschieber zurückgegriffen wird. Dieser besteht aus verschiedenen Segmenten unterschiedlicher charakteristischer Impedanz Z und wirkt so als $\lambda/4$ -Transformator, wodurch ein virtueller Kurzschluss entsteht [59]. Die Impedanz Z_s wird zu Z'_s nach (4.3) transformiert:

$$Z'_s = \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^2 Z_s. \quad (4.3)$$

In Abb. 4.2 ist das Ersatzschaltbild eines $\lambda/4$ -Transformators mit zwei Segmenten dargestellt.

Damit Z'_s möglichst gering ist, sollte Z_1 gering und Z_2 groß sein. Dieser Effekt wird verstärkt, wenn mehrere Segmente genutzt werden. In Abb. 4.3 ist eine schematische

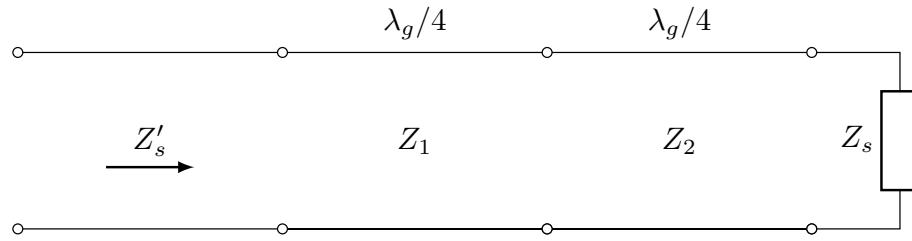


Abbildung 4.2: $\lambda/4$ -Transformator mit zwei Segmenten [59].

Darstellung eines Kurzschlusschiebers in einem Resonator dargestellt. Die charakteristi-

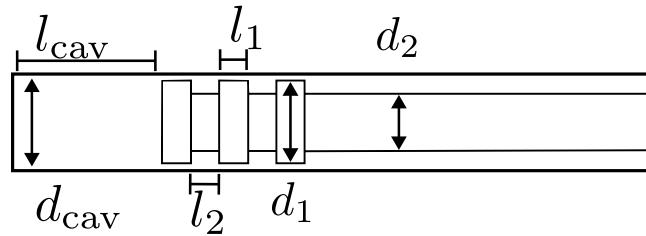


Abbildung 4.3: Kontaktloser Kurzschlusschieber in einem zylindrischen Resonator mit $d_1 = 2.9 \text{ mm}$, $d_2 = 2 \text{ mm}$, $l_1 = l_2 = 1 \text{ mm}$ und $d_{cav} = 3 \text{ mm}$. Die Resonatorlänge l_{cav} ist variabel [58].

schen Impedanzen Z_1 und Z_2 sind antiproportional zu den Durchmessern der entsprechenden Kurzschlusschiebersegmente. Daraus folgt, dass sich die Segmente mit großem und kleinen Durchmesser abwechseln müssen. Mit b_1 und b_2 wird der Abstand zwischen Resonatorwand und Kurzschlusschiebersegment bezeichnet. Somit folgt $(d_{cav} - d_1)/2 = b_1$ und $(d_{cav} - d_2)/2 = b_2$, wodurch für (4.3) gilt:

$$Z'_s = \left(\frac{b_1}{b_2} \right)^2 Z_s. \quad (4.4)$$

Durch dieses Verhältnis stellt ein einzelnes Segment eine $(b_1/b_2)^2 = 100$ -fache Verbesserung gegenüber einem Kurzschlusschieber ohne Segmentierung dar [59].

4.1.3 Simulationsergebnisse

In Abb. 4.4 ist das Simulationsmodell der Filterstruktur dargestellt. Die Kurzschlusschieber der Koppelresonatoren zeigen aufwärts, während die Schieber der Hauptresonatoren abwärts zeigen. Dies ist nötig, da bei einer physikalischen Realisierung der Platz nicht ausreicht, wenn alle Schieber in eine Richtung zeigen würden. Die Filterstruktur wird so entworfen, dass die Bandbreite von 300 MHz bis 600 MHz und die Mittenfrequenz von 78 GHz bis 82 GHz variiert werden kann. Aufgrund der Koppelresonatortechnik ist die Bandbreitenabstimmung unabhängig von der Mittenfrequenz. Während die untere Grenzfrequenz durch das Herausführen der Schieber limitiert ist, kann durch ein tieferes

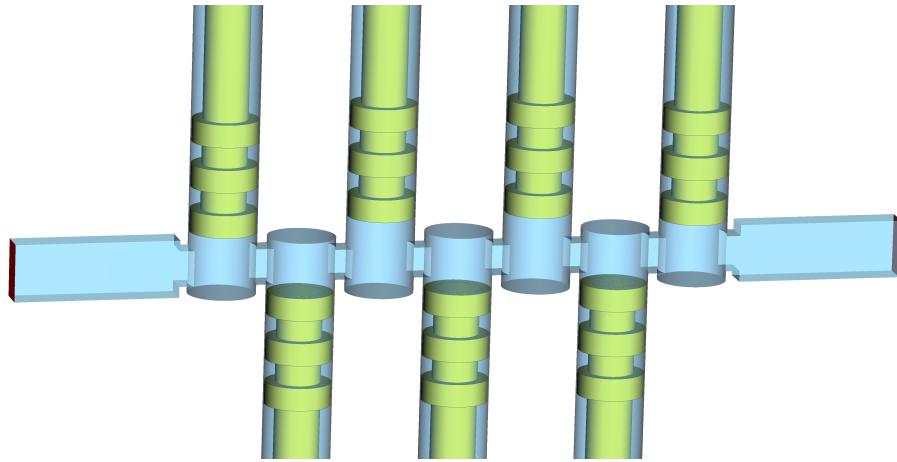


Abbildung 4.4: Simulationsmodell des abstimmbaren W-Band-Filters dritter Ordnung. Das Simulationsmodell enthält bereits die Kurzschlusschieber, die bei den Koppelresonatoren nach oben und bei den Hauptresonatoren nach unten zeigen.

Eindringen der Schieber die obere Grenzfrequenz noch weiter als die gewählten 82 GHz verschoben werden. Dies führt jedoch in der physischen Realisierung zu erhöhten Verlusten, weswegen sich auf diesen Frequenzbereich beschränkt wurde. Abb. 4.5a zeigt die Simulationsergebnisse für eine Mittenfrequenz von 78 GHz, während Abb. 4.5b Simulationsergebnisse für eine Mittenfrequenz von 82 GHz zeigt. Zusätzlich sind die minimale und maximale realisierbare Bandbreite dargestellt. Durch die kontinuierliche Abstimmbarkeit von Mittenfrequenz und Bandbreite sind auch Zustände zwischen diesen Extremwerten möglich. Die hohe Abstimmbarkeit ermöglicht eine konstante Rückflussdämpfung von 20 dB in allen Abstimmzuständen.

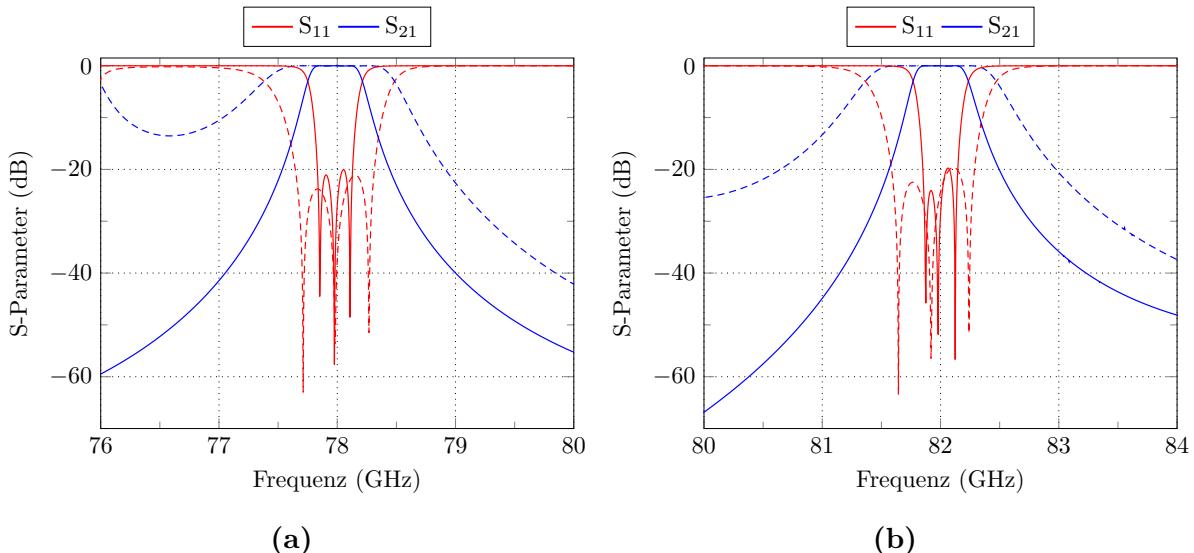


Abbildung 4.5: Simulationsergebnisse mit jeweils 300 MHz (durchgezogene Linie) und 600 MHz (gestrichelte Linie) Bandbreite und einer Mittenfrequenz von (a) 78 GHz (b) 82 GHz.

4.1.4 Resonatoranalyse

Die aufgezeigten Simulationsergebnisse enthalten zum einen keine Verluste und zum anderen werden keine Fertigungstoleranzen berücksichtigt. Bei Hochfrequenzkomponenten im W-Band können diese jedoch die Übertragungscharakteristik stark negativ beeinflussen. Insbesondere wurde in dem Simulationsmodell angenommen, dass der Kurzschlusschieber einen 0.05 mm Abstand zur Resonatorwand hat, was in der Realität nicht umsetzbar ist. Aus diesem Grund wurden zwei physische Modelle aus Messing gefertigt, um die Einflüsse der Koppelresonatoren, der Fertigungstoleranzen und der Kurzschlusschieber zu ermitteln. Das erste Modell ist ein einzelner Hauptresonator, welcher durch einen Kurzschlusschieber in der Mittenfrequenz variabel ist. Das zweite Modell besteht aus einem Hauptresonator und zwei Koppelresonatoren, wodurch der externe Gütefaktor Q_{ext} anpassbar ist. Dadurch kann das zweite Modell die gleiche Ankoppelstärke und Mittenfrequenz wie das erste Modell realisieren und ein Vergleich der beiden Modelle kann durchgeführt werden. Die beiden Modelle enthalten einen Schnitt entlang der E-Feld-Symmetrieebene und werden aus Messing gefräst. Eine schematische Darstellung entlang der E-Feld-Symmetrieebene ist in Abb. 4.6 dargestellt. Die Kurzschlusschieber werden

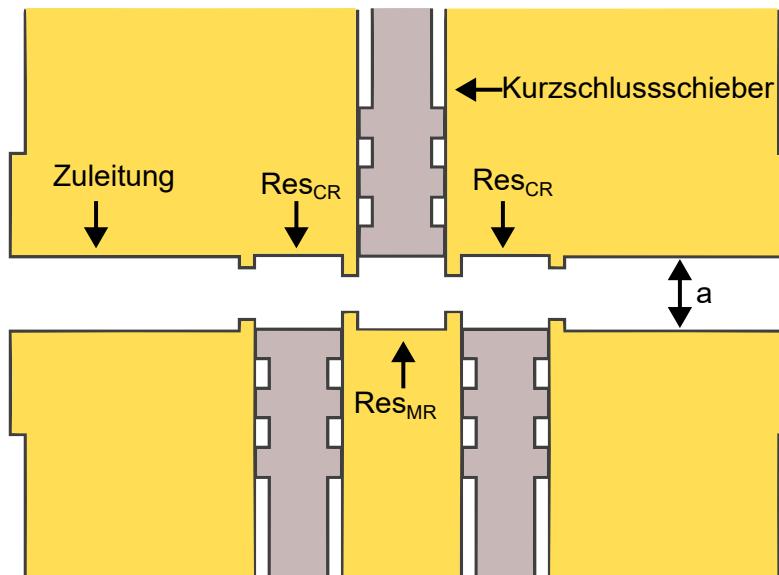


Abbildung 4.6: Schematische Seitenansicht des Modells zur Analyse des Gütefaktors. Die Zuleitung entspricht dem WR10-Standard mit einer Höhe von 1.27 mm und einer Breite von $a = 2.54$ mm [58].

mit piezoelektrischen Motoren verfahren, welche an einer Aluminiumschiene über bzw. unter der Filterstruktur befestigt sind. Es werden 6.5N Linear Piezo Motor LL06 der Firma PiezoMotor verwendet. Diese Motoren nutzen den umgekehrten piezoelektrischen Effekt aus, bei dem sich ein Kristall durch Anlegen einer Spannung ausdehnt. Die Schrittweite des LL06 beträgt 4.5 μm , welcher weiterhin in 8192 Mikroschritte unterteilt werden kann. Hieraus ergibt sich eine minimale Auflösung von unter 1 nm [60]. Durch die sehr feine Auflösung können die Resonanzfrequenzen genau beeinflusst werden. Die Steuerung

erfolgt über ein Matlabskript, welches mit der PMD 301 Steuereinheit über die RS485-Schnittstelle verbunden ist. Diese Schnittstelle erlaubt eine serielle Verschaltung mehrerer Motoren, sodass nur ein einzelner Motor mit dem Computer verbunden sein muss. Die zweite Steuereinheit wird mit der ersten verbunden, während die dritte Einheit an die zweite angeschlossen wird. Hierdurch ergibt sich eine Kettenschaltung, welche beliebig erweitert werden kann. In Abb. 4.7 sind die Messergebnisse der beiden Modelle aufgezeigt. Das Modell ohne Koppelresonator hat einen Gütefaktor von 2110, während das Modell mit dem Hauptresonator und den zwei Koppelresonatoren einen Gütefaktor von 1310 aufweist. Trotz der Reduktion des Gütefaktors ist dies ein ausgezeichneter Wert für einen Resonator im W-Band.

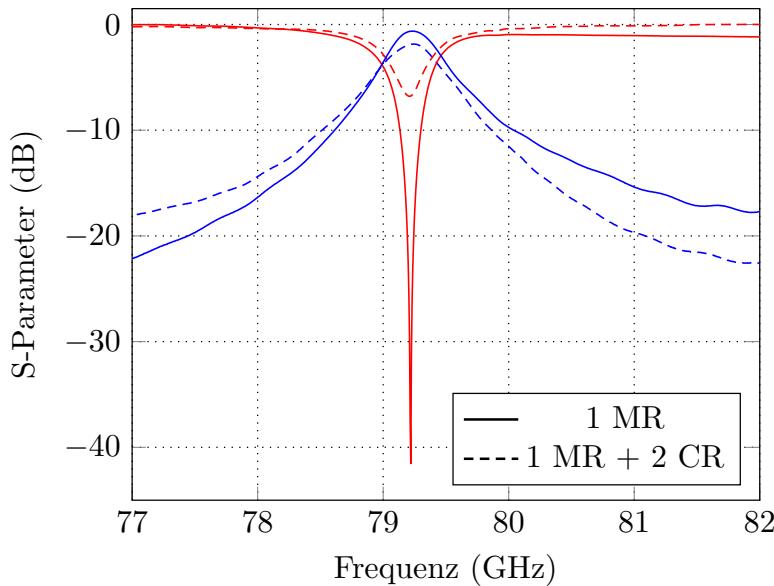


Abbildung 4.7: Streuparameter der beiden Vergleichsmodelle. Das erste Modell besteht aus einem Hauptresonator (1 MR), während das andere Modell aus zwei Koppelresonatoren und einem Hauptresonator (1 MR + 2 CR) besteht [58].

4.1.5 Fertigung und Messergebnisse

Zur korrekten Positionierung der Piezomotoren wird ein 3D-Modell in Inventor erzeugt. Dieses ist in Abb. 4.8 dargestellt. Die Motoren werden mit Abstandshaltern an einer Aluminiumplatte in der korrekten Position platziert. Weiterhin ist es nicht nur notwendig, die Piezomotoren abwechselnd entgegengesetzt zu platzieren, sondern die Motoren müssen zusätzlich versetzt werden, da der Platz ansonsten nicht ausreichen würde. Das abstimmbare Filter dritter Ordnung und die Kurzschlusschieber werden aus Messing mit einer hochpräzisen CNC-Fräse gefertigt. Die Filterstruktur ist entlang E-Feld-Symmetrieachse geteilt, wodurch die Verluste minimiert werden. Die Filterstruktur besteht insgesamt aus drei Haupt- und vier Koppelresonatoren mit jeweils einem Piezomotor und einer Steuereinheit. Abb. 4.9a zeigt die beiden Blöcke und einen Kurzschlusschieber. Der gesamte Auf-

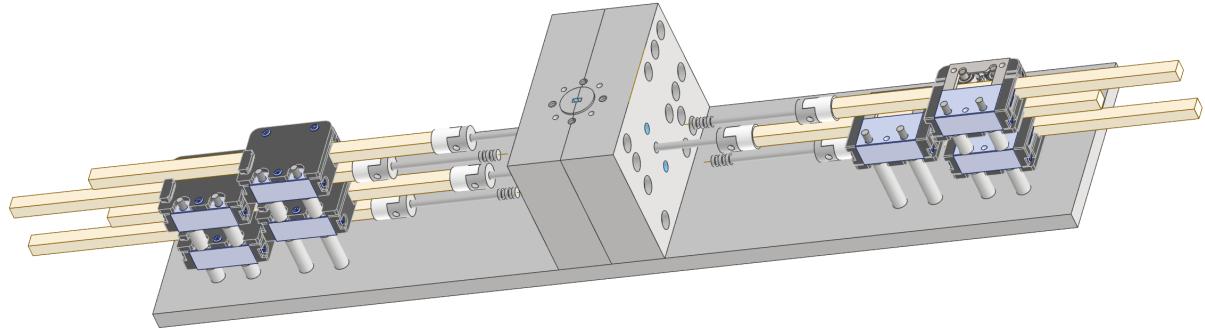


Abbildung 4.8: Inventormodell des zusammengesetzten Filters mit den Piezomotoren.

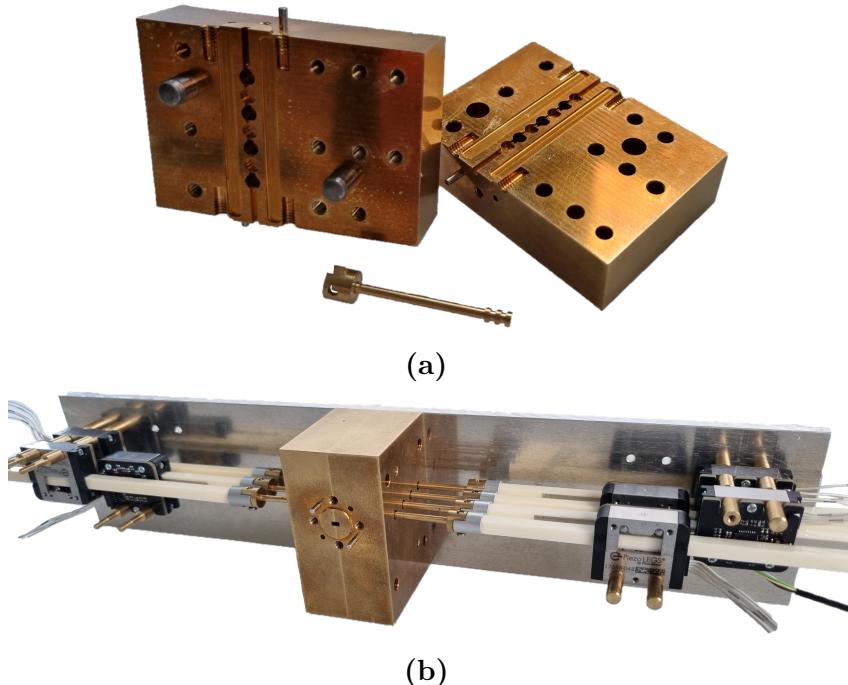


Abbildung 4.9: Gefertigtes Filter: (a) Nahaufnahme der Filterstruktur und Kurzschlusschieber (b) mit Aluminiumhalterung und Piezomotoren [58].

bau ist in Abb. 4.9b dargestellt. Die Steuerung der Motoren erfolgt über ein Matlabskript, welches über die COM-Schnittstelle mit den Steuereinheiten kommuniziert und somit eine präzise Positionierung der Kurzschlusschieber ermöglicht. In Abb. 4.10a und Abb. 4.10b sind Messergebnisse für eine Bandbreite von 300 MHz und 600 MHz aufgezeigt. Weitere Messergebnisse sind in Abb. 4.11a und Abb. 4.11b dargestellt. Die minimale Rückflussdämpfung von 20 dB wird in allen Abstimmzuständen erreicht. Bei Abstimmzuständen mit hoher Bandbreite können die Resonanzen der Koppelresonatoren die Performanz negativ beeinflussen, was in Abb. 4.11b zu sehen ist. Abhängig von der Mittenfrequenz des Durchlassbereichs überschreiten die Resonanzen der Koppelresonatoren 76 GHz. Die Tabelle 4.1 enthält für verschiedene Bandbreiten-Mittenfrequenz-Kombinationen die berechnete Güte. Die Güte lässt sich nach (4.5) ermitteln, und ist abhängig von der Mitten-

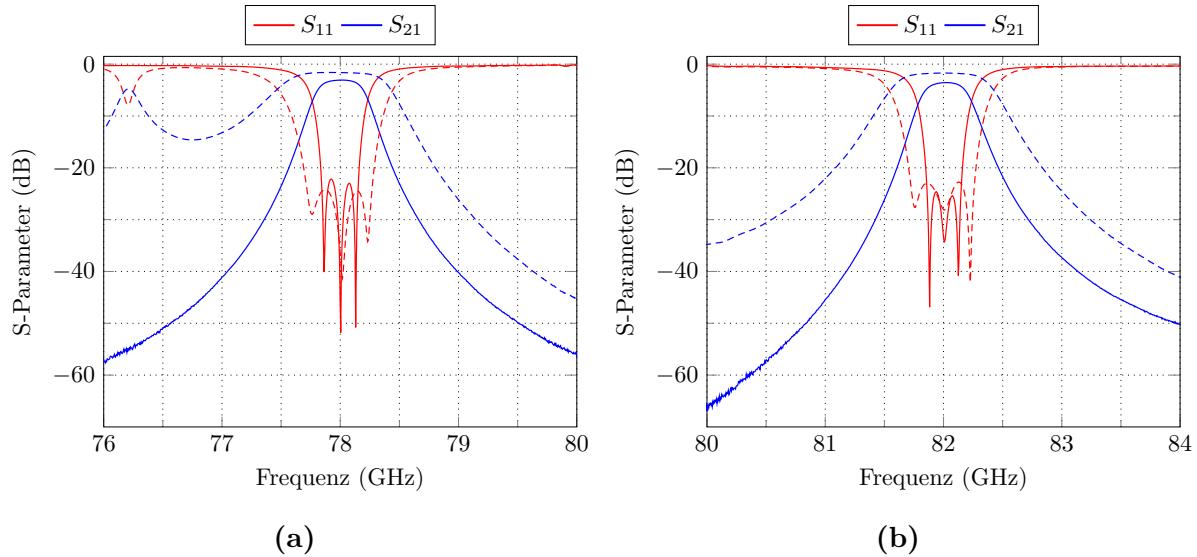


Abbildung 4.10: Messergebnisse mit einer Bandbreite von 300 MHz (durchgezogene Linie) und 600 MHz (gestrichelte Linie) bei einer Mittenfrequenz von (a) 78 GHz (b) 82 GHz [58].

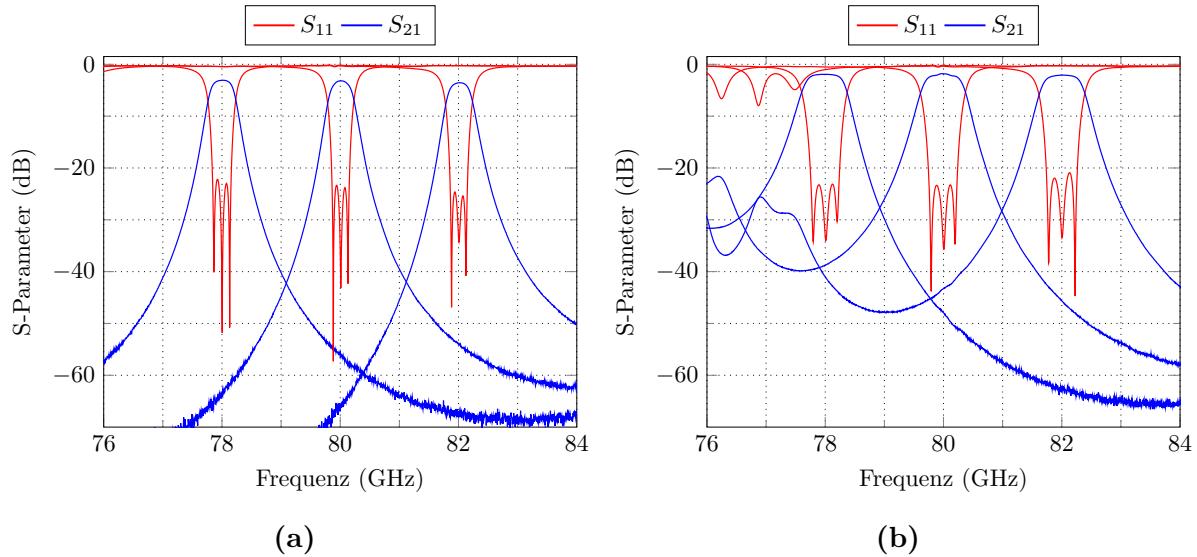


Abbildung 4.11: Mehrere Messergebnisse bei jeweils 78 GHz, 80 GHz und 82 GHz bei einer Bandbreite von (a) 300 MHz (b) 500 MHz [58].

frequenz f_0 , der Gruppenlaufzeit τ bei f_0 und den Einfügeverlusten IL in Dezibel [15].

$$Q_0 = \frac{27.3 \cdot f_0 \cdot \tau(f_0)}{\text{IL(dB)}} \quad (4.5)$$

Fast alle Abstimmzustände erreichen einen Q-Faktor von über 1000, wodurch das Filter in allen Abstimmzuständen sehr niedrige Verluste aufweist.

Tabelle 4.1: Berechneter Q-Faktor in Abhängigkeit von der Bandbreite und Mittenfrequenz.

$f_0 \backslash \text{BW}$	300 MHz	400 MHz	500 MHz	600 MHz
78 GHz	1034	1041	1088	1174
80 GHz	1194	1186	1192	1217
82 GHz	997	959	1057	1095

4.2 Hohlleiterfilter mit Koppelresonatoren in Triplet-Konfiguration

Das Filter aus Unterkapitel 4.1 zeichnet sich durch die hohe Flexibilität sowie niedrigen Verlusten im W-Band aus. Eine Verbesserung der Übertragungscharakteristik könnte beispielsweise durch eine Übertragungsnullstelle erreicht werden, wodurch die Flankensteilheit stark erhöht wird. Im Unterkapitel 3.3 ist bereits eine Methode vorgestellt worden, um eine Nullstelle zu implementieren. Es wird eine vergrößerte Kavität genutzt, in der zwei unterschiedliche Moden angeregt werden und sich gegenseitig bei einer Frequenz ausschälen. Durch Dimensionierung der Kavität kann die Position der Nullstelle kontrolliert werden. Jedoch kann die Struktur nachträglich nicht mehr verändert werden, sodass eine flexible Positionierung nicht möglich ist. In diesem Unterkapitel wird die sogenannte Triplet-Konfiguration genutzt, um eine Übertragungsnullstelle zu erzeugen, welche mithilfe einer Abstimmsschraube sehr flexibel in der Position veränderbar ist. Zusätzlich bietet das Filter eine abstimmmbare Mittenfrequenz und Bandbreite und stellt somit ein sehr anpassungsfähiges Filter dar. Dieses Filter ist in [61] veröffentlicht worden.

4.2.1 Triplet-Konfiguration

Die Triplet-Konfiguration besteht aus drei Resonatoren, welche untereinander verbunden sind und dadurch eine Kreuzkopplung von dem ersten zu dem dritten Resonator erzeugt wird. In Abb. 4.12 ist das Koppeldiagramm der Konfiguration dargestellt. Diese Anord-

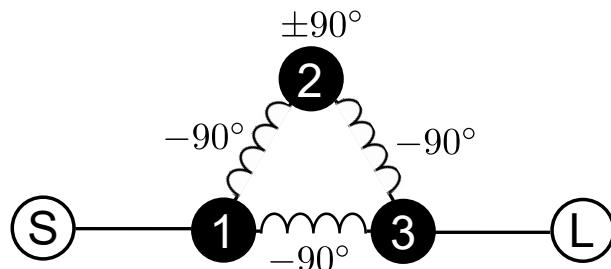


Abbildung 4.12: Triplet-Konfiguration mit induktiven Kopplungen, welche eine Übertragungsnullstelle oberhalb des Durchlassbereichs erzeugt [26].

nung erzeugt immer eine Übertragungsnnullstelle, wobei die Position der Nullstelle von der Stärke der Kreuzkopplung zwischen dem ersten und dritten Resonator abhängig ist.

Ob die Übertragungsnnullstelle unter- oder oberhalb des Durchlassbereichs erzeugt wird, hängt von der Art der Kopplung in Relation zu den Kopplungen entlang des Hauptpfades ab. Beispielsweise entsteht eine Nullstelle oberhalb des Durchlassbereichs, wenn der Hauptpfad und die Kreuzkopplung beide induktiv gekoppelt werden. Im Gegensatz hierzu entsteht eine Nullstelle unterhalb des Durchlassbereichs, wenn der Hauptpfad aus einer induktiven und die Kreuzkopplung aus einer kapazitiven Kopplung bestehen.

Eine Übertragungsnnullstelle wird erzeugt, indem sich zwei Signale destruktiv überlagern. Hierfür müssen beide Signale die gleiche Stärke und einen 180° Phasenversatz aufweisen. Eine induktive Kopplung zwischen zwei Resonatoren, wie sie häufig in Filterstrukturen vorkommt, erzeugt einen Phasenversatz von -90° , während eine kapazitive Kopplung einen Phasenversatz von $+90^\circ$ erzeugt [26]. Resonatoren verursachen abseits ihrer Resonanzfrequenz ebenfalls einen Phasenversatz, der jedoch abhängig davon ist, ob die Signalfrequenz höher oder niedriger als die Resonanzfrequenz ist. In Abb. 4.13a sind die Streuparameter eines einzelnen Resonators bei einer Mittenfrequenz von 10 GHz dargestellt, während in Abb. 4.13b der dazugehörige Phasengang von S_{21} dargestellt ist. Die Phase wurde normiert, sodass $\Phi_{S21} = 0^\circ$ bei der Resonanzfrequenz gilt. Unterhalb der Resonanzfrequenz ist der Phasenversatz positiv, während dieser oberhalb negativ ist. In

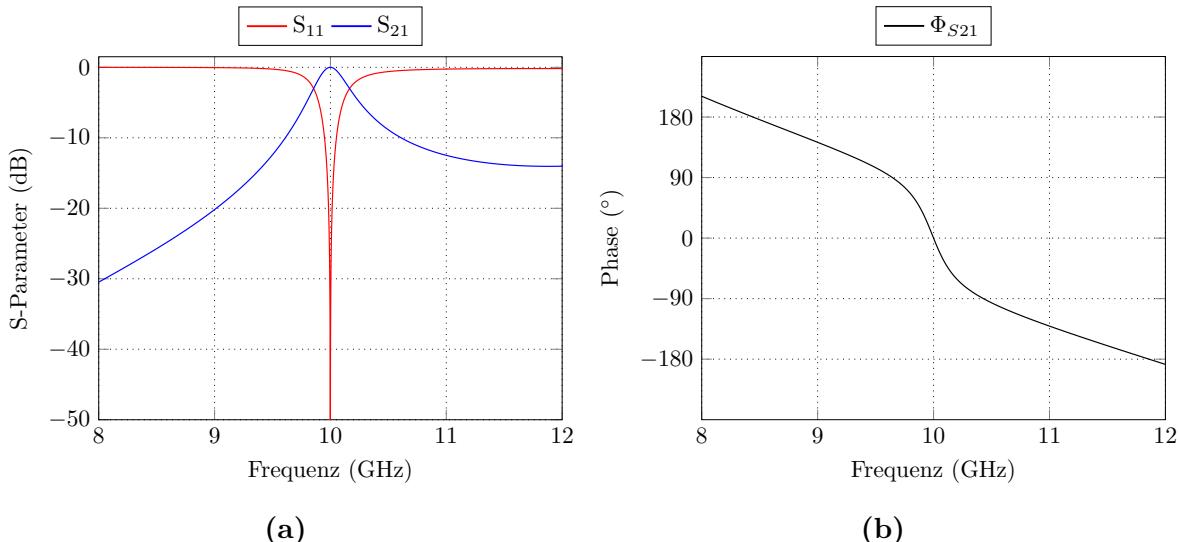


Abbildung 4.13: (a) Streuparameter eines Hohlraumresonators mit einer Resonanzfrequenz von 10 GHz (b) normierter Phasengang Φ_{S21} von S_{21} des gleichen Resonators.

