

Masterarbeit

# Beschichtete HF-Strukturen als potentielle Kohlendioxidsensoren

Simon Schernthanner, BSc

---

Institut für Grundlagen und Theorie der Elektrotechnik  
Technische Universität Graz  
Vorstand: Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Oszkár Bíró



Betreuer: Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Oszkár Bíró

Graz, im Oktober 2013

## Abstract

Temperature, humidity and carbon dioxide concentration are key parameters for air quality in closed interior rooms. The measurement of these parameters is a necessity for modern air conditioning systems, such as those installed in buildings or vehicles. In contrast to carbon dioxide concentration, the temperature and humidity can be measured by a variety of low-priced sensors. Thus the development of new methods to measure the concentration of carbon dioxide is of considerable interest.

In this work two types of structures are being investigated: gap-coupled microstrip-resonators and coplanar waveguides. These structures are sputtered on flexible sheets of polyimide and then coated with a carbon dioxide sensitive layer. The layer consists of organically modified silicates which are known to be carbon dioxide sensitive. The chemical reaction is expected to influence the permittivity of the layer changing the resonance frequencies of the resonators. So, a shift of the resonance frequencies should indicate the presence of carbon dioxide.

First, the structures have been thoroughly investigated by 2D- and 3D-simulations and compared to measurement results. It has been found, that 2D-simulations yield sufficiently accurate results, a computational advantage compared to 3D-simulations. Afterwards, uncoated resonators and waveguides have been compared to coated ones at frequencies starting from 1GHz up to 67GHz. These measurements have been used to calculate the permittivity of the sensitive layer. It has turned out, that coplanar waveguides are much more sensitive to changes in the permittivity of the layer. Finally, the structures have been blown on with pure carbon dioxide. The resonance frequencies of both structures have shown no changes due to the presence of carbon dioxide. It has been shown that the reason for this measurement failure is the insufficient thickness of the sensitive layer which is around 150 nm. Further simulations have shown that resonators are not really suitable for carbon dioxide detection, and coplanar waveguides must have a sensitive thickness of at least 1000 nm to yield reasonable changes in the resonance frequencies.

Future measurements should focus on coplanar waveguides with sufficiently thick sensitive layers. Another topic is the presence of humidity in the ambient air which influences the measurements considerably.



## Kurzfassung

Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Kohlendioxidkonzentration sind Schlüsselparameter für die Luftqualität in geschlossenen Räumen. Während die Temperatur und die Luftfeuchtigkeit mit verschiedensten preislich günstigen Sensoren gemessen werden können, ist dies für die Kohlendioxidkonzentration nicht der Fall. Die Messung dieser chemischen Größe nimmt eine Schlüsselfunktion in automatisierten Lüftungsanlagen, wie sie in Gebäuden oder auch Kraftfahrzeugen zu finden sind, ein.

In dieser Arbeit wurden zwei HF-Strukturen untersucht: kapazitiv angekoppelte Microstrip-Resonatoren und Coplanar-Leitungen. Diese Strukturen sind auf flexiblen Folien aus Polyimid aufgebracht und mit einer aktiven Sensorschicht, welche auf Kohlendioxid reagiert, beschichtet. Diese Schicht besteht aus organisch modifizierten Silikaten, welche bekanntermaßen auf Kohlendioxid chemisch reagieren. Diese Reaktion beeinflusst die Permittivität der Sensorbeschichtung und damit im Endeffekt die Resonanzfrequenzen. Die Kohlendioxidkonzentration sollte sich also in einem Verschieben der Resonanzfrequenzen bemerkbar machen.

Als erstes wurden die Strukturen eingehend mittels 2D- und 3D-Simulationen untersucht. Es wurde dabei gezeigt, dass 2D-Simulationen den 3D-Simulationen äquivalent sind, was einen Vorteil bezüglich der Rechendauer bringt. Es wurde auch festgestellt, dass diese Simulationen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen zeigen. Anschließend wurden unbeschichtete Strukturen mit beschichteten verglichen. Dies ermöglicht eine gute Charakterisierung der Permittivität der Sensorbeschichtung bei Raumluft. Es zeigt sich, dass Coplanar-Leitungen viel empfindlicher auf die Sensorschicht reagieren als Microstrip-Resonatoren. Schlussendlich wurde versucht, den Sensoreffekt nachzuweisen, was bei beiden Strukturen leider misslang. Die Begründung für diesen Fehlschlag liegt in der Dicke der Sensorbeschichtung, welche mit 150 nm viel zu dünn ist einen Sensoreffekt zu erzeugen. Abschließende Simulationen zeigen, dass Microstrip-Resonatoren wegen der geringen Empfindlichkeit eher nicht als Sensoren geeignet sind. Coplanar-Leitung bieten sich hier eher an, obwohl auch hier die Sensorbeschichtung mindestens 1000 nm dick sein sollte.

Zukünftige Arbeiten zu diesem Thema sollten sich auf Coplanar-Leitungen mit einer größeren Schichtdicke fokussieren. Ein weiterer Kritikpunkt ist die Feuchtigkeit der Umgebungsluft, welche die Messungen stark beeinflusst.

## **Statutory Declaration**

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

## **Eidesstattliche Erklärung**

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

\_\_\_\_\_

Ort

\_\_\_\_\_

Datum

\_\_\_\_\_

Unterschrift

## Danksagung

Diese Masterarbeit wurde im Jahr 2013 am Institut Grundlagen und Theorie der Elektrotechnik an der Technischen Universität Graz durchgeführt. Zu Beginn möchte ich mich bei meinem Betreuer O. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Oszkár Bíró und bei dem gesamten Team des IGTE bedanken, welche Kompetenz und Teamgeist vereinen und in mir das vertiefende Verständnis für die Elektrotechnik weiter förderten.

Besonders hervorzuheben ist auch Dipl.-Ing. Thomas Bauernfeind für die Hilfe und Unterstützung.

Ein Dank ergeht auch Prof. Dr. Linus Maurer und Dr. Henry Wolf vom Fraunhofer EMFT, welche mir einen einzigartigen Aufenthalt in Europas größter Forschungsinstitution ermöglichten und mich dabei unterstützten.

Des Weiteren bedanke ich mich bei meinen Eltern, welche mich von frühester Kindheit förderten, in mir die Technikbegeisterung weckten und mir dieses Studium ermöglichten.

Graz, im Oktober 2013

Simon Schernthanner

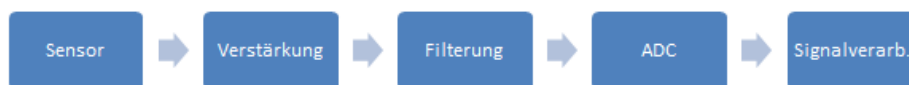
# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Anforderungen an Sensoren . . . . .	2
1.2	Chemische Sensoren . . . . .	3
1.3	Gaskonzentrationsmessung . . . . .	4
1.4	Kohlendioxidmessung und Air Quality Measurement . . . . .	4
1.5	Fraunhofer EMFT . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Aufgabenstellung und Ziele</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Grundlagen und einführende Betrachtungen</b>	<b>10</b>
3.1	Grundlagen von Microstrip-Resonatoren . . . . .	10
3.1.1	Messtechnische Erfassung der Resonanzen mittels S-Parameter . . . . .	12
3.2	Grundlagen von Coplanar-Leitungen . . . . .	15
3.2.1	Messtechnische Erfassung mittels S-Parameter . . . . .	16
3.3	Elektrische Eigenschaften des Substratmaterials . . . . .	17
3.4	Untersuchungen an den Leiterbahnen . . . . .	18
3.5	Polarisationsmechanismen . . . . .	19
3.5.1	Frequenzabhängigkeit der Polarisation . . . . .	23
3.6	Chemische Eigenschaften des Sensormaterials . . . . .	24
3.7	Analyse der Schichtdicken . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Definition der Geometrien</b>	<b>29</b>
4.1	Geometrien der Microstrip-Resonatoren . . . . .	29
4.2	Geometrien der Coplanar-Leitungen . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Messaufbau und Messdatenaufbereitung</b>	<b>31</b>
5.1	Messdatenaufbereitung . . . . .	37
<b>6</b>	<b>Microstrip-Resonatoren</b>	<b>39</b>
6.1	Analytische Betrachtungen . . . . .	39

6.2	Vergleich von 2D- und 3D-Simulationen . . . . .	43
6.2.1	Berücksichtigung der kapazitiven Ankoppelung . . . . .	46
6.2.2	Die Bestimmung der Koppelkapazität . . . . .	48
6.3	Vergleich zwischen unbeschichteten und beschichteten Resonatoren . . . . .	52
<b>7</b>	<b>Coplanar-Leitungen</b>	<b>65</b>
7.1	Vergleich zwischen Coplanar-Leitungen und Microstrip-Resonatoren . . . . .	65
7.2	Vergleich zwischen unbeschichteten und beschichteten Coplanar-Leitungen . .	68
7.3	Beaufschlagung der Coplanar-Leitung mit Kohlendioxid . . . . .	74
<b>8</b>	<b>Fehleranalyse</b>	<b>76</b>
8.1	Fehlen von Feuchtigkeit . . . . .	76
8.2	Zu geringe Empfindlichkeit wegen kleiner Schichtdicke . . . . .	77
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>78</b>
	<b>Tabellen und Berechnungen</b>	<b>80</b>
A.1	Herleitung der S-Parameter aus den A-Parametern einer Leitung . . . . .	80
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>82</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>83</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>86</b>
	<b>Symbole</b>	<b>87</b>

# 1 Einleitung

Um komplexe technische Systeme gezielt zu beeinflussen ist es von Nöten, über den inneren Zustand dieses Systems Bescheid zu wissen. Je genauer man den Zustand des Systems kennt, umso gezielter kann man auf dieses eingreifen. Die Erfassung von physikalischen Größen eines Systems und die Umwandlung in ein brauchbares, verarbeitbares elektrisches Signal ist die Kernaufgabe der elektrischen Messtechnik. Dazu bedient man sich verschiedenster physikalischer Effekte, welche die gesuchte Größe in ein elektrisches Signal umwandelt. Zusätzlich beschäftigt sich die elektrische Messtechnik auch noch mit der Umwandlung, Aufbereitung und Auswertung von gemessenen Größen (siehe 1.1).



**Abbildung 1.1:** Messkette

Die Qualität der gemessenen Daten steht und fällt mit der Qualität des Sensors. Schwächen des Sensors können zwar durch nachfolgende Elektronik in geringem Maße ausgeglichen werden, dennoch ist der Sensor maßgebend für die gesamte Messschaltung.

Der Sensor wandelt die gesuchte physikalische oder chemische Größe in ein elektrisch verwertbares Signal um. An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass es für den Begriff „Sensor“ keine genaue Definition gibt, es existiert eine Fülle von verschiedensten Ausführungsformen. Es existieren Bauteile, in denen die Verstärkung des Signals integriert ist und dieses Gesamtkonstrukt als „Sensor“ bezeichnet wird (integrierter Sensor). Ebenso existieren Elemente, die die komplette Messkette inklusive Analog-/Digital-Umwandlung beinhalten und beispielsweise als „Smart Sensor“ bezeichnet werden. In dieser Arbeit wird als Sensor jedoch nur rein das primäre Element bezeichnet, welche die Aufgabe besitzt die gesuchte physikalische/elektrische Größe in eine Elektrische umzuwandeln.

Auch wirtschaftlich sind Sensoren ein durchaus interessantes Thema. So stieg der Markt von

Sensoren von 81.6 Mrd € im Jahr 2006 auf 119.4 Mrd € im Jahr 2011. Dieser Anstieg wird aller Voraussicht nach auch in Zukunft anhalten, es wird ein Marktvolumen von 184.1 Mrd € im Jahre 2016 prognostiziert [1]. In der Abbildung 1.2 ist auch ersichtlich, dass vor allem in die in der Informationstechnologie tätigen Firmen und die Automobilindustrie die treibende Kraft bei dieser Entwicklung sind.

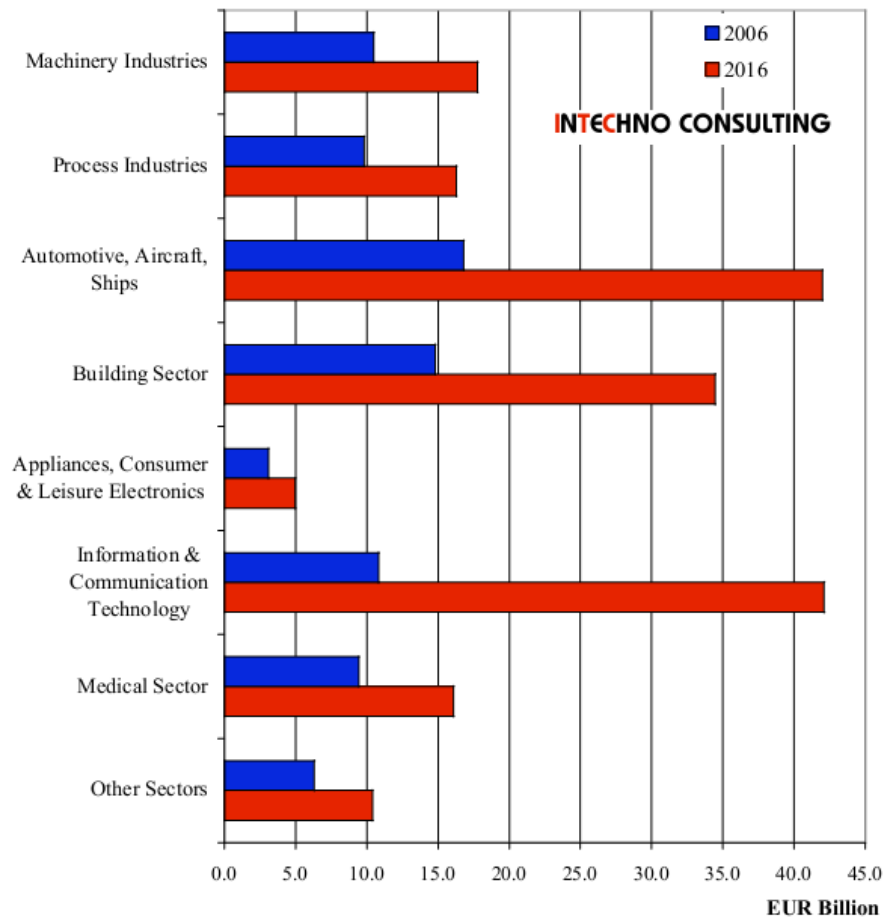


Abbildung 1.2: Prognostizierte Marktentwicklung bei Sensoren (aus [1])

## 1.1 Anforderungen an Sensoren

Die Anforderungen an die moderne Sensorik sind breit gefächert. Es gibt eine Vielzahl verschiedenster Sensoren, welche den teilweise entgegengesetzten Anforderungen in unterschiedlicher Weise Rechnung tragen. Typische Anforderungen an einen Sensor sind:

- Genauigkeit
- Selektivität bezüglich der zu messenden Größe
- Lebensdauer
- Geringe Exemplarstreuung
- Hohe Langzeitstabilität
- Kleine Zeitkonstanten (Schnelligkeit)
- Niedriger Leistungsbedarf
- Einfache Handhabbarkeit
- Geringe Produktionskosten
- Geringer Preis

Generell gesprochen ist jeder Sensor und auch jede Sensortechnologie ein Kompromiss aus diesen Faktoren. Jedes Einsatzgebiet des Sensors besitzt seine Spezifika, daher gibt es für eine Messaufgabe auch nicht die eine Herangehensweise.

## 1.2 Chemische Sensoren

Chemische Sensoren sind Sensoren zur Messung chemischer Größen. Der Bedarf an chemischen Sensoren ist sowohl für die Stoffanalyse (chemische Analyse) als auch bei klassischen technischen Anwendungen wie beispielsweise in der Automobilindustrie oder Prozesstechnik notwendig. Die Bestimmung von Kenngrößen chemischer Art (wie Gaskonzentration, pH-Wert) sind eher schwierige Aufgaben der elektrischen Messtechnik. Im Gegensatz zu anderen Messverfahren, wo in der Regel eine ganze Fülle von alternativen Herangehensweisen existieren, gibt es (wenn überhaupt) bei der Messung chemischer Größen meist nur ein oder zwei Messprinzipien. Dies bietet wenig Spielraum bei der Auswahl und der Abwägung der Anforderungen, welche in 1.1 angeführt sind.



### 1.3 Gaskonzentrationsmessung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Gaskonzentrationsmessung, wobei ein Weg über Microstrip-Resonatoren gewählt wurde. Die Messung der Gaskonzentration stellt meist die Anforderung der Langzeitstabilität und Querempfindlichkeit. Dadurch, dass der Sensor dem zu messenden Medium ausgesetzt sein muss, stellen sich unter anderem auch konstruktive Herausforderungen. Diese Einflüsse sind bei dem Entwurf eines Sensors zu berücksichtigen. Gaskonzentration wird meist so gemessen, dass ein bestimmter chemischer Stoff seine elektrische Eigenschaften in Anwesenheit von dem zu messenden Gas ändert. Dies kann beispielsweise die Leitfähigkeit oder die Permittivität sein. In [2] sind beispielsweise Gassensoren mit polykristallinen Halbleitern oder auch Sensoren mit Polymeren und Gelen beschrieben.

### 1.4 Kohlendioxidmessung und Air Quality Measurement

Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Kohlendioxid sind Schlüsselparameter für die Luftqualität in geschlossenen Räumen. Während die Temperatur und die Luftfeuchtigkeit mit verschiedensten preislich günstigen Sensoren gemessen werden können, ist dies für die Kohlendioxidkonzentration nicht der Fall. Die Messung dieser chemischen Größe nimmt eine Schlüsselfunktion in automatisierten Lüftungsanlagen, wie sie in Gebäuden oder auch Kraftfahrzeugen zu finden sind, ein. Eine Messung der Luftqualität würde bedeuten, dass die Luft im Fahrzeuginnenraum gezielt ausgetauscht werden kann. Die Klimaanlage kann länger im Umluftbetrieb arbeiten. Dadurch wird die ständige Nachheizung oder Kühlung der neuen Luft vermieden, was zu einer Senkung des Treibstoffverbrauchs zwischen 0.1 und 0.2 Litern pro 100 km führt.

Es gibt durchaus existierende Sensoren für Kohlendioxid, welche photo-akustischen Prinzipien zugrunde liegen [3]. Des Weiteren sind auch elektrochemische Kohlendioxidmessverfahren, welche sich Gele oder anderer organischer Verbindungen bedienen, bereits kommerziell verfügbar [4]. Ein wesentlicher Nachteil dieser Produkte ist ihr Preis. Um Sensoren tauglich für die Massenproduktion (wie beispielsweise für die Verwendung in Kraftfahrzeugen) zu machen, müssen diese unter fünf Euro kosten. Diesen hohen preislichen Anforderungen sind die derzeitig kommerziell verfügbaren Sensoren nicht gewachsen.

## 1.5 Fraunhofer EMFT

Diese Masterarbeit wurde in Zusammenarbeit mit der Einrichtung für Modulare Festkörpertechnologie (EMFT) der Fraunhofer Forschungsgesellschaft mit Sitz in München erstellt. Diese Einrichtung gliedert sich in fünf Abteilungen, welche sich mit verschiedensten Themengebieten befassen (siehe auch [5]). Eine Abteilung befasst sich mit Design und Test, worunter IC Design aber auch ESD Prüfungen aller Art fallen. Des Weiteren befasst sich eine Abteilung mit Mikrodosiersystemen, worunter man beispielsweise Pumpen im Kleinstformat mit einer Förderleistung von 5 Nanoliter pro Sekunde versteht, und eine Abteilung mit Sensoren und Aktuatoren.

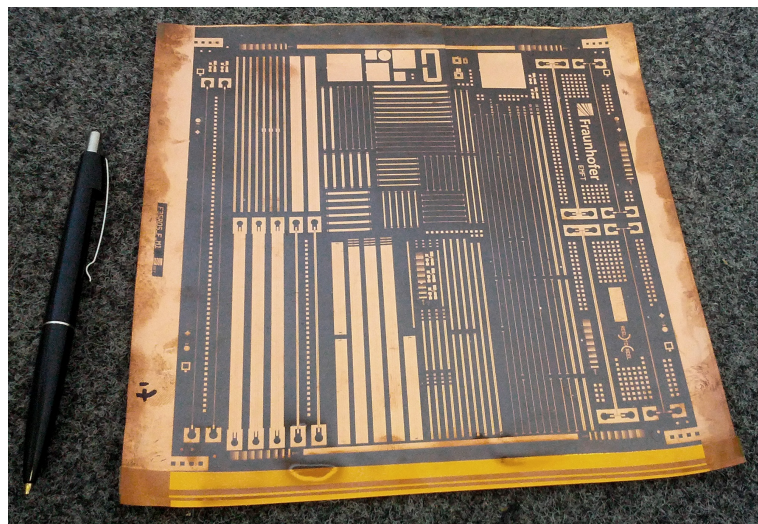
Zwei weitere Gruppen befassen sich einerseits mit Sensormaterialien und andererseits mit flexiblen Systemen. Der Fokus bei der Entwicklung von neuartigen Sensormaterialien auf Materialien, die beispielsweise in Anwesenheit von Schadstoffen die Farbe ändert. So lassen sich zum Beispiel Handschuhe entwickeln, welche bei Vorhandensein von Gefahrenstoffen ihre Farbe ändern. Auch intelligente Lebensmittelverpackungen, welche die Farbe bei verdorbener Ware wechselt, sind denkbar.

Unter flexiblen Systemen versteht man unter anderem Kunststofffolien welche als Basis für elektronische Schaltungen dienen. Dabei können biegbare oder rollbare elektronische Schaltungen realisiert werden. Auch andere Anwendungen wie flexible Kabel oder Produkte der Mikrofabrikation sind Aufgaben der Abteilung für flexible Systeme.

Die hier vorliegende Masterarbeit soll als erster Versuch den Grundstein für eine abteilungsübergreifende Zusammenarbeit legen. Mit einem vorhandenen Sensormaterial wird ein Resonator oder eine Coplanar-Leitung beschichtet, welche sich wiederum auf einem flexiblen Substrat befinden. Dies ist neuartig und bietet keinen garantierten Ausblick auf Erfolg.

## 2 Aufgabenstellung und Ziele

Grundlage sind Hochfrequenz (HF) Strukturen, welche auf Folien aus Polyimid aufgebracht sind. Diese Folien werden am Fraunhofer EMFT aus einer Kombination aus Sputtering und Lithographie hergestellt. Die Dicke dieser Folie beträgt  $50\mu\text{m}$ . Abbildung 2.1 zeigt eine fertig produzierte Folie, auf welcher verschiedenste HF Strukturen aufgebracht sind. Darunter befinden sich einfache Streifenleitungen mit verschiedensten Dicken, Coplanar-Leitungen verschiedenster Geometrien, eine Fülle Resonatoren und vieles mehr.



**Abbildung 2.1:** Polyimidfolie mit verschiedensten HF Strukturen

Abbildung 2.2 zeigt eine Nahaufnahme aus einem Teil der Folie. Man sieht Microstrip-Resonatoren verschiedenster Längen und Breiten.

Die Folie ist biegsam und ist damit geeignet für eine Fülle von Anwendungsgebieten, in denen eine starre Anbringung nachteilig ist. Im Großen und Ganzen ähnelt sie einer bedruckten Overheadfolie (siehe Abbildung 2.3).

Das Substratmaterial aus Polyimid sowie auch die HF Strukturen sind bereits elektrisch vermessen und charakterisiert. Auf diese Resonatoren soll nun eine Schicht einer speziellen

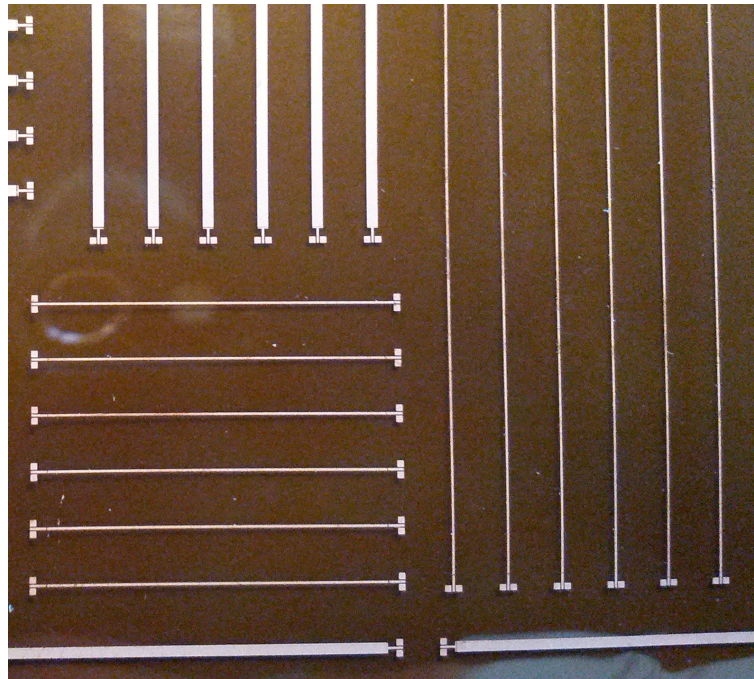


Abbildung 2.2: Nahaufnahme mit Resonatoren verschiedenster Längen und Breiten

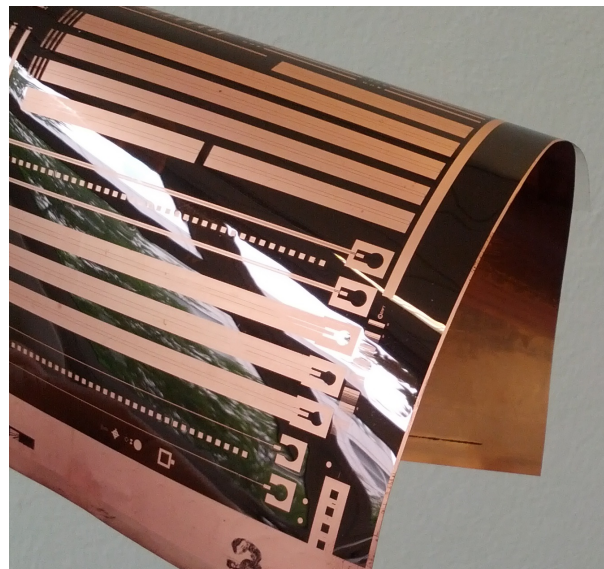
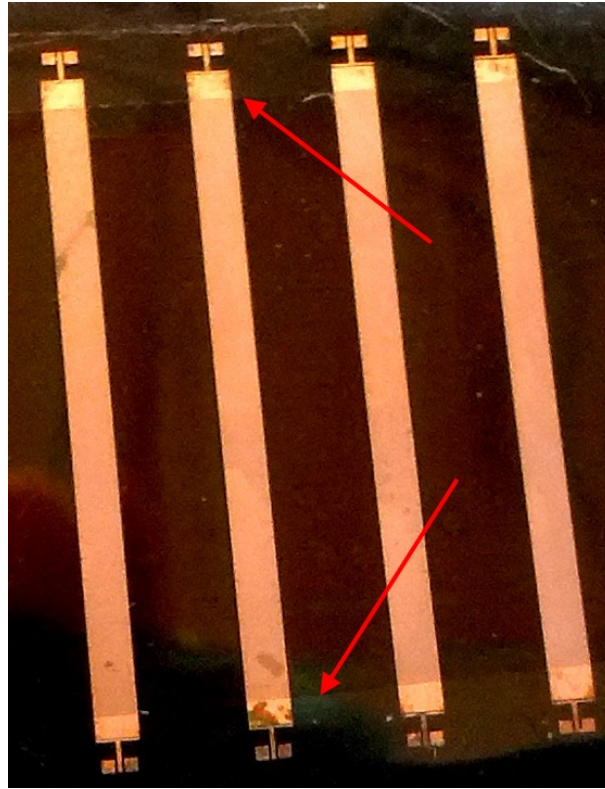


Abbildung 2.3: Die Folie ist biegsam und geeignet für eine Fülle von Anwendungen

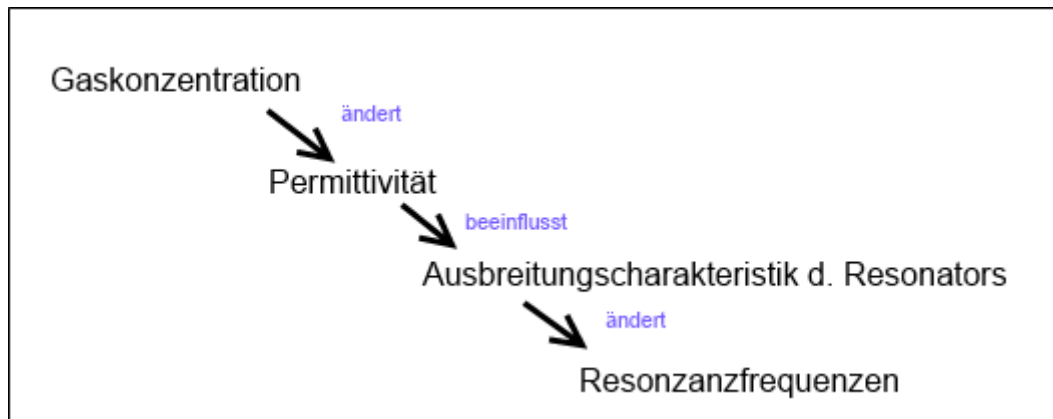
chemischen Verbindung aufgebracht werden (Sensorschicht), deren Permittivität eine Abhängigkeit von der Gaskonzentration zeigt. Abbildung 2.4 zeigt einen Satz beschichteter Microstrip-Resonatoren, die Beschichtung ist am Helligkeitsunterschied erkennbar.



