

# Entwicklung spezieller Designansätze für keramische Hochfrequenzfilter mit hohen Resonatorgüten im 2 GHz-Bereich

Diplomarbeit

durchgeführt von

Bernd BODNER

Institut für Hochfrequenztechnik  
der Technischen Universität Graz

Leiter: Univ.-Prof. Dr. Wolfgang BÖSCH



in Zusammenarbeit mit:



Betreuer: Ao.Univ.-Prof. Dr. Erich LEITGEB

Mitbetreuer: Dipl.-Ing. Manfred STADLER

Graz, im November 2011

Deutsche Fassung:  
Beschluss der Curricula-Kommission für Bachelor-, Master- und Diplomstudien vom 10.11.2008  
Genehmigung des Senates am 1.12.2008

## EIDESSTÄTTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommene Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am .....  
.....  
(Unterschrift)

Englische Fassung:

## STATUTORY DECLARATION

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources / resources, and that I have explicitly marked all material which has been quoted either literally or by content from the used sources.

.....  
date  
.....  
(signature)

*“Weil Denken die schwerste Arbeit ist, die es gibt, beschäftigen sich auch nur wenige damit.”*

– **Henry Ford**

# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit mehrkreisigen Kopplungsbandfiltern auf Basis von Keramikresonatoren. Aktuell sind nur relativ kleine Bauformen keramischer Filter mit entsprechend geringer Güte in Verwendung. Um den Anforderungen hinsichtlich der Einfügedämpfung moderner Filter im mittleren Leistungsbereich (engl. *midpower filter*) gerecht zu werden, sind jedoch höhere Güten erforderlich. Erreichen lässt sich dies im Wesentlichen nur durch geometrisch größere Resonatoren. Dabei treten allerdings Effekte zu Tage, welche bei kleinen Filtern bisher vernachlässigt werden konnten. Ziel dieser Arbeit ist es zu evaluieren, welche Güten mit dielektrischen Resonatoren erreichbar sind und wie diese in einer Filterapplikation umgesetzt werden können.

Hierzu werden zunächst Untersuchungen an Einzelresonatoren angestellt. Mit Hilfe von transienten Feldsimulationen werden das Gütepotential von keramischen Resonatoren sowie verschiedene, die Güte beeinflussende Faktoren (wie z.B. Strahlungsverluste) eruiert. Die Ergebnisse der Simulation werden zusätzlich mithilfe geeigneter mathematischer Kontemplationen verifiziert.

Im Zuge von Betrachtungen hinsichtlich der Kopplung mehrerer Resonatoren wird ein völlig neuartiger Designansatz für MWK-Filter vorgestellt und auf Tauglichkeit geprüft. Über geeignete Modelle werden mögliche Lösungsansätze zur Minimierung der strahlungsbedingten Verluste gezeigt. Durch entsprechende Messungen an funktionalen Prototypen erfolgt eine Legitimation der Resultate von Simulation und Rechnung.

Das generierte Knowhow stellt die Grundlage für die Entwicklung einer neuen Filtergeneration dar, welche als kleinere und kostengünstigere Alternative zu Hohlraumresonator-Filtern (sog. *Cavity Filter*) in Mobilfunk-Basisstationen ihre Anwendung finden soll.

# Abstract

This work is concerned with mid-power filters on the basis of coupled ceramics resonators.

The ceramic filters currently being used are rather small, which means that their quality factor ( $Q$ ) is low as well. To meet the requirements of modern midpower filters with regard to insertion loss, filters with higher  $Q$  values are needed. Therefore the resonators have to become larger. Filters with small resonators are well understood and can already be handled quite well, however there is a lack of knowledge about the effects occurring in larger resonators.

The aim of this work is to evaluate what is the maximum achievable performance factor in dielectric resonators as well as how the implementation can be accomplished in filter applications.

Several transient field simulations were made to investigate the  $Q$  potential of single resonators. In the course of that investigation, the effect of different parameters (such as radiation losses) to the  $Q$  value were analyzed. The simulation results have been verified by adequate mathematical considerations.

Concerning the coupling of several resonators, a totally new design of microwave ceramics filters is introduced in this thesis. Possible solution approaches for minimizing the radiation losses are shown with appropriate models.

In addition numerical simulation results are verified by measurements on prototypes.

Solutions and methods were found, which offer a smaller and less expensive alternative to Air-Cavities in mobile communications, and this know-how shall be the basis for the development of a new generation of filter components for base transceiver stations in mobile telecommunication systems.

# Danksagung

Mit der Fertigstellung dieser Arbeit geht für mich nicht bloß ein Studium, sondern vielmehr auch ein aufregender Lebensabschnitt zu Ende – ein Lebensabschnitt, in dem die Tätigkeit des Lernens eine zentrale Rolle spielte. Ich darf zurückblicken auf eine dreizehnjährige Schulkarriere gefolgt von sechs Jahren Hochschulstudium.

In dieser Zeit konnte ich mir jedoch nicht nur fachliches Wissen aneignen, auch aus rein menschlicher Sicht ist mein Erfahrungsschatz kontinuierlich gewachsen.

Ich denke, dies ist nun ein guter Zeitpunkt um einen Dank auszusprechen – einen Dank all jenen Menschen, die mich über die letzten Monate, Jahre und Jahrzehnte begleitet haben und mir immer eine wichtige Stütze in meinem Leben waren.

Für eine taxative Aufzählung aller Personen reicht der Platz hier wohl kaum aus, daher möchte ich stellvertretend jene Personen erwähnen, welche im speziellen am Erfolg dieser Arbeit maßgeblich beteiligt waren.

Mein aufrichtiger Dank geht an die Mitarbeiter der Abteilung SAW CER PD der Firma EPCOS/TDK-EPC in Deutschlandsberg, hier vor allem an meinen Chef und Diplomarbeitsbetreuer DI Manfred Stadler für seine aufopfernde und vorbildliche Betreuungsarbeit, sowie die vielen fachlichen Hinweise aus seinem schier unerschöpflichen Fundus an technischem und mathematischem Fachwissen, mit welchem er mich stets beeindruckt hat. Herzlichen Dank auch an meinen Betreuer seitens der Technischen Universität Graz, Herrn Prof. Dr. Erich Leitgeb, der mich über viele Jahre hinweg schon während des Studiums begleitete. Durch sein Engagement und seinen persönlichen Einsatz hat er viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Danke auch an all die Lektoren und -Innen, die in stundenlanger Arbeit dieses Konglomerat an Schriftzeichen auf Inkorrektheiten durchforstet haben. Einige Fehler werden wohl unentdeckt geblieben sein, sollte allerdings noch jemand einen solchen finden, so darf er ihn gerne behalten.

Ein ganz besonderer Dank ergeht an meine Eltern, die stets hinter mir gestanden sind und mir somit dies alles erst ermöglicht haben. Ich hoffe, ich kann ihnen in Zukunft zumindest einen kleinen Teil von dem zurückgeben, was sie Zeit ihres Lebens bereit waren für mich zu geben.

Zu guter Letzt danke ich noch meiner besten Freundin, Frau Bixi Höfferer, die mir zu jeder Tages- und Nachtzeit mit Rat und Tat zur Seite stand und mir in all den Jahren meines Studiums half meine Motivation zu finden, wenn sie sich wieder einmal vor mir versteckt hatte.

Somit kann ich nun – voller Zuversicht in die Zukunft blickend – in einen neuen Lebensabschnitt starten, mit der Gewissheit, dass der Prozess des Lernens soeben erst begonnen hat.

Vielen Dank!

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Anwendungsgebiete keramischer Filter . . . . .	1
1.2	Herstellungsprozesse dielektrischer Keramik-Resonatoren . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>6</b>
2.1	Die Permittivität $\epsilon$ . . . . .	6
2.2	Der Gütebegriff . . . . .	7
2.2.1	Schwingkreise . . . . .	7
2.2.2	Gütedefinition aus der gesamten gespeicherten Energie . . . . .	9
2.2.3	Gütedefinition aus dem Phasenwinkel . . . . .	9
2.2.4	Gütedefinition aus der Bandbreite bei Resonanz . . . . .	10
2.2.5	Belastete und unbelastete Güte . . . . .	11
2.3	Die Streuparameter . . . . .	13
2.3.1	Rückflussdämpfung . . . . .	16
2.3.2	Einfügedämpfung . . . . .	16
2.4	Der $\lambda/4$ -Resonator . . . . .	17
2.4.1	$\lambda/4$ -Resonatoren aus dielektrischer Keramik . . . . .	18
2.4.2	Verkürzungskapazitäten . . . . .	21
2.5	Analoge Filtertypen . . . . .	21
2.5.1	Tschebyscheff-Filter . . . . .	22
2.5.2	Butterworth-Filter . . . . .	22
2.6	Kopplungsbandfilter . . . . .	23
2.7	Die Software CST Microwave Studio . . . . .	27
2.7.1	Allgemeines . . . . .	27
2.7.2	Modellbildung unter CST Microwave Studio . . . . .	28



2.8	Das Autoregressive Filter . . . . .	32
2.9	Netzwerkanalysatoren . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Studien am Einzelresonator</b>	<b>35</b>
3.1	Berechnung der Resonatorgüte . . . . .	35
3.2	Einflussgrößen und güteverändernde Faktoren . . . . .	38
3.2.1	Zusammenhang zwischen Güte und Resonatorhöhe . . . . .	41
3.2.2	Einfluss von Aperturen auf die Güte . . . . .	45
3.3	Parasitäre Effekte bei höheren Frequenzen . . . . .	46
3.4	Strahlungsverhalten koaxialer Resonatoren . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Kopplung mehrerer Resonatoren</b>	<b>55</b>
4.1	Aperturgekoppelte Koaxialresonatoren . . . . .	57
4.2	Ligamentgekoppelte Koaxialresonatoren . . . . .	58
4.2.1	Einfluss von Ligamentbreite und Distanz . . . . .	60
4.2.2	Einfluss der Abstrahlung von Filterelementen . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Filterdesign</b>	<b>65</b>
5.1	Strategie und Systematik . . . . .	65
5.2	Ligamentgekoppeltes Sechspolfilter . . . . .	69
5.3	Vorkehrungen zur Schirmung . . . . .	69
5.3.1	Schirmung durch aufgebrachte Metallstrukturen . . . . .	71
5.3.2	Resümee der Analysen zur Schirmung . . . . .	74
<b>6</b>	<b>Prototypenbau</b>	<b>76</b>
6.1	Ligamentgekoppeltes Zweipolfilter . . . . .	76
6.1.1	Messungen am Zweipol-Prototyp . . . . .	78
6.1.2	Schirmungsmöglichkeit . . . . .	80
6.2	Ligamentgekoppeltes Sechspolfilter . . . . .	81
6.2.1	Messungen am Sechspol-Prototyp . . . . .	82
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>84</b>

<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>90</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>92</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>93</b>

# 1 Einleitung

Im Zuge dieser Arbeit sollen Designansätze für keramische Hochfrequenzfilter im mittleren Leistungsbereich gefunden und entsprechende Richtlinien für das Filterdesign entwickelt werden. Vorrangig soll der Frequenzbereich um 2 GHz Gegenstand der Untersuchungen sein, um aus den erworbenen Kenntnissen Basisstationsfilter für Mobilfunkanwendungen entwerfen zu können.

## 1.1 Anwendungsgebiete keramischer Filter

Filter sind im Bereich der gesamten Elektrotechnik vertreten und stellen wichtige Elemente zur Realisierung von einer Vielzahl an Anwendungen dar. Im Wesentlichen lassen sich die Basisfunktionalitäten durch die Verwendung der Elemente R, L und C verwirklichen. Durch geeignete Verschaltung genannter Bauteile kann dadurch eine bestimmte Hoch-, Tief- oder Bandpass-Charakteristik erwirkt werden.

Für höhere Frequenzen ist ein diskreter Aufbau eines Filters nicht mehr möglich. Es muss auf andere Technologien ausgewichen werden. Vielfach fällt hierbei die Wahl auf hochintegrierte Schaltungen auf aus Halbleiterbauelementen. Diese aktiven Halbleiterfilter können mit hoher Präzision gefertigt und kostengünstig in großer Stückzahl produziert werden. Die erzielbaren Ergebnisse sind hinsichtlich der Qualität in Bezug auf die Filterfunktion sehr gut. Daher erfreuen sich aktive Filter großer Beliebtheit bei den OEMs.

Der Nachteil von Filtern auf Basis dotierter Halbleitermaterialien ist hauptsächlich monetärer Natur. Aufgrund hoher Rohstoffpreise und aufwändigen Fertigungsprozessen sind diese Filter in der Regel recht teuer. Außerdem sind aktive Filter nur für sehr kleine Leistungen realisierbar. Aus diesem Grund wird für viele Applikationen nach preisgünstigen Alternativen gesucht.

Eine solche Alternative kann ein Filter auf Basis keramischer Werkstoffe sein. Die Performanz dieser Filter erreicht zwar zumeist nicht jenes hohe Niveau ihrer halbleitenden Konkurrenten, ist jedoch für viele Anwendungen als hinreichend anzusehen. Da Keramikfilter oft wesentlich kostengünstiger sind, wird ihnen dann vielfach der Vorzug gegeben. Weiters sind keramische Filter auch für hohe Leistungsbereiche verfügbar.

Zur Realisierung einer Filterfunktion mittels keramischer Bauelemente existieren verschiedenste Ansätze und Technologien. Zum Einen existieren Filter, welche in Vielschicht-Technologie in einer Mikrowellenkeramik (MWK, engl. *MWC* für *Microwave Ceramics*) aufgebaut werden und dann als sog. *Low Temperature Cofired Ceramics (LTCC)* Module (dt. *Niedertemperatur-Einbrand-Keramik*) vorliegen, sowie Filter nach dem Surface Acoustic Wave (SAW) Prinzip und Filter aus mehreren keramischen Koaxialresonatoren. Vorliegende Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit letztgenannter Technologie. Filter aus verkoppelten Resonatoren können auch auf verschiedene Wege realisiert werden. Die zwei häufigsten Möglichkeiten sind die *monolithische Bauweise* sowie Filter mit *aperturgekoppelten Resonatoren*.

Beim Monolithen (griech. “*mono-*” = einzel-, “*lithos*” = der Stein) werden in einem einzelnen Keramikkörper mehrere  $\lambda/4$ -Resonatoren (siehe Abschnitt 2.4) untergebracht, welche untereinander eine Kopplung (siehe Abschnitt 2.6) erfahren. Diese Filter können bei ausreichender Kühlung bis in Bereiche höchster Leistung verwendet werden.

Das Filter mit aperturgekoppelten Resonatoren besteht aus mehreren Keramikkörpern. Hierbei stellt i.d.R. jeder Keramikkörper einen Resonator dar. Manchmal werden auch zwei oder mehrere Monolithen miteinander verkoppelt. Die Kopplung erfolgt hierbei über ein sog. Aperturfenster (in mancher Literatur auch “Iris” genannt). Dabei handelt es sich lediglich um eine (i.d.R. rechteckige) Öffnung in der Metallisierung. Es wird also jene äußere Metallfläche, welche jeweils den Berührungspunkt zum Nachbarresonator darstellt, aufgeschliffen. Dadurch erfolgt eine induktiv-kapazitive Ankopplung des Nachbarresonators (siehe Abschnitt 2.6). Mit solchen Filterelementen sind Leistungen im Bereich von mehreren Watt bis ca. 50 W durchaus zu bewältigen.

Das Einsatzgebiet dieser Filter zieht sich nun durch die gesamte Nachrichtentechnik bis hin zur Unterhaltungselektronik. Filter in Mobiltelefonen, Funkgeräten oder Modems können genauso aus keramischen Werkstoffen bestehen wie jene in Satellitenreceivern [1, 2, 3].

In Zukunft sollen auch Mobilfunk-Basisstationen mit keramischen Filterelementen ausgerüstet werden. Diese kostengünstige und platzsparende Alternative zum Hohlraumresonator-Filter (engl. *air cavity filter*) würde der drahtlosen Kommunikation viele neue Möglichkeiten eröffnen.

Ein großes Problem einer heutigen Basisstation (engl. *Base Transceiver Station*, kurz: *BTS*) ist die Tatsache, dass sich der Leistungsverstärker (engl. *Power Amplifier*, kurz: *PA*) am Boden befindet und über eine Leitung mit der Antenne verbunden ist. Diese Verbindung verursacht eine Dämpfung von ca. 3 dB. Keramische Filter würden es nun erlauben, eine PA-Einheit direkt an der Antenne unterzubringen. Dadurch wären die Leitungsverluste eliminiert. Zusätzlich ergäbe sich die Möglichkeit die Energieeffizienz weiter zu steigern, indem man mehrere Antennen mit höherer Richtwirkung auf einem Mast unterbringt und jede Antenne mit einer eigenen PA niedrigerer Leistung versorgt. Dadurch kann die Anforderung an höhere Datenraten mittels *Multiple Input Multiple Output (MIMO)* Konzept erfüllt werden. Zudem lassen sich bei niedrigem Verkehrsaufkommen nicht benötigte Endstufen abschalten, womit die Leistungsaufnahme reduziert wird.

Um all dies umsetzen zu können, sind jedoch Resonatoren mit hohen Güten (jenseits der 1500) erforderlich. Außerdem besteht unter Umständen die Notwendigkeit, klassische Designwege zu verlassen und neue Ansätze zu finden.

All dies soll Gegenstand dieser Arbeit sein. Ziel ist es, durch entsprechende Entwicklungsarbeit geeignete Wege zum Design von keramischen Hochfrequenzfiltern (HF-Filter) für eine Base Transceiver Station (BTS) zu finden und Richtlinien zu deren Dimensionierung zu erstellen.

## 1.2 Herstellungsprozesse dielektrischer Keramik-Resonatoren

Keramiken sind Werkstoffe von fester, völlig oder weitgehend kristalliner Natur. Dielektrische Keramiken zählen zur Gruppe der sonderkeramischen Werkstoffe. Dies bedeutet, dass sie hauptsächlich aus oxidischen Ausgangsstoffen gewonnen werden [4]. Das Ausgangsmaterial ist ein sehr feines Keramikpulver. Dieses wird unter hohem Druck in seine Form gepresst. Abhängig von Größe und Geometrie geschieht dies entweder mit einer Uniaxialpresse, oder beispielsweise mithilfe isostatischer Verfahren. Danach wird der Keramikrohling bei einer Temperatur von ca. 1050 °C vorgesintert (entkohlt, engl. *decarbonated*). Die Keramik besitzt nun noch nicht ihre vollständige Härte und kann somit noch bearbeitet werden, was jedoch zumeist nur für Prototypen Anwendung findet. Im Anschluss wird das Material bei ca. 1400 °C gesintert. Bei der Pressung ist bereits zu berücksichtigen, dass es durch den Sinterprozess zu einer Volumenschrumpfung von in etwa 50 % kommt. Dies muss bereits in der Herstellung der Presswerkzeuge berücksichtigt werden [1].

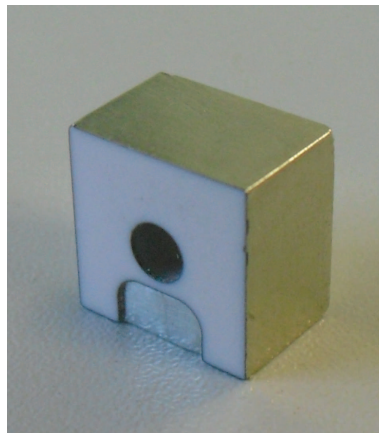


Abbildung 1.1: Dielektrischer Resonator mit Verkürzungskapazität

Der gesinterte Keramikteil ist sehr hart und spröde. Er wird nun mit einer leitfähigen Metallschicht überzogen. Hierfür gibt es verschiedene Möglichkeiten, z.B. das galvanische Aufbringen von Kupfer oder Silber. Der Resonator ist nach diesem Prozessschritt vollständig mit der dünnen Metallschicht überzogen. In einem weiteren

Schritt muss auf einer Seite das Metall entfernt werden. Dies geschieht im Allgemeinen durch einfaches Abschleifen der Metallisierung. Sind metallische Elemente (z.B. eine Verkürzungskapazität, siehe Abschnitt 2.4 auf Seite 17) auf der Vorderseite erwünscht, so werden diese einfach als Struktur mit einer bestimmten Tiefe bereits beim Pressen in die Keramik eingebracht und bleiben somit beim Schleifen übrig (siehe Abbildung 1.1). Es besteht später auch die Möglichkeit, durch händisches Freistellen (zumeist einfach mittels Zahnarztfräser) Anschlusspads zu generieren oder auch durch Abtragen von Metall das Filter abzustimmen. Auch die Aperturen werden in der Regel erst nachträglich in das Metall eingeschliffen. Viele Hersteller bringen die Strukturen auch mittels Siebdruckverfahren auf den Keramikkörper auf. Hierzu wird zumeist eine Einbrennsilberpaste verwendet, welche zunächst auf den Keramikkörper aufgetragen und in einem weiteren Prozessschritt unter Hitzeeinwirkung (ca. 850 °C) dauerhaft in die Keramik eingebrannt wird. Die Paste besteht zu über 80 % aus gemahlenem Silberpulver, geringen Mengen an Glasfluss (Borsilikate) sowie Haftoxiden [2].

## 2 Theoretische Grundlagen

Nachstehendes Kapitel dient der Erläuterung von Grundlagenwissen, welches für das Verständnis dieser Diplomarbeit notwendig ist. Dieser Theorieteil bildet die Grundlage für sämtliche darauf folgenden Betrachtungen.

### 2.1 Die Permittivität $\varepsilon$

Die Permittivität  $\varepsilon$  ist ein Maß für die *dielektrische Leitfähigkeit*, also die Durchlässigkeit eines dielektrischen Materials für elektrische Felder. In der Literatur findet sich noch häufig die veraltete Bezeichnung *“Dielektrizitätszahl”*.

Der Tensor  $\varepsilon$  setzt sich nach Gleichung 2.1 zusammen aus der *Permittivität für Vakuum*  $\varepsilon_0$  und der *relativen Permittivität*  $\varepsilon_r$ .

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (2.1)$$

Hierbei gibt  $\varepsilon_r$  das Verhältnis der Permittivität eines bestimmten Materials zu jener von Vakuum an. Die relative Permittivität ist also eine dimensionslose Zahl. Dies gilt nicht für  $\varepsilon_0$ , wie in Gleichung 2.2 ersichtlich.

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} \cong 8,8542 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}} \quad (2.2)$$

Wird ein elektrisches Feld an ein Dielektrikum angelegt, so richten sich die Ladungsträger im isolierenden Medium am äußeren Feld aus. Es kommt zur Ausbildung eines Polarisationsfeldes, welches dem äußeren Feld entgegenwirkt.

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} \quad (2.3)$$



Für elektrotechnische Anwendungen wird die relative Permittivität von Luft meist vernachlässigt ( $\varepsilon_r = 1$ ), da sich der tatsächliche Wert nur geringfügig von dem für Vakuum unterscheidet.

Für andere Materialien wird oft nur ein skalarer Wert für  $\varepsilon_r$  angegeben, obwohl die Permittivität eigentlich von vielen Faktoren abhängig ist. Nur für isotrope Medien ist  $\varepsilon_r$  auch wirklich ein Skalar, der nur bei konstanter Temperatur und Frequenz ist  $\varepsilon_r$  auch konstant ist. Diese Tatsache wird jedoch für viele Applikationen aus Gründen der Einfachheit vernachlässigt. Insbesondere für isotrope Medien ist die Annahme einer skalaren Permittivität wegen der statistischen Kornverteilung sehr gut erfüllt [5, 6, 7].

## 2.2 Der Gütebegriff

Ein zentraler Wert für das Filterdesign ist die sogenannte *Güte*. Sie ist ein Maß für die Verluste pro Schwingungsperiode und kann daher als charakteristische Größe für Resonatoren angesehen werden.

### 2.2.1 Schwingkreise

Bei Verschaltung einer Kapazität mit einer Induktivität entsteht ein elektrischer Schwingkreis. Hierbei ist eine Realisierung als Serien- und Parallelschwingkreis möglich. In Abbildung 2.1 ist ein realer Parallelschwingkreis dargestellt. Die Widerstände  $R_L$  und  $R_C$  in (1) stellen die Verlustwiderstände der Induktivität und der Kapazität dar, in (2) sind sie zu einem Gesamtverlustwiderstand  $R_V$  zusammengefasst. Abbildung 2.1(2) kann als einfachstes Ersatzschaltbild (ESB) für einen realen Resonator (also unter Berücksichtigung von Verlusten) angesehen werden. Der parasitäre Verlustwiderstand der Kapazität liegt im Kondensator-Ersatzschaltbild üblicherweise parallel zu C. Bei dem in Abbildung 2.1 dargestellten  $R_C$  handelt es sich um einen sog. *Equivalent Series Resistor (ESR)*. Durch äußere Anregung (z.B. mit einer Sprungfunktion, also durch beaufschlagen des Schwingkreises mit einer Spannung)

kommt es zum Energieaustausch zwischen Kondensator und Spule. Diese Schwingung würde sich mit einer entsprechenden Periodizität unendlich fortsetzen, wenn es sich bei den beiden Bauelementen um ideale Kapazitäten und Induktivitäten handeln würde. Da jedoch beide Bauelemente parasitäre Eigenschaften – hier sei insbesondere der Serienverlustwiderstand der Induktivität erwähnt – aufweisen, wird die Schwingung nach einiger Zeit ausklingen [8, 9].

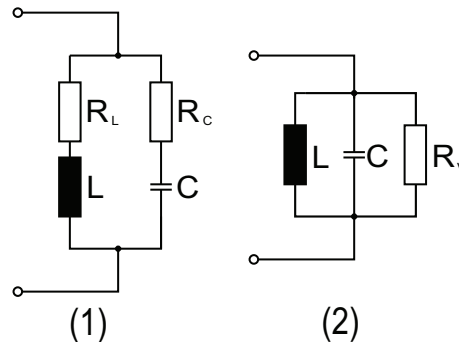


Abbildung 2.1: Ersatzschaltbild eines realen Parallelschwingkreises

Als charakteristische Größe eines Schwingkreises wird seine *Resonanzfrequenz*  $f_0$  bzw. die *Resonanzkreisfrequenz*  $\omega_0$  angegeben.

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \frac{1}{\sqrt{LC}} \\ f_0 &= \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}\end{aligned}\tag{2.4}$$

Bei Verbindung des Schwingkreises mit einem Generator werden die Schwingungen von außen vorgegeben. Man spricht in diesem Fall von erzwungenen Schwingungen [8]. Das Minimum der *Gesamtimpedanz*  $Z_g$  des Schwingkreises liegt bei der Resonanzfrequenz und entspricht einem rein reellen Widerstand, nämlich dem *Gesamtverlustwiderstand*  $R_v$ . Dies bedeutet, dass im Resonanzfall die Verluste im Schwingkreis durch die ohmschen Verluste in den parasitären Widerständen der einzelnen Bauteile verursacht werden.

## 2.2.2 Güte­definition aus der gesamten gespeicherten Energie

Die Güte eines Schaltkreises ist ganz allgemein definiert als das  $2\pi$ -fache Verhältnis der *gesamten gespeicherten Energie*  $W_{ges}$  zur *Verlustenergie*  $W_v$  innerhalb einer Schwingungsperiode:

$$Q = \frac{2\pi \cdot W_{ges}}{W_v} \quad (2.5)$$

Gleichung 2.5 kann auch über die Verlustleistung  $P_v$  definiert sein:

$$Q = \frac{\omega_0 \cdot W_{ges}}{P_v} \quad (2.6)$$

Ganz allgemein lässt sich für die Güte schreiben:

$$Q = \frac{2\omega (\sum w_m + \sum w_e)}{\sum P_v} \quad (2.7)$$

Die Gesamtenergie  $W_{ges}$  ist die Summe der Energien im elektrischen und magnetischen Feld zu einem bestimmten Zeitpunkt. Für den Resonanzfall gilt:

$$W_{ges} = \frac{\mu}{2} \cdot \int_V |H|^2 dV = \frac{\varepsilon}{2} \cdot \int_V |E|^2 dV \quad (2.8)$$

Der Nachteil dieser allgemeinen Güte­definition ist jedoch, dass es sich hierbei um eine reine Rechengröße handelt, die in dieser Form nicht gemessen werden kann. Für verschiedene Bauelemente oder Schaltungen ergeben sich aber aus 2.5 bzw. 2.6 unterschiedliche, einer Messung zugängliche Güte­definitionen [9, 10].

## 2.2.3 Güte­definition aus dem Phasenwinkel

Die bekannteste Definition der Güte ist jene über den *Phasenwinkel*  $\varphi$ .

$$Q = \tan \varphi = \frac{1}{\tan \delta} = \frac{\omega L}{R_L} = \frac{\omega C}{G} \quad (2.9)$$

Die ursprüngliche Idee des Gütebegriffes war es, eine Möglichkeit zur qualitativen Beschreibung der Bauelemente Spule und Kondensator zu geben. Für diese Anwendung funktioniert die Definition nach Gleichung 2.9 auch sehr gut, zumal sie recht einfach mit Impedanz- oder Admittanzmessbrücke bestimmt werden kann. Für verlustbehaftete Schwingkreise ist jedoch nur die Güte bei Phasenresonanz interessant. Diese liegt vor, wenn der Phasenwinkel des Resonanzzweipols zu Null wird. In diesem Fall ist dann die im Schwingkreis gespeicherte elektrische Energie gleich der gespeicherten magnetischen Energie. Der Wert der Güte nach der Definition aus Gleichung 2.9 würde aber – unabhängig von den tatsächlich auftretenden Verlusten – für den Fall der Phasenresonanz immer gleich Null sein. Dies bedeutet, dass eine Definition der Güte über den Phasenwinkel für resonanzfähige Gebilde ungeeignet ist. Einzige Lösung wäre hier eine Berechnung der Einzelgüten von Kapazität und Induktivität, um daraus eine Gesamtgüte zu errechnen. Bei vielen Resonatoren in der Hochfrequenztechnik liegen diese Bauelemente jedoch nicht in diskreter Form vor, was eine Berechnung schwierig macht. Die Berechnung der Leitungsbeläge und somit die weitere Ermittlung der tatsächlichen Größen von Kapazität und Induktivität eines Resonators ist nicht immer trivial. Daher ist eine Methode, welche die Kenntnis jener Werte zur Berechnung der Güte voraussetzt, für ein effizientes Arbeiten nicht zielführend [9].