Tabelle 4.2 ist beispielhaft der Phasengang eines Signals für den Pfad 1-2-3 bzw. Pfad 1-3 dargestellt. Durch die zwei verschiedenen Pfade verlaufen die Signale gegenphasig zueinander und löschen sich gegenseitig aus. Hierdurch entsteht eine Übertragungsnnullstelle oberhalb der Resonanzfrequenz. Werden andere Koppelarten verwendet, dann müssen die Signalpfade wieder evaluiert werden, um zu ermitteln, ob die Nullstellenposition ober- oder unterhalb des Durchlassbereichs liegt.

Tabelle 4.2: Phasengang für verschiedene Signalpfade der Topologie in Abb. 4.12 [26].

	$f < f_0$	$f > f_0$
Pfad 1-2-3	$-90^\circ + 90^\circ - 90^\circ = -90^\circ$	$-90^\circ - 90^\circ - 90^\circ = -270^\circ$
Pfad 1-3	-90°	-90°
Ergebnis	Gleichphasig	Gegenphasig

4.2.2 Filterentwurf

Das Filter benötigt für eine vollständige Abstimmbarkeit drei Hauptresonatoren und fünf Koppelresonatoren und besteht somit aus insgesamt acht Resonatoren. Im Gegensatz zu dem Filter aus Unterkapitel 4.1 wird ein weiterer Koppelresonator für die Kreuzkopplung benötigt. Weiterhin soll die Mittenfrequenz von 8.3 GHz bis 10 GHz und die Bandbreite von 30 MHz bis 100 MHz variierbar sein. Der benötigte Koppelkoeffizient k , um eine Kopplung zwischen Resonator 1 und Resonator 2 zu realisieren, hängt von der Bandbreite BW sowie der Mittenfrequenz f_0 des Filters ab:

$$k_{12} = \frac{m_{12} \cdot BW}{f_0}. \quad (4.6)$$

Der Koppelmatrixeintrag m_{12} ergibt sich aus der Topologie und ist im normierten Tiefpassbereich angegeben, sodass dieser Wert nicht von Bandbreite oder Mittenfrequenz abhängt. Der Unterschied zwischen dem Wert des Koppelkoeffizienten bei einer Mittenfrequenz von 8.3 GHz mit einer Bandbreite von 100 MHz und einer Mittenfrequenz von 10 GHz sowie 30 MHz Bandbreite beträgt über das Vierfache des ursprünglichen Werts. Das Filter muss somit über einen sehr hohen Grad an Abstimmbarkeit verfügen. Die Koppelresonatoren werden so dimensioniert, dass die Resonanzfrequenzen der TE₁₀₁-Moden außerhalb des X-Bands liegen. Die Resonanzfrequenzen werden in diesem Demonstrator über Abstimmschrauben, die in die Hohlraumresonatoren eingeführt werden, verändert. Abb. 4.14 zeigt die Koppeltopologie des vorgestellten Filters und Abb. 4.15 zeigt das Simu-

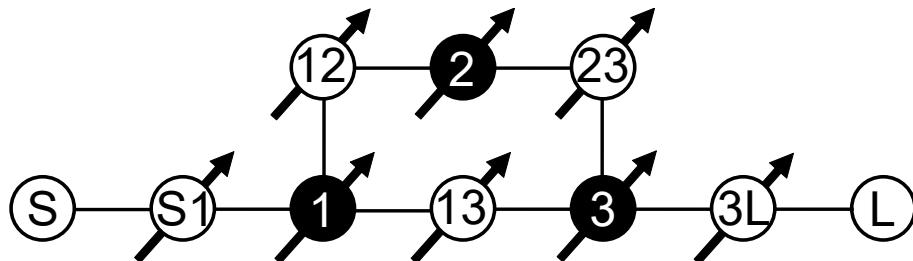


Abbildung 4.14: Filtertopologie mit Koppelresonatoren und Triplet-Konfiguration. Die Hauptresonatoren sind schwarz ausgefüllt, während die Koppelresonatoren einen weißen Hintergrund haben.

lationsmodell. Durch die Koppelresonatoren ist eine rechteckige Anordnung möglich. Die Koppelresonatoren weisen ein höheres Volumen auf, da diese unter dem Durchlassbereich

schwingen und somit größer als die Hauptresonatoren sein müssen. Der Koppelresonator

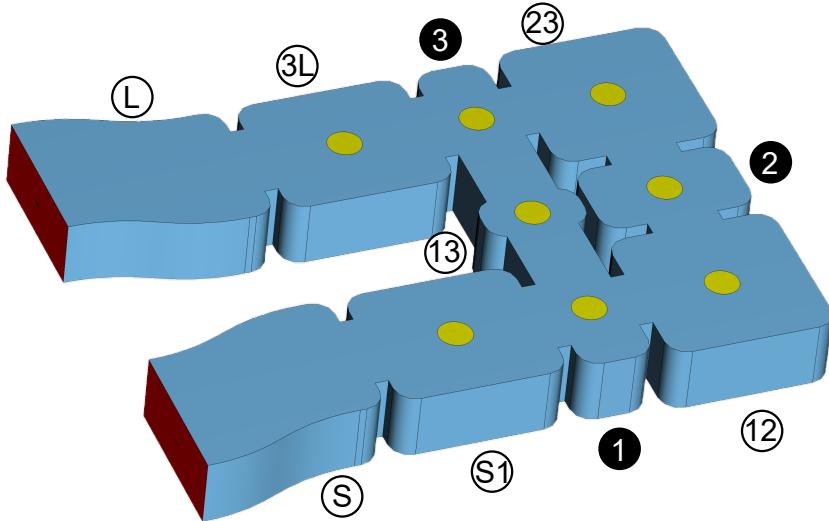


Abbildung 4.15: Simulationsmodell des Filters in Triplet-Konfiguration mit Koppelresonatoren und messingfarbenen Abstimmsschrauben [61].

CR_{13} , der zwischen dem ersten und dritten Hauptresonator liegt, ist jedoch deutlich kleiner als alle anderen Resonatoren. Dadurch liegt ebenfalls die Resonanzfrequenz über dem Durchlassbereich, wobei eine Reduktion der Resonanzfrequenz durch die Abstimmsschraube ermöglicht wird. Koppelresonatoren können das Vorzeichen der Kopplung umkehren, sodass sowohl positive als auch negative Kopplungen realisiert werden können [27]. Eine Vorzeichenumkehr wird erreicht, wenn die Resonanzfrequenz des Koppelresonators CR_{13} von oberhalb zu unterhalb des Durchlassbereichs verändert wird. Dies wird in diesem Modell genutzt, um die Nullstellenposition zu verändern. Weiterhin müssen die beiden Zuleitungen S und L etwas zueinander versetzt werden, damit die WR90-Adapter nebeneinander positioniert werden können. Aufgrund der kontinuierlichen Abstimmbarkeit sind nur beispielhafte Simulationsergebnisse in Abb. 4.16a und Abb. 4.16b dargestellt. Alle simulierten Abstimmzustände erreichen eine Rückflussdämpfung von 20 dB.

4.2.3 Fertigung und Messergebnisse

Das gefertigte Filter besteht aus zwei Aluminiumteilen, wobei die Filterstruktur in die untere Hälfte gefräst wird. Der Deckel ist flach und wird über Schraubverbindungen mit dem Unterteil verbunden. Zusätzlich werden Aussparungen mit einer Tiefe von 1 mm vorgesehen, welche den Anpressdruck des Deckels erhöhen. Abb. 4.17a zeigt das Filter ohne Deckel, sodass die einzelnen Hohlraumresonatoren sichtbar sind. In Abb. 4.17b ist der Deckel mit den versilberten Abstimmsschrauben zu sehen. Abb. 4.18 stellt vier verschiedene Abstimmzustände des kontinuierlich abstimmbaren Filters dar. Hierbei haben alle Zustände die gleiche Mittenfrequenz und Bandbreite. Jeder Zustand weist eine andere Nullstellenposition auf, was die Flexibilität des Filters hervorhebt. Die Transmissionsnullstelle unterhalb des Durchlassbereichs setzt eine negative Kopplung innerhalb des Triplets

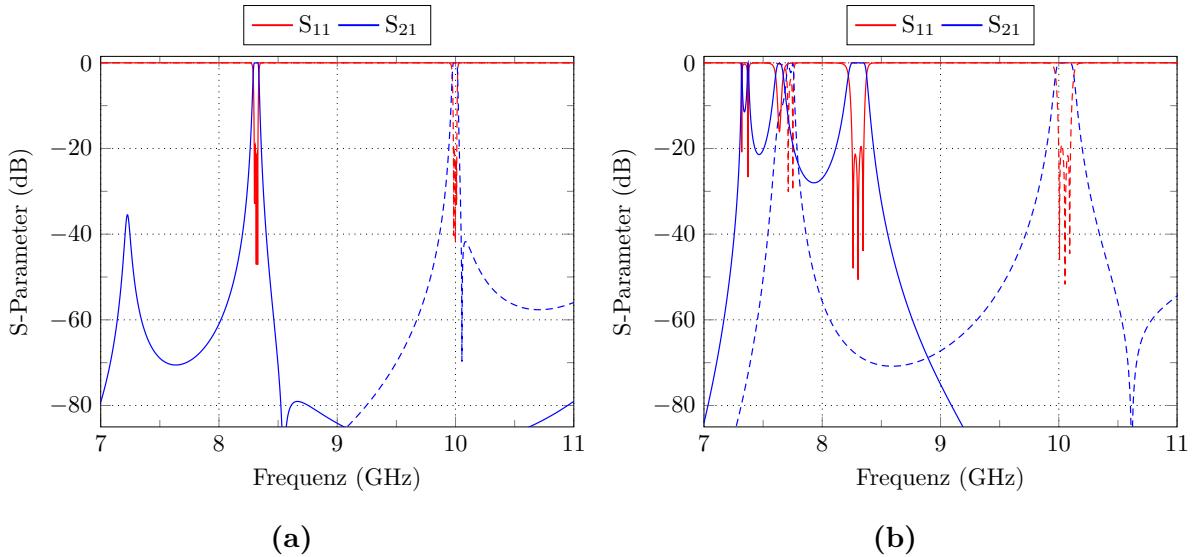


Abbildung 4.16: Simulierte Streuparameter mit einer Bandbreite von (a) 30 MHz und (b) 100 MHz. Mit Ausnahme von CR₁₃ befinden sich die Resonanzfrequenzen der Koppelresonatoren unterhalb von 8 GHz.

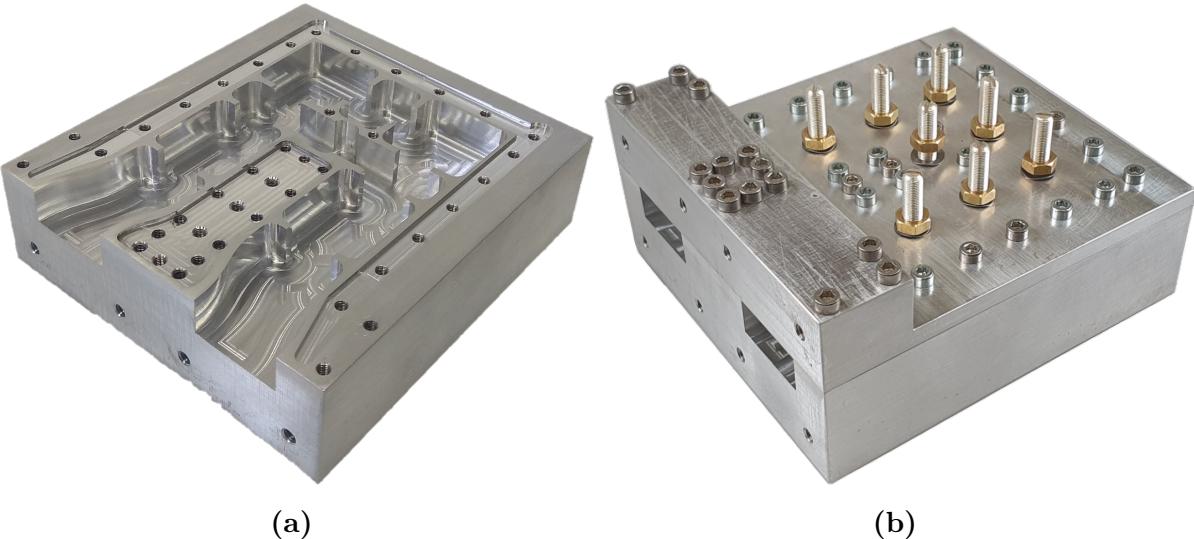


Abbildung 4.17: Fotos des Filters in Triplet-Konfiguration mit Koppelresonatoren:
(a) offenes Filter ohne Deckel (b) geschlossenes Filter mit Abstimmschrauben im Deckel.

voraus, welche durch den Koppelresonator der Kreuzkopplung realisiert wurde. Abb. 4.19 zeigt drei exemplarische Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 30 MHz, während Abb. 4.20 Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 100 MHz aufzeigt. Bandbreite, Mittenfrequenz und Übertragungsnullstelle können somit unabhängig voneinander verändert werden. Beispielsweise kann die Position der Nullstelle genutzt werden, um den Einfluss der Resonanzen der Koppelresonatoren zu reduzieren. Abb. 4.20 zeigt einen Zustand mit einer Mittenfrequenz von 8.3 GHz, bei dem die Nullstelle exakt bei 8 GHz positioniert wurde. Die maximale Resonanzfrequenz der Koppelresonatoren liegt bei jedem Abstimmzustand unterhalb von 8.2 GHz, wodurch die Grundmoden den Durchlassbereich nicht

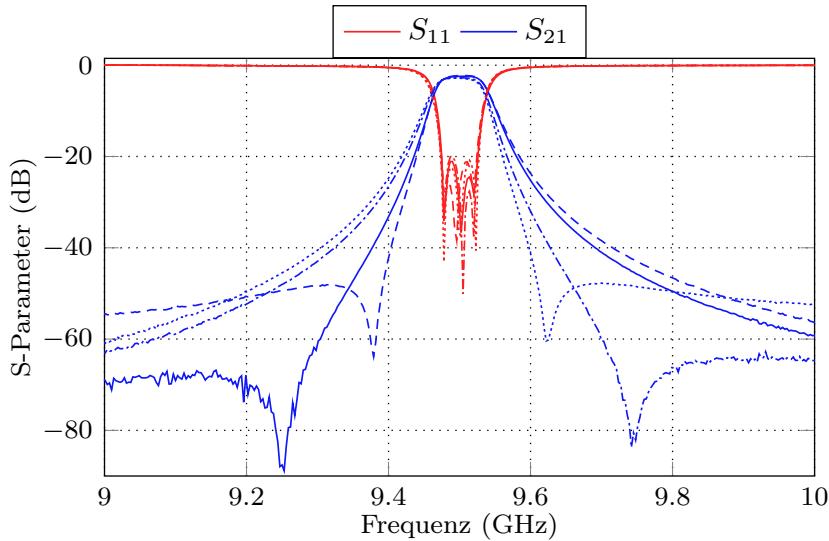


Abbildung 4.18: Gemessene Abstimmzustände bei $f_0 = 9.5$ GHz mit einer Bandbreite von $BW = 50$ MHz. Die Übertragungsnullstelle ist frei positionierbar und befindet sich bei $f_{TZ} = [9.25 \text{ GHz}, 9.375 \text{ GHz}, 9.625 \text{ GHz}, 9.75 \text{ GHz}]$.

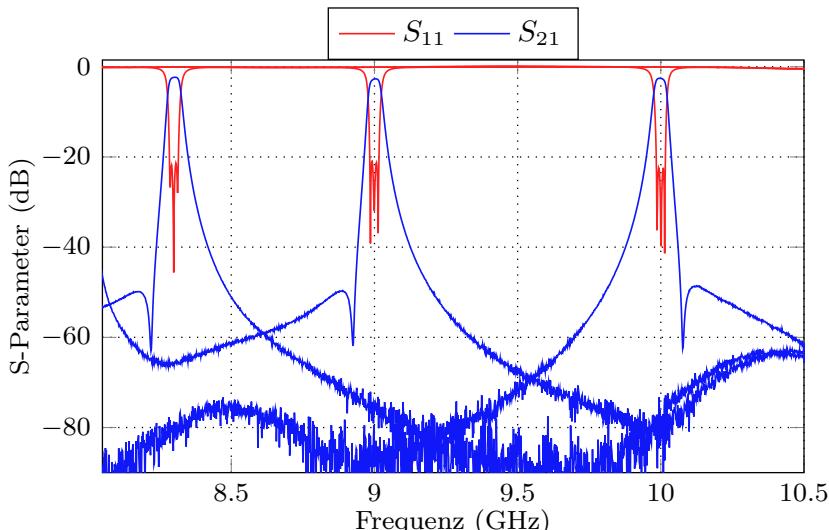


Abbildung 4.19: Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 30 MHz. Die Mittenfrequenzen betragen 8.3 GHz, 9 GHz und 10 GHz.

negativ beeinflussen. Die TE_{102} -Moden der Koppelresonatoren schwingen im Bereich von 12 GHz bis 13 GHz, sodass diese nur einen geringen negativen Einfluss haben. Abb. 4.21 zeigt das Breitbandverhalten des Filters. Der Gütefaktor aller Abstimmzustände liegt zwischen 1300 und 1600, was Einfügeverlusten von $IL \approx 0.7$ dB bei einer Bandbreite von 100 MHz entspricht.

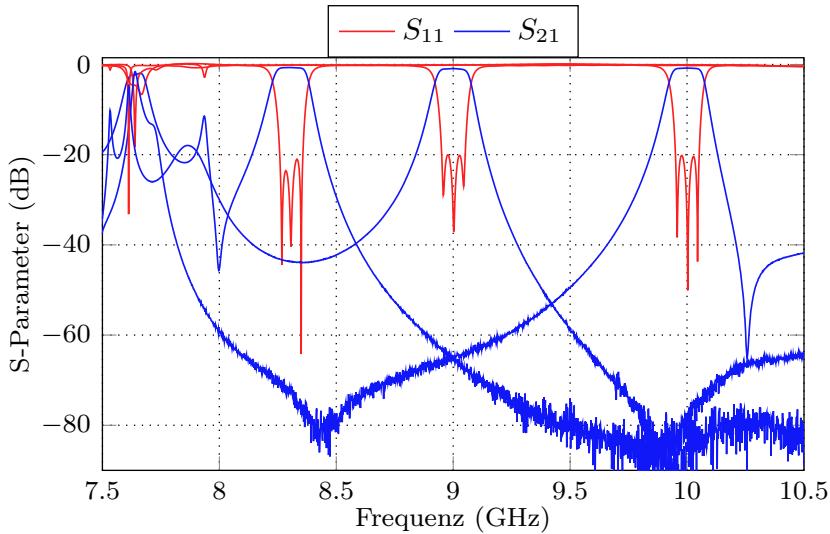


Abbildung 4.20: Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 100 MHz. Die Mittenfrequenzen betragen 8.3 GHz, 9 GHz und 10 GHz.

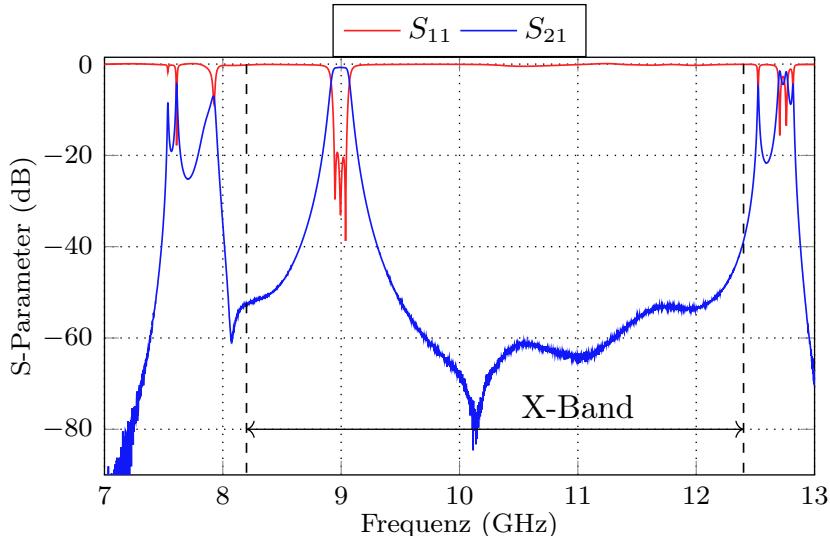


Abbildung 4.21: Breitbandverhalten eines exemplarischen Abstimmzustands. Die Mittenfrequenz beträgt 9 GHz und die Bandbreite 100 MHz.

4.3 Hohlleiterfilter mit Koppelresonatoren und Extracted-Pole-Segment

Das Filter dritter Ordnung, welches in diesem Unterkapitel präsentiert wird, zeichnet sich durch eine variable Bandbreite sowie Mittenfrequenz aus. Zusätzlich verfügt die Übertragungscharakteristik über eine Nullstelle unterhalb des Durchlassbereichs und bietet damit ähnliche Übertragungseigenschaften wie das zuvor präsentierte Filter in Unterkapitel 4.2. Die Übertragungsnullstelle wird jedoch durch ein Extracted-Pole-Segment erzeugt, wodurch sich die beiden Zuleitungen entlang einer Achse befinden und somit die Inline-Konfiguration vorliegt. Die Extracted-Pole-Technik benötigt keine negativen Vorzeichen

der Kopplungen, sodass die physikalische Realisierung vereinfacht wird. Im Gegensatz zu der Triplet-Konfiguration ist die Implementierung der Extracted-Pole-Technik in der Hohlleiter-Technologie einfacher, da ein Triplet eine Kopplung entlang der breiten und schmalen Seite des Resonators voraussetzt. Weiterhin können die benötigten Koppelfaktoren nicht physikalisch realisierbar sein, wenn sich die Nullstelle nah am Durchlassbereich befindet [11]. Die simple Integration des Extracted-Pole-Segments ist dementsprechend ein entscheidender Vorteil. Dieses Filter wurde in [62] vorgestellt.

4.3.1 Extracted-Pole-Segment

In [10, 11] wird die Synthese des Extracted-Pole-Segments thematisiert, wobei sich auf symmetrische Übertragungscharakteristika beschränkt wird. Diese Synthese bedingt ein symmetrisches Filter, sodass ein Bandstoppresonator am einen Ende der Struktur einen weiteren Bandstoppresonator am anderen Ende erfordert. In [7] wird ein anderer flexiblerer Ansatz gewählt, bei dem diese Einschränkung nicht gilt. Weiterhin ist die Synthese bei Filtern gültig, bei denen sich das Segment nicht am Anfang oder Ende der Struktur befindet. Für die Synthese wird die ABCD-Matrix der gesamten Filterstruktur benötigt, welche das gewünschte Übertragungsverhalten aufweist. Durch Extraktion wird ein Pol aus der Matrix gezogen, wodurch das Segment seinen Namen erhält. Mit Hilfe eines Algorithmus können die neuen Einträge der ABCD-Matrix und die Werte des Extracted-Pole-Segments nach wenigen Iterationen ermittelt werden [7]. Abb. 4.22 zeigt

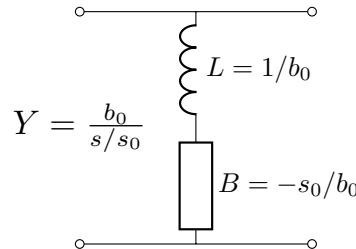


Abbildung 4.22: Ersatzschaltbild des Extracted-Pole-Segments, das bei $s = s_0$ eine Übertragungsnullstelle produziert [7].

das Ersatzschaltbild, welches die Übertragungsnullstelle erzeugt. Es besteht aus einer frequenzunabhängigen Reaktanz $B = -s_0/b_0$ und einem induktiven Element $L = 1/b_0$. Die Admittanz ergibt sich somit zu $Y = b_0/(s/s_0)$ [7]. Mit b_0 werden die Residuen des Pols bezeichnet und bei $s = s_0$ entsteht ein Kurzschluss der Serienschaltung, da die Impedanz Null beträgt. Dieses Segment kann durch Phasenschieber mit einer Länge ungleich 90° mit weiteren Resonatoren verbunden werden. Alternativ wird der Phasenschieber durch einen 90° -Inverter mit zwei zusätzlichen FIRs substituiert. Das Extracted-Pole-Segment kann anschließend durch einen parallel verbundenen Resonator ausgetauscht werden [7]. Hierdurch ergibt sich eine Form, bei der alle Resonatoren durch Inverter miteinander gekoppelt sind. Abb. 4.23 zeigt eine mögliche Realisierung eines Filters mit direkt gekop-

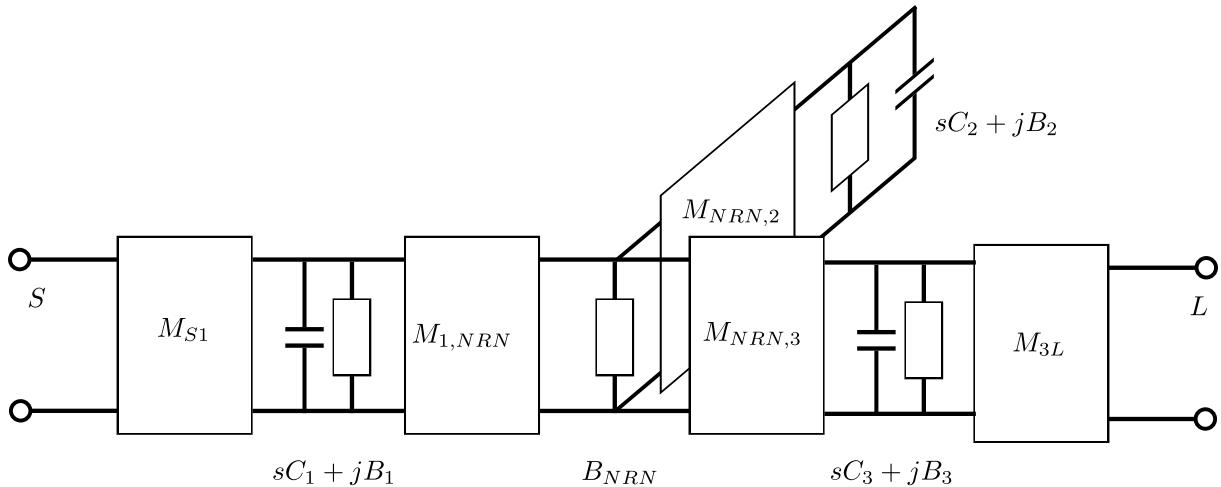


Abbildung 4.23: Ersatzschaltbild eines Filters dritter Ordnung, bei dem sich das Extracted-Pole-Segment in der Mitte der Struktur befindet.

pelten Extracted-Pole-Segmenten. Die Filterstruktur besitzt drei Resonatoren und eine zusätzliche frequenzunabhängige Reaktanz B_{NRN} . Abhängig von der Position der Übertragungsnullstelle ist diese entweder induktiver oder kapazitiver Natur. Die Reaktanz kann beispielsweise durch einen verstimmten Resonator realisiert werden, bei dem die Resonanzfrequenz nicht im Durchlassbereich liegt. Dieser Resonator wird auch als nicht-resonanter Knoten (engl. NRN: non-resonating node) bezeichnet. Für die Realisierung des Ersatzschaltbildes werden also insgesamt vier Resonatoren benötigt. Hierbei handelt es sich jedoch ausschließlich um Hauptresonatoren, sodass zusätzlich Koppelresonatoren hinzugefügt werden müssen, um einen Abstimmefekt zu erzielen.

4.3.2 Filterentwurf

Das Filter dritter Ordnung wird für eine Mittenfrequenz von 13.9 GHz bis 14.9 GHz ausgelegt. Weiterhin soll die Bandbreite zwischen 100 MHz bis 200 MHz abstimmbar sein. Neben einem Extracted-Pole-Element kommen zusätzlich Koppelresonatoren zum Einsatz, um eine kontinuierliche Abstimmbarkeit zu gewährleisten. Die Filterstruktur wird in Hohlleitertechnologie gefertigt, wobei die Resonanzfrequenzen mithilfe von Abstellschrauben verändert werden. Somit besteht die gesamte Filterstruktur aus vier Koppelresonatoren, einem NRN und drei Hauptresonatoren. Abb. 4.24 zeigt das Koppeldiagramm der Struktur. Das Ku-Band deckt den benötigten Frequenzbereich ab, sodass der WR62-Hohlleiterstandard verwendet wird. Daraus ergibt sich eine Breite von 15.79 mm sowie eine Höhe von 7.89 mm der Struktur. Sowohl die Resonanzfrequenzen der Koppelresonatoren als auch von dem NRN liegen unter 13 GHz, sodass der Durchlassbereich nicht negativ beeinflusst wird. Durch die starke Belastung der Koppelresonatoren auf die Hauptresonatoren, werden diese zusätzlich in der Breite verringert. Hierdurch steigt die Resonanzfrequenz der einzelnen Resonatoren an, wodurch die Belastung kompensiert wird.

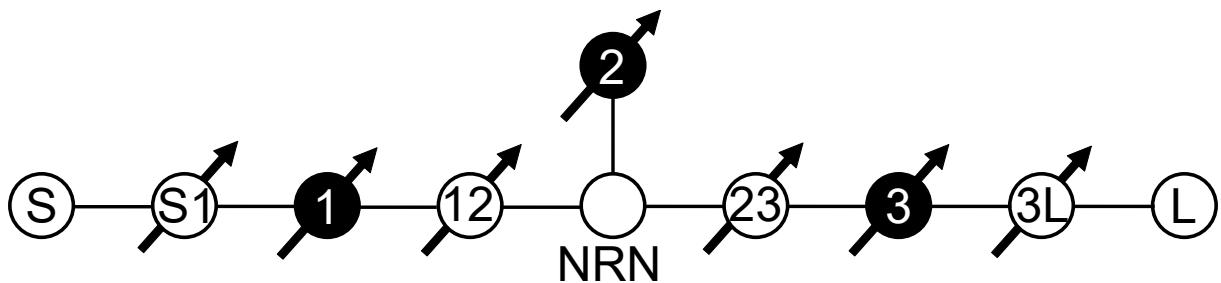


Abbildung 4.24: Koppeldiagramm des Filters dritter Ordnung mit Extracted-Pole-Segment und Koppelresonatoren.

Zusätzlich sorgt die fast quadratische Grundfläche für einen höheren Gütefaktor. Das Simulationsmodell ist in Abb. 4.25 dargestellt. Die unterschiedlichen Abstimmzustände

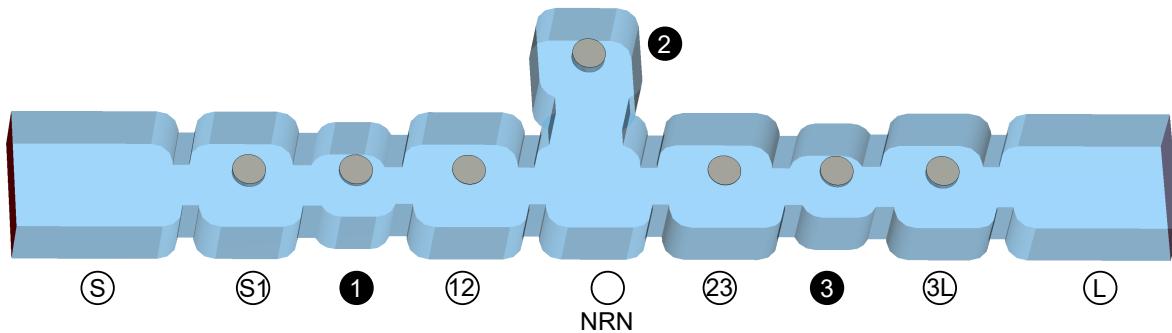


Abbildung 4.25: Simulationsmodell des Extracted-Pole-Filters. Die Koppel- und Hauptresonatoren sowie der NRN sind markiert.

werden durch die Abstimmsschrauben über jedem Resonator erreicht. Ein Eindringen der Schraube verringert die jeweilige Resonanzfrequenz, wodurch es zu einer Verschiebung der Mittenfrequenz bzw. der Bandbreite kommt. Der NRN benötigt keine Abstimmsschraube, sodass das Modell sieben Schrauben vorsieht. Die Simulationsergebnisse sind in Abb. 4.26 dargestellt. Alle Simulationsergebnisse erreichen eine Rückflussdämpfung von mindestens 20 dB und erfüllen die Zielvorgaben an Bandbreiten- und Mittenfrequenzabstimmbarkeit. Die relative Position der Nullstelle ändert sich ca. 10 MHz zu der Grenze des Durchlassbereichs und bedingt somit in jedem Abstimmzustand eine hohe Flankensteilheit. Die Resonanzfrequenzen der Koppelresonatoren überschreiten nicht 13 GHz und weitere ausbreitungsfähige Moden liegen oberhalb von 17 GHz. Somit ergibt sich ein störmodenfreier Bereich von 13 GHz bis 17 GHz.