**Abbildung 2.4:** Beschichtete Microstrip-Resonatoren, die Beschichtung beginnt an den mit Pfeilen markierten Kanten

Eine Änderung der Permittivität ändert die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle, damit ändert sich auch die Resonanzfrequenz eines Resonators. Einen analogen Effekt gibt es auch bei Coplanar-Leitungen. Es ist nun Gegenstand der Untersuchungen welchen und wie großen Einfluss die Anwesenheit von Kohlendioxid auf die Resonanzfrequenzen besitzt. Des Weiteren ist es von Interesse, ob sich dieser Einfluss über den zu untersuchenden Frequenzbereich unterschiedlich auswirkt. Zusätzlich zu den Messungen sollen die Strukturen auch mithilfe von Finite-Elemente-Methode-Programmen (FEM Programmen) simuliert werden.

Die Beeinflussungskette ist in Abbildung 2.5 zusammengefasst.



**Abbildung 2.5:** Beinflussungskette zur Bestimmung der Gaskonzentration

Zusammenfassend sind also folgende Fragen zu beantworten:

- Verhalten sich die unbeschichteten Strukturen so, wie es die FEM Rechnungen voraussagen?
- Welche Einflüsse hat die Beschichtung auf die Resonanzfrequenzen?
- Wirkt sich die Anwesenheit von Kohlendioxid auf die Resonanzfrequenzen aus und wenn ja, inwiefern?

Die untersuchten Strukturen sind einerseits Microstrip-Resonatoren verschiedenster Geometrien und andererseits Coplanar-Leitungen. Die Untersuchungen dieser Strukturen wird jeweils in einem eigenen Kapitel abgehandelt.

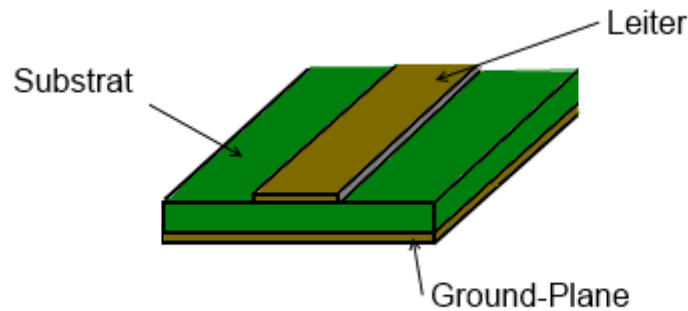


## 3 Grundlagen und einführende Betrachtungen

Um die Anhängigkeit von Kohlendioxid zu untersuchen ist es vorerst notwendig, einige Grundlagen zu erläutern. Diese betreffen einerseits die Funktionsweise von sogenannten Microstrip-Resonatoren und Coplanar-Leitungen. Des Weiteren werden hier auch Grundlagen der Polarisierung betrachtet und die chemische Funktionsweise der verwendeten Sensorschicht erläutert. Um in weiterer Folge die Simulations- und auch Messergebnisse zu analysieren, müssen auch die geometrischen Parameter und auch elektrische Charakteristik der verwendeten Materialien ermittelt werden.

### 3.1 Grundlagen von Microstrip-Resonatoren

Als Microstrip wird ein flacher Rechteckleiter über einer leitenden Platte bezeichnet, wobei diese durch ein Substratmaterial getrennt sind (Abbildung 3.1). Die leitende Platte wird meist auf Bezugspotential gelegt, deswegen wird sie im Folgenden als Ground-Plane bezeichnet. Die deutsche Bezeichnung ist meist „Streifenleitung“ oder „Mikrostreifenleitung“. Streifenleitung ist in der Regel ein allgemeinerer Begriff, er bezeichnet üblicherweise auch Bauformen mit Ground-Planes über und unter der Leitung selbst, deshalb ist Mikrostreifenleitung die korrekte Bezeichnung. Von der Bauform gleichen sich Microstrips und einfache Leiterbahnen auf Printplatten, jedoch werden nur Microstrips als Wellenleiter dimensioniert und betrieben. In der Literatur hat sich der englische Begriff Microstrip durchgesetzt.



**Abbildung 3.1:** Prinzipieller Aufbau eines Microstrip-Resonators

Ist die Wellenlänge des eingespeisten Signals im Bereich der Länge des Microstrips, so ist diese nicht mehr als „elektrisch Kurz“ zu betrachten. Der Microstrip fungiert dann als Wellenleiter. Die Ankoppelung des Microstrip erfolgt meist beidseitig kapazitiv über einen Spalt (Gap-Coupled Microstrip-Resonator, siehe Abbildung 3.2), wobei auch andere Arten der Ankoppelung möglich sind.



**Abbildung 3.2:** Prinzip eines zweiseitig angespeisten, kapazitiv angekoppelten Microstrip-Resonators (Draufsicht)

Bei welcher Frequenz nun Resonanz auftritt, ist einerseits bestimmt durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle und durch die Länge des Resonators. Es gilt der Zusammenhang

$$\lambda = \frac{v}{f} \quad (3.1)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge,  $v$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit und  $f$  die Frequenz ist. Resonanz tritt auf, wenn die geometrische Länge  $l$  des Resonators einem Vielfachen der halben



Wellenlänge entspricht, es gilt also

$$l = n \frac{\lambda}{2} = n \frac{c}{2f_{res}} . \quad (3.2)$$

Diese Bedingung wird später in Abschnitt 3.1.1 hergeleitet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle ist bestimmt durch die Permittivitäten und Permeabilitäten der Materialien mit

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} . \quad (3.3)$$

Dadurch, dass keine permeablen Materialien vorhanden sind, wird diese Gleichung zu

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}\varepsilon_0\mu_0}} , \quad (3.4)$$

wobei  $\varepsilon_{eff}$  die sogenannte effektive Permittivität ist. Sie berechnet sich aus den einzelnen Permittivitäten der Anordnung und ist auch von der konkreten Geometrie abhängig. Im Allgemeinen gibt es keine analytischen Berechnungsweisen für die effektive Permittivität, sie lässt sich jedoch aus Simulationen bestimmen. In Summe ergibt sich für die Resonanzfrequenzen

$$f_{res} = n \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_{eff}} 2l} . \quad (3.5)$$

Eine Änderung der Permittivität einer der beteiligten Materialien bewirkt eine Verschiebung der Resonanzfrequenzen.

### 3.1.1 Messtechnische Erfassung der Resonanzen mittels S-Parameter

Der Resonator besitzt zwei Eingänge, ist also ein Vierpol. Charakterisiert wird dieser durch die Z-Parameter

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} , \quad (3.6)$$

wobei  $Z_{11}$  und  $Z_{22}$  die komplexen Eingangs-Leerlaufimpedanzen der beiden Eingänge und  $Z_{12}$  und  $Z_{21}$  die Leerlauf-Kernimpedanzen sind. In der HF-Messtechnik sind meist die sogenannten

Streu- oder S-Parameter von Interesse. Sie lassen sich aus den Z-Parametern folgendermaßen berechnen:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \left( \frac{\mathbf{Z}}{Z_0} - \mathbf{E} \right) \left( \frac{\mathbf{Z}}{Z_0} + \mathbf{E} \right)^{-1} \quad (3.7)$$

wobei  $Z_0$  die Wellenimpedanz des Messgerätes ist und  $\mathbf{E}$  die Einheitsmatrix. Physikalisch bedeuten  $S_{11}$  und  $S_{22}$  die Reflexionsfaktoren an den beiden Eingängen und  $S_{12}$  und  $S_{21}$  die Transmissionsfaktoren zwischen den Eingängen. Der Transmissionsfaktor ist das Verhältnis zwischen am Tor 1 eingehender und am Tor 2 ausgehender Welle, beziehungsweise umgekehrt. Demzufolge sind die Einträge der S-Matrix einheitenlos und im Allgemeinen komplex. Der Betrag muss dabei kleiner als 1 sein. Des Weiteren besitzt der hier zu untersuchende Resonator zwei geometrisch identische Ankoppelungen, daher muss die Matrix  $\mathbf{S}$  symmetrisch sein und zusätzlich  $S_{11} = S_{22}$  gelten.

Lässt man die Koppelkapazitäten in einer ersten Näherung beiseite (genauer später in Kapitel 6.2.1), so kann der Resonator als Leitung betrachtet werden. Eine Leitung ist charakterisiert durch ihre A-Parameter

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(g_w) & Z_w \sinh(g_w) \\ \frac{\sinh(g_w)}{Z_w} & \cosh(g_w) \end{bmatrix}, \quad (3.8)$$

wobei  $g_w = (\alpha + j\beta)l$  der komplexe Ausbreitungskoeffizient und  $l$  die Länge der Leitung ist. Wichtig anzumerken ist, dass hier  $Z_w$  der Wellenwiderstand der betrachteten Leitung ist, während in Gleichung 3.7  $Z_0$  den Wellenwiderstand der späteren Messeinrichtung, welcher üblicherweise  $50\Omega$  beträgt, bezeichnet

Der Resonator kann als verlustlos betrachtet werden, so ergibt sich für  $g_w = j\beta$  (vgl. mit [6]):

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta l) & j Z_w \sin(\beta l) \\ \frac{j \sin(\beta l)}{Z_w} & \cos(\beta l) \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

Mit der allgemein bekannten Umrechnung zwischen A- und Z-Parameter und Einsetzen in Gleichung (3.7) erhält man für  $S_{12}$ :

$$S_{12} = \frac{2Z_w}{j \sin(\beta l) Z_0 \left[ \left( \frac{Z_w}{j \sin(\beta l) Z_0} \cos(\beta l) - 1 \right)^2 - \left( \frac{Z_w}{j \sin(\beta l) Z_0} \right)^2 \right]}.$$

Eine detaillierte Herleitung dazu befindet sich im Anhang A.1. Wie schon erwähnt, ist  $\mathbf{S}$  symmetrisch und  $S_{11} = S_{22}$ .

Betrachtet man nun  $S_{12}$  und sucht das Maximum, so sieht man, dass dies auftritt, wenn

$$Z_0 j \sin(\beta l) = 0 \quad (3.10)$$

oder

$$\left( \frac{Z_w}{j \sin(\beta l) Z_0} \cos(\beta l) - 1 \right)^2 - \left( \frac{Z_w}{j \sin(\beta l) Z_0} \right)^2 = 0 \quad (3.11)$$

ist. Formt man letzteren Term um, so ergibt sich:

$$\cos(\beta l) = 1 + \frac{j \sin(\beta l) Z_0}{Z_w}. \quad (3.12)$$

Dieser Ausdruck ist erfüllt, wenn  $\beta = n2\pi$  ist. Gleichung (3.10) jedoch ist erfüllt, wenn

$$\beta l = n\pi \quad (3.13)$$

ist. Dadurch sind die Maxima von Gleichung (3.1.1) bei  $\beta l = n\pi$ .

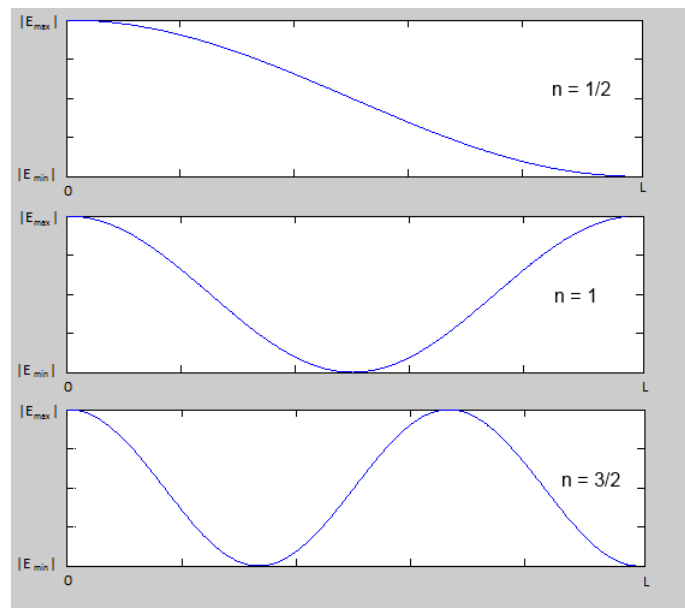
Mit  $\beta = 2\pi/\lambda$  ergibt sich für die Resonanzen

$$l = n \frac{\lambda}{2}. \quad (3.14)$$

Resonanz tritt also bei jedem Vielfachen der halben Wellenlänge auf, aus diesem Grund wird manchmal auch von einem Halbwellen- oder kurz HW-Resonator gesprochen.

Im Folgenden wird oft von der 1., 2. oder 3. Resonanz gesprochen. Dabei handelt es sich um

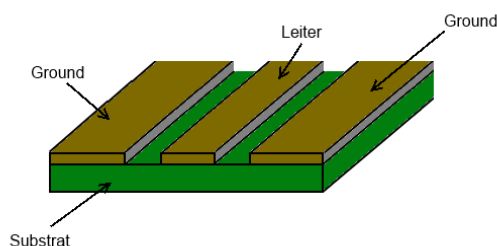
die Vielfachen der halben Wellenlänge (siehe Abbildung 3.3).



**Abbildung 3.3:** Nummerierung der Resonanzen: 1. Resonanz, 2. Resonanz, 3. Resonanz ( $n$  sind Vielfache der Wellenlänge)

## 3.2 Grundlagen von Coplanar-Leitungen

Im Gegensatz zu Microstrip-Resonatoren kommt in einer Coplanar-Leitung keine Resonanz zustande, dennoch ist das Prinzip des Sensoreffekts und dessen Messung sehr ähnlich. Eine Coplanar-Leitung besteht ähnlich wie ein Resonator aus einer Leitung auf einem Substrat, jedoch ist diese links und recht von weiteren Leitungen umgeben. Ähnlich wie bei einer Koaxialleitung werden die beiden äußeren Leitungen auf Ground gelegt (siehe Abbildung 3.4). Die elektromagnetische Welle breitet sich im Spalt zwischen den Leitern aus.



**Abbildung 3.4:** Prinzipieller Aufbau einer Coplanar-Leitung

Im Gegensatz zum Resonator wird die Coplanar-Leitung nicht über einen Gap kapazitiv angespeist, sondern direkt einseitig kontaktiert.

### 3.2.1 Messtechnische Erfassung mittels S-Parameter

Coplanar-Leitungen werden einseitig angespeist, deswegen macht ausschließlich die Betrachtung von  $S_{11}$  Sinn. Dieser entspricht dem Reflexionsfaktor des Eingangs. Die Eingangsimpedanz einer verlustlosen Leitung ist

$$Z = \frac{Z_w}{j \tan(\beta l)}, \quad (3.15)$$

wobei  $Z_w$  der Wellenwiderstand ist. Der Reflexionsfaktor ist also

$$r = S_{11} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (3.16)$$

und  $Z_0$  der Wellenwiderstand der Messeinrichtung ist. Von Interesse sind nun die Minima des Reflexionsfaktors. Setzt man die Impedanz nun ein, so ergibt sich

$$S_{11} = \frac{Z_w - jZ_0 \tan(\beta l)}{Z_w + jZ_0 \tan(\beta l)}. \quad (3.17)$$

Für Minima gilt nun

$$\frac{d S_{11}}{d \beta} = \frac{-jZ_0 \cos^{-2}(\beta l) jZ_w}{[Z_w + jZ_0 \tan(\beta l)]^2} = 0. \quad (3.18)$$

Dies ist der Fall, wenn der Nenner unendlich wird das heißt wenn

$$\beta l = \frac{\pi}{2} + n\pi \quad (3.19)$$

oder

$$l = n \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{4} \quad (3.20)$$

gilt. Damit ist der Effekt ähnlich zu jenem der Microstrip-Resonatoren, nur das bei den Coplanar-Leitungen die Minima um eine viertel Wellenlänge verschoben sind.

*Sowohl die Maxima von  $S_{12}$  bei Microstrip-Resonatoren als auch die Minima von  $S_{11}$  bei Coplanar-Leitungen sind gegeben, wenn die Länge  $l$  der Struktur ein Vielfaches der halben Wellenlänge ist, bzw. um eine viertel Wellenlänge davon verschoben. Beide Strukturen sind bezüglich des Sensoreffektes äquivalent.*

### 3.3 Elektrische Eigenschaften des Substratmaterials

Das Substratmaterial ist eine  $50\mu\text{m}$  dicke Folie aus Polyimid. Polyimide sind Hochleistungskunststoffe mit hervorragenden Eigenschaften. Ihr hoher Schmelzpunkt und die Resistenz gegenüber vielen Lösungsmitteln und Säuren machen sie prädestiniert für Anwendungen in der Elektrotechnik [7]. Die Permittivität  $\varepsilon_{sub}$  des Polyimids wurde bereits vermessen und stellt sich als minimal von der Frequenz abhängig dar (siehe Abbildung 3.5). Für die Simulation ist es ausreichend  $\varepsilon_{sub} = 3.3$  festzulegen.

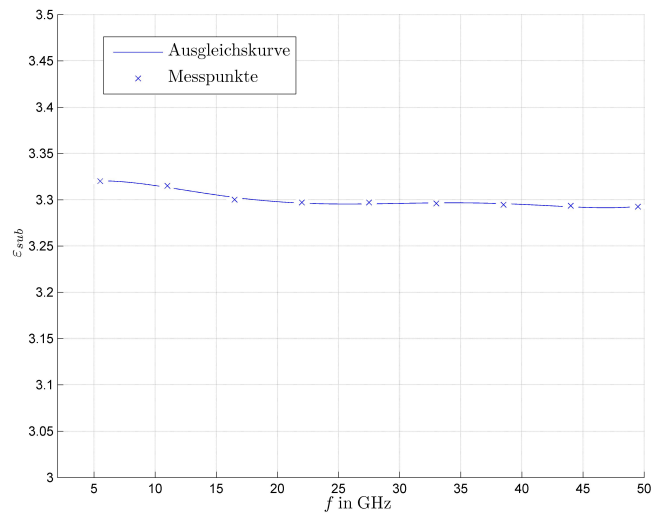


Abbildung 3.5:  $\varepsilon_{sub}$  über die Frequenz  $f$

### 3.4 Untersuchungen an den Leiterbahnen

Interessant ist es die Rauheit der Kupferschicht, welche als Leiterbahn fungiert, zu untersuchen. Dies wurde mit einem Rasterkraftmikroskop durchgeführt. Abbildung 3.6 zeigt die Oberfläche des Kupferleiters. Für Frequenzen oberhalb von 5 GHz ist die Eindringtiefe unter  $1\mu\text{m}$ , die Rauigkeit der Kupferschicht kann daher einen Einfluss auf das elektrische Verhalten besitzen.

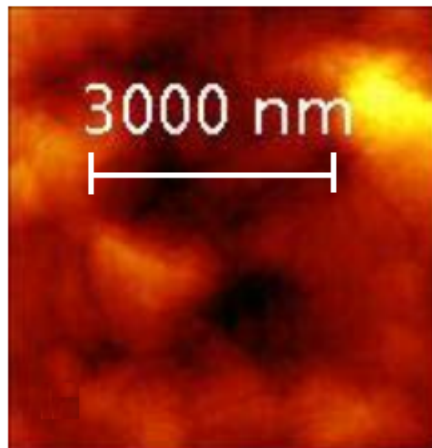
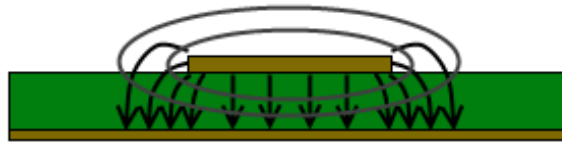
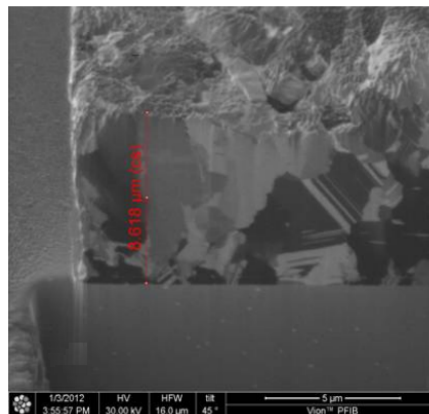


Abbildung 3.6: Oberfläche der Kupferleiterbahn

Für Microstrip-Resonatoren und auch für Coplanar-Leitungen ist die Rauigkeit an der Leiteroberseite von untergeordneter Bedeutung, da das elektrische Feld hier eher klein ist. Wichtiger sind die Oberflächen an den Außenseiten und an der Unterseite der Leiterbahn (vgl. mit Abbildung 3.7). Die Unterseite ist als glatt anzunehmen, da auch die Polyimidfolie relativ glatt ist (worauf auch eine starke Spiegelung hinweist). Der Querschnitt der Resonatoren und auch der Coplanar-Leitungen wurde mittels einem Focused-Ion-Beam-Mikroskop untersucht. In Abbildung 3.8 sieht man, dass die Außenseiten der Leiter im Vergleich zur Oberfläche sehr glatt sind. Wichtig ist auch die Dicke der Leiterbahn, welche mit  $8.5\mu\text{m}$  angenommen werden kann.



**Abbildung 3.7:** Prinzipielles Feldbild einer Welle im Querschnitt. Schwarze Linien: E, graue Linien: H. Da die größte Feldstärke an den Ecken auftritt, besitzt die Rauigkeit an der Leiterbahnoberseite kaum Einfluss auf das elektrische Verhalten [8]



**Abbildung 3.8:** Querschnitt eines Microstrip-Resonators

### 3.5 Polarisationsmechanismen

Nachdem die elektrischen Grundlagen erläutert wurden, soll nun betrachtet werden, wie eine Änderung der chemischen Zusammensetzung einen Einfluss auf die elektrischen Parameter haben kann.

Betrachtet man Materialien auf Atom- oder Molekülebene so zeigt sich, dass diese auf die Anwesenheit von elektrischen Feldern reagieren. Konkret verschieben sich die negativen und positiven Ladungsschwerpunkte. Diese Materialbeziehungen werden makroskopisch mit der Materialgleichung

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (3.21)$$

zusammengefasst. Im einfachsten Fall, wenn es sich um ein isotropes und lineares Material handelt, ist die relative Permittivität  $\varepsilon_r$  eine Konstante. Die Permittivität kann jedoch auch



richtungsabhängig und nichtlinear sein,  $\varepsilon_r$  wird dadurch zu einem Tensor 2. Ordnung in Abhängigkeit von  $\vec{E}$ . Manche Kristalle zeigen auch, analog zum Magnetfeld, Hystereseeigenschaften, was als Ferroelektrizität bezeichnet wird.

Die dielektrische Verschiebung  $\vec{D}$  lässt sich aufspalten in einen Teil, welcher die ursprüngliche Verschiebung  $\varepsilon_0 \vec{E}$  im Vakuum darstellt, und einen Teil, welcher durch die Verschiebung der Ladungsschwerpunkte hervorgerufen wird. Dieser Teil wird als Polarisation bezeichnet:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}. \quad (3.22)$$

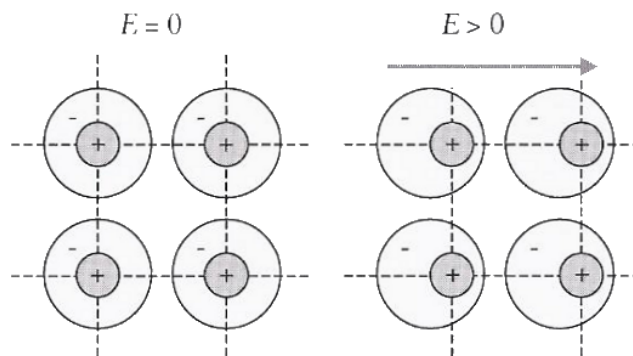
Man kann  $\vec{P}$  als Funktion von  $\vec{E}$  ersetzen, indem man die elektrische Suszeptibilität einführt. Damit folgt

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \chi \vec{E} \quad (3.23)$$

und man sieht, dass  $\varepsilon_r = 1 + \chi$  ist.

Die folgenden Betrachtungen über die Polarisierbarkeit sind aus [9] entnommen und zusammengefasst. Untersucht man nun die Polarisierbarkeit auf Atom- oder Molekülebene, so lassen sich prinzipiell vier Grundtypen unterscheiden.

**Elektronenpolarisation:** Betrachtet man näherungsweise ein Atom als negativ geladene Elektronenwolke mit einem positiv geladenen Kern, so bewirkt das Anlegen eines elektrischen Feldes eine Auslenkung des Kerns (siehe Abbildung 3.9).