#### 2.2.4 Gütedefinition aus der Bandbreite bei Resonanz

Die für Resonanzzweipole sinnvollste und daher übliche Definition der Güte ist jene über die Bandbreite. Der Begriff *Bandbreite*  $\Delta f$  bezeichnet hier die 3 dB-Bandbreite, also jene Breite der Resonanzkurve, bei welcher sich zwei Impedanzwerte um den Faktor  $\sqrt{\frac{1}{2}}$  bzw.  $\sqrt{2}$  (dies entspricht -3 dB bzw. +3 dB) vom Maximalwert (bei  $f_0$ ) unterscheiden (siehe Abbildung 2.4 auf Seite 17). Dies geht aus der Güteberechnung anhand des ESB für Schwingkreise hervor. Mittels der nachstehenden Herleitung wird gezeigt, woraus sich der Wert von 3 dB als Schranke für die zur Güteberechnung herangezogene Bandbreite ableitet.

$$\begin{aligned}\omega_0 C &\stackrel{!}{=} \frac{1}{\omega_0 L} \\ \frac{1}{Q} &= \frac{R_L}{\omega_0 L} + \frac{G}{\omega_0 C} = \frac{\omega_0 C R_L}{\omega_0^2 L C} + \frac{G}{\omega_0 C} = \frac{\frac{1}{R_L Q_L^2} + G}{\omega_0 C} \\ Q &= \frac{\omega_0 C}{G_{ges}} = \frac{\omega_0 C}{2\Delta\omega C|_{(\omega=\omega_2)}} \\ Y &= j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) + G_{ges} \cong j2\Delta\omega C + G_{ges} \\ \Delta\omega &= \omega - \omega_0 \\ |Y|_{\omega=\omega_0} &= G_{ges} \\ 2\Delta\omega C &\stackrel{!}{=} G_{ges} \Rightarrow |Y|_{\omega_2} = \sqrt{2}G_{ges} \hat{=} S_{21} = 3,01 \text{ dB} \\ &\Rightarrow 2\Delta\omega|_{(\omega=\omega_2)} \hat{=} 3 \text{ dB-Bandbreite}\end{aligned}$$

Daher lautet die Definition für die Güte anhand der Bandbreite:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (2.10)$$

Die Messung der Güte erfolgt also üblicherweise aus den Parametern  $S_{11}$  bzw.  $S_{21}$  (siehe Abschnitt 2.3), wie in der Abbildung 2.2 ersichtlich ist [9].

An folgendem Beispiel wird gezeigt, wie sich die Güte Anhand der  $S_{21}$ -Methode mit den aus Abbildung 2.2 gewonnenen Werten errechnen lässt:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{\frac{1,9642 \text{ GHz} + 1,9621 \text{ GHz}}{2}}{0,0021431 \text{ GHz}} = \frac{1,96315 \text{ GHz}}{0,0021431 \text{ GHz}} = 916,033$$

## 2.2.5 Belastete und unbelastete Güte

Wird ein Gütewert aus einem Streuparameter (S-Parameter) errechnet, so handelt es sich nicht um die eigentliche Güte des unbelasteten Resonators selbst, da allein

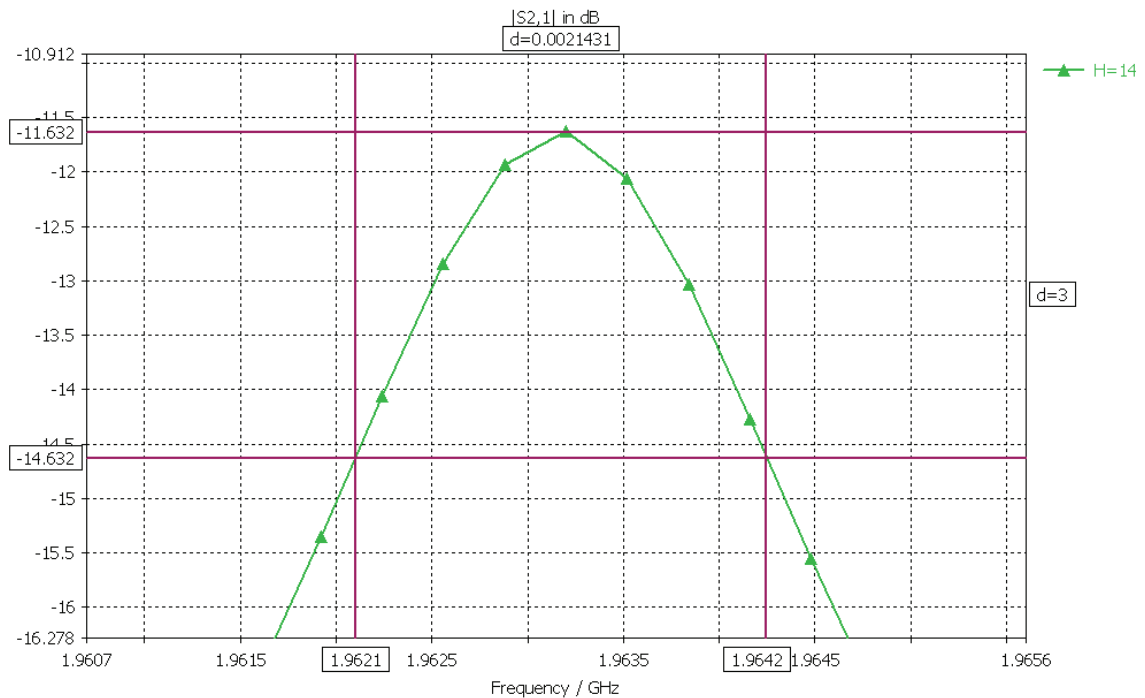


Abbildung 2.2:  $S_{21}$ -Methode zur Bestimmung der Güte

durch die Messung ein Lastzustand entsteht und somit das Ergebnis beeinflusst wird. Daher ist der gemessene Wert der Güte, welcher im Allgemeinen als *belastete Güte*  $Q_l$  (engl. *loaded Q*) bezeichnet wird, um den in Gleichung 2.11 beschriebenen von  $S_{21}$  abhängigen Korrekturfaktor zu korrigieren. Das Ergebnis repräsentiert die Güte des Resonators ohne externe Beschaltung und wird daher auch *unbelastete Güte*  $Q_u$  (engl. *unloaded Q*) genannt.

$$Q_u = Q_l \cdot \frac{1}{1 - S_{21}} \quad (2.11)$$

Für vergleichende Betrachtungen wird stets der Wert der unbelasteten Güte herangezogen, da nur er eine Aussage über die tatsächliche Güte darstellt. Die belastete Güte hängt wesentlich von der Messmethode bzw. der äußeren Beschaltung (also von der äußeren Last) des Resonators ab. Über sie lässt sich keine Aussage hinsichtlich der Resonatorgüte ableiten.

Die vollständige Güteberechnung aus Abschnitt 2.2.4 unter Verwendung der Werte aus Abbildung 2.2 lautet also wie folgt:

$$Q_l = \frac{1,96315 \text{ GHz}}{0,0021431 \text{ GHz}} = 916,033$$

$$Q_u = \frac{Q_l}{1 - S_{21}} = \frac{916,033}{1 - (-11,632 \text{ dB})} =$$

$$= \frac{916,033}{1 - 10^{\frac{-11,632}{10}}} = 1241$$

Für Ankopplungen schlechter als -40 dB kann die Korrektur nach Formel 2.11 vernachlässigt werden, da der Term  $\frac{1}{1-S_{21}}$  sehr klein wird und somit nahezu keinen Einfluss mehr auf das Ergebnis hat [10, 11, 12].

## 2.3 Die Streuparameter

Streuparameter (kurz: S-Parameter, engl. *scattering parameters*) dienen der Beschreibung des Verhaltens von Mehrporten in der Hochfrequenztechnik. Diese Beschreibung erfolgt über eine in das Tor *einlaufende Welle*  $a$  sowie einer vom Tor reflektierten, also einer *rücklaufenden Welle*  $b$  (siehe Abbildung 2.3). Die Quadrate von  $a$  und  $b$  entsprechen den transportierten Leistungen.

$$a = \sqrt{P_{\text{vor}}}$$

$$b = \sqrt{P_{\text{rück}}}$$

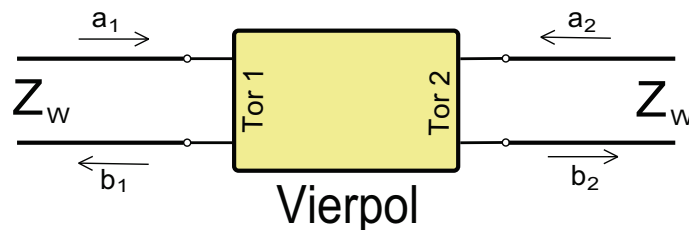


Abbildung 2.3: Vor- und rücklaufende Welle zur Bestimmung der S-Parameter

Die Angabe von S-Parametern ist immer verbunden mit einem Bezugswiderstand  $Z_w$ , andernfalls sind die S-Parameter nicht vollständig. Der Vorteil von S-Parametern liegt darin, dass sie messtechnisch einfach (z.B. mittels Netzwerkanalysator, siehe Abschnitt 2.9) zu erfassen sind und daher eine große Praxisrelevanz besitzen. Weiters lassen die S-Parameter eine vollständige Beschreibung einer linearen Blackbox mit beliebig vielen Toren zu. Abhängig von der Anzahl der Tore erhöht sich lediglich die Anzahl der Parameter. So genügen zur Beschreibung eines Zweitors vier Streuparameter, während ein Dreitor neun S-Parameter benötigt.

Die Beziehung zwischen *Strom*  $I$  und *Spannung*  $U$  am Tor ist durch die *externe Impedanz*  $Z$  gegeben:

$$Z = \frac{U}{I}$$

Daraus lässt sich nun mit dem *Leitungswellenwiderstand*  $Z_w$  der *Reflexionsfaktor*  $r$  definieren:

$$r = \frac{b}{a} = \frac{Z - Z_w}{Z + Z_w} \quad (2.12)$$

Für den primitivsten Fall eines Eintores ist der Reflexionsfaktor  $r$  der einzige existente S-Parameter, also  $S_{11}$ . Es gilt die Beziehung:

$$b = r \cdot a = S_{11} \cdot a$$

Analog dazu lautet die Definition der S-Parameter für ein Zweitor:

$$b_1 = S_{11} \cdot a_1 + S_{12} \cdot a_2$$

$$b_2 = S_{21} \cdot a_1 + S_{22} \cdot a_2$$

Beziehungsweise in Matrix-Schreibweise:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = (S) \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$



Oder allgemein für  $n$  Tore:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & \cdots & S_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{n1} & \cdots & S_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Die sog. *Streumatrix*  $S$  aus Gleichung 2.13 weist für jene Mehr Tore, welche nur aus den passiven Bauelementen R, L und C bestehen, eine gewisse Reziprozität auf. Das bedeutet, dass die Matrix um die Hauptdiagonale symmetrisch ist ( $S_{ij} = S_{ji}$ ). Diese Tatsache kann man sich bei numerischen Simulationen zum Vorteil machen, wenn man von der Software nur ein Teil der S-Parameter errechnen lässt und den Rest über die gegebenen Symmetrie-Bedingungen auffüllt.

Den einzelnen S-Parametern wird für Zweitore im allgemeinen folgende Bedeutung zugeordnet:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0} \dots \textbf{Eingangsreflexionsfaktor} \text{ bei reflexionsfrei abgeschlossenem Tor 2}$$

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1=0} \dots \textbf{Ausgangsreflexionsfaktor} \text{ bei reflexionsfrei abgeschlossenem Tor 1}$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0} \dots \textbf{Vorwärtsübertragung} \text{ bei reflexionsfrei abgeschlossenem Tor 2}$$

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1=0} \dots \textbf{Rückwärtsübertragung} \text{ bei reflexionsfrei abgeschlossenem Tor 1}$$

In Bezug auf die S-Parameter sind noch einige Begriffe zu erwähnen, welche in der Hochfrequenztechnik Gebrauch finden. Dies sind insbesondere die sog. *Rückflussdämpfung* sowie die *Einfügedämpfung*, welche charakteristische Größen von Vierpolen darstellen.

### 2.3.1 Rückflussdämpfung

Die Reflexionsparameter  $S_{11}$  und  $S_{22}$  in logarithmischer Darstellung werden Rückflussdämpfung (engl. *return loss*) genannt.

$$\begin{aligned} a_{11} &= -20 \log |S_{11}| \\ a_{22} &= -20 \log |S_{22}| \end{aligned} \tag{2.14}$$

### 2.3.2 Einfügedämpfung

Als Einfügedämpfung (engl. *insertion loss*)  $a_e$  oder Einfügeverlust bezeichnet man den *logarithmierten Parameter der Vorwärtsübertragung*  $S_{21}$ . Bei aktiven Netzwerkelementen spricht man auch von der Einfügeverstärkung (engl. *insertion power gain*). Abbildung 2.4 zeigt die *Einfügedämpfung*  $a_e$ , *Verlustdämpfung*  $a_v$ , *max. Betriebsdämpfung*  $a_m$ , *3 dB-Bandbreite*  $\Delta f$  sowie *Bandmittenfrequenz*  $f_m$  im Passband.

$$a_e = -20 \log |S_{21}| \tag{2.15}$$

Bei Verlustlosigkeit muss aus Gründen der Energieerhaltung folgende Beziehung gelten:

$$\begin{aligned} |S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 &= 1 \\ |S_{22}|^2 + |S_{12}|^2 &= 1 \end{aligned}$$

bzw. allgemein:

$$(S^*)^t \cdot (S) = (1) \tag{2.16}$$

Anders formuliert bedeutet dies also, dass in keinem Betriebszustand Energie verloren geht [1, 8, 9, 12, 13, 14].

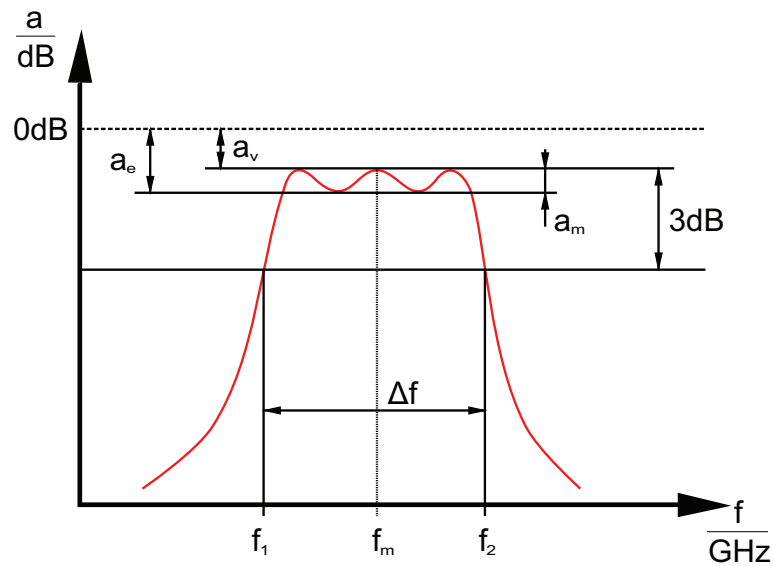


Abbildung 2.4: Darstellung der einzelnen Dämpfungen

## 2.4 Der $\lambda/4$ -Resonator

Bereits im Abschnitt 2.2 wurde das Prinzip eines Schwingkreises erläutert. Ausgehend davon möge nun der  $\lambda/4$ -Resonator beschrieben werden. Das ESB eines  $\lambda/4$ -Resonators stellt im Wesentlichen den selben Schwingkreis dar wie jener in Abbildung 2.1 auf Seite 8. Daher sind die Betrachtungen analog zum diskret aufgebauten Resonanzkreis, wenngleich auch die Kapazität und Induktivität nicht als Bauteil vorliegend ist.

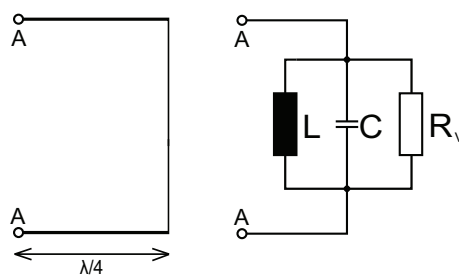


Abbildung 2.5: Kurzgeschlossener  $\lambda/4$ -Resonator mit Ersatzschaltbild

Prinzipiell handelt es sich bei dem Resonator aus Abbildung 2.5 um ein kurzgeschlossenes Leitungselement mit der Länge  $l = \frac{\lambda}{4}$  und dem Wellenwiderstand  $Z_w$ .

Da es bei kurzgeschlossenen Leitungselementen (genauso wie bei offenen) am Ende zu Reflexionen kommt, zeigen diese Leitungselemente das charakteristische Verhalten von Schwingkreisen.

Am kurzgeschlossenen Ende des  $\lambda/4$ -Leitungsresonators befindet sich das Strommaximum, also der Maximalwert der magnetischen Feldstärke, während am offenen Ende (also am Eingang) die Spannung (und somit auch die elektrische Feldstärke) ihr Maximum besitzt. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Resonatoren handelt es sich ausschließlich um dielektrische Koaxialresonatoren, also im Prinzip um kurzgeschlossene koaxiale  $\lambda/4$ -Leitungselemente mit einem keramischen Dielektrikum. Daher wird im Folgenden auch nur auf Koaxialresonatoren näher eingegangen [1, 2, 9].

### 2.4.1 $\lambda/4$ -Resonatoren aus dielektrischer Keramik

In vielen Bereichen der Hochfrequenztechnik werden koaxiale Resonatoren aus dielektrischer Keramik gefertigt. Man spricht hierbei von sog. dielektrischen Resonatoren (DR). Der Vorteil eines DR liegt darin, dass die Freiraumwellenlänge in der Keramik um den Faktor  $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}$  kürzer ist. Dadurch fällt die Bauform kleiner aus, was eine Platzersparnis sowie einen Gewichts- und unter Umständen auch Kostenvorteil bringen kann. Gleichung 2.4 lässt sich also für einen dielektrischen Resonator mangels diskreter Bauelemente im ersten Schritt nicht direkt anwenden. Die Resonanzfrequenz  $f_0$  des Resonators in Abhängigkeit der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$ , der relativen Permittivität  $\epsilon_r$  sowie der Resonatorlänge  $l$  ist wie folgt definiert:

$$f_0 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r} \cdot 4l} \quad (2.17)$$

Im Wesentlichen finden zwei Arten koaxialer Resonatoren Verwendung. Dies sind zum Einen Resonatoren mit rundem Innen- und Außenleiter, sowie Resonatoren mit rundem Innen- und viereckigem Außenleiter. Es sind zwar alle anderen Kombinationen denkbar und für bestimmte Anwendungen auch zweckmäßig, jedoch liegen genannte Formen am häufigsten vor. Für Filterapplikationen werden häufig quaderförmige Resonatoren mit rundem Innenleiter verwendet. Die Gründe hierfür sind

vielfältiger Natur. Einerseits erlauben sie beim Zusammenfügen zu einer Filtereinheit einfachere und stabilere mechanische Konstruktionen, andererseits lassen sich aber auch dadurch erst vernünftige Aperturkopplungen realisieren, da je eine Fläche planparallel an die benachbarte angefügt werden kann. Weiters ist das Gütepotential solcher Geometrien größer, da eine größere Metalloberfläche vorhanden ist und auch dem Feld in Summe mehr Keramik zur Verfügung steht. Vielfach wünscht die Fertigung jedoch (zu Lasten der Güte) eine Geometrie mit abgerundeten Ecken, speziell dort wo Resonatoren mittels eines galvanischen Prozesses mit der Metallisierung versehen werden. Durch die Bewegungen in der Trommel der Galvanik könnten sonst Ecken herausgeschlagen werden.

Bei der Berechnung ist auf die vorliegende Geometrie Acht zu geben und ggf. die Formel um einen geeigneten Korrekturfaktor zu ergänzen. Die gegebenen Formeln in der Literatur sind üblicherweise für Resonatoren mit rundem Innen- und Außenleiter.

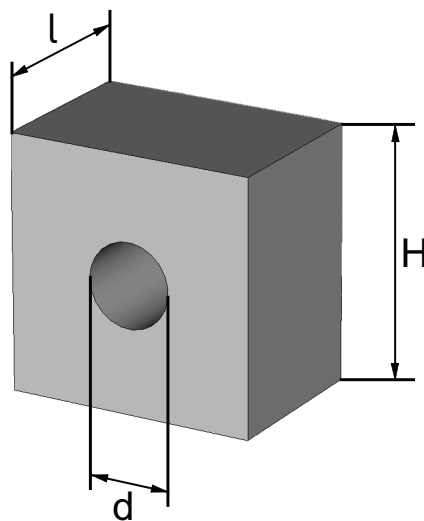


Abbildung 2.6: Bemaßung eines Koaxialresonators

Für kreisrunde Querschnitte innen (*Innendurchmesser*  $d$ ) und außen (*Außendurchmesser*  $D$ ) gilt:

$$Z^* = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \ln \frac{D}{d} \quad (2.18)$$

mit:

$$\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \cdot \frac{1}{2\pi} \cong 60 \Omega$$

Für Resonatoren mit quadratischer Querschnittsfläche des Außenleiters und kreisrunder Querschnittsfläche des Innenleiters wird eine Näherungsformel verwendet, welche sich durch den Korrekturfaktor  $\kappa = 1,0787$  von der Ursprungsformel unterscheidet, wobei hier der *Außendurchmesser*  $D$  durch die *Resonatorhöhe*  $H$  ersetzt wurde (siehe Abbildung 2.6). Dieser Faktor  $\kappa$  ist ein aus numerischen Feldberechnungen ermittelter Wert. Diese Berechnungen haben gezeigt, dass quadratische Querschnitte der Seitenlänge  $H$  den selben Kapazitätsbelag aufweisen wie ein zylindrischer Leiter mit einem Durchmesser von  $D = \kappa H$ . Dies gilt mit hoher Genauigkeit für einen sehr großen Bereich von in der Praxis relevanten Verhältnissen von  $\frac{H}{d}$ .

$$Z^* = 60 \Omega \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \cdot \ln \frac{\kappa H}{d} \quad (2.19)$$

Daraus lassen sich der *Kapazitätsbelag*  $C'$  sowie der *Induktivitätsbelag*  $L'$  der Leitung errechnen:

$$C' = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{Z^* c} = \frac{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r}{\ln \frac{\kappa H}{d}} \quad (2.20)$$

$$L' = \frac{Z^*}{v} = \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi} \ln \frac{\kappa H}{d} \quad (2.21)$$

Umgekehrt lässt sich auch der Wellenwiderstand der verlustlosen Leitung bei bekanntem Kapazitätsbelag nach Gleichung 2.22 bestimmen.

$$Z^* = \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r}}{C'} \quad (2.22)$$

Anhand dieser Beziehungen kann bei bekannter Länge über die Leitungsbeläge der jeweils kapazitive und induktive Anteil des Resonators bestimmt werden, oder umgekehrt. Dies kann bei HF-Simulationen unter Verwendung eines geeigneten Ersatzschaltbildes von Interesse sein [1, 2, 10, 14, 15].

## 2.4.2 Verkürzungskapazitäten

Metallische Strukturen auf der Vorderseite des Resonators üben einen kapazitiven Einfluss aus. Sie stellen eine zusätzliche Kapazität dar, welche sich zur Resonatorkapazität aus dem ESB in Abbildung 2.5 hinzuaddiert. Dadurch steigt die Gesamtkapazität, wodurch die Resonanzfrequenz nach der Beziehung aus Gleichung 2.4 niedriger wird.

Dies bedeutet, dass der Resonator bei gleicher Resonanzfrequenz eine kürzere Länge besitzt. Daher wird diese Kapazität auch *Verkürzungskapazität* genannt. Aus diesem Grund ist stets zu beachten, dass sich jede metallische Fläche, die auf der Vorderseite des Resonators aufgebracht wird, sich wie eine Verkürzungskapazität auswirkt und Einfluss auf die Resonanzfrequenz hat.

Gleichzeitig kann dieser Effekt aber auch bewusst ausgenutzt werden um den Resonator zu tunen. Hierbei wird eine Metallfläche in die Vorderseite integriert, welche händisch stückweise bis zum Erreichen der gewünschten Resonanzfrequenz abgeschliffen wird. Damit können Fertigungstoleranzen ausgeglichen und Filter abgestimmt werden [2].

## 2.5 Analoge Filtertypen

Die drei Grundgattungen analoger Filter Tiefpass (TP), Hochpass (HP) und Bandpass (BP) sind hinsichtlich ihres Frequenzganges in verschiedene Filtertypen unterteilt. Dieser Abschnitt befasst sich überblicksmäßig nur mit den zwei wichtigsten Vertretern, nämlich dem *Tschebyscheff-Filter* und dem *Butterworth-Filter*. Abbildung 2.7 zeigt den qualitativen Verlauf der Filterfunktionen nach *Tschebyscheff* (rot) und *Butterworth* (grün).

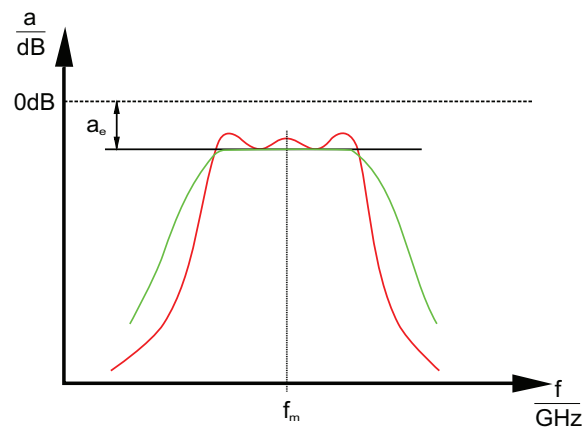


Abbildung 2.7: Filterfunktionen nach *Tschebyscheff* (rot) und *Butterworth* (grün)

### 2.5.1 Tschebyscheff-Filter

Tschebyscheff-Filter haben eine sehr steile Filterfunktion. Das bedeutet, dass die Dämpfung links und rechts des Passbandes sehr schnell abfällt, was auch für viele Anwendungen gefordert wird. Allerdings verläuft die Dämpfung im Passbandbereich nicht monoton. Das Filter besitzt eine Welligkeit (engl. *ripple*), welche im Designprozess festgelegt werden muss. Je größer die zulässige Welligkeit ist, desto steiler werden auch die Filterflanken. Versucht man den Ripple klein zu halten, so wird das Filter flacher.

Außerdem besitzt das Tschebyscheff-Filter ein relativ großes Überschwingen der Sprungantwort [9, 12, 14, 16].

Jene Filter, welche in dieser Arbeit behandelt werden, besitzen eine Filtercharakteristik nach Tschebyscheff.

### 2.5.2 Butterworth-Filter

Das Butterworth-Filter hat im Gegensatz zum Tschebyscheff-Filter einen monotonen Verlauf der Dämpfung im Bereich des Passbandes, die Flankensteilheit der Filterkurve ist dafür jedoch geringer. Auch ein beträchtliches Überschwingen bei der Sprungantwort (welches sich mit höherer Ordnung verschlechtert) ist beim



Butterworth-Filter ebenso vorhanden, fällt aber geringer aus als beim Tschebyscheff-Filter. Der Phasengang besitzt eine kleine Nichtlinearität.

Butterworth-Filter lassen sich mit passiven RC-Schaltungen nicht realisieren, sehr wohl aber mit RLC-Schaltungen [8, 14, 16].

## 2.6 Kopplungsbandfilter

Filter für hohe Frequenzen können durch Verkopplung mehrerer Resonatoren realisiert werden. Diese Filter werden *Kopplungsbandfilter* genannt. In diesem Abschnitt sollen die theoretischen Grundlagen zur Realisierung von mehrkreisigen Kopplungsbandfiltern durch Kopplung mehrerer dielektrischer Koaxialresonatoren erörtert werden.

