

博士論文（2022年度）

次世代高速大容量通信の低消費電力化のための
高周波基板材料測定に関する研究

宇都宮大学大学院 工学研究科 システム創生工学専攻

平山 直樹

目次

次世代高速大容量通信の低消費電力化のための 高周波基板材料測定に関する研究.....	1
第 1 章 序論.....	4
1.1 次世代高速大容量通信における消費電力低減の必要性和それを左右する高周波回路の伝送損失について	4
1.2 伝送損失の改善に向けた誘電体材料と導体材料の測定技術開発の必要性について..	5
1.3 研究の概要.....	9
第 2 章 誘電体材料の複素誘電率測定法の開発	11
2.1 測定原理.....	12
2.1.1 PTFE シートを装荷した TM_{0m0} モード平衡形円板共振器.....	12
2.1.2 平衡形円板共振器へ PTFE シートを装荷する狙い.....	13
2.1.3 測定公式の導出	15
2.1.4 数値計算結果の有効性検証.....	17
2.1.5 複素誘電率測定における不確かさ	19
2.2 測定装置および測定方法.....	20
2.2.1 測定装置	20
2.2.2 円形銅箔および導体平板の実効導電率測定と, PTFE シートの複素誘電率測定	24
2.2.3 装荷する PTFE シート厚みの決定方法	26
2.3 測定結果.....	29
2.3.1 PTFE シートの装荷有無による LCP 基板の共振波形の比較	29
2.3.2 FR4 基板の複素誘電率測定結果.....	30
2.3.3 LCP 基板, PTFE 系基板の複素誘電率測定結果	32
第 3 章 銅張り基板の界面導電率と表面導電率測定法の開発	35
3.1 測定原理.....	36
3.1.1 NRD ガイド励振による TE_{028} モードサファイア円柱共振器.....	36
3.1.2 NRD ガイド励振の狙い.....	38
3.1.3 測定公式.....	42
3.1.4 数値計算結果の有効性検証.....	44
3.1.5 界面導電率と表面導電率測定における不確かさ	46
3.2 測定装置および測定方法.....	47
3.2.1 測定装置	47
3.2.2 二共振器法によるサファイア円柱の複素誘電率と, 遮蔽導体板の実効導電率測定	49
3.2.3 分割円筒空洞共振器法による誘電体基板の複素誘電率測定.....	52

3.3 測定結果.....	54
3.3.1 励振方法による LCP 銅張り基板の共振波形の比較	54
3.3.2 LCP と PTFE 系銅張り基板の実効導電率測定結果.....	56
3.3.3 ループ励振と組み合わせた LCP と PTFE 系銅張り基板の周波数依存性測定結果	58
第 4 章 複素誘電率および界面導電率と表面導電率の測定結果を用いた伝送損失のシミュレーション.....	61
4.1 計算モデル (マイクロストリップ線路)	62
4.2 LCP と PTFE 系基板の伝送損失の計算結果と本研究技術の有効性について	63
第 5 章 結論.....	67
謝辞.....	69
参考文献	70
付録.....	74
A PTFE シートを装荷した平衡形円板共振器における解析式の導出.....	74
A.1 (2.6) 式における共振周波数の導出	74
A.2 (2.7) 式における無負荷 Q 値の導出.....	81
B 界面導電率 σ_{ri} の周波数依存性の測定結果と Gradient Model により計算された σ_{eff} との比較.....	82

第1章 序論

1.1 次世代高速大容量通信における消費電力低減の必要性とそれを左右する高周波回路の伝送損失について

移動体通信システムの進歩に伴い、高速大容量通信化が進んでいる。近年では、通信インフラとして、第5世代移動通信システム(5G)の商用サービスがはじまっている。5Gの商用化により高速大容量通信が可能となり、4K・8Kといった高精細映像の配信や、仮想現実(Virtual Reality, VR)、拡張現実(Augmented Reality, AR)技術の利用が進むことが期待されている。また、超低遅延でタイムラグがほとんどなく、産業、農業、建設、医療などのさまざまな現場における作業機械のリアルタイム遠隔操作や、車々間通信・路車間通信を使った運転支援システム(Intelligent Transport Systems, ITS)や、自動車の自動運転化が進む。さらに多数端末の同時接続により、家庭をはじめとした様々な場所でのIoT機器の浸透が進むことが予想されている。5Gでは、マイクロ波からミリ波にわたる広帯域の周波数が利用される見込みである。Sub6帯と呼ばれる6GHz以下の周波数に加えて、28GHz帯のミリ波付近の周波数帯が割り当てられている。一般的な移動体通信で利用されていなかったミリ波付近の周波数を用いることで広い帯域を確保し、高速大容量通信を実現することが可能である。さらに次世代の5G-evolutionではより高い周波数として最大90GHzまで、さらに6Gでは300GHzまでの周波数の利用が検討されている。