**Abbildung 3.9:** Ein elektrisches Feld verschiebt den positiven Ladungsschwerpunkt (aus [9])

Der Betrag der Elektronenpolarisation kann so abgeschätzt werden, indem man eine Punktladung mit  $Q = +Ze_0$ , welche sich in einer gleichmäßig verteilten Ladungswolke

mit  $Q = -Ze_0$  betrachtet.  $Z$  ist hierbei die Kernladungszahl und  $e_0$  die Elementarladung. Im Gleichgewicht gilt

$$Z e_0 E - \frac{(Z e_0)^2 d^3}{4\pi\epsilon_0 d^2 R^3} = 0, \quad (3.24)$$

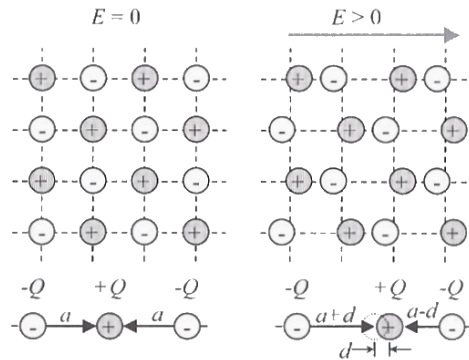
wobei  $d$  die Auslenkung und  $R$  der Atomradius ist. Das induzierte Dipolmoment  $\vec{p}$  ist demnach

$$\vec{p} = 4\pi\epsilon_0 R^3 \vec{E} = \alpha_{el} \vec{E}. \quad (3.25)$$

Die Polarisierbarkeit des Einzelatoms  $\alpha_{el}$  ist nur vom Atomradius  $R$  abhängig und daher eine charakteristische Eigenschaft des Materials. Die Gesamt-Polarisation berechnet sich mittels der Konzentration  $\sigma$  der Atome zu

$$\vec{P} = \sigma \alpha_{el} \vec{E} \quad (3.26)$$

**Ionenspolarisation:** Bei Ionengittern werden die Ionen durch Anwesenheit eines elektrischen Feldes aus ihrer Positionen verschoben (siehe Abbildung 3.10).



**Abbildung 3.10:** Ein elektrisches Feld verschiebt in einem Ionengitter die Ionen (aus [9])

Betrachtet man die einzelnen Dipole, so ergibt sich für das Dipolmoment

$$\vec{p} = \frac{Q}{2} (\vec{a} + \vec{d} - (\vec{a} - \vec{d})) = Q\vec{d}, \quad (3.27)$$

wobei  $Q$  die Ladung der Ionen,  $\vec{a}$  dem ursprünglichen Abstand und  $\vec{d}$  der Auslenkung entspricht. Die Rückstellkraft kann als proportional zur Auslenkung angenommen werden (Hook'sches Gesetz), es gilt also

$$\kappa \vec{d} = Q \vec{E}, \quad (3.28)$$

wobei  $\kappa$  die für den Stoff charakteristische „Federkonstante“ ist. Das resultierende Dipolmoment ist also

$$\vec{p} = \frac{Q^2}{\kappa} \vec{E} = \alpha_{ion} \vec{E} \quad (3.29)$$

Die Polarisation ist wiederum eine charakteristische Größe der verwendeten Materialien. Die Polarisation lässt sich wie vorhin aus der Konzentration berechnen.

**Orientierungspolarisation:** Die Orientierungen von Dipolen in Molekülen, welche ein permanentes Dipolmoment besitzen (wie beispielsweise  $H_2O$ ) sind üblicherweise statistisch verteilt. Bei Anlegen eines Feldes richten sich diese mehr oder weniger entlang der Richtung des Feldes aus (siehe Abbildung 3.11).

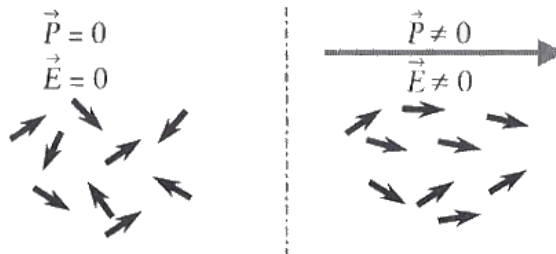


Abbildung 3.11: Dipole richten sich entlang des Feldes aus [9]

Der Zusammenhang zwischen der Polarisation und dem Feld ist die Langevin-Debye-Gleichung

$$\vec{P} = \frac{\kappa p_0^2 \vec{E}}{3kT} \quad (3.30)$$

mit der Temperatur  $T$ , des Dipolmoments  $p_0$ , der Boltzmannkonstante  $k$  und der

Konzentration  $\kappa$ . Eine genaue Herleitung dieser Gleichung ist wiederum zu finden in [9].

**Raumladungspolarisation:** In Werkstoffen, in denen leitfähige Bereiche durch isolierende Bereiche räumlich voneinander getrennt sind (wie beispielsweise Wasser in Holz), werden in den leitfähigen Gebieten die Ladungsträger an den Rand verschoben. Dadurch können sehr hohe Permittivitäten auftreten. Dadurch, dass der Mechanismus sehr materialabhängig ist, lässt sich auch kein analytischer Zusammenhang ableiten.

### 3.5.1 Frequenzabhängigkeit der Polarisation

Betrachtet man den Frequenzgang der Polarisation, so fällt auf, dass dieser sehr frequenzabhängig ist. Die Polarisation ist also ein sehr frequenzabhängiger Mechanismus. Die Elektronenpolarisation und die Ionenpolarisation sind schwingungsfähige Phänomene, da der Kraft, welche durch das Feld ausgeübt wird, eine Rückstellkraft entgegenwirkt. Bei der Orientierungs- und Raumladungspolarisation können die beteiligten Ladungen nicht mehr als schwingungsfähige Gebilde angesehen werden, da hier mechanische Umorientierungsprozesse auftreten. Es handelt sich hierbei um Relaxationsprozesse, wobei diese mit einer charakteristischen Zeitkonstante  $\tau$  ablaufen.

Bei harmonischen Vorgängen wird die Permittivität komplex, da eine Phasendifferenz zwischen  $\vec{E}$  und  $\vec{D}$  auftritt. In der Literatur wird meist der Realteil als  $\epsilon'$  und der Imaginärteil als  $\epsilon''$  bezeichnet.

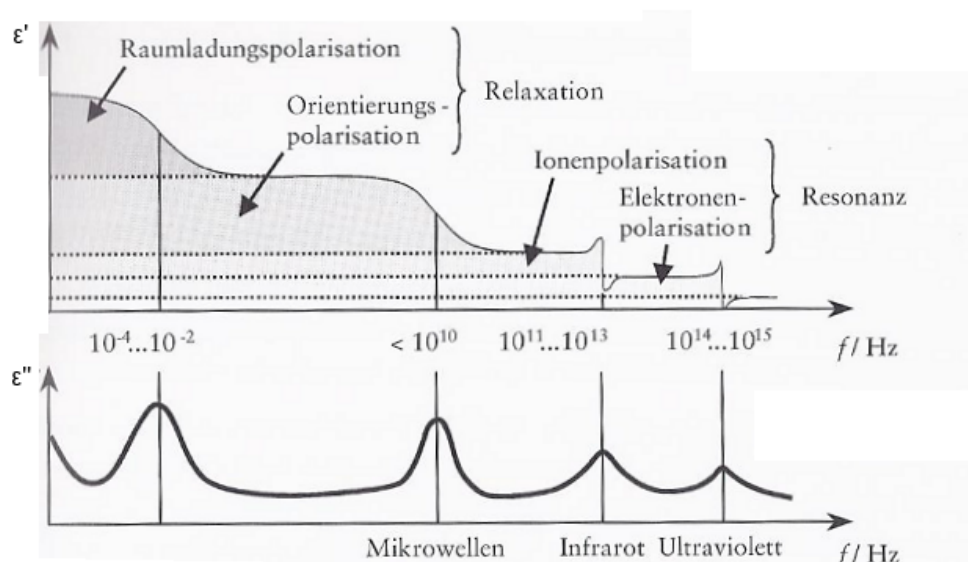


Abbildung 3.12: Real- und Imaginärteil der Permittivität in Abhängigkeit der Frequenz (aus [9])

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass die Permittivität eines Stoffes stark von der Frequenz abhängt. Der Frequenzgang ist charakteristisch für die beteiligten Materialien.

### 3.6 Chemische Eigenschaften des Sensormaterials

Nachdem erläutert wurde, wie generell eine Änderung einer chemischen Größe zu der Änderung einer elektrischen Größe führen kann, soll nun kurz die chemische Zusammensetzung der Sensorschicht untersucht werden.

Bei den hier verwendeten Schichten handelt es sich um (3-Aminopropyl)trimethoxysilan (kurz APTMS, vgl. mit Abbildung 3.13) und Trimethoxy(propyl)silan (kurz PTMS, vgl. mit Abbildung 3.14) im Mischungsverhältnis 7:3.

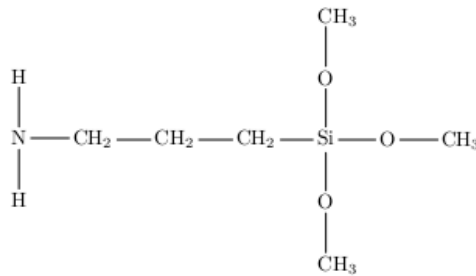


Abbildung 3.13: Strukturformel von (3-Aminopropyl)trimethoxysilan

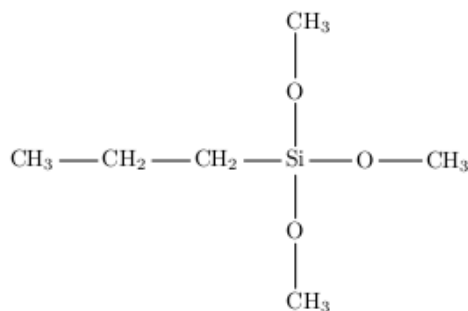
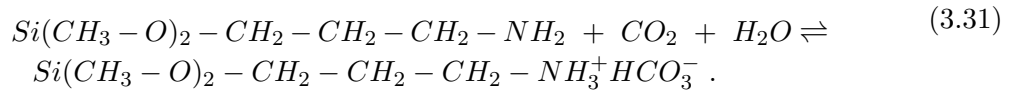


Abbildung 3.14: Strukturformel von Trimethoxy(propyl)silan

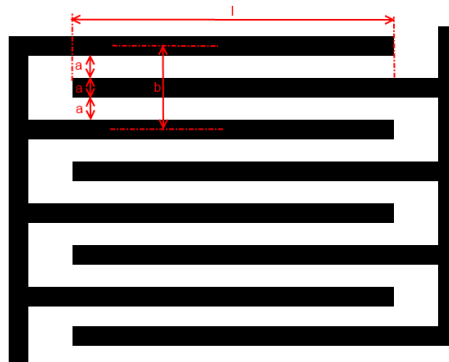
Die Amino-Gruppe von APTMS reagiert mit Kohlendioxid und Wasser und bildet Hydro-

gencarbonat [10]



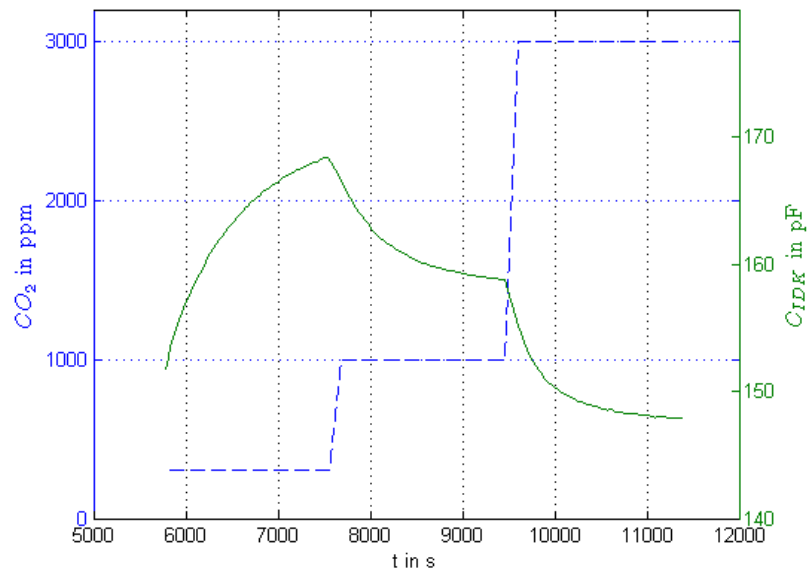
Bei Temperaturen unter  $60^\circ C$  liegt das Gleichgewicht auf der rechten Seite der Gleichung. Damit die Reaktion vonstatten geht, muss Wasser in Form von Luftfeuchtigkeit in der Umgebungsluft vorhanden sein.

Die verwendete Schicht ist als Sensormaterial für Kohlendioxid nicht ganz unbekannt. Die elektrischen Eigenschaften bei niedrigen Frequenzen (100kHz) wurden bereits mittels eines Interdigitalkondensators vermessen. Ein Interdigitalkondensator besteht im Prinzip aus ineinandergreifenden Fingern (siehe Abbildung 3.15), welche die Kapazität bilden. Dieser wurde mit der Sensorschicht beschichtet und anschließend vermessen.



**Abbildung 3.15:** Prinzip eines Interdigitalkondensators mit Größenbezeichnungen

In Abbildung 3.16 ist ersichtlich, dass die Kapazität des Interdigitalkondensators von der  $CO_2$ -Konzentration beeinflusst wird. Bei Kenntnis der geometrischen Parameter des Kondensators ist ein Rückschluss auf die Permittivität der Sensorschicht möglich.



**Abbildung 3.16:** Messungen über die Zeit zeigen die Abhängigkeit der Kapazität des Interdigitalkondensators von der Kohlendioxidkonzentration

Die Kapazität eines Interdigitalkondensators berechnet sich zu

$$C = \left[ \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_1 + \varepsilon_{sen})}{2} \frac{K_1}{K_2} + \varepsilon_0 \varepsilon_{sen} \frac{h}{a} \right] (N - 1) l \quad (3.32)$$

mit

$\varepsilon_1 = 3.85$  ... Permittivität des Trägermaterials (Quarzglas)

$l = 1986\mu m$  ... Länge der einzelnen Finger

$a = 6\mu m$

$b = 24\mu m$

$N = 165$  ... Anzahl der Finger

$K_1 = K\left(\sqrt{1 - a^2/b^2}\right)$  ... Vollständiges elliptisches Integral 1. Ordnung

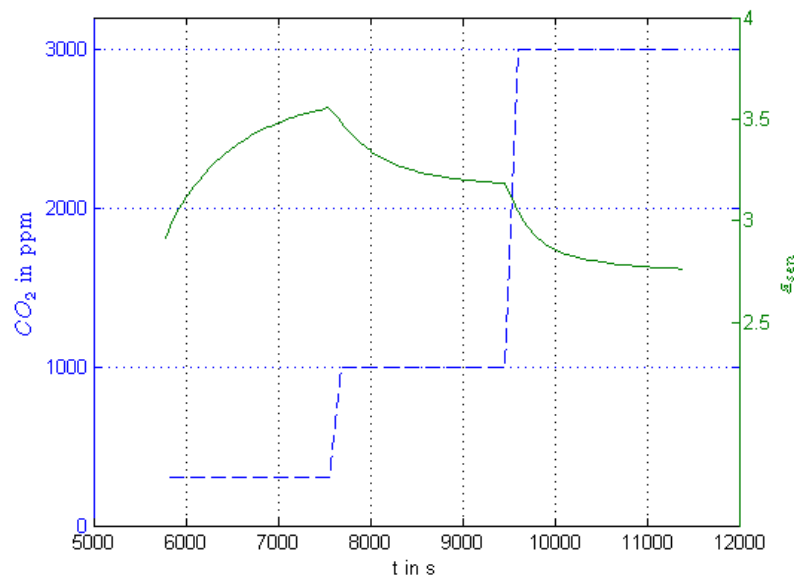
$K_2 = K(a/b)$  ... Vollständiges elliptisches Integral 1. Ordnung

$h = 150nm$  ... Höhe der Leiterbahn

Die Formel lässt sich auch umkehren, dann ergibt sich

$$\varepsilon_{sen} = \frac{\frac{C}{(N-1)l} - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 K_1}{2K_2}}{\frac{\varepsilon_0 K_1}{2K_2} + \frac{h}{a}} \quad (3.33)$$

Wendet man diese Formel an, so ergibt sich zwischen der Kohlendioxidkonzentration und der Permittivität der Sensorschicht der Zusammenhang wie in Abbildung 3.17 dargestellt.



**Abbildung 3.17:** Rückrechnung der Permittivität der Sensorschicht aus der Kapazität des Interdigitalkondensators (Messungen über die Zeit)

Es fällt auf, dass die Zeitkonstante  $\tau$  der Sensorschicht bei ca. 1200 Sekunden liegt, dementsprechend wurde bei den Messungen eine Zeitdauer von 30 Minuten für die Beaufschlagung mit Kohlendioxid gewählt. Ebenfalls ersichtlich ist die Permittivität der Sensorschicht bei Raumluftkonzentration von 300 ppm. Sie beträgt  $\varepsilon_{sen} = 2.76$ . Des Weiteren lässt sich die Empfindlichkeit der Permittivität mit ca.  $-2.9 \cdot 10^{-4}$  pro ppm angeben. Festzuhalten ist, dass dieses Verhalten zwar eine gewisse Richtschnur für die folgenden Betrachtungen ist, da jedoch die Permittivität eine stark frequenzabhängige Größe ist, kann ein völlig anderes Verhalten durchaus denkbar sein.



### 3.7 Analyse der Schichtdicken

Schließlich ist es noch notwendig, die Dicke der Sensorbeschichtung zu bestimmen. Dies ist relevant, da die Simulationen sonst nicht korrekt durchgeführt werden können. Die Sensorschicht wurde mittels Spin-Coating aufgetragen. Dabei wird die Folie auf eine rotierende Platte fixiert und danach mehrere Tropfen des Sensormaterial aufgetragen. Durch die Fliehkraft verteilt sich die Schicht homogen über die Folien.

Die Dicke des Substratmaterials und der Leiterbahn wurde bereits mit  $50\mu\text{m}$  bzw.  $8.5\mu\text{m}$  festgelegt.

Abbildung 3.18 zeigt zwei Messungen an der Kante der Beschichtung. Die hohen Ausschläge sind als Artefakte zu deuten. Die Schichtdicke der Sensorbeschichtung kann mit  $150\text{nm}$  festgelegt werden.

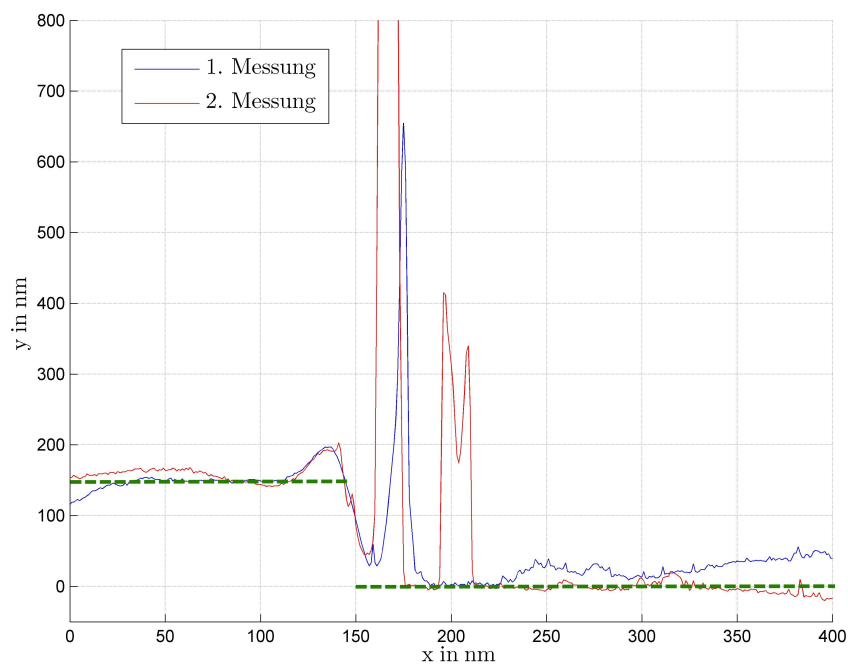


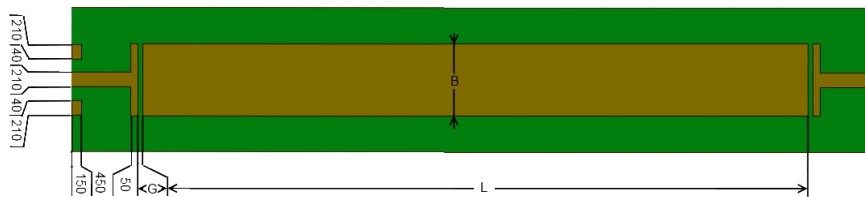
Abbildung 3.18: Messungen an der Kante der Beschichtung

## 4 Definition der Geometrien

Insgesamt wurden 22 Strukturen untersucht. Davon sind 14 Microstrip-Resonatoren und 8 Coplanar-Leitungen.

### 4.1 Geometrien der Microstrip-Resonatoren

Abbildung 4.1 zeigt die Microstrip-Resonatoren mit den Maßen. Die Breite  $B$ , Länge  $L$  und Weite des Gaps  $G$  sind in Tabelle 4.1 gezeigt. Die Schichtdicke der Beschichtung wurde in Ka-



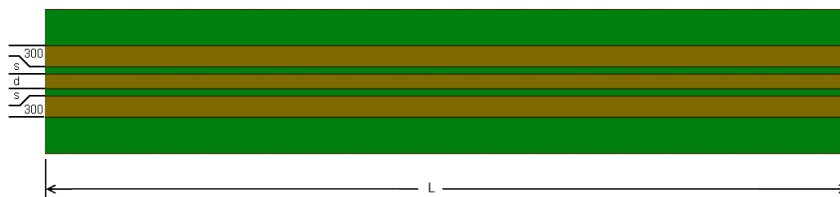
**Abbildung 4.1:** Draufsicht der Microstrip-Resonatoren. Alle Abmessungen in  $\mu m$ .

pitel 3.7 festgelegt. Die Beschichtung beginnt erst nach dem Gap, die Ankoppelkapazität ist also nicht mit der aktiven Sensorschicht bedeckt.

### 4.2 Geometrien der Coplanar-Leitungen

Abbildung 4.2 zeigt die Coplanar-Leitungen mit Abmessungen, während in Tabelle 4.2 die konkreten Abmessungen gezeigt sind.

Nr	$B$	$L$	$G$
	$[\mu m]$	$[\mu m]$	$[\mu m]$
1	105	32000	50
2	105	32000	40
3	105	32000	30
4	105	32000	20
5	105	32000	15
6	105	32000	10
7	500	32000	50
8	500	32000	40
9	500	32000	30
10	500	32000	20
11	500	32000	15
12	500	32000	10
13	1000	32000	30
14	1000	32000	50

**Tabelle 4.1:** Verschiedene Variationen der Microstrip-Resonatoren

**Abbildung 4.2:** Draufsicht der Coplanar-Leitungen. Alle Abmessungen in  $\mu m$ .

Nr	$s$	$L$	$d$
	$[\mu m]$	$[\mu m]$	$[\mu m]$
1	40	80000	800
2	35	80000	790
3	35	80000	610
4	35	40000	610
5	20	40000	60
6	30	40000	80
7	20	40000	90
8	60	40000	100

**Tabelle 4.2:** Verschiedene Variationen der Coplanar-Leitungen

## 5 Messaufbau und Messdatenaufbereitung

Die Messungen wurden an einem Messplatz für Silizium-Wafer durchgeführt, welcher in Abbildung 5.1 gezeigt ist. Er besteht aus einem Chuck, welcher sich über einem Joystick in alle 3 Richtungen bewegen lässt. Dieser Chuck ist durch eine integrierte Temperaturregelung beheizbar. An einem externen Gerät lässt sich die gewünschte Temperatur einstellen. Links und rechts des Chucks sieht man die Halterungen für die Probes, die sogenannten Proberholder. Diese lassen sich ebenfalls mittels Stellschrauben im Sub- $\mu\text{m}$  Bereich in alle 3 Richtungen bewegen.

Des Weiteren befindet sich über dem Chuck ein Mikroskop mit einer integrierten Videokamera. Mit Hilfe des Mikroskops werden die Probes ausgerichtet und die Pads der Resonatoren kontaktiert. Um diese zu fixieren, bedient man sich eines Ansaugsteins. Dies ist ein poröser Stein, welcher an ein Vakuum angeschlossen wird. Dadurch wird die Folie am Stein festgesaugt und ist somit fixiert. Ein Vakuumanschluss, welcher wiederum mit einer Vakuumpumpe verbunden ist, befindet sich unter dem Chuck (siehe Abbildung 5.2).

In Abbildung 5.3 sieht man die Folie mit den Microstrip-Resonatoren, welche am Ansaugstein festgesaugt ist. Weiters sieht man die Probes mit dem Anschluss für die Kabel, die zum Network-Analyzer führen.