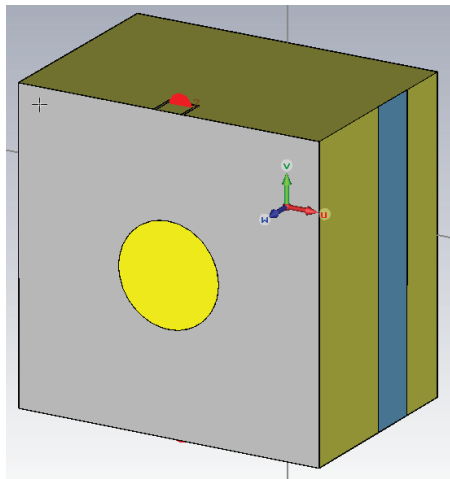


Abbildung 2.8: Keramikresonator mit seitlichem Aperturfenster

Die Kopplung zwischen den beiden Resonatoren kann aus elektrischer Sicht kapazitiv oder induktiv sein. Zumeist liegt jedoch eine Mischform vor. Die physikalische Realisierung dieser Kopplung geschieht in vielen Fällen über eine *Apertur*, also eine Art “Fenster” in der Metallisierung zwischen zwei Resonatoren (siehe Abbildung 2.8 sowie Abbildung 2.11). Sowohl die Größe, als auch die Position dieses Aperturfensters nehmen dann Einfluss auf Intensität und Art der Kopplung. Wie in

Abschnitt 2.4 beschrieben, befinden sich die Maxima von Strom und magnetischer Feldstärke auf der Kurzschlussseite, während Spannung und elektrische Feldstärke ihr Maximum auf der offenen Seite des Resonators besitzen. Aus dieser Überlegung ist bereits ersichtlich, dass über die Position der Apertur entweder das magnetische oder das elektrische Feld für die Kopplung hauptverantwortlich ist. Daher bewirkt eine Apertur nahe der Kurzschlussseite eine vorwiegend induktive Kopplung, während bei Aperturen nahe dem offenen Ende der kapazitive Teil überwiegt. Bei Hochfrequenzfiltern aus aperturgekoppelten Resonatoren werden induktive Kopplungen bevorzugt, da der Luftspalt zwischen den beiden Keramikkörpern eine kapazitive Kopplung aufgrund der Fertigungstoleranzen praktisch nicht beherrschbar macht. In Abbildung 2.9 ist das Ersatzschaltbild eines zweikreisigen Kopplungsbandfilters dargestellt. Daraus lässt sich der *Betriebsübertragungsfaktor*  $A_B$  definieren.

$$A_B = \frac{2U_2}{U_0} \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \quad (2.23)$$

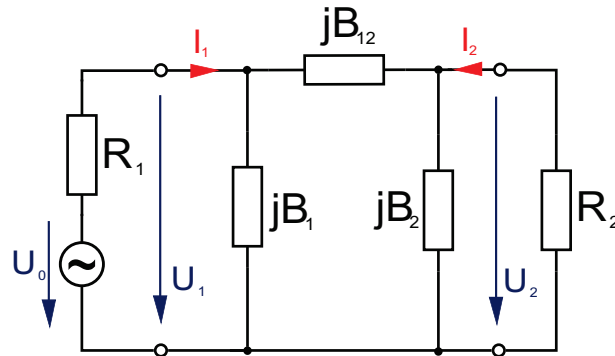


Abbildung 2.9: Ersatzschaltbild eines zweikreisigen Kopplungsbandfilters

Mithilfe der *Verstimmung*  $V$  lässt sich die *normierte Kopplung*  $K$  (Gleichung 2.24) einführen.

$$V_1 = (B_1 + B_{12}) \cdot R_1 = \left( \omega(C_1 + C_{12}) - \frac{1}{\omega L} \right) R_1$$

$$V_2 = (B_2 + B_{12}) \cdot R_2 = \left( \omega(C_2 + C_{12}) - \frac{1}{\omega L} \right) R_2$$

Dies bedeutet, dass die Resonanzfrequenz jedes Einzelresonators innerhalb eines Kopplungsbandfilters abhängt von seiner Eigenresonanzfrequenz (bestimmt von seiner Reaktanz) zuzüglich der Reaktanz der Kopplung. Unter der Annahme, dass die beiden Resonatoren die selbe Resonanzfrequenz, sowie die gleiche belastete Güte besitzen, gilt  $V_1 = V_2 = V$ .

$$K = |B_{12}| \cdot \sqrt{R_1 R_2} \quad (2.24)$$

Eingesetzt in den Betriebsübertragungsfaktor ergibt sich Gleichung 2.25.

$$A_B = \frac{\pm 2jK}{1 + K^2 - V^2 + 2jV} \quad (2.25)$$

Hierbei steht das positive Vorzeichen in Gleichung 2.25 für die kapazitive Spannungskopplung  $B_{12} = \omega C_{12}$ , während das negative Vorzeichen für die induktive Stromkopplung  $B_{12} = \frac{-1}{\omega L_{12}}$  steht.

Die *Verstimmung*  $V$  beschreibt hier die Frequenzabhängigkeit von  $A_B$  im Bereich der Resonanzfrequenz, wobei  $K$  als konstant angenommen wird.

Für die Kopplung werden nun im Wesentlichen drei (in Abbildung 2.10 dargestellten) Fälle unterschieden:

**Unterkritische Kopplung**  $K < 1$ : keine Anpassung über den gesamten Frequenzbereich.

**Kritische Kopplung**  $K = 1$ :  $|A_B|$  erreicht ein Maximum für  $V=0$ , d.h.  $R_2$  ist optimal an den Innenwiderstand der Quelle angepasst. Bei Vorhandensein verlustloser Blindwiderstände würde  $|A_B|$  hier den Wert 1 (0 dB) erreichen.

**Überkritische Kopplung**  $K > 1$ : Anpassung ist nur im Bereich der sog. *Höckerverstimmung* realisiert.

Aus diesen Zusammenhängen ersieht man, dass für den Betrag des Betriebsübertragungsfaktors bei einem einzelnen Resonanzkreis  $|A_B| \propto \frac{1}{V}$  gilt, während für ein

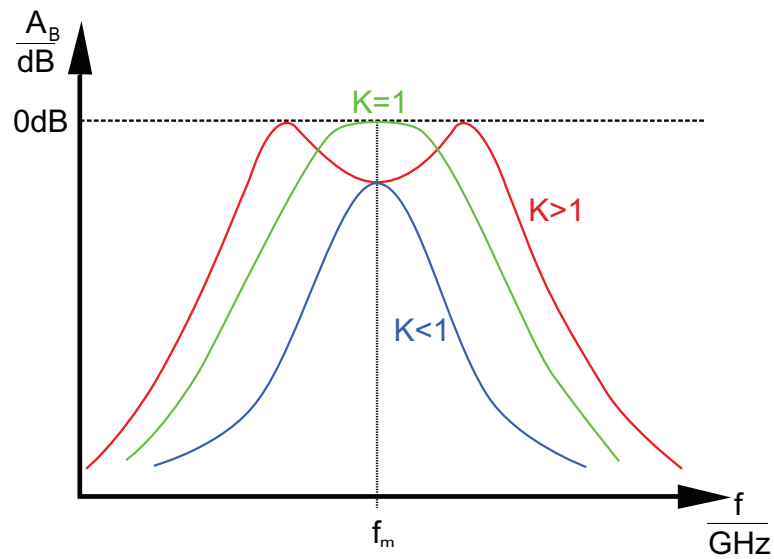


Abbildung 2.10: Unterkritische, überkritische und kritische Kopplung

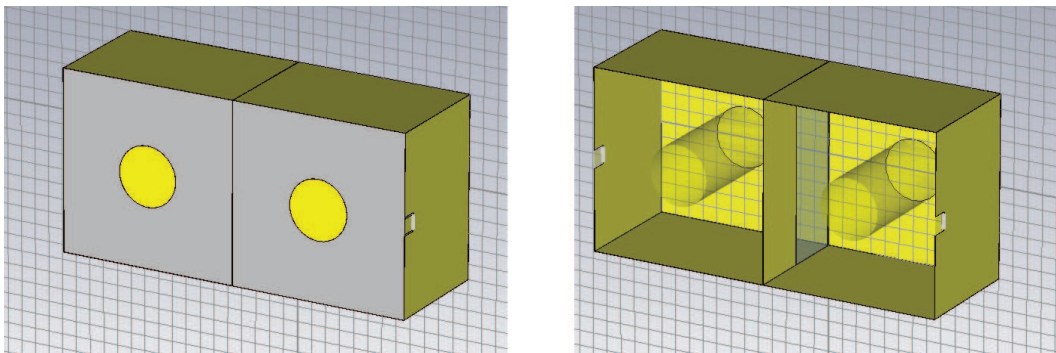


Abbildung 2.11: Zweipoliges Filter mit Aperturkopplung

zweikreisiges Filter  $|A_B| \propto \frac{1}{\sqrt{2}}$  gilt. Die Flankensteilheit  $\frac{d|A_B|}{df}$  wird also größer, je mehr Kreise an einer Kopplung beteiligt sind [2, 9, 12, 14, 17].

Für den Einsatz im Filterdesign hat sich außerdem noch der *Kopplungskoeffizient*  $k$  aus Gleichung 2.26 als praktikabel erwiesen. Hierbei handelt es sich um den Quotienten aus *Kopplungsbandbreite*  $\Delta f_k$  und *Mittenfrequenz*  $f_m$ , wobei als Kopplungsbandbreite (oder auch: *Koppelweite*) jener Bereich zwischen den Maxima zweier benachbarter Höcker bezeichnet wird.

$$k = \frac{\Delta f_k}{f_m} \quad (2.26)$$

Der Kopplungskoeffizient  $k$  stellt im Prinzip eine relative Bandbreite dar und ist ein Maß für die Intensität der Kopplung [18, 19]. Je stärker die Kopplung, desto breitbandiger ist das daraus resultierende Filter und vice versa.

## 2.7 Die Software CST Microwave Studio

CST STUDIO SUITE ist eine sehr mächtige Simulationsplattform für alle Arten von Elektromagnetischen Feldproblemen. Sie besteht aus mehreren Simulationsmodulen für die unterschiedlichsten Anwendungen. Das Computer Simulation Technology (CST) Microwave Studio (MWS) ist eines dieser Module und stellt ein Tool zur Durchführung von 3D EM Simulationen für HF-Probleme dar. Die Software ist sehr benutzerfreundlich, daher lassen sich auch komplexe Geometrien sehr gut in MWS erstellen [20].



Abbildung 2.12: Logo von CST Microwave Studio

### 2.7.1 Allgemeines

Die Funktionsweise von CST basiert auf der 1977 von Thomas Weiland entwickelten *Finite Integration Technique (FIT) Methode*. Hierbei wird das gesamte Simulationsvolumen in kleine Volumszellen diskretisiert. Für diese Volumszellen werden dann die elektrischen und magnetischen Felder berechnet [21]. Die Berechnung übernimmt in diesem Fall ein Zeitbereichslöser (Transientenlöser, engl. *Transient Solver*). Ebenso ist auch ein Frequenzbereichslöser (engl. *Frequency Domain Solver*), wie ihn beispielsweise HFSS verwendet, für CST verfügbar. Der Vorteil vom Transientenlöser

liegt jedoch darin, dass die Berechnung der S-Parameter breitbandig durchgeführt werden kann [22]. Für resonante Strukturen ergibt sich daraus jedoch der Nachteil, dass die Simulationszeit bei Verwendung eines Transientenlösers wesentlich höher ist als die Rechenzeit eines Frequenzbereichslösers. Um dem entgegen zu wirken und die Simulationszeiten trotzdem in einem vertretbaren Rahmen zu halten, müssen verschiedene andere Werkzeuge zur Unterstützung herangezogen werden. Eines dieser Hilfsmittel ist ein Autoregressives Filter (AR-Filter), welches im Abschnitt 2.8 auf Seite 32 genauer erläutert ist.

CST MWS bietet vielfältige Simulationsmöglichkeiten. Im Wesentlichen werden die Simulationsergebnisse als S-Parameter (siehe Abschnitt 2.3 auf Seite 13) dargestellt, es lassen sich jedoch eine Vielzahl anderer Parameter und Werte ausgeben. Durch ein breites Angebot an Macros können in der Nachbearbeitung bereits errechneter Ergebnisse noch viele Zusatzinformationen gewonnen und in weiterer Folge sowohl in zweidimensionaler als auch in dreidimensionaler Form dargestellt werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit einer Parameterstudie (engl. *Parameter Sweep*) besteht. Hierbei führt MWS automatisch Simulationen durch und ändert dabei verschiedene Parameter nach Nutzervorgabe [20].

### 2.7.2 Modellbildung unter CST Microwave Studio

Die **Erstellung des 3D-Modells** in CST erfolgt durch schrittweisen Aufbau der Geometrie aus den Grundelementen (engl. *Basic Shapes*) Quader, Kugel, Zylinder, Kegel und Torus. Über **boolesche Funktionen** können diese Geometrien dann miteinander wechselwirken, d.h. es können Schnitte angefertigt oder Objekte miteinander verbunden werden. Abbildung 2.13 zeigt am Beispiel eines Keramik-Körpers, wie das Innenloch durch Ausschneiden eines Zylinders erzeugt werden kann. Jedem Element sind hierbei Koordinaten zugewiesen, welche seine Position und Größe festlegen. Beim Erstellen des Elements können nun entweder mittels der Maus die prägnanten Punkte fixiert werden, oder der Benutzer gibt die Koordinaten der Punkte direkt im entsprechenden Fenster ein.

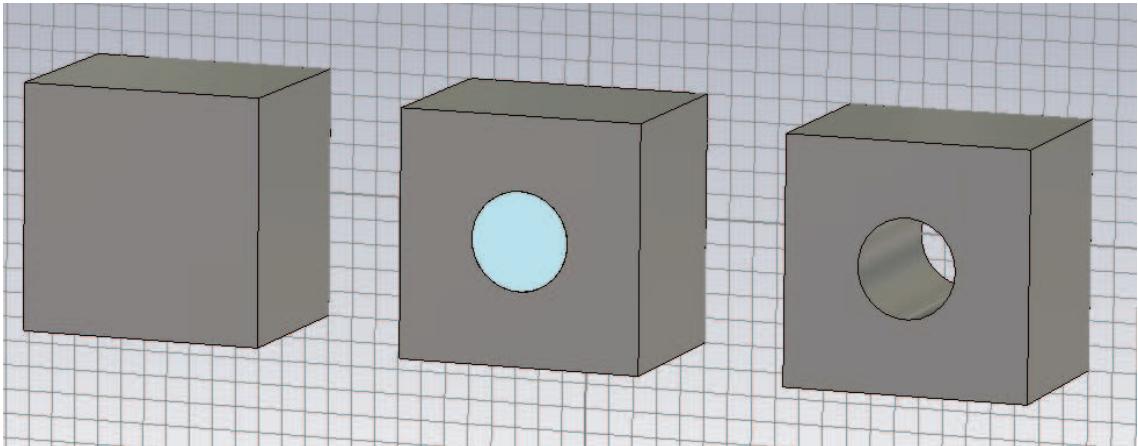


Abbildung 2.13: Beispiel zur Modellbildung unter CST aus *Basic Shapes*

Jedem Objekt wird auch ein **Material mit spezifischen Eigenschaften** zugewiesen. Hierfür steht eine Materialbibliothek zur Verfügung, in welcher zahllose Materialien bereitgestellt werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, selbst Materialien zu definieren und diese zur bestehenden Bibliothek hinzuzufügen, sowie bereits generierte Materialien in ihren Eigenschaften zu verändern. Zugewiesene Materialien sowie deren Parameter lassen sich jederzeit nachträglich ändern. Die Materialparameter können auch mit Variablen belegt werden.

Weiters ist das **Simulationsgebiet** zu definieren. Hierfür müssen neben verschiedensten Materialparametern auch die Größe der Box und die **Randbedingungen** (engl. *boundaries*) angegeben werden. Für die Simulation von Resonatoren haben sich zwei Randbedingungen als praktikabel erwiesen. Dies sind zum einen die *electric boundaries* (siehe Abbildung 2.14), welche eine Art Schirmbox mit *Perfect Electric Conductivity (PEC)* darstellen, sowie *open boundaries*, welche auftreffende Wellen bis ins Unendliche fortsetzen. Dies bedeutet also, dass das Verhalten von Resonatoren relativ einfach geschirmt und ungeschirmt untersucht werden kann. Für Antennensimulationen ist daher unbedingt auch die offene Randbedingung zu wählen.

Zur Verkürzung der Simulationszeit können zusätzlich noch **Symmetrieebenen** eingeführt werden (wie in Abbildung 2.14 dargestellt). Diese beschränken die Simulation dann auf die Hälfte bzw. ein Viertel des ursprünglichen Gebiets, was die Zeit erheblich verkürzen kann.

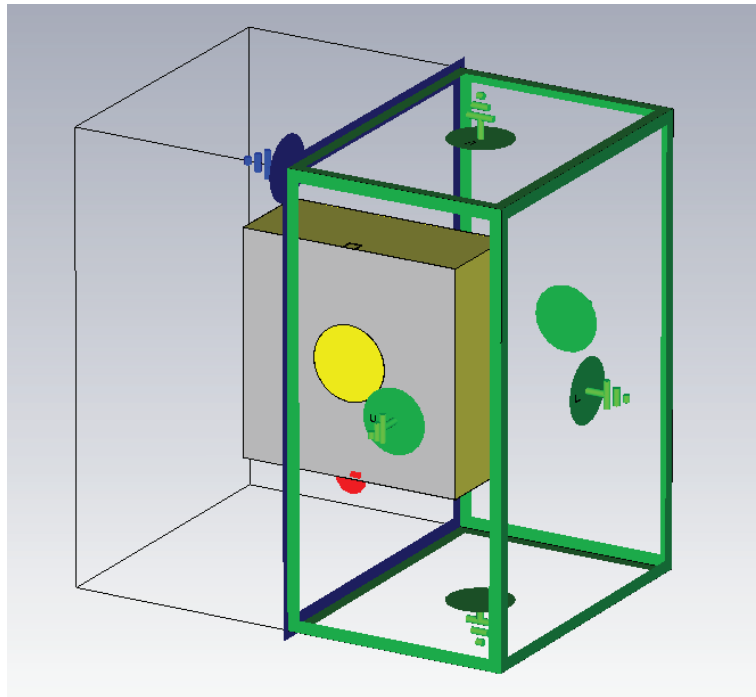


Abbildung 2.14: Resonator mit *electric boundaries* und einer Symmetrieebene

Eine sehr wichtige Einstellung, welche von Hand vorgenommen werden muss, ist das **Mesh**. Das Mesh ist ein orthogonales Gitter und teilt das Simulationsgebiet in kleine Volumenelemente. Wird das Mesh zu grob gewählt, so ist das Ergebnis ungenau und wenig vertrauenswürdig. Je feiner das Mesh wird, desto genauer fällt zudem das Simulationsergebnis aus. Der Nachteil einer hohen Zahl an Meshzellen ist jedoch der dadurch massiv gesteigerte Rechenaufwand. Daher ist es wichtig, jene Gebiete mit hoher Dynamik eng zu vermeshen und die übrigen Bereiche gröber aufzurastern. Hierbei ist darauf zu achten, dass elektrisch leitfähige Strukturen (also Metalle, ausgenommen PEC) möglichst mit jeder Fläche auf einer Meshlinie anliegen. Für PEC ist es ausreichend, wenn eine Seite auf einer Meshlinie liegt. Problematisch kann dies oft bei runden Strukturen (wie z.B. der Innenleiter eines Koaxialresonators) werden. Hier ist es nicht möglich, an jede Seite eine Meshlinie zu legen. In diesem Fall ist unbedingt darauf zu achten, dass keine **Thin Sheet Technology (TST) Zellen** entstehen. Dies sind Zellen, die von einer metallischen Schicht durchzogen



und somit in drei Bereiche aufgeteilt werden (siehe Abbildung 2.15). In diesem Fall kann CST nämlich keine Verluste mehr rechnen. Dies hat zur Folge, dass erstens das Ergebnis an Genauigkeit verliert und zweitens die Simulationszeit steigt, da die Energie im System langsamer abklingt.

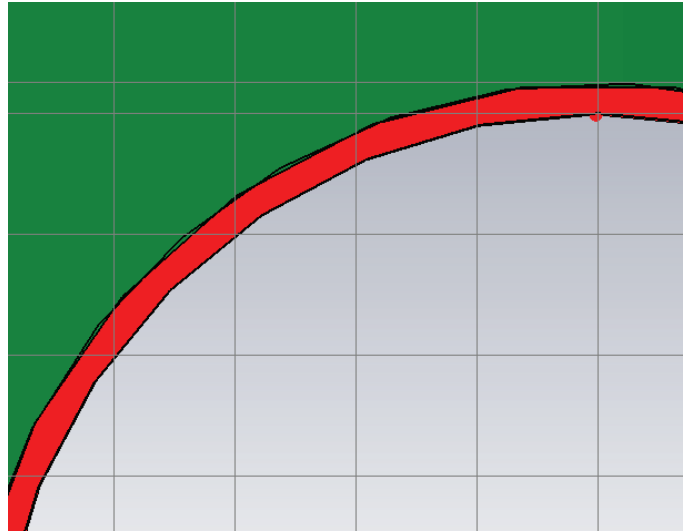


Abbildung 2.15: TST-Zellen durch runde Struktur mit leitfähiger Schicht (rot)

Um dem entgegenzuwirken, ohne die Zahl der Meshzellen im übertriebenen Maße zu steigern, können oft andere Vereinfachungen getroffen werden. So ist es beispielsweise für einen Resonator ausreichend, wenn man den (runden) Innenleiter als Vollzylinder ausführt. Da durch den Skineffekt ohnehin nur eine dünne leitfähige Schicht an der Wandung des Zylinders für das HF-Signal von Relevanz ist, beeinflusst diese Simplifizierung das Ergebnis nicht, sofern sichergestellt ist, dass die Leiterfläche mindestens der vierfachen Skintiefe entspricht. Abbildung 2.16 zeigt ein solches Modell mit zugehörigem, hinreichend genauem Mesh. Solche Vereinfachungen helfen auch bei der Außenmetallisierung. Sie kann ebenso dicker gewählt werden, da die kleinste Meshzelle von ihrer Dicke abhängig ist. Das Verhältnis von größter zu kleinster Meshzelle bestimmt jedoch wesentlich die Simulationsgeschwindigkeit [20, 23, 24]. Zur zusätzlichen Steigerung der Simulationsgeschwindigkeit kann auch noch ein AR-Filter Anwendung finden. Dies ist im Abschnitt 2.8 näher erläutert.

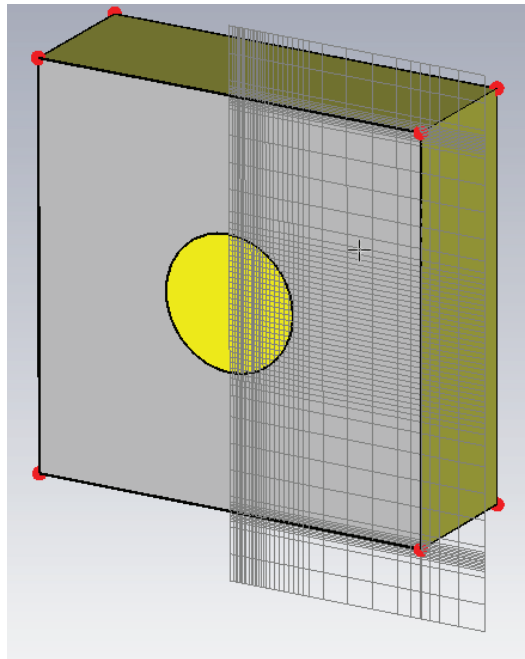


Abbildung 2.16: Vermeshter Koaxialresonator mit ausgefülltem Innenleiter

## 2.8 Das Autoregressive Filter

Das Autoregressive Filter (kurz: AR-Filter) in CST kann die Simulationszeit stark verkürzen. Mittels AR-Filter lassen sich Spektren von Zeitsignalen generieren, welche noch keinen stationären Zustand erreicht haben. Hierzu kann das AR-Filter direkt auf einen Satz S-Parameter, welche die Lösung einer Simulation darstellen, angewandt werden. Eine weitere Möglichkeit ist, durch eine Online-AR-Filterung, die Simulation bei Erreichen einer definierten Genauigkeitsschranke zu beenden. Speziell für hochresonante Strukturen ist dies von Vorteil, da hier die Energie nur sehr langsam abklingt und somit der stationäre Zustand erst nach verhältnismäßig langer Zeit erreicht wird [23].

Im Prinzip ist ein AR-Filter ein Infinite Impulse Response (IIR) Filter, also ein allpoliges Filter. Die mathematische Definition lautet:

$$\sum_{i=1}^N a_i \cdot x_{t-i} + k_t \quad (2.27)$$

Die Annäherung an den aktuellen Term erfolgt also durch eine linear gewichtete Summe vorangegangener Terme in der Reihe. Diese Gewichte nennt man *AR-Koeffizienten*  $a_i$ . Mit  $N$  wird die *Ordnung* bezeichnet,  $k_t$  ist das Rauschen. Die Herausforderung bei der AR-Schätzung ist nun, die “besten” Werte für  $a_i$  bei gegebener Reihe  $x_t$  zu finden.

Zur Berechnung existiert eine Vielzahl an Möglichkeiten. Viele davon setzen voraus, dass  $x_t$  linear und stationär ist. Man geht also davon aus, dass  $x_t$  einen Mittelwert von Null hat. Sollte dies nicht der Fall sein, so wird der Summenformel 2.27 einfach der Term  $a_0$  vorangestellt. Durch Erhöhen der Ordnung sinkt der RMS-Fehler (*Root Mean Square*, quadratischer Mittelwert) rasch, jedoch nur bis zu einer bestimmten Grenze. Irgendwann lässt sich durch Erhöhung der Ordnung der Fehler nicht mehr wesentlich verkleinern [25, 26].

## 2.9 Netzwerkanalysatoren

Ein Netzwerkanalysator (kurz: NWA, im Englischen oft auch *VNA* für *Vector Network Analyzer*) ist ein Messgerät der Hochfrequenztechnik zur Bestimmung der S-Parameter, also Reflexion und Transmission.

Hierzu schickt der Messender des Netzwerkanalysators ein Signal, welches in Frequenz, Amplitude und Phase genau bekannt ist, in das Messobjekt (engl. *Device under Test*, kurz: *DUT*). Dieses reflektiert einen Teil des Signals, ein weiterer Teil passiert das DUT. Das Eingangssignal wird im Regelfall in seiner Amplitude und Phase verändert. Das Ausgangssignal des DUT wird vom Netzwerkanalysator messtechnisch erfasst (siehe Abbildung 2.17).

Aus den gemessenen Signalen (reflektiertes Signal am Eingang und Signal am Ausgang des DUT) errechnet sich der NWA sowohl die Reflexion ( $S_{11}$ ) sowie auch die Transmission ( $S_{21}$ ) und stellt diese Parameter grafisch auf einem Monitor als Funktion der Frequenz dar.

Moderne Netzwerkanalysatoren bieten dem Benutzer vielfältige Möglichkeiten in der Messdatenauswertung, wie z.B. integrierte Auswertesoftware mit Macros für

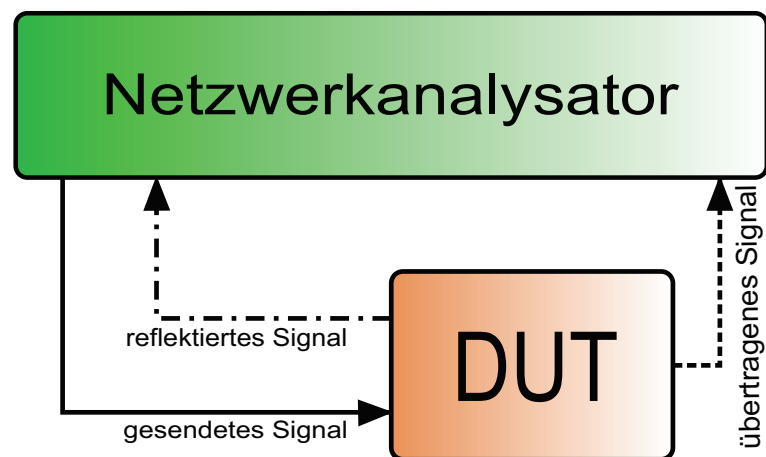


Abbildung 2.17: Prinzip eines Netzwerkanalysators

verschiedenste Funktionalitäten. Außerdem verfügen heute i.d.R. alle Geräte über einen USB-Anschluss, viele sogar über einen Netzwerkanschluss für einen Zugang zum LAN [27].

## 3 Studien am Einzelresonator

Zunächst sollen in diesem Kapitel Betrachtungen am Einzelresonator hinsichtlich der erreichbaren Güten sowie verschiedener Einflussfaktoren angestellt werden. Durch geeignete Simulationen sowie entsprechende mathematische Kontemplationen können die auftretenden Effekte nachvollzogen werden.

### 3.1 Berechnung der Resonatorgüte

Ausgehend von den allgemeinen Grundlagen zur Güte in Abschnitt 2.2 können Überlegungen zur unbelasteten Güte einzelner Koaxialresonatoren angestellt werden. In dieser Arbeit möge die mathematisch ermittelte *Gesamtgüte* mit  $Q_{ges}$  bezeichnet werden, während es sich bei den Größen *belastete Güte*  $Q_l$  und *unbelastete Güte*  $Q_u$  um Messwerte oder Werte aus einer Simulation handeln soll.

Die *Gesamtgüte*  $Q_{ges}$  setzt sich zusammen aus der *Güte der Keramik*  $Q_\epsilon$ , der *Güte der Kurzschlussseite*  $Q_{KS}$ , der *Güte der Metallisierung*  $Q_\sigma$  sowie der *Güte der Abstrahlung*  $Q_{rad}$ .

$$\frac{1}{Q_{ges}} = \frac{1}{Q_\epsilon} + \frac{1}{Q_{KS}} + \frac{1}{Q_\sigma} + \frac{1}{Q_{rad}} \quad (3.1)$$

Für die meisten Betrachtungen wird  $Q_{rad}$  vernachlässigt, da die Abstrahlung für kleine Geometrien kaum Auswirkungen zeigt. In Abschnitt 3.4 wird jedoch näher auf diesen Effekt eingegangen.

Den größten Anteil an  $Q_{ges}$  besitzt die Güte der Metallisierung, sowie auch jene Kurzschlussseite. Die Keramikgüte mag zwar sehr große Werte annehmen, wie aber aus Formel 3.1 ersichtlich ist, kann die Gesamtgüte nicht größer sein als der kleinste Gütebeitrag einer Komponente. Daher ist der Außenmantel prinzipiell ein beschrän-

kendes Element bei Gütebetrachtungen von dielektrischen Resonatoren.