一方で、消費電力を左右する回路基板の伝送損失は、周波数が高くなるほどに増大してしまう。さらに周波数が高いほど直進性が強く障害物に回り込みにくいため、ミリ波では電波を飛ばせる範囲が狭くなり、広範囲のカバーには向いていないという特徴がある。そのためミリ波が使用できるエリアを広げるためには、より多くの基地局の設置が必須となる。今後、次世代移動体通信においては、益々消費電力増大に関する問題が顕在化することが予想されるため、低消費電力化を進めることが不可欠とされる。

1.2 伝送損失の改善に向けた誘電体材料と導体材料の測定技術開発の必要性について

低消費電力化を進めるために、低損失な基板材料の開発が必要とされる。図 1.1 は代表的なマイクロストリップ線路の模式図を示している。回路基板の伝送損失 α は、下記式のように、誘電体損失 α_d 、導体損失 α_c 、および放射損失 α_r から成る。

$$\alpha = \alpha_d + \alpha_c + \alpha_r \quad (1.1)$$

そのうち、放射損失は回路設計によって決まるため、基板材料の開発にとっては誘電体損失と導体損失を改善することが求められる。誘電体損失 α_d は、周波数 f 、誘電体材料の複素誘電率（比誘電率 ϵ_r 、誘電正接 $\tan\delta$ ）と以下の関係がある。

$$\alpha_d \propto f \times \sqrt{\epsilon_r} \times \tan\delta \quad (1.2)$$

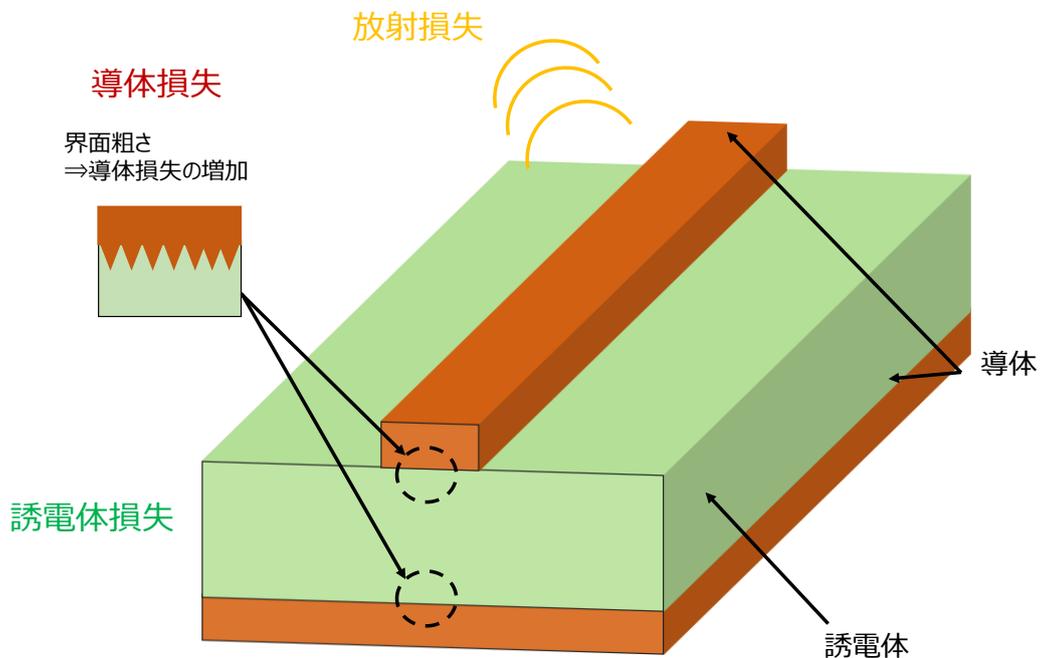


図 1.1 代表的なマイクロストリップ線路における伝送損失の内訳

また、導体損失 α_c は、導体材料の実効導電率 σ と以下の関係がある。

$$\alpha_c \propto \sqrt{f/\sigma} \quad (1.3)$$

つまり、誘電体損失、導体損失の改善のためには、誘電体材料の複素誘電率と導体材料の実効導電率を測定することが必要不可欠となる。

現在、マイクロ波・ミリ波帯における通信システムにおいて有機材料やセラミックス材料が使用されているが、そのうちガラスクロス含浸材料、あるいは分子配向する材料等においては、複素誘電率に異方性があることが知られている[1]。そのため、基板に対して平行な方向と、厚み方向で複素誘電率の異方性を測定することが求められる。

マイクロ波・ミリ波帯における基板に平行な方向 (**tangential direction**) の複素誘電率 (比誘電率 ϵ_{rt} , 誘電正接 $\tan\delta_t$) の測定方法は、国際電気標準会議 (International Electrotechnical Commission, IEC) 62652 である TE₀₁₁ モードの分割円筒空洞共振器法[2]-[6]や、IEC61388-1-4 (b) である TE₀₁₁ モードの遮断円筒導波管法[7]-[10]により行われている。一方、基板に対して垂直な方向 (**normal direction**) の複素誘電率 (比誘電率 ϵ_{rn} , 誘電正接 $\tan\delta_n$) の測定方法は、IEC63185 である TM_{0m0} モードの平衡形円板共振器法[11]-[15]により行われている。特に、近年では 5~170 GHz の広い周波数帯で測定された研究報告もある[14]。