4.3.3 Fertigung und Messergebnisse

Das Filter besteht aus einem Unterteil, in dem die Resonatoren gefräst werden, und einem flachen Deckel mit Gewindebohrungen für die Abstimmsschrauben. Beide Teile bestehen aus Aluminium und werden mit einer CNC-Fräsmaschine gefertigt. In Abb. 4.27 sind die beiden Teile dargestellt. Weiterhin wurden Aussparungen mit einer Tiefe von 1 mm

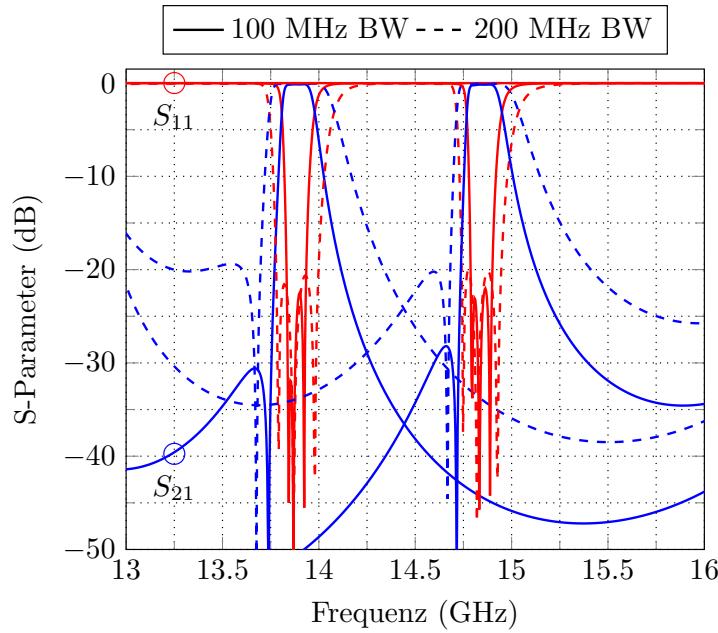


Abbildung 4.26: Simulationsergebnisse von unterschiedlichen Bandbreiten-Mittenfrequenz-Konfigurationen [62].

vorgesehen, um den Anpressdruck zu erhöhen. Das Filter wurde für eine maximale Mit-

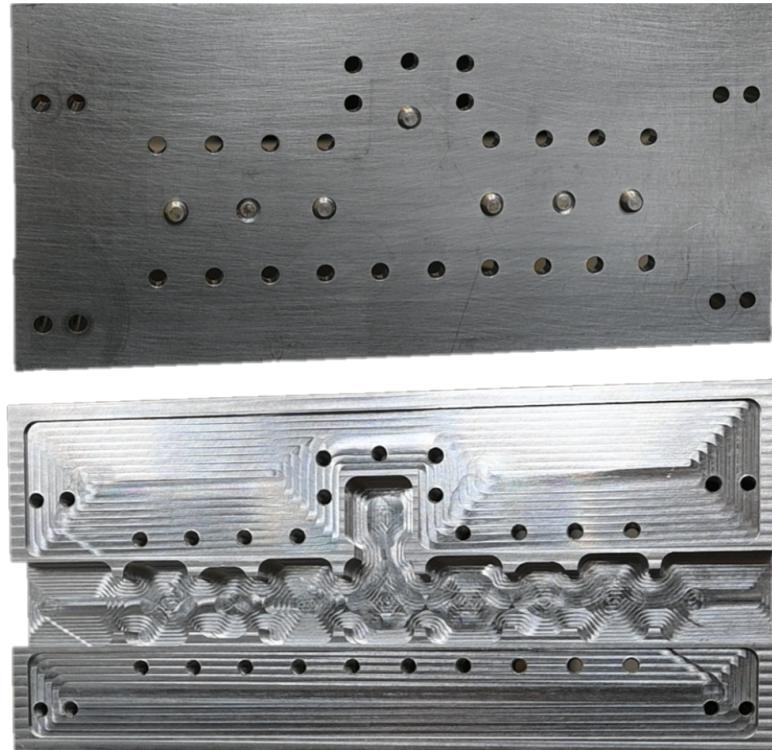


Abbildung 4.27: Gefertigte Filterhälften aus Aluminium. Der Deckel enthält keine Abstimmschraube für den NRN [62].

tenfrequenz von 14.9 GHz ausgelegt, wobei in der Messung eine maximale Frequenz von 14.8 GHz erreicht wird. Weiterhin lässt sich die Mittenfrequenz auf 13.8 GHz reduzieren,

was einer absolute Abstimmbarkeit von 1 GHz entspricht. Die Mittenfrequenz kann durch ein tieferes Einführen der Abstimmschrauben in die Hauptresonatoren zusätzlich reduziert werden, wobei dies den Gütefaktor negativ beeinflusst. Abb. 4.28 stellt zwei Messungen mit einer Bandbreite von jeweils 100 MHz und 200 MHz dar. Die Einfügeverluste betragen

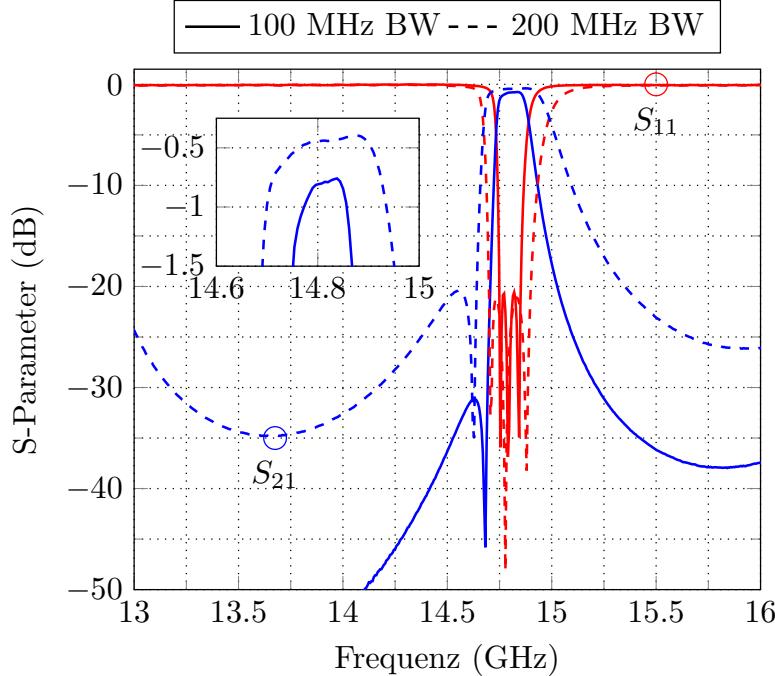


Abbildung 4.28: Zwei Messergebnisse mit einer Bandbreite von 100 MHz und 200 MHz bei einer Mittenfrequenz von $f_0 = 14.8 \text{ GHz}$ [62].

jeweils $IL_{100\text{MHz}} \geq 0.75 \text{ dB}$ und $IL_{20\text{MHz}} \geq 0.4 \text{ dB}$, was einem unbelasteten Gütefaktor von $Q_0 \approx 2000$ entspricht. Die Messungen bei einer Mittenfrequenz von 13.8 GHz sind in Abb. 4.29 dargestellt.

Die Einfügeverluste sind mit $IL_{100\text{MHz}} \geq 0.91 \text{ dB}$ und $IL_{20\text{MHz}} \geq 0.5 \text{ dB}$ etwas höher, was durch die tieferen Abstimmschrauben zu begründen ist. Das Filter ist kontinuierlich abstimmbar, sodass jede Bandbreite zwischen 100 MHz bis 200 MHz bei einer Mittenfrequenz von 13.8 GHz bis 14.8 GHz mit einer Rückflussdämpfung von 20 dB realisierbar ist.

4.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden drei unterschiedliche Hohlleiterfilter vorgestellt. Alle drei Filter nutzen Koppelresonatoren, um eine Abstimmbarkeit der Bandbreite zu ermöglichen. Die Flexibilität der Koppelresonatoren wird deutlich, da diese als zentraler Abstimmmechanismus im Frequenzbereich von 10 GHz bis 82 GHz genutzt werden. Weiterhin kommen in allen Filtern mechanische Abstimmelemente in Form von Kurzschlusschiebern oder Abstimmschrauben zum Einsatz. Im Gegensatz zu Flüssigkristallen beeinflussen mechanische

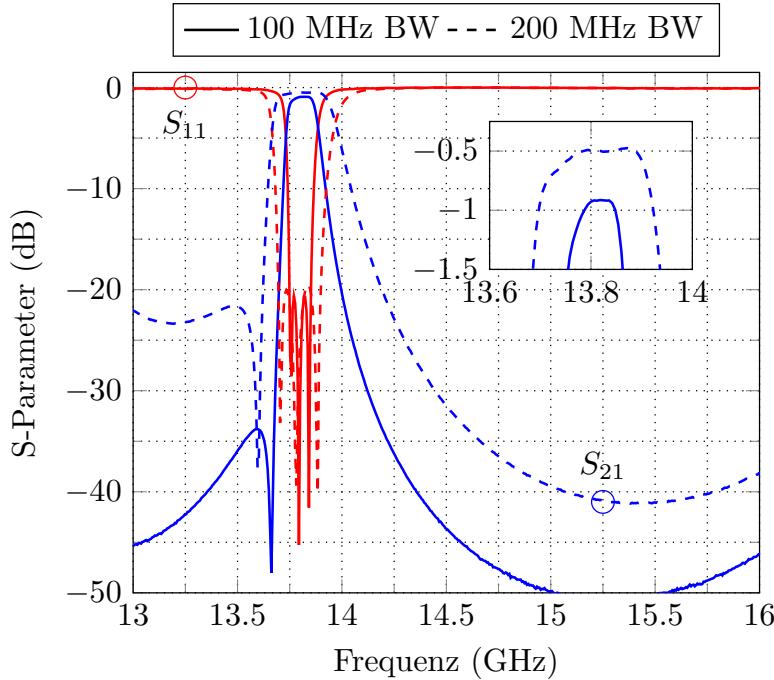


Abbildung 4.29: Zwei Messergebnisse mit einer Bandbreite von 100 MHz und 200 MHz bei einer Mittenfrequenz von $f_0 = 13.8$ GHz [62].

Abstimmelemente die Resonanzfrequenz stärker, wodurch eine höhere Abstimmbarkeit erreicht wird.

Der Durchlassbereich des ersten Filters liegt bei 80 GHz und befindet sich somit im W-Band. Aufgrund der kleinen Struktur wurde keine Übertragungsnullstellen implementiert und das Filter dritter Ordnung liegt in der Inline-Konfiguration vor. Die Höhen der TE₁₁₁-Resonatoren werden durch Kurzschlusschieber variiert, wodurch es zu einer Änderung der Resonanzfrequenz kommt. Hierfür werden piezoelektrische Motoren verwendet, welche eine hochpräzise Positionierung der Kurzschlusschieber ermöglichen. Die Filterstruktur zeichnet sich durch die sehr niedrigen Verluste und eine hohe Abstimmbarkeit aus. Die Mittenfrequenz ist kontinuierlich von 78 GHz bis 82 GHz variierbar, während die Bandbreite von 300 MHz bis 600 MHz veränderbar ist. Im Millimeterwellenbereich ist die Strukturgröße sehr gering, sodass einige Abstimmmechanismen nicht verwendet werden können. Es wurde gezeigt, dass Koppelresonatoren mit Kurzschlusschiebern eine ausgezeichnete Abstimmtechnologie darstellen.

Das zweite Filter nutzt rechteckige TE₁₀₁-Resonatoren mit Abstimmsschrauben, um eine Änderung der Resonanzfrequenzen umzusetzen. Das Filter enthält eine Triplet-Konfiguration, wodurch eine Übertragungsnullstelle entsteht. Der Durchlassbereich kann von 8.3 GHz bis 10 GHz verändert werden, während die Bandbreite unabhängig von 30 MHz bis 100 MHz angepasst werden kann. Zusätzlich kann die Übertragungsnullstelle sowohl unterhalb als auch oberhalb des Durchlassbereichs positioniert werden, wodurch eine sehr anpassungsfähige Filterstruktur entsteht.

Zum Schluss wurde ein Filter dritter Ordnung vorgestellt, welches mithilfe eines

Extracted-Pole-Elements eine Übertragungsnulstelle unterhalb des Durchlassbereichs erzeugt. Im Gegensatz zu der Triplet-Konfiguration wird die Inline-Konfiguration beibehalten, sodass Ein- und Auskoppelpfad entlang einer Achse liegen. Der Durchlassbereich kann von 13.8 GHz bis 14.8 GHz verschoben werden, wobei die Bandbreite von 100 MHz bis 200 MHz veränderbar ist. Dieses Filter zeichnet sich durch den hohen störmodenfreien Bereich von 13 GHz bis 17 GHz und die hohe unbelastete Güte aus.

Kapitel 5

Abstimmbare Koaxialresonatorfilter

Die Größe von Hohlleiterfiltern wird primär durch die Mittenfrequenz des Filters beeinflusst. Insbesondere im niedrigen Frequenzbereich bis ca. 10 GHz besitzen Hohlleiterfilter eine hohe Masse und ein großes Volumen, wodurch die Integration in einigen Anwendungsbereichen eingeschränkt wird. Alternativen umfassen Filter auf Leiterplatten, dielektrische Filter oder Koaxialresonatorfilter, welche abhängig von den spezifischen Anforderungen eingesetzt werden. Im niederfrequenten Bereich werden Koaxialresonatorfilter beispielsweise für Satellitenkommunikation im C-Band oder für Mobilfunkanwendungen eingesetzt. Diese Anwendungen profitieren von abstimmbaren Koaxialresonatorfiltern, jedoch wurden bisher in der Literatur nur wenige Beispiele präsentiert. In [63] wird ein Demonstrator präsentiert, welcher durch die Verschiebung einer Platte unterschiedliche Übertragungscharakteristiken realisieren kann. In [64] wird eine Art Filterbank aufgebaut, indem steuerbare MEMS kapazitive Bauelemente hinzuzuschalten. Durch die zusätzliche Kapazität wird ebenfalls die Übertragungscharakteristik verändert. Erste Demonstratoren mit Flüssigmetall wurden ebenfalls untersucht, jedoch weisen diese hohe Verluste auf, sodass die Anwendungsbereiche hierdurch eingeschränkt werden [65].

Die bisher vorgestellten Filter nutzen die Koppelresonatortechnik, um einen Abstimmefekt in der Bandbreite der Filter zu erzielen. Diese Technik benötigt jedoch durch die zusätzlichen Resonatoren ein hohes Maß an Volumen. Im Gegensatz dazu werden in diesem Kapitel zwei Koaxialresonatorfilter vorgestellt, welche andere Methoden nutzen, um die Mittenfrequenz und die Bandbreite der Filter zu verändern. Das erste Koaxialresonatorfilter nutzt drei Abstimmelemente, um eine konstante Bandbreite an unterschiedlichen Mittenfrequenzen zu realisieren. Hierfür werden Γ - und T-förmige Pfosten als Innenleiter verwendet, welche über ein Gewinde rotiert werden und in der Höhe veränderbar sind. Daraufhin wird ein weiteres Koaxialresonatorfilter präsentiert, welches variable Innenleiter sowie Abstimmsschrauben nutzt. Durch unterschiedliche Eindringtiefen der jeweiligen Pfosten lassen sich verschiedene Übertragungscharakteristiken realisieren. Die theoretischen Effekte werden durch zwei Demonstratoren sowie eine Koppelfaktoranalyse komplementiert.

5.1 Koaxialresonatorfilter mit asymmetrischen Innenleitern

Bisher wurde ein großer Fokus auf Filter gelegt, welche sowohl in der Mittenfrequenz als auch in der Bandbreite abstimmbare sind. Insbesondere eine flexible Bandbreitenabstimmbarkeit erlaubt eine effiziente Nutzung des Frequenzspektrums, da die Bandbreite auf eine tatsächlich benötigte Größe angepasst werden kann. Diese dynamische Frequenzzuweisung ist in rekonfigurierbaren Funksystemen jedoch noch nicht weit verbreitet. Insbesondere die einzelnen Kanäle in vielen Industrieanwendungen nutzen konstante Bandbreiten [66], weshalb Filter mit einer konstanten Bandbreite und variabler Mittenfrequenz von großem Interesse sind. Beispielsweise werden im Mobilfunk Koaxialresonatorfilter eingesetzt, da diese einen guten Kompromiss aus benötigten Volumen und Güte darstellen. Vollständig rekonfigurierbare Filter benötigen zusätzlich eine große Anzahl von Abstimmelementen, was sich in einem großen Bedarf an Masse und Volumen äußert. Aus diesem Grund wurden in der Literatur bereits andere Mikrowellenfilter mit einer geringen Anzahl von Abstimmelementen präsentiert. In [67, 68] werden zwei Filter vorgestellt, welche nur ein einzelnes Abstimmelement nutzen. Während die Anzahl der Elemente minimal ist, können diese Filter keine Fertigungstoleranzen ausgleichen. Insbesondere ungenaue Fertigungstechniken wie beispielsweise 3D-Druck benötigen mehrere Abstimmelemente um Toleranzen auszugleichen, da ansonsten die Performanz reduziert wird [69].

In diesem Unterkapitel wird ein Filter dritter Ordnung präsentiert, welches eine konstante Bandbreite bei verschiedenen Mittenfrequenzen bereitstellt. In diesem Koaxialresonatorfilter werden drehbare asymmetrische Innenleiter eingesetzt, um die Mittenfrequenz sowie die Kopplung zwischen den Resonatoren zu verändern. Hierdurch werden nur drei Abstimmelemente benötigt, mit denen ein frequenzverstimmbares Filter realisiert wird, bei dem sich trotzdem Fertigungstoleranzen ausgleichen lassen. Die Ergebnisse dieses Unterkapitels wurden in [70] veröffentlicht.

5.1.1 Abstimmmechanismus

Wenn ein Filter eine konstante Bandbreite an unterschiedlichen Mittenfrequenzen bereitstellen soll, dann muss neben der Mittenfrequenz ebenfalls die Kopplung der Resonatoren angepasst werden. Dies wird in (5.1) und (5.2) deutlich, da M_{ij} , M_{S1} und BW als konstant angenommen werden:

$$k_{ij} = M_{ij} \cdot \frac{BW}{f_0}, \quad (5.1)$$

$$Q_e = \frac{f_0}{M_{S1}^2 \cdot BW}. \quad (5.2)$$

Eine andere Mittenfrequenz f_0 erfordert somit eine Änderung der Koppelstärke k , um die Übertragungscharakteristik beizubehalten. Im Allgemeinen besteht ein Koaxialresonator aus einer Kavität, in der sich ein Pfosten mit der Länge $\lambda/4$ befindet [71]. Die Länge des Pfostens beeinflusst also maßgeblich die Resonanzfrequenz. Die Kopplung zwischen den Resonatoren wird zum einen durch die Iris, aber auch von dem Abstand der beiden Resonatoren zueinander beeinflusst. Koaxialresonatorfilter mit einer hohen Bandbreite verwenden aus diesem Grund gar keine Irisblenden, sondern werden in einer einzigen großen Kavität nah beieinander platziert. Das hier präsentierte Filter nutzt diese beiden Effekte, um einen Abstimmeffekt zu erzielen. Dies geschieht durch einen in der Höhe variierbaren Innenleiter, welcher eine rechteckige Ausformung aufweist. Abb. 5.1 stellt eine schematische Zeichnung der verwendeten Innenleiter dar. Durch Variation der Höhe des

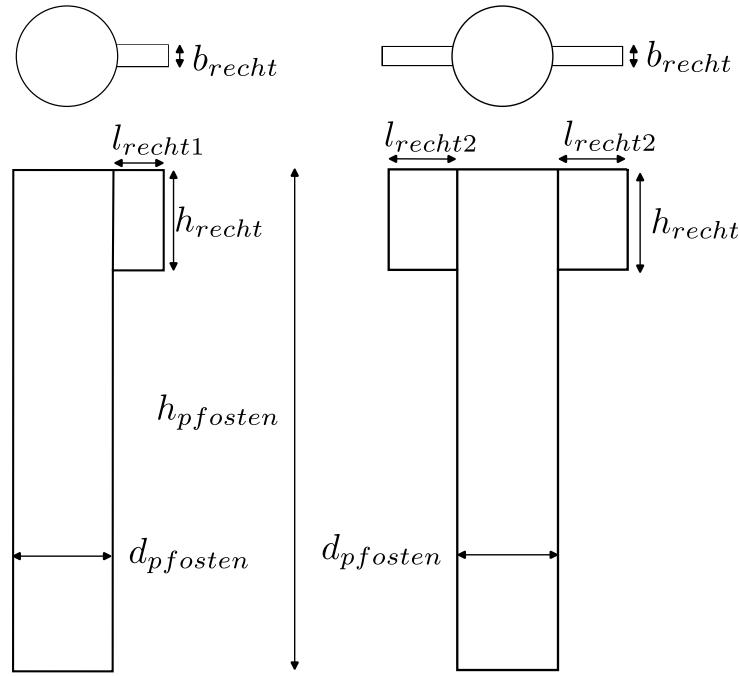


Abbildung 5.1: Drauf- und Seitenansicht des asymmetrischen Innenleiters der Ein- bzw. Auskopplung (links) und des mittleren Resonators (rechts). Die Pfosten haben folgende Dimensionen: $h_{pfosten} = 50 \text{ mm}$, $d_{pfosten} = 10 \text{ mm}$, $h_{rech} = 10 \text{ mm}$, $b_{rech} = 2 \text{ mm}$, $l_{rech1} = 5 \text{ mm}$, $l_{rech2} = 7 \text{ mm}$ [70].

Innenleiters kann somit die Resonanzfrequenz verändert werden, während eine Drehung des Pfostens eine Veränderung des Abstands der Resonatoren bewirkt. Somit kommt es zu einer Änderung der kapazitiven Koppelstärke, wodurch k_{12} bzw. k_{23} und Q_e angepasst werden können. Dementsprechend wird nur ein Abstimmelement pro Resonator benötigt und alle Pfosten lassen sich unabhängig in der Position einstellen.

5.1.2 Analyse des Abstimmeffekts und Filterentwurf

Es soll ein Filter dritter Ordnung entworfen werden, das eine konstante Bandbreite an verschiedenen Mittenfrequenzen realisieren kann. Eine Rückflussdämpfung von 20 dB bei

einer Bandbreite von 55 MHz und einer Mittenfrequenz von 2 GHz wird als Ziel gesetzt. Die resultierende Koppelmatrix bedingt einen symmetrischen Filteraufbau. Die drei Resonatoren weisen eine zylindrische Grundform auf, wobei der Durchmesser des Innenleiters $d_{pfosten} = 10$ mm beträgt. Der Außendurchmesser umfasst $d_{res} = 36$ mm, da somit ein optimales Verhältnis von $d_{res}/d_{pfosten} = 3.60$ für einen hohen Gütefaktor erreicht wird [72]. Die kapazitive Einkopplung erfolgt über rechteckige Kupferplatten. Abb. 5.2 stellt das CST Modell des Filters dar. Für die Analyse werden die Pfosten rotiert und die Streu-

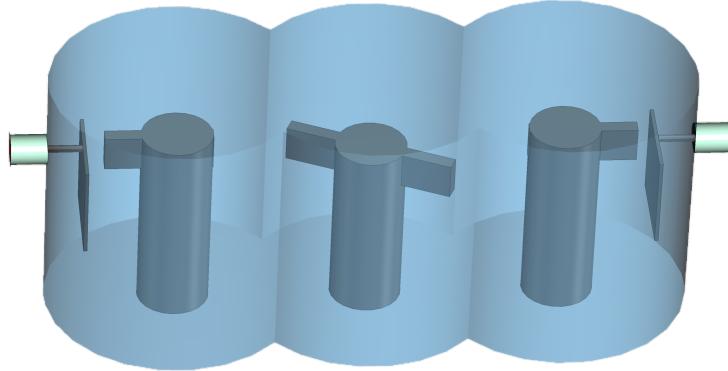


Abbildung 5.2: Simulationsmodell für die Koppelfaktoranalyse.

parameter aufgenommen. Die Pfosten werden gegengleich rotiert, sodass der Abstand zu den Finnen des mittleren Pfostens identisch ist und somit $M_{12} = M_{23}$ gilt. Anschließend erfolgt eine Koppelmatrixextraktion, bei der eine Rückflussdämpfung $RL = 20$ dB, Bandbreite $BW = 55$ MHz und eine Mittenfrequenz $f_0 = 2$ GHz angenommen wird. Abb. 5.3 stellt den Einfluss des ersten und dritten Pfostens auf die Koppelmatrix dar. Weiterhin ist in der Ecke der Abbildung die Startposition der Pfosten aufgezeigt, bei der alle rechteckigen Ausformungen entlang einer Achse ausgerichtet sind. Im Bereich von -90° bis 90° ist ein sehr großer Einfluss auf M_{S1} sichtbar, während M_{12} nur geringfügig beeinflusst wird. Dieser Rotationsbereich ist in der Abbildung grün hinterlegt. Der rote Bereich stellt eine Rotation von 90° bis -90° dar. In diesem Bereich ist ein Einfluss auf M_{12} erkennbar, während M_{S1} konstant bleibt. Somit ist insbesondere der grüne Bereich relevant zur Veränderung der externen Güte. Abb. 5.4 stellt die gleiche Analyse für den mittleren Resonator dar. Aufgrund der Symmetrie ist eine Rotation um 180° ausreichend, da sich das Einflussmuster wiederholt. Der mittlere Resonator weist keinen Einfluss auf die externe Güte auf, weswegen ausschließlich die Koppelstärke zwischen den Resonatoren variiert werden kann. Weiterhin ist die Koppelstärke am niedrigsten, wenn sich der Pfosten in der dargestellten 0° -Position befindet. Dieser Effekt stellt sich ein, da in dieser Position die kapazitive Kopplung und die induktive Kopplung gegeneinander wirken. Im Gegensatz dazu ist die Einkopplung hauptsächlich kapazitiver Natur, weswegen in der Startposition das Maximum der Koppelstärke vorliegt. Die entstehende Gesamtkoppelstärke ergibt sich durch destruktive Überlagerung der kapazitiven und induktiven Kopplung. Die kapazitive Kopplung geht von den Stegen bzw. der Einkoppelplatte aus, während die magnetischen

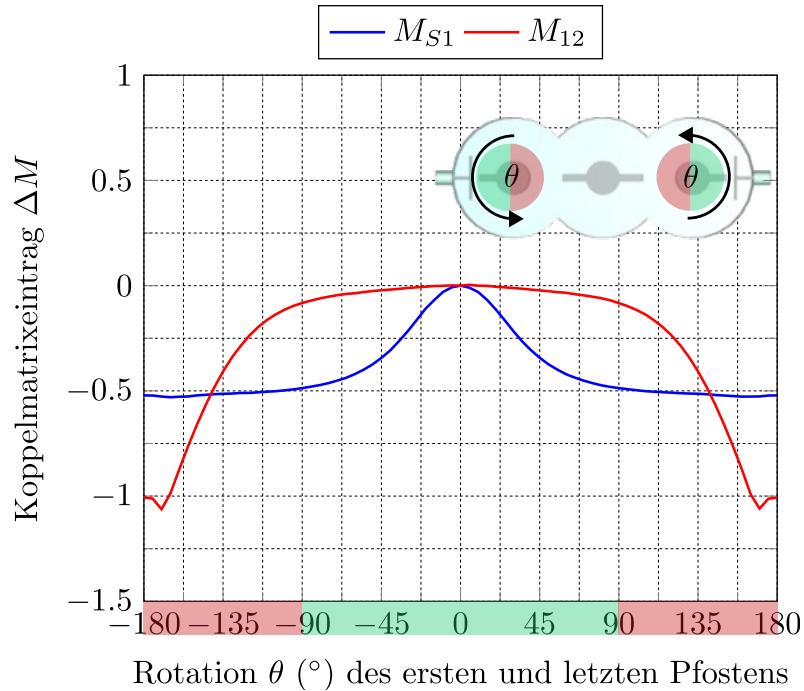


Abbildung 5.3: Einfluss des ersten und letzten Pfostens auf die Koppelmatrixeinträge M_{S1} und M_{12} bei einer Rotation [70].

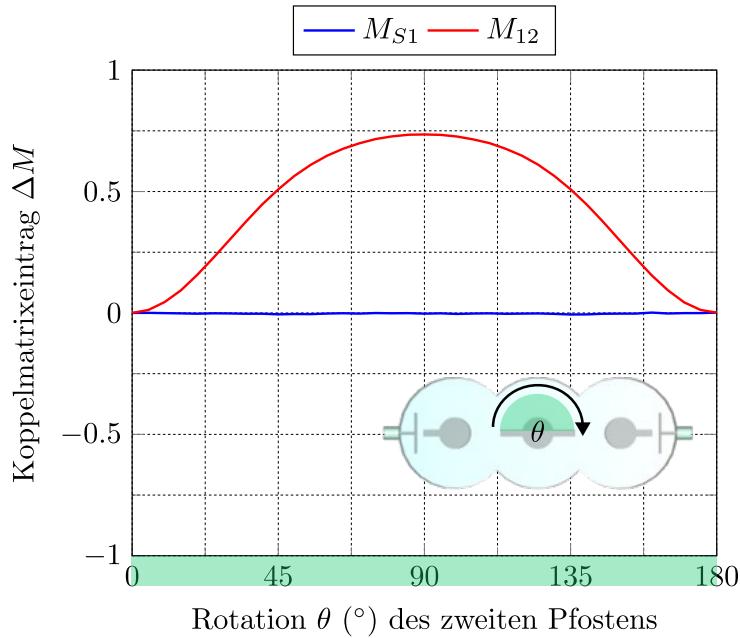


Abbildung 5.4: Einfluss des mittleren Pfostens auf die Koppelmatrixeinträge M_{S1} und M_{12} bei einer Rotation [70].

Felder der induktiven Kopplung durch die Iris koppeln [73]. Eine vorgegebene Bandbreite kann dementsprechend realisiert werden, indem zuerst ein passender Wert für Q_e eingestellt wird und anschließend der mittlere Resonatorpost gedreht wird, bis die benötigte Resonatorkoppelstärke vorliegt. In der dargestellten Analyse wurde die Höhe des Innenleiters nicht betrachtet. Aus diesem Grund wird die Analyse, um die Höhenbetrachtung

erweitert. Hierzu wird die Rotationsanalyse wiederholt, jedoch wird eine zusätzliche Höhenveränderung von 0.5 mm pro vollständiger Umdrehung angenommen. In jedem Simulationsschritt wird der entsprechende Innenleiter um 20° gedreht und die Streuparameter aufgenommen. Mithilfe der Koppelmatrixextraktion wird der Einfluss auf die Koppelmatrix entnommen. Die Ergebnisse der Simulationen sind in den Abb. 5.5a und Abb. 5.5b dargestellt. Die lineare Erhöhung des Pfostens führt ebenfalls zu einer linearen Erhöhung

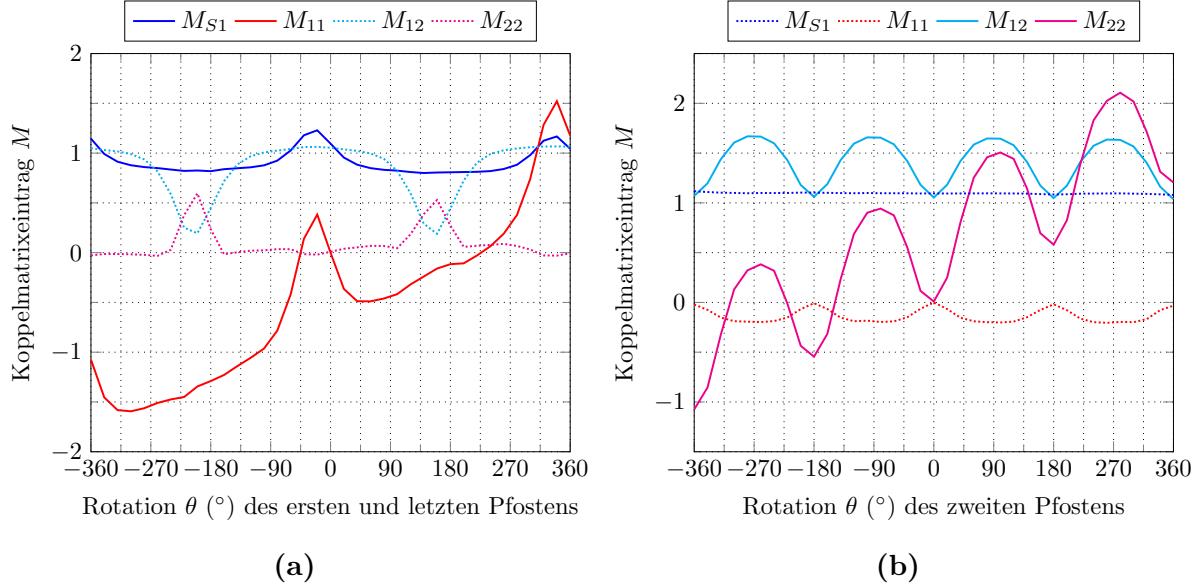


Abbildung 5.5: Simulierte Einfluss der Innenleiter auf die Koppelmatrixeinträge bei einer Steigung von 0.5 mm bei einer vollständigen Umdrehung. (a) Rotation des ersten und letzten Pfostens (b) Rotation des mittleren Pfostens.

der Resonanzfrequenz, welche jedoch durch Belastungseffekte der Kopplung überlagert wird. Somit zeichnet sich ein periodisches Muster ab, welche eine lineare Steigung aufweist. Eine Umdrehung um 360° führt zu einer Änderung von $\Delta M_{ii} \approx \pm 1$, wobei die Koppelfaktoren M_{S1} und M_{12} fast identisch bleiben. Der Einfluss auf die Resonanzfrequenz eines Resonators kann durch folgende Gleichung ermittelt werden:

$$f_{res} = f_0 \cdot \left(\sqrt{1 + \left(M_{ii} \cdot \frac{FBW}{2} \right)^2} - M_{ii} \cdot \frac{FBW}{2} \right). \quad (5.3)$$

Somit führt eine vollständige Drehung des Innenleiters zu einer Resonanzfrequenzverschiebung von ca. 30 MHz, wobei die resultierende Filtercharakteristik leicht verstimmt ist. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen Rotation und Höhe des Pfostens lassen sich somit nur einige diskrete Zustände mit einer angepassten Filtercharakteristik einstellen.

