

Hochfrequenzresonatoren und -filter aus Hochtemperatur-Supraleitern (HTSL) für Anwendungen mit hoher Mikrowellenleistung

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik der
Bergischen Universität – Gesamthochschule Wuppertal
angenommene Dissertation zur Erlangung des akademischen
Grades eines Doktor-Ingenieurs

von
Diplom-Ingenieur
Arno Baumfalk
aus Wuppertal

Hochfrequenzresonatoren und -filter aus Hochtemperatur-Supraleitern (HTSL) für Anwendungen mit hoher Mikrowellenleistung

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik der
Bergischen Universität – Gesamthochschule Wuppertal
angenommene Dissertation zur Erlangung des akademischen
Grades eines Doktor-Ingenieurs

von
Diplom-Ingenieur
Arno Baumfalk
aus Wuppertal

Dissertation eingereicht am : 08.05.2000
Tag der mündlichen Prüfung : 28.06.2000
Referent : Prof. Dr.-Ing. H. Chaloupka
Korreferent : Prof. Dr.-Ing. V. Hansen

Einleitung	1
1. Grundlagen	2
1.1 Hochtemperatur Supraleiter (HTSL) in der Hochfrequenztechnik	2
1.2 Hochfrequenz-Resonatoren und -Filter	7
1.3 Satelliten-Kommunikationstechnik	11
2. HTSL-Resonatoren	14
2.1 Einleitung	14
2.2 Vergleich von Resonatortypen	16
2.3 HTSL-Scheibenresonator	17
2.3.1 Feldtheorie	17
2.3.2 Mikrowellenverluste	24
2.3.3 Kontrolle der Störmoden	28
2.3.4 Messungen der Leerlaufgüte von HTSL-Resonatoren	35
3. Filter aus verkoppelten HTSL-Scheibenresonatoren	43
3.1 Externe Kopplung	43
3.2 Verkopplung von Resonatoren	45
3.2.1 Axiale Verkopplung	45
3.2.2 Kopplung mit resonanten Elementen	54
3.2.3 Leitungskoppler	63
3.2.4 dielektrische Koppler	67
3.3 Abstimmung der Filterparameter	72
3.4 Modellrechnungen zu kritischen Feldstärken (Multipacting)	78
4. Aufbau und Charakterisierung von Filterstrukturen	80
4.1 Zweikreisiges Tschebyscheff-Filter	80
4.2 Filter höherer Ordnung	86
4.2.1 Vierkreisiges Tschebyscheff-Filter	86
4.2.2 Filter mit Überkopplungen	88
Zusammenfassung und Ausblick	92
Anhang: Technologische Aspekte	93
Danksagung	95
Literatur- und Quellenverzeichnis	96

Einleitung

Die Entdeckung des physikalischen Effekts der Supraleitung durch H. K. Onnes im Jahre 1911 an der Universität Leiden [Onn 11] hat nach über 50 Jahren intensiver Grundlagenforschung die Entwicklung metallischer Supraleiter eingeleitet. Deren technischer Einsatz beschränkte sich allerdings lange Zeit auf Nischen-Anwendungen wie supraleitende Magnete für die Elementarteilchenphysik und Medizintechnik oder hochempfindliche Magnetfeldsensoren (SQUIDs – „superconductive quantum interference devices“), da die niedrige Übergangstemperatur T_c dieser Materialien wie beispielsweise Nb_3Ge ($T_c = 23,2$ K) eine sehr aufwändige Kühlung erforderlich machte. Die Entdeckung oxidischer Supraleiter mit deutlich höherem T_c (Hochtemperatur-Supraleiter – HTSL) durch J. G. Bednorz und K. A. Müller [Bed 86] eröffnete ab 1986 die Möglichkeit neuer Anwendungsbereiche unter anderem auch in der Mikroelektronik und Hochfrequenztechnik. Heute sind weiterentwickelte Materialien mit einer Sprungtemperatur von über 90 K für technischen Anwendungen verfügbar.

Die Mikrowellenanwendungen supraleitender Materialien sind grundsätzlich in zwei Kategorien einzuordnen. Einerseits werden Quantenphänomene wie der Josephson-Effekt zur Realisierung schneller digitaler Schaltungen ausgenutzt. Auf diesem Gebiet wurden große Fortschritte mit metallischen Tieftemperatur-Supraleitern (low-temperature-superconductors – LTS) erzielt, während sich HTSL-Kontaktsysteme weiterhin im Forschungsstadium befinden [Lik 00].

Für analoge Mikrowellenschaltungen sind die HTSL-Materialien auf der anderen Seite vor allem aufgrund ihres geringen Oberflächenwiderstands R_s attraktiv [Cha 00]. Verglichen mit Normalleitern wie z.B. Kupfer werden bei Hochtemperatur-Supraleitern im Bereich von Mikrowellenfrequenzen zwischen 1 und 10 GHz um den Faktor 80-1000 niedrigere R_s -Werte erreicht. Die damit realisierbaren Komponenten ermöglichen bei gleichen geometrischen Abmessungen deutlich geringere HF-Verluste und damit extrem hohe Güten. Auf diese Weise können beispielsweise Filter mit starker Selektivität realisiert werden, die mit herkömmlicher Technologie nicht möglich sind. Eine weitere Option stellen miniaturisierte Hochfrequenzschaltungen dar, die bereits existierende aber deutlich voluminösere normalleitende Schaltungen ersetzen können. Einsatzmöglichkeiten finden sich im Empfangsteil [Rep 99] oder bei der Senderkombination von Mobilfunksystemen [Ami 98a] oder in Satelliten-Kommunikationssystemen [Käs 98, Bau 99b].

In dieser Arbeit werden neuartige TM_{010} -Scheibenresonatoren [Cha 96] zur Realisierung leistungstauglicher Filter eingesetzt, die beispielsweise zum Aufbau von Senderkombinationsnetzwerken in C-Band Satelliten benötigt werden. Im ersten Abschnitt werden die grundlegenden Eigenschaften von HTSL-Materialien bei Mikrowellenfrequenzen, die Theorie der Hochfrequenz-Resonatoren und -Filter sowie einige Aspekte der Satelliten-Kommunikationstechnik kurz zusammengefasst. Anschliessend wird auf die wichtigsten Eigenschaften von HTSL-Resonatoren eingegangen, wobei verschiedene Moden des Scheibenresonators feldtheoretisch, mit Hilfe von numerischen Feldberechnungen sowie messtechnisch untersucht werden. In Abschnitt 3 werden die notwendigen Voraussetzungen zum Aufbau von Filtern aus den angesprochenen Scheibenresonatoren geschaffen und anschließend in Kapitel 4 angewendet, um Tschebyscheff-Filter und quasielliptische Filter aufzubauen. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse, wobei sich im Anhang einige wichtige technologische Aspekte finden, ohne die eine Realisierung der Komponenten nicht möglich gewesen wäre.

1. Grundlagen

1.1. Hochtemperatur-Supraleiter (HTSL) in der Hochfrequenztechnik

Für analoge supraleitende Mikrowellenschaltungen werden hauptsächlich epitaktische Dünnschichten beispielsweise aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) verwendet, die unterhalb ihrer Sprungtemperatur von $T_c \approx 90 \text{ K}$ (T_c – „critical temperature“) betrieben werden. Als Herstellungsverfahren kommen mehrere unterschiedliche Prozesse (Sputtern, Laser Ablation) zur Anwendung, in letzter Zeit hat sich aber ein an der Technischen Universität München entwickeltes Verfahren (Koevaporation) durchgesetzt [Kin 99, Kin 95]. Die linearen Eigenschaften dieser Schichten werden über den temperatur- und frequenzabhängigen Oberflächenwiderstand R_s beschrieben, während die quantitative Bewertung nichtlinearer Effekte in erster Näherung über ein kritisches Oberflächenmagnetfeld H_c erfolgt. Die zugrundeliegenden Modelle werden im folgenden kurz vorgestellt.

a) lineares Verhalten

Das elektromagnetische Verhalten lässt sich im linearen Fall über einen lokalen Ansatz

$$\vec{J}(\vec{r}) = \sigma \cdot \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.1-1)$$

beschreiben, da die Kohärenzlänge der am Stromtransport beteiligten Cooper-Paare bei den verwendeten HTSL-Materialien deutlich kleiner ist als die Londonsche Eindringtiefe λ_L [Tin 75], die das Eindringen des elektromagnetischen Feldes H , E sowie der Stromdichte J in eine unendlich ausgedehnte supraleitende Halbebene nach

$$F(x) = F(0)e^{-x/\lambda_L} \quad (1.1-2)$$

($F \in \{H, E, J\}$) beschreibt. Im folgenden wird ein zeitharmonisches Verhalten der Feldgrößen nach

$$F(t) = \text{Re}\{F \cdot e^{j\omega t}\} \quad (1.1-3)$$

vorausgesetzt.

Im Rahmen des phänomenologischen Zweiflüssigkeitenmodells [She 94] wird der Ladungstransport in einen normalleitenden und einen supraleitenden Anteil aufgespalten, so dass die komplexe Leitfähigkeit σ aus einer normalleitenden und einer supraleitenden Komponente zusammengesetzt ist:

$$\sigma = \sigma_N + \sigma_S. \quad (1.1-4)$$

Die gesamte Dichte der Ladungsträger n kann demnach in einen Anteil n_N der normalleitenden (Elektronen) und einen Anteil n_S der supraleitenden Ladungsträger aufgespalten werden:

$$n = n_N + n_S. \quad (1.1-5)$$

Der normalleitende Anteil des Stromtransports wird durch Streuung der Ladungsträger dominiert. Nach den Newtonschen Gesetzen im zeitharmonischen Fall gilt für diese Ladungsträger mit einer Ladung q_N , Masse m_N und der mittleren freien Laufzeit τ die Gleichung

$$m_N \left(j\omega \vec{v}_N + \frac{\vec{v}_N}{\tau} \right) = q_N \cdot \vec{E}. \quad (1.1-6)$$

Für Mikrowellenfrequenzen gilt $\omega\tau \ll 1$ und damit in guter Näherung auch

$$m_N \frac{\vec{v}_N}{\tau} = q_N \cdot \vec{E}. \quad (1.1-7)$$

Bei einer Dichte n_N der Ladungsträger erhält man die normalleitende Stromdichte und die Leitfähigkeit zu

$$\vec{J}_N = q_N n_N \vec{v}_N = \sigma_N \vec{E} \quad (1.1-8a)$$

$$\sigma_N = \frac{q_N^2}{m_N} n_N \tau. \quad (1.1-8b)$$

Bei supraleitenden Materialien ist ein temperaturabhängiger Anteil der Elektronen zu Cooper-Paaren kondensiert, die sich frei von Streueffekten bewegen können. Diese Teilchen der Masse m_s , Ladung q_s und Dichte n_s bewegen sich damit nach den Newtonschen Gesetzen im zeitharmonischen Fall mit

$$m_s \cdot j\omega \vec{v}_s = q_s \cdot \vec{E}, \quad (1.1-9)$$

woraus für die supraleitende Komponente der Stromdichte und Leitfähigkeit folgt:

$$\vec{J}_S = q_s n_s \vec{v}_s = \sigma_S \vec{E} \quad (1.1-10a)$$

$$\sigma_S = \frac{q_s^2}{j\omega m_s} n_s. \quad (1.1-10b)$$

Für die Massen und Ladungsdichten der Elektronen bzw. Cooper-Paare gilt mit der Elektronenladung e und der Elektronenmasse m_e : $e = q_N = 0,5 q_s$ sowie $m_e = m_N = 0,5 m_s$ und damit folgt aus (1.1-8b) und (1.1-10b)

$$\sigma = \sigma' + j\sigma'' = \sigma_N + \sigma_S = \frac{e^2}{m_e} \left(n_N \tau + n_s \frac{2}{j\omega} \right). \quad (1.1-11)$$

Der frequenzunabhängige Realteil dieses Ausdrucks beschreibt die dissipativen Verluste, die von den normalleitenden Ladungsträgern herrühren. Die durch den Imaginärteil resultierende sogenannte kinetische Induktivität repräsentiert die kinetische Energie der supraleitenden Ladungsträger und ist wie angegeben von der Frequenz abhängig. Bei Temperaturen T unterhalb der kritischen Temperatur T_c sind die Dichten der normalleitenden und supraleitenden Ladungsträger für das Zweiflüssigkeitsmodell gegeben als

$$\frac{n_N}{n} = \left(\frac{T}{T_c} \right)^\alpha \quad (1.1-12a)$$

$$\frac{n_S}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^\alpha. \quad (1.1-12b)$$

Mit einem Wert von $\alpha = 4$ beschreibt dieser von Gorter und Casimir [Gor 34] phänomenologisch gefundene Zusammenhang das Verhalten klassischer Tieftemperatur-Supraleiter ausreichend gut, wohingegen die experimentellen Daten bei oxidischen Supraleitern (HTSL) eine Temperaturabhängigkeit mit $\alpha = 2$ ergeben.

Für Mikrowellenfrequenzen bis 100 GHz dominiert der Imaginärteil der Leitfähigkeit $\sigma'' \gg \sigma'$ in (1.1-11). Aus einem allgemeinen Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Eindringtiefe δ

$$\delta = \frac{1}{\operatorname{Re}\{\sqrt{j\omega\mu\sigma}\}} \quad (1.1-13)$$

erhält man für einen supraleitenden Halbraum die in (1.1-2) definierte frequenzunabhängige London'sche Eindringtiefe des elektromagnetischen Feldes zu

$$\delta_s = \lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu n_s q_s^2}} = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{m_e}{2\mu n_s}}. \quad (1.1-14)$$

Für die Temperaturabhängigkeit der Eindringtiefe folgt aus (1.1-12b) im Zweiflüssigkeitsmodell

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) \cdot \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^\alpha\right)^{-1/2}, \quad (1.1-15)$$

wobei $\lambda_L(0)$ den minimalen Wert bei der Temperatur $T = 0$ darstellt mit

$$\lambda_L(0) = \sqrt{\frac{m_s}{\mu n q_s^2}} = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{m_e}{2\mu n}}. \quad (1.1-16)$$

Für normalleitende Materialien erhält man entsprechend aus (1.1-8b) und (1.1-13) die Eindringtiefe

$$\delta_N = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma_N}} = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{2m_e}{\omega\mu n_N\tau}}, \quad (1.1-17)$$

die im Gegensatz zum supraleitenden Fall mit der Quadratwurzel der Frequenz abnimmt. Für Schichtdicken, die groß gegenüber den beschriebenen Eindringtiefen sind, sind die vorgestellten Zusammenhänge (1.1-2) in sehr guter Näherung gültig. Für geringere Dicken ist der Einfluss der zweiten Grenzfläche mit zu berücksichtigen.

Eine übliche Beschreibungsweise der elektromagnetischen Eigenschaften leitfähiger Schichten stellt die Oberflächenimpedanz Z_s dar. Auf der Oberfläche einer im Gedankenexperiment unendlich ausgedehnten Schicht sind die tangentialen elektrischen und magnetischen Feldkomponenten einer senkrecht einfallenden homogenen ebenen Welle verknüpft über

$$\vec{E}_t = Z_s (\vec{n} \times \vec{H}_t), \quad (1.1-18)$$

mit der Oberflächenimpedanz

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}}. \quad (1.1-19)$$

Für normalleitende Materialien folgen daraus aufgrund der rein reellen Leitfähigkeit (1.1-8b) identische Real- und Imaginärteile von Z_s :

$$R_s^{(N)} = X_s^{(N)} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma_N}} = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{\omega\mu m_e}{2n_N\tau}}. \quad (1.1-20)$$

Für supraleitende Materialien ist die Leitfähigkeit nach (1.1-11) anzusetzen. Näherungsweise folgt für $\sigma'' \gg \sigma'$ unter Berücksichtigung der Londonschen Eindringtiefe nach (1.1-14)

$$R_s^{(s)} \approx \frac{1}{2} \omega^2 \mu^2 \sigma_N \lambda_L^3 \frac{n_N}{n}, \quad (1.1-21a)$$

$$X_s^{(s)} \approx \omega \mu \lambda_L. \quad (1.1-21b)$$

Im Rahmen des Zweiflüssigkeitsmodells ist die Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes damit quadratisch, im Gegensatz zu den üblichen metallischen Leitern, deren Oberflächenwiderstand mit Quadratwurzel der Frequenz zunimmt. In Abb. 1.1-1 (links) ist dieser Zusammenhang für Kupfer als normalleitendes Material und YBCO als HTSL-Material (beste gemessene Probe aus [Kai 98]) bei einer Temperatur von jeweils 77 K dargestellt. Es ist festzustellen, dass der Vorteil des geringen R_s der HTSL-Materialien bei Frequenzen oberhalb 100 GHz verschwindet, was den Einsatz bei hohen Frequenzen einschränkt.

Die Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstands verschiedener HTSL-Materialien ist in Abb. 1.1-1 (rechts) aufgetragen. Nach dem Zweiflüssigkeitsmodell ist eine Proportionalität zu den relativen Ladungsträgerdichten zu erwarten (1.1-21), wobei ein einfacher Zusammenhang wie in (1.1-12a) nicht erkennbar ist.

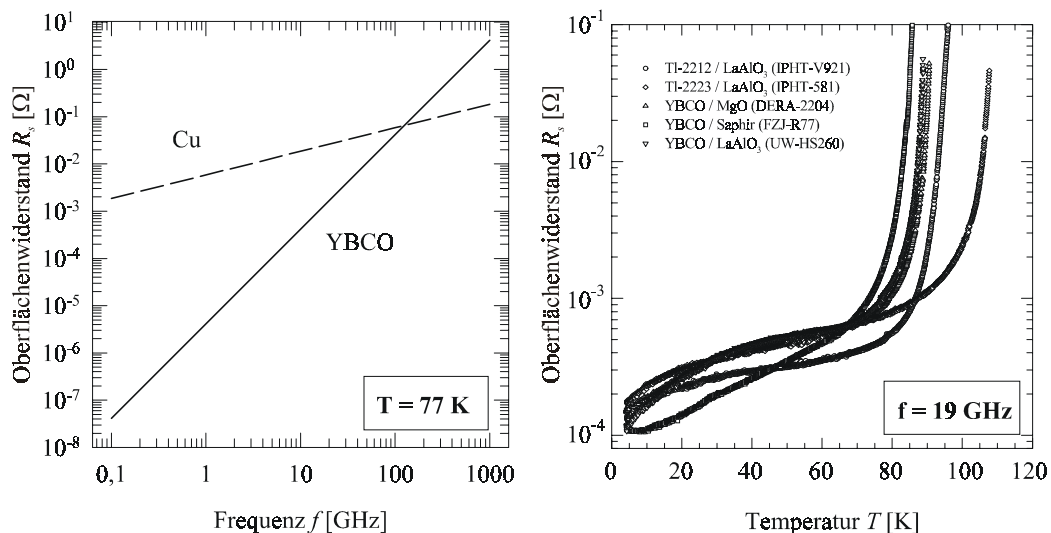


Abb. 1.1-1: links: Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes R_s für ein normalleitendes Material (Kupfer) und ein HTSL-Material (YBCO) (Temperatur $T = 77$ K, Modell)
rechts: Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes von HTSL-Materialien (TI-2212, TI-2223, YBCO) bei einer Frequenz von 19 GHz (Messwerte aus [Kai 98])

Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Beschreibung klassischer Supraleiter auch mit Hilfe vorhandener mikroskopischer Theorien (z.B. der von Bardeen, Cooper, Schrieffer eingeführten sog. BCS-Theorie, [Bar 57]) mit guter Genauigkeit gelingt, wogegen für Hochtemperatur-Supraleiter kein geschlossenes Modell vorliegt. Bei HTSL-Materialien wird stattdessen eine Vielzahl von teilweise widersprüchlichen Ansätzen diskutiert, die jeweils lediglich in Teilbereichen aussagekräftig sind. Eine umfassende Diskussion findet sich beispielsweise in [Hei 99].

Für den Entwurf von Komponenten der Mikrowellentechnik spielt die Unzulänglichkeit der physikalischen Modelle nur eine untergeordnete Rolle, da empirische Aussagen beispielsweise aus dem beschriebenen Zweiflüssigkeitenmodell in den meisten Fällen

ausreichend sind. Des Weiteren werden die Eigenschaften der verwendeten Dünnschichten in vielen Fällen durch das Produktionsverfahren und die nachfolgenden Bearbeitungsschritte stark beeinflusst, so dass intrinsische Merkmale in vielen Fällen nicht direkt nachweisbar sind.

b) nichtlineares Verhalten

Bei zunehmender Feldstärke treten in HTSL-Materialien nichtlineare Effekte auf, die beispielsweise einen feldstärkeabhängigen Oberflächenwiderstand hervorrufen. In hochfrequenztechnischen Anwendungen führt dies zu leistungsabhängigen Verlusten und zu Intermodulationseffekten zwischen verschiedenen harmonischen Signalkomponenten. Als Ursache für diese Nichtlinearitäten sind magnetische und thermische Effekte zu nennen, die je nach Beschaffenheit der Probe einerseits global auf der gesamten Schichtstruktur, andererseits lokal an einzelnen Defekten oder Korngrenzen auftreten können. Magnetische Begrenzungsmechanismen werden dabei mit Hilfe von kritischen Magnetfeldern beschrieben, oberhalb derer magnetischer Fluss global oder an Defekten oder Korngrenzen lokal in den Film eindringt. Ausführliche Untersuchungen zu diesem Thema finden sich in [Kai 98].

Thermische Effekte sind durch lokale oder globale Erwärmung des HTSL-Films begründet. Eine lokale Erwärmung kann beispielsweise an Defektstellen mit lokal erhöhtem Oberflächenwiderstand auftreten. Das System kann dabei instabil werden, wenn der Erwärmungseffekt durch den ansteigenden Oberflächenwiderstand weiter verstärkt wird und dann schließlich zu einer Temperaturerhöhung über die kritische Temperatur T_c führt („quench“), die sich anschließend über die gesamte Oberfläche der Schicht ausbreiten kann.

Die umfassende Beschreibung nichtlinearer Effekte gelingt lediglich mit empirischen Mitteln, da die ausschlaggebenden Begrenzungsmechanismen bei den verfügbaren Schichten nach derzeitigem Erkenntnisstand ihre Ursachen nicht in der Materialbeschaffenheit der Dünnschichten haben (intrinsische Effekte), sondern durch Imperfektionen bei der Herstellung verursacht werden (extrinsische Effekte). Die Belastbarkeit guter HTSL-Schichten liegt bei Temperaturen um 77 K nach den verfügbaren Messdaten [Kai 98] bei einer Oberflächenfeldstärke von etwa 20 mT. Dieser Wert muss beim Entwurf von HTSL-Komponenten berücksichtigt werden.

1.2 Hochfrequenz-Resonatoren und -Filter

a) Grundlagen

Die Beschreibung des Betriebsverhaltens von Mikrowellen-Zweitoren erfolgt üblicherweise über die sogenannten Streumatrix (S), die das Verhalten des Netzwerks bei einem Abschluss der Tore mit der Betriebsimpedanz Z_0 angibt. Die komplexen Koeffizienten

$$S_{nm} = |S_{nm}| \exp(j\varphi_{nm}) \quad (1.2-1)$$

der Streumatrix („Streuparameter“) geben dabei Auskunft über die Systemantwort an Tor n nach Betrag und Phase, die bei einer Anregung des Tors m mit einer zeitharmonischen Welle mit der komplexen Amplitude 1 entsteht. Die Parameter S_{11} und S_{22} werden auch als Reflexionsfaktoren an den Toren 1 bzw. 2 bezeichnet, die Transmissionsfaktoren S_{21} und S_{12} geben die Übertragung zwischen den Toren an. Eine logarithmische Darstellung z. B. der Übertragung in Form der Übertragungsdämpfung ist üblich über

$$\frac{a_{21}}{\text{dB}} = 20 \log \left(\frac{1}{|S_{21}|} \right). \quad (1.2-2)$$

Die komplexe, frequenzabhängige Streumatrix (S) stellt eine vollständige Beschreibung des linearen Mikrowellen-Systems dar. Weitere Größen wie beispielsweise die Gruppenlaufzeit τ_{gr} eines schmalbandigen Signals sind aus (S) abzuleiten über

$$\tau_{gr} = \frac{d}{d\omega} \varphi_{21}. \quad (1.2-3)$$

Allgemeine Hochfrequenz-Filter werden als lineare Zweitore mit speziellen Anforderungen an den Frequenzgang der Streuparameter beschrieben. Die Approximation und Synthese von Filterfunktionen ist eine in der Literatur fundiert behandelte Problemstellung [z.B. Mat 64, Saa 79]. Der Entwurf gliedert sich im Allgemeinen in zwei Schritte. Zunächst wird ein vorgegebenes Toleranzschema der allgemein komplexwertigen Übertragungsfunktion und Reflexion mit Hilfe von realisierbaren Funktionen angenähert. In üblichen Sonderfällen werden dabei lediglich Anforderungen an den Betrag der Reflexion und der Übertragungsdämpfung in bestimmten Frequenzbereichen gestellt. Kriterien für die Realisierbarkeit der Betriebsübertragungsfunktion

$$F(s) = \frac{1}{S_{21}(s)} \quad (1.2-4)$$

und der charakteristischen Funktion

$$K(s) = \frac{S_{11}(s)}{S_{21}(s)} \quad (1.2-5)$$

gehen dabei aus allgemeingültigen Eigenschaften von Zweipol- und Vierpolfunktionen hervor. Aus der Approximation folgt dann die realisierbare Streumatrix eines Zweitores, die die vorgegebenen Anforderungen erfüllt. Bei der anschließenden Synthese wird ein Netzwerk aus konzentrierten Bauelementen aufgebaut, das durch die gefundenen Betriebsparameter (S) beschrieben wird. Hierzu stehen einige Syntheseverfahren zur Verfügung [Mil 92]. Das Netzwerk kann im letzten Schritt mit Hilfe von Umformungen in eine in der Praxis brauchbare Form gebracht werden, wobei Zusammenschaltungen konzentrierter Elemente näherungsweise durch verteilte Elemente ersetzt werden können (z. B. LC-Schwingkreise durch verteilte Resonatoren). Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die beschriebenen

Entwurfsschritte zur Verallgemeinerung im einem frequenznormierten Tiefpassbereich durchgeführt werden können um dann mit passender Frequenztransformation in den Bandpassbereich überführt zu werden. Dieser Filterentwurf wurde für einige fundamentale Filtertypen (Butterworth-, Tschebyscheff-, Cauer-Filter) bereits vollständig abgehandelt und sind in tabellarischer Form in der Literatur zu finden.

In der Hochfrequenztechnik werden hauptsächlich Filterstrukturen aus gekoppelten Resonatoren eingesetzt. Daher soll im Folgenden zunächst Eigenschaften von Hochfrequenzresonatoren beschrieben und anschließend kurz auf gekoppelte Filter eingegangen werden.

b) Resonatoren

Beim Entwurf von Filtern aus gekoppelten Resonatoren sind die bei der Speicherung elektromagnetischer Energie auftretenden Dissipationsverluste eine wichtige physikalische Eigenschaft, da sie ausschlaggebend für die maximal mögliche Selektivität des Systems sind. Eine übliche Beschreibungsweise ist die unbelastete Güte (Leerlaufgüte) Q_0 der ausgenutzten Mode eines resonanten Systems, die definiert ist durch das Verhältnis zwischen der sogenannten oszillierenden Leistung $\omega_0 W$ und der umgesetzten Verlustleistung P_{diss} :

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P_{diss}}. \quad (1.2-6)$$

Die oszillierende Leistung $\omega_0 W$ stellt dabei das Produkt aus der im zeitlichen Mittel gespeicherten elektromagnetischen Feldenergie W und der Resonanzkreisfrequenz ω_0 dar. Als Ursache für dissipative Verluste sind in erster Linie Leiterverluste und dielektrische Verluste zu nennen. Im Einzelfall entstehen zusätzliche parasitäre Verluste durch Kontaktierung u.ä.. Eine ausführliche Definition parasitärer Verluste in HTSL-Resonatoren findet sich in Kap. 2.1.

Zum Aufbau von Filtern aus Hochfrequenz-Resonatoren ist es einerseits notwendig, die vorgegebenen Resonatoren untereinander zu verkoppeln, d. h. die Orthogonalität zwischen den Feldverteilungen der getrennten Resonatoren in einem von der erwünschten Filtercharakteristik vorgegebenen Maße aufzuheben. Dies gilt sowohl für den Fall räumlicher Orthogonalität (räumlich getrennte Resonatoren) als auch bei der Verwendung von Strukturen mit mehreren orthogonalen resonanten Moden (z.B. „dual mode“ – Resonatoren), deren Orthogonalität mit Hilfe einer kleinen Störung aufgehoben werden kann. Die Verkopplung von Resonatoren mit identischer Resonanzfrequenz f_0 wird quantitativ mit Hilfe der Resonanzfrequenzen der entstehenden Gleichtaktmode („even mode“, f_e) und Gegentaktmode („odd mode“, f_d) beschrieben. Dazu wird ein vorzeichenbehafteter Koppelfaktor k eingeführt mit

$$k = \frac{f_e - f_d}{f_e + f_d}. \quad (1.2-7)$$

Andererseits wird eine Ankopplung der Filterstruktur an die Umgebung benötigt, die üblicherweise durch die Verkopplung zwischen einer Wellenleitung und dem elektromagnetischen Feld eines der verwendeten Resonatoren bewirkt wird (externe Kopplung). Bei einem Zweitor-Filter ist eine solche Struktur dementsprechend doppelt vorhanden. Zur quantitativen Charakterisierung der externen Kopplung wird analog zur Leerlaufgüte eine externe Güte Q_{ext} verwendet, die das Verhältnis zwischen der oszillierenden Leistung $\omega_0 W$ und der extern umgesetzten Leistung P_{ext} beschreibt:

$$Q_{ext} = \frac{\omega_0 W}{P_{ext}}. \quad (1.2-8)$$

Weiterhin wird zwischen magnetischer und elektrischer Ankopplung unterschieden, wobei die magnetische Ankopplung mit Hilfe des durch eine Stromschleife erzeugten Magnetfeldes erfolgt. Außerhalb der Resonanz des Filters wirkt diese Schleife näherungsweise wie ein Kurzschluss. Im anderen Fall wird das elektrische Feld einer näherungsweise offenen Leitung zur Ankopplung an die verwendeten Resonatoren ausgenutzt.

c) Filter aus gekoppelten Resonatoren

Beim Entwurf in der Hochfrequenztechnik eingesetzter Bandpassfilter wird mit der realen Filterstruktur äquivalenten Ersatzschaltbildern gearbeitet. Es wird Netzwerk angesetzt, in dem jeder Resonator durch einen LC-Parallelschwingkreis mit einer Resonanzfrequenz f_0 und einer charakteristischen Impedanz Z_c beschrieben wird, welcher über Impedanzinverter $J_{i,i+1}$ mit genau einem Nachfolger und einem Vorgänger verbunden ist. Der erste und der letzte Resonator dieser Kette wird in diesem Fall an die Tore des Vierpols angekoppelt, die mit der Bezugsimpedanz Z_0 abgeschlossen sind. Zwischen den Werten der Impedanzinverter $J_{i,i+1}$ und dem in b) eingeführten Koppelfaktor k , welcher die Kopplungsstärke zwischen Resonator i und Resonator $i + 1$ beschreibt, besteht dann der Zusammenhang

$$J_{k,k+1} = 2kQ_{ext}, \quad (1.2-9)$$

während die externe Güte Q_{ext} gegeben ist über

$$Q_{ext} = \frac{Z_0}{Z_c}. \quad (1.2-10)$$

Eine äquivalente Beschreibungsweise ist auch mit Hilfe eines Reihenersatzschaltbildes möglich.

Die eigentliche Filtersynthese wird im äquivalenten Tiefpassbereich durchgeführt. Die so gefundene Schaltung wird mit Hilfe einer Frequenztransformation in den Bandpassbereich überführt anschließend durch Schaltungsumwandlungen in eine realisierbare Form beispielsweise aus gekoppelten Resonatoren gebracht. Im Tiefpassbereich können z.B. charakteristische Funktionen vom Typ Butterworth (Potenzfunktion), Tschebyscheff (Tschebyscheff-Polynom) oder Bessel (Besselfunktion) nachgebildet werden (Polynomtiefpässe). Die Übertragungsdämpfung dieser Schaltungen der Ordnung n (n beschreibt die Anzahl der Energiespeicher im Tiefpassbereich bzw. die Anzahl verkoppelter Resonatoren im Bandpassbereich) besitzt in diesen Fällen maximal n Nullstellen, jedoch keine Polstellen. Die erreichbare Selektivität dieser Filterstrukturen ist begrenzt und nutzt das Potential der verwendeten Resonatoren nicht optimal aus.

Eine auf die Selektivität optimierte Schaltung nach Cauer [Cau 54] wird im Tiefpassbereich mit Hilfe von speziellen gebrochen rationalen Funktionen beschrieben (elliptische Funktionen). Die Übertragungsdämpfung besitzt in diesem Fall sowohl Nullstellen im Durchlassbereich als auch Polstellen im Sperrbereich des Filters. Sie kann im Gegensatz zu den Polynomfiltern jedoch im Bandpassbereich nicht mathematisch geschlossen in eine Struktur aus gekoppelten Resonatoren überführt werden. Daher werden in der Praxis Strukturen verwendet, die nicht exakt durch elliptische Funktionen beschrieben werden, aber dennoch eine vergleichbare Selektivität besitzen.

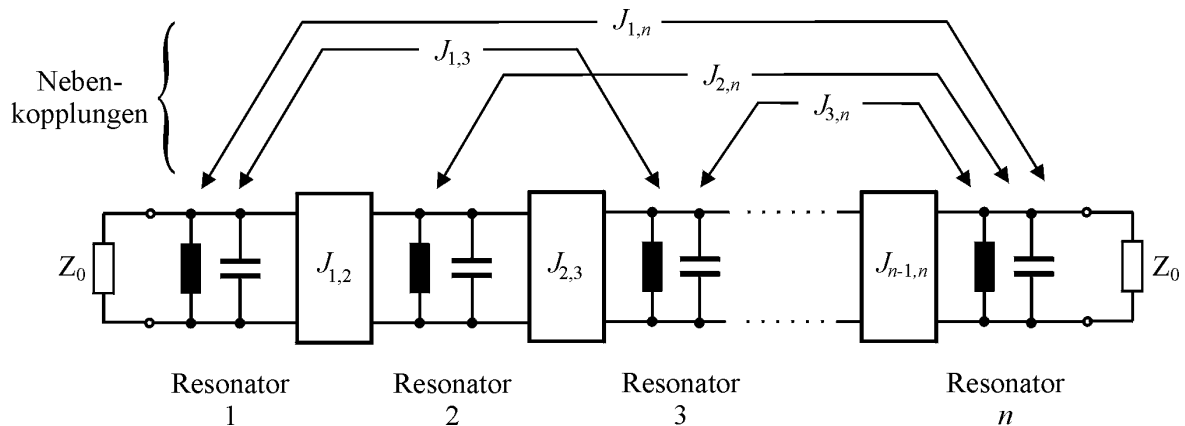


Abb. 1.2-1: Äquivalentes Ersatzschaltbild einer allgemeinen Filterstruktur aus n gekoppelten Resonatoren.

Eine verallgemeinerte Struktur aus verkoppelten Resonatoren wird mit Hilfe einer Kopplungsmatrix beschrieben, wenn im allgemeinsten Fall alle Resonatoren untereinander verbunden sind [Ati 72]. Diese Struktur eignet sich allerdings aus praktischen Gründen nur dann als Filterschaltung, wenn die Kopplungsmatrix schwach besetzt ist, d.h. nur eine begrenzte Anzahl von Kopplungen benötigt wird. Dabei ist es sinnvoll, einen Haupt-Übertragungsweg über die sogenannten Hauptkopplungen $J_{k,k+1}$ zu definieren, über den im Resonanzfall der Energietransport zwischen den Toren erfolgt, und zusätzliche in der Regel schwächere Kopplungen zwischen weiteren Resonatoren als Nebenkopplungen zu bezeichnen (vgl. Abb. 1.2-1). In dieser Struktur ist es möglich, die Selektivität eines Tschebyscheff-Filters (Struktur ohne Nebenkopplungen) mit Hilfe weniger Nebenkopplungen deutlich zu erhöhen, indem auf diese Weise Polstellen der Übertragungsdämpfung an realen Frequenzpunkten dicht neben dem Durchlassband des Filters entstehen. Andererseits ist es möglich, mit Hilfe phasenrichtiger Überkopplungen Einfluss auf die Gruppenlaufzeit $\tau_{gr}(\omega)$ schmalbandiger Signale zu nehmen, die möglicherweise speziellen Anforderungen zu genügen hat. Gruppenlaufzeit und Selektivität sind jedoch im Allgemeinen nicht unabhängig voneinander beeinflussbar.

Zur Beurteilung der Leistungstauglichkeit der diskutierten Filterstrukturen ist die in den einzelnen Resonatoren zu speichernde Energie zu betrachten. Diese ist zunächst abhängig sowohl von der Position des Resonators in der Kette als auch von der anregenden Frequenz [Coh 59]. Grundsätzlich ist die Frequenzselektivität der Schaltung ausschlaggebend für die insgesamt zu speichernde Energie. In Bandmitte des Filters wird diese Energie in erster Näherung gleichmäßig auf die einzelnen Resonatoren verteilt, wogegen im Übergangsbereich zwischen Durchlass- und Sperrband eine Konzentration auf wenige Resonatoren stattfindet. Weiterhin findet sich an den Bandkanten eine von der Steilheit der Filterflanken und vom Filtertyp abhängige Erhöhung der gespeicherten Gesamtenergie, so dass diese Frequenzen als kritisch einzustufen sind.

Die auftretende oszillierende Leistung in der Bandmitte und an den Bandkanten kann für Tschebyscheff-Filter mit Näherungsformeln abgeschätzt werden und bei anderen Filterstrukturen mit Hilfe eines Ersatzschaltbildes numerisch ermittelt werden. Beim Entwurf leistungstauglicher Filter ist aufgrund der komplexen Zusammenhänge eine zusätzliche Analyse der auftretenden Signalspektren notwendig, um die benötigte Tragfähigkeit der Resonatoren zu bestimmen.

1.3 Satelliten-Kommunikationstechnik

In diesem Abschnitt sollen die Möglichkeiten des Einsatzes leistungstauglicher HTSL-Filter im Sendeteil von Satellitentranspondern diskutiert werden. Im Falle von Kommunikationssatelliten werden Leistungsfiler vor allem zum Aufbau von Ausgangsmultiplexern („output multiplexer“ – OMUX) benötigt [Guh 97, Käs 98]. Die Systemfunktion des OMUX ist für den Fall eines einfachen nichtregenerativen Satelliten-Repeater aus Abb. 1.3-1 erkennbar. Die Funktion eines solchen „transparenten“ Repeaters besteht im Wesentlichen in der Frequenzkonversion und Verstärkung von Signalen, die beispielsweise von einer festen Bodenstation empfangen werden („uplink“, z.B. $f_u = 6$ GHz) und dann auf einer anderen Trägerfrequenz wieder abgestrahlt werden („downlink“, z.B. $f_d = 4$ GHz). Insbesondere aufgrund der Forderung nach einem hohen Wirkungsgrad (begrenzte verfügbare Leistung) der eingesetzten Leistungsverstärker („high power amplifiers“ - HPAs) besitzen diese einen relativ stark begrenzten Linearitätsbereich. Eine simultane Verstärkung aller Signale im Systemband mit einer typischen Systembandbreite von ≥ 500 MHz würde daher zu nicht tolerierbaren Intermodulations- und Sättigungseffekten führen. Daher wird das breitbandig empfangene Signalspektrum mit Hilfe eines Eingangsmultiplexers („input multiplexer“ – IMUX) in schmalbandigere, z. B. 38 MHz breite Subbänder aufgeteilt deren Signale dann separat verstärkt werden. Zur Rekombination der verstärkten Signale auf eine gemeinsame Antenne wird ein aus einer Filterbank und einer Sammelschiene („manifold“) aufgebauter OMUX eingesetzt, wobei ein Netzwerk aus Zirkulatoren (wie im IMUX) wegen zu hoher Verluste hier nicht zum Einsatz kommen kann. Die Aufgabe des OMUX ist allgemein einen „Rückfluss“ der verstärkten HF-Signale in die Ausgänge der jeweils anderen Leistungsverstärker zu vermeiden, da dies Leistungsverluste und Intermodulationen zur Folge hätte.

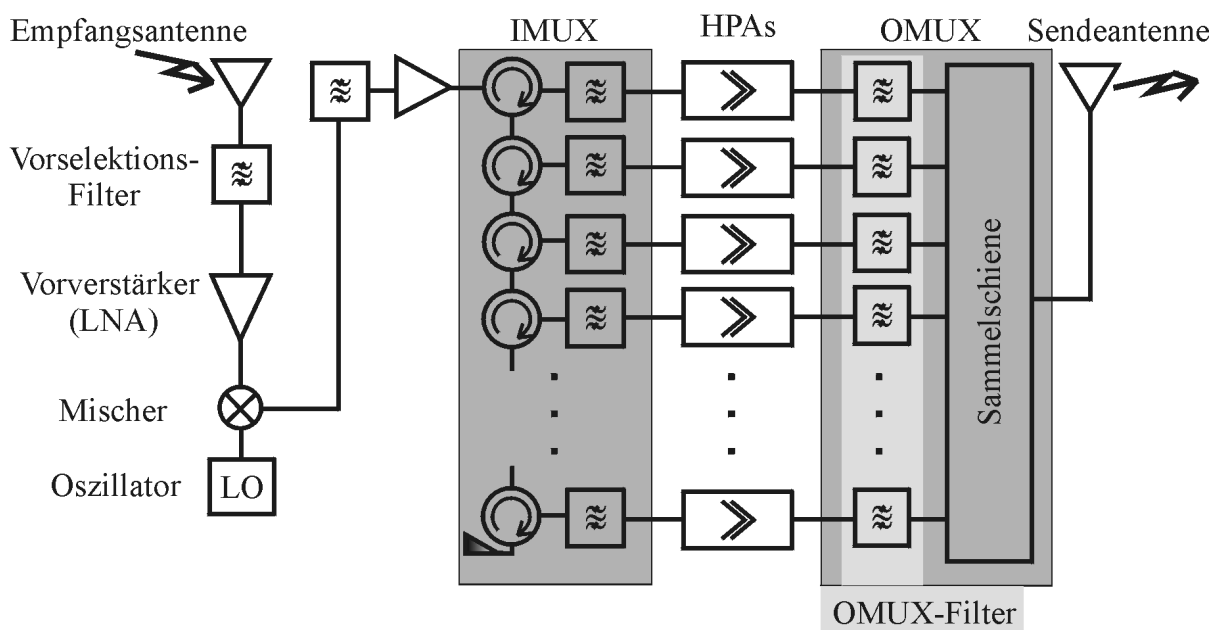


Abb. 1.3-1: Blockschaltbild eines nicht-regenerativen Satelliten-Repeater.

Die Anforderungen an ein konventionelles OMUX-Kanalfilter für einen C-Band Kommunikationssatelliten sind in Tab. 1.3-1 zusammengefasst. Dabei wird zwischen einer Nutzbandbreite des Kanals von 36 MHz und der Filterbandbreite von 40 MHz unterschieden. Damit wird ein Toleranzbereich geschaffen, um die Systemfunktion auch bei geringfügigen Abweichungen von der Filterspezifikation, die beispielsweise nach längerer Betriebsdauer

Mittelfrequenz f_0	C-Band (3,4 GHz - 4,2 GHz)
Nutzbandbreite	36 MHz
Filterbandbreite	40 MHz
Anpassung	$ S_{11} < -23$ dB im Nutzband
Einfügungsdämpfung	$ S_{21} > -0,15$ dB im Nutzband
Ausserbanddämpfung	$ S_{21} < -25$ dB für $ f - f_0 > 36$ MHz
Leistungsverträglichkeit	60 W

Tab. 1.3-1: Spezifikationen für ein konventionelles Kanalfilter im C-Band OMUX.

eintreten können, zu gewährleisten. Die Anforderungen an Anpassung und Außerbanddämpfung können mit vierkreisigen quasi-elliptischen Filtern mit einem Dämpfungspolpaar bei $|f - f_0| = 72$ MHz erfüllt werden. Die spezifizierte übertragene Leistung von 60 W je Kanal stellt eine hohe Anforderung an die Leistungsverträglichkeit der Kanalfilter dar. Dabei sind bei konventioneller Realisierung elektrische Entladungseffekte („Multipacting“, s. Kap. 3.4.) zu beachten, bei HTSL-Filtern kommen Nichtlinearitäten der supraleitenden Schichten bei hohen Feldstärken hinzu.

Beim Entwurf von Satellitentranspondern steht die Masse der Nutzlast wegen hoher Kosten des Raketenstarts stark im Vordergrund. In konventionellen Satellitenausgangsstufen wurden zunächst einfache Hohlleitungsfilter mit Tschebyscheff-Verlauf, später dual-mode Filter mit Überkopplungen verwendet, womit bereits eine Halbierung von Masse und Volumen erreicht werden konnte. Die in diesen Filtern eingesetzten Hohlraumresonatoren besitzen dabei eine unbelastete Güte von maximal 10.000. Eine stärkere Miniaturisierung bieten Filter aus dielektrischen Resonatoren, die beispielsweise in [Har 68] vorgeschlagen wurden aufgrund der hohen Dielektrizitätskonstante der verwendeten Materialien. Mit diesen Resonatoren werden Leerlaufgüten von etwa 15.000 erreicht.

Filter in planarer Technologie bieten das Potential zu einer weiteren deutlichen Verkleinerung gegenüber den bislang verwendeten Komponenten. Bei Verwendung von normalleitenden Metallen als Leitermaterial geht mit dieser Verkleinerung allerdings auch eine Reduktion der unbelasteten Güte auf Werte von 50-100 (für Resonatoren aus konzentrierten Bauelementen „lumped element“) einher. Dieser Nachteil kann mit HTSL-Dünnschichten vermieden werden, deren Oberflächenwiderstand bei einer Frequenz von 4 GHz um 3 Größenordnungen geringer ist als der von Kupfer (vgl. Kap. 1.1). Auf diese Weise können die unbelasteten Güten konventioneller Resonatoren leicht übertroffen werden.

Da HTSL-Komponenten eine Betriebstemperatur unterhalb von 80 K erfordern wird in dem vorgeschlagenen System eine zusätzliche Kühlung und damit zusätzliche elektrische Leistung benötigt. Die Leistungsbilanz eines Satellitensystems ist wegen knapper Ressourcen eine wichtige Systemüberlegung, so dass der Energieverbrauch eines neuartigen Systems mit HTSL-Komponenten gegenüber konventionellen Systemen möglichst unverändert bleiben muss. Dies kann durch Einsparung von Verstärkerleistung erreicht werden, da HTSL-Filter deutlich geringere Verluste aufweisen. Dabei sind die Wirkungsgrade der Leistungsverstärker η_V und des Kühlers η_K in eine Leistungsbilanz mit einzubeziehen. Vergleicht man die Eingangsleistung P_{in} eines konventionellen und eines gekühlten Systems bei vorgegebener Sendeleistung P_s , so erhält man aus der beschriebenen Forderung für die Leerlaufgüten der Resonatoren Q_{HTS} und Q_{konv} folgende Ungleichung:

$$Q_{HTS} \geq Q_{konv} \left(1 + \frac{\eta_V}{\eta_K} \right). \quad (1.2-1)$$

Betrachtet man beispielsweise ein konventionelles Filter mit einer Leerlaufgüte von $Q_{konv} = 13.000$, einen Wanderfeld-Röhrenverstärker („travelling wave tube amplifier“ - TWTA) mit einem typischen Wirkungsgrad von $\eta_V \approx 60\%$ und einen Kleinkühler mit $\eta_K \approx 6\%$, so erhält man aus der Leistungsbilanz eine benötigte Güte von $Q_{HTS} = 150.000$ des HTSL-Filters. Dieser Wert ist mit HTSL-Scheibenresonatoren auf verlustarmen Substraten nach heutigem Stand der Technik durchaus erreichbar, wie die folgende Arbeit zeigt.