Ausgehend von Gleichung 2.8 lassen sich mathematische Kontemplationen im Hinblick auf die erreichbare Güte eines DR anstellen. Man erhält daraus in weiterer Folge die Gleichungen 2.20 für den *Kapazitätsbelag*  $C'$  und 2.21 für den *Induktivitätsbelag*  $L'$ , welche noch um eine Gleichung für den *Widerstandsbelag*  $R'$  erweitert werden muss.

$$R' = \frac{R_s}{2\pi} \cdot \frac{1}{\kappa H} \cdot \left(1 + \frac{\kappa H}{d}\right) \quad (3.2)$$

Hierbei sei  $R_s$  der *Oberflächenwiderstand*, bestimmt durch die *spezifische Leitfähigkeit*  $\sigma = \frac{1}{\rho}$ , sowie die *Skintiefe*  $\delta$ .

$$R_s = \frac{1}{\sigma \cdot \delta} \quad (3.3)$$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\omega \mu_0 \frac{\sigma}{2}}} \quad (3.4)$$

Die vollständigen Ausgangsgleichungen sind also:

$$\begin{aligned} C' &= \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{Z^* c} = \frac{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r}{\ln \frac{\kappa H}{d}} \\ L' &= \frac{Z^*}{v} = \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi} \ln \frac{\kappa H}{d} \\ R' &= \frac{\rho}{2\pi \delta} \cdot \frac{1}{\kappa H} \cdot \left(1 + \frac{\kappa H}{d}\right) \end{aligned}$$

Daraus lässt sich die Güte vom metallischen Außenmantel nach Gleichung 3.5 berechnen.

$$Q_\sigma = \frac{\omega L'}{R'} = \frac{2 \cdot \kappa H}{\delta} \cdot \frac{\ln \frac{\kappa H}{d}}{1 + \frac{\kappa H}{d}} \quad (3.5)$$

Die Kurzschlussgüte hängt von der  $\lambda/4$ -Länge des Resonators  $l$  (bestimmt durch das

$\varepsilon_r$  der Keramik) sowie der *Skintiefe*  $\delta$  ab.

$$Q_{KS} = \frac{2 \cdot \kappa H}{\delta} \cdot \frac{\ln \frac{\kappa H}{d}}{\left(\frac{8 \cdot \kappa H}{\lambda}\right) \ln \frac{\kappa H}{d}} = \frac{l}{\delta} \quad (3.6)$$

Die Summe der Güten des Außenmantels sowie der Kurzschlussseite, die sog. *Güte der gesamten Leitung*  $Q_{Ltg} = Q_{\sigma} + Q_{KS}$ , kann somit nach Gleichung 3.7 rechnerisch ermittelt werden.

$$Q_{Ltg} = \frac{2 \cdot \kappa H}{\delta} \cdot \frac{\pi \cdot \ln \frac{\kappa H}{d}}{\pi \left(1 + \frac{\kappa H}{d}\right) + \left(\frac{8\pi \cdot \kappa H}{\lambda}\right) \ln \frac{\kappa H}{d}} \quad (3.7)$$

Diese Gleichungen gelten nur für Resonatoren mit quadratischer Außenleiterquerschnittsfläche. Für konzentrisch-zylindrische Resonatoren muss lediglich der Korrekturfaktor  $\kappa = 1,0787$  weggelassen werden. Dies bedeutet, dass anstelle der *Resonatorhöhe*  $H$  der *Außendurchmesser*  $D$  eingesetzt wird. [10, 14].

Die Gesamtgüte lässt sich nun durch Addition der Kehrwerte der Einzelgüten gemäß Gleichung 3.1 berechnen. Die *Keramikgüte*  $Q_{\varepsilon}$  ist dabei ein Materialparameter, welcher der Spezifikation des jeweiligen Werkstoffes zu entnehmen ist. Hierbei muss beachtet werden, dass  $Q_{\varepsilon}$  i.d.R. von der Frequenz abhängt. Eine typische Angabe in einer Spezifikation ist daher häufig ein Güte-Frequenz-Produkt  $Q \cdot f = Q_{\varepsilon} \cdot f_0 = konst.$

$$Q_{\varepsilon} = \frac{Q \cdot f}{f_0} \quad (3.8)$$

$Q_{\varepsilon}$  nimmt linear mit der Frequenz ab. Auch die anderen Güten sind von der Frequenz abhängig. Für die Simulationen in dieser Arbeit ist stets eine Güte von 50000 bei 1 GHz verwendet worden. Dies entspricht also einer Güte von 25000 bei 2 GHz.

## 3.2 Einflussgrößen und güteverändernde Faktoren

Die Güte eines Resonators ist nach Formel 3.11 abhängig von den vorher genannten Einzelgüten. Dabei kann der Wert der Gesamtgüte - wie aus der Gleichung ersichtlich - nicht größer werden als die kleinste Einzelgüte. Aus diesem Grund leistet jener Teil mit der kleinsten Güte (nämlich die Außenmetallisierung) gleichzeitig auch den größten Beitrag zur Gesamtgüte. Die wertmäßig höchste Güte wird der Keramik zugeschrieben. Sie bewegt sich üblicherweise im Bereich  $10^5$ .

Hohe Güten sind mit dielektrischen Resonatoren nur realisierbar, wenn auch die geometrischen Abmessungen hinreichend groß sind, dem elektrischen Feld also genügend Keramik und Metall zur Verfügung gestellt wird. Als empirische Faustformel zur Abschätzung des Gütepotentials eines DR um 2 GHz hat sich ein Richtwert von ca. 100 Gütepunkten pro Millimeter Resonatorhöhe bewährt. Für kleine Abmessungen stimmt diese Abschätzung recht gut, bei Resonatorhöhen über 10mm steigt jedoch die Ungenauigkeit stark an, da diese Schätzregel viele Effekte unberücksichtigt lässt, welche erst bei genannten Größenordnungen eine Relevanz erhalten.

Die erreichbare Güte ist also nach oben hin beschränkt durch die maximal realisierbaren Einzelgüten sowie durch andere parasitäre Effekte (siehe Abschnitt 3.4). Die mit einer bestimmten Resonatorgröße erreichbare Güte kann unter Umständen ein rein theoretischer Wert sein, welcher sich in der Praxis in dieser Form gar nicht realisieren lässt. Der Grund hierfür liegt darin, dass auch die Ankopplung Einfluss auf die Resonatorgüte nimmt. Um einen DR schwach kapazitiv anzukoppeln, werden kleine Metallpads aus der Metallisierung herausgearbeitet. Dadurch sinkt die Fläche wirksamen Metalls, was auf  $Q_\sigma$  Auswirkung hat. Ähnlich verhält es sich beim Einbringen von Aperturen in das Metall.

Zusätzlich zum Einfluss auf die Güte der Metallisierung wird der Resonator durch die Ankopplung auch kapazitiv belastet. Dies verursacht eine Änderung der Resonanzfrequenz, da sich die *Koppelkapazitäten*  $C_k$  zur Shuntkapazität des Resonators hinzuaddieren. Dies ist im ESB in Abbildung 3.1 dargestellt.

Umrechnung der Serienschaltung von  $R_0$  und  $C_k$  in eine Parallel-Ersatzschaltung



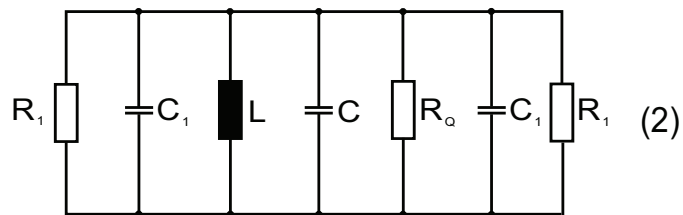
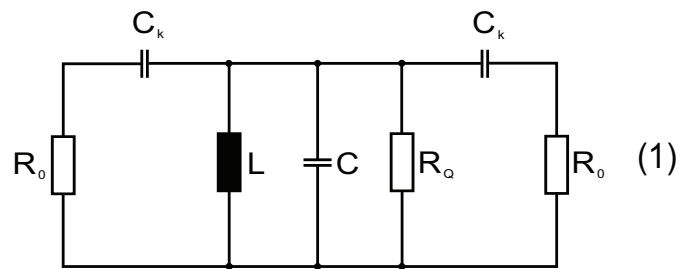


Abbildung 3.1: Ersatzschaltbilder eines kapazitiv angekoppelten Resonators

mit  $R_1$  und  $C_1$ :

$$R_0 + \frac{1}{j\omega C_k} \stackrel{!}{=} \frac{1}{\frac{1}{R_1} + j\omega C_1}$$

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_0 \left( 1 + \frac{1}{R_0^2 \omega^2 C_k^2} \right)}$$

Daraus ergibt sich der äquivalente Parallelwiderstand  $R_1$ :

$$R_1 \cong \frac{R_0}{R_0^2 \omega^2 C_k^2}$$

$$j\omega C_1 = \frac{j\omega C_k}{1 + R_0^2 \omega^2 C_k^2}$$

für:  $R_0^2 \omega^2 C_k^2 \ll 1$  folgt:

$$C_1 \cong C_k$$

bei Resonanz:  $\omega = \omega_0$

$$Q_0 = R_Q \omega \cdot (C + 2C_1) \cong R_Q \omega \cdot (C + 2C_k)$$

$$S_{21} = \frac{2R_Q}{2R_Q + R_1} = \frac{2}{2 + \frac{R_1}{R_Q}} \Rightarrow \frac{R_1}{R_Q} = 2 \left( \frac{1}{S_{21}} - 1 \right)$$

$$R_Q = \frac{Q_0}{\omega(C + 2C_k)}$$

$$2 \left( \frac{1}{S_{21}} - 1 \right) \cdot \frac{Q_0}{\omega(C + 2C_k)} = \frac{R_1}{R_0^2 \omega^2 C_k^2}$$

$$C_k^2 = \underbrace{\frac{1}{2R_0 Q_0 \omega} \cdot \left( \frac{1}{\frac{1}{S_{21}} - 1} \right)}_b \cdot (C + 2C_k)$$

⋮

$$C_s = b \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{C}{b}} \right)$$

$$C = 2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \frac{1}{\ln \frac{\kappa H}{d}} \cdot \frac{l}{2} \quad (3.9)$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L(C + 2C_k)}} = \frac{1}{\sqrt{LC} \sqrt{1 + \frac{2C_k}{C}}} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + \frac{2C_k}{C}}} \stackrel{C_s \ll C}{\cong} \frac{\omega_0}{1 + \frac{C_k}{C}}$$

$$f_0 = f \cdot \left( 1 - \frac{\Delta f}{f} \right) \cong f \cdot \left( 1 + \frac{C_k}{C} \right)$$

$$\Delta f \cong -f \cdot \frac{C_k}{C} \quad (3.10)$$

Die Kapazität der Ankopplung geht also direkt in den Frequenzversatz ein. Dies bedeutet auch, dass bei bekanntem Frequenzversatz auf die Koppelkapazität rückge-

geschlossen werden kann. Zu beachten ist hierbei jedoch, dass vorhergehende Rechnung die Streukapazität vernachlässigt. Diese führt ebenfalls zu einem Frequenzversatz, welcher hier unberücksichtigt bleibt.

Wie bereits eingangs erwähnt, dient als Koppelkapazität zumeist ein Teil der Außenmetallisierung. Durch Abtrennen einer definierten Fläche mittels eines Fräsers entsteht ein vom restlichen Metall galvanisch entkoppeltes Pad, welches durch direkte Anspeisung kapazitiv auf den Innenleiter koppelt. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass durch das Entfernen von Metallflächen aus dem Mantel der Wert der Güte beeinträchtigt wird. Selbiges gilt analog auch für Aperturen. Durch Verringern der wirksamen Fläche steigt der Oberflächenwiderstand an und der Induktivitätsbeleg ändert sich. Außerdem gleicht ein entmetallisierter Bereich einer ungeschirmten Stelle, wodurch es zu höheren Strahlungsverlusten kommen kann.

Es existieren jedoch auch noch weitere Möglichkeiten zur Ankopplung des Filters, ohne die Außenmetallisierung strukturell zu verändern. Eine gängige Lösung ist die Verwendung einer frontseitigen Metallfläche (wirkt allerdings auch als Verkürzungskapazität), oder auch die Kopplung durch Einbringen eines isolierten Leiterstücks in den Hohlzylinder des Innenleiters.

### 3.2.1 Zusammenhang zwischen Güte und Resonatorhöhe

Wie bereits ausgeführt wurde, ist die Güte von der Höhe des Resonators abhängig. Über geeignete Simulationen lässt sich dieser Umstand gut veranschaulichen. Bei Resonatoren von vorliegender Größe ist davon auszugehen, dass zusätzlich Strahlungseffekte auftreten. Hierzu können, durch die Wahl unterschiedlicher Randbedingungen, diese abstrahlungsbedingten Verluste untersucht werden. Eine nähere Erläuterung, sowie die Beweisführung hierzu, findet sich in Abschnitt 3.4. Im Zuge dieser ersten Untersuchungen hinsichtlich der Güte von Koaxialresonatoren sei zunächst nur festgestellt, dass bei einer Simulation mit sog. *electric boundaries* die Gesamtenergie im Simulationsgebiet bleibt (entspricht mathematisch einem geschlossenen Oberflächenintegral) und es somit zu keiner Abstrahlung in das Fernfeld kommen

kann, während bei Verwendung von *open boundaries* ein Energieabtransport zugelassen wird, wodurch die Strahlungsverluste in das Ergebnis der Güteberechnung mit einfließen. Im realen Aufbau würde dies einer Messung mit und ohne Schirmgehäuse entsprechen.

Für sämtliche Simulationen wurde eine Keramikgüte von  $Q_\epsilon = 25000$  sowie einem Leitwert der Metallisierung von  $\sigma = 3 \cdot 10^7 \text{ S/m}$  verwendet. Bei den DRs handelt es sich um 2 GHz  $\lambda/4$ -Resonatoren mit  $\epsilon_r = 7,5$  bzw.  $\epsilon_r = 21$ . Um möglichst hohe Güten erreichen zu können, ist das Verhältnis von *Resonatorhöhe zu Innendurchmesser*  $\frac{H}{d} = 3$  gewählt worden, was sehr nahe am optimalen Verhältnis von  $\frac{D}{d} = \frac{\kappa H}{d} = 3,6$  liegt [3].

$\epsilon_r$	H [mm]	d [mm]	$S_{21}$ [dB]	$f_0$ [GHz]	$\Delta f$ [MHz]	$Q_l$	$Q_u$
7,5	12	4	-17,82	1,956	1,80	1087	1247
	14	4,7	-19,24	1,949	1,50	1299	1458
	16	5,3	-20,65	1,942	1,35	1434	1581
	18	6,0	-21,92	1,934	1,20	1612	1752
	20	6,7	-22,85	1,926	1,10	1751	1887
21	12	4	-10,08	1,967	2,50	787	1146
	14	4,7	-11,64	1,963	2,10	935	1267
	16	5,3	-12,67	1,959	1,90	1031	1344
	18	6,0	-13,89	1,954	1,75	1117	1399
	20	6,7	-14,99	1,950	1,60	1219	1482

Tabelle 3.1: Einfluss der Resonatorhöhe auf die Güte eines DRs ohne Abstrahlung

Aus Tabelle 3.1 ist gut zu ersehen, dass die Güte mit steigender Resonatorhöhe größer wird. Der maximal erreichbare Wert stagniert jedoch irgendwann, da die beschränkte Güte der Metallisierung zum Tragen kommt. In Tabelle 3.2 ist klar zu erkennen, dass bei offenen Rändern die Gütewerte aus Tabelle 3.1 nicht mehr zu erreichen sind. Die Güte bei *open boundaries* ist nicht nur generell niedriger als jene bei *electric boundaries*, zusätzlich weist sie für große Resonatoren eine negative Tendenz auf. Noch klarer erkennbar ist dies in den beiden Diagrammen Abbildung 3.2

und Abbildung 3.3. Hier liegt also der offensichtliche Verdacht nahe, dass diese Effekte aufgrund der Abstrahlung eintreten. Die Beweisführung dazu findet sich – wie bereits erwähnt – in Abschnitt 3.4 ab Seite 47.

$\varepsilon_r$	H [mm]	d [mm]	$S_{21}$ [dB]	$f_0$ [GHz]	$\Delta f$ [MHz]	$Q_l$	$Q_u$
7,5	12	4	-18,80	1,957	2,00	978	1105
	14	4,7	-21,33	1,950	2,00	975	1067
	16	5,3	-24,07	1,944	2,10	926	987
	18	6,0	-26,59	1,937	2,20	881	924
	20	6,7	-26,26	1,931	2,50	772	812
21	12	4	-10,41	1,968	2,60	757	1084
	14	4,7	-12,36	1,964	2,36	834	1099
	16	5,3	-13,78	1,960	2,13	922	1159
	18	6,0	-15,55	1,956	2,04	958	1149
	20	6,7	-17,83	1,952	2,10	930	1067

Tabelle 3.2: Einfluss der Resonatorhöhe auf die Güte eines DRs mit Abstrahlung

Außerdem geht aus den Tabellen 3.1 und 3.2 deutlich hervor, dass die Resonanzfrequenz mit steigender Resonatorhöhe niedriger wird. Die Ursache hierfür ist die Streukapazität des Resonators, also jene parasitäre Kapazität, die durch das Streufeld auf der offenen Seite des Resonators ausgeprägt wird. Im ESB würde diese Kapazität parallel zur Shuntkapazität des Resonators liegen, sie addiert sich also zur Shuntkapazität hinzu. Die dadurch größer werdende Gesamtkapazität bewirkt eine niedrigere Resonanzfrequenz. Das Streufeld und somit auch die Streukapazität hängen von der Geometrie ab und werden mit steigender Querschnittsfläche größer. Daher ist der Versatz der Resonanzfrequenz bei größerem H höher.

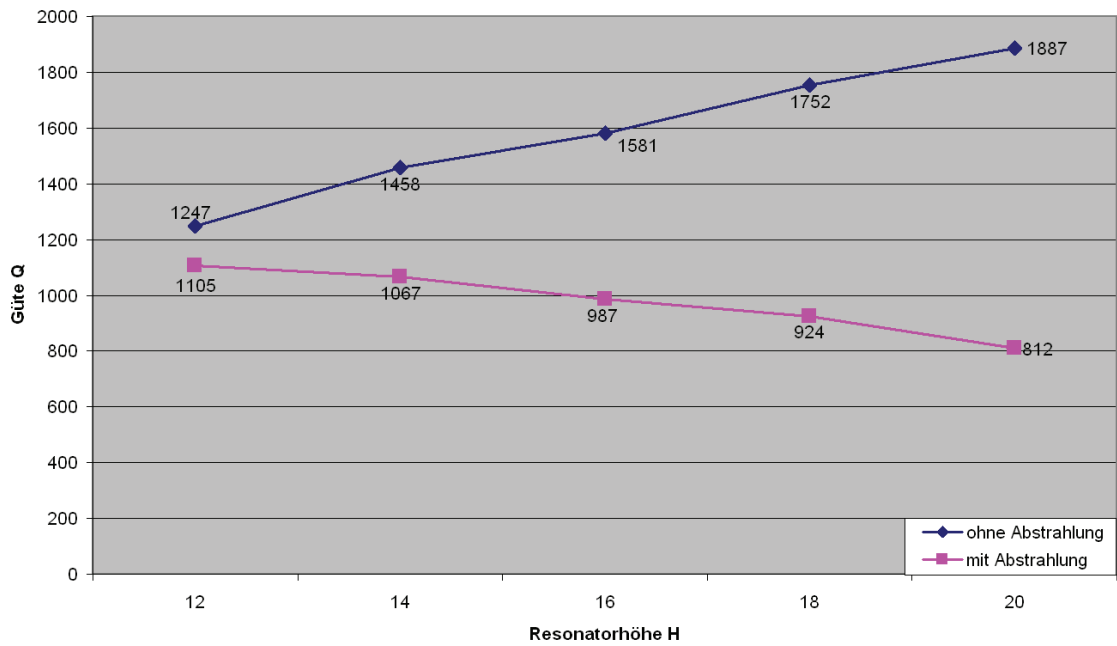


Abbildung 3.2: Verlauf der Güte in Abhängigkeit der Resonatorhöhe für  $\epsilon_r = 7,5$

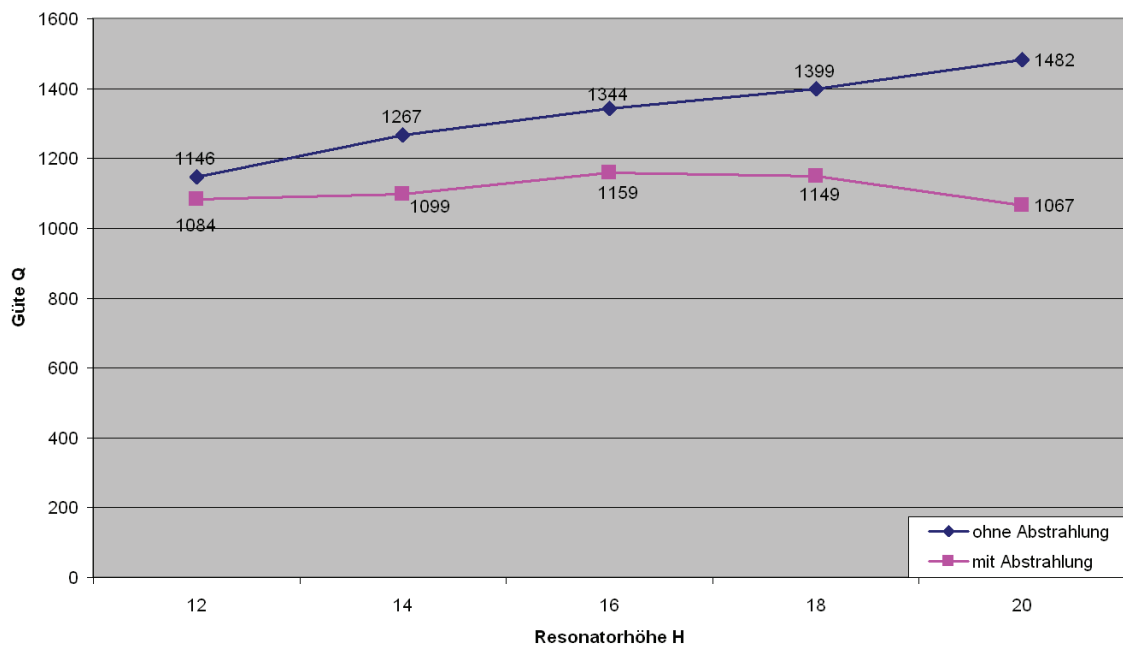


Abbildung 3.3: Verlauf der Güte in Abhängigkeit der Resonatorhöhe für  $\epsilon_r = 21$

### 3.2.2 Einfluss von Aperturen auf die Güte

Für die Simulation von aperturbedingten Güteänderungen gelten die selben Voraussetzungen wie für vorherige Beschreibung der Simulation verschieden hoher Resonatoren. Exemplarisch sei hier in Tabelle 3.3 und Abbildung 3.4 ein Resonator mit einer Höhe  $H = 12 \text{ mm}$ , mit  $\frac{H}{d} = 3$  und  $\epsilon_r = 21$  mit zwei Aperturen jeweils gleicher Größe (Aperturlänge  $l_{Ap}$ ) unter Verwendung von *open* und *electric boundaries* gezeigt.

Boundaries	$l_{Ap}$ [mm]	$S_{21}$ [dB]	$f_0$ [GHz]	$\Delta f$ [MHz]	$Q_l$	$Q_u$
electric boundaries	1	-11,80	1,872	2,50	749	1008
	2	-11,80	1,843	2,40	768	1034
	3	-11,80	1,821	2,30	792	1065
	4	-11,80	1,805	2,20	820	1104
open boundaries	1	-10,69	1,873	2,30	815	1150
	2	-12,84	1,835	2,78	660	855
	3	-14,78	1,805	3,32	544	665
	4	-16,03	1,785	3,70	482	573

Tabelle 3.3: Einfluss der Aperturgröße auf die Güte  $Q$  eines 2 GHz  $\lambda/4$ -Resonators

Auffällig hierbei ist, dass die Güte bei *electric boundaries* mit steigender Aperturlänge sogar besser wird, obwohl eigentlich durch das Wegnehmen der Metallfläche das Gegenteil zu erwarten wäre. Der Grund für diesen Effekt ist höchstwahrscheinlich in Gleichung 3.5 zu suchen. Der Widerstand der Oberfläche wird durch das Entfernen von Metall zwar (Aufgrund des geringer werdenden Querschnitts) größer, was die Güte prinzipiell verschlechtert, jedoch dürfte der Induktivitätsbelag wegen der geänderten Geometrie überproportional steigen, was in einem Anstieg der Güte resultiert.

Gut zu sehen ist, dass mit *open boundaries* die Güte stark einbricht wenn das Aperturfenster größer wird. Die Begründung dafür ist wiederum in den stärker werdenden Strahlungsverlusten mangels Schirmung des Innenleiters zu suchen.

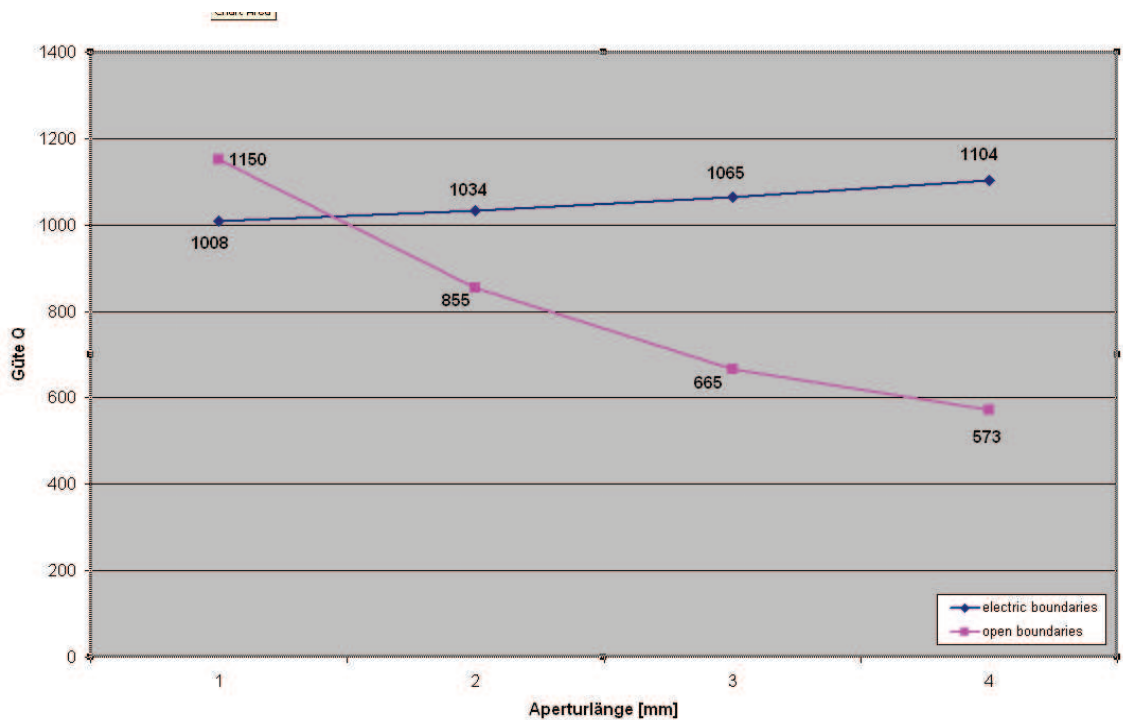


Abbildung 3.4: Verlauf der Güte in Abhängigkeit der Größe der Aperturen

### 3.3 Parasitäre Effekte bei höheren Frequenzen

Ein Vorteil bei der Verwendung eines Transientenlösers liegt darin, dass Spektren breitbandig betrachtet werden können. Somit kann auch auf Erscheinungen rechts und links vom Passband Rücksicht genommen werden.

Peaks links vom Passband (also bei niedrigeren Frequenzen) sind unerwünscht und unbrauchbar. Im höheren Frequenzbereich lassen sie sich aber konstruktionsbedingt nicht vermeiden. Hauptsächlich handelt es sich hierbei um ausbreitungsfähige Quermoden, sprich Hohlleitermoden deren Frequenz von der Resonatorhöhe  $H$  bestimmt ist, die also quer zum Hauptmode (der sich in Längsrichtung im Innenleiter ausprägt) ausgebildet werden. Daher ist die Größe des Resonators hinsichtlich seiner Höhe auch einer Grenze unterworfen. Wird nämlich die Höhe zu groß, so wandert der erste Quermode in das Nutzfrequenzband hinein und das Filter wird unbrauchbar. Aus diesem Grund ist auf solche Quermoden und deren Abstand zum Passband



zu achten. In Abbildung 3.5 ist eine Kurvenschar von  $S_{21}$  bei verschiedenen Resonatorhöhen  $H$  dargestellt. Gut zu erkennen ist hierbei, dass der erste Quermode bei steigender Höhe stetig gegen das Nutzsinalband wächst.