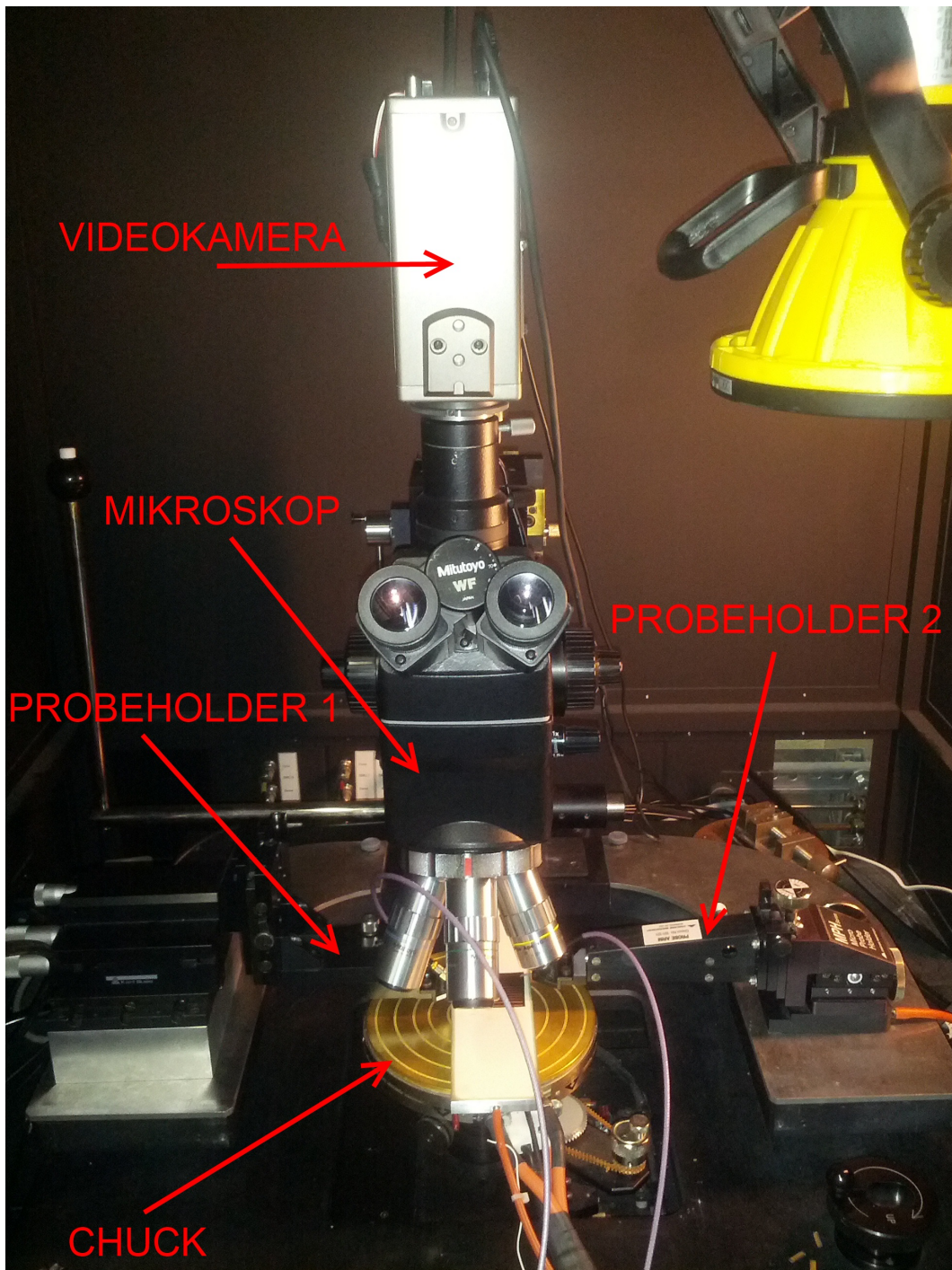


Abbildung 5.1: Messplatz



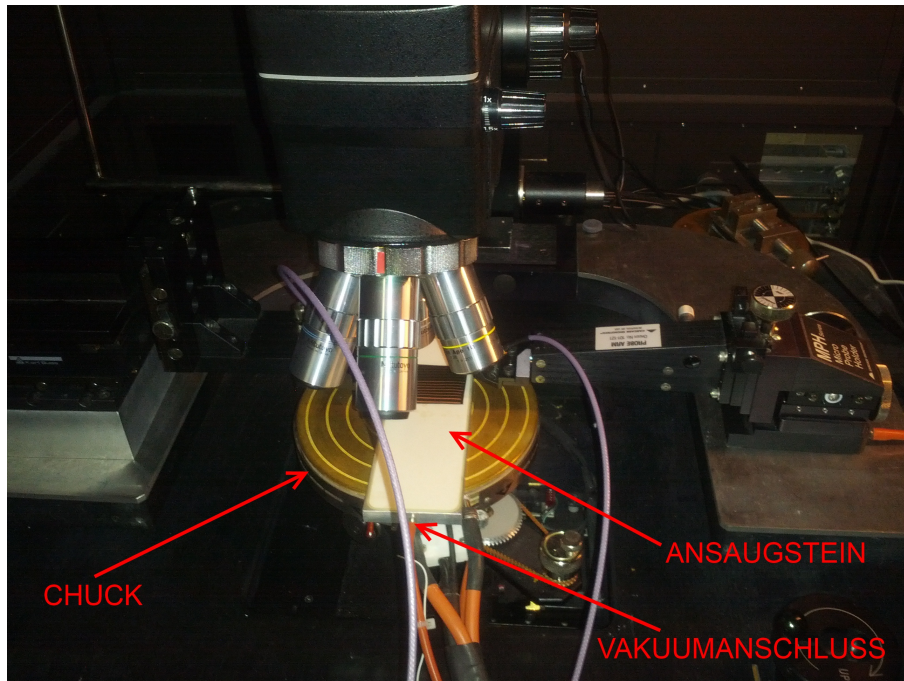


Abbildung 5.2: Messplatz

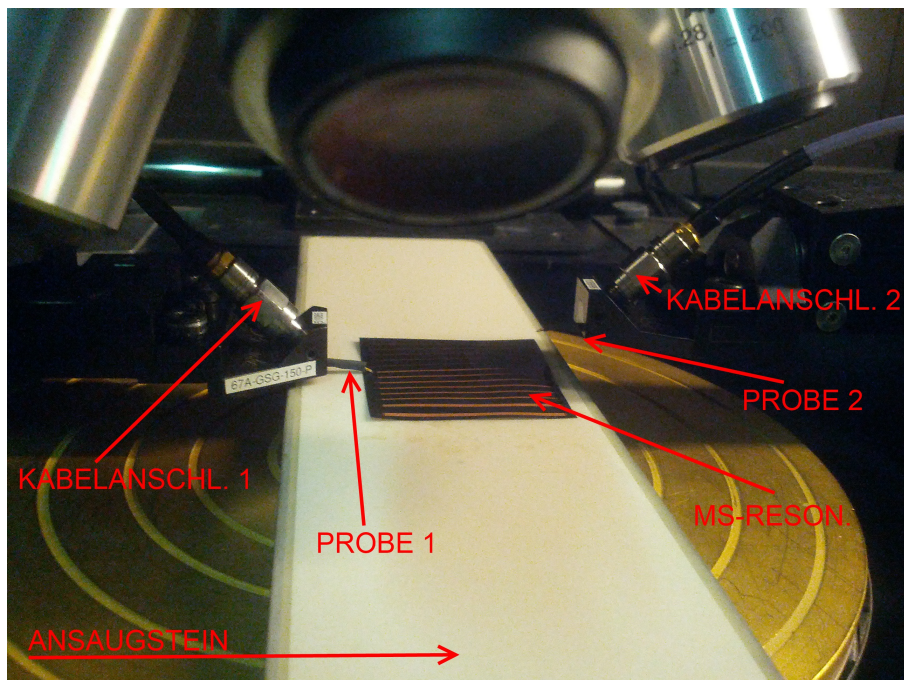
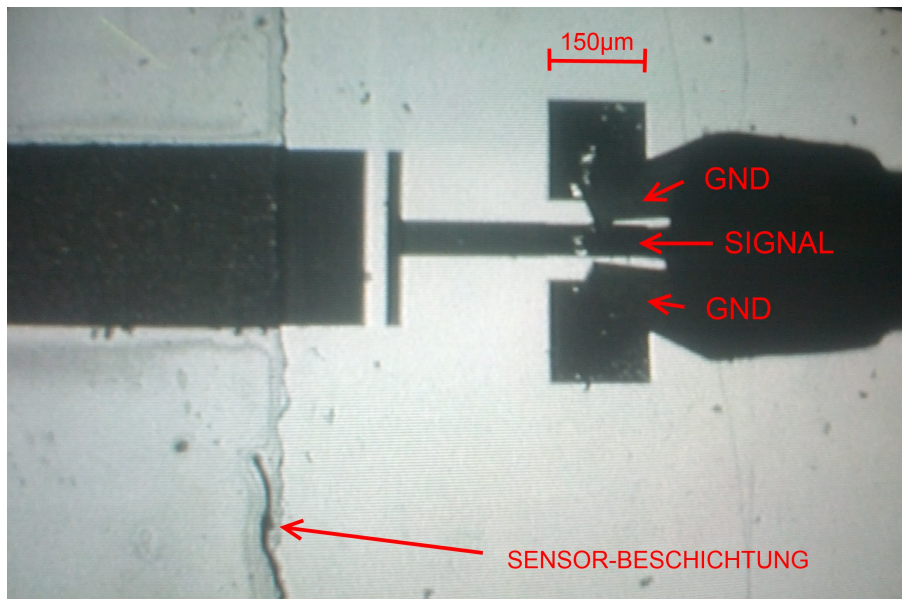


Abbildung 5.3: Messplatz

Abbildung 5.4 zeigt einen Blick durch das Mikroskop. Die Probes der Firma Microprobes sind sehr fragil, deshalb ist Vorsicht bei der Hantierung angebracht. Auf der Abbildung sieht man deutlich die drei Finger der Probes, wobei links und rechts die Schirmung angeschlossen ist. Des Weiteren sieht man sehr deutlich die Kante, ab der die Sensorbeschichtung aufgetragen ist, die Ankoppelkapazität ist jedoch nicht bedeckt.



**Abbildung 5.4:** Ankontaktierung unter dem Mikroskop

Der verwendete Networkanalyzer E8361A von Agilent misst die S-Parameter von 10 MHz bis 67 GHz. Um die Messung möglichst akkurat durchzuführen, muss dieser vorher mittels eines Kalibriersubstrats kalibriert werden. Der Analyzer ist auf einem Wagen montiert und an einem Bildschirm angeschlossen (Abbildung 5.5). Dieser gibt direkt den Frequenzgang der vier S-Parameter aus. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit über eine GPIB (General Purpose Interface Bus) Schnittstelle die Daten direkt in CSV Format auf einem PC abzuspeichern. Um nun dem Messaufbau ein Gas, im konkreten Fall Kohlendioxid, zuzuführen, wurde eine Schachtel aus Plexiglas entworfen, die über die Messanordnung gestellt werden kann. Diese Schachtel besitzt einen Anschluss für einen Silikonschlauch, der an eine Gasflasche angeschlossen werden kann (siehe Abbildung 5.6). Die Gasflasche ist eine 2-Liter Stahlflasche, auf welcher ein Druckreduzierer angebracht ist. Der Druckreduzierer mindert den Druck von ca 50 Bar auf 1 bis 10 Bar (siehe Abbildung 5.7). Um die Messung nun durchzuführen, werden die Probes an der Struktur kontaktiert und anschließend kontrolliert, ob die S-Parameter das erwartete Verhalten zeigen. Ist dies nicht der Fall, so kontrolliert man, ob man wirklich einen Kontakt hergestellt hat. Dies geschieht dadurch, dass man während der Durchführung der





**Abbildung 5.5:** Networkanalyzer auf einem Wagen

Kontaktierung eine Änderung der S-Parameter feststellt.

Anschließend werden die Messungen durchgeführt. Je nach Bedarf werden einzelne Messungen oder Messreihen über die Zeit aufgenommen.



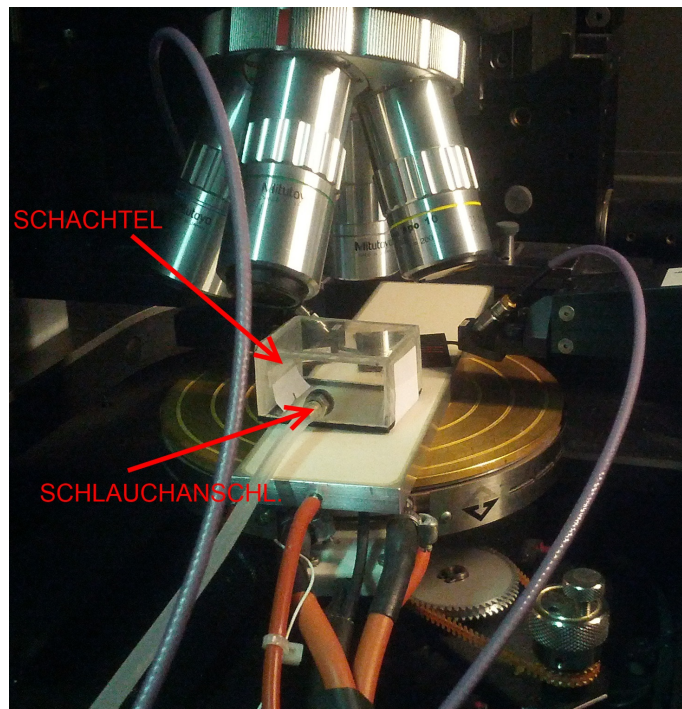


Abbildung 5.6: Schachtel, mit deren Hilfe Kohlendioxid auf die HF-Strukturen geleitet wird

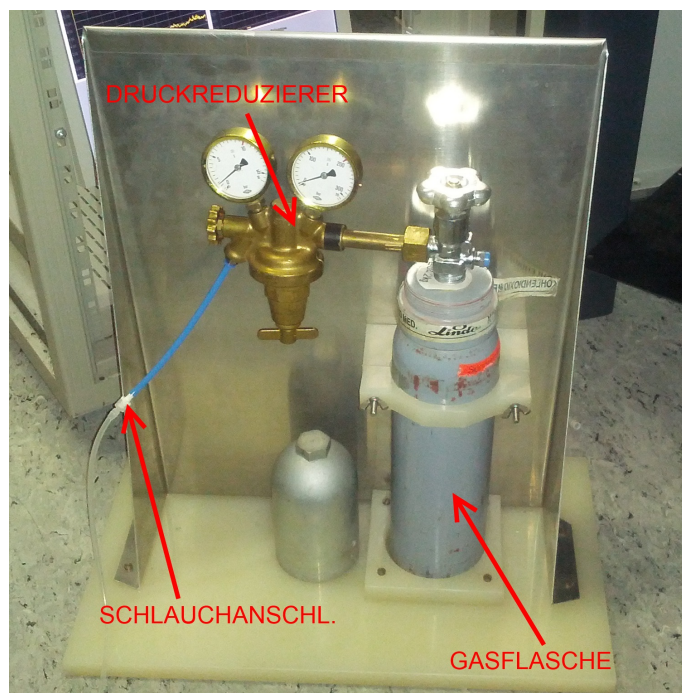


Abbildung 5.7: Gasflasche mit Druckreduzierer

## 5.1 Messdatenaufbereitung

Die Messdaten werden über den PC und die GPIB-Schnittstelle aufgenommen. Aufgezeichnet wird der Betrag der komplexen S-Parameter in  $dB$ . Diese Daten sind sehr stark von Rauschen überlagert, was eine Aufbereitung der Messdaten notwendig macht.

Zuerst werden die Parameter von  $dB$  in ein lineares Maß umgerechnet mittels

$$S_{12,lin} = 10^{S_{12,dB}/20} . \quad (5.1)$$

Anschließend werden die Daten mit Hilfe eines Moving-Average Filters geglättet. Dieser summiert die Messdaten links und rechts der betrachteten Stelle und bildet den Mittelwert. Der Wert an der Stelle  $n$  berechnet sich also zu

$$y[n] = \frac{1}{j} \left( \sum_{i=n-(j-1)/2}^{i=n+(j-1)/2} y[i] \right) , \quad (5.2)$$

wobei der Parameter  $j$  die Länge des Mittelungsfensters angibt und eine ungerade Zahl sein muss. Bei den folgenden Messungen wurden insgesamt 3201 Messpunkte aufgenommen und die Länge des Fensters mit  $j = 17$  festgelegt.

Die Abbildungen 5.8 zeigen den Parameter  $S_{12}$  ungeglättet in  $dB$ , ungeglättet-linear und geglättet-linear.

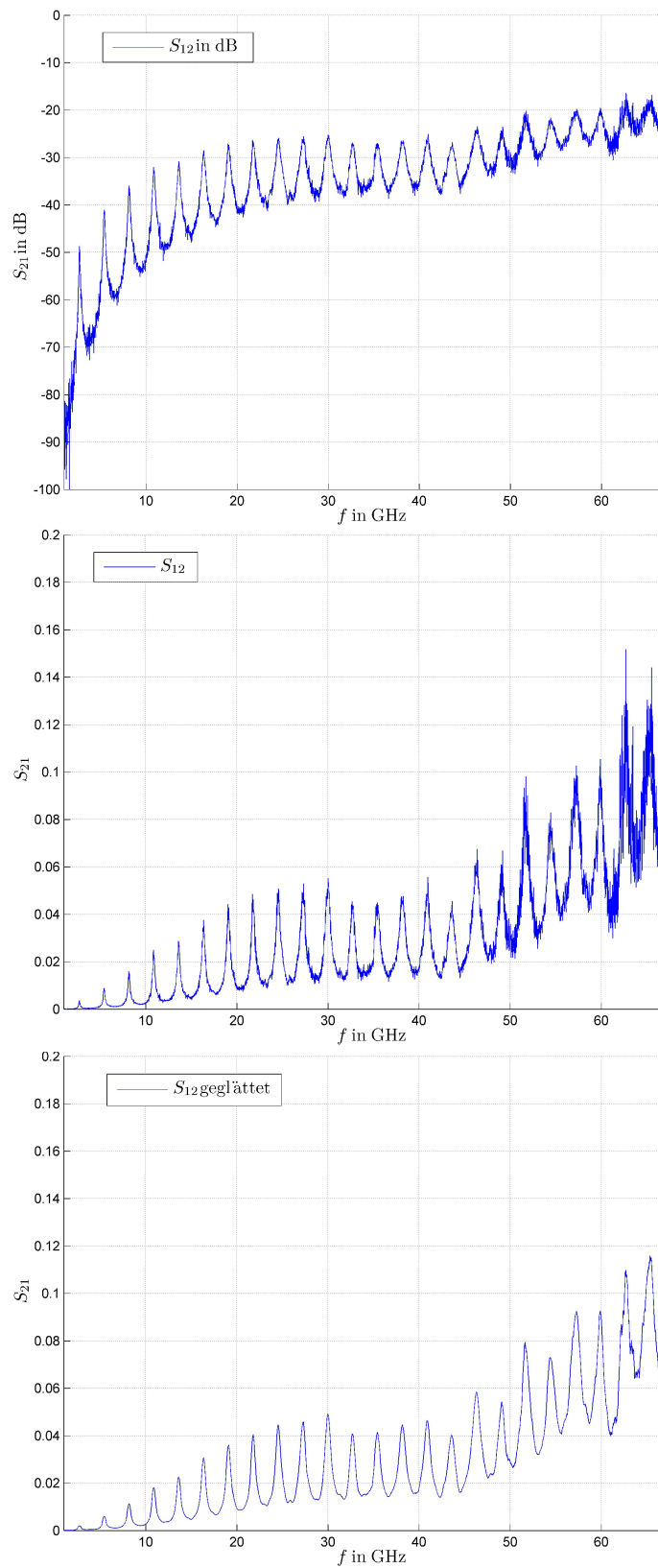


Abbildung 5.8: S-Parameter ungeglättet in dB (oben), S-Parameter ungeglättet linear (mitte) und S-Parameter geglättet linear (unten)

## 6 Microstrip-Resonatoren

Der Untersuchung der Microstrip-Resonatoren wird zuerst eine analytische Betrachtung vorangestellt. Sie lässt sich nicht eins zu eins auf den hier gegebenen Fall anwenden, gibt jedoch einen ersten Ein- und Überblick über das Verhalten der Resonatoren.

Genauen Einblick in das Verhalten bieten die folgenden 2D- und 3D-Simulationen. Es soll geklärt werden, inwieweit 2D- und 3D-Simulationen in Einklang gebracht werden können. Zweidimensionale Simulationen bieten den Vorteil einer um Vielfaches kürzeren Berechnungsdauer.

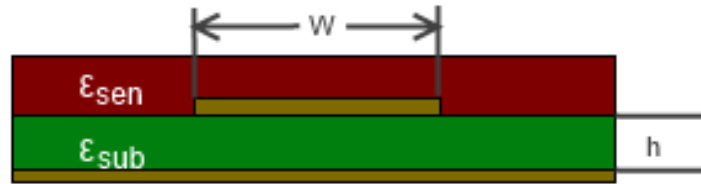
### 6.1 Analytische Betrachtungen

Für Microstrips gibt es analytische Betrachtungsweisen. Die folgenden Darlegungen sind prinzipiell aus [8] entnommen und wurden adaptiert und vereinfacht. In der Literatur ist meist nur der Fall zu finden, dass die Sensorschicht eine Permittivität von 1 besitzt und auch unendlich ausgedehnt ist. Hier soll gezeigt werden, dass eine Erweiterung durchaus möglich ist.

Um das Problem analytisch zu lösen wird zusätzlich angenommen, dass die Ground-Plane nach links und rechts unendlich ausgedehnt ist. Abbildung 6.1 zeigt den Querschnitt der ersten Geometrie mit den Größenbezeichnungen für die nun folgenden Berechnungen. Die Permittivitäten  $\varepsilon_{sub}$  und  $\varepsilon_{sen}$  werden vorerst nicht festgelegt.

Um solche Probleme zu behandeln, wird meist eine effektive Permittivität  $\varepsilon_{eff}$  definiert, welche sich aus dem Verhältnis der Kapazitätsbeläge ergibt. Es gilt beispielsweise

$$\varepsilon_{eff} = \frac{C'}{C'_0} \quad (6.1)$$



**Abbildung 6.1:** Querschnitt der Geometrie 1 mit Größenbezeichnungen für die analytische Betrachtung

oder auch

$$v_{phase} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} , \quad (6.2)$$

wobei  $c_0$  der Vakuumlichtgeschwindigkeit entspricht und  $C'_0$  der Kapazitätsbelag ist wenn beide Permittivitäten gleich 1 sind.

In der Literatur ist nur der Fall zu finden, dass die obere Permittivität gleich 1 ist. Ist dies der Fall, so berechnet sich effektive Permittivität zu

$$\epsilon_{eff} = (1 - q) + q\epsilon_{sub} , \quad (6.3)$$

wobei die Variable  $q$  ein sogenannter Füllfaktor ist, der angibt, wie viel Feld in welchen Teil des Dielektrikums steckt. In der Literatur ist der Füllfaktor nur für den Fall das  $\epsilon_{sen} = 1$  angegeben (Luft), es lässt sich jedoch auf hier gegebenen Fall erweitern. Dies soll hier dargelegt werden. Der Füllfaktor ist ein Wert, welcher vom Verhältnis der beiden Permittivitäten abhängt, daher kann man den Füllfaktor für den Fall mit der Luftumgebung ausrechnen und danach das Verhältnis einsetzen. Wählt man ein  $\hat{\epsilon}$  folgendermaßen

$$\frac{\epsilon_{sub}}{\epsilon_{sen}} = \frac{\hat{\epsilon}}{1} \quad (6.4)$$

so berechnet sich  $q$  gemäß [8] zu

$$q = 1 - \frac{1}{d} \ln \left( \frac{d+c}{d-c} \right) + \frac{0.732}{d\hat{\epsilon}} \left[ \ln \left( \frac{d+c}{d-c} \right) - \cosh^{-1} (0.358d + 0.595) \right] + \frac{\hat{\epsilon} - 1}{d\hat{\epsilon}} \left[ 0.386 - \frac{1}{2d-2} \right] \quad (6.5)$$

mit

$$d = 1 + \sqrt{1 + c^2} . \quad (6.6)$$

Die Variable  $c$  ist durch die implizite Gleichung

$$\frac{\pi W}{2h} = c - \sinh^{-1} c \quad (6.7)$$

gegeben. Setzt man die für die erste Geometrie festgelegten Werte  $W = 500\mu\text{m}$  und  $h = 50\mu\text{m}$  ein so ist

$$c = 19.365 \quad (6.8)$$

und

$$d = 20.391 . \quad (6.9)$$

Wird wiederum in die Formel des Füllfaktors eingesetzt und vereinfacht so ergibt sich

$$q = 0.8383 + \frac{0.0147}{\hat{\epsilon}} \quad (6.10)$$

Benutzt man Gleichung 6.4 so ergibt sich für den Füllfaktor

$$q = 0.8383 + 0.0147 \frac{\epsilon_{sen}}{\epsilon_{sub}} . \quad (6.11)$$

Die Gleichung für den Füllfaktor wird gegenüber 6.3 adaptiert mit

$$\epsilon_{eff} = (1 - q)\epsilon_{sen} + q\epsilon_{sub} . \quad (6.12)$$

Eingesetzt ergibt schlussendlich für die effektive Permittivität

$$\varepsilon_{eff} = 0.8383\varepsilon_{sub} + 0.1764\varepsilon_{sen} - 0.0147\frac{\varepsilon_{sen}^2}{\varepsilon_{sub}}. \quad (6.13)$$

Das Trägermaterial besitzt eine Permittivität von  $\varepsilon_{sub} = 3.35$ , wird dies verwendet, so ist

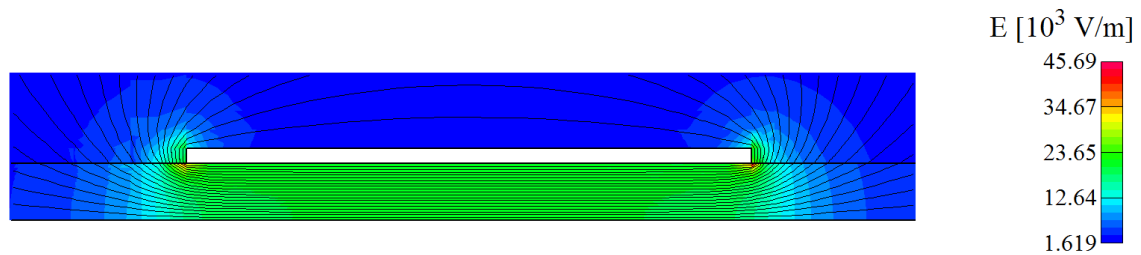
$$\varepsilon_{eff} = 2.7412 + 0.1764\varepsilon_{sen} - 0.0044\varepsilon_{sen}^2. \quad (6.14)$$

Eine 2D-Simulation mit verschiedenen  $\varepsilon_{sen}$  zeigt Abweichungen von unter 1%

$\varepsilon_{sub}$	$\varepsilon_{sen}$	$\varepsilon_{eff}(Simulation)$	$\varepsilon_{eff}(Analytisch)$	Abweichung
3.35	1	2.89	2.91	0.69%
3.35	3	3.21	3.22	0.31%
3.35	5	3.48	3.51	0.85%
3.35	7	3.72	3.75	0.80%

**Tabelle 6.1:** Vergleich der analytischen Formel 6.14 mit 2D Simulationsergebnissen

Das Feldbild in 6.2 zeigt, dass sich das elektrische Feld an den Ecken konzentriert. Man sieht auch, dass am Rand die Feldstärke stark abfällt. Bei einem Abstand von ca.  $50\mu m$  gemessen von der linken und rechten Begrenzung des Leiters ist das Feld schon auf ca. 3% abgesunken. Würde die Ground-Plane, welche in der Simulation unendlich ausgedehnt ist, hier Enden, so hätte das kaum Auswirkungen auf das Ergebnis.



**Abbildung 6.2:** Feldbild für  $\varepsilon_{sub} = 3.27$  und  $\varepsilon_{sen} = 5$ , durchgezogene Linien: Äquipotentiallinien

Es lassen sich diese Zusammenhänge natürlich nicht ohne Modifikation auf die Gegebenheiten einer endlich ausgedehnten Sensorschicht übertragen, der Charakter des Zusammenhangs (Zusammenhang zweiter Ordnung) bleibt jedoch bestehen. Des Weiteren sind diese Ableitungen nützlich um einen Microstrip zu dimensionieren, wenn das Sensormaterial noch nicht aufgebracht ist.

## 6.2 Vergleich von 2D- und 3D-Simulationen

2D Simulationen bieten gegenüber 3D-Simulationen den prinzipiellen Vorteil einer weit geringeren Berechnungsdauer. In diesem Kapitel soll geklärt werden, ob 2D-Simulationen geeignet sind den Resonator zu charakterisieren, beziehungsweise wie weit 2D-Simulationen von 3D-Simulationen abweichen. Die Simulationen wurden mit dem unbeschichteten Resonator vom Typ 9 durchgeführt (vgl. mit Abschnitt 4.1).

Um aus einer 2D-Simulation die Resonanzfrequenzen zu ermitteln, muss die effektive Permittivität bestimmt werden. Diese wiederum gewinnt man aus dem Kapazitätsbelag, welcher sich aus einer elektrostatischen Simulation des Querschnitts des Resonators gewinnen lässt. Die Kapazitätsbeläge berechnen sich anschließend aus der elektrischen Energie über den Zusammenhang

$$W'_{el} = \frac{C' U^2}{2} \quad (6.15)$$

wobei die Spannung in den Simulationen mit  $1V$  festgelegt wurde.

Um die effektive Permittivität zu ermitteln wurde eine Simulation in Abwesenheit von Polyimid durchgeführt. Diese ergibt einen Kapazitätsbelag von  $C'_0 = 117.6pF/m$ . Die effektive Permittivität  $\varepsilon_{eff}$  wurde dann über

$$\varepsilon_{eff} = \frac{C'}{C'_0} \quad (6.16)$$

ermittelt.