2. HTSL-Resonatoren

2.1. Einleitung

a) Mikrowellenverluste

Wie bereits in Kap. 1.2 dargestellt werden die Mikrowellenverluste in Hochfrequenzresonatoren über die sogenannte unbelastete Güte (Leerlaufgüte) Q_0 beschrieben. Diese Verluste lassen sich im Allgemeinen in verschiedene Beiträge aufspalten. Zunächst treten Verluste in den verwendeten dielektrischen Materialien auf, deren Verlusteigenschaften durch den Winkel δ beschrieben werden. Dieser Winkel ist durch das Verhältnis zwischen Imaginär- und Realteil einer komplexen Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = \varepsilon_r - j \varepsilon_i$ definiert, über die in der Mikrowellentechnik übliche Dielektrika mit vernachlässigbaren Leitungsverlusten und geringen dissipativen Verlusten gut zu beschreiben sind. Es gilt

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_r}. \quad (2.1-1)$$

Einen weiteren Beitrag stellen Leiterverluste dar, die wiederum in verschiedene Anteile aufgeteilt werden können. Primäre Verluste entstehen aufgrund endlicher Leitfähigkeit der verwendeten Materialien in der eigentlichen Resonatorstruktur, beispielsweise in den Leiterflächen eines planaren Streifenleitungsresonators. Weiterhin treten parasitäre Verluste auf, die aufgrund der nicht-idealen Umgebung des Resonators entstehen. Hierzu zählen einerseits Verluste in metallischen Gehäusewänden, die durch dort induzierte Ströme zustande kommen. Andererseits werden zusätzliche Verluste durch die im Filterentwurf notwendigen Koppler verursacht. Bei stark miniaturisierten Resonatoren mit extrem hoher potentieller Leerlaufgüte Q_0 treten außerdem Verluste durch Übergangswiderstände an möglichen Kontaktstellen hervor. Zusammenfassend ist die unbelastete Güte zusammengesetzt aus den aufgezählten Einzelbeiträgen über

$$\frac{1}{Q_0} = \sum_i \beta_i \tan \delta_i + \sum_k \frac{R_{s,k}}{G_k}. \quad (2.1-2)$$

Dabei bezeichnet der Füllfaktor β_i denjenigen Anteil der elektrische Feldenergie, der innerhalb des betrachteten verlustbehafteten Dielektrikums gespeichert ist. Bei planaren Resonatoren wird dabei in der Regel lediglich ein verlustarmes Substratmaterial benutzt, wobei in vielen Fällen der Hauptanteil der elektrischen Feldenergie in diesem Dielektrikum gespeichert wird ($\beta \approx 1$). Die Leiterverluste sind proportional zum Oberflächenwiderstand $R_{s,k}$ der jeweiligen Leiterfläche gewichtet durch den Geometriefaktor G_k dieser Fläche, mit

$$G_k = \frac{\omega_0 W}{P_{diss,k} / R_{s,k}}, \quad (2.1-3)$$

wobei die im Leiter umgesetzte Leistung beschrieben werden kann durch ein Flächenintegral über die Leiteroberfläche A :

$$P_{diss,k} = \frac{1}{2} R_{s,k} \iint_A |H_t|^2 dA. \quad (2.1-4)$$

Damit erhält man den Geometriefaktor G_k schließlich zu

$$G_k = 2 \frac{\omega_0 W}{\iint_A |H_t|^2 dA}. \quad (2.1-5)$$

Zur Klassifizierung verschiedener Resonatortypen in Bezug auf die Effizienz der Energiespeicherung wird die charakteristische Länge l_c eingeführt, deren Wert allein von der Feldverteilung des betrachteten Resonators abhängig ist. Im Resonanzfall ist die im zeitlichen Mittel gespeicherte magnetische und elektrische Energie gleich groß und man erhält damit die gesamte Feldenergie beispielsweise aus dem magnetischen Feld. Damit findet man schließlich:

$$l_c = \frac{2G}{\omega_0 \mu_0} = 2 \frac{\iiint_V |\vec{H}(\vec{r})|^2 dV}{\iint_A |\vec{H}_t(\vec{r})|^2 dA}. \quad (2.1-6)$$

Zur späteren Verwendung sollen die oben beschriebenen Verlustbeiträge mit Hilfe von einzelnen Gütefaktoren beschrieben werden, d. h. dielektrische Verluste mit Q_d , Verluste aufgrund des endlichen Oberflächenwiderstandes R_s der HTSL-Dünnschichten mit Q_{Rs} , Gehäuseverluste mit Q_h („housing-loss“), Kontaktierungs- und Kopplerverluste mit Q_k . Da die Beiträge Q_d und Q_{Rs} allein von den verwendeten Resonatoren herrühren werden sie zusammenfassend durch die Resonatorgüte Q_{res} beschrieben und man erhält für die unbelastete Güte des Systems insgesamt:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{res}} + \frac{1}{Q_h} + \frac{1}{Q_k} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_{Rs}} + \frac{1}{Q_h} + \frac{1}{Q_k}. \quad (2.1-7)$$

Die einzelnen Verlustbeiträge unterscheiden sich in ihrem Temperatur- und Frequenzverhalten und können daher in einigen Fällen mit Hilfe geeigneter Messmethoden unterschieden werden. Im einzelnen wird darauf in Abschnitt 2.3.2 eingegangen.

b) Leistungsbegrenzung

Die Leistungstragfähigkeit von HTSL-Resonatoren ist grundsätzlich aufgrund nichtlinearer Effekte begrenzt, die bei Erreichen einer kritischen magnetischen Oberflächenfeldstärke H_c und einer damit direkt verknüpften kritischen Stromdichte J_c einsetzen (vgl. Kap. 1.1). Die mit Hilfe eines resonanten Systems übertragene Leistung P_{tr} ist nach Kap. 1.2 neben der Selektivität nur abhängig von dem Produkt der gespeicherten Energie W und der Resonanz-Kreisfrequenz ω_0 , welches als oszillierende Leistung P_{osc} bezeichnet wird. Die Leistungstragfähigkeit eines HTSL - Resonators lässt sich daher quantitativ mit Hilfe des Feldeichfaktors η über

$$\eta^2 = \frac{P_{osc}}{|J_{max}|^2} = \frac{\omega_0 W}{|J_{max}|^2} \quad (2.1-8)$$

beschreiben, wobei J_{max} die maximal auftretende Stromdichte auf der Oberfläche der HTSL-Materialien darstellt.

Der beschriebene Feldeichfaktor stellt damit eine charakteristische Größe zur quantitativen Beschreibung der Leistungstragfähigkeit von HTSL-Resonatoren dar. Qualitativ führt eine möglichst gleichmäßige Verteilung der elektromagnetischen Energie auf das gesamte Volumen des Resonators zu einer ebenso gleichmäßigen Stromdichteverteilung auf den HTSL-Flächen und damit zu einem relativ geringen Maximalwert. Beim Entwurf leistungstragfähiger Resonatoren ist daher auf die Vermeidung von erhöhten Stromdichten

(„current crowding“) zu achten, die durch schmale Leiterbahnen oder durch Stromverdrängung an den Leiterkanten zustande kommen können.

2.2 Vergleich von Resonator-Typen

Da in HTSL-Technologie hauptsächlich epitaktische Dünnschichten auf wenigen nach kristallografischen Gesichtspunkten ausgewählten Substratmaterialien zur Verfügung stehen sind die möglichen HTSL-Resonatoren auf planare Strukturen beschränkt. Der höchste Miniaturisierungsgrad wird mit Resonatoren aus konzentrierten Bauelementen („lumped elements“) erreicht, da die einzelnen Elemente definitionsgemäß klein gegenüber der geführten Wellenlänge bei der eingesetzten Frequenz sind. Bei Mikrowellenfrequenzen sind ausreichend hohe Leerlaufgüten in diesen Strukturen nur bei der Verwendung von HTSL-Materialien zu erreichen. Während die erreichbare Leerlaufgüte bei Filtern aus konzentrierten Resonatoren begrenzt ist, können mit quasi-konzentrierten Resonatoren („hairpin“-Resonatoren) bereits hohe Leerlaufgüten von 40.000 bei 60 K und 1,8 GHz erreicht werden, mit optimierten doppelsymmetrischen Strukturen kann die Güte auf 60.000 verbessert werden [Rep 99, Bau 99a]. Ein einfacher Typ verteilter Resonatoren besteht aus offenen oder kurzgeschlossenen Leitungsstücken, deren Resonanzen ausgenutzt werden. Diese Resonatoren werden auch als „eindimensionale Resonatoren“ bezeichnet, da die Resonanzfrequenz hauptsächlich durch die Leitungslänge vorgegeben ist. Entscheidend für die erreichbare Leerlaufgüte ist die Verteilung der resonanten Stromdichte auf der Leiterstruktur, wodurch die charakteristische Länge (vgl. Glg. 2.1-6) bestimmt wird. Mit Mikrostreifenleitungsresonatoren [Käs 99] auf Al_2O_3 -Substraten mit einer Impedanz von 50Ω wurden beispielsweise bei $T = 75 \text{ K}$ und einer Resonanzfrequenz von etwa 4 GHz unbelastete Güten >10.000 erreicht.

Zweidimensionale planare Resonatoren dagegen sind ausgedehnte Strukturen wie beispielsweise quadratische oder scheibenförmige Resonatoren oder kompliziertere Geometrien, in denen grundsätzlich verschiedene resonante Moden existieren können. Dadurch können auch mehrmodige (z.B. „dual-mode“) Strukturen ausgenutzt werden.

Die Leistungsbelastbarkeit aller planaren HTSL-Resonatoren wird durch die maximale auftretende Stromdichte bestimmt. Magnetische Stromverdrängung führt bei Stromdichtekomponenten parallel zu Kanten der Resonator- oder Leitungsstruktur stets zu einer deutlichen Überhöhung der Stromdichte (vgl. auch Kap. 2.3.1). Dieser Effekt kann durch größere Resonatorflächen abgemildert aber nicht vollständig verhindert werden. Daher eignen sich zur Realisierung leistungstauglicher Resonatoren hauptsächlich solche resonante Strukturen, die möglichst geringe kantenparallele Ströme besitzen. Eine rotations-symmetrische und kantenstromfreie Mode eines kreisförmigen planaren Resonators, des sog. „Scheibenresonators“ hat sich als besonders geeignet erwiesen und wird im Rahmen dieser Arbeit genauer betrachtet.

2.3 HTSL-Scheibenresonator

2.3.1 Feldtheorie

Die elektromagnetische Feldverteilung eines planaren Scheibenresonators (vgl. Abb. 2.3.1-1) lässt sich in erster Näherung sehr gut mit Hilfe elektrischer Randbedingungen auf den gut leitenden Endflächen des Resonators sowie magnetischer Randbedingungen auf der offenen Mantelfläche beschreiben [Wat 69].

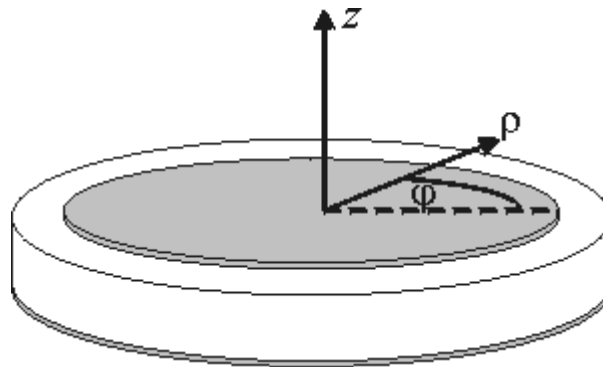


Abb. 2.3.1-1: Struktur eines Scheibenresonators

Bei einer im Verhältnis zum Durchmesser D geringen Substrathöhe h des Resonators ist die Feldlösung der interessierenden resonanten Moden unabhängig von der longitudinalen Zylinderkoordinate z sowie wegen der elektrisch leitenden Endplatten transversal magnetisch bezüglich z anzusetzen. Aus einem Separationsansatz in Zylinderkoordinaten [Ung 96] lautet die resultierende Wellenfunktion Ψ^{np0} mit einem azimutalen Ordnungsparameter n und einem radialen Ordnungsparameter p (TM^{np0}-Moden) dann

$$\Psi^{np0} = J_n(k_0 \sqrt{\epsilon_r} \rho) \cdot \begin{cases} \sin(n\varphi) \\ \cos(n\varphi) \end{cases} \quad (2.3.1-1)$$

Unter Berücksichtigung der o.a. Randbedingungen ergeben sich die zugehörigen Feldkomponenten der Eigenschwingungen unter Verwendung einer komplexen Amplitude E_0 zu

$$\begin{aligned} E_\rho^{np0} &= E_\varphi^{np0} = 0 \\ E_z^{np0} &= E_0 \frac{4\kappa_{np}'^2}{j\omega\epsilon D^2} J_n\left(\frac{2\kappa_{np}'}{D} \rho\right) \cdot \begin{cases} \sin(n\varphi) \\ \cos(n\varphi) \end{cases} \\ H_\rho^{np0} &= E_0 \frac{n}{\rho} \cdot J_n\left(\frac{2\kappa_{np}'}{D} \rho\right) \cdot \begin{cases} \cos(n\varphi) \\ -\sin(n\varphi) \end{cases} \\ H_\varphi^{np0} &= -E_0 \frac{2\kappa_{np}'}{D} J_n\left(\frac{2\kappa_{np}'}{D} \rho\right) \cdot \begin{cases} \sin(n\varphi) \\ \cos(n\varphi) \end{cases} \\ H_z^{np0} &= 0 \end{aligned} \quad (2.3.1-2)$$

Dabei bezeichnet κ'_{np} die p -te Nullstelle der ersten Ableitung der Besselfunktion J_n erster Gattung der Ordnung n . Die Resonanzfrequenz der jeweiligen Mode folgt aus der Separationsbedingung zu

$$\omega_0^{np0} = \frac{2\kappa'_{np} c_0}{D\sqrt{\epsilon_r}}. \quad (2.3.1-3)$$

Die Grundmode dieses Systems ist die TM^{110} -Mode. Die Resonanzfrequenzen einiger höherer Moden normiert auf die der später verwendeten rotationssymmetrischen TM^{010} -Mode sind in Tab. 2.3.1-1 dargestellt.

Die Verteilung der elektrischen (E) und magnetischen Felder (H) sowie der Stromdichte auf der Leiterfläche (J) ist für die vier Moden mit niedrigster Resonanzfrequenz TM^{110} , TM^{210} , TM^{010} und TM^{310} in Abb. 2.3.1-2 geordnet nach den jeweiligen Frequenzen dargestellt.

Wie bereits in Kap. 2.1 beschrieben ist die Leistungstragfähigkeit von HTSL-Resonatoren aufgrund nichtlinearer Effekte in den verwendeten HTSL-Dünnschichten grundsätzlich begrenzt. Im folgenden soll der Feldeichfaktor η (vgl. Glg. 2.1.8) für verschiedene Moden des Scheibenresonators feldtheoretisch sowie mit Hilfe von Feldsimulationen bestimmt werden, um einen quantitativen Vergleich zu ermöglichen.

Mit den in (2.3.1-2) angegebenen Feldgleichungen findet man für die TM^{np0} -Moden eines Scheibenresonators eine gespeicherte Energie von

$$\frac{W}{|E_0|^2} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \mu_0 \pi \cdot \kappa_{np}'^2 \cdot h_1 F_2 \left(\frac{1}{2}; 1, 2; -\kappa_{np}'^2 \right) \quad \text{für } n = 0 \\ \mu_0 \pi \frac{\kappa_{np}'^{2n+2}}{4^{n+1} \cdot (n+1) \cdot \Gamma^2(n+1)} \cdot h_1 F_2 \left(n + \frac{1}{2}; 1 + 2n, 2 + n; -\kappa_{np}'^2 \right) \quad \text{für } n > 0 \end{array} \right\} \quad (2.3.1-4)$$

wobei ${}_A F_B(a_1, a_2, \dots, a_A; b_1, b_2, \dots, b_B; x)$ verallgemeinerte hypergeometrische Funktionen darstellen. Die maximale Stromdichte J_{\max} tritt je nach betrachteter Mode an unterschiedlichen Punkten auf der Leiterfläche auf. Für die Grundmode TM^{110} erhält man im Zentrum der Scheibe ein Maximum von

$$\left| \frac{J_{\max}^{110}}{E_0} \right|^2 = \left(\frac{\kappa'_{11}}{D} \right)^2, \quad (2.3.1-5)$$

für die TM^{210} -Mode entsprechend bei einem Winkel von $\varphi = \frac{\pi}{4}$

$$\left| \frac{J_{\max}^{210}}{E_0} \right|^2 = 4 \cdot \left(\frac{2\kappa'_{21}}{D} \right)^2 \cdot \text{Max} \left\{ \frac{1}{z^2} J_2^2(z) \right\}_{z=0}^{z=\kappa'_{21}}, \quad (2.3.1-6)$$

für die rotationssymmetrische TM^{010} -Mode einen Wert von

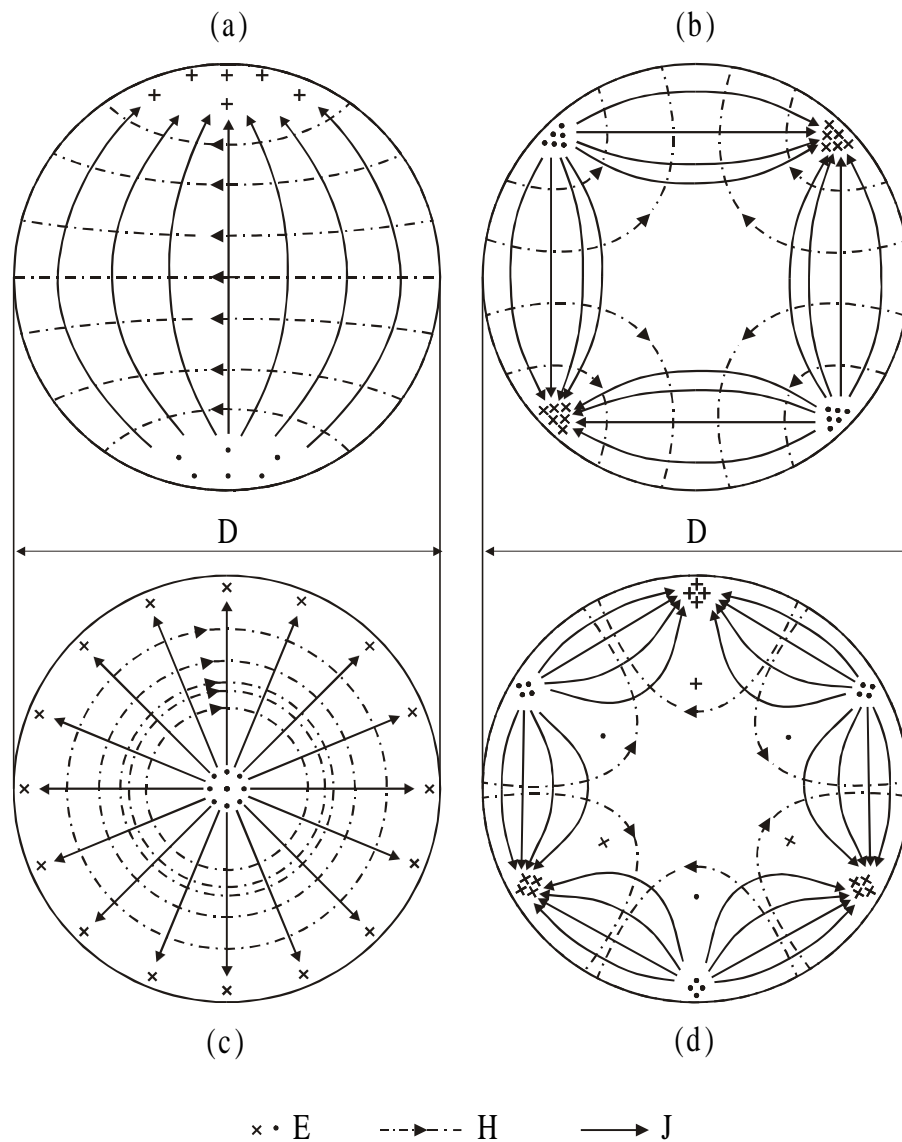
$$\left| \frac{J_{\max}^{010}}{E_0} \right|^2 = \left(\frac{2\kappa'_{01}}{D} \right)^2 \cdot \text{Max} \left\{ J_1^2(z) \right\}_{z=0}^{z=\kappa'_{01}}, \quad (2.3.1-7)$$

und schließlich für die TM^{310} -Mode bei einem Winkel von $\varphi = \frac{\pi}{6}$

$$\left| \frac{J_{\max}^{310}}{E_0} \right|^2 = 9 \cdot \left(\frac{2\kappa'_{31}}{D} \right)^2 \cdot \text{Max} \left\{ \frac{1}{z^2} J_3^2(z) \right\}_{z=0}^{z=\kappa'_{31}}, \quad (2.3.1-8)$$

n \ p	1	2	3	4	5
0	1	1,831	2,655	3,477	4,299
1	0,481	1,391	2,228	3,055	3,879
2	0,797	1,750	2,602	3,437	4,266
3	1,096	2,092	2,961	3,807	4,643
4	1,388	2,423	3,310	4,166	5,010
5	1,674	2,745	3,650	4,518	5,370

Tab. 2.3.1-1: Normierte Modenfrequenzen eines Scheibenresonators

Abb. 2.3.1-2: Feldverteilungen verschiedener resonanter Moden eines Scheibenresonators
(a) – TM^{110} , (b) – TM^{210} , (c) – TM^{010} , (d) – TM^{310}

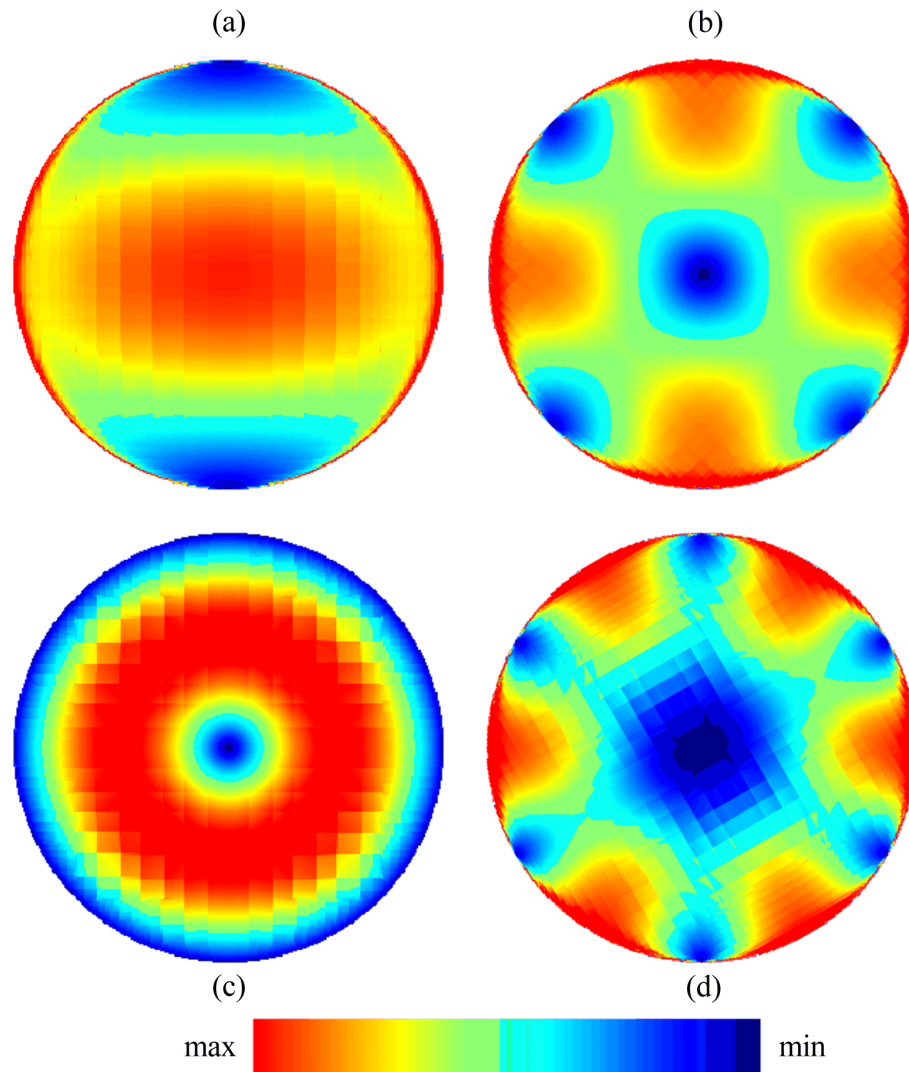


Abb. 2.3.1-3: Stromdichteverteilungen eines Scheibenresonators (Rechnersimulation)
 (a) – TM^{110} , (b) – TM^{210} , (c) – TM^{010} , (d) – TM^{310}

Allgemein kann der Feldeichfaktor η für jede dieser Moden in der Form

$$\eta_{np0}^2 = \frac{P_{osc}}{|J_{max}|^2} = K_{np} \frac{h}{\omega_0 \epsilon_r} \quad (2.3.1-9)$$

angegeben werden. Die unterschiedliche Feld- und Stromdichteverteilung der einzelnen Moden geht dabei ausschließlich in den charakteristischen Faktor K_{np} ein. In Tab. 2.3.1-2 sind Zahlenwerte für die interessierenden TM^{n10} -Moden aufgelistet.

n	0	1	2	3
$ K_{n0} /10^{12}$	1,25	0,29	0,86	1,31

Tab. 2.3.1-2: charakteristischer Faktor für TM^{n10} -Moden eines Scheibenresonators (Modell)

Man erkennt bereits aus dieser Vorbetrachtung, dass die rotationssymmetrische TM^{010} -Mode eine deutlich höhere Leistungstragfähigkeit als die Grundmode TM^{110} besitzt. Einen ähnlichen Wert erreicht in diesem Modell erst die Obermode TM^{310} mit einer azimuthalen Ordnung von 3.

Alle nicht-rotationssymmetrischen Feldverteilungen (Moden mit einer azimutalen Ordnung $n > 0$) besitzen Komponenten der Stromdichte, die parallel zur Kante der Leiterfläche verlaufen (vgl. Abb. 2.3.1-2). Durch Randeffekte (magnetische Stromverdrängung), die in dem hier angesetzten vereinfachten Modell nicht berücksichtigt sind, führt dies zu einer Überhöhung der Stromdichte an dieser Kante, wodurch die maximale Stromdichte J_{max} im Allgemeinen deutlich erhöht wird. Dieser Effekt läßt sich mit Hilfe von rechnergestützter Feldberechnung belegen. In Abb. 2.3.1-3 sind die berechneten Stromdichteverteilungen der ersten vier Moden eines Scheibenresonators grafisch dargestellt. Dabei wurde ein kommerziell erhältliches Programm der Firma Sonnet Software [Son 99] benutzt, das auf der Momentenmethode beruht. Man erkennt bei allen Moden mit azimutaler Ordnung $n > 0$ eine stark erhöhte Stromdichte am Rand der Leiterfläche, hier dargestellt durch rote Farbe.

In Abb. 2.3.1-4 sind die aus dem Modell magnetischer Wände theoretisch erwarteten Stromdichteverteilungen der unterschiedlichen Moden zusammen mit den aus der Feldberechnung erhaltenen Werten dargestellt. Der Kanteneffekt wird bei der Berechnung aufgrund der endlichen Diskretisierung quantitativ nur unvollkommen nachgebildet, man erhält jedoch bereits erste Anhaltspunkte für eine weitere Abschätzung. Erwartungsgemäß ist der Effekt der Stromüberhöhung bei allen Moden mit höherer azimutaler Ordnung zu beobachten, nicht jedoch bei der rotationssymmetrischen TM^{010} -Mode. Insbesondere bei der angesprochenen TM^{310} -Mode, die aus der dargestellten Vorbetrachtung als möglicher Kandidat für eine hohe Leistungstauglichkeit in Frage käme, führt die hohe Stromdichte am

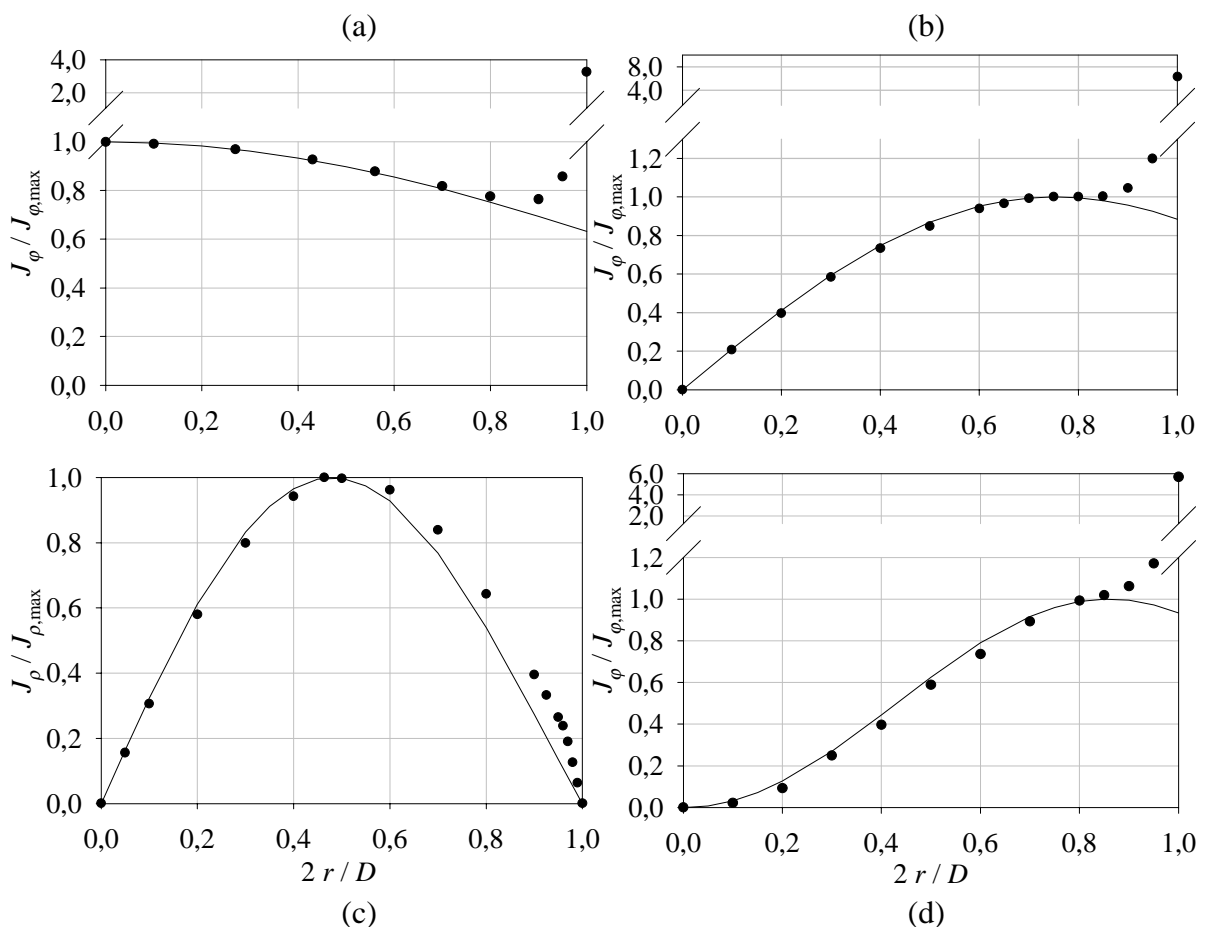


Abb. 2.3.1-4: Stromdichteverteilungen verschiedener Moden eines Scheibenresonators
 Modell – durchgezogene Linien, Computersimulation – Punkte
 (a) – TM^{110} , (b) – TM^{210} , (c) – TM^{010} , (d) – TM^{310}

Rand voraussichtlich zu einer Verringerung des charakteristischen Faktors um das Mehrfache einer Größenordnung.

In Tab. 2.3.1-3 sind die aus dieser Berechnung erwarteten Werte des charakteristischen Faktors abschließend dargestellt, wobei die erwartete Ungenauigkeit dieser Abschätzung aufgrund endlicher Diskretisierung bei der Feldberechnung noch einmal betont werden soll.

n	0	1	2	3
$ K_{n0} /10^{12}$	1,25	0,024	0,018	0,036

Tab. 2.3.1-3: charakteristischer Faktor für TM^{n10} -Moden eines Scheibenresonators (Feldberechnung)

Man erkennt aus diesem Vergleich, dass die TM^{010} -Mode aufgrund der nicht vorhandenen Stromverdrängung eine bei gleicher maximaler Stromdichte um den Faktor 30-70 höhere elektromagnetische Feldenergie zu speichern vermag als alle betrachteten Moden mit von Null verschiedener azimuthaler Ordnung.

In Abb. 2.3.1-5 ist eine vergleichende Messung der Leistungstragfähigkeit eines Scheibenresonators auf $LaAlO_3$ -Substrat für die Grundmode TM^{110} und die rotationssymmetrische TM^{010} -Mode dargestellt [Cha 96]. Dazu ist die auf den jeweiligen Maximalwert normierte unbelastete Güte über der oszillierenden Leistung aufgetragen. Das Einsetzen nichtlinearen Verhaltens erkennt man in dieser Darstellung an einer leistungsabhängigen Leerlaufgüte.

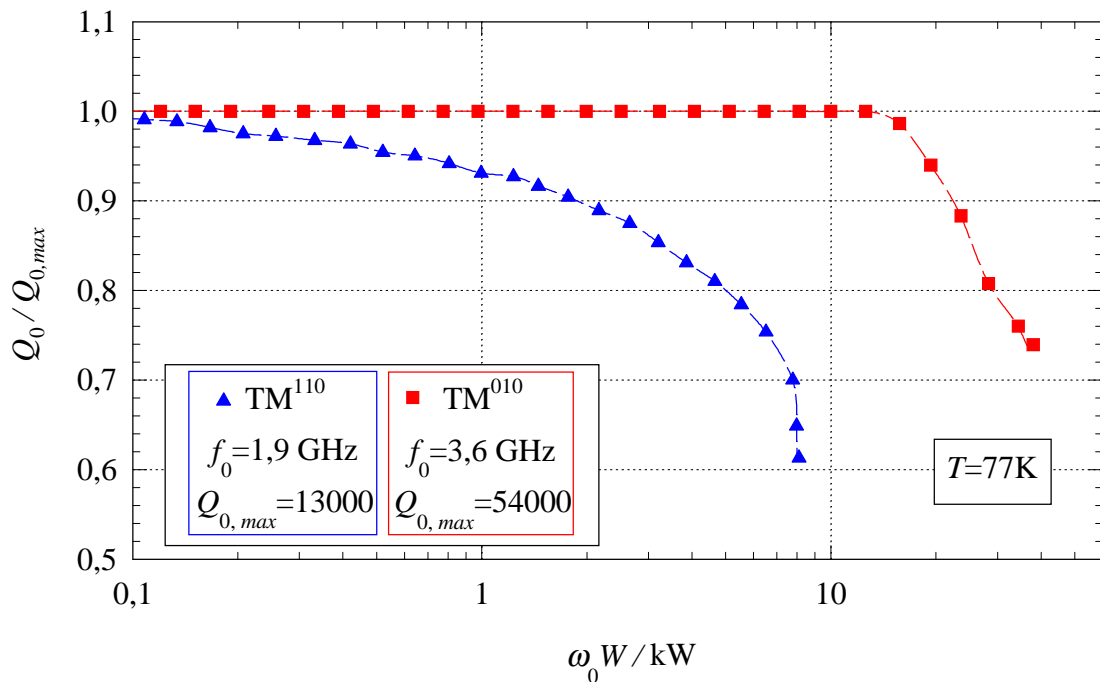


Abb. 2.3.1-5: Gemessene Leistungstragfähigkeit der Grundmode TM^{110} und der kantenstromfreien TM^{010} Mode eines Scheibenresonators (YBCO / $LaAlO_3$)

Aus (2.3.1-9) folgt für das Verhältnis der charakteristischen Faktoren dieser Moden bei unterschiedlichen Resonanzfrequenzen $\omega_{0,01}$ und $\omega_{0,11}$

$$\frac{P_{osc,01}}{P_{osc,11}} \frac{\omega_{0,01}}{\omega_{0,11}} = \frac{K_{00}}{K_{10}}. \quad (2.3.1-10)$$

Mit aus dieser Messung gewonnenen Werten findet man $K_{00}/K_{10} \approx 20$, was etwa um einen Faktor 2,5 unterhalb der erwarteten Werte aus Tab. 2.3.1-3 liegt. Diese Abweichung ist mit thermischen Effekten zu begründen. In der vorliegenden Messung führt die relativ hohe gespeicherte Energie beispielsweise im letzten Meßpunkt (bei $\omega_0 W = 38$ kW), wo bereits ein deutlich nichtlineares Verhalten beobachtet wurde, zu einer dissipierten Leistung von

$$P_{diss} = \frac{P_{osc}}{Q_0} \approx 1 \text{ W} . \quad (2.3.1-11)$$

Diese umgesetzte Leistung führt zu einer Temperaturerhöhung der YBCO-Schicht in Bereiche nahe der kritischen Temperatur und damit zu nichtlinearem Verhalten. Mit Hilfe von gepulsten Messungen kann dieser Effekt nachgewiesen werden, indem eine Pulsdauer gewählt wird, die deutlich unterhalb der thermischen Zeitkonstante des Systems liegt. Entsprechende Messungen finden sich in Kapitel 2.3.4.

2.3.2 Mikrowellenverluste

Allgemein wurde auf die Berechnung von Dissipationsverlusten in den Leiterflächen von Resonatoren bereits in Abschnitt 2.1 eingegangen. Für die Gewichtung der Verluste ist insbesondere der Geometriefaktor G zu betrachten, der nach Gleichung (2.1.5) abzuleiten ist aus

$$G = 2 \frac{\omega_0 W}{\iint_A |J_s|^2 dA} \quad (2.3.2-1)$$

Die Integration ist beim Scheibenresonator über zwei stromführende Flächen bei $d=0$ und bei $d=h$ durchzuführen. Sowohl die gespeicherte Energie W als auch die Stromdichte J_s lassen sich direkt mit Hilfe der magnetischen Feldstärke angeben und damit folgt für die TM^{np0} -Mode

$$G^{np0} = \omega_0^{np0} \mu_0 \frac{\iiint_V |H^{np0}|^2 dV}{\iint_A |H_t^{np0}|^2 dA}. \quad (2.3.2-2)$$

Die interessierenden Moden des Scheibenresonators sind wie bereits diskutiert transversal magnetisch sowie unabhängig von der Koordinate z . Aus diesem Grund vereinfacht sich obenstehender Ausdruck und für alle TM^{np0} -Moden erhält man den identischen Geometriefaktor

$$G^{np0} = \frac{1}{2} \omega_0^{np0} \mu_0 h. \quad (2.3.2-3)$$

Für die unbelastete Güte unterschiedlicher Moden eines Scheibenresonators folgt mit Glg. 2.1-2 daraus:

$$\frac{Q_0^{np0}}{Q_0^{qr0}} = \frac{\omega_0^{np0}}{R_s(\omega_0^{np0})} \frac{R_s(\omega_0^{qr0})}{\omega_0^{qr0}}. \quad (2.3.2-4)$$

Mit einer näherungsweise quadratischen Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstands der eingesetzten HTSL-Materialien folgt schließlich

$$\frac{Q_0^{np0}}{Q_0^{qr0}} = \frac{\omega_0^{qr0}}{\omega_0^{np0}}. \quad (2.3.2-5)$$

Aufgrund magnetischer Stromverdrängung bei den nicht-rotationssymmetrischen Moden ($n \neq 0$) entstehen wie bereits in Abschnitt 2.1 diskutiert relativ hohe Stromdichten an den Kanten der Resonatoren. Bei der Strukturierung der Oberfläche mit Hilfe fotolithografischer Verfahren ist die Resonator-kante jedoch in der Regel gegenüber der restlichen Oberfläche deutlich degradiert, d.h. dort entstehen aus diesen Gründen überproportional hohe dissipative Verluste. Vergleicht man beispielsweise die Grundmode TM^{110} sowie die kantenstromfreie Mode TM^{010} eines Scheibenresonators auf LaAlO_3 -Substrat (vgl. Abb. 2.3.1-5), so findet man im Gegensatz zu der Vorhersage aus (2.3.2-5) eine deutliche Degradation der gemessenen Güte der Grundmode TM^{110} . Zur Realisierung leistungstauglicher Hochgüteresonatoren bietet sich daher die Ausnutzung der TM^{010} -Mode sowohl wegen der beschriebenen höheren Leistungstauglichkeit als auch wegen geringerer Dissipationsverluste an.

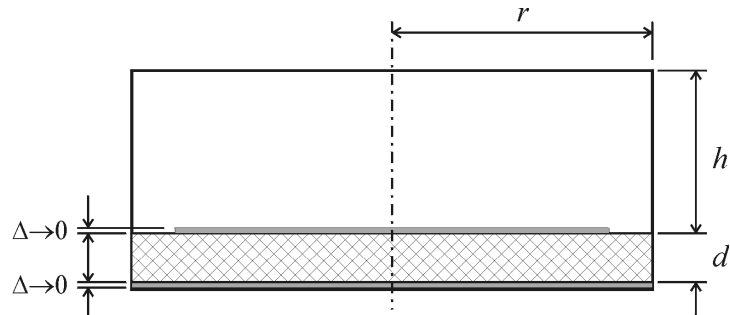


Abb. 2.3.2-1: Scheibenresonator mit umgebendem zylindrischen Gehäuse (Schnitt)

Zusätzliche Verluste entstehen aufgrund induzierter Ströme in den verlustbehafteten Wänden der eingesetzten metallischen Gehäuse (vgl. Kap. 2.1). Mit Hilfe von Feldsimulationen (Eigenwertberechnung mit der Software MAFIA [CST 96]) der näherungsweise verlustlosen Struktur und einer anschließenden Störungsrechnung wurden die Verlustbeiträge der Gehäusewände eines einfachen zylindrischen Gehäuses bestimmt. Dabei wurde als Gehäusematerial Kupfer bei einer Temperatur von 77 K mit einer spezifischen Leitfähigkeit von $\kappa = 1,2 \cdot 10^8 (\Omega\text{m})^{-1}$ angesetzt. Diese Struktur ist in Abb. 2.3.2-1 dargestellt. Für die supraleitenden Schichten (grau eingezeichnet) wurde bei dieser Berechnung in guter Näherung eine unendlich dünne, ideal leitende Schicht angesetzt, als Substratmaterial wurde LaAlO_3 mit einer relativen Dielektrizitätszahl $\epsilon_r = 24$ verwendet. Der Durchmesser der leitenden Schicht wurde dabei in allen Berechnungen konstant gehalten.

Mit Hilfe der Störungsrechnung (Abb. 2.3.2-2) können Verlustbeiträge des Gehäusedeckels (Kreise) und Beiträge der Seitenwände (Dreiecke) unterschieden werden. Man erkennt im linken Bildteil abnehmende Verluste sowohl in Deckel als auch in den Seitenwänden mit zunehmender Gehäusehöhe. Bei festem Abstand der Oberseite des Resonators vom Gehäusedeckel steigen dagegen die Dissipationsverluste mit der Substratdicke deutlich an (rechtes Bild).

Diese Abhängigkeiten können prinzipiell mit Hilfe eines einfachen Modells erläutert werden. Die Gehäuseverluste lassen sich allgemein anschaulich durch eine Anregung des

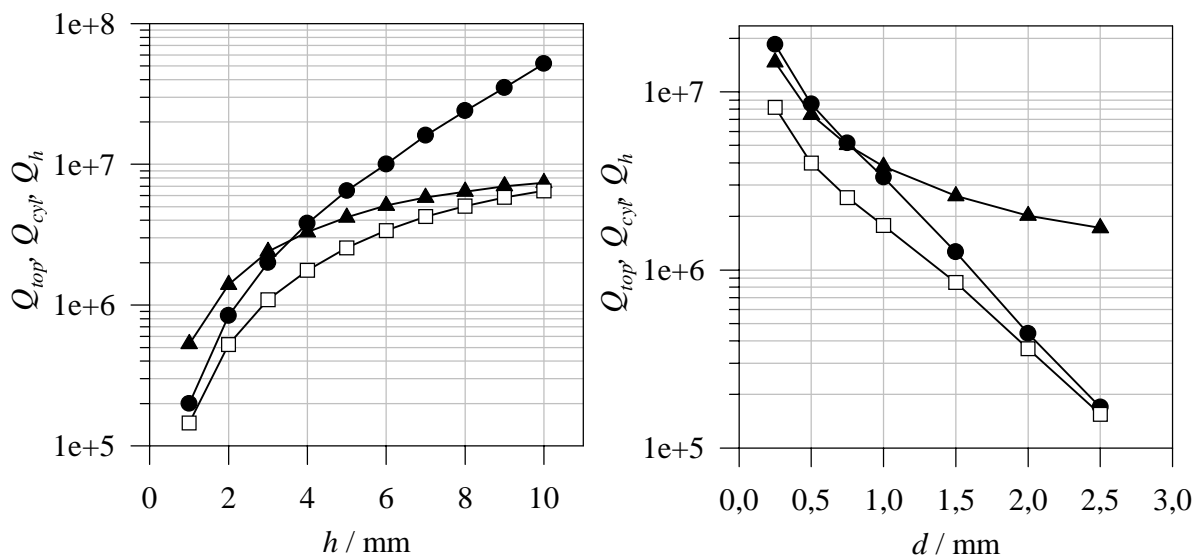


Abb. 2.3.2-2: Verlustbeiträge der Gehäusewände (Kreise – Seitenwände: Q_{cyl} , Dreiecke – Deckel: Q_{top} , Quadrate – gesamt: Q_h).
Links: Abhängigkeit von der Gehäusehöhe ($r = 12,7 \text{ mm}$; $d = 1 \text{ mm}$);
Rechts: Abhängigkeit von der Substratdicke ($r = 12,7 \text{ mm}$; $h = 4 \text{ mm}$).

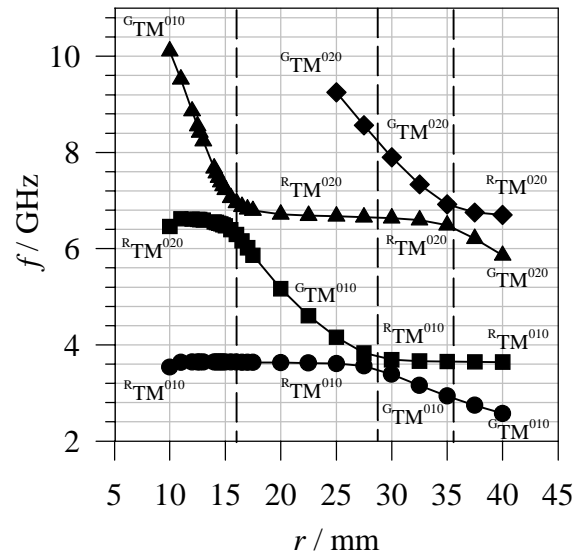


Abb. 2.3.2-3: Eigenresonanzen der Struktur nach Abb. 2.3.2-1 in Abhängigkeit vom Radius r des Gehäuses. Genaue Erläuterungen siehe Text.

Gehäuses und damit verbundene induzierte Ströme in den Gehäusewänden beschreiben. Im vorliegenden Fall kann die Feldverteilung in der Umgebung des Resonators sehr gut mit Hilfe der ersten Mode des teilweise mit Dielektrikum gefüllten zylindrischen Hohlraumresonators beschrieben werden.

Das beschriebene einfache Modell ist auf den Fall beschränkt, dass nur jeweils eine Mode des Resonators und eine Gehäuseresonanz relevante Beiträge leisten. Bei der Untersuchung der Verlustbeiträge in Abhängigkeit vom Radius r des Gehäuses sind jedoch vier verschiedene Moden zu berücksichtigen. In Abb. 2.3.2-3 sind die Frequenzen der vier niedrigsten rotationssymmetrischen Eigenmoden der Struktur nach Abb. 2.3.2-1 in Abhängigkeit vom Gehäuseradius aufgetragen. Die beteiligten Moden sind die niedrigsten rotationssymmetrischen Moden des Scheibenresonators $R^{\text{TM}010}$ und $R^{\text{TM}020}$, sowie $G^{\text{TM}010}$ und $G^{\text{TM}020}$, die Grundmoden des zylindrischen Resonators, den das Gehäuse bildet. Bei bestimmten Gehäuseradien, gekennzeichnet durch gestrichelte vertikale Linien, findet eine starke Verkopplung von jeweils zwei der erwähnten Moden statt, da sich die Resonanzfrequenzen sehr nahe kommen. Dies geschieht zunächst bei $r = 16$ mm zwischen $G^{\text{TM}010}$ und $R^{\text{TM}020}$. Die beteiligte Gehäusemode wird durch die Vergrößerung des Radius immer stärker abgesenkt wodurch sich die Resonanzfrequenz der $R^{\text{TM}020}$ Mode derjenigen der $G^{\text{TM}010}$ annähert. Dies führt zunächst zu einer Verkopplung dieser Moden. Anschließend wird die untere der beiden Moden zu niedrigeren Frequenzen verschoben und übernimmt die Rolle der $G^{\text{TM}010}$ Mode. Ähnliche Vorgänge sind bei $r = 28$ mm zwischen $G^{\text{TM}010}$ und $R^{\text{TM}010}$ sowie bei $r = 36$ mm zwischen $G^{\text{TM}020}$ und $R^{\text{TM}020}$ zu beobachten.

Die angesprochene Verkopplung von Gehäuse- und Resonatormoden wirkt sich verständlicherweise stark auf die dissipativen Verluste aus. Im Falle einer starken Kopplung wird die gespeicherte elektromagnetischen Energie auf die beteiligten Moden aufgeteilt. Falls es sich um Moden mit stark unterschiedlicher unbelasteter Güte handelt, führt dies im allgemeinen zu einer Degradation der Hochgüte-Mode. Für die erwünschte Resonatormode $R^{\text{TM}010}$ beispielsweise zeigt sich dieser Effekt bei einem Radius von etwa 20-35 mm sehr deutlich. In Abb. 2.3.2-4 sind die berechneten Verlustbeiträge der Gehäusewände bzw. des Deckels der beiden niedrigsten Eigenmoden in Abhängigkeit vom Radius r aufgetragen. Im linken Bild (niedrigste Mode) kommt es aufgrund von Streufeldern der Resonatorränder bei sehr geringem Gehäuseradius zu starken Verlusten in den Seitenwänden (ausgefüllte Kreise). Bei etwas größerem Radius (12-17 mm) sind die Gehäusebeiträge dann aufgrund sehr

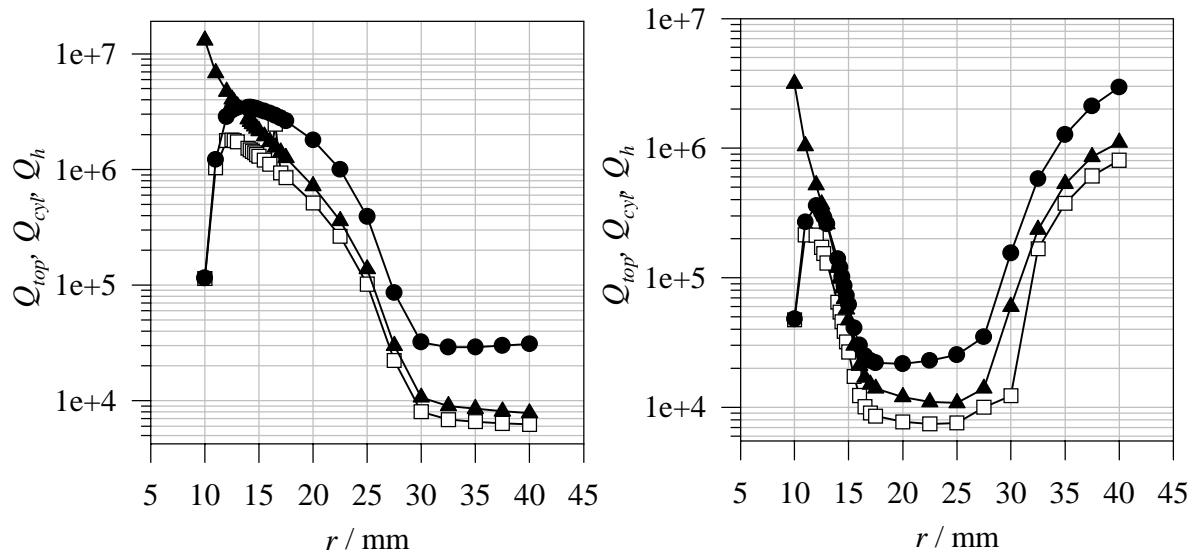


Abb. 2.3.2-4: Verlustbeiträge der Gehäusewände (Kreise – Seitenwände: Q_{cyl} , Dreiecke – Deckel: Q_{top} , Quadrate – gesamt: Q_h) in Abhängigkeit vom Radius r der Struktur.
 Links: niedrigste Eigenmode des Systems
 Rechts: zweit-niedrigste Eigenmode des Systems

schwacher Ankopplung an die weit entfernte Gehäusemode extrem gering. Beginnend mit $r = 20$ mm wird der Einfluss der Gehäusemode sehr deutlich und reduziert die erreichbaren Güten auf < 10.000 . Bei größerem Radius kommt die Gehäusemode unterhalb der Resonatormode zu liegen und im rechten Bild erkennt man die abnehmenden Verluste der Resonatormode. Bei $r = 35$ mm werden beispielsweise bereits wieder Verlustbeiträge von $Q_h = 300.000$ erreicht.