Nachdem der Abstimmeffekt validiert wurde, wird auf Grundlage der bisher genannten Dimensionen das Filter entworfen. Die Zentren der Resonatoren liegen 26.85 mm voneinander entfernt, sodass sich ein kleiner überlappender Bereich ergibt. Hierdurch bilden die zylindrischen Resonatorwände eine Iris. Abb. 5.6 stellt drei simulierte Abstimmzustände des

Filters dar. Die Abstimmzustände weisen eine Mittenfrequenz von 1.925 GHz, 2.025 GHz und 2.125 GHz auf. Hierbei beträgt die Bandbreite jeweils 62 MHz, 60 MHz und 57 MHz. Die Bandbreiten weisen leichte Unterschiede auf, da die Parameter der Abstimmzustände manuell ermittelt werden. Weiterhin wird eine Übertragungsnullstelle durch höhere Moden verursacht. Aufgrund der Distanz zum Durchlassbereich, wird die Flankensteilheit jedoch nicht erhöht. Weiterhin kann sie in der Position nicht unabhängig verändert werden.

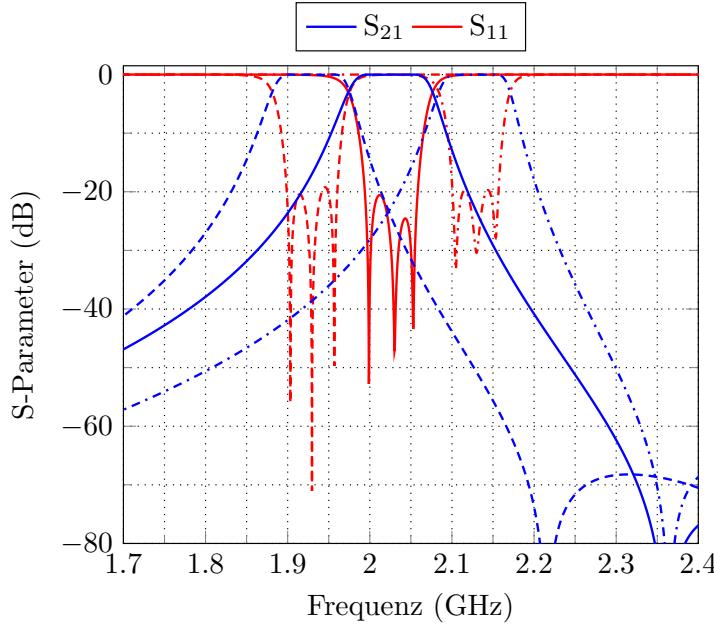


Abbildung 5.6: Simulationsergebnisse von drei verschiedenen Abstimmzuständen [70].

5.1.3 Fertigung und Messergebnisse

Zur Validierung der Simulationsergebnisse wird das Filter mit einer CNC-Fräse gefertigt. Hierfür werden die Resonatorkavitäten in einen Messingblock gefräst, während der Deckel planar ist. Die Pfosten werden ebenfalls aus Messing gefertigt und sind mit einem M10x0.5 Feingewinde versehen. Abb. 5.1 zeigt eine Nahaufnahme der beiden Pfosten. Durch das Gewinde ist eine Rotation sowie eine Variation in der Höhe möglich, wobei hierdurch Rotationswinkel und Höhe der Pfosten miteinander gekoppelt werden. Eine vollständige Rotation des Pfostens, bewirkt somit einen Anstieg der Höhe um 0.5 mm. Abb. 5.8 zeigt das gefertigte Filter mit offenem Deckel. Die Pfosten werden durch Gewindebohrungen in den Zentren der Resonatoren nach außen geführt, wo sie durch Muttern in der Position fixiert werden können. Abb. 5.9 stellt drei gemessene Abstimmzustände des Filters dar. Die Messergebnisse wurden bei einer Mittenfrequenz von 1.73 GHz, 1.93 GHz und 2.1 GHz aufgenommen. Die Einfügeverluste betragen jeweils 0.45 dB, 0.5 dB, 0.55 dB mit einer jeweiligen Bandbreite von 55 MHz, 60 MHz und 57 MHz. Die Mittenfrequenz lässt sich vom niedrigen Abstimmzustand um 21.39 % erhöhen, wobei die Bandbreite

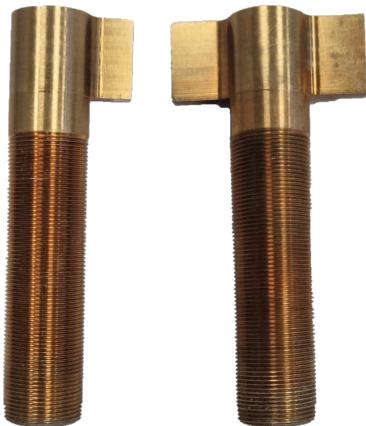


Abbildung 5.7: Nahaufnahme der gefertigten Innenleiter. Die Pfosten verfügen über ein metrisches M10x0.5 Feingewinde.

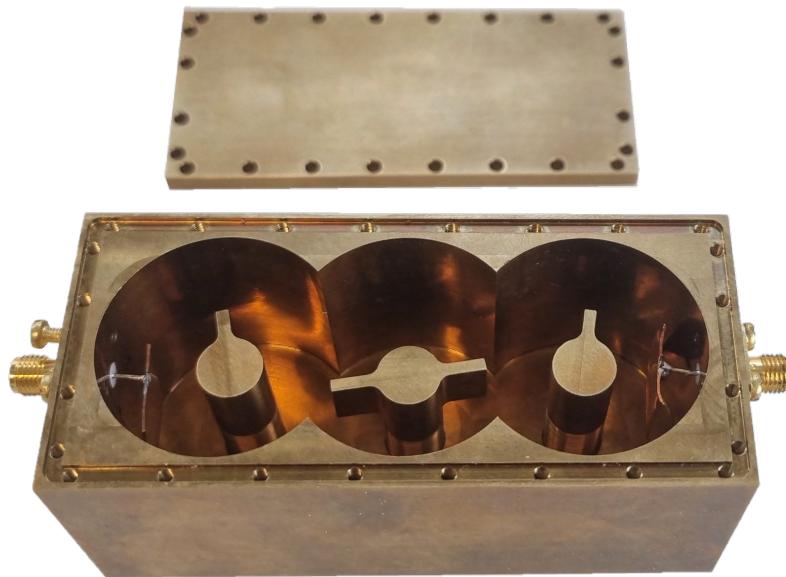


Abbildung 5.8: Gefertigtes Filter mit offenem Deckel. Die Innenleiterpfosten sind bereits eingesetzt, befinden sich jedoch nicht in einer abgestimmten Position [70].

konstant bei 57 ± 3 MHz bleibt. Nach (5.1) führt eine Erhöhung der Mittenfrequenz bei konstantem Koppelfaktor k die Bandbreite um den gleichen Faktor. Die Messergebnisse bei 1.93 GHz sowie 2.1 GHz stimmen somit mit den Simulationsergebnissen überein. Der Abstimmzustand bei 2 GHz konnte nicht erreicht werden, was wahrscheinlich auf die Wechselwirkung von Höhe und Rotationswinkel zurückzuführen ist. Durch diese Limitierung ist eine kontinuierliche Abstimmung nicht mehr möglich, sodass sich nur diskrete Abstimmzustände realisieren lassen. Die drei gemessenen Abstimmzustände weisen eine hohe Rückflussdämpfung bei einer konstanten Bandbreite auf, was die Wirkungsweise der Abstimmelemente validiert. Die Übertragungsnullstelle ist ebenfalls in den Messergebnissen sichtbar.

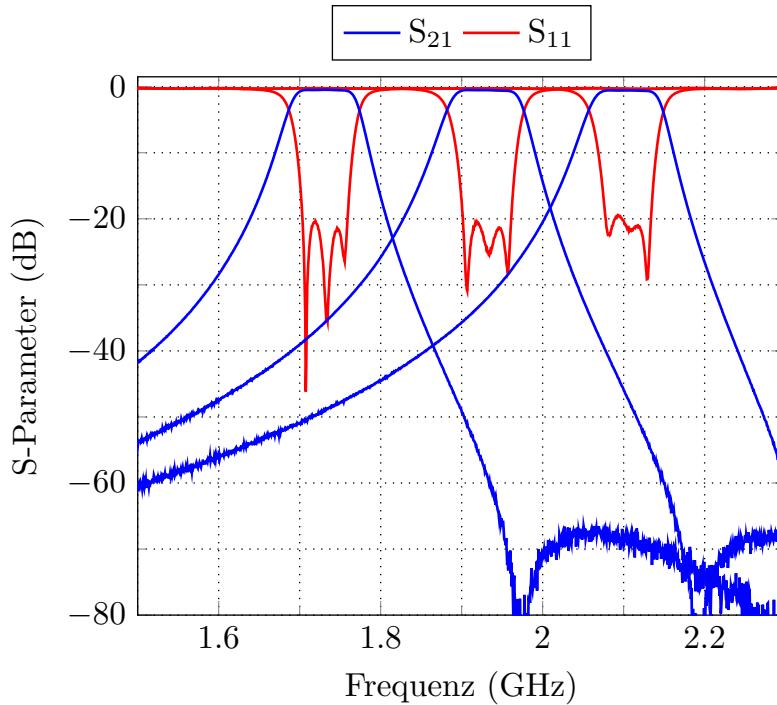


Abbildung 5.9: Gemessene Abstimmzustände des abstimmbaren Koaxialresonatorfilters [70].

5.2 Koaxialresonatorfilter mit variablen Innenleitern und Abstimmschrauben

In Mikrowellenfiltern wird die Koppelstärke zwischen zwei Resonatoren maßgeblich durch die Irisblende der beiden Resonatoren beeinflusst. Die Gesamtstärke k der Kopplung ergibt sich aus der Überlagerung der magnetischen und elektrischen Koppelstärke [7]. Diese wirken jedoch entgegen einander, sodass eine Reduktion des E-Felds in der Iris eine Erhöhung der gesamten Koppelstärke verursacht, wenn die Kopplung hauptsächlich induktiver Natur ist. Dieser Effekt wird beispielsweise durch Abstimmschrauben erzeugt, wenn diese in die Iris eingeführt werden. Anstatt die Dimensionen der Iris zu verändern, ist es auch möglich den ganzen Resonator relativ zur Iris zu verschieben. Hierdurch ändert sich die Stärke der elektrischen und magnetischen Felder, welche durch die Iris koppeln, und die Koppelstärke wird variiert. Dieses Vorgehen wird in [74] genutzt, indem TE₃₀₁-Resonatoren verschoben werden. Ein ähnlicher Effekt wird auch in diesem Unterkapitel ausgenutzt, indem ein variabler Innenleiter sowie eine Abstimmschraube in einen Koaxialresonator eingeführt werden. Die Ergebnisse dieses Unterkapitels wurden teilweise in [75] veröffentlicht.

5.2.1 Abstimmeffekt

In den Hohlraum eines Koaxialresonatorfilters wird typischerweise eine Abstimmschraube oberhalb des Innenleiters platziert, wodurch sich die Resonanzfrequenz verändern lässt. In diesem Filter sind sowohl die Abstimmschraube als auch der Innenleiter mit einem Feingewinde versehen, sodass beide in der Höhe verändert werden können. Abb. 5.10a zeigt ein Simulationsmodell zur Untersuchung der Resonatoreigenschaften bei Variation der Eindringtiefe des Innenleiters bzw. der Abstimmschraube. In Abb. 5.10b wird der Einfluss der Abstimmschraube auf die Resonanzfrequenz dargestellt, während Abb. 5.10c den Einfluss des Innenleiters auf die Resonanzfrequenz zeigt. Für die Untersuchung wur-

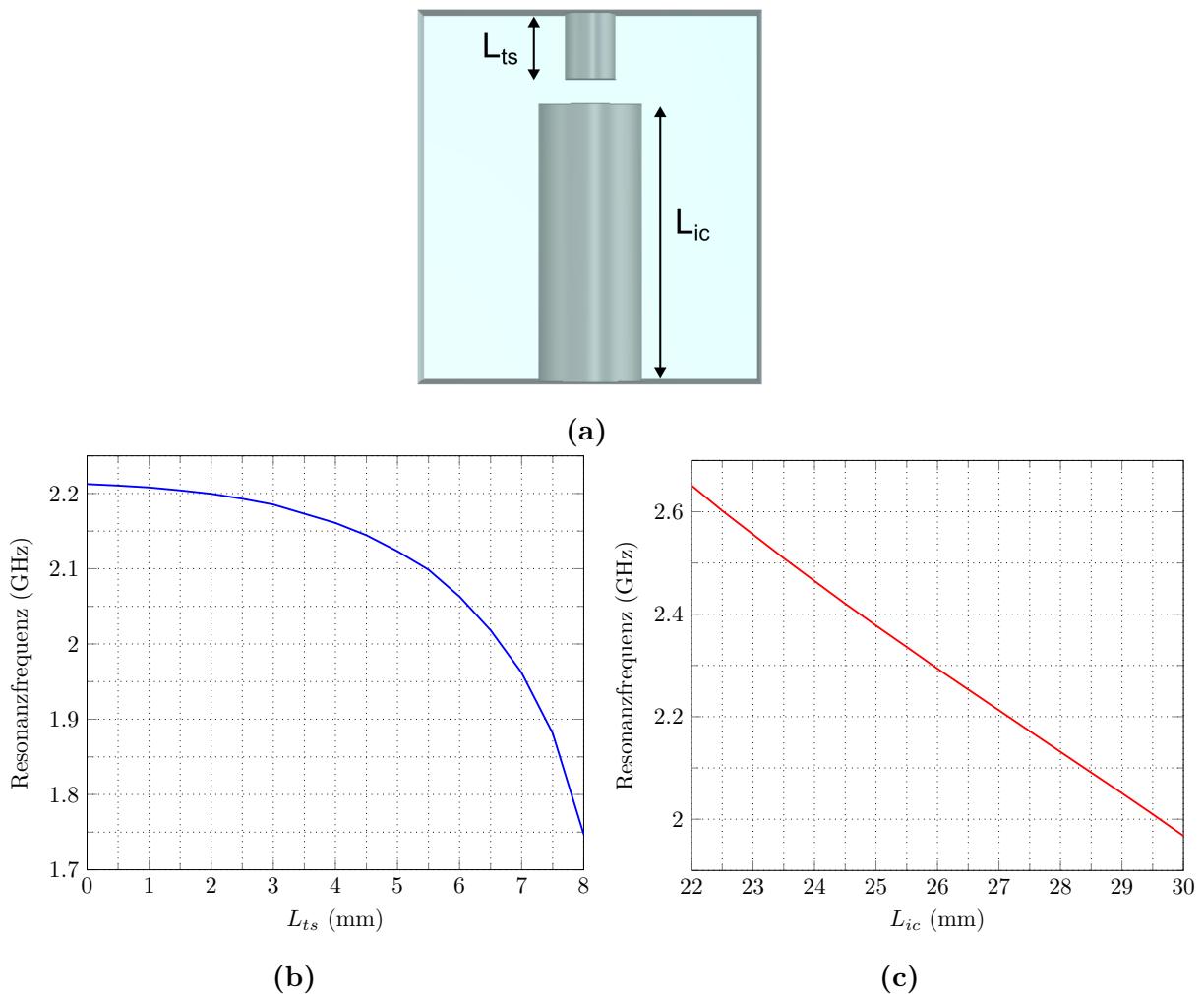


Abbildung 5.10: Einfluss der Eindringtiefe der Abstimmschraube L_{ts} und des Innenleiters L_{ic} auf die Resonanzfrequenz. (a) Simulationsmodell (b) L_{ts} variabel und $L_{ic} = 27$ mm (c) L_{ic} variabel und $L_{ts} = 0$ mm.

de eine quadratische Kavität mit einer Seitenlänge von 33 mm und Höhe von 35.9 mm gewählt. Der Innenleiter hat einen Durchmesser von 10 mm und die Abstimmschraube hat einen Durchmesser von 5 mm. Die Längen L_{ic} und L_{ts} wirken sich auf die Resonanzfrequenz aus, wodurch verschiedene L_{ts} - L_{ic} -Kombinationen möglich sind, welche

zu derselben Resonanzfrequenz führen. In Abb. 5.11 sind einige Konfigurationen aufgezeigt. Diese unterschiedlichen Konfigurationen besitzen zwar dieselbe Resonanzfrequenz

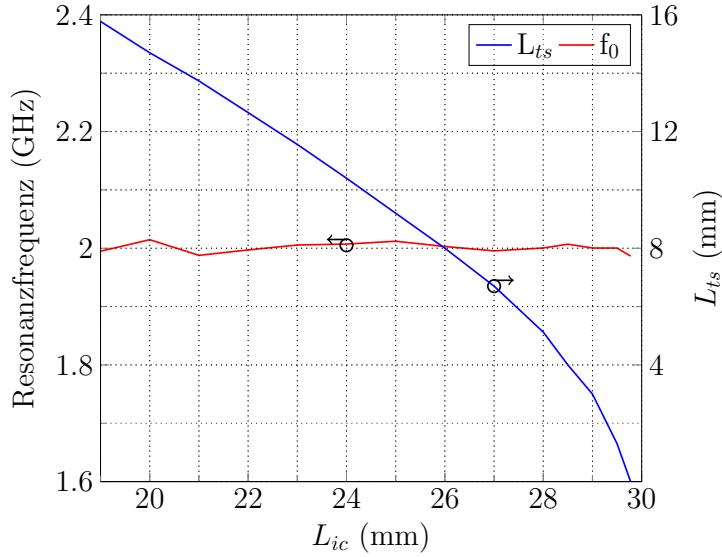


Abbildung 5.11: Unterschiedliche L_{ts} - L_{ic} -Kombinationen, welche eine Resonanzfrequenz von $f_0 \approx 2$ GHz erzeugen.

von 2 GHz, jedoch weisen sie andere Resonatorparameter, wie beispielsweise die Feldverteilung, auf. Weiterhin unterscheiden sich die Ersatzschaltbildparameter L und C , welche aus der Resonanzfrequenz ermittelt werden können [76]. Diese haben einen Einfluss auf den Suszeptanz-Steigungsparameter b_j [15]:

$$b_j = \frac{1}{\omega_0 L_j} = \omega_0 C_j. \quad (5.4)$$

Unterschiedliche Werte für b_j bewirken eine Änderung der externen Güte Q_e sowie der Koppelstärke zwischen zwei Resonatoren [15]:

$$Q_e = \frac{b_1}{(J_{01}^2/Y_0)}, \quad (5.5)$$

$$k_{ij} = \frac{J_{ij}}{\sqrt{b_i b_j}}. \quad (5.6)$$

Dieser Effekt kann simulativ ermittelt werden, indem der Koppelfaktor k aus den Eigenmoden berechnet wird. Hierzu werden zwei Koaxialresonatoren mit einem Abstand von 60 mm ohne eine Iris in einem kastenförmigen Gehäuse angeordnet und der Koppelfaktor k für unterschiedliche L_{ts} - L_{ic} -Konfigurationen berechnet. Abb. 5.12 stellt die Ergebnisse der Simulation dar. Es erfolgt ein Anstieg des Koppelfaktors bis dieser ab ca. 18 mm wieder sinkt. Ab diesem Wert tauschen die Abstimmschraube und der Innenleiter ihre Funktionen, sodass eine Unterscheidung anhand der Funktionsweise nicht mehr eindeutig ist. Dieser Effekt kann bereits zur Auslegung von abstimmbaren Koaxialreso-

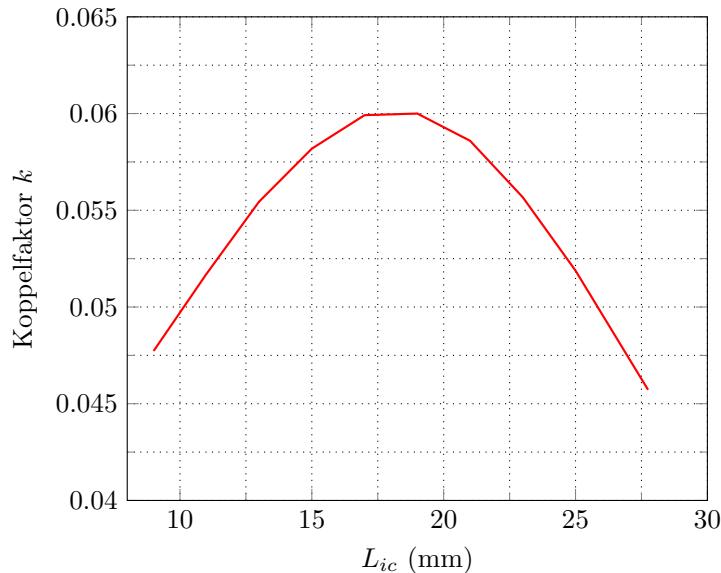


Abbildung 5.12: Koppelfaktor k für unterschiedliche L_{ts} - L_{ic} -Konfigurationen bei einer Resonanzfrequenz von $f_0 \approx 2.015$ GHz. L_{ts} wird genutzt, um die Resonanzfrequenz konstant zu halten. Die Resonatoren befinden sich in einem kastenförmigen Gehäuse ohne Iris.

natorfiltern genutzt werden. Jedoch lässt dieser Aufbau eine Bandbreitenvariation von maximal $\Delta BW = 20\%$ zu, was für ein abstimmbares Filter gering ist. Beim Funktionswechsel von Innenleiter und Abstimmsschraube ändert sich zudem die Feldverteilung im Resonator. Die magnetischen Felder befinden sich vorrangig am kurzgeschlossenen Ende des Innenleiters [26]. Wird nun eine Iris eingefügt, welche eine der beiden Schrauben verdeckt, kann die Feldstärke des koppelnden H-Feldes kontrolliert werden. Abb. 5.13a stellt die Feldverteilung in einem konventionellen combline-Koaxialresonator dar. Die Iris ver-

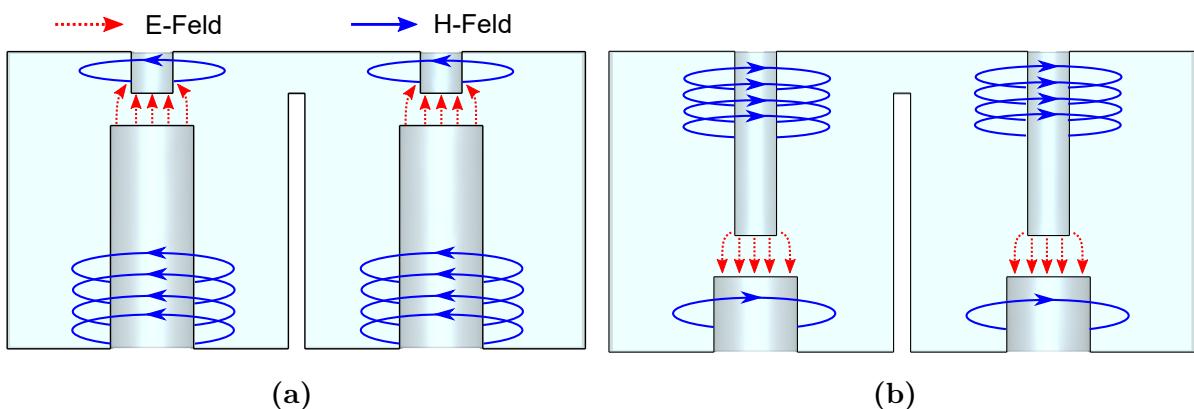


Abbildung 5.13: Seitenansicht der schematischen Darstellung der Feldverteilung in verschiedenen Konfigurationszuständen. (a) Minimale Koppelstärke (b) maximale Koppelstärke [75].

hindert eine Kopplung der H-Felder, sodass der resultierende Koppelfaktor sehr gering ist. Im Gegensatz dazu stellt Abb. 5.13b eine L_{ts} - L_{ic} -Konfiguration dar, bei der eine maxima-

le Koppelstärke erreicht wird, da das Feld durch die Öffnung der Iris koppeln kann. Der berechnete Koppelfaktor k ist in Abb. 5.14 dargestellt. In diesem Fall ist der maximale

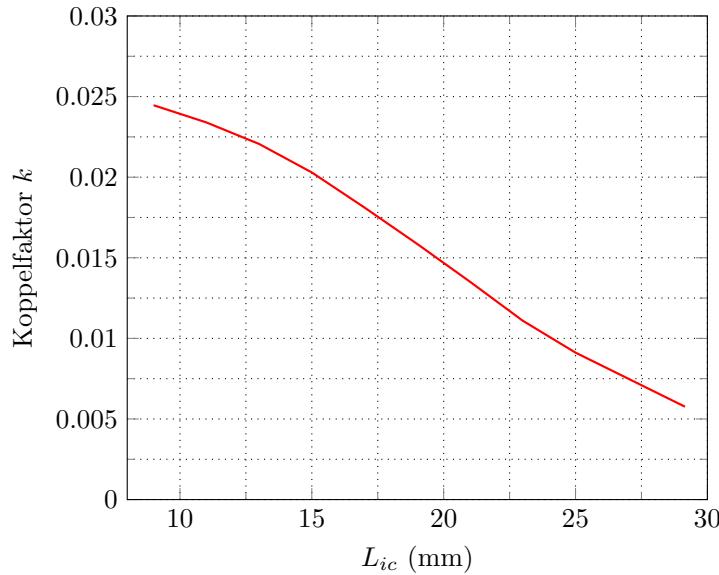


Abbildung 5.14: Koppelfaktor k für unterschiedliche L_{ts} - L_{ic} -Konfigurationen bei einer Resonanzfrequenz von $f_0 \approx 2.015$ GHz. Die Resonatoren werden durch eine Iris nach Abb. 5.13 getrennt. L_{ts} wird genutzt, um die Resonanzfrequenz konstant zu halten.

Koppelfaktor k im Vergleich zur vorherigen Struktur ohne Iris reduziert, jedoch lässt sich eine höhere relative Abstimmbarkeit von $\Delta BW \approx 400\%$ erreichen. Somit ist die Struktur in Abb. 5.13 sehr gut für ein abstimmbares Koaxialresonatorfilter geeignet.

5.2.2 Demonstrator zweiter Ordnung

Die Struktur aus Abb. 5.13 wird genutzt, um ein abstimmbares Filter zweiter Ordnung zu entwerfen. Das abstimmbare Filter benötigt neben einem variablen Koppelfaktor k zusätzlich eine abstimmbare Einkoppelstärke. Hierfür wird ein kleiner, hohler Zylinder auf den Boden der Kavität platziert und über einen Draht mit dem SMA-Stecker verbunden. Durch das Innere des Zylinders wird von unten ein in der Höhe variierbarer Zylinder mit einem Radius von 2 mm eingeführt. Eine Variation der Eindringtiefe des beweglichen Zylinders verursacht eine Änderung der Einkoppelstärke, sodass auf diese Weise eine abstimmbare Einkopplung realisiert wird [77]. Die Dimensionen des kleinen Zylinders ergeben sich bei der Abwesenheit des beweglichen Zylinders, da hierdurch die minimale Koppelstärke festgelegt wird. Abb. 5.15a stellt das Simulationsmodell zur Berechnung der variablen Einkopplung dar. Es wird ein vollständiger Resonator simuliert, welcher mit einer leeren Kavität gekoppelt ist. Durch dieses Vorgehen wird die Belastung eines weiteren Resonators inkludiert, wodurch die Berechnung von Q_e genauer wird. Abb. 5.15b stellt die realisierbare Einkoppelstärke dar. Bei einem Filter zweiter Ordnung ist nach (5.2) diese Einkopplung für eine Bandbreite zwischen 14 MHz bis 53 MHz geeig-

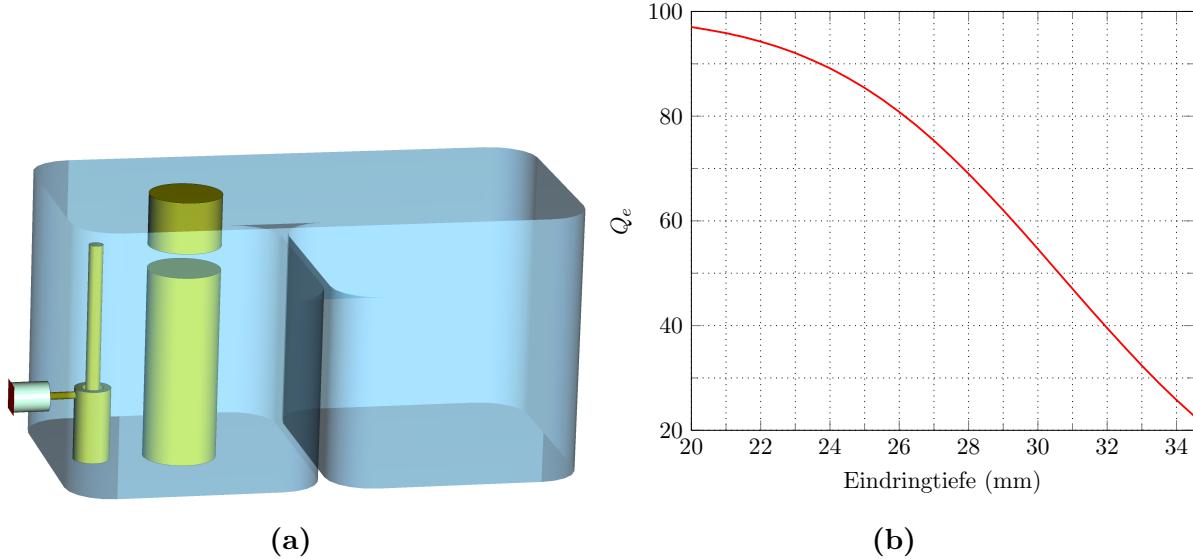


Abbildung 5.15: (a) Simulationsmodell der Realisierung einer variablen Einkoppelvorrichtung (b) Q_{ext} in Abhängigkeit der Eindringtiefe der Einkoppelschraube.

net. Abb. 5.16 zeigt die Simulationsergebnisse des Filters. Es werden drei exemplarische Abstimmzustände aufgezeigt, welche eine Mittenfrequenz von 1.915 GHz, 2.05 GHz und 2.16 GHz haben. Alle Zustände weisen eine Rückflussdämpfung von 20 dB auf. Anschlie-

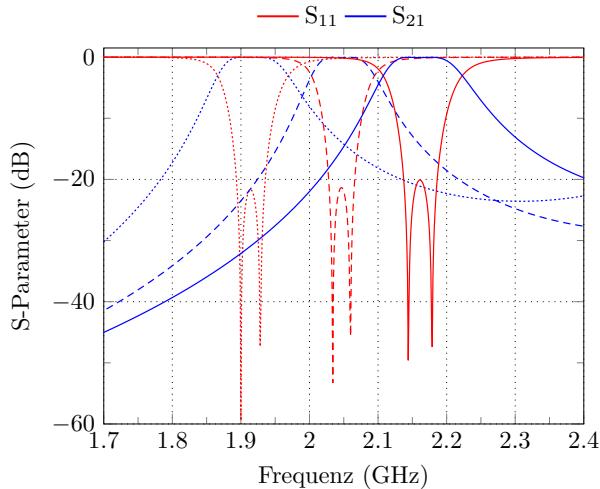


Abbildung 5.16: Simulierte Abstimmzustände des Filters zweiter Ordnung.