Der Resonator ist bei jedem Vielfachen der halben Wellenlänge in Resonanz, daher gilt

$$n \frac{\lambda}{2} = l \quad (6.17)$$

wobei  $l = 32mm$  die Länge des Resonators ist. Benützt man  $\lambda = \frac{v_{phase}}{f}$ , so ergibt sich für die Resonanzfrequenzen  $f_n$

$$f_n = n \frac{v_{phase}}{2l} = n \frac{c_0}{2l \sqrt{\varepsilon_{eff}}} . \quad (6.18)$$



Die Resonanzen aus den 3D-Simulationen wurden direkt aus dem Frequenzgang des Transmissionsparameter  $S_{21}$  bestimmt, es wurden die Spitzen ermittelt und anschließend die Resonanzfrequenzen bestimmt.

Abbildung 6.3 zeigt das Feldbild des Resonatorquerschnitts. In den 3D-Simulationen kann

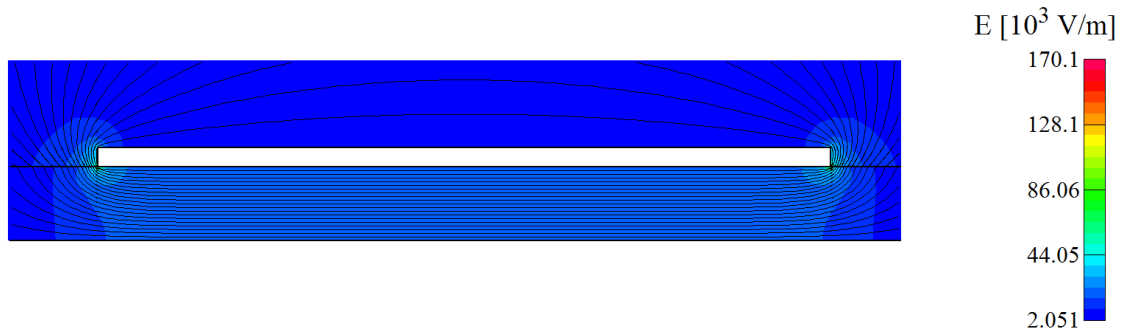


Abbildung 6.3: Feldbilder der 2D Simulation

man die Resonanzen des Systems sehr schön erkennen. Mit Hilfe des Simulationswerkzeugs wurde der Frequenzgang des Transmissionsparameters  $S_{21}$  berechnet, wobei die Resonanz in dessen Spitzen eindeutig hervortritt.

In Abbildung 6.4 sind Feldbilder der zweiten und dritten Resonanz dargestellt. Es handelt sich hierbei um die Darstellung des Betrags der elektrischen Feldstärke bei einem Phasenwinkel von  $90^\circ$ .

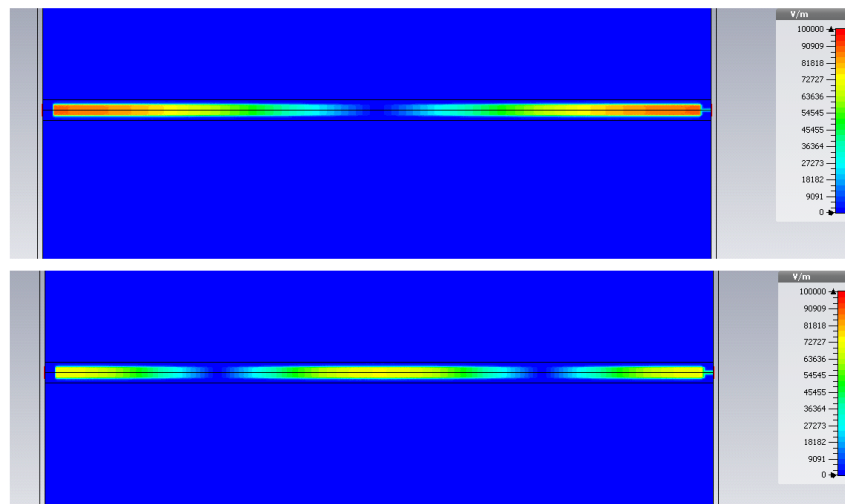
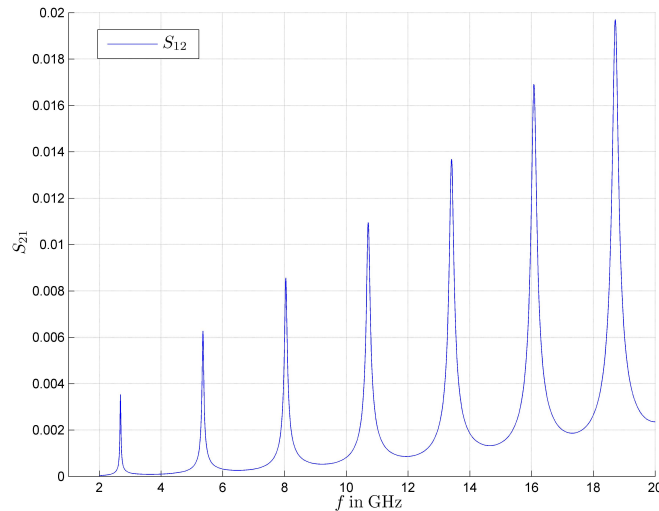


Abbildung 6.4: 2. und 3. Resonanz (Betrag der elektrischen Feldstärke bei  $90^\circ$ )

Die Abbildung 6.5 zeigt den Transmissionsparameter über die Frequenz. Die Resonanzen

treten in diesem Frequenzgang deutlich hervor. Es ist zusätzlich anzumerken, dass der Wert der Kurven (der Betrag) durch die Vernachlässigung der Verluste nicht relevant ist, wichtig ist die Position der Resonanzen, also bei welchen Frequenzen eine Resonanz auftritt. Des Weiteren wurde die Simulation der Einfachheit halber nur bis 20 GHz durchgeführt, während die späteren Messungen bis 67 GHz erfolgten.



**Abbildung 6.5:** Transmissionsparameter  $S_{21}$  über die Frequenz

Vergleicht man nun die Ergebnisse in Tabelle 6.2, welche durch die 2D-Simulation gewonnen wurden und die Ergebnisse der 3D-Simulation, so sieht man eine gute Übereinstimmung. Auffällig ist jedoch die Abweichung von allen Resonanzfrequenzen um ca. 1%. Diese gleichmä-

Resonanz-Nr	$f_{res}$ (3D) [GHz]	$f_{res}$ (2D) [GHz]	Abweichung [-]
1	2.7114	2.7424	1.13%
2	5.4217	5.4848	1.15%
3	8.1681	8.2272	0.72%
4	10.7974	10.9696	1.57%
5	13.5978	13.7121	0.83%
6	16.2992	16.4545	0.94%
7	19.0905	19.1969	0.55%

**Tabelle 6.2:** Vergleich der Resonanzfrequenzen der 2D- und 3D-Simulationen

ßige ansteigende Abweichung lässt darauf schließen, dass bei der Berechnung der Resonanz-

frequenzen aus der 2D-Simulation ein Effekt vernachlässigt wurde.

Diese Abweichungen finden ihren Grund in der kapazitiven Ankoppelung des Microstrips, denn diese verschiebt die Resonanzen nach unten. Dieser Effekt lässt sich berücksichtigen, wenn man die kapazitive Ankoppelung mit Hilfe der Leitungstheorie in Betracht zieht.

### 6.2.1 Berücksichtigung der kapazitiven Ankoppelung

In Kapitel 3.1 wurde der Zusammenhang zwischen effektiver Permittivität und Resonanzfrequenzen hergeleitet. Es wurde die kapazitive Ankoppelung vernachlässigt und  $S_{21}$  maximiert. Vergleicht man nun die vorigen 2D- und 3D-Simulationen so erkennt man, dass die Resonanzen systematisch um ca. 0.5% abweichen. Dieser Fehler ist korrigierbar, indem die kapazitive Ankoppelung berücksichtigt wird.

Betrachtet man den Resonator mit Hilfe der Leitungstheorie so ergibt sich eine Hintereinanderschaltung von Kondensator-Leitung-Kondensator (siehe Abbildung 6.6).

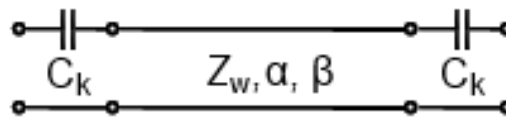


Abbildung 6.6: Transmissionsparameter  $S_{21}$  über die Frequenz

Die Leitung ist charakterisiert durch den komplexen Ausbreitungskoeffizient  $g_w = (\alpha + j\beta)l$ , wobei bei der hier vorliegenden verlustlosen Leitung  $\alpha = 0$  ist. Die A-Matrix der Leitung ist wie bereits erwähnt

$$\mathbf{A}_{Ltg} = \begin{bmatrix} \cosh(g_w) & Z_w \sinh(g_w) \\ \frac{\sinh(g_w)}{Z_w} & \cosh(g_w) \end{bmatrix} \quad (6.19)$$

und die der Ankoppelungskapazitäten ist

$$\mathbf{A}_{AK} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{j\omega C_k} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (6.20)$$

Damit ergibt sich für das Gesamtsystem eine A-Matrix von

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \mathbf{A}_{AK} \mathbf{A}_{Ltg} \mathbf{A}_{AK} \\ &= \begin{bmatrix} \cos(\beta l) + \frac{1}{Z_w \omega C_k} \sin(\beta l) & \frac{2}{Z_w \omega C_k} \cos(\beta l) + j Z_w \sin(\beta l) + \frac{1}{j Z_w \omega^2 C_k^2} \sin(\beta l) \\ \frac{j}{Z_w} \sin(\beta l) & \cos(\beta l) + \frac{1}{Z_w \omega C_k} \sin(\beta l) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (6.21)$$

Um die Resonanz zu ermitteln, wird ein anderer Weg gewählt. In Kapitel 3.1 wurde die A-Matrix in die S-Matrix umgerechnet um danach  $S_{12}$  zu maximieren. Es genügt jedoch auch,  $|A_{11}|$  zu maximieren, da dieser Parameter die Spannungsübersetzung darstellt, welche sich bei Resonanz als maximal darstellt.

$$\left| \cos(\beta l) + \frac{1}{Z_w \omega C_k} \sin(\beta l) \right| \rightarrow \max . \quad (6.22)$$

Damit ergibt sich nach Ableitung und Nullsetzen

$$- \sin(\beta l) \beta l + \frac{1}{Z_w \omega C_k} \cos(\beta l) = 0 \quad (6.23)$$

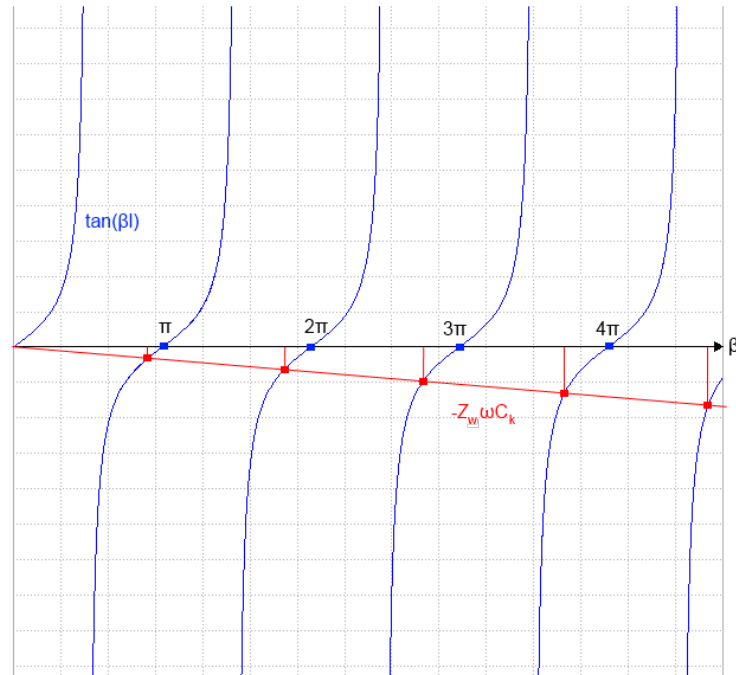
und nach einigem Umformen

$$\frac{Z_w}{\tan(\beta l)} + \frac{1}{\omega C_k} = 0 . \quad (6.24)$$

Man sieht, dass der linke Term der Eingangswiderstand des Resonators ist. Nach Umformen ergibt sich

$$\tan(\beta l) = Z_w \omega C_k . \quad (6.25)$$

Man erkennt, dass im Grenzfall  $C_k = 0$  gilt, dass  $\beta l = n\pi$  sein muss, was schlussendlich auf die schon mehrmals erwähnte Formel für die Resonanzfrequenz führt. Berücksichtigt man jedoch die Koppelkapazität, so sieht man, dass sich die Resonanzfrequenz etwas nach unten verschiebt (Abbildung 6.7).



**Abbildung 6.7:** Die Koppelkapazität verschiebt die Resonanzen nach unten (Schnittpunkte zwischen der Gerade und Tangens)

Ein Nachteil ist, dass diese Gleichung sich nicht analytisch lösen lässt, weshalb man auf numerische Näherungsverfahren zurückgreifen muss. Die Wellenimpedanz  $Z_w$  berechnet sich aus der effektiven Permittivität aus

$$Z_w = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}\varepsilon_0\mu_0}} = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} = \frac{376.73\Omega}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \quad (6.26)$$

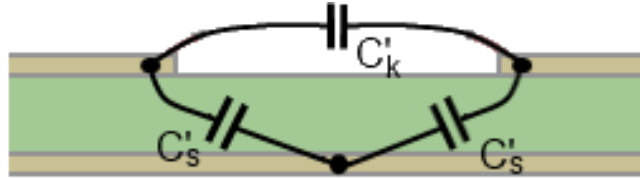
wobei  $Z_0$  die Wellenimpedanz des Vakuums ist.

### 6.2.2 Die Bestimmung der Koppelkapazität

Die Koppelkapazität, welche durch den Schlitz der Ankoppelungsstruktur gebildet wird, kann durch 2D-Simulationen bestimmt werden. Dafür wird der Kapazitätsbelag von zwei sich gegenüberliegenden Platten errechnet. Wie schon erwähnt wurde, ist der Bereich der Koppelkapazität nicht von Sensormaterial bedeckt.

Diese Anordnung bildet ein System aus insgesamt drei Kapazitäten (siehe Abbildung 6.8). Da

es sich um eine symmetrische Struktur handelt, sind die Kapazitäten (und Kapazitätsbeläge) zwischen den Leitern links und rechts und der Ground-Plane gleich. Um die Koppelkapazität  $C_k$  zu berechnen, sind zwei Simulationen nötig. Zuerst wird die Kapazität  $C_s$  berechnet,



**Abbildung 6.8:** System aus Kapazitäten bei der Berechnung der Koppelkapazität.

indem die elektrische Energie bei gleicher Spannung links und rechts berechnet wird. Es gilt

$$W'_{el} = \frac{2 C'_s U^2}{2} . \quad (6.27)$$

Daraus lässt sich der Wert von  $C'_s$  berechnen. Führt man nun die Simulation mit verschiedenen Spannungen an den Elektroden durch, wobei eine Spannung gleich die der Ground-Plane ist, so berechnet sich die elektrische Energie zu

$$W'_{el} = \frac{C'_s U^2}{2} + \frac{C'_k U^2}{2} \quad (6.28)$$

wobei sich das gesuchte  $C'_k$  errechnen lässt. Um aus dem Kapazitätsbelag die Kapazität zu berechnen, muss dieser noch mit der Breite multipliziert werden.

Tabelle 6.3 zeigt die Koppelkapazitäten in Abhängigkeit von der Weite des Gaps.

Gapweite $G$ [ $\mu m$ ]	$C'_k$ [pF/m]
10	39.82
15	30.87
20	25.42
30	18.66
40	14.43
50	11.45

**Tabelle 6.3:** Kapazitätsbeläge in Abhängigkeit der Gapweite  $G$

Tabelle 6.4 zeigt die Ankoppelungskapazitäten der einzelnen Resonatorgeometrien.

Nr	Resonatorbreite $B$	Gapweite $G$	$C_k$
	$[\mu m]$	$[\mu m]$	$[fF]$
1	105	50	1.20
2	105	40	1.51
3	105	30	1.96
4	105	20	2.67
5	105	15	3.24
6	105	10	4.18
7	500	50	5.73
8	500	40	7.21
9	500	30	9.33
10	500	20	12.71
11	500	15	15.44
12	500	10	19.91
13	1000	30	18.66
14	1000	50	11.45

**Tabelle 6.4:** Ankoppelungskapazitäten der einzelnen Resonator-Geometrien

Berechnet man nun die Resonanzfrequenzen mit Hilfe von Gleichung 6.24, also unter Berücksichtigung der Koppelkapazität so zeigt Tabelle 6.5, dass der Fehler zwischen 3D- und 2D-Simulation kleiner geworden sind. Der verbleibende Fehler ist darauf zurückzuführen, dass Koppelkapazität in Wahrheit etwas größer ist, da die Randeffekte in der Bestimmung nicht berücksichtigt wurden.

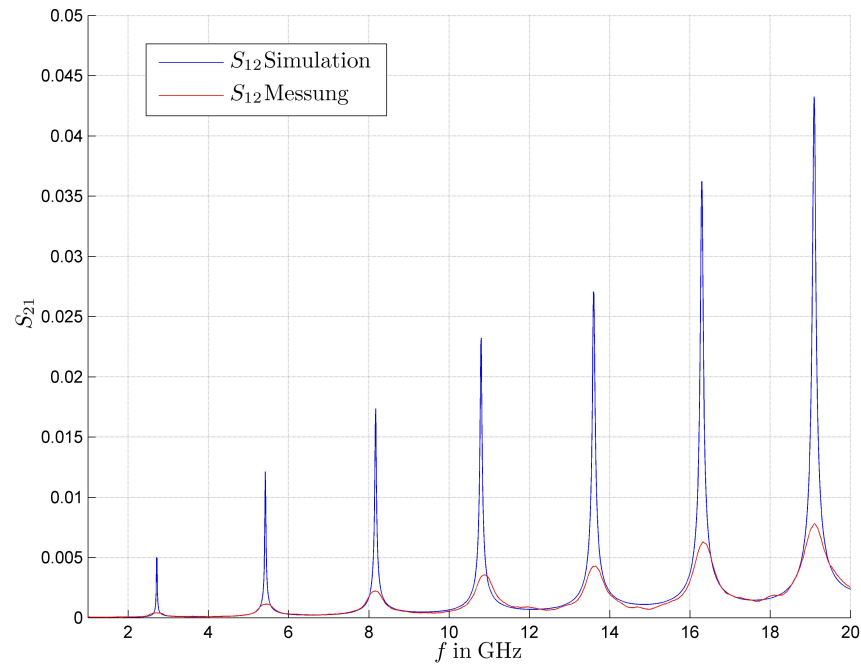
Resonanz-Nr	$f_{res}$ (3D)	$f_{res}$ (2D) korrigiert	Abweichung
	[GHz]	[GHz]	[-]
1	2.7114	2.7118	0.01%
2	5.4217	5.4237	0.04%
3	8.1681	8.1357	-0.40%
4	10.7974	10.788	-0.09%
5	13.5978	13.5705	-0.20%
6	16.2992	16.2734	-0.16%
7	19.0905	19.085	-0.03%

**Tabelle 6.5:** Vergleich der Resonanzfrequenzen der 2D- und 3D-Simulationen, wobei die Resonanzen um den Einfluss der Koppelkapazität korrigiert wurden

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass für die Bestimmung der Resonanzfrequenzen keine

3D-Simulationen nötig sind, da dies auch aus elektrostatischen 2D-Simulationen möglich ist. Berücksichtigt man zusätzlich die Frequenzverschiebung, welche durch die Koppelkapazität verursacht wird, so sind beide Herangehensweisen faktisch ident.

Greift man den Messergebnissen vor, so zeigt sich in Abbildung 6.9, dass die Simulation und die Messung sehr gut übereinstimmt.



**Abbildung 6.9:** Vergleich zwischen Messung und Simulation



### 6.3 Vergleich zwischen unbeschichteten und beschichteten Resonatoren

Um die Sensorschicht zu charakterisieren wurden Messungen sowohl bei unbeschichteten als auch bei beschichteten Resonatoren durchgeführt. Durch diesen Vergleich kann die Sensorschicht bei Raumluftumgebung charakterisiert werden.

Die Resonatoren der Geometrie 1-3 zeigen, wie in Abbildung 6.10 ersichtlich, keine Resonanzerscheinung. Die Begründung liegt in der kleinen Koppelkapazität. Diese wiederum ist bedingt durch die große Gapweite  $G$  und die geringe Resonatorbreite  $B$ .

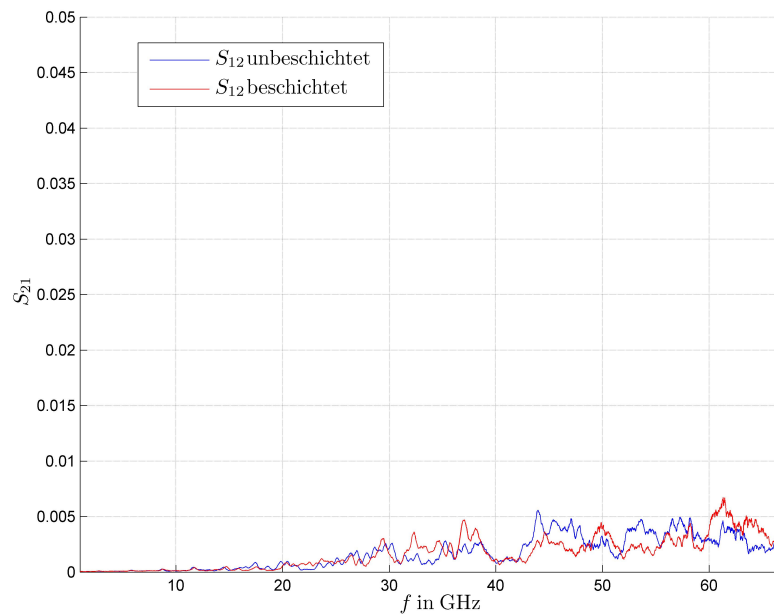


Abbildung 6.10: Resonatoren der Geometrie 1-3 zeigen keine Resonanzen

Die übrigen Resonatoren zeigen Resonanzen, wie man am Verlauf der Transmissionsparameter  $S_{12}$  feststellen kann. Die folgenden Abbildungen zeigen die Messungen der Geometrien 4 bis 14 mit markierten Resonanzen. An Verläufen, bei denen die Resonanzen nicht eindeutig hervortreten, wurden die Resonanzen nicht markiert.