2.3.3 Kontrolle der Störmoden

a) Motivation

Der Entwurf von Filtern aus verkoppelten Resonatoren setzt voraus, dass die Resonatoren neben der ausgenutzten resonanten Mode keine weiteren Resonanzen aufweisen (vgl. Kap. 1.2). In der Realität weisen alle Resonatoren neben der ausgewählten Mode weitere unerwünschte resonante Moden („Störmoden“) auf (vgl. Abschnitt 2.2.1). Da diese im Sperrbereich des Filters zu Einbrüchen der Sperrdämpfung führen können, ist man bemüht nur solche Resonatoren zu verwenden, deren Störmoden-Resonanzfrequenzen außerhalb der Nutzbandbreite des angestrebten Hochfrequenzsystems liegen, also in einem Frequenzbereich in dem keine einfallenden Signale auftreten und damit die Filterfunktion nicht benötigt wird. Dies kann beispielsweise durch die Verwendung einer Vorfilterung („preselect-filter“) sichergestellt werden. Im Falle des anfangs erwähnten Ausgangsmultiplexers eines Satelliten-Transpondersystems für das erweiterte C-Band (vgl. Kap. 1.3) wird beispielsweise jedes Filter mit einer relativen Breite des Durchlassbereichs von ca. 1 % mit den Signalen aller Leistungsverstärker beaufschlagt. Das sich aus der Überlagerung aller Signale ergebende Spektrum hat eine relative Bandbreite von ca. 20 %, innerhalb derer eine korrekte Funktion der eingesetzten Komponenten gewährleistet sein muss.

Viele konventionelle Resonatoren (z.B. Resonatoren aus Leitungsstücken mit halber Wellenlänge) werden in ihrer Grundmode betrieben, so dass keine ungewollten Resonanzen bei niedrigeren Frequenzen auftreten. Die nächst höhere unerwünschte Mode besitzt in diesem Fall ein deutlich (optimalerweise um den Faktor zwei) höhere Frequenz als die ausgenutzte Grundmode, wodurch die dadurch verursachten Störungen im Allgemeinen außerhalb der Systembandbreite auftreten.

Die Störmodenproblematik wird im Allgemeinen verschärft, wenn wie bei der Verwendung der TM^{010} -Mode eines Scheibenresonators nicht die Grundmode, sondern eine höhere resonante Mode ausgenutzt wird. In diesem Falle treten Störmoden mit Resonanzfrequenzen oberhalb und unterhalb der erwünschten Resonanz auf. Weiterhin ist der relative Abstand zwischen den Störmoden-Resonanzfrequenzen und der ausgenutzten Resonanzfrequenz dann in der Regel kleiner als bei Nutzung der Grundmode.

Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben sind die nächsten benachbarten resonanten Moden des im TM^{010} -Mode betriebenen Scheibenresonators die TM^{210} - und die TM^{310} -Mode. Die normierten relativen Frequenzen dieser Moden werden im folgenden ausgedrückt als

$$\phi_+ = \frac{\omega_0^{310}}{\omega_0^{010}}, \phi_- = \frac{\omega_0^{210}}{\omega_0^{010}}. \quad (2.3.3-1)$$

Aus der vereinfachenden Annahme einer magnetischen Wand bei $r = R$ (Radius des Resonators) erhält man aus (Glg. 2.3.1-3) Zahlenwerte von $\phi_+ \approx 1,096$ und $\phi_- \approx 0,797$. Diese Annahme gilt allerdings nur als erste, relativ grobe Näherung unter Vernachlässigung von Randeffekten einerseits und ohne Berücksichtigung einer Belastung der betrachteten Mode des Scheibenresonators durch den Einfluss der Hochfrequenzeigenschaften der Umgebung (z.B. geschlossenes metallisches Gehäuse).

Mit Hilfe von Rechnersimulationen [CST 96] erhält man unter Berücksichtigung eines rotationssymmetrischen Metallgehäuses die Zahlenwerte $\phi_+ \approx 1,2$ und $\phi_- \approx 0,87$. Im Falle eines Ausgangsmultiplexers mit Kanalfrequenzen $f_{0,1}, f_{0,2} = f_{0,1} + \Delta f, \dots, f_{0,N}$ ist es notwendig, alle unerwünschten Moden außerhalb des Betriebsbandes von f_{min} bis f_{max} zu platzieren, was durch folgende Ungleichungen ausgedrückt werden kann:

$$\phi_+ < \frac{f_{min} - \Delta f}{f_{0,N}}, \phi_- > \frac{f_{max} + \Delta f}{f_{0,1}} \quad (2.3.3-2)$$

Im vorliegenden Fall eines Multiplexers für das erweiterte C-Band mit $f_{min} = 3,4$ GHz und $f_{max} = 4,2$ GHz erhält man als absolute Werte $\phi_+ > 1,25$ für das Kanalfilter mit der niedrigsten Mittenfrequenz $f_{0,1}$ und $\phi < 0,8$ für das Kanalfilter mit der höchsten Mittenfrequenz $f_{0,N}$. Diese Bedingungen werden wie oben angeführt von einem herkömmlichen Scheibenresonator verletzt. Daher werden für bestimmte Kanalfilter Maßnahmen benötigt, um die Störmoden dementsprechend zu beeinflussen, d.h. die relative Modenfrequenz ϕ muss für einige Resonatoren verringert werden, wogegen die relative Modenfrequenz ϕ_+ für andere Resonatoren zu erhöhen ist.

b) Entwurf

Aufgrund der Ähnlichkeit der Feldverteilungen der beiden Störmoden TM^{210} und TM^{310} (vgl. Kapitel 2.2.1) ist es praktisch nicht möglich, die Resonanzfrequenzen unabhängig voneinander zu beeinflussen. Dies konnte mit Hilfe von rechnergestützten Untersuchungen verschiedener Maßnahmen zur Modenverschiebung gezeigt werden. Jede untersuchte Struktur führt zu einer Frequenzverschiebung beider Moden in die gleiche Richtung, weshalb für die jeweiligen Kanalfilter an der unteren und der oberen Bandkante verschiedene Maßnahmen zur Modenverschiebung notwendig werden. Der Einfluss dieser Maßnahmen auf die verfügbare Güte der Resonatoren ist in jedem Falle möglichst gering zu halten. Dies ist grundsätzlich der Fall, wenn entweder eine Maßnahme, die mit Strömen oder Feldern in verlustbehafteten Materialien einhergeht, lediglich auf die jeweiligen Störmoden einwirkt ohne dass die genutzte Mode beeinflusst wird, oder wenn eine Verschiebung der eingesetzten Mode mit Hilfe einer verlustarmen Maßnahme möglich ist.

b1) Verschiebung von ϕ -

Zur Verringerung der relativen Modenfrequenz ϕ der TM^{210} Mode ist es möglich, die Resonanzfrequenz der ausgenutzten TM^{010} Mode zu erhöhen, indem ein Ringresonator benutzt wird. Dabei bezeichnen r_i und r_a Innen- und Außenradius der ringförmigen Leiterfläche. (vgl. Abb. 2.3.3-1).

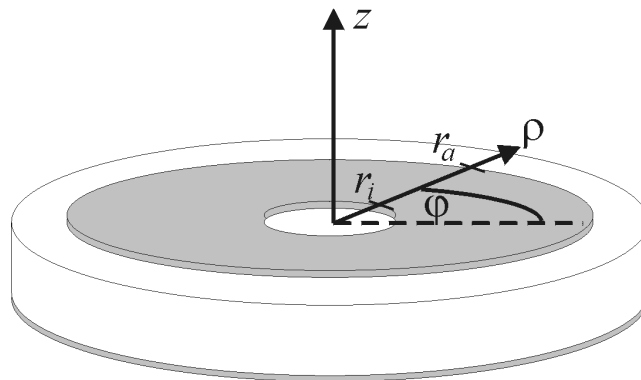


Abb. 2.3.3-1: Struktur eines Ringresonators

Im Vergleich zum Scheibenresonator wirkt sich das Einbringen eines Innenlochs nicht nachteilig auf die Leistungstragfähigkeit der verwendeten Mode aus, da keine Kantenströme entstehen. Aus der Stromverteilung der verschiedenen Moden des Scheibenresonators (vgl. Abb. 2.2.2) ist leicht zu erkennen, dass die benachbarten TM^{210} und TM^{310} Moden vergleichsweise geringe Stromdichten in der Mitte des Resonators besitzen. Daher ist der Einfluss des Innenlochs auf die ausgenutzte TM^{010} Mode deutlich stärker als auf die Störmoden.

In erster Näherung kann der vorgestellte Ringresonator mit Hilfe magnetischer Wände beschrieben werden, wobei der Separationsansatz in diesem Fall zu einer Wellenfunktion

$$\tilde{\Psi}^{np0} = [C_1 J_n(k_{np0}\rho) + C_2 Y_n(k_{np0}\rho)] \cdot \begin{cases} \sin(n\varphi) \\ \cos(n\varphi) \end{cases}. \quad (2.3.3-3)$$

für die entsprechenden TM^{np0} -Moden führt. Dabei beschreiben J_n und Y_n die Besselfunktionen erster bzw. zweiter Art sowie

$$k_{np0} = \frac{\omega_0^{np0}}{c_0} \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.3.3-4)$$

die Wellenzahl in dem betrachteten Dielektrikum. Die Lösung der Maxwell'schen Gleichungen führt zu folgenden Feldkomponenten:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_\rho^{np0} &= \tilde{E}_\varphi^{np0} = 0 \\ \tilde{E}_z^{np0} &= \frac{k_{0,np0}^2}{j\omega\epsilon_0} [C_1 J_n(k_{np0}\rho) + C_2 Y_n(k_{np0}\rho)] \cdot \begin{Bmatrix} \sin(n\varphi) \\ \cos(n\varphi) \end{Bmatrix} \\ \tilde{H}_\rho^{np0} &= \frac{n}{\rho} \cdot [C_1 J_n(k_{np0}\rho) + C_2 Y_n(k_{np0}\rho)] \cdot \begin{Bmatrix} \cos(n\varphi) \\ -\sin(n\varphi) \end{Bmatrix} \\ \tilde{H}_\varphi^{np0} &= \left\{ -C_1 \left[k_{np0} J_{n-1}(k_{np0}\rho) - \frac{n}{\rho} J_n(k_{np0}\rho) \right] + \right. \\ &\quad \left. + C_2 \left[k_{np0} Y_{n-1}(k_{np0}\rho) - \frac{n}{\rho} Y_n(k_{np0}\rho) \right] \right\} \cdot \begin{Bmatrix} \sin(n\varphi) \\ \cos(n\varphi) \end{Bmatrix} \\ \tilde{H}_z^{np0} &= 0 \end{aligned} \quad (2.3.3-5)$$

Aus magnetischen Randbedingungen bei $\rho = r_i$ und $\rho = r_a$ erhält man eine Resonanzbedingung

$$\begin{aligned} &\left[k_{np0} J_{n-1}(k_{np0} r_i) - \frac{n}{r_i} J_n(k_{np0} r_i) \right] \left[k_{np0} Y_{n-1}(k_{np0} r_a) - \frac{n}{r_a} J_n(k_{np0} r_a) \right] \\ &= \left[k_{np0} J_{n-1}(k_{np0} r_a) - \frac{n}{r_a} J_n(k_{np0} r_a) \right] \left[k_{np0} Y_{n-1}(k_{np0} r_i) - \frac{n}{r_i} J_n(k_{np0} r_i) \right] \end{aligned} \quad (2.3.3-6)$$

Die numerische Auswertung dieser Gleichung erfolgt mit Hilfe einer geeigneten Normierung. Bezeichnet man mit $r_{a,0}$ den Radius eines Scheibenresonators (also eines Resonators mit $r_i = 0$) mit Resonanzfrequenz f_0^{010} , so kann man normierte Innen- und Außenradien einführen:

$$R_a = \frac{r_a}{r_{a,0}}, R_i = \frac{r_i}{r_{a,0}} \quad (2.3.3-7)$$

Für eine feste Frequenz f_0^{010} der ausgenutzten Mode kann ein fester Zusammenhang zwischen diesen normierten Radien angegeben werden. Für das Modell magnetischer Wände sind diese Zusammenhänge im linken, oberen Bildteil von Abb. 2.3.3-2 grafisch dargestellt. Des weiteren sind die normierten Resonanzfrequenzen der höheren Moden ϕ_+ und ϕ_- dann allein vom normierten Innenradius des Resonators abhängig. Dies ist im linken, unteren Bildteil von Abb. 2.3.3-2 zu erkennen.

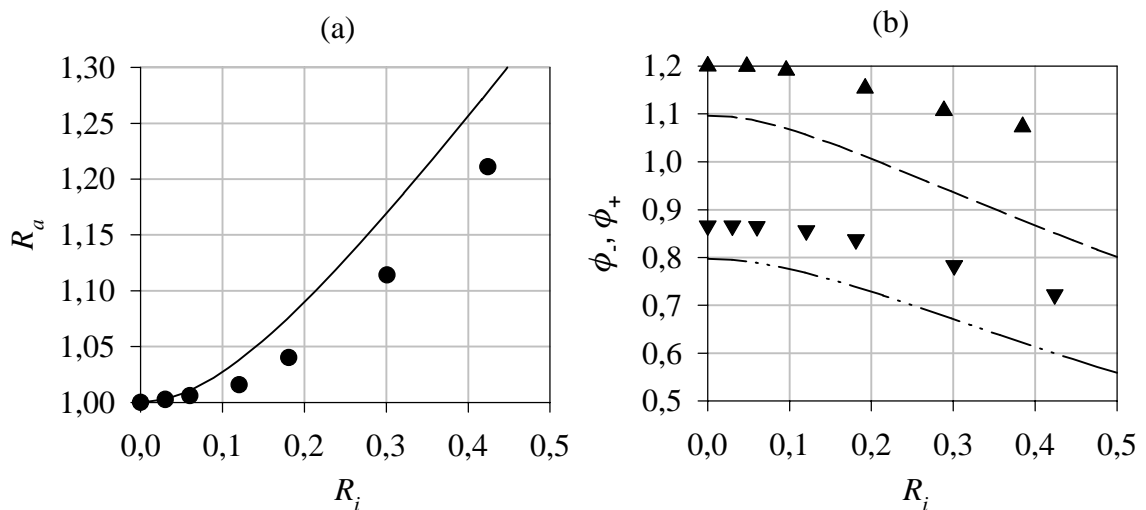


Abb. 2.3.3-2: Zur Frequenzlage der Moden eines Ringresonators:
 Linien: Modell magnetischer Wände;
 Symbole: numerische Feldberechnung unter Berücksichtigung eines abschirmenden elektrisch leitenden Gehäuses.
 Links: normierte Innen- und Außenradien;
 Rechts: normierte Störmodenfrequenzen
 (obere Kurve / aufrechte Dreiecke: ϕ_+ untere Kurve / abwärts gerichtete Dreiecke: ϕ_-).

Im Modell magnetischer Wände werden wie bereits erwähnt Umgebungseinflüsse vollständig vernachlässigt, die im allgemeinen eine Belastung der resonanten Moden darstellen. Diese Näherung ist für Resonatoren, die in ein relativ kleines Gehäuse eingesetzt werden, wie es für miniaturisierte Filter notwendig ist, nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit zutreffend. Insbesondere die relative Lage der hier betrachteten Störmoden wurde daher mit Hilfe von Rechnersimulationen bestimmt, wobei Resonatoren auf 1 mm dicken LaAlO_3 -Substraten in einem metallischen Gehäuse mit einem Durchmesser von $D = 25,4$ mm und mit einem Abstand von $h = 4$ mm zwischen der Oberfläche des Resonators und dem Gehäusedeckel angenommen wurden. Der untersuchte Ringresonator bestand dabei aus einer kreisförmigen Leiterfläche mit Radius R_a auf der Oberseite und einer durchgehenden Grundfläche, in die das Innenloch mit Radius R_i eingebracht wurde. Bezüglich des Modenspektrums ist diese Anordnung vergleichbar mit Abb. 2.3.3-1. Zur Kopplung mit weiteren Resonatoren ist die Grundfläche um $d = 0,25$ mm von einer Symmetrie-Ebene entfernt, an der im entkoppelten Fall magnetische Randbedingungen anzusetzen sind. Einen Querschnitt durch diese Struktur zeigt Abb. 2.3.3-3.

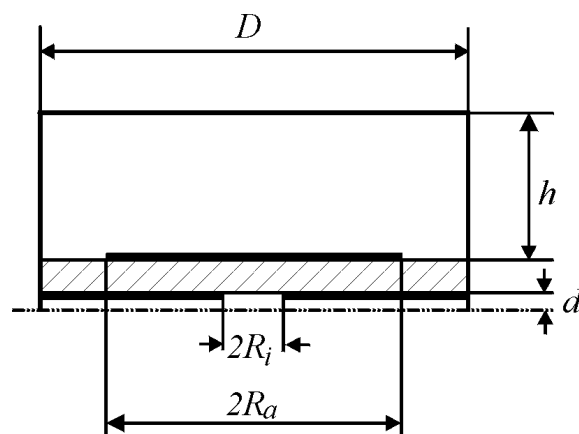


Abb. 2.3.3-3: Zur numerischen Feldberechnung eingesetzte Struktur.

Vorteil dieser Anordnung ist die Möglichkeit, das Loch in der Unterseite zusätzlich zur Verkopplung von Resonatoren auszunutzen (vgl. Kap. 3.2.1), wogegen die Feldverteilung des Resonators nicht wesentlich von dem oben diskutierten Modell abweicht. Die Ergebnisse der numerischen Feldberechnungen mit Hilfe des Eigenwertlösers aus dem Programmpaket Mafia 3.21 [CST 96] sind im rechten Teil von Abb. 2.3.3-2 dargestellt. Für den Entwurf eines Ringresonators kann zusammenfassend mit Hilfe der dargestellten Diagramme der Parameter R_i so gewählt werden, dass die normierte Frequenz ϕ der Störmode TM^{210} hinreichend klein wird. Mit dieser Wahl ist dann auch der normierte Außenradius R_a festgelegt. Die diskutierte Verringerung des Wertes für ϕ geht aufgrund der ähnlichen Feldverteilung auch mit der Verringerung von ϕ_+ einher, was für Kanalfilter im oberen Bereich des Multiplexer-Bandes aber keine entscheidende Rolle spielt.

b2) Verschiebung von ϕ_+

Zur Vergrößerung von ϕ_+ wurden Modifikationen des Filtergehäuses betrachtet, die zu einer Verschiebung der Störmoden TM^{210} und TM^{310} führen, ohne die erwünschte TM^{010} -Mode maßgeblich zu beeinflussen. Dabei kann beispielsweise ausgenutzt werden, dass die Störmoden an der Kante der Leiterfläche sehr hohe kantenparallele Komponenten der Stromdichte besitzen, wogegen die Stromdichte der erwünschten Mode hier identisch Null wird. Bringt man leitfähiges Material in die Nähe dieser Kante, so werden dort Ströme induziert, die ihrer Ursache entgegenwirken und damit die kantenparallelen Ströme der Störmoden ins Innere des Resonators verdrängen. Auf diese Weise kann die wirksame Resonatorfläche für diese Moden verringert werden, womit deren Resonanzfrequenzen erhöht werden. Gleichzeitig werden aufgrund der endlichen Leitfähigkeit der eingebrachten Materialien allerdings dissipative Verluste eingeführt. Um die unbelastete Güte der Nutzmode nicht wesentlich zu beeinträchtigen ist es daher eine entsprechende Optimierung notwendig mit dem Ziel, die Störmoden möglichst selektiv zu beeinflussen und die ausgenutzte Mode gleichzeitig so wenig wie möglich zu stören.

In Abb. 2.3.3-4 und 2.3.3-5 sind einige Anordnungen dargestellt, die mit Hilfe von rechnergestützten Feldberechnungen untersucht wurden. In den Graphen erkennt man die Beeinflussung der normierten Modenfrequenzen ϕ_+ und ϕ_- sowie die zusätzlichen Dissipationsverluste, die die erreichbare Leerlaufgüte der TM^{010} -Mode herabsetzen. Diese Verlustleistungen sind dabei als Beitrag Q_h zur erreichbaren Leerlaufgüte und damit normiert auf die in der resonanten Mode gespeicherte oszillierende Leistung dargestellt. Dabei wurde als Gehäusematerial Kupfer bei einer Temperatur von 77 K mit einem spezifischen Leitfähigkeit von $\kappa = 1,2 \cdot 10^8 (\Omega m)^{-1}$ angesetzt. Auffällig ist wiederum die gleichmäßige Beeinflussung beider Störmoden TM^{210} und TM^{310} , die aufgrund ihrer ähnlichen Feldverteilung zustande kommt.

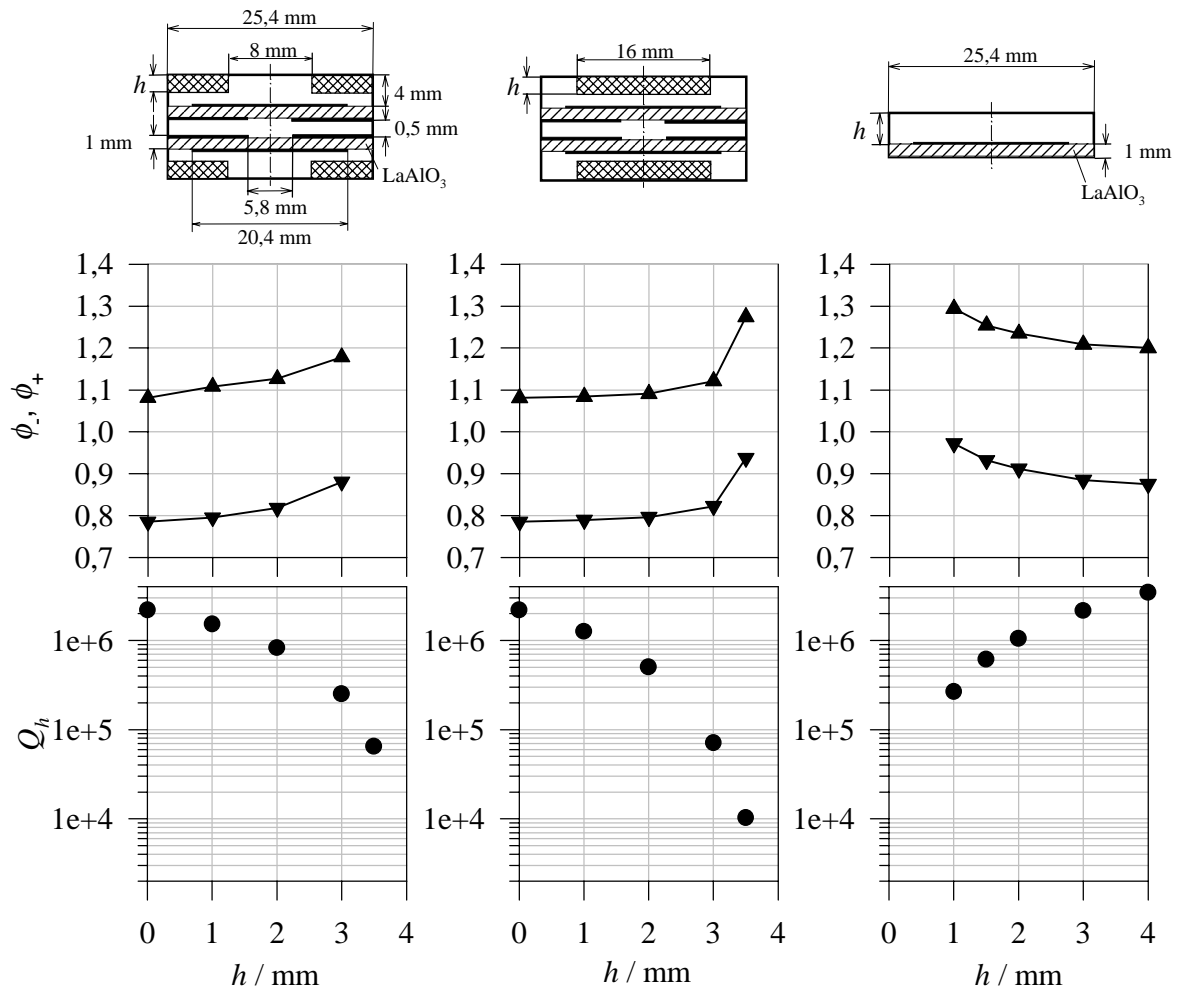


Abb. 2.3.3-4: obere Graphen – Einfluss einiger Gehäusemaßnahmen auf die Frequenzlage der Störmoden

(ϕ_+ - Dreiecke mit Spitze nach oben; ϕ_- - Dreiecke mit Spitze nach unten)
 untere Graphen – Einfluss auf dissipative Verluste der ausgenutzten TM^{010} -Mode (Gehäusematerial: Kupfer bei $T = 77$ K mit $\kappa = 1,2 \cdot 10^8 (\Omega m)^{-1}$).
 (fehlende Bemaßungen finden sich in der linken oberen Skizze)

In Abb. 2.3.3-4 rechts ist der Einfluss der Gehäusehöhe auf einen einzelnen Scheibenresonator dargestellt. Die Verkleinerung der Höhe des Gehäuses wirkt sich auch relativ stark auf die erwünschte Mode aus, so dass die Leerlaufgüte aufgrund induzierter Ströme in Deckel und Mantelfläche erkennbar reduziert wird. Bei $h = 1,5$ mm wird eine Verschiebung der relativen oberen Störmode auf $\phi_+ = 1,25$ erreicht bei einer Verlustdegradation von etwa $Q_h = 600.000$. Damit werden die Anforderungen im beschriebenen Fall eines C-Band Multiplexers zwar bereits erfüllt, allerdings bewirkt die Verwendung eines Ringresonators zur axialen Verkopplung mehrerer Resonatoren (vgl. Kap. 3.2.1) eine Modenverschiebung in entgegengesetzte Richtung, die mit einer entsprechenden Maßnahme kompensiert werden muss. Für diesen Fall ist daher eine weitere Maßnahme zur Verschiebung der höheren Mode notwendig.

Alle anderen dargestellten Strukturen verwenden zusätzlichen Metallringe oder ringförmige Aussparungen im Deckel des Gehäuses mit dem Ziel, eine Verdrängung der Ströme höherer Moden im Resonator zu bewirken. Dabei wurden jeweils zwei über ein Loch in der Unterseite verkoppelte Ringresonatoren betrachtet. Die Strukturen sind in jedem Falle symmetrisch zu einer Ebene senkrecht zur Achse der Resonatoren, so dass an dieser Stelle mit magnetischen bzw. elektrischen Randbedingungen gearbeitet werden kann. Beispielhaft sei

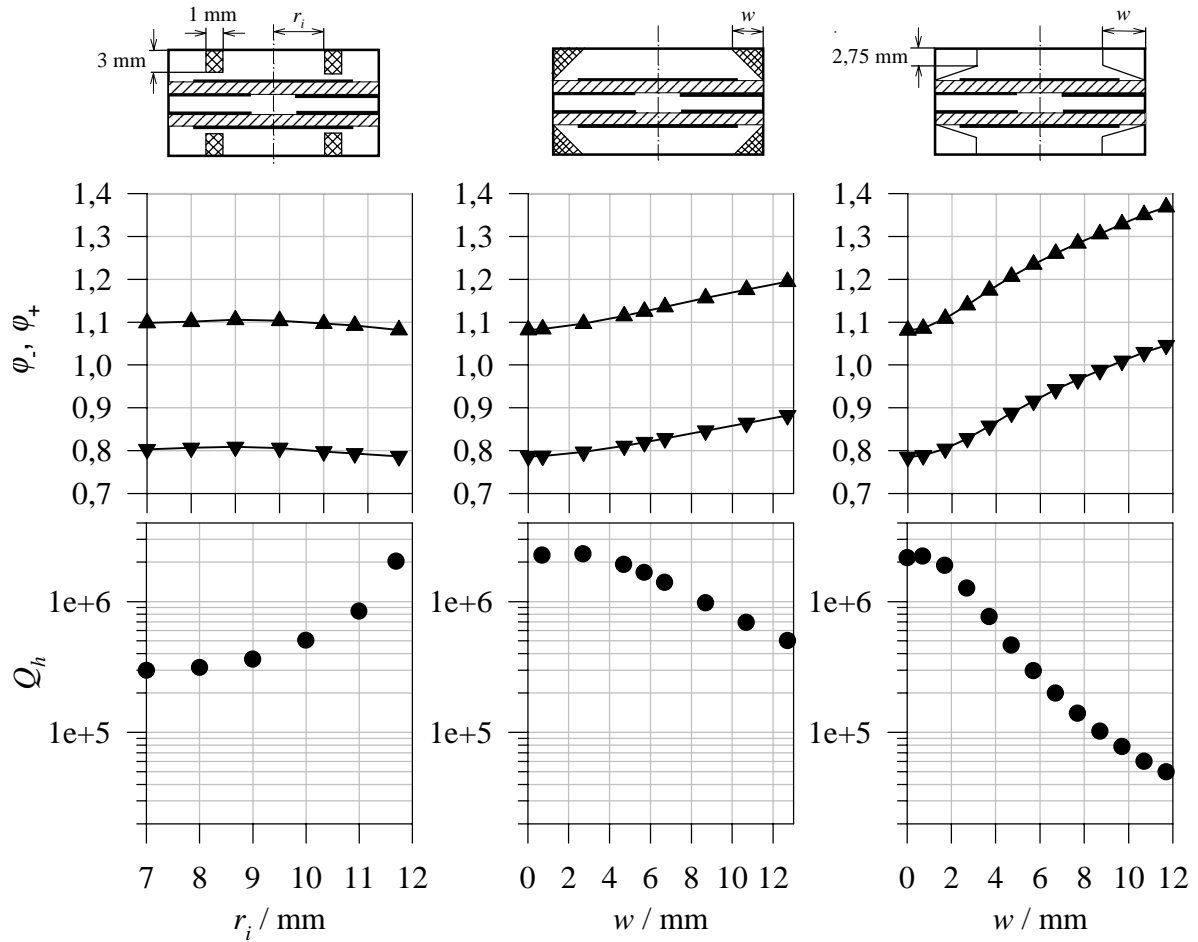


Abb. 2.3.3-5: obere Graphen – Einfluss einiger Gehäusemaßnahmen auf die Frequenzlage der Störmoden

(ϕ_+ - Dreiecke mit Spitze nach oben; ϕ_- - Dreiecke mit Spitze nach unten)
 untere Graphen – Einfluss auf dissipative Verluste der ausgenutzten TM^{010} -
 Mode (Gehäusematerial: Kupfer bei $T = 77\text{ K}$ mit $\kappa = 1,2 \cdot 10^8 (\Omega\text{m})^{-1}$).
 (fehlende Bemaßungen finden sich in der linken oberen Skizze von
 Abb. 2.3.3-4)

im Folgenden auf einige der vorgeschlagenen Entwürfe eingegangen, die sich in der Abbildung wiederfinden. Bei zylindrischen Absenkungen des Deckels (Abb. 2.3.3-4 links und Mitte) entstehen wie im ersten Fall relativ hohe Verluste, so dass diese Ansätze unbrauchbar erscheinen. Der Einfluss eines kleinen stegförmigen Rings (Abb. 2.3.3-5 links) auf die Störmodenfrequenzen ist sehr gering und kann damit nicht ausgenutzt werden. Wesentlich vielversprechender ist statt dessen der Einfluss abgeschrägter Ringe, wie im mittleren und rechten Bildteil zu erkennen. Dabei ist vor allem ein verhältnismäßig geringer Verlustbeitrag zu verzeichnen wogegen die relative Verschiebung der Moden ausreichend groß ist, sofern die Kante des abgeschrägten Rings nahe genug an die Kante des Resonators heranreicht. Das wird bei dem optimierten Entwurf (Abb. 2.3.3-5 rechts) mit Hilfe des skizzierten stufenförmig abgeschrägten Rings erreicht. Bei der notwendigen Verschiebung der normierten Störmodenfrequenz auf $\phi_+ = 1,25$ sind Verlustbeiträge von etwa 300.000 zu erwarten. Dieser Wert ist je nach Anwendungsfall tolerierbar.

2.3.4 Messungen der Leerlaufgüte von HTSL-Resonatoren

a) Testgehäuse

Um die nach Abschnitt 2.3.1 erwartete hohe Leistungstragfähigkeit und unbelastete Güte der TM^{010} -Mode von HTSL-Scheibenresonatoren nachzuweisen sind verschiedene Untersuchungsmethoden notwendig, insbesondere um die verschiedenen Verlustmechanismen (dielektrische Verluste, HTSL-Verluste, Gehäuseverluste und Kontaktierungsverluste) zu trennen (vgl. Kap. 2.1). Zur Charakterisierung der Verluste in den HTSL-Dünnschichten stehen Meßsysteme unter Ausnutzung verlustarmer dielektrischer Resonatoren mit supraleitender Abschirmung zur Verfügung [Kai 98], mit deren Hilfe der Oberflächenwiderstand R_S der Schichten im linearen und nichtlinearen Fall ermittelt werden kann.

Zur näherungsweisen Bestimmung der Güte Q_{res} des unbelasteten Resonators wird ein Testgehäuse benötigt, das sehr schwach an die zu untersuchende Resonatormode ankoppelt um das Messergebnis nicht durch parasitäre Effekte (Gehäuseverluste) zu beeinflussen. Um eine effiziente Kühlung zu gewährleisten, die insbesondere bei Messungen mit hoher Mikrowellenleistung benötigt wird, ist außerdem ein guter thermischer Kontakt des Resonators an das umgebende Gehäuse vorzusehen. Bei der Befestigung der Resonatoren ist weiterhin darauf zu achten, dass keine nicht reproduzierbaren Kontakte zwischen der Leiterfläche des Resonators und den Gehäusewänden entstehen, um die damit verbundenen Kontaktverluste zu vermeiden.

In Abb. 2.3.4-1 sind verschiedene den Anforderungen entsprechend optimierte Gehäuse skizziert, in denen eine Eintormessung der unbelasteten Güte vorgenommen werden kann. In (a) wird eine Scheibe aus Saphir (Al_2O_3) mit hoher Wärmeleitfähigkeit verwendet (dunkelblau), um einen guten thermischen Kontakt zu gewährleisten. Der Resonator (hellblau) wird dabei mit Hilfe von zwei konzentrischen PTFE-Ringen (gelb) gegen diese Scheibe gepresst, die über Cu-Be Metallfedern (rot) mit dem Gehäuse verbunden ist. Auf diese Weise wird die gesamte Oberfläche des Resonators zur Kühlung ausgenutzt, wodurch dieser Aufbau besonders für hohe Leistungen geeignet ist. In den Gehäusen nach (b) und (c) wird das Substrat des Resonators an einem durch ein Ätzverfahren von HTSL-Material befreiten Ring direkt gegen das Kupfergehäuse gepresst, was bei hinreichend kleinen Leistungen ebenfalls einen ausreichenden Wärmekontakt darstellt. In (b) wird zu diesem Zweck eine sternförmige Kunststoff-Feder verwendet, die direkt zwischen Resonator und Gehäuse angebracht ist, wogegen in (c) ein PTFE-Ring auf dem Resonator aufliegt, der mit Hilfe von Metallfedern angepresst wird. In Abb. 2.3.4-2 sind verschiedene der verwendeten Gehäuse abgebildet.

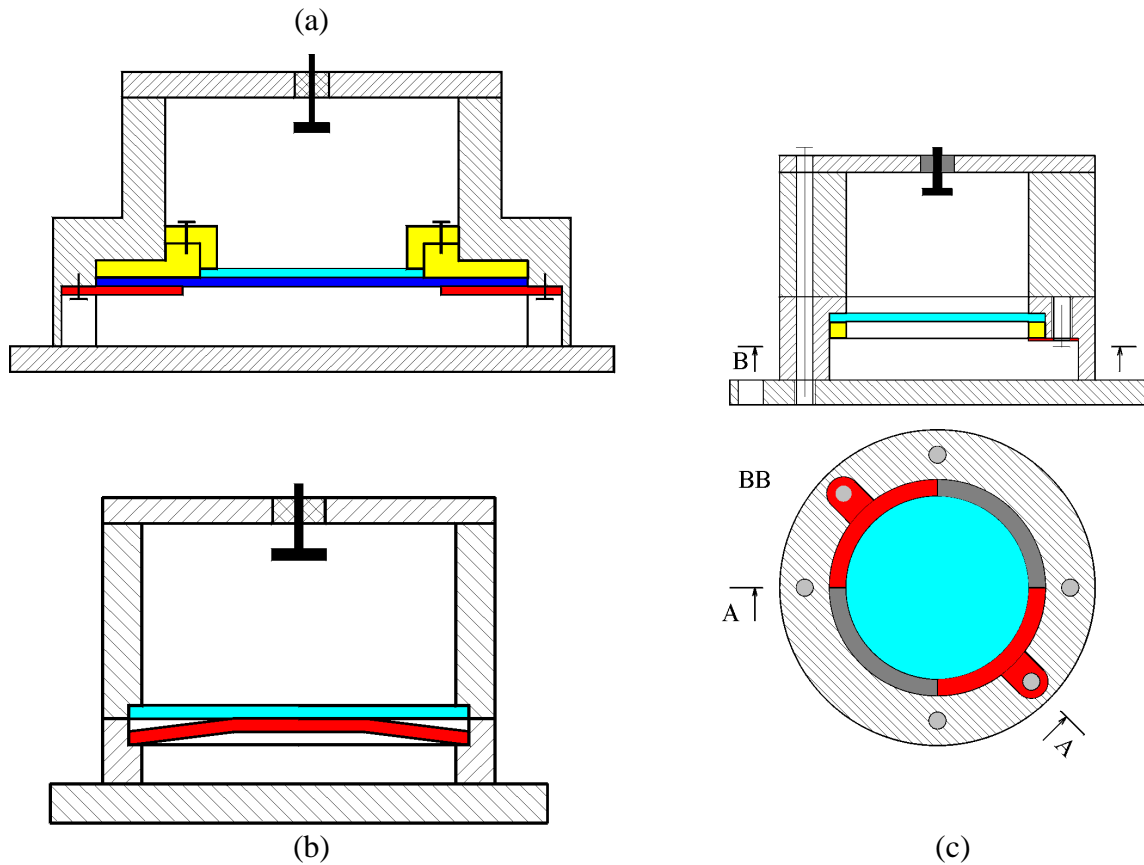


Abb. 2.3.4-1: Testgehäuse für HTSL-Scheibenresonatoren (Skizzen);
 Farblich gekennzeichnet sind: Resonator (hellblau), Federelemente (rot),
 PTFE (gelb), Saphir (blau)

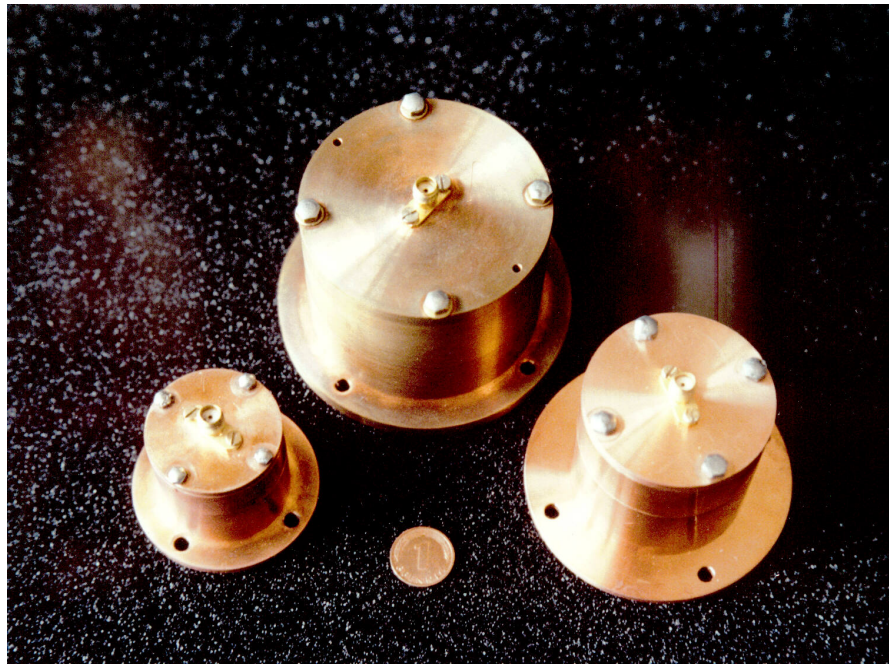


Abb. 2.3.4-2: Testgehäuse für HTSL-Scheibenresonatoren (Foto);
 v.l.n.r.: Gehäuse nach Abb. 2.3.4-1 (b) für verschiedene Durchmesser d
 der untersuchten Resonatoren: $d = 25,4$ mm und $d = 76,2$ mm;
 Gehäuse nach Abb. 2.3.4-1 (a) für $d < 51$ mm

b) Messungen bei linearem Verhalten

Zur Bestimmung der temperaturabhängigen Leerlaufgüte bei geringen oszillierenden Leistungen wurden Eintor-Reflexionsmessungen mit Hilfe eines vektoriiellen Netzwerkanalysators (HP8510c) in einem evakuierten Cryo-Kühlsystem durchgeführt. Dabei konnten Temperaturen bis knapp unterhalb 30 K erreicht werden. Aufgrund sehr geringer parasitärer Verluste wird das Messergebnis in diesem Fall allein von dielektrischen Verlusten (Q_d) und Verlusten in der HTSL-Schicht (Q_{Rs}) bestimmt.

Eine vergleichende Untersuchung von Resonatoren auf der Basis unterschiedlicher Substratmaterialien ermöglicht die Unterscheidung der temperaturabhängigen Verluste dieser Kristalle. Zu diesem Zweck wurden Substratmaterialien von unterschiedlichen Lieferanten zur doppelseitigen Beschichtung verwendet, die durch einen Projektpartner an der TU München mit HTSL Dünnschichten aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) durchgeführt wurde (Depositionsverfahren: Koevaporation). Anschließend wurden diese Wafer mit Hilfe eines nasschemischen Ätzprozesses als Scheibenresonatoren strukturiert, die bei einer Frequenz von etwa 4 GHz im der TM^{010} -Mode betrieben wurden.

Die temperaturabhängige Messung der Leerlaufgüte dieser Resonatoren ist in Abb. 2.3.4-3 dargestellt. Die untersuchten Substratmaterialien waren LaAlO_3 -Einkristalle nach Czochralski-Zuchtverfahren, hergestellt von Lucent Technologies / Bell Laboratories (CzL) bzw. am Institut für Physik der Chinesischen Akademie der Wissenschaften Beijing (CzB), bezogen über CrysTec GmbH Berlin; LaAlO_3 -Einkristalle nach Verneuil-Zuchtverfahren (VeC) sowie Al_2O_3 (Saphir)-Substrate bezogen über CrysTec. Die untersuchte Substratdicke betrug 0,5 mm bzw. 1 mm. Bei den von den meisten internationalen Forschungsgruppen verwendeten LaAlO_3 -Kristallen (CzL, Dreiecke: 1 mm) ist die Leerlaufgüte bei Temperaturen oberhalb von 40 K deutlich durch dielektrische Verluste begrenzt. Diese Tatsache ist in guter Übereinstimmung mit Messungen abgeschirmter dielektrischer Resonatoren aus diesen Materialien, die am Forschungszentrum Jülich durchgeführt wurden [Kle 96].

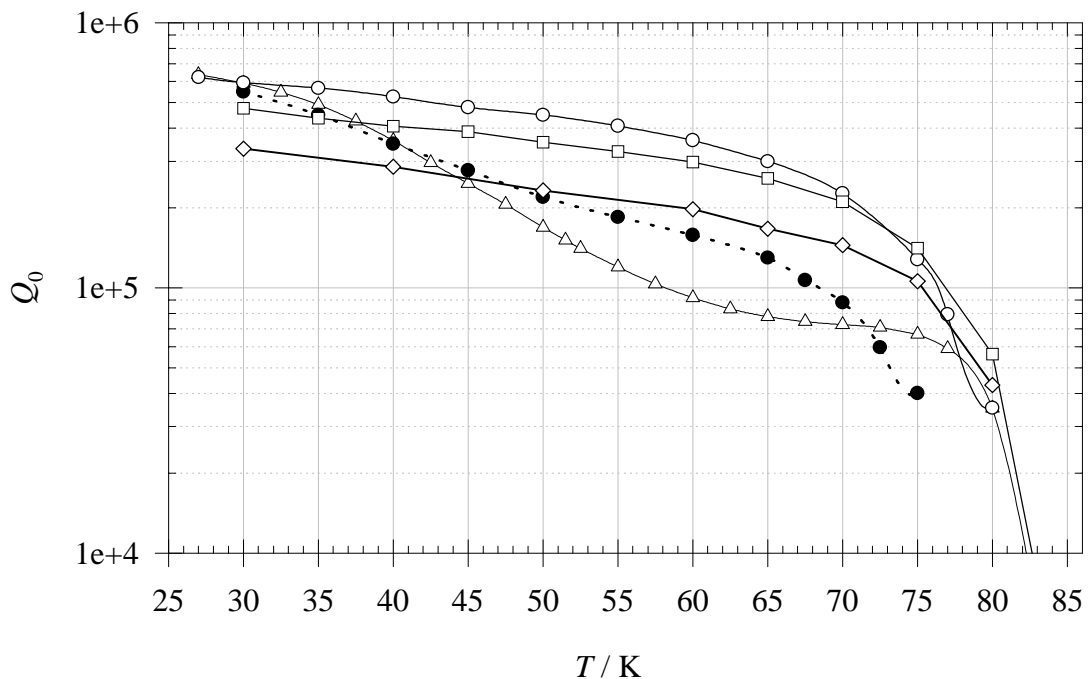


Abb. 2.3.4-3: Temperaturgang der Leerlaufgüte von Scheibenresonatoren (YBCO) auf unterschiedlichen Substratmaterialien (Substratdicke 1 mm).
Leere Kreise – Al_2O_3 , Dreiecke – CzL, Quadrate – CzB, Rauten – YAlO_3 , ausgefüllte Kreise – VeC (Substratdicke 0,5 mm); Abkürzungen s. Text

Deutlich geringere Verluste treten bei Saphir-Substraten (leere Kreise: 1 mm) auf, so dass in keinem Temperaturbereich eine Begrenzung der erreichbaren Güte durch Q_d zu verzeichnen ist. Bei technisch interessanten Betriebstemperaturen zwischen 60 K und 75 K sind aus diesem Grund vergleichsweise deutlich höhere Güten möglich, jedoch ist das Volumen von Mikrowellenresonatoren auf Saphir-Substraten ($\epsilon_r \approx 10$) im Vergleich zu LaAlO_3 Substraten ($\epsilon_r \approx 24$) bei gleicher Resonanzfrequenz aufgrund der geringeren Dielektrizitätskonstante um den Faktor 1,6 größer. Die gemessenen Güten auf Verneuil-Substraten (ausgefüllte Kreise: 0,5 mm) werden im gesamten Temperaturbereich durch dielektrische Verluste begrenzt, oberhalb von 45 K zeigt dieses Material jedoch einen verbesserten Verlustwinkel verglichen mit dem Standard Czochralski-Material. Die geringere Substratdicke des verfügbaren Samples und damit das verkleinerte Volumen des betrachteten Resonators führte in dieser Messung zu einer Gütegradation bei höheren Temperaturen, da die resultierende erhöhte Stromdichte zu einem dominierenden Einfluss des Oberflächenwiderstandes führt (zum Einfluss der Substratdicke vgl. auch Kap. 2.2.2). Resonatoren auf YAlO_3 (Rauten: 1 mm; 4,6 GHz) zeigen im Temperaturbereich oberhalb von 45 K geringere dielektrische Verluste als vergleichbare Resonatoren auf Standard-LAO Material. Dieses Material besitzt allerdings mit $\epsilon_r \approx 17$ eine geringere Dielektrizitätskonstante und erlaubt aus diesem Grunde keine vergleichbare Miniaturisierung.

