

# **Bestimmung von Materialkennwerten zur Realisierung von Hoch- und Höchstfrequenzkomponenten in LTCC**

## **Dissertation**

**zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktor-Ingenieurs**

vorgelegt der

**Technische Universität Ilmenau**

**Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik**

von

**Dipl.-Ing. Sven Rentsch**

**geboren am 06.06.1979 in Lutherstadt Wittenberg**

Tag der öffentlichen Aussprache: 10.02.2011

Gutachter: 

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jens Müller
2. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Matthias Hein
3. Dr.-Ing. Dieter Schwanke

urn:nbn:de:gbv:ilm1-2011000083



## Danksagung

Diese Dissertation wurde während meiner fünfjährigen Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Nachwuchsforschergruppe „Funktionalisierte Peripherik“ am Institut für Mikro- und Nanotechnologie der Technischen Universität Ilmenau erstellt.

Ich danke den Kollegen und Mitarbeitern und der Universität, die mich bei meiner Arbeit tatkräftig unterstützten und Rechen- und Software zur Verfügung stellten. Im Besonderen gilt mein Dank Herrn Dr.-Ing. habil. H. Thust. Durch seine Kontakte wurde es mir überhaupt erst ermöglicht, mit einem 6-monatigen Studienaufenthalt in Finnland meine wissenschaftliche Arbeit im Fachbereich zu beginnen und damit die Voraussetzungen für meine Promotion zu schaffen.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Jens Müller bedanke ich mich für die unermüdliche Unterstützung und Betreuung der Arbeit. Die vielen Fachdiskussionen, für die trotz seiner großen Arbeitsauslastung immer Zeit war, waren für mich nicht nur eine Wissenserweiterung, sondern stets auch Antrieb und Motivation.

An dieser Stelle möchte ich auch allen Mitarbeitern der Fachbereiche „Elektroniktechnologie“, „Hochfrequenz und Mikrowellentechnik“, „Werkstoffe der Elektrotechnik“ und „Anorganisch-nichtmetallische Werkstoffe“ der TU-Ilmenau für die fachliche und messtechnische Unterstützung danken, insbesondere danke ich Dipl.-Ing. (FH) Ina Koch, Michael Huhn, Dr.-Ing. Ralf Stephan, Dr.-Ing. Karl-Heinz Drüe, apl. Prof. Dr.-Ing. habil. Lothar Spieß, Elvira Remdt und Dr.-Ing. Bernd Halbedel.

Für die Hilfe beim mühseligen Korrekturlesen danke ich meiner lieben Mutti, Dipl.-Math. Margot Rentsch, und meiner Freundin Dipl.-Ing. Anika Bolle.

Die wissenschaftlichen Arbeiten wurden durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung gefördert.

Ilmenau, im Mai 2010

Sven Rentsch



## Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, herstellungsabhängige elektrische Materialkennwerte für den Frequenzbereich von  $60\text{ GHz}$  zu ermitteln, um eine genaue Vorhersage für ein prozessangepasstes Design von LTCC-Hochfrequenzstrukturen treffen zu können. Darüber hinaus soll durch die Ermittlung von präzisen Materialkennwerten die Möglichkeit geschaffen werden, die Schnittstellen verschiedener Leitungsübergänge effektiver zu gestalten.

Unter dem Aspekt ausgewählter Einflussfaktoren, wie z. B. der erreichbaren Strukturauflösung oder den dielektrischen Verlusteigenschaften, und dem Ziel der Gewährleistung einer hohen Funktionalität wurden die LTCC-Technologie und der LTCC-Prozess analysiert und bewertet. Um die experimentellen Messwerte einzuordnen und zu charakterisieren, müssen einheitliche Messbedingungen definiert und Kenngrößen zur Vergleichbarkeit festgelegt werden. Schwerpunktmäßig wurde hierbei die Permittivität in den Vordergrund gestellt. Für das Hochfrequenzdesign ist die Kenntnis der Wechselwirkung der Materialien mit elektrischen Feldern essentiell. Andererseits werden durch die Gestaltung des LTCC-Prozesses Faktoren wirksam, welche die Materialeigenschaften beeinflussen.

Zunächst wurden die Auswirkungen von unterschiedlichen Sinterprofilen an ausgewählten Hochfrequenzstrukturen untersucht. Infolge von prozessabhängigen geometrischen und dielektrischen Materialveränderungen wurde ein signifikanter Einfluss auf die Charakteristik resonanter Strukturen im Frequenzbereich von  $60\text{ GHz}$  festgestellt. Daher ist für ein effektives Hochfrequenzdesign eine genaue Untersuchung der Materialveränderungen notwendig. Weiterhin wurden die sinterprozessabhängigen dielektrischen Eigenschaften verschiedener kommerzieller Materialien ermittelt. Dabei diente ein vergrabener Ringresonator als Untersuchungsobjekt. Bei Einhaltung bestimmter Prozessparameter ließen sich somit für die entsprechenden Materialien definierte Hochfrequenzcharakteristika bestimmen.

Die Integration von Funktionsmaterialien in LTCC-Mehrebenensubstrate stellt eine weitere Herausforderung dar. Durch eine Prozessoptimierung und ein innovatives „Tape Embedding“ Verfahren wurde ein elektrisch verstellbares Dielektrikum erfolgreich in LTCC integriert. Mit einer besonderen Messanordnung konnte die Permittivität für einen kontinuierlichen Frequenzbereich bestimmt werden. Darüber hinaus wurden die Leitereigenschaften bei Gleichstrom für LTCC-Metallisierungen untersucht.

Zum Schluss ließ sich an einem praktischen Beispiel der Nachweis der Nutzbarkeit der ermittelten Daten erbringen. Für die technologiegerechte Optimierung wurde dabei ein 3D-EM-Feldsimulator eingesetzt.



## Abstract

This work was carried out with the goal of finding process dependent, characteristic electric material properties in the *60 GHz* frequency range in order to find a fitting design for LTCC high frequency structures. The determination of such material properties should additionally facilitate the development of a more efficient line transition interface.

LTCC technology and the LTCC process were analyzed and evaluated in reference to chosen influencing factors, such as achievable structure size or dielectric loss characteristics, and with the aim of verification of high functionality. In order to facilitate the classification and characterization of experimental measurement values, consistent conditions and comparison parameters were defined. As a result, special emphasis was placed on permittivity. For high frequency design, knowledge of the interaction of the material with the electric field is essential. Through the creation of the LTCC process, however, the factors influencing the material properties become prominent.

Initially, the effects of various sintering profiles from chosen high frequency structures were studied. As a result of process dependent geometric and dielectric changes in the material, a significant influence on the characteristic resonator structures in the frequency range of *60 GHz* was established. From there a direct investigation of the material changes was necessary for an effective high-frequency design. Furthermore, the sinter-process dependant dielectric properties of the various commercially available materials were determined. For this a buried ring resonator was used as the object of investigation. By observation of certain process parameters, definite high frequency characteristics for the corresponding materials were determined.

The integration of functional materials in LTCC multi-layer substrates presents a considerable challenge. Through process optimization and an innovative "Tape Embedding" method, an electrically variable dielectric was successfully integrated into LTCC. With precise measurement alignment the permittivity for a continuous frequency region was determined. Similarly, the conductive properties for the LTCC metallization were investigated with direct current. Finally, a practical example of the validity of the calculated data is provided. For technological optimization a 3D electromagnetic field simulator was implemented.





# Inhaltsverzeichnis

1. Einführung .....	1
1.1 Motivation .....	1
1.2 Analyse .....	1
1.3 Frequenzbereiche .....	2
1.4 LTCC-Technologie .....	3
1.5 LTCC-Prozess.....	4
1.5.1 Erzeugen von Löchern.....	5
1.5.2 Strukturieren .....	8
1.5.3 Stapeln und Laminieren .....	11
1.6 Materialauswahl .....	13
2. Messtechnische Grundlagen und theoretische Betrachtungen zu elektrischen Materialeigenschaften .....	15
2.1 Streuparameter .....	15
2.2 Kettenparameter und die Beziehungen zu Streuparametern .....	17
2.3 Elementarzeitore.....	18
2.4 Dämpfungseigenschaften.....	20
2.5 Eigenschaften von Dielektrika .....	20
2.5.1 Relative Permittivität .....	20
2.5.2 Dielektrische Verluste .....	21
2.5.3 Ursache der relativen Permittivität und resultierenden Verluste...21	
2.5.4 Relative Permeabilität .....	26
2.6 Dispersion .....	28
2.6.1 Materialdispersion.....	29
2.6.2 Geometrische Dispersion.....	29
2.7 Leiterbahnverluste.....	30
2.8 Skin-Effekt und Skin-Tiefe.....	31
3. Dielektrische Eigenschaften von LTCC.....	35
3.1 Einfluss des Sinterprofils auf die Permittivität und die Verluste von LTCC sowie die Bedeutungen für den Anwender.....	35
3.1.1 Auswirkungen von Permittivitätsänderungen auf Leitungsimpedanzen .....	36

3.1.2	<i>Auswirkungen von Sinterprofiländerungen auf resonante Strukturen am Beispiel eines 40 GHz-Streifenfilters</i> .....	37
3.1.3	<i>Sinterprofilbedingte geometrische und dielektrische Materialveränderungen am Beispiel eines 40 GHz-Streifenfilters</i> .....	39
3.2	<i>Vergrabene Ringresonatoren für die Bestimmung elektrischer Kennwerte bei hohen Frequenzen</i> .....	42
3.2.1	<i>Methoden zur Bestimmung der Verluste</i> .....	43
3.2.2	<i>Design und Definition geeigneter Randparameter für die Simulation</i> .....	44
3.2.3	<i>Optimierung der Transmissionscharakteristik</i> .....	46
3.2.4	<i>Resonatorcharakteristik und Auswirkungen auf Messergebnisse</i> .....	48
3.2.5	<i>Messanordnung</i> .....	50
3.2.6	<i>Einfluss von Messfehlern</i> .....	51
3.2.7	<i>Auswirkung einer unsymmetrischen Ankopplung</i> .....	54
3.2.8	<i>Probleme koplanarer Antastung – parasitäre Signalpfade</i> .....	57
3.2.9	<i>Versuchsaufbau</i> .....	60
3.2.10	<i>Sinterprofile</i> .....	61
3.2.11	<i>Flüssigphasensintern von LTCC</i> .....	62
3.3	<i>Einfluss von Sinterzeit und Sintertemperatur auf die dielektrischen Eigenschaften von LTCC bei 60 GHz</i> .....	64
3.3.1	<i>Vergleich von Permittivität und Verluste – Herstellersinterprofile</i> .....	64
3.3.2	<i>DuPont 951</i> .....	66
3.3.3	<i>DuPont 943</i> .....	69
3.3.4	<i>Heraeus CT707 bleifrei</i> .....	73
3.3.5	<i>Technologische Gesichtspunkte</i> .....	75
3.4	<i>Beziehung zwischen Verlusteigenschaften und der Zusammensetzung von Glaskeramiken</i> .....	77

## 4. Charakterisierung von LTCC-Funktionsmaterialien..... 81

4.1	<i>Plattenkondensatoren für die Bestimmung elektrischer Kennwerte für Frequenzen bis 10 GHz</i> .....	81
4.2	<i>Prinzipielle Messanordnung - Auswertung mit S-Parametern</i> .....	82
4.2.1	<i>Auswertung mit S-Parametern</i> .....	83
4.2.2	<i>Kondensatorvarianten</i> .....	87
4.2.3	<i>Erhöhung des Frequenzbereiches</i> .....	88
4.2.4	<i>Einfluss durch Streufelder</i> .....	89
4.2.5	<i>Fehlerbetrachtung</i> .....	91

4.2.6	„Tape Embedding“ Verfahren.....	92
4.3	Vergrabenes Barium-Strontium-Titanat als LTCC-Funktionsmaterial.....	93
4.3.1	Herstellung und Materialien .....	95
4.3.2	Grundlegende Materialcharakteristik.....	99
4.3.3	Toleranzanalyse - Vergleich mit anderen dielektrischen Materialien.....	102
4.3.4	Temperatur- und Frequenzverhalten von vergrabendem LTCC-Barium-Strontium-Titanat.....	104
4.3.5	Steuerbarkeit - Einfluss elektrischer Gleichfelder.....	107
4.4	Gleichstromkennwerte der Metallisierungen von LTCC .....	109
<b>5.</b>	<b>Realisierung von LTCC-Symmetriergliedern für Frequenzen von 60 GHz .....</b>	<b>113</b>
5.1	Grundlegendes zu Symmetriergliedern .....	113
5.2	Spezielle Probleme im 60 GHz-Frequenzbereich .....	114
5.3	Leitungsformen der LTCC-Technologie .....	115
5.3.1	Die Koplanarleitung.....	116
5.3.2	Die koplanare Zweidrahtleitung.....	117
5.4	Galvanisch gekoppelte koplanare Symmetrierglieder .....	118
5.4.1	Design und Funktionsweise .....	118
5.4.2	Simulationsergebnisse .....	120
5.4.3	Technologische Gesichtspunkte - Kanteneffekte beim Siebdruck .....	121
5.4.4	Messtechnische Verifizierung galvanisch gekoppelter Symmetrierglieder .....	122
	Zusammenfassung und Ausblick .....	125
	Abkürzungsverzeichnis .....	129
	Literaturverzeichnis .....	131



# 1. Einführung

## 1.1 Motivation

Der Trend in den Forschungsgebieten der Elektrotechnik und Kommunikationstechnik führt zunehmend zu einer Miniaturisierung elektronischer Komponenten, zum komplexeren Aufbau von Steuerungssystemen mit der qualitativen Forderung nach hoher Funktionalität, Standfestigkeit und geringeren Kosten. Dieser kontinuierliche Prozess führt unweigerlich an technische Grenzen, die erweitert beziehungsweise überwunden werden müssen.

## 1.2 Analyse

Immer mehr Informationen sollen schneller übertragen werden. Dabei kommt der Hochfrequenztechnik immer größere Bedeutung zu. Die Anforderungen an die Aufbau- und Verbindungstechnologie werden durch die technischen Parameter der Hochfrequenztechnik definiert. Gleichzeitig steht die Aufbau- und Verbindungstechnik vor der Aufgabe, miniaturisierte Strukturen mit anderen Bausteinen zu verbinden, vor negativen äußeren Umwelteinflüssen, wie zum Beispiel Feuchtigkeit, abzuschirmen und Verlustleistung abzuführen. Das Kernproblem ist der Einsatz und die Kombination verschiedener Technologien und Materialien. Moderne integrierte Hochfrequenzhalbleiterschaltkreise weisen impedanzkontrollierte Dünnschichtstrukturen in  $100\text{ nm}$  Bereichen auf. Die Auflösungsgrenze der Leiterplattentechnologie liegt jedoch bei  $100\text{ }\mu\text{m}$  [EPN], [JPN]. Um dieses „MacroNano“ Problem der Schnittstellen zwischen den verschiedenen Technologien zu lösen, sind innovative Ideen und neue Grundansätze gefragt. Durch die Low Temperature Co-fired Ceramic Technologie (LTCC-Technologie) mit einer Strukturauflösung bis herab zu  $40\text{ }\mu\text{m}$ , lässt sich die Differenz zur Dünnschichttechnologie verringern [Per], [Scw]. Damit stellt die LTCC-Technologie einen Ansatz für die Lösung des Schnittstellenproblems dar.

Die Auswahl der passenden Technologie richtet sich nach den Kriterien: Strukturauflösung, Hochfrequenzverhalten, Integration passiver Komponenten, Temperaturstabilität, chemische Beständigkeit, thermische Beständigkeit und stückzahlabhängige Kosten. Eine aus [Hin] hervorgehende Bewertung favorisiert eindeutig die LTCC-Technologie als Schaltungsträgertechnologie für Frequenzen über  $1\text{ GHz}$ . Oft rechtfertigen hohe Ansprüche die höheren Kosten gegenüber der Leiterplattentechnologie.

In der Massenfertigung wird aus kostentechnischen Gründen die LTCC-Technologie für komplette Trägersubstrate bis auf Weiteres eine Nischenvariante bleiben. Jedoch gibt es eine Vielzahl von LTCC-Komponenten, die in elektronischen Baugruppen des Massenmarktes, beispielsweise in Funktelefonen, Anwendung finden.

### 1.3 Frequenzbereiche

Die Untersuchungen zielen auf Frequenzen über  $1\text{ GHz}$  ab. Hier gewinnen niedrige Verlusteigenschaften der Materialien mehr und mehr an Bedeutung. In Einsatzbereichen mit Extrembelastungen und stark schwankenden Umwelteinflüssen weist die LTCC als Trägersubstrat oder Gehäusevariante Vorteile gegenüber anderen Technologien, wie der Leiterplatte, auf.

Der Frequenzbereich von  $1\text{ GHz}$  bis  $5\text{ GHz}$  bietet ein breites Spektrum für die Massenproduktion auf dem Gebiet des Konsumgütermarktes, insbesondere für Funktelefone und die kabellose Datenübertragung. Die Marktpositionierung zielt auf minimale Kosten mit leicht umsetzbaren technologischen Fertigungsprozessen ab. Hier spielt die LTCC-Technik eine untergeordnete Rolle. Nur bei spezifischen Anwendungen kommt aufgrund gegebener Eigenschaften die LTCC-Technik in Frage. LTCC ist beispielsweise eine alternative Technologie zum Wärmeabtransport bei Endstufen von Sendeanlagen der Drahtloskommunikation [Kim], [Mül\_2]. In der Medizintechnik stehen dagegen besondere Anforderungen im Vordergrund und dominieren gegenüber dem Kostenaspekt [Sme].

Im Frequenzbereich von  $5\text{ GHz}$  bis  $30\text{ GHz}$  und darüber hinaus nimmt die Bedeutung einer hohen und dauerhaften Funktionalität in speziellen Einsatzgebieten zu. Die Kosten sind im Verhältnis zu den qualitativen Anforderungen weniger relevant. Gerade in der Satellitenkommunikation und der Radartechnik kommt die LTCC-Technologie zum Einsatz und verdrängt aufwändigere und teurere Technologien. Ein Schwerpunkt sind Frequenzen im Bereich von  $60\text{ GHz}$ . Aus physikalischen Gründen ist die atmosphärische Dämpfung um  $60\text{ GHz}$  besonders hoch. Durch die relativ begrenzte Reichweite von Sendern werden Überlagerungen unterschiedlicher Sender minimiert. Das macht diese Frequenzlage besonders attraktiv für die kabellose Datenübertragung im Kurzstreckenbereich. In vielen Ländern ist dieser Frequenzbereich für eine lizenzfreie Nutzung freigegeben [FCC], [BNA], sodass eine Initiative aus namhaften Unternehmen der Unterhaltungselektronik mit WirelessHD<sup>tm</sup> bereits einen Standard etabliert hat [WHD], [Zhe], [Gil].

Elektromagnetische Wellen im Frequenzbereich von  $60\text{ GHz}$  bis  $100\text{ GHz}$  durchdringen unterschiedlichste Stoffe, wie Kleidung, Beton oder Schnee. Dadurch eröffnen sich Anwendungen wie Körperscanner [She], gläserne Wände (Through Wall Radar) oder das Auffinden von verdeckten Personen und anderen Dingen [Bur]. Eine wichtige Voraussetzung zur Erschließung der LTCC-Technologie für diesen Frequenzbereich ist die genaue Kenntnis der elektrischen und technologischen Materialeigenschaften.

Für die Herstellung von Hochfrequenzbaugruppen soll das Anwendungsspektrum für die LTCC-Technologie erweitert und attraktiver gestaltet werden. Deshalb ist die Kenntnis der Materialeigenschaften in diesem Frequenzbereich essentiell für die weitere technologische Entwicklung. Dies steht jedoch häufig im Widerspruch zu Umfang und Genauigkeit der Herstellerangaben.

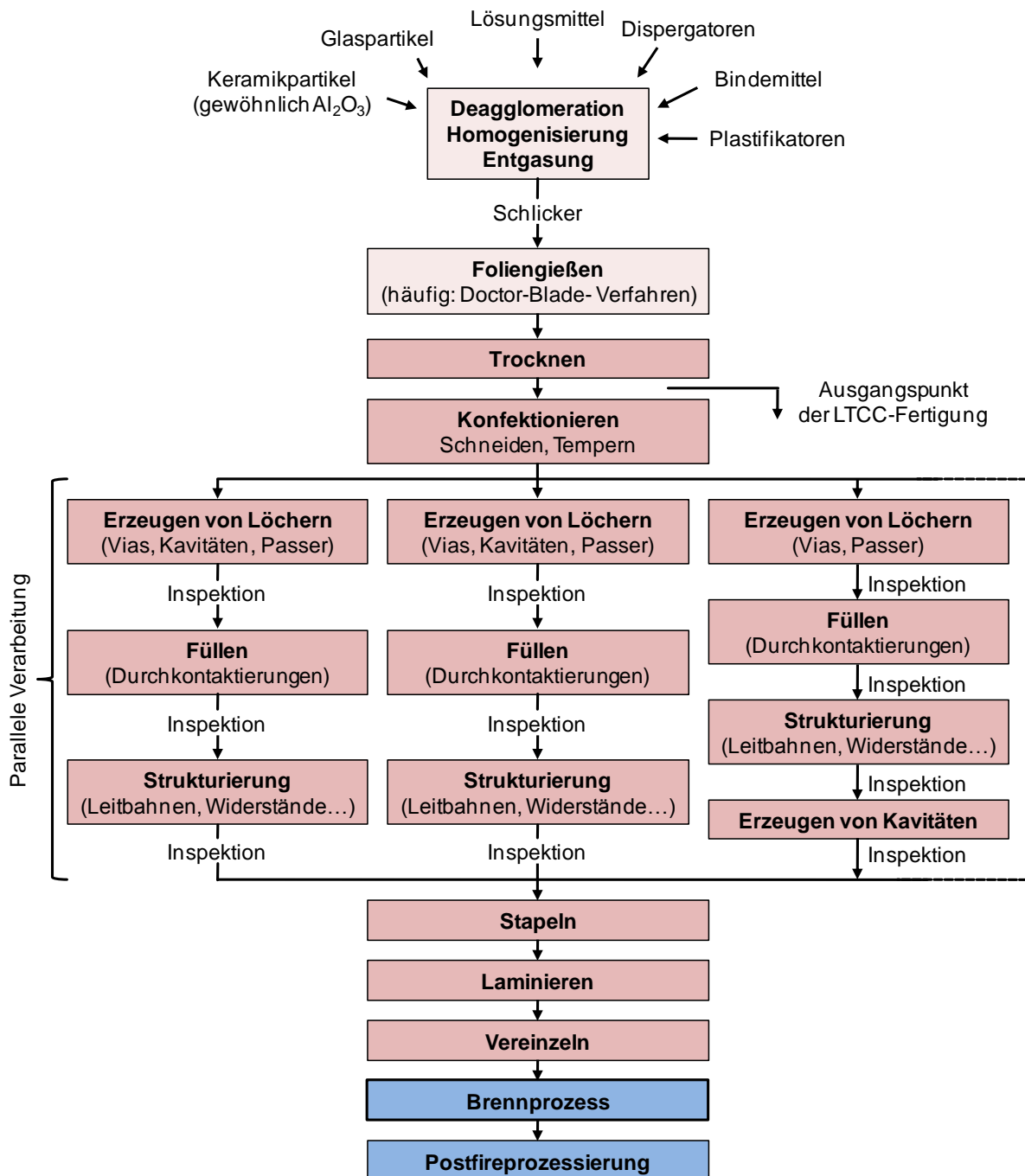
## 1.4 LTCC-Technologie

Bei der Low Temperature Co-fired Ceramic Technologie (LTCC, deutsch: Nieder-temperatur-Einbrand-Keramik) handelt es sich um ein Verfahren zur Herstellung von Mehrlagenschaltungen auf Basis ungesinterter (grüner), flexibler Glaskeramikfolien. Dabei können neben Leiterbahnen, Widerständen, Kondensatoren und Spulen [Mül\_1], sowohl Kavitäten und Kanäle [Tel], als auch Metallfolien und andere Materialien [Hin] in den Keramikkörper integriert werden.

Die LTCC-Technologie geht aus der High Temperature Co-fired Ceramic Technologie (HTCC, deutsch: Hochtemperatur-Einbrand-Keramik) hervor. Eine HTCC besteht üblicherweise aus Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) und wird bei Temperaturen von  $1600^\circ\text{C}$  bis  $1800^\circ\text{C}$  gesintert (Festphasensintern). Aus diesem Grund kommen in der HTCC nur Metallisierungen mit hohen Schmelztemperaturen, wie Wolfram und Molybdän, zum Einsatz und stellen damit relativ schlechte elektrische Leiter dar. Im Unterschied zur HTCC ist bei der LTCC neben Keramik Glas ein Hauptbestandteil. Während der Sinterung von LTCCs erweicht die Glasphase und die Verdichtung erfolgt vorrangig durch viskoses Fließen bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen von  $700^\circ\text{C}$  bis  $900^\circ\text{C}$  (Flüssigphasensintern). Zusätzlich treten in geringem Maße Reaktionen zwischen Glasphase und kristalliner Komponente auf, welche eher unerwünscht sind. Die niedrigen Prozesstemperaturen sind nicht nur ökonomisch von Vorteil. Darüber hinaus ermöglichen sie die Integration hochleitfähiger Leiterbahnmaterialien wie Gold und Silber. Der Glasanteil bringt jedoch auch Nachteile, wie beispielsweise höhere dielektrische Verluste sowie eine verminderte thermische Leitfähigkeit, mit sich.

## 1.5 LTCC-Prozess

Abbildung A1.1 zeigt den prinzipiellen Prozessablauf der LTCC-Technologie. Ausgangspunkt bei der Fertigung von LTCC-Schaltungsträgern ist für gewöhnlich eine ungesinterte Glaskeramikfolie (Grünfolie, englisch: „Green Tape“) kommerzieller Hersteller<sup>1</sup>.



A1.1 Prozessablauf der LTCC-Technologie

<sup>1</sup> Alcoa, Asahi glass, EMCK, EPCOS, **ESL**, **DuPont**, **Ferro**, Fujitsu, Hitachi, IBM, Kyocera, Matsushita, Motorola, Murata, NEC Schott, Niko, NGK, NTK Technolgies, Noritake, Maruwa, **Hermaeus**, Amkor, Toshiba, Samsung, Shoei, Sumitomo Metal, Corning, Tektronix, Taiyo Yuden



Davon ausgehend läuft der LTCC-Prozess kurz zusammengefasst folgendermaßen ab: Zunächst werden die Tapes zugeschnitten und getempert. Daraufhin erfolgt eine separate Strukturierung und Bearbeitung. Danach werden die einzelnen Lagen aufeinander gestapelt und laminiert. Anschließend erfolgt die Sinterung in einem definierten Brennvorgang („Burnout“ und Sinterung).

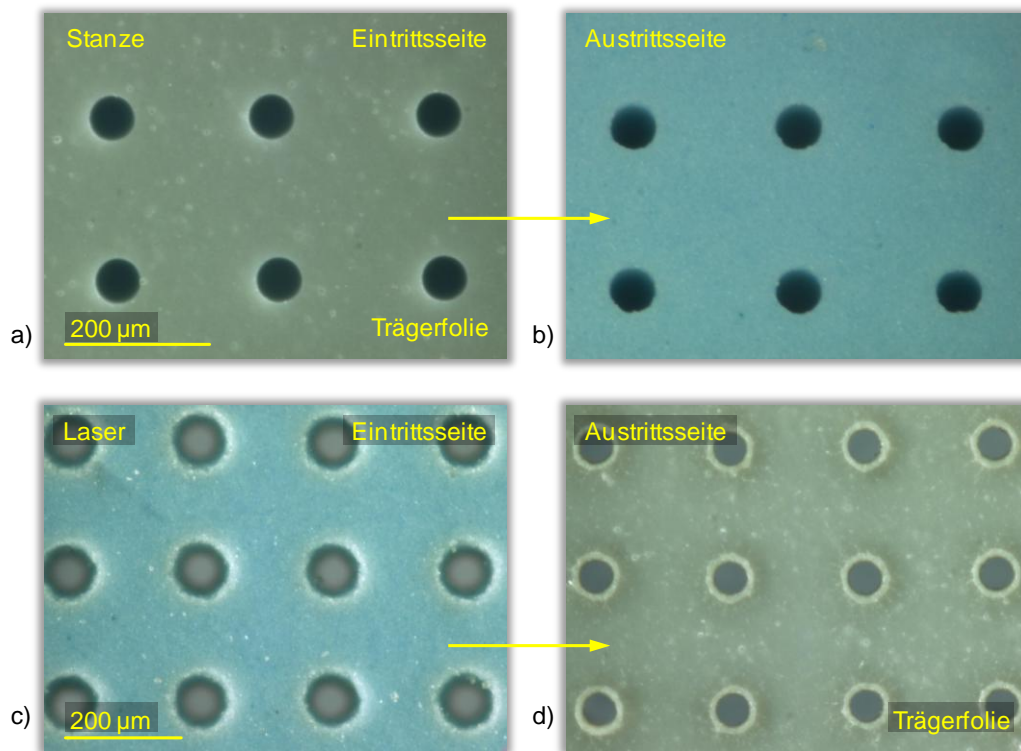
Durch die voneinander getrennte Bearbeitung und Inspektion der LTCC-Lagen lassen sich fehlerfreie Lagen zusammenführen. Die teilweise parallele Prozessführung bewirkt eine höhere Ausbeute bei gleichzeitig gesteigertem Integrationsgrad. Damit ist die LTCC-Technologie rein sequentiellen Technologien überlegen.

Um neue technologische Möglichkeiten bei der Herstellung von LTCC-Schaltkreisen darzulegen, wird in den Abschnitten 1.5.1 bis 1.5.3 auf die LTCC-Prozessschritte „Erzeugung von Löchern“, „Strukturieren“ sowie „Stapeln und Laminieren“ detaillierter eingegangen. Neben spezifischen Materialanforderungen für Hochfrequenzstrukturen muss diesen Prozessschritten besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden. Eine ausführliche und vollständige Prozessbeschreibung wird in [Jil], [Bar] gegeben.

### **1.5.1 Erzeugen von Löchern**

In der LTCC-Technologie werden die Löcher für die Durchkontaktierungen (Vias) und Justage mechanisch und seriell gestanzt. Folienabhängig können damit Löcher mit bis zu  $80\ \mu\text{m}$  kleinen Durchmessern erzeugt werden (im Labor  $\sim 50\ \mu\text{m}$ ) [Hag\_1], Abbildung A1.2a und A1.2b. Alternativ werden die Löcher für gewöhnlich thermisch mit dem Laser generiert (vorwiegend im asiatischen Raum), Abbildung A1.2c und A1.2d. Aufgrund geringerer mechanischer Beanspruchung lassen sich mit dem Laser kleinste Lochabstände realisieren. Lasergenerierte Löcher stehen gestanzten Löchern jedoch qualitativ nach. Materialabhängig kann durch die thermische Wechselwirkung mit dem Laser nicht immer die Maßgenauigkeit der Lochgröße garantiert werden. Risse und Vorsinterungen im Lochbereich führen zu Mängeln. Daher ist eine sichere gleichförmige Erzeugung sehr kleiner Löcher (bis zu  $30\ \mu\text{m}$ , Stand 2010) mit dem Laser unter Umständen schwierig.

Die immer kleineren Löcher lassen sich unter anderem wegen der Justagetoleranzen benötigter Füllmasken zunehmend schwieriger füllen. Eine Innovation ist dabei die Entwicklung stanzbarer Trägerfolien und die sich damit ergebende Möglichkeit einer gemeinsamen Verarbeitung von Grün- und Trägerfolie.



A1.2 gestanzte Löcher,  $50 \mu\text{m}$ , [Hag\_2]:

- a) Eintrittsseite, Seite der Trägerfolie
- b) Austrittsseite, Grünfolie

lasergebohrte Löcher, ps-Laser:  $1030 \text{ nm}$ , [Hag\_2]:

- c) Eintrittsseite, Grünfolie, Auftreten von Verglasungen am Rand
- d) Austrittsseite, Trägerfolie

Stanzbare Trägerfolien bieten folgende wesentliche Vorteile:

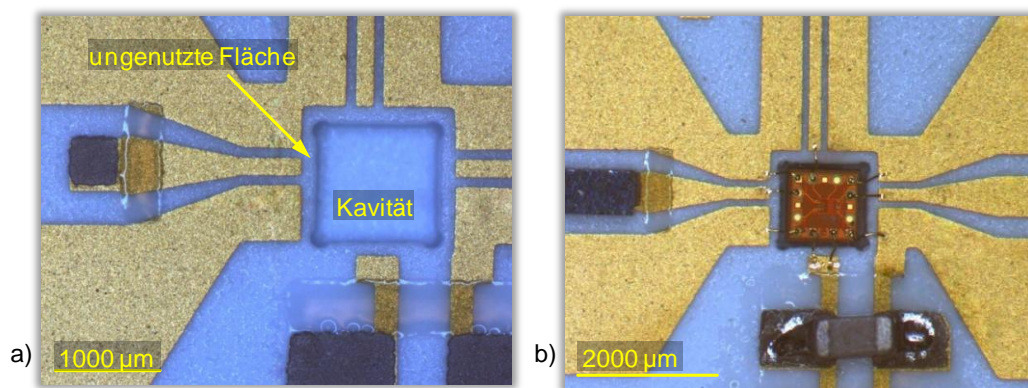
- Erleichterung beim Füllen kleiner Löcher durch den Einsatz der Trägerfolie als Füllmaske (Justagetoleranzen entfallen)
- Stabilisierung der Grünfolie bis hin zum Laminieren (Schwindungskontrolle zwischen den einzelnen Lagen)
- Möglichkeit der Verarbeitung sehr dünner Grünfolien ( $< 100 \mu\text{m}$ ) auf Grund besserer Handhabbarkeit während des Prozesses

Die Erzeugung der Vias, Kavitäten und Justagelöcher erfolgt standardmäßig nacheinander in einem Arbeitsschritt. Herstellungsbedingt haben LTCC-Folien anisotrope Schwindungseigenschaften, deshalb ist beim Stanzen die Gießrichtung der Folie zu berücksichtigen. Durch das mechanische Stanzen wird das Tape gestresst. Vias mit kritisch kleinen Durchmessern und Lochabständen (Pitch) sollten daher prinzipiell zuerst gestanzt werden, bevor weitere Verfahrensschritte folgen.

Für die mechanische Erzeugung von Kavitäten gibt es im Wesentlichen zwei Möglichkeiten. Entweder wird mit maßgefertigten Werkzeugen gearbeitet oder das sogenannte „Nibbling“ (englisch: Knabbern) eingesetzt. Während bei maßgefertigten

Werkzeugen die Erzeugung der Kavität in einem Stoß erfolgt und damit Form und Größe der Kavitäten festgelegt ist, kann beim „Nibbling“ mit einem entsprechend kleinerem Werkzeug durch wiederholtes und leicht versetztes Stanzen eine weitgehend beliebige Form generiert werden. Die Verwendung maßgefertigter Werkzeuge ist bezüglich Qualität und Geschwindigkeit dem „Nibbling“ eindeutig überlegen. Dagegen ist das „Nibbling“ sehr flexibel einsetzbar und im Besonderen bei Kleinserien und im Laborbetrieb zweckmäßig. Technologisch ist beim „Nibbling“ jedoch Folgendes zu beachten:

- Zur Vermeidung von Rissen und zur Minimierung von Spalttoleranzen bei der Montage von Halbleiterschaltkreisen, sollten die Ecken von Kavitäten mit einem runden Werkzeug vorgestanzt werden. Dazu sind Durchmesser von  $150\ \mu\text{m}$  bis  $200\ \mu\text{m}$  zu empfehlen.
- Stanzwerkzeuge mit Durchmessern kleiner  $400\ \mu\text{m}$  sind auf Grund der größeren mechanischen Belastung für das „Nibbling“ praktisch nicht von Nutzen.
- Die Ausarbeitung der „Fenster“ sollte immer von „innen nach außen“ erfolgen, da andernfalls Materialrückstände den Stanzprozess behindern können.
- Für die inneren Bereiche der Kavität sollten möglichst große Stanzwerkzeuge zum Einsatz kommen. Hiermit lassen sich Stanzzeit und Werkzeugverschleiß reduzieren.
- Für die Ausarbeitung der Konturen rechteckiger Kavitäten sind quadratische Werkzeuge vorzuziehen. Dadurch wird eine mit maßgefertigten Werkzeugen nahezu vergleichbare Kantenqualität erreicht.



A1.3 a) gesintertes, unbestücktes LTCC-Hochfrequenzträgersubstrat mit Kavität  
b) bestücktes LTCC-Hochfrequenzträgersubstrat

Die Strukturierung erfolgt üblicherweise im Anschluss an die Erzeugung der Kavitäten. Dabei muss technologisch bedingt ein Mindestabstand von etwa  $150\ \mu\text{m}$  bis  $300\ \mu\text{m}$  zum Rand der Kavität berücksichtigt werden. Wie in den Abbildungen A1.3a und A1.3b zu sehen ist, bleibt diese Fläche ungenutzt und schränkt im Besonderen den Gestaltungsspielraum bei Hochfrequenzchipübergängen ein.

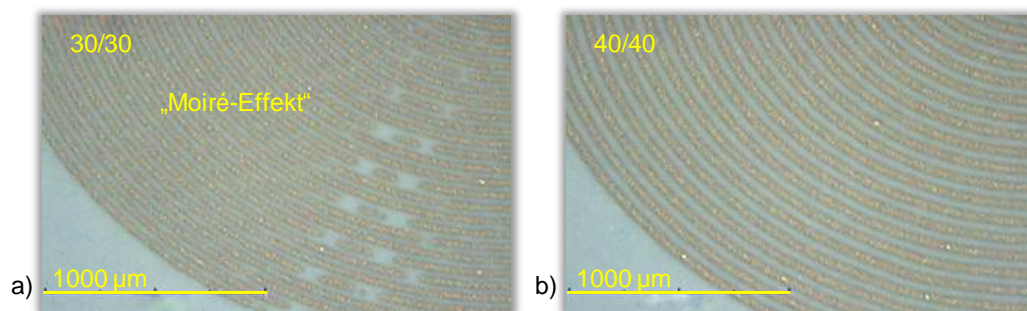
Durch einen alternativen LTCC-Prozessablauf lässt sich die Fläche bis an den Rand der Kavität für die Strukturierung ausnutzen. Hierzu wird ein zusätzlicher Prozessschritt eingesetzt bei dem die Kavitäten erst nach der Strukturierung separat ausgestanzt werden. Die erforderliche Positionierung der Einzelfolien in der Stanze erfolgt dabei über die bereits vorhandenen Justagelöcher.

Gleichermaßen können die Kavitäten mit dem Laser ausgeschnitten werden. Dabei ist das Laserschneiden weitestgehend die einzige Möglichkeit individuelle Kavitäten mit Strukturgrößen kleiner  $400\ \mu\text{m}$  zu generieren (zum Beispiel lange dünne Kanäle).

### 1.5.2 Strukturieren

In der LTCC-Technik erfolgt die Strukturierung hauptsächlich durch den technischen Siebdruck. Darüber hinaus werden der Tiefdruck, der Tampondruck, das Direktschreiben (Ink-Jet) oder photochemische Verfahren [Sue] eingesetzt. Im Postfire-Prozess können neben den genannten Methoden Verfahren der Dünnschichttechnik folgen. Ansätze, wie die Diffusionsstrukturierung [Dup\_2] oder die Trockentransfer-elektrofotografie (Xeroxverfahren) sind in der LTCC-Technologie nicht etabliert.

Mit dem technischen Siebdruck ist unter Laborbedingungen und auf optimalen LTCC-Oberflächen eine struktur- und pastenabhängige Auflösung für Leiterbahnbreiten und Lücken von etwa  $40\ \mu\text{m}$  bei einer Toleranz von  $\pm 5\ \mu\text{m}$  erreichbar, Abbildung A1.4. Kommerziell können zurzeit (Stand 2010) standardmäßig minimale Auflösungen von  $100\ \mu\text{m}$  ( $\pm 5\ \mu\text{m}$ ) zugesichert werden [MSE\_2]. Unter bestimmten Bedingungen lassen sich jedoch auch schon  $50\ \mu\text{m}$ -Strukturen industriell realisieren.



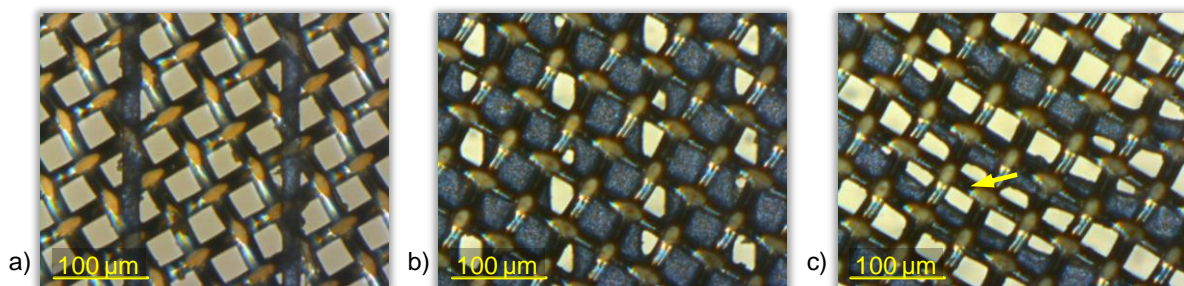
A1.4 siebstrukturierte Spulen auf LTCC vor dem Sintern:  
a) mittlerer Linien und Spaltenabstände  $30\ \mu\text{m}$ , Unterbrechungen der Leiterzüge  
b) mittlerer Linien und Spaltenabstände  $40\ \mu\text{m}$ , fehlerfreie Struktur

Für den Feinstliniendruck werden Druckformen (Siebe) mit kalandriertem Edelstahlgewebe verwendet. Edelstahlgewebe weisen gegenüber Polyestergeweben eine größere offene Siebfläche und eine höhere mechanische Festigkeit auf. Dies ermöglicht einen größeren Pastenauftrag bei einer gleichzeitig höheren Druckpräzision. Im Hinblick auf die Siebstandzeit kann im Vergleich zu elastischen Polyestergeweben jedoch nur mit weitaus geringeren Absprüngen und damit einhergehend kleineren Prozessfenstern gedruckt werden. Um die Vorteile der elastischen und kosten-

günstigen Polyestergewebe mit denen der präziseren und feineren Stahlgewebe zu verknüpfen, finden neuerdings Kombinationssiebe (Trampolinsiebe<sup>®2</sup>) Verwendung. Diese Kombinationssiebe sind im Außenbereich mit einem Polyestergewebe und im Innenbereich mit dem entsprechenden Edstahlgewebe bespannt. Dadurch sind Präzisionsdrucke mit größerem Absprung bei höherer Standzeit des Siebes möglich. Auf den ersten Blick scheint das Kombinationssieb die kostenintensivere Variante zu sein, jedoch wiegt die erhöhte Standzeit die höheren Anschaffungskosten auf. Darüber hinaus kann ein Kombinationssieb von Beginn an kostengünstiger sein, als ein reines Edstahlsieb, da die zur Verarbeitung nötige Menge des feinen und kostenintensiven Stahlgewebes den Gesamtpreis des Siebes bestimmt.

Eine weitere Innovation für den Feinstliniendruck ist die Nutzung von nanotechnologischen Siebbeschichtungen und den daran angepassten Pastensystemen [Scw]. Dabei wird durch eine hydrophobe Oberflächenbeschichtung das Auslöseverhalten der Paste aus dem Siebgewebe und der Kopierschicht (Schablone) während des Druckes beeinflusst (Lotuseffekt). Dies bewirkt eine weitere Erhöhung der Strukturauflösung ( $25 \mu\text{m} (\pm 5 \mu\text{m})$ ) für Leiterbreiten und Lücken).

Beim technischen Feinliniensiebdruck lassen sich schmale Lücken im Allgemeinen schwieriger strukturieren als dünne Linien. Für den Druck schmaler Lücken sind mindestens ebenso schmale Stege in der Kopierschicht des Siebes erforderlich. Schmalere Stege in der Kopierschicht bewirken eine Reduzierung der Haftfestigkeit im Siebgewebe, da immer weniger Haltepunkte an den Maschen zur Verfügung stehen. Für die Strukturierung von Lücken sind daher Siebgewebe mit einer möglichst hohen Maschenzahl bei einer gleichzeitig großen offenen Siebfläche besonders geeignet. Dagegen ist eine hohe Maschenzahl für die Strukturierung von Linien weniger relevant. Zur Veranschaulichung wird in Abbildung A1.5 ein Siebgewebe mit jeweils verschiedenen Kopierschichtstrukturen zur Erzeugung von Linien und Lücken, sowie gekrümmten Strukturen vergrößert dargestellt.



A1.5 Siebgewebe (510/18) mit Direktbeschichtung ( $12 \mu\text{m}$  über Gewebe):

- a) schmale Stege zur Strukturierung von Lücken
- b) schmale Lücken zur Strukturierung von Linien
- c) Kopierschicht mit gekrümmten Strukturen, Gefahr der Verdeckung offener Strukturen durch das Siebgewebe (Ursache für „Moiré-Effekte“)

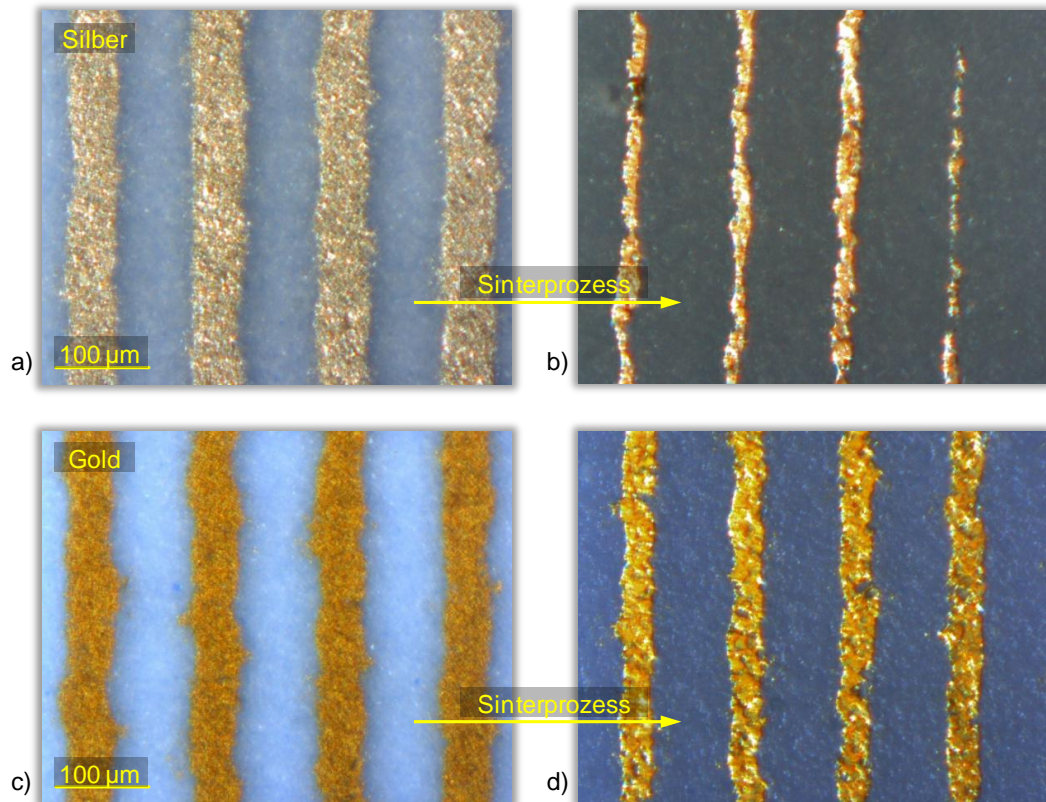
<sup>2</sup> KOENEN GmbH, <http://koenen.de>

Die Siebe für den Feinliniendruck sollten vorzugsweise direkt beschichtet werden. Obwohl die Direktbeschichtung eine größere technologische Herausforderung darstellt und bezüglich Kopierschichtdickentoleranz und Kantenqualität gegenüber einer Filmbeschichtung (indirekt/direkt) leichte Defizite aufweist, ist die Direktbeschichtung wegen ihrer größeren Haftfestigkeit im Siebgewebe der Filmbeschichtung vorzuziehen. In jedem Fall ist jedoch eine Kopierschichtdicke von  $10\ \mu\text{m}$  bis  $12\ \mu\text{m}$  über dem Siebgewebe zu empfehlen. In Tabelle T1.1 werden für den Feinliniendruck geeignete Siebgewebe aufgelistet.

Edelstahlgewebe (kalandriert)	Maschenweite ( $\mu\text{m}$ )	Fadendurchmesser ( $\mu\text{m}$ )	Anwendung
VA 325x0,024x22,5°	53	24	Flächen
VA 350x0,016x22,5°	56	16	Leiterbahnen
VA 400x0,018x22,5°	45	18	Leiterbahnen, Lücken
VA 500x0,018x22,5°	33	18	Lücken

T1.1 geeignete Siebgewebe für die Strukturierung von LTCC-Hochfrequenzschaltkreisen

Neben adäquaten Sieben ist für den Feinliniendruck die Verwendung geeigneter Pasten unerlässlich. In der LTCC-Technik kommen dabei entweder Gold- oder Silberpasten zum Einsatz. Allgemein zeichnen sich Feinlinienpasten durch den vergleichsweise hohen Metallpartikelanteil aus. Neben Faktoren wie Anteil, Form, Größe und Mahlverteilung der Metallpartikel, spielt auch das verwendete Metall selbst eine wesentliche Rolle. Oft weisen Silberpasten unmittelbar nach der Strukturierung ein besseres Druckbild mit höherer Strukturauflösung auf als Goldpasten. Nach dem Sintervorgang kehrt sich das Bild meist um. Im Besonderen bei Silberpasten können Reaktionen mit der Glaskeramik und Diffusionsprozesse zu einer Verminderung der Strukturauflösung führen [Rab]. Aus diesem Grund sind Goldpasten für die Feinlinienstrukturierung potentiell besser geeignet. In Abbildung A1.6 sind Feinlinienstrukturen aus Gold und Silber im Vergleich vor und nach dem Brennprozess dargestellt.



A1.6 siebstrukturierte Linien auf LTCC (DuPont 951, co-fired):

Silber (DuPont 6942)	a) vor dem Brennprozess (Linienbreite $\sim 45 \mu\text{m}$ )
	b) nach dem Brennprozess
Gold (DuPont 5734)	c) vor dem Brennprozess (Linienbreite $\sim 40 \mu\text{m}$ )
	d) nach dem Brennprozess (Linienbreite $\sim 25 \mu\text{m}$ )

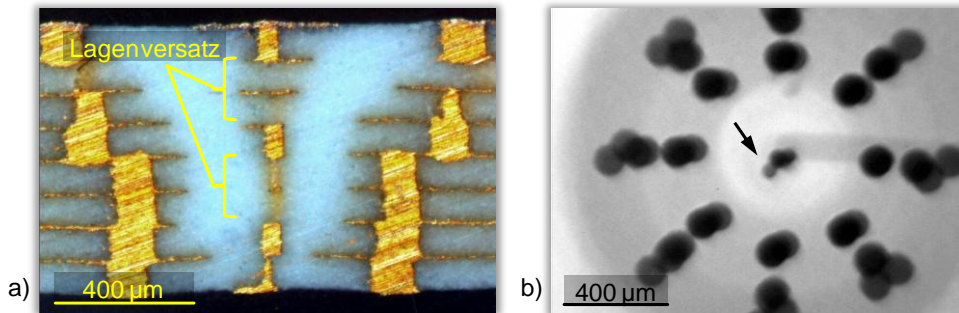
### 1.5.3 Stapeln und Laminieren

Nach der Strukturierung und einem moderaten Trocknungsvorgang werden die einzelnen Folien positioniert und gestapelt. Dabei kann die Ausrichtung mechanisch oder optisch erfolgen. Im Laborbetrieb ist die mechanische Positionierung zweckmäßig. Sie erfolgt mittels Justagelöcher und einem Werkzeug mit Stapelstiften. Mit einer mechanischen Positionierung können beim Stapeln ohne Weiteres Positionier-toleranzen kleiner  $\pm 25 \mu\text{m}$  erreicht werden.

Nach dem Stapeln wird der Lagenaufbau in der Regel uniaxial fixiert, z.B. bei Drücken von etwa  $2 \text{ MPa}$  und bei Temperaturen von  $70^\circ\text{C}$  für eine Dauer von etwa  $2 \text{ min}$  (Vorlamination). Nach einem Werkzeugwechsel erfolgt die eigentliche Lamination, üblicherweise isostatisch bei  $20 \text{ MPa}$  für  $10 \text{ min}$  und bei  $70^\circ\text{C}$ .

Um eine Verwölbung beim Sintern zu vermeiden werden die einzelnen Lagen unter Berücksichtigung der Gießrichtung gewöhnlich um jeweils  $90^\circ$  verdreht zueinander gestapelt. Technologisch betrachtet ist dabei dann ein mittlerer Schwindungsfaktor zu berücksichtigen.

Während des LTCC-Prozesses unterliegen die einzelnen Folien eines Lagenstapels einer permanenten leichten Schwindung. Das ist eine Hauptursache für den auftretenden Lagenversatz im gesinterten Substrat, Abbildung A1.7. Die Schwindung ist prozessabhängig und kann zwischen den einzelnen Folien stark variieren. Unverdrehtes Zusammenfügen der Einzellagen kann diesen Effekt abmildern, was technologisch eine Berücksichtigung von lateral unterschiedlichen Schwindungsfaktoren voraussetzt.



A1.7 vertikale koaxiale Hochfrequenzanordnung, der deutliche Lagenversatz beim gesinterten Substrates ist zurückzuführen auf eine unterschiedliche prozessabhängige Schwindung einzelner rückseitenmetallisierter LTCC-Lagen vor dem Stapeln

- a) Lichtmikroskopaufnahme eines vertikalen Schlicfs  
b) Röntgenbild, Draufsicht

Zur Minimierung des schwindungsbedingten Lagenversatzes ist Folgendes zu berücksichtigen:

- schnelle und möglichst ununterbrochene Prozessierung
- gleiche Behandlung der Einzelfolien, im Besonderen bei Trocknungsprozessen
- Vermeidung stark unterschiedlicher Metallisierungsgrade
- Vermeidung unsymmetrischer Strukturierung zwischen den Lagen
- Grünfolie möglichst bis kurz vor dem Laminieren auf der Trägerfolie belassen
- Vermeidung von Rückseitendruck auf Einzellagen

Die Lamination von Substraten mit Kavitäten und Kanälen ist eine große technologische Herausforderung. Auf Grund des hohen einwirkenden Druckes werden im Besonderen die Kanten der Kavität stark verformt. Durch die Nutzung von Hilfsmaterialien können diese Effekte reduziert werden. Bei Substraten mit Oberflächenkavitäten hat sich dabei der Einsatz von Silikonplatten bewährt. Dazu wird der vorlaminierter Lagenstapel auf eine Metallplatte gebracht und mit einer etwa 5 mm dicken Silikonfolie abgedeckt. Anschließend wird der vorlaminierter Lagenstapel unter Vakuum in Folie eingeschweißt und danach im geheizten Wasserbad mit dem notwendigem Druck beaufschlagt.

Alternative Verfahren nutzen andere Hilfsmaterialien (Folien, Spiegelformen) oder Füllstoffe (z. B. Kohlenstoff). Bei komplizierten 3D-Aufbauten, wie Kanälen, kann die Lamination auch gestuft erfolgen [The].



## 1.6 Materialauswahl

Die eingesetzten Materialien müssen mit ihren elektrischen Eigenschaften die Anforderungen der Hochfrequenztechnik bei 60 GHz erfüllen. Hierbei kommen mehrere Hersteller mit ihren Produkten in Frage. Das Standardprodukt DuPont 951 ist für 60 GHz-Anwendungen angesichts seiner relativ hohen dielektrischen Verluste weniger gut geeignet. Alternativ wird vom Hersteller DuPont 943 angeboten. Unter dem Aspekt des Einsatzes von LTCC schneidet DuPont 943 im Vergleich aller derzeit bekannten kommerziell verfügbaren Produkte hinsichtlich der thermischen Leitfähigkeit und der dielektrischen Verlusteigenschaften am besten ab [Hin]. Als Alternative wird das Material Heraeus CT 707 bleifrei untersucht. Die wichtigsten Parameter der genannten Materialsysteme werden in Tabelle T1.2 dargestellt.

	DuPont 951	DuPont 943	Heraeus CT 707 bf	Ferro A6m	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 99,5%	Silizium
Permittivität (Dielektrizitätszahl)	7,8 (3 GHz)	7,4 (40 GHz)	6,3 (2,5 GHz)	5,9 ±0,002 (1-100 GHz)	10 (1 MHz)	~11,9** (1 MHz)
Verlustwinkel	0,006 (3 GHz)	0,002 (40 GHz)	0,003 (2,5 GHz)	0,002 (1-100 GHz)	0,0003 (1 MHz)	k. A.
Schrumpfung lateral (%)	12,7 ±0,003	9,5 ±0,003	17 ±0,005	15,2 ±0,003	-	-
Schrumpfung z-Achse (%)	15 ±0,005	10,3 ±0,005	26 ±0,04	24 ±0,003	-	-
Rauheit (nm)	220	640	120*	k. A.	≤ 89	≤ 10
Therm.Leitfähigkeit bei 25°C (W /mK)	3	4,4	4,3	2	31	150
Therm. Ausdehnungskoeff. bei 25°C (ppm /K)	5,8	6	7,6	7	6,4	~2

\* - eigene Messung; \*\* - dotierungsabhängig; k. A. - keine Angaben

T1.2 Herstellerangaben der Materialparameter kommerziell erhältlicher LTCC-Dielektrika im Vergleich zu Aluminiumoxid und Silizium

Als bedeutende Vertreter besonders verlustarmer LTCC-Systeme ist Ferro A6 (bzw. Ferro A6m) zu nennen und wird in zahlreichen Veröffentlichungen beschrieben [Fer]. Auf Grund der schlechten Verarbeitbarkeit wird Ferro A6 in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die technologische Umsetzbarkeit unter Berücksichtigung qualitativer Kriterien, wie Prozessstabilität und Toleranzen, sowie der resultierende Kostenfaktor. Diese Kriterien werden in den Datenblättern der Hersteller nicht ausreichend in Betracht gezogen. Dazu wird in [Seb] eine breite Übersicht kommerziell verfügbarer LTCCs, Materialneuentwicklungen und über verlustarme Glasphasen gegeben. Daneben werden die grundlegenden Materialeigenschaften vergleichend dargestellt.