ßend wird ein Demonstrator aus Messing gefertigt, welcher in Abb. 5.17 dargestellt ist. Der bewegliche Zylinder wird durch eine M2-Schraube realisiert. Die beweglichen Pfosten im Resonator werden durch insgesamt vier versilberte M10-Schrauben gebildet. Die Schrauben werden auf der Außenseite durch entsprechende Muttern gesichert. Es wurden vier exemplarische Messergebnisse aufgezeichnet, die in Abb. 5.18a und Abb. 5.18b dargestellt sind. Die Mittenfrequenz des Filters lässt sich kontinuierlich von 2 GHz bis 2.4 GHz variieren. Ebenso ist die Bandbreite unabhängig von der Mittenfrequenz zwischen 20 MHz bis 40 MHz veränderbar. Alle Zustände erreichen eine Rückflussdämpfung



Abbildung 5.17: Aus Messing gefertigtes 2-Pol Filter.

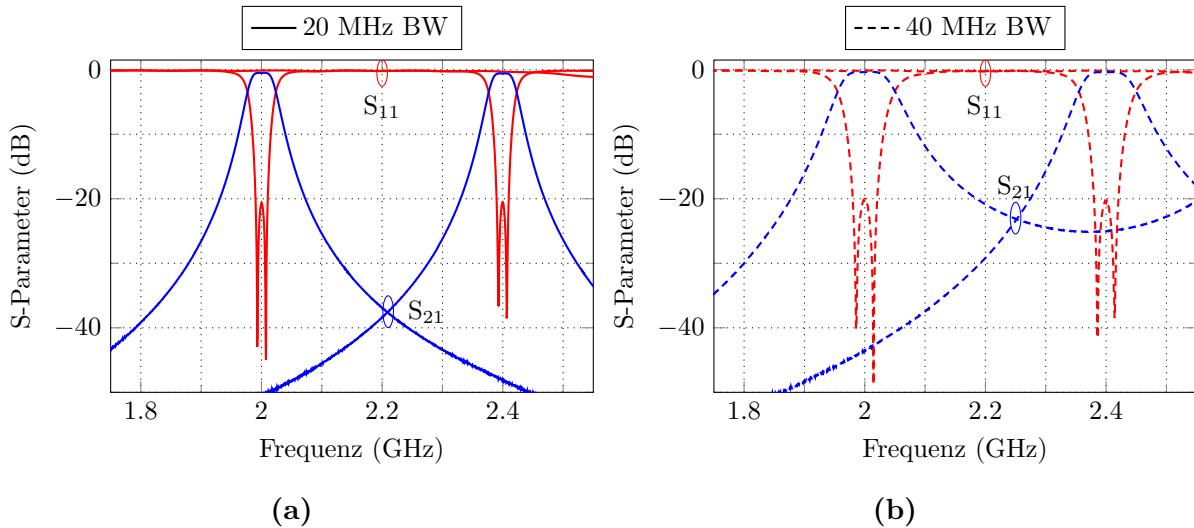


Abbildung 5.18: Messergebnisse des gefertigten 2-Pol Filters: (a) 20 MHz Bandbreite
(b) 40 MHz Bandbreite.

von mindestens 20 dB. Die Einfügeverluste liegen zwischen 0.36 dB bis 0.57 dB. Die Güte der 20 MHz-Abstimmzustände beträgt ca. 1150, während die Güte der 40 MHz-Zustände niedriger ist.

5.2.3 Filter dritter Ordnung

Der Demonstrator zweiter Ordnung hat die Funktionsweise der Abstimmelemente bestätigt, sodass im Folgenden ein Filter dritter Ordnung entworfen wird. Als Grundlage für den Entwurf dient wieder das Modell aus Abb. 5.13, nur dass in diesem Fall drei Resonatoren verwendet werden. Weiterhin wird das Modell um eine andere Art der Einkopplung erweitert, sodass kein zusätzliches Abstimmelement benötigt wird. Ein Zylinder wird wieder über einen Draht mit dem SMA-Stecker verbunden, sodass sich eine induktive Kopplung ergibt. Der Zylinder ist jedoch nicht hohl und führt somit auch keine Schraube. Die Einkopplung wird ausschließlich über die Eindringtiefe der beiden Pfosten des Resonators gesteuert, wodurch die Anzahl der Abstimmelemente um zwei reduziert wird. Somit wird der erste und dritte Resonator genutzt, um eine passende Ein- bzw. Auskoppelstärke zu

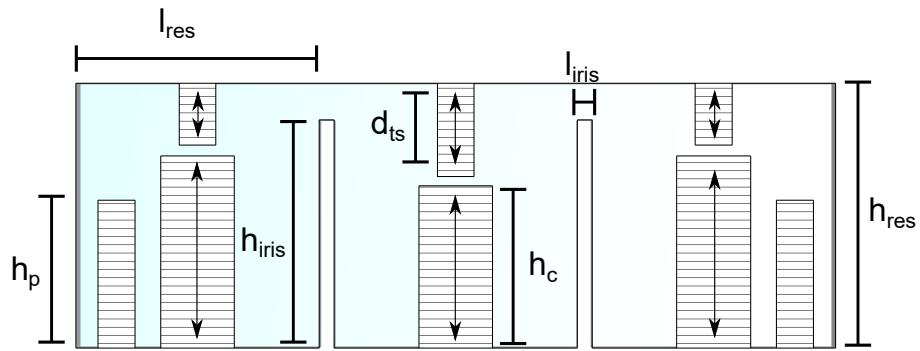


Abbildung 5.19: Querschnitt des Simulationsmodells. Das Filter hat folgende Dimensionen: $h_p = 20 \text{ mm}$, $l_{\text{iris}} = 2 \text{ mm}$, $h_{\text{iris}} = 30.9 \text{ mm}$, $l_{\text{res}} = 33 \text{ mm}$ und $h_{\text{res}} = 35.9 \text{ mm}$. Die Eindringtiefe der Pfosten h_c und d_{ts} sind variabel [75].

realisieren. Anschließend werden die Abstimmelemente des zweiten Resonators genutzt, sodass die Koppelstärke zwischen den Resonatoren den passenden Wert aufweist. Diese Umsetzung der Einkopplung ist jedoch nur Filtern mit einer ungeraden Ordnung vorbehalten, da immer das mittlere Element benötigt wird, um die Koppelstärke zu den benachbarten Resonatoren korrekt einzustellen. Abb. 5.19 zeigt den Querschnitt und die Dimensionen des Simulationsmodells. Der Einfluss der Abstimmelemente wurde untersucht, indem eine Koppelfaktorstudie an dem Filter durchgeführt wird. Hierfür werden die Pfosten h_{c1} und d_{ts1} des ersten und h_{c3} und d_{ts3} des dritten Resonators variiert und der Einfluss auf die Koppelmatrix ermittelt. Die Koppelmatrixextraktion basiert auf folgenden Spezifikationen: $f_0 = 2 \text{ GHz}$, $BW = 25 \text{ MHz}$, $RL = 20 \text{ dB}$ und $n = 3$. Die Pfosten werden in ihrer Position so angepasst, dass die Mittenfrequenz von $f_0 = 2 \text{ GHz}$ nur geringfügig schwankt. Die Auswirkung auf die Koppelfaktoren ist in Abb. 5.20a sichtbar.

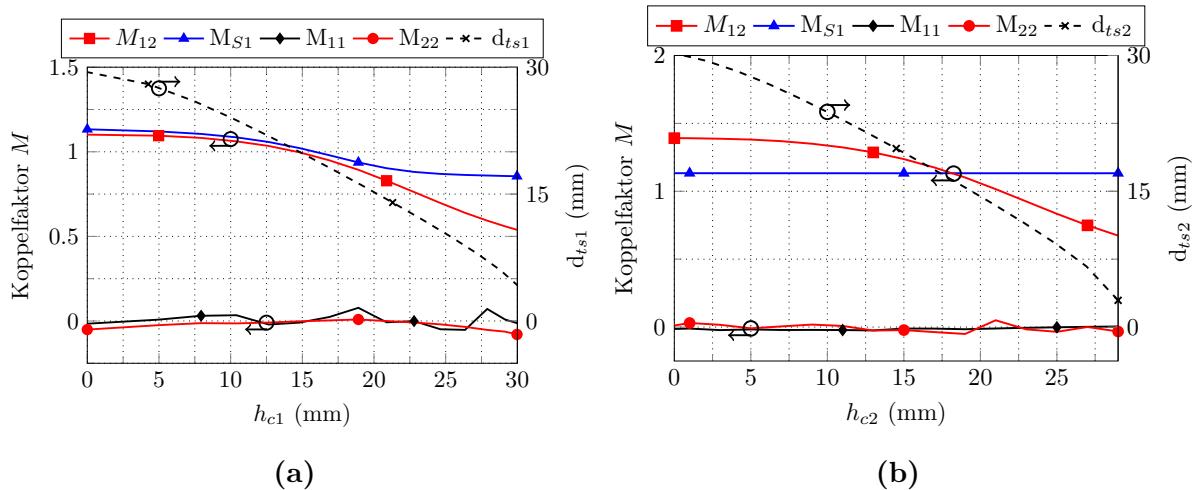


Abbildung 5.20: Einfluss der Abstimmelemente auf die Koppelmatrix. Die Eindringtiefe der Pfosten der Resonatoren werden verändert, sodass die Mittenfrequenz konstant bei 2 GHz bleibt: (a) erster und dritter Resonator (b) zweiter Resonator [75].



Abbildung 5.21: Gefertigtes und versilbertes Filter aus Aluminium [75].

Die Faktoren M_{11} sowie M_{22} sind beide fast 0, sodass die Mittenfrequenz von 2 GHz in allen Zuständen gehalten wird. Weiterhin lässt sich ein Einfluss auf M_{S1} und M_{12} feststellen. Somit können der erste und letzte Resonator zur Anpassung der Ein- bzw. Auskoppelstärke genutzt werden, jedoch kommt es zu einer zusätzlichen Verstimmung der Resonatorkopplung. Eine Reduktion der Einkoppelstärke bewirkt ebenfalls eine Reduktion der Resonatorkopplung, was ein gewünschter Effekt ist, da beide Faktoren für eine niedrige Rückflussdämpfung reduziert werden müssen. Abb. 5.20b stellt den Einfluss des zweiten Resonators auf die Koppelmatrix dar. Wieder wird die Mittenfrequenz bei 2 GHz gehalten und es ist kein Einfluss auf M_{S1} sichtbar. Nur der Faktor M_{12} lässt sich beeinflussen, sodass die gesamte Filterstruktur eine Anpassung von M_{S1} und M_{12} zulässt. Die Struktur wird aus Aluminium gefertigt und komplett versilbert, was auch die beweglichen Pfosten mit einschließt. Hierfür wird zuerst eine 5 µm dicke Nickelschicht, anschließend eine 10 µm bis 15 µm dicke Silberschicht und zum Schluss ein Anlaufschutz galvanisch aufgebracht [78]. Abb. 5.21 zeigt das versilberte Filter. Die zusätzliche Schichtdicke beeinflusst die Resonanzfrequenz nur geringfügig, was jedoch durch die hohe Abstimmbarkeit kompensiert werden kann. Zur Fertigung der festen Einkoppelpfosten ist es notwendig die Seiten der Filterstruktur als abnehmbare Einzelteile zu realisieren. Abb. 5.22 stellt die Messergebnisse für eine minimale realisierbare Bandbreite dar.

Es kann im Frequenzbereich von 1.9 GHz bis 2.9 GHz eine Bandbreite von ≈ 10 MHz für alle Abstimmzustände realisiert werden. Im Gegensatz hierzu stellt Abb. 5.23 die maximale Bandbreite über die Mittenfrequenz dar. Bei einer Mittenfrequenz von 1.9 GHz lässt sich eine maximale Bandbreite von ≈ 19 MHz realisieren, während bei 2.9 GHz eine maximale Bandbreite von 50 MHz möglich ist. Die Abstimmbarkeit des Filters ergibt sich aus:

$$\tau = (BW_{max} - BW_{min}) / BW_{max}. \quad (5.7)$$

Dies entspricht einer Abstimmbarkeit von $\tau_{min} |_{f_0=1.9\text{ GHz}} \approx 50\%$ bis $\tau_{max} |_{f_0=2.9\text{ GHz}} \approx 80\%$, abhängig von der Mittenfrequenz. Abb. 5.24 stellt die realisierbare Bandbreite in Abhän-

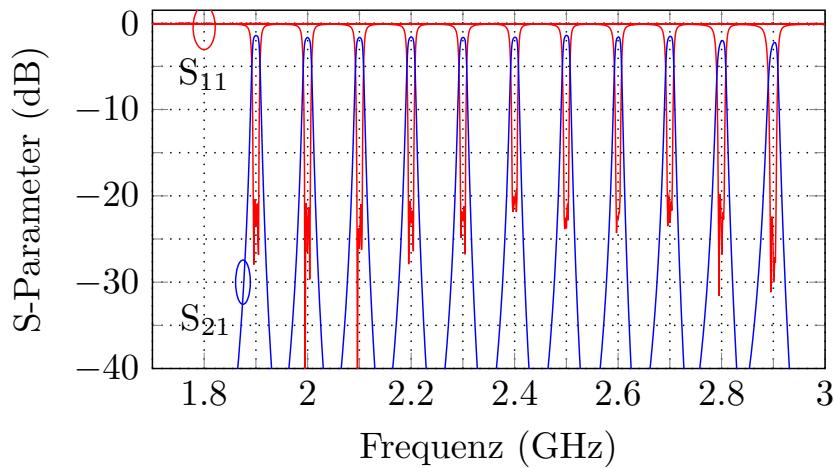


Abbildung 5.22: Messergebnisse der minimal realisierbaren Bandbreite [75].

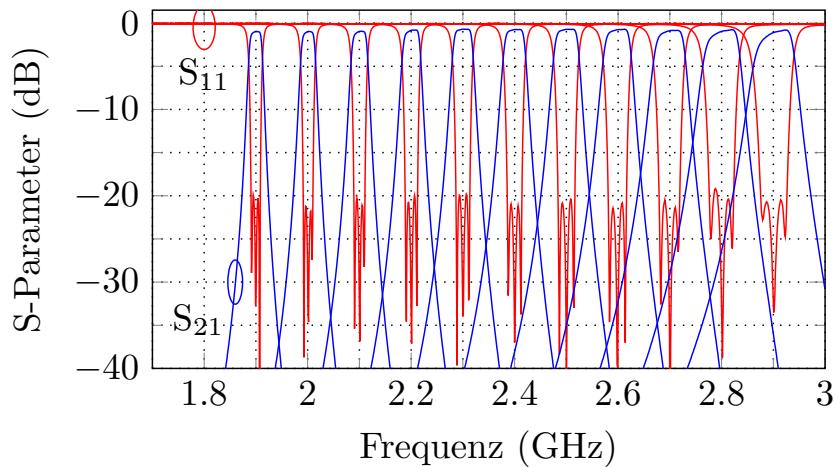


Abbildung 5.23: Messergebnisse der maximal realisierbaren Bandbreite [75].

gigkeit der Mittenfrequenz des Filters dar. Hierbei wird eine Rückflussdämpfung von 20 dB vorausgesetzt. Aufgrund der kontinuierlichen Abstimmbarkeit des Filters können die markierten Bandbreiten-Mittenfrequenz-Konfigurationen erreicht werden. Die Einfügeverluste betragen zwischen 1.5 dB bis 2.2 dB für die Konfigurationen der minimalen Bandbreite und liegen zwischen 0.7 dB bis 1 dB für Konfigurationen mit der maximalen Bandbreite. Ein Großteil der Verluste kann auf die Übergangswiderstände der Gewinde zurückgeführt werden.

5.3 Zusammenfassung

Ein vollständig abstimmbares Filter ohne Kreuzkopplung der Filterordnung n besitzt insgesamt n Resonatoren und $n + 1$ Kopplungen, welche adaptiert werden müssen. Somit besitzen viele vollständig abstimmbare Mikrowellenfilter ebenfalls $2n + 1$ Abstimmelemente. Jedes Abstimmelement trägt jedoch einen Teil zu den zusätzlichen Verlusten des Filters bei, sodass insbesondere die Einfügeverluste und somit die Performanz sinkt. Aus

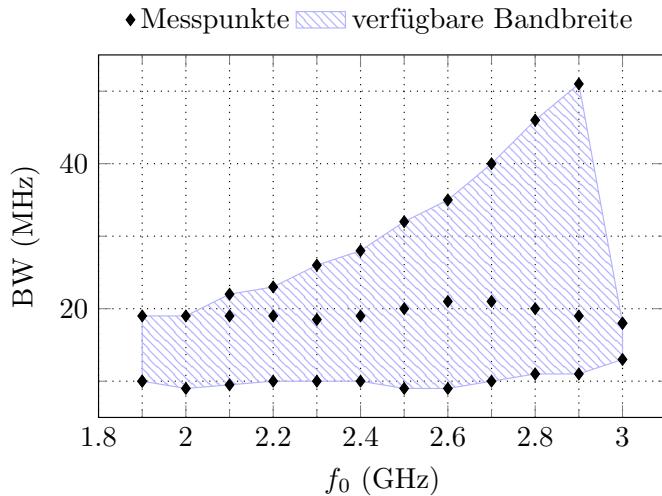


Abbildung 5.24: Flächendiagramm der realisierbaren Bandbreite in Bezug zu der Mittelfrequenz. Es werden nur Messwerte einbezogen, bei denen eine Rückflussdämpfung von 20 dB erreicht werden kann [75].

diesem Grund wurden in diesem Kapitel zwei verschiedene Koaxialresonatorfilter präsentiert, welche weniger als $2n + 1$ Abstimmelemente aufweisen. Dies wird ermöglicht, indem die Abstimmelemente mehrere Faktoren gleichzeitig verändern.

Das erste Filter nutzt in der Höhe variierbare Pfosten, welche als Innenleiter der Koaxialresonatoren dienen. Zusätzlich verfügen diese Pfosten über rechteckige Ausformungen. Durch Drehung der Pfosten wird die Koppelstärke der Resonatoren und der Ein- bzw. Auskopplung variiert, sodass ein Abstimmeffekt entsteht. Die Drehung der Pfosten wird durch ein Gewinde ermöglicht, sodass sich gleichzeitig die Eindringtiefe des Pfostens in den Resonator ändert. Mithilfe dieses Abstimmelementes kann das Filter unterschiedliche Mittenfrequenzen mit einer konstanten Bandbreite realisieren. Es wurden drei Abstimmzustände aufgezeichnet bei 1.73 GHz, 1.93 GHz und 2.1 GHz, welche geringe Einfügeverluste im Bereich von 0.45 dB bis 0.55 dB aufweisen. Die Bandbreite beträgt bei diesen Abstimmzuständen 57 ± 3 MHz bei einer Rückflussdämpfung von 20 dB.

Als Zweites wurde ein abstimmbares Filter vorgestellt, welches über in der Höhe variierbare Innenleiter sowie Abstimmsschrauben verfügt. Dieser Aufbau ermöglicht unterschiedliche Abstimmkonfigurationen, wodurch es zu einer Variation der Koppelstärke bei einer identischen Mittenfrequenz kommt. Durch Anpassung der Irisdimensionen zwischen den Resonatoren wird der Abstimmeffekt erhöht, sodass diese Struktur den Grundbaustein des Filters darstellt. Es wurde eine ausführliche Analyse durchgeführt, indem ein Demonstratorfilter zweiter Ordnung zur Verifizierung gefertigt wurde. Weiterhin wurden die Ergebnisse um eine Koppelfaktoranalyse erweitert, wodurch der Abstimmeffekt simulativ genauer charakterisiert wurde. Die Erkenntnisse der vorherigen Analysen wurden genutzt, um ein vollständig abstimmbares Filter dritter Ordnung zu entwerfen. Das Filter ermöglicht eine minimale Bandbreite von ≈ 10 MHz im Bereich von 1.9 GHz bis 2.9 GHz.

zu realisieren. Die maximale Bandbreite ist abhängig von der Mittenfrequenz und kann zwischen 19 MHz bis 50 MHz verändert werden. In der minimalen Bandbreitenkonfiguration beträgt der Gütefaktor 1500 (1.9 GHz), 1700 (2.3 GHz) bzw. 1100 (2.9 GHz). Wird mit der Filterstruktur die maximal mögliche Bandbreite realisiert, ergeben sich größere Schwankungen. Bei einer Mittenfrequenz von 1.9 GHz wird ein Gütefaktor von 1400 erreicht, während die anderen Konfiguration einen Wert von 1700 (2.3 GHz) bzw. 720 (2.9 GHz) erreichen.

Kapitel 6

Schlussbetrachtung

In dieser Dissertation wurden verschiedene abstimmbare Mikrowellenfilter präsentiert und deren Abstimmelemente sowie die Übertragungsverhalten analysiert. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der einzelnen Kapitel zusammengefasst. Zum Schluss wird ein Fazit gezogen und es wird ein Ausblick auf weitere zukünftige Forschungsgebiete gegeben.

6.1 Zusammenfassung

Im Kapitel 2 werden die essenziellen Grundlagen der Filtertheorie sowie grundlegende Eigenschaften von Flüssigkristall thematisiert. Zu Beginn wird das ideale Tiefpassfilter vorgestellt und anschließend folgen verschiedene Prototypen, welche für eine physikalische Umsetzung relevant sind. Insbesondere der Tschebyscheffprototyp sowie der verallgemeinerte Tschebyscheffprototyp sind ein elementarer Bestandteil dieser Arbeit, da sich diese durch eine hohe Flankensteilheit sowie einen großen Bereich mit hoher Rückflussdämpfung auszeichnen. Daraufhin werden die Prototypennetzwerke thematisiert und wie diese in den Bandpassbereich transformiert werden können. Weiterhin wird erläutert, wie die wichtigen Filterparameter der unbelasteten Güte, der externen Güte sowie der Koppelfaktor ermittelt werden können. Anschließend folgt die Herleitung der Koppelmatrix, welche einen elementaren Baustein in der Filtersynthese darstellt. Zusammen mit der Koppelmatrixextraktion kann durch Abgleich der extrahierten mit der idealen Koppelmatrix die verstimmte Übertragungscharakteristik gezielt optimiert werden. In einem Anwendungsbeispiel werden die zuvor thematisierten Grundlagen angewandt und ein Filter vierter Ordnung entworfen. Nachfolgend werden zwei Abstimmelemente diskutiert und wie diese genutzt werden können, um die Bandbreite und die Resonanzfrequenz eines Filters zu variieren. Zum Schluss werden die Eigenschaften von Flüssigkristallen thematisiert und wie diese genutzt werden können, um abstimmbare Filter zu entwerfen.

In Kapitel 3 werden Flüssigkristalle genutzt, um abstimmbare Filter in Hohlleiter- und Groove-Gap-Technologie zu entwerfen. Für das erste Filter wird Flüssigkristall in Rexolitekavitäten gefüllt, welche in die Hohlraumresonatoren der Struktur eingesetzt werden.

Durch ein dreilagiges Elektrodensystem werden unterschiedliche E-Feld-Konfigurationen im Inneren der Resonatoren erzeugt, wodurch es zu einer Änderung der Orientierung der Flüssigkristallmoleküle kommt. Hierdurch wird die Resonanzfrequenz beeinflusst, was Auswirkungen auf die Mittenfrequenz und Bandbreite des Filters hat. Das Filter zweiter Ordnung ist das erste vollständige rekonfigurierbare Hohlleiterfilter auf Basis von Flüssigkristall, welches in der Literatur veröffentlicht wurde. Die Mittenfrequenz des Filters liegt bei 30 GHz und weist eine Bandbreite von 300 MHz auf. Die Mittenfrequenzabstimmbarkeit des Filters liegt bei 3 % während die Bandbreite um 24 % verändert werden kann. Anschließend wird ein weiteres Filter präsentiert, welches einige Verlustmechanismen des vorherigen Filtermodells optimiert. Es handelt sich ebenfalls um ein Filter zweiter Ordnung mit einer Mittenfrequenz von 30 GHz. Der mehrteilige Aufbau des ersten Filters wurde als Verlustquelle identifiziert, sodass die Groove-Gap-Technologie für das zweite Filter gewählt wurde. Bei der Groove-Gap-Technologie bestehen die Wände des Signalkanals aus einer periodischen Anordnung von Pfosten, welche einen Spalt zu dem Deckel aufweisen. Dieser Spalt ermöglicht eine effiziente Implementierung der Elektroden, wodurch die Einfügeverluste reduziert werden konnten. Zusätzlich wurde eine neuartige hybride Ansteuerelektronik entwickelt, die ein variables elektrisches Feld mit einem konstanten magnetischen Feld kombiniert. Weiterhin wurde die Menge an Flüssigkristallen in jedem Resonator reduziert, sodass sich dies ebenfalls positiv auf die Güte auswirkt. Insgesamt konnten durch diese Maßnahme die Einfügeverluste von 4.2 dB auf 1.95 dB reduziert werden. Die Mittenfrequenz lässt sich in diesem Entwurf um 3.4 % abstimmen und die Bandbreite nur noch um 6.5 %. Zum Schluss wird ein Filter dritter Ordnung mit einer Übertragungsnullstelle vorgestellt. Die Nullstelle wird durch destruktive Überlagerung von zwei unterschiedlichen Moden erzeugt. Das Filter nutzt ebenfalls die Groove-Gap-Technologie mit der hybriden Elektrodenimplementierung. Die Mittenfrequenz des Filters lässt sich von 29.65 GHz bis 30.6 GHz variieren. Das Filter weist niedrige Einfügeverluste und eine hohe Rückflussdämpfung von 20 dB auf. Die Groove-Gap-Filter weisen einen unbelasteten Gütefaktor von bis zu 300 auf, was den bisher höchsten Wert in der Literatur darstellt. Dies ist insbesondere auf das neuartige hybride Elektrodensystem zurückzuführen, welches ebenfalls in der Literatur in dieser Weise noch nicht veröffentlicht wurde.

In Kapitel 4 werden drei Hohlleiterfilter vorgestellt. Ähnlich wie die LC-Filter nutzen die Hohlleiterfilter ebenfalls Koppelresonatoren, um eine abstimmbare Bandbreite zu realisieren. Das erste Filter wurde für eine Mittenfrequenz von 80 GHz entworfen und besteht aus drei Haupt- und vier Koppelresonatoren. Alle Resonatoren werden in der TE₁₀₁-Mode betrieben und werden durch Kurzschlusschieber in der Resonanzfrequenz beeinflusst. Die Kurzschlusschieber werden über sieben piezoelektrische Motoren gesteuert, wodurch eine sehr genaue Positionierung ermöglicht wird. Die Mittenfrequenz des Filters ist von 78 GHz bis 82 GHz anpassbar, während die Bandbreite von 300 MHz bis 600 MHz verändert werden kann. Fast alle Abstimmzustände weisen eine unbelastete Güte von über 1000

auf. Als Zweites wird ein Hohlleiterfilter mit Koppelresonatoren in Triplet-Konfiguration vorgestellt. Durch einen Koppelresonator im Pfad der Kreuzkopplung weist die Übertragungsnullstelle eine hohe Flexibilität auf, da das Vorzeichen der Kreuzkopplung verändert werden kann. Die Mittenfrequenz des Filters ist von 8.3 GHz bis 10 GHz variierbar, während die Bandbreite kontinuierlich von 30 MHz bis 100 MHz angepasst werden kann. Alle Abstimmzustände weisen eine hohe Rückflussdämpfung von 20 dB und niedrige Einfügeverluste auf. Der unbelastete Gütefaktor ist abhängig von dem Abstimmzustand und liegt im Bereich von 1300 bis 1600. Zum Schluss wird ein Hohlleiterfilter mit einem Extracted-Pole-Segment präsentiert. Dieses Filter dritter Ordnung hat eine Übertragungsnullstelle knapp oberhalb des Passbands, wodurch eine hohe Flankensteilheit erzeugt wird. Der nichtresonante Knoten verfügt über kein Abstimmelement, weswegen insgesamt nur sieben Abstimmsschrauben benötigt werden. Der Eingangs- und Ausgangskanal befinden sich entlang einer Achse, sodass die vorteilhafte Inline-Konfiguration vorliegt. Die Mittenfrequenz des Filters kann von 13.8 GHz bis 14.8 GHz variiert werden bei einer Bandbreitenabstimmbarkeit von 100 MHz bis 200 MHz.

Das Kapitel 5 beschäftigt sich mit Koaxialresonatorfiltern. Es werden zwei Filter vorgestellt, welche beide über einen beweglichen Innenleiter verfügen. Das erste Filter verfügt über Γ - und T-förmige Innenleiter, welche mithilfe eines Gewindes rotiert werden können. Hierdurch können unterschiedliche Koppelstärken umgesetzt werden. Weiterhin lassen sich die Innenleiter in der Eindringtiefe in den Resonator verändern, wodurch es zu einer Verstimmung der Resonanzfrequenz kommt. Das Filter kann durch diesen Abstimmmechanismus verschiedene Übertragungszustände mit einer konstanten Bandbreite annehmen. Die Abstimmzustände haben eine Mittenfrequenz von 1.73 GHz, 1.93 GHz und 2.1 GHz bei einer Bandbreite von 57 ± 3 MHz. Daraufhin wird ein Filter vorgestellt, welches einen zylindrischen Innenleiter sowie eine darüberliegende Abstimmsschraube aufweist. Beide Pfosten sind in der Eindringtiefe in den Resonator variierbar. Verschiedene Konfigurationen der beiden Pfosten ermöglichen die gleiche Resonanzfrequenz bei unterschiedlichen Resonatoreigenschaften. Die Iris zwischen den Resonatoren erstreckt sich vom Boden des Filters bis knapp unter den Deckel, wodurch ein besserer Abstimmefekt realisiert wird. Die Mittenfrequenz des Filters kann von 1.8 GHz bis 2.9 GHz verändert werden bei einer Bandbreitenabstimmbarkeit von 10 MHz bis 20 MHz. Einige Abstimmzustände lassen auch deutlich höhere Bandbreiten bis zu 60 MHz zu.