Die besten Leerlaufgüten konnten mit Czochralski LaAlO_3 Kristallen des Beijing Institute of Physics erzielt werden (Quadrate: 1 mm), die im Gegensatz zu den üblichen LaAlO_3 -Kristallen keine ausgeprägten dielektrischen Verluste im gemessenen Temperaturbereich aufweisen. Bei einer Betriebstemperatur von 75 K wurde beispielsweise eine Leerlaufgüte von 140.000 erreicht. Dieses Resultat konnte anhand verschiedener Kristallchargen überprüft werden und ist auch in Übereinstimmung mit dielektrischen Resonatormessungen von Proben des gleichen Lieferanten [Zuc 97]. Diese gemessenen Werte übertreffen im Betriebstemperaturbereich oberhalb von 70 K noch die auf Saphir-Substraten

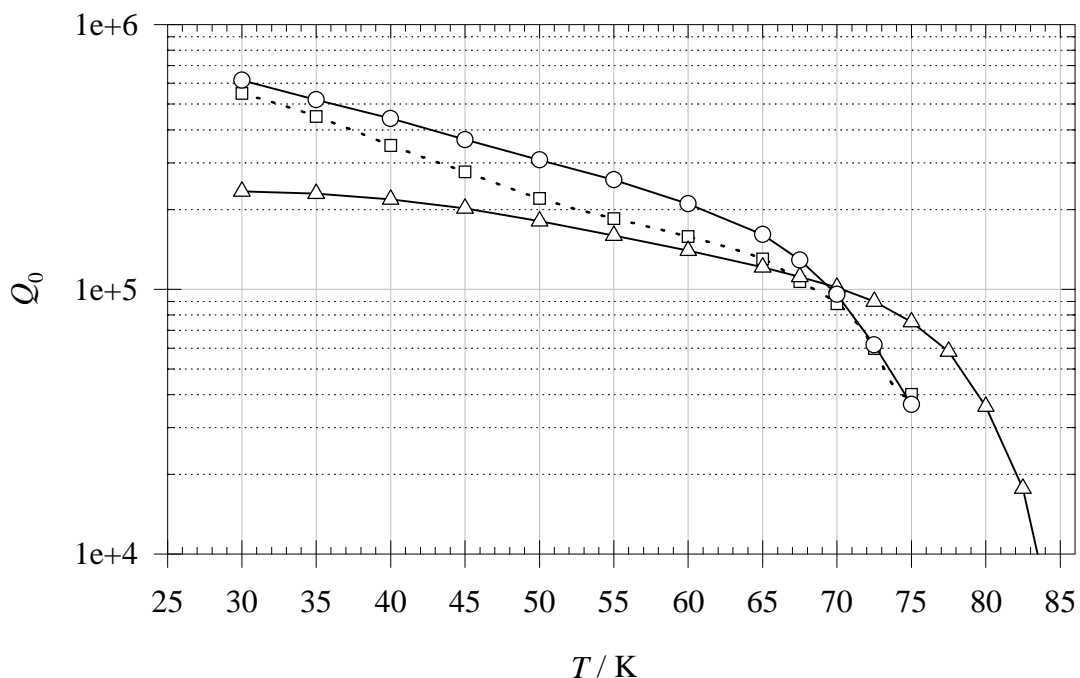


Abb. 2.3.4-4: Temperaturgang der Leerlaufgüte von LAO-Scheibenresonatoren bei unterschiedlichen HTSL-Materialien und Substratherstellern (Substratdicke 0,5 mm).
 Quadrate – YBCO / LAO (Verneuil), Kreise – YBCO / LAO (Beijing),
 Dreiecke – DyBCO / LAO (Beijing)

erzielten Leerlaufgüten.

Eine weitere Verbesserung der Leerlaufgüte insbesondere bei höheren Temperaturen lässt sich mit optimierten Dünnschichten mit höherer Sprungtemperatur T_c erreichen. In Abb. 2.3.4-4 sind dazu beispielhaft Resonatoren aus $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Dünnschichten mit einer Substratdicke von 0,5 mm gegenübergestellt. Bei Temperaturen nahe T_c kann man einen deutlichen Vorteil des DyBCO-Materials erkennen, dessen Sprungtemperatur um etwa 4 K höher liegt. Bei Temperaturen unterhalb von 70 K verschwindet dieser Vorteil aufgrund der dem YBCO-Material derzeit noch unterlegenen Filmeigenschaften.

c) Nichtlineares Verhalten

Zum Nachweis nichtlinearen Verhaltens sind bei den betrachteten Scheibenresonatoren verhältnismäßig hohe Mikrowellenleistungen erforderlich (> 30 dBm), die von den verwendeten Quellen nicht direkt zur Verfügung stehen. Mit Hilfe eines Leistungsverstärkers unter Ausnutzung von Wanderfeld-Röhren („travelling wave tube amplifier“ – TWTA) und dem in Abb. 2.3.4-6 skizzierten Messaufbau wurden vektorielle Eintor-Reflexionsmessungen bei hohen Eingangsleistungen durchgeführt. Das Meßsystem kann dabei vor der jeweiligen Untersuchung des Messobjekts mit Hilfe von bekannten Reflexionsstandards kalibriert werden, wodurch eine hohe Genauigkeit erreicht wird. Zur Vermeidung thermischer Drift des Leistungsverstärkers sind jedoch ausreichend lange Vorwärmzeiten einzuhalten (minimal etwa 1 Stunde), die ansonsten das Messergebnis verfälschen können.

In Abb. 2.3.4-6 ist die bei verschiedenen Temperaturen ermittelte leistungsabhängige Güte eines TM^{010} -Scheibenresonators (YBCO auf Al_2O_3 -Substrat) dargestellt. Die auftretende oszillierende Leistung wurde dabei zum Vergleich mit anderen Messungen in die korrespondierenden Oberflächenfeldstärken $B_{s,max}$ umgerechnet (obere Skala). Man erkennt bei einer Temperatur von $T = 75$ K (Kreise) zunächst einen linearen Bereich, in dem eine leistungsunabhängige Güte gemessen werden konnte. Bei höherer Leistung ist dann eine Reduktion der Güte zu verzeichnen, bis es bei weiterer Erhöhung schließlich zum Zusammenbruch der Supraleitung („quench“) kommt (Pfeile). Es werden maximale Oberflächenfeldstärken von etwa 5 mT erreicht. Bei niedrigeren Temperaturen ist im Allgemeinen eine höhere Leistungstauglichkeit möglich. Eine Abhängigkeit der gemessenen Güte von der Leistung tritt jedoch bei der tiefsten gemessenen Temperatur (Quadrate – $T = 30$ K) bereits bei relativ kleinen Leistungen auf. Dieser Effekt ist auf eine globale Temperaturerhöhung des Filmes zurückzuführen, da das verwendete Kühlsystem in diesem Fall keine ausreichende Kühlleistung aufbringen kann.

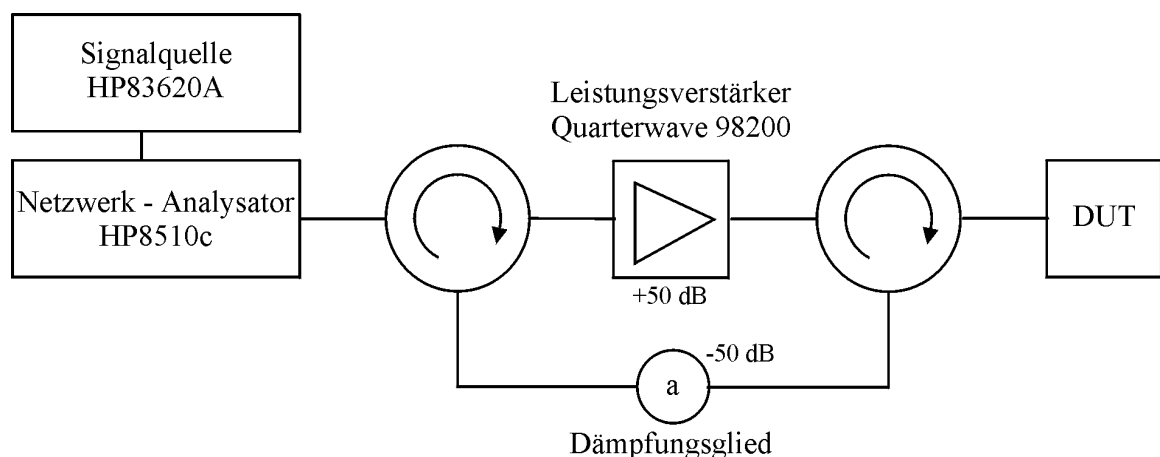


Abb. 2.3.4-5: Messaufbau für Eintor-Reflexionsmessungen (Dauerbetrieb CW) bei hohen Eingangsleistungen

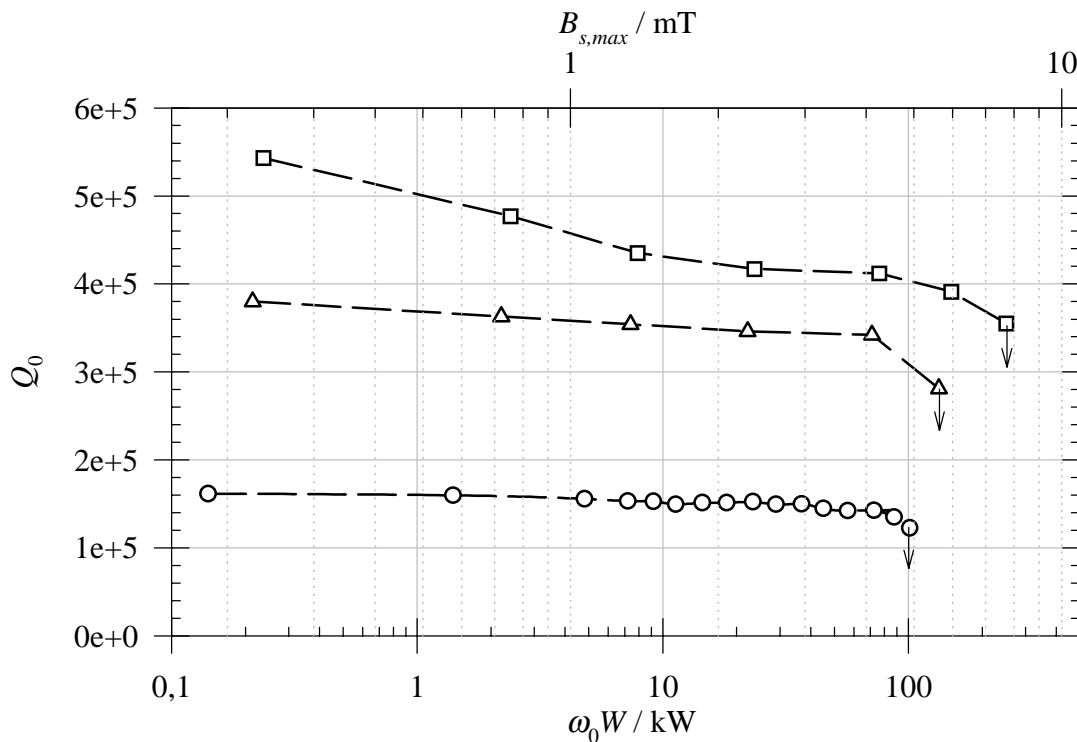


Abb. 2.3.4-6: Unbelastete Güte eines TM^{010} -Scheibenresonators (YBCO auf Al_2O_3 , $f_0 = 3,009$ GHz, $d = 1$ mm) in Abhängigkeit von der oszillierenden Leistung bzw. dem maximalen Oberflächenmagnetfeld (CW-Messung). Kreise – $T = 75$ K; Dreiecke – $T = 60$ K; Quadrate – $T = 30$ K

Zum Nachweis thermischer Effekte sind gepulste Messungen erforderlich. Die Pulsdauer muss dabei lang gegenüber der Zeitkonstante des Hochfrequenzsystems sein, um ein Einschwingen zu ermöglichen. Diese Zeitkonstante ergibt sich zu

$$\tau = \frac{Q}{\pi f}. \quad (2.3.4-1)$$

Bei belasteten Güten Q des Messobjekts von 50.000 bis 500.000 und einer Resonanzfrequenz von 4 GHz liegt die Einschwingzeit damit zwischen $2 \mu s$ und $20 \mu s$. Daher wurde eine in allen Fällen ausreichende Pulsdauer von $80 \mu s$ gewählt. Um thermische Effekte mit langer Zeitkonstante auszuschließen wurde eine Zyklusdauer von 5 ms bis 65 ms verwendet. Der Messaufbau (vgl. Abb. 2.3.4-7) besteht aus einer Signalquelle, die im Pulsbetrieb von einem Transition-Analysator gesteuert wird. Das verstärkte Signal wird dem Messobjekt zugeführt, wobei um 30 dB abgeschwächte Proben der hin- und rücklaufenden Welle untersucht werden. Der Analysator wird dazu auf die eingehenden Pulse getriggert, so dass aus Amplituden und Phasen dieser Signale schließlich die Eingangsreflexion bestimmt werden kann. Das Messsystem kann mit Hilfe von Reflexionsstandards kalibriert werden.

In Abb. 2.3.4-7 sind die gemessenen unbelasteten Güten eines Scheibenresonators (YBCO / $LaAlO_3$) im Dauerbetrieb (CW-ausgefüllte Kreise) und im Pulsbetrieb (offene Quadrate) vergleichend dargestellt. Der Resonator wurde dabei mit Hilfe von flüssigem Stickstoff ($T = 77$ K) gekühlt, wodurch eine gute globale Wärmeabführung gewährleistet ist. Bei kleinen oszillierenden Leistungen bis zu etwa 6 kW wurden in beiden Fällen identische Ergebnisse erzielt. Bei der gemessenen Leerlaufgüte von etwa 90.000 entspricht das einer dissipierten Leistung von 65 mW.

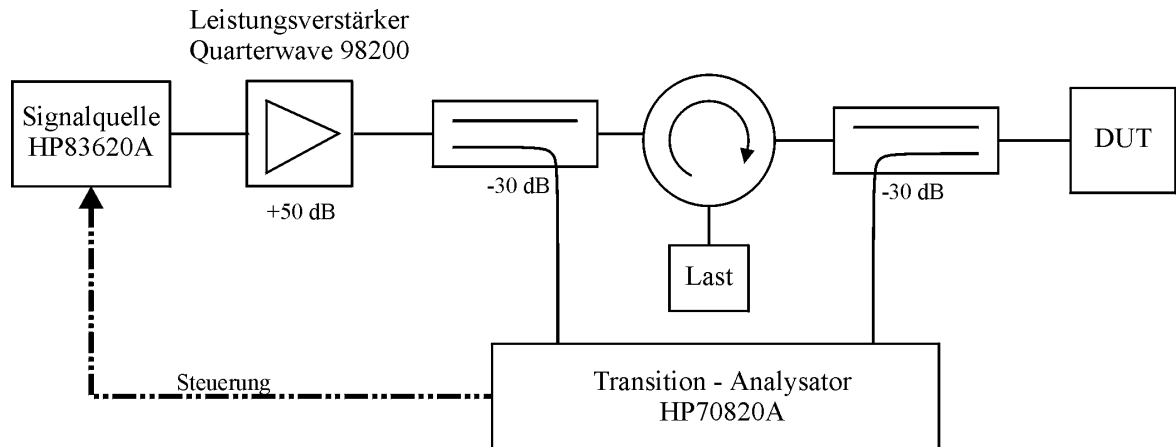


Abb. 2.3.4-7: Messaufbau für gepulste Eintor-Reflexionsmessungen bei hohen Eingangsleistungen

Bei einer weiteren Erhöhung der Leistung ist im CW-Betrieb bereits eine leichte Reduktion der Güte zu beobachten und bei etwa 50 kW oszillierender Leistung (entsprechend einer Oberflächenfeldstärke von etwa 6 mT) wurde ein Zusammenbruch der Supraleitung beobachtet. Die in den HSTL-Filmen dissipierte Leistung entspricht dabei etwa 500 mW. Im Pulsbetrieb konnte dagegen eine deutlich höhere oszillierende Leistung von über 200 kW erreicht werden. Die im zeitlichen Mittel in Wärme umgesetzte Leistung betrug dabei bei einem Tastverhältnis von 1,3 % etwa 30 mW. Die korrespondierende Oberflächenfeldstärke von etwa 16 mT findet sich in sehr guter Übereinstimmung mit den in [Kai 98] ermittelten Werten für Proben der TU München von hoher Qualität.

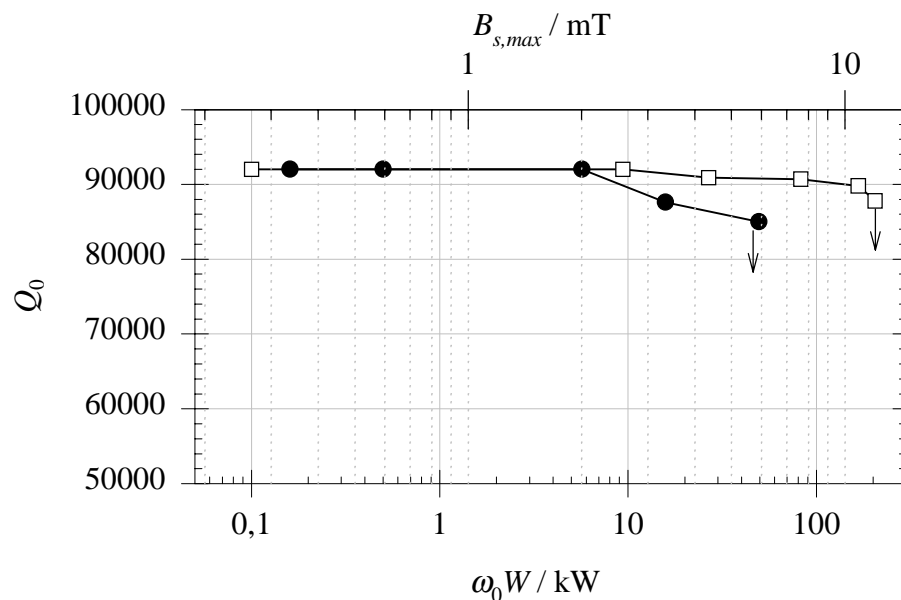


Abb. 2.3.4-8: Unbelastete Güte eines TM^{010} - Scheibenresonators (YBCO auf LaAlO_3 , $f_0 = 3,702 \text{ GHz}$, $d = 1 \text{ mm}$) in Abhängigkeit von der oszillierenden Leistung bzw. dem maximalen Oberflächenmagnetfeld ($T = 77 \text{ K}$).
Kreise – Dauerbetrieb (CW),
offene Quadrate – Pulsbetrieb ($\tau_{Puls} = 80 \mu\text{s}$, $T = 6 \text{ ms}$).

Damit sind thermische Effekte als ausschlaggebend für die Leistungsbelastbarkeit von HTSL-Scheibenresonatoren anzusehen. Im Dauerbetrieb kommt es aufgrund hoher dissipierter Leistungen zu einer globalen Aufheizung der Probe und schließlich zu einem Zusammenbruch der Supraleitung. Da es sich aufgrund der relativ großen Wärmekapazität des Gesamtsystems (Resonator und Gehäuse) um einen Effekt mit einer Zeitkonstante von mehreren Sekunden handelt, kann dieser thermische Zusammenbruch bei einer Messung der Streuparameter mit einer Wiederholdauer von 200 ms pro Frequenz-Sweep leicht beobachtet werden.

Für Anwendungen mit extrem hohen Anforderungen an die Energiespeicherung wie z.B. schmalbandige Filter mit hoher Durchgangsleistung steht daher eine möglichst optimale Effizienz der Kühlung im Vordergrund. Grundsätzlich ist hier falls technisch realisierbar, eine Kontaktgaskühlung vorzuziehen, die einen schnellen Abtransport der entstehenden Wärme ermöglicht und ein Aufheizen der Probe auf Temperaturen nahe T_c verhindert.

3. Filter aus verkoppelten HTSL-Scheibenresonatoren

Zum Aufbau von Filtern aus HTSL-Scheibenresonatoren sollen im folgenden Abschnitt die notwendigen Grundvoraussetzungen diskutiert werden. Dazu wurden Maßnahmen zur externen Kopplung und zur Verkopplung der Resonatoren entwickelt und auf die Abstimmbarkeit hin untersucht, die zum Ausgleich von Fertigungstoleranzen benötigt werden.

Für die einleitend spezifizierten Leistungsfilter Filter für C-Band Satelliten-Ausgangsmultiplexer (Tab. 1.3.1) kann ein vierpoliges quasielliptisches Filter mit einem Dämpfungs-Poolpaar verwendet werden. Die notwendigen Kopplungen sind in Tab. 3.1 aufgelistet. Dabei ist es notwendig, dass eine der vier Kopplungen sich im Vorzeichen von den anderen unterscheidet. Üblicherweise wird dabei die Nebenkopplung 1-4 mit anderem Vorzeichen ausgelegt.

externe Güte	$Q_{ext} = 81,82$
Hauptkopplung 1-2	$ k_{12} = 0,474\%$
Hauptkopplung 2-3	$ k_{23} = 0,429\%$
Hauptkopplung 3-4	$ k_{34} = 0,474\%$
Nebenkopplung 1-4	$ k_{14} = 0,132\%$

Tab. 3.1: benötigte Kopplungen für ein C-Band OMUX-Filter lt. Spezifikation

3.1. Externe Kopplung

Zur externen Kopplung eines Scheibenresonators an eine Koaxialleitung sind wie in Abb. 3.1-1 dargestellt sowohl elektrische (a)-(c) als auch magnetische (d)-(f) Koppler denkbar.

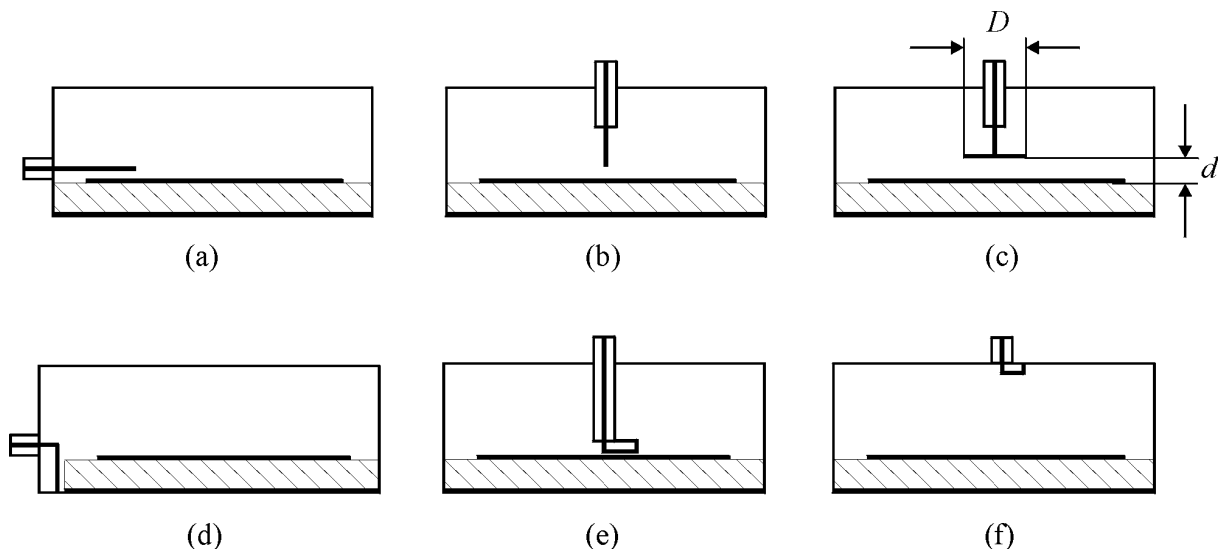


Abb. 3.1-1: Anordnungen zur externen Kopplung von Scheibenresonatoren
 Elektrische Kopplungen (a)- (c): (a) seitlicher Stiftkoppler; (b) axialer Stiftkoppler; (c) axialer Scheibenkoppler
 Magnetische Kopplungen (d)-(e): (d) seitliche Schleife; (e) Schleife auf Resonator-Oberfläche; (f) Schleife am Gehäusedeckel

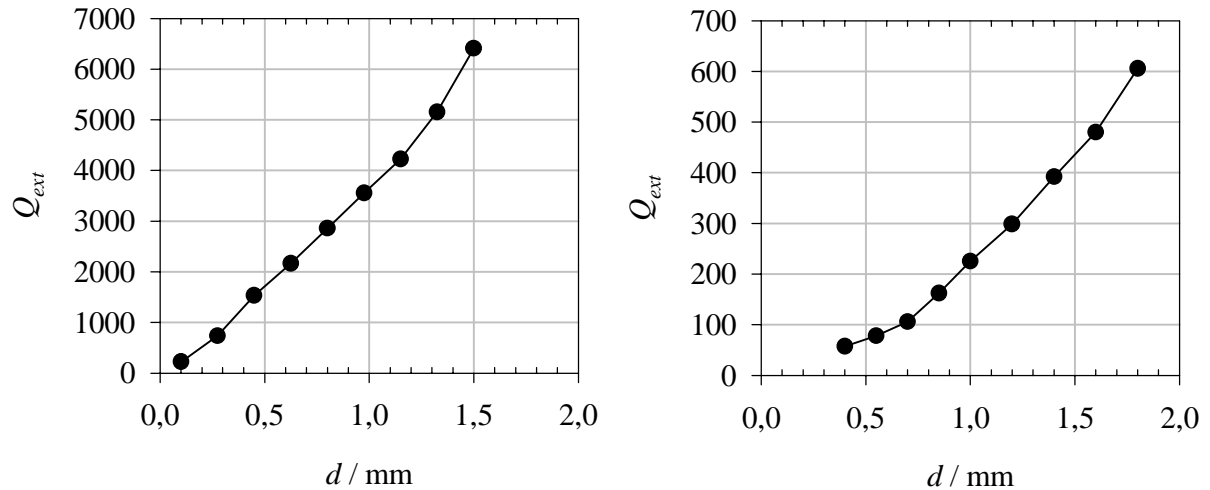


Abb. 3.1-2: Gemessene externe Güte eines Scheibenresonators (YBCO / LaAlO₃, $f = 3,7$ GHz) in Abhängigkeit von Abstand d des Kopplers zur Resonator-Oberfläche.

Links – Anordnung nach Abb. 3.1-1 (b)

Rechts – Anordnung nach Abb. 3.1-1 (c), Durchmesser $D = 5$ mm

Die Stärke der externen Kopplung kann in einfacher Weise mit Hilfe normalleitender Scheibenresonatoren mit Leiterflächen aus Kupfer abgeschätzt werden, da die Leerlaufgüten dieser Resonatoren bei 100 bis 500 in einer ähnlichen Größenordnung liegt wie die benötigten externen Güten. Die Ergebnisse der ersten Abschätzungen bestätigen eine starke Konzentration des magnetischen Feldes des Scheibenresonators innerhalb des Substratmaterials, so dass die erzielbaren externen Güten bei magnetischen Kopplungen (d)-(f) extrem gering sind (>10.000).

Mit Hilfe der elektrischen Kopplungsanordnungen (a)-(e) kann im Gegensatz dazu eine starke Kopplung erzielt werden. In Abb. 3.1-2 sind die gemessenen externen Güten von HTSL-Scheibenresonatoren auf LaAlO₃-Substraten in Abhängigkeit vom Abstand des jeweiligen Koppellements zur Oberfläche des Resonators dargestellt. Mit Hilfe eines stiftförmigen Kopplers (Abb. 3.1-2 links) können Kopplungen bis zu einer Stärke von 200 eingestellt werden. Die Kopplung kann dabei ohne Schwierigkeiten mit Hilfe eines größeren Abstands abgeschwächt werden, was im durchgeführten Experiment bis zu einem Wert von 6500, entsprechend einem Abstand von 1,5 mm gezeigt wurde. Eine Verringerung der externen Güte und damit stärkere Kopplung ist mit einem scheibenförmigen Element möglich (vgl. Abb. 3.1-1c). Bei einem Durchmesser $D = 5$ mm des Elements wurde ein Wert von $Q_{ext} = 60$ bei einem Abstand von $d = 0,4$ mm zur Oberfläche des Resonators gemessen.

Mit Hilfe einer seitlich angebrachten Kopplung (Abb. 3.1-1a) kann ebenfalls eine starke Kopplung von $Q_{ext} = 70$ bei sehr geringen Abstand zur Leiterfläche ($d = 0,1$ mm) erzielt werden. Wegen des geringen Abstands und einer daraus resultierenden hohen mechanischen Vibrationsempfindlichkeit der Struktur ist diese Lösung aus technologischer Sicht nicht attraktiv. Ein weiterer Nachteil ist eine starke Störung der ansonsten rotationsymmetrischen Anordnung, was zur Anregung von Moden höherer azimuthaler Ordnung führt. In Kap. 4.1 wird eine zweipolige Filterstruktur mit dieser Anregung vorgestellt, die eine Beurteilung der Störmodenproblematik erlaubt.

Die hier vorgestellten Methoden der externen Ankopplung ermöglichen damit wie beschrieben den Aufbau der angestrebten Filter aus HTSL-Scheibenresonatoren.

3.2 Verkopplung von HTSL-Scheibenresonatoren

EINLEITUNG

Bei der Verkopplung der verwendeten HTSL-Scheibenresonatoren sind wie im Folgenden dargestellt teilweise konkurrierende Entwurfsziele zu verfolgen. Zunächst besitzt der in der TM^{010} -Mode betriebene Scheibenresonator ein sehr stark von der Umgebung abgeschirmtes elektromagnetisches Feld, wodurch eine extrem hohe potentielle Leerlaufgüte zur Verfügung steht. Zur Realisierung von Filterschaltungen sind jedoch wie bereits dargestellt Verkopplungen mit anderen Resonatoren und mit Mikrowellen-Zuleitungen notwendig. Dadurch entsteht das grundsätzliche Problem Kopplerstrukturen zu entwerfen, die einerseits stark genug an das Feld des Resonators ankoppeln und andererseits möglichst geringe parasitäre Verluste hervorrufen. Zur Charakterisierung der Verluste wird die in Kap. 2.1 eingeführte Kopplergüte Q_k verwendet. In Relation gesetzt werden dabei definitionsgemäß die oszillierende Leistung P_{osc} und die dissipierte Leistung P_{diss} in den beiden an der Kopplung beteiligten Resonatoren (Glg. 1.2-6). Dabei ist zu beachten, dass in höherkreisigen Filtern aus n Resonatoren, in denen der besprochene Koppler k mal eingesetzt wird, ein mittlerer Beitrag zur Leerlaufgüte Q_0 der Resonatoren wie folgt zu berechnen ist:

$$Q(n, k) = \frac{n}{2k} \frac{P_{osc}}{P_{diss}} = \frac{n}{2k} Q_k \quad (3.2-1)$$

Dieser Faktor ist bei der Beurteilung einer Kopplerstruktur zu berücksichtigen. Bei höherkreisigen Filtern kann daher unter Umständen eine Kopplung mit relativ hohen Dissipationsverlusten zum Einsatz kommen, wenn sie nur an einer Stelle verwendet werden muss.

Zum Aufbau von quergekoppelten Filtern mit Polstellen der Übertragungsdämpfung sind Haupt- und Querkopplungen mit unterschiedlichen Vorzeichen notwendig. Aus diesem Grund werden diejenigen Koppler vorgezogen, mit denen beide Vorzeichen der Kopplung grundsätzlich möglich sind.

3.2.1 Axiale Verkopplung

Die axiale Anordnung von Scheiben- oder Ringresonatoren stellt eine elegante Möglichkeit dar, Kopplungen zu realisieren. Grundsätzlich können zwei verschiedene Ansätze unterschieden werden, indem die Resonatoren in einen Fall gleichsinnig, im anderen Fall gegensinnig angeordnet werden. Somit liegen sich einmal die beiden Vorderseiten („frontseitige Verkopplung“) oder die beiden Rückseiten („rückseitige Verkopplung“) der Resonatoren gegenüber, im anderen Fall jeweils eine Vorder- und eine Rückseite („gegengleiche Verkopplung“). Die möglichen Anordnungen sind in Abb. 3.2.1-1 (a)-(c) zusammen mit idealisierten Feldverteilungen der verkoppelten Moden dargestellt. Dabei ist es zunächst im Fall (a) und (c) notwendig, die Grundmetallisierung der Resonatoren zu öffnen, um eine Verkopplung möglich zu machen. Um keine Kantenströme hervorzurufen, die sich nachteilig auf die Leistungstragfähigkeit auswirken können (vgl. Kap. 2.2.1) ist eine kreis- oder ringförmige Struktur zu wählen, die lediglich den radialen Stromfluss unterbricht. In der Skizze ist der einfachste Fall eines kreisförmigen Lochs angedeutet. Auch in Konfiguration (b) ist dieser Zugang zum elektromagnetischen Feld der verkoppelten Resonatoren über eine Öffnung der Grundmetallisierung wünschenswert, um eine Kopplung an die Umgebung (Tore oder weitere Resonatoren) zu ermöglichen.

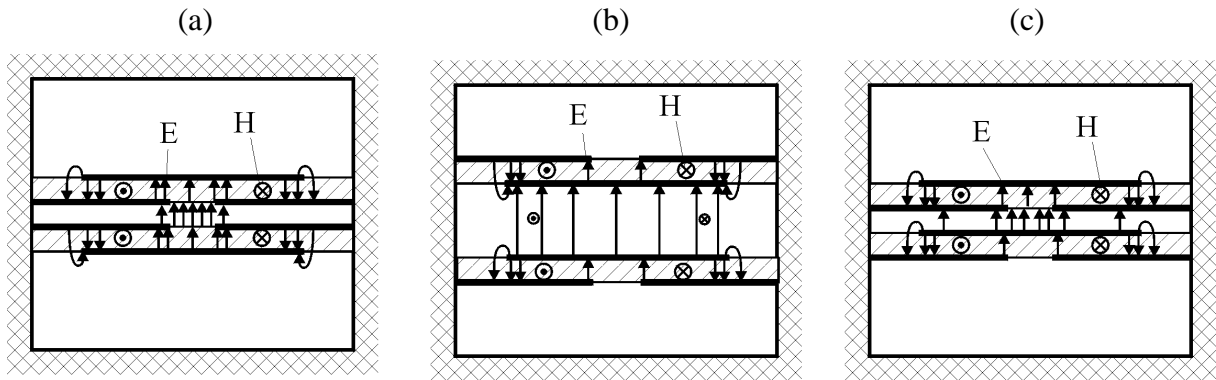


Abb. 3.2.1-1: Anordnungen zur axialen Verkopplung von Ringresonatoren
 (a): „rückseitige Verkopplung“
 (b): „frontseitige Verkopplung“
 (c): „gegengleiche Verkopplung“

Eine Struktur nach (a) hat den für einen Filterentwurf wichtigen Vorteil, dass Kopplung und Frequenz der Resonatoren in getrennten Volumenbereichen nahezu unabhängig voneinander beeinflussbar sind. Diejenigen Feldanteile, die maßgeblich an der Kopplung beteiligt sind, finden sich in (a) ausschließlich im Zwischenraum zwischen den Resonatoren, wogegen Streufelder (in der Abbildung nicht eingezeichnet) auch im Raumbereich oberhalb bzw. unterhalb der Resonatoren zu anzutreffen sind, die jedoch an der Kopplung nicht beteiligt sind. Bei der Abstimmung einer Filterantwort, d.h. der Korrektur fertigungsbedingter Ungenauigkeiten, systematischer Fehler der Feldberechnung o.ä., können die wichtigen Parameter Kopplungsstärke und Frequenz mit Hilfe kleiner Störungen (z.B. durch das Einbringen dielektrischer Materialien) getrennt abgeglichen werden (vgl. Kap. 3.3). Durch diese Trennung ist es im Allgemeinen deutlich schneller möglich, eine optimierte Filterantwort zu erzielen als im anderen Fall, wenn eine Veränderung eines Parameters eine Nachstimmung vieler weiterer Parameter zur Folge hat. Eine Separation der Einflüsse ist in den Anordnungen nach (b) und (c) deutlich schwieriger zu erreichen. Man kann allgemein jedoch Symmetrien ausnutzen, indem man beispielsweise die Gleich- und die Gegentaktmode des Resonatorpaares in gleicher Weise beeinflusst wodurch in diesem Fall die Kopplung unverändert bleibt.

a) Rückseitige Verkopplung

Im Falle der angesprochenen rückseitigen Verkopplung stehen zwei unabhängige Parameter zur Verfügung, um die Stärke k der Kopplung einzustellen, und zwar einmal der Abstand der Resonatoren zueinander und andererseits die Beschaffenheit der Öffnung in der Grundmetallisierung. In Abb. 3.2.1-2 ist die Abhängigkeit zwischen der Kopplung k und dem Radius r einer kreisförmigen Apertur in der Grundplatte dargestellt (links) sowie bei fester Größe dieser Apertur die Abhängigkeit vom Abstand der Resonatoren (rechts). Es ist erkennbar, dass sowohl bei festem Abstand als auch bei vorgegebener Öffnung die Kopplung über einen großen Bereich von nahezu Null bis zu einigen Prozent einstellbar ist. Diese Tatsache kann ausgenutzt werden, um wie in Abschnitt 2.2.3 dargestellt einen Ringresonator mit vorgegebenem Innenloch auszuwählen und damit eine Kontrolle der angrenzenden Störmoden zu ermöglichen und anschließend die Stärke der Kopplung über den Abstand der Resonatoren einzustellen.

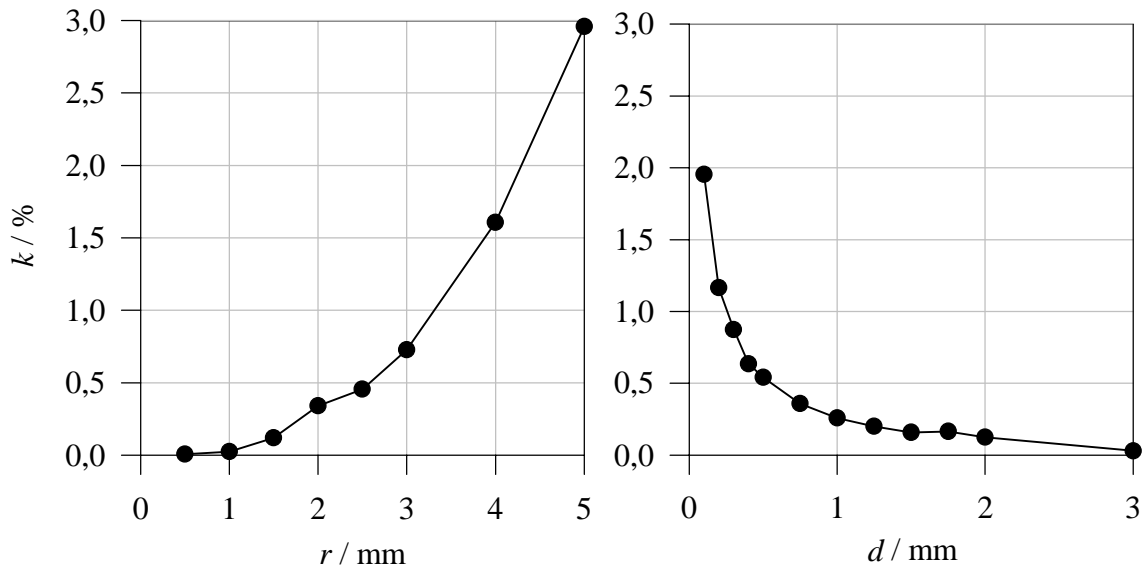


Abb. 3.2.1-2: Stärke der Kopplung k in Abhängigkeit des Radius r eines Apertur in der Grundfläche des Resonators (links: mit $d = 0,5\text{mm}$) sowie des Abstands d der Resonatoren (rechts: mit $r = 2,6\text{mm}$)

Neben der oben angesprochenen Separation des aktiven Volumens für die Verkopplung und der Verfügbarkeit mehrere Parameter zur Wahl des Koppelfaktors k besteht ein weiterer Vorteil der rückseitigen Verkopplung darin, dass die notwendige Öffnung der Resonatoren in dieser Anordnung kaum zu einer Beeinträchtigung der erreichbaren unbelasteten Güte führt. Es werden nur sehr geringe Ströme in verlustbehafteten Materialien hervorgerufen, da das für die Verkopplung verantwortliche elektromagnetische Feld wie bereits in Abb. 3.2.1-1 angedeutet auf einen kleinen Bereich in der Mitte der Struktur beschränkt bleibt und damit

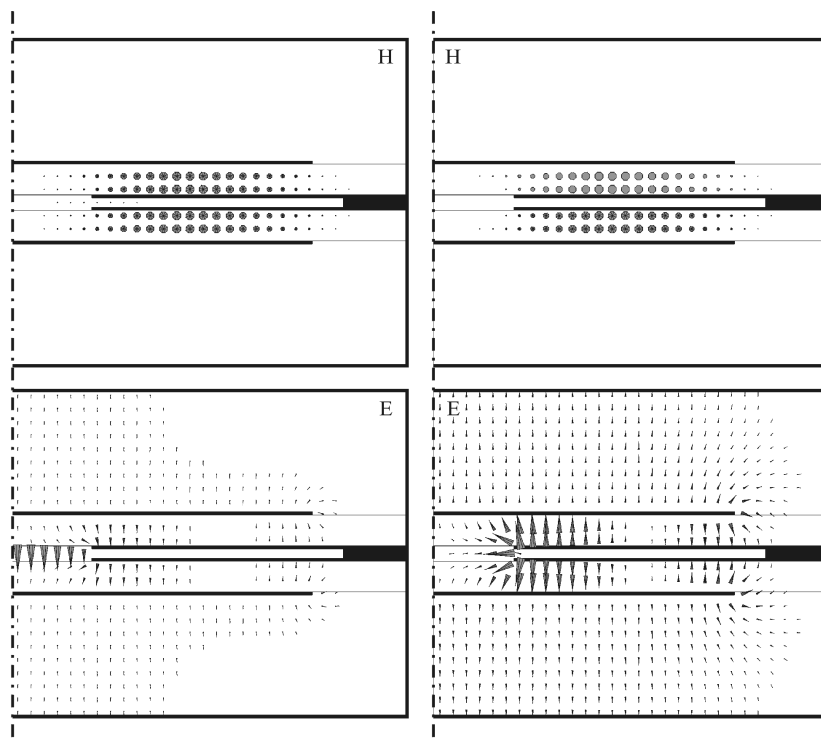


Abb. 3.2.1-3: Mit *MAFIA* berechnete Feldverteilungen: Magnetische (oben) und elektrische Feldverteilung (unten) der verkoppelten (links) und unverkoppelten Mode (rechts).

nicht wesentlich mit den metallischen Gehäusewänden in Wechselwirkung tritt. Diese Tatsache kann zum Beispiel mit Hilfe von Feldsimulationen belegt werden.

In Abb. 3.2.1-3 sind die berechneten Feldverteilungen der belasteten und der unbelasteten Mode eines verkoppelten Paares von Resonatoren dargestellt. Im verkoppelten Fall (linker Bildteil) erkennt man starke elektrische Feldanteile im Zwischenraum zwischen den Resonatoren, die jedoch außerhalb des Lochs in der Grundplatte sehr schnell abklingen. Der auf diese Weise gebildete Verschiebungsstrom wird von ringförmigen magnetischen Feldlinien umschlossen (linkes oberes Bild), die ebenfalls radial schnell abklingen, so dass der Rand des Gehäuses weit entfernt bleibt. Im unverkoppelten Fall (rechts) sind lediglich elektrische Streufelder an der Kante der Resonatoren zu erkennen. Unabhängig von der Kopplung tragen die Gehäusewände und -deckel zu Verlusten bei, die jedoch durch eine entsprechende Wahl der Abmessungen in Grenzen gehalten werden können.

Berechnungen der parasitären Ströme in den Gehäusewänden mit Hilfe der Verlustleistungsmethode bestätigen die Annahme sehr geringer dissipativer Verluste. In Abb. 3.2.1-4 sind die Gehäusegüten Q_h in Abhängigkeit von der Stärke der Kopplung k für die in Abb. 3.2.1-2 dargestellten Fälle gezeigt. Im linken Bildteil führt die Vergrößerung des Lochs zur Erhöhung der Kopplung und zu stärkeren Verlusten, da die Kante dieser Öffnung näher an die Außenwände des Gehäuses heranreicht. Im rechten Bildteil ist ein gegenläufiges Verhalten zu erkennen, da die Verkleinerung des Abstandes der Resonatoren eine Vergrößerung der Kapazität der gegenüberliegenden Leiterflächen bewirkt und damit zu einer stärkeren radialen Begrenzung der Feldanteile führt. In den skizzierten Fällen ist ein Verlustbeitrag $Q_h > 300.000$ zu verzeichnen, was einen akzeptablen Wert für den Filterentwurf darstellt. Allgemein kann die erreichbare Güte durch eine Verkleinerung des Abstandes d erhöht werden, was allerdings auch zu hohen elektrischen Feldstärken in dem entstehenden Spalt führt. Diese hohen Feldstärken führen bei der Überschreitung eines kritischen Wertes zu einem lawinenartigen Entladungseffekt („Multipacting“), der jedoch auch bei deutlich kleineren Feldstärken bereits zu Störsignalen führen kann. Siehe dazu auch gesonderte Untersuchungen (Kap. 3.4).

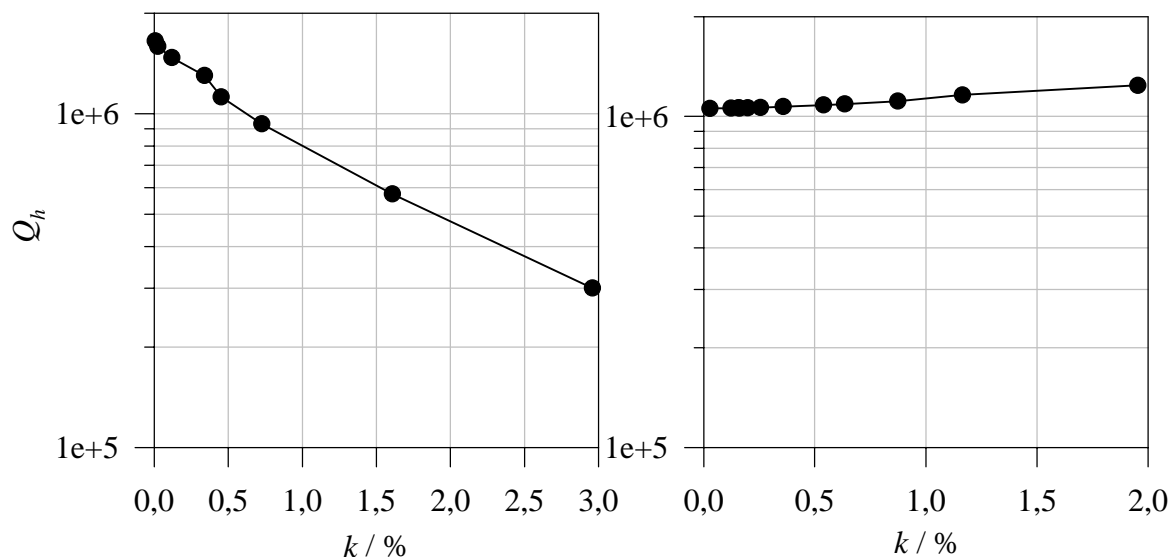


Abb. 3.2.1-4: Gehäusebeitrag zu den Dissipationsverlusten in Abhängigkeit von der Stärke der Kopplung k (ausgedrückt durch die Gehäusegüte Q_h).

Links: fester Abstand $d = 0,5$ mm der Resonatoren – variabler Radius des Koppel – Lochs;

Rechts: fester Radius $r = 2,6$ mm des Koppel-Lochs – variabler Abstand

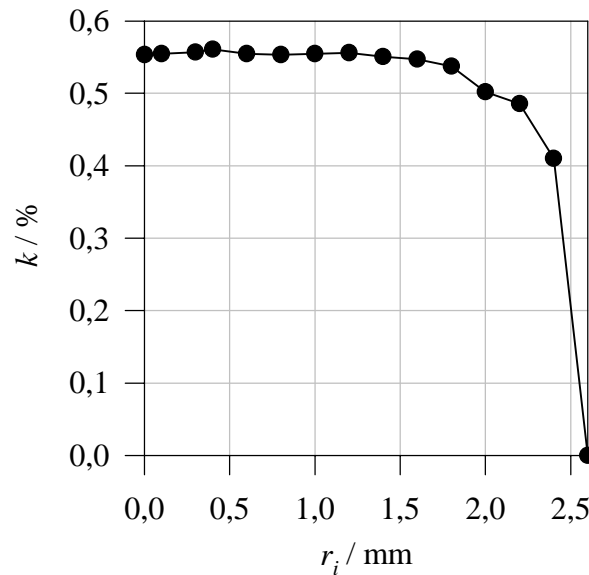


Abb. 3.2.1-5: Feldsimulation einer ringförmigen Koppelstruktur: Koppelfaktor in Abhängigkeit des Innenradius bei $r_a = 2,6$ mm.

Das Vorzeichen der Kopplung kann mit Hilfe der berechneten Feldbilder bestimmt werden. Die Tore der Struktur seien sinnvollerweise auf der Symmetrieachse, jeweils oben und unten angebracht. Man erkennt, dass die belastete Mode (links im Bild), deren Resonanzfrequenz laut Simulationsergebnis niedriger liegt, von den Toren aus gesehen antisymmetrisch erscheint. Damit stellt sie laut Definition die Gegentaktmode dar und die Kopplung besitzt nach Glg. 1.2-7 ein positives Vorzeichen.