## 2. Messtechnische Grundlagen und theoretische Betrachtungen zu elektrischen Materialeigenschaften

Ziel dieses Kapitels ist es, wesentliche Begriffe und Größen zu definieren und spezifische Grundlagen zur Bestimmung elektrischer Eigenschaften zusammenzufassen, welche für die Untersuchungen relevant sind.

### 2.1 Streuparameter

Für Frequenzen bis zu mehreren  $100\text{ MHz}$  werden elektrische Komponenten meist über Spannungen, Ströme, Impedanzen und Admittanzen charakterisiert. Die Beschreibung erfolgt weitgehend über Gleichungssysteme aus Strömen und Spannungen an den Toren der Komponenten (Z- oder Y- Parameter, H- und Kettenparameter). In der Praxis ergeben sich bei höheren Frequenzen zwei prinzipielle Probleme. Einerseits ist es in der Praxis schwierig, exakte und breitbandige Kurzschlüsse oder Leerläufe zu realisieren, die für eine direkte Messung der konventionellen Parameter benötigt werden andererseits werden die Strukturen unter diesen Messbedingungen häufig instabil und neigen erheblich zu Schwingungen (Instabilitäten). Im  $100\text{ MHz}$ -Bereich und darüber hinaus sind auf Admittanz oder Impedanz basierende Gleichungen ungeeignet [Poz], [Edw].

Deshalb hat sich in der Hochfrequenztechnik, im Besonderen bei Frequenzen über  $1\text{ GHz}$ , die Arbeit mit einfallenden, reflektierten und übertragenen Wellen als zweckmäßig erwiesen. Die darauf aufbauenden Kennwerte werden in der Hochfrequenztechnik Streuparameter genannt.

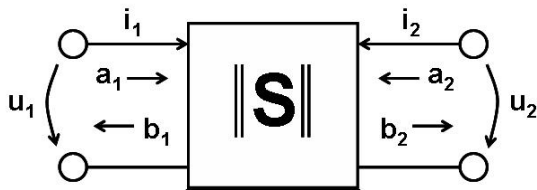
#### **Definition der Streuparameter**

Die Streu- bzw. S-Parameter sind durch die linearen Verhältnisse von einlaufenden Leistungswellen  $a_i$  und auslaufenden Leistungswellen  $b_i$  ( $i = \text{Index des betrachteten Tores}$ ) definiert. Die komplexen Leistungswellen erhält man als Lösung der Telegraphengleichung [Sei]. Dazu werden Strom- und Spannungsgrößen durch eine Normierung unter Verwendung des Wellenwiderstands  $Z_w$  in eine gleiche Dimension überführt.

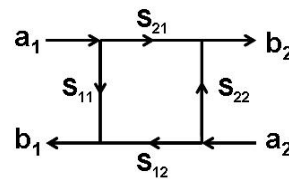
$$\text{Einlaufende Leistungswellen} \quad a_i = \frac{u_i + z_{wi} i_i}{2\sqrt{z_{wi}}} \quad (\text{G2.1})$$

$$\text{Auslaufende Leistungswellen} \quad b_i = \frac{u_i - z_{wi} i_i}{2\sqrt{z_{wi}}} \quad (\text{G2.2})$$

Viele passive Strukturen lassen sich als Zweitor beschreiben. Einlaufende und auslaufende Wellen sind dann folgendermaßen linear verkoppelt [GAR]:



A2.1 Strom und Spannungsbeziehungen mit ein- und auslaufenden Wellen eines Zweitors



A2.2 Signalfussgraph des Zweitors

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{G2.3})$$

Dabei ist

- $S_{11}$  der komplexe Eingangs-Reflexionsfaktor,
- $S_{21}$  der komplexe Transmissionsfaktor-Vorwärts,
- $S_{22}$  der komplexe Ausgangs-Reflexionsfaktor und
- $S_{12}$  der komplexe Transmissionsfaktor-Rückwärts.

Umgestellt gilt für die Koeffizienten dieser Matrix:

$$S_{mn} = \left. \frac{b_m}{a_n} \right|_{a_i=0 \forall i, i \neq n} \quad (\text{G2.4})$$

Die Bedingung  $a_i = 0$  wird erreicht, indem die entsprechenden Tore reflexionsfrei abgeschlossen werden (Messbedingung). Die Streuparameter werden für einen bestimmten Bezugswellenwiderstand ermittelt, i. A. für  $Z_w = 50 \Omega$ .

Es besteht dann die Möglichkeit, die Streuparameter des Mehrtores für beliebig andere Bezugswellenwiderstände zu berechnen.

Für passive verlustlose Zweitore gilt:

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = |S_{22}|^2 + |S_{12}|^2 = 1 \quad \text{mit } |S_{11}| = |S_{22}| \quad \text{und } |S_{21}| = |S_{12}| \quad (\text{G2.5})$$

Allgemein sind die Beträge von  $S_{11}$  und  $S_{22}$  sowie  $S_{21}$  und  $S_{12}$  für passive verlustlose Zweitore gleich (Reziprozität).

Dagegen gilt für passive verlustbehaftete Zweitore:

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 \neq |S_{22}|^2 + |S_{12}|^2 \quad \text{mit} \quad |S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 < 1 \quad \text{und} \quad |S_{22}|^2 + |S_{12}|^2 < 1 \quad (\text{G2.6})$$

Die Beträge von  $S_{11}$  und  $S_{22}$  sind für passive verlustbehaftete Zweitore verschieden. Nur für aufbausymmetrische passive Strukturen sind auch im verlustbehafteten Fall die Beträge der Reflexionsfaktoren  $S_{11}$  und  $S_{22}$  gleich. Die Beträge der Transmissionsfaktoren  $S_{21}$  und  $S_{12}$  sind bei verlustbehafteten passiven Zweitoren gleich.

## 2.2 Kettenparameter und die Beziehungen zu Streuparametern

Die Beziehungen zwischen Ein- und Ausgangsgrößen von Strom, und Spannung eines Zweitores werden durch die Kettenparameter (auch ABCD-Parameter) wie folgt beschrieben, G2.7:

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ i_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_2 \\ -i_2 \end{pmatrix} \quad (\text{G2.7})$$

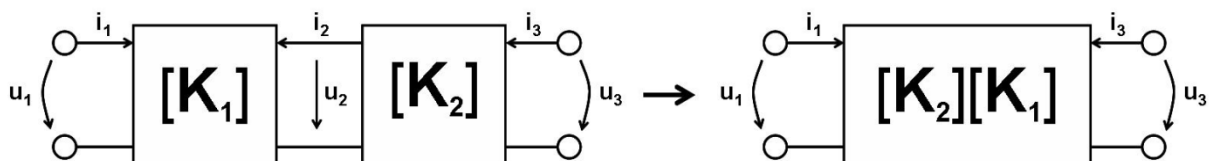
$$A = \left. \frac{u_1}{u_2} \right|_{i_2=0} \quad \text{Leerlauf am Ausgang} \quad (\text{G2.8})$$

$$B = \left. \frac{u_1}{-i_2} \right|_{u_2=0} \quad \text{Kurzschluss am Ausgang} \quad (\text{G2.9})$$

$$C = \left. \frac{i_1}{u_2} \right|_{i_2=0} \quad \text{Leerlauf am Eingang} \quad (\text{G2.10})$$

$$D = \left. \frac{i_1}{-i_2} \right|_{u_2=0} \quad \text{Kurzschluss am Eingang} \quad (\text{G2.11})$$

Zur Berechnung der Kettenmatrix  $K$  von in Reihe geschalteten Zweitoren werden die Kettenmatrizen der einzelnen Zweitore multipliziert, A2.3.



A2.3 Reihenschaltung zweier Zweitore

Die normalisierten Kettenparameter  $\|K\|$  erhält man über die Transformation aus den Streuparametern, G2.12.

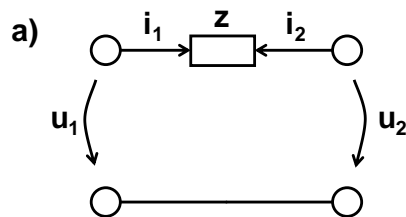
$$\|K\| = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1 + S_{11} - S_{22} - \det[S]}{2S_{21}} & \frac{1 + S_{11} + S_{22} + \det[S]}{2S_{21}} \\ \frac{1 - S_{11} - S_{22} + \det[S]}{2S_{21}} & \frac{1 - S_{11} + S_{22} - \det[S]}{2S_{21}} \end{pmatrix} \quad (\text{G2.12})$$

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{A + B - C - D}{A + B + C + D} & \frac{2 \det[K]}{A + B + C + D} \\ \frac{2}{A + B + C + D} & \frac{-A + B - C + D}{A + B + C + D} \end{pmatrix} \quad (\text{G2.13})$$

Für eine ausführliche Beschreibung von Kettenparametern und deren Transformationsbeziehungen wird auf [Poz], [Mon], [Gar], [Mei] und [Zin] verwiesen.

### 2.3 Elementarweitore

Das frequenzabhängige Verhalten passiver Zweitore kann durch eine Kombination aus Impedanzen und Admittanzen nachgebildet werden.

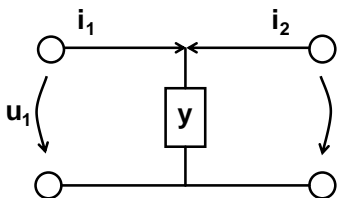


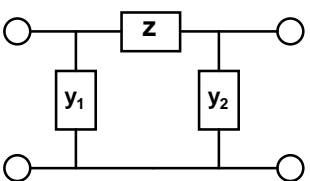
A2.4 Elementarweitore: Serienimpedanz

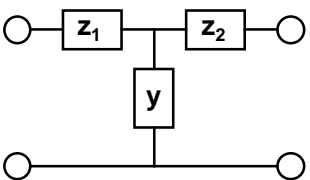
Besteht das Zweitor aus einer Serienimpedanz  $z$ , ergibt sich für die Kettenparameter aus den Gleichungen G2.8 - G2.11:

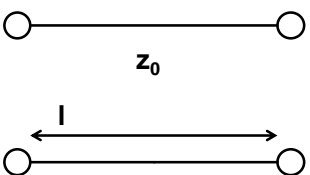
$$\left. \begin{aligned} \left. \begin{aligned} \frac{u_1}{u_2} \Big|_{i_2=0} &= \frac{u_1}{u_1} & \Rightarrow & A = 1 \\ \frac{u_1}{-i_2} \Big|_{u_2=0} &= \frac{u_1}{u_1/z} & \Rightarrow & B = z \\ \frac{i_1}{u_2} \Big|_{i_2=0} &= 0 & \Rightarrow & C = 0 \\ \frac{i_1}{-i_2} \Big|_{u_2=0} &= \frac{i_1}{i_1} & \Rightarrow & D = 1 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \end{aligned} \right\} \quad (\text{G2.14})$$

Der Kettenparameter  $B$  entspricht der Serienimpedanz  $z$  des elementaren Zweitors aus Abbildung A2.4. Zur Vervollständigung der Übersicht sind im Folgenden weitere wichtige Elementarzweitore einschließlich ihrer mathematischen Beschreibung (G2.15 - G2.18) angegeben, A2.5a - d.

a)   $\Rightarrow \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ y & 1 \end{pmatrix}$  (G2.15)

b)   $\Rightarrow \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{y_2}{y_3} & z \\ y_1 + y_2 + y_1 y_2 z & 1 + y_1 z \end{pmatrix}$  (G2.16)

c)   $\Rightarrow \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{z_2}{z_3} & z_1 + z_2 + z_1 z_2 y \\ y & 1 + z_1 y \end{pmatrix}$  (G2.17)

d)   $\Rightarrow \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \mathcal{N} & z_0 \sinh \mathcal{N} \\ \frac{\sinh \mathcal{N}}{z_0} & \cosh \mathcal{N} \end{pmatrix}$  (G2.18)

A2.5 Elementarzweitore: a) Paralleladmittanz, b)  $\Pi$ -Glied, c) T-Glied, d) allgemeine Leitung

Es wird im Besonderen darauf hingewiesen, dass der Kettenparameter  $C$  der Paralleladmittanz des elementaren Zweitors A2.5a entspricht.

Die Streuparameter werden durch Messungen mit Netzwerkanalysatoren ermittelt. Sie lassen sich nach Gleichung G2.13 in Kettenparameter transformieren. Durch den geschickten Einsatz der Elementarzweitore werden elektrische Komponenten modelliert und somit durch Netzwerke aus komplexen Impedanzen und Admittanzen in einem frequenzdefinierten Rahmen beschrieben. Über diese Modellansätze können dann spezifische elektrische Materialeigenschaften ermittelt werden.

## 2.4 Dämpfungseigenschaften

Alle passiven elektrischen Komponenten, wie zum Beispiel Leitungen, sind verlustbehaftet. Dadurch werden übertragene Signale gedämpft. Die Dämpfung  $\alpha$  für ein Zweitor berechnet sich aus der Eingangsleistung  $P_e$  und der Ausgangsleistung  $P_a$ , G2.19.

$$\alpha = 10 \lg \left( \frac{P_e}{P_a} \right) = 10 \lg \left( \frac{1 - |S_{11}|^2}{|S_{21}|^2} \right) = -10 \lg \left( \frac{|S_{21}|^2}{1 - |S_{11}|^2} \right) \quad [\text{dB}] \quad (\text{G2.19})$$

Die Dämpfung  $\alpha$  wird verursacht durch

$$\left. \begin{array}{l} - \text{Leiterbahnverluste} \quad \alpha_c \\ - \text{dielektrische Verluste} \quad \alpha_d \\ - \text{Abstrahlungen} \quad \alpha_a \end{array} \right\} \alpha = \alpha_c + \alpha_d + \alpha_a \quad (\text{G2.20})$$

Die jeweiligen Anteile der Verluste verändern sich mit der Frequenz.

## 2.5 Eigenschaften von Dielektrika

In diesem Abschnitt werden die dielektrischen Materialeigenschaften Permittivität und Permeabilität erläutert.

### 2.5.1 Relative Permittivität

Die relative Permittivität  $\epsilon_r$  ist eine dimensionslose Größe und kennzeichnet die feldschwächenden Effekte der dielektrischen Polarisation  $P$  innerhalb elektrisch isolierender Materialien [Fro], [Col]. Der Sachverhalt wird durch die Verknüpfung zwischen elektrischer Flussdichte  $D$ , elektrischer Feldstärke  $E$  und Permittivität  $\epsilon$  erläutert (Materialgleichung der Elektrodynamik), G2.21:

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \vec{E} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \vec{E} \quad (\text{G2.21})$$

Die relative Permittivität kennzeichnet das Verhältnis zwischen der Durchlässigkeit eines Materials (mit der Permittivität  $\epsilon$ ) für elektrische Felder und der Permittivität des Vakuums mit  $\epsilon_0 = 8,854187817 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ . Die relative Permittivität ist im Allgemeinen ein Tensor, welcher die spezifische Struktur der Materie widerspiegelt und abhängig von Frequenz  $f$ , elektrischer Feldstärke  $E$ , Temperatur  $T$ , Druck  $p$  und anderen Umweltgrößen ist.

$$\epsilon, \epsilon_r = f(f, E, T, p, \dots)$$

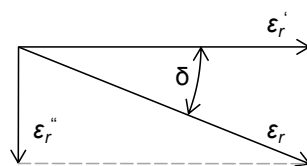


Die Zeitabhängigkeit der Polarisationsvorgänge bewirkt ein zeitliches Nacheilen von  $D$  gegen  $E$ . Diese wird in der komplexen Rechnung über eine komplexe Größe für die relative Permittivität berücksichtigt wird, G2.22:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (\text{G2.22})$$

### 2.5.2 Dielektrische Verluste

Die dielektrischen Verluste spiegeln das Verhältnis vom Imaginär- zum Realteil der Permittivität wider, G2.23. Anders ausgedrückt ist der Verlustwinkel  $\tan(\delta)$  das Verhältnis von in Wärme umgewandelter Energie zur gespeicherten Energie.



$$\tan \delta = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} \quad (\text{G2.23})$$

A2.6 Vektordiagramm des Verlustwinkels

Der Imaginärteil der relativen Permittivität ist ein Maß für die Eigenschaft eines Materials, elektromagnetische Feldenergie in Wärmeenergie zu wandeln.

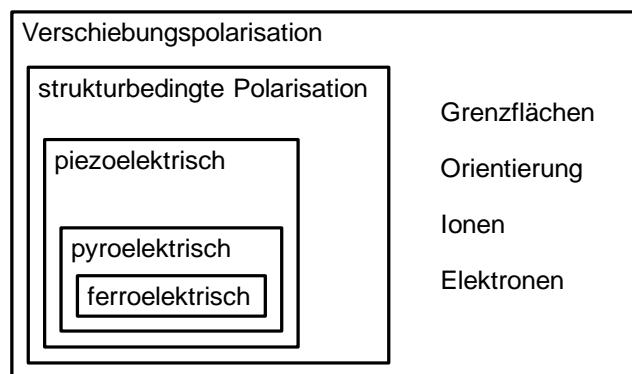
Zur Vollständigkeit wird darauf hingewiesen, dass mit zunehmender Leitfähigkeit bei dielektrischen Materialien ( $\sigma > 10^{-4} \text{ S/m}$ ) zusätzliche Verluste berücksichtigt werden müssen, G2.24, [Poz].

$$\tan \delta = \frac{f \cdot \varepsilon_r'' + \frac{\sigma}{2\pi}}{f \cdot \varepsilon_r'} \quad (\text{G2.24})$$

### 2.5.3 Ursachen der relativen Permittivität und der resultierenden Verluste

Die Polarisierbarkeit eines Materials wird durch ein Vektorfeld beschrieben, das aus permanenten oder induzierten Dipolmomenten in einem dielektrischen Material resultiert. Bei Einwirkung elektromagnetischer Wellen folgt die dielektrische Verschiebung  $D(t)$  dem Erregerfeld  $E(t)$  mit einer zeitlichen Verzögerung, da Ladungen Masse besitzen. Es liegt eine erzwungene und gedämpfte Schwingung vor. Je größer die Masse und die Dämpfung der bewegten Ladungen ist, desto kleiner ist die Resonanzfrequenz und desto größer die verursachte Phasenverschiebung (Relaxation). Beispielsweise können schwere Ionen (Lanthan, Blei) dem elektrischen Wechselfeld mit steigender Frequenz weniger gut folgen als leichtere (Silizium, Aluminium), [Vog].

Jedes Material ist aus Ladungsträgern aufgebaut. Diese Ladungen lassen sich durch elektrische Felder verschieben. Deshalb gibt es in allen dielektrischen Stoffen Verschiebungspolarisationsmechanismen, die man genauer in Grenzflächen-, Orientierungs-, Ionen und Elektronenpolarisation unterscheiden kann. Zusätzlich gibt es viele kristalline Feststoffe, deren Elementarzellen kein Symmetriezentrum haben. Durch äußere Einflüsse (z.B. Druck) werden diese Elementarzellen zu Dipolen. Die dadurch auftretende Ladungsverschiebung innerhalb der Elementarzellen nennt man piezoelektrische Polarisation. Einige piezoelektrische Stoffe besitzen schon ohne äußere Einwirkung Elementarzellen mit einem permanenten Dipolmoment (polare Kristalle). Oft ist dieses permanente Dipolmoment stark temperaturabhängig und führt so zur pyroelektrischen Polarisation. Darüber hinaus lässt sich das permanente Dipolmoment einiger dieser polaren Kristalle durch ein äußeres elektrisches Feld leicht verändern. Das ist die ferroelektrische Polarisation [Sch]. Die Abbildung A2.7 zeigt eine Übersicht aller Polarisationsmechanismen in Festkörpern.



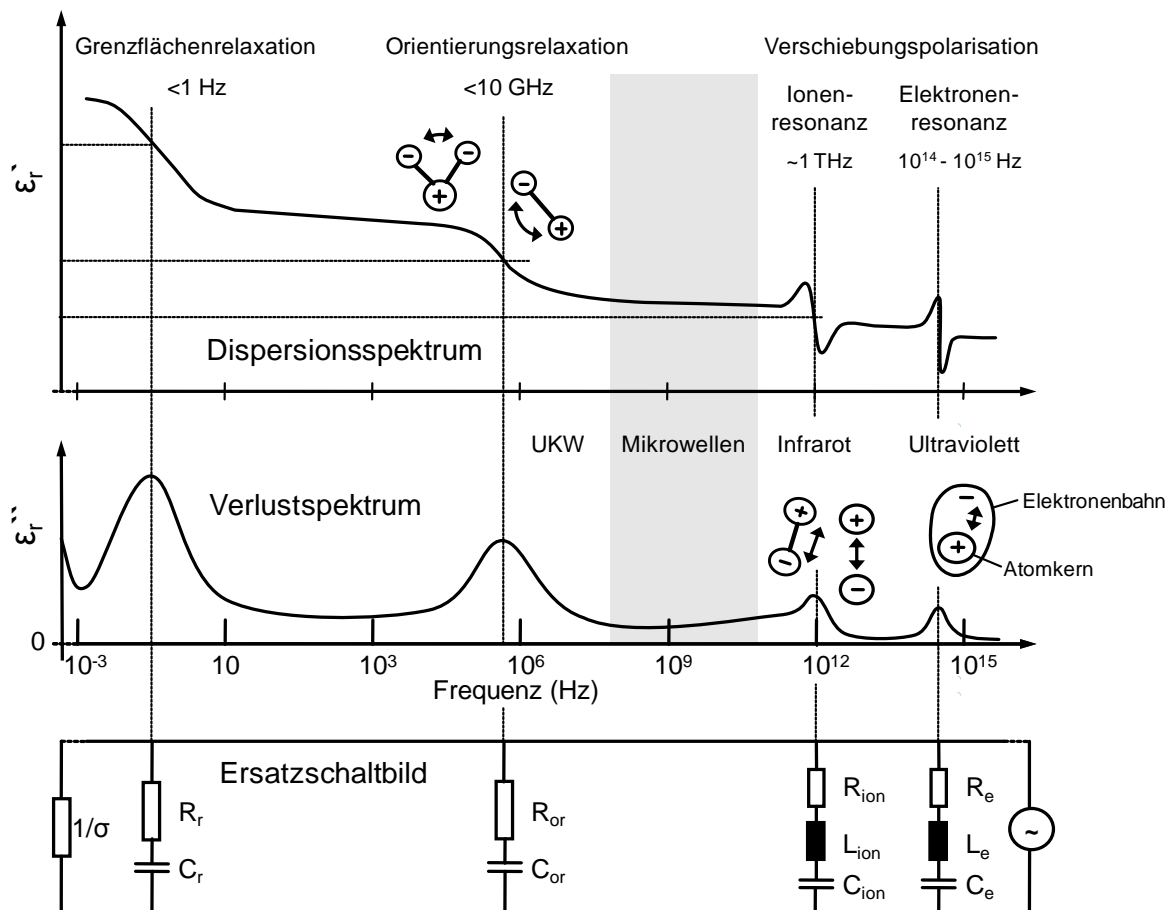
A2.7 Übersicht der Polarisationsmechanismen in Festkörpern

Zusammenfassend ist zu sagen, dass jedes Material eine charakteristische frequenzabhängige Polarisierbarkeit  $X = X(f)$  aufweist und damit auch eine charakteristische frequenzabhängige relative Permittivität  $\epsilon_r = \epsilon_r(f)$  (mit  $\epsilon_r = 1 + X$ ). Die verschiedenen Polarisationsmechanismen überlagern sich und ergeben den spezifischen Verlauf der Permittivität über der Frequenz. Das ist bei Stoffgemischen oder Mischkristallen von besonderer Bedeutung (Leiterplatten, Keramiken). Zudem ist die spezifische relative Permittivität von Umwelteinflüssen abhängig, vgl. 3.5.1.

Die Grenzflächenpolarisation, die Orientierungspolarisation und die strukturbedingten Polarisierungen verursachen die größten Relaxationszeiten und die größten Verluste, bedingt durch die großen Massen der bewegten Ladungen. Im niedrigen Frequenzbereich ist ihr Anteil an der Permittivität am größten. Dagegen wird bei Frequenzen über  $1 \text{ GHz}$  die Permittivität im Wesentlichen durch die Ionen- und Elektronenpolarisation bestimmt. Dabei verursacht die Schwingung von Ionen den größten Anteil an den dielektrischen Verlusten, die bis zur Ionenresonanzfrequenz ( $f_{r-ion} \approx 1 \text{ THz}$ ) wei-

ter ansteigen. Da Elektronen eine vergleichsweise sehr kleine Masse besitzen, liegt die Resonanzfrequenz der erzwungenen Elektronenschwingung wesentlich höher ( $f_{r-el} \approx 1000 \text{ THz}$ ). Die Elektronenschwingung wird wenig gedämpft und die Verluste sind sehr gering. Der reale Anteil an der Permittivität durch Elektronenschwingung ist jedoch signifikant.

In Abbildung A2.8 ist die Frequenzabhängigkeit der Permittivität sehr vereinfacht dargestellt [Sch]. In der Realität findet nicht nur eine Überlagerung der verschiedenen Polarisierungseffekte statt. Es treten zusätzlich meist mehrere Polarisierungen des gleichen Grundtyps mit unterschiedlichen Resonanzfrequenzen auf. Damit entstehen sehr komplexe Frequenzabhängigkeiten der Permittivität, welche sich nur sehr schwierig vollständig modellieren lassen.



A2.8 Darstellung der Frequenzabhängigkeit der Permittivität für dielektrische Keramiken (stark vereinfacht), [Sch]

Der Mikrowellentechniker betrachtet Vorgänge im Frequenzbereich von etwa 300 MHz bis 300 GHz. Die für die Weiterleitung von Information und Energie eingesetzten Dielektrika sollten in diesem Frequenzbereich eine konstante Permittivität mit möglichst geringen Verlusten aufweisen. Dazu müssen alle Resonanzen der Polarisationsmechanismen möglichst weit außerhalb dieses Frequenzbandes liegen. Im

Frequenzbereich von 300 MHz bis 300 GHz werden die Verluste dielektrischer Materialien für Leitungen hauptsächlich durch Ionenschwingungen hervorgerufen, [Vog].

Als Beispiel solcher Dielektrika für Leitungen soll an dieser Stelle die Aluminiumoxidkeramik ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) genannt werden. Diese Keramik ist Hauptbestandteil vieler Dielektrika der Hochfrequenztechnik. Die Leitfähigkeit von  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramik ist mit  $\sigma = 10^{-12} \text{ S/m}$  (bei  $20^\circ\text{C}$ ) äußerst gering (wenig freie Ladungsträger), steigt jedoch mit der Temperatur. Aufgrund des Gefüges treten in  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramiken Grenzflächenpolarisationseffekte auf (freie Ladungsträger und Korngrenzen), diese Effekte haben jedoch einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Permittivität im Nutzfrequenzbereich der Mikrowellentechnik. Die Atommasse  $m_a$  von Aluminium ist mit  $m_a \approx 27 \cdot u$  relativ gering ( $1 \cdot u = 1,66053878283 \dots \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ). Die Verluste infolge von Ionenschwingungen sind vergleichsweise niedrig (Blei,  $m_a \approx \sim 207 u$ ). In der Tabelle T2.1 sind die Permittivität und die Verluste für  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramik verschiedener Reinheiten und Temperaturen angegeben<sup>3</sup>.

	Temperatur (°C)	$\text{Al}_2\text{O}_3$ bei 10 MHz			$\text{Al}_2\text{O}_3$ bei 1 GHz		
		94,0%	97,6%	99,5%	94,0%	97,6%	99,5%
$\epsilon_r$	25	9,07	9,53	9,58	9,04	9	9,3
	300	9,53	9,91	9,92	9,39	9,62	9,76
	500	9,91	10,14	10,2	9,66	9,84	10
tan( $\delta$ )	25	0,00026	0,00004	0,00003	0,00062	0,0003	0,00014
	300	0,00028	0,00016	0,00009	-	-	-
	500	-	0,00052	0,0004	-	-	-

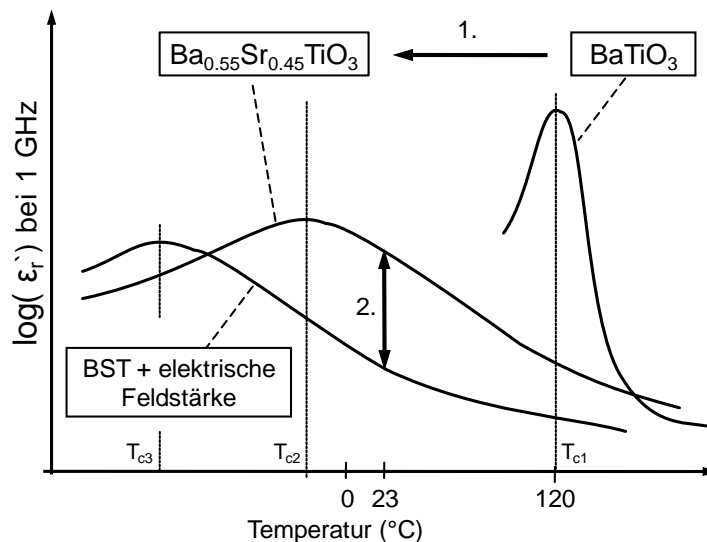
T2.1 Relative Permittivität und Verlustwinkel von Aluminiumoxid

Materialien mit markanten strukturbedingten Polarisationsmechanismen oder einer hohen Anzahl freier Ladungsträger sind wegen ihrer zusätzlichen Verlusteigenschaften und Nichtlinearitäten als Dielektrika für Leitungen nicht geeignet. Sie kommen jedoch als Funktionsmaterialien zum Einsatz, wie zum Beispiel bei elektrisch verstellbaren Phasenschiebern (Ferroelektrika) oder in Kondensatoren mit hoher Kapazitätsdichte (Piezoelektrika).

Bariumtitanat ( $\text{BaTiO}_3$ ) ist ein Ferroelektrikum. Durch Temperatur- und Druckänderung oder den Einfluss eines elektrischen Feldes kann der Betrag und die Richtung des Dipolmomentes der polaren Elementarzellen von Bariumtitanat beeinflusst werden. Zusätzlich kommt es zu spontanen Änderungen des Dipolmomentes bei bestimmten Energiezuständen. Die Kristallstruktur ändert sich bei Überschreiten dieser Punkte sprunghaft und geht dann in eine andere über. Insgesamt hat Bariumtitanat vier Kristallsysteme, drei mit permanentem Dipolmoment (rhomboedrisch, monoklin,

<sup>3</sup> Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY  
<http://zms.desy.de/>

tetragonal) und eines ohne permanentes Dipolmoment (kubisch), welches gleichzeitig den energiereichsten Zustand darstellt. Der Punkt der spontanen Strukturänderung in das kubische Kristallsystem wird Curie-Punkt genannt. Bei Standarddruck ( $1002,3 \text{ hPa}$ ) und ohne Einwirken eines elektrischen Feldes liegt dieser Punkt bei einer Temperatur von etwa  $120^\circ\text{C}$  (Curie-Temperatur), A2.9. Im kubischen Kristallsystem wirken im Bariumtitanat keine ferroelektrischen Polarisierungseffekte. Deshalb sind die Verluste in diesem Kristall vergleichsweise niedrig. Ab dem Curie-Punkt fällt die Permittivität von einem sehr hohen Niveau ab (z. B. bei Erhöhung von Temperatur, Druck oder elektrischer Feldstärke). Gleichzeitig sinken die Verluste, bis sie durch Temperatureffekte kompensiert werden und wieder ansteigen. Diese beschriebene Flanke ist besonders attraktiv für elektrisch verstellbare Hochfrequenzbauteile. Problematisch ist das hohe energetische Niveau. Durch gezielte Verunreinigung des Kristalls (z. B. mit Strontiumatomen) kann die Struktur so beeinflusst werden, dass der Curie-Punkt unter die Raumtemperatur sinkt, A2.9,  $\text{BaTiO}_3 \rightarrow \text{Ba}_x\text{Sr}_x\text{TiO}_3$  (BST). Damit ist eine Nutzung des Materials mit kubischer Kristallstruktur unter normalen Umweltbedingungen möglich. Jedoch vermindert die Verunreinigung die pyroelektrischen Polarisierungseffekte. Damit sinkt das gesamte Permittivitätsniveau. Die Steilheit der Flanke verringert sich und die Sensitivität der Permittivität auf äußere Einflüsse nimmt ab.



A2.9 Schematische, stark vereinfachte Darstellung der Permittivität in Abhängigkeit von der Temperatur für Bariumtitanat und Bariumstrontiumtitanat unter Einfluss des elektrischen Feldes

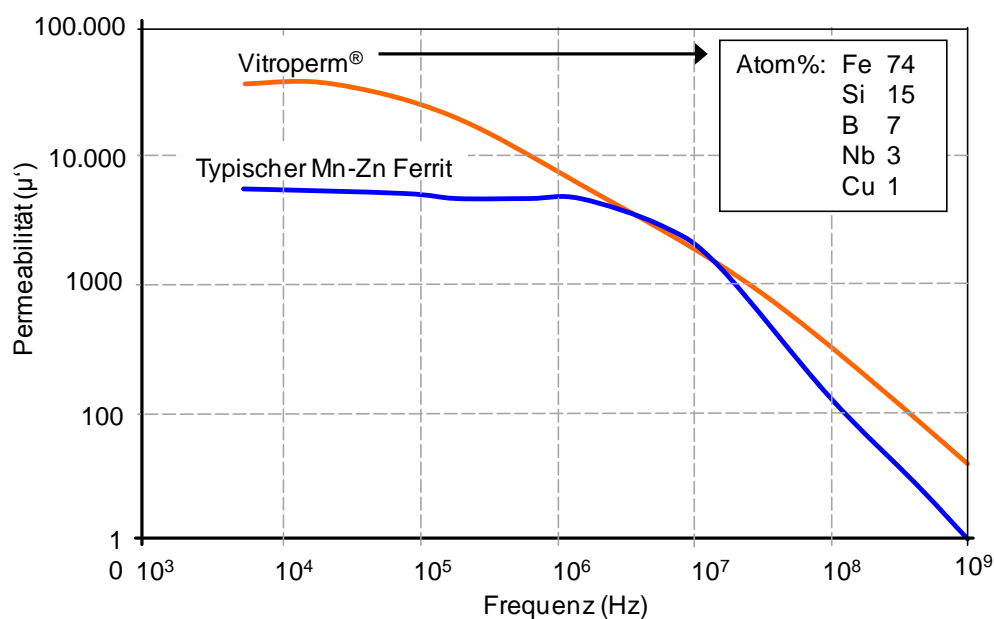
Der Hochfrequenzdesigner muss beachten, dass die Verzerrung der Kristallstruktur durch ein elektrisches Feld im Wesentlichen nur die Richtungskomponenten des Permittivitätstensors beeinflusst, die mit denen der Feldstärkevektoren übereinstimmen

men. Deshalb ist die Ausrichtung des elektrischen Stellfeldes zu beachten. Eine starke elektrische Sensitivität des Materials bedingt eine starke Temperaturabhängigkeit.

### 2.5.4 Relative Permeabilität

Die relative Permeabilität  $\mu_r$  beschreibt das Verhältnis der Durchlässigkeit eines Materials (Permeabilität  $\mu$ ) für magnetische Felder zur Permeabilität des Vakuums ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ ). Die Gesetzmäßigkeiten sind denen der Permittivität ähnlich. Die Bewegung der Elektronen um den Kern der Atome verursacht ein permanentes magnetisches Dipolmoment (Bahnmoment). Dabei haben die Elektronen aufgrund ihres Spins ein eigenes permanentes magnetisches Moment (Spinmoment). Das resultierende magnetische Moment wird somit hauptsächlich durch die gesamte Elektronenkonfiguration eines Atoms bestimmt. Bei Raumtemperatur gibt es im Wesentlichen nur drei chemische Elemente mit signifikanter Permeabilität (Ferromagnetismus), hierbei handelt es sich um Eisen, Kobalt und Nickel. Darüber hinaus sind auch einige Legierungen und Keramiken, die Eisen, Kobalt oder Nickel enthalten, und einige andere Verbindungen aus nicht ferromagnetischen Elementen, wie Chromdioxid oder Manganarsenid, ferromagnetisch.

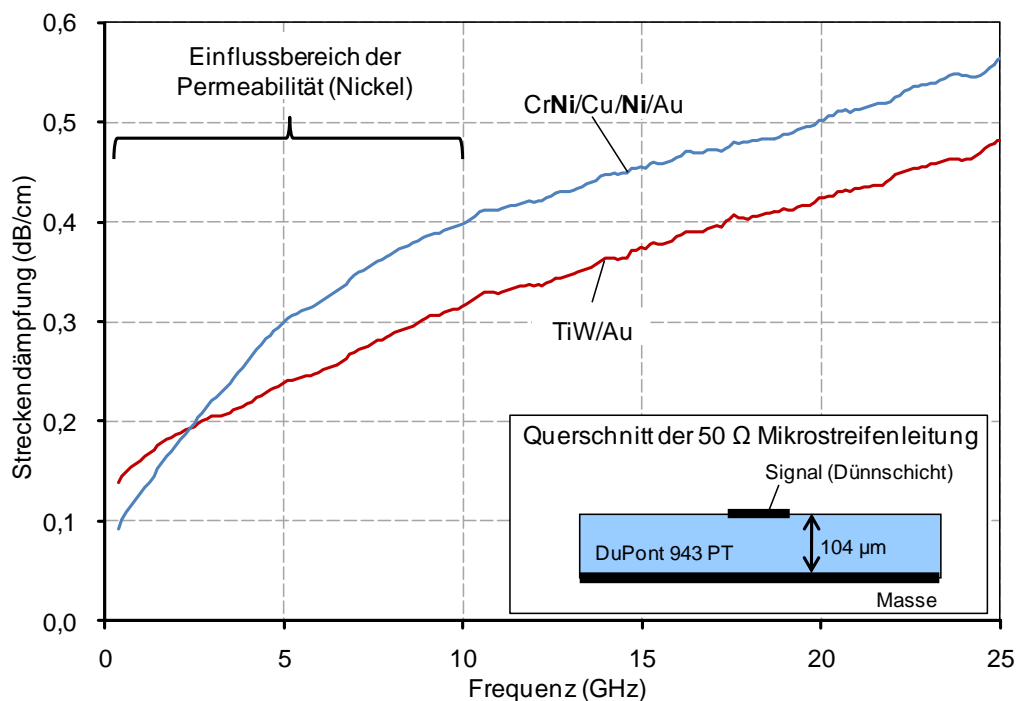
Für die Hochfrequenzsignalübertragung sind ferromagnetische Werkstoffe auf Grund ihrer ungünstigen Verlusteigenschaften minder gut geeignet (Wirbelstromverluste). Hinzu kommt, dass die Skintiefe für eisen-, nickel- und kobalthaltige elektrische Leiter mit steigender Permeabilität sinkt. Allerdings ist der ferromagnetische Polarisationsmechanismus in der Frequenz begrenzt.



A2.7 Frequenzgang der Permeabilität von VITROPERM 500F ( $\mu_r = 80000$ ) und eines typischen Mn-Zn Ferrit ( $\mu_r = 5000$ ) [Vak]

Die Abbildung A2.7 zeigt die Permeabilität über der Frequenz für den hochpermeablen Magnetwerkstoff Vitroterm<sup>®</sup> 500F der Firma Vacuumschmelze GmbH & Co. KG<sup>4</sup> im Vergleich mit einem typischen Mn-Zn Ferrit. Allgemein gilt, dass bei hochpermeablen Stoffen die Permeabilität mit steigender Frequenz sinkt.

Die Abbildung A2.8 zeigt den Einfluss ferromagnetischer und nicht ferromagnetischer Metallisierungen auf die Leistungsämpfung zweier Mikrostreifenleitungen, welche auf LTCC (DuPont 943) und in Dünnschichttechnologie strukturiert wurden<sup>5</sup> [Mül\_6]. Für die Herstellung der sonst identischen Leitungen wurden verschiedene Schichtfolgen (CrNi/Cu/Ni/Au und TiW/Au) mit den jeweils typischen Schichtstärken eingesetzt [Rhe]. Signifikant ist das starke Anwachsen der Dämpfungswerte bei der Dünnschichtvariante CrNi/Cu/Ni/Au bis hin zu einer Frequenz von etwa 10 GHz, obwohl dieser Schichtaufbau einen geringeren Flächenwiderstand als bei TiW aufweist. Ab einer Frequenz von 2,5 GHz führt dieses Verhalten letztendlich zu schlechteren Leitungseigenschaften im Vergleich zur TiW/Au Variante. Diese Charakteristik ist durch einen zunächst verstärkten Skin-Effekt (Abschnitt 2.8) in Folge des Einsatzes von ferromagnetischem Nickel mit einer Permeabilität von  $\mu_r(f) > 1$  zu erklären. Mit steigender Frequenz sinkt die Permeabilität, so dass ab einer Frequenz von 10 GHz die Zunahme der Dämpfung mit der TiW/Au Variante vergleichbar ist und von einer Permittivität  $\mu_r = 1$  für die nickelhaltige Schichtvariante ausgegangen werden kann.



A2.8 Einfluss von ferromagnetischen und nichtferromagnetischen Metallisierungen auf die Leistungsämpfung von Mikrostreifenleitungen

<sup>4</sup> <http://www.vacuumschmelze.de>

<sup>5</sup> Herstellung und Messungen erfolgten im Rahmen des DLR-Projektes Keramis 1 (50 YB 0313)

Ab einer stoffspezifischen Frequenz von circa  $10\text{ GHz}$  haben ferromagnetische Polarisationsmechanismen vieler ferromagnetischer Materialien keine nennenswerte Wirkung auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Die elektrischen Eigenschaften ferromagnetischer Stoffe ähneln immer mehr denen der nichtferromagnetischen Stoffe. Ab Frequenzen von  $10\text{ GHz}$  zeigt das nickelhaltige Leiterbahnmaterial einen ähnlichen Anstieg wie die TiW/Au Metallisierung.

Alle nichtferromagnetischen Materialien (diamagnetische und paramagnetische Stoffe) unterscheiden sich in ihrer Permeabilität  $\mu_r$  nur sehr gering von der des Vakuums ( $\mu_r \approx 1$ ). Deshalb wird in allen folgenden Betrachtungen die relative Permeabilität  $\mu_r$  für diese Stoffe auf eins festgelegt.

Für eine detaillierte Betrachtung zum Magnetismus wird auf die Literatur [Get] verwiesen.

### 2.6 Dispersion

Die Ursache für die Dispersion eines Signals in einem Material ist die Abhängigkeit der Permittivität (und Permeabilität) des Materials von der Frequenz. Im Vakuum breitet sich jede elektromagnetische Welle mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  aus. Dagegen ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  in Materie entsprechend der Gesetzmäßigkeit G2.25 kleiner.

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (\text{G2.25})$$

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Mechanismen gelten für alle elektromagnetischen Wellen. Die Gesetzmäßigkeiten der Optik sind auf das Gebiet der Hochfrequenztechnik übertragbar. In der Optik wird jedoch nicht zwischen Permittivität und Permeabilität unterschieden, stattdessen wird die Brechzahl  $N$  verwendet. Die komplexe Brechzahl  $N$  ist mit den in der Elektrotechnik verwendeten Kennwerten Permittivität und Permeabilität nach Gleichung G2.26 verknüpft.

$$N(f) = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (\text{G2.26})$$



### 2.6.1 *Materialdispersion*

Im Allgemeinen sind die Materialeigenschaften relative Permittivität  $\epsilon_r$  und Permeabilität  $\mu_r$  frequenzabhängig. Polarisationsmechanismen der Materialien führen zu Laufzeitverzögerungen für bestimmte Frequenzen, vgl. Abschnitt 2.5. Da sich elektromagnetische Wellen verschiedener Frequenzen in Materialien unterschiedlich schnell ausbreiten, wird jedes sich ausbreitende Wellenpaket zerstreut. Man spricht von Materialdispersion. Eine dispersionsfreie Wellenausbreitung gibt es streng genommen nur im Vakuum, das heißt im ladungsfreien Raum.

Man unterscheidet zwischen normaler und anormaler Dispersion. Vergrößert sich mit zunehmender Frequenz  $f$  der Betrag der komplexen relativen Permittivität  $\epsilon_r$  (genauer:  $\uparrow|\epsilon_r\mu_r|$ ) sinkt die Ausbreitungsgeschwindigkeit (Die Permittivität steigt in der Nähe der Resonanzfrequenzen  $f_r$  der jeweiligen dielektrischen Polarisationserscheinungen für  $f < f_r$ , vgl. Abschnitt 2.5.3). Das entspricht der normalen Dispersion. Verkleinert sich der Betrag der komplexen relativen Permittivität mit der Frequenz  $f$  steigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Das entspricht anormaler Dispersion (in der Umgebung von  $f_r$  mit  $f > f_r$ ).

Die für die Hochfrequenzsignalübertragung eingesetzten Dielektrika haben im Nutzfrequenzbereich eine relativ konstante Permittivität. Die Materialdispersion ist daher für das Design von Hochfrequenzleitungen nicht von Bedeutung.

### 2.6.2 *Geometriebedingte Dispersion*

Bei vielen Hochfrequenzleitungen besteht das Dielektrikum aus unterschiedlichen Materialien mit stark unterschiedlicher Permittivität, (zum Beispiel: Leiterplatte:  $\epsilon_r \approx 3$ , Keramik:  $\epsilon_r \approx 10$  oder Luft:  $\epsilon_r \approx 1$ ). Infolgedessen kommt es zu einer profilbedingten Dispersion aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der elektromagnetischen Wellen in jeweils verschiedenen Materialien. Diese Form der Dispersion ist beim Design von Hochfrequenzleitungen zu beachten. Leitungen aus geschichteten Dielektrika sind relativ stark dispersiv. Bei der Dimensionierung wird oft eine effektive Permittivität  $\epsilon_{eff}$  angesetzt.

Ein Beispiel für eine stark dispersive Leitung ist die Mikrostreifenleitung. Bei der Mikrostreifenleitung ist die Verteilung der Feldenergie der geführten elektromagnetischen Welle über den Querschnitt frequenz- und geometrieabhängig. Für verschiedene Leiterbreiten und Substrathöhen ergeben sich unterschiedliche effektive Permittivitäten mit unterschiedlichen Frequenzabhängigkeiten für jeweils gleiche Materialkombinationen. In der Literatur werden verschiedene Modellgleichungen zur Bestimmung der effektiven Permittivität angegeben, [Mon], [Gar], [Har], [Wad]. Allerdings gelten sie eingeschränkt für bestimmte Geometrie- und Frequenzbereiche. Für andere stark dispersive Leitungstypen können diese Gleichungen jedoch nicht herangezogen werden. Durch die Verwendung von 3D-Feldsimulatoren werden solche

Modellgleichungen zur Abschätzung von effektiven Permittivitäten in zunehmendem Maße verzichtbar.

## 2.7 Leiterbahnverluste

Neben den bisher detailliert betrachteten Verlustmechanismen im Dielektrikum treten in einem Leitersystem auch Verluste in den stromführenden Leitern auf. Diese bilden einen eigenständigen Beitrag zu den Gesamtverlusten und müssen getrennt modelliert werden. Für eine korrekte Modellbildung sollen nun die physikalischen Sachverhalte kurz betrachtet werden.

Durch eine Störung der Gleichgewichtsverteilung der beweglichen Ladungsträger (Elektronen) von Metallen infolge eines äußeren elektrischen Feldes kann ein elektrischer Strom fließen. Die Leitfähigkeit  $\sigma$  eines Materials (oft auch als  $\kappa$  bezeichnet) beschreibt die Abhängigkeit der Stromdichte  $J$  von der einwirkenden elektrischen Feldstärke  $E$ , G2.27 (Ohmsches Gesetz, Materialgleichung der Elektrodynamik):

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{G2.27})$$

Im Allgemeinen ist die Leitfähigkeit ein Tensor. In anisotropen Materialien ist die Leitfähigkeit richtungsabhängig, beispielsweise bei Materialien mit Schichtstrukturen, wie Graphit.

$$\sigma \rightarrow T, E, f \dots$$

Speziell bei Metallen sinkt die elektrische Leitfähigkeit mit der Temperatur. Einerseits steigt die Anzahl der frei beweglichen Ladungsträger mit zunehmender Temperatur, andererseits nimmt die Beweglichkeit der freien Ladungsträger (hauptsächlich Elektronen) in einem weitaus größerem Maß ab. Infolge zunehmender Streuung an den schwingenden Atomrümpfen (Phononen), an anderen Ladungsträgern und an Gitterfehlern sinkt die mittlere freie Flugzeit (und Wegstrecke) der Ladungsträger und die Leitfähigkeit nimmt ab. Diese Streueffekte überlagern sich und weisen jeweils spezifische Temperaturabhängigkeiten auf. Somit ist die Leitfähigkeit nichtlinear temperaturabhängig. Speziell bei Metallen führen die unterschiedlichen Relaxationszeiten der schwingenden Phononen zu den individuellen Temperaturabhängigkeiten. Für Metalle überwiegt dieser quasi lineare Mechanismus in einem relativ großen Bereich bei Raumtemperatur. Deshalb bleibt in diesem Temperaturbereich der Proportionalitätsfaktor zwischen Leitfähigkeit und Temperatur relativ konstant.

Die durch das einwirkende elektrische Feld beschleunigten freien Ladungsträger geben durch die Wechselwirkung mit den Atomrümpfen und den Gitterfehlern einen

Teil ihrer Energie an das Gitter ab und es kommt zur Erwärmung. Das ist die Ursache der Leiterbahnverluste. Je kleiner die effektive Leitfähigkeit eines Materials wird, desto größer werden dessen Leiterbahnverluste.

## 2.8 Skin-Effekt und Skin-Tiefe

Bewegte Ladungen bewirken ein Magnetfeld. Im statischen Zustand ist die Stromdichte über dem Querschnitt eines isotropen Leiters gleichverteilt. Die Elektronen in den inneren Bereichen des Leiters sind jedoch von mehr magnetischen Feldlinien umschlossen als die äußeren. Ein elektrisches Wechselfeld bewirkt eine Richtungsänderung des Magnetfeldes. Dabei induziert das wechselnde Magnetfeld eine Gegenspannung, die im Inneren des Leiters am größten ist und damit einen größeren Gegenstrom hervorruft als in den äußeren Bereichen. Mit steigender Frequenz sinkt die Gesamtstromdichte in den inneren Bereichen und die resultierende effektive Leitfähigkeit nimmt ab. Die Stromdichteverteilung über dem Querschnitt ist frequenzabhängig und nicht mehr homogen verteilt. Scheinbar wird der Strom an die Oberfläche des Leiters verdrängt. Dieser Mechanismus wird Skin-Effekt genannt. Die Skin-Tiefe  $\delta$  ist ein Maß für die äquivalente Leiterdicke bei einer Frequenz  $f$ , einer Leitfähigkeit  $\sigma$  und einer Permeabilität  $\mu_r$ , G2.28:

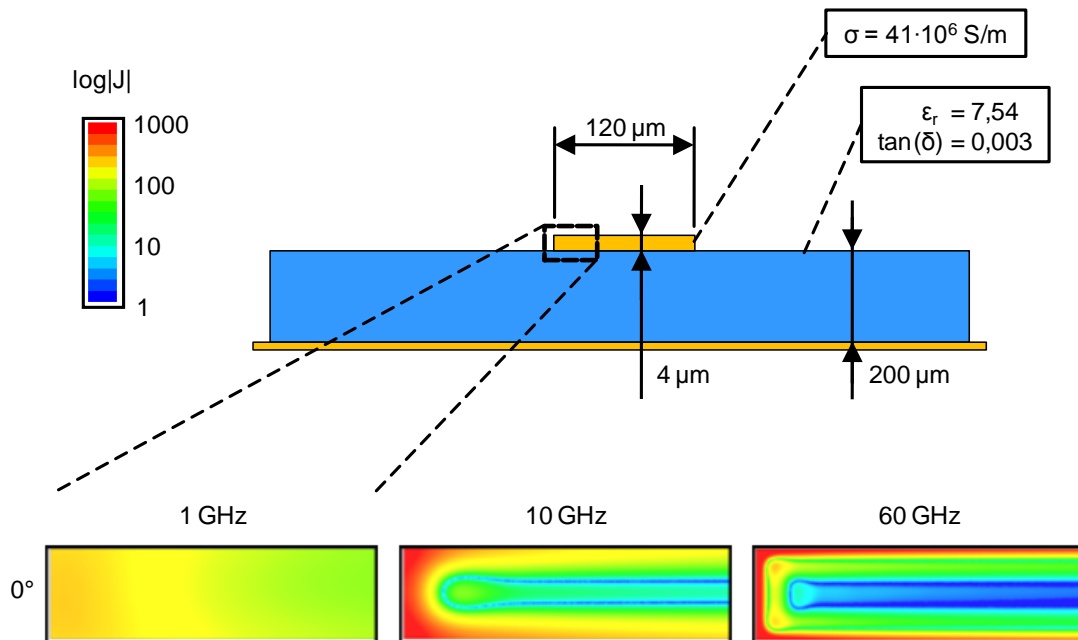
$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (\text{G2.28})$$

Die Stromdichte ist bei der Skin-Tiefe auf  $e^{-1}$  abgefallen, das heißt auf circa ein Drittel (0,368). Ab dem 4,6-fachen der Skin-Tiefe, fällt die Stromdichte auf unter 1%.

Die Abbildung A2.9 zeigt den Betrag der Stromdichteverteilung über den Querschnitt des Leiters einer Mikrostreifenleitung für 1 GHz, 10 GHz und 60 GHz. Die Ergebnisse wurden mit dem 3D-EM-Feldsimulator HFSS<sup>®</sup> der Firma Ansoft ermittelt. Für die Dimensionen und Materialwerte wurden übliche Werte der Dickschichttechnologie angesetzt, jedoch sind die Kanten der Leitung idealisiert (rechteckiger Querschnitt). Während die Stromdichte bei 1 GHz relativ gleichmäßig verteilt ist, wird die Stromdichteverteilung mit steigender Frequenz deutlich unsymmetrischer. Im Mantelbereich der Metallisierungen nimmt die Stromdichte zu und es kommt zu einer virtuellen Verringerung des Querschnittes des Leiters. Infolge dessen steigen die Leiterbahnverluste. Die Ecken des Leiters tragen einen immer größeren Strom, gefolgt von den seitlichen Flanken, der unteren und der oberen Seiten. In der Mitte der oberen Seite des Leiters (von der Massefläche abgewandt) ist die geringste Stromdichtezunahme festzustellen.

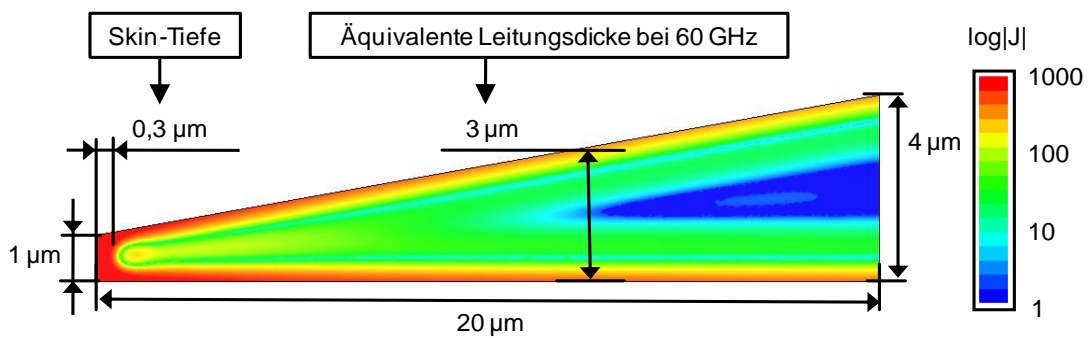
Für die Frequenz von  $f = 60 \text{ GHz}$  und einer Leitfähigkeit von  $\sigma = 41 \cdot 10^6 \text{ S/m}$  (Gold) ist die Skin-Tiefe  $\delta = 0,32 \mu\text{m}$ . Bei  $60 \text{ GHz}$  ist der Außenmantel des Goldleiters mit einer Stärke von  $4,6 \cdot \delta = 1,48 \mu\text{m}$  maßgeblich am Energietransport beteiligt, während innerhalb des Leiters kein wesentlicher Energietransport stattfindet. Ein äquivalenter Goldleiter hat bei  $60 \text{ GHz}$  eine Dicke von  $\sim 3 \mu\text{m}$ .

Meist wird aus Gründen des großen Rechenaufwandes bei der Simulation von HF-Strukturen das Innere der Metallisierungen nicht in die Feldberechnung einbezogen, stattdessen werden Flächen mit zugeordneten Leitfähigkeiten verwendet. Die Leiterbahnverluste werden anhand vorgegebener Leitfähigkeiten aus den resultierenden Skin-Tiefen modelliert. Bei Leitungen, welche dünner als ihre äquivalente Leitungsdicke sind, müssen zusätzliche Verluste berücksichtigt werden. Dadurch können Fehler in der Berechnung der Verluste entstehen. Dies resultiert in zu niedrigen Dämpfungswerten bei simulierten Hochfrequenzstrukturen. Beim Design von Dickschichtstrukturen ist dieser Sachverhalt wegen den relativ großen Schichtdicken ( $h > 3 \mu\text{m}$ ) praktisch zu vernachlässigen. Jedoch soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass an den Kanten einer realen Dickschichtleitung die äquivalente Leiterbahndicke unterschritten wird. Der Querschnitt einer in Siebdrucktechnologie hergestellten schmalen Leitung ist trapez- oder linsenförmig.



A2.9 Grafische Darstellung des Betrages der Stromdichte im Querschnitt einer idealisierten Mikrostreifenleitung für verschiedene Frequenzen

Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes stellt die Abbildung A2.10 den Betrag der Stromdichte im Randbereich des Querschnitts einer linsenförmigen Gold-Mikrostreifenleitung für die Frequenz von  $60\text{ GHz}$  dar. Die in elektromagnetischen Feldsimulatoren verwendeten idealisierten rechteckigen Leitungsquerschnitte entsprechen somit nicht der Realität. Durch eine Anpassung des Parameters „Leitfähigkeit“ hin zu niedrigeren Werten ist ein Ausgleich der geometriebedingten Unterschiede zwischen Simulation und Messung bei hohen Frequenzen möglich.



A2.10 Grafische Darstellung des Betrages der Stromdichte einer „linsenförmigen“ Mikrostreifenleitung bei  $60\ \text{GHz}$



### 3. Dielektrische Eigenschaften von LTCC

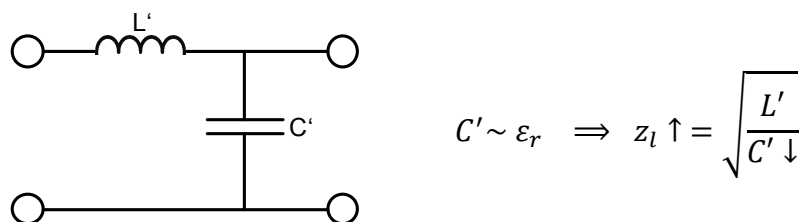
Die genaue Kenntnis der elektrischen Materialeigenschaften ist Grundlage für ein effektives Design von Hochfrequenzbaugruppen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der Herstellungsprozess von Schaltungsträgern signifikanten Einfluss auf die Materialeigenschaften haben kann. Bei der LTCC-Technologie beeinflusst das Sinterprofil die sich ergebenden Materialeigenschaften maßgeblich.