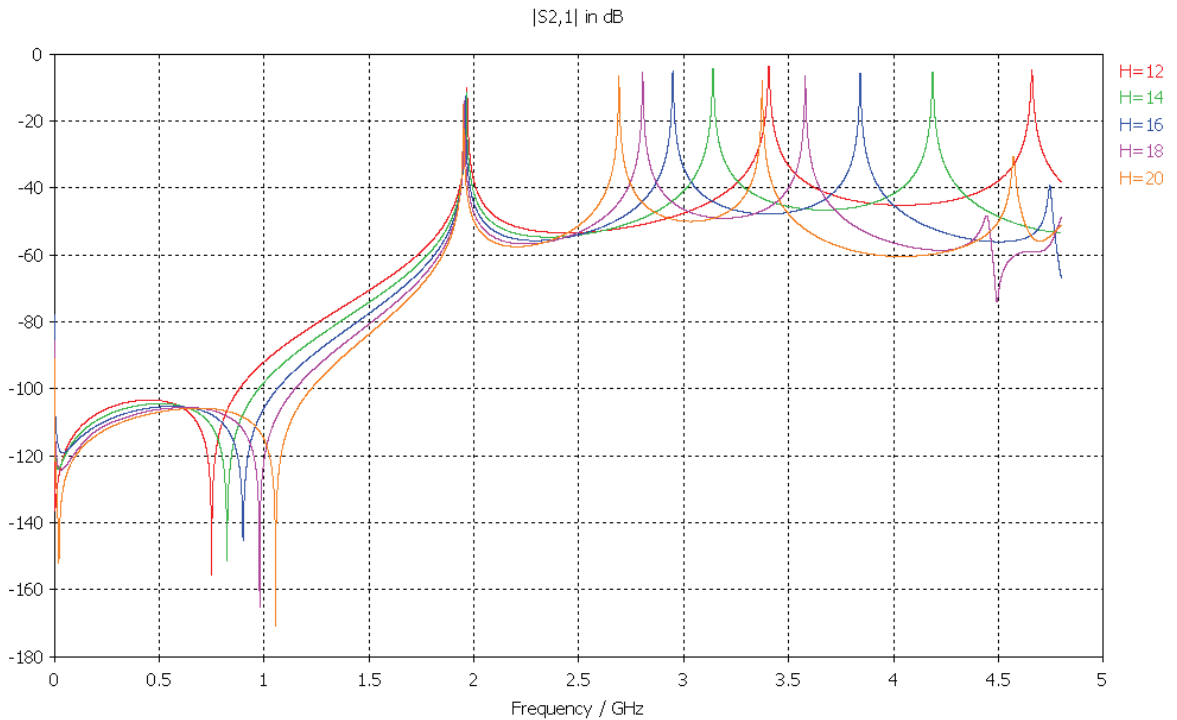


Abbildung 3.5:  $S_{21}$ -Parameterschar für verschiedene Resonatorhöhen  $H$

Zusätzlich sind auch noch höhere Moden ausbreitungsfähig. Nicht immer handelt es sich dabei um ganzzahlige Vielfache des ersten Quermodes. Oft sind diese parasitären Moden nicht eindeutig zuordenbar.

### 3.4 Strahlungsverhalten koaxialer Resonatoren

Ein Koaxialresonator, wie er in keramischen Hochfrequenzfiltern (HF-Filter) Anwendung findet, stellt aus elektrischer Sicht ein  $\lambda/4$ -Leitungselement dar. Daher liegt die Vermutung nahe, dass sich über dieses Leitungsstück auch eine gewisse Abstrahlcharakteristik ergibt. Die Außenmetallisierung (Mantelfläche und Kurzschlussseite) wirkt im Prinzip als Schirmung, wodurch eine Abstrahlung in diesem Bereich ver-

hindert wird. Aus diesem Grund ergibt sich nur eine Ausbreitungsmöglichkeit für das Feld, nämlich die offene Vorderseite. Aus dieser Betrachtung ist erkennbar, dass die Abstrahlung mit der Größe der nichtmetallisierten Fläche wächst. Für geometrisch sehr kleine Filter ist die Abstrahlung also in den meisten Anwendungsfällen vernachlässigbar. Um hohe Güten realisieren zu können, müssen die Resonatoren in ihren äußeren Abmessungen relativ groß werden, was jedoch auch eine höhere Abstrahlung bedingt. Die Problematik der Abstrahlung liegt nun darin, dass hierbei Energie aus dem Resonator ins Fernfeld abgegeben wird, was einem lokalen energetischen Verlust gleichkommt. Die Gleichung 2.5 lässt erkennen, dass dieser Effekt zulasten der Resonatorgüte geht.

Die Tabelle 3.1 auf Seite 42 zeigt, dass also eine größere Resonatorhöhe ein höheres Gütepotential bietet. Jene in der Tabelle dargestellten Gütewerte sind Ergebnisse einer Simulation mit CST MWS, bei welcher die Randbedingungen auf “*electric boundaries*” festgelegt wurden, was einer vollständigen und elektrisch perfekten Abschirmung gleichkommt. Somit handelt es sich um eine Simulation ohne Abstrahlung, da die gesamte Feldenergie zur Bewertung der S-Parameter herangezogen wird. Die in Tabelle 3.2 dargestellten Gütewerte stützen sich auf eine Simulation mit “*open boundaries*”, stellen also reale Güten eines Resonators im Freiraum dar. In beiden Fällen wurde das Verhältnis von *Resonatorhöhe* zu *Innendurchmesser*  $\frac{H}{d} = 3$  gewählt.

Bei einem Vergleich der beiden Tabellen fällt auf, dass die Differenz zwischen optimaler und realer Güte mit steigender Resonatorhöhe immer größer wird (siehe Abbildungen 3.2 und 3.2). Um dies zu verdeutlichen, finden sich beide Tabellen zusammengefasst in Tabelle 3.4. Hierbei ist – gemäß der bereits getroffenen Konvention –  $Q_{ges}$  jene Güte, welche sich aus der *unbelasteten Güte bei open boundaries*  $Q_u$  sowie der *unbelasteten Güte bei electric boundaries*  $Q_p$  errechnet. Die Berechnung erfolgt nach Formel 3.11.

Bereits in Abschnitt 2.2 ist erörtert, dass sich die maximale Güte nicht beliebig durch Vergrößern des Keramikvolumens steigern lässt, sondern aufgrund beschränkter Güten der Metallisierung begrenzt wird. Die Abbildungen 3.2 und 3.3 zeigen jedoch

$H$ [mm]	$S_{21}$	$Q_u$	$Q_p$	$\eta_{rad}$ [dB]	$Q_{ges}$
12	-10,08	1084	1146	-14,16	1100
14	-11,64	1099	1267	-9,75	1128
16	-12,67	1159	1344	-9,83	1200
18	-13,89	1149	1399	-7,48	1145
20	-14,99	1067	1482	-5,04	1013

Tabelle 3.4: Errechnete Güte  $Q_{ges}$  eines 2 GHz  $\lambda/4$ -Resonators mit  $\epsilon_r = 21$

deutlich, dass es nicht nur zu einer Stagnation der Güte, sondern vielmehr zu einer Verschlechterung von  $Q$  bei steigenden  $H$  kommt. Hier kann also davon ausgegangen werden, dass es sich bei dem Einbruch der Güte um Verluste aus der Abstrahlung handelt, zumal die Güte bei “electric boundaries” eine stets positive Tendenz aufweist. Es zeigt sich auch, dass Resonatoren aus Mikrowellenkeramik (MWK) mit einer höheren Permittivität eine geringere Abstrahlung besitzen. Dies liegt darin begründet, dass sich das Feld in Bereichen höherer Permittivität (also in der Keramik) stärker ausprägt als in Luft ( $\epsilon_r \approx 1$ ).

Dieser Effekt lässt sich mathematisch recht gut nachvollziehen und mittels einer geeigneten Simulation beweisen.

Ausgehend vom Ersatzschaltbild nach Abbildung 2.5 auf Seite 17 kann ein mathematisches Modell zur Beschreibung der Verluste aufgestellt werden. Unter der Annahme, dass sich die Güte des Resonators gemäß Formel 3.1 ergibt, so gilt:

$$\frac{1}{Q_{ges}} = \frac{1}{Q_\epsilon} + \frac{1}{Q_{KS}} + \frac{1}{Q_\sigma} + \frac{1}{Q_{rad}}$$

Es sei nun ein einfaches ESB nach Abbildung 3.6 definiert, in welchem alle Verluste zu einem gesamten *parallelen Verlustwiderstand*  $R_p$  zusammengefasst sind, mit Ausnahme der Abstrahlung. Diese sei durch den *Abstrahlungsverlustwiderstand*  $R_{rad}$  repräsentiert.

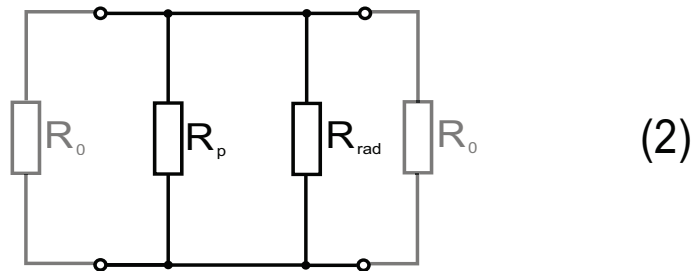
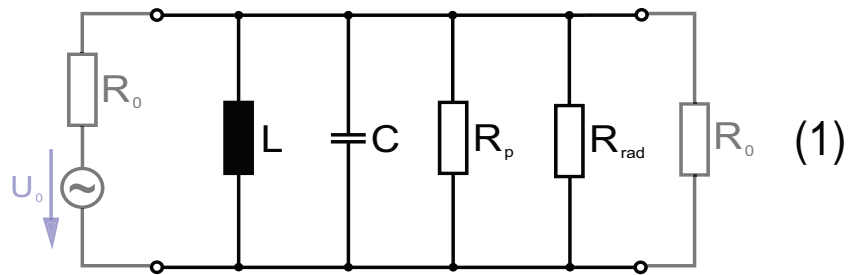


Abbildung 3.6: Resonator-ESB allgemein (1) und für den Spezialfall Resonanz (2)

Für die Gesamtgüte  $Q$  gilt also nun:

$$\frac{1}{Q_{ges}} = \frac{1}{Q_p} + \frac{1}{Q_{rad}}$$

Wie aus Abbildung 3.6 ersichtlich ist, kann für  $S_{21}$  geschrieben werden:

$$S_{21} = \frac{2}{2 + \frac{R_0}{R_{ges}}}$$

$$\frac{2}{S_{21}} = 2 + \frac{R_0}{R_{ges}}$$

$$R_0 = 2R_{ges} \cdot \left( \frac{1}{S_{21}} - 1 \right)$$

$$Y_0 = \frac{1}{R_0} = \frac{1}{2R_{ges}} \frac{S_{21}}{1 - S_{21}}$$

Wobei sich  $R_{ges}$ ,  $R_p$  und  $R_{rad}$  wie folgt ergeben:

$$R_{ges} = R_p \parallel R_{rad} = \frac{R_p \cdot R_{rad}}{R_p + R_{rad}}$$

$$R_p = \frac{Q_p}{\omega \cdot C_{res}}$$

$$R_{rad} = 2R_p \cdot \frac{1 - \eta}{\eta} \cdot \frac{1 - S_{21}}{2 - S_{21}}$$

Daher gilt für die Güten:

$$Q_{rad} = R_{rad} \cdot \omega C_{res}$$

$$Q_p = R_p \omega \cdot C_{res}$$

$$\frac{Q_{rad}}{Q_p} = \frac{R_{rad}}{R_p}$$

Auf dieser Basis lässt sich nun über den *Wirkungsgrad*  $\eta$  die *Strahlungsverlustadmittanz*  $Y_{rad}$  ermitteln.

$$\frac{1}{\eta} = \frac{R_{rad}}{\frac{R_p \cdot R_{rad}}{R_p + R_{rad}}} = \frac{R_{rad} + R_p}{R_p}$$

$$\eta = \frac{R_p}{R_{rad} + R_p} = \frac{Q_{ges}}{Q_{rad} + Q_{ges}}$$

$$\eta_{rad} = \frac{Y_{rad}}{Y_p + Y_{rad} + Y_0}$$

$$Y_p = \frac{1}{R_p} = \frac{\omega C_{res}}{Q_p}$$

$$\begin{aligned}
 Y_p + Y_{rad} &= \frac{1}{R_p} \left( 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{S_{21}}{1 - S_{21}} \right) \\
 Y_{rad} &= \eta_{rad} \left[ \frac{1}{R_p} \left( 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{S_{21}}{1 - S_{21}} \right) + Y_{rad} \right] \\
 &= \frac{\eta_{rad}}{1 - \eta_{rad}} \left[ \frac{1}{R_p} \left( 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{S_{21}}{1 - S_{21}} \right) \right]
 \end{aligned}$$

Durch fortgeschrittenes Äquivalenzumformen und Rückeinsetzen ergibt sich dann die *Gesamtgüte*  $Q_{ges}$  unter Berücksichtigung der Abstrahlung des Resonators.

$$\begin{aligned}
 Q_{ges} &= \frac{Q_p \cdot Q_{rad}}{Q_p + Q_{rad}} = Q_p \cdot \frac{2(1 - \eta_{rad})^{\frac{1-S_{21}}{2-S_{21}}}}{\eta_{rad} + 2(1 - \eta_{rad})^{\frac{1-S_{21}}{2-S_{21}}}} \\
 Q_{ges} &= Q_p \cdot \frac{1}{1 + \frac{\eta_{rad}}{2(1 - \eta_{rad})^{\frac{1-S_{21}}{2-S_{21}}}}}
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

Der Wert für den *Strahlungswirkungsgrad*  $\eta_{rad}$  lässt sich aus der Simulation von MWS entnehmen. Hierzu muss ein *Farfield Monitor* bei der Mittenfrequenz gesetzt werden. Dann liefert CST den Wert der *radiation efficiency*, was dem Strahlungswirkungsgrad entspricht.

Mittels Formel 3.11 kann gezeigt werden, dass es sich bei dem Güteverlust zwischen open und electric Boundaries tatsächlich um die Abstrahlung des Resonators handelt. Wird jener Wert der Güte, welcher bei vollständiger Schirmung des Resonators errechnet wurde, um die Abstrahlung korrigiert, so erhält man die Güte des Resonators im Freiraum, also ohne Schirmungsmaßnahmen. Diese Abstrahlung wird bei größerer Resonatorhöhe geometrisch bedingt größer, was einen höheren Güteverlust bei steigender Resonatorhöhe bedingt.

Nachfolgendes Beispiel zeigt einen 2 GHz-Resonator mit einer Höhe von  $H = 20$  mm und einer Länge von  $l = 8,2$  mm bei einer Permittivität der Keramik von  $\epsilon_r = 21$ . Es ist zu ersehen, dass der Güteverlust durch die Abstrahlung zustande kommt.

Aus der Abbildung 3.7 kann der von CST ermittelte Strahlungswirkungsgrad von  $\eta_{rad} = -5,042$  dB entnommen werden, was einem linearen Wert von  $\eta_{rad} = 0,313184$  entspricht.

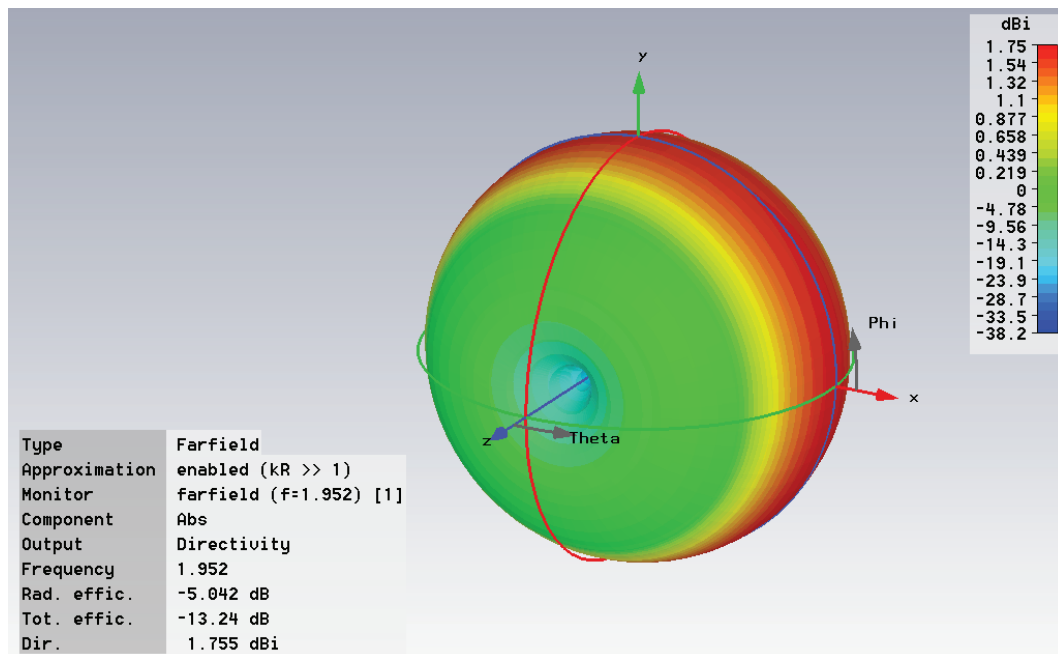


Abbildung 3.7: 3D-Strahlungsdiagramm eines Resonators

Der Parameter  $S_{21}$  findet sich in Tabelle 3.1 (mit  $S_{21} = -14,99 \text{ dB} = 0,031696$ ), ebenso wie der Wert der Güte (mit  $Q_u = 1482$ ), welcher in Formel 3.11 als  $Q_p$  eingesetzt wird. Damit ergibt sich:

$$Q_{ges} = 1482 \cdot \frac{1}{1 + \frac{0,313184}{2(1-0,313184)^{\frac{1-0,031696}{2-0,031696}}}} = 1013$$

Die Rechnung liefert also einen Wert für die Güte mit Abstrahlung von  $Q_{ges} = 1013$ , während der simulierte Wert in Tabelle 3.2  $Q_u = 1067$  liefert. Dies entspricht einer Abweichung von ca. 5%, was hauptsächlich mit numerischen Ungenauigkeiten der Simulation sowie etwaigen Rundungsfehlern in der Rechnung zu begründen ist. Für alle anderen Simulationen ergeben sich auch erheblich geringere Abweichungen. Somit kann die aufgestellte Theorie, dass der Verlust an Güte durch die Abstrahlung verursacht wird, als bewiesen angesehen werden.

In den Abbildungen 3.7 und 3.8 ist gut zu erkennen, dass der Resonator eine bevorzugte Hauptstrahlrichtung aufweist. Die Strahlungsdiagramme zeigen typische

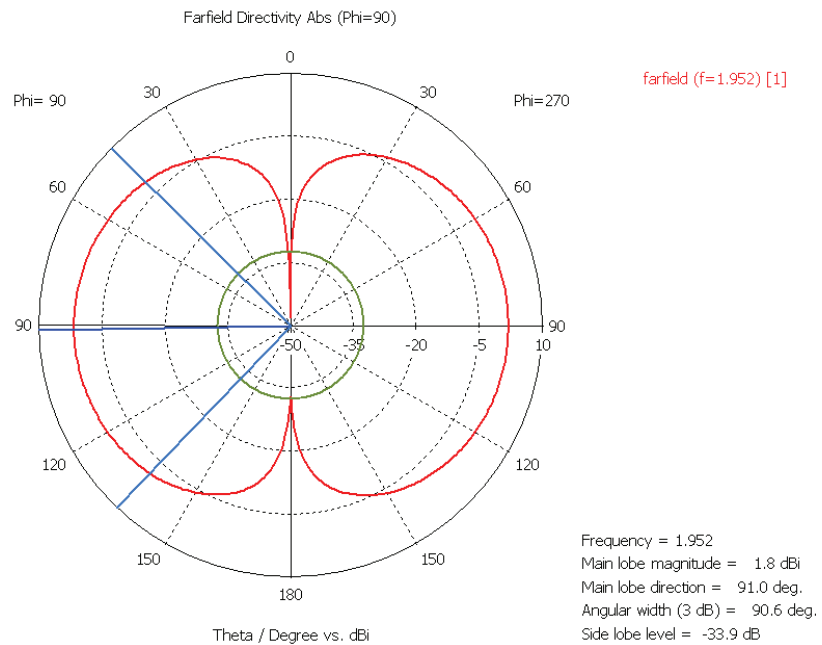


Abbildung 3.8: 2D-Strahlungsdiagramm eines Resonators

Charakteristiken einer (wenngleich auch ziemlich schlechten) Monopol-Antenne [28]. Zusammenfassend sei festgestellt, dass die maximal erreichbare Güte mit keramischen Koaxialresonatoren beschränkt ist. Eine Erhöhung der Güte durch Steigerung der Resonatorhöhe lässt sich – wie bereits bekannt war – nicht beliebig fortsetzen. Die limitierende Größe ist hier allerdings nicht – wie immer vermutet – die beschränkte Güte der Metallisierung, sondern der Effekt der Abstrahlung. Je größer die Resonatorhöhe wird, desto stärker ist die Abstrahlung. Dies führt dazu, dass die Kurve für die maximal erreichbare Güte nicht nur irgendwann stagniert, sondern der Gütewert ab einer bestimmten Resonatorgröße wieder sinkt.

Nach heutigem Wissensstand kann als Ergebnis dieser Untersuchungen die Aussage getroffen werden, dass mit keramischen Koaxialresonatoren ohne besondere (Schirmungs-)Maßnahmen keine Güten realisiert werden können, die nennenswert über 1200 liegen.



## 4 Kopplung mehrerer Resonatoren

Die Kopplung zwischen zwei Resonatoren kann vorwiegend kapazitiv oder vorwiegend induktiv erfolgen. Eine rein kapazitive oder rein induktive Kopplung lässt sich in der Praxis kaum realisieren.

Für aperturgekoppelte Koaxialresonatoren ist die induktive Kopplung die gängigere, da ein Luftspalt zwischen den beiden Aperturflächen die kapazitive Kopplung stark beeinflusst. Dies bedeutet, dass die Aperturfenster näher an der Kurzschlussseite positioniert werden.

Im Zuge der Entwicklung ist es aber oft nötig neue Designwege einzuschlagen und andere Lösungsansätze für bekannte Probleme zu entwickeln. In diesem Abschnitt wird daher ein völlig neues Prinzip zur Verkopplung von Resonatoren vorgestellt. Die hier auftretende Kopplung ist vorwiegend kapazitiver Natur. Abbildung 4.1 zeigt das ESB zweier kapazitiv gekoppelter Resonatoren mit der *Koppelkapazität*  $C_{12}$  und der *Kapazität der Ankopplung*  $C_k$ .

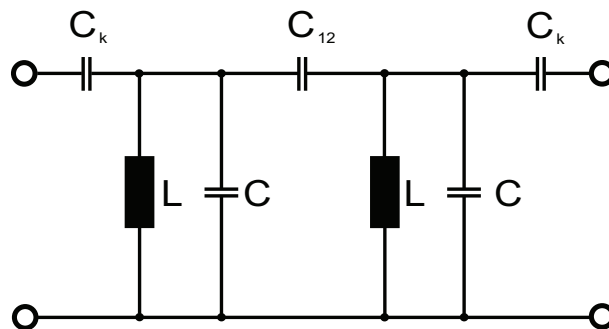


Abbildung 4.1: Ersatzschaltbild für zwei kapazitiv gekoppelte Resonatoren

Die Ermittlung der *Koppelweite*  $\Delta f_k$  erfolgt mit Hilfe der “Höcker” im unangepassten Fall. Hierzu wird die Portimpedanz so weit erhöht, dass der Betrag von  $S_{21}$  sehr klein wird (unter -40 dB). Für diesen Zweck ist die Software *AWR Microwave*

*Office* (MWO) recht praktikabel. In Abbildung 4.2 ist beispielhaft ein Zweipolfilter mit einer Koppelweite von  $\Delta f_k = 49,3$  MHz dargestellt. Dies entspricht einem Koppelfaktor von  $k = 0,02623$  (siehe Formel 2.26 auf Seite 26).

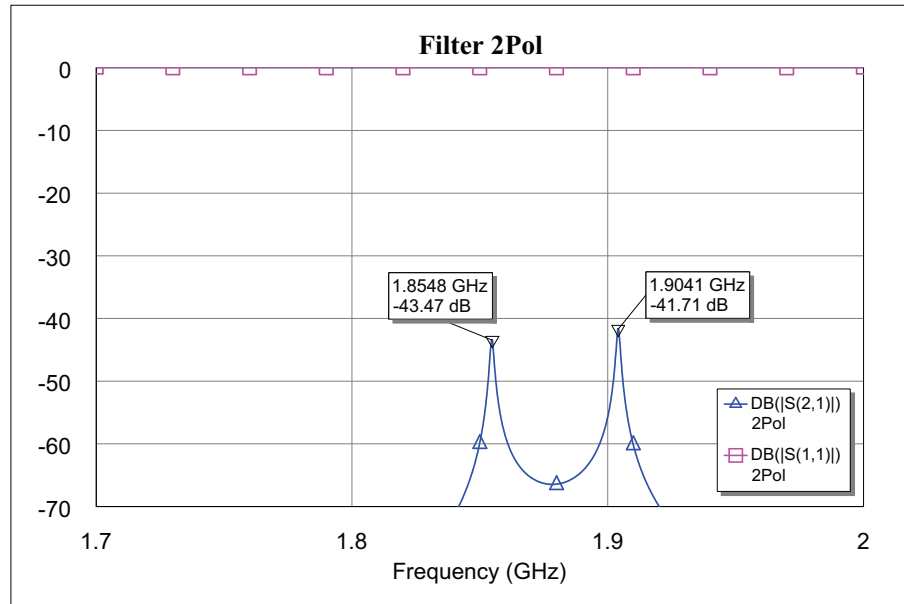


Abbildung 4.2: Ermittlung der *Koppelweite*  $\Delta f_k$  eines Zweipolfilters

Da das Filterdesign ein aufwändiger Prozess ist, kann auch hier *Microwave Office* ein wertvolles Hilfsmittel sein. So muss bei der Simulation keine Rücksicht auf die Impedanzen sowie die Anpassung genommen werden. Der exportierte Touchstone aus CST kann in *Microwave Office* in ein Schematic als *Subcircuit* eingefügt werden. Dieser Subcircuit lässt sich dann extern (beispielsweise mit Kapazitäten) beschalten, wodurch sich eine Tuningmöglichkeit der Ports ergibt. Somit ist es möglich, das Filter dort für Performanzbetrachtungen relativ einfach anzupassen. Abbildung 4.3 auf Seite 57 zeigt ein in *Microwave Office* angepasstes Dreipolfilter mit einer zulässigen Welligkeit von 0,1395 (entspricht -15 dB). Gut zu erkennen sind hier die drei Notches der drei Filterkreise im  $S_{11}$ -Parameter, die Bandbreite  $\Delta f_D$  von ca. 150 MHz sowie der Verlauf von Passband und Sperrdämpfung.

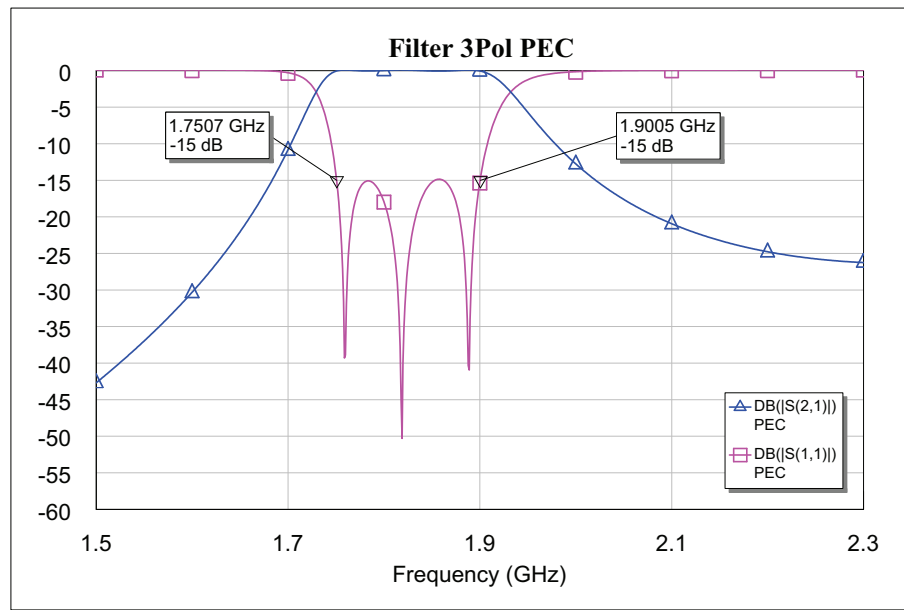


Abbildung 4.3: Frequenzgang im Passband eines angepassten Dreipolfilters

## 4.1 Aperturgekoppelte Koaxialresonatoren

Dieser klassische Weg zur Verkopplung zweier Resonatoren bietet im Wesentlichen drei Freiheitsgrade zur Beeinflussung des Filterverhaltens. Zum Einen kann über die Wahl von Größe und Position der Apertur der *Koppelfaktor*  $k$  verändert werden, zum Anderen kann über die Wahl der Resonatorhöhe Einfluss auf die Güte genommen werden. Jedoch hat auch die erhöhte Abstrahlung bei größerer *Resonatorhöhe*  $H$  Auswirkungen auf die Einfügedämpfung.

Abbildung 4.4 zeigt ein dreipoliges Filter mit Aperturkopplung. Die Aperturfenster sind hierbei blau dargestellt, die Metallisierung braun. An den beiden äußeren Resonatoren ist das Metallpad für die Ankopplung sichtbar, sowie der *lumped Port* von CST.