Verwendet man zur Öffnung des Resonators statt des angesprochenen Lochs eine ringförmige Struktur, so kann die Kopplung bei festem Außendurchmesser deutlich abgeschwächt werden. In Abb. 3.2.1-5 ist der Koppelfaktor k gegen den Innenradius einer solchen Ringstruktur aufgetragen. Man erkennt, dass die Kopplung bis zu einem Wert $r_i \approx 0,5 r_a$ nahezu unverändert bleibt und dann mit kleinerer aktiver Fläche stark abfällt. Dieser Freiheitsgrad kann beispielsweise dann ausgenutzt werden, wenn eine schwache Kopplung erwünscht ist und aus Platzgründen kein großer Abstand zwischen den Resonatoren möglich ist.

b) Frontseitige Verkopplung

Die berechnete Feldverteilung frontseitig gekoppelter Ringresonatoren ist in Abb. 3.2.1-6 dargestellt. Auch in diesem Fall erscheint die belastete Mode (links im Bild) mit der niedrigeren Resonanzfrequenz von den Toren aus gesehen antisymmetrisch. Das Vorzeichen der Verkopplung ist damit wie bei der rückseitigen Verkopplung positiv.

In Abb. 3.2.1-7 (links) ist die Stärke der Kopplung gegen den Abstand der Resonatoren aufgetragen. Auch in dieser Struktur ist die Kopplung k in einem weiten Bereich von nahezu Null bis zu einigen Prozent einstellbar. Sind allerdings schwache Kopplungen erwünscht, wie beispielsweise bei einem Entwurf von Filtern mit kleiner relativer Bandbreite, ist ein vergleichsweise großer Abstand notwendig. Betrachtet man beispielsweise ein Filter mit 1 % relativer Bandbreite, bei dem Kopplungen von etwa 0,5 % benötigt werden, so ist für diesen Wert bei frontseitiger Verkopplung ein Abstand $d = 5$ mm erforderlich. Bei rückseitiger Verkopplung findet man aus Abb. 3.2.1-2 einen deutlich kleineren Wert $d = 0,5$ mm. Auf diese Weise ergibt sich ein deutlicher Volumenvorteil der rückseitigen Verkopplung, der bei dem Entwurf miniaturisierter LeistungsfILTER durchaus entscheidend sein kann.

Anhand der berechneten Feldverteilung erkennt man bereits, dass im Vergleich zu einer rückseitigen Verkopplung deutlich höhere Feldanteile an die verlustbehafteten Gehäusewände heranreichen. Aus diesem Grund sind in diesem Fall auch höhere dissipative Verluste zu erwarten. Dies wird auch in Abb. 3.2.1-7 (rechts) ersichtlich, wo die Gehäuseverluste Q_h über

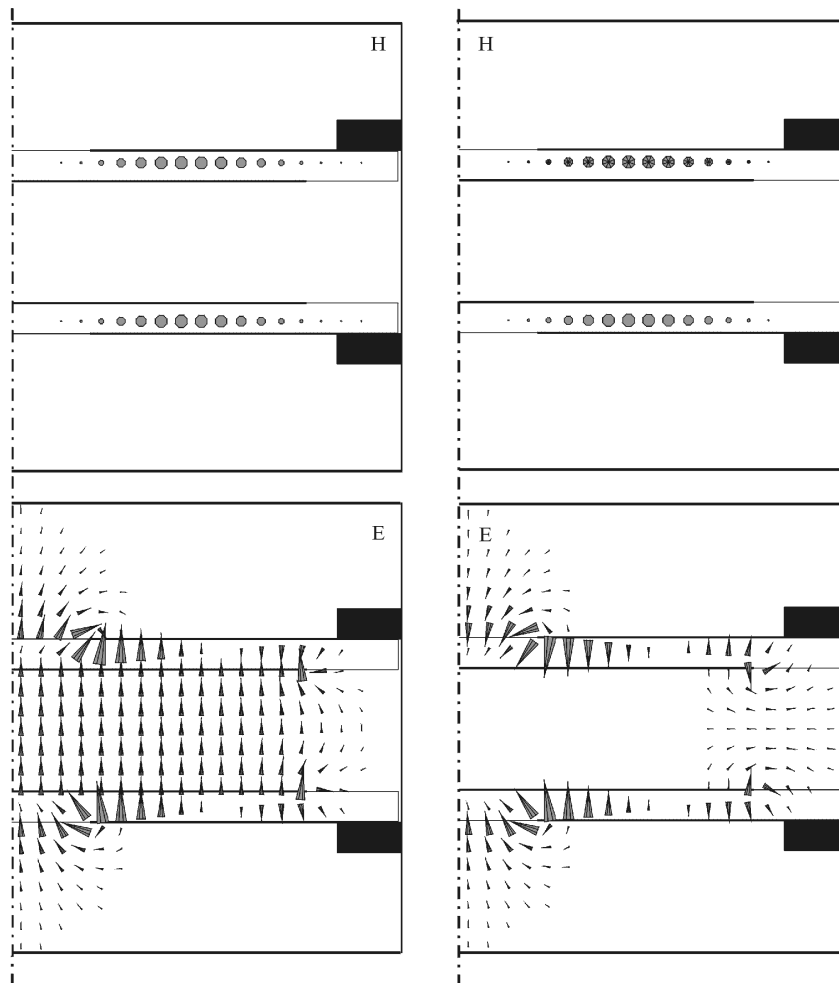


Abb. 3.2.1-6: Mit *MAFIA* berechnetes Feldproblem zur frontseitigen Verkopplung (rotationssymmetrische Struktur mit Symmetrieachse links). Magnetische (oben) und elektrische Feldverteilung (unten) der verkopplten (links) und unverkopplten Mode (rechts).

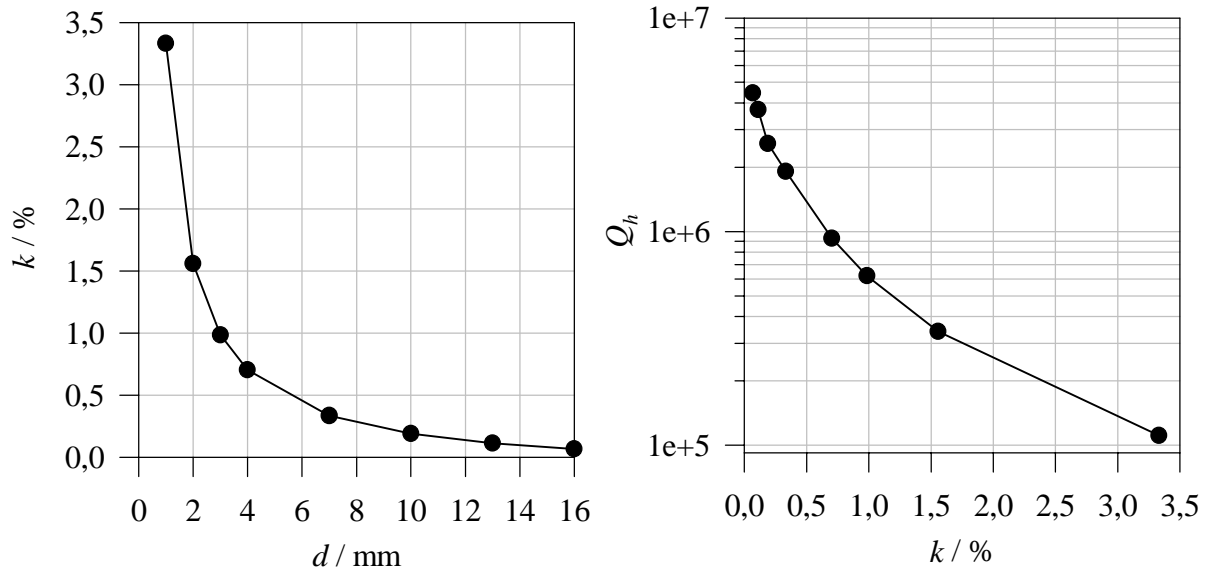


Abb. 3.2.1-7: Frontseitige Verkopplung von Ringresonatoren.
 Links: Stärke der Kopplung in Abhängigkeit vom Abstand d
 Rechts: Gehäuseverluste in Abhängigkeit von der Stärke der Kopplung

der Stärke der Kopplung aufgetragen sind. Insbesondere bei starken Kopplungen $> 1,5$ % machen sich diese Verluste deutlich bemerkbar und führen zu nicht tolerierbaren Beiträgen, wohingegen bei schwacher Kopplung unterhalb 1 % sehr geringe Verluste zu verzeichnen sind.

c) Gegengleiche Verkopplung

Bei gegengleicher Verkopplung der Ringresonatoren (vgl. Abb. 3.2.1-1) erfahren beide Resonatoren eine unterschiedliche Belastung durch die Umgebung, da diese Struktur nicht symmetrisch zu einer Ebene senkrecht zu den Achsen der Resonatoren ist. Für die Feldsimulationen führt dies dazu, dass zunächst die Gesamtstruktur betrachtet werden muss, was zu einer Verdopplung der notwendigen Gitterpunkte führt. Außerdem ist zu beachten, dass die Berechnung der Gleich- und Gegentaktmode eine identische Resonanzfrequenz beider Resonatoren voraussetzt. Da diese jedoch unterschiedlich belastet werden, ist ein Abgleich der Resonanzfrequenzen bereits im Laufe der Feldsimulationen notwendig. Aus diesen Gründen sind die Feldsimulationen für gegengleich verkoppelte Resonatoren deutlich aufwendiger als für die oben dargestellten Fälle. Solange die Frequenzkorrektur gering ist, spielt diese Betrachtung beim praktischen Einsatz dieser Verkopplung keine entscheidende Rolle, da die Abstimmung der Resonanzfrequenz zum Ausgleich von Fertigungstoleranzen o.ä. ohnehin durchgeführt werden muss, insbesondere wenn es sich um schmalbandige Filterstrukturen handelt.

Bei geringen Abstand der Resonatoren wirkt der Zwischenraum als Kapazität, die den unteren Resonator stark belastet und seine Resonanzfrequenz deutlich herabsetzt. Bei einem Abstand von 0,2 mm beispielsweise ist eine Korrektur der Frequenz von etwa 15 % notwendig, was mit Hilfe der üblichen Abstimmelemente nicht möglich ist und deshalb beim Entwurf der Resonatoren berücksichtigt werden muss.

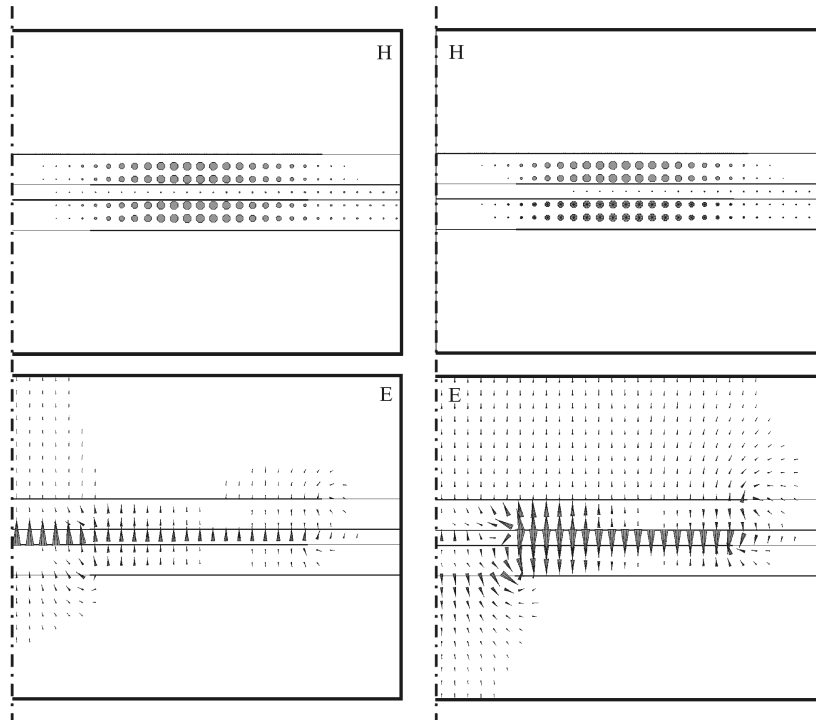


Abb. 3.2.1-8: Mit *MAFIA* berechnetes Feldproblem zur gegengleichen Verkopplung (rotationssymmetrische Struktur mit Symmetrieachse links). Magnetische (oben) und elektrische Feldverteilung (unten) der verkoppelten (links) und unverkoppelten Mode (rechts).

In Abb. 3.2.1-8 sind die berechneten Feldverteilungen der verkoppelten und der unverkoppelten Mode der beschriebenen Struktur aus zwei Ringresonatoren dargestellt. Die verkoppelte Mode (links im Bild) besitzt eine niedrigere Resonanzfrequenz als die unverkoppelte Mode. Aus der Richtung der elektrischen Felder ist zu erkennen, dass diese Mode die Gegentaktmode der Struktur darstellt. Daraus folgt das positive Vorzeichen für diese Art der Verkopplung.

In Abb. 3.2.1-9 (links) ist die Stärke der Kopplung in Abhängigkeit vom Abstand der Resonatoren aufgetragen. Bei Annäherung der Resonatoren ist zunächst eine Verstärkung der Kopplung festzustellen. Bei sehr kleinem Abstand verringert sich die Kopplung jedoch wieder, da die gegenüberliegenden Leiterflächen bestehend aus der Vorderseite des unteren Resonators und der Rückseite des oberen Resonators eine große Kapazität darstellen, die die beiden Raumbereiche der Resonatoren durch ihre sehr geringe Impedanz mehr und mehr voneinander trennt. Die parasitären Verluste (rechtes Bild) sind nur bei sehr schwachen Kopplungen $< 0,3\%$ als hinreichend gering zu betrachten. Bei kleinem Abstand der Resonatoren treten relativ hohe Ströme in den zylindrischen Mantelflächen auf, die einen deutlichen Beitrag zu dissipativen Verlusten leisten.

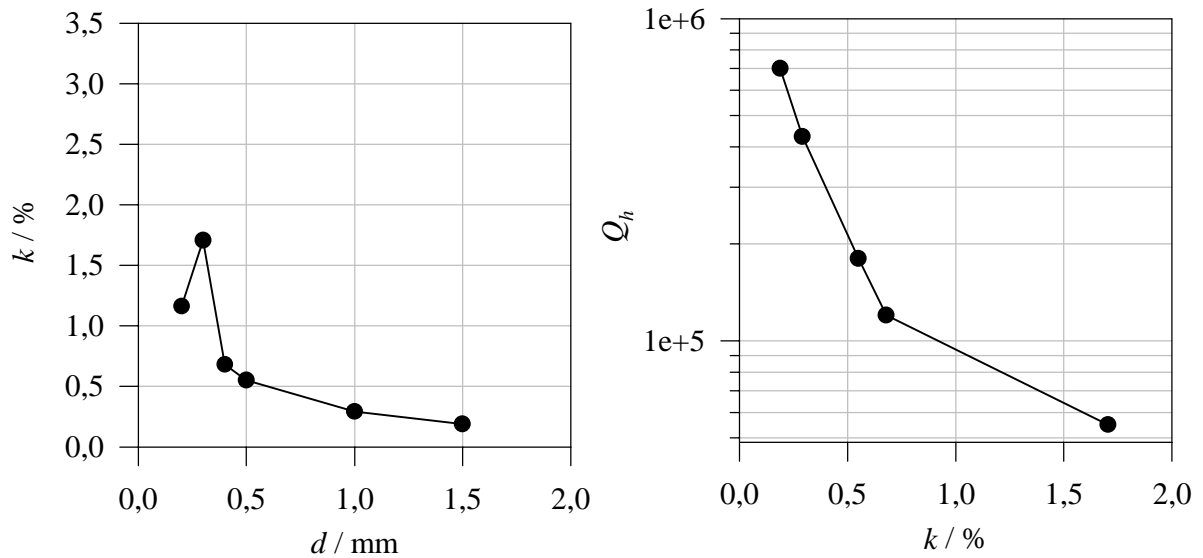


Abb. 3.2.1-9: Gegengleiche Verkopplung von Ringresonatoren.
 Links: Stärke der Kopplung in Abhängigkeit vom Abstand d
 Rechts: Gehäuseverluste in Abhängigkeit von der Stärke der Kopplung

Zusammenfassend ist festzustellen, dass unter den vorgestellten axialen Kopplungsmöglichkeiten die rückseitige Verkopplung entscheidende Vorteile aufweist. Es können auf diese Weise starke Verkopplungen trotz geringer Dissipationsverluste realisiert werden. Ein weiterer Vorteil ist der geringe Platzbedarf dieser Anordnung. Diese Art der Verkopplung wurde daher bei den durchgeführten Filterentwürfen den anderen Strukturen vorgezogen.

3.2.2 Kopplung mit resonanten Elementen

a) Modell

Wie bereits einleitend in Abschnitt 1.2 beschrieben wird die Verkopplung zweier Resonatoren mit identischer Resonanzfrequenz f_0 durch den relativen Abstand von Gleichtakt f_e und Gegentaktmode f_d dieses Systems beschrieben. Eine geeignete Definition des Koppelfaktors k lautet nach Glg. 1.2-7

$$k = \frac{\omega_e - \omega_d}{\omega_e + \omega_d}. \quad (3.2.2-1)$$

Das Vorzeichen der Kopplung ist damit bestimmt durch die relative Lage der Gleich- und Gegentaktfrequenzen zueinander. Strukturen, die zur Verkopplung der Resonatoren eingesetzt werden, können aufgrund der jeweiligen Feldkonfiguration auf verschiedene Weise an die erwähnten Eigenschwingungen ankoppeln. Es existieren beispielsweise Koppler, deren Feldverteilung orthogonal zu der Feldverteilung einer der beiden ungestörten Moden ist und die diese Mode deshalb in keiner Weise beeinflussen. Sind die Feldverteilungen jedoch nicht orthogonal, so besitzt die durch das Koppellement belastete Mode eine Resonanzfrequenz, die abhängig von der Stärke der Kopplung gegenüber der unbelasteten Mode verschoben ist. Die Richtung der Verschiebung hängt dabei von der Speicherung elektromagnetischer Feldenergie in Koppler und Resonatoren ab und kann sowohl in negative als auch in positive Richtung erfolgen. Allgemein kann jedoch ausgesagt werden, dass zwei resonante Systeme sich in einer Weise beeinflussen, dass die Resonanzfrequenzen des Gesamtsystems weiter voneinander entfernt sind, als die Resonanzfrequenzen der einzelnen Systeme [Mai 93].

Benutzt man nun zur Kopplung eines Paares von Resonatoren ein Element, dessen Eigenresonanz in ausreichender Nähe zur Resonanzfrequenz der ausgenutzten Resonator-Mode liegt, so kann die Feldverteilung dieses Elements, eingesetzt als Koppler, in vereinfachender Weise durch die Feldverteilung des resonanten Feldes beschrieben werden. Diese Näherung ist umso zutreffender, je dichter die Resonanzfrequenz an der Betriebsfrequenz der Struktur liegt. In der Praxis muss allerdings sichergestellt werden, dass diese Resonanz den Betrieb der Filterstruktur nicht in unerwünschter Weise störend beeinflusst und deutlich außerhalb der Systembandbreite liegt.

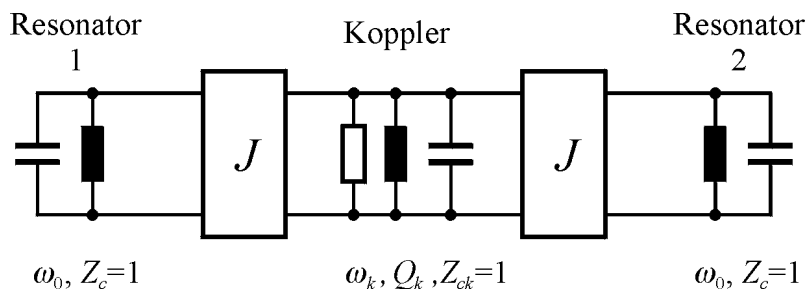


Abb. 3.2.2-1: Ersatzschaltbild zur resonanten Kopplung (1)

Man betrachtet beispielsweise das in Abb. 3.2.2-1 dargestellte Ersatzschaltbild zweier identischer Resonatoren mit der Resonanz-Kreisfrequenz ω_0 , deren Gleichtaktmode durch ein verlustbehaftetes resonantes Element mit Resonanzfrequenz f_k und Leerlaufgüte Q_k belastet ist (die Gegentaktmode wird in diesem Fall durch den Koppler nicht beeinflusst, da die gegenphasigen Spannungen auf den Resonatoren zu einer Spannungs-Nullstelle im Mittelpunkt der Schaltung führen). Die charakteristische Impedanz aller Kreise sei ohne Beschränkung der Allgemeinheit zu 1 gesetzt. Die eingezeichneten Inverter J beschreiben in dieser Struktur die Verknüpfung zwischen den Resonatoren und dem koppelnden Element.

Beschreibt man den Frequenzabstand zwischen Resonatoren und Koppler mit der Verstimmung δ über

$$\delta = \frac{\omega_k}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_k}, \quad (3.2.2-2)$$

so kann man eine Beziehung zwischen der Kopplung k , der Verstimmung δ und dem Parameter J bestimmen. Zu diesem Zweck wird die unbelastete Gleichtaktmode des Resonator-Paares in einem neuen Ersatzschaltbild mit Hilfe eines LC-Parallelkreises beschrieben (Abb. 3.2.2-2). Diese Mode wird dann durch den eingeführten resonanten Koppler belastet, der über einen Inverter J^* an diese Mode ankoppelt.

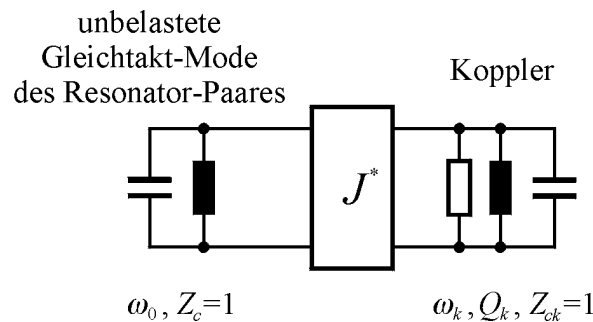


Abb. 3.2.2-2: Ersatzschaltbild zur resonanten Kopplung (2)

Die Eingangsadmittanz des Parallelscheingkreises lautet bekanntlich

$$Y_{li}(\omega) = j \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right), \quad (3.2.2-3)$$

wohingegen die Eingangsimpedanz des rechten Schaltungsteils beschrieben werden kann mit

$$Z_{re}(\omega) = \frac{j}{J^{*2}} \left(\frac{\omega}{\omega_k} - \frac{\omega_k}{\omega} \right) + \frac{1}{J^{*2} Q_k}. \quad (3.2.2-4)$$

Als Resonanzbedingung für die gesuchte Gleichtaktmode folgt daraus:

$$\left(\frac{\omega_e}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_e} \right) \left(\frac{\omega_e}{\omega_k} - \frac{\omega_k}{\omega_e} \right) = J^{*2}. \quad (3.2.2-5)$$

Bei dem Entwurf von Filtern aus gekoppelten Resonatoren wird allgemein davon ausgegangen, dass die Kopplungen zwischen den einzelnen Resonatoren im Betriebsfrequenzbereich des Filters als nahezu konstant angesehen werden können. Dies ist im Falle einer resonanten Kopplung nur möglich, wenn die Resonanzfrequenz des Kopplers hinreichend weit von der Gleich- und Gegentaktmode des Resonator-Paares entfernt ist. Aus diesem Grund ist es in guter Näherung möglich,

$$Z_{re}(\omega_e) \approx Z_{re}(\omega_0) \quad (3.2.2-6)$$

zu setzen. Damit wird (3.2.2-5) zu

$$\left(\frac{\omega_e}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_e} \right) \left(\frac{\omega_0}{\omega_k} - \frac{\omega_k}{\omega_0} \right) = \left(\frac{\omega_e}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_e} \right) \cdot (-\delta) \approx J^{*2}. \quad (3.2.2-7)$$

Aus (3.2.2-1) erhält man mit $\omega_d = \omega_0$ (Gegentaktmoden sind nicht belastet)

$$\frac{\omega_0}{\omega_e} = \frac{1-k}{1+k}, \quad (3.2.2-8)$$

in (3.2.2-7) eingesetzt

$$\frac{4k}{k^2-1} \approx \frac{J^{*2}}{\delta} \quad (3.2.2-9)$$

und daraus für notwendige Kopplungen in schmalbandigen Systemen mit $|k| \ll 1$ schließlich

$$k \approx -\frac{1}{4} \frac{J^{*2}}{\delta}. \quad (3.2.2-10)$$

Damit steht bei der Wahl der Parameter zur Einstellung einer erwünschten Kopplung neben der Verstimmung δ ein zusätzlicher Freiheitsgrad zur Verfügung. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 3.2.2-3 dargestellt, in der die Stärke k der Kopplung in Abhängigkeit von der Verstimmung δ des Kopplers für unterschiedliche Werte J^* aufgetragen ist.

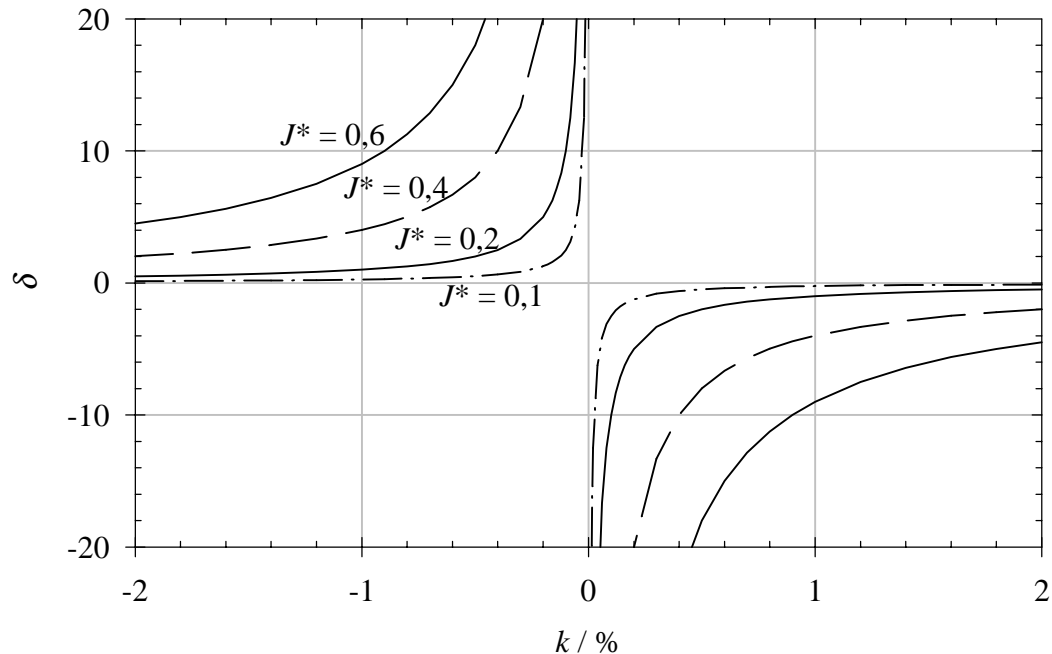


Abb. 3.2.2-3: Zusammenhang zwischen Koppelfaktor k und Verstimmung δ

Im Folgenden soll der Einfluss dissipativer Verluste in der Kopplerstruktur auf die Güte des Systems verkoppelter Resonatoren betrachtet werden. Dabei ist der Einfluss auf Gleich- und Gegentaktmode im Allgemeinen unterschiedlich, so dass für jede dieser Moden eine andere unbelastete Güte anzugeben ist. In einem Parallelersatzschaltbild ist die unbelastete Güte, die nach (Kap. 1.2 oder [Mat 64]) als Verhältnis zwischen oszillierender Leitung und Verlustleitung definiert ist, über

$$Q = \frac{\omega_0 W}{P_{diss}} = \frac{1}{G_p} \cdot \frac{\omega_0}{2} \frac{dB}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \quad (3.2.2-11)$$

anzugeben, wobei B den Imaginärteil der Eingangsadmittanz des Schwingkreises und G_p einen parallelgeschalteten Verlustleitwert beschreibt. Die Zusammenschaltung der o.a. Teiladmittanzen (3.2.2-3) und (3.2.2-4) ergibt mit der Näherung (3.2.2-6) schließlich für $\omega \approx \omega_e$:

$$G_p = \operatorname{Re}\{Y_{ges}(\omega)\} = \frac{J^{*2} Q_k}{1 - Q_k^2 \delta^2}$$

$$B(\omega) = \operatorname{Im}\{Y_{ges}(\omega)\} = \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \frac{J^{*2} \delta}{\frac{1}{Q_k^2} - \delta^2} \quad (3.2.2-12)$$

Für die Leerlaufgüte der durch das Koppellement belasteten Mode erhält man daraus

$$Q = \frac{Q_k \delta}{4k} \left(1 - \frac{1}{Q_k^2 \delta^2} \right) \approx \frac{Q_k \delta}{4k} \quad (3.2.2-13)$$

für hinreichend große Werte $Q_k^2 \delta^2 \gg 1$.

Zusammenfassend und für die Belastung von Gegen- bzw. Gleichtaktmode des Resonator-Paares (oberes bzw. unteres Vorzeichen) verallgemeinert lauten (3.2.2-10) und (3.2.2-13) schließlich:

$$k \approx \pm \frac{1}{4} \frac{J^{*2}}{\delta} \quad (3.2.2-14)$$

$$\frac{Q}{Q_k} \approx \frac{1}{16} \frac{J^{*2}}{k^2} \quad (3.2.2-15)$$

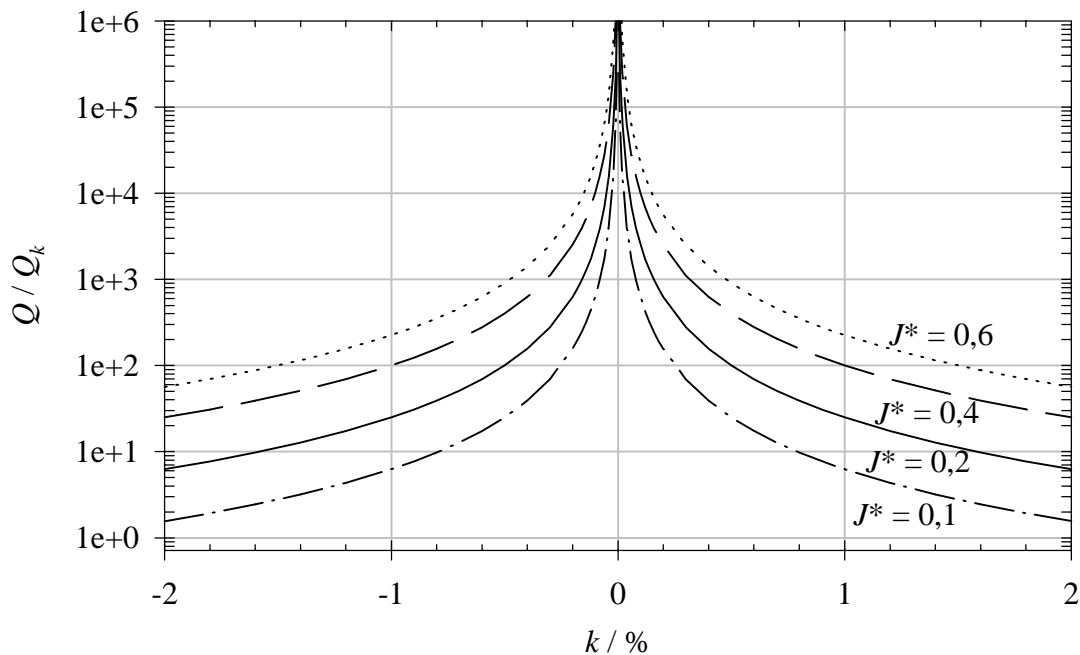


Abb. 3.2.2-4: Zusammenhang zwischen Koppelfaktor k und Güte

Der zusätzliche Freiheitsgrad J^* kann demnach ausgenutzt werden, um den Beitrag der Dissipationsverluste, die durch das resonante Element in die Filterstruktur eingebracht werden, zu verringern. In Abb. 3.2.2-4 wird das veranschaulicht, indem die Abhängigkeit von $\frac{Q}{Q_k}$ von der Kopplung k bei verschiedenen Werten für die Verkopplung J^* der Resonator- und Koppler-Moden dargestellt ist. Wünschenswert ist eine möglichst effektive Verkopplung, d.h. möglichst große Werte J^* , wodurch die Verstimmung δ der Koppler-Resonanz erhöht werden

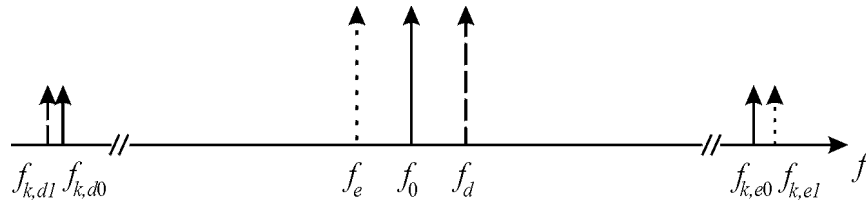


Abb. 3.2.2-5: Modenspektrum bei Kopplung mit doppelt resonantem Element

kann. Dadurch wird letztendlich die in der Koppler-Struktur gespeicherte Energie und dementsprechend auch die dort dissipierte Leistung herabgesetzt.

In einer realen Filterstruktur ist die Ausnutzung des beschriebenen Freiheitsgrades über die Wahl der Feldverteilung des Kopplers möglich. Dabei ist es von Vorteil eine Feldverteilung zu benutzen, die möglichst stark an die Gleich- bzw. Gegentaktmode der Resonatoren ankoppelt. Außerdem ist zu berücksichtigen, dass das oben angegebene Modell unvollständig ist, da es eine parasitäre Kopplung der jeweils anderen Resonator-Mode nicht berücksichtigt. Je nach Feldkonfiguration kann diese parasitäre Verkopplung zu einer Verstärkung oder einer Abschwächung der Kopplung k führen und außerdem zusätzliche Dissipationsverluste in das System einbringen. Eine Anwendung dieses Effekts liegt jedoch darin, sowohl Gleich- als auch Gegentaktmode eines Resonator-Paares mit Hilfe eines geeigneten Kopplers zu belasten, dessen Feldkonfiguration zwei Moden in ausreichend geringer Entfernung zur Betriebsfrequenz der Resonatoren besitzt. Diese Möglichkeit wird in Abb. 3.2.2-5 veranschaulicht. Die unbelasteten Resonanzfrequenzen der Resonatoren sind hier mit f_0 bezeichnet während der betrachtete Koppler zwei relevante Moden $f_{ke,0}$ und $f_{kd,0}$ besitzt, die mit Gleich- bzw. Gegentaktmode des Resonator-Paares verkopplert sind (durchgezogene Pfeile). Durch die unterschiedliche Belastung spalten sich die Resonanzfrequenzen der Resonatoren in Gleich- und eine Gegentaktmode f_e und f_d auf, während die Moden des Kopplers ebenfalls leicht verschoben werden ($f_{ke,l}$ und $f_{kd,l}$). Gegenüber den eingangs beschriebenen Kopplern, die lediglich eine Mode belasten, sind in diesem Fall die Verlustbeiträge des Kopplers bei gleicher Kopplungsstärke k potenziell geringer und wirken sich vor allem gleichmäßig auf die verkopplerten Moden aus. Anderenfalls ergeben sich in der späteren Filterstruktur frequenzabhängige Verluste. Als Nachteil einer solchen Anordnung ist jedoch ein relativ komplizierter Entwurf anzumerken, insbesondere wenn weitere störende Moden hinzukommen.

b) Rechnergestützter Entwurf

Basierend auf den dargestellten Untersuchungen wurden mit Hilfe von Feldsimulationen ([CST 96] und [Agi 99]) resonante Strukturen entworfen, die zur Kopplung zweier nebeneinander angeordneter Scheibenresonatoren geeignet sind.

(a)



(b)



Abb. 3.2.2-6: Gleich- und Gegentaktmode nebeneinanderliegender Scheibenresonatoren

Die Feldverteilung der Gleich- und der Gegentaktmode unverkoppelter nebeneinanderliegender Resonatoren ist schematisch in Abb. 3.2.2-6 skizziert. Unter Berücksichtigung dieser Feldverteilungen wurde ein deformierter Koaxialresonator als Koppelement betrachtet, der durch kapazitive Belastung durch einen Spalt im Innenleiter stark verkürzt ist. Die Grundmode dieses koaxialen Resonators, der auch als „reentrant resonator“ bezeichnet wird [Bah 88], besitzt eine in Abb. 3.2.2-7 skizzierte Feldverteilung, bei der das elektrische Feld näherungsweise auf den kapazitiv wirkenden Spalt im Innenleiter und die nähere Umgebung begrenzt ist, während die magnetischen Feldlinien diesen Innenleiter ringförmig umschließen. Vergleicht man dieses Feldbild mit den in Abb. 3.2.2-6 dargestellten Gleich- und Gegentaktresonanzen der Scheibenresonatoren so erkennt man, dass die magnetischen Feldanteile der Gleichtaktmode gut mit der beschriebenen Verteilung übereinstimmen, während das Magnetfeld der Gegentaktmode jeweils zu gleichen Anteilen Felder in Gleich- und in Gegenrichtung aufweist. Eine ähnliche Aussage kann auch bezüglich der elektrischen Feldanteile gemacht werden. Aus diesem Grund ist zu erwarten, dass bei Verwendung dieses Resonators als Koppler die Gleichtaktmode der Scheibenresonatoren belastet wird, wohingegen die Gegentaktmode näherungsweise unbelastet bleibt. In diesem Fall ergibt sich nach (3.2.2-14) eine negative Kopplung k für eine positive Verstimmung δ des Kopplers gegen die Resonanzfrequenz f_0 und umgekehrt.

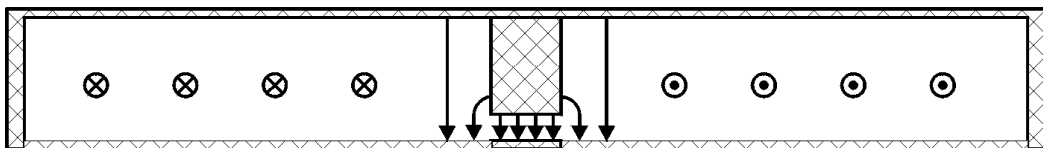


Abb. 3.2.2-7: Feldverteilung eines Koaxialresonators

Die Scheibenresonatoren können direkt in den Innenraum des Resonators eingesetzt werden, so dass der Koppler damit gleichzeitig als Gehäuse dient. Diese Anordnung ist in Abb. 3.2.2-8 dargestellt, wobei die Scheibenresonatoren für eine vertikale Verkopplung mit weiteren Resonatoren ein Loch in der Grundmetallisierung besitzen. Der Abstand d der Mittelpunkte der Substrate kann verringert werden, indem die Substrate an einer Seite abgefräst und dann näher zusammengebracht werden.

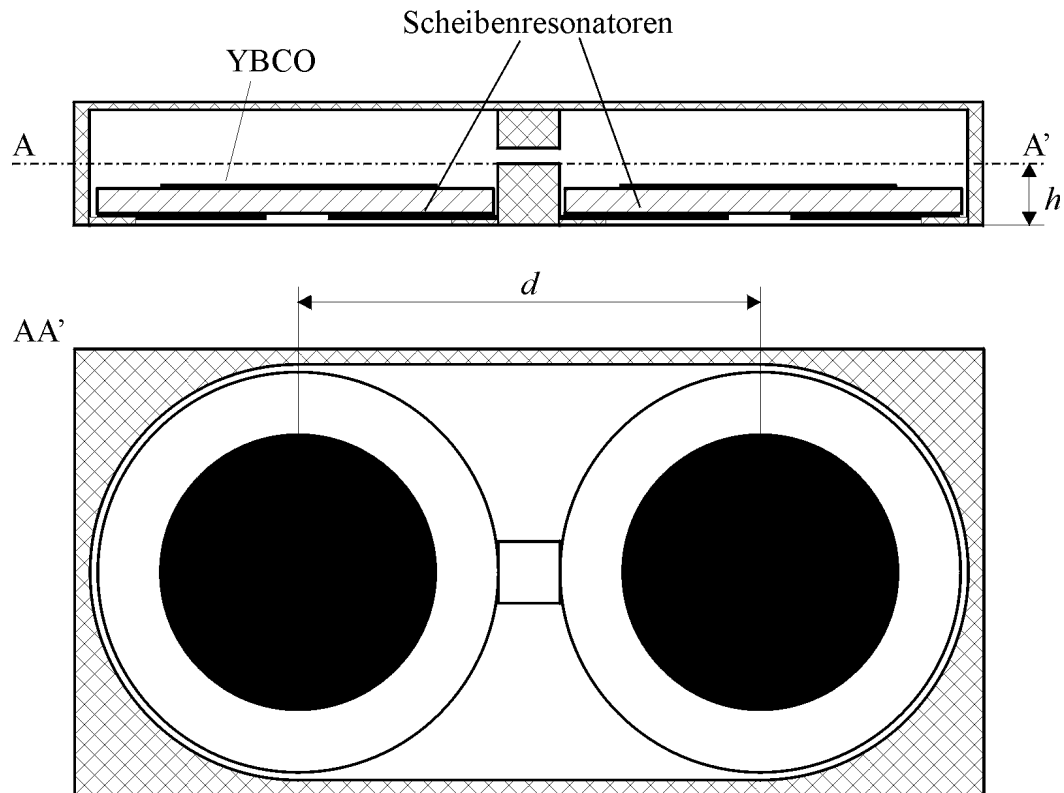


Abb. 3.2.2-8: Koaxialresonator mit eingesetzten Scheibenresonatoren

In Abb. 3.2.2-9 sind Ergebnisse einer Rechnersimulation dieser Struktur mit Hilfe der Integralgleichungsmethode (finite Differenzen) [CST 96] dargestellt. Als Parameter standen hierbei zur Verfügung 1) die horizontale Position h des Spaltes im Innenleiter, 2) der Abstand d der Scheibenresonatoren, 3) die Größe des Spaltes, über welche die Frequenz der Koaxialresonanz und damit die Verstimmung δ eingestellt werden konnte. Erwartungsgemäß erkennt man das vorhergesagte Verhalten (vgl. auch die vorgestellten Modellrechnungen in Abb. 3.2.2-3), hier jedoch ein umgekehrtes Vorzeichen der Kopplung k , da die Gleichtaktmode belastet wird.

Der Vergleich der erzielten Ergebnisse zeigt zunächst, dass trotz unterschiedlicher Konfigurationen viele der berechneten Punkte auf einer identischen Kurve zu liegen kommen, d.h. dass die Verkopplung zwischen der Koppler-Resonanz und der Gleichtaktmode der Resonatoren, im Modell bezeichnet durch J^* , in diesen Anordnungen nicht signifikant unterschiedlich ist. Bei dicht zusammengedrängten Resonatoren und einer Lage des Spaltes auf der Höhe der Grundfläche der Resonatoren ($d = 23,7$ mm; $h = 0,25$ mm: im Diagramm kopfstehende, ausgefüllte Dreiecke) erkennt man jedoch eine deutliche Verstärkung der Kopplung. Das deutet darauf hin, dass in diesem Fall die magnetischen und die elektrischen Feldanteile gemeinsam und konstruktiv interferierend zur Verkopplung dieser Moden beitragen. Dieser Effekt wird noch verstärkt, indem der Querschnitt des Innenleiters des koaxialen Resonators vergrößert wird (Quadrat mit Kreuz). Hier treten jedoch zunehmend parasitäre Effekte auf, die ein unsymmetrisches Verhalten für positive bzw. negative Kopplungen hervorrufen (s. Diagramm).

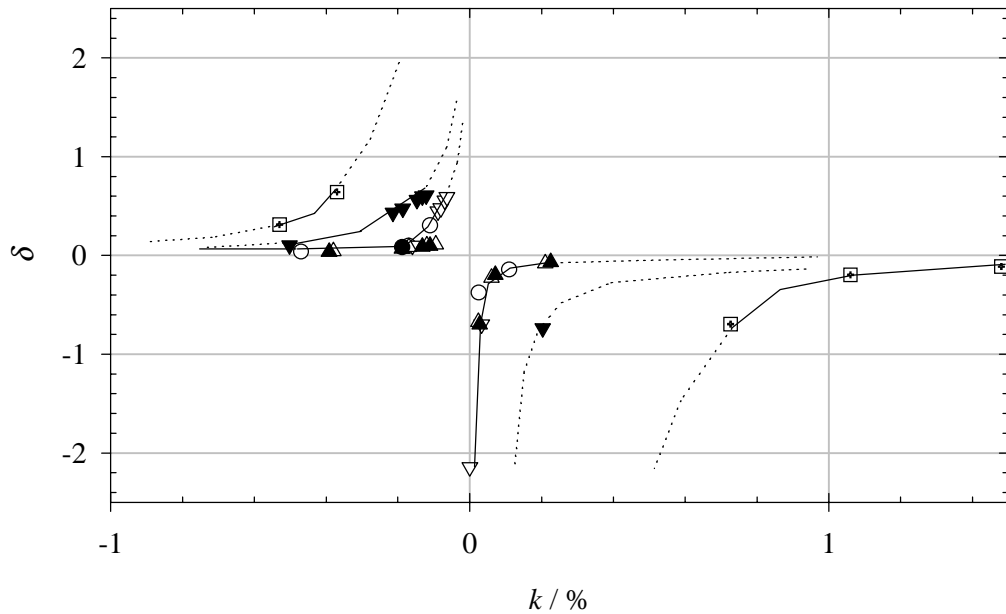


Abb. 3.2.2-9: Feldsimulation der resonanten Kopplung nach Abb. 3.2.2-8
 leere Symbole – $d = 27,4$ mm; ausgefüllte Symbole – $d = 23,4$ mm
 aufrechte Dreiecke Δ – $h = 5$ mm; Kreise O – $h = 3$ mm; kopfstehende
 Dreiecke ∇ – $h = 0,25$ mm; Quadrate – vergrößerter Querschnitt des
 Innenleiters ($h = 0,25$ mm)

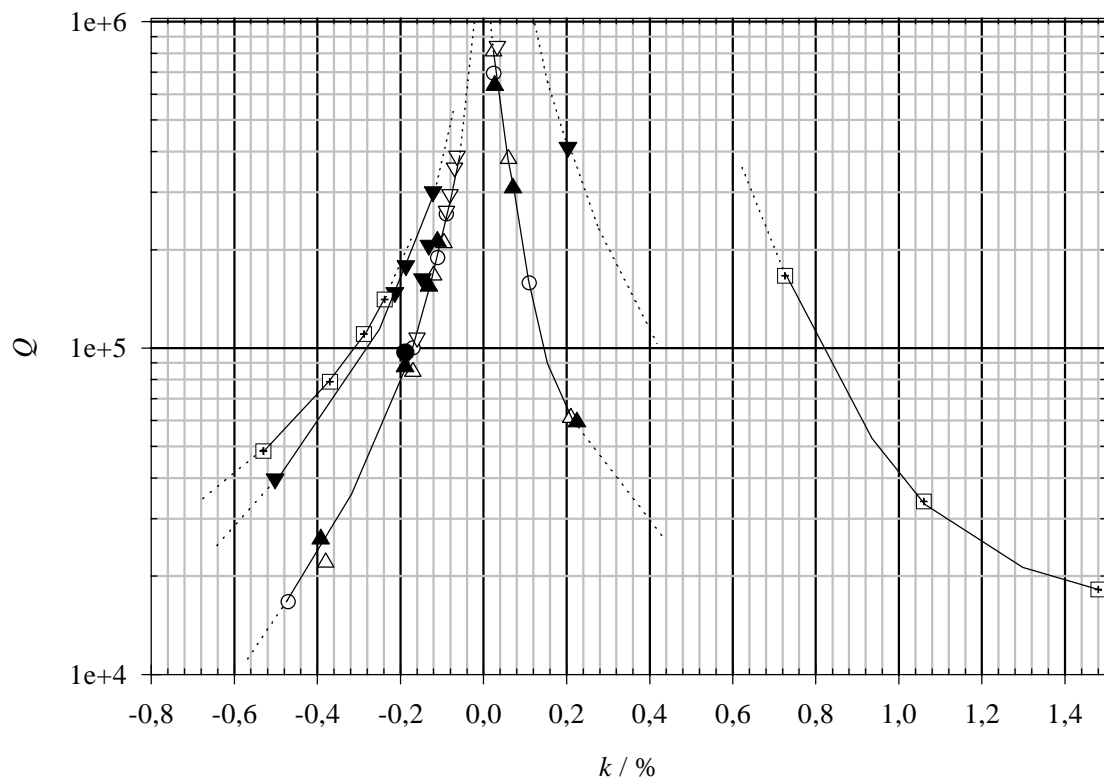


Abb. 3.2.2-10: Verlustbeitrag des resonanten Kopplers nach Abb. 3.2.2-8
 leere Symbole – $d = 27,4$ mm; ausgefüllte Symbole – $d = 23,4$ mm
 aufrechte Dreiecke Δ – $h = 5$ mm; Kreise O – $h = 3$ mm; kopfstehende
 Dreiecke ∇ – $h = 0,25$ mm; Quadrate – vergrößerter Querschnitt des
 Innenleiters ($h = 0,25$ mm)

Aus der diskutierten Feldsimulation können auch Zahlenwerte für die erwarteten Mikrowellenverluste durch Dissipation in den stromführenden Leiterflächen berechnet werden. Diese Berechnung stützt sich auf eine Störungsrechnung, d.h. es wird eine Feldverteilung angesetzt, die identisch mit der Feldverteilung des ungestörten, verlustfreien Falls ist. Diese Methode führt bei hinreichend kleinen Verlusten zu sehr genauen Ergebnissen. Die in Abb. 3.2.2-10 dargestellten Werte basieren auf einer Leitfähigkeit aller Außenwände von $\kappa = 5,80 \cdot 10^7 \text{ S/m}$ (Kupfer bei Raumtemperatur). Dabei wurden die Oberflächen der Scheibenresonatoren verlustlos angesetzt. Wie durch das beschriebene Modell vorhergesagt ist der Einfluss der Verluste im Koppler auf die Verluste der Gesamtstruktur abhängig von der Stärke der Verknüpfung J^* zwischen Koppler und Resonatoren. Entsprechend sind für die oben diskutierten Strukturen (im Bild: ausgefüllte aufrechte Dreiecke sowie Quadrate) geringere Verlustbeiträge bei gleich starker Kopplung zu beobachten als für alle anderen untersuchten Anordnungen und Abmessungen. Bei einer Stärke der Kopplung von $-0,1\%$ beträgt die zusätzlich durch den Koppler eingeführte Verlustgüte etwa $Q_k = 250.000$. Im gekühlten Fall wird durch den geringeren Oberflächenwiderstand von Kupfer eine Reduktion um den Faktor zwei auf $Q_k = 500.000$ erwartet. Damit werden in der Simulationsrechnung bereits akzeptable Werte erreicht.