In diesem Kapitel werden die sinterprofilabhängigen dielektrischen Eigenschaften von kommerziell erhältlicher Glaskeramik für den Frequenzbereich von 9 GHz bis 67 GHz untersucht. Damit wird die Basis für eine erfolgreiche Synthese von Hochfrequenzbaugruppen geschaffen. Darüber hinaus werden Zusammenhänge zwischen den elektrischen Eigenschaften und der Materialstruktur dargelegt.

#### 3.1 Einfluss des Sinterprofils auf die Permittivität und die Verluste von LTCC sowie die Bedeutungen für den Anwender

Weicht der für die Synthese von elektrischen Hochfrequenzschaltungen verwendete Wert für die Permittivität vom Designwert ab, hat dies Einfluss auf die Wellenwiderstände und das Frequenzverhalten der Schaltung. Zu niedrige Permittivitäten verursachen Laufzeitverkürzungen der elektromagnetischen Wellen, zu hohe Permittivitäten verzögern dagegen ihre Ausbreitung. Im Fall elektromagnetischer Wellen führt dies zu einer Änderung der Dimension des Raumes in dem sie sich ausbreiten. Die elektrischen Längen des Raumes ( $n \cdot \lambda$ ) und damit die Wellenlängen  $\lambda$  sind indirekt proportional zur Wurzel aus der Permittivität. Resonante Strukturen reagieren sensibel auf geometrische, aber auch auf elektrische Längenänderungen. Beispielsweise erreicht ein Streifenresonator A bei  $f_r = 60 \text{ GHz}$  seine Resonanzfrequenz, während die Permittivität seiner Umgebung bei  $\epsilon_r = 7,4$  liegt. Ein geometrisch völlig identischer Resonator B hat bei einer um eins verringerten Permittivität von  $\epsilon_r = 6,4$  eine um 4,5 GHz höhere Resonanzfrequenz von  $f_r = 64,5 \text{ GHz}$ . Das entspricht einer Frequenzverstimmung von 7,5%.

Betrachtet man das angepasste Leitungsmodell (Abbildung A3.1), so wird deutlich, dass die Verringerung der Permittivität ein Absinken des Kapazitätsbelages hervorruft [Poz], [Sei]. Dadurch steigt der Wellenwiderstand der Leitung.



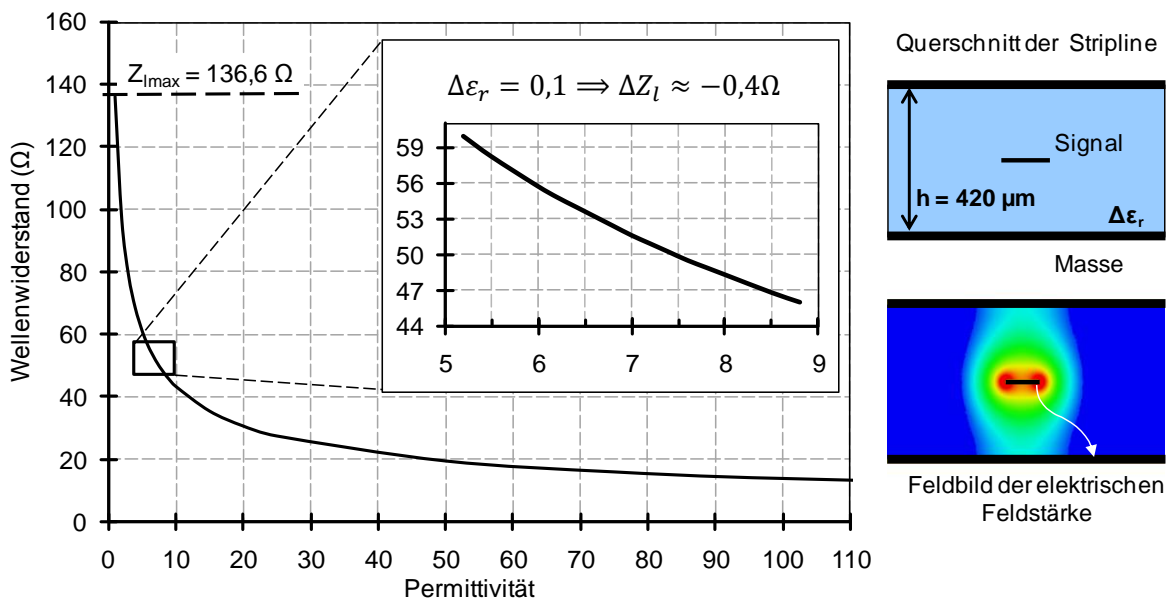
A3.1 vereinfachtes Leitungsmodell für hohe Frequenzen, Darstellung der Abhängigkeit zwischen Leitungswellenwiderstand und Permittivität

### 3.1.1 Auswirkungen von Permittivitätsänderungen auf Leitungsimpedanzen

Im Gegensatz zum allgemeinen Fall gibt es für einige idealisierte Leitungskonfigurationen, wie die Koaxialleitung oder die Stripline, analytische Lösungsansätze für die Bestimmung der elektrischen Kenngrößen wie Wellenwiderstand und Ausbreitungskonstante. Diese Gleichungen sind in verschiedenen Programmen hinterlegt (Agilent ADS, AppCAD) oder können der Literatur entnommen werden [Whe], [Poz].

Im konkreten Fall wurde für eine Stripline mit LTCC-typischen Abmessungen der Wellenwiderstand für verschiedene Permittivitäten des Dielektrikums bei gleichbleibenden geometrischen Abmessungen ermittelt. Der Abstand zwischen den Masseebenen wurde auf  $h = 420 \mu\text{m}$  festgelegt. Gleichzeitig wurde der Signalleiter so dimensioniert, dass die Leitung bei einer Permittivität von  $\epsilon_r = 7,4$  einen Wellenwiderstand von  $Z_l = 50 \Omega$  aufweist (bei einer Leitungsbreite von  $b = 104 \mu\text{m}$  und Leitungshöhe von  $h_m = 7 \mu\text{m}$ ).

In der Abbildung A3.2 ist die Abhängigkeit des Leitungswellenwiderstandes  $z_l$  von der Permittivität  $\epsilon_r$  des Dielektrikums dieser geometrisch unveränderten Stripline dargestellt. Im detaillierter betrachteten Bereich ist diese Abhängigkeit annähernd linear. Eine Änderung der Permittivität von  $\Delta\epsilon_r = 0,1$  bewirkt hier eine Änderung des Wellenwiderstandes von  $\Delta Z_l = -0,4 \Omega$ .



A3.2 Darstellung der Abhängigkeit des Leitungswellenwiderstandes einer LTCC-Stripline von der Permittivität (analytische Berechnung)

Im Beispiel erhöht sich der Wellenwiderstand der anfänglich  $50 \Omega$ -Stripline um  $4 \Omega$  auf  $54 \Omega$  durch die Änderung der Permittivität des Dielektrikums von  $\epsilon_r = 7,4$  auf  $\epsilon_r = 6,4$ . Die durch den Impedanzsprung an der Schnittstelle verursachte Reflexion vermindert die in die Leitung eingebrachte Leistung jedoch nur in geringem Maße und es ergibt ein Reflexionsfaktor von  $r \approx -0,04$  (oder  $S_{11} \approx -28 \text{ dB}$ ). Daher ist im

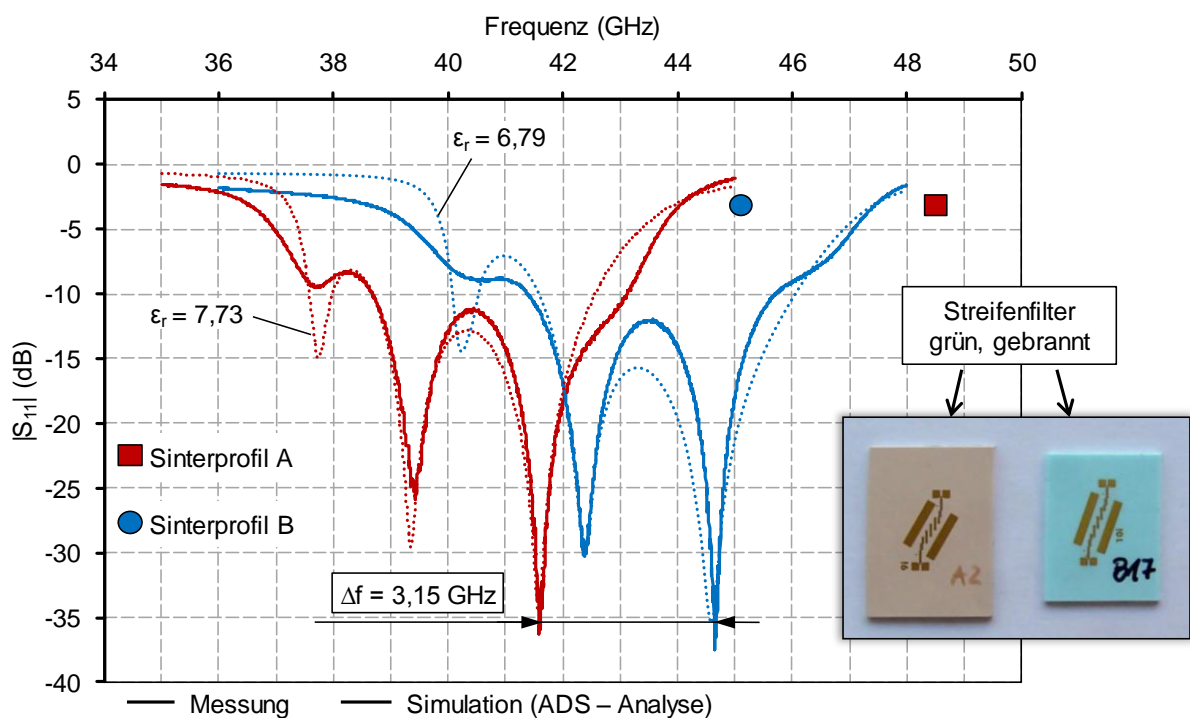


Bezug auf die Leistungsbilanz eine Änderung der Permittivität um  $\Delta\epsilon_r = 1$  bei Leitungsschnittstellen für die beschriebenen Materialien wenig relevant. Allerdings sind veränderte Phasenlaufzeiten zu berücksichtigen, welche unter Umständen die Signalübertragung oder die Funktion von Anpassungsstrukturen nachteilig beeinflussen. Dementsprechend sind sie gesondert und in einem Gesamtsystem zu betrachten.

### 3.1.2 Auswirkungen von Sinterprofiländerungen auf resonante Strukturen am Beispiel eines 40 GHz-Streifenfilters

Um den Einfluss des Sinterprofils auf resonante LTCC-Hochfrequenzstrukturen besser zu verdeutlichen, wurden identische 40 GHz-Streifenfilter aus DuPont 943 unter Verwendung des dazugehörigen Goldpastensystems hergestellt und bei unterschiedlichen Temperaturen mit variierenden Haltezeiten gesintert. Die Auswirkungen des veränderten des Sinterprofils auf die elektrischen Eigenschaften der Filterstrukturen sind in den Abbildungen A3.3 bzw. A3.4 dargestellt. Beim Sinterprofil A wurde das Filter bei einer Spitzentemperatur von 825°C für eine Dauer von 60 min und im Sinterprofil B bei 900°C für 60 min gebrannt.

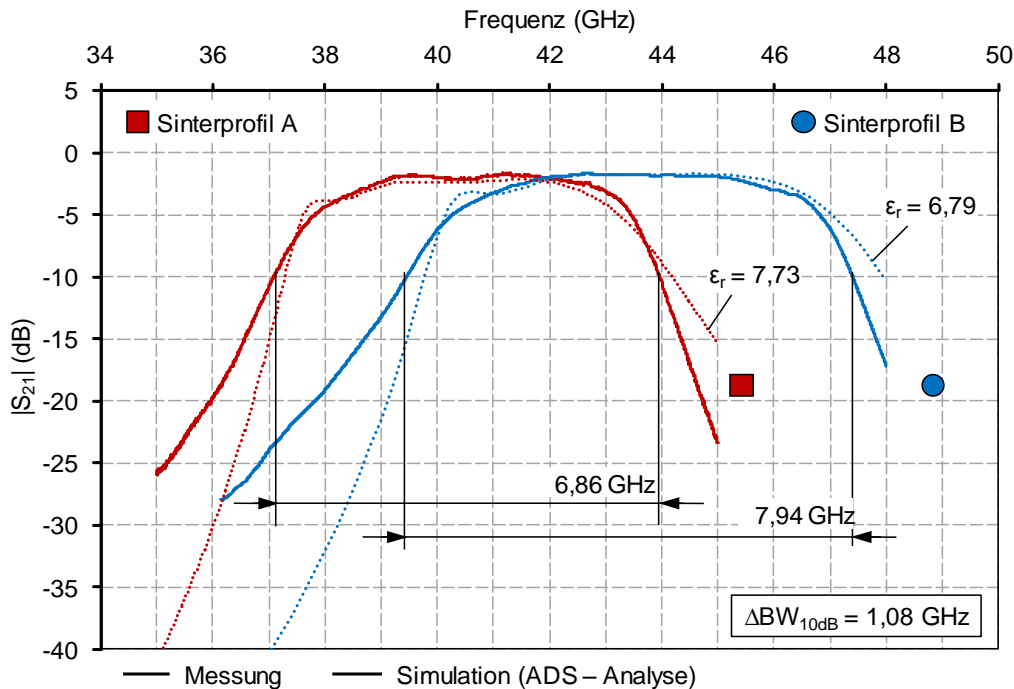
In der Abbildung A3.3 ist deutlich zu erkennen, dass sich mit steigender Spitzentemperatur der Durchlassbereich zu höheren Frequenzen hin verschiebt. Die mittlere Frequenz des Durchlassbereichs weist eine Differenz von  $\Delta f = 3,15 \text{ GHz}$  auf. Bezogen auf 40 GHz entspricht das einem Frequenzversatz von 8%.



A3.3 Reflexionsverhalten von im Grünzustand identischen, jedoch unterschiedlich gesinterten Bandpassfiltern

Das bedeutet, dass bei resonanten Strukturen im 40 GHz-Bereich und bei einer Abweichung der Spitztemperatur im Sinterprofil von DuPont 943 mit einem Frequenzversatz von durchschnittlich  $\Delta f = 42 \text{ MHz}$  pro Kelvin zu rechnen ist. Dieser Versatz nimmt mit der Frequenz zu.

Darüber hinaus ist in der Abbildung A3.4 ist zu erkennen, dass sich bei höherer Spitztemperatur die 10 dB-Bandbreite des Durchlassbereichs des Filters um  $\Delta BW_{10} = 1,08 \text{ GHz}$  erhöht. Das entspricht einer Bandbreitenvergrößerung von 16%.

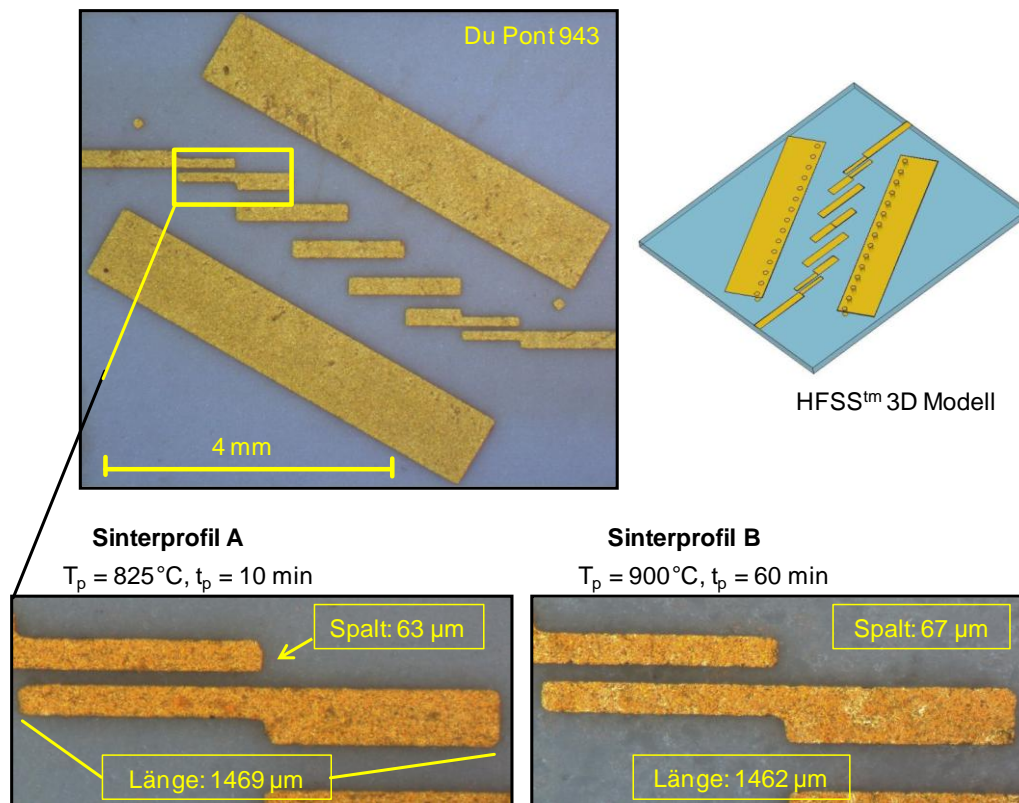


A3.4 Transmissionsverhalten unterschiedlich gesinterter Bandpassfilter

In der praktischen Umsetzung ist daher zu beachten, dass die Abstrahlcharakteristik von LTCC-Antennen und deren Speisernetzwerke sowie die Eigenschaften von LTCC-Filterstrukturen maßgeblich durch das verwendete Sinterprofil beeinflusst werden. Dabei ändert sich sowohl die geometrische Größe der Hochfrequenzstrukturen als auch die Permittivität der Glaskeramik selbst. Die Verschiebung des Durchlassbereichs wie auch die Änderung der Durchlassbandbreite des Filters lassen sich sowohl mit dem Schaltungssimulator (Agilent ADS) als auch durch die elektromagnetische Feldsimulation (Ansoft HFSS) verifizieren. Dabei ist die Verschiebung des Durchlassbereichs hin zu höheren Frequenzen im Wesentlichen auf eine Verringerung der Permittivität des Dielektrikums zurückzuführen. Die Erweiterung der Durchlassbandbreite ist hingegen hauptsächlich eine Folge geometrischer Veränderungen der Filterstruktur, insbesondere durch die sinterbedingte Vergrößerung des Abstandes zwischen Signal- zur Masseebene, Abschnitt 3.1.3.

### 3.1.3 Sinterprofilbedingte geometrische und dielektrische Materialveränderungen am Beispiel eines 40 GHz-Streifenfilters

Die unterschiedlich gesinterten 40 GHz-Streifenfilter aus Abschnitt 3.1.2 wurden vollständig geometrisch vermessen. Lateral konnten im unmittelbaren Bereich des Filters Veränderungen von nur wenigen Mikrometern festgestellt werden. Die Streifenlängen, Breiten und Abstände der jeweils unterschiedlich gesinterten Filter blieben nahezu unverändert. In der Abbildung A3.5 ist eine Einzelstruktur des 40 GHz-Filters vergrößert dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass auch unter extremen Sinterbedingungen (in Abbildung A3.5 als Sinterprofil A und B gekennzeichnet) keine signifikanten Unterschiede in den lateralen Abmessungen des Filters auftraten. Dennoch wurden alle relevanten Messwerte aufgenommen und in die Untersuchungen einbezogen, da im Besonderen die Längen der einzelnen Streifen des Filters einen großen Einfluss auf das Frequenzverhalten haben.

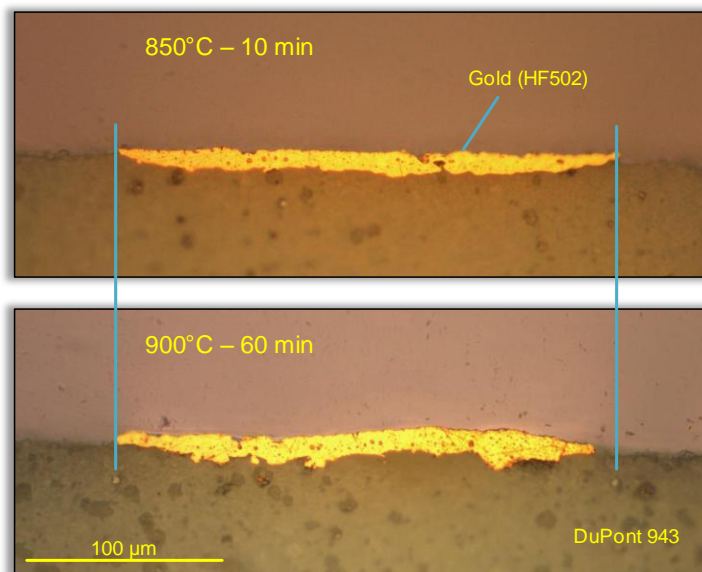


A3.5 Detaildarstellung verschieden gesinterteter 40 GHz Streifenfilter

In vertikaler Richtung konnte dagegen ein bedeutender Anstieg der Dicke des Substrates beobachtet werden. Der mittlere Signal-Masse-Abstand vergrößerte sich von 210  $\mu\text{m}$  auf 233  $\mu\text{m}$ . Die sinterbedingte Schwindung von DuPont 943 liegt laut Datenblatt bei etwa 10%. Dieser Wert wird durch die Variation der Sinterbedingungen signifikant beeinflusst. Für DuPont 943 kann festgestellt werden, dass

sich mit steigender Spitzentemperatur der Schwindungswert verringert. Das Substrat, bzw. der Glaskeramikkörper, dehnt sich also mit steigender Sinter Temperatur aus.

Auf den ersten Blick steht das im Widerspruch zu den lateral gemessenen geometrischen Werten an den Goldmetallisierungen (DuPont HF502) der 40 GHz-Streifenfilter, welche annähernd konstant blieben. Darüber hinaus wurde festgestellt, dass die Leiterzüge auch im Querschnitt ihre wesentlichen Dimensionen beibehielten, Abbildung A3.6. Jedoch zeigen die Kanten bei höherer Sinter Temperatur und längerer Sinterdauer ein zerklüftetes Erscheinungsbild einschließlich größerer Unebenheiten auf der Substratoberfläche.



A3.6 Querschnittsvergleich der Metallisierungen der unterschiedlich gesinterten 40 GHz-Filter

Die benötigte Fläche der 40 GHz-Filter ist im Vergleich zur Gesamtfläche des Substrates relativ klein. Deshalb können Effekte an den Kanten der Metallisierungen, wie zum Beispiel Diffusionsprozesse, Haftmechanismen und andere Interaktionen zwischen Leitpaste und Glaskeramik die spitzentemperaturbedingte Expansion des Substrates kompensieren. Trotz der sinterbedingten Ausdehnung des Glaskeramikkörpers bleibt die laterale Ausdehnung der Filter weitestgehend konstant. Bei besonders kleinen Strukturen können diese Kanteneffekte einer Expansion sogar entgegen wirken. Eine Verlängerung der Sinterdauer wirkt sich positiv auf die oben genannten Effekte aus. Metallisierungen aus Silber bei feinen Leiterzügen müssen hier gesondert betrachtet werden, da es hier bekanntermaßen verstärkt zu Interaktion mit der Glaskeramik kommt [Rab].

Um den geometrischen Einfluss getrennt von den elektrischen Materialeigenschaften betrachten zu können, wurde der *40 GHz*-Filter mit dem 3D-EM-Feldsimulator HFSS<sup>6</sup> und dem Schaltungssimulator ADS<sup>7</sup> mit den verschiedenen gemessenen, lateralen geometrischen Größen bei konstanter Permittivität ( $\epsilon_r = 7,4$ ) nachsimuliert. In den Simulationen bewirkten die lateralen geometrischen Veränderungen einen Frequenzversatz der Filterflanken von maximal  $\Delta f = 200 \text{ MHz}$ , dabei war jedoch keine direkte Temperatur- oder Zeitabhängigkeit erkennbar.

Betrachtet man den Anteil des Signal-Masse-Abstandes separat und bei Invarianz aller anderen Werte, erweiterte sich der Durchlassbereich bei zunehmendem Signal-Masse-Abstand (von  $210 \mu\text{m}$  auf  $233 \mu\text{m}$ ) um etwa  $\Delta f = 1 \text{ GHz}$ . Die sinterbedingte Vergrößerung des Signal-Masse-Abstandes führt zu einer Vergrößerung der Filterbandbreite. Dies erklärt den drastischen Anstieg der Bandbreite um  $\Delta BW_{10\text{dB}} = 1,08 \text{ GHz}$ .

Zusammenfassend ist zu sagen, dass die wesentliche Ursache für die Verschiebung der Mittenfrequenz des Filters in einer Veränderung der dielektrischen Kennwerte des LTCC-Substrates begründet ist. Die sinterbedingten lateralen Änderungen der Filtergeometrie üben einen nicht nennenswerten Einfluss auf die Filtercharakteristik aus und liegen im Bereich der fertigungsbedingten Toleranzen. Aus den Simulationen geht weiterhin hervor, dass bei der Produktion des betrachteten *40 GHz*-Filters und Strukturierungstoleranzen von  $\pm 5 \mu\text{m}$  mit einer Frequenzstreuung im unteren *100 MHz*-Bereich zu rechnen ist.

Um die Grundlage für eine effektive Gestaltung von Hochfrequenzbaugruppen im Frequenzbereich von *60 GHz* zu schaffen, werden im Abschnitt 3.3 die prozessabhängigen dielektrischen Materialkennwerte genauer untersucht. Die Kennwerte wurden dabei mit vergrabenen Ringresonatoren bestimmt.

---

<sup>6</sup> Ansoft HFSS, ANSYS, inc

<sup>7</sup> Agilent ADS – Advanced Design System

### 3.2 Vergrabene Ringresonatoren für die Bestimmung elektrischer Kennwerte bei hohen Frequenzen

Um die frequenzabhängige Permittivität von LTCC zu bestimmen, werden die Resonanzstellen von vergrabenen Ringresonatoren ausgewertet. Durch die Verwendung der Mehrlagenkeramiktechnologie können die messrelevanten Strukturen gegen Umwelteinflüsse (vor allem Luftfeuchte) geschützt werden. Die vergrabenen Resonatoren besitzen ein homogenes Dielektrikum. Damit werden geometriebedingte Dispersionseffekte vermieden. Durch eine hinreichende Schirmung der Resonatoren können Verluste durch Abstrahlung vernachlässigt werden, gleichermaßen werden unerwünschte Signalpfade in ihrer Ausbreitung unterdrückt. Fehlerbehaftete Modellansätze zur Bestimmung relativer Permittivitäten aus effektiven Permittivitäten lassen sich so umgehen. Das ermöglicht eine direkte Bestimmung der relativen Permittivität  $\epsilon_r$  nach Gleichung G3.1.

$$v = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad \rightarrow \quad \epsilon_{r_n}(f_n) = \left( \frac{n \cdot c_0}{\lambda_1 \cdot f_n} \right)^2, \quad (\text{G3.1})$$

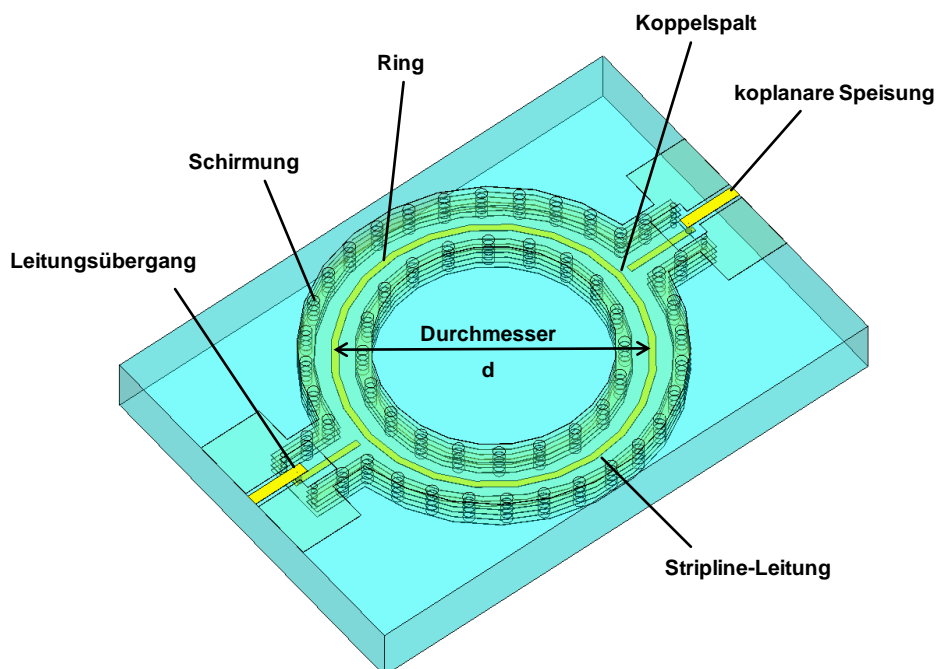
mit  $c_0$  - Lichtgeschwindigkeit

$f_n$  - n-te Resonanzfrequenz

$\lambda_1$  - mittlerer Umfang des Resonatorrings, ( $\lambda_1 = \pi \cdot d$ )

$v$  - Ausbreitungsgeschwindigkeit im Dielektrikum, ( $v = \lambda \cdot f$ )

Die Abbildung A3.7 zeigt einen mittels LTCC-Technologie herstellbaren vergrabenen Ringresonator. Die Speisung des Ringresonators erfolgt über koplanare Antastspitzen.



A3.7 Darstellung eines vergrabenen Ringresonators (HFSS<sup>tm</sup> 3D Modell)

### 3.2.1 Methoden zur Bestimmung der Verluste

Im Vergleich zu einfachen Streifenresonatoren treten bei Ringresonatoren keine parasitären Effekte in Folge von offenen Leitungsenden auf [Edw\_1]. Ringresonatoren können als zwei parallelgeschaltete Streifenresonatoren aufgefasst werden. Somit besitzen Ringresonatoren im Allgemeinen eine höhere Güte als einzelne Streifenresonatoren (geringe Leiterbahnverluste). Um die Gesamtverluste zu berechnen, wird für die jeweilige Resonanzfrequenz  $f_n$  die  $3dB$ -Bandbreite ermittelt und die unbelastete Güte  $Q_u$  nach Gleichung G3.2 bestimmt.

$$Q_{u_n} = \frac{f_n}{(f_{nR(-3dB)} - f_{nL(-3dB)}) \cdot (1 - |S_{21n}|)} \quad (\text{G3.2})$$

Die Gesamtdämpfung  $\alpha_n$  zur jeweiligen  $n$ -ten Resonanzfrequenz der Stripline Konfiguration der Resonatoren lässt sich nach Gleichung G3.3 berechnen, [Gup].

$$\alpha_n = \frac{\pi \cdot 20 \log(e)}{\lambda_n} \cdot \frac{1}{Q_{u_n}} = 20 \log(e) \cdot \frac{n}{d \cdot Q_{u_n}} \quad [\text{dB/m}] \quad (\text{G3.3})$$

Dabei wird die Gesamtdämpfung durch die Güte infolge von Leitungsverlusten ( $Q_{c_n}$ ) und durch die Güte infolge von dielektrischen Verlusten ( $Q_{d_n} = 1/\tan(\delta_n)$ ) bestimmt. Die Verluste durch Strahlung werden aufgrund einer hinreichend guten Schirmung der vergrabenen Ringresonatoren in der Berechnung vernachlässigt.

$$\frac{1}{Q_{u_n}} = \frac{1}{Q_{c_n}} + \frac{1}{Q_{d_n}} = \frac{1}{Q_{c_n}} + \tan(\delta) \quad (\text{G3.4})$$

Die Extraktion des dielektrischen Verlustwinkels aus der unbelasteten Güte von Ringresonatoren stellt ein großes Problem dar. Für den Anteil der Leiterbahnverluste werden häufig Modellansätze verwendet. Dadurch können die dielektrischen Verluste abgeschätzt werden [Wad], [HAR], [Zim], [Rob], [Puc]. Durch die vorgenommenen Vereinfachungen (wie z. B: idealisierte Leitungsdimensionen, Vernachlässigung von Rauheit, Annahme einer frequenzinvarianten relativen Permittivität) gelten solche Ansätze mit Einschränkungen nur für bestimmte Frequenzbereiche. Die Genauigkeit der Rückrechnung zur Beschreibung der Leiterbahnverluste hängt stark vom Modell ab. Durch vergleichende Messungen wird eine Begrenzung der Fehler erreicht.

Eine alternative Methode zur Bestimmung der Verlustanteile ist die Nutzung von elektromagnetischen Feldsimulatoren. Mit Hilfe von Feldsimulatoren lassen sich sowohl eine ideale Leitfähigkeit als auch verlustlose Dielektrika modellieren. Dadurch ist eine Unterscheidung der jeweiligen Verluste in ohmsche, dielektrische und

Strahlungsverluste möglich. In diesem Zusammenhang stellt sich erneut die Frage, wie genau sich das Simulationsmodell mit der realen geometrischen und elektrischen Anordnung in Übereinstimmung bringen lässt.

Eine weitere Methode zur Differenzierung der Gesamtverluste ist der Vergleich zwischen Ringresonatoren mit gleichem mittlerem Ringumfang jedoch unterschiedlicher Signalleiterbreite. Breitere Signalleiter verbessern die Leitfähigkeit der vergrabenen Resonatoren und führen dadurch zu niedrigeren Gesamtverlusten. Durch vergleichende geometrische und elektrische Messungen der Resonatoren können Leiterbahnverluste bestimmt werden. Dazu wird die Differenz der Gesamtverluste der unterschiedlichen Resonatoren ausgewertet. Ähnliches lässt sich durch die Anwendung unterschiedlicher Metallisierungssysteme erreichen (z. B. Gold oder Silber). Unter Vernachlässigung der Abstrahlverluste ist auf diese Weise eine indirekte Messung der dielektrischen Verluste möglich, ohne auf fehlerbehaftete Modellansätze zugreifen zu müssen.

### **3.2.2 Design und Definition geeigneter Randparameter für die Simulation**

Die grundlegende Leitungskonfiguration der betrachteten Ringresonatoren ist striplinförmig [Ren\_1]. Um den Resonator anzuregen wird die elektromagnetische Energie in Wellenform einer jeweils bestimmten Frequenz seitlich über Stripline-Leitungen zugeführt und über einen Koppelspalt auf den Resonator eingekoppelt. Zur Antastung werden Koplanarmessspitzen eingesetzt. Daher muss ein Übergang von der Stripline-Leitung des Resonators zur Koplanarleitung geschaffen und optimiert werden. Der Übergang wird in vertikaler Richtung über Vias realisiert. Von der Verwendung eines planaren Übergangs wird abgesehen, da für die Antastung Kavitäten zu strukturieren wären. Das würde den Herstellungsaufwand erheblich erhöhen.

Für die erste Synthese dieser Hochfrequenzstruktur ist die Kenntnis von Materialkenngrößen unerlässlich. Einerseits werden Kennwerte aus Softwarebibliotheken und Datenblättern entnommen, andererseits werden sie einfach angenommen. Folgende Werte werden für die Dimensionierung des Ringresonators verwendet:

<i>Dielektrikum</i> (DuPont 943 [Dup]):	$\epsilon_r$	=	7,4 = konstant
	$\sigma$	=	$10 \cdot 10^{-4}$ S/m
	$\tan(\delta)$	=	0,003
<i>Leiterbahn:</i>	$\sigma$	=	$35 \cdot 10^6$ S/m
	<i>Dicke</i>	=	5 $\mu$ m

Bei den Untersuchungen ist der Frequenzbereich um 60 GHz von besonderem Interesse. Die erste Resonanzfrequenz des vergrabenen Ringresonators wird auf 9 GHz



festgelegt. Somit schwingen die 6. und 7. Harmonische bei Frequenzen von *54 GHz* bzw. *63 GHz*. Daraus ergibt sich für den Resonatorring nach Gleichung G3.1 und mit  $\lambda_1 = \pi \cdot d$  ein mittlerer Durchmesser von  $d = 3,9 \text{ mm}$ .

Resonatoren größeren Umfangs führen zu einer höheren Frequenzauflösung. Jedoch ist das Ziel der Untersuchung, den Einfluss von Sinterprofilen auf die Permittivität und Verlusteigenschaften zu ermitteln. Aus Gründen der Kosten und Effektivität sollen hinreichend viele Resonatoren im Nutzen Platz finden. Die Ringgröße wird daher als ausreichend erachtet. Kleinere Resonatoren haben im interessierenden Messbereich wiederum zu wenig Resonanzstellen und sind schlechter herstell- und handhabbar.

Für die Optimierung der Hochfrequenzstrukturen wird der 3D-Feldsimulator HFSS® eingesetzt. Der vergrabene Ringresonator mit Zuführung und Antastports ist eine komplexe HF-Struktur mit einer Vielzahl von Optimierungsparametern. Der Simulationsaufwand für die Optimierung der gesamten Struktur wäre erheblich. Daher wird die Gesamtstruktur zunächst in Teilstrukturen zerlegt, um diese getrennt zu optimieren. Zur Kopplung der Teilstrukturen werden Randparameter als Übergabewerte definiert ( $z_w = 50 \Omega$ ). Anschließend werden die Teilstrukturen zusammengefügt und als Gesamtstruktur nachoptimiert. Ziel ist es über einen großen Frequenzbereich eine gute und homogene Übertragungscharakteristik zu erhalten.

Die Maxima der Resonanzstellen des vergrabenen Ringresonators sollen über den gesamten Frequenzbereich bis *67 GHz* Transmissionskoeffizienten  $S_{21}$  von weniger als *-20 dB* aufweisen. Die geforderte Transmissionscharakteristik des Messaufbaus verlangt, insbesondere bei Frequenzen um *60 GHz*, eine adäquate Dämpfung parasitärer Signalpfade. Geschieht dies nicht in einem hinreichenden Maße, können die Resonanzstellen des Resonators nicht bestimmt werden. Die Ursache für die Ausbildung parasitärer Signalpfade sind Wellenmodentransformationen an Diskontinuitäten. In der zu untersuchenden Messanordnung kommen dafür drei wesentliche Stellen in Frage:

- I. am Koppelspalt
- II. am Leitungsübergang von Koplanar-zu-Stripline
- III. am Antastport

Das offene Leitungsende der speisenden Stripline am Koppelspalt (I) stellt bei weitem die größte Störstelle dar. Hier wird auch der Hauptanteil der eingespeisten Energie reflektiert. Darüber hinaus entstehen parasitäre Wellenmoden. Diese sind im Messfrequenzbereich infolge der adäquaten Schirmung innerhalb des Ringresonators nicht ausbreitungsfähig. Die Striplineanordnung des Ringresonators hat eine Grenzfrequenz von über *120 GHz*. Innerhalb der Schirmung sind alle Störstellen

als Quelle parasitärer Wellenmoden irrelevant. Einzelheiten zur Dimensionierung von Leitungen und Übergängen LTCC bezüglich der schirmungsabhängigen Grenzfrequenzen werden in [Per] und [Ren\_1] ausführlich erörtert.

Der Leitungsübergang Koplanar-zu-Stripline (II) ist gleichermaßen geschirmt und parasitäre Wellenmoden sind hier nicht ausbreitungsfähig. Eine hohe Messempfindlichkeit setzt jedoch voraus, dass das Signal möglichst ungedämpft und reflexionsfrei bis zum Messobjekt, das heißt bis zum Koppelspalt, geführt wird. Daher wird der Übergang Koplanar-zu-Stripline optimal breitbandig gestaltet, um so eine hinreichende Messempfindlichkeit zu gewährleisten.

Im Gegensatz zu den beiden Diskontinuitäten Koppelspalt (I) und Leitungsübergang (II) ist der Antastport (III) teilweise ungeschirmt. Dieser Übergang kann nur zu einem bestimmten Grad optimiert werden und stellt eine weitere große Störstelle dar. Trotz einer Kalibrierung zur Kompensation der Unzulänglichkeiten in der Übergangsanpassung, bleibt der Antastport eine wesentliche Quelle parasitärer Wellenmoden. Im Prinzip ist damit die Möglichkeit gegeben, dass sich parasitäre Signalpfade ausbilden.

### **3.2.3 Optimierung der Transmissionscharakteristik**

Für einen möglichst frei schwingenden, unbelasteten Resonator soll der Transmissionskoeffizient auf  $S_{21} < -20 \text{ dB}$  eingestellt werden. Das ist erforderlich, um den Einfluss der Messumgebung und die daraus resultierenden Messfehler zu minimieren.<sup>8</sup>

Um die Transmissionscharakteristik entsprechend einzustellen wird zunächst der Koppelspalt verändert. Ein guter Ausgangswert für die Größe des Koppelspaltens ist die Breite des Signalleiters des Ringes selbst. Je schmaler der Spalt, desto besser ist das Koppelverhalten. Dadurch wird das übertragene Signal weniger gedämpft. Für breitbandige Messungen kann das optimale Spaltmaß jedoch erheblich vom Designvorschlag abweichen.

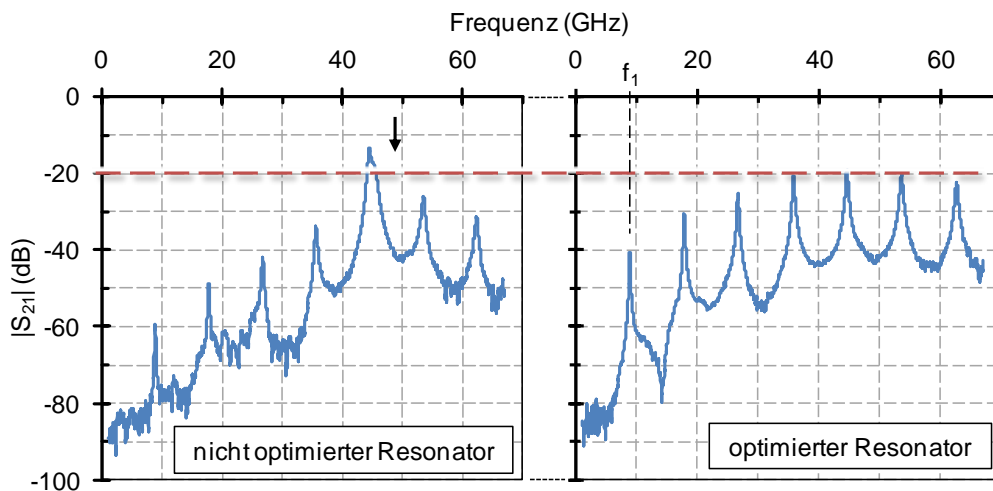
Mit steigender Frequenz verbessern sich die Kopplungseigenschaften des Spaltes. Um auch für höhere Frequenzen eine Durchgangsdämpfung von größer  $20 \text{ dB}$  zu gewährleisten, kann der Koppelspalt vergrößert werden (siehe Pfeil in Abbildung A3.8). Infolgedessen sinkt jedoch auch das Niveau der Resonanzmaxima im niedrigen Frequenzbereich. Die Durchgangsdämpfung wird durch die Verlusteigenschaften von Dielektrikum und Leitermaterial bestimmt. So kann beispielsweise mit größerer Signalleiterbreite (Leiterquerschnitt) des Ringes das gesamte Dämpfungsniveau verringert werden. Darüber hinaus verschiebt sich mit steigender Frequenz

---

<sup>8</sup> Das Problem „belasteter und unbelasteter Resonator“ wird in den folgenden Kapiteln 3.2.4 bis 3.2.7 näher untersucht und am spezifizierten Messobjekt quantitativ analysiert.

der Anteil der Leiterbahnverluste gegenüber den dielektrischen Verlusten in der Gesamtbilanz. Durch eine geeignete Einstellung der Signalleiterbreite und der Koppelspaltgröße unter Berücksichtigung der dielektrischen Verluste (Abschätzung) kann die Dämpfung der Resonanzstellen des vergrabenen Ringresonators so optimiert werden, dass sich annähernd alle Resonanzstellen etwa auf gleichem Dämpfungsniveau befinden. Das setzt wiederum die Kenntnis der Materialeigenschaften im Messfrequenzbereich voraus. Dieses Dilemma macht iterative experimentelle Untersuchungen unumgänglich.

Eine Dimensionierung der Leitungsstruktur des Resonatorrings auf einen angepassten Wellenwiderstand von  $50\ \Omega$  ist für die Bestimmung der Permittivität weitgehend unerheblich.

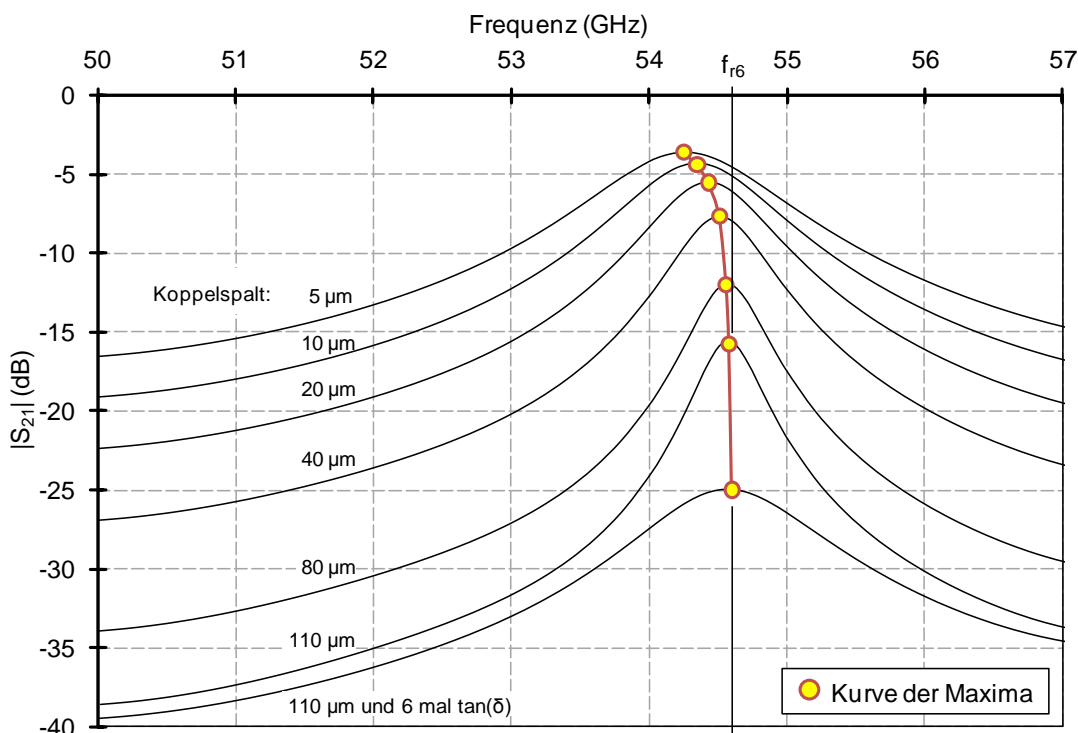


A3.8 Vergleich der Transmissionscharakteristik zweier Ringresonatoren (Messwerte)

### 3.2.4 Resonatorcharakteristik und Auswirkungen auf Messergebnisse

Der Ringresonator ist ein schwingfähiges System mit charakteristischen Eigenfrequenzen und wird von außen zum Schwingen angeregt. Physikalisch betrachtet handelt es sich um das System „erzwungene gedämpfte Schwingung“. Der Zusammenhang wird mathematisch als Differentialgleichung 2. Ordnung dargestellt (Lösung einer Bewegungsgleichung) und ist ausführlich in der Literatur [Mag] beschrieben. Aus diesen theoretischen Betrachtungen und der resultierenden Vergrößerungsfunktion ist zu entnehmen, dass sich mit steigender Dämpfung des schwingfähigen Systems die Resonanzfrequenz zu niedrigeren Frequenzen hin verschiebt. Die durch das Material verursachte Dämpfung ist gegeben und Gegenstand der Messung. Zusätzlich werden die Schwingungen des Ringresonators durch den Einfluss des Messgerätes gedämpft ( $50 \Omega$  Antastung). Kopplungsabhängig liegen die Resonanzfrequenzen unter den Eigenresonanzfrequenzen des Ringresonators. Darüber hinaus verringert sich die gemessene Güte.

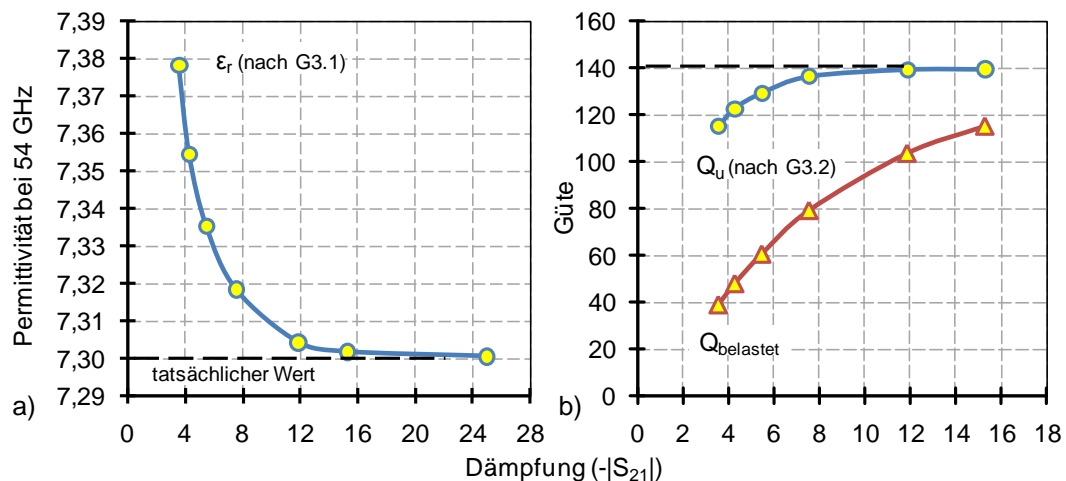
Um die Auswirkungen der Ankopplung auf das Schwingverhalten zu untersuchen, wurde der Ringresonator aus Abschnitt 3.2.3 im 3D-EM Simulator HFSS<sup>tm</sup> für die 6. Resonanzfrequenz simuliert. Zunächst wurde nur der Koppelspalt variiert. In der Abbildung A3.9 ist deutlich zu erkennen, dass eine Verringerung des Koppelspalts erwartungsgemäß die gesamte Durchgangsdämpfung ( $-S_{21}$ ) reduziert. Die Resonanzfrequenz verschiebt sich um  $f_r = -0,28 \text{ GHz}$  verbunden mit einer deutlichen Vergrößerung der 3 dB-Bandbreite. Damit sinkt die Güte des Resonators. Die Schwingung des Resonators wird durch äußere Einflüsse gestört.



A3.9 Simulationen der Transmissionskoeffizienten bei der 6. Resonanzfrequenz des Ringresonators für verschiedene Koppelspaltgrößen (HFSS<sup>tm</sup>)

Die unterste Kurve in Abbildung A3.9 zeigt die Auswirkung einer 6-fachen Vergrößerung des Verlustwinkels. Hier erfolgt keine Verschiebung der Resonanzfrequenz. Die aus der 3 dB Bandbreite resultierende Güte ist mit der belasteten Güte aus der 5  $\mu\text{m}$  Koppelspaltkurve vergleichbar, obwohl hierbei die Verluste um das 6-fache größer sind. Die im Simulator eingestellte Permittivität von  $\epsilon_r = 7,3$  blieb bei allen Untersuchungen unangetastet.

Aus den verschiedenen Resonanzfrequenzen wurde die Permittivität nach Gleichung G3.1 errechnet. In der Abbildung A3.10a ist die Abhängigkeit der errechneten Permittivität von der Durchgangsdämpfung dargestellt. Die tatsächliche Permittivität des Materials hat einen Wert von  $\epsilon_r = 7,3$ . Die maximale Abweichung vom tatsächlichen Wert ist mit 1,1% gering. Ab einer Durchgangsdämpfung von 10 dB ist der äußere Einfluss für die Bestimmung der Permittivität vernachlässigbar. Die koppelspaltabhängige belastete Güte ist in Abbildung A3.10b dargestellt. Mit steigenden Dämpfungswerten verändert sich die belastete Güte stark zu höheren Werten hin. Rückschlüsse auf die Resonatorverluste sind im betrachteten Dämpfungsbereich stark fehlerbehaftet. Daher kommt die allgemein übliche Gleichung G3.2 zur Berechnung der unbelasteten Güte zur Anwendung. Bei niedrigen Durchgangsdämpfungswerten ist auch nach der Berechnung der unbelasteten Güte eine deutliche Abhängigkeit von der Ankopplung des Resonators an die Messumgebung erkennbar. Die Formel ist in diesem Bereich nicht vollständig und offensichtlich fehlerbehaftet. Ab einer Durchgangsdämpfung größer 10 dB lässt sich keine Abhängigkeit mehr von äußeren Einflüssen feststellen.



A3.10 Permittivität a) und Güte b) in Abhängigkeit von der Durchgangsdämpfung für den simulierten Ringresonator

Abschließend ist zu sagen, dass die Festlegung eines Transmissionskoeffizienten von maximal  $S_{21} = -20 \text{ dB}$  für die Bestimmung der Permittivität völlig hinreichend ist. Die Messwerte von Resonatoren mit Transmissionskoeffizienten kleiner  $S_{21} = -10 \text{ dB}$  können durchaus für die Untersuchungen verwendet werden. Die Bestimmung der Gesamtverluste aus der unbelasteten Güte des betrachteten Resonators mit den gegebenen Materialien sollte jedoch erst ab Transmissionskoeffizienten kleiner  $S_{21} = -15 \text{ dB}$  erfolgen.

### 3.2.5 Messanordnung

Zur Messungen der S-Parameter wird der Netzwerkanalysator PNA-E8361 A eingesetzt ( $10 \text{ MHz} - 67 \text{ GHz}$ ). Die Kontaktierung erfolgt auf einer Probe Station mit koplanaren Messspitzen |Z| Probe<sup>®</sup> von SUESS MicroTec<sup>9</sup> mit einem Pitch (Rastermaß) von  $200 \mu\text{m}$ . Die Messspitzen zeichnen sich neben ihrer resonanzfreien Frequenzbandbreite bis  $67 \text{ GHz}$  durch eine hohe mechanische Flexibilität aus und eignen sich besonders für Messungen auf den vergleichsweise rauen Dickschichtoberflächen<sup>10</sup>. Jedoch müssen gegenüber weniger gut mechanisch beanspruchbaren Messspitzen (Cascade Microtech ACP 50-GSG-200) Defizite in den Hochfrequenzeigenschaften in Kauf genommen werden, was in einer etwas geringeren Empfindlichkeit des Messsystems zum Ausdruck kommt. (Die SUSS-Messspitzen weisen geringfügig höhere Reflexionskoeffizienten auf.)

Die Methode der Kalibrierung ist Short Open Load Thru (SOLT) für alle Messungen und erfolgt, je nach Anforderung, sowohl an ungeschirmten als auch an geschirmten Ports auf einem Dünnschicht-Kalibriersubstrat. Die Frequenzauflösung ist linear und wird entsprechend eingestellt. Unter Berücksichtigung der Materialangaben ( $\tan(\delta)$ ) der Hersteller bei niedrigen Frequenzen wird für die Resonanzstelle bei  $60 \text{ GHz}$  eine  $-3 \text{ dB}$ -Bandbreite von etwa  $400 \text{ MHz}$  angenommen. Daraus resultiert eine Güte von etwa  $Q_U \approx 140$ . Für eine hinreichend genaue Bestimmung der Resonanzfrequenz sind innerhalb der  $-3 \text{ dB}$ -Bandbreite mindestens  $10$  Messpunkte aufzunehmen, sodass die in diesem Frequenzbereich zu messende Schrittweite höchstens  $40 \text{ MHz}$  betragen darf. Darüber hinaus erfolgt zur Ermittlung der lokalen Dämpfungsminima eine Kurvenapproximation.

Zur Bestimmung der Güte ist die  $-3 \text{ dB}$ -Bandbreite möglichst exakt zu messen. Hier wird die Messauflösung auf mindestens ein Hundertstel der  $-3 \text{ dB}$ -Bandbreite erhöht. Ausführliche Einzelheiten zur Gütebestimmung mittels Ringresonatoren und zu Problemen der Messtechnik werden in der Dissertationsschrift von [Tra] dargestellt.

---

<sup>9</sup> |Z| Probe<sup>®</sup>, Suss - MicroTec, <http://www.suss.com>

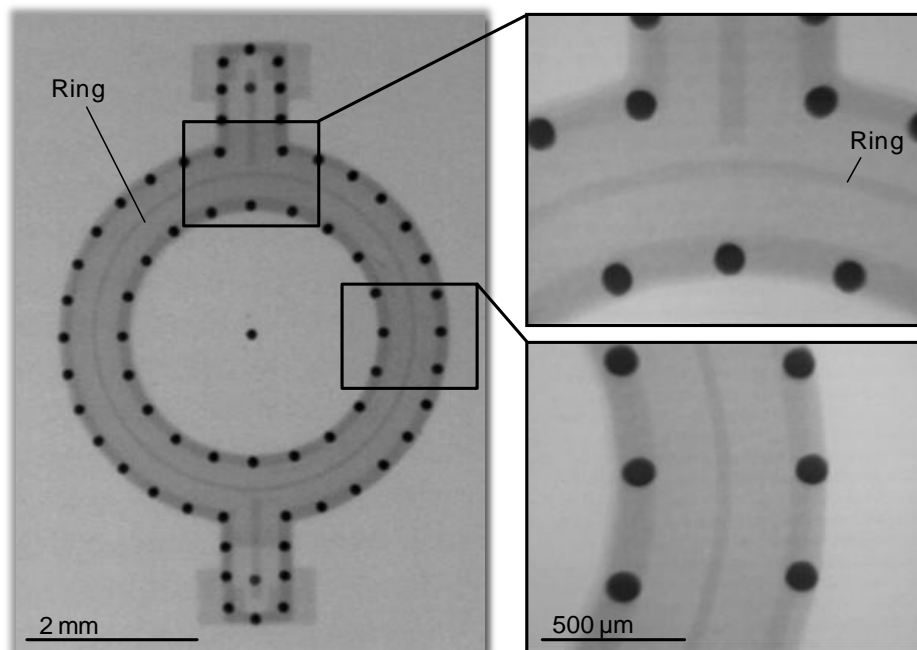
<sup>10</sup> Gewöhnlich liegt die mittlere Rauheit  $s_a$  von Dickschichtoberflächen in einem Bereich von  $s_a = 80 \dots 1000 \text{ nm}$ , dagegen weisen die Schichten der Dünnschichttechnologie mit  $s_a \approx 0,5 \dots 2 \text{ nm}$  wesentlich geringere Rauheiten auf.