Filter aus aperturgekoppelten Resonatoren sind seit vielen Jahren im Einsatz. Die Zusammenhänge zwischen Aperturfenster und Koppelfaktor sind daher schon ausgiebigst betrachtet worden und somit hinreichend bekannt. Aus diesem Grund sind exaktere Untersuchungen betreffend einzelner physikalischer Effekte in der vorliegenden Arbeit der Einfachheit wegen nur anhand von ligamentgekoppelten Filtern

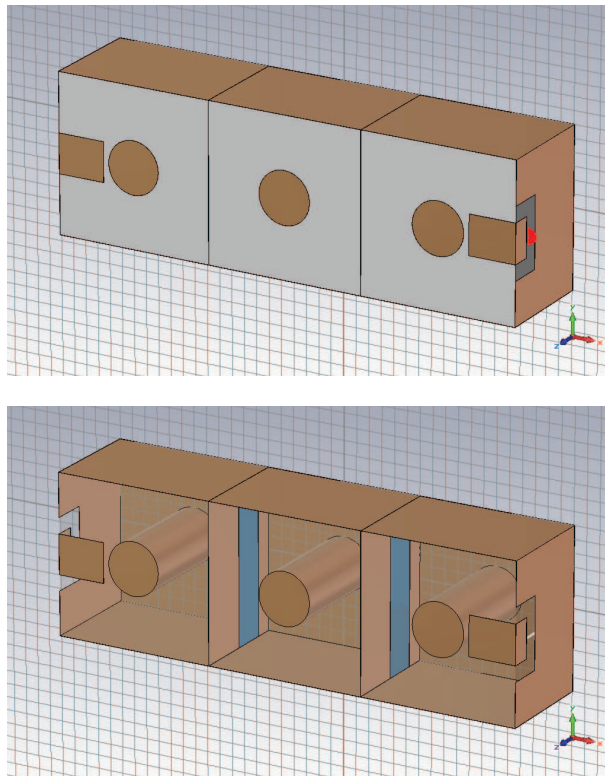


Abbildung 4.4: Dreipolfilter in Komplettansicht und mit ausgeblendeter Keramik

beschrieben. Die Zusammenhänge lassen sich aber analog auf aperturgekoppelte Filter übertragen.

## 4.2 Ligamentgekoppelte Koaxialresonatoren

Eine völlig neuartige Technologie zur Verkopplung einzelner Resonatoren ist der Einsatz von frontseitigen Metallstrukturen, welche als Koppelstege (sog. *Ligamente*) eine kapazitive Überkopplung zwischen zwei benachbarten Resonatoren schaffen. Hierzu wird jeder Innenleiter mit einem quadratischen Pad versehen, an welches das Ligament herangeführt wird. Zwischen Pad und Ligament bleibt ein Freiraum, sodass sich auf beiden Seiten der Koppelstruktur eine Kapazität auf den Innenleiter ergibt. Die Stärke der Ankopplung wird über die Größen *Stegbreite*  $b$  und *Abstand*  $d$  bestimmt. Die hier auftretende Kopplung kann als vorwiegend kapazitiv angesehen

werden. Die induktive Komponente spielt hier aufgrund der Position der Koppelanordnung (welche sich ja quasi auf Höhe des Speisepunktes der Leitung befindet) nahezu keine Rolle. Lediglich die Eigeninduktivität des Ligaments steuert hier einen induktiven Anteil bei.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass dem Einzelresonator kein Metall entnommen werden muss. Die Güte wird also nicht negativ beeinträchtigt, es ergibt sich bloß eine kleine Verkürzungskapazität. Dem kann aber durch die Wahl eines entsprechend kürzeren Resonators entgegengewirkt werden. Je größer die für die Ligamente metallisierte Fläche, desto stärker wirken sie auch auf die Mittenfrequenz ein. Zu unterscheiden sind zwei Ligament-Designs, nämlich die Typen *H* und *R*.

Der *Typ H* ist eine Variante mit minimaler Fläche. Hierbei handelt es sich um einen Steg von einem Resonator zum anderen, mit quer dazu angeordneten Elementen nahe den Innenleitern (siehe Abbildung 4.6). Da die Geometrie an den lateinischen Großbuchstaben “H” erinnert, wird diese Anordnung *Typ H* genannt.

Weniger minimalistisch, dafür aber wesentlich einfacher zu realisieren, ist der in Abbildung 4.5 gezeigte *Typ R* (rechteckig, engl. *rectangular*). Im Prinzip handelt es sich um einen einfachen, rechteckigen Koppelsteg konstanter Breite (Ligamentbreite  $b$ ).

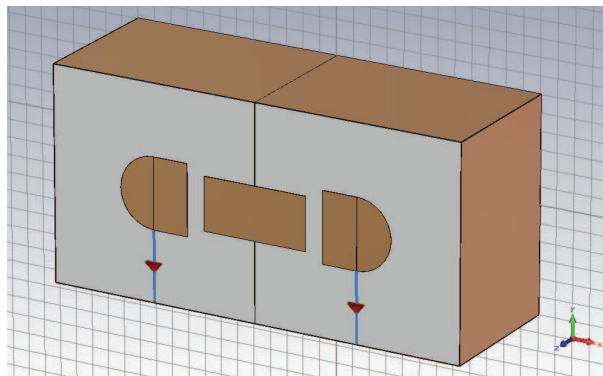


Abbildung 4.5: Zweipolfilter mit Kopplung über *Typ R Ligament*

Um einen Masseschluss zu vermeiden, muss die Außenmetallisierung rund um das Ligament ausgespart werden. Dies ist in Abbildung 4.6 im unteren Bereich gut zu erkennen.

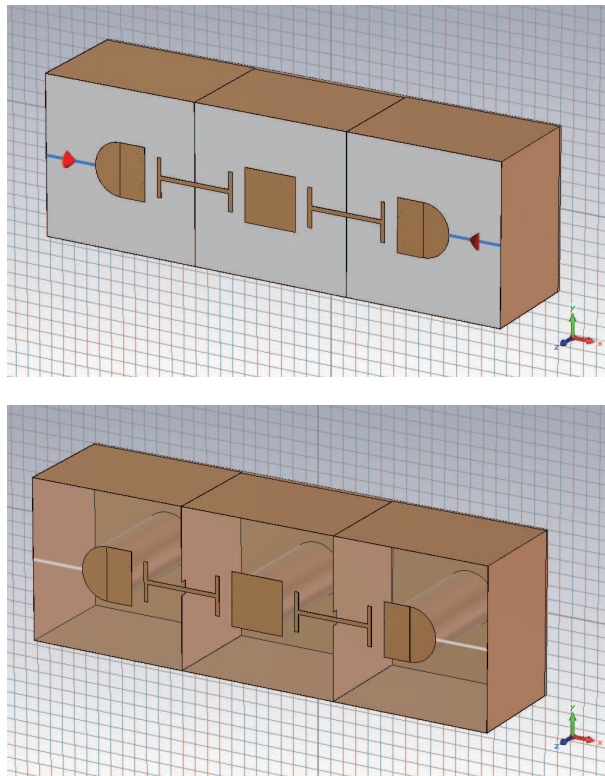


Abbildung 4.6: Dreipolfilter mit *Typ H Ligamenten* zur Verkopplung

### 4.2.1 Einfluss von Ligamentbreite und Distanz

Um mehrere Resonatoren miteinander über Ligamente zu einem Filter zu verkoppeln bedarf es genauer Kenntnis über den Einfluss der Ligamentanordnung auf die Kopplung. Im Wesentlichen kann über die Wahl der Ligamentbreite  $b$ , sowie des Abstandes von Ligament zu Innenleiter, die Koppelkapazität verändert werden. Hierbei zeigen sich weitestgehend gewisse Linearitäten betreffend der einzelnen Abhängigkeiten. Die Ergebnisse der Simulationen finden sich in Tabelle 4.1. Die Abbildungen 4.7, 4.8 sowie 4.9 stellen die grafische Aufbereitung der Ergebnisse aus der Tabelle dar. Beschrieben wird hier ein Zweipolfilter mit einer Resonatorhöhe von 12 mm sowie eine Resonatorlänge von 8,4 mm.

Deutlich zu erkennen ist, dass die einzelnen Funktionen nahezu Geraden darstellen. Dies ist ein Hinweis auf eine lineare Abhängigkeit von  $b$ . Über eine Variation

Ligament	d [mm]	b [mm]	$f_0$ [MHz]	$\Delta f_k$ [MHz]	k
Typ H	0,5	4	1851	97	0,052418
	0,5	3	1861	78	0,041913
	0,5	2	1872	58	0,030983
	0,5	1	1884	40	0,021231
Typ H	1	4	1794	182	0,101499
	1	3	1814	145	0,079956
	1	2	1834	106	0,057797
	1	1	1858	70	0,037675
Typ R	1	4	1845	72	0,039024
	1	3	1855	64	0,034501
	1	2	1866	54	0,028939
	1	1	1880	40	0,021277

Tabelle 4.1: Einfluss von *Ligamentabstand*  $d$  und *Ligamentbreite*  $b$

von  $d$  wird die Gerade lediglich parallelverschoben.

Für das Filterdesign ist es wichtig den nötigen Koppelfaktor zu kennen und somit durch geeignete Wahl der Geometrie die richtige Koppelkapazität zu realisieren. Es muss gelten, dass die Koppelkapazität  $C_{12}$  zwischen zwei Resonatoren proportional der Gesamtkapazität  $C$  des Resonators ist, also  $C_{12} \propto C$ . Diese Gesamtkapazität  $C$  setzt sich – wie in Abbildung 4.10 dargestellt – zusammen aus der Shuntkapazität  $C_s$  und der Streukapazität  $C_a$ , dh.  $C_{12} \propto C_s + C_a$ .

Die rechnerische Ermittlung der Streukapazität ist äußerst schwierig. Die einzige praktikable Lösung ist die Bestimmung von  $C_a$  mittels eines Leitungsnetzwerkanalyseprogrammes wie *LENA* o.ä. Das Programm *LENA* liefert als Ergebnis einen *Streukapazitätsbelag*  $C'_a$ , welcher mit dem Umfang multipliziert werden muss um die Streukapazität eines koaxialen Gebildes zu erhalten. Die Simulation ist jedoch für kreisrunde Querschnitte. Es kann aber durch den Korrekturfaktor  $\kappa = 1,0787$  eine recht gute Näherungslösung für Resonatoren mit quadratischem Außenleiterquerschnitt approximiert werden.

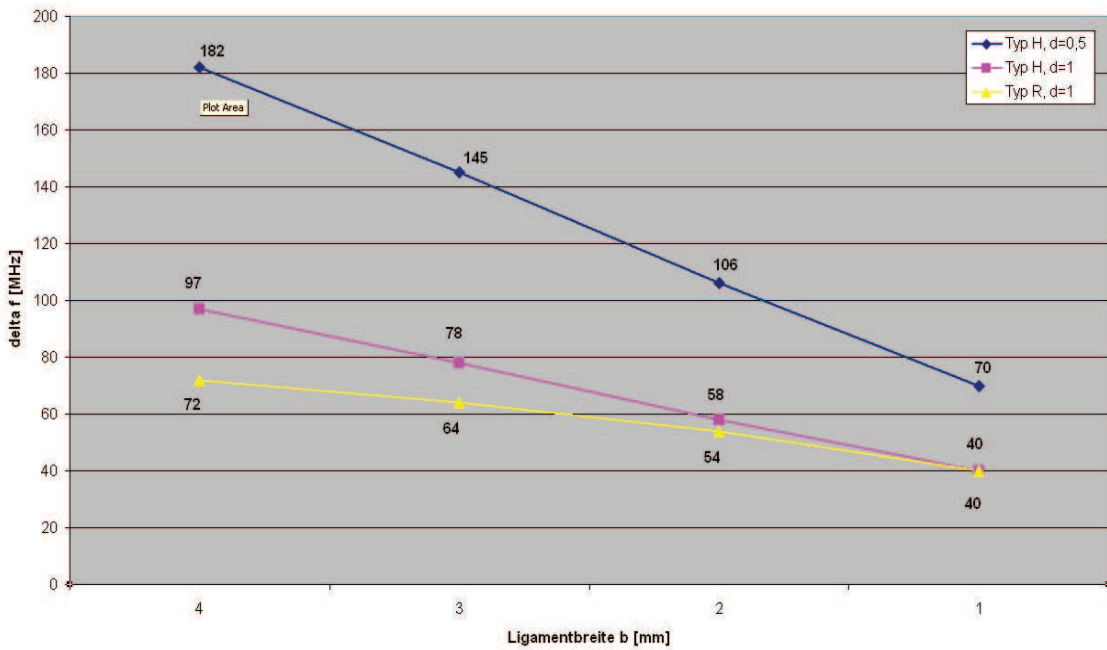


Abbildung 4.7: Einfluss der *Ligamentbreite*  $b$  sowie der *Ligamentdistanz*  $d$  auf  $\Delta f$

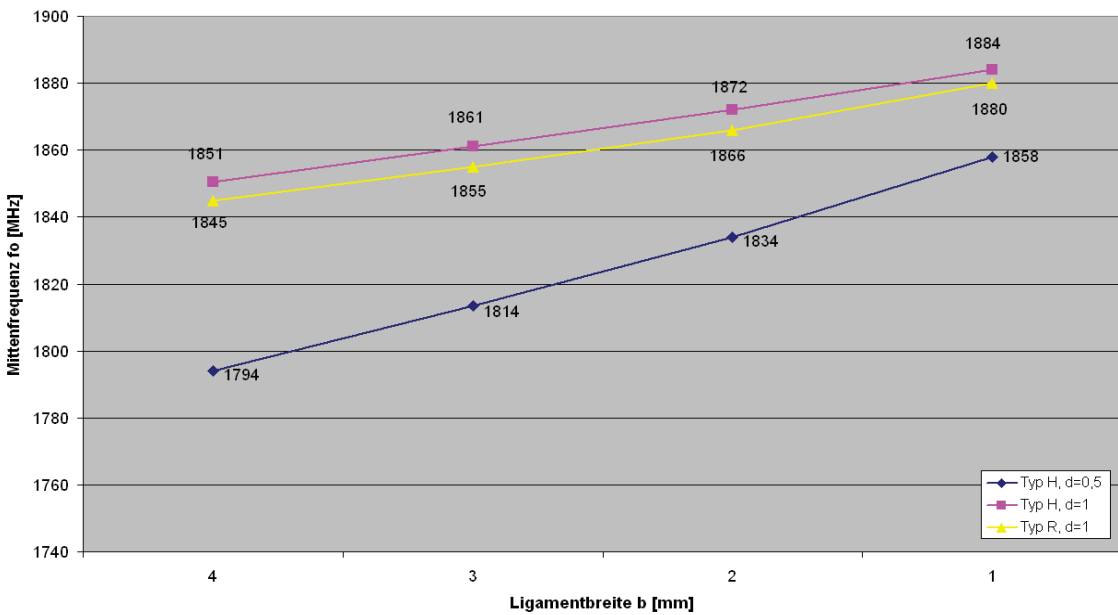


Abbildung 4.8: Einfluss der *Ligamentbreite*  $b$  sowie der *Ligamentdistanz*  $d$  auf  $f_0$



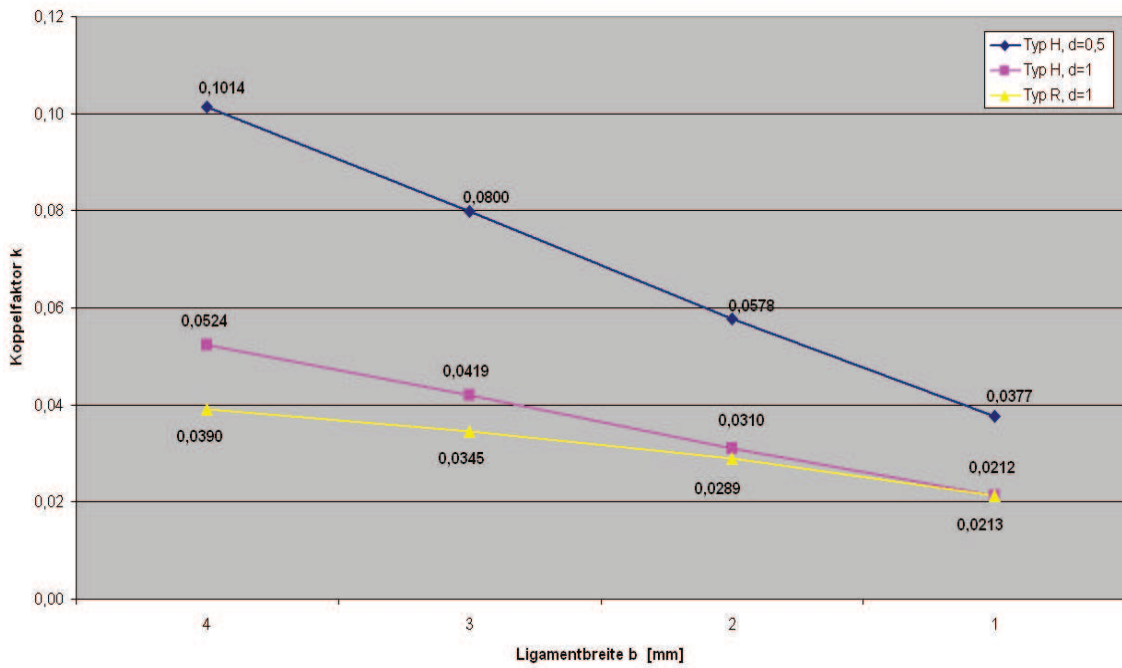


Abbildung 4.9: Einfluss der *Ligamentbreite*  $b$  sowie der *Ligamentdistanz*  $d$  auf  $k$

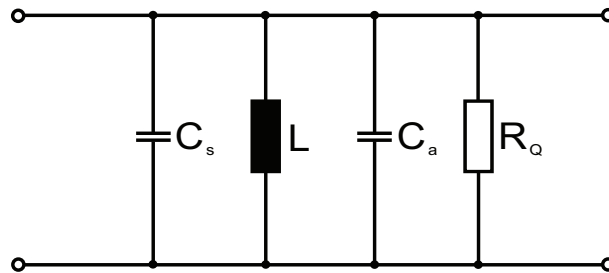


Abbildung 4.10: ESB eines DR mit Shuntkapazität  $C_s$  und Streukapazität  $C_a$

$$C_a = 2\pi \cdot \frac{\kappa H}{2} \cdot C'_a \quad (4.1)$$

Der Streukapazitätsbelag ist einzig vom Verhältnis  $\frac{H}{d}$  abhängig, die Streukapazität selber steigt dann mit dem Umfang des Außenleiters.

### 4.2.2 Einfluss der Abstrahlung von Filterelementen

Bereits in Abschnitt 3.4 wurde das Strahlungsverhalten koaxialer Einzelresonatoren untersucht und beschrieben. Diese Strahlungseffekte zeigen auch Einfluss auf das gesamte Filter. Zum Einen wirkt sich die Abstrahlung auf die realisierbare Gesamtgüte aus, zum Anderen steigt aber auch die Einfügedämpfung. Im Folgenden sei der Einfluss der Abstrahlung auf ein ligamentgekoppeltes Zweipolfilter ( $d = 1\text{ mm}$ ,  $b = 1,5\text{ mm}$ ) betrachtet. Es zeigt sich aus Tabelle 4.2, dass bei steigender Resonatorhöhe die Einfügedämpfung kleiner wird. Gleichzeitig wirkt sich die Abstrahlung aber stärker aus. Dies lässt sich daran erkennen, dass der Unterschied der maximalen Einfügedämpfungen bei  $H = 12\text{ mm}$  ca. 24 % ist, während er bei  $H = 20\text{ mm}$  bereits fast 60 % beträgt.

Boundaries	H [mm]	$f_0$ [GHz]	k	$\Delta f_D$ [MHz]	$a_v$ [dB]	$a_e$ [dB]
electric	12	1,843	0,02448	33,60	-0,31	-0,58
	14	1,820	0,03187	36,10	-0,31	-0,47
	16	1,794	0,03968	55,00	-0,17	-0,36
	18	1,780	0,05246	72,20	-0,12	-0,22
	20	1,753	0,06531	96,20	-0,07	-0,20
open	12	1,848	0,02522	32,80	-0,64	-0,76
	14	1,828	0,03227	41,20	-0,44	-0,56
	16	1,806	0,04220	51,40	-0,21	-0,51
	18	1,795	0,05639	73,30	-0,17	-0,49
	20	1,772	0,07449	106,90	-0,09	-0,48

Tabelle 4.2: Änderung der Dämpfung bei verschiedener Resonatorhöhe

Daraus wird deutlich, dass zur Erreichung steiler Filterflanken (über hohe Güten), sowie zur Realisierung geringer Einfügedämpfungen, zumindest in einem gewissen Umfang über Schirmungsmaßnahmen nachgedacht werden sollte.

## 5 Filterdesign

Im Zuge dieses Kapitels geschieht eine Erläuterung des Designprozesses von mehrkreisigen Kopplungsbandfiltern auf MWK-Basis. Das Hauptaugenmerk liegt hierbei auf der Technologie der ligamentgekoppelten Filter.

### 5.1 Strategie und Systematik

Beim Design von Filtern kann im Vorfeld die Resonanzfrequenz der einzelnen Resonatoren berechnet und auch der benötigte Koppelfaktor der einzelnen Kopplungen gut abgeschätzt werden. Eine Simulation unter alleiniger Berücksichtigung dieser Werte wird jedoch kein brauchbares Ergebnis liefern, da das Filter im Regelfall keine Anpassung erfahren wird. Anpassung ist aber notwendig, um die Filterperformance evaluieren zu können. Zur möglichst effizienten Generation eines brauchbaren Ergebnisses ist ein iterativer Entwicklungsprozess von Nöten. Dieser sieht vor, dass das Filter im ersten Schritt simuliert und danach extern angepasst wird, um die vorliegende Filtercharakteristik untersuchen zu können. Aus diesen Ergebnissen heraus kann das Design geändert und der Prozess wiederholt werden.

Konkret bedeutet dies, dass das Filter in CST simuliert wird, anschließend lassen sich die S-Parameter als sog. *Touchstone-File* exportieren und in Microwave Office einfügen. Dort kann der Touchstone als *Subcircuit* integriert und mit einer externen Beschaltung versehen werden (siehe Abbildung 5.2). Im einfachsten Fall wird hiermit nur die Portimpedanz durch Variation von  $Z$  und  $C$  am Port angepasst. Für mehrpolige Filter kann sich dieser Abstimmvorgang jedoch äußerst schwierig gestalten. Hier ist es oftmals erforderlich jeden einzelnen Resonator zu korrigieren. Diese Notwendigkeit ergibt sich, da der DR durch die Kopplung frequenzmäßig verschoben wird, also seine reale Resonanzfrequenz von der vorher errechneten ein wenig abweicht.

Durch eine Korrektur mithilfe sog. *Tuningports* (wie in Abbildung 5.1 gezeigt) kann dieser Versatz korrigiert werden, wodurch ein Abstimmen des Filters überhaupt erst möglich wird. Später muss natürlich im Design des Filters selbst über eine entsprechend angepasste Länge darauf Rücksicht genommen werden. Leider lässt sich dieser jedoch nicht vollständig über ein sauberes Design lösen, sodass beim fertigen Filterbauteil ein Feintuning durch mechanisches Bearbeiten von Verkürzungskapazitäten nicht ausbleiben kann. Auch Fertigungstoleranzen können hierdurch korrigiert werden.

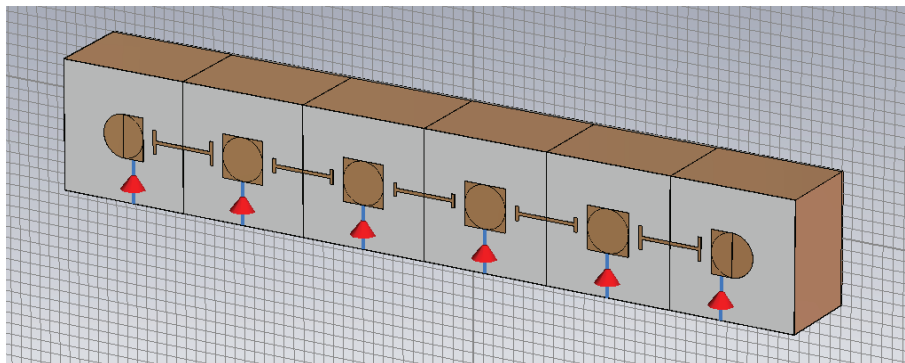


Abbildung 5.1: Sechspolfilter mit Tuningport bei jedem Resonator

Mehrkreisige Filter mit mehreren Tuning-Ports müssen zur Abstimmung in MWO auch entsprechend beschalten werden. Abbildung 5.2 auf Seite 67 zeigt den Subcircuit eines Sechspolfilters mit sechs Tuningports, welcher als Datenbasis mit einem S6P-Touchstone der S-Parameter aus der CST-Simulation befüllt wurde. Die Abstimmarbeit selbst erfordert ein wenig Geduld. In Abbildung 5.3 sind die Parameter  $S_{11}$  und  $S_{21}$  des Sechspolfilters dargestellt. Durch vorsichtiges Ändern der Kapazitäten lassen sich alle Resonatoren einpassen. Da das Filter im Hinblick auf die Geometrie (Verkürzung der Resonatoren, Ligamentbreite) symmetrisch aufgebaut ist, erfolgt die Abstimmung der Resonatoren paarweise. Es sind also für ein Sechspolfilter nur drei variable Kapazitäten erforderlich.

Die Anpassung erfolgt gemäß der Filterspezifikation über den maximal zulässigen Ripple  $a_m$ . Kriterium ist hierbei laut Formel 5.1 der Parameter  $S_{11}$ .

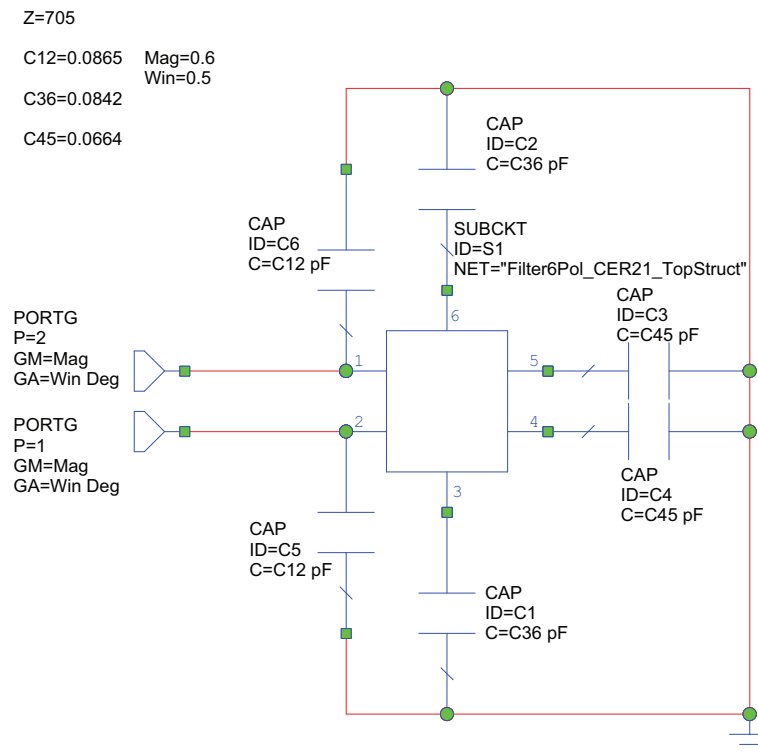


Abbildung 5.2: Schematic für einen S6P-Touchstone in MWO

$$a_m = 10 \cdot \log(1 - S_{11}^2) \quad (5.1)$$

$$S_{11}^2 = 10^{\frac{S_{11}[\text{dB}]}{10}} \quad (5.2)$$

Im Anschluss können die Ergebnisse mit den aus HFMS ermittelten Parametern (siehe Abbildung 5.4) verglichen werden. Wie hier auffällt, werden sich die zwei Kurven (aus MWO und HFMS) nie genau decken, da die Daten von MWO einer realen Simulation entspringen und somit – im Gegensatz zu HFMS – auch parasitäre Effekte mitberücksichtigen. In Abbildung 5.3 sind zwei Notches – jeweils links und rechts vom Passband – zu erkennen. Diese werden durch eine parasitäre (kapazitive) Überkopplung zwischen den beiden Ports (also eine direkte Kopplung zwischen Ein- und Ausgang) hervorgerufen. Ein anderer Effekt könnte hier beispielsweise ein Peak links vom Passband sein. Dieser entsteht in der Regel durch eine parasitäre Induktivität

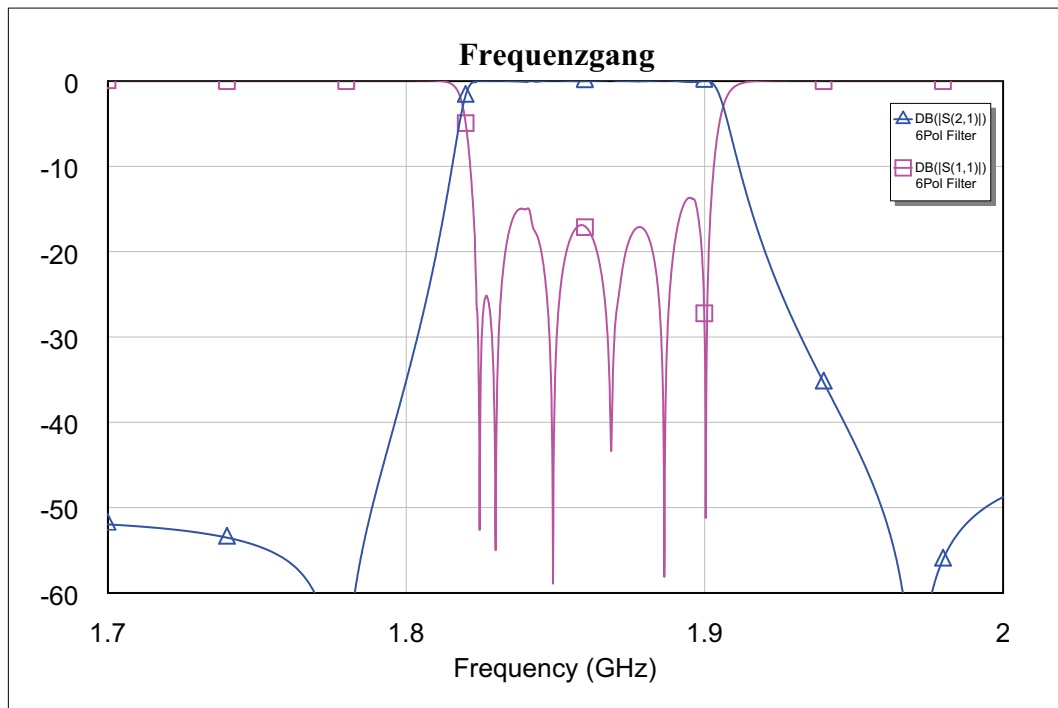


Abbildung 5.3: S-Parameter beim Tuningvorgang eines Sechspolfilters

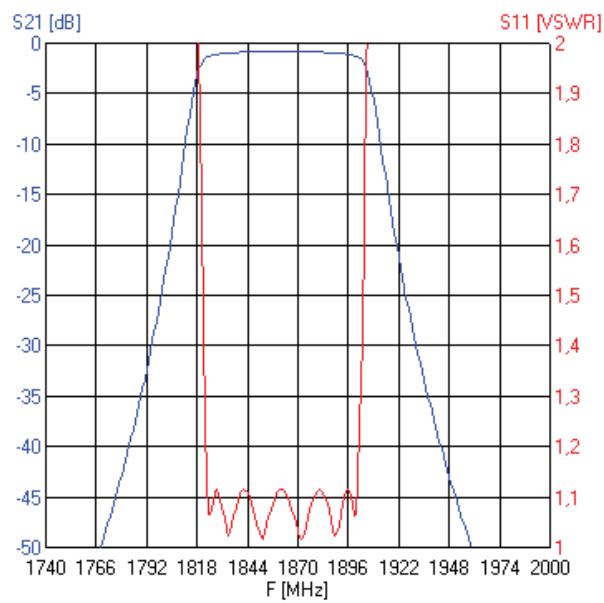


Abbildung 5.4: Idealer Tschebyscheff-Verlauf für ein Sechspolfilter

gegen Ground.