Die Optimierung von Strukturen, die auf dem dargestellten Prinzip beruhen, ist grundsätzlich durch eine möglichst starke Verkopplung zwischen Resonatoren einerseits und resonantem Koppler andererseits zu erreichen. Dabei sind resonante Koppler allgemein dann von Vorteil, wenn wie im vorliegenden Fall die betrachteten Resonatoren aufgrund ihres Aufbaus sehr schwach an die Umgebung ankoppeln. Durch eine Stromüberhöhung im Koppler wird so erreicht, dass eine äußere Belastung der Resonatoren möglich wird, wie es zur Entwicklung von Filtern notwendig ist.

In Kapitel 4 werden einige Messergebnisse vorgestellt, die mit Hilfe von resonanten Kopplern erzielt wurden.

3.2.3 Leitungskoppler und planare Strukturen

Zur Verkopplung horizontal nebeneinander angeordneter Scheibenresonatoren sind zunächst planare Strukturen mit Kopplern aus Mikrostreifenleitungen zu betrachten. Bei diesen Anordnungen werden die zu koppelnden Resonatoren auf einem gemeinsamen Substrat untergebracht und die Verkopplung erfolgt mit Hilfe von kurzen Leitungsstücken aus HTSL-Filmen, die auf die Oberseite strukturiert sind (Abb. 3.2.3-1,a-d), oder über die Streufelder der Resonatoren bzw. Gehäuseresonanzen (Abb. 3.2.3-1,e).

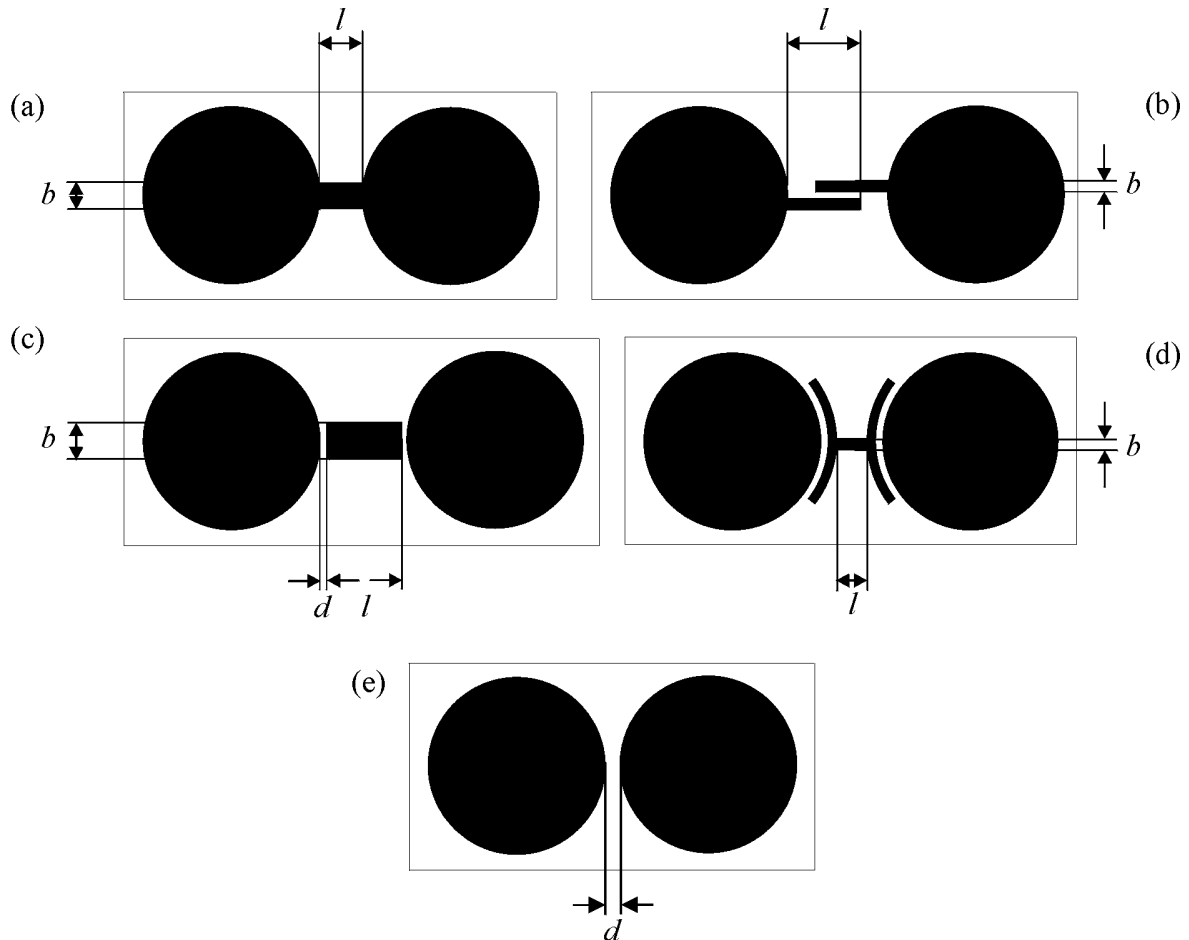


Abb. 3.2.3-1: Kopplung mit planaren Strukturen

Die mit Sonnet EM [Son 99] berechneten Stromdichteverteilungen einiger Anordnungen sind in Abb. 3.2.3-2 dargestellt. Dabei wurden teilweise achteckige Resonatoren verwendet, die eine dem kreisförmigen Scheibenresonator sehr ähnliche Resonanz aufweisen, jedoch mit einem rechteckigen Gitter genauer zu diskretisieren sind.

Bei der Realisierung leistungstauglicher HTSL-Resonatoren und Filter ist die maximale Stromdichte auf den HTSL-Filmen ausschlaggebend für die Leistungsbelastbarkeit. Um diese Belastbarkeit nicht durch die Kopplungselemente zu reduzieren ist zu fordern, dass das Verhältnis aus maximaler Stromdichte auf den Kopplern $J_{max,k}$ zur maximalen Stromdichte auf den Resonatoren $J_{max,r}$ stets kleiner als 1 ist. Dabei stellt die verkoppelte Mode (je nach Anordnung Gleichtakt- oder Gegentakt) den ungünstigsten Fall dar, bei dem dieser Wert maximal wird. Zum Vergleich verschiedener Strukturen sei

$$\Gamma_{\max} = \frac{J_{\max,k}}{J_{\max,r}} \quad (3.2.3-1)$$

der maximale Wert dieses Verhältnisses.

Betrachtet man die Stromverteilung auf den galvanisch mit den Resonatoren verbundenen Leitungsstücken (a,b), so sind sehr hohe Stromdichten auf den Kopplern zu erkennen, die bei einer supraleitenden Filterstruktur zu unerwünschten nichtlinearen Effekten führen. Im skizzierten Fall erhält man einen Wert $\Gamma_{\max} = 1,7$. Die direkte Verbindung (a) führt außerdem zu einer relativ starken Kopplung (im Beispiel $k = 0,7\%$), die nur mit Hilfe dünnerer Leitungen und damit einer weiteren Erhöhung der Stromdichte abgeschwächt werden kann.

Eine schwächere Kopplung erhält man mit verkoppelten Leitungen (b) (im Beispiel $0,1\%$), doch auch in dieser Konfiguration treten sehr hohe Ströme auf den Leitungen auf ($\Gamma_{\max} = 3,2$).

In Anordnung (c) wird der verwendete Streifenleitungskoppler im Gegensatz zu (a) kapazitiv angekoppelt, wodurch ebenfalls schwache Kopplungen möglich sind. Bei einer

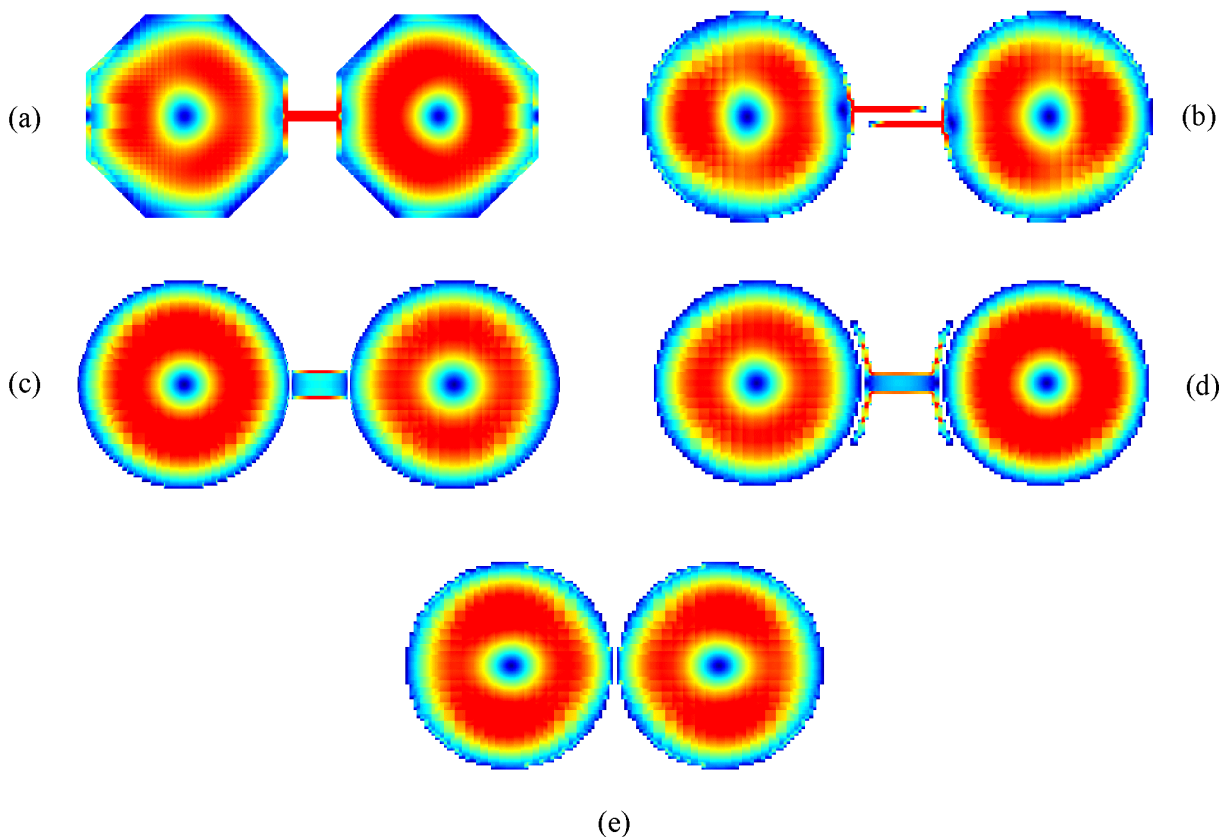


Abb. 3.2.3-2: Berechnete Stromdichteverteilung horizontal verkoppelter Scheibenresonatoren ($f = 4$ GHz) (Sonnet Software EM [Son 99]). Hohe Stromdichten sind rot, niedrige Stromdichten blau gekennzeichnet.

(a) galvanisch verbundener Leitungskoppler ($k_a = -0,7\%$, $\epsilon_r = 10$, $l = 4$ mm, $b = 1$ mm);

(b) verkoppelte offene Leitungen ($k_b = -0,1\%$, $\epsilon_r = 24$, $l = 10$ mm, $b = 1$ mm, Leitungsabstand $d = 1$ mm);

(c) Leitungskoppler mit kapazitiver Ankopplung ($k_c = +0,1\%$, $\epsilon_r = 24$, $l = 4,8$ mm, $b = 2,4$ mm, $d = 0,2$ mm);

(d) H-Koppler ($k_d = -0,1\%$, $\epsilon_r = 24$, $l = 6$ mm, $b = 2$ mm, Stichleitungen $l_s = 5$ mm);

(e) Gehäuse- / Streufeldkopplung ($k_e = +0,4\%$, $\epsilon_r = 24$, $d = 0,25$ mm).

Zur Erläuterung der Geometriedaten vgl. auch Abb. 3.2.3-1.

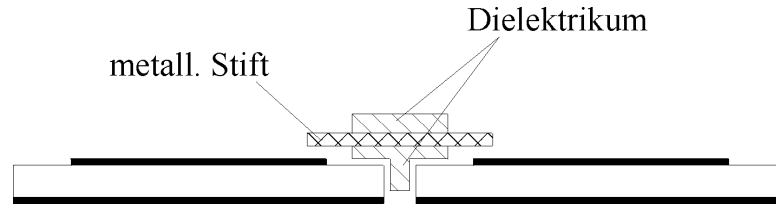


Abb. 3.2.3-3: Schnitt durch zwei mit einem metallischer Leitungskoppler verkoppelte Scheibenresonatoren.

relativ schwachen Kopplung von $k = 0,1 \%$ wird in diesem Fall durch Stromüberhöhung eine Kantenstromdichte mit $\Gamma_{\max} = 0,95$ vorhergesagt, was bereits deutlich geringer ist als in den anderen Fällen.

Zur Vermeidung starker Ströme auf den koppelnden Leitungen wurde in (d) ein H-förmiges Element betrachtet, mit dem ebenfalls sowohl eine positive als auch eine negative Verkopplung prinzipiell möglich ist. Die an den Resonatoren anliegenden Leitungsstücke dieser Struktur wirken dabei als offene Stichleitungen mit einer Länge von etwa einem Viertel der geführten Wellenlänge, deren offenes Ende sich an der Verbindungsleitung näherungsweise zu einem Kurzschluss transformiert. Dadurch erhält man auf dieser Leitung einen Wert von $\Gamma_{\max} = 1,04$ bei $k = -0,1 \%$. Dieses Element ermöglicht damit den durchgeführten Rechnersimulationen zufolge eine ausreichend starke Kopplung mit negativem Vorzeichen, ohne sehr hohe Stromdichten auf den Leistungsstücken hervorzurufen.

Anhand von normalleitenden Teststrukturen wurde jedoch ein grundsätzlicher Nachteil der aufgeführten Strukturen ermittelt. Die Benutzung eines gemeinsamen Substratmaterials für beide Resonatoren erschwert den Entwurf des Filtergehäuses maßgeblich, da unerwünschte Gehäuseresonanzen auftreten, deren Vermeidung oder Verschiebung unvermeidbare Verluste hervorruft. Diese Resonanzen können auch zur Kopplung ausgenutzt werden (e), im einfachsten Fall eines rechteckförmigen Gehäuses ist diese Kopplung aufgrund der Frequenzlage der Gehäuseresonanz jedoch positiv und führt daher zu einer teilweisen Kompensation möglicherweise erwünschter negativer Kopplungen.

Zusammenfassend ist die Verwendung der angegebenen planaren Strukturen zur Realisierung von Kopplungen mit negativem Vorzeichen aufgrund von Gehäuseresonanzen nur bedingt geeignet. Strukturen nach (a,b) weisen aufgrund von Stromverdrängungseffekten zudem eine begrenzte Leistungstauglichkeit auf. Aufgrund von Kompensationseffekten wird auch bei verbesserten Strukturen (c,d) bei vorgegebener negativer Kopplungsstärke eine Stromdichte auf den Kopplerstrukturen benötigt, die in der gleichen Größenordnung der Stromdichten auf der eigentlichen Resonatorfläche liegt. Damit kann die Leistungstauglichkeit einer Filterstruktur mit den beschriebenen Kopplungen nicht allein auf die Eigenschaften der Resonatoren zurückgeführt werden, was den allgemeinen Entwurf erschwert und daher nicht erstrebenswert ist.

Eine Kopplung mit positivem Vorzeichen kann mit (e) erreicht werden. Da die Resonatoren bei dieser Struktur sehr dicht zusammengebracht werden müssen, um eine ausreichende Stärke der Kopplung zu gewährleisten ergeben sich jedoch praktische Schwierigkeiten bei der Erweiterung der Struktur auf eine höhere Filterordnung.

Zur Vermeidung von Kantenstromüberhöhungen in HTSL-Filmen sind auch normalleitende metallische Koppler in Betracht zu ziehen. Ein entsprechender Leitungskoppler besteht beispielsweise aus einem kurzen metallischen Stift, der von einem Dielektrikum (PTFE) gehalten wird und in geringem Abstand über zwei planar angeordneten Resonatoren angebracht ist (Abb. 3.2.3-3). Auf diese Weise bildet sich eine elektrisch kurze Leitung zwischen diesem Stift und der Grundmetallisierung der Resonatoren aus, die teilweise mit Luft und teilweise mit dem Substratmaterial als Dielektrikum gefüllt ist. Die Ankopplung dieses Elements an die Resonatoren erfolgt mit Hilfe der elektrischen Streufelder

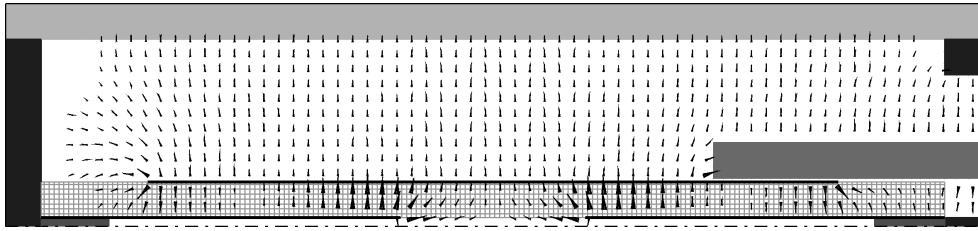


Abb. 3.2.3-4: Mit MAFIA berechnete elektrische Feldverteilung bei Kopplung eines Resonators auf LaAlO_3 -Substrat (4 GHz) mit metallischem Leitungskoppler. (Hälfte einer symmetrischen Struktur mit Symmetrieebene rechts im Bild. Verkoppelte Mode.)

an der Kante der Resonatoren. Die Ankopplung kann durch eine Verbreiterung des Stiftes an den Enden falls notwendig verstärkt werden. Mit Hilfe des Abstands kann die Stärke dieser Kopplung verändert und abgestimmt werden.

Zur Abschätzung der erreichbaren Kopplungsstärke und der entstehenden Verluste wurden Simulationsrechnungen mit einem 3-dimensionalen Eigenwertmodul aus dem Programmpaket MAFIA [CST 96] durchgeführt. Im Vergleich zu rein zweidimensionalen Feldproblemen (z.B. rotationsymmetrische Strukturen) sind diese Berechnungen sehr zeitaufwendig und daher nur mit einer relativ geringen Anzahl von Gitterpunkten durchführbar. Dargestellt ist beispielsweise die berechnete Feldverteilung der verkoppelten Mode (Abb. 3.2.3-4) bei einer Punktzahl von 300.000 Gitterpunkten. Dabei wurde eine Symmetrieebene ausgenutzt (rechter Bildrand), an welcher eine magnetische Randbedingung eingeführt wurde. Die Rechenzeit dieser Struktur betrug auf den verwendeten HP-Workstations HP9000/J2240 etwa 2 Stunden, nachdem alle benötigten Parameter von Hand optimiert wurden. Die dargestellte Struktur mit einer Länge $l = 15$ mm, einem Durchmesser $d = 1$ mm des zylindrischen Kopplers und einem Abstand $g = 0,1$ mm zum Substrat erreicht eine Kopplung $k = 0,31$ %, wobei jedoch Verlustbeiträge von $Q_k = 90.000$ eingebracht werden. In höherkreisigen Filtern wird dieser Beitrag durch die Anzahl der Energiespeicher mit einem Faktor $n/2$ (n – Anzahl der Resonatoren) abgeschwächt (vgl. Einleitung zu Kap. 3.2). Im praktischen Einsatz hat sich dieses Element wegen der guten Einstellbarkeit der Kopplung bewährt (vgl. Kap. 4).

3.2.4 Dielektrische Koppler

Ein grundlegendes Problem bei der Verkopplung der dargestellten Scheibenresonatoren stellt die Tatsache dar, dass die elektromagnetische Feldenergie, die in diesen Resonatoren gespeichert ist, sehr stark auf das Resonatorinnere beschränkt ist. Diese geringe Verkopplung mit der äußeren Umgebung ist einerseits von Vorteil, da aus diesem Grund die Wandströme in den umgebenden Strukturen wie Gehäuseteilen o.ä. recht klein sind und damit in der Regel einen sehr geringen Beitrag zu Dissipationsverlusten liefern. Andererseits ist es zum Betrieb der Resonatoren notwendig, eine definierte elektromagnetische Verbindung zu weiteren Resonatoren oder den Toren der Komponente herzustellen. Materialien mit hoher elektrischer Permittivität eignen sich daher besonders gut, um Energieanteile aus den Resonatoren zu extrahieren und für die angesprochenen Kopplungen verfügbar zu machen.

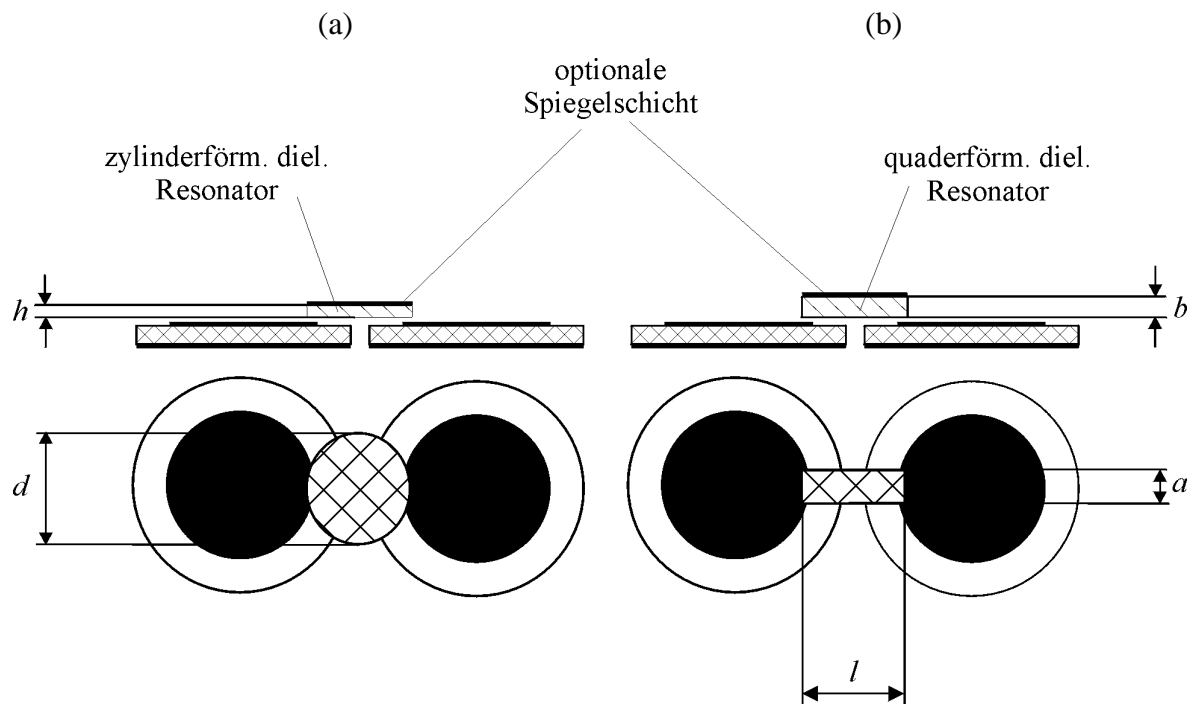


Abb. 3.2.4-1: Kopplung mit dielektrischen Elementen.

(a) – zylinderförmiger diel. Resonator; (b) – quaderförmiger diel. Resonator

Es wurden Elemente aus kristallinem TiO_2 (Rutil) entworfen, welches ein anisotropes dielektrisches Verhalten aufweist mit $\epsilon_{r,c}=250$, $\epsilon_{r,(a,b)}=110$ für die jeweiligen Kristallachsen bei einer Temperatur von $T = 77 \text{ K}$ [Kle 95]. Abb. 3.2.4-1 zeigt zwei mögliche Anordnungen mit einem zylindrischen Element (a) mit zu den Resonatoren paralleler Achsorientierung sowie einem quaderförmigen Element (b) mit dazu senkrechter Achsorientierung. Eine leitfähige Schicht auf der Oberseite des dielektrischen Elements dient optional als Spiegelschicht. Zunächst wurden diese Elemente feldtheoretisch untersucht mit dem Ziel, eine Verkopplung der Gleichtaktmode der Scheibenresonatoren (zur Feldverteilung der Gleich- und Gegentaktmode) zu erreichen und diese Mode so zu belasten, dass eine Verschiebung zu tieferen Frequenzen erfolgt. Dadurch wird eine negative Kopplung zwischen den Resonatoren erzielt. Eine allgemeine Darstellung resonanter Koppler findet sich auch in Kap. 3.2.2.

Zu Analyse der angegebenen Strukturen soll zunächst ein isotropes dielektrisches Material vorausgesetzt und die Anisotropie anschließend im Rahmen rechnergestützter Feldsimulationen eingeführt werden.

a) zylindersymmetrischer dielektrischer Koppler

Die Feldverteilung eines dielektrischen Resonators kann bei sehr großem dielektrischen Kontrast zum umgebenden Medium ausreichend genau mit Hilfe magnetischer Wände modelliert werden [Kaj 86]. Diese Näherung trifft bei TiO₂-Material wegen der hohen Dielektrizitätskonstante sehr gut zu. Im Folgenden werden zylindrische Resonatoren betrachtet, deren Durchmesser d groß zur Höhe h ist ($d/h \gg 1$). Die Grundmode dieses Resonators ist die TE⁰¹⁰-Mode mit der Resonanzfrequenz

$$f^{TE010} = \frac{c_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \frac{2,4048}{d/2}, \quad (3.2.4-1)$$

deren Feldverteilung in Abb. 3.2.4-2 (links) skizziert ist. Die TE^{mp}-Moden, deren elektrisches Feld rein transversal ist, eignen sich in der einleitend skizzierten Anordnung (Abb. 3.2.4-1) im Allgemeinen nicht zur Verkopplung der Scheibenresonatoren, da deren elektrisches Feld hauptsächlich Längskomponenten sowie Streufelder in radialer Richtung besitzt (vgl. Abb. 3.2.2-6). Das elektrische Feld der TE⁰¹⁰-Mode des dargestellten dielektrischen Resonators ist jedoch rein azimuthal ausgerichtet, was zu einer sehr geringen Kopplung führt. Ähnliches gilt auch für die TE¹¹⁰-Mode mit einer Resonanzfrequenz von

$$f^{TE110} = \frac{c_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \frac{3,8317}{d/2}. \quad (3.2.4-2)$$

Interessant sind stattdessen die TM-Moden, die Längskomponenten der elektrischen Feldstärke besitzen. Es existieren in dieser Struktur keine TM^{mm0}-Moden, so dass die in Frage kommende Mode TM⁰¹¹ (Abb. 3.2.4-2, rechts) bereits eine von Null verschiedene Modenordnung in Längsrichtung besitzt. Bei geringer Höhe h des Resonators liegt die entsprechende Resonanzfrequenz daher deutlich oberhalb der Frequenz der Grundmode TE⁰¹⁰ und auch der TE¹¹⁰-Mode:

$$f^{TM011} = \frac{c_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{3,8317}{d/2}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{h}\right)^2}. \quad (3.2.4-3)$$

Am Außenrand des Resonators besitzt das elektrische Feld dieser Mode im Idealfall nur eine z -Komponente mit festem Vorzeichen, da die Feldverteilung rotationssymmetrisch ist. Dadurch wird in einer Anordnung nach Abb. 3.2.4-1 wie erwünscht die Gleichtaktmode belastet. Das Vorhandensein von zwei unerwünschten Resonanzen bei niedrigeren Frequenzen stellt jedoch eine starke Einschränkung dar, da das Feld dieser Moden zu parasitären Einflüssen führen kann und beispielsweise unerwünschte Kopplungen hervorruft.

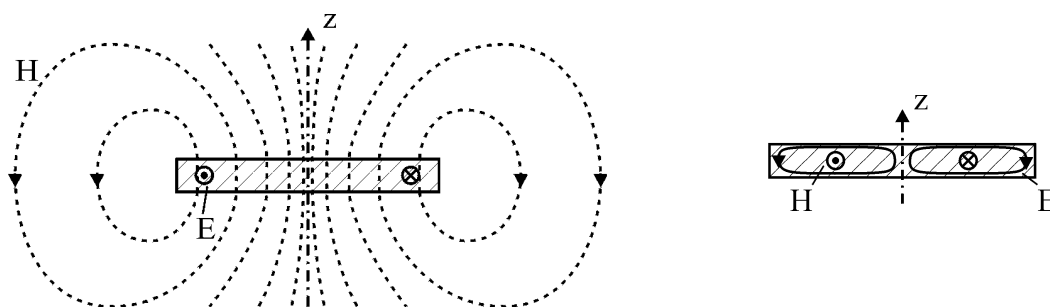


Abb. 3.2.4-2: Moden eines zylindrischen dielektrischen Resonators
Links: TE⁰¹⁰-Mode (Grundmode); Rechts: TM⁰¹¹-Mode

Zur Vermeidung der TE^{010} -Grundmode und gleichzeitig zur Verringerung der Resonanzfrequenz der TM^{011} -Mode kann eine elektrisch leitende Spiegelschicht bei $z = h$ eingeführt werden. In dieser Anordnung existieren weder TE^{mn0} noch TM^{mn0} -Moden. Die Grundmode des abgeschirmten Resonators ist dann die TM^{111} -Mode mit

$$f_s^{TM^{111}} = \frac{c_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{1,8412}{d/2}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2h}\right)^2}, \quad (3.2.4-4)$$

welche die Gegentaktmode des Resonators belastet und damit eine positive Kopplung bewirkt. Die Resonanzfrequenz der erwünschten TM^{011} -Mode (Feldverteilung ähnlich Abb. 3.2.4-2, rechts) liegt dagegen bei

$$f_s^{TM^{011}} = \frac{c_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{3,8317}{d/2}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2h}\right)^2}. \quad (3.2.4-5)$$

Unterhalb dieser Mode liegt allerdings bereits die niedrigste TE-Mode mit

$$f_s^{TE^{011}} = \frac{c_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{2,4048}{d/2}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2h}\right)^2}. \quad (3.2.4-6)$$

Zusammenfassend kann mit Hilfe der Spiegelschicht kein Vorteil erzielt werden, da auch hier zwei störende Moden unterhalb der erwünschten Mode auftreten. Damit erscheint ein zylindrischer Koppler als wenig aussichtsreich zur Realisierung negativer Kopplung.

b) quaderförmiger dielektrischer Koppler

Zur Diskussion des Modenspektrums eines quaderförmigen dielektrischen Resonators nach Abb. 3.2.4-1 wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit $a < b < l$ vorausgesetzt. Mit einem Separationsansatz nach [Ung 87] findet man als Grundmode dieser Struktur die TM^{011} -Mode (die Indizierung versteht sich in Raumrichtung der Kanten a, b, l) mit der Resonanzfrequenz

$$f_q^{TM^{011}} = \frac{c_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{1}{b}\right)^2 + \left(\frac{1}{h}\right)^2}. \quad (3.2.4-7)$$

Die geometrischen Abmessungen werden im Folgenden auf b normiert dargestellt mit

$$\bar{a} = \frac{a}{b}, \quad \bar{l} = \frac{l}{b}. \quad (3.2.4-8)$$

Es existieren weitere TM^{mnp} -Moden (nicht TM^{mn0} und TM^{00p}) sowie TE^{mnp} -Moden (nicht TE^{0np} und TM^{m0p}), wobei alle Moden mit $m, n, p > 0$ als TE- und TM-Moden doppelt entartet sind. Ein allgemeiner Ausdruck für die Resonanzfrequenzen höherer Moden lautet in normierter Form

$$\bar{f}_q^{mnp} = \frac{f_q^{mnp}}{f_q^{TM^{011}}} = \sqrt{\frac{(n\bar{l})^2 + \left(m\frac{\bar{l}}{\bar{a}}\right)^2 + p^2}{\bar{l}^2 + 1}}. \quad (3.2.4-9)$$

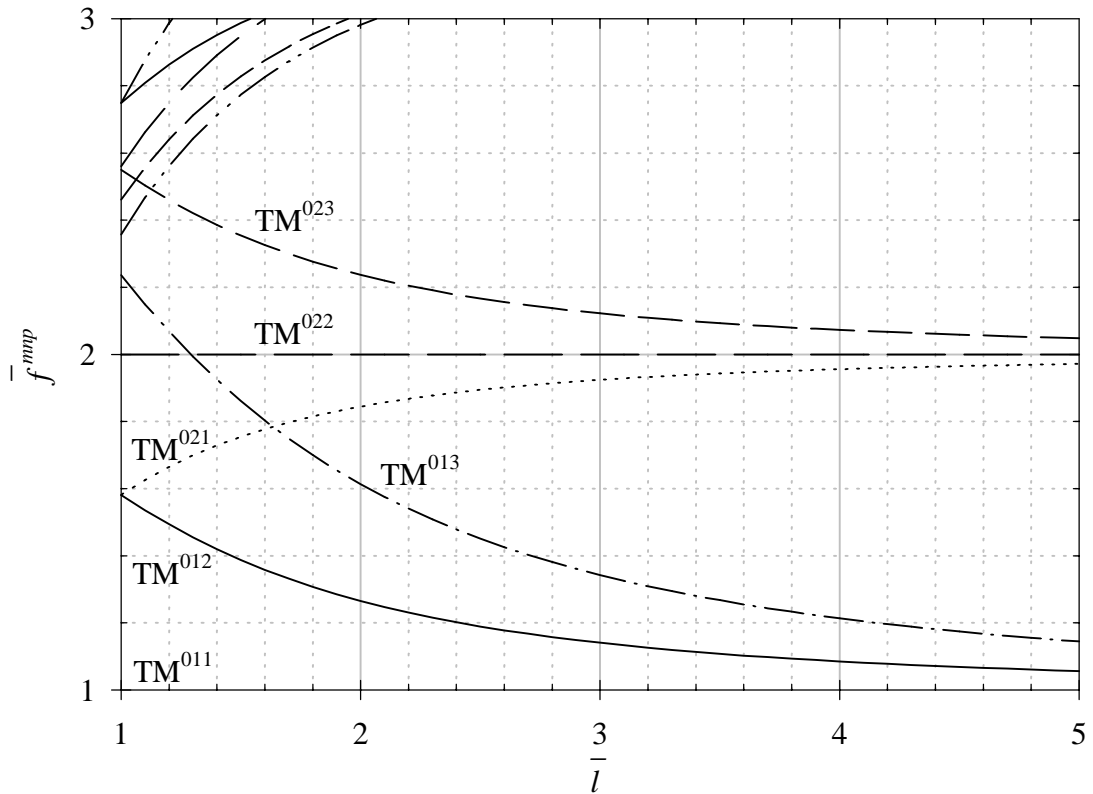


Abb. 3.2.4-3: Modenspektrum eines quaderförmigen dielektrischen Resonators nach Abb. 3.2.4-1 mit einer normierten Seitenlänge $a/b = 0,5$. Die Resonanzfrequenzen sind normiert auf die Grundmode TM^{011} .

In Abb. 3.2.4-3 ist das Modenspektrum für $\bar{a} = 0,5$ dargestellt. Für Abmessungen $\bar{a} < 0,5$ und $\bar{l} > 1$ ist die TM^{012} -Mode die zweite resonante Mode in dieser Struktur. Der Frequenzabstand zur Grundmode TM^{011} sowie zur nächsten höheren Mode TM^{021} bzw. TM^{013} ist dabei durch die normierte Länge \bar{l} des Resonators vorgegeben. Die Feldverteilungen der Grundmode und der TM^{012} -Mode sind in Abb. 3.2.4-4 skizziert. Anhand der elektrischen Felder dieser Moden ist zu erkennen, dass mit Hilfe der Grundmode eine Belastung der Gegentaktmode und mit Hilfe der TM^{012} -Mode eine Belastung der Gleichtaktmode nebeneinander angeordneter Scheibenresonatoren zu erreichen ist.

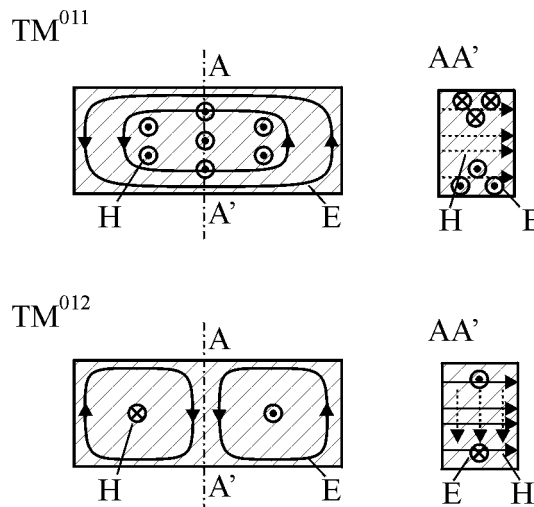


Abb. 3.2.4-4: Feldverteilungen der TM^{011} und TM^{012} -Mode eines quaderförmigen dielektrischen Resonators.

Zusammenfassend besitzt der quaderförmige Resonator als Koppel-Element gegenüber einem zylindersymmetrischen Koppler nach a) den Vorteil, dass bereits die Grundmode und die nächst höhere Mode zu Kopplung der Scheibenresonatoren beitragen können. Das Vorzeichen der Kopplung kann dabei durch die Wahl der Resonanzfrequenz des koppelnden Resonators ausgewählt werden.

Um eine quantitative Aussage über die mit den beschriebenen Strukturen erreichbare Stärke der Kopplung sowie Abschätzungen z.B. zur Empfindlichkeit gegenüber Änderungen der geometrischen Abmessungen zu erhalten, sind rechnergestützte Feldberechnungen wünschenswert. Aufgrund folgender Eigenschaften ist diese Vorhersage jedoch mit den verfügbaren Mitteln nicht möglich:

- hoher dielektrischer Kontrast zwischen Koppler und Umgebung (Luft) verursacht Stabilitätsprobleme der Algorithmen bei der Lösung des Feldproblems
- kleine Luftspalte zwischen Koppler und Resonatoren erfordern eine hohe Anzahl von Gitterpunkten, wodurch der Rechenaufwand stark erhöht wird

Das entwickelte Konzept wurde anhand von Messungen verifiziert, welche in Kap. 4.2 vorgestellt werden.

3.3. Abstimmung der Filterparameter

Zur Korrektur von Fertigungstoleranzen ist bei schmalbandigen Filtern in der Regel ein Abgleich nach der Fertigung der Komponente notwendig. Als Fehlerquellen kommen dabei Streuungen der Materialbeschaffenheit (z.B. bei den dielektrischen Eigenschaften der Substrate), eine Ungenauigkeit der Materialabmessungen (z.B. Substratdicke), Fehler bei der Strukturierung der Dünnschichten (z.B. Unterätzungen) sowie eine unzureichende Präzision der rechnergestützten Feldberechnung in Frage. Zur Kompensation dieser Effekte werden in vielen Fällen dielektrische Abstimmeelemente eingesetzt, die die Feldverteilung in geeigneter Weise beeinflussen. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verschiebung von Elementen wie z.B. Kopplern zur Veränderung der Kopplungsstärke. Auch Veränderungen am abschirmenden Gehäuse können zur Abstimmung ausgenutzt werden und in einigen Fällen kann auch eine Bewegung der Einbaulage der Resonatoren durchgeführt werden.

a) Abstimmung der Resonanzfrequenz

Die Genauigkeit der Frequenzen der einzelnen Resonatoren ist bei der Abstimmung von Filtern von entscheidender Bedeutung. Dabei sind neben Fertigungstoleranzen auch unterschiedliche Belastungen der verschiedenen angeordneten Resonatoren zu berücksichtigen oder bei der Abstimmung auszugleichen. Die notwendige relative Genauigkeit der Resonanzfrequenz ist in starkem Maße von der relativen Bandbreite des Filters Δf und vom Filterdesign (Tschebyscheff, elliptisch, quasi-elliptisch), d.h. der Selektivität des Filters abhängig. Um einen groben Anhaltspunkt zu finden wurde ein vierkreisiges quasi-elliptisches Filter mit relativer Bandbreite von 1 % und einem Polpaar bei $|f - f_0| = 38$ MHz betrachtet. Ungenau eingestellte Filterparameter sind anhand der Veränderung der Reflexionsdämpfung leicht zu erkennen. Zum Vergleich wird beispielsweise eine Verschlechterung der Reflexionsdämpfung (in dB) um etwa 10 % von 23 dB auf 21 dB innerhalb des Durchlassbandes zugelassen. Nach Modellrechnungen ist dies gleichbedeutend mit einer maximalen Frequenzabweichung von etwa 0,022 % für die äußeren Resonatoren (1,4) und

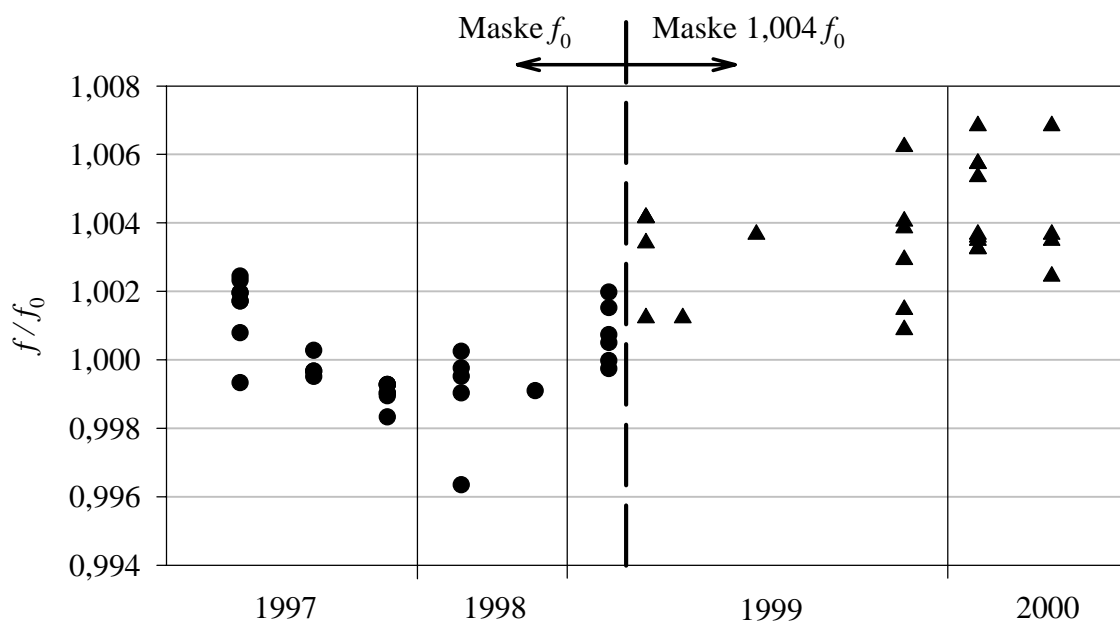


Abb. 3.3-1: Gemessene Resonanzfrequenz von verschiedenen C-Band TM^{010} -Scheibenresonatoren (YBCO / $LaAlO_3$) bei gleichem Herstellungsverfahren
(1997-02/99: Entwurf für $f = f_0$; 03/99-02/00: Entwurf für $f = 1,004 f_0$)

0,018 % für die inneren Resonatoren (2,3). Die Toleranz ist damit um annähernd zwei Größenordnungen geringer als die relative Filterbandbreite.

Zum Vergleich sind in Abb. 3.3-1 die Resonanzfrequenzen (normiert auf $f_0 = 4,1$ GHz) einiger im Zeitraum dieser Arbeit verwendeter Scheibenresonatoren dargestellt. Die betrachteten Resonatoren wurde dabei für eine Resonanzfrequenz von f_0 (Zeitraum 97-02/99) bzw. $1,004 \cdot f_0$ (Zeitraum 03/99-02/00; im Diagramm jeweils markiert) entworfen. Die Fertigungstoleranzen sind mit $\pm 0,4$ % deutlich größer als die benötigten Genauigkeiten was einen Abgleich in dieser Größenordnung unbedingt erforderlich macht.

Die Beeinflussung der Resonanzfrequenz eines Scheibenresonators ist mit Hilfe von dielektrischen Elementen möglich. Eine entsprechende Anordnung mit einem axial angeordneten zylindrischen Element ($\epsilon_r = 10$) ist in Abb. 3.3-2 skizziert. Im rechten Bildteil ist die normierte Resonanzfrequenz eines Scheibenresonators gegen den Abstand des Elements aufgetragen (Kreise – Messung, Linien – Rechnersimulation). Simulation und Messergebnis liegen in der gleichen Größenordnung. Es ist auf diese Weise insgesamt eine Verstimmung von 0,2 % möglich, was nach den oben dargestellten Ergebnissen zum Ausgleich von Toleranzen nur bei Vorselektion der Resonatoren ausreichen kann.

Steht das Volumen oberhalb des Mittelpunkts des Resonators nicht zur Verfügung, z.B. wenn dort ein externer Koppler angebracht ist, so besteht die Möglichkeit, dielektrische Elemente kreisförmig am Umfang der HTSL-Leiterfläche anzuordnen, wo ein relativ starkes elektrisches Streufeld des Resonators zur Abstimmung zur Verfügung steht (vgl. Abb. 3.3-3). Diese Struktur ist damit jedoch nicht rotationssymmetrisch, wodurch eine zweidimensionale Rechnersimulation nicht mehr möglich ist. Da das dreidimensionale Feldproblem mit dem verwendeten Eigenwert-Lösungsalgorithmus in vertretbarer Rechenzeit nicht mit ausreichender Genauigkeit gelöst werden kann, sind experimentelle Daten zu verwenden. In Abb. 3.3-3 (rechts) ist die gemessene Resonanzfrequenz eines HTSL-Scheibenresonators in Abhängigkeit vom Abstand d vier kreisförmig angeordneter dielektrischer Elemente von 0,9 mm Durchmesser zur Oberfläche der Resonators aufgetragen. Im oberen Bildteil wurden Elemente aus Al_2O_3 ($\epsilon_r \approx 10$) verwendet, mit denen lediglich eine vergleichsweise geringe Abstimmung von etwa 0,15 % möglich ist. Dies reicht zum Ausgleich von Toleranzen nur bei strenger Vorselektion der verwendeten Resonatoren aus. Mit dielektrischem Material mit

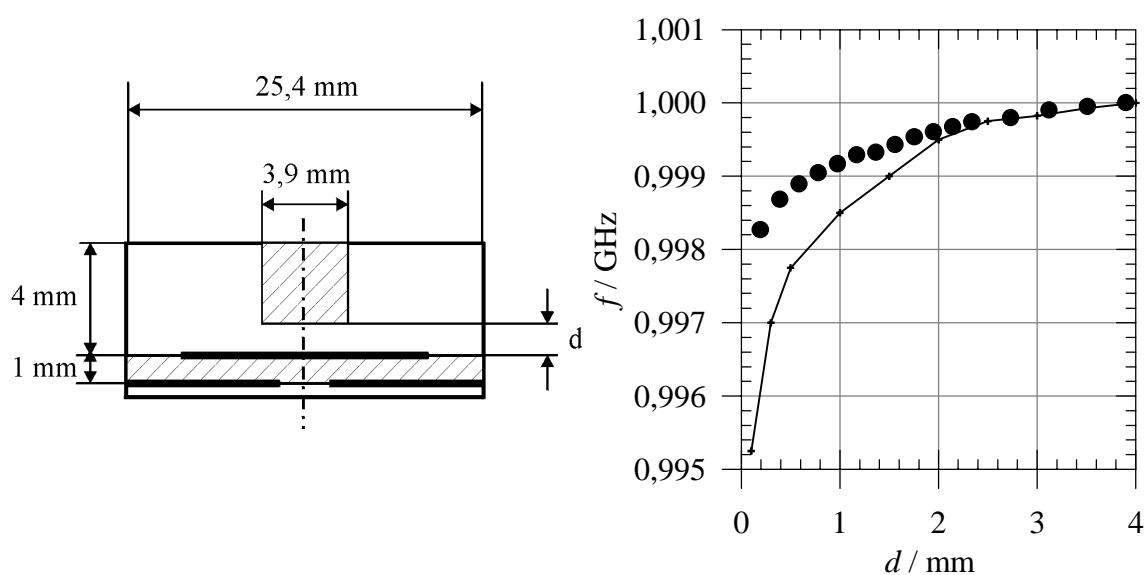


Abb. 3.3-2: Verstimung der Resonanzfrequenz eines Scheibenresonators (LaAlO_3 ; $f_0 = 4,0$ GHz) mit Hilfe eines zentral angeordneten dielektrischen Elements ($\epsilon_r = 10$) (Linie – Rechnersimulation, Kreise – Messergebnis).