6.2 Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Dissertation wurden unterschiedliche Konzepte und Strategien zur Entwicklung von abstimmbaren Mikrowellenfiltern präsentiert. Diese sind in der Lage, die Übertragungseigenschaften durch äußere Einflüsse wie z.B. Abstimmsschrauben oder elektromagnetische Felder zu verändern, wodurch komplett Filterbänke ersetzt werden können. Die Reduktion von Volumen und Masse ist insbesondere für die Luft- und Raumfahrt interessant und wird für die Optimierung zukünftiger Technologien benötigt. Die finanziellen Einsparungen durch Verwendung eines abstimmbaren Filters sind nicht zu vernachlässigen, sodass der Bereich der vollständig rekonfigurierbaren Mikrowellenfiltern zukünftig ein wichtiger Forschungsbereich bleiben wird. In dieser Dissertation wurde sich auf die Entwicklung von Konzepten beschränkt, weswegen die Einfügeverluste der Filter weiter reduziert werden könnte. Beispielsweise durch eine zusätzliche Versilberung der Oberfläche kann eine höhere Leitfähigkeit erreicht werden, wodurch die Verluste reduziert werden. Weiterhin können kommerziell verfügbare Abstimmsschrauben anstatt versilberte Maschinenschrauben verwendet werden. Die kommerziellen Schrauben verfügen über einen besseren elektrischen Kontakt zum Gehäuse, was ebenfalls die Verluste reduziert. Ein weiterer Optimierungsaspekt betrifft die Flüssigkristallfilter: Durch weitere Forschung kann der Verlustwinkel $\tan \delta$ des Materials reduziert werden, was sich insgesamt positiv auf die Performanz des Filters auswirkt. In dieser Dissertation wurde sich ausschließlich auf abstimmbare Bandpassfilter beschränkt und weitere Filtertypen wie beispielsweise Bandstopfilter wurden nicht betrachtet. Abstimmbare Bandstopfilter sind bereits Forschungsgegenstand, jedoch wurden bisher größtenteils planare abstimmbare Filter betrachtet [79, 80], weswegen das Gebiet der abstimmbaren Bandstopfilter in Hohlleitertechnologie noch viel Forschungspotential bietet. In Bandstopfiltern befinden sich die Resonatoren entlang des Transmissionskanals, wodurch die Verlustmechanismen der Abstimmelemente sich nicht stark negativ auf die Performanz auswirken. Ein aktueller Forschungsauftrag der DFG (Projektnummer: 504169447) befasst sich mit der Entwicklung von abstimmbaren Bandstopfiltern, bei denen die Übertragungseigenschaften mithilfe von Flüssigkristall beeinflusst werden können. Ebenso wurden bisher wenige abstimmbare Multi-Band-Filter oder Diplexer vorgestellt [81, 82, 83]. Diese Klasse von Filtern besitzen jedoch eine hohe Komplexität, wodurch die Implementierung von Abstimmelementen zu unerwünschten Wechselwirkungen führen kann. Somit ist eine erfolgreiche Entwicklung nicht garantiert. Weiterhin erlauben neue Fertigungstechniken die Verbesserung von verschiedenen Aspekten der abstimmbaren Filter. Beispielsweise ermöglicht der 3D-Druck von metallischen Materialien eine Fertigung von neuartigen Strukturen, die mit klassischen Fertigungsmethoden nicht realisierbar wären. Hierdurch können beispielsweise monolithische Filtergehäuse gedruckt werden, was zu einer Reduktion der Einfügeverluste führen kann. Weiterhin können so einzigartige Abstimmelemente entwickelt werden. Die Hauptbetrachtung dieser Dissertation liegt größtenteils auf vollständig abstimmbare

Mikrowellenfilter, d.h. Filter, die über eine variable Mittenfrequenz und Bandbreite verfügen. Hierfür wird eine hohe Anzahl von Abstimmelementen benötigt, welche typischerweise eine hohe Verlustquelle darstellen. Aus diesem Grund stellen Filter, welche über eine reduzierte Anzahl von Abstimmelementen verfügen, ein weiteres potenzielles Forschungsgebiet dar. Diese Art der Filter sind besonders zur Realisierung einer konstanten Bandbreite mit variabler Mittenfrequenz geeignet, da hierfür nur Abstimmelemente für die Resonatoren benötigt werden und die Kopplung wird über speziell geformte Irisblenden konstant gehalten. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass das Forschungsgebiet der abstimmbaren Mikrowellenfilter noch viel Optimierungspotenzial bietet und dieses für zukünftige Anwendungen mit Sicherheit noch weiter erforscht wird.

Literaturverzeichnis

Vollständiges Literaturverzeichnis

- [1] IOT Analytics. *State of IoT 2023: Number of connected IoT devices growing 16% to 16.7 billion globally.* 2023. URL: <https://iot-analytics.com/number-connected-iot-devices/> (besucht am 20.03.2024) (siehe S. 1).
- [2] statista. *Volumen der jährlich generierten/replizierten digitalen Datenmenge weltweit von 2010 bis 2022 und Prognose bis 2027.* 2024. URL: <https://de.statista.com/statistik/daten/studie/267974/umfrage/prognose-zum-weltweit-generierten-datenvolumen/> (besucht am 20.03.2024) (siehe S. 1).
- [3] Bundesnetzagentur. *Rekonfigurierbare Funksysteme.* 2016. URL: https://www.bundesnetzagentur.de/DE/Fachthemen/Telekommunikation/Technik/Standardisierung_alt/Funkanwendungen/RekonfigurierbareFunksysteme/rekonfigurierbarefunksysteme-node.html (besucht am 20.03.2024) (siehe S. 1).
- [4] Deutsche Raumfahrtagentur. *Countdown 11.* 2009. URL: https://www.dlr.de/rd/Portaldata/28/Resources/dokumente/Publikationen/Countdown/Countdown11_hires.pdf (besucht am 20.03.2024) (siehe S. 3).
- [5] R. Stevenson. „Enabling A Hyper-Connected World: Advanced Antenna Design Using Liquid Crystals And LCD Manufacturing“. In: *Proceedings of the International Display Workshops* (2020). URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:238129959> (siehe S. 3).
- [6] R. Reese. „Phasen- und apertursteuerte Antennen für Millimeterwellen mit integrierten Flüssigkristallsegmenten: Von metallischen zu volldielektrischen Strukturen“. Diss. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2020. DOI: <https://doi.org/10.25534/tuprints-00011597>. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/11597/> (siehe S. 3).
- [7] R. J. Cameron, C. M. Kudsia und R. R. Mansour. *Microwave Filters for Communication Systems.* John Wiley & Sons, Inc., März 2018. DOI: [10.1002/9781119292371](https://doi.org/10.1002/9781119292371) (siehe S. 5, 6, 12, 15–17, 20, 21, 25, 28, 29, 32, 41, 42, 45, 103, 118).

- [8] G. C. Temes, Hrsg. *Modern filter theory and design*. A Wiley-Interscience publication. New York [u.a.]: Wiley, 1973. 566 S. ISBN: 0471851302 (siehe S. 6).
- [9] R. W. Daniels. *Approximation methods for electronic filter design. With applications to passive, active, and digital networks*. New York [u.a.]: McGraw-Hill, 1974. 388 S. ISBN: 0070153086 (siehe S. 9).
- [10] J.-S. Hong und M. J. Lancaster. *Microstrip Filters for RF/Microwave Applications*. John Wiley & Sons, Inc., Juni 2001. DOI: 10.1002/0471221619 (siehe S. 9, 13, 18, 20, 21, 24, 40, 103).
- [11] I. C. Hunter. *Theory and design of microwave filters*. Repr. IET electromagnetic waves series 48. London: Institution of Engineering und Technology, 2006. 353 S. ISBN: 9780852967775 (siehe S. 9, 10, 103).
- [12] R. Cameron. „General coupling matrix synthesis methods for Chebyshev filtering functions“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 47.4 (1999), S. 433–442. DOI: 10.1109/22.754877 (siehe S. 10, 24, 26–29).
- [13] L. Weinberg. „Explicit Formulas for Tschebyscheff and Butterworth Ladder Networks“. In: *Journal of Applied Physics* 28.10 (Okt. 1957), S. 1155–1160. DOI: 10.1063/1.1722597 (siehe S. 13).
- [14] D. M. Pozar. *Microwave engineering*. Fourth edition. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, Inc., 2012. 1732 S. ISBN: 9781118213636 (siehe S. 15, 37, 45).
- [15] G. L. Matthaei, L. Young und E. M. T. Jones. *Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures*. Reprint of the ed. publ. by MacGraw-Hill 1964. The Artech House microwave library. Norwood, Mass.: Artech House, 1985. 1096 S. ISBN: 9780890060995 (siehe S. 17, 95, 120).
- [16] G. Macchiarella. „Extraction of Unloaded Q and Coupling Matrix From Measurements on Filters With Large Losses“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 20.6 (2010), S. 307–309. DOI: 10.1109/LMWC.2010.2047455 (siehe S. 17, 33, 35).
- [17] S. B. Cohn. „Dissipation Loss in Multiple-Coupled-Resonator Filters“. In: *Proceedings of the IRE* 47.8 (1959), S. 1342–1348. DOI: 10.1109/JRPROC.1959.287201 (siehe S. 17).
- [18] J.-F. Liang, K. Zaki und A. Atia. „Mixed modes dielectric resonator filters“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 42.12 (1994), S. 2449–2454. DOI: 10.1109/22.339780 (siehe S. 23).
- [19] A. Harish und J. Raj. „A direct method to compute the coupling between non-identical microwave cavities“. In: *2004 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (IEEE Cat. No.04CH37535)*. Bd. 2. 2004, 1089–1092 Vol.2. DOI: 10.1109/MWSYM.2004.1339174 (siehe S. 23).

- [20] A. Atia und A. Williams. „New types of waveguide bandpass filters for satellite transponders“. In: *Comsat Tech. Review* 1.1 (1971), S. 20–43 (siehe S. 25).
- [21] A. Atia und A. Williams. „Narrow-Bandpass Waveguide Filters“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 20.4 (1972), S. 258–265. DOI: 10.1109/TMTT.1972.1127732 (siehe S. 25).
- [22] R. J. Cameron. „Advanced Filter Synthesis“. In: *IEEE Microwave Magazine* 12.6 (2011), S. 42–61. DOI: 10.1109/MMM.2011.942007 (siehe S. 26).
- [23] A. Lamperez, T. Sarkar und M. Palma. „Generation of accurate rational models of lossy systems using the Cauchy method“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 14.10 (2004), S. 490–492. DOI: 10.1109/LMWC.2004.834576 (siehe S. 33).
- [24] A. Garcia-Lamperez, S. Llorente-Romano, M. Salazar-Palma und T. Sarkar. „Efficient electromagnetic optimization of microwave filters and multiplexers using rational models“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 52.2 (2004), S. 508–521. DOI: 10.1109/TMTT.2003.822021 (siehe S. 33–35).
- [25] A. Edelman und H. Murakami. „Polynomial roots from companion matrix eigenvalues“. In: *Mathematics of Computation* 64.210 (1995), S. 763–776 (siehe S. 35).
- [26] J. Thomas. „Cross-coupling in coaxial cavity filters - a tutorial overview“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 51.4 (2003), S. 1368–1376. DOI: 10.1109/TMTT.2003.809180 (siehe S. 45, 96–98, 121).
- [27] C. Arnold, J. Parlebas und T. Zwick. „Reconfigurable Waveguide Filter with Variable Bandwidth and Center Frequency“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 62.8 (2014), S. 1663–1670. DOI: 10.1109/TMTT.2014.2332298 (siehe S. 45, 99).
- [28] C. Arnod, J. Parlebas und T. Zwick. „Center frequency and bandwidth tunable waveguide bandpass filter with transmission zeros“. In: *2015 European Microwave Conference (EuMC)*. 2015, S. 1220–1223. DOI: 10.1109/EuMC.2015.7345989 (siehe S. 45).
- [29] C. Arnold. *Im Orbit einstellbare Ausgangsfilter und -multiplexer*. KIT Scientific Publishing, 2017. 1203 S. ISBN: 9783731507222 (siehe S. 45–47).
- [30] F. Reinitzer. „Beiträge zur Kenntniss des Cholesterins“. In: *Monatshefte für Chemie - Chemical Monthly* 9.1 (Dez. 1888), S. 421–441. ISSN: 1434-4475. DOI: 10.1007/bf01516710 (siehe S. 48).
- [31] O. Lehmann. „Über fliessende Krystalle“. In: *Zeitschrift für Physikalische Chemie* 4.1 (Jan. 1889). ISSN: 0942-9352. DOI: 10.1515/zpch-1889-0134 (siehe S. 48).

- [32] G. Friedel. „Les états mésomorphes de la matière“. In: *Annales de Physique* 9.18 (1922), S. 273–474. ISSN: 1286-4838. DOI: 10.1051/anphys/192209180273 (siehe S. 48).
- [33] D. Vorländer. „Die Erforschung der molekularen Gestalt mit Hilfe der kristallinischen Flüssigkeiten“. In: *Zeitschrift für Physikalische Chemie* 105U.1 (Mai 1923), S. 211–254. ISSN: 0942-9352. DOI: 10.1515/zpch-1923-10514 (siehe S. 48).
- [34] E. Polat. „Grundlegende Untersuchungen von abstimmhbaren Flüssigkristall-Filtern für Hochfrequenzanwendungen“. Diss. Technische Universität Darmstadt, 2023. DOI: 10.26083/TUPRINTS-00023143 (siehe S. 48, 52).
- [35] P.-G. Gennes und J. Prost. *The physics of liquid crystals*. 2. ed., repr. Oxford science publications. Oxford: Clarendon Press, 2013. 597 S. ISBN: 9780198517856 (siehe S. 48).
- [36] P. J. Collings und M. Hird. *Introduction to Liquid Crystals Chemistry and Physics*. CRC Press, Sep. 2017. ISBN: 9781315272801. DOI: 10.1201/9781315272801 (siehe S. 48–50).
- [37] P. Ferrari, R. Jakoby, O. H. Karabey, G. Plamplona Rehder und H. Maune. *Reconfigurable Circuits and Technologies for Smart Millimeter-Wave Systems*. Cambridge University Press, Jan. 2022. DOI: 10.1017/9781316212479. URL: <https://hal.science/hal-04082883> (siehe S. 48).
- [38] M. Jost. *Liquid crystal mixed beam-switching and beam-steering network in hybrid metallic and dielectric waveguide technology*. Berichte aus der Hochfrequenztechnik. Aachen: Shaker Verlag, 2018. 195 S. ISBN: 9783844060423 (siehe S. 50).
- [39] H. Takezoe. „Historical Overview of Polar Liquid Crystals“. In: *Ferroelectrics* 468.1 (Juli 2014), S. 1–17. ISSN: 1563-5112. DOI: 10.1080/00150193.2014.932653 (siehe S. 51).
- [40] N. Vieweg. *Eigenschaften und Anwendungen von Flüssigkristallen im Terahertz-Frequenzbereich*. 1st ed. Göttingen: Cuvillier Verlag, 2011. 1156 S. ISBN: 9783736938281 (siehe S. 51).
- [41] D.-K. Yang und S.-T. Wu. *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*. Wiley, Sep. 2014. ISBN: 9781118751992. DOI: 10.1002/9781118751992. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/9781118751992> (siehe S. 51).
- [42] T. Franke, A. Gaebler, A. E. Prasetyadi und R. Jakoby. „Tunable Ka-band waveguide resonators and a small band band-pass filter based on liquid crystals“. In: *2014 44th European Microwave Conference*. 2014, S. 339–342. DOI: 10.1109/EuMC.2014.6986439 (siehe S. 54).

- [43] F. Kamrath, E. Polat, S. Matic, C. Schuster, D. Miek, H. Tesmer, P. Boe, D. Wang, R. Jakoby, H. Maune und M. Höft. „Bandwidth and Center Frequency Reconfigurable Waveguide Filter Based on Liquid Crystal Technology“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.1 (2022), S. 134–144. DOI: 10.1109/JMW.2021.3115244 (siehe S. 54, 56–58, 60, 61, 63, 66–70, 78, 79).
- [44] C-Lec Plastics, Inc. *Rexolite 1422 Properties*. 2023. URL: <https://rexolite.com/rexolite/> (besucht am 02.02.2024) (siehe S. 54, 55).
- [45] A. Gaebler. „Synthese steuerbarer Hochfrequenzschaltungen und Analyse Flüssigkristall-basierter Leitungsphasenschieber in Gruppenantennen für Satellitenanwendungen im Ka-Band“. Diss. Technische Universität Darmstadt, 2015 (siehe S. 62).
- [46] R. Reese, M. Jost, E. Polat, H. Tesmer, J. Strobl, C. Schuster, M. Nickel, R. Jakoby und H. Maune. „A Millimeter-Wave Beam-Steering Lens Antenna With Reconfigurable Aperture Using Liquid Crystal“. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 67.8 (2019), S. 5313–5324. DOI: 10.1109/TAP.2019.2918474 (siehe S. 64).
- [47] H. Tesmer, R. Razzouk, E. Polat, D. Wang, R. Jakoby und H. Maune. „Temperature Characterization of Liquid Crystal Dielectric Image Line Phase Shifter for Millimeter-Wave Applications“. In: *Crystals* 11.1 (2021). ISSN: 2073-4352. DOI: 10.3390/crust11010063. URL: <https://www.mdpi.com/2073-4352/11/1/63> (siehe S. 69).
- [48] E. Polat, F. Kamrath, S. Matic, H. Tesmer, A. Jiménez-Sáez, D. Wang, H. Maune, M. Höft und R. Jakoby. „Novel Hybrid Electric/Magnetic Bias Concept for Tunable Liquid Crystal Based Filter“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.3 (2022). E. Polat und F. Kamrath sind beide Co-Erstauteuren dieser Publikation, S. 490–495. DOI: 10.1109/JMW.2022.3180227 (siehe S. 71–77, 79, 81, 82).
- [49] H. Maune, E. Polat, R. Jakoby, F. Kamrath und M. Höft. *Hohlleitereinrichtung*. DE 10 2021 117 830 A1, 09 Jul. 2021 (siehe S. 71).
- [50] P.-S. Kildal, E. Alfonso, A. Valero-Nogueira und E. Rajo-Iglesias. „Local Metamaterial-Based Waveguides in Gaps Between Parallel Metal Plates“. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 8 (2009), S. 84–87. DOI: 10.1109/LAWP.2008.2011147 (siehe S. 71).
- [51] F. Kamrath, E. Polat, H. Maune, R. Jakoby und M. Höft. „Reconfigurable Groove Gap Microwave Filter Based on Liquid Crystal Technology with One Transmission Zero“. In: *2023 53rd European Microwave Conference (EuMC)*. 2023, S. 215–218. DOI: 10.23919/EuMC58039.2023.10290194 (siehe S. 80–85).

- [52] S. Amari und U. Rosenberg. „Characteristics of cross (bypass) coupling through higher/lower order modes and their applications in elliptic filter design“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 53.10 (2005), S. 3135–3141. DOI: 10.1109/TMTT.2005.855359 (siehe S. 80).
- [53] Y. Xiao, P. Shan, K. Zhu, H. Sun und F. Yang. „Analysis of a Novel Singlet and Its Application in THz Bandpass Filter Design“. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 8.3 (2018), S. 312–320. DOI: 10.1109/TTHZ.2018.2823541 (siehe S. 81).
- [54] E. J. Naglich, M. Sinani, S. Moon und D. Peroulis. „High-Q MEMS-tunable W-band bandstop resonators“. In: *2014 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS2014)*. 2014, S. 1–3. DOI: 10.1109/MWSYM.2014.6848511 (siehe S. 88).
- [55] M. D. Hickle, M. D. Sinanis und D. Peroulis. „Tunable high-isolation W-band bandstop filters“. In: *2015 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*. 2015, S. 1–4. DOI: 10.1109/MWSYM.2015.7166981 (siehe S. 88).
- [56] F. Sammoura und L. Lin. „A Plastic W-Band MEMS Tunable Filter“. In: *2006 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. 2006, S. 136–139. DOI: 10.1109/MWSYM.2006.249413 (siehe S. 88).
- [57] J. T. Do, Y. Bey und X. Liu. „A high-Q W band tunable bandpass filter“. In: *2016 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. 2016, S. 1–4. DOI: 10.1109/MWSYM.2016.7540094 (siehe S. 88).
- [58] F. Kamrath, P. Boe, K. Braasch, D. Bruhn, D. Miek und M. Höft. „Reconfigurable Waveguide Bandpass Filter with Piezoelectric Motors in the W-Band“. In: *2024 15th German Microwave Conference (GeMiC)*. 2024, S. 217–220. DOI: 10.23919/GeMiC59120.2024.10485244 (siehe S. 88–90, 92–95).
- [59] R. E. Collin. *Foundations for microwave engineering*. Second edition. IEEE Press series on electromagnetic wave theory. New York: IEEE Press, Wiley-Interscience, 2015. 11924 S. ISBN: 9780470544662 (siehe S. 89, 90).
- [60] PiezoMotor Uppsala AB. *PiezoMotor LL06 Datasheet*. 2020. URL: <https://piezomotor.com/wp-content/uploads/2020/04/150011-Rev05-LL06-Datasheet.pdf> (besucht am 25.08.2024) (siehe S. 92).
- [61] F. Kamrath, D. Miek, P. Boe und M. Höft. „Fully Reconfigurable Bandpass Filter with Coupling Resonators and Arbitrary Transmission Zero Position“. In: *2020 IEEE Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*. 2020, S. 938–940. DOI: 10.1109/APMC47863.2020.9331521 (siehe S. 96, 99).

- [62] F. Kamrath, C. Bartlett, P. Boe, D. Miek und M. Höft. „Reconfigurable Bandpass Filter with Extracted Pole and Coupling Resonators“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2021, S. 259–261. doi: 10.1109/IMFW49589.2021.9642274 (siehe S. 103, 106–108).
- [63] M. Höft, A. Kronberger und O. Bartz. „Tunable Bandpass Filters for Multi-Standard Applications“. In: *German Microwave Conference*. 2008, S. 1–4 (siehe S. 110).
- [64] S. Fouladi, F. Huang, W. D. Yan und R. R. Mansour. „High-Q Narrowband Tunable Comline Bandpass Filters Using MEMS Capacitor Banks and Piezomotors“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 61.1 (2013), S. 393–402. doi: 10.1109/TMTT.2012.2226601 (siehe S. 110).
- [65] D. Psychogiou und K. Sadashivan. „Tunable Coaxial Cavity Resonator-Based Filters Using Actuated Liquid Metal Posts“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 29.12 (2019), S. 763–766. doi: 10.1109/LMWC.2019.2950540 (siehe S. 110).
- [66] European Telecommunications Standards Institute. *Technical Specification LTE*. 2021. URL: https://www.etsi.org/deliver/etsi_ts/136100_136199/136101/14.17.00_60/ts_136101v141700p.pdf (besucht am 21.05.2024) (siehe S. 111).
- [67] G. B. und R. R. Mansour. „A Tunable Coaxial Filter with Minimum Variations in Absolute Bandwidth and Q using a Single Tuning Element“. In: *2019 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. 2019, S. 95–97. doi: 10.1109/MWSYM.2019.8700936 (siehe S. 111).
- [68] G. B. und R. R. Mansour. „A Tunable Quarter-Wavelength Coaxial Filter With Constant Absolute Bandwidth Using a Single Tuning Element“. In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 31.6 (2021), S. 658–661. doi: 10.1109/LMWC.2021.3064381 (siehe S. 111).
- [69] A. Perigaud, O. Tantot, N. Delhote, S. Bila, S. Verdeyme und D. Baillargeat. „Continuously tunable filter made by additive manufacturing using a 3D spiral ribbon“. In: *2017 IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP)*. 2017, S. 1–3. doi: 10.1109/IMWS-AMP.2017.8247372 (siehe S. 111).
- [70] F. Kamrath, P. Boe, K. Braasch, D. Bruhn, D. Miek und M. Höft. „Tunable Coaxial Resonator Filter based on Posts with Rectangular Bars“. In: *2024 IEEE International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2024, S. 9–11. doi: 10.1109/IMFW59690.2024.10477162 (siehe S. 111, 112, 114, 116–118).
- [71] A. Zverev. *Handbook of Filter Synthesis*. Wiley, 1967. ISBN: 9780471986805 (siehe S. 112).

- [72] M. Höft und S. Burger. „Q-factor Improvement of Comline Resonators“. In: *German Microwave Conference, Ulm, Germany*. 2005, S. 53–56 (siehe S. 113).
- [73] I. Awai und Y. Zhang. „Coupling coefficient of resonators—An intuitive way of its understanding“. In: *Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics)* 90.9 (Aug. 2007), S. 11–18. ISSN: 1520-6432. DOI: 10.1002/ecjb.20342. URL: <http://dx.doi.org/10.1002/ecjb.20342> (siehe S. 114).
- [74] U. Rosenberg, R. Beyer, P. Krauß, T. Sieverding, A. Papanastasiou, M. Pueyo-Tolosa, P. M. Iglesias und C. Ernst. „Reconfigurable doublet dual-mode cavity filter designs providing remote controlled center frequency and bandwidth re-allocation“. In: *2016 46th European Microwave Conference (EuMC)*. 2016, S. 532–535. DOI: 10.1109/EuMC.2016.7824397 (siehe S. 118).
- [75] F. Kamrath, K. Braasch, C. Bartlett, P. Boe, D. Miek und M. Höft. „Fully Reconfigurable Coaxial Resonator Filter with Dual Tuning Option“. In: *2022 Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*. 2022, S. 294–296. DOI: 10.23919/APMC55665.2022.9999890 (siehe S. 118, 121, 125–128).
- [76] J. J. Vague, D. Rubio, M. A. Fuentes, S. Cogollos, M. Baquero, V. E. Boria und M. Guglielmi. „Inline Comline Filters of Order N With up to N + 1 Transmission Zeros“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 69.7 (2021), S. 3287–3297. DOI: 10.1109/TMTT.2021.3072370 (siehe S. 120).
- [77] C. Kwak, M. Uhm und I. Yom. „Feasibility study on comline filter for tunable filters“. In: *2013 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings (APMC)*. 2013, S. 927–929. DOI: 10.1109/APMC.2013.6694977 (siehe S. 122).
- [78] gebr. böge METALLVEREDELUNGS GMBH, Kurt-A.-Körber-Chaussee 27-31, 21033 Hamburg. URL: <https://www.boege-hamburg.de/ueberuns.htm> (siehe S. 126).
- [79] W. Xu, Y. Zhang, Y. Peng, J. Wang, L. Mu, B. Yu und H. Zhang. „Tunable Bandstop HMSIW Filter With Flexible Center Frequency and Bandwidth Using Liquid Crystal“. In: *IEEE Access* 7 (2019), S. 161308–161317. DOI: 10.1109/ACCESS.2019.2951543 (siehe S. 133).
- [80] N. Zhang, Z. Deng und F. Sen. „CPW Tunable Band-Stop Filter Using Hybrid Resonator and Employing RF MEMS Capacitors“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 60.8 (2013), S. 2648–2655. DOI: 10.1109/TED.2013.2270359 (siehe S. 133).
- [81] D. Psychogiou, R. Gómez-García und D. Peroulis. „Recent advances in reconfigurable microwave filter design“. In: *2016 IEEE 17th Annual Wireless and Microwave Technology Conference (WAMICON)*. 2016, S. 1–6. DOI: 10.1109/WAMICON.2016.7483863 (siehe S. 133).

- [82] C. Arnold, J. Parlebas, R. Meiser und T. Zwick. „Fully Reconfigurable Manifold Multiplexer“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 65.10 (2017), S. 3885–3891. DOI: [10.1109/TMTT.2017.2693154](https://doi.org/10.1109/TMTT.2017.2693154) (siehe S. 133).
- [83] D. Lu, B. Zhu, Y. Wu, J. Cai, X. Chen, Y. Zeng und M. Yu. „Single-Element-Controlled Tunable Waveguide Diplexer With Quasi-Contiguous Channels“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 71.12 (2023), S. 5257–5265. DOI: [10.1109/TMTT.2023.3284273](https://doi.org/10.1109/TMTT.2023.3284273) (siehe S. 133).

Publikationen als Erstautor

- [43] F. Kamrath, E. Polat, S. Matic, C. Schuster, D. Miek, H. Tesmer, P. Boe, D. Wang, R. Jakoby, H. Maune und M. Höft. „Bandwidth and Center Frequency Reconfigurable Waveguide Filter Based on Liquid Crystal Technology“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.1 (2022), S. 134–144. DOI: [10.1109/JMW.2021.3115244](https://doi.org/10.1109/JMW.2021.3115244) (siehe S. 54, 56–58, 60, 61, 63, 66–70, 78, 79).
- [48] E. Polat, F. Kamrath, S. Matic, H. Tesmer, A. Jiménez-Sáez, D. Wang, H. Maune, M. Höft und R. Jakoby. „Novel Hybrid Electric/Magnetic Bias Concept for Tunable Liquid Crystal Based Filter“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 2.3 (2022). E. Polat und F. Kamrath sind beide Co-Erstautoren dieser Publikation, S. 490–495. DOI: [10.1109/JMW.2022.3180227](https://doi.org/10.1109/JMW.2022.3180227) (siehe S. 71–77, 79, 81, 82).
- [51] F. Kamrath, E. Polat, H. Maune, R. Jakoby und M. Höft. „Reconfigurable Groove Gap Microwave Filter Based on Liquid Crystal Technology with One Transmission Zero“. In: *2023 53rd European Microwave Conference (EuMC)*. 2023, S. 215–218. DOI: [10.23919/EuMC58039.2023.10290194](https://doi.org/10.23919/EuMC58039.2023.10290194) (siehe S. 80–85).
- [58] F. Kamrath, P. Boe, K. Braasch, D. Bruhn, D. Miek und M. Höft. „Reconfigurable Waveguide Bandpass Filter with Piezoelectric Motors in the W-Band“. In: *2024 15th German Microwave Conference (GeMiC)*. 2024, S. 217–220. DOI: [10.23919/GeMiC59120.2024.10485244](https://doi.org/10.23919/GeMiC59120.2024.10485244) (siehe S. 88–90, 92–95).
- [61] F. Kamrath, D. Miek, P. Boe und M. Höft. „Fully Reconfigurable Bandpass Filter with Coupling Resonators and Arbitrary Transmission Zero Position“. In: *2020 IEEE Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*. 2020, S. 938–940. DOI: [10.1109/APMC47863.2020.9331521](https://doi.org/10.1109/APMC47863.2020.9331521) (siehe S. 96, 99).
- [62] F. Kamrath, C. Bartlett, P. Boe, D. Miek und M. Höft. „Reconfigurable Bandpass Filter with Extracted Pole and Coupling Resonators“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2021, S. 259–261. DOI: [10.1109/IMFW49589.2021.9642274](https://doi.org/10.1109/IMFW49589.2021.9642274) (siehe S. 103, 106–108).
- [70] F. Kamrath, P. Boe, K. Braasch, D. Bruhn, D. Miek und M. Höft. „Tunable Coaxial Resonator Filter based on Posts with Rectangular Bars“. In: *2024 IEEE International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2024, S. 9–11. DOI: [10.1109/IMFW59690.2024.10477162](https://doi.org/10.1109/IMFW59690.2024.10477162) (siehe S. 111, 112, 114, 116–118).
- [75] F. Kamrath, K. Braasch, C. Bartlett, P. Boe, D. Miek und M. Höft. „Fully Reconfigurable Coaxial Resonator Filter with Dual Tuning Option“. In: *2022 Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*. 2022, S. 294–296. DOI: [10.23919/APMC55665.2022.9999890](https://doi.org/10.23919/APMC55665.2022.9999890) (siehe S. 118, 121, 125–128).

Patente

- [49] H. Maune, E. Polat, R. Jakoby, F. Kamrath und M. Höft. *Hohlleitereinrichtung*. DE 10 2021 117 830 A1, 09 Jul. 2021 (siehe S. 71).

Publikationen als Co-Autor

- [84] D. Miek, S. Simmich, F. Kamrath und M. Höft. „Additive Manufacturing of E-Plane Cut Dual-Mode X-Band Waveguide Filters With Mixed Topologies“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 68.6 (2020), S. 2097–2107. DOI: 10.1109/TMTT.2020.2981057.
- [85] C. Schuster, F. Kamrath, D. Miek, E. Polat, P. Boe, L. P. P. Frank, D. Kienemund, R. Jakoby, H. Maune und M. Höft. „Fully Reconfigurable Bandpass with Continuously Tunable Center Frequency and Bandwidth Featuring a Constant Filter Characteristic“. In: *2020 German Microwave Conference (GeMiC)*. 2020, S. 236–239.
- [86] D. Miek, K. Braasch, S. Simmich, F. Kamrath, P. Boe und M. Höft. „Realization of X-Band Waveguide Filters by Low-Cost FDM Additive Manufacturing Techniques“. In: *2020 German Microwave Conference (GeMiC)*. 2020, S. 208–211.
- [87] D. Miek, F. Kamrath, P. Boe und M. Höft. „WR-3 Band Waveguide Filter Tolerance Analysis and Surface Metallization Comparison“. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 41.12 (Aug. 2020), S. 1576–1590. ISSN: 1866-6906. DOI: 10.1007/s10762-020-00735-w.
- [88] D. Miek, P. Boe, F. Kamrath und M. Höft. „Techniques for the generation of multiple additional transmission zeros in H-plane waveguide filters“. In: *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* 12.8 (2020), S. 723–732. DOI: 10.1017/S1759078720000811.
- [89] D. Miek, F. Kamrath, P. Boe und M. Höft. „Additive Manufacturing of E-Plane Cut Extracted Pole Waveguide Filters With Frequency-Dependent Coupling Apertures“. In: *2020 IEEE Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*. 2020, S. 522–524. DOI: 10.1109/APMC47863.2020.9331599.
- [90] P. Boe, D. Miek, F. Kamrath und M. Höft. „Hybrid Dielectric TE/TM Mode Resonator Filter with Wide Spurious Free Range and Transmission Zeros Generated by Higher Order Modes“. In: *2020 IEEE Asia-Pacific Microwave Conference (APMC)*. 2020, S. 424–426. DOI: 10.1109/APMC47863.2020.9331711.