### 3.2.6 Einfluss von Messfehlern

Bei der Bestimmung der Permittivität nach Gleichung G3.1 müssen zwei Größen ermittelt werden, zum Einen die jeweilige Resonanzfrequenz  $f_r$  des Resonators und zum Anderen die Länge des mittleren Umfangs  $\lambda_1$  des dazugehörigen Resonatorrings. Beiden Größen unterliegen Messtoleranzen. Infolgedessen soll die Abweichung von der Permittivität  $|\Delta\varepsilon_f| = 0,05$  jedoch nicht überschritten werden.

Die Bestimmung der Resonanzfrequenz erfolgt direkt und relativ problemlos. Im schlechtesten Fall wird für die betrachtete Anordnung von einer Frequenztoleranz von höchsten  $\sigma_f = \pm 40 \text{ MHz}$  ausgegangen. Das hat eine Abweichung in der Permittivität von  $|\Delta\varepsilon_f| = 0,01$  zur Folge.

Zur Bestimmung des mittleren Umfangs  $\lambda_1$  wird der mittlere Durchmesser  $d$  des Resonatorrings gemessen ( $\lambda_1 = \pi \cdot d$ ). Um bei der Längenmessung eine gleiche Abweichung in der Permittivität von  $|\Delta\varepsilon| = 0,01$  hervorzurufen, dürfen die Messabweichungen höchsten  $|\sigma| = 2,5 \mu\text{m}$  betragen. Da der Resonatorring im LTCC-Substrat vergraben ist, kann er nicht unmittelbar mit einem Lichtmikroskop vermessen werden. Deshalb wurde das Substrat zunächst mit einem Röntgengerät durchleuchtet. Die Abbildung A3.11 zeigt die Röntgenaufnahme eines Ringresonators. Der zu messende Ring wird strukturell von den metallischen Masseebenen der Schirmung verdeckt, was den erreichbaren Kontrast nachteilig beeinflusst und die Kanten des Ringes unzureichend scharf wiedergibt. Damit sind Längenmessungen im unteren Mikrometerbereich nicht möglich. Ferner lässt der Vorschub des Messtisches des Röntgengerätes nur eine minimale Schrittweite von  $10 \mu\text{m}$  zu. Bei einer geometrischen Vermessung ist mit dem Röntgengerät

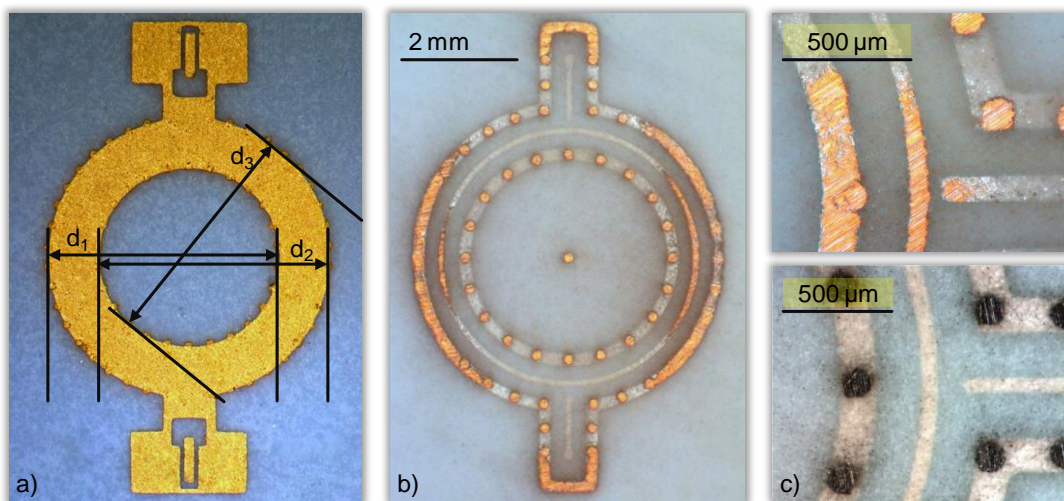


A3.11 Röntgenbild eines Ringresonators und Detailansichten, mangelnde Auflösung zur genauen geometrischen Vermessung

bestenfalls eine minimale Messtoleranz von  $\sigma_{RG} = \pm 30 \mu\text{m}$  erreichbar. Folglich sind Abweichungen in der Permittivität von mindestens  $|\Delta\epsilon_{RG}| = 0,13$  zu erwarten. Das stellt für die Untersuchung einen inakzeptabel hohen Wert dar. Die vorhandene Röntgenausrüstung ist nicht geeignet, um den Umfang des Resonatorrings hinreichend genau zu bestimmen.

Hier wird das Kernproblem der gewählten Messanordnung deutlich und zeigt den wesentlichen Nachteil vergrabener Resonatoren gegenüber Oberflächenresonatoren auf, deren Ringe problemlos vermessen werden können.

Die Bestimmung der Umfänge der Resonatorringe mittels Abschleifen wäre bei der Vielzahl der zu untersuchenden Resonatoren zu aufwändig gewesen, so dass auf eine andere Methode zurückgegriffen wurde. Da die Masselage an der Oberfläche der Resonatoren symmetrisch über dem zu messenden Ring angeordnet ist und einen identischen mittleren Umfang und Durchmesser aufweist, kann der Durchmesser des vergrabenen Ringes indirekt ermittelt werden. Wie in Abbildung A3.12a dargestellt, sind dazu die Abstände  $d_n$  an dieser Massefläche mit dem Lichtmikroskop zu messen. Dabei entspricht der Mittelwert dem mittleren Durchmesser des Resonatorrings und wurde für die Berechnung des Umfangs und der Permittivität verwendet.



A3.12 Lichtmikroskopaufnahmen des Ringresonators:  
a) Draufsicht - Details zur Vermessung an der oberen Massefläche  
b) aufgeschliffener Ring - deutlich erkennbare vertikale Verwölbung  
c) leicht „verschmierte“ Metallisierung lässt Leitungen breiter erscheinen, dünne (transparente) Keramikschiicht bei Messung von Vorteil

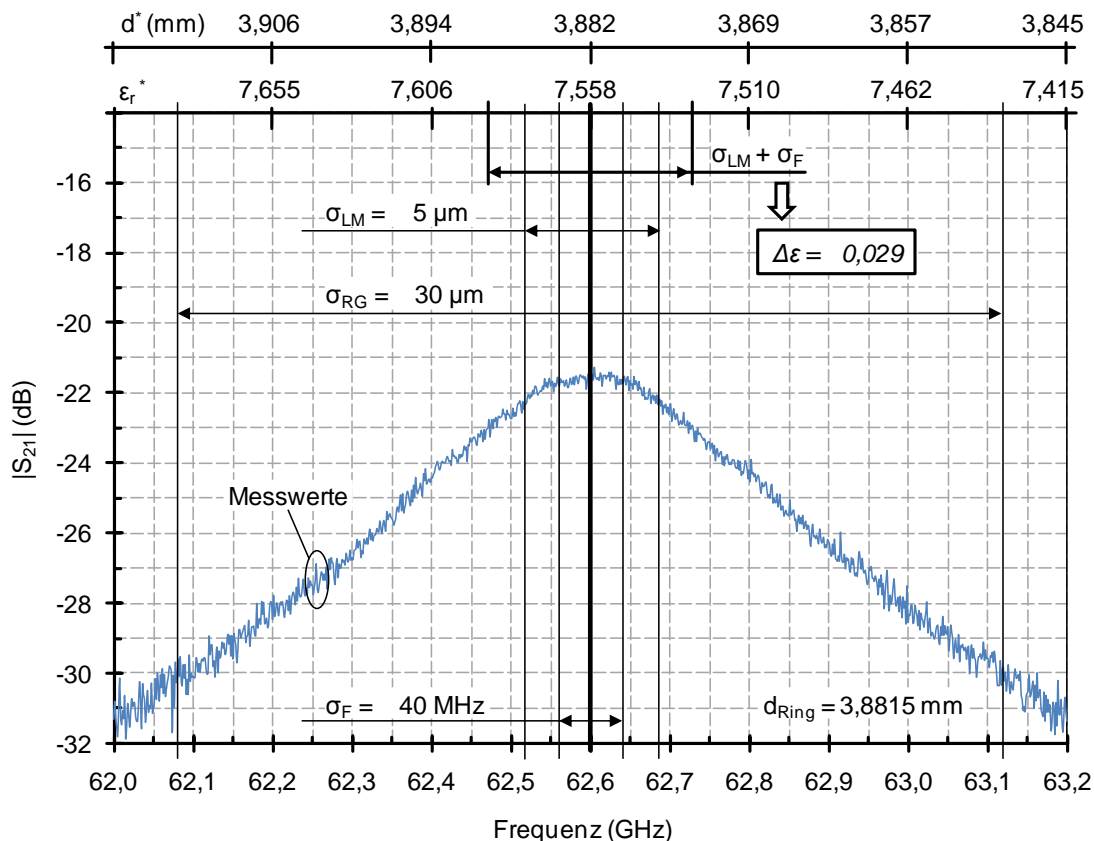
Um diese Messmethode zu verifizieren wurden einige Resonatoren aufgeschliffen, Abbildung A3.12b und A3.12c, und die Messwerte überprüft. Dabei war eine vernachlässigbare Abweichung erkennbar. Es zeigte sich aber, dass der Schleifaufwand beträchtlich ist und eine besondere Sorgfalt in der Probenpräparation verlangt. Einerseits muss eine hohe Planarität von Ringebene und Schleifebene



erreicht werden, andererseits weisen die verschiedenen Substrate teilweise lokale Verwölbungen in vertikaler Richtung auf. Dadurch war es nicht möglich den Ring vollständig gleichmäßig freizulegen. Unterschiedliche laterale Schrumpfraten zwischen dem inneren Bereich und der Oberfläche eines Ringresonators wurden nicht festgestellt.

Trotz der genannten Probleme ist die Vermessung mit dem Lichtmikroskop im Vergleich zum Röntgengerät mit  $\sigma_{LM} = \pm 5 \mu\text{m}$  mit wesentlich geringeren Messtoleranzen behaftet. Folglich werden mit  $|\Delta\varepsilon_{LM}| = 0,019$  weitaus kleinere Abweichungen in der ermittelten Permittivität  $\varepsilon_r$  von *etwa 7,6 erreicht*. Unter Berücksichtigung der Toleranzen werden somit bei der Frequenzmessung die Messanforderungen mit  $|\Delta\varepsilon| = |\Delta\varepsilon_f| + |\Delta\varepsilon_{LM}| = 0,029 < 0,05$  hinreichend genau erfüllt.

In Abbildung A3.13 wird die typische Messkurve eines realen Ringresonators gezeigt. Dabei ist der Transmissionskoeffizient  $S_{21}$  im Bereich der 7. Harmonischen frequenzabhängig dargestellt (Materialsystem DuPont 943). Im Beispiel beträgt die exakte Resonanzfrequenz  $f_7 = 62,600 \text{ GHz}$ . Der Ringdurchmesser liegt bei  $d = 3,8815 \text{ mm}$ . Damit kann dem Material eine Permittivität von  $\varepsilon_r = 7,558$  zugeordnet werden. Der Einfluss der Toleranzen  $\sigma_F$  in der Frequenzmessung und in der geometrischen Vermessung mit dem Röntgengerät  $\sigma_{RG}$  bzw. mit dem Lichtmikroskop  $\sigma_{LM}$  auf die Permittivität ist jeweils gekennzeichnet.



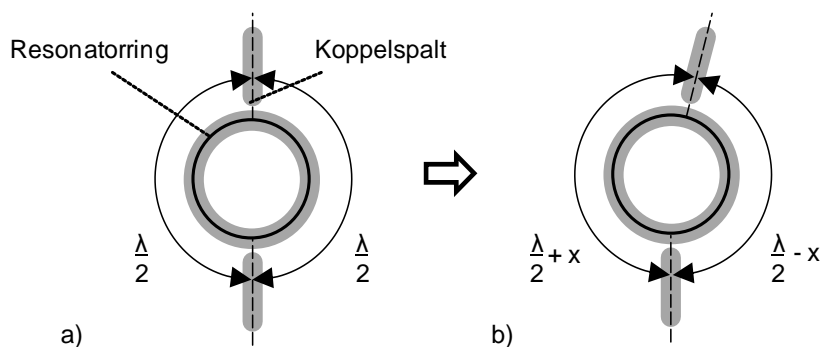
A3.13 Typische Messkurve des Transmissionskoeffizienten  $S_{21}$  eines Ringresonators im Bereich der 7. Harmonischen zur Veranschaulichung des Einflusses von Messtoleranzen

Nach Gleichung G3.1 lässt sich jeder Frequenz bei einem konstanten Durchmesser eine bestimmte Permittivität  $\epsilon_r^*$  zuordnen. Gleichmaßen ist bei konstanter Permittivität jedem Durchmesser  $d^*$  eine bestimmte Frequenz zuordenbar. Die Auswirkung der Toleranzen bei der geometrischen Messung sowie der Frequenzmessung kann an der oberen Skala der Abbildung A3.13 direkt abgelesen werden.

Die Betrachtungen machen deutlich, dass die Fehler bei der Bestimmung der elektrischen Materialparameter erheblich von den geometrischen Messtoleranzen abhängig sind. In Konsequenz ist vor dem Hintergrund unterschiedlicher prozessbedingter Schwindungscharakteristiken von LTCC-Substraten eine genaue geometrische Vermessung jedes einzelnen Ringresonators parallel zu den Untersuchungen erforderlich.

### 3.2.7 Auswirkung einer unsymmetrischen Ankopplung

Zur Veranschaulichung der Problematik einer unsymmetrischen Ankopplung, z. B. infolge von Fertigungstoleranzen, ist in Abbildung A3.14a und A3.14b ein symmetrisch und ein unsymmetrisch angekoppelter Ringresonator skizziert.



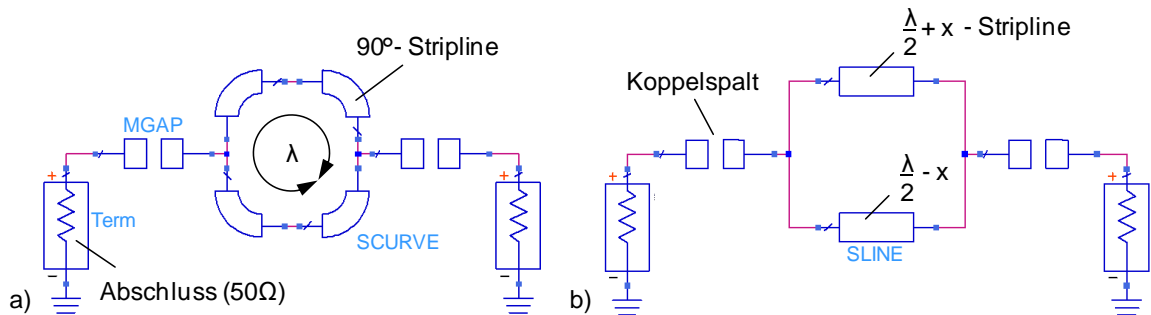
A3.14 Skizze eines Ringresonators

- a) symmetrische Koppelung
- b) unsymmetrische Kopplung

Um die Auswirkungen auf die Resonanzfrequenz des Resonators und damit den Fehlereinfluss auf die zu ermittelnde Permittivität bewerten zu können, wurde die Anordnung mit dem Schaltungssimulator ADS<sup>11</sup> und mit vorgegebenen Materialwerten modelliert ( $\epsilon_r = 7,33$ ,  $\tan(\delta) = 0,003$ ,  $\sigma = 10 \cdot 10^6 \text{ S/m}$ ,  $d = 3,9 \text{ mm}$ ,  $b_{\text{Spalt}} = 45 \mu\text{m}$ ,  $b_{\text{Leiter}} = 90 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{Sub}} = 635 \mu\text{m}$ ,  $h_{\text{Me}} = 5 \mu\text{m}$ ).

<sup>11</sup> Agilent ADS – Advanced Design System

Dazu wurde der Resonatorring aus vier  $90^\circ$ -Striplinebögen (ADS Bibliothek: „TLines-Stripline“) zusammengesetzt, Abbildung A3.15a. Die Anordnung A3.15a repräsentiert die symmetrische Ankopplung und dient der Verifikation. In der zweiten Anordnung A3.15b wurde der Resonatorring durch zwei parallel geschaltete  $\lambda/2$ -Streifenresonatoren ersetzt. Durch die Längenvariation der  $\lambda/2$ -Streifenresonatoren zueinander werden der unsymmetrische Ankopplungsfall und damit die Verschiebung des Koppelspaltes in Umfangsrichtung nachgebildet.



A3.15 ADS – Schaltbild des Ringresonators („Schematic“)

- Modellierung des Ringresonators durch vier  $90^\circ$ -Striplinebögen, symmetrischer Fall
- Modellierung des Ringresonators durch zwei  $\lambda/2$ -Streifenresonatoren, unsymmetrische Ankopplung, mit Längenvariation um jeweils  $+x$  und  $-x$

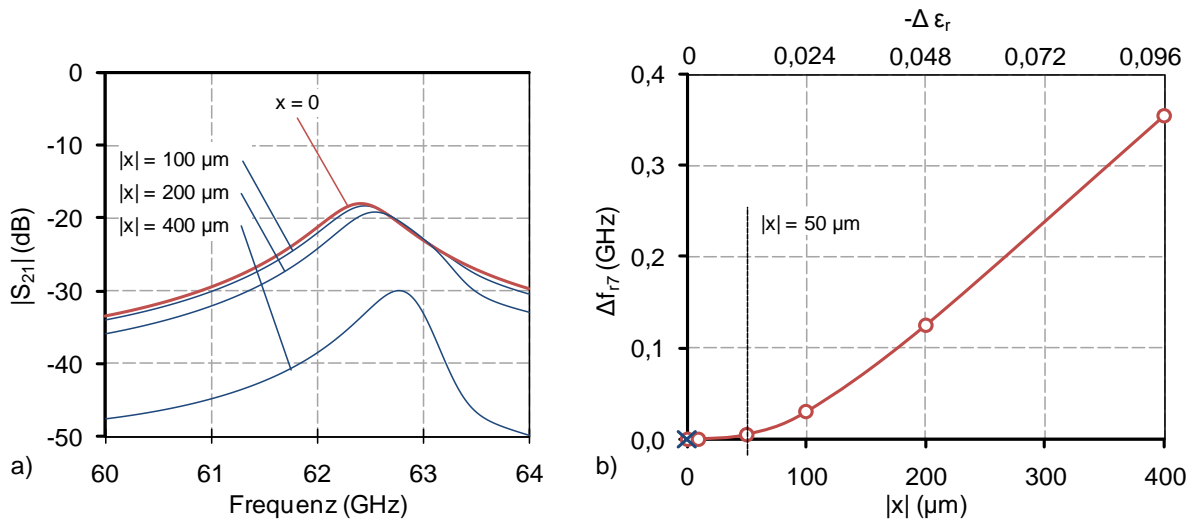
### Simulation und Ergebnisse

Zunächst wird der symmetrische Fall betrachtet (Anordnung A3.15a und Anordnung A3.15b ohne die Längendifferenz). Die vergleichende Simulation der beiden Anordnungen zeigt eine nahezu identische Übertragungscharakteristik, jedoch sind die Resonanzstellen der Anordnung b) gegenüber der Anordnung a) um  $\Delta f = 80 \text{ MHz}$  zu höheren Frequenzen hin verschoben. Im Gegensatz zur Anordnung a) kommen bei der Anordnung b) parasitäre Feldeffekte an den offenen Leitungsenden der Striplines zum Tragen. Darüber hinaus sind die Unzulänglichkeiten der verschiedenen Modelle zu berücksichtigen. Diese Effekte werden durch eine Verlängerung der beiden  $\lambda/2$ -Streifenresonatoren um je  $4 \mu\text{m}$  ausgeglichen, sodass die S-Parameter beider Anordnungen weitgehend übereinstimmen ( $\pm 1 \text{ MHz}$ ).

Die Längen der  $\lambda/2$ -Resonatoren der Anordnung b) wurden wie folgt variiert:

$$x = 5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}, 50 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}, \dots$$

Die Ergebnisse der Parametersimulation werden in Abbildung A3.16a und A3.16b dargestellt. Dabei zeigt Abbildung A3.16a den Betrag des Transmissionskoeffizienten bei der 7. Harmonischen des Resonators von  $60 \text{ GHz}$  bis  $64 \text{ GHz}$  für verschiedene Verschiebungen des Koppelspaltes. Darüber hinaus wird in Abbildung A3.16b die aus der Verschiebung resultierende Änderung in der Resonanzfrequenz und auf die daraus bestimmte Permittivität verdeutlicht.



- A3.16 a) Transmissionskoeffizienten bei unterschiedlicher Ankopplung nach Abbildung A3.15 für den Frequenzbereich um die 7. Harmonische ( $f_7 = 62,6 \text{ GHz}$ )  
 b) aus der Verschiebung  $x$  resultierende Änderung der Resonanzfrequenz und auf die daraus bestimmte Permittivität

Es ist klar erkennbar, dass es erst bei einer Verschiebung von  $|x|$  größer als  $50 \mu\text{m}$  zu einem signifikanten Einfluss auf die Resonanzfrequenz und die zu ermittelnde Permittivität kommt. Unterhalb dieser Schwelle ist der Einfluss einer unsymmetrischen Ankopplung für die betrachtete Struktur vernachlässigbar.

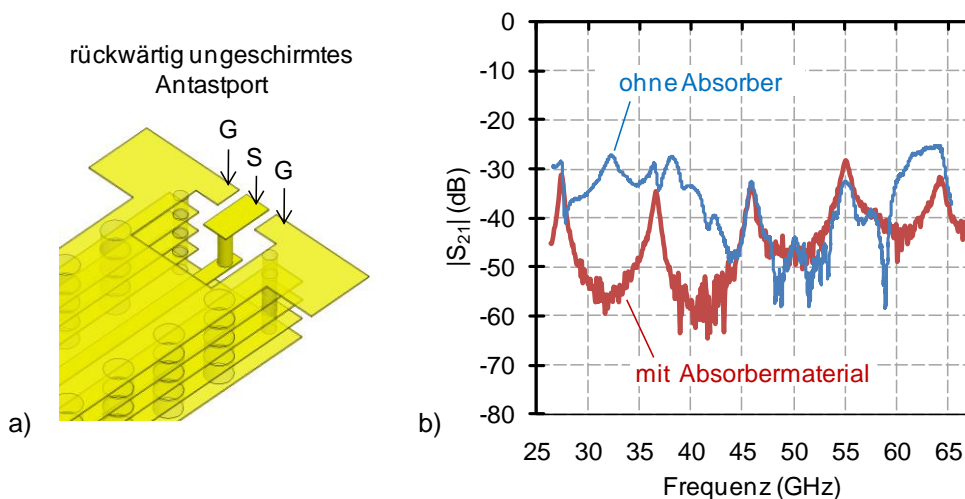
Schlussfolgerung: Bei der Herstellung der Ringresonatoren werden Ring, Koppelspalt und die unmittelbar speisende Leitung mit einem Sieb in einem Prozessschritt strukturiert. Dabei liegt die Strukturierungstoleranz bei  $5 \mu\text{m}$  und damit weit unter der Schwelle von  $50 \mu\text{m}$ . Weitere Faktoren, die in diesem Fall zu einer unsymmetrischen Ankopplung führen, sind zu vernachlässigen (z.B. lateral unterschiedliche Schwindungsfaktoren bei der Sinterung), da sie keinen weiteren wesentlichen Anteil zur Verschiebung beisteuern. Die Effekte einer unsymmetrischen Ankopplung des Ringresonators nach Abbildung A3.14b bleiben daher in den weiteren Untersuchungen unberücksichtigt.

### 3.2.8 Probleme koplanarer Antastung – parasitäre Signalpfade

Wie im Abschnitt 3.2.4 beschrieben, ist es das Ziel Resonanzstellen der Ringresonatoren mit Transmissionskoeffizienten von  $S_{21} = -20 \text{ dB}$  und niedriger zu generieren. Bei Transmissionsdämpfungen von größer  $20 \text{ dB}$  und darüber wird nur ein sehr geringer Teil der Signalenergie durch den Resonator übertragen (weniger als  $1\%$ ). Die Speisung des Resonators erfolgt über koplanare Antastports und ungeschirmte Messspitzen. Damit ist an dieser Stelle prinzipiell die Möglichkeit der Ausbildung von parasitären Wellenmoden gegeben.

Signalpfade, die außerhalb des Resonators verlaufen, reduzieren die Messempfindlichkeit der Anordnung. Im Besonderen kann die Transmissionsdämpfung bei Frequenzen um  $60 \text{ GHz}$  und darüber weit unter  $20 \text{ dB}$  sinken, sodass die Resonanzstellen des Resonators nicht mehr aufgelöst werden können. Um die Entstehung von parasitären Wellenmoden zu minimieren ist eine gute Anpassung des Antastports in Verbindung mit einer hinreichenden Schirmung für die Messung der Ringresonatoren unerlässlich.

Die Speisung von Hochfrequenzstrukturen in der 3D-EM-Feldsimulation erfolgt über die begrenzenden und definierten Flächen des 3D-Modells (über sogenannte Wellenports). In Abbildung A3.17a ist ein koplanarer Antastport zu sehen. Er kann relativ einfach im 3D-Simulator mit dem geeigneten Wellenmodus gespeist werden. Da er einseitig geöffnet ist, kann hier eine definierte Grenzfläche angesetzt werden. Deshalb wurde für die Speisung des Resonators zunächst diese Antastkonfiguration gewählt.

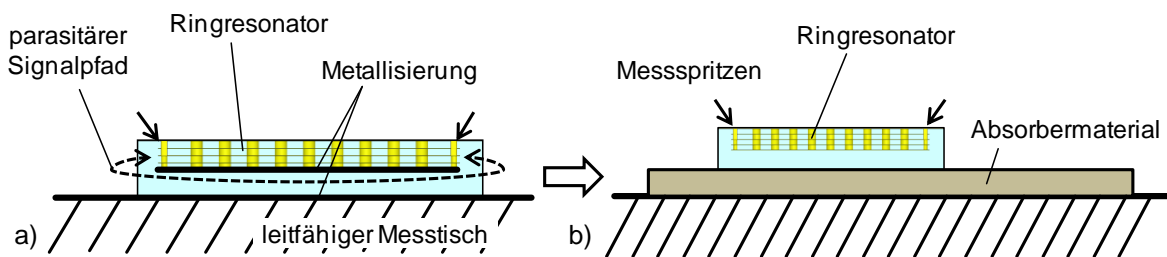


A3.17 a) rückwärtig ungeschirmte Antastports  
b) gemessene Transmissionskoeffizienten einer Ringresonatoranordnung mit rückwärtig ungeschirmten Antastports, mit und ohne Absorber

Nach der Optimierung mit den Ringresonatoren wurde die Gesamtstruktur hergestellt. Die Messwerte zur Gesamtstruktur unterscheiden sich wesentlich von den simulierten Werten, insbesondere im Bereich um  $60\text{ GHz}$  lassen sich keine charakteristischen Resonanzstellen auflösen, Abbildung A3.17b.

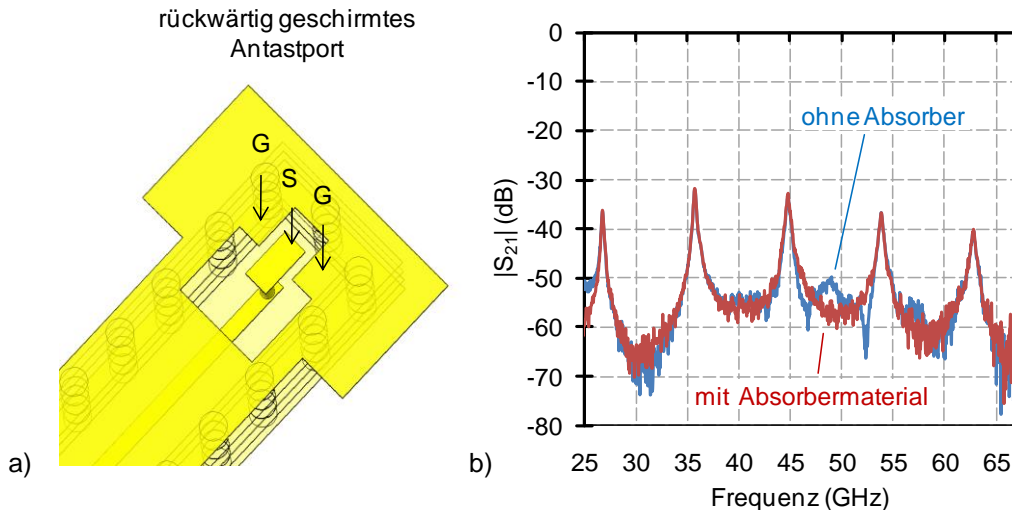
Die Messanordnung weist eine unbestimmte Transmissionscharakteristik auf. Dabei sind die Dämpfungswerte im Allgemeinen zu niedrig. Da der zusätzliche Energieanteil nicht durch die Resonatoranordnung selbst übertragen werden kann, müssen parasitäre Signalpfade außerhalb des Resonators existieren.

Zur Unterdrückung dieser parasitären Signalpfade wurde daraufhin ein Ferritresonanzabsorber [Cho] eingesetzt und die Messung wiederholt. Bei dem Absorber handelt es sich um ein Ferrit, welches im entsprechenden Frequenzbereich durch hohe Verluste gekennzeichnet ist. Die Platzierung des Materials zwischen Messtisch und Messobjekt führte zu einer Erhöhung der Messempfindlichkeit der Anordnung, so dass die Resonanzstellen der Resonatoren aufgelöst werden konnten, Abbildung A3.18. Damit ließ sich ein parasitärer Signalpfad zwischen Messtisch und Ringresonator eindeutig nachweisen. Die Positionierung des Absorbers zwischen den Messspitzen auf der Oberseite des Resonators hatte keine Auswirkungen auf das Übertragungsverhalten der Messanordnung. Technologisch bedingt waren zusätzliche Dummy-Lagen unter dem Resonator notwendig. Der durch die Messanordnung geschaffene Raum zwischen metallisierter Unterseite des Resonators und dem leitfähigen Messtisch bildet einen Wellenleiter und unterstützt den ungewollten Energietransport.



A3.18 a) Messanordnung ohne Absorbermaterial, b) Messanordnung mit Absorbermaterial

In Abbildung A3.19a ist ein Antastport zu sehen, welches im rückwärtigen Raum zusätzlich geschirmt ist. Die Abbildung A3.19b zeigt die mit den optimierten Ports gemessenen Transmissionskoeffizienten der Ringresonatoranordnung. Sowohl mit als auch ohne Absorber können die Resonanzstellen gleichermaßen gut aufgelöst werden. Die Messempfindlichkeit liegt bei  $S_{21} = -50\text{ dB}$  und darunter bis hin zu einer Frequenz von  $67\text{ GHz}$ . Damit liegt sie etwa  $20$  bis  $30\text{ dB}$  unter den Resonanzstellen des Resonators. Der Einsatz von Absorbermaterial bewirkt hier keine Verbesserung der Transmissionscharakteristik. Durch die Verwendung des rückwärtig geschirmten Ports werden somit die parasitären Signalpfade erfolgreich eliminiert.



A3.19 a) rückwärtig geschirmtes Antastport  
 b) Transmissionskoeffizient einer Ringresonatoranordnung und optimierte Antastports, mit und ohne Absorber

Die praktischen Erfahrungen bei der Messung an Ringresonatoren lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Für die erfolgreiche Synthese von Hochfrequenzstrukturen im Bereich von  $60\text{ GHz}$  mittels 3D-EM-Feldsimulatoren ist nicht nur ein genaues Modell entscheidend, sondern auch eine korrekte Speisung. Hier gibt es jedoch wesentliche Unterschiede zwischen 3D-EM-Simulation und Realität, die nicht, oder nur teilweise kompensiert werden können.

Folgende wesentliche Probleme traten auf:

Beim Wellenport der Simulation existiert kein rückwärtiger Raum. Darunter versteht man, dass sich Wellenmoden nicht im Modellraum, sondern nur von definierten Speiseports aus einprägen lassen. Weiterhin unterscheidet sich die Einspeisrichtung zwischen Simulation und Messung. Während der Simulation wird in Richtung der Leitung eingespeist. In der Realität werden die Messspitzen jedoch schräg von oben aufgesetzt, wodurch die jeweils eingepprägten Wellenmoden verschieden sind, was zu Differenzen zwischen Simulation und Messung führt.

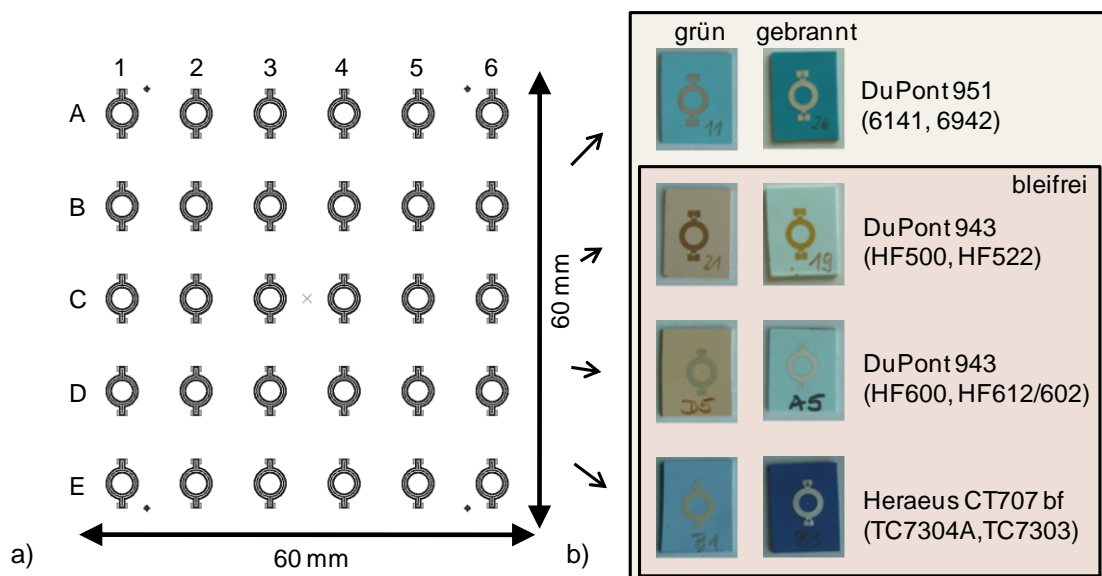
Bei der Simulation von Hochfrequenzstrukturen werden vom speisenden Port bis zur Struktur hinreichend lange und homogene Zuleitungen verwendet. Damit wird die Möglichkeit zur Ausbildung des korrekten und vom Port weitgehend unabhängigen Wellenmodes geschaffen. Die Gestaltung von „geschlossenen“ Antastports mit 3D-Simulatoren ist dagegen weit schwieriger, weil eine unmittelbare Speisung durch flächige Wellenports im Modellraum unmöglich ist (Grenzen des Feldsimulators HFSS, Stand 2009). Es besteht jedoch die Möglichkeit, vor dem eigentlichen Antastport einzuspeisen. Damit findet eine neue Methode der Optimierung des Antastports Anwendung, wobei die Messspitzen in die Simulation einbezogen werden müssen.

Diese Verfahrens-weise hat jedoch einen wesentlichen Nachteil. Die Ergebnisse der Simulationen beinhalten sowohl die Unzulänglichkeiten der Modellspitzen, welche infolge der Kalibrierung bei den Messungen größtenteils nicht in Erscheinung treten, als auch die des gesamten Übergangs. Solche Simulationen können nicht unmittelbar durch Messungen verifiziert werden.

### 3.2.9 Versuchsaufbau

Der Ausgangspunkt für die Untersuchungen waren ungebrannte (grüne) Ring-resonatoren. Bis zu diesem Punkt erfolgte die Bearbeitung und Prozessierung der LTCC-Substrate mit den unterschiedlichen Materialien auf gleiche Weise und mit identischen Sieben. Die Abbildung A3.20 zeigt das Layout von 30 gleichen Resonatoren (im Nutzen). Die noch grünen Resonatoren wurden auf einer Heizplatte (50°C– 70°C) mit einem Messer vereinzelt und anschließend bei verschiedenen Sinterprofilen gebrannt. Anschließend wurde den Einfluss dieses Teilprozesses auf die Materialeigenschaften untersucht. Dabei erfolgte zusätzlich eine Betrachtung der Herstellungstoleranzen zwischen außen- und innenliegenden Resonatoren eines Nutzens und Herstellungstoleranzen zwischen verschiedenen Nutzen. Die Kennwertschwankungen der Ausgangsmaterialien, wie zum Beispiel losabhängige Abweichung der grünen Folie oder die Pastenalterung wurden nicht berücksichtigt.

Die Untersuchung erfolgte zunächst als Referenz an DuPont 951. Danach folgten Resonatoren aus den bleifreien LTCC-Systemen DuPont 943 und Heraeus CT707 bleifrei. Zur Bewertung der prozess- und materialbedingten Toleranzen wurden (mindestens) vier Resonatoren gleichzeitig gesintert (jeweils aus dem inneren und dem äußeren Randbereich zweier Substrate des untersuchten Materialsystems, die losabhängigen Schwankungen der Materialeigenschaften blieben unberücksichtigt).



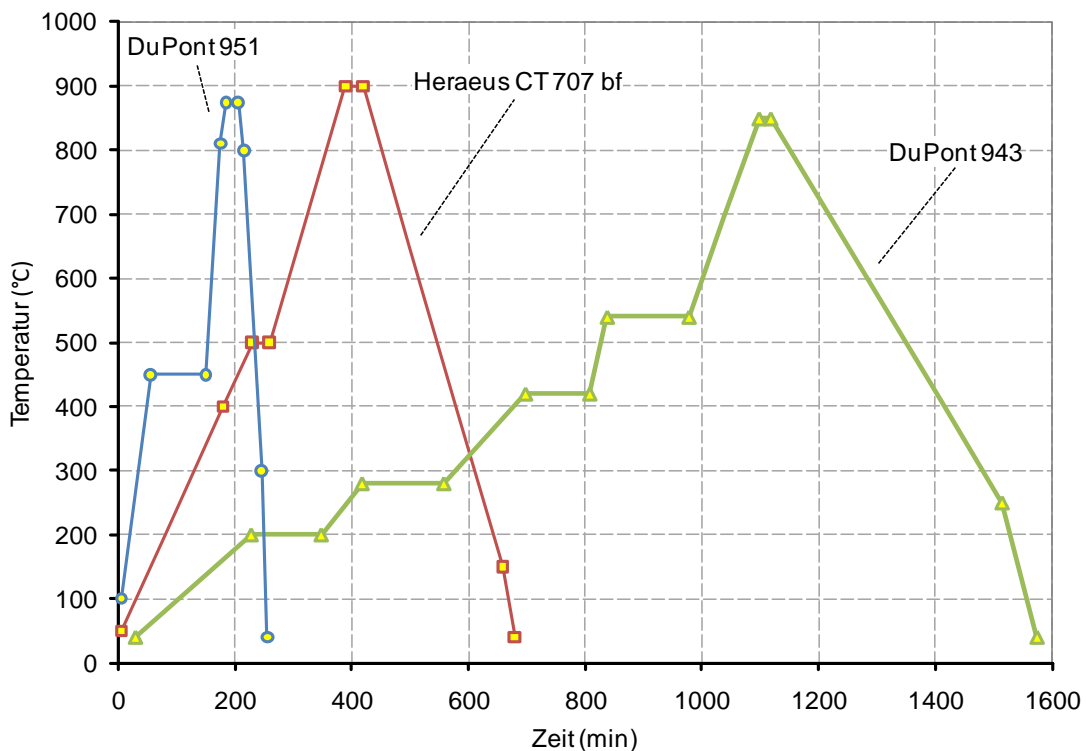
A3.20 a) Layout für die Herstellung der Ringresonatoren  
b) Darstellung der untersuchten LTCC-Tapesysteme



### 3.2.10 Sinterprofile

Tape Hersteller wie DuPont und Heraeus geben charakteristische Werte für die Permittivität und den Verlustwinkel der Glaskeramik ihrer LTCC-Materialsysteme an. Bei der Herstellung werden diese Werte bei entsprechender Einhaltung des vorgeschriebenen Sinterprofiles innerhalb eines angegebenen Toleranzbereiches erreicht. Um eine konstante Qualität zu gewährleisten, ist eine gleichbleibende Prozessführung unerlässlich. Änderungen am Sinterprofil können zu abweichenden Materialwerten führen, im Besonderen bei veränderter Verweildauer bei Spitzentemperatur (Peakdauer  $t_p$ ) und veränderten Spitzentemperaturen (Peaktemperaturen  $T_p$ ). Mehrfacheinbrände (Post-Fire-Prozesse), Sinterzeitverlängerungen (bei dicken Substraten) oder eine nicht hinreichende Ofencharakteristik (Temperaturrampen) führen zu Diskrepanzen zu den vorgeschriebenen Sinterprofilen. Nicht zuletzt spielen Kosten, welche bei hohen Spitzentemperaturen und langen Sinterzeiten entstehen, eine in der industriellen Fertigung nicht zu vernachlässigende Rolle.

Die in Abbildung A3.21 dargestellten Herstellersinterprofile unterscheiden sich im Wesentlichen in ihren Temperaturrampen [Dup], [Her], was eine große Auswirkung auf die Gesamtbrennzeit hat. Um ein optimales Ausgasen der organischen Bestandteile aus der Grünfolie zu gewährleisten, werden dabei verschiedene Strategien verfolgt. Beim Profil von DuPont 951 wird nach einem relativ schnellen Anstieg der Temperatur ( $12\text{ K/min}$ ) auf  $450^\circ\text{C}$  die Temperatur für einige Zeit konstant gehalten. Bei hohen Temperaturen erfolgt eine schnellere Entgasung der Grünfolie, was ein



A3.21 Herstellersinterprofil für DuPont DP 951 und DP 943 sowie Heraeus CT707 bleifrei

kurzes Sinterprofil mit einer Gesamtsinterdauer von *245 min* ermöglicht. Dagegen kann ein zu schnelles Ausgasen einen negativen Einfluss auf die Oberflächentopologie des LTCC-Substrates nach dem Sinterprozess haben. Darüber hinaus kann es zu Problemen bei der Ableitung der Abgase aus und weg vom LTCC-Substrat kommen, was zu einer völligen Zerstörung des Keramikkörpers führen kann (Risse, Delaminationen, Ablagerungen, Verwölbung).

Beim dargestellten Sinterprofil von Heraeus CT707 bleifrei wird dagegen ein geringerer Temperaturanstieg gewählt (*2 K/min*) als bei DuPont 951. Das macht ein Halten der Temperatur unter der Sintertemperatur weitgehend unnötig (in Abhängigkeit von der Dicke des LTCC-Substrates). Daher ist bei langsamen Temperaturrampen schon bei Erreichen der maximalen Burnouttemperatur (*450 – 600°C*) die gesamte Organik aus der grünen Glaskeramik entwichen, sodass nahtlos mit dem eigentlichen Sinterschritt fortgesetzt werden kann. Die Gesamtsinterdauer liegt bei *680 min* ( $\approx 11,5 h$ ).

Im Vergleich ist besonders das Profil für DP 943 mit über *24* unakzeptabel lang. Das Profil ist durch verschiedene Temperaturhaltepunkte gekennzeichnet. Die dabei verfolgte Strategie dient zur Verbesserung der Oberflächentopologie des Glaskeramiksubstrates und lässt sich kontrovers diskutieren. Einerseits könnten die Temperaturhaltepunkte zielgerichtet für ein differentielles und kontrolliertes Ausgasen der verschiedenen organischen Stoffe angesetzt werden, andererseits wird damit auf einfache Weise die Aufheizrate deutlich verkleinert. Die genaue Strategie des Herstellers ist an dieser Stelle nicht nachvollziehbar. Das Ziel einer deutlichen Verbesserung der Oberflächentopologie steht jedoch fest.

### **3.2.11 Flüssigphasensintern von LTCC**

Der eigentliche Sintervorgang beginnt bei Temperaturen von *500°C* bis *600°C* durch das Aufschmelzen der in der Grünfolie enthaltenen Glaspartikel. Der viskose Fluss der Glasphase und die einhergehende Teilchenumlagerung führen zu einer schnellen Zunahme der Dichte des LTCC-Körpers (Flüssigphasensintern) [Ebe]. Zusätzlich können feste Bestandteile (Keramik, kristalline Phasen) in Lösung gehen und andere ausgeschieden werden. Während des Sintervorgangs erhöht sich die Festigkeit und der kristalline Anteil im LTCC-Körper.

Die Peaktemperatur und die Peakzeit sind die wesentlichen Einflussfaktoren des Verdichtungsprozesses und bestimmen die resultierenden elektrischen Eigenschaften maßgeblich. Anders ausgedrückt, beeinflusst die Flächenbilanz unter der Temperaturkurve im Sinterbereich des Brennprofils die Stoffeigenschaften nachhaltig, Abbildung A3.22. Im optimalen Fall werden kurz nach dem Verdichtungsprozess durch die Flüssigphase weitere Auskristallisationen von Phasen beendet

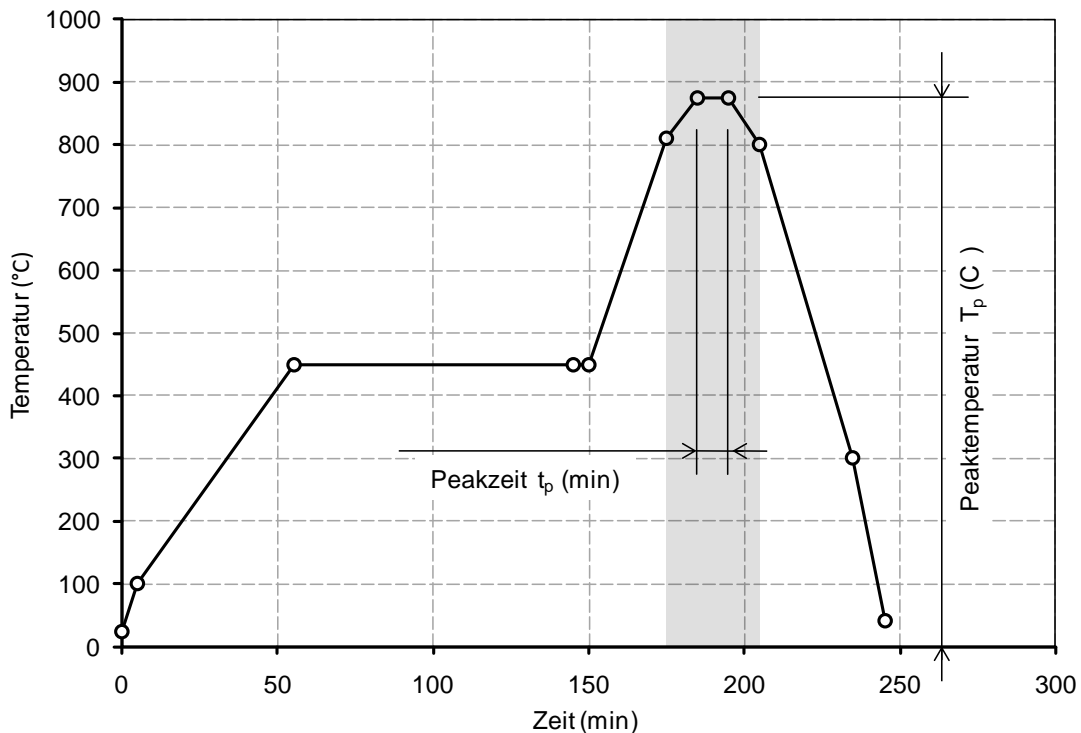
beziehungsweise ein Gleichgewicht zwischen Phasenbildung und Phasendegradation erreicht.

In Anlehnung an das laut Datenblatt empfohlene Brennprofil von DuPont 951 [Dup] wird in den folgenden Betrachtungen das Normalbrennprofil aus Abbildung A3.22 angewendet. Dabei bleibt das Profil bis zum Ende einer ausreichend langen Ausgasungsphase (*100 min, 450°C*) für alle Brennvorgänge gleich. Nachdem alle organischen Bestandteile aus den grünen Laminaten entwichen sind, folgt der Sinterprozess. In dieser Sinterphase werden zwei Parameter variiert:

Peaktemperatur: 825 ... 900°C

Peakzeit: 10 ... 240 min

Die vom Hersteller empfohlenen Profile von DuPont 943 und Heraeus CT707 bleifrei wurden in die Untersuchung einbezogen.



A3.22 Normalbrennprofil - DuPont 951 [Dup]

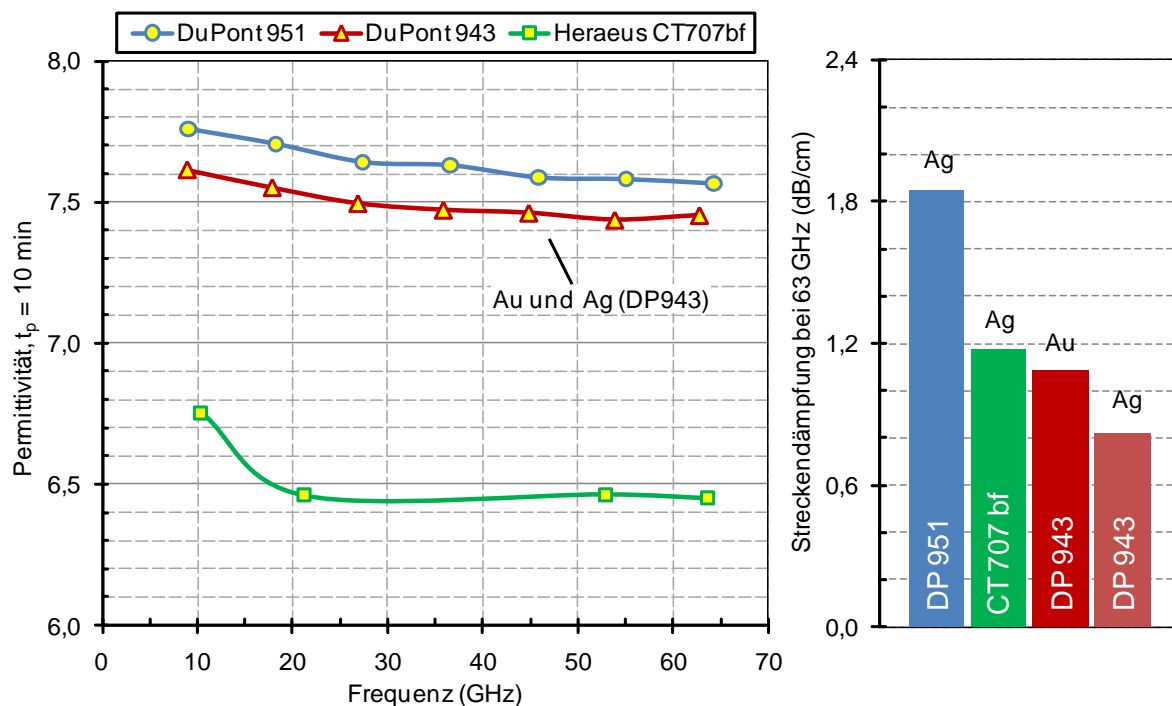
### 3.3 Einfluss von Sinterzeit und Sintertemperatur auf die dielektrischen Eigenschaften von LTCC bei $\geq 60$ GHz

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Größen Sintertemperatur und Sinterzeit auf die Permittivität sowie die Verluste exemplarisch an den LTCC-Systemen (DuPont 951, DuPont 943, Heraeus CT 707 bleifrei) für Frequenzen bis  $67$  GHz untersucht. Dazu wird die Glaskeramik im Verbund mit den Metallisierungen betrachtet, um dem industriellen Einsatzfall möglichst nahe zu kommen.

#### 3.3.1 Vergleich Permittivität und Verluste – Herstellersinterprofile

Wie in den Abschnitten 3.2.10 und 3.2.11 beschrieben, wurden Ringresonatoren aus DuPont 951, DuPont 943 und Heraeus CT 707 bleifrei mit den von den Herstellern empfohlenen Profilen gesintert und die jeweiligen Permittivitäten und Verluste ermittelt. In Abbildung A3.23 sind die Verläufe der Permittivität über der Frequenz im Bereich von  $9$  GHz bis  $64$  GHz und die Verluste bei  $63$  GHz für die verschiedenen Materialsysteme dargestellt. Die der Auswertung zugrunde liegenden Punkte sind in den Kurven markiert und entsprechen jeweils dem Mittelwert der Permittivität von vier gemeinsam gesinterten Ringresonatoren. Die Standardabweichung ist jeweils kleiner  $0,04$ .

Weiterhin ist zu erkennen, dass die Permittivität von DuPont 951 mit steigender Frequenz von  $\epsilon_r = 7,75$  bei  $9$  GHz auf  $\epsilon_r = 7,56$  bei  $64$  GHz kontinuierlich abnimmt.



A3.23 Darstellung der frequenzabhängigen Permittivität der LTCC-Materialien DuPont 951, DuPont 943 und Heraeus CT707 bleifrei und deren Verlusteigenschaften bei  $63$  GHz

Für die Permittivität wird vom Hersteller ein Wert  $\epsilon_{rH} = 7,8$  bei 3 GHz angegeben [Dup]. Die lineare Extrapolation der Kurve zu niedrigen Frequenzen hin bestätigt diesen Wert.

Das Frequenzverhalten der Permittivität von DuPont 943 ist mit dem von DuPont 951 vergleichbar. Jedoch ist die Permittivität von Dupont 943 etwas kleiner und fällt kontinuierlich mit der Frequenz von  $\epsilon_r = 7,60$  bei 9 GHz auf  $\epsilon_r = 7,45$  bei 63 GHz ab. DuPont gibt die Permittivität mit  $\epsilon_{rH} = 7,40$  bei 40 GHz an [Dup]. Bei 40 GHz liegt der ermittelte Wert von  $\epsilon_r = 7,48$  etwas über den Herstellerangaben. Unter Berücksichtigung von Messfehlern und Toleranzen (Abschnitte 3.2.4, 3.2.5, 3.2.6), liegt der Wert innerhalb des zulässigen Bereiches.

Im Vergleich zu den beiden DuPont-Materialien ist die Permittivität von Heraeus CT707 bleifrei wesentlich kleiner. Im Bereich von 10 GHz bis 20 GHz sinkt die Permittivität zunächst von  $\epsilon_r = 6,75$  auf  $\epsilon_r = 6,45$ . Ab Frequenzen von 20 GHz bis 63 GHz bleibt der Wert bei  $\epsilon_r = 6,45$  konstant. Vom Hersteller konnten keine schlüssigen Daten für Heraeus CT707 bleifrei ermittelt werden. Für bleihaltiges Heraeus CT707 wird in Datenblättern eine Permittivität von  $\epsilon_r = 6,4$  bei 2,5 GHz angegeben [Her].

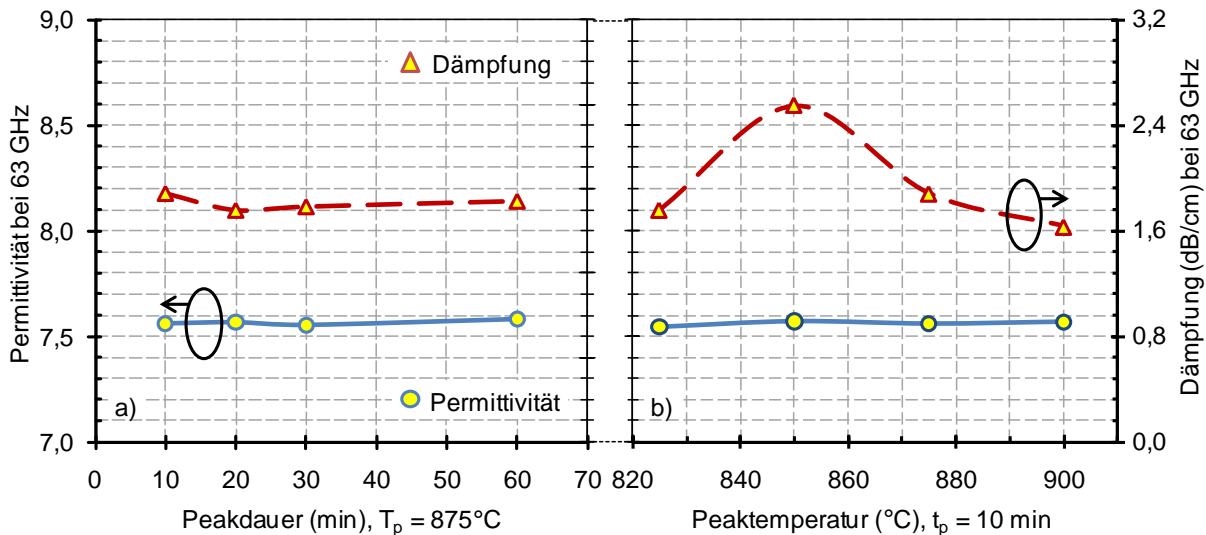
Im Hinblick auf die Verluste, schneidet DuPont 951 im Silbersystem (DP6942) mit einer Dämpfung von  $\alpha_a = 1,85 \text{ dB/cm}$  bei 63 GHz erwartungsgemäß am schlechtesten ab. Die Dämpfung von Heraeus CT707 bleifrei im Silbersystem (CT7303) liegt bei 63 GHz mit  $\alpha_a = 1,13 \text{ dB/cm}$  niedriger als bei DuPont 951. Die niedrigste Dämpfung wird mit DuPont 943 und Silber (HF612) erzielt und beträgt  $\alpha_a = 0,82 \text{ dB/cm}$ .

Bei DuPont 943 im Goldsystem (HF502) tritt eine Dämpfung von  $1,07 \text{ dB/cm}$  auf. Bei der Verwendung von Gold statt Silber, ist bei 63 GHz mit einer Erhöhung der Dämpfungswerte um ca.  $0,25 \text{ dB/cm}$  zu rechnen. Die in der Abbildung A3.23 dargestellten Verluste gelten für eine Stripline HF-Struktur mit einem Abstand der Masseflächen von  $\sim 420 \mu\text{m}$  und einer Signalleiterbreite von  $90 \mu\text{m}$ .