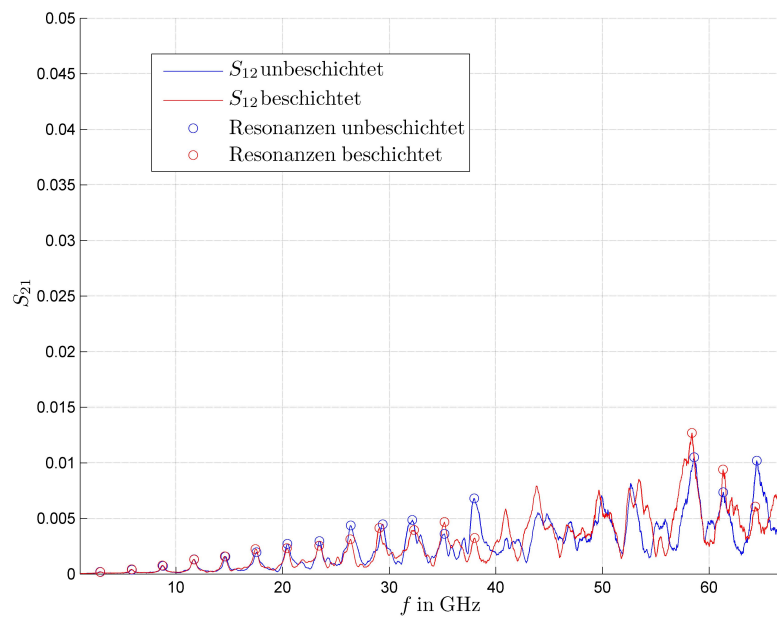


Abbildung 6.11: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 4

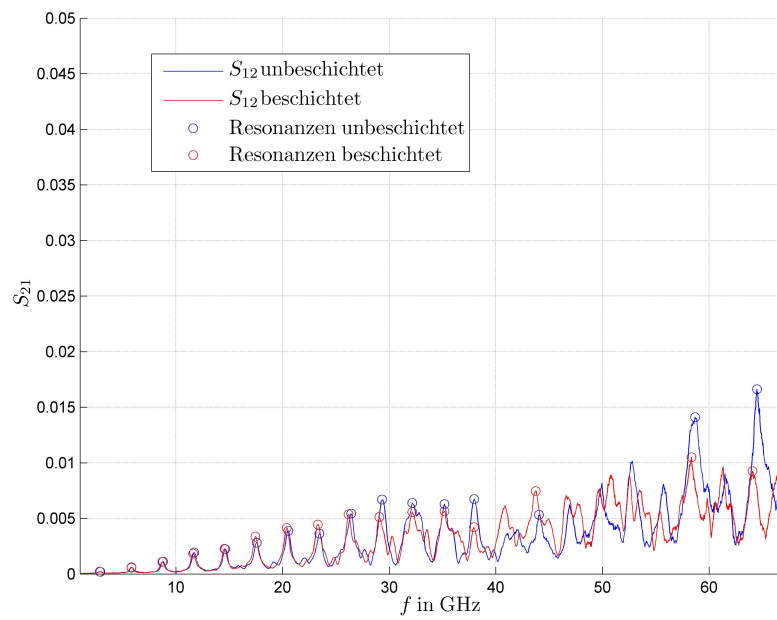


Abbildung 6.12: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 5

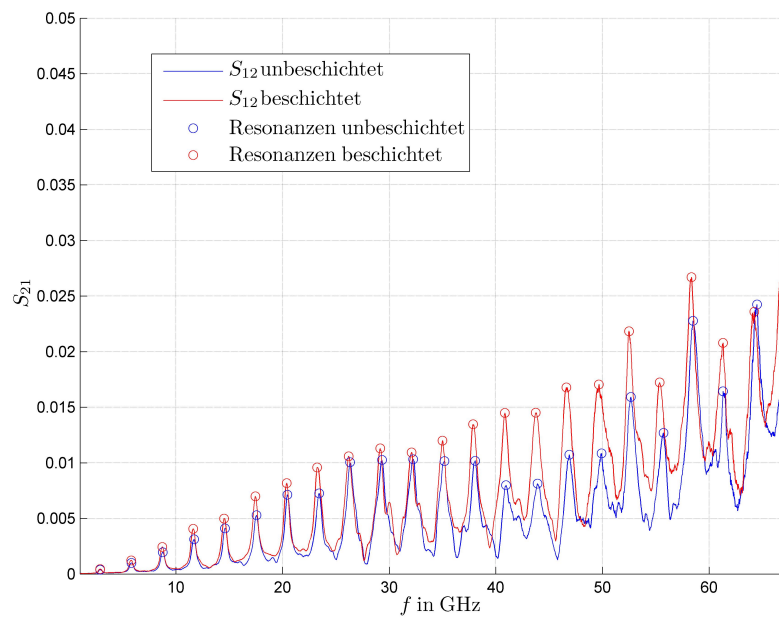


Abbildung 6.13: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 6

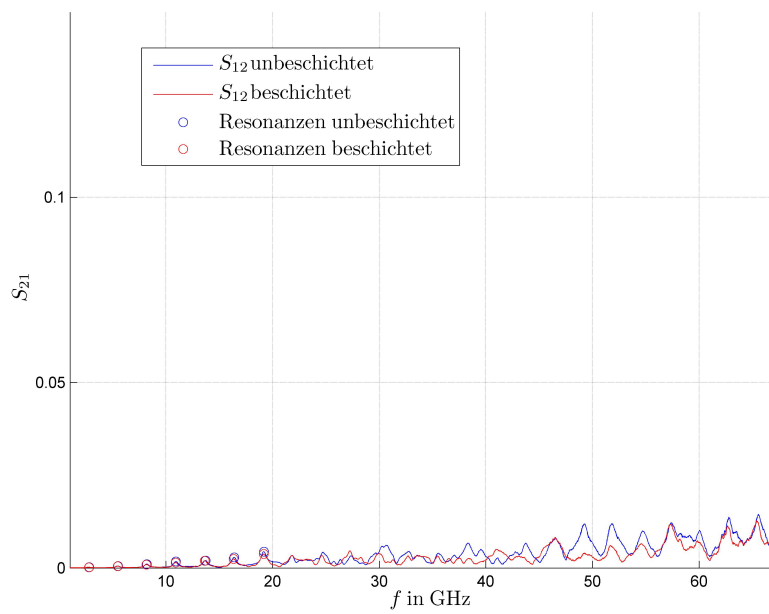


Abbildung 6.14: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 7

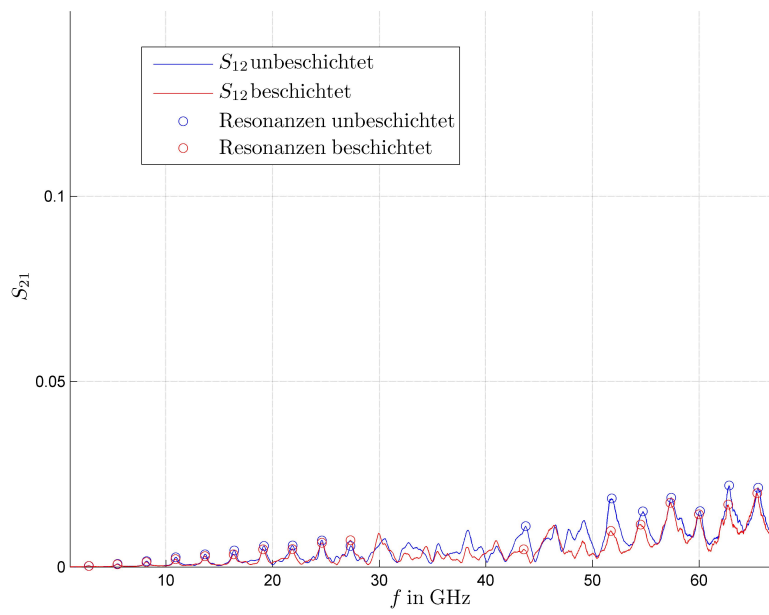


Abbildung 6.15: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 8

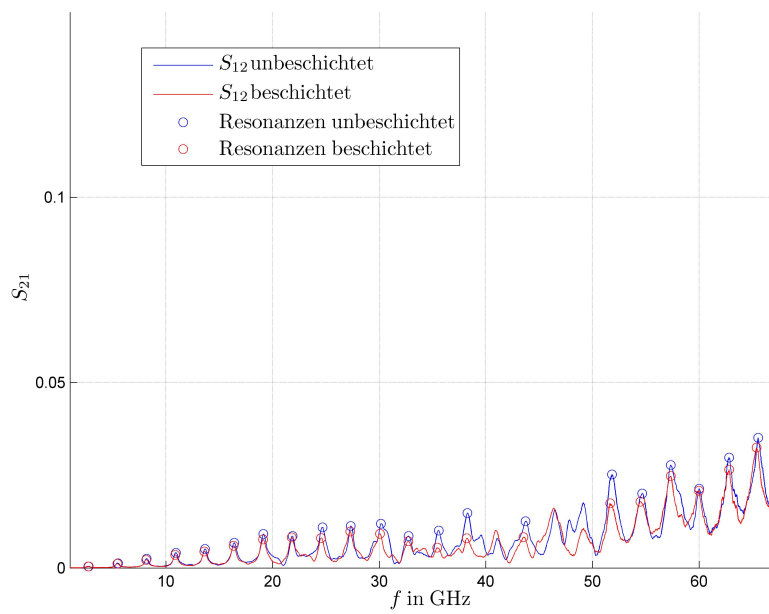


Abbildung 6.16: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 9

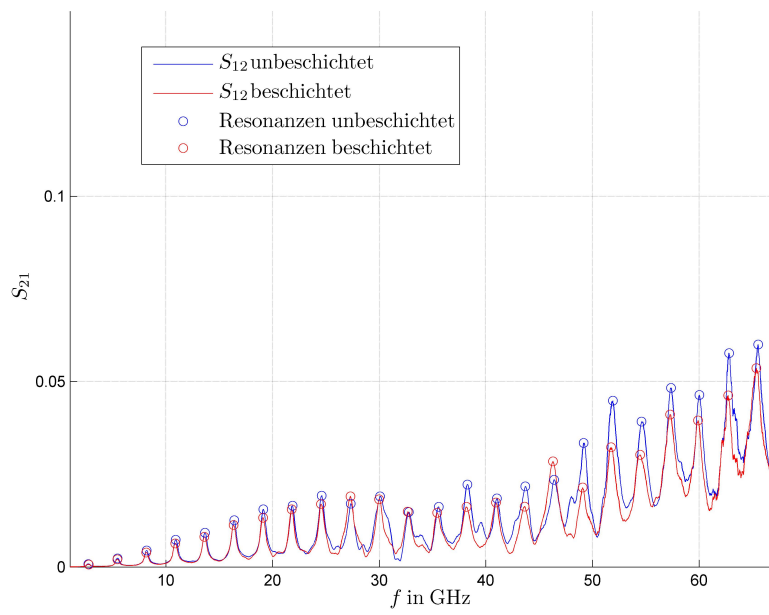


Abbildung 6.17: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 10

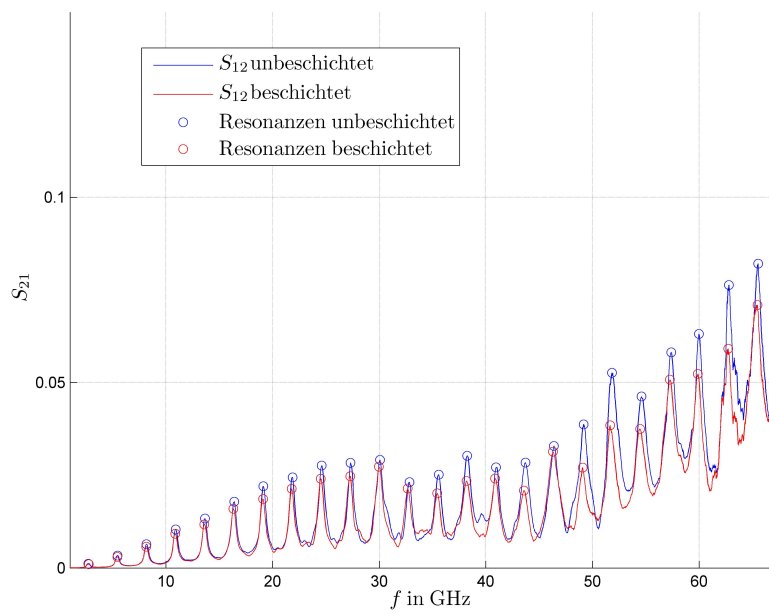


Abbildung 6.18: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 11

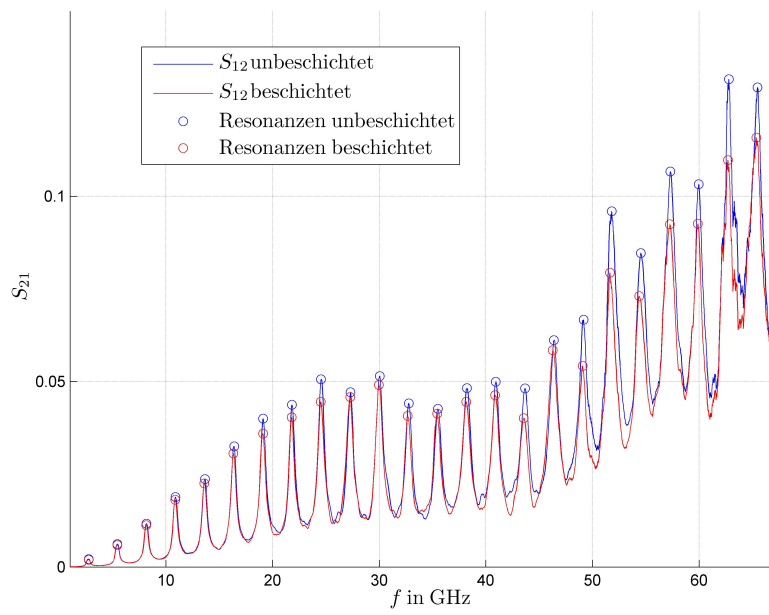


Abbildung 6.19: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 12

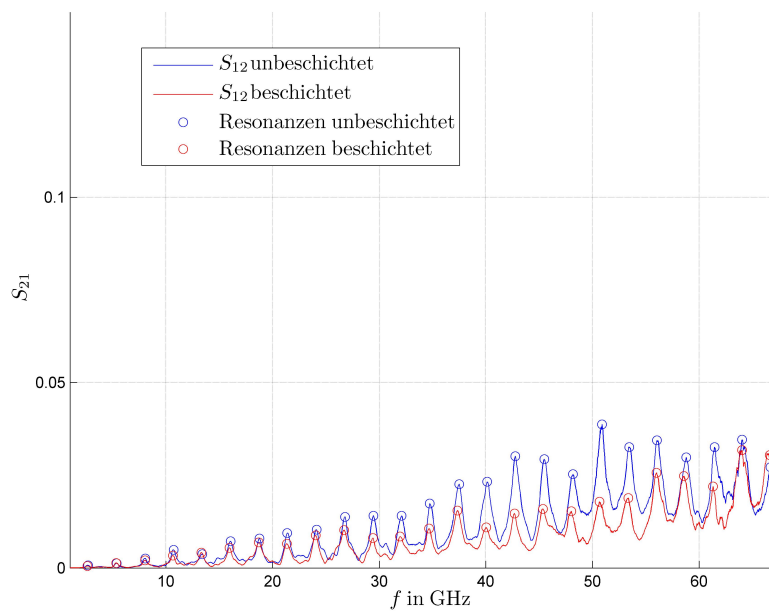
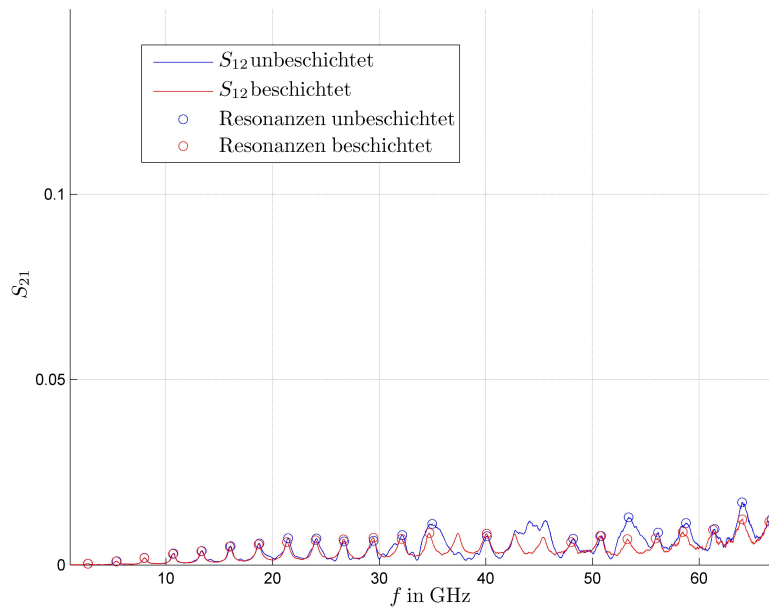


Abbildung 6.20: Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 13



**Abbildung 6.21:** Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 14

Die Resonanzfrequenzen der einzelnen Resonatoren sind bestimmt durch  $\varepsilon_{eff}$ , welches wiederum von der Geometrie des Resonators abhängt. Es ist daher so, dass die Geometrien mit gleichen Leiterbreiten gleiche Resonanzfrequenzen besitzen, sie sollen in Folge als Typ 1, 2 und 3 bezeichnet werden. Die Geometrien 1-6 sind also von Typ 1, die Geometrien 7-12 sind von Typ 2 und Geometrien 13 und 14 von Typ 3. An den Diagrammen ist zu beachten, dass die Geometrien der einzelnen Typen eine unterschiedliche Skalierung besitzen.

Es zeigt sich auch, dass Resonatoren, welche durch eine kleine Gapweite eine große Ankopplungskapazität besitzen die ausgeprägtesten Resonanzen besitzen.

Die Tabellen 6.6, 6.7 und 6.8 zeigen die gemessenen Resonanzfrequenzen. Wenn die Resonanz nicht bestimmt werden kann, so wurde sie nicht eingetragen.

		Typ 1					
		Geometrie 4		Geometrie 5		Geometrie 6	
Resonanz-Nr.		$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.
		[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]
1		2.8989	2.8989	2.8361	2.8989	2.8780	2.8780
2		5.8507	5.8507	5.8298	5.8298	5.8088	5.8298
3		8.7187	8.7187	8.7187	8.7815	8.7187	8.7606
4		11.6914	11.6914	11.6076	11.6914	11.6076	11.6914
5		14.5803	14.5803	14.5594	14.6222	14.5175	14.6013
6		17.4483	17.4483	17.4483	17.5739	17.4483	17.5530
7		20.4001	20.4001	20.3791	20.5257	20.3791	20.4420
8		23.4356	23.4356	23.3100	23.4565	23.2472	23.4356
9		26.3454	26.3454	26.1780	26.4292	26.1989	26.3245
10		29.0669	29.0669	29.0669	29.3181	29.1507	29.3181
11		32.3327	32.3327	32.1652	32.1652	32.1024	32.2489
12		35.1797	35.1797	35.1797	35.1797	34.9913	35.1797
13		38.0059	38.0059	37.9431	37.9640	37.8593	38.0478
14		40.9158	40.9158	40.8739	-	40.8530	40.9576
15		43.7838	43.7838	43.7419	44.0350	43.7419	43.9094
16		-	-	-	46.9030	46.6099	46.8821
17		-	-	-	49.9385	49.6663	49.9176
18		-	-	-	52.8065	52.4925	52.6600
19		-	-	-	55.7164	55.3605	55.7164
20		58.3960	58.3960	58.3541	58.6891	58.3541	58.5006
21		61.3059	61.3059	61.3059	0.0000	61.3059	61.3059
22		64.3204	64.3204	64.0692	64.4879	64.2367	64.4879

Tabelle 6.6: Resonanzfrequenzen der Geometrien von Typ 1



Typ 2												
Resonanz-Nr.	Geometrie 7		Geometrie 8		Geometrie 9		Geometrie 10		Geometrie 11		Geometrie 12	
	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.
	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]
1	2.7733	2.7943	2.7733	2.7524	2.7524	2.7105	2.7524	2.7105	2.7524	2.7105	2.7524	2.7524
2	5.4739	5.4948	5.4320	5.4529	5.4320	5.4948	5.4320	5.4529	5.4320	5.4529	5.4320	5.4320
3	8.1744	8.2163	8.1744	8.1953	8.1325	8.1953	8.1325	8.1953	8.1535	8.1744	8.1325	8.1744
4	10.9168	10.9377	10.8959	10.9168	10.8749	10.9377	10.8749	10.9168	10.8749	10.9168	10.8749	10.8959
5	13.6383	13.7220	13.6592	13.6592	13.5964	13.6592	13.5964	13.6592	13.5964	13.6592	13.5964	13.6592
6	16.3388	16.4016	16.3388	16.4016	16.3388	16.4016	16.3388	16.4016	16.3179	16.4016	16.3179	16.4016
7	19.1650	19.1859	19.1022	19.1859	19.1022	19.1231	19.1022	19.1231	19.1022	19.1231	19.1022	19.1022
8	21.8027	-	21.8446	21.8655	21.7817	21.8655	21.7817	21.8655	21.7817	21.8655	21.7817	21.8027
9	24.6288	-	24.6288	24.6288	24.5451	24.6916	24.5451	24.6079	24.5242	24.6079	24.5242	24.5451
10	27.2456	-	27.3084	27.3084	27.2875	27.3294	27.3084	27.3294	27.2875	27.3084	27.2875	27.3084
11	-	-	-	30.5323	30.0718	30.1555	29.9880	30.0718	29.9671	30.0718	29.9671	30.0508
12	-	-	-	35.5566	32.7304	32.7514	32.6676	32.7723	32.6676	32.8351	32.6676	32.7723
13	-	-	-	-	35.4310	35.5775	35.4310	35.5775	35.4310	35.5775	35.4310	35.4938
14	-	-	-	-	38.1943	38.2780	38.1734	38.2780	38.1734	38.2571	38.1524	38.2362
15	-	-	-	40.9995	40.9367	0.0000	40.9576	41.0414	40.8739	40.9576	40.8739	40.9367
16	-	-	43.5535	43.7419	43.5326	43.7210	43.6372	43.7000	43.5744	43.7210	43.5535	43.6791
17	-	-	46.3587		46.3796	0.0000	46.2959	46.4006	46.2959	46.3796	46.2750	46.3796
18	-	-	49.0802		49.0802	0.0000	49.0802	49.1639	49.0802	49.1639	49.0802	49.1639
19	-	51.8016	51.7179	51.8016	51.6551	51.8226	51.7388	51.9063	51.6551	51.8226	51.6342	51.8016
20	-	54.7115	54.5231	54.7325	54.5022	54.6697	54.4603	54.6069	54.4603	54.6069	54.3766	54.5440
21	-	57.3702	57.3074	57.3911	57.3493	57.3493	57.2865	57.3702	57.2655	57.3911	57.2655	57.3074
22	-	60.0498	59.9870	60.0917	59.9870	60.0079	59.9032	60.0289	59.8823	59.9870	59.8823	59.9661
23	-	62.7922	62.7294	62.8131	62.8131	62.8131	62.7294	62.8131	62.7294	62.7922	62.7085	62.7922
24	-	65.5346	65.4509	65.5346	65.3881	65.5346	65.3671	65.5346	65.4718	65.5346	65.3671	65.4718

Tabelle 6.7: Resonanzfrequenzen der Geometrien von Typ 2

Typ 3					
		Geometrie 13		Geometrie 14	
Resonanz-Nr.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	
	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	
1	2.6268	2.6896	2.6896	2.6687	
2	5.3273	5.3692	5.3273	5.3692	
3	8.0279	8.0488	7.9651	7.9651	
4	10.6447	10.7284	10.666	10.7075	
5	13.3243	13.4080	13.324	13.3661	
6	15.9620	16.0667	15.983	16.0667	
7	18.7044	18.7672	18.684	18.7672	
8	21.3421	21.3631	21.342	21.4468	
9	24.0427	24.1264	24.022	24.1055	
10	26.7013	26.7851	26.639	26.7013	
11	29.4019	29.4647	29.465	29.4856	
12	31.9349	32.1024	32.102	32.1652	
13	34.6773	34.7401	34.719	34.9704	
14	37.3360	37.5035	37.399	-	
15	40.0365	40.1203	40.078	40.0993	
16	42.6952	42.7580	42.695	-	
17	45.3539	45.4795	45.375	-	
18	48.0125	48.1591	47.992	48.1800	
19	50.6503	50.9015	50.713	50.8177	
20	53.3717	53.4555	53.288	53.3927	
21	56.0095	56.0513	55.926	56.1560	
22	58.5844	58.7937	58.48	58.7728	
23	61.3059	61.4524	61.306	61.4524	
24	64.0273	64.0273	64.048	64.0273	
25	66.6232	66.6860	66.581	66.7907	

Tabelle 6.8: Resonanzfrequenzen der Geometrien von Typ 3

Der Vergleich der Resonanzstellen zeigt klar die Resonanzverschiebung durch die Beschichtung. Die Abbildungen 6.22, 6.23 und 6.24 zeigen diesen Sachverhalt. Die Resonanzen verschieben sich durch die Beschichtung so wie erwartet nach unten.

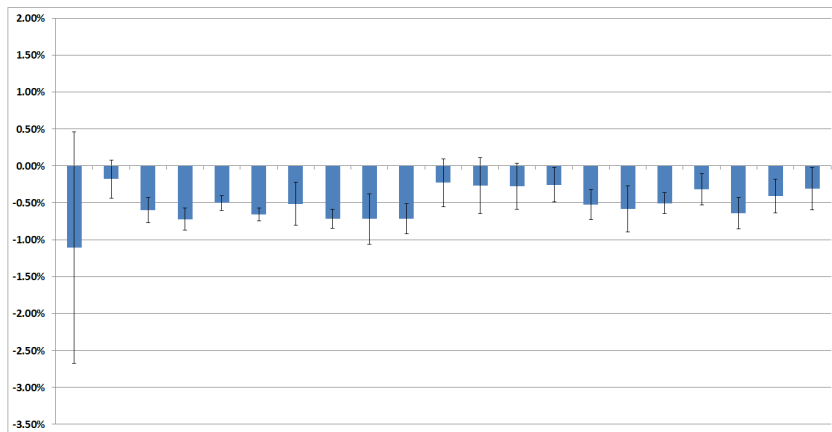


Abbildung 6.22: Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei Geometrien von Typ 1

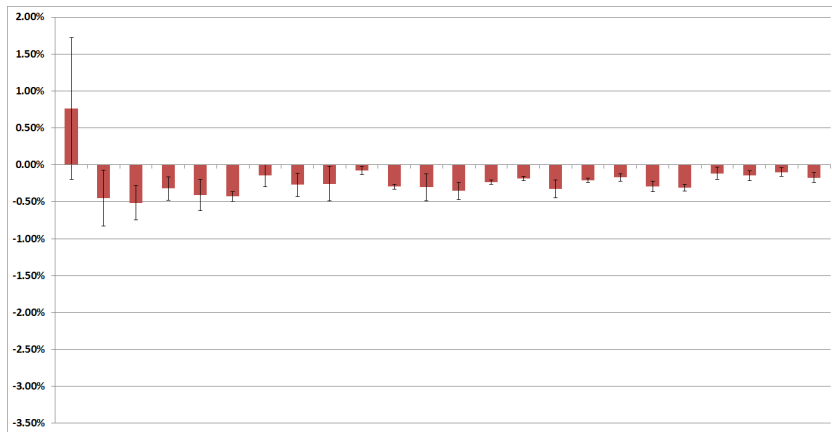


Abbildung 6.23: Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei Geometrien von Typ 2

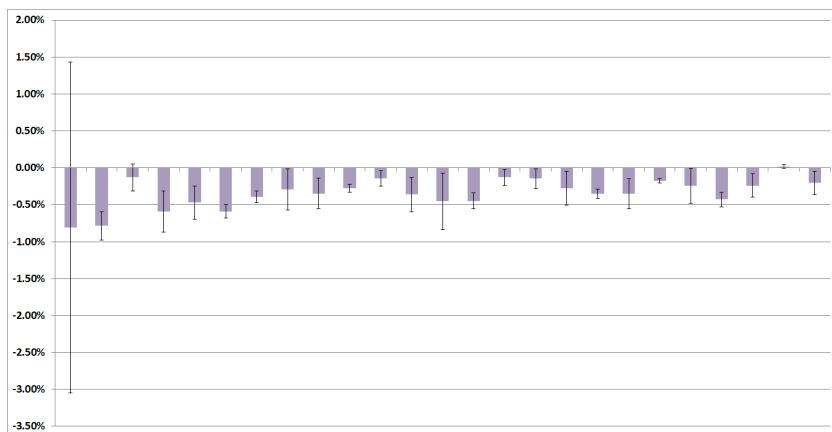
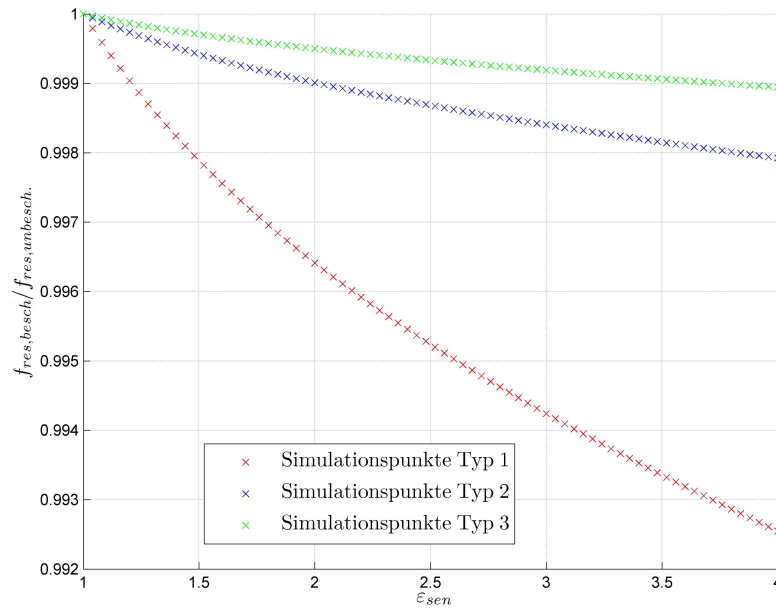


Abbildung 6.24: Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei Geometrien von Typ 3

Um nun die Permittivität der Sensorschicht  $\varepsilon_{sen}$  aus den Verschiebungen zu bestimmen, wurde der Zusammenhang zwischen  $f_{res,beschichtet}$  und  $f_{res,unbeschichtet}$  vorab simuliert.



**Abbildung 6.25:** Verschiebung der Resonanzen in Abhängigkeit der Permittivität der Sensorschicht

Aus Abbildung 6.25, welche simulierte Punkte zeigt, wurde mittels Curvefitting ein Zusammenhang für die einzelnen Typen definiert.

$$\text{Resonatorgeometrien von Typ 1: } \frac{f_{res,beschichtet}}{f_{res,unbeschichtet}} = -0.0391 \varepsilon_{sen}^{0.1242} + 1.039 \quad (6.29)$$

$$\text{Resonatorgeometrien von Typ 2: } \frac{f_{res,beschichtet}}{f_{res,unbeschichtet}} = 1.026 \varepsilon_{sen}^{-0.001452} - 0.02607 \quad (6.30)$$

$$\text{Resonatorgeometrien von Typ 3: } \frac{f_{res,beschichtet}}{f_{res,unbeschichtet}} = 1.03 \varepsilon_{sen}^{-0.0007339} - 0.03043 \quad (6.31)$$

Daraus lässt sich nun schlussendlich die Permittivität der Sensorschicht über der Frequenz

festlegen. Abbildung 6.26 zeigt die ausgewerteten Permittivitäten. Diese sind mit einer sehr großen Streuung behaftet, da durch die Sensorschicht der Einfluss auf die Frequenz minimal ist. Trotzdem lässt sich zeigen, dass die Beschichtung eine Verschiebung der Resonanzfrequenz über das gesamte Spektrum zeigt.