- [91] P. Boe, D. Miek, F. Kamrath und M. Höft. „Hybrid Inline TE/TM Mode Dielectric Resonator Filters with Wide Spurious Free Range and Controllable Transmission Zeros“. In: *2020 50th European Microwave Conference (EuMC)*. 2021, S. 555–558. DOI: [10.23919/EuMC48046.2021.9338165](https://doi.org/10.23919/EuMC48046.2021.9338165).
- [92] P. Boe, D. Miek, F. Kamrath und M. Höft. „Triple-Mode Bandpass Filter Based on TM Dielectric Rod Resonators“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. 2021, S. 499–502. DOI: [10.1109/IMS19712.2021.9574862](https://doi.org/10.1109/IMS19712.2021.9574862).
- [93] D. Miek, P. Boe, F. Kamrath und M. Höft. „Dual-Mode WR-3 Waveguide Filter with E-Plane Cut“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. 2021, S. 200–203. DOI: [10.1109/IMS19712.2021.9574841](https://doi.org/10.1109/IMS19712.2021.9574841).
- [94] P. Boe, D. Miek, F. Kamrath und M. Höft. „Dual-Band Filter Composed of Dielectric and Waveguide Resonators with In-Band Transmission Zeros“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2021, S. 73–75. DOI: [10.1109/IMFW49589.2021.9642369](https://doi.org/10.1109/IMFW49589.2021.9642369).
- [95] D. Miek, F. Kamrath, P. Boe und M. Höft. „T-shaped Dual-Mode Waveguide Filters with Low Manufacturing Complexity for mm-Wave Applications“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2021, S. 1–3. DOI: [10.1109/IMFW49589.2021.9642330](https://doi.org/10.1109/IMFW49589.2021.9642330).
- [96] D. Miek, P. Boe, F. Kamrath und M. Höft. „Dielectric TM Dual-Mode Filters with Y-shape“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2021, S. 69–72. DOI: [10.1109/IMFW49589.2021.9642323](https://doi.org/10.1109/IMFW49589.2021.9642323).
- [97] D. Bruhn, D. Miek, K. Braasch, F. Kamrath, C. Bartlett, P. Boe und M. Höft. „Effects of Cutting Planes on Filter Performance of FDM 3D-Printed X-Band Waveguide Filters“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2021, S. 236–238. DOI: [10.1109/IMFW49589.2021.9642301](https://doi.org/10.1109/IMFW49589.2021.9642301).
- [98] C. Bartlett, D. Miek, F. Kamrath, D. Bruhn und M. Höft. „X-Band 3D-Printed Metal-Insert Twist-Component for Bandpass Filter Applications“. In: *2021 IEEE MTT-S International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2021, S. 329–331. DOI: [10.1109/IMFW49589.2021.9642300](https://doi.org/10.1109/IMFW49589.2021.9642300).
- [99] K. Braasch, D. Miek, P. Boe, F. Kamrath und M. Höft. „Fully Canonical Dielectric TM-Mode Filters with Frequency Dependent Coupling Matrix Description“. In: *2022 14th German Microwave Conference (GeMiC)*. 2022, S. 152–155.
- [100] D. Miek, K. Braasch, C. Bartlett, F. Kamrath, P. Boe und M. Höft. „Coupling Matrix Description of WR-3 Waveguide Filter with Multiple Transmission Zeros Created by Source to Load Cross-Coupling“. In: *2022 14th German Microwave Conference (GeMiC)*. 2022, S. 17–20.

- [101] K. Braasch, D. Miek, P. Boe, F. Kamrath und M. Höft. „Dielectric TM Mode Extracted Pole Filters with Large Spurious Free Range“. In: *2021 51st European Microwave Conference (EuMC)*. 2022, S. 114–117. DOI: [10.23919/EuMC50147.2022.9784191](https://doi.org/10.23919/EuMC50147.2022.9784191).
- [102] P. Boe, D. Miek, F. Kamrath, K. Braasch und M. Höft. „Narrowband Extracted Pole Filters With Mixed Dielectric and Waveguide Resonators in Ku-Band“. In: *2021 51st European Microwave Conference (EuMC)*. 2022, S. 47–50. DOI: [10.23919/EuMC50147.2022.9784206](https://doi.org/10.23919/EuMC50147.2022.9784206).
- [103] D. Miek, F. Kamrath, P. Boe, K. Braasch und M. Höft. „Interdigital-Pin Groove Gap W-Band Waveguide Filter“. In: *2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON)*. 2022, S. 1–5. DOI: [10.23919/MIKON54314.2022.9924787](https://doi.org/10.23919/MIKON54314.2022.9924787).
- [104] D. Miek, D. Bruhn, K. Braasch, F. Kamrath, P. Boe und M. Höft. „Modular waveguide filter platform for educational and prototyping purposes“. In: *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* 14.3 (2022), S. 397–406. DOI: [10.1017/S1759078721000350](https://doi.org/10.1017/S1759078721000350).
- [105] D. Miek, C. Bartlett, F. Kamrath, P. Boe und M. Höft. „Investigation of the cutting plane and tolerance analysis of cross-coupled W-band waveguide filters with multiple transmission zeros by source to load cross-coupling“. In: *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* 14.3 (2022), S. 369–378. DOI: [10.1017/S1759078721000957](https://doi.org/10.1017/S1759078721000957).
- [106] D. Miek, P. Boe, K. Braasch, S. Simmich, F. Kamrath und M. Höft. „Design and Realization of Bent Y-Shaped Ceramic Dual-Mode Resonators and Filters“. In: *2022 24th International Microwave and Radar Conference (MIKON)*. 2022, S. 1–6. DOI: [10.23919/MIKON54314.2022.9924827](https://doi.org/10.23919/MIKON54314.2022.9924827).
- [107] K. Braasch, D. Miek, P. Boe, F. Kamrath und M. Höft. „Hybrid TM-Mode/Coaxial Triple-Band Bandpass Filter“. In: *2022 52nd European Microwave Conference (EuMC)*. 2022, S. 258–261. DOI: [10.23919/EuMC54642.2022.9924397](https://doi.org/10.23919/EuMC54642.2022.9924397).
- [108] C. Bartlett, O. Glubokov, F. Kamrath und M. Höft. „Highly Selective Broadband mm-Wave Diplexer Design“. In: *IEEE Microwave and Wireless Technology Letters* 33.2 (2023), S. 149–152. DOI: [10.1109/LMWC.2022.3205425](https://doi.org/10.1109/LMWC.2022.3205425).
- [109] D. Miek, P. Boe, F. Kamrath, K. Braasch, W. Taute und M. Höft. „Dielectric TM-Mode Y-Shaped Doublet Structure“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 3.1 (2023), S. 84–95. DOI: [10.1109/JMW.2022.3224374](https://doi.org/10.1109/JMW.2022.3224374).
- [110] D. Miek, F. Kamrath, K. Braasch, P. Boe und M. Höft. „Quasi-Elliptical Stub-Based Multi-Resonance Waveguide Filters With Low Manufacturing Complexity for mm-Wave Applications“. In: *IEEE Journal of Microwaves* 3.1 (2023), S. 70–83. DOI: [10.1109/JMW.2022.3225629](https://doi.org/10.1109/JMW.2022.3225629).

- [111] C. Bartlett, J. Bornemann, F. Kamrath und M. Höft. „Impedance and Admittance Waveguide Inverter Applications: A Practical Sub-Terahertz Region Tolerance Analysis for Large-Scale Production“. In: *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology* 14.3 (2024), S. 428–436. DOI: 10.1109/TCPMT.2024.3364509.
- [112] D. Miek, P. Boe, D. Bruhn, F. Kamrath, K. Braasch und M. Höft. „Monolithic FDM 3-D Printed Waveguide Filters“. In: *2024 IEEE International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2024, S. 109–111. DOI: 10.1109/IMFW59690.2024.10477148.
- [113] A. Widaa, F. Kamrath und M. Höft. „Reconfigurable TM-Mode Dielectric Bandpass Filter Using Liquid Metals“. In: *2024 IEEE International Microwave Filter Workshop (IMFW)*. 2024, S. 173–175. DOI: 10.1109/IMFW59690.2024.10477112.
- [114] D. Miek, K. Braasch, F. Kamrath, P. Boe und M. Höft. „Compact WR-3 Filter with Improved Rejection Properties by Double Source-Load Cross-Coupling“. In: *2024 15th German Microwave Conference (GeMiC)*. 2024, S. 213–216. DOI: 10.23919/GeMiC59120.2024.10485289.

Liste betreuter Abschlussarbeiten

- [115] M. A. Lapp. „Entwicklung einer modularen, programmierbaren Abstimmeinheit zur mechanischen Rekonfiguration von Mikrowellenfiltern“. Masterarbeit. Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Mai 2020.
- [116] C. Manzke. „Entwicklung abstimmbarer Bandpassfilter auf Basis des FDM 3D-Druckverfahrens“. Bachelorarbeit. Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Sep. 2021.
- [117] A. N. Shah und A. Culcu. „Erstellung eines TP und HP auf einer Platine“. Projektarbeit. Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Sep. 2021.
- [118] M. Schröder. „Entwicklung einer Ansteuerelektronik für abstimmbare Mikrowellenfilter“. Bachelorarbeit. Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Feb. 2024.

Abkürzungsverzeichnis

3D	dreidimensional
Abb.	Abbildung
BW	engl.: bandwidth, Bandbreite
bzw.	beziehungsweise
ca.	circa
CR	engl.: coupling resonator, Koppelresonator
DFG	deutsche Forschungsgemeinschaft
d.h.	das heißt
dielek.	dielektrisch
E-Feld	elektrisches Feld
engl.	englisch
FBW	engl.: fractional bandwidth, relative Bandbreite
FIR	engl.: frequency invariant reactance, frequenzunabhängige Reaktanz
GGW	engl.: groove gap waveguide
H-Feld	magnetisches Feld
IL	engl.: insertion loss, Einfügeverluste
IoT	engl.: internet of things, Internet der Dinge
LC	engl.: liquid crystal, Flüssigkristall
NRN	engl.: non-resonant node, nicht-resonanter Knoten
LCD	engl.: liquid crystal display, Flüssigkristallanzeige
MEMS	mikroelektromechanische Systeme
MR	engl.: main resonator, Hauptresonator
Res.	Resonator
RL	engl.: return loss, Rückflussdämpfung
SMA	engl.: subminiature version A
S-Parameter	Streuparameter
TE	transversal elektrisch
TM	transversal magnetisch
z.B.	zum Beispiel

Symbolverzeichnis

B	Suszeptanz
$E(s)$	charakteristisches Polynom
ε	Welligkeitsfaktor, engl.: ripple factor
ε_0	elektrische Feldkonstante
ε_r	relative Permittivität
$\varepsilon_{r,\parallel}$	relative Permittivität bei parallel einfallendem E-Feld
$\varepsilon_{r,\perp}$	relative Permittivität bei orthogonal einfallendem E-Feld
$F(s)$	charakteristisches Polynom
f_0	Mittenfrequenz
$\Delta f_{3\text{dB}}$	3 dB-Bandbreite
$f_e \ f_m$	elektrische und magnetische Eigenmoden
G	Leitwert
g_i	Tiefpassprototypbauteilwerte
$H(\omega)$	Übertragungsfunktion
$h(t)$	Impulsantwort
∞	Unendlich
J	Admittanzinverterwert
$K(s)$	charakteristische Funktion
K	Impedanzinverterwert
k	Koppelkoeffizient
K_1	Elastizitätskonstante
λ	Wellenlänge
λ_g	Hohlleiterwellenlänge
\mathbf{M}	Koppelmatrix
M_{ij}	Koppelmatrizeintrag
μ_r	relative Permeabilität
n	Filterordnung
Ω	normierte Kreisfrequenz
Ω_c	normierte Grenzfrequenz
ω_0	Mittenkreisfrequenz

ω	Kreisfrequenz
ω_c	Grenzfrequenz
$P(s)$	charakteristisches Polynom
Q_0	unbelastete Güte
Q_e	externe Güte
R	Widerstand
$\rho(s)$	Reflexionsfaktor
R	Rotationsmatrix
S_{ij}	Eintrag ij in der Streuparamettermatrix
S	Ordnungsparameter
s	komplexe Frequenzvariable
T_n	Tschebyscheff-Polynom
$t(s)$	Transmissionsfaktor
τ	Gruppenlaufzeit
τ_{BW}	Abstimmbarkeit der Bandbreite
τ_{f0}	Abstimmbarkeit der Mittenfrequenz
U_b	Biasspannung
U_{SW}	Schwellwertspannung
X	Reaktanz
Y	Admittanz
Y_{in}	Eingangsadmittanz
Z	Impedanz
Z_0	charakteristische Impedanz
Z_{in}	Eingangsimpedanz

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung einer Filterbank mit vier parallelen Filtereinheiten.	2
2.1	(a) Übertragungsfunktion $H(\omega)$ eines idealen Tiefpassfilters, (b) dazugehörige Impulsantwort $h(t)$.	5
2.2	S-Parameter von Butterworthprototypen unterschiedlicher Ordnung.	8
2.3	S-Parameter von Tschebyscheffprototypen unterschiedlicher Ordnung.	9
2.4	S-Parameter von verallgemeinerten Tschebyscheffprototypen unterschiedlicher Ordnung.	11
2.5	S-Parameter von verschiedenen Tiefpassprototypen im Vergleich.	11
2.6	Ersatzschaltbilder eines Tiefpassprototyps mit einer (a) Parallel-Serien-Konfiguration (b) Serien-Parallel-Konfiguration [7].	12
2.7	Gleichungen für die Elementskalierung sowie Substitution der Elemente für Hoch- und Bandpasstransformation sowie für einen Bandstoppfilter.	14
2.8	Schematische Darstellung von verschiedenen Technologien in Bezug auf Volumen und Verluste [7].	16
2.9	S-Parameter eines Filters vierter Ordnung mit unterschiedlichen Gütefaktoren.	18
2.10	Modifizierte Tiefpassprototypen mit (a) Impedanz- und (b) Admittanzinvertern.	19
2.11	Bandpassfilter mit Serienschwingkreisen und Impedanzinvertern.	20
2.12	Modelle von verschiedenen Immitanzinvertern: (a) Impedanzinverter mit Induktivitäten (b) Admittanzinverter mit Kapazitäten (c) Impedanzinverter mit Reaktanz und Leitungslängen ϕ .	20
2.13	(a) Zwei Parallelresonatoren mit einem Admittanzinverter (b) Abschluss mit magnetischer Spiegelebene (Leerlauf) (c) Abschluss mit elektrischer Spiegelebene (Kurzschluss).	22
2.14	Querschnitt von zwei gekoppelten Hohlraumresonatoren, die mit einer induktiven Iris verbunden sind. Die elektrische Feldverteilung ist ausschließlich auf der Schnittebene dargestellt: (a) f_m -Mode und (b) f_e -Mode.	22
2.15	Schematische Darstellung zur Ermittlung des Koppelfaktors k_{AB} bei unterschiedlich geformten Resonatoren [18].	23
2.16	Ersatzschaltbild für die Eingangskopplung von einem Resonator.	24

2.17 Äquivalentes Ersatzschaltbild eines Tiefpassprototyps von einem Bandpassnetzwerk. Es werden Inverter als Koppelemente genutzt [7].	25
2.18 Kanonisches transversales Array (a) n parallele Resonatorsegmente mit direkter Quell-Last-Kopplung (b) Ersatzschaltbild eines Resonatorsegments [7].	29
2.19 (a) Schematische Darstellung eines Hohlleiters. (b) Berechnete und simulierte Resonanzfrequenz f_0 der TE ₁₀₁ -Mode mit $a = 22.86$ mm und $b = 10.16$ mm in Abhängigkeit von der Länge l für einen Hohlraumresonator.	38
2.20 Simulationsmodelle zur Berechnung der Koppelstärke k . (a) Vollständiges Modell (b) vereinfachtes Modell.	39
2.21 (a) Frequenzverlauf von f_e und f_m (b) Koppelstärke k . Beide in Abhängigkeit der Irisbreite $Iris_B$ bei einer konstanten Irislänge $Iris_L = 3$ mm.	39
2.22 (a) Externe Güte Q_e (b) Gruppenlaufzeit τ . Beide in Abhängigkeit der Irisbreite der Einkopplung bei einer konstanten Irislänge $Iris_L = 3$ mm.	41
2.23 (a) Modell des vierpoligen Hohlleiterfilters (b) optimierte S-Parameter.	42
2.24 (a) Hohlraumresonator mit Abstimmschraube und Eindringtiefe d_t (b) Einfluss der Eindringtiefe d_t auf die Resonanzfrequenz f_0 und die unbelastete Güte Q_0	44
2.25 (a) Hohlraumresonatoren mit Abstimmschraube (b) Einfluss der Eindringtiefe d_t auf den Koppelfaktor k	44
2.26 (a) Klassisches Invertermodell: Zwei Hauptresonatoren (MR) verbunden durch eine Iris. (b) Anstatt einer Iris wird ein Koppelresonator (CR) genutzt, welcher mithilfe von zwei Irisblenden die Resonatoren verbindet [29].	46
2.27 Impedanzinvertermodell mit (a) Resonatorverkürzungen ϕ_1 und Reaktanz X und (b) Invertermodell mit Koppelresonator.	47
2.28 Vereinfachte elliptische Darstellung von LC-Molekülen in verschiedenen Aggregatzuständen: (a) kristallin (b) nematisch (c) isotrop flüssig	49
2.29 (a) LC-Einheitsvolumenelement mit eingezeichnetem Direktor \vec{n} . (b) Molekulare Ordnung von Flüssigkristall in der nematischen Phase [36].	49
2.30 Ausrichtung von LC-Molekülen bei Anlegung eines starken, externen elektrischen Feldes (a) für $\Delta\epsilon_r < 0$ (b) für $\Delta\epsilon_r > 0$ [40].	51
2.31 Mögliche Implementierung von Plattenkondensatoren als Elektroden zur Steuerung der Ausrichtung der LC-Moleküle: (a) $U_{B1} \gg U_{SW}$ und $U_{B2} = 0$ V (b) $U_{B2} \gg U_{SW}$ und $U_{B1} = 0$ V.	52
3.1 Die Filterstruktur besteht aus zwei Hauptresonatoren und einem Koppelresonator. Das Flüssigkristall befindet sich in Behältern aus Rexolite [43].	57
3.2 Drei verschiedene simulierte Streuparameter von zwei Hauptresonatoren und einem Koppelresonator mit unterschiedlicher Resonanzfrequenz des Koppelresonators. Die Resonanzfrequenz des Koppelresonators beträgt jeweils 24 GHz, 25 GHz und 26 GHz [43].	57

3.3 Änderung der Koppelfaktoren M_{S1} , M_{11} und M_{12} bei Variation der Permittivität von LC_{12} [43].	58
3.4 Zweipoliges Filter mit drei Koppelresonatoren.	59
3.5 Einfluss der Permittivität von LC_{S1} des Koppelresonators CR_{S1} auf die Koppelmatrixeinträge. Alle anderen LC-Permittivitäten betragen $\varepsilon_{r,LC} = 3$ [43].	60
3.6 Simulierte Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 270 MHz bei einer Mittenfrequenz von 29.41 GHz, 30 GHz und 30.41 GHz [43].	61
3.7 Simulierte Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 320 MHz bei einer Mittenfrequenz von 29.66 GHz, 30 GHz und 30.6 GHz [43].	61
3.8 Mögliche Spannungskonfigurationen für unterschiedliche LC-Molekül ausrichtungen: (a) orthogonale Ausrichtung, (b) parallele Ausrichtung, (c) und (d) stellen mögliche Zwischenzustände dar [43].	63
3.9 Krümmungseffekte bei der orthogonalen Ausrichtung: (a) große Kavität mit starken Krümmungseffekten, (b) kleine Kavität mit geringen Krümmungseffekten.	63
3.10 (a) Elektroden auf Pyraluxsubstrat, welche auf den Gehäusedeckel des Filters geklebt wurden (b) Nahaufnahme der verbrannten Zuleitung.	65
3.11 Mehrlagiger Elektrodenaufbau und Implementierung: (a) Queransicht, (b) Frontalansicht der Elektrode, (c) Implementierung in einem Hohlraumresonator [43].	66
3.12 Zweite Version der entworfenen Elektrode nach dem SLIM.flex 3F Standard.	66
3.13 Foto der Einzelteile des Filters. Die Elektroden werden mit den Passstiften ausgerichtet und mit zwei zusätzlichen Messingplatten angeschraubt. Die Rexolitebehälter werden in die passenden Hohlräume platziert [43].	67
3.14 Nahaufnahme von (a) den zwei einzelnen Rexolite Teilen sowie einem gefüllten Rexolitebehälter (b) den eingesetzten und gefüllten Rexolitebehältern [43].	67
3.15 Zusammengebautes abstimmbares Hohlleiterfilter auf Basis von Flüssigkristall.	68
3.16 Breitbandige Messergebnisse von zwei Spannungskonfigurationen [43].	68
3.17 Messergebnisse für (a) orthogonale Konfiguration (hohe Mittenfrequenz) und (b) parallele Konfiguration (niedrige Mittenfrequenz). Die 3 dB-Bandbreite beträgt (a) 654 MHz und 827 MHz (b) 717 MHz und 871 MHz [43].	69
3.18 Gemessene 3 dB-Bandbreite in Abhängigkeit von der Mittenfrequenz des Filters [43].	70
3.19 Vergleich der Streuparameter unterschiedlicher Simulationsmodelle mit Messergebnissen [43].	70

3.20 Dispersionsdiagramm für eine Einheitszelle der periodischen Pfostenstruktur mit den Dimensionen aus Abb. 3.21 [48].	72
3.21 Querschnitt eines Groove-Gap-Hohlleiters mit drei Reihen von periodisch angeordneten Pfosten. Die Dimensionen für eine optimierte Übertragung im Bereich des Ka-Bands betragen $a = 2.775$ mm, $b = 7.112$ mm, $h = 2.6$ mm, $d = 3.8$ mm und $w = 1.4$ mm.	72
3.22 Draufsicht der abstimmbaren Filterstruktur. Die Dimensionen sind $l_{CRS1} = 9.7$ mm, $l_{MR1} = 5$ mm, $l_{CR12} = 9.7$ mm, $h_{S1} = 0.87$ mm, $h_{12} = 1.48$ mm, $l_{Rex} = 2.6$ mm und $D_{LC} = 2.2$ mm [48].	73
3.23 Koppelfaktorstudie der Struktur aus Abb. 3.22 bei Variation der Permittivität ε_r der LC-Resonatoren, während alle anderen LC-Resonatoren einen Wert $\varepsilon_{r,LC} = 3$ beibehalten. Für die Extraktion wurde $n = 2$, $BW = 300$ MHz, $f_0 = 30$ GHz und $RL = 20$ dB angenommen. (a) Variation des ersten und letzten Koppelresonators (b) Variation der beiden Hauptresonatoren (c) Variation des mittleren Koppelresonators [48].	74
3.24 Simulierte verlustfreie Abstimmzustände des Groove-Gap-Filters [48].	75
3.25 Klassische Elektrodenimplementierung mit mehreren Elektroden [48].	75
3.26 Hybride Ansteuerung: (a) Orthogonale Ausrichtung der Moleküle durch ein magnetisches Feld (b) parallele Ausrichtung durch ein elektrisches Feld [48].	76
3.27 Elektrodenentwurf mit einer Strukturierung zur Unterdrückung von Störmoden $w_1 = 2.8$ mm, $w_2 = 0.4$ mm und $z = 0.56$ mm [48].	76
3.28 Das gefertigte Groove-Gap-Filter aus Messing [48].	77
3.29 Inventormodell der Rexolitebehälter: (a) Vollansicht und (b) Dreiviertelschnitt. Der längliche Zapfen wird zur Ausrichtung genutzt.	77
3.30 Geschlossenes Filter mit Magneten und Abstandshaltern.	78
3.31 Messergebnisse des Groove-Gap-Filters: (a) exemplarische Abstimmzustände (b) Breitbandmessung des ersten Abstimmzustand [48].	79
3.32 Konstruktive und destruktive Überlagerung der H-Felder der TE_{102^-} und der TE_{301} -Mode [51].	81
3.33 Brillouin-Zonen-Diagramm mit den Pfostenabmessungen: $w = 1.4$ mm, $h = 3$ mm und $d = 3.8$ mm [51].	82
3.34 Draufsicht der abstimmbaren Filterstruktur. Die Länge der Koppelresonatoren beträgt $l_{S1} = l_{3L} = 5.6$ mm und $l_{12} = l_{23} = 6$ mm. Die Länge der Hauptresonatoren beträgt $l_1 = l_3 = 5.76$ mm, $l_2 = 8.24$ mm und $w_2 = 12.28$ mm [51].	83
3.35 Verlustlose Simulationsergebnisse des abstimmbaren Flüssigkristallfilters mit Nullstelle [51].	83
3.36 Gefertigtes Filter aus Messing. Das Pyraluxsubstrat mit den Elektroden ist auf dem Deckel befestigt, während die Filterstruktur in den unteren Teil gefräst wurde [51].	84

3.37	Messergebnisse von drei Abstimmzuständen des Filters [51].	84
3.38	Gemessenes Breitbandverhalten eines exemplarischen Abstimmzustands des Filters [51].	85
4.1	Topologie eines Filters dritter Ordnung mit Koppelresonatoren. Die weißen Kreise stellen nicht-resonante Knoten dar, während die schwarzen die Hauptresonatoren abbilden. Die Pfeile geben eine Abstimmmöglichkeit der Resonanzfrequenz an [58].	89
4.2	$\lambda/4$ -Transformator mit zwei Segmenten [59].	90
4.3	Kontaktloser Kurzschlusschieber in einem zylindrischen Resonator mit $d_1 = 2.9$ mm, $d_2 = 2$ mm, $l_1 = l_2 = 1$ mm und $d_{cav} = 3$ mm. Die Resonatorlänge l_{cav} ist variabel [58].	90
4.4	Simulationsmodell des abstimmbaren W-Band-Filters dritter Ordnung. Das Simulationsmodell enthält bereits die Kurzschlusschieber, die bei den Koppelresonatoren nach oben und bei den Hauptresonatoren nach unten zeigen.	91
4.5	Simulationsergebnisse mit jeweils 300 MHz (durchgezogene Linie) und 600 MHz (gestrichelte Linie) Bandbreite und einer Mittenfrequenz von (a) 78 GHz (b) 82 GHz.	91
4.6	Schematische Seitenansicht des Modells zur Analyse des Gütefaktors. Die Zuleitung entspricht dem WR10-Standard mit einer Höhe von 1.27 mm und einer Breite von $a = 2.54$ mm [58].	92
4.7	Streuparameter der beiden Vergleichsmodelle. Das erste Model besteht aus einem Hauptresonator (1 MR), während das andere Modell aus zwei Koppelresonatoren und einem Hauptresonator (1 MR + 2 CR) besteht [58].	93
4.8	Inventormodell des zusammengesetzten Filters mit den Piezomotoren.	94
4.9	Gefertigtes Filter: (a) Nahaufnahme der Filterstruktur und Kurzschlusschieber (b) mit Aluminiumhalterung und Piezomotoren [58].	94
4.10	Messergebnisse mit einer Bandbreite von 300 MHz (durchgezogene Linie) und 600 MHz (gestrichelte Linie) bei einer Mittenfrequenz von (a) 78 GHz (b) 82 GHz [58].	95
4.11	Mehrere Messergebnisse bei jeweils 78 GHz, 80 GHz und 82 GHz bei einer Bandbreite von (a) 300 MHz (b) 500 MHz [58].	95
4.12	Triplet-Konfiguration mit induktiven Kopplungen, welche eine Übertragungsnullstelle oberhalb des Durchlassbereichs erzeugt [26].	96
4.13	(a) Streuparameter eines Hohlraumresonators mit einer Resonanzfrequenz von 10 GHz (b) normierter Phasengang Φ_{S21} von S_{21} des gleichen Resonators.	97

4.14 Filtertopologie mit Koppelresonatoren und Triplet-Konfiguration. Die Hauptresonatoren sind schwarz ausgefüllt, während die Koppelresonatoren einen weißen Hintergrund haben.	98
4.15 Simulationsmodell des Filters in Triplet-Konfiguration mit Koppelresonatoren und messingfarbenen Abstimmsschrauben [61].	99
4.16 Simulierte Streuparameter mit einer Bandbreite von (a) 30 MHz und (b) 100 MHz. Mit Ausnahme von CR_{13} befinden sich die Resonanzfrequenzen der Koppelresonatoren unterhalb von 8 GHz.	100
4.17 Fotos des Filters in Triplet-Konfiguration mit Koppelresonatoren: (a) offenes Filter ohne Deckel (b) geschlossenes Filter mit Abstimmsschrauben im Deckel.	100
4.18 Gemessene Abstimmzustände bei $f_0 = 9.5$ GHz mit einer Bandbreite von $BW = 50$ MHz. Die Übertragungsnnullstelle ist frei positionierbar und befindet sich bei $f_{TZ} = [9.25 \text{ GHz}, 9.375 \text{ GHz}, 9.625 \text{ GHz}, 9.75 \text{ GHz}]$	101
4.19 Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 30 MHz. Die Mittenfrequenzen betragen 8.3 GHz, 9 GHz und 10 GHz.	101
4.20 Abstimmzustände mit einer Bandbreite von 100 MHz. Die Mittenfrequenzen betragen 8.3 GHz, 9 GHz und 10 GHz.	102
4.21 Breitbandverhalten eines exemplarischen Abstimmzustands. Die Mittenfrequenz beträgt 9 GHz und die Bandbreite 100 MHz.	102
4.22 Ersatzschaltbild des Extracted-Pole-Segments, das bei $s = s_0$ eine Übertragungsnnullstelle produziert [7].	103
4.23 Ersatzschaltbild eines Filters dritter Ordnung, bei dem sich das Extracted-Pole-Segment in der Mitte der Struktur befindet.	104
4.24 Koppeldiagramm des Filters dritter Ordnung mit Extracted-Pole-Segment und Koppelresonatoren.	105
4.25 Simulationsmodell des Extracted-Pole-Filters. Die Koppel- und Hauptresonatoren sowie der NRN sind markiert.	105
4.26 Simulationsergebnisse von unterschiedlichen Bandbreiten-Mittenfrequenz-Konfigurationen [62].	106
4.27 Gefertigte Filterhälften aus Aluminium. Der Deckel enthält keine Abstimmsschraube für den NRN [62].	106
4.28 Zwei Messergebnisse mit einer Bandbreite von 100 MHz und 200 MHz bei einer Mittenfrequenz von $f_0 = 14.8$ GHz [62].	107
4.29 Zwei Messergebnisse mit einer Bandbreite von 100 MHz und 200 MHz bei einer Mittenfrequenz von $f_0 = 13.8$ GHz [62].	108

5.1 Drauf- und Seitenansicht des asymmetrischen Innenleiters der Ein- bzw. Auskopplung (links) und des mittleren Resonators (rechts). Die Pfosten haben folgende Dimensionen: $h_{pfosten} = 50 \text{ mm}$, $d_{pfosten} = 10 \text{ mm}$, $h_{recht} = 10 \text{ mm}$, $b_{recht} = 2 \text{ mm}$, $l_{recht1} = 5 \text{ mm}$, $l_{recht2} = 7 \text{ mm}$ [70].	112
5.2 Simulationsmodell für die Koppelfaktoranalyse.	113
5.3 Einfluss des ersten und letzten Pfostens auf die Koppelmatrixeinträge M_{S1} und M_{12} bei einer Rotation [70].	114
5.4 Einfluss des mittleren Pfostens auf die Koppelmatrixeinträge M_{S1} und M_{12} bei einer Rotation [70].	114
5.5 Simulierte Einfluss der Innenleiter auf die Koppelmatrixeinträge bei einer Steigung von 0.5 mm bei einer vollständigen Umdrehung. (a) Rotation des ersten und letzten Pfostens (b) Rotation des mittleren Pfostens.	115
5.6 Simulationsergebnisse von drei verschiedenen Abstimmzuständen [70].	116
5.7 Nahaufnahme der gefertigten Innenleiter. Die Pfosten verfügen über ein metrisches M10x0.5 Feingewinde.	117
5.8 Gefertigtes Filter mit offenem Deckel. Die Innenleiterpfosten sind bereits eingesetzt, befinden sich jedoch nicht in einer abgestimmten Position [70].	117
5.9 Gemessene Abstimmzustände des abstimmbaren Koaxialresonatorfilters [70].	118
5.10 Einfluss der Eindringtiefe der Abstimmsschraube L_{ts} und des Innenleiters L_{ic} auf die Resonanzfrequenz. (a) Simulationsmodell (b) L_{ts} variabel und $L_{ic} = 27 \text{ mm}$ (c) L_{ic} variabel und $L_{ts} = 0 \text{ mm}$	119
5.11 Unterschiedliche L_{ts} - L_{ic} -Kombinationen, welche eine Resonanzfrequenz von $f_0 \approx 2 \text{ GHz}$ erzeugen.	120
5.12 Koppelfaktor k für unterschiedliche L_{ts} - L_{ic} -Konfigurationen bei einer Resonanzfrequenz von $f_0 \approx 2.015 \text{ GHz}$. L_{ts} wird genutzt, um die Resonanzfrequenz konstant zu halten. Die Resonatoren befinden sich in einem kastenförmigen Gehäuse ohne Iris.	121
5.13 Seitenansicht der schematischen Darstellung der Feldverteilung in verschiedenen Konfigurationszuständen. (a) Minimale Koppelstärke (b) maximale Koppelstärke [75].	121
5.14 Koppelfaktor k für unterschiedliche L_{ts} - L_{ic} -Konfigurationen bei einer Resonanzfrequenz von $f_0 \approx 2.015 \text{ GHz}$. Die Resonatoren werden durch eine Iris nach Abb. 5.13 getrennt. L_{ts} wird genutzt, um die Resonanzfrequenz konstant zu halten.	122
5.15 (a) Simulationsmodell der Realisierung einer variablen Einkoppelvorrichtung (b) Q_{ext} in Abhängigkeit der Eindringtiefe der Einkoppelschraube.	123
5.16 Simulierte Abstimmzustände des Filters zweiter Ordnung.	123
5.17 Aus Messing gefertigtes 2-Pol Filter.	124
5.18 Messergebnisse des gefertigten 2-Pol Filters: (a) 20 MHz Bandbreite (b) 40 MHz Bandbreite.	124