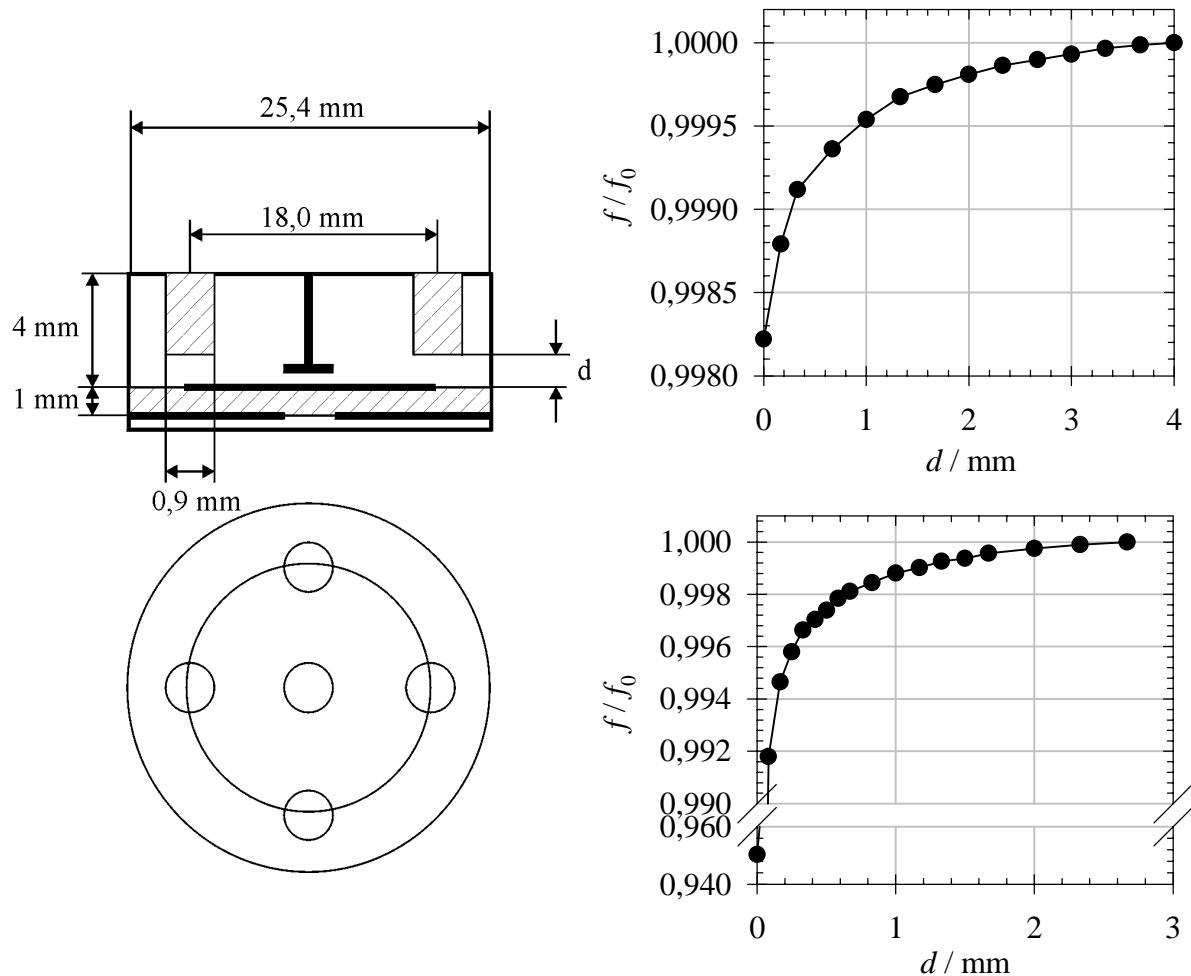


Abb. 3.3-3: Verstimmung der Resonanzfrequenz eines HTSL-Scheibenresonators ($\text{YBCO} / \text{LaAlO}_3$; $f_0 = 3,78$ GHz) mit Hilfe von dielektrischen Elementen.
 Links: Skizze der verwendeten Struktur.
 Rechts: Messergebnis bei $T = 77$ K; Oben – Elemente aus Al_2O_3 (Saphir)
 Unten – Elemente aus TiO_2 (Rutil)

höherer Dielektrizitätskonstante (unterer Bildteil: TiO_2 (Rutil), mit $\epsilon_{r,c} \approx 250$, $\epsilon_{r,(a,b)} \approx 110$ für die jeweiligen Kristallachsen bei $T = 77$ K [Kle 95]) ist ein deutlich größerer Abstimmbereich von etwa 5 % erzielbar; allerdings erkennt man bei geringem Abstand d eine sehr große Empfindlichkeit der Frequenzabhängigkeit, so dass aus technologischen Gründen nur etwa 2 % zur Abstimmung ausgenutzt werden kann. Zum Ausgleich der Toleranzen ist dieser Bereich aber in jedem Fall ausreichend.

In allen beschriebenen Fällen kann die Resonanzfrequenz der beteiligten Resonatoren nur zu niedrigen Frequenzen hin verstimmt werden. Beim Filterentwurf muss diese Tatsache berücksichtigt werden, indem die Resonatoren für eine um die Fertigungstoleranz höhere Frequenz ausgelegt werden. Damit kann erreicht werden, dass in jedem Fall eine Abstimmung möglich ist. Andererseits ist auch erkennbar, dass der Aufbau der angestrebten Filter bei den auftretenden Fertigungstoleranzen nicht ohne Abstimmung der Resonanzfrequenzen möglich ist.

b) Abstimmung der Kopplungen

Die notwendige Genauigkeit der Kopplungen soll anhand eines quasielliptischen Filters mit 1 % Bandbreite und einem Abstand von 38 MHz der beiden symmetrisch angeordneten Polstellen von der Bandmitte abgeschätzt werden. Zum Vergleich wird erneut eine Verringerung der Reflexionsdämpfung um 10 % zugelassen. In Tab. 3.3-1 sind die maximal zulässigen relativen Abweichungen der Koppelfaktoren (Hauptkopplungen 1-2 und 2-3, Nebenkopplung 3-4 sowie externe Kopplung) zur Erfüllung dieser Forderung angegeben.

$\Delta k_{12} / k_{12}$	$\Delta k_{23} / k_{23}$	$\Delta k_{14} / k_{14}$	$\Delta Q_{ext} / Q_{ext}$
2,9 %	3,9 %	10 %	4,2 %

Tab. 3.3-1: Toleranz der Koppelfaktoren

Zur Abstimmung der axialen Kopplungen werden dielektrische Folien oder Stifte verwendet, die im Raum zwischen den Resonatoren angebracht sind. Bei der Feldberechnung wird zur Vereinfachung jeweils eine rotationssymmetrische und damit zweidimensionale Struktur betrachtet, was zur Abschätzung der Abstimmbarkeit der jeweiligen Struktur ausreichend ist.

Ein Anordnung zur Abstimmung rückseitig axial gekoppelter Resonatoren mit Hilfe einer dielektrischen Folie ist in Abb. 3.3-4 (links) dargestellt. Die Folie ist horizontal beweglich und kann dadurch in den aktiven Bereich gebracht werden. Rechts im Bild ist die zur Simulation verwendete Struktur zu erkennen, bei der eine Folie mit variabler Dicke d das Kopplungsloch in der Grundfläche der Resonatoren überdeckt. Die Feldverteilung der Eigenmoden dieser Anordnung kann mit einem zweidimensionalen Ansatz numerisch berechnet werden.

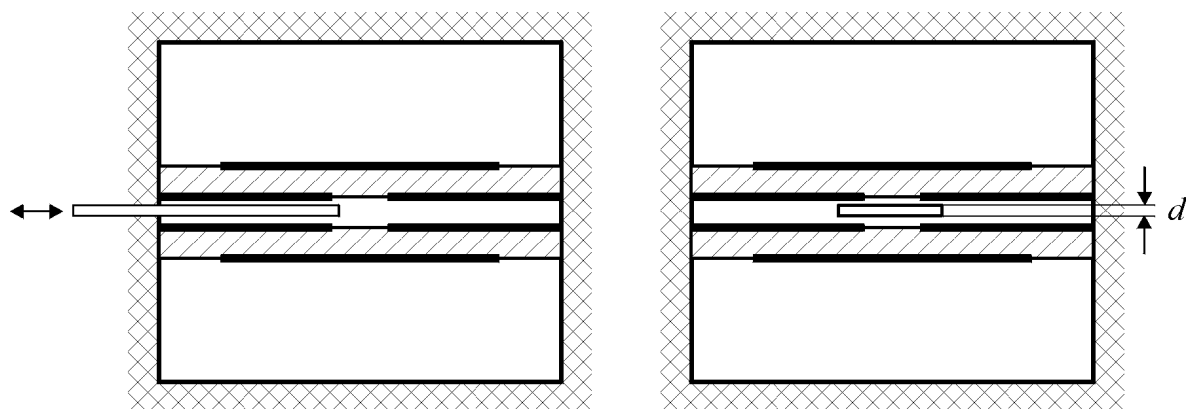


Abb. 3.3-4: Anordnung zur Abstimmung der Kopplung bei rückseitig axial gekoppelten Resonatoren.

Links: Skizze einer technologisch möglichen Struktur,
Rechts: Zur Feldberechnung verwendete Anordnung.

Die Ergebnisse der Feldberechnung unter Verwendung von LaAlO_3 -Substraten bei einer Resonanzfrequenz von 4 GHz und einer dielektrischen Folie mit einer Dielektrizitätskonstante von $\epsilon_r = 10$ sind in Abb. 3.3-5 dargestellt. Links ist die Verstimmung der Kopplung in normierter Form aufgetragen. Der mögliche Abstimmbereich ist extrem groß und ermöglicht eine Veränderung des Koppelfaktors um eine ganze Größenordnung, was deutlich über den zum Ausgleich von Toleranzen benötigten Werten liegt. Daher ist es sinnvoll, eine Folie mit geringerer Dielektrizitätskonstante, z. B. aus PTFE-Material mit $\epsilon_r = 2$ zu verwenden. Zusätzlichen Verlustbeiträge, die aufgrund einer durch das Abstimmelement bewirkten

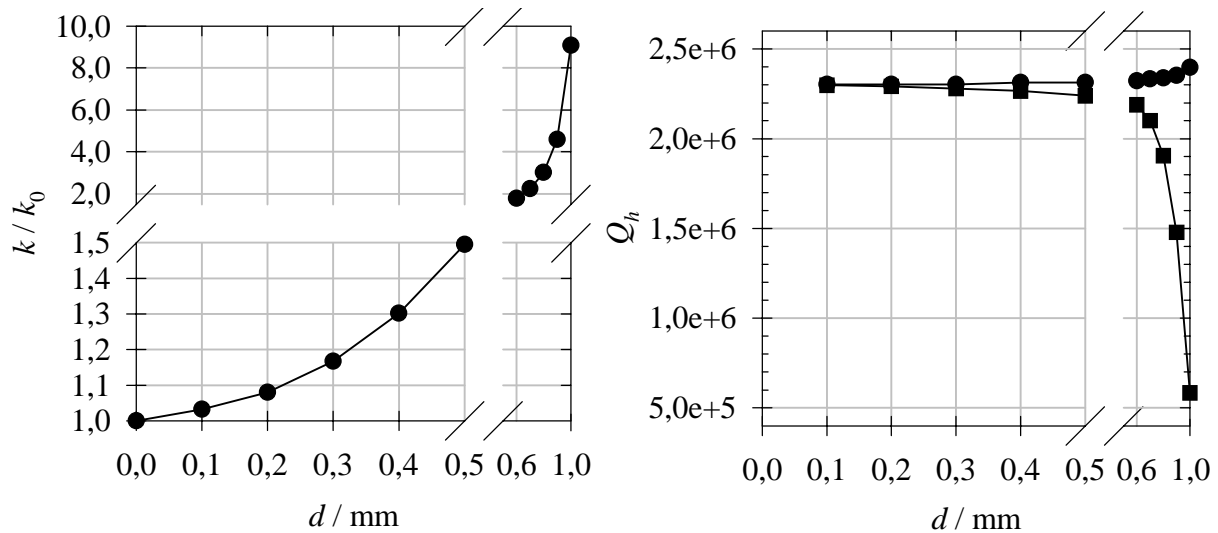


Abb. 3.3-5: Verstimmung der Kopplung zwischen axial rückseitig angeordneten Scheibenresonatoren (LaAlO_3 ; $f_0 = 4,0$ GHz; Abstand $d = 1$ mm) mit Hilfe einer dielektrischen Folie ($\epsilon_r = 10$) (Rechnersimulation).
Links: Normierter Koppelfaktor k
Rechts: Gehäuseverluste (Güte Q_h) der Gleichtakt (Kreise) und der Gegentakt-Mode (Quadrate) für Kupfer bei $T = 77$ K ($\kappa = 1,2 \cdot 10^8 (\Omega\text{m})^{-1}$)

Veränderung der Feldverteilung der verkoppelten Mode auftreten können, sind bei einer Verstärkung der Kopplung um 50 % als vernachlässigbar gering anzusehen ($Q_k > 2 \cdot 10^6$).

Die Kopplungsabstimmung ist mit dieser Methode lediglich in eine Richtung möglich, was beim Entwurf der Koppelfaktoren entsprechend berücksichtigt werden muss, um eine Abstimmbarkeit garantieren zu können.

Bei der Abstimmung der Kopplung ergibt sich im Allgemeinen auch eine Verstimmung der Mittenfrequenz der beteiligten Resonatoren. In Abb. 3.3-6 ist dies für den diskutierten Fall dargestellt. Eingezeichnet sind die auf die Mittenfrequenz bei $d = 0,1$ mm normierten Frequenzen der Gleich- (Dreiecke nach oben) und der Gegentaktmode (Dreiecke nach unten) sowie die daraus berechnete normierte Mittenfrequenz (Kreise). Bei größerer Dicke d des

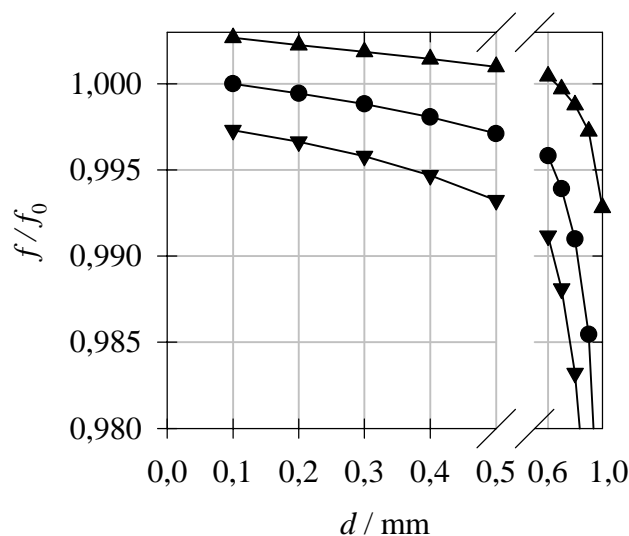


Abb. 3.3-6: Einfluss der Verstimmung der Kopplung auf die (normierten) Frequenzen der Gleichtaktmode (Dreiecke nach oben), der Gegentaktmode (Dreiecke nach unten) sowie der Mittenfrequenz (Kreise).

Abstimmelements erkennt man eine Verschiebung sowohl der Gleich- als auch der Gegentaktmode zu niedrigeren Frequenzen. Daher ist auch eine relativ starke Veränderung der Mittenfrequenz zu beobachten. Bei einer Verstärkung der Kopplung um 50 % erhält man eine relative Verschiebung der Mittenfrequenz (Kreise) um 0,3 %. Das ist um mehr als eine Größenordnung stärker als für das angegebene Vergleichsfilter mit 1 % Bandbreite bei geringfügiger Veränderung der Charakteristik erlaubt. Diese Verschiebung muss daher mit Hilfe der Maßnahmen zur Frequenzverstimmung ausgeglichen werden. Da auch hier in der Regel die Abstimmung lediglich in eine Richtung erfolgen kann, sind die notwendigen Korrekturen bereits beim Entwurf zu berücksichtigen.

3.4 Modellrechnungen zu kritischen Feldstärken (Multipacting)

Bei der Speicherung elektromagnetischer Energie in extrem kleinen Raumbereichen, wie es die Miniaturisierung von Mikrowellenkomponenten mit sich bringt, sind hohe elektrische und magnetische Feldstärken unvermeidlich. Bei dem Entwurf dieser Strukturen ist jedoch ein besonderes Augenmerk auf kritische Feldstärken zu richten, um beispielsweise mögliche Entladungseffekte und die damit verbundenen Störsignale zu vermeiden. In den angestrebten Anwendungen der Raumfahrttechnik sind die Anforderungen besonders streng, da aufgrund der kosmischen Einstrahlung mit einer zufälligen Verteilung möglicherweise lawinenwirksamer Anfangselektronen gerechnet werden muss. Resonante Entladungseffekte (Multipacting, [Woo 89]) sind immer dann möglich, wenn einerseits Betriebsfrequenz und Laufzeiten von Elektronen in einer Struktur eine Resonanzbedingung erfüllen und andererseits der sekundäre Elektronen-Emissionskoeffizient der Elektrodenoberflächen größer als 1 ist. Dieser Emissionskoeffizient ist abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit und dem Einfallswinkel der Primärelektronen. Allgemein kann jedoch ein Bereich zwischen einer unteren Grenze W_u und einer oberen Grenze W_o der Primärelektronen-Energie angegeben werden, innerhalb dessen eine Vervielfältigung der auftreffenden Elektronen stattfindet..

Zur Abschätzung einer einfachen Resonanzbedingung betrachtet man ein homogenes elektrisches Feld zwischen zwei parallelen Platten im Abstand d , die eine Potenzialdifferenz U_0 besitzen. Die Resonanzbedingung für den beschriebenen Lawineneffekt lautet dann

$$\frac{U}{\sqrt{\omega_0 W}} / \frac{V}{\sqrt{W}}$$

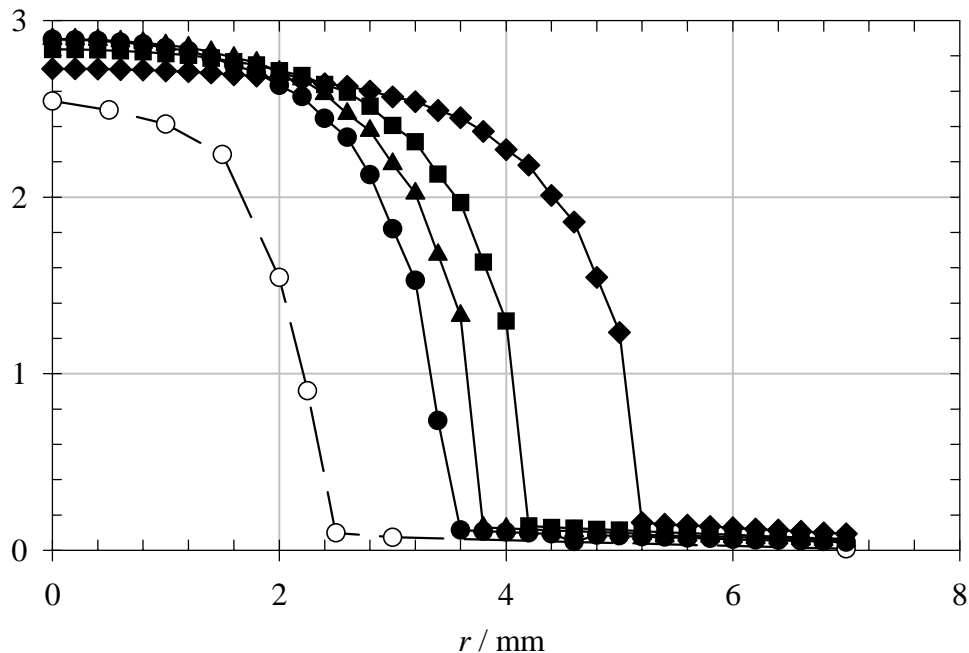


Abb. 3.4-1: Berechnete Spannung im Kopplungs-Zwischenraum axial rückseitig verkoppelter Resonatoren bei einer festen Kopplung von $k = 0,5 \%$, normiert auf die Wurzel der oszillierenden Leistung der gesamten Struktur.
 ausgefüllte Symbole – MAFIA-Berechnung, Rauten – $d = 2$ mm, Quadrate – $d = 1,5$ mm; Dreiecke – $d = 1,3$ mm; Kreise – $d = 0,5$ mm
 offene Symbole – HFSS-Berechnung, Kreise – $d = 0,5$ mm.

$$\frac{e}{m_e} \Phi(\varphi) U_0 = (\omega d)^2. \quad (3.4-1)$$

Dabei bezeichnet m_e die Elektronenmasse, e die Elektronenladung und die Funktion $\Phi(\varphi)$ eine Funktion des Phasenwinkels φ der emittierten Elektronen. Weitere Resonanzbedingungen findet man für größere Laufzeiten mit ungeradzahligen Vielfachen einer Periodendauer. Da der sekundäre Emissionskoeffizient wie oben beschrieben innerhalb eines begrenzten Energiebereichs Werte größer als 1 annimmt, erhält man aus den Resonanzbedingungen jeweils einen Spannungsbereich, innerhalb dessen bei gegebenem Produkt aus Frequenz und Abstand ein Resonanzeffekt auftreten kann. Zusammenfassend kann unter Berücksichtigung höherer Laufzeiten für eine vorgegebene Elektrodenspannung ebenfalls ein Bereich für das Produkt aus Frequenz und Abstand angegeben werden, innerhalb dessen der Multipacting-Effekt auftreten kann.

Die Vermeidung dieses Entladungseffektes ist damit grundsätzlich durch zwei verschiedene Maßnahmen möglich. Einerseits kann die Breite d von kritischen Spalten in den entwickelten Strukturen relativ groß gewählt werden, andererseits wird die Resonanzbedingung bei ausreichend geringer Spaltbreite ebenfalls nicht erfüllt, da die ausgelösten Elektronen nicht in die Gegenrichtung beschleunigt werden. Genaue Untersuchungen unter Berücksichtigung der Materialbeschaffenheit und der Elektrodenform finden sich in [Woo 89].

Zur Abschätzung der beschriebenen Feldstärken bzw. Spannungen in kritischen Bereichen der entwickelten Strukturen wurden Simulationsrechnungen mit Hilfe der Feldsimulationsprogramme MAFIA [CST 96] und HFSS [Agi 99] durchgeführt. In Abb. 3.4-1 sind die im zur Kopplung genutzten Zwischenraum auftretenden normierten Spannungen axial rückseitig verkoppelter Resonatoren bei verschiedenen Abständen d der Resonatoren als Funktion der radialen Koordinate r aufgetragen. Dabei wurden die Kopplungsapertur und der Aussenradius der Resonatoren jeweils so angepasst, dass Mittenfrequenz und Kopplung nahezu konstant blieben. Die Ergebnisse der verschiedenen Simulationsprogramme liegen in der gleichen Größenordnung, insbesondere die Maximalspannung im Zentrum der Resonatoren unterscheidet sich kaum. Diese Maximalspannung ist bei konstanter Kopplung vom Abstand der Resonatoren nahezu unabhängig. Bei einer gespeicherten Energie von 26 kW (13 kW je Resonator) in dieser Struktur tritt unabhängig von der Spaltbreite eine maximale Spannung von etwa 450 V auf. Der Resonanzeffekt kann demnach durch eine passende Wahl des Abstandes auf einfache Weise ausgeschlossen werden. Aus den Resonanzbedingungen erhält man im vorliegenden Fall einen Bereich zwischen $0,3 < d / \text{mm} < 1,75$ (2,75) innerhalb dessen der Entladungseffekt auftreten kann (Zahlenwerte aus [Woo 89] für einen „konservativen“ Entwurf, d.h. einschließlich von Sicherheitsabständen). Diese Daten beziehen sich auf Elektroden aus Kupfer (Aluminium), da für HTSL-Materialien keine Messdaten vorliegen. Geht man von ähnlichen Daten für die verwendeten HTSL-Materialien aus, so wäre beispielsweise ein Mindestabstand von 1,75 (2,75) mm oder ein Maximalabstand von 0,3 mm zwischen den Resonatoren einzuhalten.

4. Aufbau und Charakterisierung von Filterstrukturen

4.1. Zweikreisiges Tschebyscheff-Filter

Zur Realisierung zweikreisiger Filter aus HTSL-Scheibenresonatoren bietet die axiale rückseitige Verkopplung der Resonatoren aufgrund der geringen Dissipationsverluste und der einfachen Abstimmbarkeit (vgl. Kap. 3.2.1) entscheidende Vorteile gegenüber allen anderen Möglichkeiten der Verkopplung. Als Vorstufe für ein höherkreisiges Filter für Anwendungen in C-Band Satellitenausgangsstufen (vgl. Kap. 1.3) wurde ein zweikreisiges Tschebyscheff-Filter spezifiziert mit einer Mittenfrequenz $f_0 = 4$ GHz und einer Nutzbandsbreite $\Delta f = 17,5$ MHz (0,44%), innerhalb derer eine Anpassung besser als -23 dB vorgegeben ist. Die Außerbanddämpfung im gesamten C-Band (3,4 GHz-4,2 GHz) für $|f - f_0| > 47$ MHz soll dabei mindestens 10 dB betragen. Diese Spezifikationen sind mit einem zweikreisigen Tschebyscheff-Filter grundsätzlich erfüllbar. Das Filter soll außerdem eine Leistungsverträglichkeit von 60 W übertragener Dauerleistung (CW) aufweisen. Aus den vorgegebenen Zahlenwerten erhält man durch den Entwurf eines Katalogfilters [Mat 64] eine benötigte Verkopplung von $k = 0,54$ % der Resonatoren. Dieser Wert lässt sich lt. Kap. 3.2.1 mit einem Abstand von 0,5 mm der Resonatoren bei einem Radius von 2,6 mm des Kopplungslochs erfüllen. Die erforderliche externe Güte beträgt $Q_{ext} = 80$, was mit der in Kap. 3.1 vorgeschlagenen Struktur zu erreichen ist. Die übertragene Leistung von 60 W führt zu einer oszillierenden Leistung von $\omega_0 W = 13$ kW pro Resonator, welche mit den verfügbaren YBCO-Resonatoren auf LaAlO₃-Substraten im Dauerbetrieb gespeichert werden kann (vgl. Kap. 2.3.4).

In Abb. 4.1-1 ist ein Querschnitt durch das Gehäuse des im Folgenden diskutierten zweipoligen Filters skizziert. Dargestellt sind zwei rückseitig verkoppelte Scheibenresonatoren, eine PTFE-Folie zur Beeinflussung der Verkopplung, dielektrische Abstimmeelemente aus Saphir (Al₂O₃) zur Beeinflussung der Resonanzfrequenz bzw. der externen Kopplung sowie seitlich angebrachte stiftförmige Koppler zur Anregung. In einem weiteren Prototypfilter wurden stattdessen Koppler verwendet, die auf der Symmetrieachse des Filters angebracht sind (vgl. auch Kap. 3.1). Dadurch konnte die Anregung nicht-rotationssymmetrischer Moden stark verringert werden (siehe unten). Außerdem wurde ein Gehäusedeckel verwendet, mit dessen Hilfe die Störmoden des Systems wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben verschoben werden. In Abb. 4.1-2 ist ein Foto der Filterstruktur mit zentraler Anregung dargestellt. Man erkennt einen SMA-Anschluss sowie vier Abstimmeelemente, die am Gehäusedeckel angebracht sind.

Die Streuparameter dieses Filters wurden bei Kühlung mit flüssigem Stickstoff (Temperatur $T = 77$ K) zunächst bei kleinen Leistungen ermittelt. Die Kalibrierung erfolgte mit Hilfe eines für tiefe Temperaturen entwickelten TRL-Kalibriersystems, wodurch eine genauere Ermittlung der Durchgangsdämpfung des gekühlten Systems möglich ist. In Abb. 4.1-3 sind die gemessenen Streuparameter zusammen mit der Spezifikation für die Reflexion dargestellt. Man erkennt, dass die Anforderungen an Bandbreite und Reflexionsdämpfung erfüllt werden, jedoch ist eine Verschiebung der Resonanzfrequenz um etwa 54 MHz zu verzeichnen. Dies entspricht einem relativen Fehler von etwa 1 % und spiegelt Ungenauigkeiten der rechnergestützten Feldsimulationen wieder. Im Durchlassbereich wurde eine Transmissionsdämpfung von etwa 0,02 dB ermittelt, wobei ein Messfehler von $\pm 0,01$ dB angenommen werden muss. Daraus folgt eine Abschätzung der unbelasteten Güte des Systems auf $Q_0 \geq 30.000$.

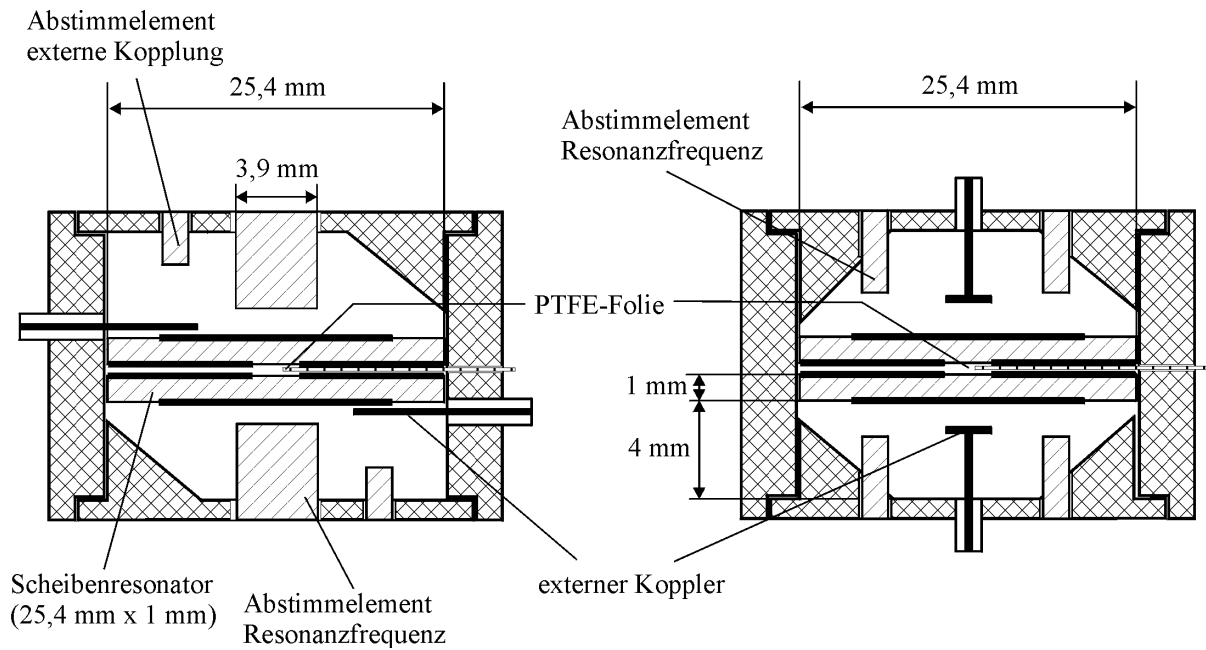


Abb. 4.1-1: Filterstrukturen aus rückseitig axial gekoppelten Scheibenresonatoren.
Links – unsymmetrische seitliche Einkopplung;
Rechts – rotationssymmetrische Einkopplung.

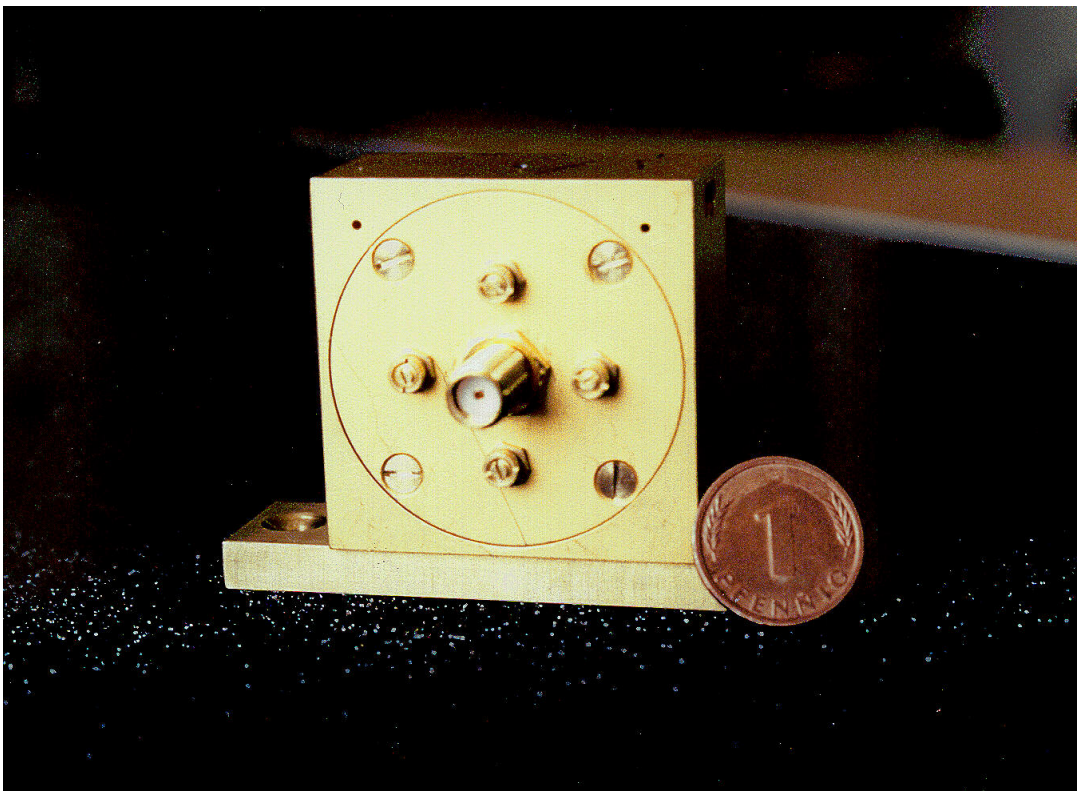


Abb. 4.1-2: Foto eines zweikreisigen Filters mit rotationssymmetrischer Einkopplung.

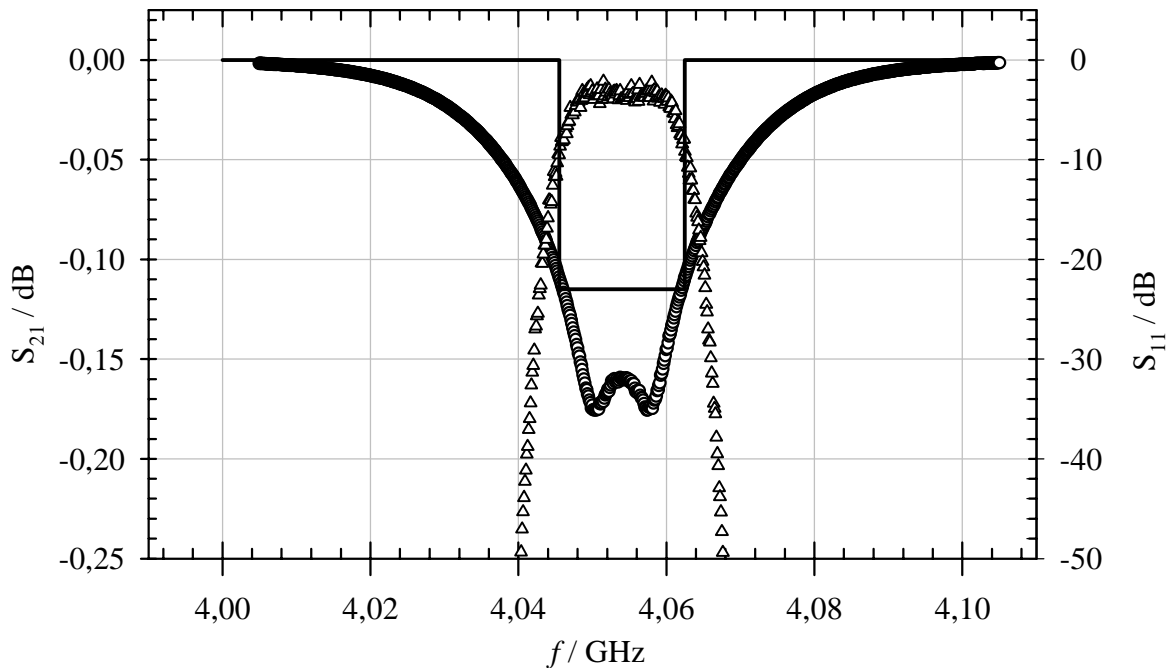


Abb. 4.1-3: Gemessene Streuparameter des zweikreisigen Filters (bei Betriebstemperatur $T = 77$ K kalibrierte Messung) bei kleiner Eingangsleistung (0 dBm).
 Dreiecke – Transmission S_{21} (linke Skala)
 Kreise – Reflexion S_{11} (rechte Skala)
 Durchgezogene Linie – Spezifikation für die Reflexion (s. Text)

Die verwendeten Resonatoren auf LaAlO_3 -Substraten (Hersteller: Lucent Technologies) ermöglichen lt. Abschnitt 2.3.4 bei $T = 77$ K aufgrund dielektrischer Verluste eine Leerlaufgüte von $Q_{res} = 60.000$, wogegen Gehäuseverluste nach Simulationsdaten deutlich geringer sind ($Q_h > 300.000$). Weiterhin sind Kontaktierungsverluste aufgrund verlustbehafteter Klebeverbindungen möglich (s. Anhang). Anhand des Messergebnisses sind diese Einflüsse jedoch auf $Q_k > 60.000$ begrenzt. Damit konnte eine erwartungsgemäß hohe Güte der HTSL-Scheibenresonatorfilter bei geringer Eingangsleistung nachgewiesen werden.

Zur Beurteilung der Außerbanddämpfung, welche mit der Anregung unerwünschter Moden eng verknüpft ist, ist in Abb. 4.1-4 die gemessene Filterantwort in einem Frequenzbereich von 3,1 GHz bis 4,4 GHz dargestellt. Die spezifizierte Außerbanddämpfung (auf die gemessene Mittenfrequenz des Filters angepasst) ist zum Vergleich mit eingezeichnet (durchgezogene Linie). Bei unsymmetrischer Anregung des Filters von der Seite (graue Kurve) erkennt man deutlich die benachbarten Störmoden (TM^{210} und TM^{310}), die sich jedoch außerhalb der vorgegebenen Sperrbandbreite des Filters (3,4 GHz-4,2 GHz) befinden. Durch Überlagerungseffekte entsteht zusätzlich dazu eine Nullstelle der Transmission bei etwa 3,5 GHz, die den Filterbetrieb jedoch nicht stört. Bei rotationssymmetrischer Ankopplung (schwarze Symbole) werden die nicht-symmetrischen Moden nur sehr schwach angeregt, so dass ihr Einfluss bei einer Messung nicht nachgewiesen werden kann. Auf diese Weise kann der störende Einfluss dieser ungewollten Resonanzen mit Hilfe einer rotationssymmetrischen Gesamtstruktur vermieden werden.

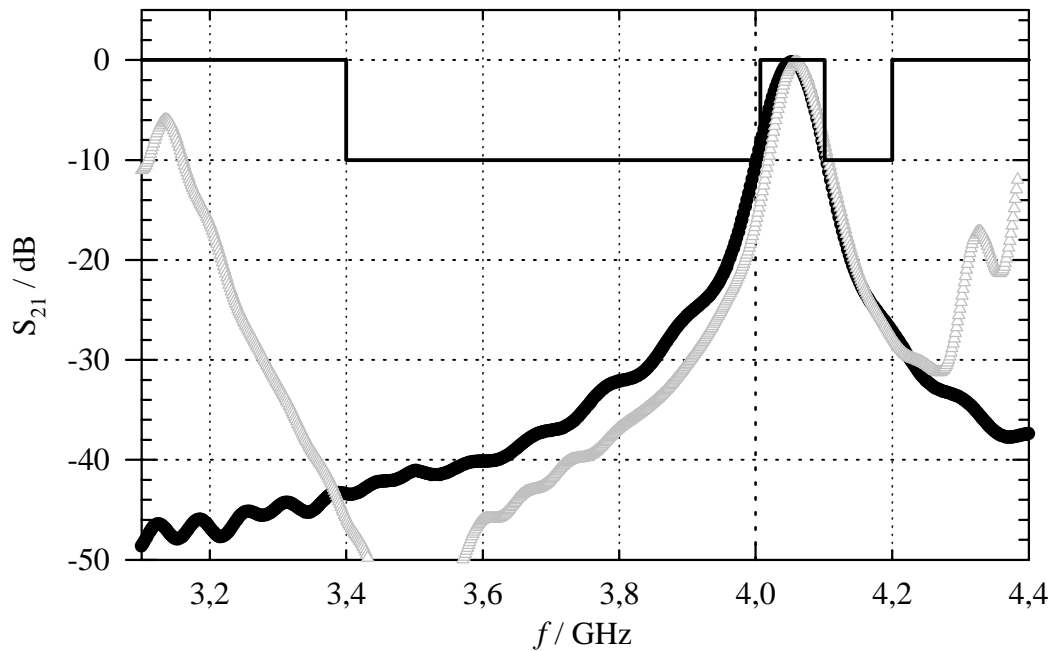


Abb. 4.1-4: Gemessene Streuparameter des zweipoligen Filters ($T = 77$ K) bei kleiner Eingangsleistung (0 dBm).
 Schwarze Kurve: zentrale Kopplung zu den Toren
 Graue Kurve: seitliche Kopplung zu den Toren
 Durchgezogene Linie: Spezifikation für die Durchgangsdämpfung (s. Text)

Zur Charakterisierung der Leistungsbelastbarkeit sind einerseits Transmissionsmessungen bei hohen Eingangsleistungen möglich, bei denen ein nichtlineares Verhalten durch eine Leistungsabhängigkeit des Transmissionsfaktors nachgewiesen werden kann. Der zugehörige Messaufbau ist in Abb. 4.1-5 dargestellt. Eine aufwendigere aber sehr empfindliche Messmethode stellen Zweiton-Intermodulationsmessungen dar. Dabei werden die durch Nichtlinearitäten hervorgerufenen Intermodulationsprodukte zweier harmonischer Eingangssignale nachgewiesen. Die Frequenzen der Eingangssignale werden so gewählt, dass sie zusammen mit den Intermodulationsprodukten in einen Frequenzbereich geringer Dämpfung des Messobjekts (Durchlassbereich des Filters) fallen. Diesen Messaufbau zeigt Abb. 4.1-7. Da die zur Verfügung stehenden Verstärker eine stark unterschiedliche maximale Ausgangsleistung besitzen wird zur Kombination der Signale ein 10 dB-Richtkoppler verwendet.

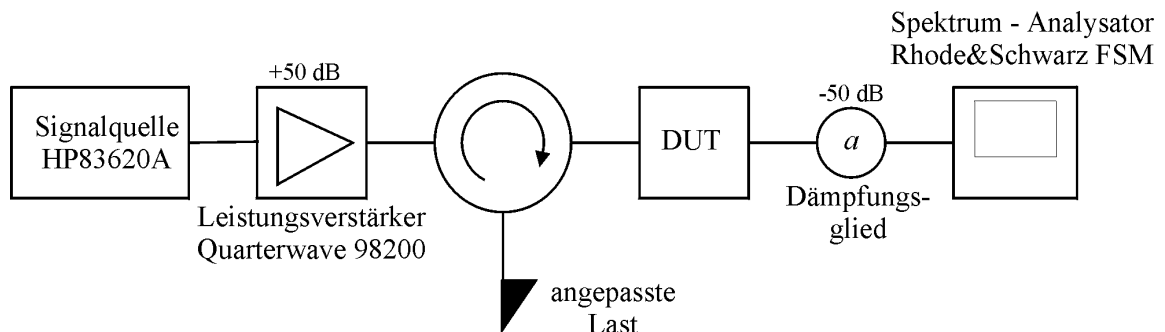


Abb. 4.1-5: Messaufbau für Transmissionsmessungen (Dauerbetrieb CW) bei Eingangsleistungen bis +50 dBm.

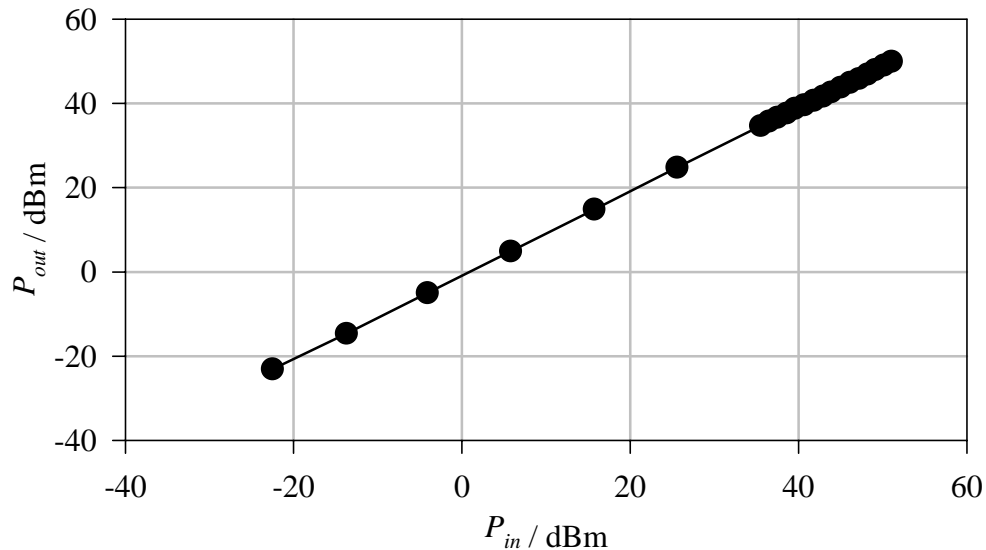


Abb. 4.1-6: Leistungs-Transmissionsmessung des Zweipolfilters: Eingangsleistung P_{in} gegen Ausgangsleistung P_{out} . (Kühlung durch flüssigen Stickstoff; $T = 77 \text{ K}$)

Die Ergebnisse der Transmissionsmessung sind in Abb. 4.1-6 zusammengestellt. Bis zu einer Leistung von +50 dBm (100 W) ist keine Veränderung der Übertragungseigenschaften des Filters zu erkennen. Bei höheren Leistungen findet erwartungsgemäß eine starke Erwärmung der HTSL-Schichten statt, was nach kurzer Zeit zu einem Zusammenbruch der Filterantwort führt.

Zum Zweck der Intermodulationsmessungen wurden zwei CW-Signale mit einem Frequenzabstand zwischen 1 MHz und 5 MHz innerhalb des Durchlassbandes des Filters erzeugt und wie in Abb. 4.1-7 dargestellt verstärkt und kombiniert. Bei einer Leistung bis 10 W (+40 dBm) der einzelnen Signale (begrenzt durch die verfügbare Verstärkerleistung)

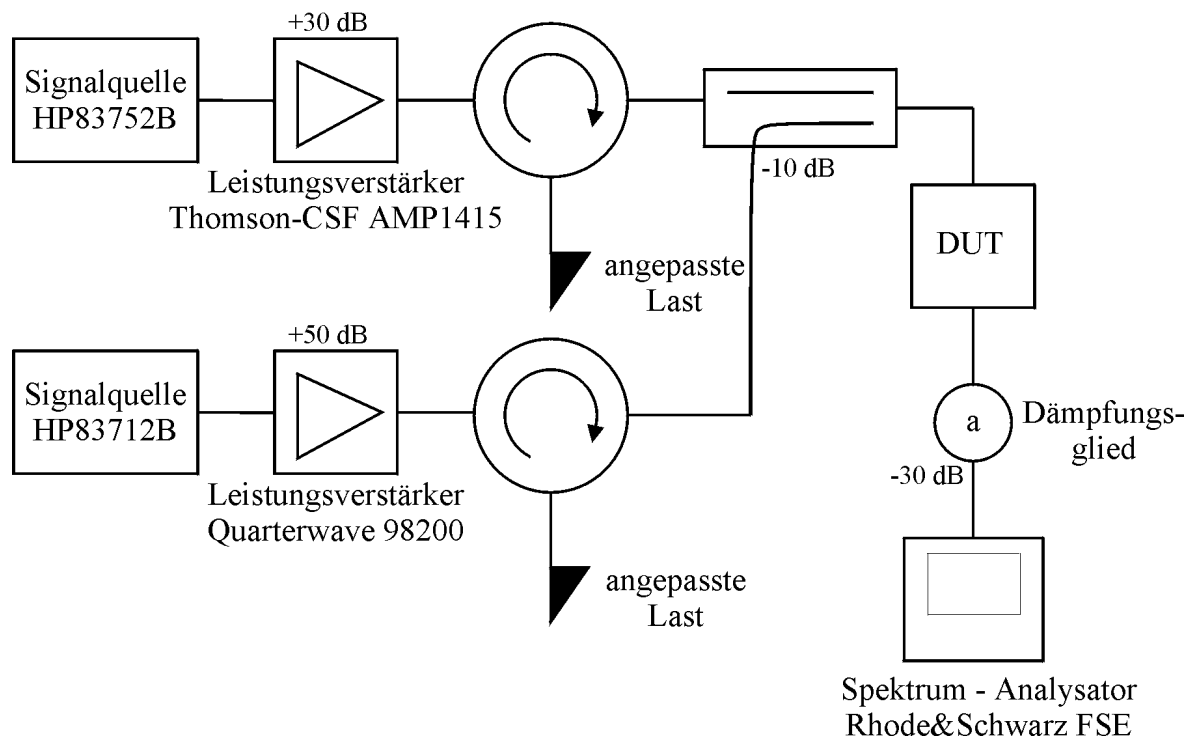


Abb. 4.1-7: Messaufbau für Zweiton-Intermodulationsmessungen bei Leistungen bis +40 dBm der anregenden Signale

konnten dabei keine Intermodulationsprodukte des Filters nachgewiesen werden. Bei einem Störabstand von 80 dBc der vorliegenden Messung kann damit auf den IP3-Punkt („third order intercept point“) rückgeschlossen werden, der einen fiktiven Schnittpunkt zwischen der von der Eingangsleistung abhängigen Ausgangsleistung sowie der Leistung der Intermodulationsprodukte darstellt (siehe z.B. [Lan 97]). Es kann ein IP3-Punkt unterhalb von +83 dBm ausgeschlossen werden. Damit konnte die Tauglichkeit des entwickelten Scheibenresonator-Filters zum Einsatz in Leistungsanwendungen bestätigt werden.