Zusammenfassung: Sowohl die DuPont-Materialien als auch Heraeus CT707 bleifrei können die elektrischen Anforderungen an Hochfrequenzdielektrika für den 63 GHz Bereich erfüllen (wie im Abschnitt 3.2.11 beschrieben). Bezüglich einer konstanten Permittivität über den gesamten Frequenzbereich bei guten Verlusteigenschaften ist Heraeus CT707 bleifrei besonders hervorzuheben. DuPont 943 besitzt wiederum herausragende Verlusteigenschaften. Im Vergleich zu den untersuchten Glaskeramiken hat  $\text{Al}_2\text{O}_3$  jedoch weit niedrigere Verluste (vgl. Kapitel 1/1.6, Tabelle T1.1).

### 3.3.2 DuPont 951

In Abbildung A3.24 werden sowohl die Änderung der Permittivitätswerte als auch die Verluste von DuPont 951 im Silbersystem (DP6942) in Abhängigkeit von der Verweildauer bei Spitzentemperatur (= Peakdauer,  $t_p$ ) und von der Spitzentemperatur (= Peaktemperatur,  $T_p$ ) bei 63 GHz dargestellt. Die Markierungen in den Kurven kennzeichnen jeweils die der Auswertung zugrundeliegenden Resonanzstellen  $f_{r7}$  um 63 GHz für die unterschiedlich gebrannten Resonatoren.



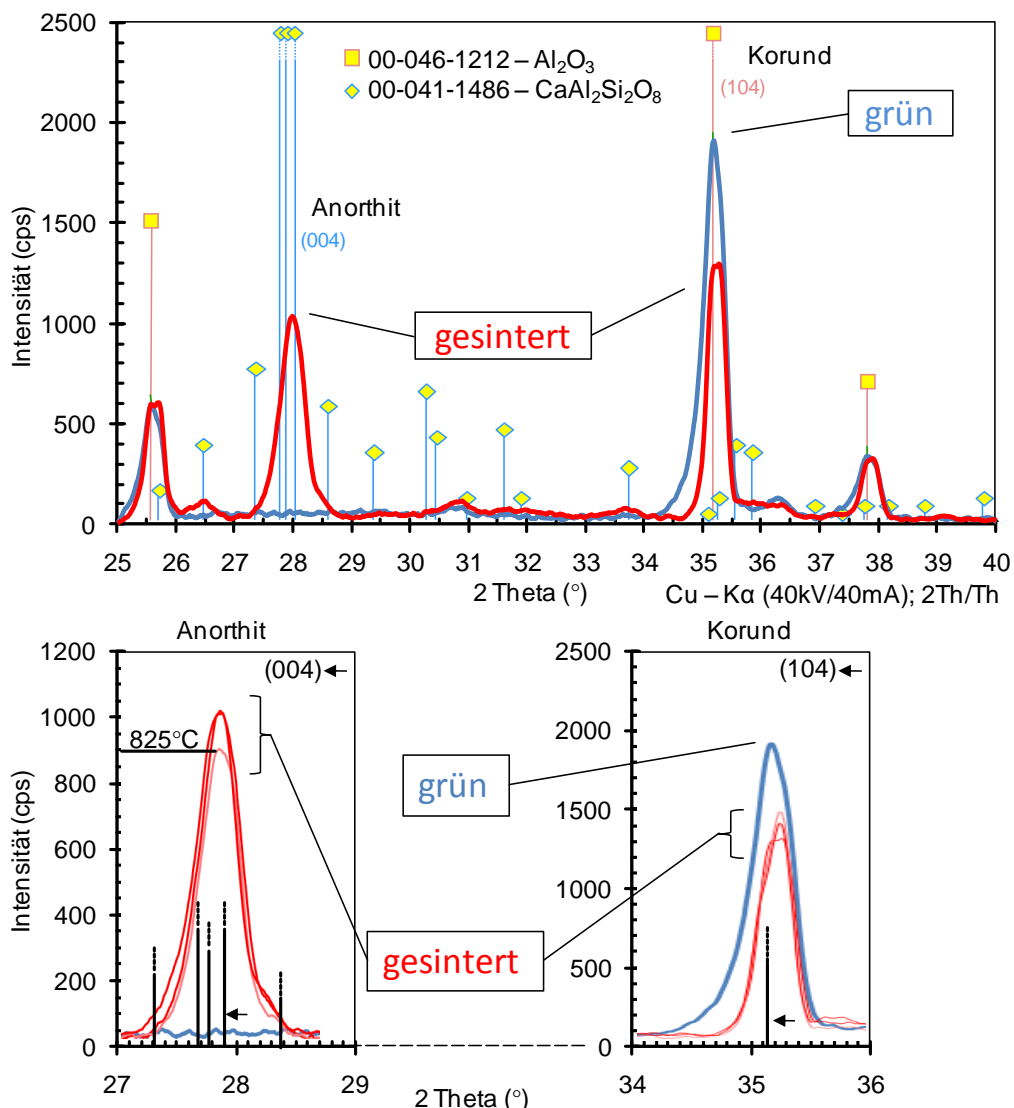
A3.24 Permittivität und Dämpfung bei 63 GHz  
 a) in Abhängigkeit von der Peakdauer  
 b) in Abhängigkeit von Peaktemperatur

Die Permittivität von DuPont 951 bei 63 GHz ist  $\epsilon_r = 7,56$  und bleibt durch die Verlängerung der Peakzeit  $t_p$  bei einer gleichbleibenden Peaktemperatur von  $T_p = 875^\circ\text{C}$  unbeeinflusst, A3.24a. Darüber hinaus bleibt die Permittivität auch bei einer Änderung der Peaktemperatur auf  $T_p = 825^\circ\text{C}$ ,  $850^\circ\text{C}$  und  $900^\circ\text{C}$  unverändert, A3.24b. Zusätzliche Untersuchungen zeigten, dass selbst eine Verlängerung der Peakdauer auf  $t_p = 120\text{ min}$  bei einer Spitzentemperatur von  $T_p = 900^\circ\text{C}$  keinen Einfluss auf die Permittivität hat. Die Auswertung der Resonanzstellen  $f_{r1}$  bis  $f_{r6}$  ergab, dass diese Charakteristik auf den niedrigeren Frequenzbereich übertragbar ist. Die leicht frequenzabhängigen Permittivitätswerte können aus Abbildung A3.23 entnommen werden.

Die Dämpfung der Ringresonatoren (Dupont 951 + Silber) bei Veränderung der Peakdauer und einer Sintertemperatur  $T_p = 875^\circ\text{C}$  liegt bei  $\alpha_7 = 0,59\text{ dB/cm}$ , A3.24a. Ein leichter Abfall des Dämpfungswertes ist bei einer Änderung der Peakdauer von  $t_p = 10\text{ min}$  auf  $t_p = 20\text{ min}$  zu beobachten. Das deutet darauf hin, dass der Sintervorgang des ca.  $640\text{ }\mu\text{m}$  dicken LTCC-Laminates bei einer Peakdauer von  $t_p = 10\text{ min}$  und Peaktemperaturen von  $T = 875^\circ\text{C}$  nicht vollständig abgeschlossen ist. Bei einer Verlängerung der Peakdauer ist keine weitere Abhängigkeit erkennbar. Etwas anders verhält es sich bei Veränderungen der Peaktemperatur, A3.24b. Die Dämpfung bei

63 GHz steigt zunächst mit der Peaktemperatur auf  $\alpha_7 = 0,8 \text{ dB/cm}$  bei  $T_p = 850^\circ\text{C}$  an, um dann wieder auf den Ausgangswert von etwa 0,59 bei  $T_p = 875^\circ\text{C}$  abzufallen und erreicht schließlich das Minimum bei der maximalen Peaktemperatur von  $T_p = 900^\circ\text{C}$ . Dieses charakteristische Verhalten tritt bei längeren Temperaturhaltezeiten nicht in Erscheinung ( $t_p > 20 \text{ min}$ ).

Anschließend wurde mittels Röntgenbeugung<sup>12</sup> die Kristallstruktur untersucht [Spi]. Die Abbildung A3.25 zeigt das Diffraktogramm der grünen Keramik und der gesinterten, nichtmetallisierten Seite der Resonatoren (bei Temperaturen von  $T_p = 825^\circ\text{C}$  bis  $900^\circ\text{C}$ , jeweils für  $t_p = 10 \text{ min}$ ) im Winkelbereich von  $2\Theta$  ( $2\theta$ ) von  $25^\circ$  bis  $40^\circ$ . Die Kurven wurden etwas geglättet und der Untergrund entfernt.



A3.25 Diffraktogramme für grünes und gesintertes DuPont 951

<sup>12</sup> Die Röntgenbeugung (englisch: X-Ray Diffraction, XRD) ist die Beugung von Röntgenstrahlung an geordneten Strukturen wie Kristallen oder Quasikristallen und eine Standardmethode zur Strukturauflösung. Da Kristalle aus dreidimensionalen und periodisch angeordneten Struktureinheiten bestehen, treten für ganz bestimmte Einstrahlwinkel  $\Theta$  konstruktive Interferenzen in Erscheinung. Der Einstrahlwinkel  $\Theta$  spiegelt dabei nach der sogenannten Bragg-Gleichung den Winkel zur jeweiligen Netzebene des Kristalls wieder (Bragg-Winkel), sodass Kristalle qualitativ und quantitativ untersucht werden können [Spi]. Die amorphen Glasphasen der LTCC werden nicht berücksichtigt.

Der charakteristische Peak von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Keramik (104) liegt bei ca.  $2\theta = 35,2^\circ$ . Die grüne Keramik enthält offensichtlich  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Korund) und weist den intensivsten Peak auf. In der grünen Keramik sind keine anderen kristallinen Phasen erkennbar. Infolge des Sinterns reduziert sich die kristalline Phase von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und es kommt zur Bildung von Anorthit ( $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$ ), Sillimanit ( $\text{Al}_2\text{SiO}_5$ ) und anderen Phasen. Schon bei einer Peaktemperatur von  $T_p = 825^\circ\text{C}$  und nach einer kurzen Peakdauer  $t_p = 10 \text{ min}$  ist die Auskristallisation weitgehend abgeschlossen. Eine Erhöhung der Peaktemperatur oder eine Verlängerung der Peakdauer führte nur im geringen Maße zu einer weiteren Ausbildung der kristallinen Phase von Anorthit. Es wird ein gewisser Sättigungszustand erreicht. Bei der Bildung von Anorthit und Sillimanit handelt es sich um einen Vorgang, welcher Lösungs- und Auskristallisationsprozesse einschließt. Es ist davon auszugehen, dass nach kurzer Sinterzeit nicht mehr genug Flüssigphase existiert, um noch weitere Lösungsprozesse zu generieren.

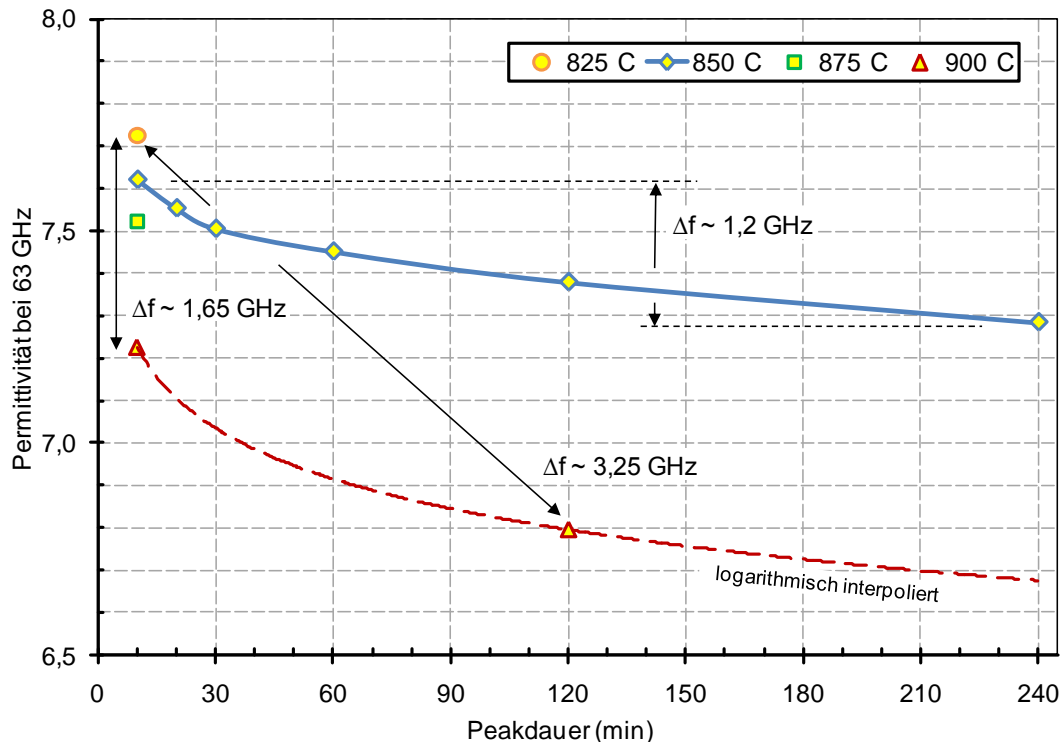
Bei hinreichenden Sinterparametern ( $t_p > 20 \text{ min}$ ,  $T_p > 850^\circ\text{C}$ ) erfolgt keine weitere wesentliche Verfestigung des Materials (bzw. Erhöhung der Viskosität im erwärmten Zustand), so dass bei allen durchgeführten Sinterungen eine wiederholte Erwärmung (Post-Fire-Prozesse) zu keiner bedeutenden Phasenveränderung führt. Dies hat unmittelbare Auswirkungen auf die elektrischen Eigenschaften und ist für die nahezu gleichbleibende Permittivität maßgeblich verantwortlich. Aus Sicht der elektrischen Anwendungen ist kein signifikanter Einfluss zu erwarten. Der Zusammenhang zwischen der Bildung der kristallinen Phase von Anorthit von DuPont 951 und der Gesamtviskosität beim Sintern wird in den Dissertationsarbeiten [Hin] und [Tor] diskutiert.

Zusammenfassung: Die angestrebten technologischen Anforderungen hinsichtlich der optimalen Sintereigenschaften von LTCC, wie in dem Abschnitt 3.2.11 beschrieben, werden von DuPont 951 erfüllt.



### 3.3.3 DuPont 943

In Abbildung A3.26 wird die Permittivität von DuPont 943 im Silbersystem bei 63 GHz sowohl in Abhängigkeit von der Peaktemperatur als auch von der Peakdauer dargestellt. Die Markierungen spiegeln jeweils verschiedene Sintervorgänge wieder.



A3.26 Permittivität in Abhängigkeit von der Peakdauer und von der Peaktemperatur bei 63 GHz für DuPont 943 (Goldsystem)

Es ist deutlich erkennbar, dass die Permittivität von DuPont 943 mit zunehmender Peakdauer kontinuierlich sinkt, zunächst etwas stärker, dann mäßig. Selbst nach einer Peakdauer von  $t_p = 240 \text{ min}$  kann bei einer Peaktemperatur  $T_p = 850^\circ\text{C}$  eine Abhängigkeit der Permittivität von der Peakdauer nachgewiesen werden. Eine Verlängerung der Peakdauer von  $10 \text{ min}$  auf  $240 \text{ min}$  verändert die Permittivität um etwa  $\Delta\epsilon_r = -0,33$ . Das entspricht einer Frequenzverstimmung von  $\Delta f = 1,2 \text{ GHz}$  für resonante Strukturen im 60 GHz Bereich.

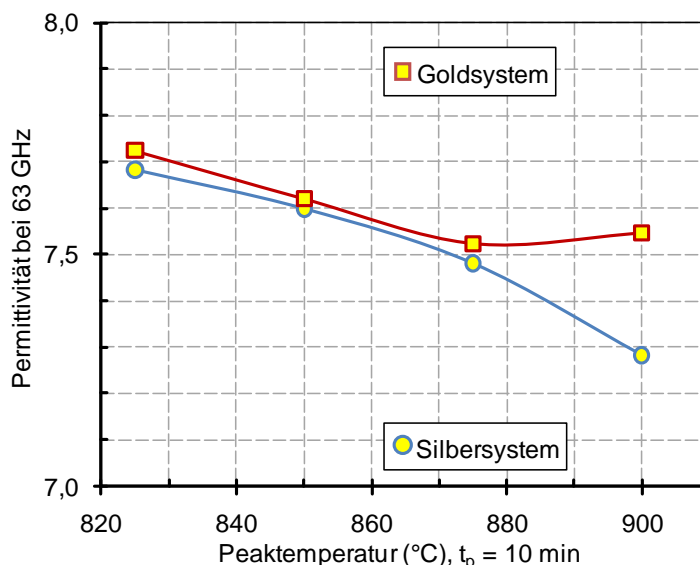
Die Änderung der Peaktemperatur hat einen vergleichbaren Einfluss. Mit steigender Peaktemperatur sinkt die Permittivität. Im Silbersystem (HF612) ändert sich die Permittivität um etwa  $\Delta\epsilon_r = -0,5$  bei einer konstanten Peakdauer von  $t_p = 10 \text{ min}$ .

In den Untersuchungen von DuPont 943 konnte durch die Veränderung des Sinterregimes eine maximale Veränderung der Permittivität von  $\Delta\epsilon_r = -0,92$  hervorgerufen werden. Das entspricht einer Frequenzverschiebung von  $\Delta f = 3,25 \text{ GHz}$  für resonante Strukturen im 60 GHz Bereich. Die Frequenzverstimmung von  $\Delta f = 3,15$  des 40 GHz Filters aus Abschnitt 3.1.2 ist hauptsächlich auf die sinterbedingte Veränderung der Permittivität von DuPont 943 zurückzuführen.

Dabei ist eine Korrelation zwischen Peakdauer und Peaktemperatur festzustellen. Durch verschiedene Sinterstrategien kann in einem gewissen Rahmen die gleiche Permittivität erzielt werden, beispielsweise durch die Anwendung einer hohen Peaktemperatur und kurzen Peakdauer oder einer niedriger Peaktemperatur und längeren Peakdauer. Die entsprechenden Werte können der Abbildung A3.26 entnommen werden.

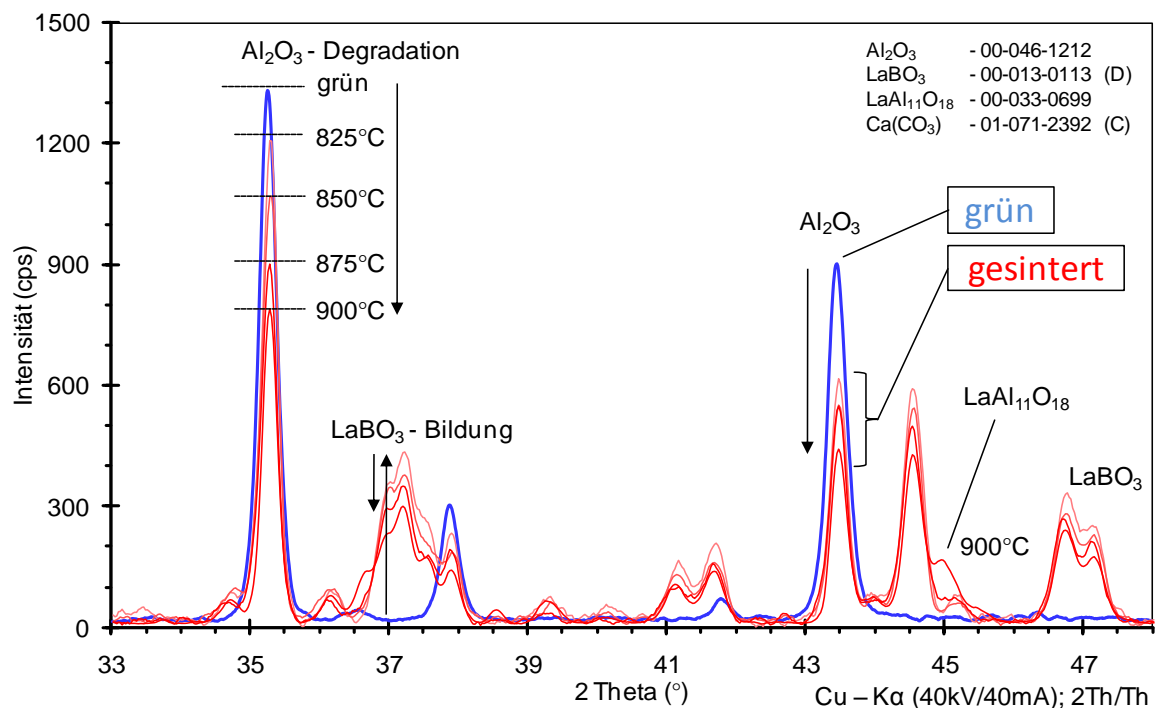
Die Bestimmung der Permittivität des Dielektrikums erfolgte in Verbindung mit der Metallisierung. Bestimmte Mechanismen bewirken eine Fixierung der Metallisierungen mit dem Dielektrikum und einer mehr oder minder ausgeprägten Diffusionszone. Dadurch kommt es zu einer gegenseitigen Beeinflussung und einer Änderung der Materialparameter. Die Ergebnisse der Messungen entsprechen dem realen Anwendungsfall und sind somit für den Hochfrequenzentwickler von großer Bedeutung. Andere Messverfahren (Split-Post-Resonator [Agi\_1], [Tra]) berücksichtigen die gegenseitige Materialbeeinflussung nicht.

Die Abhängigkeit der Permittivität von der Peaktemperatur wird im Diagramm A3.27 für DuPont 943 im Gold- und Silbersystem dargestellt. Beide Kurven liegen im Temperaturbereich von  $T_p = 825^\circ\text{C}$  bis  $875^\circ\text{C}$  eng beieinander, weichen aber bei  $900^\circ\text{C}$  ab. Damit wird gezeigt, dass einerseits das Niveau der Permittivität im Silbersystem generell unter dem des Goldsystems liegt und andererseits bei hohen Peaktemperaturen eine größere Veränderung zu einer niedrigeren Permittivität hin erreicht wird, wahrscheinlich als Folge stärkerer Diffusionsprozesse der Silbermetallisierung. Mit der Verlängerung der Peakdauer ist mit einer Verstärkung des Interaktionsprozesses der Materialien zu rechnen. Somit ist die Änderung der Permittivität der Glaskeramik nicht nur durch die Veränderung der Kristallstruktur und des Porenanteils als Folge des Flüssigphasensinterns zu erklären, sondern auch aus der gegenseitigen Materialbeeinflussung.



A3.27 Permittivität in Abhängigkeit von der Peaktemperatur, DuPont 943 im Gold- (HF502) und Silber-System (HF612)

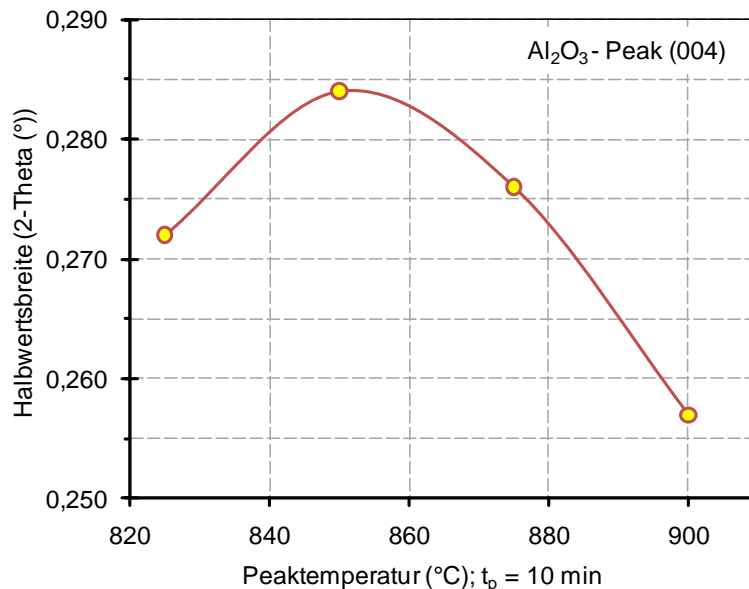
In der Abbildung A3.28 wird das Diffraktogramm der kristallinen Strukturen von ungesinterter (grünem) und bei unterschiedlicher Peaktemperatur gesinterter DuPont 943 im Winkelbereich  $2\theta$  von  $27^\circ$  bis  $48^\circ$  gezeigt. Neben amorphem Material, beinhaltet DuPont 943 im grünen Zustand die kristalline Phase  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Korund). Durch die Sinterung verringert sich der Anteil an  $\text{Al}_2\text{O}_3$  hauptsächlich unter Bildung der kristallinen Phase  $\text{LaBO}_3$ , aber auch  $\text{Ca}_3\text{La}_2(\text{BO}_3)_4$ ,  $\text{CaAl}_2\text{B}_2\text{O}_7$ ,  $\text{CaB}_4\text{O}_7$  [Roo] und  $\text{LaAl}_{11}\text{O}_{18}$ . Mit zunehmender Sintertemperatur kommt es zu einer weiteren Degradation von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  zugunsten der Erhöhung der kristallinen Phasen von  $\text{LaBO}_3$ ,  $\text{Ca}_3\text{La}_2(\text{BO}_3)_4$ ,  $\text{CaAl}_2\text{B}_2\text{O}_7$ ,  $\text{CaB}_4\text{O}_7$  und  $\text{LaAl}_{11}\text{O}_{18}$ . Die Intensität des Peaks von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (104) sinkt kontinuierlich mit steigender Peaktemperatur des Sintervorgangs. Ähnliche Vorgänge wurden bei Verlängerung der Peakdauer ermittelt. Ein Abklingen der Kristallisationsprozesse war bei allen in diesen Untersuchungen durchgeführten Sinterungen von DuPont 943 nicht erkennbar, sodass die Degradation von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  auch noch bei einer Peaktemperatur von  $T_p = 850^\circ\text{C}$  und einer Peakdauer von  $t_p = 240 \text{ min}$  nachgewiesen wurde.



A3.28 Diffraktogramm für grünes und bei verschiedenen Peaktemperaturen gesintertes DuPont 943

Die sinterbedingte Änderung der Kristallstrukturen korreliert mit der Änderung der ermittelten elektrischen Eigenschaften und erklärt den Einfluss des Sinterprofils auf die Permittivität. Anders ausgedrückt, ist die Änderung der Permittivität ein Indikator für Phasenänderungen. Mit jeder nochmaligen Erwärmung von DuPont 943 in den Bereich der Peaktemperaturen und darüber (Post-Fire-Prozesse) ist mit einer weiteren Verringerung der Permittivität zu rechnen.

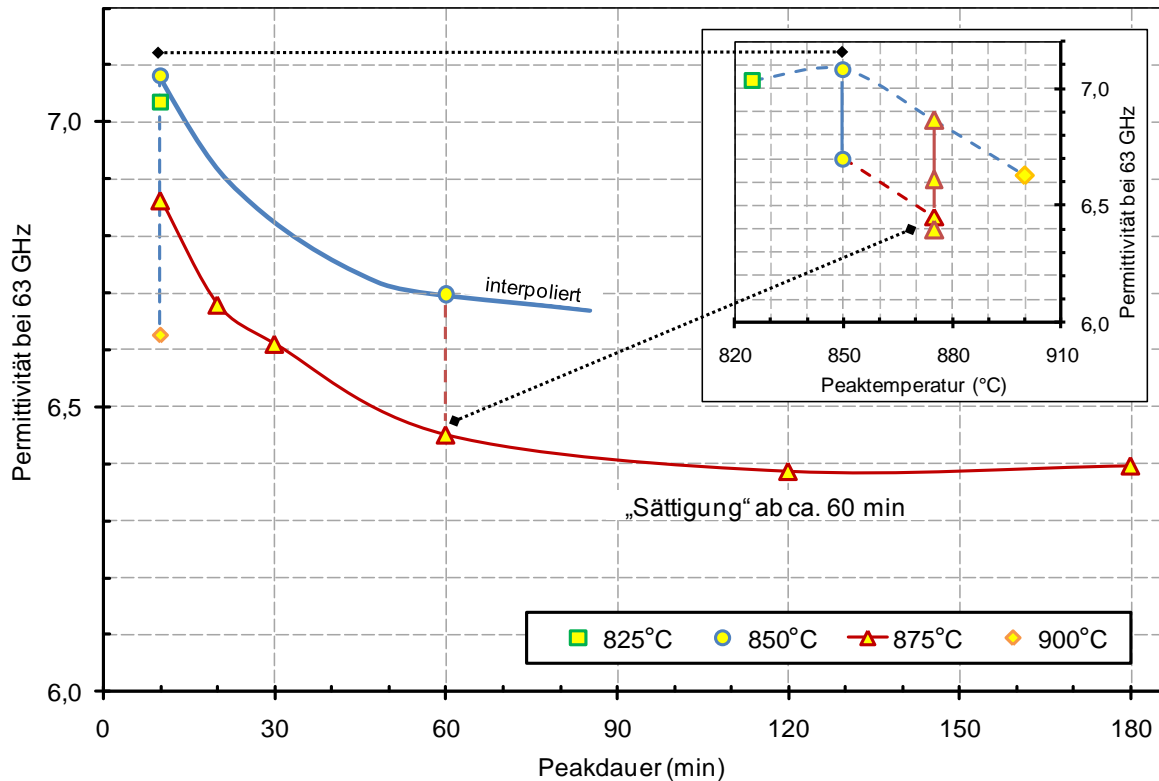
Die Halbwertsbreite des charakteristischen  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Peaks (104) ist von der Peaktemperatur der Sinterung abhängig, Abbildung A3.29. In [Spi] wird dargelegt, dass mit steigender Halbwertsbreite die Korngröße der kristallinen Phase abnimmt. Es ist erkennbar, dass bei  $T_p = 850^\circ\text{C}$  ein Maximum der Halbwertsbreite des  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Peaks (104) vorliegt und somit die Korngröße am kleinsten ist. Mit steigender Peaktemperatur nimmt die Korngröße zu. Kleinere Korngrößen bedeuten niedrigere dielektrische Verluste [Spi] Somit ist das Verlustpotenzial von DuPont 943 bei einer Peaktemperatur von  $T_p = 850^\circ\text{C}$  für eine Dauer von  $t_p = 10 \text{ min}$  am geringsten. Vermutlich hat aber dieser korngößenabhängige Verlustmechanismus (Grenzflächenrelaxation) keine Auswirkungen im Frequenzbereich größer  $1 \text{ GHz}$ . Darüber hinaus ist zu berücksichtigen, dass  $\text{Al}_2\text{O}_3$  einen Anteil der Glaskeramik darstellt. Für Verlustbetrachtungen müssen weitere kristalline und amorphe Glasphasen von DuPont 943 untersucht werden.



A3.29 Halbwertsbreite des intensivsten  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Peaks über der Peaksintertemperatur

### 3.3.4 Heraeus CT707 bleifrei

In Abbildung A3.30 wird die Permittivität von Heraeus CT707 bleifrei im Silbersystem (7303) in Abhängigkeit von der Peaktemperatur und Peakdauer bei einer Frequenz von 63 GHz dargestellt. Die Markierungen in den Kurven kennzeichnen die einzelnen Sinterungen.



A3.30 Permittivität in Abhängigkeit von der Peakdauer und Peaktemperatur bei 63 GHz für CT707 bleifrei

Es ist deutlich zu erkennen, dass bei einer Peakdauer von  $t_p = 10 \text{ min}$  bis  $60 \text{ min}$  die Permittivität stark sinkt,  $\Delta\epsilon_r = -0,4$ . Das entspricht einer Frequenzverstimmung von  $\Delta f = 2,16 \text{ GHz}$  für resonante Strukturen im  $60 \text{ GHz}$ -Bereich. Ab einer Peakdauer von  $t_p = 60 \text{ min}$  sowie einer Peaktemperatur von  $T_p = 875^\circ\text{C}$  ist keine wesentliche Änderung der Permittivität erkennbar, welche dabei einen Wert von  $\epsilon_r = 6,4$  erreicht. Dieser Wert entspricht der Herstellerangabe von Heraeus. Der peakdauerabhängige Verlauf der Permittivität ist auf andere Peaktemperaturen übertragbar, jedoch auf einem anderem Niveau.

Der Sinterprozess hat für die jeweilige Peaktemperatur nach  $t_p = 60 \text{ min}$  keinen Einfluss mehr auf die Permittivität. Infolgedessen kommt es zu keiner weiteren prozessabhängigen Frequenzverstimmung bei resonanten Strukturen. Unter diesem Gesichtspunkt ist Heraeus CT707 bleifrei dem DuPont 943 vorzuziehen.

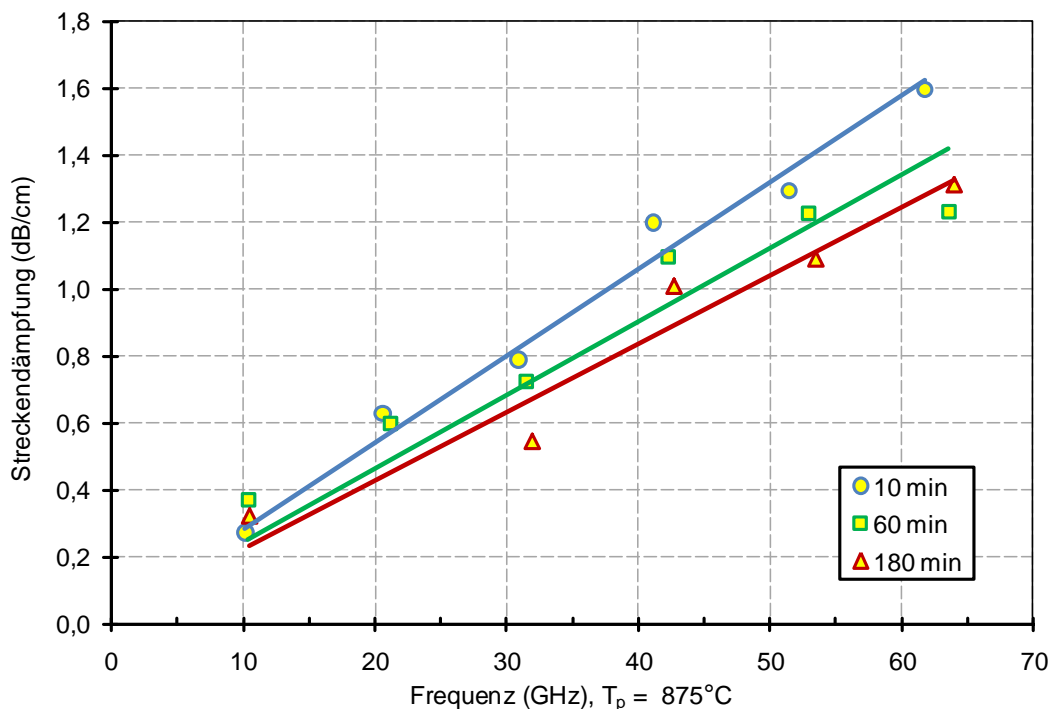
Entgegen den bisher untersuchten Materialien bewirkt die Steigerung der Peaktemperatur bei Heraeus CT707 bleifrei zunächst eine Vergrößerung der Permittivität.

Bei einer konstanten Peakdauer von  $t_p = 10 \text{ min}$  und einer Peaktemperatur von  $T_p = 850^\circ\text{C}$  wird eine maximale Permittivität von  $\epsilon_r = 7,08$  erreicht.

Für Heraeus CT707 bleifrei wurden nach Gleichung G3.2 die Gesamtverluste der Ringresonatoranordnung für die jeweiligen Resonanzfrequenzen bestimmt. Die einzelnen Messergebnisse wurden ihrer Tendenz nach unter Berücksichtigung der Verluste bei Gleichstrom (Leitwerte) gegenübergestellt, Abbildung A3.31.

Wie erwartet steigen die Gesamtverluste mit zunehmender Frequenz kontinuierlich an. Die Erhöhung der Peakdauer bewirkt eine geringfügige Reduzierung der Verluste und ist durch die Messmethode nachweisbar. Zunächst sind bei der Verlängerung der Peakdauer von  $t_p = 10 \text{ min}$  auf  $t_p = 60 \text{ min}$  große Veränderungen der Verlusteigenschaften feststellbar. Bei weiterer Verlängerung der Peakdauer von  $t_p = 60 \text{ min}$  auf  $t_p = 180 \text{ min}$  ist jedoch kaum noch eine Änderung feststellbar.

Diese Charakteristik korreliert mit der „Sättigung“ der Permittivität von Heraeus CT707 bleifrei. Insgesamt liegt die Dämpfung der striplineförmigen Anordnungen zwischen  $1,2 \text{ dB/cm}$  und  $1,6 \text{ dB/cm}$  bei  $63 \text{ GHz}$  und innerhalb eines Messtoleranzbereichs von  $\pm 0,2 \text{ dB/cm}$ .

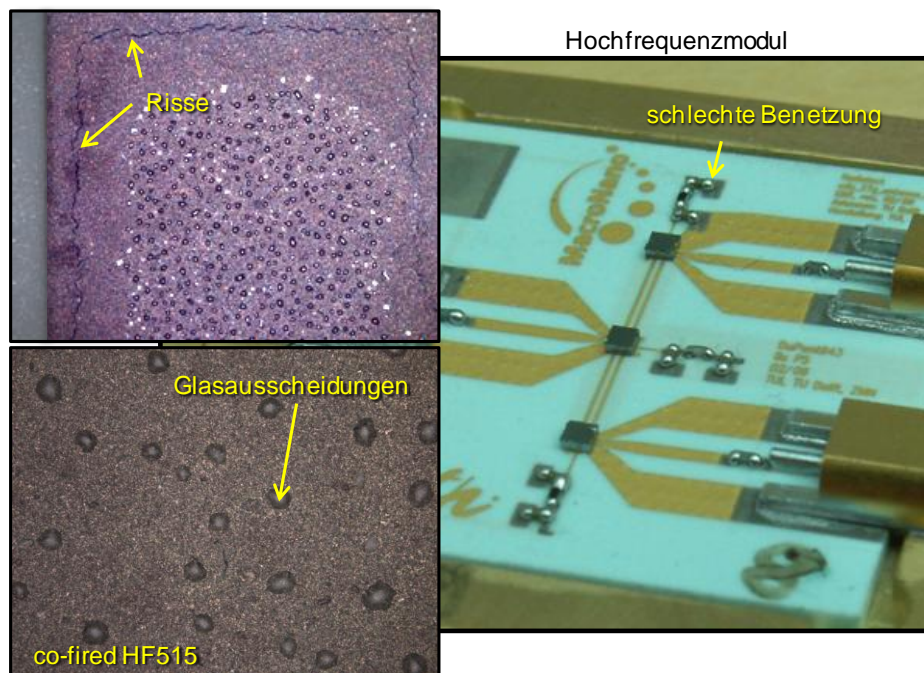


A3.31 Dämpfung in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene Sinterzeiten (Peakdauer) von Heraeus CT707 bleifrei

### 3.3.5 Technologische Gesichtspunkte

Neben den elektrischen und dielektrischen Eigenschaften der Materialien sind bei der Herstellung von Hochfrequenzmodulen ebenso technologische Aspekte zu berücksichtigen. Dazu zählt beispielsweise die Gewährleistung einer Löt- und Bondbarkeit, aber auch die Gasdichtigkeit oder die Toleranzminimierung gedruckter Widerstände können Kriterien sein. Um diesen Forderungen gleichzeitig gerecht zu werden, müssen bestimmte spezifische Sinterregime eingehalten werden.

Zur Verdeutlichung wird in der Abbildung A3.32 ein bestücktes Hochfrequenzmodul mit mangelhaft gelöteten SMD<sup>13</sup>-Komponenten gezeigt. Das Modul wurde bei einer Peaktemperatur von  $T_p = 850^\circ\text{C}$  und einer Peakdauer von  $t_p = 10 \text{ min}$  gesintert (DuPont 943 im Goldsystem). Die Löt pads wurden in einem Co-Fire-Prozess realisiert (HF515). Infolge von Rissen und Glasausscheidungen kam es während des Lötprozesses zu einer unzureichenden Benetzung der Löt pads. Dieses Beispiel macht klar, dass sowohl materialspezifische Anforderungen der Hochfrequenztechnik als auch technologische Aspekte von wesentlicher Bedeutung sind, um ein funktionsfähiges Modul zu realisieren.



A3.32 mangelhafte Löt pads eines Hochfrequenzmoduls durch die Verwendung eines ungünstigen Sinterprofils

<sup>13</sup> SMD - Bauelement für die Oberflächenmontage, englisch: „surface mount device“

Während das LTCC-System DuPont 951 bezüglich der Lötbarkeit einen weiten Prozessspielraum zulässt, ist dieser bei DuPont 943 vergleichsweise eingeschränkt. Aus den bisherigen Erfahrungen, die im Rahmen der Untersuchungen durchgeführt wurden, sind folgende Sinterbedingungen bei der Herstellung von DuPont 943 einzuhalten, Abbildung A3.22:

- Peaktemperatur:  $T_p = 850^\circ\text{C}$

- Peakdauer:  $t_p = 60 \text{ min}$

Die Strukturierung der Löt pads sollte dabei in einem zusätzlichen Post-Fire-Prozess (DuPont HF515,  $T_p = 850^\circ\text{C}$ ,  $t_p = 5 \text{ min}$ , ohne Burnout-Phase) erfolgen. Danach ergibt sich eine Permittivität von  $\epsilon_r = 7,45$  für eine Frequenz von  $60 \text{ GHz}$  nach Abbildung A3.26.



### 3.4 Beziehung zwischen Verlusteigenschaften und Zusammensetzung von Glaskeramiken

Mit der energiedispersiven Röntgenspektroskopie (EDX) im Rasterelektronenmikroskop (REM) kann die Zusammensetzung von Materialien quantitativ untersucht werden. Neue Detektorfenster erlauben die Untersuchung der Elementzusammensetzung ab Kohlenstoff. Dabei ist die Quantifizierung der Elementanteile zum Teil schwierig, fehlerbehaftet und stark vom Materialsystem abhängig. In der Tabelle T3.1 sind die Ergebnisse der EDX-Analyse für DuPont 951, DuPont 943 und Heraeus CT707 bleifrei angegeben. Die enthaltenen Elemente sind nach ihrem Atomgewicht geordnet. Ergänzt man diese Elementanalyse mit röntgenografischen Untersuchungen, können aus den ermittelten kristallinen Phasen mögliche Restglasphasen in den LTCC abgeleitet werden, siehe Tabelle T3.2.

Element	Atomgewicht (g·mol <sup>-1</sup> )	DuPont 943		Heraeus CT707 bf		DuPont 951	
		Masse %	Atom %	Masse %	Atom %	Masse %	Atom %
Pb	207,2	-	-	-	-	12,52	1,48
La	138,9	15,62	2,57	-	-	-	-
Ba	137,3	-	-	19,44	3,91	-	-
Zr	91,2	-	-	0,74	0,22	-	-
Sr	87,6	-	-22%	5,62	-31%	-	-20%
Zn	65,4	-	-	1,15	0,49	-	-
Co	58,9	-	-	0,90	0,42	-	-
Ca	40,1	6,36	3,63	2,23	1,53	6,62	4,05
K	39,1	-	-	1,39	0,98	0,91	0,57
Si	28,1	-	-	32,37	31,82	19,59	17,11
Al	27,0	30,14	25,54	3,48	3,56	24,28	22,07
Mg	24,3	-	-78%	1,91	-69%	-	-80%
Na	23,0	0,34	0,33	-	-	1,28	1,37
O	17,0	47,54	67,93	30,77	53,11	34,80	53,35

T3.1 Elementare Bestandteile von DuPont 943, Heraeus CT707 bleifrei und DuPont 951 (geordnet nach den dielektrischen Verlusten bei 60 GHz von links aufsteigend)

	kristalline Phasen	abgeleitete glasige Phasen
DuPont 943	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	La <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
	LaBO <sub>3</sub>	B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
	Ca <sub>3</sub> La <sub>2</sub> (BO <sub>3</sub> ) <sub>4</sub> , CaAl <sub>2</sub> B <sub>2</sub> O <sub>7</sub> , CaB <sub>4</sub> O <sub>7</sub> *	CaO
	LaAl <sub>11</sub> O <sub>18</sub> **	
Heraeus CT707 bf	SiO <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub>
	BaAl <sub>2</sub> SiO <sub>3</sub>	BaO
		SrO
DuPont 951	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	SiO <sub>2</sub>
	CaAl <sub>2</sub> Si <sub>2</sub> O <sub>8</sub>	PbO
		CaO, B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , Na <sub>2</sub> O

\*[Roo], \*\* ab  $T_p \approx 900^\circ\text{C}$

T3.2 Röntgenografisch festgestellte kristalline und abgeleitete mögliche glasige Phasen von gesintertem DuPont 943, Heraeus CT707 bleifrei und DuPont 951

Bei DuPont 943 liegt der Masseanteil der leichten Elemente Aluminium, Natrium und Sauerstoff bei 78%, die schwereren Elemente Lanthan und Calcium sind mit einem Anteil von 22% enthalten. (Die Elemente Bor und Kohlenstoff als weitere Bestandteile von DuPont 943 sind aufgrund ihrer geringen Atommasse im EDX-Spektrum nicht berücksichtigt.)

DuPont 951 besteht zu einem Anteil von 80% aus den leichten Elementen Silizium, Aluminium, Natrium und Sauerstoff und zu 20% seiner Masse aus den schwereren Elementen Blei, Calcium und Kalium. Das Verhältnis der Masseanteile von leichten Elementen zu schweren Elementen ist bei DuPont 951 und DuPont 943 etwa identisch (ca. 4 zu 1). Beide Materialien unterscheiden sich darin, dass bei DuPont 943 statt der silikatischen Glasphase ein Boroxidglas vorliegt. Die XRD Analyse der ungebrannten Folien zeigt, dass sowohl bei DuPont 951 als auch bei Dupont 943 der polykristalline Ausgangsstoff der Glaskeramik (bzw. des Glaskeramikkomposits) Korund ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) ist.

Im Gegensatz dazu sind bei Heraeus CT707 bleifrei nur geringe Mengen Aluminium nachweisbar. Den Hauptbestandteil leichter Elemente (69%) bilden hier Silizium und Sauerstoff. Aus der XRD-Analyse geht hervor, dass Quarz ( $\text{SiO}_2$ ) den polykristallinen Ausgangsstoff im Schlicker der Grünfolie bildet. Weiterhin sind mit einem relativ hohen Masseanteil die schweren Elemente Barium und Strontium zu nennen. Bei Heraeus CT707 bleifrei ist das Verhältnis der Masseanteile leichter Elemente zu schweren Elementen deutlich reduziert (ca. 2 zu 1), jedoch wird die Glasphase silikatisch und ohne den Netzwerkwalder Natrium gebildet.

Die Ionen der Glaskeramik folgen im Frequenzbereich von 60 GHz dem elektrischen Wechselfeld und sind die maßgebliche Ursache für die dielektrischen Verluste (Relaxationsverluste). Dabei haben schwerere Ionen eine niedrigere Eigenfrequenz und rufen potentiell wesentlich größere Verluste hervor als leichtere Ionen. Schwache chemische Bindungen begünstigen die Schwingungsneigung der Ionen. Demzufolge sind die dielektrischen Verluste von Gläsern höher als die von kristallinen Phasen. Für die dielektrischen Verluste spielen daher der Volumenanteil, die Zusammensetzung und die Eigenschaften der Restglasphase einer gesinterten Glaskeramik eine besondere Rolle. Gläser mit starren Netzwerken und niedrigem Gehalt an leicht beweglichen Ionen weisen die geringsten dielektrischen Verluste auf [Sch]. Allerdings besitzen solche Gläser hohe Erweichungstemperaturen, sodass sie für den Einsatz als LTCC nicht geeignet sind.

Abgesehen von der Glaskeramik selbst ist weiterhin die Porosität des Materials und der Grad der Verdichtung während des Sinterprozesses zu berücksichtigen. Beispielsweise führt ein hoher Porenanteil zu einer kleineren Permittivität und zu niedrigeren Verlusten.

Zur quantitativen Erfassung der unterschiedlichen, komplexen und materialspezifische Verlustmechanismen sind detaillierte Materialuntersuchungen erforderlich. Die bisher durchgeführten Untersuchungen können jedoch Aufschluss über die verfolgte Strategie zur Reduzierung der dielektrischen Verluste von DuPont 943 geben.

In oxidischen Glasphasen von LTCC ist das am leichtesten polarisierbare Ion das Sauerstoffion. Durch das Einbringen von Netzwerkwandlern (z. B. Natrium, Kalium, Kalzium oder Barium) werden die Sauerstoffbrückenbindungen aufgebrochen, wodurch eine bessere Polarisierbarkeit der Glasphase erreicht wird [Vog]. Einerseits führt das zur Erhöhung der Permittivität, andererseits werden durch die beweglicheren Ionen größere dielektrische Verluste hervorgerufen [Gem]. Bezüglich der dielektrischen Verluste sind Blei (DuPont 951), Lanthan (DuPont 943), Barium und Strontium (Heraeus CT707 bleifrei) zu betrachten. Im Vergleich ist Blei das schwerste Element. Gleichzeitig weist es die höchste Elektronegativität unter den oben genannten Elementen auf (Polarisierbarkeit). Es folgen Lanthan, Barium und Strontium. Besonders bei DuPont 943 richtet sich das Hauptaugenmerk auf die Reduzierung der dielektrischen Verluste, indem eine möglichst hohe Auskristallisation aus der Glasphase zu angestrebt wird. Darüber hinaus trägt die Substitution von Blei durch das in etwa halb so schwere Lanthan in hohem Maße zur Reduzierung der dielektrischen Verluste bei. Hinsichtlich der Bleifreiheit ist der Einsatz von Heraeus CT707 eine hochfrequenztaugliche Alternative zu DuPont 943. In diesem Zusammenhang ist die politisch getriebene Verbannung bleihaltiger Materialien aus der Elektroindustrie<sup>14</sup> für die Hochfrequenztechnik von Vorteil.

---

<sup>14</sup> RoHS - EG-Richtlinie 2002/95/EG zur Beschränkung der Verwendung bestimmter gefährlicher Stoffe in Elektro- und Elektronikgeräten



## 4. Charakterisierung von LTCC-Funktionsmaterialien

Die elektrischen Kennwerte kommerziell erhältlicher Glaskeramiken sind für niedrige Frequenzbereiche hinreichend bekannt und von Herstellern in Datenblättern hinterlegt. Die Fähigkeit bestimmter anderer Materialien, eine entscheidende Funktion in einzigartiger Weise bereitstellen zu können, ermöglicht neue technische Entwicklungen. Das kann beispielsweise eine besonders hohe Permittivität sein. Durch den Einsatz solcher Funktionsmaterialien in vergrabenen Kondensatoren lassen sich Hochfrequenzbaugruppen höher integrieren. 60 GHz Anwendungen, wie zum Beispiel die Breitbanddatenübertragung und das Ultrabreitbandradar, erfordern Basisbandbreiten von bis zu 10 GHz, [Kme\_1], [Kme\_2]. Für das Design von 60 GHz-Hochfrequenzkomponenten ist deshalb nicht nur die genaue Kenntnis der elektrischen Eigenschaften der Substratmaterialien im niedrigen Frequenzbereich wichtig, sondern auch die der verwendeten integrierten Funktionsmaterialien.

### 4.1 Plattenkondensatoren für die Bestimmung elektrischer Kennwerte für Frequenzen bis 10 GHz

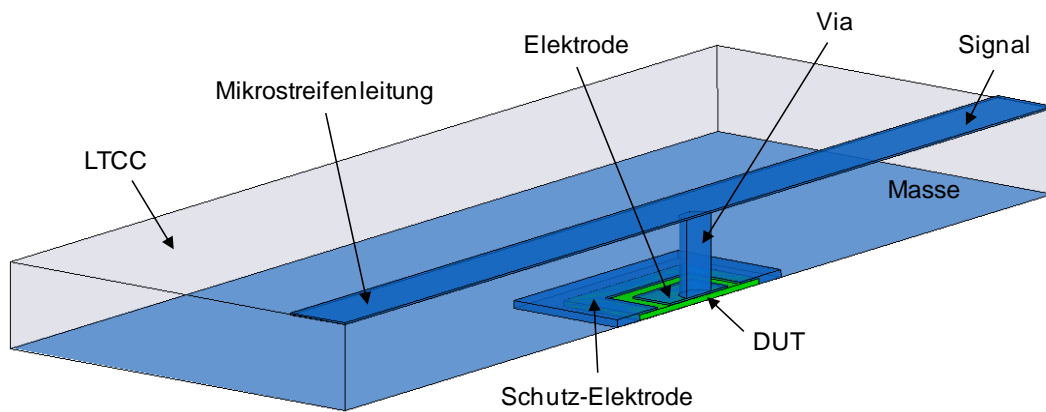
In der Literatur werden viele Möglichkeiten aufgezeigt, die elektrischen Eigenschaften von Dielektrika im niedrigen Frequenzbereich zu bestimmen (z. B. über Leitungsmodellansätze [Dru], [Kul], oder mit Kondensatorstrukturen [Blo], bzw. über die Auswertung komplexer Reflexions- und Transmissionskoeffizienten [Agi\_2], [Del]). Die verschiedenen Messverfahren haben sowohl Vor- als auch Nachteile. Beispielsweise sind auf Resonanzverfahren basierende Methoden sehr genau und deshalb für die Vermessung von verlustarmen Materialien prädestiniert, jedoch sind sie im Allgemeinen sehr schmalbandig. Für die einfache Bestimmung der elektrischen Parameter über einen kontinuierlichen Frequenzbereich im Materialverbund erscheint daher die Verwendung des Plattenkondensators am geeignetsten. Aus diesem Grund wurde zur Ermittlung der elektrischen Kennwerte bis 10 GHz auf eine Plattenkondensator-Anordnung zurückgegriffen. Die Messgrundlage bildete dabei das statische Modell des Plattenkondensators unter Berücksichtigung parasitärer Effekte. Die detaillierte Vorgehensweise wird im Abschnitt 4.2 erläutert.

Für die Messungen bis zu Frequenzen von 3 GHz ist die Verwendung von Impedanzanalysatoren praktikabel (Agilent E4991A RF Impedance/Material Analyzer). Jedoch sind für die Messung bei höheren Frequenzen Impedanzanalysatoren derzeit (Stand 2010) nicht einsetzbar. Zur Erweiterung des Frequenzbereiches auf über 3 GHz, wurde die Materialcharakterisierung über die Auswertung von S-Parametern durchgeführt. Zu berücksichtigen ist, dass die Eigenschaften der verwendeten

Materialien herstellungsbedingten Veränderungen unterliegen. Deshalb wurden die Messungen direkt am gesinterten Komposit durchgeführt. Die Materialeigenschaften von Kompositen lassen sich nicht oder nur mit großem Aufwand mit Testfassungen und Antastköpfen ermitteln [vgl. Kapitel 2/2.6].

### 4.2 Prinzipielle Messanordnung - Auswertung mit S-Parametern

Die Messumgebung bildet eine  $50 \Omega$  LTCC-Mikrostreifenleitung der Länge  $L$ . In der Mitte der Leitung befindet sich der Plattenkondensator, welcher zur Masse hin kurzgeschlossen ist, Abbildung A4.1. Die mathematische Grundlage zur Berechnung der Kapazität aus den gemessenen S-Parametern der Anordnung ist das Elementar-zweitor in Abbildung A2.5a aus Kapitel 2/2.3, [Dru].



A4.1 Längsschnitt der Messanordnung: Mikrostreifenleitung mit Plattenkondensator

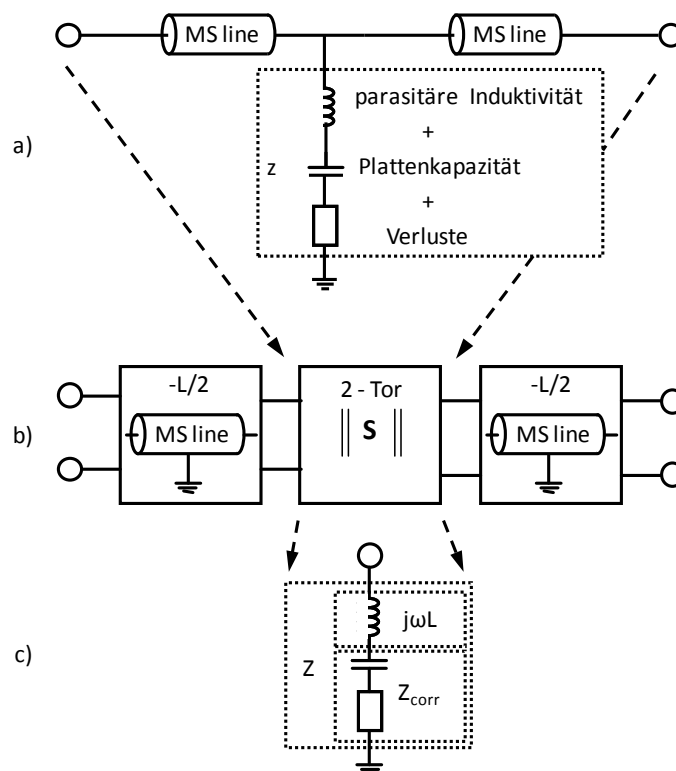
Die Anordnung wirkt wegen parasitärer Induktivitäten in der Anschlusskonfiguration des Kondensators wie ein Serienschwingkreis [Poz], Abbildung A4.2. Dabei werden die parasitären Induktivitäten hauptsächlich durch die Durchkontaktierungen zur Elektrode hervorgerufen. Jede Änderung der Permittivität des Dielektrikums der Anordnung wirkt auf die Kapazität des Kondensators, was eine Verschiebung der Resonanzfrequenz des Serienschwingkreises zur Folge hat.

Unter Vernachlässigung geometrischer Größenveränderungen als Folge unterschiedlicher Temperaturen und wegen der Spannungsunabhängigkeit (bei verschiedenen Bias bzw. Vorspannungen des Kondensators,  $\mu_r = 1$ ) wird von einer weitgehend invarianten parasitären Induktivität ausgegangen. Das ermöglicht die direkte Bestimmung der Kapazität aus der Admittanz des Serienschwingkreises und damit der Abhängigkeit der Kapazität von der Temperatur, von einer eingepprägten elektrischen Feldstärke und von Frequenz. Über eine geometrische Auswertung des Kondensators kann dann die Permittivität bestimmt werden.

#### 4.2.1 Auswertung mit S-Parametern

Die gemessenen S-Parameter beschreiben das Hochfrequenzverhalten von Kondensator und Mikrostreifenleitung, Abbildung A4.2a. Vor Berechnung der Kapazität wurden die Anteile der Mikrostreifenleitung von den S-Parametern abgezogen und die Messebene direkt auf den Kondensator „geschoben“ (De-Embedding).