5.19 Querschnitt des Simulationsmodells. Das Filter hat folgende Dimensionen: $h_p = 20$ mm, $l_{iris} = 2$ mm, $h_{iris} = 30.9$ mm, $l_{res} = 33$ mm und $h_{res} = 35.9$ mm. Die Eindringtiefe der Pfosten h_c und d_{ts} sind variabel [75].	125
5.20 Einfluss der Abstimmelemente auf die Koppelmatrix. Die Eindringtiefe der Pfosten der Resonatoren werden verändert, sodass die Mittenfrequenz konstant bei 2 GHz bleibt: (a) erster und dritter Resonator (b) zweiter Resonator [75].	125
5.21 Gefertigtes und versilbertes Filter aus Aluminium [75].	126
5.22 Messergebnisse der minimal realisierbaren Bandbreite [75].	127
5.23 Messergebnisse der maximal realisierbaren Bandbreite [75].	127
5.24 Flächendiagramm der realisierbaren Bandbreite in Bezug zu der Mittenfrequenz. Es werden nur Messwerte einbezogen, bei denen eine Rückflusstdämpfung von 20 dB erreicht werden kann [75].	128
A.1 Bemaßungen der Mittelstückplatte.	162
A.2 Unteres Stück der Rexolitekavität des Hauptresonators.	163
A.3 Oberes Stück der Rexolitekavität des Hauptresonators.	163
A.4 Seitenansicht der zusammengesteckten Rexolitekavität.	163
A.5 Draufsicht des zweiten LC-Filters.	164
A.6 Draufsicht und Dimensionen des Extracted-Pole-Filters.	164
A.7 Rexolite-Behälter des Extracted-Pole-Segments.	165
A.8 Rexolite-Behälter der Koppelresonatoren.	166
B.1 Draufsicht der Filterunterseite. Die Filteroberseite weist komplementäre Dimensionen auf.	167
B.2 Kontaktloser Kurzschlusschieber mit drei Kurzschlusselementen.	168
B.3 Draufsicht auf die Filterunterseite inklusive der Bemaßung.	168
B.4 Draufsicht auf die Filterunterseite inklusive der Bemaßung.	169
C.1 Draufsicht des Filters sowie eine Seitenansicht, die die Einkopplungsöffnung zeigt.	170
C.2 Drauf- und Seitenansicht der Schraube für den ersten und dritten Resonator.	171
C.3 Drauf- und Seitenansicht der Schraube des zweiten Resonators.	171
C.4 Drauf- und Seitenansicht der Filterunterseite des abstimmbaren Koaxialresonatorfilters.	172
C.5 Drauf- und Seitenansicht der Seitenplatten des Filters.	172

Tabellenverzeichnis

2.1	Transversale erweiterte Koppelmatrix eines Filters vierter Ordnung. Die innere $n \times n$ Koppelmatrix ist durch doppelte Linien markiert.	30
2.2	Koppelmatrix eines Tschebyscheff-Filters vierter Ordnung mit einer Rückflussdämpfung von $RL = 20$ dB.	36
2.3	Eigenschaften der GT7-29001 LC-Mischung bei 20°C	52
3.1	Länge (L), Breite (B) und Höhe (H) der Rexolitebehälter und LC-Kavitäten.	62
4.1	Berechneter Q-Faktor in Abhängigkeit von der Bandbreite und Mittenfrequenz.	96
4.2	Phasengang für verschiedene Signalpfade der Topologie in Abb. 4.12 [26]. .	98

Anhang

Anhang A

Bemaßung Flüssigkristallfilter

A.1 Flüssigkristallfilter in Hohlleitertechnologie

Dieses Kapitel enthält die Bemaßungen des ersten LC-Filters in Millimeter. Neben dem Mittelstück besteht das Filter aus weiteren Bauteilen, welche jedoch eine ebene Kontaktfläche haben und somit durch eine einfache Platte dargestellt werden können. Die Abb. A.1 zeigt die Dimensionen des Mittelstücks. Die Rexolitekavitäten bestehen aus je-

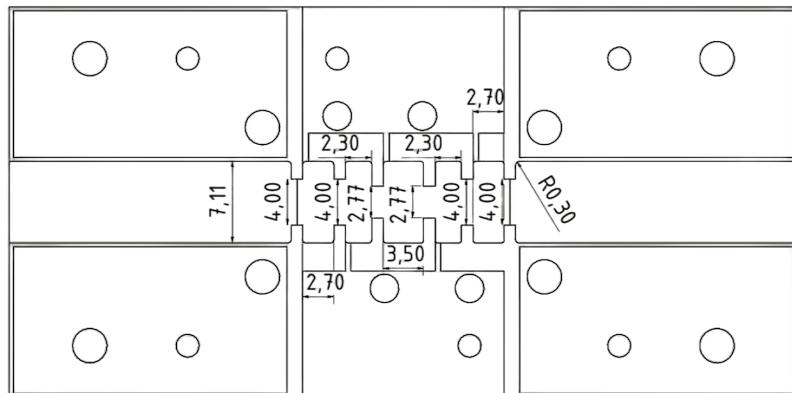


Abbildung A.1: Bemaßungen der Mittelstückplatte.

weils zwei Rexolitekomponenten, welche ineinander gesteckt werden können. Die Abb. A.3 und Abb. A.2 zeigen jeweils das obere und untere Teil. In der Abb. A.4 ist die Seitenansicht zu sehen. Die Wandstärken sind für alle Rexolitekavitäten identisch. Das LC-Volumen der Behälter ergibt sich aus der konstanten Höhe von 2 mm und der Breite des Resonators abzüglich 0.5 mm Wandstärke.

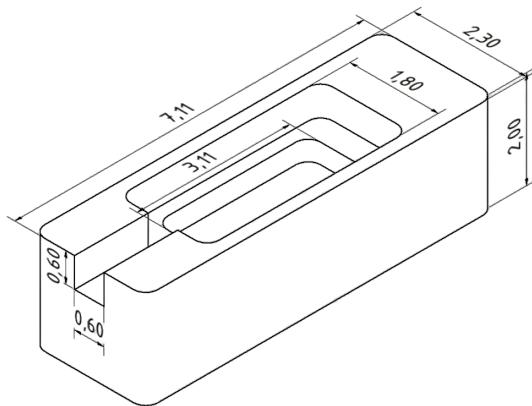


Abbildung A.2: Unteres Stück der Rexolitekavität des Hauptresonators.

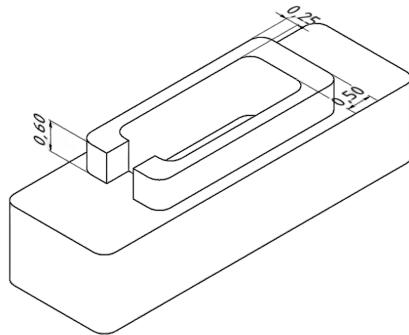


Abbildung A.3: Oberes Stück der Rexolitekavität des Hauptresonators.

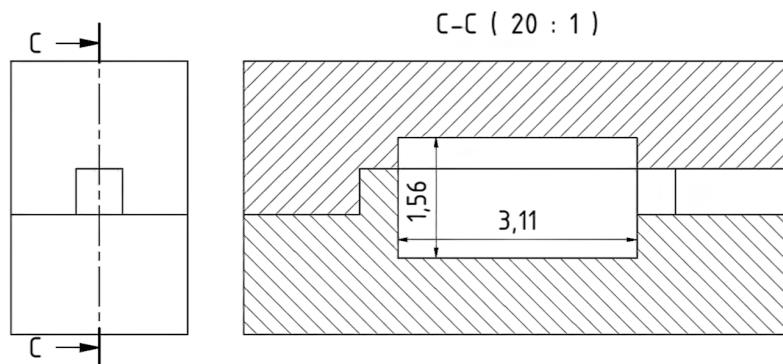


Abbildung A.4: Seitenansicht der zusammengesteckten Rexolitekavität.

A.2 Flüssigkristallfilter in Groove-Gap-Technologie

Das zweite LC-Filter ist ein Groove-Gap-Filter, dessen Oberseite ein ebener Deckel ist. Alle Pfosten besitzen eine quadratische Grundfläche. Weiterhin besitzen alle Begrenzungspfosten eine identische Höhe von 2.6 mm. Die Höhe des Filterkanals beträgt 2.775 mm. Die beiden inneren Koppelpfosten besitzen eine Höhe von 1.48 mm während die anderen vier

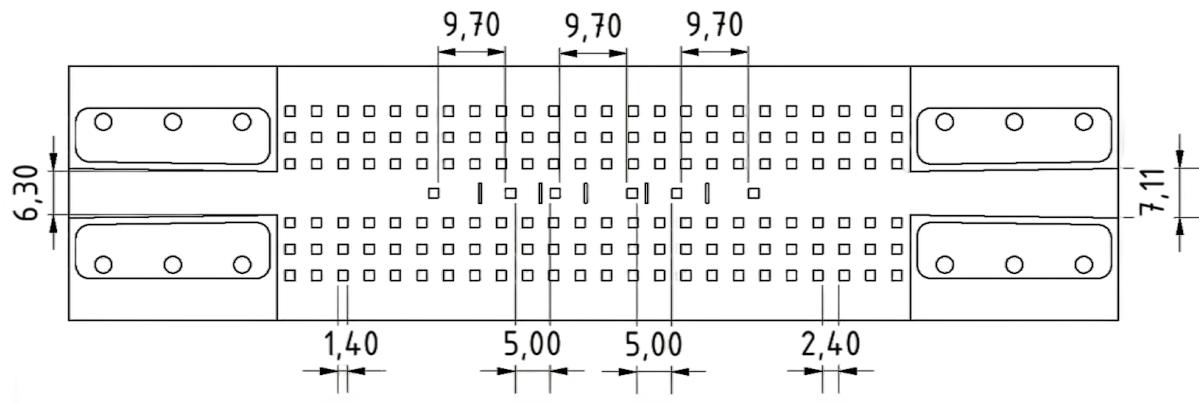


Abbildung A.5: Draufsicht des zweiten LC-Filters.

Pfosten 0.87 mm hoch sind. Die Rexolitebehälter besitzen eine quadratische Grundfläche mit einer Seitenlänge von 2.6 mm und eine Höhe von 2.6 mm. Die zylindrische Bohrung hat einen Durchmesser von 2.2 mm und eine Tiefe von 2.5 mm, sodass die Bodenstärke 100 µm beträgt.

A.3 Flüssigkristallfilter mit Extracted-Pole-Segment

Eine Draufsicht des dritten LC-Filters ist in Abb. A.6 dargestellt. Wieder haben alle Pfos-

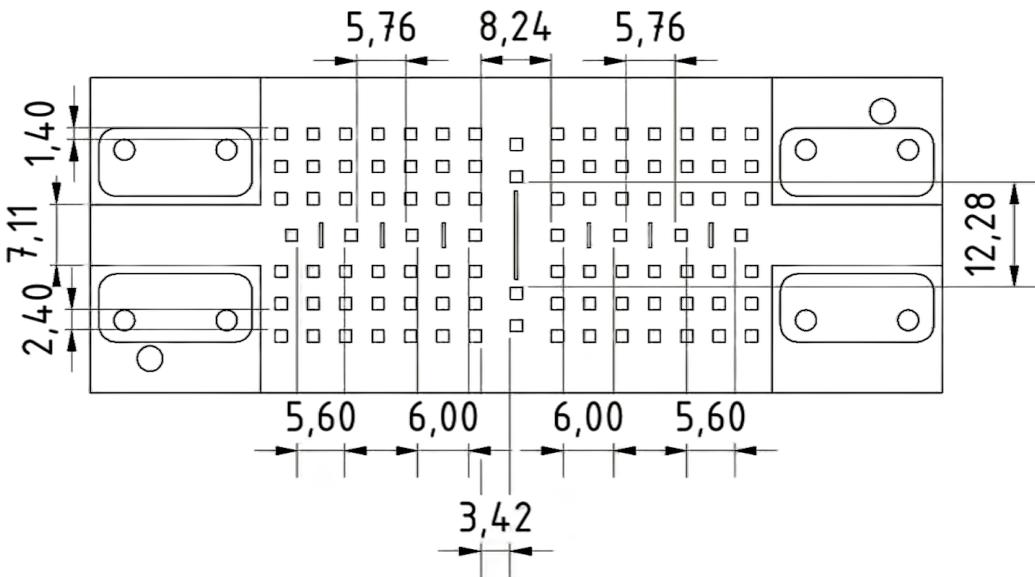


Abbildung A.6: Draufsicht und Dimensionen des Extracted-Pole-Filters.

ten eine quadratische Grundfläche mit einer Seitenlänge von 2.6 mm. Die Begrenzungspfosten haben eine Höhe von 3 mm, da die Kanalhöhe 3.556 mm beträgt. Die inneren vier Koppelpfosten sind 1.69 mm hoch, während die anderen Koppelpfosten eine Höhe von

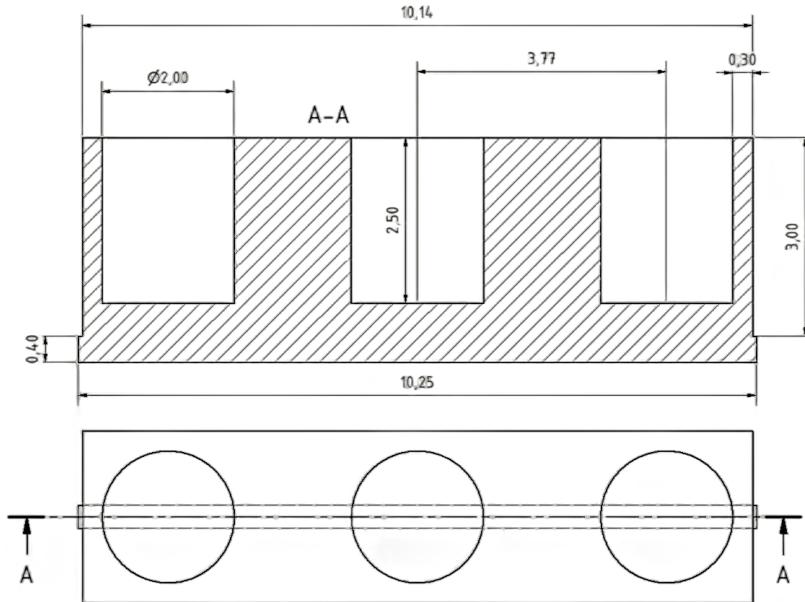


Abbildung A.7: Rexolite-Behälter des Extracted-Pole-Segments.

1.675 mm aufweisen. In Abb. A.7 sind die Drauf- und Querschnittsansicht des Rexolite-Behälters des Extracted-Pole-Resonators dargestellt. In Abb. A.8 sind die Dimensionen des Rexolite-Behälters der Koppelresonatoren dargestellt. Der Behälter der zwei anderen Hauptresonatoren weist einen ähnlichen Aufbau auf. Diese besitzen jedoch eine Seitenlänge von 2.6 mm und einen Radius von 2 mm. Ebenfalls ist die Tiefe mit 2.5 mm unterschiedlich. Die Höhe ist jedoch mit 3 mm bzw. 3.4 mm inklusive der Ausrichtungsschiene identisch.

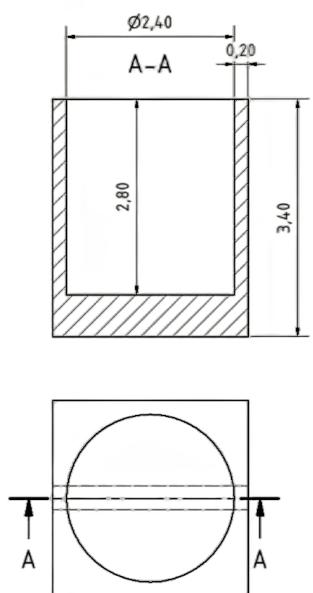


Abbildung A.8: Rexolite-Behälter der Koppelresonatoren.

Anhang B

Bemaßung Hohlleiterfilter

B.1 Abstimmbares Hohlleiterfilter im W-Band

In Abb. B.1 ist die Draufsicht der Filterunterhälfte sowie ein Querschnitt entlang des Hohlleiterkanals dargestellt. Die sieben Resonatoren sind periodisch angeordnet und enthalten jeweils einen Kurschlusschieber, der in Abb. B.2 dargestellt ist. Die Schraubverbindungen der Filterhälften, sowie die Ausrichtungspins sind nicht bemaßt, da diese die Übertragungscharakteristik nicht beeinflussen. Die Bemaßungen sind in Millimeter angegeben.

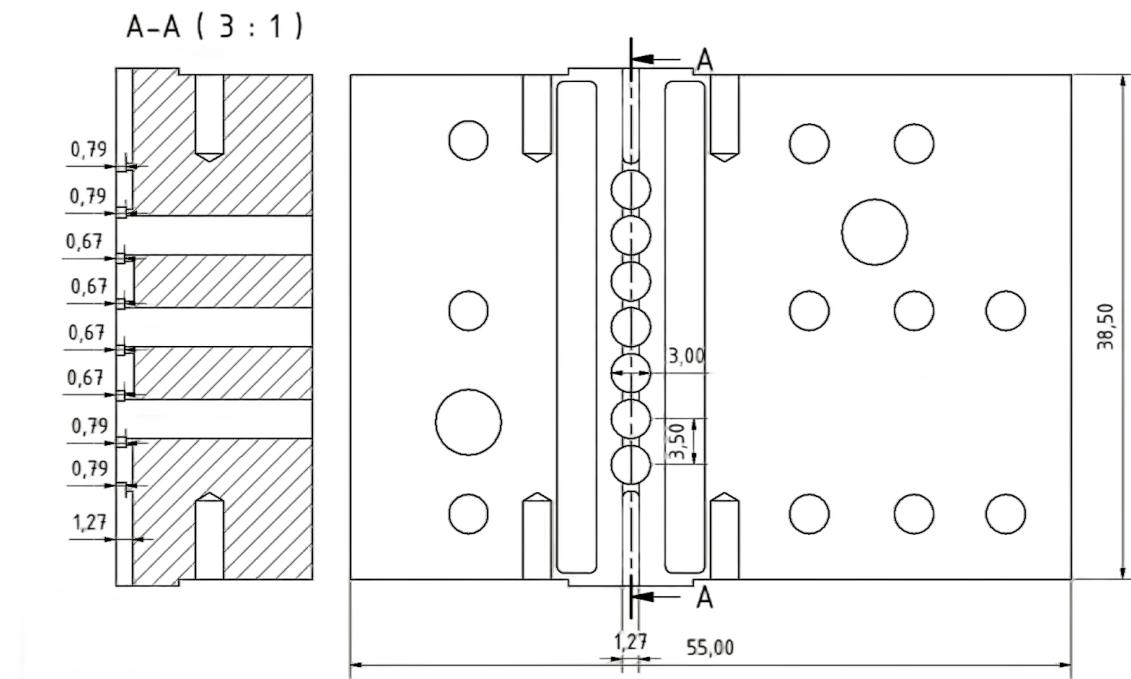


Abbildung B.1: Draufsicht der Filterunterseite. Die Filteroberseite weist komplementäre Dimensionen auf.

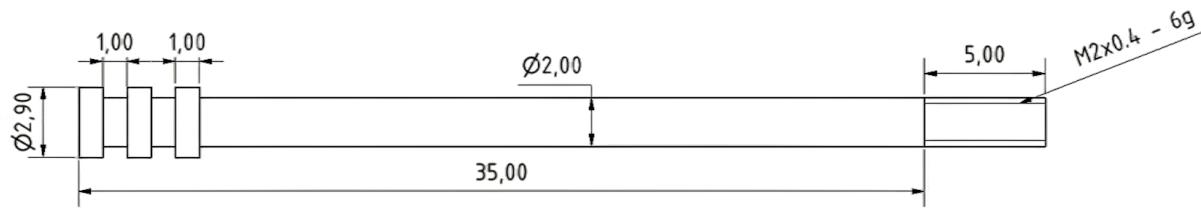


Abbildung B.2: Kontaktloser Kurzschlusschieber mit drei Kurzschlusselementen.

B.2 Koppelresonatoren in Triplet-Konfiguration

In dieser Sektion werden die Bemaßungen für das abstimmbare Filter in Triplet-Konfiguration mit Koppelresonatoren erläutert. In Abb. B.3 sind die Dimensionen des Filters dargestellt. Der ebene Deckel weist die Dimensionen der Grundplatte auf und enthält jeweils eine Bohrung in der Mitte von jedem Resonator.

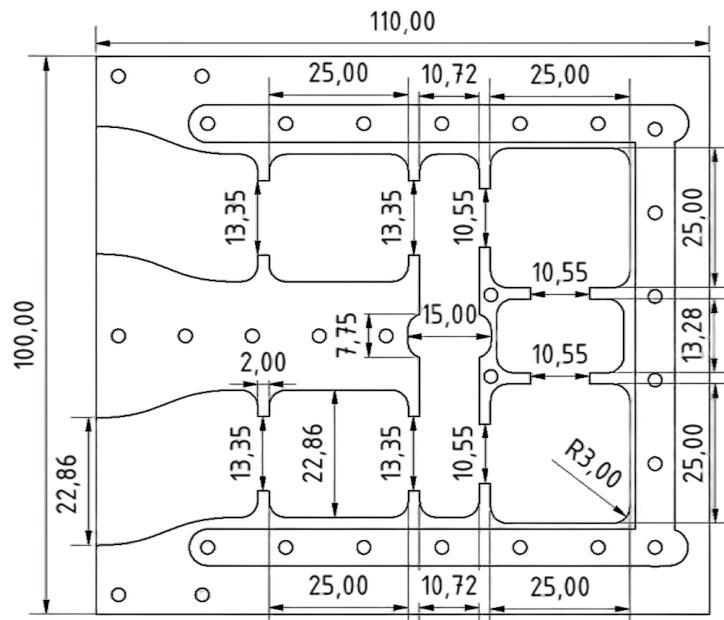


Abbildung B.3: Draufsicht auf die Filterunterseite inklusive der Bemaßung.

B.3 Koppelresonatoren mit extracted-Pole-Segment

Die Dimensionen des abstimmbaren Filters mit extracted-Pole-Segment sind in Abb. B.4 dargestellt. Der ebene Deckel weist die gleichen Maße wie die Grundfläche des Filters auf. Die Bohrungen für die Abstimmsschrauben befinden sich in der Mitten eines jeden Resonators, mit Ausnahme des nicht-resonanten Knotens. Hierfür ist keine Abstimmsschraube vorgesehen.

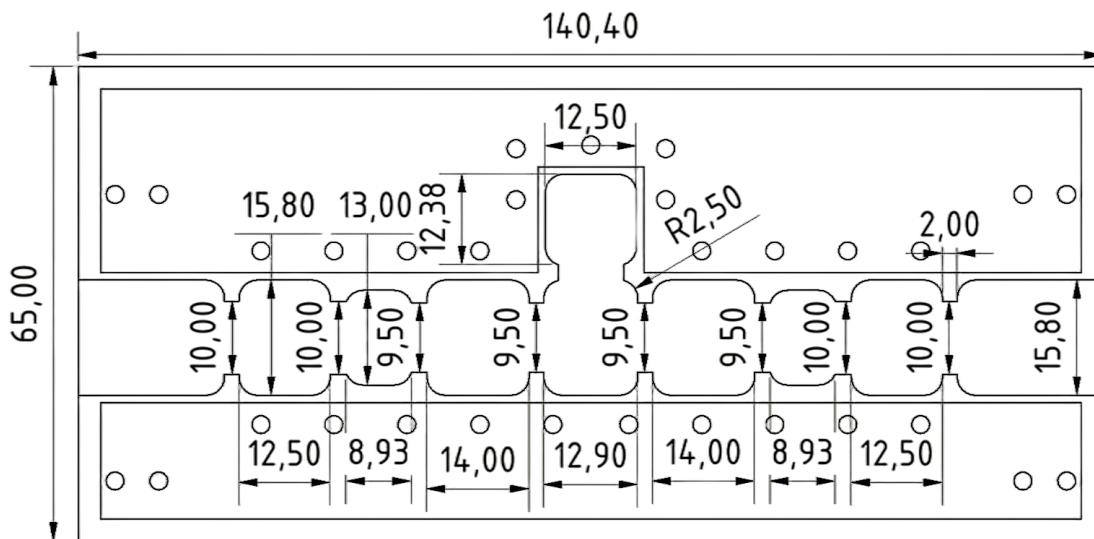


Abbildung B.4: Draufsicht auf die Filterunterseite inklusive der Bemaßung.

Anhang C

Bemaßung Koaxialresonatorfilter

C.1 Koaxialresonatorfilter mit asymmetrischen Innenleitern

In diesem Kapitel werden die Bemaßungen der Koaxialresonatorfilter in Millimeter angegeben. Der ebene Deckel des Filters ist in dieser Sektion nicht angegeben, da dieser die Dimensionen der Grundfläche der Filterunterseite aufweist. Die Schrauben werden in das Filter eingesetzt und sind über das M10x0.5 Feingewinde in der Höhe sowie Ausrichtung variierbar. Die beiden Abstimmelemente sind in den Abb. C.2 und Abb. C.3 dargestellt.

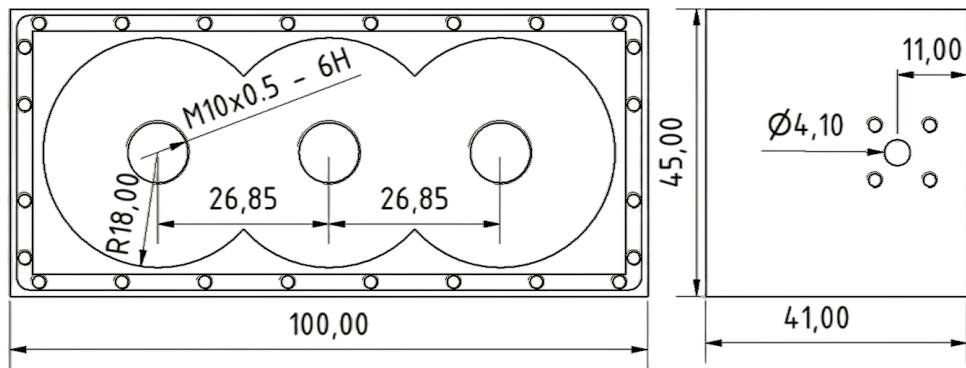


Abbildung C.1: Draufsicht des Filters sowie eine Seitenansicht, die die Einkopplungsöffnung zeigt.

An deren Ende befindet sich jeweils ein Schlitz, sodass diese mit einem Schlitzschraubendreher gedreht werden können.

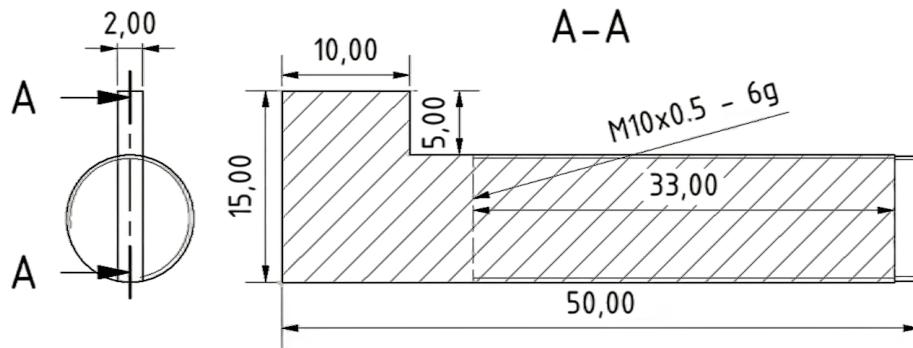


Abbildung C.2: Drauf- und Seitenansicht der Schraube für den ersten und dritten Resonator.

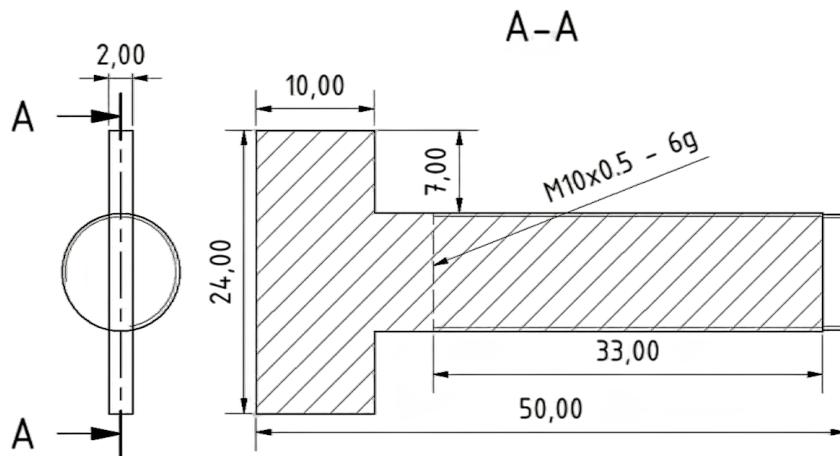


Abbildung C.3: Drauf- und Seitenansicht der Schraube des zweiten Resonators.

C.2 Koaxialresonatorfilter mit variablen Innenleiter und Abstimmschrauben

Die Dimensionen des Filters sind in Abb. C.4 dargestellt. Die Abstimmschrauben bestehen aus mit einem Gewinde versehenem Zylinder und sind nicht aufgeführt. Der Deckel weist die Dimensionen der Grundfläche auf und ist eben, weswegen dieser ebenfalls nicht aufgeführt ist. Die demontierbaren Seitenteil sind in Abb. C.5 dargestellt. Die Seitenteile müssen demontierbar sein, damit der feste Pfosten der Einkopplung gefräst werden kann.

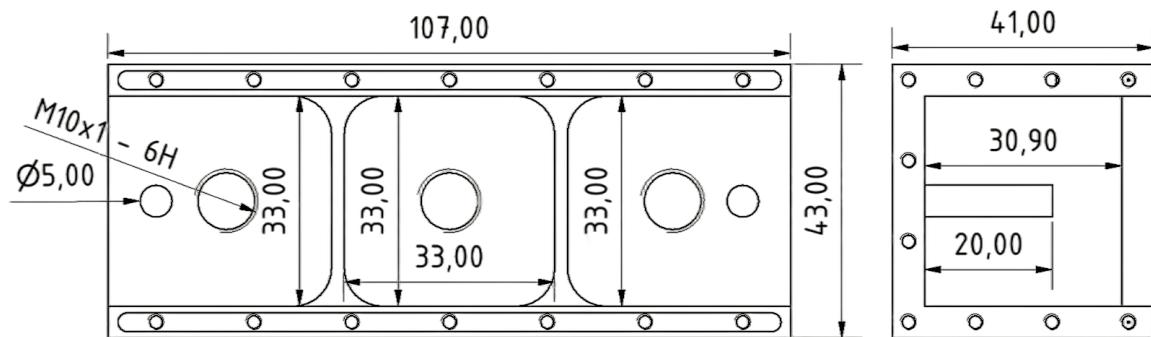


Abbildung C.4: Drauf- und Seitenansicht der Filterunterseite des abstimmbaren Koaxialresonatorfilters.

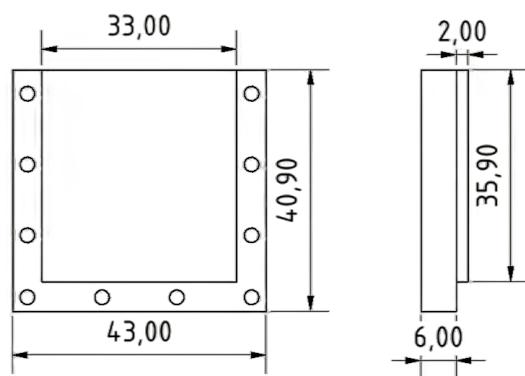


Abbildung C.5: Drauf- und Seitenansicht der Seitenplatten des Filters.