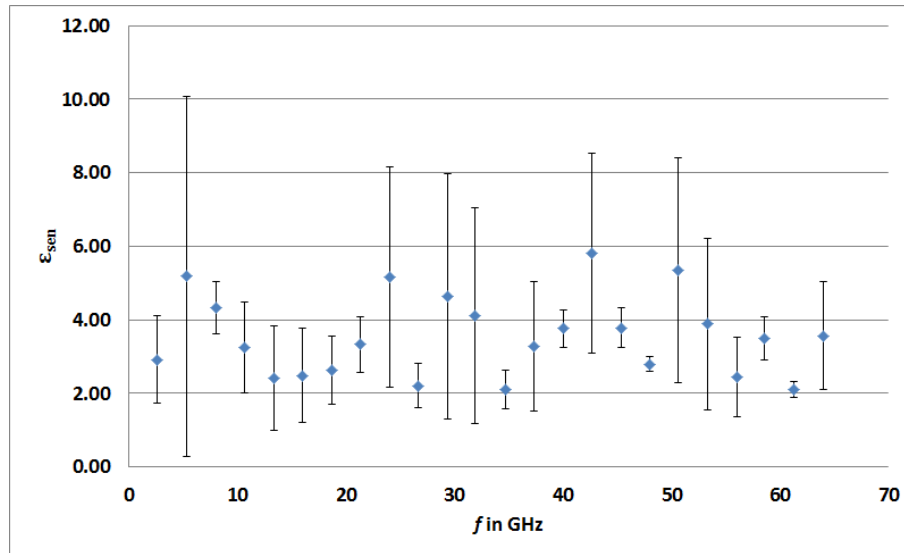


Abbildung 6.26: Permittivität der Sensorschicht über die Frequenz

Hier zeigt sich bereits, dass der Unterschied zwischen den beschichteten und unbeschichteten Resonatoren minimal und kaum nachweisbar ist. Daher ist hier nicht zu erwarten, dass die Permittivitätsänderung, welche durch die Anwesenheit von Kohlendioxid hervorgerufen wird, eine messbare Verschiebung der Resonanzen bewirkt. Dennoch wurde einige Messungen mit Kohlendioxid bei verschiedensten Geometrien durchgeführt, mit dem Ziel, eine Abhängigkeit nachzuweisen. Keine dieser Messungen zeigte einen nachweisbaren Effekt, die Empfindlichkeit von Microstrip-Resonatoren ist zu gering.

## 7 Coplanar-Leitungen

Nach den Untersuchungen an Microstrip-Resonatoren werden nun Coplanar-Leitungen analysiert. Wie in den vorigen Kapiteln gezeigt, kann bei Microstrip-Resonatoren kein Sensoreffekt nachgewiesen werden. Die elektrische Charakterisierung der Sensorschicht ist ebenfalls mit großen Fehlern behaftet. Zuerst wird kurz gezeigt, warum Coplanar-Leitungen eine höhere Empfindlichkeit besitzen als Microstrip-Resonatoren. Anschließend werden auch bei den Coplanar-Leitungen die beschichteten mit den unbeschichteten Strukturen verglichen und auch untersucht, ob sich die Minima unter Einfluss von Kohlendioxid verschieben.

### 7.1 Vergleich zwischen Coplanar-Leitungen und Microstrip-Resonatoren

Von Coplanar-Leitungen wird eine höhere Empfindlichkeit gegenüber Permittivitätsänderungen der Sensorschicht erwartet. Dies wird deutlich, wenn man die Feldbilder zwischen den beiden Strukturen vergleicht.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle wird, wie schon erwähnt, im Wesentlichen von der effektiven Permittivität  $\varepsilon_{eff}$  bestimmt. Diese wiederum setzt sich zusammen aus den Permittivitäten der Luft, des Substrats und der Sensorschicht. Wie genau, das kann bestimmt werden durch die elektrische Energie einer elektrostatischen Simulation (wie in den vorigen Kapiteln schon angewandt). Es gilt

$$\varepsilon_{eff} \sim W_{el,total} \quad (7.1)$$

und die elektrische Energie ist gegeben durch die Integrale über die einzelnen Teilgebiete

$$W_{el,total} = \frac{\varepsilon_0}{2} \left( \int_{\Omega_{sub}} \varepsilon_{sub} \vec{E} \vec{E} d\Omega + \int_{\Omega_{sen}} \varepsilon_{sen} \vec{E} \vec{E} d\Omega + \int_{\Omega_{luft}} \vec{E} \vec{E} d\Omega \right). \quad (7.2)$$

Daraus erkennt man, dass der Einfluss der Sensorpermittivität am größten ist, wenn ein möglichst großer Teil eines möglichst starken Feldes sich in der Sensorschicht befindet. Betrachtet man nun das Feldbild des Resonators im Querschnitt wie in Abbildung 7.1 gezeigt, so sieht man, dass der überwältigende Teil der Feldenergie zwischen der Ground-Plane und des Leiters und damit im Substrat liegt. Nur ein kleiner Teil liegt in der Sensorschicht. Abbildung

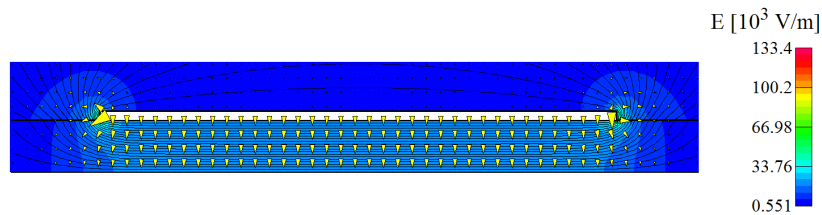


Abbildung 7.1: Feldbild des Querschnitts eines Microstrip-Resonator

7.2 zeigt einen Detailausschnitt an einer Ecke. Sieht man von Diskretisierungsfehlern ab, so sieht man hier die Spitzenwirkung an der Ecke zwischen Leiter und Substrat. Hauptsächlich in diesem Bereich ist Feldenergie im Sensormaterial vorhanden, und diese ist größer, je spitzer die Ecke ist. Da in der Realität diese Spitze jedoch abgerundet ist, ist der Einfluss der Sensorpermittivität auf die effektive Permittivität marginal.

Im Gegensatz dazu muss bei einer Coplanar-Leitung das Feld zum größten Teil durch das

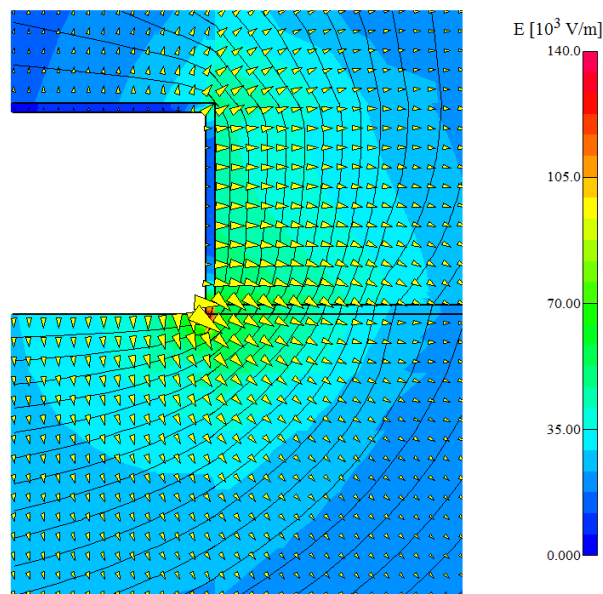
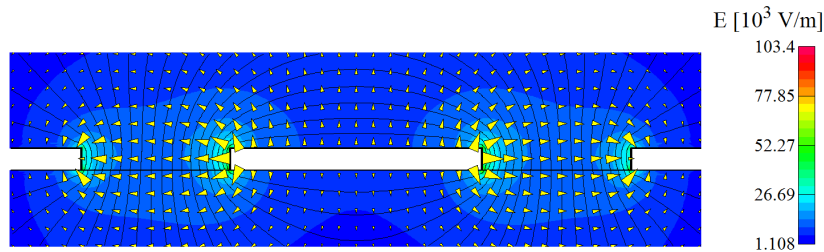


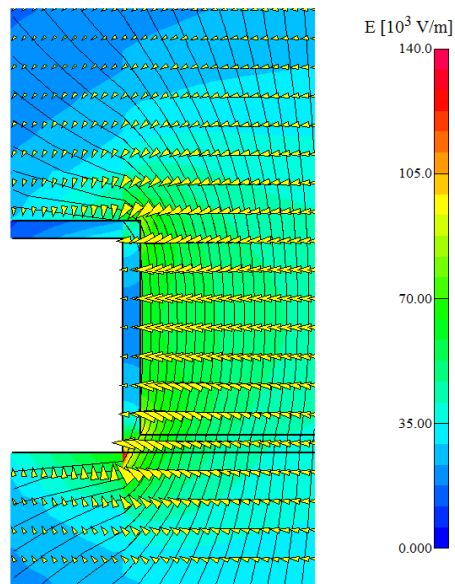
Abbildung 7.2: Feldbild an der Ecke zwischen Leiter, Substrat und Sensor im Detail

Substratmaterial hindurch. Abbildung 7.3 und der Detailausschnitt in Abbildung 7.4 zeigen

diesen Umstand. Dadurch muss die Empfindlichkeit gegenüber Permittivitätsänderungen der Sensorschicht bei Coplanar-Leitungen höher sein als bei Microstrip-Resonatoren. Diese



**Abbildung 7.3:** Feldbild des Querschnitts einer Coplanar-Leitung



**Abbildung 7.4:** Feldbild an der Ecke zwischen Leiter, Substrat und Sensor im Detail (Coplanar-Leitung)

Abbildungen lassen schon einen Umstand erkennen, welcher später noch genauer analysiert wird. Die Schichtdicke spielt bei Coplanar-Leitungen eine wesentliche Rolle und sie sollte so groß wie möglich sein.

Des Weiteren lässt sich auch ableiten, dass bei Microstrip-Resonatoren der Sensoreffekt größer sein muss, je dünner der Leiter ist. Dies liegt darin begründet, dass der Energieinhalt der Sensorschicht im Vergleich zum Energieinhalt, welcher sich zwischen Ground-Plane und Leiter befindet größer ist. Analog lässt sich überlegen, dass jene Coplanar-Leitung am empfindlichsten ist, welche den kleinste Spaltlänge  $s$  besitzt, da hier relativ gesehen mehr Volumen von Sensormaterial ausgefüllt ist.



## 7.2 Vergleich zwischen unbeschichteten und beschichteten Coplanar-Leitungen

Wiederum wurden, um die Sensorschicht zu charakterisieren, Messungen an beschichteten und unbeschichteten Leitungen durchgeführt. Die Leitungen der Geometrie 1 bis 4 zeigen im höheren Frequenzbereich keine charakteristischen Effekte, deshalb wurden diese nicht weiter betrachtet.

Die übrigen Leitungen zeigen die erwarteten Minima, wie man am Verlauf der Reflexionsfaktoren  $S_{11}$  feststellen kann. In den folgenden Abbildungen wurden die Minima an jenen Stellen, an denen sie eindeutig erkennbar sind, markiert.

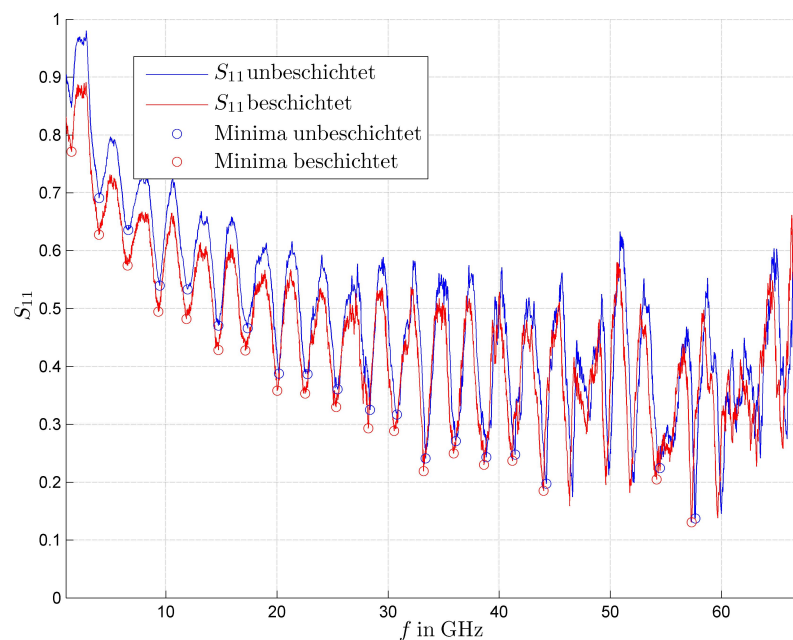


Abbildung 7.5: Beschichtete und unbeschichtete Coplanar-Leitung der Geometrie 5

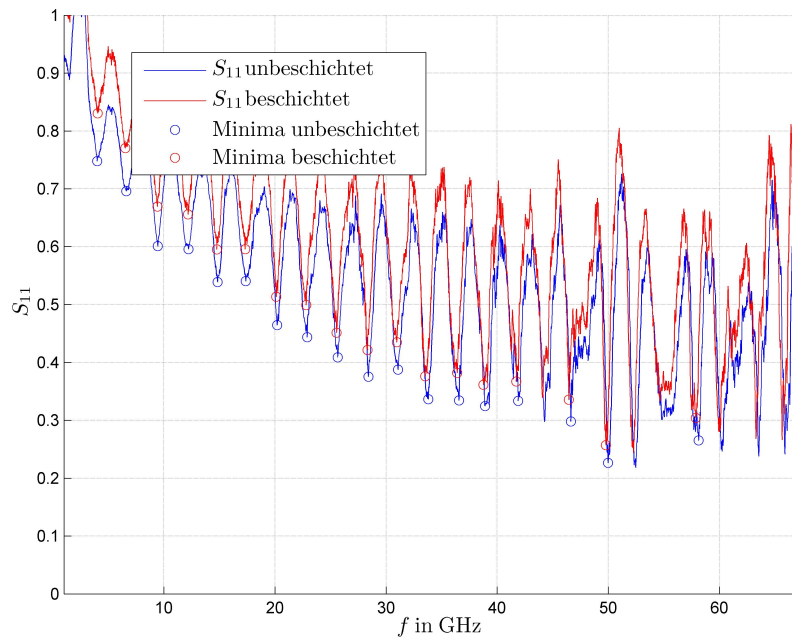


Abbildung 7.6: Beschichtete und unbeschichtete Coplanar-Leitung der Geometrie 6

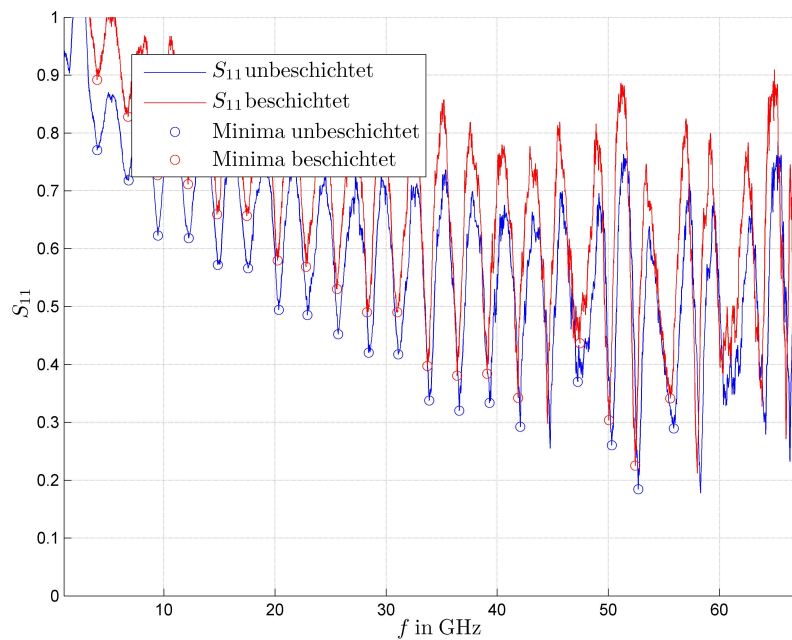
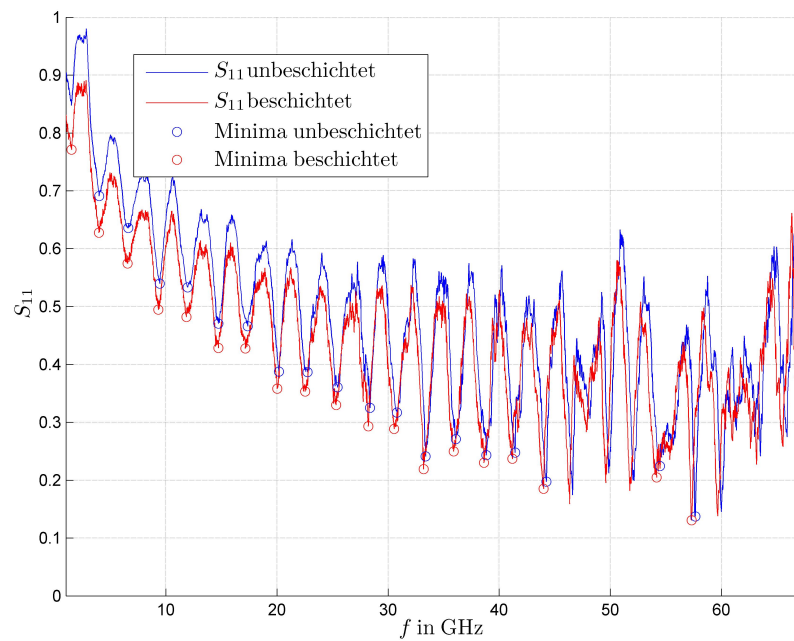


Abbildung 7.7: Beschichtete und unbeschichtete Coplanar-Leitung der Geometrie 7



**Abbildung 7.8:** Beschichtete und unbeschichtete Coplanar-Leitung der Geometrie 8

Im Vergleich zu den Microstrip-Resonatoren ist hier an den Diagrammen schon zu erkennen, dass die Verschiebung bei den Coplanar-Leitungen stärker ausgeprägt ist. Der Effekt muss auch bei jeder einzelnen Geometrie unterschiedlich sein, da die effektive Permittivität  $\varepsilon_{eff}$  durch die Weite des longitudinalen Spalt  $s$  bestimmt ist. Die Tabelle 7.1 zeigt die Frequenzen, bei denen die Minima auftreten, und wenn diese nicht bestimmt werden konnten, sind sie nicht eingetragen.

Minimum-Nr.	Geometrie 5		Geometrie 6		Geometrie 7		Geometrie 8	
	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.	$f_{res}$ besch.	$f_{res}$ unbesch.
	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]	[GHz]
1	3,9652	3,9875	4,0348	3,9875	3,9877	3,9875	4,041	3,9875
2	6,5464	6,6043	6,5164	6,6043	6,7784	6,8137	6,7144	6,8137
3	9,3151	9,4514	9,415	9,4514	9,4234	9,4723	9,4505	9,4723
4	11,8548	11,9635	12,1677	12,2147	12,1724	12,2357	12,3328	12,2566
5	14,7275	14,7269	14,7536	14,8315	14,7757	14,8525	15,027	15,0618
6	17,1422	17,3646	17,3186	17,3646	17,4622	17,5739	17,6587	17,6995
7	20,0149	20,1698	20,113	20,1907	20,2322	20,3373	20,4783	20,5466
8	22,5338	22,7447	22,8033	22,8913	22,7937	22,9122	23,1726	23,2262
9	25,3233	25,4453	25,5351	25,6337	25,5844	25,6965	25,7834	25,843
10	28,2168	28,3761	28,3295	28,4179	28,2919	28,4389	28,8119	28,8576
11	30,5483	30,8045	30,9571	31,0766	30,9993	31,0975	31,3808	31,4325
12	33,1921	33,3794	33,5221	33,7981	33,7066	33,8818	34,1587	34,2377
13	35,8983	36,1009	36,4	36,5614	36,3933	36,5824	36,9366	37,0429
14	38,6253	38,8433	38,7565	38,9061	39,1006	39,3038	-	-
15	41,1857	41,4391	41,7176	41,8787	41,8913	42,0881	42,4922	42,5486
16	43,996	44,2443	44,0741	44,2653	44,557	44,7677	45,1238	45,1445
17	46,3483	46,6099	-	-	-	-	-	-
18	-	-	49,7882	49,9804	50,0552	50,3153	50,5961	50,6921
19	-	-	52,2489	52,4715	52,4293	52,7018	53,0188	53,1414
20	-	-	-	-	55,5741	55,9048	56,0473	56,1769
21	57,3188	57,6633	-	-	58,0107	58,3122	58,679	58,8147
22	59,6711	60,0079	60,0065	60,2591	-	-	-	-

Tabelle 7.1: Minima der Coplanar-Leitungen

Analog zu den Microstrip-Resonatoren zeigt sich auch hier klar die Verschiebung der Minima in Richtung niedrigerer Frequenzen. Abbildung 7.9 zeigt diesen Umstand.

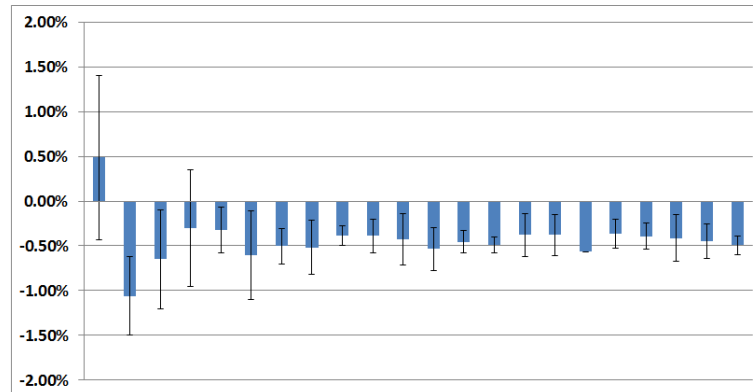


Abbildung 7.9: Prozentuelle Verschiebung der Minima bei Coplanar-Leitungen

Um nun schlussendlich auf die Permittivität zu schließen, wurde wiederum automatisiert der Zusammenhang zwischen  $\varepsilon_{sen}$  und  $\varepsilon_{eff}$  ermittelt. Im Gegensatz zu den Resonatoren ist dies für jede Geometrie einzeln durchzuführen. Abbildung 7.10 zeigt die Simulation des Zusammenhangs zwischen Frequenzverschiebung und Permittivität der Sensorschicht  $\varepsilon_{sen}$ .

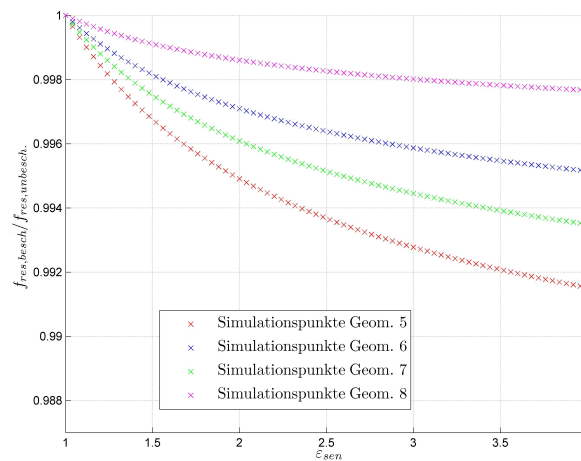


Abbildung 7.10: Verschiebung der Resonanzen in Abhängigkeit der Permittivität der Sensorschicht

Aus diesen Simulationen wurde wiederum mittels Curve-Fitting ein analytischer Zusam-

menhang abgeleitet:

$$\text{Coplanar-Ltg. Geom. 1: } \frac{f_{res,beschichtet}}{f_{res,unbeschichtet}} = 0.152 \varepsilon_{sen}^{-0.5849} + 0.9848 \quad (7.3)$$

$$\text{Coplanar-Ltg. Geom. 2: } \frac{f_{res,beschichtet}}{f_{res,unbeschichtet}} = 0.00847 \varepsilon_{sen}^{-0.5798} + 0.9912 \quad (7.4)$$

$$\text{Coplanar-Ltg. Geom. 3: } \frac{f_{res,beschichtet}}{f_{res,unbeschichtet}} = 0.01162 \varepsilon_{sen}^{-0.5882} + 0.9884 \quad (7.5)$$

$$\text{Coplanar-Ltg. Geom. 4: } \frac{f_{res,beschichtet}}{f_{res,unbeschichtet}} = 0.8253 \varepsilon_{sen}^{-0.001947} + 0.1745 \quad (7.6)$$

Daraus lässt sich nun schlussendlich die Permittivität der Sensorschicht über der Frequenz festlegen. Abbildung 7.11 zeigt die ausgewerteten Permittivitäten. Im Vergleich zu der Permittivität, welche durch die Microstrip-Resonatoren gemessen wurden zeigt sich hier eine signifikant kleinere Streuung.

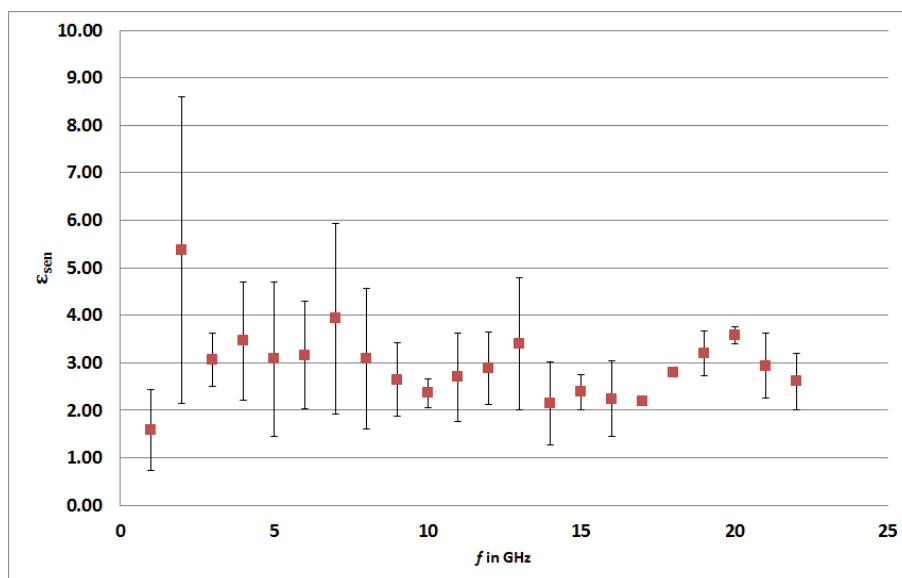


Abbildung 7.11: Permittivität der Sensorschicht über die Frequenz

### 7.3 Beaufschlagung der Coplanar-Leitung mit Kohlendioxid

Um eine Abhängigkeit der Resonanzfrequenzen von der Kohlendioxidkonzentration zu zeigen, wurde eine Fülle von Messungen durchgeführt. Dabei konnte kein Zusammenhang nachgewiesen werden. Die Messungen erfolgten dadurch, dass der Umgebung der Coplanar-Leitungen für eine Zeitdauer von 30 Minuten Kohlendioxid zugeführt wurde. Diese Messungen fanden an allen Strukturen statt, wobei sich bei keiner der Geometrien eine messbare Abweichung einstellte.