Dazu erfolgte zunächst die Messung der komplexen S-Parameter einer Referenzmikrostreifenleitung ohne Kondensator. Danach wurden mit dem Simulationswerkzeug Agilent ADS<sup>15</sup> die S-Parameter des Modells einer Mikrostreifenleitung (MS line) durch die Variation der Leitungsimpedanz, Länge und Verluste mit den komplexen Messwerten der Referenzleitung in Übereinstimmung gebracht. Anschließend erfolgte eine Verknüpfung des angepassten Leitungsmodells (MS line) mit den eigentlichen Messwerten der Anordnung entsprechend Abbildung A4.2b, wobei die „negative“ und halbierte Länge der Modellleitung zum Einsatz kam. Im Modellansatz sind negative Längen zulässig, dadurch können die Verlust- und Phasenanteile der Speiseleitung kompensiert werden. Abgesehen von leichten Abweichungen, die durch Feldverzerrungen in der Nähe der Durchkontaktierung (Via) hervorgerufen werden, beschreiben die errechneten S-Parameter das Verhalten des Kondensators ohne Zuleitung hinreichend genau, Abbildung A4.2c.



A4.2 a) Modelldarstellung Anordnung „Mikrostreifenleitung und Kondensator“  
 b) „De-Embedding“ der Mikrostreifenleitung  
 c) korrigierte S-Parameter des Kondensators

<sup>15</sup> Agilent Advancen Design System  
 www.agilent.com

Danach wurde die komplexe und normalisierte Admittanz  $y = 1/z$  nach G4.1 aus den S-Parametern des Serienresonanzkreises berechnet, [Poz].

$$y = \frac{1 - S_{11} - S_{22} + (S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21})}{2S_{21}} \quad (G4.1)$$

Für Frequenzen weit unter der Resonanzfrequenz ( $f_{LF} \ll f_r$ ) des Serienschwingkreises lässt sich damit die Kapazität  $C_{LF} = C(f_{LF})$  des Kondensators nach Gleichung G4.2 bestimmen.

$$C(f) = \frac{1}{2\pi f \cdot \text{Im}\left\{\frac{1}{y}\right\} \cdot Z_L} \quad (G4.2)$$

Dabei entspricht  $Z_L$  dem Normierungswiderstand ( $50 \Omega$ ).

Infolge des Einflusses parasitärer Induktivitäten kommt es mit steigender Frequenz zu einer Kapazitätsüberhöhung. Zwar wird von einer frequenzinvarianten Induktivität ausgegangen (keine relative Permeabilität, bzw.  $\mu_r = 1$ ), aber wegen der unter Umständen frequenzabhängigen relativen Permittivität kann sich der Kapazitätsanteil mit der Frequenz ändern [vgl. Kapitel 2/2.5]. Somit ist eine Differenzierung der Modellparameter Induktivität und Kapazität schwierig.

Zur Ermittlung des induktiven Anteils der Kondensatoranordnung wurde deshalb ein Referenzmuster mit bekannten und frequenzstabilen Materialeigenschaften hergestellt (das Dielektrikum bildete hierbei eine dünne Lage DuPont 951). Darüber hinaus wurde die gesamte Anordnung mit dem 3D-Feldsimulator HFSS modelliert. Die parasitäre Serieninduktivität wurde aus gemessenen und simulierten S-Parametern nach Gleichung G4.3 bestimmt.

$$\omega_r = 2\pi \cdot f_r = \frac{1}{\sqrt{L_S C_{LF}}} \rightarrow L_S = \frac{Z_L \cdot f_{LF}}{\text{Im}\{y(f_{LF})\} \cdot 2\pi f_r^2} \quad (G4.3)$$

Dabei entspricht  $f_r$  der Resonanzfrequenz des Serienschwingkreises und  $C_{LF}$  der Kapazität bei einer Frequenz von  $f_{LF} < 100 \text{ MHz}$  (bei Frequenzen vernachlässigbarer Kapazitätsüberhöhung).

Daraufhin wurde die parasitäre Serieninduktivität  $L_S$  nach Gleichung G4.4 vom Serienresonanzkreis abgezogen

$$Z_{corr} = \frac{1}{y} - j\omega L_S = \frac{50\Omega}{Y} - j\omega L_S \quad (G4.4)$$

und die Gleichung G4.2 in G4.5 modifiziert.

$$C_{corr}(f) = \frac{1}{2\pi f \cdot \text{Im}\{Z_{corr}\}} \quad (G4.5)$$

Aus den geometrischen Beziehungen der Kondensatoranordnung und den modifizierten Kapazitätswerten  $C_{corr}$  wurde dann die Permittivität des Dielektrikums nach Gleichung G4.6 bestimmt.

$$\varepsilon_r(f) = \frac{C_{corr}(f) \cdot d}{A' \cdot \varepsilon_0} \quad \text{mit } A' = (l + l')^2 \quad (G4.6)$$

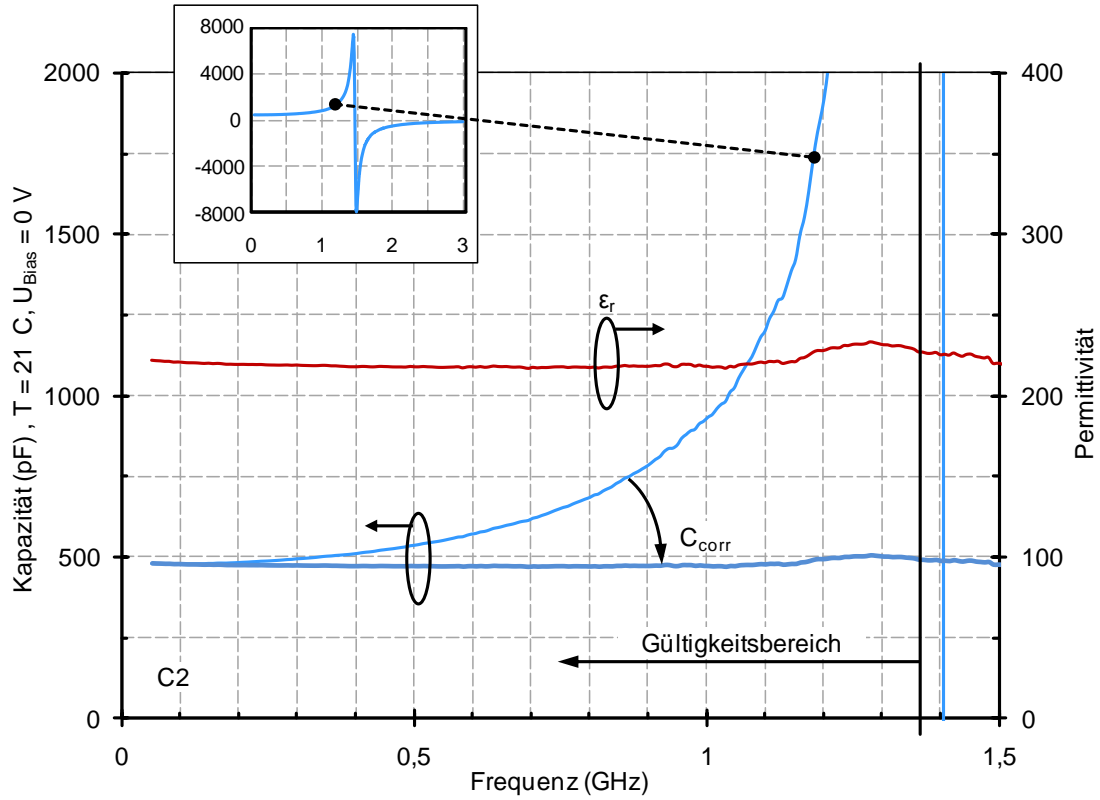


Dabei ist  $d$  der Abstand zwischen Masse und Elektrode und  $l$  die Länge bzw. die Breite der quadratischen Elektrode. Mit dem Korrekturwert  $l'$  ergibt sich eine effektive Fläche  $A'$ , womit das Streufeld im Randbereich der Elektrode berücksichtigt wird.

In festen Messsystemen mit Plattenkondensatoraufbau werden zur Bestimmung der Permittivität die Feldverzerrungen im Randbereich der Elektroden durch eine von Masse und Signal getrennte Schutzelektrode (Steuerelektrode) mit entsprechender strukturabhängigen Kalibrierung ausgeglichen [Agi\_3]. Dieses Verfahren wird für die zu untersuchenden LTCC-Komposite aufgrund mangelnder Kalibriermöglichkeiten der gesinterten Keramikstrukturen nicht eingesetzt.

Zur Berechnung der Kapazität von Plattenkondensatoren gibt es Lösungsansätze, welche das Streufeld berücksichtigen. Durch den Einsatz von Modellgleichungen wird dabei eine effektive Elektrodenfläche angesetzt. Die in der Literatur angegebenen Modellgleichungen [Wad] sind jedoch in ihrer Gültigkeit begrenzt und gelten nur für spezifische Strukturen. Deshalb wurde der entsprechende Korrekturwert mittels 3D-EM Feldsimulator (HFSS<sup>tm</sup>) bestimmt und in der Rückrechnung aus der Kapazität eingesetzt, (Abschnitt 4.2.4).

Die Abbildung A4.3 zeigt den typischen frequenzabhängigen Kapazitätsverlauf eines Serienschwingkreises sowie die zugehörige „modifizierte“ Kapazität und Permittivität. Die Kapazitätswerte wurden aus den gemessenen komplexen S-Parametern einer Kondensatoranordnung ermittelt (Gleichung G4.2, Variante C2 aus Abschnitt 4.2.2) und zeigen zunächst mit steigender Frequenz bis zur Resonanzfrequenz von  $f_r = 1,408 \text{ GHz}$  eine deutliche Kapazitätsüberhöhung auf. Nach der Subtraktion der parasitären Induktivität (Gleichungen G4.4, G4.5) konnte die „modifizierte“ Kapazität und die entsprechende Permittivität (Gleichung G4.6) errechnet werden. Die ermittelten Werte gelten jedoch nur unterhalb der Resonanzfrequenz. Für höhere Frequenzen muss ein erweiterter Modellansatz zum Tragen kommen.



A4.3 Berechnete Kapazität und Permittivität in Abhängigkeit von der Frequenz;  
Erweiterung des Frequenzbereiches durch Subtraktion parasitärer Induktivitäten

#### 4.2.2 Kondensatorvarianten

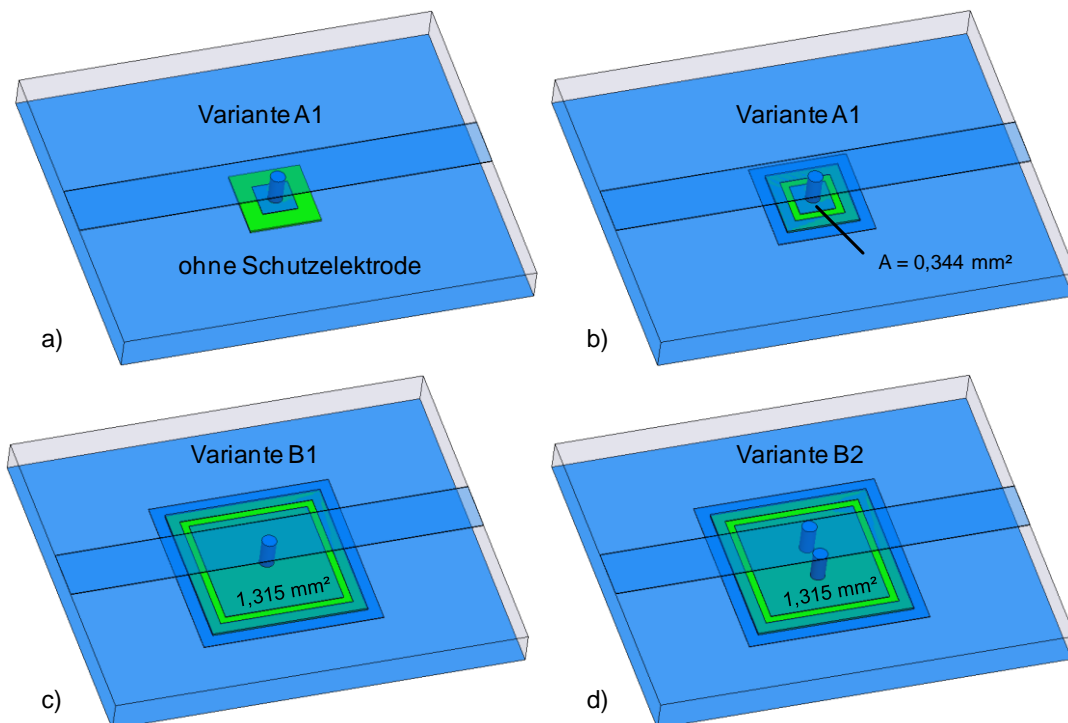
Es wurden insgesamt fünf Varianten des Kondensators betrachtet, Tabelle T4.1. Dabei erfolgte die Unterscheidung in drei quadratische Elektrodengrößen:

$A = 0,118 \text{ mm}^2$ ,  $B = 1,315 \text{ mm}^2$  und  $C = 5,26 \text{ mm}^2$ .

Darüber hinaus wurde die obere Elektrode jeweils direkt mit einem oder zwei Vias (Durchmesser  $140 \mu\text{m}$ , Höhe:  $315 \mu\text{m}$ , Abstand:  $344 \mu\text{m}$ ) mit der Mikrostreifenleitung verbunden, wobei Variante A aus geometrischen Gründen nur einen Via zuließ, Abbildung A4.4. Dadurch konnte der Einfluss der veränderten Anbindung an der Elektrode auf die Resonanzfrequenz des Schwingkreises untersucht werden.

Variante	Größe der Elektrode ( $\text{mm}^2$ )	Anzahl der Vias
A1	0,118	1
B1	1,315	1
B2	1,315	2
C1	5,26	1
C2	5,26	2

T4.1 Elektrodengröße und Viaanzahl der verschiedenen Kondensatorvarianten



A4.4 Prinzipielle strukturelle Variationen, (Variante C sind nicht dargestellt, da sie bis auf Elektrodenfläche identisch zu Variante B aufgebaut sind)

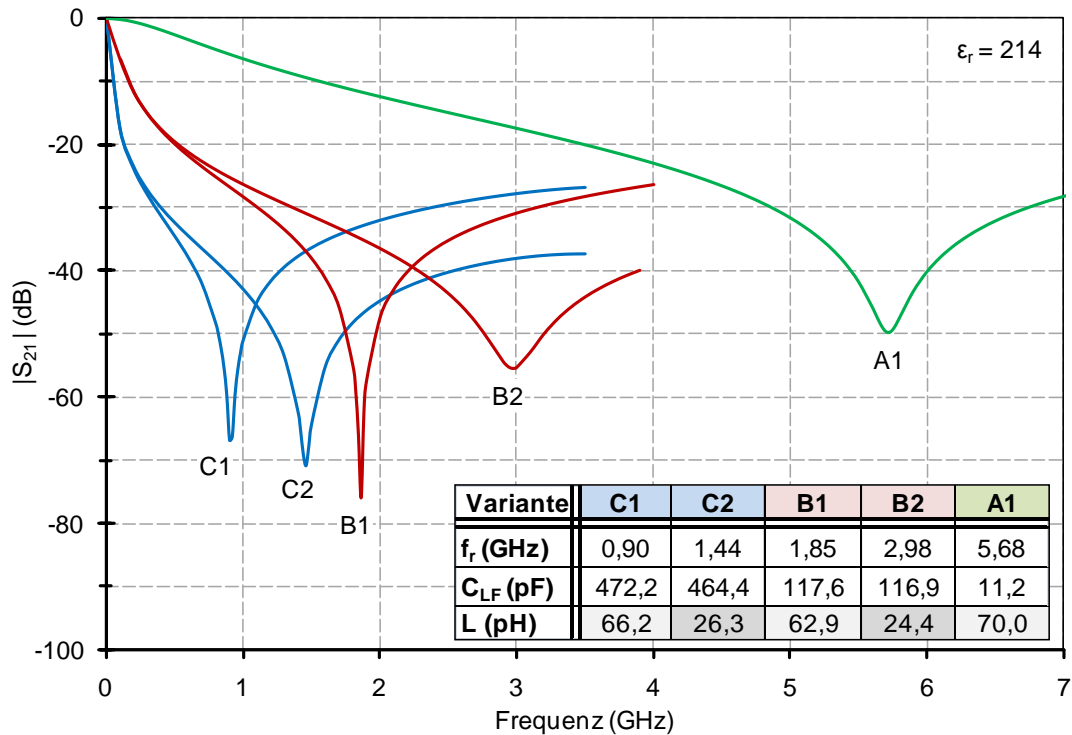
- a) Variante A1 ohne Schutzelektrode
- b) Variante A1 mit Schutzelektrode
- c) Variante B1 mit 1 Via
- d) Variante B2 mit 2 Vias

### 4.2.3 Erhöhung des Frequenzbereiches

Wie im Abschnitt 4.2.1 beschrieben, ist der Frequenzbereich zur Bestimmung der modifizierten Kapazität und Permittivität modellbedingt durch die Resonanzfrequenz der Kondensatoranordnung begrenzt. Die Grenzfrequenz wird durch die Reduzierung des parasitären induktiven Anteils der Kondensatoranordnung erhöht. Das kann durch eine geschickte Kontaktierung der Elektrode erreicht werden. Eine andere Möglichkeit die Grenzfrequenz zu erhöhen, ist die Verringerung der Kapazität an sich. Bei gegebenen Schichtdicken kann die Reduzierung der Kapazität durch die Verkleinerung der Elektrodenfläche erfolgen, Abbildung A4.5. Dadurch vergrößert sich jedoch der Einfluss des Streufeldes im Randbereich der Elektroden und ist deshalb zunehmend zu berücksichtigen. Einerseits ist die Bestimmung der Permittivität mit Kondensatoren großer Elektrodenflächen (C1, C2) weniger fehlerbehaftet als bei Kondensatoren mit kleinen Elektrodenflächen (A1), andererseits ist der nutzbare Frequenzbereich der Kondensatorvariante C gegenüber der Variante A deutlich eingeschränkter.

In Abbildung A4.5 sind die Transmissionscharakteristika der simulierten Kondensatorvarianten A1, B1, B2, C1 und C2 dargestellt. Die Resonanzfrequenzen der verschiedenen Varianten sind deutlich zu erkennen. Aufgrund der großen Elektrodenflächen haben die C-Varianten die größte Kapazität, wobei die Variante C1 mit einem Via und C2 mit zwei Vias nahezu identische Kapazitätswerte aufweisen ( $C_{LF} \approx 470 \text{ pF}$ ). Einerseits bleibt der Kapazitätswert der Variante C weitestgehend unbeeinflusst von der Art der Anbindung an die Elektroden, andererseits jedoch erhöht sich die Resonanzfrequenz bei Verwendung von zwei Vias um den Faktor 1,6 ( $f_{r1} = 0,9 \text{ GHz}$ ,  $f_{r2} = 1,6 \cdot f_{r1} = 1,44 \text{ GHz}$ ). Bedingt durch kleinere Elektrodenflächen haben die B-Varianten eine geringe Kapazität ( $C_{LF} \approx 117 \text{ pF}$ ) und zeigen höhere Resonanzfrequenzen auf. Die Charakteristik der B-Varianten ist mit denen der C-Varianten vergleichbar, sodass sich die Resonanzfrequenz infolge des Einsatzes von zwei Vias gleichermaßen um den Faktor 1,6 erhöht ( $f_{r1} \approx 1,85 \text{ GHz}$ ,  $f_{r2} \approx 1,6 \cdot f_{r1} \approx 2,98 \text{ GHz}$ ). Die Variante A1 weist die geringste Kapazität und die höchste Resonanzfrequenz auf ( $C_{LF} \approx 11,2 \text{ pF}$ ,  $f_r \approx 5,68 \text{ GHz}$ ).

Für die drei Varianten mit einer Durchkontaktierung liegt die parasitäre Induktivität bei etwa  $L \approx 66 \text{ pH}$ . Die Varianten mit zwei Durchkontaktierungen weisen eine Induktivität von etwa  $L \approx 25 \text{ pH}$  auf. Die Abweichungen zwischen den berechneten Werten sind durch die jeweils unterschiedliche Modellstruktur zu erklären. Infolge der unterschiedlichen Elektrodengrößen kommt es zu einer andersartigen Feldverteilung zwischen Via, Mikrostreifenleitung und oberer Elektrode.

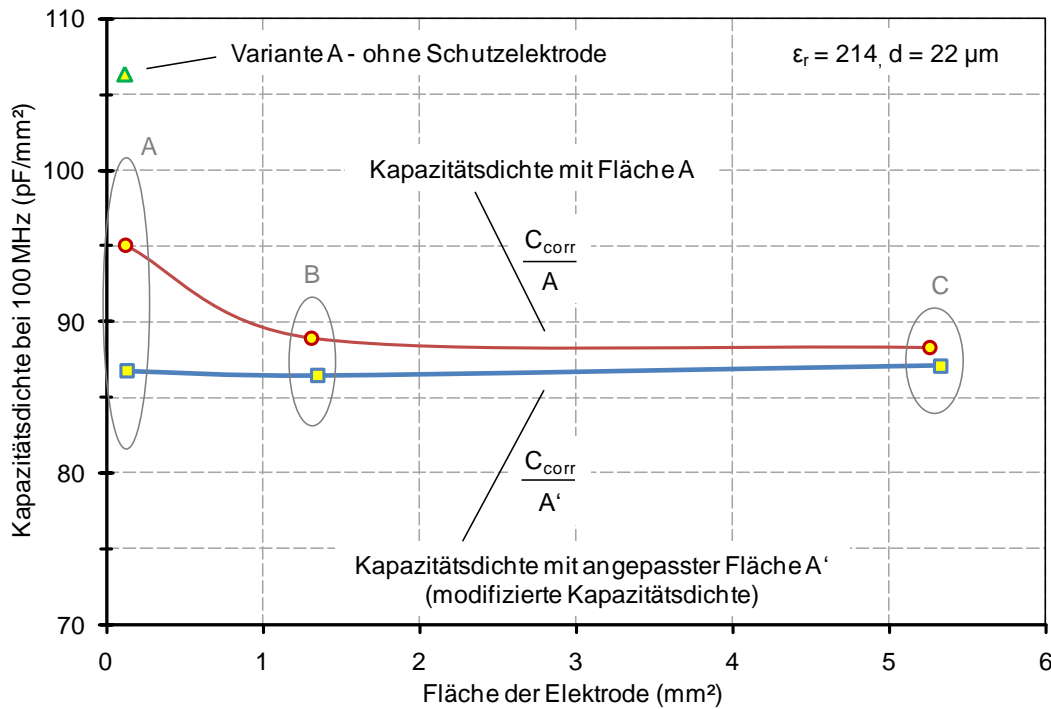


A4.5 Transmissionscharakteristik der Kondensatoranordnungen A, B, und C (simuliert) und die jeweiligen Modellparameter (Kapazität bei  $f_{LF}=100$  MHz und parasitäre Induktivität des Ersatzschaltbildes)

#### 4.2.4 Einfluss durch Streufelder

Um die Betrachtungen zur Grenzfrequenz und den Einfluss von Streufeldern bei Kondensatoren näher zu untersuchen, wurden die Kondensatorvarianten A bis C mit einem 3D-EM Feldsimulator HFSS<sup>tm</sup> simuliert. Dabei wurde das Dielektrikum zwischen den Kondensatoren mit einer Schichtdicke von  $d=22 \mu\text{m}$  und einer konstanten Permittivität von  $\epsilon_r=214$  angesetzt. Die Ergebnisse wurden wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben ausgewertet, wobei das „De-Embedding“ und die Normierung mit den Möglichkeiten des Feldsimulators erfolgten.

In Abbildung A4.6 wird die Kapazitätsdichte bei 100 MHz der simulierten Varianten A, B und C gegenübergestellt. Die kleinste Kapazitätsdichte zeigt Variante C mit  $88,3 \text{ pF/mm}^2$ , gefolgt von Variante B mit  $88,9 \text{ pF/mm}^2$ . Variante A hat mit  $95,0 \text{ pF/mm}^2$  (bzw.  $106,3 \text{ pF/mm}^2$  ohne Schutzelektrode) die größte Kapazitätsdichte und liegt damit  $\sim 10\%$  (bzw. ohne Schutzelektrode  $\sim 20\%$ ) über der Kapazitätsdichte von Variante C. Die unterschiedliche Viazahl zwischen den Varianten B1 und B2 sowie C1 und C2 hat einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Kapazität der Kondensatoren ( $<1\%$ ).



A4.6 Simulierte Kapazitätsdichte in Abhängigkeit von der Elektrodenfläche bei 100 MHz

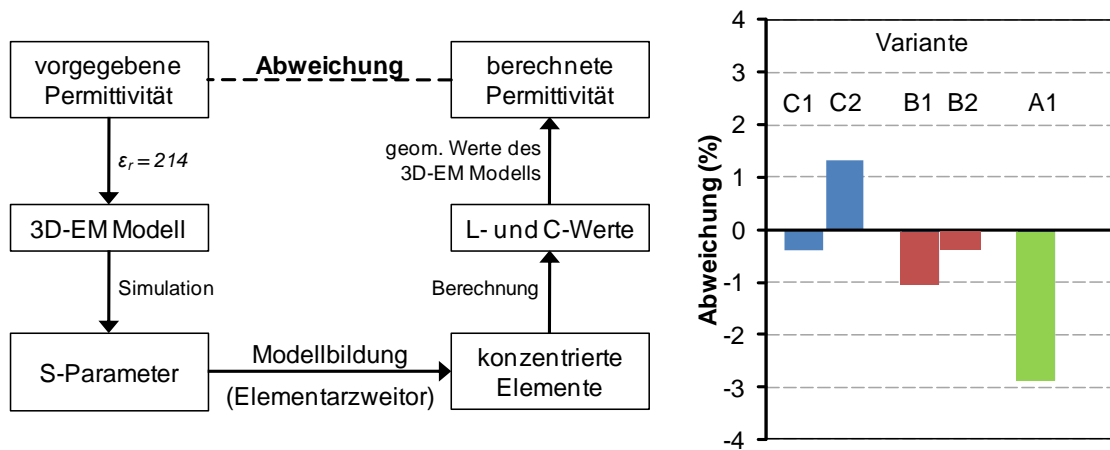
Die Simulationen zeigen, dass mit kleiner werdender Elektrodenfläche die Kapazitätsdichte der Plattenkondensatoren erwartungsgemäß zunimmt und bestätigen die Angaben der Literatur [Wad], [Mül\_4]. Die Schutzelektrode wirkt dem Effekt der Kapazitätsdichteüberhöhung entgegen, gleicht jedoch den Einfluss des Streufeldes nicht vollständig aus. Durch Einführung der effektiven Fläche  $A'$  können die Effekte des Streufeldes nahezu vollständig kompensiert werden, wenn die Kantenlänge der Elektroden in der Berechnung um  $l' = 16 \mu\text{m}$  verlängert wird. Daraus ergibt sich eine von der Elektrodenfläche weitgehend unabhängige, modifizierte Kapazitätsdichte. Diese modifizierte Kapazitätsdichte wird zur Berechnung der Permittivität herangezogen (gilt nur für  $h = 22 \mu\text{m}$  und  $\epsilon_r = 214$ ).

In der Simulation führt die Verwendung einer kleineren Permittivität für das Dielektrikum zu ähnlichen Kurvenverläufen der Kapazitätsdichte in Abhängigkeit von der Elektrodenfläche, jedoch auf geringerem Niveau ( $\epsilon_r = 20$ , C1 und C2  $\rightarrow 8,9 \text{ pF/mm}^2$ ). Zur vollständigen Kompensation der Streufelder muss hier jedoch ein kleinerer Korrekturwert  $l'$  angesetzt werden.

In der Praxis können bei der Dimensionierung von Kondensatoren dieser Anordnung, mit Elektrodenflächen größer  $A' = 1,5 \text{ mm}^2$  ( $A' = (l + l')^2 > 1,5 \text{ mm}^2$ ) und der Verwendung üblicher dielektrischer Schichten  $d$  ( $\epsilon_r < 300$ ,  $d < 40 \mu\text{m}$ ), die Streufelder vernachlässigt werden, (bzw.  $l/d > 40$ ).

#### 4.2.5 Fehlerbetrachtung

Aus den simulierten S-Parametern wurde die Permittivität nach Gleichung G4.6 ermittelt und mit der in der Simulation verwendeten konstanten Permittivität von  $\epsilon_r = 214$  (Sollwert) verglichen. Ein Schema zur Veranschaulichung und die sich aus dem Modellansatz der konzentrierten Elemente ergebenden Abweichungen für die Kondensatorvarianten A, B und C werden in der Abbildung A4.7 dargestellt. Bei den Varianten B und C weicht der Betrag der errechneten Permittivität um bis zu 1,5% und bei Variante A um etwa 3% vom Sollwert ab.

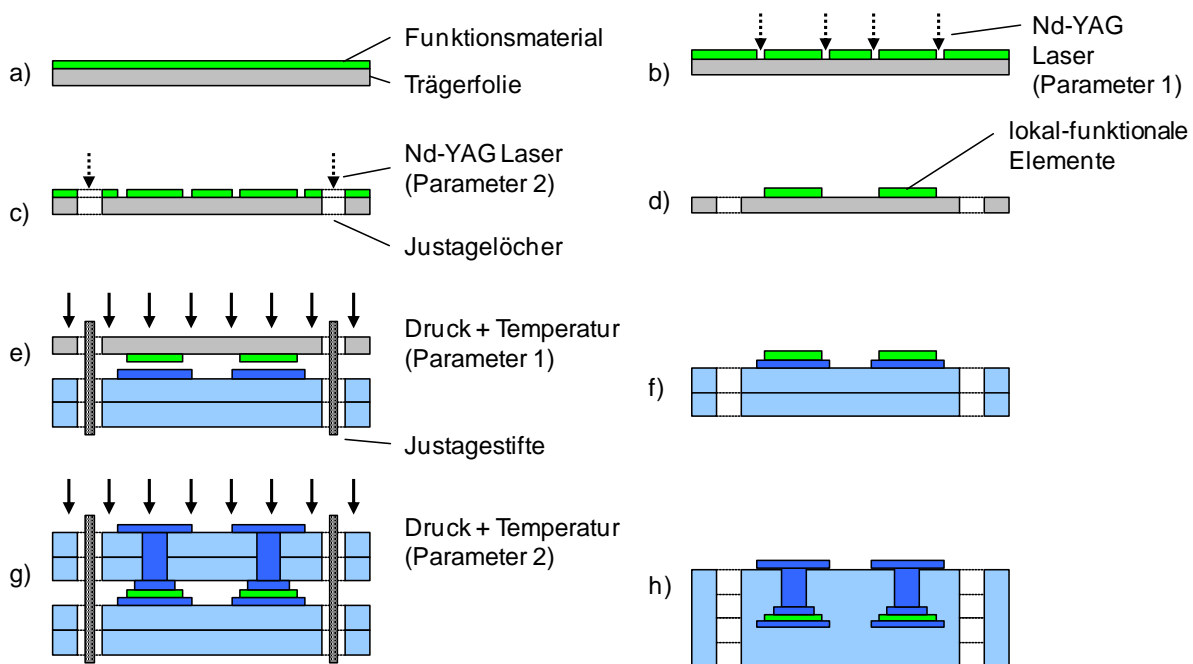


A4.7 Schema und Ergebnisse zu den Abweichungen zwischen der vorgegebenen Permittivität ( $\epsilon_r = 214$ ) im 3D-EM Simulator und der unter Verwendung der simulierten S-Parameter berechneten Permittivität (nach Gleichung G4.6)

Im Gegensatz zum 3D-EM Simulator ist die Ermittlung der geometrischen Dimension an den realen Strukturen schwierig. Im Besonderen war die Messung der dielektrischen Schichtdicken fehlerbehaftet, welche anhand von Schliffbildern erfolgte. Die Messungen der Schichtdicken der dielektrischen Folien ergaben Standardabweichungen von bis zu  $\pm 4,5\%$  (entspricht  $d = 22 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$  für das Material BST aus Abschnitt 4.3). Diese Toleranzdifferenz wirkt sich direkt auf die Standardabweichung der Permittivität aus. Unter Berücksichtigung aller anderen Fehlerinflussfaktoren wird für die Variante A1 mit  $\pm 7,5\%$  die größte Fehlertoleranz der ermittelten Permittivität bestimmt.

#### 4.2.6 „Tape Embedding“ Verfahren

Für die Erzeugung der vergrabenen funktionalen Schichten in LTCC kam das neue „Tape Embedding“ Verfahren zum Einsatz, welches an dieser Stelle näher erläutert werden soll [Mül\_4]. Dazu wurde das ungesinterte Funktionsmaterial mit einer genau definierten Schichtstärke auf eine Trägerfolie gebracht [Jil], Abbildung A4.7a. Bei Herstellung des LTCC-Schaltkreises wurde insofern vom Standardprozess abgewichen, als dass das funktionale Material in Folienform durch eine Tape-Transfer-Technik und durch sequentielles Laminieren in den LTCC-Körper eingebracht wurde. Zuvor wurde die funktionale Folie mit einem Nd-YAG-Laser<sup>16</sup> (dreifache Frequenz,  $\lambda = 355 \text{ nm}$ ) in einem zweistufigen Laserprozess bearbeitet. Erst erfolgte die Bearbeitung der funktionalen Schicht ohne die Trägerfolie zu durchdringen, Abbildung A4.7b. Mit abgeänderten Laserparametern wurden daraufhin die Justagelöcher erzeugt, indem die gesamte Folie durchdrungen wurde, Abbildung A4.8c. Nach der Laserbearbeitung wurde das überschüssige Funktionsmaterial im Ganzen entfernt, wobei die quadratischen Elemente auf der Trägerfolie verblieben, Abbildung A4.8d. Danach erfolgte ein zweistufiger Laminationsprozess. Dazu wurden zunächst die quadratischen Elemente unter reduziertem Druck ( $50 \text{ kPa}$ ,  $70^\circ\text{C}$ ,  $10 \text{ min}$ ) an dem unteren Teil eines LTCC-Stapels uniaxial laminiert, wobei die exakte Ausrichtung der funktionalen Elemente über die zuvor geschnittenen Justagelöcher der Trägerfolie erfolgte, Abbildung A4.8e und A4.8f. Dann wurde der obere Teil des LTCC-Stapels in einer abschließenden isostatischen Lamination hinzugefügt ( $200 \text{ kPa}$ ,  $70^\circ\text{C}$ ,  $10 \text{ min}$ ), Abbildung A4.8g und h.



A4.8 Prozessablauf des „Tape Embedding“ Verfahrens

<sup>16</sup> LPKF Laser & Electronics AG



Innovativ am „Tape Embedding“ Verfahren ist die Präparation des Funktionsmaterials auf einer Trägerfolie. Dadurch können funktionale Schichten mit geringer Schichtdickentoleranz in den LTCC-Körper eingebracht und gleichzeitig sehr genau lateral ausgerichtet werden. Die Stapeltoleranz beträgt dabei etwa  $\pm 20 \mu\text{m}$ . Bei der Herstellung von Kondensatoren ist eine Verringerung der technologiebedingten Streuung in den Kapazitätswerten durch die Verwendung von Folien statt siebgedruckter Strukturen zu erwarten. Erste Untersuchungsergebnisse unter Anwendung der neuartigen Methode zur lokalen Integration dünner Folien in LTCC werden in [Mül\_4], [Mül\_5] und [Ren\_2] dargelegt.

### **4.3 Vergrabenes Barium-Strontium-Titanat als LTCC-Funktionsmaterial**

Kurzstreckendatenübertragungs- und Radarsysteme im  $60 \text{ GHz}$ -Bereich stellen hohe Anforderungen an deren steuerbare Bauelemente, wie abstimmbare Filter, Kapazitätsdioden oder Phasenschieber. Einerseits ist eine möglichst schnelle Abstimmbarkeit über einen großen Frequenzbereich bei niedrigen Verlusten gefordert, andererseits sollen solche Systeme auch kostengünstig sein.

Es gibt zahlreiche Möglichkeiten, steuerbare bzw. regelbare Bauelemente zu schaffen [Uhe]. Dabei lassen sich immer drei Prinzipien der Steuerung unterscheiden:

- I. über eine mechanische Bewegung
- II. über ein Magnetfeld
- III. über ein elektrisches Feld.

Bezüglich großer Regelbereiche, niedriger Verluste und großer Strombelastbarkeit ist die mechanische Steuerung eindeutig im Vorteil. Herkömmliche mechanisch regelbare Bauelemente sind groß, kostenintensiv und viel zu träge.

An dieser Stelle soll besonders auf die mikroelektromechanischen Systeme (MEMS) hingewiesen werden. Durch die potentiell geringe Baugröße von MEMS können vergleichsweise hohe Regelgeschwindigkeiten erreicht werden. Darüber hinaus lassen sich die kleinen Baugruppen besser in Hochfrequenzsysteme integrieren. Die gebräuchlichste Hochfrequenzkomponente aus einem MEMS ist der digitale elektrostatische Schalter. Breite Anwendung finden diese Schalter bei abstimmbaren Filtern, die aus schaltbaren Kapazitätsbänken aufgebaut sind [Abb], [Ent]. Aber auch Phasenschieber können aus MEMS realisiert werden, wobei dabei verschiedene Signalpfade geschaltet werden („phase shifting networks“), [Bro]. MEMS werden auf

Wafern erzeugt. Die Herstellung geringer Stückzahlen ist daher ineffizient. Außerdem sind MEMS extrem empfindlich gegenüber äußeren Umwelteinflüssen und müssen deshalb davor sorgfältig geschützt werden [Yan]. Darüber hinaus besteht bei MEMS ein potentielles Risiko verklebter oder klemmender Schaltelemente.

Die mechanischen Schalter von MEMS kommen aber auch für eine kontinuierliche Steuerung von Hochfrequenzkomponenten unter Nutzung ferroelektrischer Aktuatoren zum Einsatz [Pop], [Ahm]. Die piezoelektrischen Materialien werden dabei ausschließlich zur Erzeugung der Bewegung in dem mechanischen System verwendet. Die Herstellung solcher piezoelektrischen Antriebe für Hebel („cantilever“) oder anderer Aktuatoren ist mit sehr großem Aufwand verbunden.

Eine weitere innovative Möglichkeit, regelbare Hochfrequenzbauelemente zu erzeugen, ist die Verwendung von Flüssigkristallen („liquid crystals“ – LC). Flüssigkristalle sind durch anisotrope dielektrische Eigenschaften gekennzeichnet. Die Permittivität von Flüssigkristallen lässt sich in einem gewissen Rahmen durch ein elektrisches Gleichfeld einstellen. Diese spezifische Charakteristik wird zur Steuerung genutzt. Erste Untersuchungen mit Flüssigkristallen wurden dazu bereits bei Phasenschiebern, Mikrowellenleitungen und Kapazitätsdioden erfolgreich durchgeführt [Mue]. Flüssigkristalle sind zur Regelung für Mikrowellenbauelemente einsetzbar. Im Besonderen bei Hochfrequenzanwendungen, die eine stellenweise Lichtdurchlässigkeit erfordern, bieten Flüssigkristallbauelemente außerordentliche Möglichkeiten, allerdings ist die Regelgeschwindigkeit von Flüssigkristallen sehr beschränkt. Die Einstellzeiten liegen dabei in einem Bereich von bis zu mehreren Sekunden [Yeh].

Piezoelektrische Materialien werden nicht nur als Aktuatoren für mechanische Regelsysteme eingesetzt sondern auch zur direkten kontinuierlichen elektrischen Steuerung von Hochfrequenzstrukturen genutzt (Ferroelektrika) [Kur]. Sie sind dabei auf Substratoberflächen sowohl in Dünnschicht-, als auch in Dickschichttechnologievarianten zu finden [Tan], [Tom], [Del]. Ähnlich wie bei den Flüssigkristallen, lässt sich die Permittivität von ferroelektrischen Materialien aufgrund der spezifischen anisotropen dielektrischen Eigenschaften durch elektrische Felder beeinflussen (vgl. Kapitel 2/2.5). Durch Anlegen einer elektrischen Vorspannung (BIAS) lassen sich somit die dielektrischen Materialeigenschaften kontinuierlich einstellen. Dadurch können beispielsweise die aufwendigen Kondensatorbänke der MEMS-Technologie ersetzt werden. Solche Ansätze sind zuverlässiger als MEMS, da keine beweglichen Teile vorhanden sind. Die Regelgeschwindigkeit ist im Vergleich zur Steuerung mit Flüssigkristallen wesentlich höher. Gleichzeitig sind aber auch die Verluste zu berücksichtigen. Gegenüber mechanisch gesteuerten Bauelementen (MEMS) liegen die Verluste ferroelektrisch- und im Besonderen flüssigkristallgesteuerter Bauelemente in der Regel wesentlich höher.

Die verschiedenen Ansätze zeigen jeweils ihre spezifischen Vor- und Nachteile hinsichtlich Sensitivität, Abstimmgeschwindigkeit und Frequenzbereich. Aber auch die Abstimmbarkeit, der Energieverbrauch, die Strombelastbarkeit, die Zuverlässigkeit und die Kosten müssen berücksichtigt werden und entscheiden letztendlich über die Verwendung.

In diesem Abschnitt wird ein neuer Ansatz zur Herstellung steuerbarer Hochfrequenzbauelemente untersucht. Dazu wurde ein ferroelektrisches Material in Folienform in einen grünen LTCC-Lagenstapel eingebettet und gemeinsam gesintert („Co-Fire“-Prozess). Gegenüber anderen Technologien, wie z. B. der Standarddickschicht- und der Dünnschichttechnologie, lassen sich vergrabene und elektrisch steuerbare Bauelemente in LTCC integrieren. Die technologische Voraussetzung ist jedoch, dass die unterschiedlichen Materialien in einem Brennvorgang gesintert werden können („Co-Fire“-Prozessierbarkeit). Dazu wurde der LTCC-Werkstoff Barium-Strontium-Titanat (BST) entwickelt und bereits bei Oberflächenmikrowellenstrukturen auf LTCC-Substraten eingesetzt [Pal], [Tao]. Darüber hinaus bietet die Co-Fire-Prozessierbarkeit mit anderen Materialien (wie beispielsweise Ferroelektrika) die Möglichkeit einer direkten und lokal begrenzten Integration innerhalb eines LTCC-Körpers [Ren\_2], [Tic].

### **4.3.1 Herstellung und Materialien**

Hauptgegenstand der Untersuchung war Barium-Strontium-Titanat (BST). Das Material wurde als funktionale Schicht und in Folienform zwischen die Elektroden der in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Kondensatorvarianten eingebracht. Die BST-Folie wurde zuvor im „Doctor-Blade-Verfahren“ hergestellt. Der Schlicker bestand im Wesentlichen aus  $\text{Ba}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{TiO}_3$  und 5wt% ( $\text{B}_2\text{O}_3 \dots \text{Li}_2\text{CO}_3$ ). Weitere Bestandteile waren Lösungsmittel (Ethanol und Xylen), Dispergatoren (Z-3 Menhaden-Fischöl), Bindemittel (Polyvinylbutyral) und Weichmacher (Butylbenzylphthalat, Polyglykol). Das Material wurde an der Universität Oulu in Finnland<sup>17</sup> entwickelt und im Rahmen einer Kooperation freundlicherweise zur Verfügung gestellt [Hel].

Infolge des unterschiedlichen Sinterverhaltens und der unterschiedlichen Temperaturkoeffizienten der Ausdehnung ist die gemeinsame und freie Sinterung verschiedener Glaskeramiken im Materialverbund („Co-Fire“) schwierig und führt oft zu Rissen, Delaminationen und Verwölbungen. Um die Verwölbungseffekte zu vermeiden, erfolgte die Sinterung der BST-Kondensatoren druckunterstützt. Dazu wurde das Laminat während des gesamten Burnout- und Sintervorgangs mit einer Sinterpresse<sup>18</sup> lateral von porösen Silizium-Karbid-Platten (SiC) wie in Abbildung A4.8

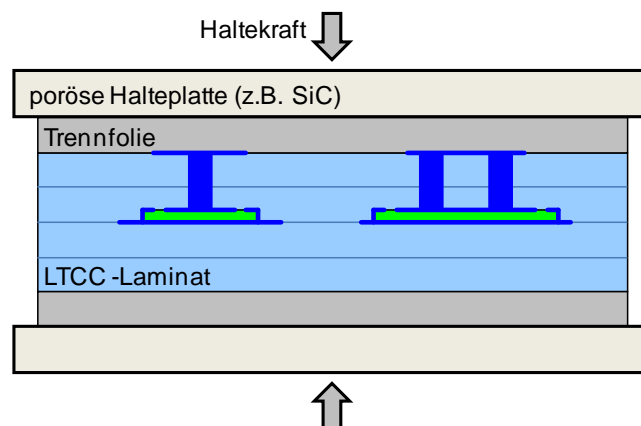
---

<sup>17</sup> Microelectronics Laboratory – University of Oulu /Finland, [www.oulu.fi](http://www.oulu.fi)

<sup>18</sup> ATV Technologie GmbH, [www.atv-tech.com](http://www.atv-tech.com)

dargestellt gehalten. Die gesamte sinterbedingte Schwindung des Keramikkörpers erfolgte weitestgehend in z-Richtung.

Um die Versinterung des Glaskeramikkörpers mit den SiC-Halteplatten zu vermeiden, waren zusätzliche Trennlagen („release layers“) notwendig, welche an die Ober- und Unterseite des Lagenstapels laminiert wurden. Die Trennlagen bestanden hauptsächlich aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Partikeln, sowie Lösungs- und Bindemitteln, beziehungsweise ungesinterten Folien der Hochtemperatur-Mehrlagenkeramik (HTCC). Nach dem „Burnout“ verhinderte eine am LTCC-Körper verbliebene Restschicht aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Partikeln die Versinterung mit den SiC-Halteplatten, Patent [Mik]. Nach dem Sinterprozess wurden die  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Partikel mechanisch entfernt. Nachteil dieser Methode ist, dass einerseits die  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Partikel materialsystemabhängig mit dem Laminat reagieren und andererseits die Oberflächentopologie an sich mechanisch beeinflusst wird. Eine andere Möglichkeit um die Versinterung der Glaskeramik mit den Halteplatten zu vermeiden, ist die Verwendung von speziellem Trennpapier. Ausführliche Betrachtungen zum druckunterstützten Sintern von LTCC und alternative Möglichkeiten der Integration von Fremdmaterialien werden in der Arbeit von [Hin] dargelegt.



A4.8 Anordnung des Lagenstapels während des Drucksinterprozesses

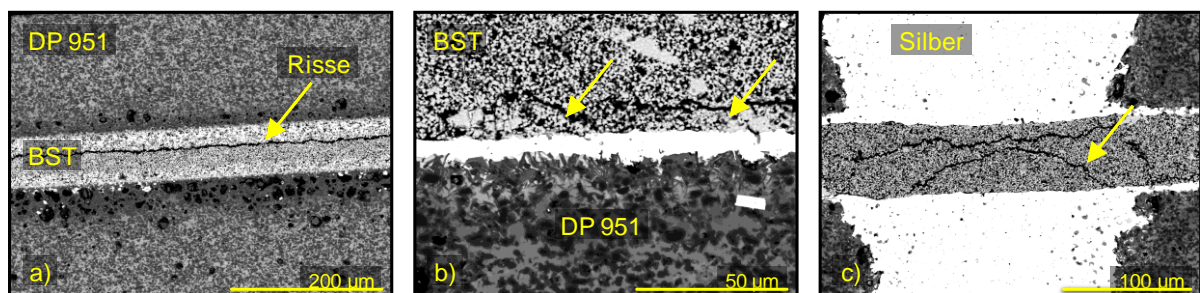
Prozessgrundlage für die Sinterung bildete das Standardprofil für DuPont 951 aus Kapitel 3/3.2.9. Da der „Burnout“-Prozess beim Drucksintervorgang durch die Halteplatten eingeschränkt wird, wurde die Verweilzeit der „Burnout“-Phase im Sinterprofil um *30 min auf 90 min verlängert*.

Um die Parameter des Drucksinterprozesses (Druck, Peaktemperatur und Peakzeit) einzustellen, waren Voruntersuchungen notwendig. Dabei musste ein Kompromiss zwischen guten funktionalen Eigenschaften und der Herstellbarkeit gefunden werden. Dazu wurden im Rahmen einer Kooperation Untersuchungen mit der Universität Oulu in Finnland durchgeführt.

### Sinterdruck

Höhere Sinterdrücke führten nur unwesentlich zu einer höheren Verdichtung des BST. Somit konnte infolge höheren Sinterdrucks auch keine wahrnehmbare Verbesserung der funktionalen Eigenschaften erreicht werden [Tic]. Die Höhe des applizierten Drucks während der Sinterung hatte jedoch wesentlichen Einfluss auf die Qualität der BST-Schicht. In Abbildung A4.9 wird der Lagenaufbau von DuPont 951-BST-DuPont 951 dargestellt. Bei einem Druck von 2 MPa traten deutlich sichtbare horizontale Risse in der BST-Schicht auf, A4.9a. Durch die Reduzierung des Sinterdrucks auf 1 MPa konnte eine wesentliche Minderung der Rissbildung erreicht, jedoch nicht völlig vermieden werden, wie die detaillierte Betrachtung in Abbildung A4.9b zeigt. Spalten und Risse im Funktionsmaterial haben wesentlichen Einfluss auf die Kapazität, tragen zu verfälschten Ergebnissen bei der Bestimmung der elektrischen Kennwerte bei und sind daher unerwünscht. Erst die Sinterung bei einem Druck von  $p = 0,36 \text{ MPa}$  führte zu einer vollkommenen Rissfreiheit. Mit der verfügbaren Technik liegt der Wert damit an der unteren Grenze des derzeit technologisch Realisierbaren.

Besonders empfindlich gegenüber Rissbildung ist der Bereich um die Durchkontaktierungen, wie in Abbildung A4.9c zu sehen ist. Vor allem überfüllte Vias in Verbindung mit dem Drucksinterprozess führten zu einer lokalen Rissbildung in der funktionalen Schicht unter dem Via. Als besonders problematisch zeigte sich dabei die AgPd-Viafüllpaste 6138 von DuPont. Daher empfiehlt es sich die Verwendung von Durchkontaktierungen direkt über der funktionalen Schicht zu vermeiden.



A4.9 REM Aufnahmen druckgesinterter Komposite von DuPont 951 im Silbersystem und BST  
a) bei 2 MPa, b) bei 1 MPa, c) Viaeinfluss

### Peaktemperatur und Peakzeit

Die erforderliche Sintertemperatur des BST liegt bei einer Temperatur von  $T_p = 900^\circ\text{C}$ . Damit ist die obere Temperaturgrenze für die LTCC-Systeme nahezu erreicht. Höhere Sintertemperaturen sind wegen der Gold- und im Besonderen der Silbermetallisierung nicht zulässig und werden durch die Schmelztemperatur der Metalle begrenzt. Deshalb wurde die Sintertemperatur auf  $T_p = 900^\circ\text{C}$  mit allen

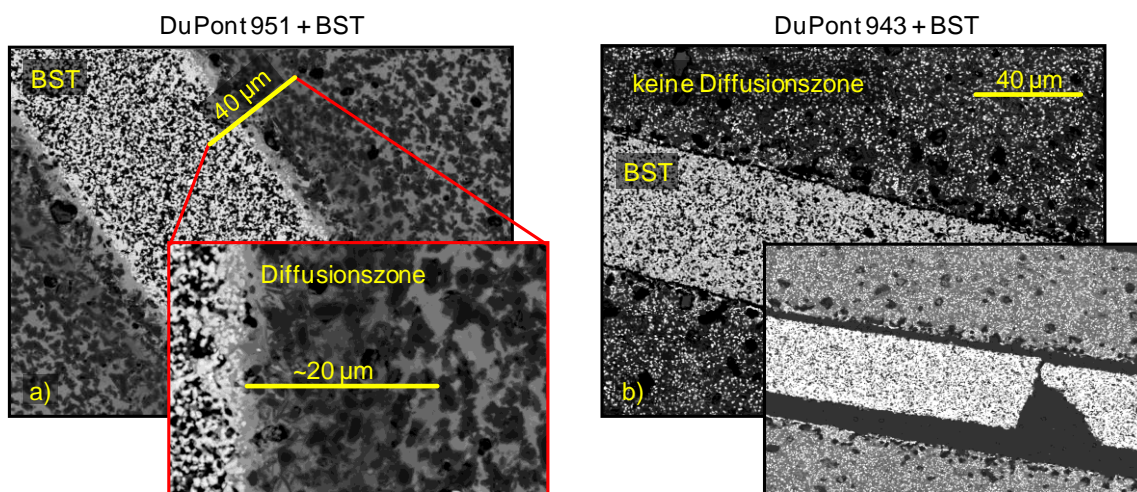
Konsequenzen bezüglich der sinterprofilbedingten dielektrischen Eigenschaften, wie sie in Kapitel 3/3.5 für die Materialsysteme DuPont 951, DuPont 943 und Heraeus CT707 bleifrei beschrieben sind, festgelegt.

Untersuchungen ergaben, dass längere Peakzeiten zu einer Steigerung der Permittivität des Materials und zu niedrigeren dielektrischen Verlusten führen.

In anderen Anwendungen wird das BST-Material oft für mehrere Stunden gesintert. Die Peakzeiten liegen dabei im Bereich von  $t_p = 180 \text{ min}$  und darüber [Pal]. Lange Sinterzeiten bei einer Peaktemperatur von  $T_p = 900^\circ\text{C}$  wirken sich jedoch negativ auf die LTCC-Keramik aus, (in erste Linie bei Silbersystemen wegen der Diffusionsprozesse). Als Kompromiss zwischen der Funktionalität und den technologischen Anforderungen der LTCC wurde deshalb eine Peakzeit von  $t_p = 60 \text{ min}$  als hinreichend erachtet.

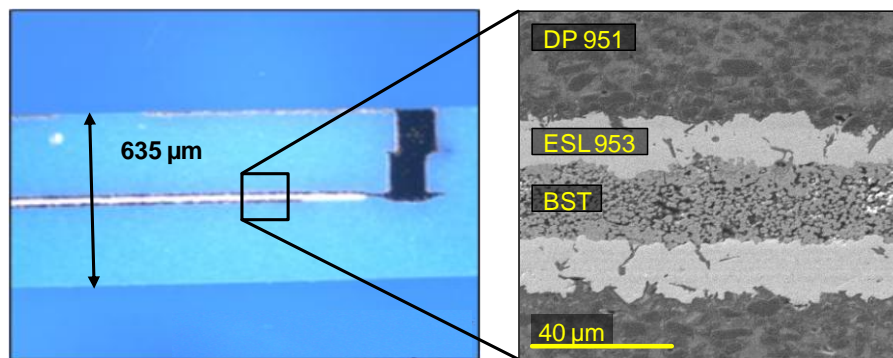
Die Abbildung A4.10 zeigt die DuPont-Materialsysteme 951-BST und 943-BST, welche mit den festgelegten Bedingungen ( $T_p = 900^\circ\text{C}$ ,  $t_p = 60 \text{ min}$ ,  $p = 0,36 \text{ MPa}$ ) gesintert wurden. DuPont 951 und BST zeigen eine deutliche stoffschlüssige Verbindung sowohl zwischen DuPont 951 und BST, als auch zwischen BST und den Silbermetallisierungen, Abbildung A4.10a. Dabei hat die Diffusionszone eine Ausdehnung von etwa  $20 \mu\text{m}$  (Ausdehnungsbereich der Silberatome). Bei einer Peaktemperatur von  $T_p = 900^\circ\text{C}$ , einer Peakdauer von  $t_p = 60 \text{ min}$  und einem axialen Sinterdruck von  $0,36 \text{ MPa}$  wurde ein guter Kompromiss hinsichtlich Machbarkeit und Funktionalität erreicht [Ren\_5].

DuPont 943 und BST verhielten sich inert und es kam während der Sinterung keine stoffschlüssige Verbindung zustande, Abbildung A4.10b. Nach dem Sintervorgang führten schon leichte mechanische Beanspruchungen zum Lösen der Verbindung. DuPont 943 und BST waren nicht gemeinsam prozessierbar. Daher wurde dieser Materialverbund in den weiteren Untersuchungen nicht berücksichtigt.



A4.10 REM Aufnahmen des druckgesinterten Komposits, a) DuPont 951+BST, b) DuPont 943+BST

In Abbildung A4.11 ist der prinzipielle Lagenaufbau, welcher in den Untersuchungen zur Materialcharakterisierung Anwendungen fand, im Querschnitt dargestellt. Die Kondensatoranordnungen wurden aus 4 Lagen DuPont 951 gefertigt (mit einer grünen Lagendicke von  $h_G = 254 \mu\text{m}$ ), wobei die oberen zwei Lagen die elektrischen Strukturen beinhalten. Das Elektrodenmaterial bestand aus Silberplatin (ESL 953) und die inneren Vias aus Silber (DuPont DP6141). Weiterhin wurden für eine hinreichende Diffusionssperre zu den außerhalb strukturierten Goldmetallisierungen (DuPont DP5734) Silberpalladium-Vias (DuPont DP6138) eingesetzt. (Bei hohen Sinter-temperaturen sind Goldmetallisierungen den Silbermetallisierungen vorzuziehen, in erster Linie an Substratoberflächen.) Als funktionale Schicht wurde BST mit einer Schichtstärke von  $h_G = 30 \mu\text{m}$  integriert. Neben BST wurde DuPont 951 ( $h_G = 50 \mu\text{m}$ ) und ein weiteres dielektrisches Material K30 ( $h_G = 13 \mu\text{m}$ ) von Namics in Folienform sowie siebgedrucktes Material von DuPont (DP5530) in die Untersuchungen einbezogen.