4.2 Filter höherer Ordnung

Zum Aufbau von höherkreisigen Filtern sind prinzipiell verschiedene Topologien denkbar, da mit den Ergebnissen aus Abschnitt 3.2 sowohl die Verkopplung axial als auch nebeneinander angeordneter Resonatoren zur Verfügung steht. Für quergekoppelte Filter mit elliptischer oder quasi-elliptischer Antwort sind jedoch Kopplungen mit unterschiedlichem Vorzeichen notwendig, die mit axial angeordneten Resonatoren nicht zu erzielen sind. Neben den Hauptkopplungen zwischen aufeinanderfolgenden Resonatoren sind dabei außerdem noch zusätzliche Kopplungen (Nebenkopplungen) zwischen entfernteren Resonatoren zu realisieren (vgl. Kap. 1.2). Dies wird möglich bei „gefalteten“ Strukturen, bei denen der erste und der letzte Resonator nebeneinander zu liegen kommen.

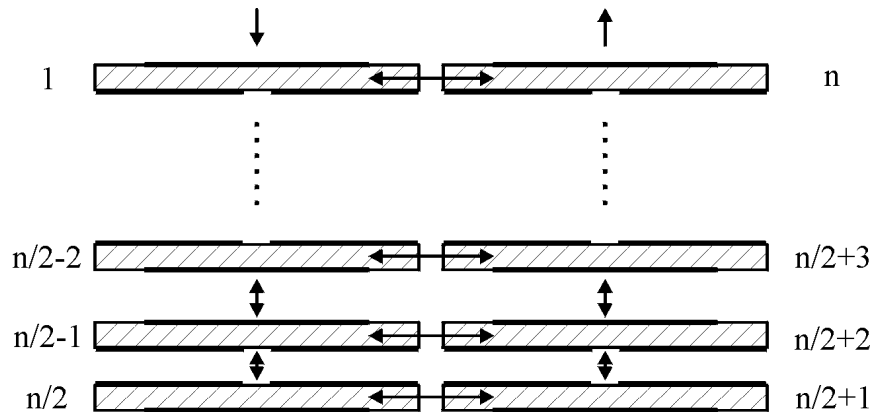


Abb. 4.2-1: Anordnung gekoppelter Scheibenresonatoren zur Realisierung von quergekoppelten Filtern höherer Ordnung.

Aus diesen Gründen bieten sich zur Realisierung von Scheibenresonator-Filtern zwei oder mehrere „Stapel“ aus axial angeordneten Resonatoren an, die mit Hilfe von Koppler-Strukturen im allgemeinen Fall sowohl axial als auch in horizontaler Richtung verkopplert sind (vgl. Abb. 4.2-1). Bei quasi-elliptischen Filtern ist dabei nur ein Teil der Nebenkopplungen notwendig, was diese Struktur weiter vereinfacht, bei Tschebyscheff-Filtern werden nur die Hauptkopplungen benötigt. Diese Anordnung soll im Folgenden bei der Untersuchung höherkreisiger Filter weiter diskutiert werden.

4.2.1 Vierkreisiges Tschebyscheff-Filter

Zunächst soll ein vierkreisiges Tschebyscheff-Filter als Prototyp für ein quasielliptisches C-Band OMUX-Filter (Spezifikationen s. Tab. 1.3.1) betrachtet werden. Aus der vorgegebenen Bandbreite von 40 MHz und der Reflexionsdämpfung von 23 dB erhält man die in Tab. 3.1 aufgelisteten Filterkoeffizienten.

Abb. 4.2-2 zeigt den Querschnitt durch das aus HTSL-Scheibenresonatoren aufgebaute Filter. Zur externen Kopplung wurden in Abschnitt 3.1 beschriebene axiale Koppler verwendet, wobei eine Metallscheibe mit einem Durchmesser von $D = 5$ mm eine ausreichend starke Kopplung ermöglicht. Der Abstand der Koppler zur Oberfläche des Resonators ist einstellbar, so dass auf diese Weise eine Abstimmung möglich ist. Jeweils zwei der

externe Güte	$Q_{ext} = 81,82$
Hauptkopplung 1-2	$ k_{12} = 0,493\%$
Hauptkopplung 2-3	$ k_{23} = 0,371\%$
Hauptkopplung 3-4	$ k_{34} = 0,493\%$

Tab. 3.1: Kopplungen für ein Tschebyscheff-Prototypfilter

Resonatoren (1-2 und 3-4) sind rückseitig axial verkoppelt, wobei eine PTFE-Folie zur Abstimmung verschoben werden kann (vgl. Kap. 3.3). Die Kopplung 2-3 schließlich erfolgt mit Hilfe eines Leitungskopplers (vgl. Kap. 3.2.3), dessen Abstand ebenfalls einstellbar ist. Die Resonanzfrequenzen der einzelnen Resonatoren können mit Hilfe von dielektrischen Elementen verstimmt werden (vgl. Kap. 3.3).

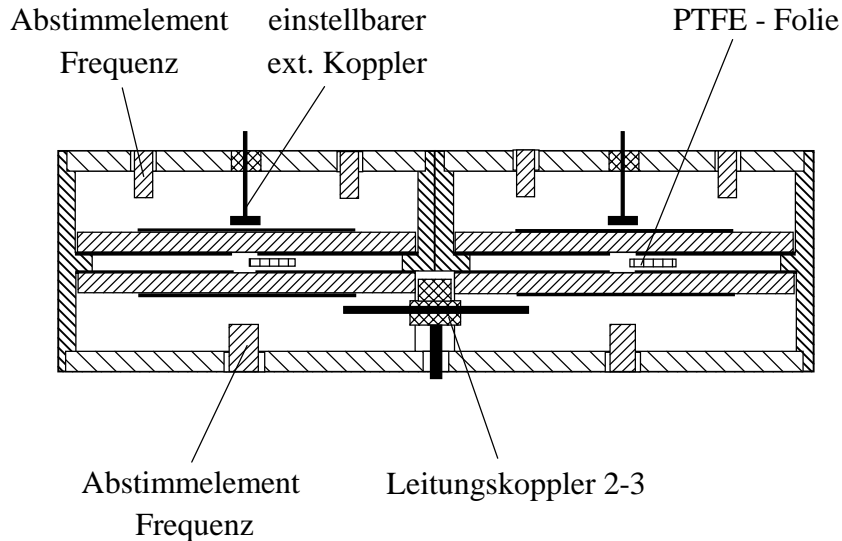


Abb. 4.2-2: Skizze eines vierkreisigen Tschebyscheff-Filters aus HTSL-Scheibenresonatoren.

In Abb. 4.2-3 sind die bei Kühlung mit flüssigem Stickstoff ($T = 77\text{ K}$) gemessenen Streuparameter dieser Struktur dargestellt. Es wurde im Durchlassbereich des Filters durch Abstimmung eine Reflexionsdämpfung von $-21,5\text{ dB}$ erreicht. Bei der Kühlung mit Stickstoff muss dabei ein Eindringen der Flüssigkeit in das Filtergehäuse unbedingt vermieden werden, da die leicht von Luft abweichende Dielektrizitätskonstante von etwa 1,3 bereits zu einer

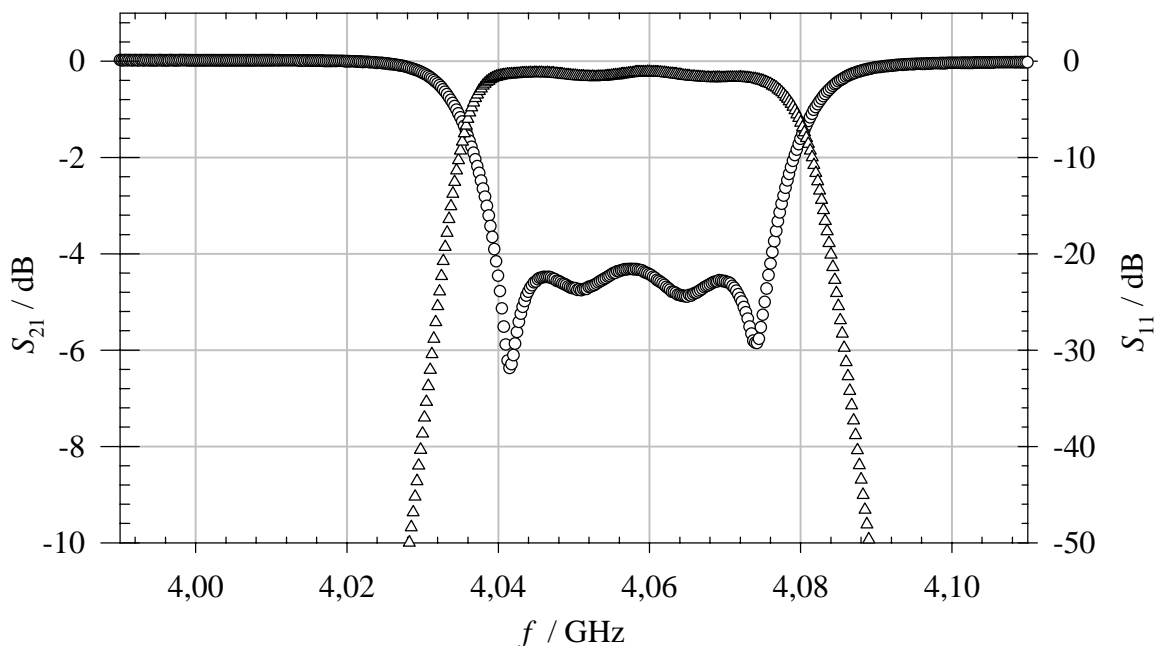


Abb. 4.2-3: Gemessene Streuparameters eines vierkreisigen Filters ($T = 77\text{ K}$).
Dreiecke: Transmission S_{21} (linke Skala)
Kreise: Reflexion S_{11} (rechte Skala)

deutlichen Veränderung der Filterparameter führt.

In Abb. 4.2-4 ist eine breitbandige Messung des Verlaufs der Streuparameter dargestellt. Aufgrund der rotationssymmetrischen Anregung der Struktur wurde eine sehr starke Unterdrückung der benachbarten nicht-symmetrischen Störmoden erreicht, obwohl die Gesamtstruktur wegen des Leitungskopplers 2-3 nicht streng symmetrisch aufgebaut werden konnte. Dennoch liegt der gemessene Transmissionsfaktor im Frequenzbereich der Störmoden unterhalb von -40 dB (TM³¹⁰-Mode bei 4,3 GHz). Neben dem Durchlassband sind sehr schwach ausgeprägte Polstellen zu erkennen, die durch parasitäre Einflüsse höherer Moden verursacht werden. Zum Vergleich zeigt die durchgezogene Kurve den Transmissionsfaktor eines idealen Tschebyscheff-Filters. Die parasitären Polstellen führen sogar zu einer geringfügigen Verbesserung der Flankensteilheit und sind damit nicht als störend anzusehen.

4.2.2 Filter mit Überkopplungen

Zur Erhöhung der Flankensteilheit und damit der Selektivität werden Filter mit Nullstellen der Übertragungsfunktion in direkter Nähe des Durchlassbandes benutzt. Bei einem vierpoligen Filter wird dazu im einfachsten Fall eine Nebenkopplung 1-4 benötigt, wobei die Phase einer der vier Kopplungen 1-2, 2-3, 3-4, 1-4 sich von der Phase der restlichen Kopplungen um 180° unterscheiden muss (anderes Vorzeichen des Koppelfaktors).

a) dielektrische Überkopplung

In dem in Abb. 4.2-5 skizzierten Filter wurde dazu eine negative Nebenkopplung 1-4 mit einem dielektrischen Element aus TiO₂ (Rutil) (vgl. Kap. 3.2.4) verwendet, das auf einem leitenden Träger befestigt ist, der als Spiegelschicht dient. Für die Hauptkopplungen wurden die gleichen Koppler wie beim Aufbau des vierkreisigen Tschebyscheff-Filters (vgl. Kap. 4.2.1) eingesetzt. In dieser Konfiguration wurde ein stark unsymmetrisches Übertragungsverhalten gemessen (Abb. 4.2-6). Zum Vergleich ist der Übertragungsfaktor eines idealen Tschebyscheff-Filters (durchgezogene Linie) eingezeichnet. Die untere Filterflanke des übergekoppelten Filters ist vergleichsweise deutlich steiler und es ist eine

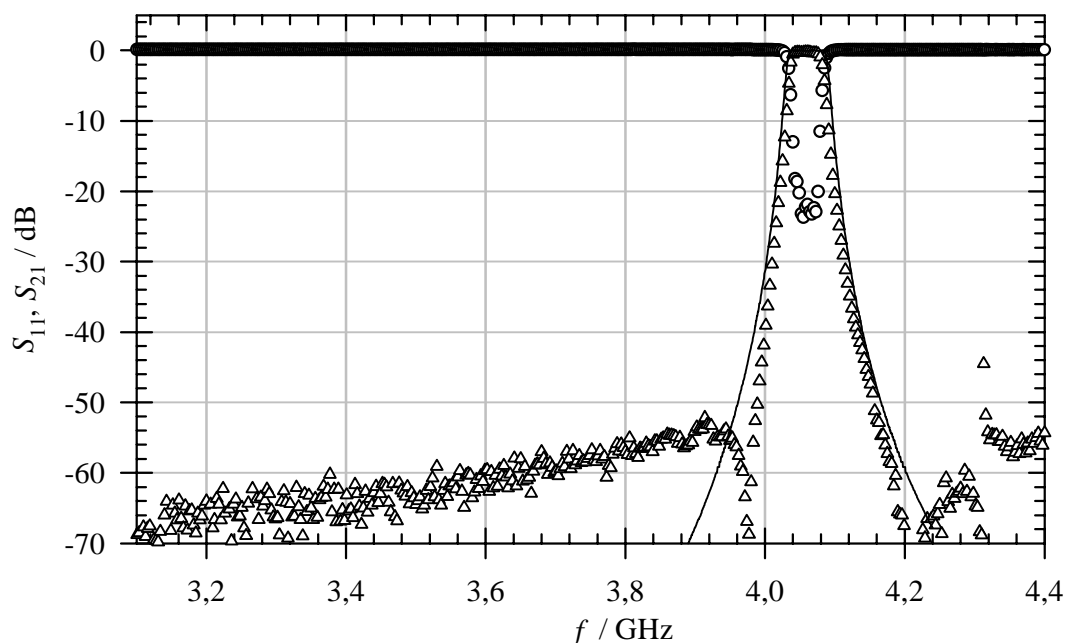


Abb. 4.2-4: Gemessene Streuparameter des vierkreisigen Filters ($T = 77$ K).
 Dreiecke – Transmission S_{21} ; Kreise – Reflexion S_{11}
 Linie – Transmission eines idealen Tschebyscheff-Filters

Nullstelle der Übertragung zu erkennen. Die obere Flanke verläuft jedoch relativ flach, vergleichbar mit dem Tschebyscheff-Verlauf. Ähnliche Ergebnisse wurden immer dann erzielt, wenn die Nebenkopplung 1-4 ein negatives Vorzeichen hatte. Die Ursache dafür ist eine störende direkte Übertragung von Tor 1 nach Tor 2, wodurch es zu Überlagerungseffekten mit der erwünschten Filterantwort kommt. Diese Übertragung ist auch bei Frequenzen unterhalb des Durchlassbandes als näherungsweise konstanter Wert der Transmission S_{21} zu erkennen.

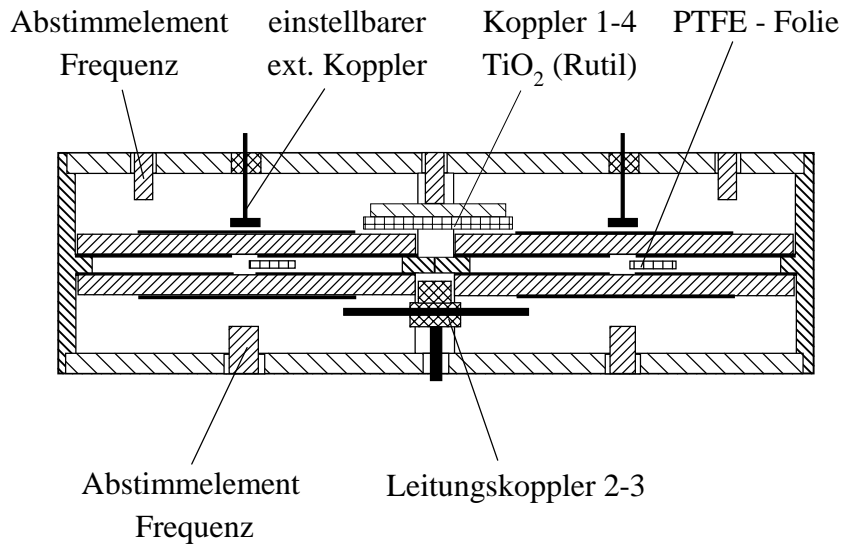


Abb. 4.2-5: Skizze eines vierkreisigen Filters mit dielektrischer Überkopplung 1-4.

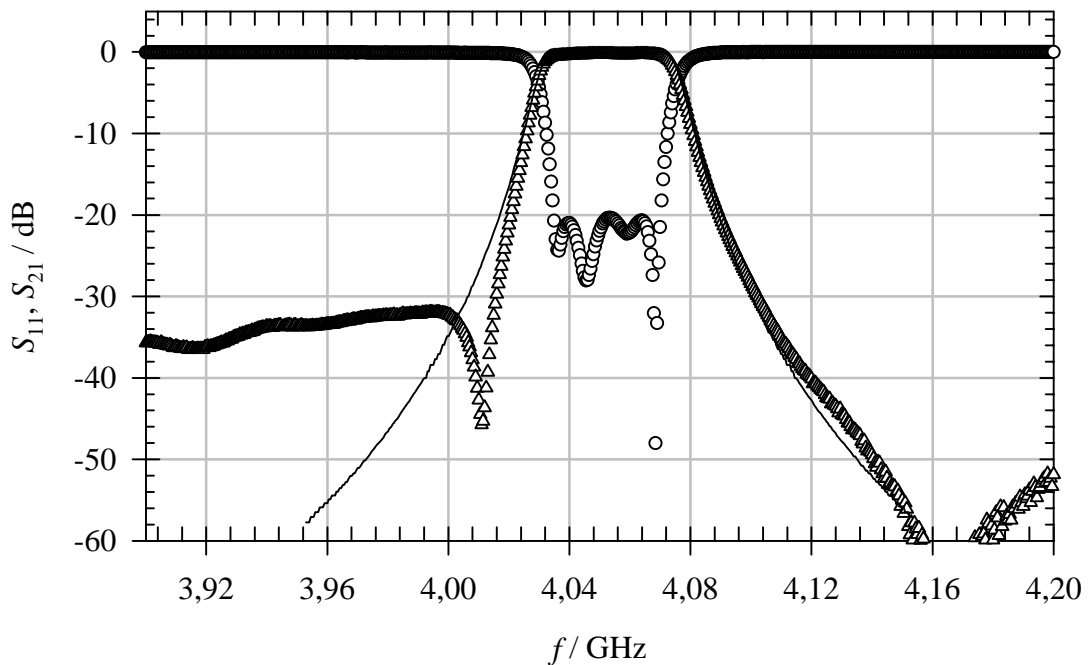


Abb. 4.2-6: Gemessene Streuparameters eines vierkreisigen Filters mit dielektrischer Überkopplung 1-4 ($T = 77$ K).
 Dreiecke: Transmission S_{21} (linke Skala)
 Kreise: Reflexion S_{11} (rechte Skala)
 Linien: Transmission eines idealen Tschebyscheff-Filters

b) Leitungsüberkopplung mit resonanter Hauptkopplung

Der im Folgenden beschriebene Entwurf basiert auf einem quergekoppelten Filter mit einer negativen Hauptkopplung (2-3) mit Hilfe eines resonanten Kopplers sowie einer positiven Nebenkopplung 1-4 mit Hilfe eines Leitungskopplers. Auf diese Weise konnten parasitäre Effekte, die in a) zu einer unsymmetrischen Filterantwort führten, umgangen werden. In Abb. 4.2-7 ist diese Anordnung skizziert.

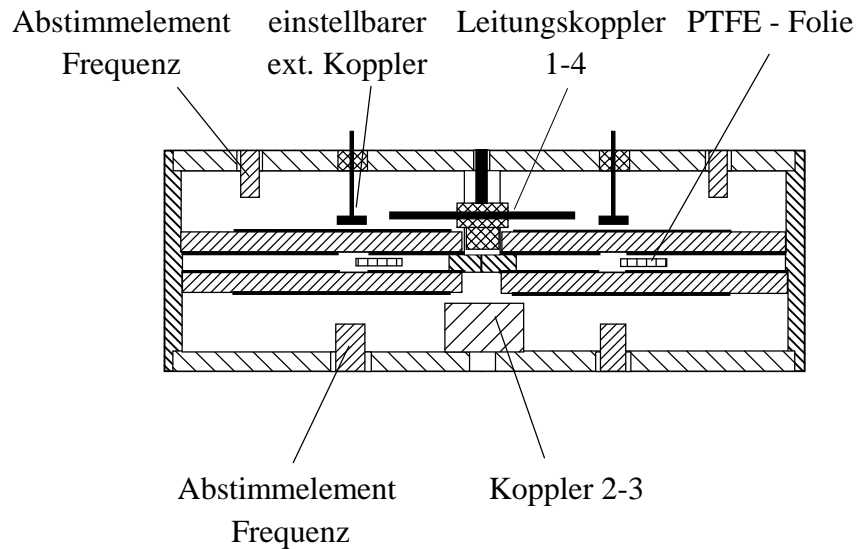


Abb. 4.2-7: Skizze eines vierkreisigen Filters mit Leitungskoppler 1-4.

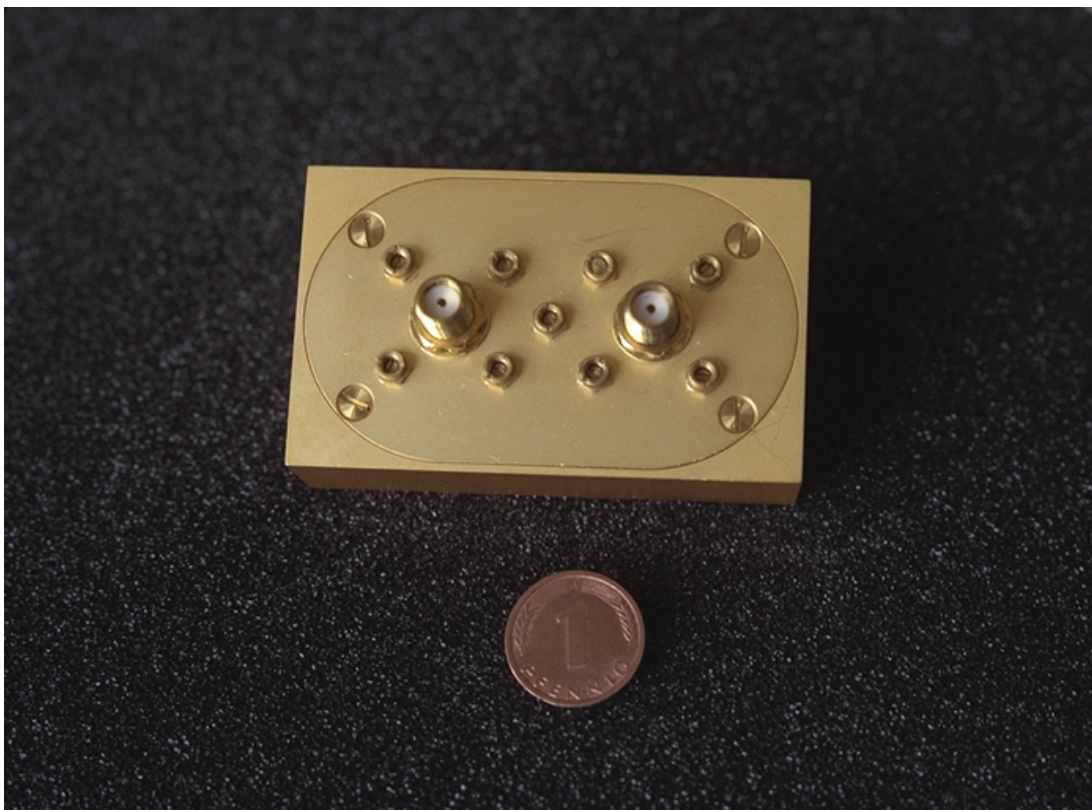


Abb. 4.2-8: Foto der skizzierten Filterstruktur.

Abb. 4.2-9 zeigt die gemessenen Streuparameter der Struktur. Als Vergleich ist der ideale Transmissionsfaktor S_{21} der quasielliptischen Filterantwort eingezeichnet. Die Lage der Polstellen ist symmetrisch zur Mittenfrequenz von 4,06 GHz, und die vorgesehene Transmissionsdämpfung wird eingehalten. Mit Hilfe der zusätzlichen Überkopplung wird die Selektivität des Filters, verglichen mit einem Tschebyscheff-Verlauf, deutlich erhöht.

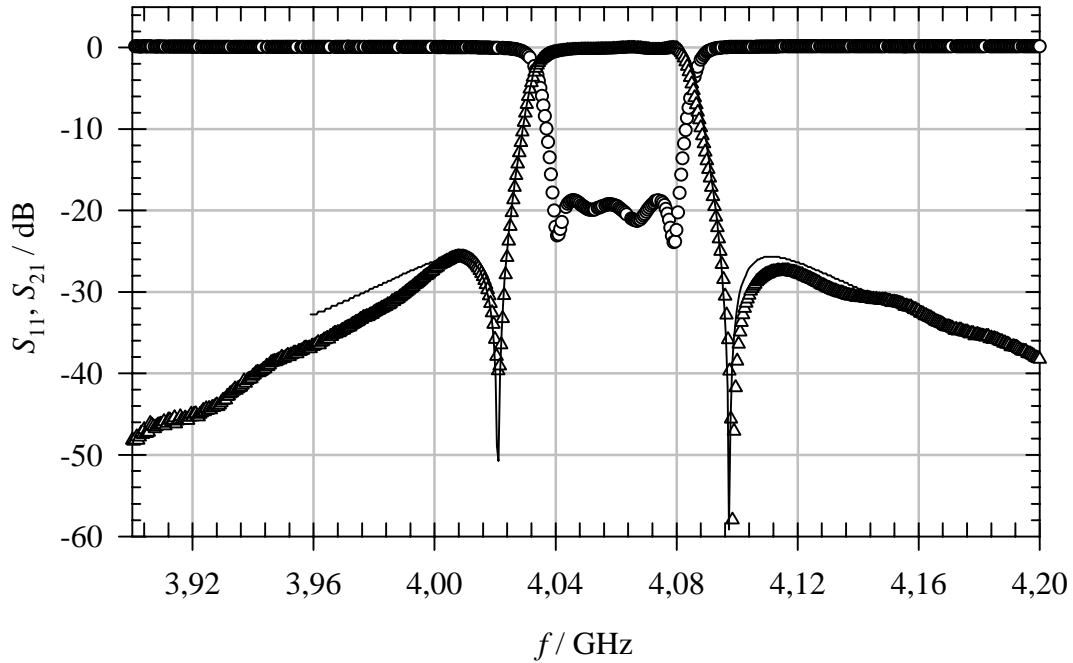


Abb. 4.2-9: Gemessene Streuparameters eines vierkreisigen Filters mit resonanter Überkopplung 1-4 ($T = 77$ K).
 Dreiecke: Transmission S_{21} (linke Skala)
 Kreise: Reflexion S_{11} (rechte Skala)
 Linie: Transmission eines idealen quasielliptischen Filters

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Realisierbarkeit leistungstauglicher miniaturisierter Kanalfilter auf der Basis von HTSL-Scheibenresonatoren demonstriert. Ausgangspunkt war dabei der Ansatz, bestehende Hohlraumfilter in C-Band Satellitenausgangsmultiplexern durch supraleitende Filter mit gleicher Selektivität zu ersetzen. Es wurden dabei sehr hohe Anforderungen an die Filtergüte gestellt, um die abzuführende Verlustleistung und damit den Kühlaufwand zu minimieren. Dadurch kann der Leistungsbedarf des Satellitensystems gegenüber der konventionellen Realisierung beibehalten und sogar verringert werden. Zusätzlich wird eine signifikante Reduktion der Masse der Nutzlast des Systems erreicht, womit eine deutliche Kosteneinsparung möglich ist.

Sehr hohe erreichbare Leerlaufgüten der untersuchten Resonatoren von bis zu $Q_0 = 300.000$ bei LaAlO_3 -Substraten und einer Temperatur von $T = 60 \text{ K}$ ermöglichen die Realisierung von Filtern mit deutlich höherer Selektivität als mit konventioneller Technologie erreichbar ist. Die Einführung dieser Komponenten ist allerdings nur dann möglich, wenn deren Verfügbarkeit bereits bei der Systemplanung prinzipiell bekannt ist und mit in den Systementwurf eingehen kann. In diesem Zusammenhang sind Realisierbarkeitsstudien mit starkem industriellen Bezug als Wegbereiter für eine neuartige Technologie einzuordnen.

Im Bereich der Satellitenkommunikation sind neben den nationalen Forschungsprojekten unter der Leitung der Bosch Telecom GmbH, in deren Rahmen diese Arbeit gefördert wurde, auch öffentlich geförderte US-amerikanische Weltraumprojekte (HTSSE I und II) der Naval Research Labs zu erwähnen [Nis 93, Nis 99]. Diese Untersuchungen schließen viele technologische Details und notwendige mechanische und elektrische Tests der kryogenen Aufbauten zum Einsatz in der Raumfahrt ein, wobei auch die Kühlertechnologie eine entscheidende Rolle spielt. Ziel dieser Projekte ist jeweils die Erstellung eines flugfähigen Prototyps, dessen Verhalten unter üblichen Einsatzbedingungen im Weltraum getestet wird, woraus Daten für weitere Verbesserungen gewonnen werden. Die prinzipielle Tauglichkeit supraleitender Komponenten für den Einsatz im Satellitenbereich konnte auf diese Weise bereits demonstriert werden.

Die Wirtschaftlichkeit von HTSL-Komponenten ist in starkem Maße vom Aufwand der Kühlung abhängig. Einerseits stellt dies eine Herausforderung für die Weiterentwicklung der Kühlertechnologie dar, auf der anderen Seite sind neue HTSL-Materialien mit höheren Sprungtemperaturen von über 100 K wie z.B. Thallium-basierte Schichtsysteme attraktive Kandidaten für die nächste Generation supraleitender Systeme.

Der Einsatz gekühlter Systeme ist, wie an anderer Stelle gezeigt [Käs 99], auch im Bereich von Eingangsstufen gewinnbringend möglich, wobei sowohl supraleitende Filter als auch gekühlte rauscharme Verstärker sowie Mischer mit supraleitend stabilisiertem Lokaloszillator zum Einsatz kommen. Ähnliche Realisierungen bieten sich dabei auch in Mobilfunksystemen kommender Generationen an [Rep 99]. Zusammenfassend bleibt anzumerken, dass die HTSL-Technologie gemeinsam mit einem kreativen Entwurf von Komponenten und neuartigen Systemen das Potenzial einer wichtigen und zukunftsweisenden Technologie besitzt.

Anhang: Technologische Aspekte

In diesem Anhang sollen einige technologische Problemstellungen zusammengefasst werden, die beim Einsatz supraleitender Resonatoren in Mikrowellenfiltern zu beachten sind. Zunächst wird auf die Kontaktierung von HTSL-Resonatoren und Filter eingegangen, anschließend werden Vor- und Nachteile verschiedener Substrat- und Gehäusematerialien betrachtet.

a) Kontaktierung

In der Regel werden planare HTSL-Resonatoren und -Filter in ein abschirmendes metallisches Gehäuse eingesetzt. Dabei werden beispielsweise leitfähige Klebstoffe verwendet, mit deren Hilfe eine vergoldete Kontaktfläche auf der YBCO-Grundmetallisierung mit dem Gehäuse verbunden wird. Dabei entstehen zusätzliche Verluste durch Übergangswiderstände und verminderte Leitfähigkeit des Klebstoffs, beschrieben durch die Kontaktierungsgüte Q_k (zur Definition der Verlustbeiträge vgl. Kap. 2.1). In Abb. 5.1-1 wird dies anhand der gemessenen unbelasteten Güte eines HTSL-Scheibenresonators in unterschiedlichen Konfigurationen verdeutlicht. Zunächst wurde ein Testgehäuse nach Kap. 2.3.4 verwendet, in welches der Resonator ohne Klebeverbindung eingesetzt wird (kapazitiver Kontakt, 1: Dreiecke). Auf diese Weise können Kontakt- und Gehäuseverluste ausgeschlossen werden und die reine Resonatorgüte Q_{res} kann ermittelt werden. In einem miniaturisierten Filtergehäuse, ebenfalls unter Verwendung kapazitiver Kontaktierung (2: Kreise), ist eine Verringerung der Güte durch Gehäuseverluste zu erkennen, näherungsweise darstellbar durch einen temperaturunabhängigen Wert von $Q_h = 400.000$ (gestrichelte Linie). Anschließend

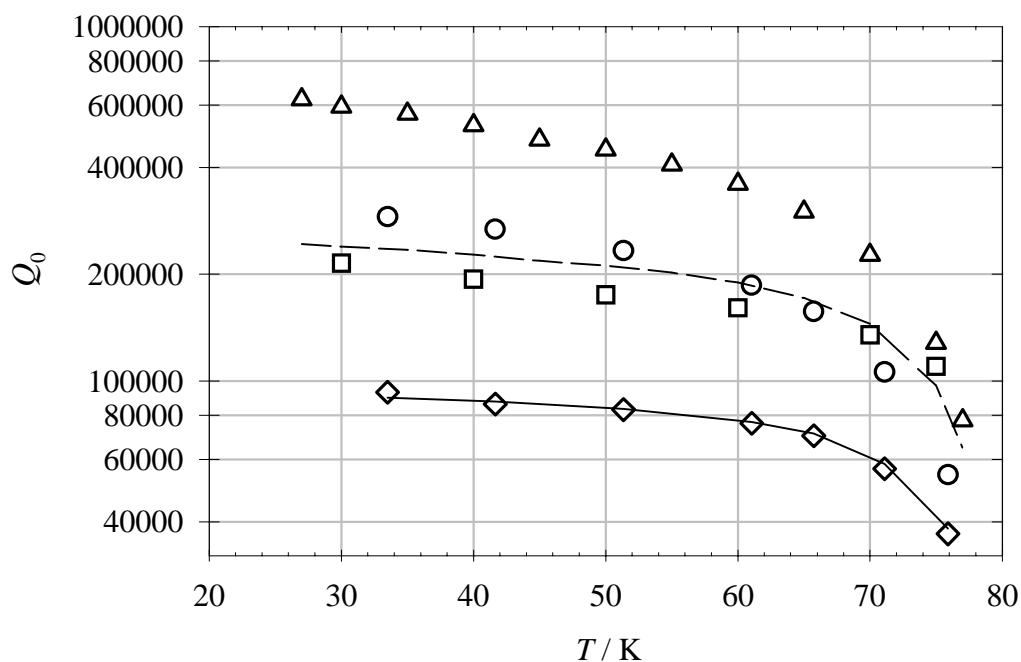


Abb. 5.1-1: Gemessene unbelastete Güte Q_0 eines 4 GHz-Scheibenresonators in verschiedenen Konfigurationen.

- (1) Dreiecke – Testgehäuse / kapazitiver Kontaktierung
- (2) Kreise – miniaturisiertes Filtergehäuse / kapazitive Kontaktierung
- (3) Rauten – miniaturisiertes Filtergehäuse / Einkomponenten-Epoxidharz-Kleber
- (4) Quadrate – miniat. Filtergehäuse / Klebefolie Ablefilm5025E [Abl 95]
- (5) gestrichelte Line – (1) mit zusätzlichem $Q_h = 400.000$
- (6) durchgezogene Line – (2) mit zusätzlichem $Q_k = 130.000$

wurde der Scheibenresonator auf einem 2 mm breiten goldbeschichteten Außenring in das vergoldete Gehäuse eingeklebt. Bei der Verwendung eines Einkomponenten-Epoxidharz-Klebstoffs mit Ag-Partikeln (3:Rauten) wird eine weitere starke Reduktion der Güte verursacht. Dies wird durch eine konstante Kontaktierungsgüte $Q_k = 130.000$ gut beschrieben (durchgezogene Linie). Ein deutlich verbesserte Klebeverbindung wird dagegen mit einem 50 μm dicken leitfähigen Epoxyfilm (Ablefilm 5025E, [Abl 95]) erzielt (Quadrate). Im technisch relevanten Temperaturbereich oberhalb von 70 K können auf diese Weise die Werte aus (2) reproduziert werden.

Vergleichbare Resultate konnten auch mit anderen supraleitenden Resonator-Typen erzielt werden, vgl. dazu auch [Bau 99a]. Zusammenfassend ist damit eine zuverlässige Kontaktierungs-Technologie zur Realisierung von Hochgüte-Resonatoren und -Filter unverzichtbar.

b) Gehäuse- und Substratmaterialien

Bei der Auswahl des Gehäusematerials sind neben der Leitfähigkeit und der Oberflächenbeschaffenheit in der Kryotechnik zusätzliche Aspekte zu betrachten. Werden HTSL-Resonatoren mit dem Gehäuse verbunden, so treten aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnungskoeffizienten des Substratmaterials und des Gehäusematerials beim Abkühlen mechanische Spannungen auf, die unter Umständen zur Zerstörung der HTSL-Struktur führen können. Dies kann einerseits durch puffernde elastische Zwischenschichten vermieden werden, die einen Teil der Verformungsspannungen aufnehmen können. Diese Schichten müssen zusätzlich den elektrischen Anforderungen genügen (Verluste), was z.Zt. nicht gegeben ist. Andererseits ist es möglich, Substrat- und Gehäusematerialien mit ähnlichem Ausdehnungskoeffizienten zu wählen und so die auftretenden Spannungen zu reduzieren. In Tab. 5-1 sind die Ausdehnungskoeffizienten verschiedener Substrat- und Gehäuse-Materialien dargestellt.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit angefertigten Filtern wurden vergoldete Gehäuse aus Dispal zusammen mit LaAlO_3 -Substraten (25,4 mm Durchmesser) erfolgreich verwendet.

Materialbezeichnung	Ausdehnungskoeffizient / (10^{-6}K^{-1})
LaAlO_3	9,2 ¹⁾
Al_2O_3 (Saphir)	7,7/8,3 ^{*) 1)}
MgO	12,8 ¹⁾
Kupfer (Cu)	17
Eisen (Fe)	12,1
Dispal (AlSi35)	13,2 ²⁾
Invar 36 (FeNi36Mn0,5Cr0,25Si0,25CPS)	1,6 ³⁾
Incornell 600	11,5 ³⁾
Kovar (FeNi29Co17)	5,5 ³⁾

Tab. 5-1: Ausdehnungskoeffizienten einiger Materialien. ¹⁾ [Kru 94] ²⁾ [Pea 94] ³⁾ [NEA 99]
^{*)} parallel zur c-Achse

Danksagung

Für das gute Gelingen meiner Arbeit möchte ich zunächst Prof. Dr. Heinz Chaloupka danken, der mir in vielen Diskussionen die notwendigen Anregungen geliefert hat und mir die Arbeit in diesem interessanten Gebiet ermöglichte. Weiterhin gilt mein Dank meinen Kollegen Dr. Serguei Kolesov für die enge Zusammenarbeit und viele praktische Anregungen besonders zu Beginn der Arbeiten, sowie Michael Reppel für interessante und weiterführende Diskussionen. Für die praktische Unterstützung und insbesondere die Strukturierung der verwendeten Schichten möchte ich Dr. Dorothea Wehler von der Firma Cryoelectra GmbH danken, für die Schichtcharakterisierung und andere wertvolle Beiträge geht mein Dank an Dr. Thomas Kaiser und damit stellvertretend an die Arbeitsgruppe Physik der Universität Wuppertal.

Ein großer Teil dieser Arbeit entstand im Rahmen eines durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten Forschungsprojekts „Hochtemperatur Supraleiter in der Satellitenkommunikation“ (Kennziffer 13N6833), fortgesetzt im Leitprojekt „Supraleiter und neuartige Keramiken für die Kommunikationstechnik der Zukunft“ (13N7390). Hier gilt mein Dank vielen am Forschungsverbund beteiligten Kollegen und insbesondere dem Projektleiter Dr. Matthias Klauda (Bosch Telecom GmbH) sowie seinem Nachfolger Dr. Tobias Kässer für viele wertvolle Beiträge.

Literatur- und Quellenverzeichnis

- [Abl 95] Ablestik Electronics Materials & Adhesives, Technical Datasheet Ablefilm 5025E, Rancho Dominguez CA (USA), 1995
- [Agi 99] Agilent Technologies Inc., Agilent High-Frequency Structure Simulator, Palo Alto CA, USA, 1999
- [Ami 98a] B. A. Aminov, A. Baumfalk, H. Chaloupka, M. Hein, S. Kolesov, H. Piel, T. Kaiser, H. Medelius, E. Wikborg, „High-Q tunable YBaCuO disk resonator filter for transmitter combiner in radio base stations“, IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 1998
- [Ami 98b] B. A. Aminov, H. Piel, M. Hein, T. Kaiser, G. Müller, A. Baumfalk, H. Chaloupka, S. Kolesov, H. Medelius, E. Wikborg, „YBaCuO Disk Resonator Filter operating at High Power“, Applied Superconductivity Conference, contribution ESB-05, 1998
- [Ati 72] A. E. Atia, A. E. Williams, „Narrow-Bandpass Waveguide Filters“, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 20, No. 4, 1972
- [Bah 88] I. J. Bahl, P. Bhartia, Microwave Solid State Circuit Design, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1988
- [Bar 57] J. Bardeen, L.N.Cooper, J.R.Schrieffer, „Theory of Superconductivity“, The Physical Review 108, 1175, 1957
- [Bau 98a] A. Baumfalk, H. Chaloupka, S. Kolesov, F.-J. Goertz, M. Klauda, „HTS Filters for satellite output multiplexers“, Proceedings of PIERS Progress in Electromagnetics Research Symposium, Nantes, Vol. 2, p. 916, 1998
- [Bau 98b] A. Baumfalk, H. Chaloupka, S. Kolesov, „Vorrichtung zur Filterung von Hochfrequenzsignalen“, europäische Patentschrift 98105698.9-2206 der Robert Bosch GmbH, 1998
- [Bau 99a] A. Baumfalk, M. Reppel, H. Chaloupka, S. Kolesov, „Investigations on the unloaded quality factor of planar resonators with respect to substrate materials and packaging“, Contribution to 4th European Conference on Applied Superconductivity EUCAS 99, Paper Code 11C-1, 1999
- [Bau 99b] A. Baumfalk, H. Chaloupka, S. Kolesov, M. Klauda, C. Neumann, „HTS Power filters for output multiplexers in satellite communications“, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 9, No. 2, 1999
- [Bed 86] J.G. Bednorz, K.A. Müller, „Possible High-Tc Superconductivity in Ba-Ca-Cu-O Systems“, Z. Phys., 64, 189-193, 1986
- [Cau 54] W. Cauer, Theorie der linearen Wechselstromschaltungen, Akademie Verlag, Berlin, 1954

- [Cha 00] H. Chaloupka, „Microwave Applications of High Temperature superconductors“, (Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Applications of Superconductivity, Loen, Norway, 1997), edited by H. Weinstock, Kluwer Academic Publishers, 2000
- [Cha 96] H. Chaloupka, M. Jeck, B. Gurzinski, S. Kolesov, „Superconducting planar disk resonators and filters with high power handling capability“, *Electronics Letters*, Vol. 32, pp. 1735-1737, 1996
- [Coh 59] S. B. Cohn, „Design Considerations for High-Power Microwave Filters“, *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, PGMTT-7, 149-153, 1959
- [CST 96] CST GmbH, MAFIA: The ECAD System, Release 3.20, Darmstadt, 1996
- [Gor 34] C. J. Gorter, H. B. G. Casimir, *Phys. Z.*, 35, 963, 1934
- [Guh 97] E. Guha, T. Kässer, C. Neumann, M. Klauda, F.-J. Görtz, D. Schmitt, A. Baumfalk, S. Kolesov, H. Chaloupka, „Development of superconducting filters for C-Band input and output multiplexer applications“, *Proc. of Fourth European Conference on Satellite Communications (ECSC-4)*, Rome, 1997
- [Har 68] W. H. Harrison, „Microwave bandpass filters containig high-Q dielectric resonators“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 16, 218-227, 1968
- [Hei 99] M. Hein, *Physics and applications of high-temperature superconductor thin films at microwave frequencies*, Springer tracts in modern Physics, Berlin, 1999
- [Kai 98] T. Kaiser, „Nichtlineare Hochfrequenzeigenschaften von Hochtemperatursupraleiter-Filmen“, *Dissertation WUB-DIS 98-13*, Universität Wuppertal, 1998
- [Kaj 86] D. Kajfez (ed.), P. Guillon (ed.), *Dielectric Resonators*, Artech House Inc., Dedham (USA), 1986
- [Käs 98] T. Kässer, M. Klauda, C. Neumann, E. Guha, S. Kolesov, A. Baumfalk, H. Chaloupka, „A Satellite repeater comprising superconducting filters“, *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 1998
- [Käs 99] T. Kässer, „Herstellung, Abgleich und Charakterisierung planarer Mikrowellenfilter aus Hochtemperatursupraleitern“, *Dissertation D468*, Universität Wuppertal, 1999
- [Kin 95] H. Kinder, P. Berberich, B. Utz, W. Prusseit, „Double Sided YBCO Films on 4“ Substrates by Thermal Reactive Evaporation“, *IEEE Transactions on applied superconductivity*, Vol. 5, No. 2, 1995
- [Kin 99] H. Kinder, B. Utz, W. Schmidt, „Beschichtungsapparatur für oxidische Materialien“, *Patentschrift Nr. 196 31 101*, Deutsches Patentamt, 1999
- [Kle 95] N. Klein, C. Zuccaro, U. Dähne, H. Schulz, N. Tellmann, R. Ktzner, A. G. Zaitsev, R. Wördenweber, „Dielectric properties of rutil and ist use in high temperature superconducting resonators“, *Journal of Applied Physics* 78 (11), 6683-6686, 1995

- [Kle 96] N. Klein, A. Scholen, N. Tellmann, C. Zuccaro, K. Urban, „Properties and Applications of HTS-Shielded Dielectric Resonators: A State-of-the-Art Report“, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 44, No. 7, 1996
- [Kol 97a] S. Kolesov, H. Chaloupka, A. Baumfalk, T. Kaiser, „Planar HTS structures for high power applications in communication systems“, Journal of Superconductivity, 10 No. 3, pp. 179-187, 1997
- [Kol 97b] S. Kolesov, H. Chaloupka, A. Baumfalk, F.-J. Goertz, M. Klauda „High temperature superconducting disk resonator filters with high power handling capability“, Proceedings of ISEC '97, Vol. 3, pp. 272-274, 1997
- [Kru 94] J. Krupka, R.G. Geyer, M. Kuhn, J.H. Hinken, „Dielectric Properties of Single Crystals of Al₂O₃, LaAlO₃, NdGaO₃, SrTiO₃ and MgO at Cryogenic Temperatures“, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 42, No. 10, 1994
- [Lan 97] M. Lancaster, *Passive microwave device applications of high-temperature superconductors*, Cambridge University Press, 1997
- [Lik 00] K. Likharev, „Superconductor Devices for Ultrafast Computing“, (Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Applications of Superconductivity, Loen, Norway, 1997), edited by H. Weinstock, Kluwer Academic Publishers, 2000
- [Mai 93] I. Main, *Vibrations and Waves in Physics*, Cambridge University Press, 1993
- [Mat 64] G. Matthaei, L. Young, E. Jones, *Microwave Filters, Impedance Matching Networks and Coupling Structures*, Artech House Books (1964)
- [Mil 92] O. Mildenerger, *Entwurf analoger und digitaler Filter*, Vieweg & Sohn GmbH, Braunschweig / Wiesbaden, 1992
- [NEA 99] National Electronic Alloys Inc., *Technical Datasheet*, Oakland NY, USA, 1999
- [Nis 93] M. Nisenoff, S. A. Wolf, J. C. Ritter, G. Price, „Space Applications of high temperature superconductivity: the high temperature superconductivity space experiment (HTSSE)“, *Physica C* 209, 263-268, 1993
- [Nis 99] M. Nisenoff, „On-orbit status of the high temperature superconducting space experiment (HTSSE-II)“, *Contribution to 4th European Conference on Applied Superconductivity EUCAS 99*, Paper Code 16-90, 1999
- [Onn 11] H. K. Onnes, *Leiden Comm.*, 120b, 1911
- [Pea 94] Peak Werkstoff GmbH, *Datenblätter*, Velbert, 1994
- [Rep 99] M. Reppel, H. Chaloupka, „Novel approach for narrowband superconducting filters“, *IEEE MTT-S Digest*, Vol. 4, pp. 1563-1566, 1999
- [Saa 79] R. Saal, W. Entenmann, *Handbuch zum Filterentwurf*, AEG-Telefunken, Berlin, 1979

- [She 94] Z.-Y. Shen, High-Temperature Superconducting Microwave Circuits, Artech House, Boston / London, 1994
- [Son 99] Sonnet Software Inc., Sonnet Suite Release 6.0, Liverpool NY, USA, 1999
- [Tin 75] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, McGraw-Hill, New York, 1975
- [Ung 96] Unger, Hans-Georg, Elektromagnetische Wellen auf Leitungen, Hüthig-Verlag, Heidelberg, 1996
- [Wat 69] J. Watkins, „Circular Resonant Structures in Microstrip“, Electronics Letters, Vol. 5, pp. 524-525, 1969
- [Woo 89] A. Woode, J. Petit, „Diagnostic Investigations into the Multipactor Effect, Susceptibility Zone Measurements and Parameters affecting a discharge“, ESTEC working paper No. 1556, Noordwijk, 1989
- [Zuc 97] C. Zuccaro, M. Winter, N. Klein, K. Urban, „Microwave absorption in single crystals of lanthalam aluminate“, Journal of Applied Physics, 82, 5695, 1997