Abbildung 7.12 zeigt die Messungen im drei Minuten Intervall. Hier sieht man keine signifikante Verschiebung der Resonanzen weder in positiver noch in negativer Richtung. In einer

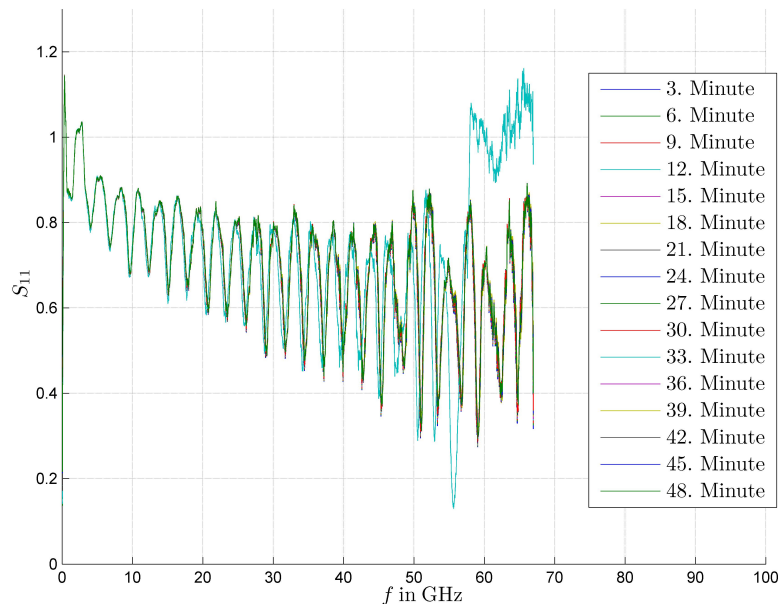


Abbildung 7.12: Kontinuierliche Messungen unter Einfluss von  $CO_2$

Detailansicht wie in Abbildung 7.13 sieht man ebenfalls, dass sich die Resonanzfrequenz nicht in irgendeine Richtung verschiebt. Messungen dieser Art wurden bei jeder Geometrie durchgeführt.

Der Umstand und die Begründung, warum in diesem Setup kein Sensoreffekt nachgewiesen werden konnte, wird in einem eigenen Kapitel abgehandelt.

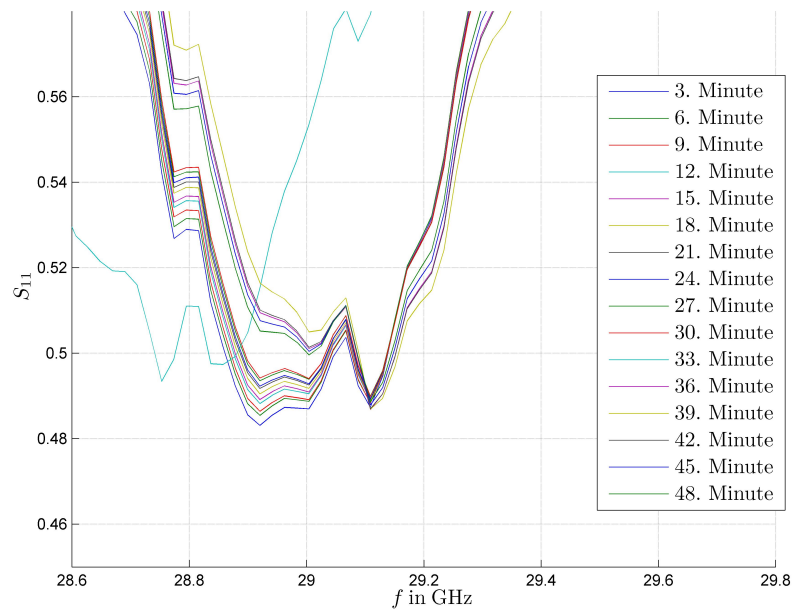


Abbildung 7.13: Kontinuierliche Messungen unter Einfluss von  $CO_2$  im Detail



## 8 Fehleranalyse

Wie in den vorigen Kapiteln schon ersichtlich, konnte keine Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Kohlendioxidkonzentration festgestellt werden. Nun sollen Erklärungen für diesen Umstand dargelegt werden. Im Wesentlichen sind es zwei Punkte, welche einzeln oder auch in Kombination zum Fehlschlagen der Messungen geführt haben könnten:

- Das Fehlen von Feuchtigkeit in der Umgebung der Strukturen
- Eine zu geringe Empfindlichkeit der Strukturen aufgrund der kleinen Schichtdicke

### 8.1 Fehlen von Feuchtigkeit

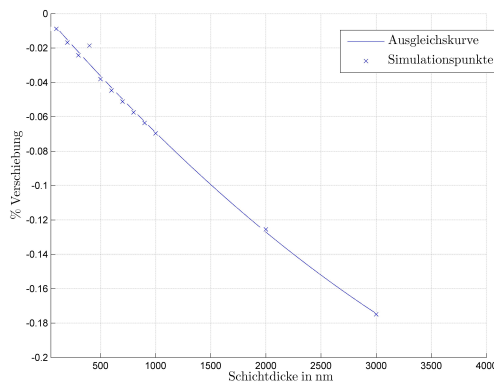
In Kapitel 3.6 wurde kurz erklärt, welche Voraussetzungen erfüllt sein müssen, um die chemische Reaktion zu starten und damit das Kohlendioxid zu binden. Diese sind

- Vorhandensein von Kohlendioxid
- Temperatur über  $60^{\circ}\text{C}$
- Vorhandensein von Feuchtigkeit

Die ersten beiden Punkte sind durch das Einleiten von Gas und durch den beheizten Chuck sichergestellt. Der dritte Punkt, das Vorhandensein von Luftfeuchtigkeit, konnte bei diesem Messaufbau nicht sichergestellt werden. Es wurden mehrere verschiedene Varianten probiert um die Anfeuchtung des Umgebungskohlendioxids sicherzustellen. Es wurden befeuchtete Tücher auf den beheizten Chuck angebracht oder auch die Sensorschicht selbst befeuchtet. Trotz dieser Maßnahmen kann nicht garantiert werden, dass sich genug Feuchtigkeit in der Nähe befand. Abhilfe würde eine Feuchtemessung schaffen oder die gesamte Messung in einem abgeschlossenen Volumen, einer Art „Miniatur-Klimakammer“ durchzuführen.

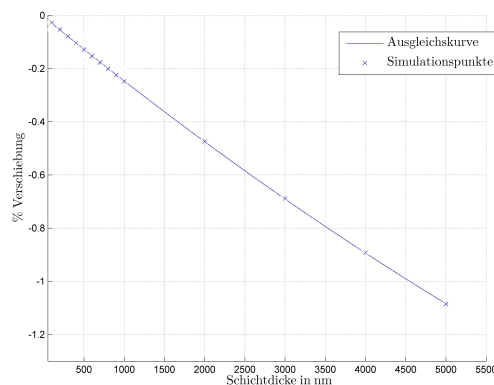
## 8.2 Zu geringe Empfindlichkeit wegen kleiner Schichtdicke

Um die Empfindlichkeiten in Abhängigkeit von der Dicke der Sensorbeschichtung durchzuführen, wurden Simulationen durchgeführt. Bei den Microstrip-Resonatoren ist, wie in Kapitel 7.1 schon erwähnt, a priori jene Geometrie am empfindlichsten, welche den schmalsten Leiter besitzt. Für die Leiterbreite  $B = 105\mu m$  wurde die Frequenzverschiebung simuliert. In Abbildung 8.1, in der die prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei 10%



**Abbildung 8.1:** Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei 10% Zuwachs von  $\epsilon_{sen}$

Zuwachs von  $\epsilon_{sen}$  dargestellt ist, sieht man, dass bei der gegebenen Schichtdicke von  $150nm$  eine Verschiebung von lediglich  $0.01\%$  bewirkt. Dies liegt weit unter der Auflösung der Messrichtung. Erst ab Schichtdicken im  $\mu m$ -Bereich könnte der Effekt messbar sein, jedoch ist er auch hier sehr klein. Microstrip-Resonatoren sind daher eher nicht als Sensoren geeignet. Im Gegensatz dazu ist in Abbildung 8.2 ersichtlich, dass Coplanar-Leitungen eine viel höhere Empfindlichkeit besitzen. Trotzdem ist auch hier eine Beschichtung von  $150nm$  zu dünn. Ab einer Schichtdicke von  $1\mu m$  ist jedoch ein messbarer Effekt zu erwarten.



**Abbildung 8.2:** Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei 10% Zuwachs von  $\epsilon_{sen}$

## 9 Zusammenfassung

Am Beginn wurden sowohl die elektrotechnischen als auch die chemischen Grundlagen kompakt dargestellt. Diese Betrachtungen bieten eine Einführung über das nötige Grundwissen um die Funktionsweise der Resonatoren und der Leitungen zu verstehen. Des Weiteren wurde kurz auf den Mechanismus der Polarisierung eingegangen.

In Abschnitt 6.2 wurde gezeigt, dass sich für die Auslegung und Charakterisierung von Microstrip-Resonatoren aufwendige 3D-Simulationen vermeiden lassen, die gleichen Ergebnisse können aus 2D-Simulationen ebenfalls erzielt werden. Dies gilt insbesondere, wenn die Resonanzfrequenzverschiebung durch die Ankoppelkapazität ebenfalls berücksichtigt wird. Eine detaillierte Herleitung dieser Berücksichtigung wurde in Kapitel 6.2.1 durchgeführt. Ein weiterer Punkt ist die Herleitung der effektiven Permittivität eines beschichteten Microstrip-Resonators mit unendlich ausgedehnter Schichtdicke in Kapitel 6.1, welche so in der Literatur nicht zu finden ist. Dieser analytische Zusammenhang gibt eine erste Abschätzung, wie sich die Permittivität einer Beschichtung auf das elektrische Verhalten auswirkt.

Der Schwerpunkt der vorangegangenen Kapitel wurde auf die Analyse der Permittivität bei Raumluft gelegt, da dies eine wichtige Vorstufe zum eigentlichen Sensoreffekt ist. Es wurde die Permittivität über den Frequenzbereich von 1 bis 67 GHz sowohl mit Microstrip-Resonatoren als auch mit Coplanar-Leitungen vermessen. Während die Resonatoren aufgrund ihrer Geometrie eine sehr hohe Streuung der Messwerte aufweisen, kann die Permittivität mit Hilfe der Coplanar-Leitungen gut ermittelt werden, wie in Abbildung 7.11 ersichtlich ist.

Der eigentliche Sensoreffekt konnte nicht nachgewiesen werden, was mehrere Ursachen haben kann. Der erste Punkt ist, dass um die chemische Reaktion ablaufen zu lassen, Luftfeuchtigkeit zwingend in der Umgebung der Strukturen vorhanden sein muss. In diesem Messaufbau konnte dies jedoch nicht garantiert werden. Es wurde versucht ein Stück befeuchtetes Tuch in die Nähe des Resonators zu geben, dies allein garantiert jedoch keine ausreichende Befeuchtung. Des Weiteren ist die Dicke der Beschichtung, welche in Kapitel 3.7 gemessen wurde, mit 150 nm viel zu dünn um einen messbaren Sensoreffekt zu erzielen. In Kapitel 8 wurde die Empfindlichkeit der Strukturen berechnet und gezeigt, dass erst bei Schichtdicken im  $\mu\text{m}$ -Bereich dieser nachweisbar ist. Hier wurde auch gezeigt, dass Microstrip-Resonatoren als Sensoren

eher nicht geeignet sind.

Der Umstand der zu dünnen Beschichtung ist schon allein daraus ersichtlich, dass der Unterschied zwischen beschichteten und unbeschichteten Strukturen knapp oberhalb der Messbarkeitsschwelle liegt. Demnach ist es nicht verwunderlich, dass eine kleine Änderung der Sensorpermittivität bei bereits beschichteten Strukturen zu unmessbar kleinen Frequenzverschiebungen führt. Eine dickere Schicht wirft jedoch die Frage auf, bis in welche Tiefe Kohlendioxid in die Sensorschicht diffundiert.

Allgemein lässt sich sagen, dass in dieser Arbeit das erste Mal beschichtete HF Strukturen als potentielle Sensoren zur Anwendung kamen und der Grundstein für weitere Untersuchungen gelegt wurde. Insbesondere im Bereich der Simulation und Auslegung konnte eine sehr gute Übereinstimmung mit Messergebnissen erzielt werden. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, neue Geometrien von Resonatoren zu entwerfen, welche eine höhere Empfindlichkeit auf Permittivitätsänderungen zeigt.

# Tabellen und Berechnungen

## A.1 Herleitung der S-Parameter aus den A-Parametern einer Leitung

Die Z-Parameter berechnen sich aus den A-Parametern mit:

$$\mathbf{Z} = \frac{1}{A_{21}} \begin{bmatrix} A_{11} & \det(\mathbf{A}) \\ 1 & A_{22} \end{bmatrix}$$

wobei

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \cos(\beta l) & j Z_w \sin(\beta l) \\ \frac{j \sinh(\beta l)}{Z_w} & \cos(\beta l) \end{bmatrix}$$

ist. Die Determinante von  $\mathbf{A}$  ist 1.  $\mathbf{S}$  berechnet sich mit

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \left( \frac{\mathbf{Z}}{Z_0} - \mathbf{E} \right) \left( \frac{\mathbf{Z}}{Z_0} + \mathbf{E} \right)^{-1}$$

Alles zusammen eingesetzt ergibt

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} a \cos(\beta l) - 1 & a \\ a & a \cos(\beta l) - 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \cos(\beta l) + 1 & a \\ a & a \cos(\beta l) + 1 \end{bmatrix}^{-1}$$

wobei

$$a = \frac{Z_w}{j \sin(\beta l) Z_0}$$

ist. Durch Invertierung und Ausmultiplizieren schließlich

$$\mathbf{S} = \frac{1}{(a \cos(\beta l) + 1)^2 - a^2} \cdot \begin{bmatrix} (a \cos(\beta l) - 1)(a \cos(\beta l) + 1) - a^2 & 2a \\ 2a & (a \cos(\beta l) - 1)(a \cos(\beta l) + 1) - a^2 \end{bmatrix}$$

und mit  $(a^2 + b^2)(a^2 - b^2) = a^2 - b^2$  schließlich

$$\mathbf{S} = \frac{1}{(a \cos(\beta l) + 1)^2 - a^2} \begin{bmatrix} a^2 \cos^2(\beta l) - a^2 - 1 & 2a \\ 2a & a^2 \cos^2(\beta l) - a^2 - 1 \end{bmatrix}$$

## Literaturverzeichnis

- [1] Norbert Schroeder. Sensor markets 2016. Technical report, Intechno Consulting, 2012.
- [2] P. Gründler. *Chemische Sensoren: Eine Einführung für Naturwissenschaftler und Ingenieure*. Springer, 2004.
- [3] J. Staab. *Industrielle Gasanalyse*. Oldenbourg Wissensch.Vlg, 1994.
- [4] Shen Lin and Brian W. Kernighan. Amperometric gas sensorss - a review. *Chem. Rev.*, 108:352–366, 2008.
- [5] Fraunhofer. <http://www.emft.fraunhofer.de>. 17.10.2013.
- [6] W. Klein. *Vierpoltheorie*. BI Wissenschaftsverlag, 1972.
- [7] Beck. *ABC der Lack- und Kunstharzisolierung für die Elektrotechnik*. BASF Farben + Fasern AG/Beck Elektro-Isolersysteme, 1974.
- [8] K.C. Gupta. *Microstrip Lines and Slotlines*. Artech House Antennas and Propagation Library. Artech House, Incorporated, 1979.
- [9] Ellen Ivers-Tiffée and Waldemar von Münch. *Werkstoffe Der Elektrotechnik*. Vieweg Verlag, Friedr. & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, 2007.
- [10] F. Brandenburg, A.; Edelhäuser; R.; Hutter. Integrated optical gas sensors using organically modified silicates as sensitive films. *Sensors and Actuators B*, 11:361–374, 1993.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Messkette . . . . .	1
1.2	Prognostizierte Marktentwicklung bei Sensoren (aus [1]) . . . . .	2
2.1	Polyimidfolie mit verschiedensten HF Strukturen . . . . .	6
2.2	Nahaufnahme mit Resonatoren verschiedenster Längen und Breiten . . . . .	7
2.3	Die Folie ist biegsam und geeignet für eine Fülle von Anwendungen . . . . .	7
2.4	Beschichtete Microstrip-Resonatoren, die Beschichtung beginnt an den mit Pfeilen markierten Kanten . . . . .	8
2.5	Beinflussungskette zur Bestimmung der Gaskonzentration . . . . .	9
3.1	Prinzipieller Aufbau eines Microstrip-Resonators . . . . .	11
3.2	Prinzip eines zweiseitig angespeisten, kapazitiv angekoppelten Microstrip-Resonators (Draufsicht) . . . . .	11
3.3	Nummerierung der Resonanzen: 1. Resonanz, 2. Resonanz, 3. Resonanz ( $n$ sind Vielfache der Wellenlänge) . . . . .	15
3.4	Prinzipieller Aufbau einer Coplanar-Leitung . . . . .	15
3.5	$\epsilon_{sub}$ über die Frequenz $f$ . . . . .	17
3.6	Oberfläche der Kupferleiterbahn . . . . .	18
3.7	Prinzipelles Feldbild einer Welle im Querschnitt. Schwarze Linien: E, graue Linien: H. Da die größte Feldstärke an den Ecken auftritt, besitzt die Rauigkeit an der Leiterbahnoberseite kaum Einfluss auf das elektrische Verhalten [8] . .	19
3.8	Querschnitt eines Microstrip-Resonators . . . . .	19
3.9	Ein elektrisches Feld verschiebt den positiven Ladungsschwerpunkt (aus [9]) .	20
3.10	Ein elektrisches Feld verschiebt in einem Ionengitter die Ionen (aus [9]) . . . .	21
3.11	Dipole richten sich entlang des Feldes aus [9] . . . . .	22
3.12	Real- und Imaginärteil der Permittivität in Abhängigkeit der Frequenz (aus [9])	23
3.13	Strukturformel von (3-Aminopropyl)trimethoxysilan . . . . .	24
3.14	Strukturformel von Trimethoxy(propyl)silan . . . . .	24
3.15	Prinzip eines Interdigitalkondensators mit Größenbezeichnungen . . . . .	25



3.16	Messungen über die Zeit zeigen die Abhängigkeit der Kapazität des Interdigitalkondensators von der Kohlendioxidkonzentration . . . . .	26
3.17	Rückrechnung der Permittivität der Sensorschicht aus der Kapazität des Interdigitalkondensators (Messungen über die Zeit) . . . . .	27
3.18	Messungen an der Kante der Beschichtung . . . . .	28
4.1	Draufsicht der Microstrip-Resonatoren. Alle Abmessungen in $\mu m$ . . . . .	29
4.2	Draufsicht der Coplanar-Leitungen. Alle Abmessungen in $\mu m$ . . . . .	30
5.1	Messplatz . . . . .	32
5.2	Messplatz . . . . .	33
5.3	Messplatz . . . . .	33
5.4	Ankontaktierung unter dem Mikroskop . . . . .	34
5.5	Networkanalyzer auf einem Wagen . . . . .	35
5.6	Schachtel, mit deren Hilfe Kohlendioxid auf die HF-Strukturen geleitet wird .	36
5.7	Gasflasche mit Druckreduzierer . . . . .	36
5.8	S-Parameter ungeglättet in dB (oben), S-Parameter ungeglättet linear (mitte) und S-Parameter geglättet linear (unten) . . . . .	38
6.1	Querschnitt der Geometrie 1 mit Größenbezeichnungen für die analytische Betrachtung . . . . .	40
6.2	Feldbild für $\epsilon_{sub} = 3.27$ und $\epsilon_{sen} = 5$ , durchgezogene Linien: Äquipotentiallinien	42
6.3	Feldbilder der 2D Simulation . . . . .	44
6.4	2. und 3. Resonanz (Betrag der elektrischen Feldstärke bei $90^\circ$ ) . . . . .	44
6.5	Transmissionsparameter $S_{21}$ über die Frequenz . . . . .	45
6.6	Transmissionsparameter $S_{21}$ über die Frequenz . . . . .	46
6.7	Die Koppelkapazität verschiebt die Resonanzen nach unten (Schnittpunkte zwischen der Gerade und Tangens) . . . . .	48
6.8	System aus Kapazitäten bei der Berechnung der Koppelkapazität. . . . .	49
6.9	Vergleich zwischen Messung und Simulation . . . . .	51
6.10	Resonatoren der Geometrie 1-3 zeigen keine Resonanzen . . . . .	52
6.11	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 4 . . . . .	53
6.12	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 5 . . . . .	53
6.13	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 6 . . . . .	54
6.14	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 7 . . . . .	54
6.15	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 8 . . . . .	55
6.16	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 9 . . . . .	55

---

6.17	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 10 . . . . .	56
6.18	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 11 . . . . .	56
6.19	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 12 . . . . .	57
6.20	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 13 . . . . .	57
6.21	Beschichteter und unbeschichteter Resonator der Geometrie 14 . . . . .	58
6.22	Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei Geometrien von Typ 1	62
6.23	Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei Geometrien von Typ 2	62
6.24	Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei Geometrien von Typ 3	62
6.25	Verschiebung der Resonanzen in Abhängigkeit der Permittivität der Sensorschicht	63
6.26	Permittivität der Sensorschicht über die Frequenz . . . . .	64
7.1	Feldbild des Querschnitts eines Microstrip-Resonator . . . . .	66
7.2	Feldbild an der Ecke zwischen Leiter, Substrat und Sensor im Detail . . . . .	66
7.3	Feldbild des Querschnitts einer Coplanar-Leitung . . . . .	67
7.4	Feldbild an der Ecke zwischen Leiter, Substrat und Sensor im Detail (Coplanar- Leitung) . . . . .	67
7.5	Beschichtete und unbeschichtete Coplanar-Leitung der Geometrie 5 . . . . .	68
7.6	Beschichtete und unbeschichtete Coplanar-Leitung der Geometrie 6 . . . . .	69
7.7	Beschichtete und unbeschichtete Coplanar-Leitung der Geometrie 7 . . . . .	69
7.8	Beschichtete und unbeschichtete Coplanar-Leitung der Geometrie 8 . . . . .	70
7.9	Prozentuelle Verschiebung der Minima bei Coplanar-Leitungen . . . . .	72
7.10	Verschiebung der Resonanzen in Abhängigkeit der Permittivität der Sensorschicht	72
7.11	Permittivität der Sensorschicht über die Frequenz . . . . .	73
7.12	Kontinuierliche Messungen unter Einfluss von $CO_2$ . . . . .	74
7.13	Kontinuierliche Messungen unter Einfluss von $CO_2$ im Detail . . . . .	75
8.1	Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei 10% Zuwachs von $\varepsilon_{sen}$	77
8.2	Prozentuelle Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei 10% Zuwachs von $\varepsilon_{sen}$	77

# Tabellenverzeichnis

4.1	Verschiedene Variationen der Microstrip-Resonatoren . . . . .	30
4.2	Verschiedene Variationen der Coplanar-Leitungen . . . . .	30
6.1	Vergleich der analytischen Formel 6.14 mit 2D Simulationsergebnissen . . . . .	42
6.2	Vergleich der Resonanzfrequenzen der 2D- und 3D-Simulationen . . . . .	45
6.3	Kapazitätsbeläge in Abhängigkeit der Gapweite $G$ . . . . .	49
6.4	Ankoppelungskapazitäten der einzelnen Resonator-Geometrien . . . . .	50
6.5	Vergleich der Resonanzfrequenzen der 2D- und 3D-Simulationen, wobei die Resonanzen um den Einfluss der Koppelkapazität korrigiert wurden . . . . .	50
6.6	Resonanzfrequenzen der Geometrien von Typ 1 . . . . .	59
6.7	Resonanzfrequenzen der Geometrien von Typ 2 . . . . .	60
6.8	Resonanzfrequenzen der Geometrien von Typ 3 . . . . .	61
7.1	Minima der Coplanar-Leitungen . . . . .	71

# Symbole

$\alpha$	Dämpfungsmaß [1/m]
$\alpha_{el}$	Polarisierbarkeit [ $Cm^2/V$ ]
$\alpha_{ion}$	Polarisierbarkeit [ $Cm^2/V$ ]
<b>A</b>	A-Parametermatrix [–]
$A_{11}$	Reziproke Spannungsübersetzung [–]
$A_{12}$	Negative, reziproke Steilheit [–]
$A_{21}$	Reziproke Kernimpedanz vorwärts [–]
$A_{22}$	Reziproke Kurzschluss-Stromübersetzung [–]
$\beta$	Wellenausbreitungsmaß [1/m]
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit des Vakuums [m/s]
$\chi$	Suszeptibilität [–]
$\vec{D}$	Elektrische Verschiebung [ $C/m^2$ ]
$\vec{E}$	Elektrisches Feld [V/m]
$e_0$	Elementarladung [C]
$\varepsilon$	Permittivität [ $F/m$ ]
$\varepsilon_0$	Permittivität des Vakuums [ $F/m$ ]
$\varepsilon_{eff}$	effektive Permittivität [–]
$\varepsilon_r$	relative Permittivität [–]

---

$f$	Frequenz [1/s]
$f_{res}$	Resonanzfrequenz [1/s]
$g_w$	Ausbreitungskoeffizient [-]
$k$	Boltzmann-Konstante [J/K]
$\kappa$	Federkonstante [N/m]
$l$	Geometrische Länge [m]
$\lambda$	Wellenlänge [m]
$\mu$	Permeabilität [H/m]
$\mu_0$	Permittivität des Vakuums [H/m]
$n$	Vielfaches [-]
$\vec{P}$	Polarisation [C/m <sup>2</sup> ]
$\vec{p}$	Dipolmoment [Cm]
$Q$	Ladung [C]
$R$	Atomradius [m]
<b>S</b>	S-Parametermatrix [-]
$S_{11}$	Reflexionsfaktor an Tor 1 [-]
$S_{12}$	Transmissionsfaktor von Tor 1 zu Tor 2 [-]
$S_{21}$	Transmissionsfaktor von Tor 2 zu Tor 1 [-]
$S_{22}$	Reflexionsfaktor an Tor 2 [-]
$\sigma$	Konzentration [1/m <sup>3</sup> ]
$T$	Temperatur [K]
$v$	Ausbreitungsgeschwindigkeit [m/s]
$Z$	Kernladungszahl [-]

---

$Z_w$	Wellenwiderstand [ $\Omega$ ]
$Z_0$	Impedanz der Messeinrichtung [ $\Omega$ ]
$\mathbf{Z}$	Z-Parametermatrix [ $\Omega$ ]
$Z_{11}$	Eingangs-Leerlaufimpedanz an Tor 1 [ $\Omega$ ]
$Z_{12}$	Leerlauf-Kernimpedanz von Tor 1 zu Tor 2 [ $\Omega$ ]
$Z_{21}$	Leerlauf-Kernimpedanz von Tor 2 zu Tor 1 [ $\Omega$ ]
$Z_{22}$	Eingangs-Leerlaufimpedanz an Tor 2 [ $\Omega$ ]