Wenn der Peak und die beiden Notches zugleich auftreten, so handelt es sich meist um einen parasitären LC-Schwingkreis zwischen den beiden Ports 1 und 2, also einer kapazitiv-induktiven Überkopplung vom Eingang zum Ausgang [19].

## **5.2 Ligamentgekoppeltes Sechspolfilter**

Eine lineare Anordnung aller Resonatoren (wie in Abbildung 5.1 dargestellt) ist zwar mechanisch einfach zu realisieren, schafft aber Nachteile betreffend der Stabilität und Raumausnutzung. Weiters sind Kreuzkopplungen zum Generieren von Notches nur schwer realisierbar. Daher bietet sich speziell für Filter mit einer geraden Anzahl an Polen eine Anordnung der Resonatoren übereinander an. Abbildung 5.5 zeigt ein Sechspolfilter mit einer zweireihigen Positionierung der DRs. Kreuzkopplungen 1-6 und 2-5 lassen sich hier sehr simpel durch einfaches Einfügen zusätzlicher Ligamente erwirken. Die dadurch gewonnene Flexibilität kann als Hauptvorteil dieses Filtertyps angesehen werden. Auch die optimale räumliche Ausnutzung spricht für das Design.

Bedingt durch die postulierte Eigenschaft der Symmetrie besitzt die Länge zweier Resonatorpaare (also jeweils 1-6, 2-5, 3-4) den selben Wert. Weiters ist dadurch auch die Ligamentgeometrie der ersten zwei Resonatorpaare (1-6 und 2-5) die selbe. Dies bedeutet, dass jeweils die Resonatoren 1 und 6 sowie 2 und 5 baugleich sind, während lediglich Nummer 3 und 4 spiegelverkehrt aufgebaut sein müssen. Infolge dessen können die Fertigungskosten geringer gehalten werden.

## **5.3 Vorkehrungen zur Schirmung**

Aufgrund der Erkenntnisse aus Abschnitt 3.4 sind Überlegungen hinsichtlich einer Abschirmung der Filterbauteile zu einem unabwendbaren Erfordernis geworden. Durch eine geeignete Schirmungsmaßnahme sollte die Abstrahlung vermindert und somit die Einfügedämpfung hinreichend klein werden. Es gilt jedoch, den dadurch entstehenden zusätzlichen Aufwand möglichst gering zu halten, um Kosten im Bereich der Fertigung zu sparen. Es sind dies nicht nur zusätzlich anfallende

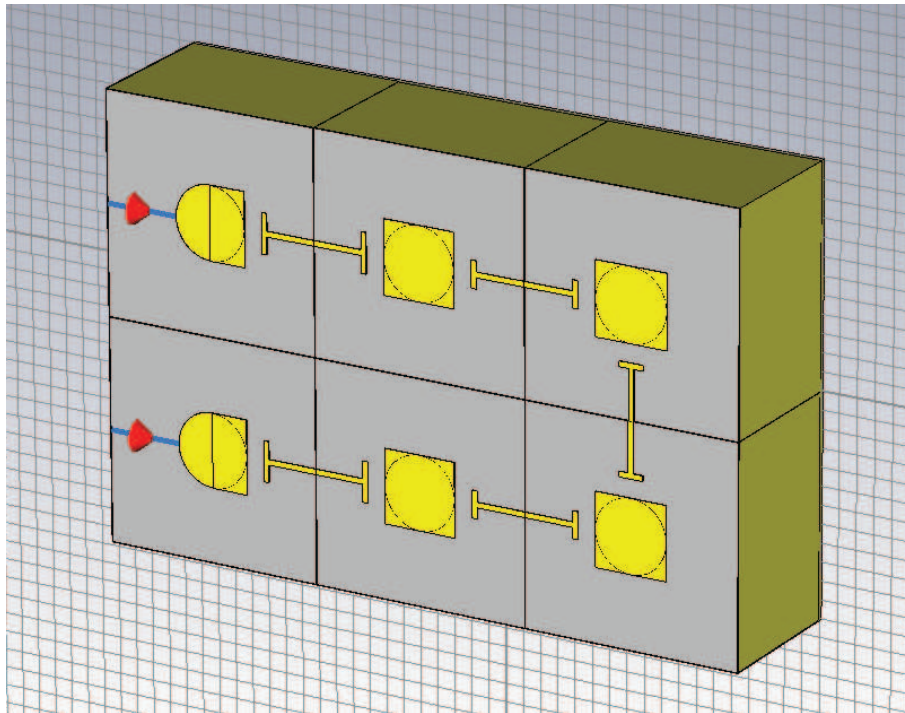


Abbildung 5.5: Ligamentgekoppeltes Sechspolfilter

Materialkosten für die Schirmbleche, sondern auch die Kosten für den Aufwand der Assemblierung. Der Aufwand für die Fertigung muss so klein als möglich gehalten werden. Hierbei ist besonders darauf zu achten, dass sich der Prozess weitestgehend automatisieren lässt, also eine maschinelle Fertigung bestmöglich realisierbar ist, sodass der Anteil an manuellen Arbeiten (Handbestückung, etc.) auf ein Minimum reduziert werden kann.

Zu hohe Fertigungskosten oder schwer realisierbare mechanische Konstrukte könnten den Erfolg des Produktes in Frage stellen und ggf. sogar eine Serienproduktion verhindern. Daher sind solch komplexe Lösungen maximal für Prototypen zulässig, aber auch hier als sehr fragwürdig anzusehen. Aus diesem Grund sind in den Resonator integrierte Lösungen anzustreben.



### 5.3.1 Schirmung durch aufgebrachte Metallstrukturen

Da die Abstrahlung nur im Bereich der offenen Seite eines Resonators erfolgen kann, genügt unter Umständen ein Schirm im Bereich der Vorderseite. Um die Kosten für ein externes Schirmblech und die Problematik der Montage zu umgehen, wäre eine auf dem Resonator aufgebrachte Metallfläche ein denkbarer Lösungsansatz.

#### Schirmung durch freigestellte Metallfläche

Der Schirmungseffekt einer metallischen Struktur ohne definiertes Potential ist zwar nicht sichergestellt, jedoch soll dies für folgende Analyse nicht vorrangig sein. Zur Erkundung des Einflusses der Metallfläche auf die Performanz eines Filters wird die Betrachtung an einem Einzelresonator durchgeführt. Abbildung 5.6 zeigt die Anordnung als CST-Modell. Das Schirmpad ist hierbei rund um den Innenleiter angeordnet und berührt den Außenmantel nicht.

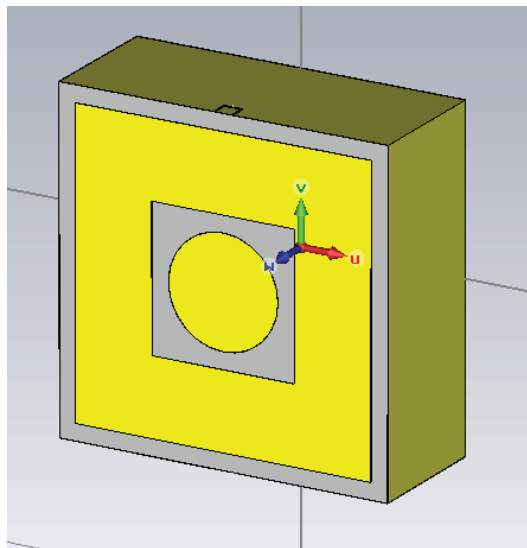


Abbildung 5.6: Resonator mit metallisierter Fläche zur Schirmung

Eine Simulation mit verschiedenen Distanzen zwischen Pad und Innenleiter sowie Pad und Mantel zeigt qualitativ immer das selbe Ergebnis. Wie aus dem Plot in Abbildung 5.7 ersichtlich, prägt sich rechts vom Resonanzpeak stets ein zweiter, parasitärer Peak aus.

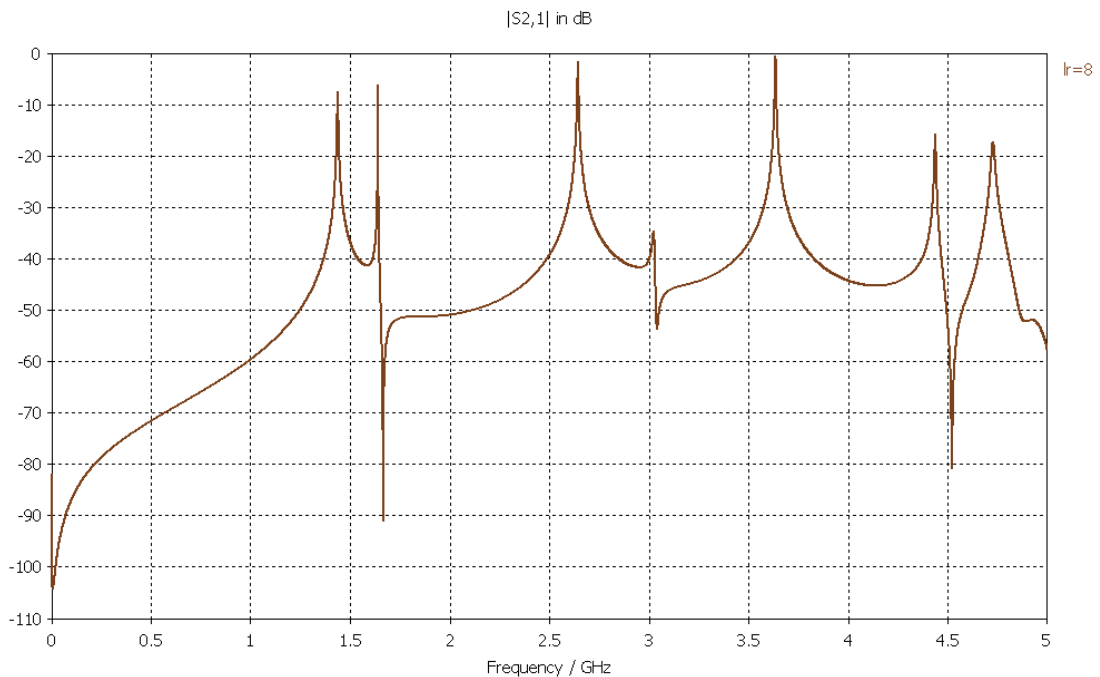


Abbildung 5.7:  $S_{21}$ -Parameter der Anordnung aus Abbildung 5.6

Dieser zweite Peak deutet auf eine zusätzliche Resonanzerscheinung hin. Bei näherer Betrachtung wird auch klar, wo diese ungewollte Resonanz herrührt. Es bildet sich durch das Pad ein zweiter Schwingkreis, welcher parallel zum Resonator liegt. Die Koppelkapazität zwischen Pad und Innenleiter bzw. Pad und Mantel sowie die Eigeninduktivität vom Pad stellen ein C-L-C-Glied dar, also ein parallel zum Resonator liegendes, induktiv-kapazitives (und somit schwingfähiges) Gebilde. Dieser Effekt lässt sich durch Nachbildung des ESB mittels Microwave Office verifizieren. Aufgrund dieser Ergebnisse am Einzelresonator kann eine Betrachtung des Lösungsansatzes am Zweipolfilter als hinfällig erachtet werden.

### Schirmung durch Massefläche

Da vorangestellte Untersuchung zu dem Ergebnis kommt, dass eine Metallfläche ohne definiertes Potential problematisch sein kann, ist ein Versuch mit einer galvanisch verbundenen Abschirmung der nächste logische Schritt. Es bietet sich an, den Außenmantel mit dieser Fläche leitfähig zu verbinden, um somit den Schirm poten-

tialmäßig auf Masse zu halten. Dadurch wird der Keramikkorpus des Resonators auf der Vorderseite geschlossen, wodurch sich die wirksame Fläche der Abstrahlung vermindert. Innenleiter und Anschluss pads als aktive Elemente werden dadurch nicht an der Abstrahlung gehindert. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass durch diese Maßnahme keine vollständige Schirmung erreicht werden kann. Unter Umständen lässt sich dadurch aber die Abstrahlung so weit reduzieren, dass die Einfügedämpfung klein genug bleibt.

Es gilt also, die aktiven Elemente klein zu halten (also auch das Pad am Innenleiter nicht größer als zwingend notwendig auszugestalten), und mit einer Massefläche die Vorderseite weitestgehend zu schließen. Allerdings wirkt die Schirmfläche als Verkürzungskapazität, wodurch eine Korrektur der Resonatorlänge erforderlich wird. Hierbei sind aber noch weitere Effekte zu erwarten. Einerseits muss die Vorderseite des Resonators nahezu vollständig geschlossen werden, andererseits wird aber der Innenleiter bei zu geringem Abstand zum Schirm eine starke Kopplung gegen Masse erfahren, was sich negativ auf die Filtercharakteristik auswirkt.

Nachdem sich am Einzelresonator die prinzipielle Funktion dieser Anordnung gut verifizieren lässt, eignet sich für Untersuchungen hinsichtlich dieser Erscheinungen aufgrund der Einfachheit ein Zweipolfilter am besten. Bei gewählter Geometrie handelt es sich um ein (in Abbildung 5.8 dargestelltes) ligamentgekoppeltes Filter mit einem Typ R Koppelsteg der *Ligamentbreite*  $b = 2\text{ mm}$  und einem *Ligamentabstand*  $d = 1\text{ mm}$ , bei einer variablen *Resonatorlänge*  $l$ . Der Parameter  $p$  bezeichnet hierbei den Abstand vom Schirm zu den aktiven Elementen Innenleiter und Ligament. Durch einen Vergleich der Filterparameter aus der Simulation mit dem idealen Tschebyscheff-Bandpass aus HFMS lässt sich die äquivalente Güte  $Q$  ermitteln.

Die zusammengefassten Ergebnisse in Tabelle 5.1 verdeutlichen, dass sich die Resonatorgüte nur unwesentlich in Abhängigkeit der Schirmgeometrie ändert. Die Abstrahlung lässt sich hiermit also nur geringfügig verkleinern.

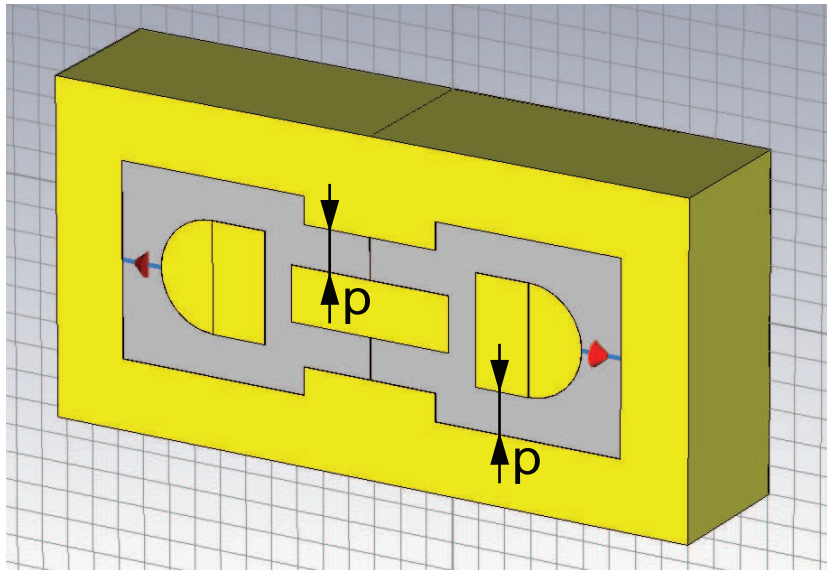


Abbildung 5.8: Zweipolfilter mit metallisierter Vorderseite zur Schirmung

H [mm]	p [mm]	l [mm]	$f_0$ [GHz]	$\Delta f_D$ [MHz]	$a_v$ [dB]	Q
16	0,8	5,64	1,915	13,70	-0,66	1150
	1	5,91	1,922	17,30	-0,51	1250
	1,5	6,46	1,929	25,70	-0,34	1200
	2	7,03	1,899	32,40	-0,27	1200
	3	7,56	1,908	44,70	-0,25	1000
20	0,8	4,72	1,887	12,50	-0,87	1000
	1	4,99	1,899	16,30	-0,57	1150
	1,5	5,50	1,932	27,60	-0,32	1150
	2	5,93	1,950	40,00	-0,29	900
	3	6,61	1,972	66,70	-0,25	900

Tabelle 5.1: Einfluss verschiedener Schirmflächen

### 5.3.2 Resümee der Analysen zur Schirmung

Um niedrige Einfüge- und Verlustdämpfungen erreichen zu können, ist eine Schirmung der Filterelemente unabdingbar. Speziell bei Filtern höherer Ordnung wird

die Bedeutung dieser Problematik deutlich sichtbar. Eine einfache und kostengünstige Lösung für diese Aufgabenstellung scheint die Schirmung mittels integrierter Metallflächen auf der Resonatorvorderseite, um somit die Abstrahlung zumindest teilweise reduzieren zu können.

Diese Metallpads bringen aber weitere Probleme mit sich. Konkret sind das Effekte, die sich aufgrund von parasitären Kopplungen ergeben. Pads ohne definiertes Potential (sog. *floating Pads*) können sich als zusätzlicher Schwingkreis zum Resonator hinzuaddieren und somit weitere Resonanzpeaks hervorrufen. Werden diese Pads auf ein definiertes Potential (z.B. Masse) gelegt, so koppelt der Innenleiter aufgrund seiner räumlichen Nähe zum Pad stärker auf Masse, was die Anpassung beeinflusst. Der Effekt der kapazitiven Verkürzung durch die Metallfläche lässt sich durch geschickte Wahl der Resonatorlänge gut kompensieren. Anhand der vorliegenden Ergebnisse kann also der Schluss gezogen werden, dass metallische Strukturen auf der Resonatorvorderseite zur Schirmung nur bedingt geeignet erscheinen und somit keine Endlösung für die Problematik darstellen. Eine Realisierung der Abschirmung mittels zusätzlicher Schirmbleche scheint unumgänglich.

## 6 Prototypenbau

Die Ergebnisse aus Simulation und Rechnung lassen sich nur durch entsprechende Prototypen verifizieren. Nachstehend finden sich beispielhaft zwei physikalisch realisierte Filter mit Ligamentkopplung.

### 6.1 Ligamentgekoppeltes Zweipolfilter

Eine maßgebliche Thematik für den Einsatz von Filterelementen sind Temperaturwechseltests. Speziell in Basisstationen ist die Schwankungsbreite der Temperatur beträchtlich. Nicht nur die hohen Außentemperaturen im Sommer (verstärkt durch die direkte Sonneneinstrahlung) sowie die tiefen Temperaturen im Winter, sondern auch Schwankungen der Betriebstemperatur durch Beaufschlagung mit unterschiedlichen Leistungen wie auch zeitweises Abschalten einzelner PAs führen zu einer stetigen Variation der Temperatur. Dies kann bei festmontierten, auf eine Printplatte aufgelöteten Filtern zu Problemen führen, da die Filterkeramik einen anderen thermischen Ausdehnungskoeffizienten aufweist als die Leiterplatte. Es kommt zu mechanischen Spannungen zwischen den beiden Teilen, wodurch die Lötstellen auf Dauer brechen und Kontaktfehler entstehen können. Geometrisch kleine Filter sind von dieser Problematik weniger stark betroffen, da sich deren Ausdehnung in Grenzen hält. Bei großen Filtern könnte dies allerdings ein Handicap darstellen. Daher müssen Lösungen geschaffen werden, die eine flexible mechanische Verbindung zwischen Printed Circuit Board (PCB) und Filter ermöglichen.

Eine denkbare Variante wären bedrahtete Filter, also Filter mit Anschlusspins zur Montage auf einem Print. Die Ausführung kann dann entweder einem PTH-Bauteil (*Pin Through Hole*: Pin wird durch die Leiterplatte durchgesteckt und auf der Rückseite verlötet) entsprechen oder ein Bauelement in SMT (*Surface Mount Technology*:

Pin wird auf der Bauteilseite des PCB verlötet, sog. *Surface Mounted Devices*, kurz: *SMD*) sein. Die Pins gleichen dann die unterschiedliche Ausdehnung von PCB und Filter aus.

Wie bereits aus den Voruntersuchungen bekannt ist, muss eine ausreichende Schirmung für die Filterelemente gegeben sein. Ein einfacher Ansatz hierzu ist die Montage eines Schirmblechs in geringem Abstand zur Resonatorvorderseite. Die materialsparendste Variante stellt eine gleichzeitige Verwendung des Trägerprints als elektrische An- und Auskopplung sowie als Schirmung dar. Hierzu bietet es sich an, die Anschlusspins des Filters gleich in die Vorderseite zu integrieren, sodass sich eine Kombination aus Trägerprint und Schirm ergibt.

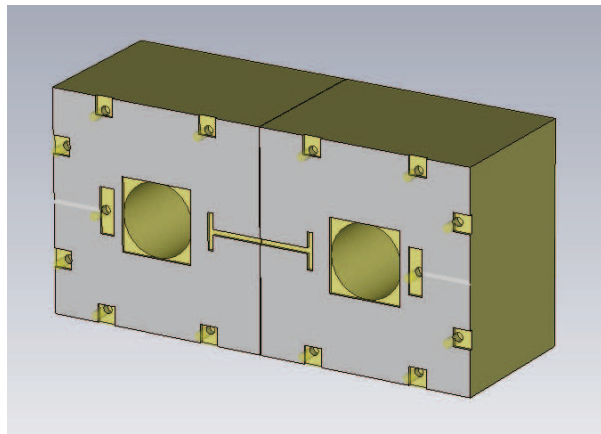


Abbildung 6.1: Strukturen in der Keramik eines bedrahteten Zweipolfilters

Die hierzu nötigen Strukturen (Pads und Ligamente sowie Bohrungen) werden in die Keramik mit einer bestimmten Strukturtiefe eingebracht (dargestellt in Abbildung 6.1). Nach dem Galvanisieren kann die Vorderseite abgeschliffen werden, wodurch das Metall nur mehr in den dafür vorgesehenen Vertiefungen stehen bleibt. Die Anschlusspins müssen dann in die entsprechenden Löcher eingelötet werden. Das so entstandene Filterbauteil (dargestellt in Abbildung 6.2) kann anschließend auf eine Leiterplatte aufgelötet werden (siehe Abbildung 6.3).

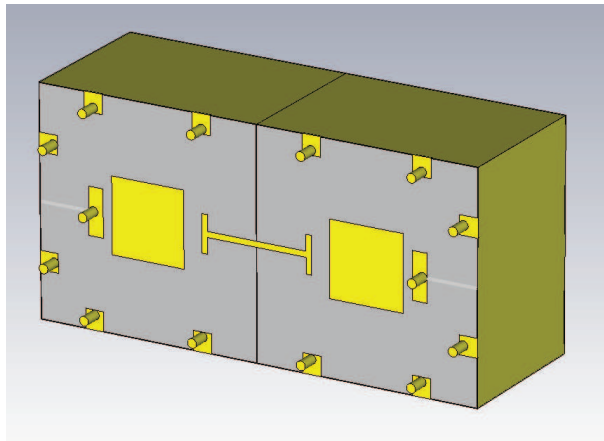


Abbildung 6.2: 3D-Modell eines bedrahteten Zweipolfilters

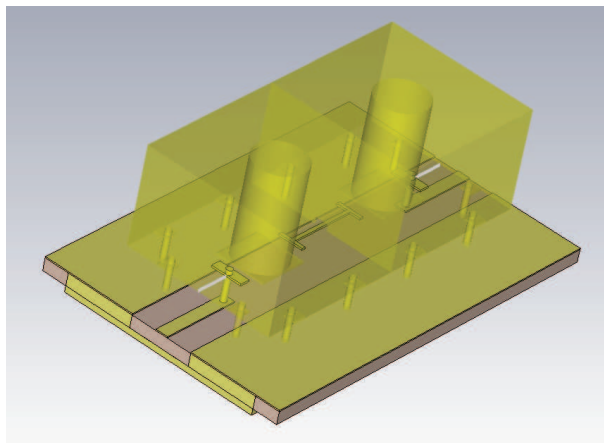


Abbildung 6.3: Darstellung eines bedrahteten Zweipolfilters auf einem PCB

### 6.1.1 Messungen am Zweipol-Prototyp

Über zwei SMA-Buchsen (Sub-Miniature-A) sind die S-Parameter des Filterprototyps sehr gut einer Messung mittels Netzwerkanalysator zugänglich. Eine Anpassung kann über die Portimpedanz des NWA erfolgen. Die Messergebnisse im Plot von Abbildung 6.5 sind bereits um die Verluste des PCB bereinigt, sodass es sich um die reinen Filterparameter des Prototypen aus Abbildung 6.4 handelt. Die Resonatorhöhe beträgt  $H = 12\text{ mm}$ , die relative Permittivität der verwendeten Keramik liegt bei  $\epsilon_r = 21$ .



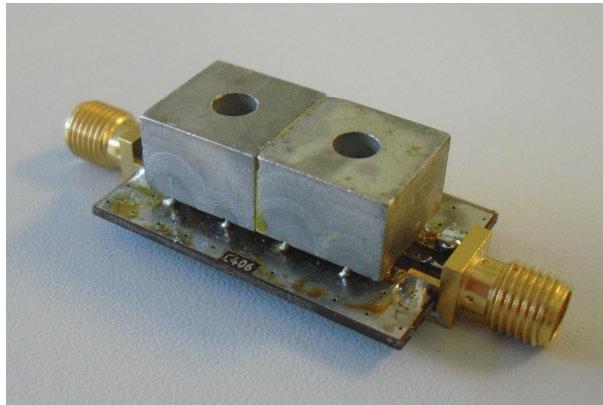


Abbildung 6.4: Aufgelöteter Zweipol-Prototyp

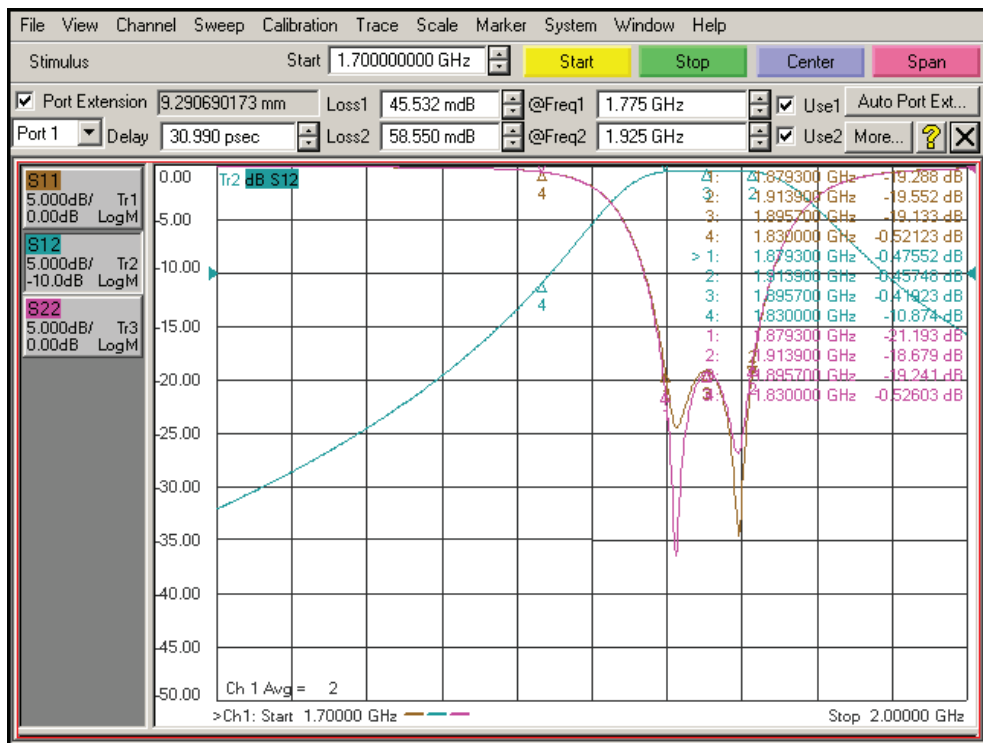


Abbildung 6.5: S-Parameter-Plot des bedrahteten Zweipol-Prototypen

Die aus der Messung hervorgehenden Werte decken sich weitestgehend mit den Ergebnissen der Simulation.