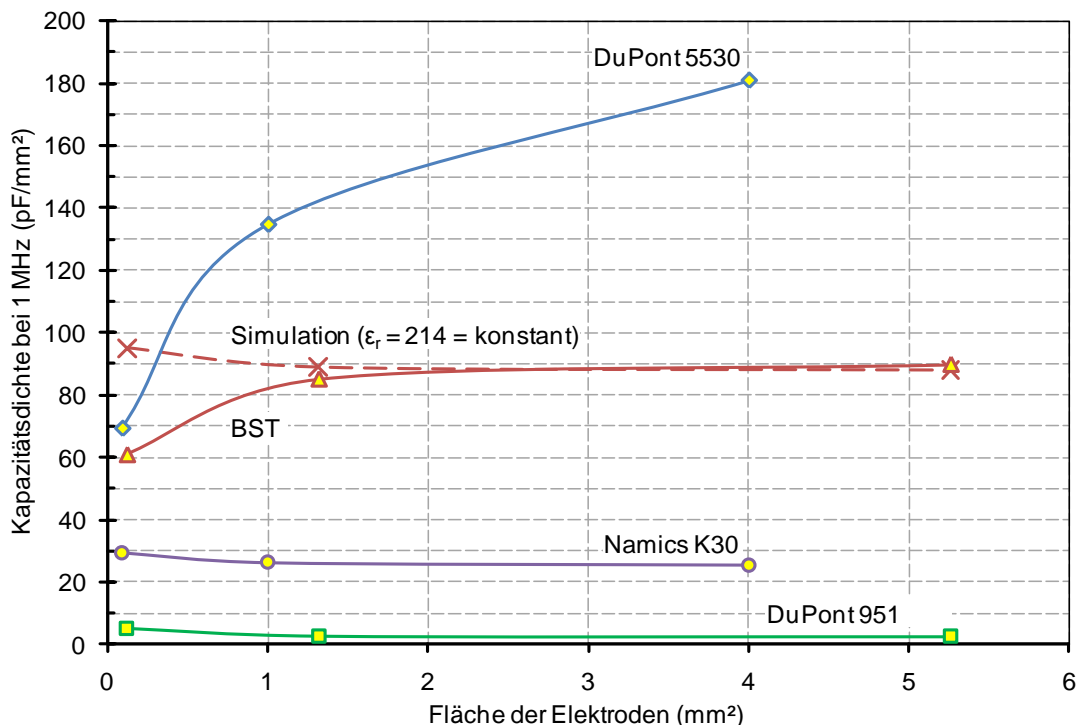


A4.11 Lichtmikroskop- und REM-Aufnahme des Querschnitts eines druckgesinterten Kondensators zur Toleranzauswertung

### 4.3.2 Grundlegende Materialcharakteristik

Zunächst wurde die grundlegende Materialcharakteristik von BST bei einer relativ niedrigen Frequenz von  $1 \text{ MHz}$  betrachtet. Bei dieser Frequenz lässt sich die Kapazität direkt mit einem Impedanzanalysator ermitteln. Das gestattet einen Vergleich der S-Parametermessungen inklusive der dazugehörigen Berechnungen zur Bestimmung der Kapazität (Abschnitt A3.2.1). Die platzintensive Mikrostreifenleitung mit den Antastports wird für Impedanzanalysatormessungen nicht benötigt. Deshalb wurden Kondensatoren mit einer weniger aufwendigen und kurzen Elektrodenkontaktierung hergestellt und für die Auswertung bei  $1 \text{ MHz}$  herangezogen. Die Vielzahl der Kondensatoren, die auf einem Substrat Platz fanden, ermöglichte darüber hinaus in einem vertretbaren Aufwand umfangreichere statistische Untersuchungen durchzuführen.

In Abbildung A4.12 ist die Kapazitätsdichte in Abhängigkeit von der Elektrodengröße A, B und C bei 1 MHz für die Kondensatoren mit den dielektrischen Materialien DuPont 5530, BST, Namics K30 und DuPont 951 dargestellt (Variante B aus Abschnitt 4.2.2). Darüber hinaus ist die aus den S-Parametern der 3D-EM-Feldsimulation berechnete Kapazitätsdichte für eine konstante Permittivität von  $\epsilon_r = 214$  angegeben. Zu bemerken ist, dass das dielektrische Material DuPont 951 dem dielektrischen Material des restlichen Substrates entspricht. Während die Sinterung bei BST und DuPont 951 mit Druckunterstützung erfolgte, wurden die Materialien DuPont 5530 und Namics K30 frei gesintert. Das führte infolge der lateralen Schwindung während der Sinterung zu einer verminderten Größe der Elektrodenflächen.



A4.12 Kapazitätsdichte der Kondensatoren A, B und C (Version II) in Abhängigkeit von der Elektrodenfläche für die Folienmaterialien BST, Namics K30, DuPont 951 und 5530, berechnete Kapazitätsdichte aus den simulierten S-Parametern der 3D-EM Feldsimulation aus Abschnitt 4.4.4

Allgemein lässt sich sagen, dass die Kapazitätsdichte stark von der Elektrodengröße der Kondensatoren abhängt. Bezüglich der absoluten Kapazitätswerte zeigen die DuPont 951-Kondensatoren erwartungsgemäß die geringste Kapazitätsdichte ( $2,5 \dots 4,5 \text{ pF/mm}^2$ ), gefolgt von Namics K30 ( $25,5 \dots 29,4 \text{ pF/mm}^2$ ), BST ( $61,1 \dots 89,7 \text{ pF/mm}^2$ ) und DuPont 5530 ( $69,4 \dots 180 \text{ pF/mm}^2$ ). Die DuPont 951-Kondensatoren zeigen mit abnehmender Elektrodenfläche eine deutliche Zunahme der Kapazitätsdichte um über 50% und bestätigen damit den theoretischen Ansatz der Erhöhung der Kapazitätsdichte durch den zunehmenden Einfluss des Streufeldes am



Elektrodenrand. Ein ähnliches Verhalten zeigen die Namics K30-Kondensatoren. Die relative Zunahme der Kapazitätsdichte bei kleiner werdender Elektrodenfläche ist jedoch im Vergleich zu den DuPont 951-Kondensatoren weniger stark ausgeprägt.

Entgegen den Erwartungen, dass mit kleiner werdender Elektrodenfläche die Kapazitätsdichte infolge des Einflusses der Streufelder steigt, zeigen die BST- und DuPont 5530-Kondensatoren jedoch ein völlig anderes Verhalten. Zunächst sinkt die Kapazitätsdichte der BST-Kondensatoren mit kleiner werdender Elektrodenfläche leicht und fällt dann stark ab. Einen noch drastischeren Verlauf lässt sich bei den DuPont 5530-Kondensatoren feststellen, hier sinkt die Kapazitätsdichte auf unter 50%. Ähnliche Effekte konnten bei Untersuchungen mit anderen „High-k-Dielektrika“<sup>19</sup> in Verbindung mit DuPont 951 beobachtet werden [Mül\_6].

Angesichts der gegebenen konstanten Geometrien der Kondensatoren zeigte die 3D-EM-Simulation differenzierte Ergebnisse. Bei diesen theoretischen Betrachtungen wurde von einer konstanten und homogenen Permittivität ausgegangen. Die Praxis zeigt jedoch, dass die Annahme einer konstanten Permittivität nicht haltbar ist und bei diesen Kondensatoren von einer inhomogenen Permittivität ausgegangen werden muss. Im Gegensatz zu den DuPont 951-Kondensatoren müssen in der Simulation bei den BST- und den Namics K30-Varianten unterschiedliche Werte für die Permittivität berücksichtigt werden, um eine Übereinstimmung mit den Messwerten zu erreichen. Infolge der Interaktion der verschiedenen Materialien während des Sinterprozesses ändern sich die elektrischen Eigenschaften im Speziellen, so dass es in dem Bereich der Grenzflächen (Diffusionszone) zu einer zusätzlichen Reduzierung der Permittivität kommt. Für die Kondensatorvarianten A, B und C sind die Anteile der Grenzflächen zwischen Funktionsmaterial, DuPont 951 und Silber jeweils unterschiedlich. Die Ausdehnung der jeweiligen Diffusionszone bleibt davon jedoch unberührt.

Zusammenfassung: Die in der Literatur angegebenen Verfahren zur Dimensionierung von Plattenkondensatoren gelten nur unter bestimmten Annahmen. Diese werden bei der Dimensionierung von LTCC-Kompositen unter Umständen nicht erfüllt, was bei der Umsetzung zu erheblichen Abweichungen von den Designwerten führt. Bei LTCC-Kompositen werden die dielektrischen Eigenschaften nicht nur durch die spezifischen Materialeigenschaften bestimmt, sondern auch von der Strukturgröße. Deshalb bleiben konkrete experimentelle Untersuchungen im Designprozess von neuen LTCC-Kompositen unerlässlich.

---

<sup>19</sup> Die Bezeichnung „High-k“ ist der englischen Sprache entlehnt, wo relative Permittivität häufig noch mit  $k$  bezeichnet wird. „High-k-Dielektrikum“ bedeutet „Dielektrikum hoher relativer Permittivität“ und ist im Besonderen bei Dielektrika für Kondensatoren ein geläufiger Begriff.

### **4.3.3 Toleranzanalyse - Vergleich mit anderen dielektrischen Materialien**

Im Vergleich zu siebgedruckten Strukturen sind durch den Einsatz von Folien (homogenere Schicht) und der Tape-Transfer-Technik (Abschnitt 4.2.6) bei der Erzeugung der funktionalen dielektrischen Schichten geringere herstellungsbedingte Toleranzen in den Kapazitätswerten von Kondensatoren zu erwarten. Diese Toleranzen sollen in diesem Abschnitt quantitativ und vergleichend bewertet werden.

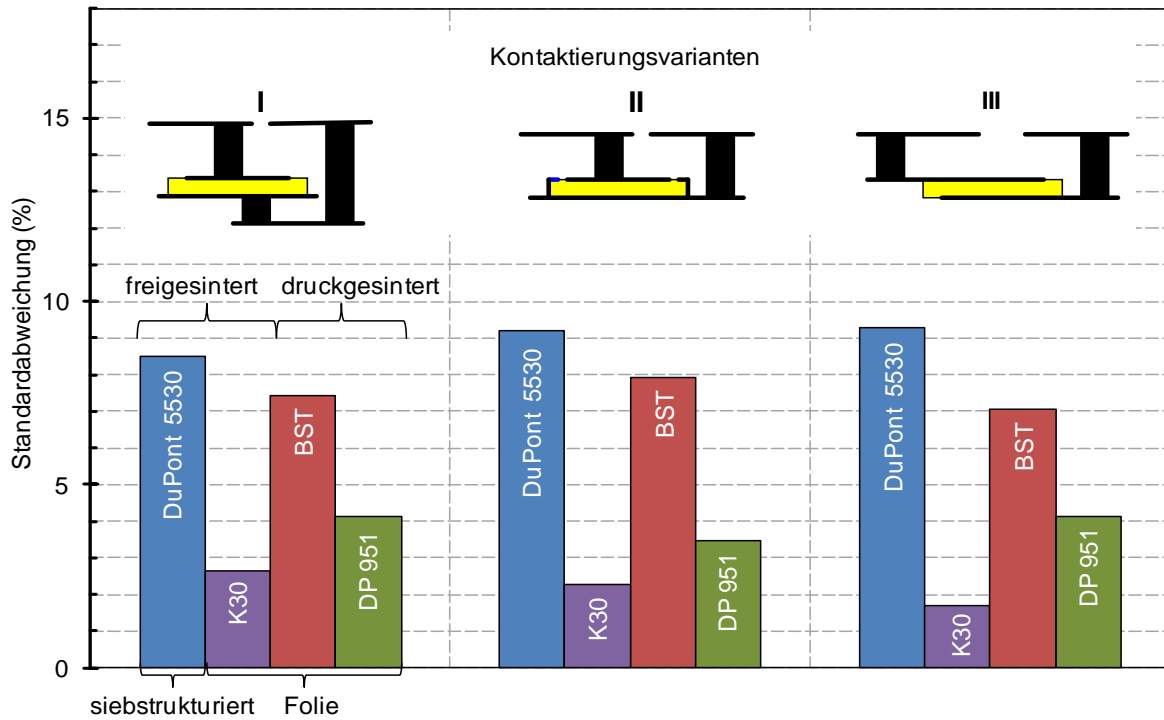
Für die Toleranzanalyse sind Kapazitätsmessungen bei relativ niedriger Frequenz von 1 MHz hinreichend. Bei der Untersuchung ist zu berücksichtigen, dass einerseits die Kapazität der Kondensatoren durch die individuelle Kontaktierung der Elektroden beeinflusst wird und andererseits die direkte Kontaktierung der Elektroden mit Vias unmittelbare Auswirkung auf die dielektrische Schicht haben kann, wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt wird. Im Besonderen bei den Kondensatorvarianten A mit kleinen Elektrodenflächen könnte die Art der Kontaktierung der Elektroden signifikanten Einfluss auf die Streuung der Kapazitätswerte ausüben.

Für die Toleranzanalyse wurden hinreichend viele Kondensatoren mit den Elektrodengrößen der Varianten A, B und C unter Verwendung der dielektrischen Materialien BST, Namics K30, DuPont 951 und DuPont 5530 auf jeweils einem Substrat hergestellt. Die Messung der Kapazitäten erfolgte direkt mit einem Impedanzanalysator (HP 4284A). Dabei wurden drei Möglichkeiten der Kontaktierung mit den Elektroden wie in Abbildung A4.13 dargestellt berücksichtigt.

Bei Version (I) wurden die Masse- und Signalelektroden direkt über der funktionalen Schicht mit einem Via verbunden. Bei Version (II) ist nur die obere Signalelektrode direkt mit einem Via kontaktiert. Version (II) entspricht somit der Mikrostreifenanordnung, welche für die Betrachtung bei höheren Frequenzen zur Anwendung kam. Bei Version (III) erfolgte die Kontaktierung vollständig indirekt, sodass kein Via mit der funktionalen Schicht interagiert.

Die Abbildung A4.13 zeigt die relativen Standardabweichungen der Kondensatorkapazitäten mit mittlerer Elektrodenfläche (Variante B). Allgemein ist festzustellen, dass die jeweilige Standardabweichung von der Vianordnung weitgehend unbeeinflusst bleibt. Die Standardabweichung der Kapazität der siebstrukturierten DuPont 5530-Kondensatoren ist erwartungsgemäß am größten und liegt bei 9%. Bei siebstrukturierten dielektrischen Schichten müssen zusätzlich Abweichungen infolge der Unzulänglichkeiten beim Siebdruck berücksichtigt werden.

Beim Drucksinterprozess sind zusätzliche Einflussfaktoren hinsichtlich der Standardabweichungen zu berücksichtigen (z. B. Planarität der Halteplatten). Die Standardabweichung der Kapazität für druckgesinterte BST-Kondensatoren liegt bei 7,5% und für druckgesinterte DuPont 951-Kondensatoren bei 3,75%. Beide Varianten wurden gleichermaßen prozessiert, weisen aber jeweils erheblich unterschiedliche relative Standardabweichungen auf. Der Unterschied in den Standardabweichungen lässt



A4.13 Standardabweichung von Kapazität der Kondensatorvariante B mit mittlerer Elektrodengröße unter Verwendung verschiedener Dielektrika und Elektrodenkontaktierung, (für eine Grundgesamtheit von jeweils mindestens 30 Kondensatoren)

sich teilweise durch die spezifische Folienqualität der Materialien erklären. Darüber hinaus hat die absolute dielektrische Schichtdicke einen Einfluss auf die relative Standardabweichung, und nimmt mit sinkender Schichtdicke, welche eine absolute Größe darstellt, zu. Dabei ist die dielektrische Schichtdicke der DuPont 951-Kondensatoren mit  $h = 35 \mu\text{m}$  etwa 35% größer als die der BST-Kondensatoren mit  $h = 22 \mu\text{m}$ . Die Standardabweichung der Kapazität der frei gesinterten Namics K30-Kondensatoren ist mit 2% am niedrigsten, trotz der vergleichsweise geringsten dielektrischen Schichtdicke von  $h_G = 13 \mu\text{m}$  (ungesinterte Schichtdicke).

Zu bemerken ist weiterhin, dass bei den Kondensatoren mit kleinerer Elektrodenfläche (Variante A) für alle Materialien eine bedeutende Erhöhung der Standardabweichung festgestellt wurde. Für das in dieser Untersuchung relevante BST steigt diese 22,5%. Dazu sind in [IFB] detailliertere Ergebnisse zu finden.

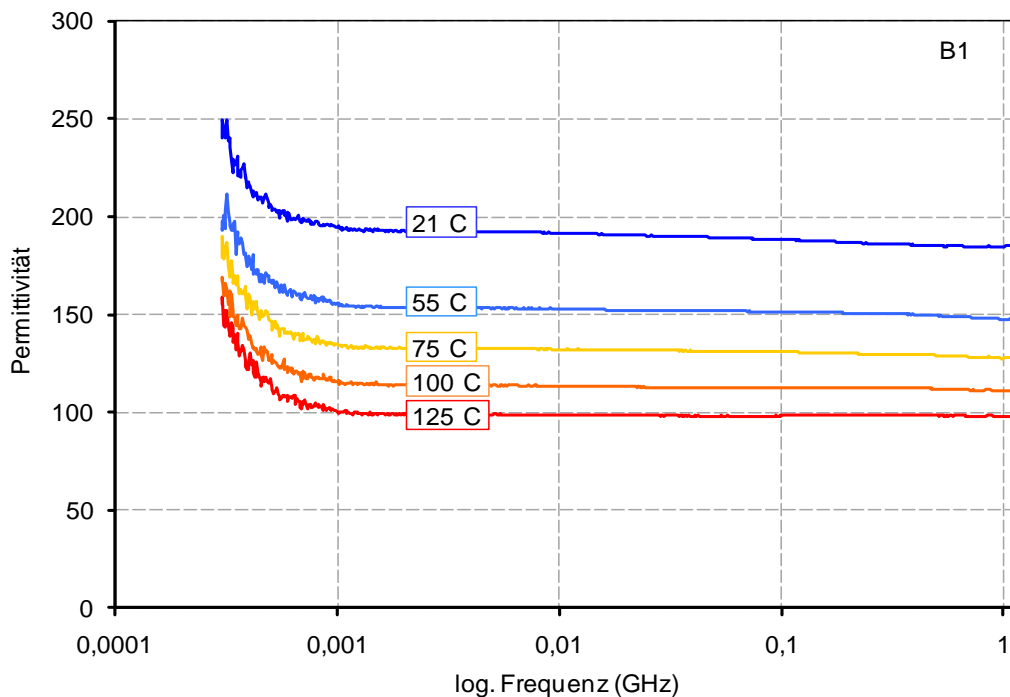
Zusammenfassung: Abgesehen von den technologischen Randbedingungen, wie zum Beispiel der Temperaturverteilung im Sinterofen, tragen zum Einen die Eigenschaften der verschiedenen Materialien selbst und zum Anderen auch die spezifische Qualität der Siebdruckpaste oder Folie maßgeblich zur Standardabweichung der Kapazitätswerte bei. Daher sind experimentelle Untersuchungen für die jeweils spezifische Kondensatoraufbauten unerlässlich.

Prinzipiell bewirken kleinere Elektrodenflächen eine Erhöhung der Standardabweichung. Tendenziell führen größere dielektrische Schichtdicken, freies Sintern statt Drucksintern und die Verwendung von dielektrischen Folien an Stelle von Siebdruckstrukturen zu einer Verringerung der Standardabweichung.

#### 4.3.4 Temperatur- und Frequenzverhalten von vergrabenem LTCC-Barium-Strontium-Titanat

Die S-Parameter-Messungen zur Auswertung des Temperatur- und Frequenzverhaltens erfolgten mit den Netzwerkanalysatoren<sup>20</sup> HP8753C (300 kHz – 6 GHz) und PNA E8361 (10 MHz – 20 GHz) unter Verwendung von koplanaren Antastspitzen von Süss<sup>21</sup> MicroTec mit einem Rastermaß von 650 µm. Die Kalibrierung wurde auf einem dafür vorgesehenen Kalibriersubstrat (short, open, load, thru) an ungeschirmten Ports realisiert. Um bei den Temperaturuntersuchungen die Bildung von Kondenswasser im Bereich der Antastspitzen zu vermeiden, wurden die Messungen zum Teil in einer Vakuummesskammer (Süss MicroTec PMV 150) durchgeführt. Da Feuchtigkeit in kleinstem Prozentsatz zu einer signifikanten Veränderung der Messbedingungen und letztendlich zu stark verfälschten Messergebnissen führt, muss die Bildung von Kondenswasser unbedingt vermieden werden, vor allem bei Messungen unter dem Taupunkt.

In Abbildung A4.14 wird der Einfluss verschiedener Temperaturen auf die Permittivität von BST bei der Kondensatorvariante B1 verdeutlicht. Die Permittivität ist jeweils in Abhängigkeit von der Frequenz logarithmisch von 300 kHz bis 1 GHz dargestellt. Zunächst soll der niedrigere Frequenzbereich betrachtet werden (unter 1 MHz). Allgemein ist erkennbar, dass die Permittivität mit steigender Temperatur abnimmt.



A4.14 Kondensatorvariante B1, Permittivität über der Frequenz bei unterschiedlichen Temperaturen

<sup>20</sup> Agilent Technologies, <http://agilent.com>

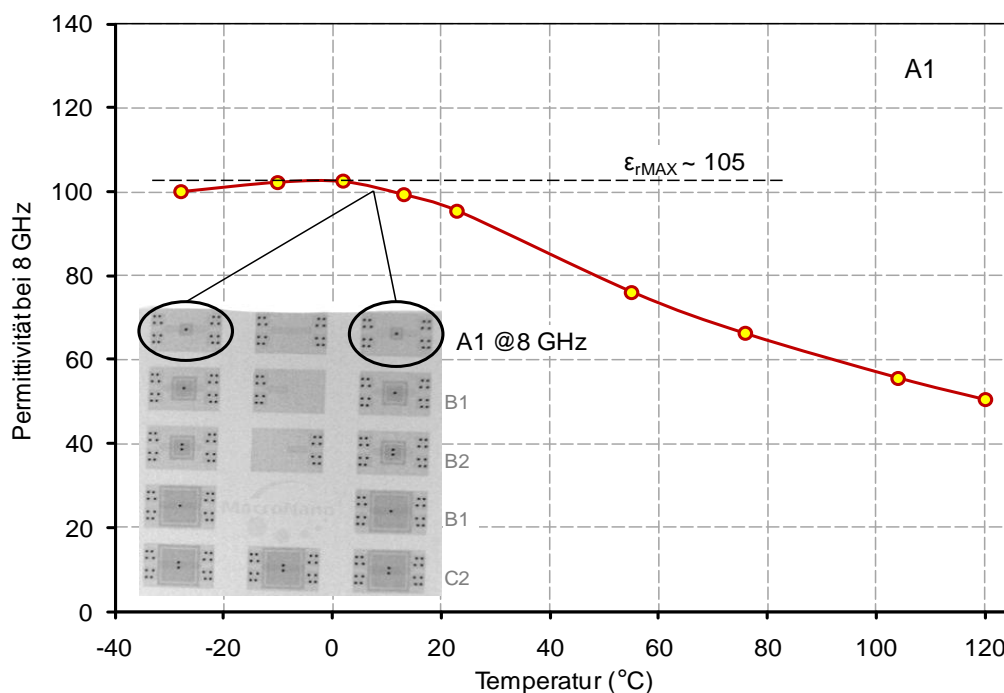
<sup>21</sup> Süss MicroTec, <http://www.suss.com>

Die Verläufe der Permittivitätskurven stimmen für die betrachteten Temperaturen nahezu überein. Temperaturspezifische Frequenzgänge des Materials sind somit auszuschließen.

Bei allen untersuchten Temperaturen sinkt die Permittivität von BST deutlich bis zu einer Frequenz von etwa  $1\text{ MHz}$  ab. Oberhalb einer Frequenz von  $1\text{ MHz}$  bleibt die Permittivität dagegen weitgehend frequenzunabhängig. Die Temperaturänderung von  $21^\circ\text{C}$  auf  $120^\circ\text{C}$  führt zu einem Absinken der Permittivität von  $\epsilon_{r21} = 189$  auf  $\epsilon_{r120} = 99$ . Das entspricht einer Permittivitätsänderung von  $-48\%$  bzw.  $\Delta\epsilon_r \approx -0,9\text{ K}^{-1}$ . Bei einer Temperatur von  $21^\circ\text{C}$  liegt die Resonanzfrequenz der Kondensatorvariante B1 bei  $f_{r21} = 1,917\text{ GHz}$  und bei einer Temperatur von  $120^\circ\text{C}$  bei  $f_{r120} = 2,583\text{ GHz}$ .

Die Steigerung der Permittivität zu niedrigeren Frequenzen hin ist in Anbetracht der gleichermaßen drastisch ansteigenden dielektrischen Verluste (hier nicht dargestellt, [IFB]), durch eine zunehmende Polarisierbarkeit des Materials zu erklären. Der Frequenzbereich unter  $1\text{ MHz}$  soll nicht weiter berücksichtigt werden. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf den Frequenzbereich oberhalb  $1\text{ MHz}$ .

Die Abbildung A4.15 zeigt das Temperaturverhalten des vergrabenen BST für die Kondensatorvariante A1 von  $-28^\circ\text{C}$  bis  $120^\circ\text{C}$  bei einer Frequenz von  $f_{r28} = 8\text{ GHz}$ . Zunächst steigt die Permittivität mit zunehmender Temperatur bis sie ein Maximum von  $\epsilon_{r-2} = 105$  bei  $-2^\circ\text{C}$  erreicht. Danach fällt die Permittivität gleichmäßig, sodass sich bei einer Temperatur von  $120^\circ\text{C}$  nur noch eine Permittivität von  $\epsilon_{r120} = 54$  einstellt. Daher ist im Temperaturbereich von  $20^\circ\text{C}$  bis  $120^\circ\text{C}$  mit einer Permittivität



A4.15 Kondensatorvariante A1, Permittivität über der Temperatur für eine Frequenz von  $8\text{ GHz}$

tivitätsänderung von  $-48\%$  bzw.  $\Delta\epsilon_r \approx -1 \text{ K}^{-1}$  zu rechnen. Gleichermaßen verlagern sich die Resonanzfrequenzen temperaturabhängig von  $f_{r-2} = 8,481 \text{ GHz}$  bei  $-2^\circ\text{C}$  bis  $f_{r120} = 12,433 \text{ GHz}$  bei  $120^\circ\text{C}$ .

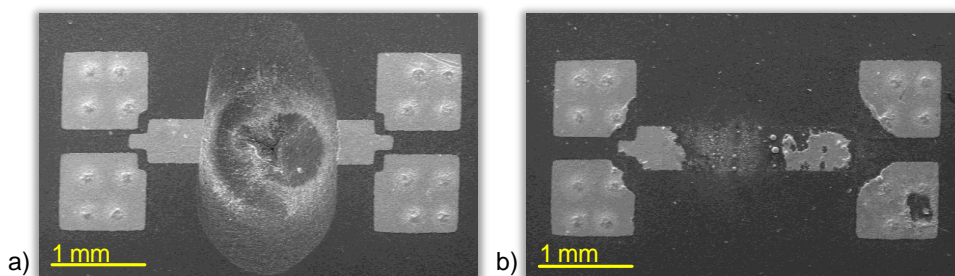
Weitere Untersuchungen zeigen, dass das spezifische Temperaturverhalten der Permittivität im Bereich zwischen  $1 \text{ MHz}$  und  $8 \text{ GHz}$  auch für die Kondensatorvariante A1 nahezu identisch bleibt. Damit können die Ergebnisse der Untersuchung an der Kondensatorvariante B1 aus Abbildung A4.14 bezüglich des Temperaturverhaltens bestätigt werden. Die absolute Permittivität der Kondensatorvariante A ist im Vergleich zu den Varianten B und C erwartungsgemäß wesentlich kleiner.

#### 4.3.5 Steuerbarkeit - Einfluss elektrischer Gleichfelder

Um elektrische Gleichspannungen (BIAS) zur Erzeugung geeigneter elektrischer Feldstärken einzuprägen, wurden in den Hochfrequenzsignalpfad der Messanordnung spezielle T-Glieder eingesetzt (SHF BT45 HV200)<sup>22</sup>. Die sogenannten „Bias T“ sind durch eine hinreichend gute und resonanzfreie HF-Übertragungscharakteristik in einem Frequenzbereich zwischen 2 MHz bis 45 GHz gekennzeichnet. Simultan lassen sich Gleichspannungen von bis zu 200 V einprägen.

Die Strukturbreiten und Schichtdicken der zu untersuchenden Kondensatoranordnungen liegen zum Teil im Bereich von 10  $\mu\text{m}$ . Bei elektrischen Gleichspannungen von bis zu 200 V sind daher vergleichsweise hohe Feldstärken zu erwarten ( $\sim 20 \text{ V}/\mu\text{m}$ ). Die Gefahr eines potentiellen elektrischen Überschlags während der Hochfrequenzmessungen ist erheblich, daher müssen hierbei elektrische Überschläge unter allen Umständen vermieden werden, denn große Stromimpulse führen zu Beschädigungen der Messgeräte (und Messspitzen). Zur Vermeidung von Überschlägen während der Messung wurde die Durchschlagfestigkeit der einzelnen Strukturen überprüft. Für diese Voruntersuchung wurde ein Hochspannungsgenerator<sup>23</sup> eingesetzt [Ehr]. Dabei wurden die Kondensatorstrukturen individuell angetastet und mit elektrischer Gleichspannung beaufschlagt, welche schrittweise bis zum Überschlag erhöht wurde.

Zunächst wurde die Durchschlagfestigkeit an einer Reihe von vergrabenen BST Kondensatoren überprüft (jede Variante 5 mal). Dabei lag die niedrigste Durchbruchspannung bei 430 V. Das entspricht einer elektrischen Feldstärke von etwa 19,5  $\text{V}/\mu\text{m}$  (22  $\mu\text{m}$  dielektrische Schichtdicke). Die meisten Kondensatoren wiesen jedoch Durchschlagspannungen zwischen 500 V und 600 V (23...27  $\text{V}/\mu\text{m}$ ) auf. Die maximale Durchbruchspannung lag bei 800 V ( $\sim 36 \text{ V}/\mu\text{m}$ ). Bemerkenswert ist, dass die Strukturen regelrecht aus der Keramik gesprengt wurden und die Metall-



A4.16 zerstörte Kondensatoranordnungen infolge von Hochspannungseinwirkungen  
 a) Durchschlag innerhalb des Substrates  
 b) Oberflächendurchschlag

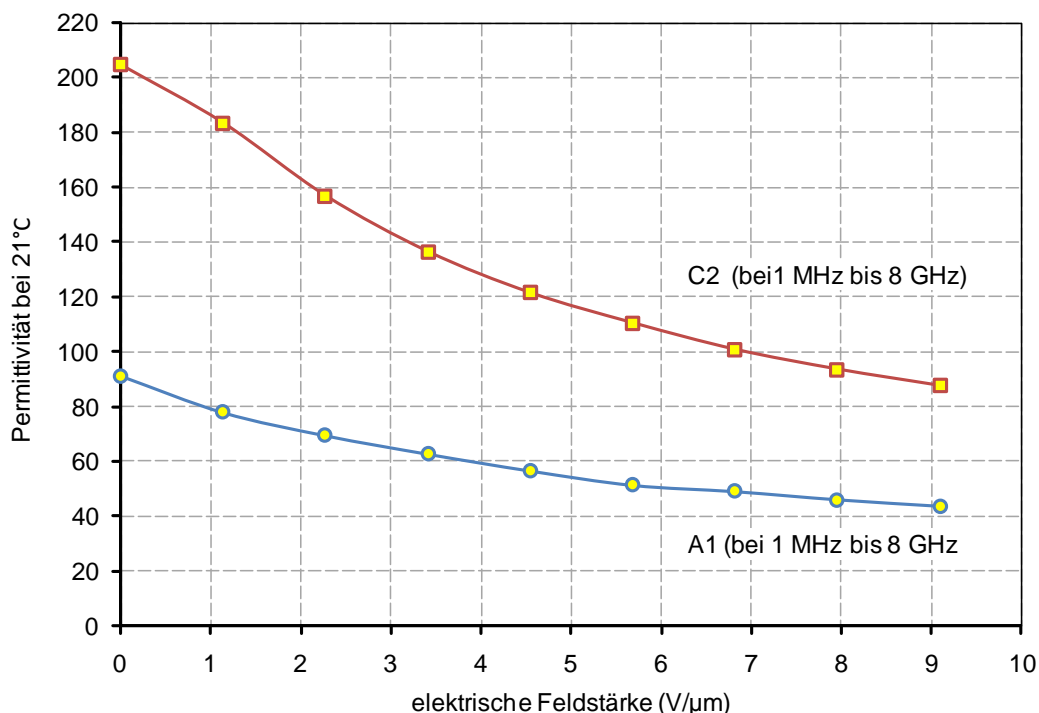
<sup>22</sup> SHF Communication Technologies AG, <http://shf.de>

<sup>23</sup> Der verwendete Gleichspannungsgenerator ist eine Komponente eines Hochspannungsimpulsgenerators für den Abgleich vergrabener Widerstände, welcher im Rahmen einer Dissertationsarbeit an der TU Ilmenau entwickelt und aufgebaut wurde.

sierungen teilweise verdampften, Abbildung A4.16a. Die „Krater“ sind Ausdruck der umgesetzten Energie und verdeutlichen die Notwendigkeit der durchgeführten Voruntersuchung. Auch die Strukturen an der Substratoberfläche wurden getestet, da die Hochfrequenzantastports Lücken von  $70 \mu\text{m}$  aufweisen, Abbildung A4.16b. Die minimale Durchbruchspannung an der Substratoberfläche (bzw. Luft) liegt bei  $560 \text{ V}$  ( $\sim 8 \text{ V}/\mu\text{m}$ ).

Zusammenfassung: Die Einprägung einer Gleichspannung von maximal  $200 \text{ V}$  an den Kondensatoren ist unproblematisch, da die minimale Durchbruchspannung ( $430 \text{ V}$ ) um mehr als  $50\%$  unterschritten wurde. Darüber hinaus wurden alle zu untersuchenden Strukturen vor der Hochfrequenzmessung mit einer Spannung von  $250 \text{ V}$  zerstörungsfrei geprüft.

In Abbildung A4.17 ist die Permittivität in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke für die Kondensatorvariante C2 (große Elektrodenfläche) und die Kondensatorvariante A1 (kleine Elektrodenfläche) dargestellt. Darin wird ersichtlich, dass die Permittivität des Kondensators C2 mit ansteigender Feldstärke kontinuierlich von  $\epsilon_r \approx 205$  bei  $0 \text{ V}/\mu\text{m}$  auf  $\epsilon_r \approx 87$  bei  $9,1 \text{ V}/\mu\text{m}$  sinkt. Dies entspricht einer Änderung von  $58\%$  ( $\Delta\epsilon_r \approx -13 \mu\text{m}/\text{V}$ ). Ein ähnliches Verhalten zeigt der Kondensator A1. Bei diesem sinkt die Permittivität mit steigender Feldstärke kontinuierlich von  $\epsilon_r \approx 88$  bei  $0 \text{ V}/\mu\text{m}$  auf  $\epsilon_r \approx 43$  bei  $9,1 \text{ V}/\mu\text{m}$ . Dies entspricht einer Änderung von  $51\%$  ( $\Delta\epsilon_r \approx -4,9 \mu\text{m}/\text{V}$ ). Im Vergleich zeigt der Kondensator A1 eine etwas geringere elektrische Abstimmbarkeit als der Kondensator C2. Ursachen dessen könnten die größeren Wechselwirkung der verschiedenen Materialien bei den Kondensatoren mit kleineren Elektroden ( $\approx$  größeren Anteil der Streukapazität) sein.



A4.17 Permittivität in Abhängigkeit der eingepprägten elektrischen Feldstärke bei Raumtemperatur



#### 4.4 Gleichstromkennwerte der Metallisierungen von LTCC

In diesem Abschnitt werden die Flächenwiderstände und die Leitfähigkeiten verschiedener prozessierter „co-fire“ Metallisierungen der LTCC-Systeme DuPont 951 DuPont 943 und Heraeus CT707 bleifrei betrachtet und mit den Herstellerangaben verglichen. Die Strukturierung erfolgte über ein Standardsieb (VA 400/18 kalandriert, Emulsion 12  $\mu\text{m}$  über Gewebe) für alle Pasten in gleicher Weise. Dadurch ist eine direkte Vergleichbarkeit bezüglich erreichter Schichtdicke, Flächenwiderstand und Leitfähigkeit gegeben. Die Sinterungen erfolgten jeweils nach den Vorgaben der Hersteller. Das „24h-Profil“ für DuPont 943 wurde gekürzt, blieb jedoch im Temperaturbereich der vom Hersteller empfohlenen Sinterung unangetastet.

Die spezifische elektrische Leitfähigkeit von Metallisierungen bestimmt einen wesentlichen Anteil der Verluste bei Hochfrequenzstrukturen (vgl. Kapitel 2/2.4). In der LTCC-Technik werden hauptsächlich Metallisierungen eingesetzt, die auf der Versinterung von Metallpartikeln beruhen [Hin]. Die elektrische Leitfähigkeit und andere physikalische Eigenschaften der Metallisierungen, wie zum Beispiel die Wärmeleitfähigkeit, unterscheiden sich erheblich von vollmetallischen Leitern und weisen wesentlich geringere Werte auf. Bezüglich der Verluste von Hochfrequenzstrukturen sind für einen genauen Entwurf mittels 3D-Feldsimulatoren jedoch die genaue Kenntnis von Schichtdicken sowie spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten der verwendeten Metallisierungen notwendig. Die elektrische Charakterisierung der Metallisierungen durch die Hersteller erfolgt über Flächenwiderstände für bestimmte Schichtdicken. Damit ist die flächenunabhängige elektrische Leitfähigkeit indirekt gegeben. Für den Entwurf müssen jedoch die aus dem eigenen technologischen Prozess resultierenden Schichtdicken ermittelt werden.

Für die Bestimmung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit und der Flächenwiderstände wurden zwei unterschiedliche Messverfahren angewendet. Bei beiden Verfahren kam die 4-Spitzen Messmethode zum Einsatz. Bei dem ersten Verfahren wurde der Widerstand strukturierter Leitungen bei einem eingepprägten Strom gemessen<sup>24</sup> und der Leitwert über die Geometrie berechnet. Die Leitungen waren technologiebedingt ca. 4,5 cm lang und 300  $\mu\text{m}$  breit. An Schliffbildern wurde die mittlere Höhe der Metallisierung (Schichtdicke) gemessen. Dieses Verfahren wurde mehrfach wiederholt, um eventuell auftretende Fehler zu minimieren. Aus den gemessenen Ergebnissen wurde ein Mittelwert gebildet. Der Toleranzbereich war relativ klein und somit sind die Ergebnisse der Widerstandsmessung nach Verfahren 1 repräsentativ, siehe Tabelle T4.2. Weitere Untersuchungen wurden für Leiter mit Breiten von 100  $\mu\text{m}$  und 200  $\mu\text{m}$  durchgeführt. Die Leiter mit geringeren Leiterbahn-breiten wiesen eine um  $\Delta h = 1 \mu\text{m}$  bzw. 3  $\mu\text{m}$  verminderte Schichtdicke auf. Diese

---

<sup>24</sup> Cascade Microtech GmbH – Vielfachsondenmessplatz PM300; <http://www.cmicro.com>

Veränderungen hatten jedoch keine wesentlichen Auswirkungen auf die ermittelte elektrische Leitfähigkeit.

Im zweiten Verfahren, welches der Verifikation dient, wurde eine Standard-Testfassung<sup>25</sup> eingesetzt und die 4-Spitzen Messmethode auf eine Fläche von  $5\text{ mm mal } 5\text{ mm}$  angewandt. Auch hier wurde auf der Basis wiederholter Messungen ein Durchschnittswert ermittelt. Das Messsystem arbeitet mit Modellansätzen und ermöglichte die direkte Bestimmung des Flächenwiderstandes [Smi], [NBS]. Die spezifische elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  wurde wie im ersten Verfahren über die anhand von Schnittbildern ermittelte mittlere Höhe der Metallisierung berechnet.

Feststellung: Bei beiden Verfahren gibt es Einflussfaktoren, die leichte Unterschiede zwischen der Leitfähigkeit  $\sigma$  und dem Flächenwiderstand  $R_{\square}$  bewirken. Aufgrund der inhomogenen Metallisierung konnten die Schichtdicken nicht  $100\%$  genau über die ganze Länge bestimmt werden. Das wirkt sich unmittelbar auf die Genauigkeit der ermittelten elektrischen Leitfähigkeiten aus. Bei den Schichtdickenmessungen wurde eine Standardabweichung von  $\pm 12\%$  ermittelt. Diese Toleranzdifferenz wirkte sich bei beiden Messverfahren auf die Toleranz der ermittelten elektrischen Leitfähigkeit aus. Alle anderen Fehlereinflussfaktoren wurden vernachlässigt.

Die Ergebnisse beider Verfahren wurden den Werten der Hersteller gegenübergestellt. Um eine Vergleichbarkeit herzustellen, wurden dabei die Flächenwiderstände des Herstellers auf die im technologischen Prozess erzielten Werte der realen Schichtdicken umgerechnet.

In der direkten Gegenüberstellung zeigt sich bei DuPont 943, dass die Mindestangaben des Herstellers für den Flächenwiderstand bei allen untersuchten Metallisierungspasten nicht erreicht werden, Tabelle T4.2. Bei DuPont 951 konnten bei den Feinlinienpasten DP5734 und DP6142D die Herstellerangaben bestätigt werden. Im Silbersystem ergaben sich jedoch bei den Metallisierungen 6145 und 6148 abweichende Ergebnisse. Die Feinlinienpaste 6145 zeigt eine wesentlich bessere Leitfähigkeit als im Datenblatt ausgewiesen wird, wogegen die Paste 6148 für großflächigen Druck einen wesentlich schlechteren Wert aufweist. Bei der Feinlinienpaste TC7303 von Heraeus konnte die Herstellerangabe bestätigt werden, und auch der schichtdickenbezogene Flächenwiderstand liegt deutlich unter den Vorgaben. Die elektrische Leitfähigkeit der lötbaren Pasten HF515 und HF615 des DuPont 943 Materialsystems ist vergleichsweise schlecht.

Durch die technologische Verfahrensweise (Siebdruck) haben Leiterbahnen mit einer Leiterbreite von größer  $80\text{ }\mu\text{m}$  eine etwas höhere mittlere Schichtdicke als großflächige Metallisierungen. Deshalb sind die Flächenwiderstände aus dem Verfahren 1 (schmale Leiterbahnen) etwas größer als aus dem Verfahren 2 (große

---

<sup>25</sup> Jandel – Universal Probe, [www.jandel.co.uk](http://www.jandel.co.uk)

Flächen). Die Schichtdicke für die einzelnen Materialien aus Tabelle T4.2 stellt einen Mittelwert aus den beiden Verfahren dar und wurde für die Umrechnung der Herstellerangaben für den Flächenwiderstand verwendet.

Die Werte aus Tabelle T4.2 sind der Ausgangspunkt für die Simulation der hochfrequenten Strukturen in dieser Arbeit.

LTCC-System	Paste	Anwend.	Schichtdicke (µm)	Methode 1		Methode 2		Hersteller		Basismaterial
				$\sigma$ (MS/m)	$R_{\square}$ (mΩ)	$\sigma$ (MS/m)	$R_{\square}$ (mΩ)	$\sigma$ (MS/m)	$R_{\square}$ (mΩ)	
943	HF 502	FineLine	9	21,3	5,2	21,6	6,6	22,2	5,0	Au
	HF 522	GND	5	11,6	17,2	10,0	24,9	22,2	9,0	
951	5734	FineLine	9	21,6	5,2	20,1	6,2	22,2	5,0	
943	HF 602	GND	10	18,3	5,5	17,2	8,4	22,2	4,5	Ag
	HF 612	FineLine	14	24,6	2,7	23,1	3,1	37,0	1,8	
951	6142D	FineLine	8	19,2	7,4	19,0	10,6	18,5	7,7	
	6145		16	29,2	2,1	29,3	2,1	15,2	4,1	
	6148	GND	7	13,3	10,8	12,4	13,5	20,8	6,9	
707bf	TC7303	FineLine	14	28,9	2,5	30,5	2	23,8	3,0	
943	HF 615	Pad	10	1,5	65,3	1,7	72,4	1,9	54,0	Ag/Pd
	HF 515		9	0,5	239,7	0,5	251,0	0,5	207,8	Au/Pt

T4.2 Schichtdicken, spezifische elektrische Leitfähigkeiten und Flächenwiderstände verschiedener Dickschichtmetallisierungen



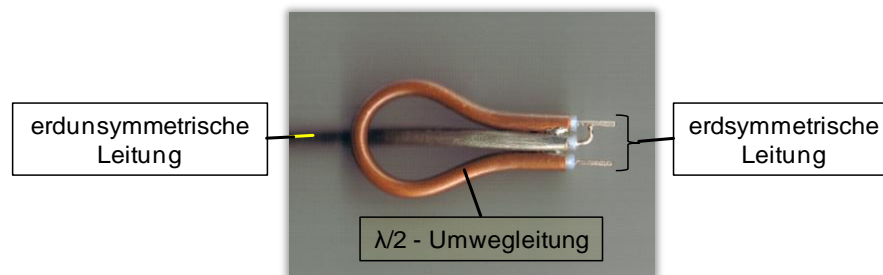
## 5. Realisierung von LTCC-Symmetriergliedern für Frequenzen von 60 GHz

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der vorangegangenen Materialuntersuchungen verwendet und für eine technologiegerechte Optimierung von Symmetriergliedern (Baluns)<sup>26</sup> mit dem 3D-Feldsimulator eingesetzt. Nach einer praktischen Umsetzung erfolgt im Anschluss die messtechnische Verifizierung der Simulationsergebnisse.

### 5.1 Grundlegendes zu Symmetriergliedern

In der elektronischen Schaltungstechnik können Signale erdsymmetrisch wie auch erdunsymmetrisch übertragen werden. Während die unsymmetrische Leitungsführung in der Praxis eine breite Anwendung findet, wird die symmetrische Leitungsführung bisher vor allem als Übertragungsmodus bei der differentiellen Signalübertragung in Twisted-Pair-Telefonleitungen und entsprechenden Ethernetkabeln genutzt. Da der symmetrische Übertragungsmodus u.a. besonders robust gegen Störsignale auf Masse- und Betriebsspannungsleitungen ist, kommt in den letzten Jahren zunehmend der Einsatz in digitalen Mixed-Signal-Anwendungen hinzu.

Bei unsymmetrischen Leitungen führt ein Signalleiter das Potential. Die Masse ist das dazugehörige Referenzpotential und wird oftmals gleichzeitig für die Schirmung verwendet. Beispiele für unsymmetrische Leitungen sind Koaxial- und Mikrostreifenleitungen.



A5.1 Praktische Realisierung eines Symmetrierglieds mit einer  $\lambda/2$ -Verzögerungsleitung für eine Frequenz von 1 GHz [GNU] (Symmetrie wird durch die gegenphasige Überlagerung der elektromagnetischen Wellen erreicht)

Im Gegensatz dazu wird bei der symmetrischen Leitung ein gegenüber dem Massepotential gleichgroßes Signal über zwei Signalleiter gegenphasig übertragen. Im Idealfall ist das symmetrische Signal masseunabhängig. Neben der Speisung von Antennen (Dipolantennen) werden bei der digitalen Signalübertragung symmetrische Leitungen eingesetzt. Gegenüber erdunsymmetrischen Übertragungssystemen ergeben sich daraus Vorteile bezüglich Störsicherheit und Leistungsausbeute.

<sup>26</sup> englisch: BALUN für BALanced, UNbalanced

Oftmals besteht die Notwendigkeit, unsymmetrische Leitungen mit Symmetrischen zu verbinden. Dabei sorgen Symmetrierglieder für eine optimale Anpassung des Übergangs und fungieren als Impedanz- bzw. Wellenmodewandler. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung A5.1 stellvertretend der praktische Aufbau eines Koaxialkabelsymmetrierglieds für den Hochfrequenzbereich dargestellt.

In diesem Kapitel sollen Symmetrierglieder realisiert werden, die aus Streifenleitungen bestehen. An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass es neben diesen betrachteten Übergängen alternative Möglichkeiten und Variationen gibt Streifenleitersymmetrierglieder zu schaffen. Dazu ist in [Sim] eine umfangreiche Zusammenstellung zu finden.

### 5.2 Spezielle Probleme im 60 GHz-Frequenzbereich

Da integrierte Hochfrequenzleistungsverstärker häufig differentiell arbeiten, kann eine vollständig symmetrische Signalführung (vom Differenzverstärker bis zur Antenne) für eine effiziente Signalübertragung von Nutzen sein. Die symmetrische Signalführung wird deshalb bei einer Vielzahl von Sende- und Empfangsmodulen in Funkanlagen realisiert. Bei Frequenzen von  $60\text{ GHz}$  erweist sich die Charakterisierung symmetrischer Komponenten als schwierig und hängt im Wesentlichen von der Qualität der Übergänge zur größtenteils unsymmetrisch ausgeführten Messtechnik ab (Stand: 2010). Daraus ergibt sich die Notwendigkeit der Gestaltung und Optimierung von Symmetriergliedern.

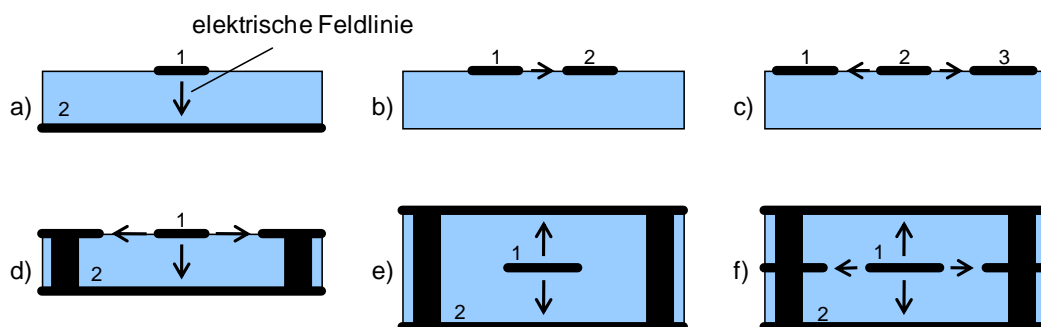
Der Einsatz von Symmetriergliedern auf der Substrat- bzw. Gehäuseebene bietet die Möglichkeit, sowohl unsymmetrisch als auch symmetrisch angesteuerte Bauelemente flexibel einzusetzen und gemeinsam nutzen zu können. Aufgrund der Strukturauflösungsgrenze des Siebdrucks (Abmaße der minimal herstellbaren Leitungsbreiten und Lücken liegen bei etwa  $35\ \mu\text{m}$ , Stand 2010 [Scw]) ist die Arbeitsfrequenz von LTCC-Spulen und Kondensatoren auf wenige GHz begrenzt. (Die maximal erreichbaren Grenz- bzw. Resonanzfrequenzen liegen bei etwa  $12\text{ GHz}$  [Per\_2].) Daher ist die Nutzung konzentrierter LTCC-Bauelemente für den Frequenzbereich von  $60\text{ GHz}$  nicht möglich und macht den Einsatz von Leitungsbauelementen notwendig.

Zur differentiellen Übertragung von Signalen bei 60 GHz sollen koplanare Zweidrahtleitungen (Leitungsführung symmetrisch) auf einem LTCC-Schaltungsträger (DuPont 943 in Gold) realisiert werden. Für das Design ergeben sich daraus zwei wesentliche Probleme:

- Die verfügbare Messtechnik im Frequenzbereich (Netzwerkanalysator PNA-E8361 A, 10 MHz – 67 GHz, Probe Station, koplanare Messspitzen (|Z| Probe<sup>®</sup> - SUESS MicroTec, Pitch 200 μm) ist unsymmetrisch ausgeführt. Daher können koplanare Zweidrahtleitungen nicht direkt messtechnisch verifiziert werden.
- Übliche Dimensionierungswerkzeuge (z. B. Agilent ADS LineCalc) sind nicht für die Optimierung der koplanaren Zweidrahtleitung ausgelegt.

### 5.3 Leitungsformen der LTCC-Technologie

Leitungen sind Wellenleiter und bündeln den elektromagnetischen Leistungsfluss durch ihre physikalische Beschaffenheit, so dass die Welle in unmittelbarer Leiterumgebung geführt wird. In der LTCC-Technologie werden im Hochfrequenzbereich vorwiegend zwei grundlegende Streifenleitungsarten, einerseits die Mikrostreifenleitung (einschließlich der Stripline), andererseits die Koplanarleitung, eingesetzt. Aus diesen Grundtypen ergeben sich eine Vielzahl von Mischformen. In Abbildung A5.2 werden die Querschnitte gebräuchlicher Streifenleiter dargestellt. Durch den speziellen Aufbau der Leitungsstrukturen (Zweileitersysteme) ist bis zum Erreichen einer oberen Grenzfrequenz jeweils nur ein Wellenmode innerhalb der Leitung ausbreitungsfähig und für die Signalübertragung verantwortlich. Das gilt nicht für Koplanarleitungen und koplanare Zweidrahtleitungen mit Massebezug, da hier durch



A5.2 idealisierter Querschnitt gebräuchlicher Streifenleiter der LTCC-Technologie, die elektrischen Feldlinien verschiedener Wellenmoden sind angedeutet

- Mikrostreifenleitung (MS)
- koplanare Zweidrahtleitung (CPS)
- Koplanarleitung (CPW, angedeuteter Gleichtaktmodus)
- Koplanarleitung mit Rückseitenmetallisierung (CPWg)
- Stripline (SL)
- Kombination von Stripline und Koplanarleitung

eine fehlerhafte Anregung oder Geometriestörung unabhängig von der Arbeitsfrequenz andere als die erwünschte Wellenmode auftreten können.

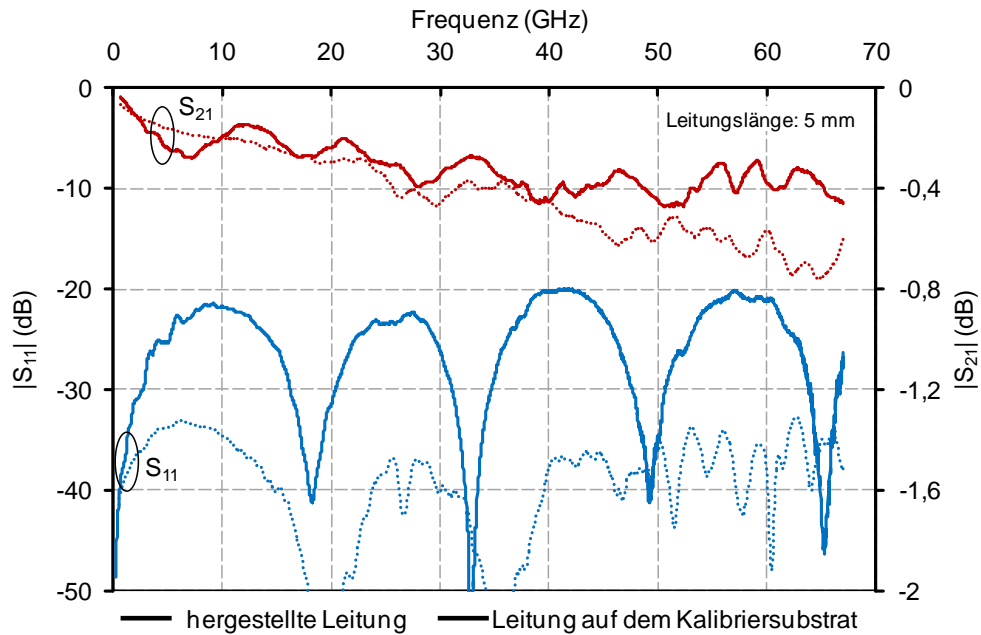
Zur Gestaltung der Symmetrierglieder auf LTCC-Oberflächen werden zunächst die Koplanarleitung sowie die koplanare Zweidrahtleitung eingesetzt. Für vergrabene Strukturen kommt die Stripline hinzu.

### **5.3.1 Die Koplanarleitung**

Im Gegensatz zu allen anderen dargestellten Leitungen handelt es sich bei der reinen Koplanarleitung prinzipiell um ein Dreileitersystem. Die Koplanarleitung kann als eine Kombination von zwei Zweidrahtleitungen (CPS) bzw. zwei Schlitzleitungen aufgefasst werden. Für gewöhnlich führt der mittlere Leiter das Potential und die beiden äußeren Leiter das Referenzpotential (meist das Massepotential). Die drei Leiter und die sich in den zwei Schlitzten ausbreitenden Wellenmoden sind als potentiell unabhängig voneinander zu betrachten. Je nach Anregung ist somit neben der gleichphasigen (Gleichtaktmode, englisch: even-mode) und der gegenphasigen Übertragung (Gegentaktmode, englisch: odd-mode) auch eine Übertragung zweier verschiedener unabhängiger Signale denkbar. Darüber hinaus bewirken planare Richtungswechsel in der Leitungsführung Phasenverschiebungen der Wellen zueinander, so dass Modenwandlungen auftreten können. Ein Mittel zur Unterdrückung unerwünschter Gegentaktmoden in der IC-Technologie ist die Verbindung der Außenleiter über „Air-Bridges“, die einen Potentialausgleich herstellen. Da im betrachteten Fall jedoch nicht die in der Halbleitertechnik erreichten Strukturmaße im Mikrometerbereich verwendet werden können, entfällt dieser Ansatz zur Modenunterdrückung für den betrachteten Frequenzbereich.

Um einen optimalen Übergang vom Messsystem auf das Substrat zu realisieren, wurde auf der LTCC eine  $50\ \Omega$ -Koplanarleitung an das Rastermaß der koplanaren  $200\ \mu\text{m}$ -Messspitze angepasst. (Der Wellenwiderstand der reinen Koplanarleitung ist nahezu ausschließlich vom Verhältnis der Signalleiterbreite zur Lücke abhängig. Daher lassen sich in einem relativ weiten Bereich verschiedene laterale Dimensionen und Rastermaße realisieren). Nach einer Voroptimierung mit Agilent ADS LineCalc wurden die Leitungen auf einem hinreichend dicken Testsubstrat ( $h > 420\ \mu\text{m}$ ) in einer Matrix mit abgestuften Leiterbreiten und Lücken hergestellt und vermessen. Es zeigte sich, dass die Koplanarleitung mit einer Signalleiterbreite von  $170\ \mu\text{m}$  und einer Lücke von  $60\ \mu\text{m}$  die optimale Übertragungscharakteristik für Signale mit Frequenzen im  $60\ \text{GHz}$ -Bereich aufwies, Abbildung A5.3 ( $S_{11} < -20\ \text{dB}$  bis  $67\ \text{GHz}$ , DuPont 943 im Goldsystem).





- A5.3 - Messwerte der S-Parameter einer siebstrukturierten LTCC-Koplanarleitung (Signalleiterbreite:  $170 \mu\text{m}$ , Lücke  $60 \mu\text{m}$ , Länge:  $5 \text{ mm}$ )
- Messwerte einer  $50 \Omega$ -Koplanarleitung auf dem Kalibriersubstrat (Länge:  $5 \text{ mm}$ )

### 5.3.2 Die koplanare Zweidrahtleitung

Der durch den Schlitz der koplanaren Zweidrahtleitung geführte Wellenmode ist als erdsymmetrisch und von der Masse unabhängig zu betrachten. In der Praxis kann die koplanare Zweidrahtleitung jedoch oft nicht ohne eine zumindest in der Nähe liegende Massemetallisierung realisiert werden. Somit wird die koplanare Zweidrahtleitung zu einem Dreileitersystem, ähnlich der Koplanarleitung. Deshalb sind neben dem interessierenden erdsymmetrischen Wellenmode weitere erdunsymmetrische parasitäre Wellenmoden ausbreitungsfähig.