### 6.1.2 Schirmungsmöglichkeit

Durch die Schirmungsmaßnahme mittels PCB kann bereits eine Steigerung der Güte und somit in weiterer Folge eine bessere Einfügedämpfung erzielt werden. Durch das zusätzliche Applizieren einer Abschirmung in Form eines Schirmblechs zur Abdeckung des vorhandenen Luftspalts zwischen PCB und Filter (siehe Abbildung 6.6) lässt sich eine weitere Verbesserung erreichen.

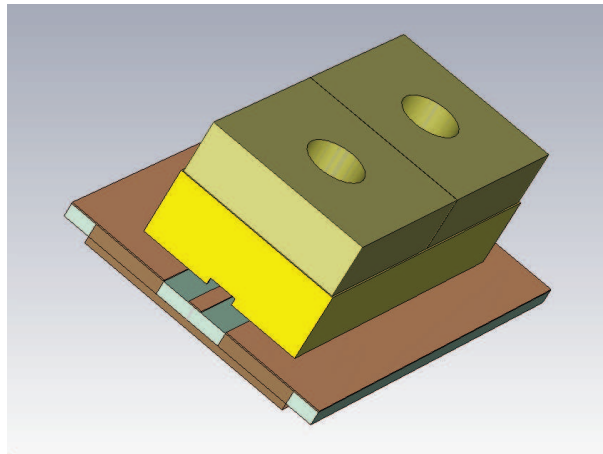


Abbildung 6.6: Zweipolfilter mit Schirmblech

In Tabelle 6.1 ist beispielhaft dargelegt, wie sich Güte und Dämpfung bei Verwendung unterschiedlicher Schirmungsmaßnahmen an vorliegender Geometrie verhält. Es handelt sich hierbei um Resonatoren der Höhe  $H = 16\text{ mm}$  sowie der Länge  $l = 12,65\text{ mm}$  mit einer relativen Permittivität der Keramik von  $\varepsilon_r = 7,5$ . Der Abstand zwischen Filter und Print beträgt  $3\text{ mm}$ .

Beschreibung	$f_0$ [GHz]	$\Delta f_D$ [MHz]	$a_v$ [dB]	$a_e$ [dB]	Q
ohne PCB	1,997	45,90	-0,35	-0,45	680
mit PCB	1,948	20,50	-0,55	-0,77	900
mit PCB und Schirmung	1,953	20,80	-0,50	-0,64	1070

Tabelle 6.1: Dämpfung und Güte bei unterschiedlicher Schirmung

Aufgrund der Daten aus der Simulation mit CST kann unter Zuhilfenahme von HFMS aus dem optimalen Tschebyscheff-Tiefpass die äquivalente Güte  $Q$  ermittelt werden. Wird das Filter ohne PCB betrieben, so ergibt sich eine höhere Mittenfrequenz  $f_0$  sowie auch eine größere Durchlass-Bandbreite  $\Delta f_D$ . Daher liegen auch die Werte für die Dämpfungen niedriger. Die äquivalente Güte  $Q$  ist aber mit den Werten der anderen Simulation vergleichbar. Hier ist deutlich erkennbar, dass bereits der Einsatz eines PCBs Erfolge bringt. Durch das zusätzliche Schirmblech lässt sich die Güte um weitere 15 % steigern. Da die beiden Filter (Zweipol auf PCB mit/ohne Schirmblech) nahezu die gleiche Bandbreite besitzen, kann hier auch ein Vergleich der Einfügedämpfungen vollzogen werden. Daraus ist klar erkennbar, dass durch die Schirmungsmaßnahme ein besseres Dämpfungsverhalten erzielt werden kann. Aus diesem Grund wäre solcherlei Anordnung eine denkbare Lösung für die vorhandene Problematik.

Unter Umständen könnte durch die Verwendung eines Schirms wie in Abbildung 6.6 auf Seite 80 sogar auf den Einsatz der außenliegenden Bauteilpins verzichtet werden, sofern das Schirmblech für ausreichende mechanische Festigkeit sorgt. Lediglich die zwei I/O-Pins im Inneren sind unabdingbar. Hierbei gilt es jedoch noch zu evaluieren, inwiefern ein ausreichender Wärmeeintrag zur Verlötbarekeit der I/O-Pins mittels Reflow-Prozess gewährleistet ist, zumal sowohl Filter als auch Abschirmung eine thermische Isolierung darstellen. Ebenso könnte ein vollflächiges Verlöten des Schirms negativen Einfluss auf die Resultate diverser Temperaturwechselltests haben.

## 6.2 Ligamentgekoppeltes Sechspolfilter

Da das in Abschnitt 5.2 behandelte Sechspolfilter in der Simulation eine recht brauchbare Performanz aufweist, bietet sich der Bau eines Prototyps nach Vorlage von Abbildung 5.5 auf Seite 70 an. Der Einfachheit wegen ist dieses Filter mit Ankoppelpads in der Außenmetallisierung versehen und starr auf den Print aufgelötet. Aus dem Grund eignet sich das Filter in dieser Form nicht für einen Einsatz im Feld, leistet aber als Prototyp für messtechnische Zwecke sehr gute Dienste. Ab-

Abbildung 6.7 zeigt den Prototyp aufgebaut aus sechs dielektrischen Resonatoren mit einer Resonatorhöhe von  $H = 12\text{ mm}$ . Die relative Permittivität der Keramik beträgt  $\varepsilon_r = 21$ .

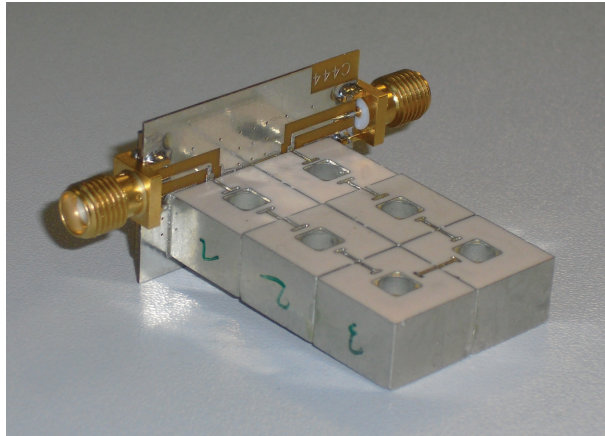


Abbildung 6.7: Prototyp eines ligamentgekoppelten Sechspolfilters

### 6.2.1 Messungen am Sechspol-Prototyp

In Abbildung 6.8 sind die S-Parameter des Prototypen dargestellt. Hierbei handelt es sich um eine Messung ohne jegliche vorhergehende Tuning-Maßnahmen. Die etwas zu starke I/O-Kopplung ist auf das Prototypendesign zurückzuführen, welches noch Tuningmöglichkeiten offen halten sollte. Die Einfügedämpfung von ca. 1 dB lässt auf einen Q-Wert von in etwa 1000 Gütepunkten rückschließen. Im  $S_{21}$ -Parameter ist links vom Passband ein parasitärer Notch feststellbar. Dieser ist auf eine suboptimale Masseverbindung im Laboraufbau zurückzuführen.

Aus dem Plot der S-Parameter in Abbildung 6.8 ist erkennbar, dass dieses Design gute Chancen auf eine Realisierung besitzt. Bereits ohne jegliche Tuning-Maßnahmen oder sonstige Hardware-Eingriffe lässt sich das Filter durch alleinige Änderung der Portimpedanz des Netzwerkanalysators.

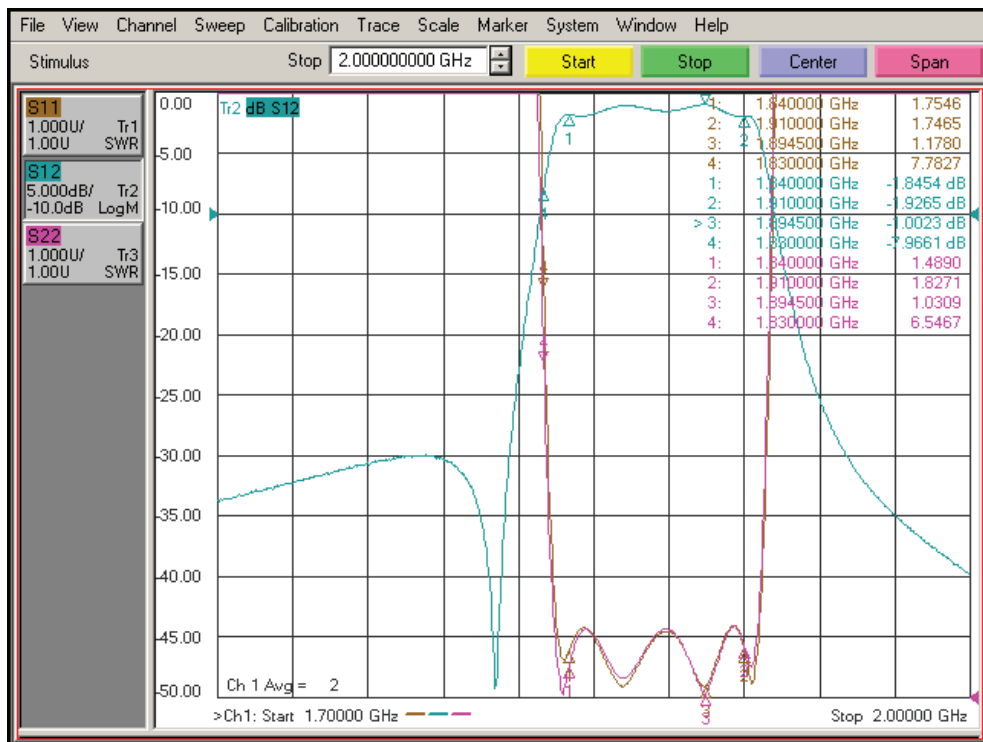


Abbildung 6.8: S-Parameter-Plot des Sechspol-Prototypen

Da diese Art der Anordnung der Resonatoren (zweireihig übereinander) keine praktische Anwendung findet, sondern lediglich für experimentelle Prototypen dienlich ist, gibt es hier keine weiteren Überlegungen hinsichtlich einer Möglichkeit zur Schirmung des Filters.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Derzeit sind nur relativ kleine Bauformen keramischer Filter in Verwendung, was lediglich geringe Güten zulässt. Um den Anforderungen hinsichtlich der Einfügedämpfung für moderne Filter im mittleren Leistungsbereich (sog. *Midpower-Filter*) gerecht zu werden, sind jedoch höhere Güten notwendig. Dies lässt sich im Allgemeinen nur durch geometrisch größere Resonatoren erreichen. Bei Filtern größerer Bauform treten Effekte zu Tage, welche bei kleinen Filtern bisher vernachlässigt werden konnten.

Die Güte eines Resonators ist abhängig von den einzelnen Güten seiner Komponenten, also der Keramik sowie der Metallisierung. Für niedrige Resonatoren gilt, dass die Güte wesentlich durch die Leitungsgüte beschränkt ist. Für größere Resonatoren stellt die Kurzschlussseite das beschränkende Element dar, während über einer Höhe von 10 mm die Abstrahlung immer stärker einwirkt.

Hohe Güten sind mit dielektrischen Resonatoren aber nur realisierbar, wenn auch die geometrischen Abmessungen hinreichend groß sind. Dabei ist die Größe des Resonators hinsichtlich seiner Höhe aber einer Grenze unterworfen. Wird die Höhe zu groß, so wandert der erste Quermode in das Nutzfrequenzband hinein und das Filter wird unbrauchbar.

Die erreichbare Güte ist also nach oben hin beschränkt durch die maximal realisierbaren Einzelgüten sowie durch auftretende parasitäre Effekte. Auch durch das Einbringen von Aperturen und Koppelpads in das Metall wird die Güte negativ beeinflusst. Eine wesentliche Rolle spielt hierbei der Effekt der Abstrahlung. Im Zuge dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass es sich bei dem Güteverlust zwischen open und electric Boundaries tatsächlich um Strahlungsverluste des Resonators handelt. Diese Abstrahlung wird bei größerer Resonatorhöhe geometrisch bedingt größer, was einen höheren Güteverlust bei steigender Resonatorhöhe bedingt. Die Abstrahlung

wirkt sich also stark auf die realisierbare Gesamtgüte aus. In weiterer Folge steigt dadurch die Einfügedämpfung des Filterelements an.

Eine Erhöhung der Güte durch Steigerung der Resonatorhöhe lässt sich – wie bereits bekannt war – nicht beliebig fortsetzen. Die limitierende Größe ist hier (neben der Problematik der Quermoden) allerdings nicht – wie immer vermutet – die beschränkte Güte der Metallisierung, sondern der Effekt der Abstrahlung. Je größer die Resonatorhöhe wird, desto stärker sind die Strahlungsverluste. Dies führt dazu, dass die Kurve für die maximal erreichbare Güte nicht nur irgendwann stagniert, sondern der Gütewert ab einer bestimmten Resonatorgröße wieder sinkt. Nach heutigem Wissensstand kann als Ergebnis dieser Untersuchungen die Aussage getroffen werden, dass mit (einzelnen) keramischen Koaxialresonatoren ohne besondere (Schirmungs-)Maßnahmen keine Güten realisiert werden können, die nennenswert über 1200 liegen. Für Resonatoren innerhalb eines Kopplungsbandfilters auf Basis der Aperturkopplung liegt die Grenze sogar noch deutlich unter diesem Wert.

Oft ist es daher nötig, neue Designwege einzuschlagen und andere Lösungsansätze für bekannte Probleme zu entwickeln. In dieser Arbeit wird ein völlig neues Prinzip zur Verkopplung von Resonatoren vorgestellt, welche durch den Einsatz von frontseitigen Metallstrukturen als Koppelstege (sog. *Ligamente*) eine kapazitive Überkopplung zwischen zwei benachbarten Resonatoren schaffen. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass dem Einzelresonator kein Metall entnommen werden muss, wodurch das Gütepotential des Resonators viel besser ausgeschöpft werden kann. So lassen sich in einem Kopplungsbandfilter höhere Güten erzielen als bei Verwendung einer Apertur.

Aufgrund der Erkenntnisse dieser Arbeit sind Überlegungen hinsichtlich einer Abschirmung der Filterbauteile jedoch zu einem unabwendbaren Erfordernis geworden. Durch eine geeignete Schirmungsmaßnahme sollte die Abstrahlung vermindert und somit die Einfügedämpfung hinreichend klein gehalten werden. Es gilt jedoch, den dadurch entstehenden zusätzlichen Aufwand möglichst gering zu halten, um Kosten im Bereich der Fertigung zu sparen. Daher wäre eine auf dem Resonator aufgebraute Metallfläche eine wünschenswerte Lösung. Diese Metallpads bringen aber

weitere Probleme mit sich. Konkret sind das Effekte, die sich aufgrund von parasitären Kopplungen ergeben. Pads ohne definiertes Potential (sog. *floating Pads*) können sich als zusätzlicher Schwingkreis zum Resonator hinzuaddieren und somit weitere Resonanzpeaks hervorrufen. Dies lässt sich zwar vermeiden, indem man diese Pads auf ein definiertes Potential (z.B. Masse) legt, der Schirmeffekt ist hierbei jedoch verschwindend gering. Es kann also der Schluss gezogen werden, dass metallische Strukturen auf der Resonatorvorderseite zur Schirmung nur bedingt geeignet erscheinen. Eine Realisierung der Abschirmung mittels zusätzlicher Schirmbleche ist wahrscheinlich unumgänglich.

Ein einfacher Ansatz hierzu ist die Montage des Filters als bedrahtetes Bauelement auf einem PCB mit integrierter Schirmung (Massefläche) in geringem Abstand zur Resonatorvorderseite. Durch die Montage des Filters auf dem Print in PTH-Technologie wäre unter Umständen zusätzlich das Problem unterschiedlicher Längenausdehnung von MWK und PCB behoben. Ein weiteres Schirmblech rund um den Luftspalt zwischen Printplatte und Filter komplettiert die Abschirmung.

Die Resultate der Feldsimulationen sowie die durchgeführten Messungen an den Prototypen deuten auf eine Machbarkeit von *Midpower-Filtern* auf MWK-Basis mit ligamentgekoppelten Resonatoren hin. Über Temperaturwechselltests sollte noch verifiziert werden, inwiefern der Ansatz bedrahteter Filterelemente eine mögliche Lösung für den Einsatz solcher Filter im Feld darstellen.

Diese preiswerte und platzsparende Alternative zum Hohlraumresonator-Filter (engl. *air cavity filter*) kann der drahtlosen Kommunikation viele neue Möglichkeiten eröffnen. Kleinere PAs mit niedrigeren Leistungen könnten samt Filter direkt an der Antenne verbaut werden. Dadurch fallen nicht nur die Zuleitungsverluste weg, vielmehr ergibt sich die Möglichkeit der Realisierung von MIMO-Systemen, welche den Anforderung an höhere Datenraten gerecht werden. Bei niedrigem Verkehrsaufkommen können nicht benötigte Endstufen abgeschaltet werden, womit sich die Leistungsaufnahme reduziert, was wiederum der Energieeffizienz dienlich ist.



## Literaturverzeichnis

- [1] Sadir Searty, *Entwicklung von Mikrowellenfilter aus keramischen Koaxialresonatoren*, Diplomarbeit, FH Isny, 1988.
- [2] Peter Mooshammer, *Entwicklung eines Mikrowellenfilters mit dielektrischer Keramik gefüllten Resonatoren*, Diplomarbeit, Siemens AG, 1986.
- [3] Haruo Matsumoto, Tadahiro Yorita, Youhei Ishikawa, Toshio Nishikawa, *Miniaturized Duplexer Using Rectangular Coaxial Dielectric Resonators for Cellular Portable Telephone*, Special Issue on the 3rd Asia-Pacific Microwave Conference, IEEE Transactions VOL. E 74, NO.5, 1991.
- [4] Rainer Telle, Hermann Salmang, Horst Scholze, *Keramik*, 7. Auflage, Springer Verlag Berlin, 2007.
- [5] Károly Simonyi, *Theoretische Elektrotechnik*, 8. Auflage, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1980.
- [6] Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Matthew Sands, *The Feynman Lectures on Physics, Volume II*, 6. Auflage, Addison-Wesley Longman Verlag, Amsterdam, 1977.
- [7] Georg Joos, *Lehrbuch der theoretischen Physik*, 10. Auflage, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig, 1959.
- [8] Erwin Böhmer, *Elemente der angewandten Elektronik*, Friedr. Vieweg & Sohn Verlag, Wiesbaden, 14. Auflage, 2004.
- [9] Otto Zinke, Heinrich Brunswig, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Band 1*, Springer Verlag Berlin, 4. Auflage, 1990.

- [10] Mitsuo Makimoto, Sadahiko Yamashita, *Microwave resonators and filters for wireless communication: theory, design and application*, Springer Verlag Berlin, 2001.
- [11] Giovanni B. Stracca, Anselmo Panzeri, *Unloaded Q-Factor of Stepped-Impedance Resonators*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, VOL. MTT-34, NO.11, 1986.
- [12] George L. Matthaei, Leo Young, E. M. T. Jones, *Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures*, Artech House, Norwood, Reprint of the edition published by McGraw-Hill Book Company Inc. (1964), 1980.
- [13] Werner Baumberger, *Streuparameter (S-Parameter)*, Hochschulsriptum, ZHAW School of Engineering, Zürich, 2010.
- [14] Klaus Lange, Karl-Heinz Löcherer, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik (Meinke - Gundlach)*, 4. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 1986.
- [15] Dieter Meschede, *Gerthsen Physik*, 23. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 2006.
- [16] Ulrich Tietze, Christoph Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik*, 8. Auflage, Springer Verlag Berlin, 1986.
- [17] Otto Limann, Horst Pelka, *Funktechnik ohne Ballast*, 16. Auflage, Franzis-Verlag GmbH, München, 1984.
- [18] Christian Block, *Entwicklung und Dimensionierung von Mehrkreisfiltern*, Aktenvermerk, Siemens Bauelemente OHG, Deutschlandsberg, 1990.
- [19] Franz Hirtenfelder, *Tuning Methods for Bandpass Filters using CST Studio Suite Solvers Technology*, CST, 2010.
- [20] CST - Computer Simulation Technology, *CST Studio Suite 2011 Getting Started*, CST, 2011.
- [21] Martin Weitz, *Planare Mobilfunkantennen unter Verwendung von photovoltaischen Solarzellen*, Diplomarbeit, Universität Kassel, 2004.

- [22] Thomas Weiland, *A discretization method for the solution of the Maxwell's equations for six component fields*, Electronics and Communications 31 (1977), Nr. 3, 1977.
- [23] CST - Computer Simulation Technology, *CST Microwave Studio 2011 Help*, CST, 2011.
- [24] Franz Hirtenfelder, *Design und Tuning von Bandpassfiltern mit Hilfe der 3D EM Simulations-Software CST MICROWAVE STUDIO*, HF-Report, CST GmbH, Darmstadt, 2003.
- [25] Gerald Fischer, *Echtzeitspektralanalyse mit AR-Modellen*, Universitätsskript, Private Universität für Medizinische Informatik und Technik Tirol, 2005.
- [26] Philippe Lesage, *Automatic estimation of optimal autoregressive filters for the analysis of volcanic seismic activity*, Copernicus Publications, Natural Hazards and Earth System Sciences, 8, 369-376, 2008.
- [27] Michael Hiebel, *Grundlagen der vektoriiellen Netzwerkanalyse*, Rohde & Schwarz GmbH, München, Erste Auflage, 2006.
- [28] Adolf Heilmann, *Antennen*, Hochschultaschenbücher-Verlag, Bibliographisches Institut, Mannheim, 1970.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Dielektrischer Resonator mit Verkürzungskapazität . . . . .	4
2.1	Ersatzschaltbild eines realen Parallelschwingkreises . . . . .	8
2.2	$S_{21}$ -Methode zur Bestimmung der Güte . . . . .	12
2.3	Vor- und rücklaufende Welle zur Bestimmung der S-Parameter . . . . .	13
2.4	Darstellung der einzelnen Dämpfungen . . . . .	17
2.5	Kurzgeschlossener $\lambda/4$ -Resonator mit Ersatzschaltbild . . . . .	17
2.6	Bemaßung eines Koaxialresonators . . . . .	19
2.7	Filterfunktionen nach <i>Tschebyscheff</i> (rot) und <i>Butterworth</i> (grün) . . . . .	22
2.8	Keramikresonator mit seitlichem Aperturfenster . . . . .	23
2.9	Ersatzschaltbild eines zweikreisigen Kopplungsbandfilters . . . . .	24
2.10	Unterkritische, überkritische und kritische Kopplung . . . . .	26
2.11	Zweipoliges Filter mit Aperturkopplung . . . . .	26
2.12	Logo von CST Microwave Studio . . . . .	27
2.13	Beispiel zur Modellbildung unter CST aus <i>Basic Shapes</i> . . . . .	29
2.14	Resonator mit <i>electric boundaries</i> und einer Symmetrieebene . . . . .	30
2.15	TST-Zellen durch runde Struktur mit leitfähiger Schicht (rot) . . . . .	31
2.16	Vermeshter Koaxialresonator mit ausgefülltem Innenleiter . . . . .	32
2.17	Prinzip eines Netzwerkanalysators . . . . .	34
3.1	Ersatzschaltbilder eines kapazitiv angekoppelten Resonators . . . . .	39
3.2	Verlauf der Güte in Abhängigkeit der Resonatorhöhe für $\varepsilon_r = 7,5$ . . . . .	44
3.3	Verlauf der Güte in Abhängigkeit der Resonatorhöhe für $\varepsilon_r = 21$ . . . . .	44
3.4	Verlauf der Güte in Abhängigkeit der Größe der Aperturen . . . . .	46
3.5	$S_{21}$ -Parameterschar für verschiedene Resonatorhöhen H . . . . .	47
3.6	Resonator-ESB allgemein (1) und für den Spezialfall Resonanz (2) . . . . .	50

3.7	3D-Strahlungsdiagramm eines Resonators . . . . .	53
3.8	2D-Strahlungsdiagramm eines Resonators . . . . .	54
4.1	Ersatzschaltbild für zwei kapazitiv gekoppelte Resonatoren . . . . .	55
4.2	Ermittlung der <i>Koppelweite</i> $\Delta f_k$ eines Zweipolfilters . . . . .	56
4.3	Frequenzgang im Passband eines angepassten Dreipolfilters . . . . .	57
4.4	Dreipolfilter in Komplettansicht und mit ausgeblendeter Keramik . . . . .	58
4.5	Zweipolfilter mit Kopplung über <i>Typ R Ligament</i> . . . . .	59
4.6	Dreipolfilter mit <i>Typ H Ligamenten</i> zur Verkopplung . . . . .	60
4.7	Einfluss der <i>Ligamentbreite</i> $b$ sowie der <i>Ligamentdistanz</i> $d$ auf $\Delta f$ . . . . .	62
4.8	Einfluss der <i>Ligamentbreite</i> $b$ sowie der <i>Ligamentdistanz</i> $d$ auf $f_0$ . . . . .	62
4.9	Einfluss der <i>Ligamentbreite</i> $b$ sowie der <i>Ligamentdistanz</i> $d$ auf $k$ . . . . .	63
4.10	ESB eines DR mit Shuntkapazität $C_s$ und Streukapazität $C_a$ . . . . .	63
5.1	Sechspolfilter mit Tuningport bei jedem Resonator . . . . .	66
5.2	Schematic für einen S6P-Touchstone in MWO . . . . .	67
5.3	S-Parameter beim Tuningvorgang eines Sechspolfilters . . . . .	68
5.4	Idealer Tschebyscheff-Verlauf für ein Sechspolfilter . . . . .	68
5.5	Ligamentgekoppeltes Sechspolfilter . . . . .	70
5.6	Resonator mit metallisierter Fläche zur Schirmung . . . . .	71
5.7	$S_{21}$ -Parameter der Anordnung aus Abbildung 5.6 . . . . .	72
5.8	Zweipolfilter mit metallisierter Vorderseite zur Schirmung . . . . .	74
6.1	Strukturen in der Keramik eines bedrahteten Zweipolfilters . . . . .	77
6.2	3D-Modell eines bedrahteten Zweipolfilters . . . . .	78
6.3	Darstellung eines bedrahteten Zweipolfilters auf einem PCB . . . . .	78
6.4	Aufgelöteter Zweipol-Prototyp . . . . .	79
6.5	S-Parameter-Plot des bedrahteten Zweipol-Prototypen . . . . .	79
6.6	Zweipolfilter mit Schirmblech . . . . .	80
6.7	Prototyp eines ligamentgekoppelten Sechspolfilters . . . . .	82
6.8	S-Parameter-Plot des Sechspol-Prototypen . . . . .	83

# Tabellenverzeichnis

3.1	Einfluss der Resonatorhöhe auf die Güte eines DRs ohne Abstrahlung	42
3.2	Einfluss der Resonatorhöhe auf die Güte eines DRs mit Abstrahlung	43
3.3	Einfluss der Aperturgröße auf die Güte $Q$ eines 2 GHz $\lambda/4$ -Resonators	45
3.4	Errechnete Güte $Q_{ges}$ eines 2 GHz $\lambda/4$ -Resonators mit $\epsilon_r = 21$	49
4.1	Einfluss von <i>Ligamentabstand</i> $d$ und <i>Ligamentbreite</i> $b$	61
4.2	Änderung der Dämpfung bei verschiedener Resonatorhöhe	64
5.1	Einfluss verschiedener Schirmflächen	74
6.1	Dämpfung und Güte bei unterschiedlicher Schirmung	80

## Abkürzungsverzeichnis

<b>AR-Filter</b>	Autoregressives Filter
<b>AWR</b>	Applied Wave Research
<b>BP</b>	Bandpass
<b>BTS</b>	Base Transceiver Station
<b>CER</b>	Ceramics
<b>CST</b>	Computer Simulation Technology
<b>DR</b>	Dielektrischer Resonator
<b>DUT</b>	Device under Test
<b>EPCOS</b>	Electronic Parts and Components
<b>ESB</b>	Ersatzschaltbild
<b>ESR</b>	Equivalent Series Resistor
<b>FIT</b>	Finite Integration Technique
<b>HF</b>	Hochfrequenz
<b>HFSS</b>	High Frequency Structure Simulator
<b>HP</b>	Hochpass
<b>IIR</b>	Infinite Impulse Response
<b>LAN</b>	Local Area Network
<b>LENA</b>	LEitungsNetzwerkAnalyse
<b>LTCC</b>	Low Temperature Cofired Ceramics
<b>MIMO</b>	Multiple Input Multiple Output
<b>MWC</b>	Microwave Ceramics
<b>MWK</b>	Mikrowellenkeramik
<b>MWO</b>	Microwave Office
<b>MWS</b>	Microwave Studio
<b>NWA</b>	Netzwerkanalysator

<b>OEM</b>	Original Equipment Manufacturer
<b>PA</b>	Power Amplifier
<b>PCB</b>	Printed Circuit Board
<b>PD</b>	Product Development
<b>PEC</b>	Perfect Electric Conductivity
<b>PTH</b>	Pin Through Hole
<b>RMS</b>	Root Mean Square
<b>SAW</b>	Surface Acoustic Wave
<b>SMA</b>	Sub-Miniature-A
<b>SMD</b>	Surface Mounted Device
<b>SMT</b>	Surface Mount Technology
<b>S-Parameter</b>	Streuparameter
<b>TDK</b>	Tōkyō Denki Kagaku Kōgyō
<b>TP</b>	Tiefpass
<b>TST</b>	Thin Sheet Technology
<b>USB</b>	Universal Serial Bus
<b>VNA</b>	Vector Network Analyzer