Die Optimierung der koplanaren Zweidrahtleitung erfolgt mit dem elektromagnetischen 3D-Feldsimulator HFSS<sup>27</sup> und ausschließlich numerisch. Dabei wird die Leitung an die differentielle Eingangsimpedanz eines rauscharmen  $60 \text{ GHz}$ -Verstärkers (LNA)<sup>28</sup> von  $100 \Omega$  angepasst. Bei HFSS wird die Anregung der Modellstrukturen über Wellenports an den begrenzenden Flächen des Modellraums realisiert. Unter Berücksichtigung der zuvor optimierten Koplanarleitung wurde die Lückenbreite der Zweidrahtleitung auf  $60 \mu\text{m}$  festgelegt. An der Substratoberfläche lieferte die Simulation für Leiterbahnbreiten von  $80 \mu\text{m}$  eine Leitungsimpedanz von  $100 \Omega$ . Bei gleichbleibender Lücke ergaben sich für eine vergrabene  $100 \Omega$ -Zweidrahtleitung Leiterbahnbreiten von  $60 \mu\text{m}$ . In den Simulationen wurden Leiterbahnhöhen von  $5 \mu\text{m}$  verwendet (Dupont 943 im Goldsystem).

<sup>27</sup> Ansoft HFSS, <http://www.ansoft.com>

<sup>28</sup> englisch: LNA für "low noise amplifier"

## 5.4 Galvanisch gekoppelte koplanare Symmetrierglieder

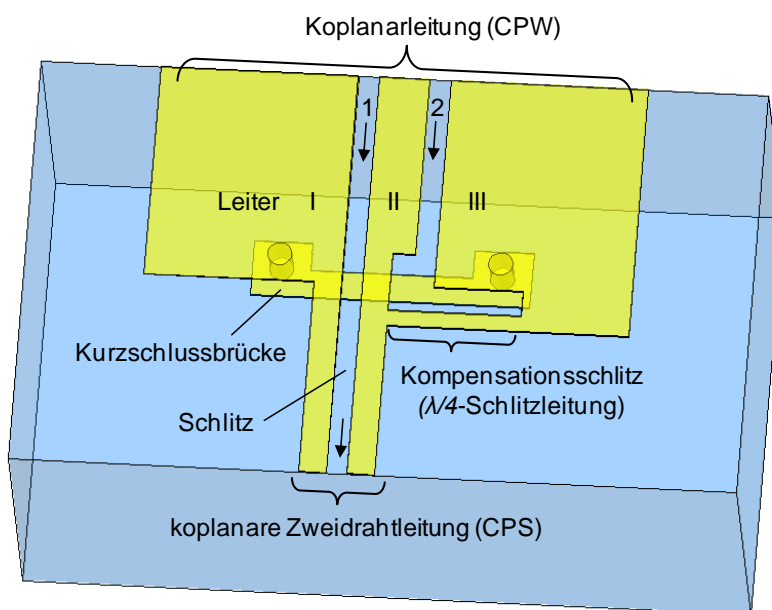
Im folgenden Abschnitt werden  $\lambda/4$ -Leitungssymmetrierglieder diskutiert. In der Streifenleitertechnologie findet das Prinzip des  $\lambda/4$ -Koaxialkabelsymmetrierglieds seit Jahrzehnten Anwendung [Dab]. Jedoch stellt die technologiegerechte Optimierung für den Frequenzbereich von 60 GHz und die praktische Umsetzung mit der LTCC-Technologie eine neue Herausforderung dar.

### 5.4.1 Design und Funktionsweise

Bei der betrachteten Koplanarleitung und der koplanaren Zweidrahtleitung konzentriert sich bei Frequenzen von 60 GHz infolge des Skineffekts ein großer Teil der elektromagnetischen Energie in den Schlitzen. Die einfachste Variante die Leitungen miteinander zu verbinden und einen Übergang zu schaffen, ist die Weiterführung des Schlitzes 1 der Koplanarleitung bei offenem Schlitz 2, siehe Abbildung A5.3.

Die Übertragungscharakteristik eines solchen Überganges ist für die meisten Anwendungen unzureichend und optimierungsbedürftig. Infolge des nicht abgeschlossenen Schlitzes 2 und dem damit verbundenen gestörten Energiefluss treten erhebliche Reflexionen auf. Darüber hinaus ist diese Störstelle eine Quelle parasitärer Wellenmoden.

Das Ziel der folgenden Optimierung ist es, Signalenergie des unterbrochenen Schlitzes 2 auf den weitergeführten Schlitz 1 zu übertragen und den Schlitz 2 geeignet abzuschließen (Maximierung von  $S_{21}$  und Minimierung von  $S_{11}$ ). Dazu werden, wie in Abbildung A5.3 aufgezeigt, die Leiter I und III genau an der Störstelle kurzgeschlossen. Der geführten elektromagnetischen Welle aus dem Schlitz 2 wird damit



A5.3 Leitungsübergang von einer Koplanarleitung zu einer koplanaren Zweidrahtleitung mit  $\lambda/4$ -Kurzschlusskompensation [Ren\_3]

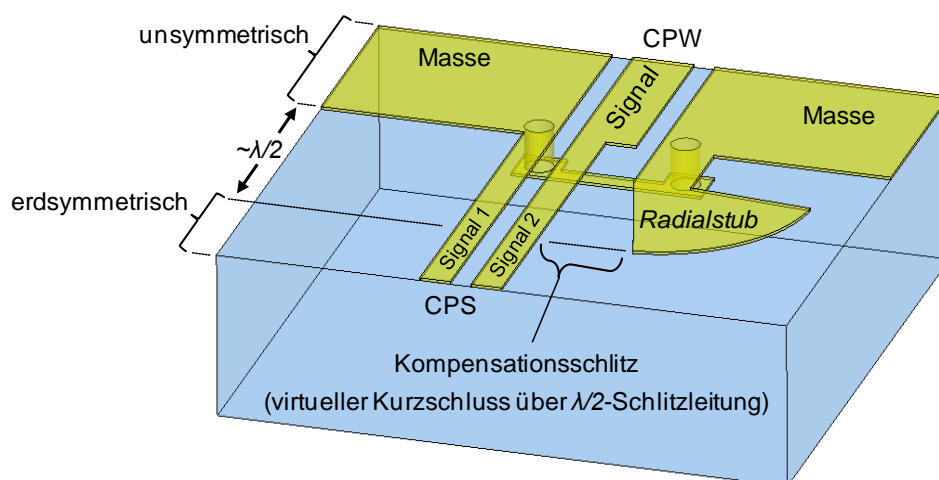
die Möglichkeit gegeben, in den Schlitz 1 zu wechseln. Dabei wird die elektromagnetische Welle so um den Leiter II geführt, dass es zu einer konstruktiven Überlagerung mit der Welle aus dem ersten Schlitz kommt. In der Praxis kommt es in Folge der elektrischen Ausdehnung der Anordnung mit zunehmender Frequenz zu Laufzeitunterschieden der beiden Wellen und einer nicht ideal konstruktiven Wellenüberlagerung (ab einem Phasenunterschied von  $120^\circ$  setzt eine destruktive Überlagerung ein). Daher ist das untersuchte Einsatzfrequenzband dieser Anordnung in Abhängigkeit von der Länge des Kurzschlusses (bzw. der Dimensionen des Übergangs) nach oben hin begrenzt.

Der Übergang ist als Diskontinuität zu betrachten und kann frequenzabhängig mit Leitungsbaulementen kompensiert werden (Prinzip des  $\lambda/4$ -Resonators). Im Grunde gibt es die folgenden zwei Möglichkeiten, die Eingangsimpedanz des Schlitzes 2 definiert mit Leitungsbaulementen abzuschließen:

- I. Realisierung eines Kurzschlusses über eine  $\lambda/4$ -Schlitzleitung
- II. Realisierung eines Leerlaufes über eine  $\lambda/2$ -Schlitzleitung (virtueller Kurzschluss).

Im Hochfrequenzbereich haben beide Methoden eine nahezu identische Auswirkung, unterscheiden sich jedoch in ihrer Dimension, d. h. im Wesentlichen in der Länge des Kompensationsschlitzes, Abbildung A5.3 und A5.4. Aufgrund parasitärer Effekte und feldverzerrender Einflussfaktoren müssen die konkreten Leitungslängen der Kompensationsschlitzes numerisch mit dem Feldsimulator bestimmt werden. Bei der Optimierung wird neben der Länge auch die Breite des Kompensationsschlitzes variiert.

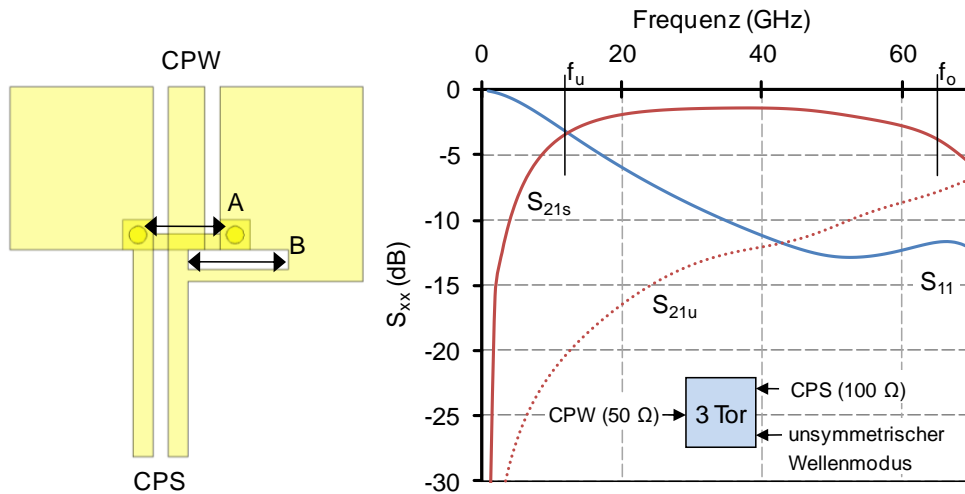
Ausgehend vom Betrachtungsstandpunkt (Frequenzbereich) kann der Übergang für die Wellen in dem Moment als Symmetrierglied aufgefasst werden, wenn in der Simulation ein reflexionsfreier Übergang zwischen den beiden jeweils mit dem Grundmode des betrachteten Leitungstyps gespeisten Wellenleitern erreicht wird.



A5.4 Leitungsübergang von einer Koplantarleitung zu einer koplanaren Zweidrahtleitung mit offenem  $\lambda/2$ -Kompensationsschlitz und einem Breitbandradialstüb (Leerlaufkompensation) [Ren\_3]

### 5.4.2 Simulationsergebnisse

Die Abbildung A5.5 zeigt die simulierten S-Parameter für das Symmetrierglied mit einer für 60 GHz optimierten Kurzschlusskompensation für den Frequenzbereich von 1 GHz bis 67 GHz. Aus dieser Abbildung geht hervor, dass der Transmissionskoeffizient  $S_{21s}$  (von koplanarer zu symmetrischer Mode) in einem Frequenzbereich von 20 GHz bis 55 GHz größer als -2,5 dB ist. Für Reflexionskoeffizienten konnten Werte von unter -10 dB im Frequenzbereich von 40 GHz bis 67 GHz erreicht werden. Die hohe Transmissionsdämpfung bei niedrigen Frequenzen ist eine Folge der Kurzschlusskompensation. Der Übergang weist ein Bandpassverhalten auf. Die untere 3 dB-Grenzfrequenz liegt bei  $f_u = 14$  GHz. Die beste Übertragung wird bei einer Frequenz von etwa 40 GHz erzielt ( $S_{21s} = 2$  dB). Bei höheren Frequenzen steigt die Transmissionsdämpfung wieder an. Mit  $f_o = 64$  GHz wird die obere 3 dB-Grenzfrequenz erreicht.



A5.5 Simulierte S-Parameter eines 60 GHz-Koplanarsymmetrierglieds mit Kurzschlusskompensation, Länge A: 290  $\mu\text{m}$ , Länge B: 530  $\mu\text{m}$  ( $S_{21u}$  blieb bei der Simulation unberücksichtigt)

Die Struktur wurde entsprechend der zur Verfügung stehenden LTCC-Technologie unter dem Aspekt der technischen Realisierbarkeit optimiert. Die Brücke zwischen den Leitern 1 und 3 stellt das kritische und frequenzbegrenzende Schlüsselement dar. Je kürzer die Brücke umgesetzt werden kann, desto breitbandiger arbeitet das Symmetrierglied. Dem ist jedoch durch den Abstand zwischen Leitung 1 und 3 ( $> 290 \mu\text{m}$ ) eine natürliche untere Grenze gesetzt. Zusätzlich sind weitere technologische Restriktionen der LTCC zu berücksichtigen (Lagenhöhe:  $h = 104 \mu\text{m}$ , minimaler Viadurchmesser:  $d = 67 \mu\text{m}$  und minimales Rastermaß:  $350 \mu\text{m}$ ). Wie die relativ hohe Einfügedämpfung zeigt, stößt die LTCC-Technologie für die betrachtete 60 GHz-Struktur somit an die Grenzen des Machbaren.

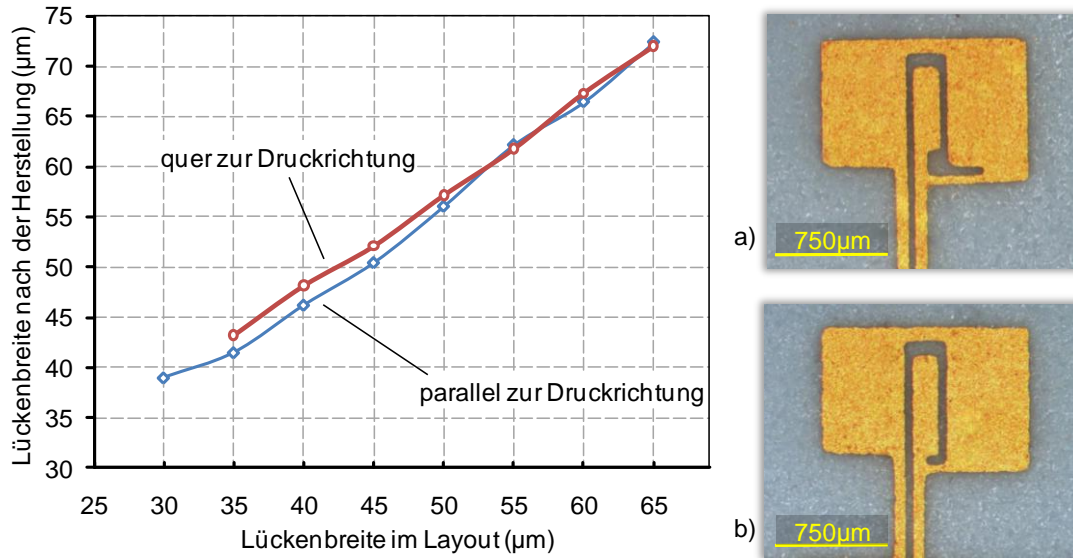
Eine Alternative zur substratinternen Verbindung ist die Realisierung einer Brücke an der Oberfläche des Substrates mit gebondetem Draht. Positive Auswirkung bringt die geringere effektive Permittivität mit sich, da mit unveränderten geometrischen Brückendimensionen eine größere Bandbreite erreicht wird. Negativ zu werten ist der zusätzlich notwendige Bondprozess. Darüber hinaus handelt es sich bei den Drahtbrücken um mechanisch empfindliche Gebilde, welche im Vergleich in Form und Positionierung größeren Herstellungstoleranzen unterliegen. Dadurch erschwert sich die korrekte Anpassung der Eingangsimpedanz. Die Drahtbrücke blieb bei den praktischen Untersuchungen unberücksichtigt.

#### **5.4.3 Technologische Gesichtspunkte - Kanteneffekte beim Siebdruck**

Die Symmetrierglieder wurden im Standard-LTCC-Prozess hergestellt und mit dem Verfahren des technischen Siebdrucks umgesetzt. Ähnlich wie bei Ätzverfahren, müssen bei der Siebstrukturierung Kanteneffekte berücksichtigt werden. Dazu werden bei der Herstellung bestimmte Technologieparameter vorgehalten (zusätzlich zu den sinterbedingten Schwindungsfaktoren der LTCC). Diese Technologieparameter hängen im Wesentlichen von der Siebdruckpaste und vom verwendeten Sieb ab.

Die erreichbare Qualität der Strukturen ist druckrichtungsabhängig. Die längs zur Druckrichtung orientierten Kanten weisen eine bessere Qualität, als die quer zur Druckrichtung orientierten Kanten auf. Diese Effekte bewirken eine druckrichtungsabhängige maximal erreichbare Strukturauflösung. Um eine möglichst genaue Maßhaltigkeit zu erreichen wurden druckrichtungsabhängige Vorhaltewerte ermittelt. Dazu wurden Koplanarleitungen in einer Matrix mit abgestuften Leiterbreiten und -lücken, längs und quer zur Druckrichtung strukturiert, hergestellt und vermessen (DuPont 943 + Gold, Paste: HF502, Sieb: 400/18 kalandriert, 15  $\mu\text{m}$  Filmbeschichtung).

Die Abbildung A5.6 zeigt die Abhängigkeit der mittleren Lückenbreite der hergestellten Leitung zur Lückenbreite der Leitungen des Entwurfs unter Berücksichtigung des Schwindungsfaktors der LTCC. Aus der Abbildung können die zur Generierung maßgenauer Lücken benötigten Vorhaltewerte direkt abgelesen werden. Dabei ist ersichtlich, dass zur Erzeugung einer bestimmten Lückenbreite in Druckrichtung ein Vorhaltewert von etwa 8  $\mu\text{m}$  zu wählen ist, quer zur Druckrichtung bei Lücken schmaler als 50  $\mu\text{m}$  sind dagegen etwa 11  $\mu\text{m}$  anzusetzen. Diese Vorhaltewerte gelten für Linien gleichermaßen, allerdings invertiert. Unter Berücksichtigung der Toleranzen sind die Unterschiede in den Vorhaltewerten weitestgehend vernachlässigbar.



- A5.6 Abhängigkeit der mittleren Lückenbreite des Entwurfs zur hergestellten Lückenbreite unter Berücksichtigung des Schwindungsfaktors der LTCC, die mittlere Varianz: liegt bei  $4,3 \mu\text{m}$  bei einer Grundgesamtheit von jeweils 18 (DuPont 943 und HF502, Sieb: 400/18 kalandriert mit  $15 \mu\text{m}$  Filmbeschichtung)
- a) praktische Realisierung eines  $60 \text{ GHz}$ -Koplanarsymmetrierglieds
  - b) Koplanarsymmetrierglied mit direkt kurzgeschlossenem Schlitz 2

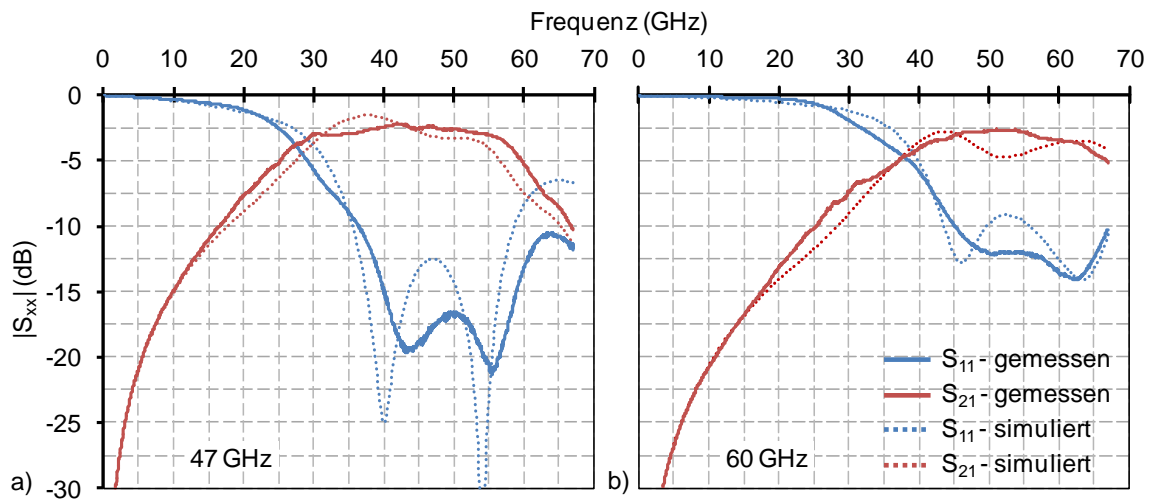
### 5.4.4 Messtechnische Verifizierung galvanisch gekoppelter Symmetrierglieder

Im Rahmen der Untersuchungen war es nicht möglich, differentielle S-Parameter-Messungen bis zu Frequenzen von  $60 \text{ GHz}$  durchzuführen. Aus diesem Grund wurden jeweils die differentiellen Eingänge zweier identischer Symmetrierglieder verbunden und über die unsymmetrischen Eingänge gemessen (englisch: back to back arrangement). Diese Anordnung stellt nicht sicher, dass der Wellenleiter, welcher die Symmetrierglieder verbindet, exklusiv den gewünschten Mode führt. Daher ist die Kontrolle der Funktion in diesem Punkt unvollständig.

Die „Back-to-back“ Anordnung hat zudem den Nachteil, dass es ohne geeignete Maßnahmen zu Wechselwirkungen zwischen den beiden ungeschirmten Symmetriergliedern kommt. Darüber hinaus sind wegen des metallischen Messtischs neben dem gewünschten Wellenmode auch erdunsymmetrische Wellenmoden ausbreitungsfähig. Daher ist zur Unterdrückung unerwünschter Wellenmoden der Einsatz von Dämpfungsmaterial (Absorber) zwischen Messtisch und Substrat zweckmäßig.

In Abbildung A5.7 werden die Simulations- und Messergebnisse der „Back-to-back“ Anordnungen zweier Symmetrierglieder mit Kurzschlusskompensation gegenübergestellt. Beide Varianten haben eine Gesamtlänge von  $2 \text{ mm}$ , davon entfallen  $1,2 \text{ mm}$  auf die symmetrische Zweidrahtleitung. Die Symmetrierglieder wurden jeweils für einen Frequenzbereich um  $47 \text{ GHz}$  und um  $60 \text{ GHz}$  optimiert, Abbildung A5.7a und A5.7b.

Aus den Abbildungen geht hervor, dass die gemessenen Transmissionskoeffizienten  $S_{21}$  beider Varianten über den gesamten betrachteten Frequenzbereich gute Übereinstimmung zu den simulierten Werten aufweisen. Die 47 GHz-Variante zeigt im Frequenzbereich von 30 GHz bis 55 GHz einen maximalen Transmissionskoeffizient  $S_{21}$  von  $-2,6 \text{ dB}$ , A5.7a. Die gemessenen Reflexionskoeffizienten  $S_{11}$  weichen geringfügig gegenüber der Simulation ab, jedoch werden mit  $S_{11} \approx -15 \text{ dB}$  im interessierenden Frequenzbereich bessere Werte erreicht.



A5.7 Simulierte und gemessene S-Parameter für das Koplanarsymmetrierglied mit Kurzschlusskompensation nach Abbildung A5.5

- a) optimiert für 47 GHz (Länge A:  $635 \mu\text{m}$ , Länge B:  $550 \mu\text{m}$ )
- b) optimiert für 60 GHz (Länge A:  $290 \mu\text{m}$ , Länge B:  $430 \mu\text{m}$ )

Bei der 60 GHz-Variante werden im Frequenzbereich von 45 GHz bis 64 GHz maximale Transmissionskoeffizienten  $S_{21}$  von  $-2,5 \text{ dB}$  erreicht, gleichzeitig liegen die Reflexionskoeffizienten  $S_{11}$  unter  $-12 \text{ dB}$ . Im Vergleich zum 47 GHz-Symmetrierglied weist das 60 GHz-Symmetrierglied eine etwas schlechtere Übertragungscharakteristik auf.

Die gefundenen Abweichungen zwischen Simulation und Messung werden teilweise dem Messaufbau zugeschrieben, da der Einfluss parasitärer Wellenmoden trotz der Verwendung von Absorbermaterial nicht vollständig unterdrückt werden konnte. Darüber hinaus sind herstellungsbedingte Strukturierungstoleranzen zu berücksichtigen, was insbesondere im Bereich des Kompensationsschlitzes zu Unterschieden zwischen der hergestellten Struktur und dem Simulationsmodell führt. In der Entwicklung von 60 GHz-Antennen für schnelle Datenverbindungen mit mehreren Gigabit/s wurden nach dem beschriebenen Prinzip arbeitende Symmetrierglieder verwendet [Alh].





## Zusammenfassung und Ausblick

Grundgedanke der Arbeit war, dass in Einsatzbereichen mit extremen Belastungen und stark schwankenden Umwelteinflüssen LTCC-Trägersubstrate gegenüber anderen Technologien Vorteile bieten. Diese Vorteile sollen für den Frequenzbereich von  $60\text{ GHz}$  zugänglich gemacht werden.

Eine Voraussetzung ist, die messtechnischen Grundlagen und Kenngrößen und deren Zusammenhänge eindeutig zu charakterisieren um korrekte Modellansätze ableiten zu können. Dazu wurden wesentliche Leistungsdaten als Schwerpunktuntersuchungskriterien selektiert. Aus dieser Analyse kristallisierten sich die Permittivität, die dielektrischen Verluste und die elektrische Leitfähigkeit als die wesentlichen Bewertungsgrößen zur Hochfrequenzcharakterisierung heraus.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einfluss des Sinterprofils auf die Permittivität von LTCC-Substraten anhand ausgewählter Strukturen eingehend untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die Wirkfaktoren Sinterzeit und Sintertemperatur erheblichen Einfluss auf die Leistungskennzahlen haben. Jedoch kann bei Einhaltung der ermittelten Werte für ein vorgeschriebenes Sinterprofil innerhalb von Toleranzen eine bestimmte konstante Qualität gewährleistet werden.

Mit diesen gewonnen Erkenntnissen wurden die Materialsysteme DuPont 951, DuPont 943 und Heraeus CT707 bleifrei für Frequenzen bis  $67\text{ GHz}$  untersucht. Es stellte sich heraus, dass:

DuPont 951 im untersuchten Hochfrequenzbereich signifikant höhere dielektrische Verluste aufweist als die beiden anderen Materialien. Jedoch werden die angestrebten technologischen Anforderungen bezüglich der Sinterereigenschaften von DuPont 951 erfüllt. Bei DuPont 951 finden nach dem Verdichtungsprozess keine weiteren entscheidenden Materialveränderungen statt. Die Permittivität von DuPont 951 bei  $63\text{ GHz}$  ist  $\epsilon_r = 7,56$  und bleibt durch die Verlängerung der Peakzeit bei einer gleichbleibenden Peaktemperatur unbeeinflusst. Solange die dielektrischen Verluste ausgeglichen werden können, ist vom technologischen Betrachtungswinkel DuPont 951 eindeutig vorzuziehen.

Bei DuPont 943 und Heraeus CT707 bleifrei konnte durch die Veränderung von Sinterzeit und Sintertemperatur ein direkter Einfluss sowohl auf die Permittivität als auch auf die Ausmaße der geometrischen Strukturen nachgewiesen werden.

Der Einsatz von Funktionsmaterialien und vergrabenen Strukturen spielt für Hochfrequenzbaugruppen eine bedeutende Rolle. Jedoch haben die spezifische Anordnung und die Kombination der verwendeten Materialien Auswirkungen auf das Hochfrequenzverhalten und wurden daher näher untersucht. Zur Bestimmung der Messwerte wurde eine spezielle Anordnung eines Plattenkondensators angewendet. Damit war es möglich, über einen kontinuierlichen Frequenzbereich Materialkenn-

werte von LTCC-Kompositen zu erfassen. Die kapazitive Plattenanordnung bildet zusammen mit den induktiv wirkenden Anschlüssen einen Schwingkreis. Um die Beeinflussung einer veränderten Kontaktierung der Elektroden auf die Resonanzfrequenz dieses Schwingkreises zu verdeutlichen, wurden fünf Varianten des Plattenkondensators gegenübergestellt. Darüber hinaus wurde mit einem 3D-EM-Feldsimulator der Einfluss der Streufelder an den Kondensatoren betrachtet. Es stellte sich heraus, dass die in der Literatur angebenen Modellgleichungen zur Dimensionierung der Kapazitäten für spezifische Strukturen ermittelt wurden und nur bedingt in der LTCC-Technologie anwendbar sind. Deshalb wurde ein verifizierter Modellansatz mit Elementarzweiten entwickelt. Der Abgleich mit der 3D-EM-Feldsimulation erbrachte dabei eine Abweichung von weniger als 3%.

Im Anschluss wurden die Kapazitäten der hergestellten Kondensatorvarianten gemessen und die Permittivität ermittelt. Es konnte festgestellt werden, dass die Baugrößen einen wesentlichen Einfluss auf die jeweiligen Kapazitätsdichten haben. Kleinere Abmaße bewirkten für das betrachtete Material Barium-Strontium-Titanat ein Absinken der Kapazitätsdichte. Das entsprach nicht dem erwarteten Verhalten. Die Ursache dafür ist die Interaktion der Materialien im Randbereich der Elektroden der Plattenkondensatoren, wodurch es zu einer Reduzierung der Permittivität in diesem Randbereich kam und insgesamt eine niedrige effektive Permittivität hervorrief. Es konnte nachgewiesen werden, dass bei LTCC-Kompositen die dielektrischen Eigenschaften nicht nur durch die spezifischen Materialeigenschaften bestimmt werden, sondern darüber hinaus auch strukturgrößenabhängig sind. Somit ist für jede Materialkombination die vorgegebene Modellgleichung experimentell anzupassen.

Für die vergrabenen Strukturen wurde ein neuartiges „Tape Embedding Verfahren“ angewendet. Damit konnten sehr dünne funktionale Schichten in Folienform mit sehr geringer Schichtdickentoleranz in den LTCC-Körper eingebracht und sehr genau lateral ausgerichtet werden. Dieses Verfahren wurde mit Barium-Strontium-Titanat mit einem modifizierten Sinterprofil im "Co-Fire"-Prozess unter Einbeziehung der untersuchten Erkenntnisse über Sinterprofile angewendet. Eine Innovation besteht darin, dass damit ein elektrisch steuerbares Ferroelektrikum in das LTCC-Trägersubstrat integriert werden konnte. Hierbei zeigte sich, dass das Material DuPont 951 im Gegensatz zu DuPont 943 erfolgreich stoffschlüssig prozessierbar ist. Darüber hinaus erfolgte eine umfangreiche elektrische Charakterisierung des Aufbaus.

Die gewonnenen Erkenntnisse der vorangegangenen Materialuntersuchungen und der Prozessoptimierung wurden für eine technologiegerechte Optimierung von Symmetriergliedern für den Frequenzbereich von  $60\text{ GHz}$  eingesetzt. Mit der Dickschichttechnologie ist die Nutzung konzentrierter LTCC-Bauelemente wegen der Diskrepanz zwischen der geometrischen Abmessung und technologisch realisierbaren Strukturauflösung in diesem Frequenzbereich nicht möglich und macht den Einsatz von

resonanten Leitungsbauerelementen erforderlich. Dies bestätigte die Notwendigkeit der ausführlich ausgeführten Untersuchungen hinsichtlich der Auswirkung veränderter Sinterprofile auf die Permittivität von resonanten Leitungsstrukturen, da diese darauf sehr sensitiv reagieren.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse der Arbeit, dass für ausgewählte Materialien und bestimmte Prozesse die technologischen Grenzen ausbaufähig sind und der Einsatzbereich von LTCC-Hochfrequenzmodulen für höhere Frequenzen erweitert werden kann.



## Abkürzungsverzeichnis:

LTCC	Low Temperature Cofired Ceramics	
HTCC	High Temperature Cofired Ceramics	
S	Streuparameter	
r	Reflexionsfaktor	
$\Delta$	Differenzoperator	
BST	Bariumstrontiumtitanat	
b	Breite	m
l	Länge	m
$\lambda$	Wellenlänge	m
h	Höhe	m
d	Durchmesser	m
$\sigma_E$	Eindringtiefe	m
A	Fläche	m <sup>2</sup>
V	Volumen	m <sup>3</sup>
t	Zeit	s
$t_p$	Verweilzeit bei Peaktemperatur	s
m	Masse	g
U	elektrische Spannung	V = kg·m <sup>2</sup> /(A·s <sup>3</sup> )
I	elektrischer Strom	A
R	elektrischer Widerstand	$\Omega = V/A$
$\rho$	spezifischer elektrischer Widerstand	$\Omega m$
R'	Widerstandsbelag	$\Omega/m$
$R_{\square}$	Flächenwiderstand	$\Omega$
G	elektrischer Leitwert	S = 1/ $\Omega$
$\sigma, \kappa$	spezifische elektrische Leitfähigkeit	S/m
G'	Leitwertsbelag	S/m
C	elektrische Kapazität	F = As/V
C'	Kapazitätsbelag	F/m
$C_{LF}$	Kapazität bei niedrigen Frequenzen	F
$C_{corr}$	modifizierte Kapazität	F

## Abkürzungsverzeichnis

---

L	Induktivität	H = Vs/A
L'	Induktivitätsbelag	H/m
L <sub>s</sub>	parasitäre Serieninduktivität	H/m
f	Frequenz	Hz = 1/s
f <sub>r</sub>	Resonanzfrequenz	Hz
f <sub>o</sub>	obere 3 dB-Grenzfrequenz	Hz
f <sub>u</sub>	untere 3 dB-Grenzfrequenz	Hz
ω	Kreisfrequenz	Hz
Z	Impedanz (Leitungswellenwiderstand)	Ω
z	normierte Impedanz	
Y	Admittanz	S
y	normierte Admittanz	
T	Temperatur	°C
T <sub>p</sub>	Peaktemperatur, Spitzentemperatur	°C
ε <sub>0</sub>	Permittivität des Vakuums	8,854187818 · 10 <sup>-12</sup> F/m
ε <sub>r</sub>	relative Permittivität	
ε <sub>eff</sub>	effektive Dielektrizitätszahl	
μ <sub>0</sub>	Permeabilität des Vakuums	1,25664 · 10 <sup>-6</sup> H/m
μ <sub>r</sub>	relative Permeabilität	
c <sub>0</sub>	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	2,99792458 · 10 <sup>8</sup> m/s
v	Ausbreitungsgeschwindigkeit im Dielektrikum	m/s
e	Eulersche Zahl	2,7182818
π	Kreiszahl	3,1415926
Q	elektrische Güte	
Q <sub>c</sub>	elektrische Güte des metallischen Leiters	
Q <sub>d</sub>	elektrische Güte des Dielektrikums	
Q <sub>u</sub>	unbelastete Güte	
α	Dämpfung	1/m
tan(δ)	dielektrischer Verlustwinkel	

## Literaturverzeichnis

- [Abb] A. Abbspour-Tamijami, L. Dussopt, G. M. Rebeiz: „Miniature and Tunable Filters Using MEMS Capacitors“; IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., vol. 51, no. 7, 2003
- [Agi] Datenblatt: „Split Post Dielectric Resonators for Dielectric Measurements of Substrates“; Application Note, Agilent Technologies, 2006
- [Agi\_2] Datenblatt: „Basics of Measuring the Dielectric Properties of Materials“; Application Note, Agilent Technologies, 2006
- [Agi\_3] Datenblatt: „Solutions for Measuring Permittivity and Permeability with LCR Meters and Impedance Analyzers“; Application Note, Agilent Technologies, 2006
- [Ahm] M. Al-Ahmad, R. Maenner, R. Matz, P. Russer: „Wide Piezoelectric Tuning of LTCC Band-pass Filters“; IEEE International Microwave Symposium, IMS 2005, Long Beach, USA
- [Alh] L. Alhourri: „Hybridintegrierte Patchantennen für kompakte Funkssysteme bei 60 GHz“; TU Ilmenau, Dissertation, 2009, urn:nbn:de:gbv:ilm1-2009000052
- [Bak] J. Baker-Jarvis, R. G. Geyer, J. H. Grosvenor, Jr., M. D. Janezic, C. A. Jones, B. Riddle, C. M. Weil „Dielectric Characterization of Low-loss Materials - A Comparison of Techniques“; IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, August 1998, S. 571 – 577, ISSN: 1070-9878
- [Bar] Fred D. Barlow, A. Elshabini: „Ceramic Interconnect Technology Handbook“; CRC Press, 2007, ISBN: 0-8493-3557-4
- [Ber] Bergmann, Schaefer: „Festkörper“; Walter de Gruyter, 2005, ISBN: 3-11-017485-5
- [Blo] W. Blood, F. Ling, T Kamgaing, T. Myers, M. Petras: „Simulation, Modeling, and Testing Embedded RF Capacitors in Low Temperature Cofired Ceramic“; IEEE 51th ECTC 2001, pp. 852 – 857
- [BNA] Bundesnetzagentur, Frequenznutzungsplan gemäß §54 TKG, <http://www.bundesnetzagentur.de>, 2008
- [Bro] E. R. Brown: „RF-MEMS Switches for reconfigurable Integrated Circuits“; IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 46, no. 11, 1998
- [Bur] H. Burchett: „Advances in Through Wall Radar for Search, Rescue and Security Applications“, IET (IEEE) Crime and Security, pp. 511 – 525, ISBN: 0-86341-647-0
- [Cho] Datenblatt: CHO-MUTE™ 9000, Microwave Absorber Material, Chomerics, 2005, <http://www.chomerics.com>
- [Col] R. E. Collin: „Foundations for Microwave Engineering“; IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory, John Wiley & Sons, 2000, ISBN 0-7803-6031-1
- [Coo] Datenblatt: TB-RMA 390D3K, TB-Omnix 338 Serie, Alpha Metals, Cookson Electronics; <http://www.cooksonelectronics.com>; E-Mail: [central@cooksonelectronics.com](mailto:central@cooksonelectronics.com)
- [Dab] R.E. Dabrecht: „Coplanar Balun Circuits for GaAs FET High-Power Push-Pull Amplifiers“; Microwave Symposium Digest, G-MTT International, Vol.: 73, Issue: 1, pp. 309-312, 1973
- [Del] A. Deleniv, S. Gevorgian, H. Jantunen, T. Hu: „Microwave Characterisation of Ferroelectric Ceramic Films“; 34th EuMC Amsterdam, 2004
- [Dup] Datenblatt: MCM951 09/03, MCM943 08/03; DuPont Photopolymer & Electronic Materials; <http://www2.dupont.com>, E-Mail: [mcm.sales@dupont.com](mailto:mcm.sales@dupont.com)
- [Dup\_2] Diffusion Patterning™ System, Datenblatt: MCMQ424DP/Q95IP, DuPont Photopolymer & Electronic Materials; <http://www2.dupont.com>, E-Mail: [mcm.sales@dupont.com](mailto:mcm.sales@dupont.com)

- [Dru] K.-H. Drüe, H. Thust, J. Müller: „RF Models of Passive LTCC Components in the Lower Gigahertz-Range“; Applied Microwave & Wireless, April 1998
- [Ehr] W. Ehrhardt: „Einfluss von Hochspannungsimpulsen auf Schichtwiderstände und Entwicklung eines Abgleichverfahrens“; TU Ilmenau, Dissertation 2004; ISBN 3-936404-13-5
- [Ebe] M. Eberstein: „Einfluss der Glasphase auf die elektrischen Eigenschaften von Glas/Keramik-Kompositen im Mikrowellenbereich“; TU Ilmenau, Dissertation, 2001
- [Edw] T.C. Edwards, M. B. Steer: „Foundations of Interconnect and Microstrip Design“; John Wiley & Sons, 2000, ISBN: 0-471-60701-0
- [ENP] Hausnormen 2009, ENP Electroprint, <http://www.epn.de>, E-Mail: [mail@epn.de](mailto:mail@epn.de)
- [Ent] K. Entesari, K. Obeidat, A. R. Brown, G. M. Reibeiz: „A 25-75-MHz RF MEMS Tunable Filter“; IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., vol. 55, no. 11, 2007
- [Fer] Datenblatt: A6M LTCC System; Ferro<sup>®</sup> Electronic Material Systems; <http://www.ferro.com>
- [Fro] H. Frohne: „Einführung in die Elektrotechnik“; Band 2: Elektrische und magnetische Felder, Teubner, Stuttgart, 1983, ISBN 3-519-30002-8.
- [FCC] Federal Communications Commission, USA, <http://www.fcc.gov/>, §15.255
- [Gar] F. Gardiol: „Microstrip Circuits“; John Wiley & Sons, 1994, ISBN 0-471-52850-1
- [Gem] M. Gemeintert: „Über LTCC-Werkstoffe aus dem Stoffsystem CaO-La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>“; BAM Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung, Berlin, Dissertation 2009, ISBN 978-3-9812354-6-3
- [Get] M. Getzlaff: „Fundamentals of Magnetism“; Springer Verlag, 2008, ISBN: 3-540-31150-5
- [Gil] J. M. Gilbert, C. H. Doan, E. Sohrab, C. B. Shung: „A 4-Gbps Uncompressed Wireless HD A/V Transceiver Chipset“; IEEE Micro, vol. 28, no. 2, pp. 56-64, 2008
- [GNU] GNU - General Public License; Bilddatei aus <http://de.wikipedia.org/>
- [Gup] Gupta, Kuldeep C., Ramesh Garg, Inder Bahl, Prakash Bhartia: „Microstrip and Slotlines“; Artech House, 1996, ISBN: 0-89006-766-X
- [Hag\_1] G. Hagen, Lars Rebenklau: „Fabrication of Smallest Vias in LTCC Tape“; Proceedings, Electronics Systemintegration Technology Conference, ESTC 2006, Dresden
- [Hag\_2] G. Hagen, Lars Rebenklau: „Generation of Via Holes and Patterns in Green Foils for Multilayer Ceramics“; Proceedings, Conference on Ceramic Interconnect and Ceramic Microsystems Technology, CICMT 2008, München
- [Hel] H. Jantunen, Tao Hu, Antti Uusimäki, Seppo Leppävuori: „Tape Casting of Ferroelectric, Dielectric, Piezoelectric and Ferromagnetic Materials“; Journal of the European Ceramic Society, Volume 24, pp. 1077-1081, 2004
- [Her] Datenblatt: Heratape<sup>®</sup> CT2000 YY0606.6, Heratape<sup>®</sup> CT707 080904 /FL; W. C. Heraeus, Thick Film Materials Division; <http://www.wc-heraeus.com>, E-Mail: [th-info@heraeus.com](mailto:th-info@heraeus.com)
- [Har] H. Jr. Howe: „Stripline Circuit Design“; Artech House, 1974, ISBN: 0-89006-020-7
- [Hin] M. Hintz: „Druckunterstütztes Sintern als Grundlage neuer Technologievarianten für LTCC“; TU Ilmenau, Dissertation, 2007, ISBN: 978-3-938843-24-6
- [Hin\_2] M. Hintz, R Perrone, H. Thust, M. Hein: „Electrical Properties of Low Temperature Cofired Ceramics with Integrated Bulk Metals“; International Spring Seminar on Electronics Technology, ISSE 2006, St. Marienthal, Germany
- [IFB] Interner Forschungsbericht: „Charakterisierung vergrabener Kondensatoren in LTCC“; TU Ilmenau, März 2008



- [Jen] A. Jentzsch: „Elektromagnetische Eigenschaften von Flipchipübergängen im Millimeterbereich“; TU Berlin, Dissertation 2002
- [JLP] Fertigungsspezifikationen, Jenaer Leiterplatten GmbH, <http://jlp.de>, E-Mail: [info@jlp.de](mailto:info@jlp.de), Juni 2009
- [Jil] W. Jillek, G. Keller: „Handbuch der Leiterplattentechnik“; Eugen G. Leuze Verlag, 2003, ISBN: 3-87480-184-5
- [Kaj] D. Kajfez, P. Guillon: „Dielectric Resonators“; Artech House, 1986, ISBN 0-89006-201-3
- [Kim] E. Kim, Y.Lee, C. Yoo, W.Lee, J.Park „A Power Amplifier Module with Fully Embedded Passive components in a LTCC Substrate for K-PCS Band Mobile Phone“; 33rd European Microwave Conference (EuMW), München, 2003
- [Kme\_1] M. Kmec, R. Herrmann, J. Sachs, P. Peyerl, P. Rauschenbach: „Extended Approaches For Integrated M-Sequence Based UWB Sensors“; IEEE AP-S International Symposium with Radio Science and AMEREM Meetings, Albuquerque, NM USA, 2006; Springer Verlag, 2007, ISBN: 978-0-387-73045-5
- [Kme\_2] M. Kmec, J. Müller, P. Rauschenbach, **S. Rentsch**, J. Sachs, B. Yang: „Integrated cm - and mm-Wave UWB Transceiver for M-Sequence Based Sensors“; EUROEM, Lausanne, Switzerland, 2008
- [Kul] J. Kulawik: „Preparation and Investigation of Dielectric Behavior of  $\text{Bi}_{1/2}\text{Cu}_{1/2}(\text{Fe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$  and  $\text{Bi}_{2/3}\text{Cu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$  Thick Films“; IMAPS Polen, 2007
- [Kur] R. Kurchania, A. J. Bell, T. Chakraborty, I. Hunter: „An Investigation of BST:MgTiO<sub>3</sub> and X7R:MgTiO<sub>3</sub> based Ceramics for Microwave Applications“; IEEE ISAF 2007, pp. 281 - 284
- [Mag] K. Magnus, K. Popp, W. Sextro: „Schwingungen: Eine Einführung in die physikalischen Grundlagen und die theoretische Behandlung von Schwingungsproblemen“; Vieweg + Teubner Verlag, 2008, ISBN13: 978-3-8351-0193-7
- [Mei] H. Meinke, F.-W. Gundlach: „Taschenbuch der Hochfrequenztechnik“; Springer Verlag, 1998, ISBN: 3540547142, ISBN: 3540547150, ISBN: 3540547169
- [Mik] K.R. Mikeska, D.T. Schaefer, R.H. Jensen: „Method for Reducing Shrinkage During Firing of Green Ceramic Bodies“; United States Patent US005085720A, 1991, EP 0 511 301 B1, DE 691 06 345 T2
- [Mon] R.K. Mongia, I.J. Bahl, P. Bhartia, J. Hong: „RF and Microwave Coupled-Line Circuits“; Artech House, 2007, ISBN 1-59693-156-6
- [Mül\_1] J. Müller: „Entwurf, Herstellung und HF-Charakterisierung gedruckter passiver Bauelemente und Strukturen in LTCC“; TU Ilmenau, Dissertation, 1997
- [Mül\_2] J. Müller, M. Noren, M. Mach, S. Brunner, C. Hoffmann: „Small Size LTCC FlipChip-Package for RF-Power Applications“, 17th European Microelectronics and Packaging Conference & Exhibition EMPC 2009, Rimini, Italien
- [Mül\_3] J. Müller, K.-H. Drüe, R. Stephan, J. Trabert, M. Hein, D. Schwanke, J. Pohlner, G. Reppe, K. Kuhlke, P. Uhlig, A.F. Jacob, T. Baras, A. Molke: „Comparison of High Resolution Patterning Technologies for LTCC Microwave Circuits“; Proceedings, Conference on Ceramic Interconnect and Ceramic Microsystems Technology CICMT 2007, Denver/Co, USA
- [Mül\_4] J. Müller, R. Perrone: „Technology and Design of Precise Embedded Capacitors in LTCC“; Proceedings, IMAPS Nordic, Dänemark/ Helsingør, 2008
- [Mül\_5] J. Müller, M. Mach, R. Perrone: „Novell Method for Embedding High Quality LTCC RF-Capacitors Using mid-k Tapes“; Proceedings, Conference on Ceramic Interconnect and Ceramic Microsystems Technology, CICMT 2008, München

- [Mül\_6] J. Müller, R. Perrone, H. Thust, K.-H. Drue, C. Kutscher, R. Stephan, J. Trabert, M. Hein, M. D. Schwanke, D. J. Pohlner, J. G. Reppe, G. R. Kulke, R. Uhlig, P. A.F. Jacob, A.F. T. Baras, A. Molke: „Technology Benchmarking of High Resolution Structures on LTCC for Microwave Circuits“; Electronics Systemintegration Technology Conference (ESTC), Dresden, 2006, , Vol1, S. 111-117, ISBN: 1-4244-0552-1
- [Mue] S. Mueller, C. Felber, P. Scheele, M. Wittek, C. Hock, R. Jakoby: „Passive Tunable Liquid Crystal Finline Phase shifter for Millimeterwavesv; 35th EuMC, Paris, 2005, pp. 297 - 300
- [NBS] L. J. Swartzendruber: „Correction Factor Tables for Four-Point Probe Resistivity Measurements on Thin, Circular Semiconductor Samples“; NBS Technical Note 199, National Bureau of Standards, USA, 1964, <http://www.four-point-probes.com>
- [Poz] D. M. Pozar: „Microwave Engineering“; John Wiley & Sons, 1998, ISBN: 0-471-17096-8
- [Puc] R. A. Pucel, D.J. Masse, C. P. Hartwig: „Losses in Microstrip“; IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Juni 1968, S. 342 - 350, ISSN: 0018-9480
- [Rab] T. Rabe, C. Glitzky, H. Naghib-zadeh, G. Oder: „Silber in LTCC - Interfacial Reactions, transport Processes and Influence on Properties of Ceramics“; Proceedings, Conference on Ceramic Interconnect and Ceramic Microsystems Technology, CICMT 2009, Denver/CO, USA
- [Rei] H. Reichl: „Direktmontage“; Springer Verlag, 1998, ISBN 3-540-64203-x
- [Ren\_1] **S. Rentsch**: „Breitbandige HF-Anschlüsse an LTCC-Gehäuse“; TU Ilmenau, Diplomarbeit, 2004
- [Ren\_2] **S. Rentsch**, T. Hu, J. Müller, R. Stephan, M. Hein, H. Jantunen: „Tunable Dielectric Material Embedded in LTCC for GHz-Frequency-Range Applications“; Proceedings, 16th European Microelectronics and Packaging Conference & Exhibition (EMPC), June 17-20, 2007, Oulu Finland
- [Ren\_3] **S. Rentsch**, R. Stephan, J. Müller, L. Alhourri, M. Hein: „Characterization of Parameters for Baluns at 60 GHz and Aspects of their Technological Implementation“; 51st International Scientific Colloquium, September 11 – 15, 2006, TU Ilmenau, Germany
- [Ren\_4] **S. Rentsch**, J. Müller: „Design and Implementation of Baluns at 60 GHz on LTCC“; Proceedings, 3rd International Conference on Ceramic Interconnect and Ceramic Microsystems Technology (CICMT), April 23-26, 2007, Denver/CO, USA
- [Ren\_5] **S. Rentsch**, J. Müller: „Design and Implementation of Baluns at 60GHz on LTCC“; **Invited Paper**, Journal of Microelectronics and Electronic Packaging, JMEP, Vol.4 No. 4, 4th QTR, 2007, ISSN 1551-4897
- [Rhe] G. Reppe: „Schichttechnologien für Fine-Line-Strukturen und Widerstände auf gebrannter LTCC“; Proceedings, Deutsche IMAPS Konferenz München, 2006
- [Roo] A. Roosen, M. Wagner, M. Hagymasi: „Microstructural Development and Warpage Behaviour of Metallized Low Loss LTCC Green Tapes During Firing“; Proceedings, 2nd MacroNano Kolloquium, TU Ilmenau, 2009, Germany
- [Pal] V. Krishna Palukuru, J. Peräntie, M. Komulainen, T. Tick and H. Jantunen: „Tunable microwave devices using low-sintering-temperature screen-printed barium strontium titanate (BST) thick films“; Journal of the European Ceramic Society, 2009
- [Per] R. A. Perrone: „Erweiterung des Frequenzbereichs und der Integrationsdichte von LTCC-Modulen mittels Photostrukturierung und Designoptimierung“; TU Ilmenau, Dissertation 2008, ISBN: 978-3-938843-30-7
- [Per\_2] R. A. Perrone, H. Thust, K. H. Drue: „Process in the Integration of planar and 3D Coils on LTCC by using Photoimageable Inks“; Invited Paper, Journal of Microelectronics and Electronic Packaging, JMEP, Vol 2, No. 2, 2nd QTR, 2005, ISSN: 1551-4897

- [Pop] Y. Poplavko, V. Pashkov, V. Molchanov, D. Shmigun, A. Yeremenko: "Dielectric Phase Shifter Based on the Piezo-Tunable Impedance-Step Filter"; 37th EuMC, München, 2007
- [Sch] H. Schaumburg: „Keramik“; B. G. Teubner Stuttgart, 1994, ISBN: 3-519-06-127-9
- [Scw] D. Schwanke: „Verbesserung der Fine-Line-Strukturauflösung durch hydrophobe Oberflächenbeschichtung von Drucksieben“; Kompetenznetzwerk Mikrotechnische Produktion, Proceedings, 23.  $\mu$ TP Workshop, Dresden, 2009
- [Seb] M. T. Sebastian, H. Jantunen: „Low loss dielectric materials for LTCC applications: a review“; International Materials Reviews 2008, Volume 53, NO 2, pp. 57 - 90, ISSN: 0950-6608
- [Sei] H.-U. Seidel, E. Wagner: „Grundlagen der Elektrotechnik II“; Carl Hanser Verlag, 2005, ISBN: 3-446-21513-1
- [She] D. M. Sheen, D. L. McMakin, T. E. Hall; R. H. Severtsen: „Active millimeter-wave standoff and portal imaging techniques for personal screening“; IEEE, Conference on Technologies for Homeland Security, pp. 440 – 447, 2009
- [Sim] N. R. Simons: „Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems“; Wiley & Sons, 2001, ISBN: 0-471-16121-7
- [Sme] W. Smetana, B. Balluch, G. Stangl, E. Gaubitzer, M. Edetsberger, G. Köhler: „A multi-sensor biological monitoring module built up in LTCC-technology“; Microelectronic Engineering, Volume 84, Issue 5-8; S. 1240 – 1243, 2007
- [Smi] F. M. Smits: „Measurements of Sheet Resistivity with the Four-Point Probe“; The Bell System Technical Journal, BSTJ, 37, p. 711, 1958, <http://www.four-point-probes.com>
- [Spi] L. Spieß, G. Teichert, R. Schwarzer, H. Behnken, C. Genzel: „Moderne Röntgenbeugung – Röntgendiffraktometrie für Materialwissenschaftler, Physiker und Chemiker“; Teubner, 2009, 2. Auflage, ISBN: 978-3-8351-0166-1
- [Sue] Terry R. Suess, M. Skurski: „Fodel®, Photoprintable Thick Film Materials and Processing“; Technical Paper, DuPont, Photopolymer & Electronic Materials; <http://www2.dupont.com>, E-Mail: [mcm.sales@dupont.com](mailto:mcm.sales@dupont.com)
- [Sun] Y. Sun, J. Borngräber, F. Herzel, W. Winkler: „A Fully Integrated 60 GHz LNA in SiGe:C BiCMOS Technology“; IEEE BIPOLAR/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, Proceedings, 2005, pp. 14 – 17, ISBN: 0-7803-9309-0
- [Tan] X. Tang, M. E. Ellis, F. Duvall, B. Treadway, E. Underhill, L. Chiu: „Factors Affecting Characteristics of Thick Film Voltage Tunable Dielectrics“; CICMT 2003, Denver, ISBN 0-930815-68-8
- [Tel] T. Thelemann: „Die LTCC-Technologie als Basis von sensorischen, aktorischen und fluidischen Komponenten für Mikrosysteme“; TU Ilmenau, Dissertation, 2005, ISBN 3-938843-14-4
- [Tic] T. Tick, J. Peräntie, **S. Rentsch**, J. Müller, M. Hein, H. Jantunen: „Co-sintering of barium strontium titanate (BST) thick films inside a LTCC substrate with pressure-assisted sintering“; Journal of the European Ceramic Society, Volume 28, pp. 2765–2769, 2008
- [Thu\_1] H. Thust, R. Perrone, M. Hintz, D. Förster: „Optimale Gestaltung von Mikrowellen LTCC Anwendungen mit Fodel® und Vollmetallfeinstrukturen“; Deutsche IMAPS Konferenz München, 2005
- [Tom] A. Tombak, J. Maria, F. T. Agyuavives, Z. Jin, G. T. Stauf, A. I. Kingon, A. Mortazawi: „Voltage-Controlled RF Filters Employing Thin-Film Barium-Strontium-Titanate Tunable Capacitors“; IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., vol. 51, no. 2, 2003
- [Tra] Johannes F. Trabert: „Breitbandige Mikrowelle in kompakten Mehrlagen-Modulen für Satellitenanwendungen“; TU Ilmenau, Dissertation, 2009

- [Vas] S. Vasudevan; A. Shaikh: „Microwave characterization of low temperature cofired ceramic system“; IEEE Advanced Packaging Materials Proceedings, March 1997, S.152 - 157
- [Vak] Datenblatt der Firma Vacuumschmelze GmbH & Co. KG, <http://www.vacuumschmelze.de>
- [Vog] W. Vogel: „Glaschemie“; Springer Verlag, 1992, ISBN: 3-540-55171-9
- [Wad] B.C. Wadell: „Transmission Line Design Handbook“; Artech House, 1991, ISBN: 0-89006-436-9
- [Whe] H.A. Wheeler: „Transmission Line Properties of a Stripline Between Parallel Plates“; IEEE Trans. Microwave Theory, Vol. MTT-26, Nov. 1978.
- [WHD] WirelessHD, <http://www.wirelesshd.org>
- [Yan] W. D. Yan, R. R. Mansour: „Tunable Dielectric Resonator Bandpass Filter With Embedded MEMS Tuning Elements“; IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., vol. 55, no. 1, 2007
- [Yeh] J. A. Yeh, C. A. Chang, C. Cheng, J. Huang S. S. H. Hsu: „Microwave Characteristics of Liquid-Crystal Tunable Capacitors“; IEEE Electron Device Letters, vol. 26, no. 7, pp. 451 - 453, 2005
- [Zin] Zinke, Brunswick: „Hochfrequenztechnik“; Springer Verlag, 1999, ISBN: 354066405X, ISBN: 3540647287
- [Zim] D. Zimmermann, T. Mobley, M. Miller, N. Deepukumar, M. Walsh, M. Smith: „20 to 90 GHz Broadband Characterization of LTCC Materials for Transceiver Modules and Integrated Antennas“, Proceedings, IMAPS CICMT/ACerS, Denver/Co, USA, 2006
- [Zhe] Zhensheng Jia; Hung-Chang Chien; Yu-Ting Hsueh; Chowdhury, A.; Jianjun Yu; Gee-Kung Chang: „Wireless HD services over optical access systems: Transmission, networking, and demonstration“; IET (IEEE), Optical Fiber Communication, 2009