これらの共振器法では、共振器の共振周波数 f_0 と、無負荷 Q 値 (Q_u) を測定し、複素誘電率を計算する。その精度を確保する手段として、モード整合法による共振電磁界解析が行われている[16]-[18]。一般的に、共振器の Q_u が低くなると隣接する共振モードの影響を受け易くなるため、共振波形に歪みが生じ、複素誘電率を正確に測定することが困難となる。特に平衡形円板共振器においては、被測定基板が、厚さ 0.1 mm 以下と薄い、あるいは多くの有機材料のように誘電正接が 10^{-3} ~ 10^{-2} 程度の中損失基板の場合には、 Q_u が 100 前後と非常に低くなり、共振波形に歪みが生じるため複素誘電率を正確に測定できないという課題があった[19]。今後、次世代移動体通信においては、より基板の薄層化、安価な有機材料の利用が進むことが予想される。そのため、薄い、あるいは中損失材料における基板厚み方向の複素誘電率測定技術の開発が望まれる。

マイクロ波・ミリ波帯で使用される平面回路において、銅張り基板や低温同時焼成セラミックス (LTCC) 基板がよく使用される。銅張り基板では、銅箔と基板との界面で強い接着力を保持するために、銅箔の接着面を粗くすることが一般的である。LTCC 基板では、その焼成プロセスや原料によって、導体とセラミックスの界面が粗い構造になっている。マイクロ波帯では、導体の表皮深さがサブ μm オーダであるため、導体の界面側の粗さによって実効導電率が低下す

る[20]。この効果は、ミリ波帯ではより顕著となる。平面回路に使用されるマイクロストリップ線路、ストリップ線路、コプレーナ線路等において導体損失に対する、誘電体側での導体の実効導電率（界面導電率 σ_i ）と、表面側（銅張り基板では光沢面側）での導体の実効導電率（表面導電率 σ_s ）の寄与は異なる。従って、 σ_i と σ_s を別々に測定することが重要となる。

マイクロ波帯での σ_i , σ_s を測定するために、小型のループアンテナ励振による TE₀₁₁ または TE_{01δ} モードの誘電体円柱共振器を用いた測定方法が報告されている[20]-[29]。このうち、[24], [25], [27]-[29]は、誘電体円柱共振器を被測定基板である銅張り基板で挟み込む方法である。これらの技術に基づき、IEC61338-1-3と、IEC61338-1-5 が制定されている[23], [28]。また、誘電体円柱共振器を銅張り基板上に配置する手法もある[26]。しかし、これらの方法[20]-[29]の適用範囲は、マイクロ波帯付近の周波数における σ_i と σ_s の測定に限定されている。最近では、同軸ケーブルの切断面を用いた励振による TM_{0m0} モード平衡形円板共振器を用いて、10~120 GHz における σ_i を測定した研究報告がある[30]。しかし、この方法では、 σ_i を測定するためには、 σ_s は平衡形円板共振器の導体平板及び円形銅箔の実効導電率と同じ値であると仮定する必要があり、 σ_i と σ_s を別々に測定することができない。この仮定は一般的に不正確であり、 σ_i の測定において無視できない誤差が生じる。また、この研究では、平衡形円板共振器の導体平板または円形銅箔と、銅張り基板の誘電体面との間に生じる僅かなエアギャップの影響により、 σ_i の測定において大きな誤差が生じることが示唆されている。

小型のループアンテナ励振による TE モードの誘電体円柱共振器を用いた σ_i と σ_s の測定における課題は2つある。1つ目は、60 GHz 以上では誘電体円柱共振器の高さが 1 mm 以下と小さくなり過ぎるため、ループアンテナ（市販で購入できる最も小さいサイズ：同軸外径 0.9 mmΦ）を使った測定系の構築自体が難しくなる。2つ目は、周波数が高くなると、バックグラウンドレベルの増加や共振ピークの歪みが生じ易くなるために、 σ_i と σ_s を正確に測定できないことである。

ループアンテナによる誘電体円柱共振器のミリ波帯での励振の難しさは、すでに石川らによって述べられており[31]、石川らは、ループアンテナの代わりに、非放射性誘電体導波路（Non-Radiative Dielectric waveguide, NRD ガイド）[32]を用いて誘電体円柱共振器を励振し、ミリ波帯の複素比誘電率を測定する技術を開発している。彼らは、NRD ガイド励振の利点として、NRD ガイドの主伝送モードの Longitudinal-section magnetic mode（LSM モード）がガイドの切断面から空間に広がり、TE モードの誘電体円柱共振器の磁場と結合しやすいため、共振器と NRD ガイドの距離をループアンテナ励振より大きくできることを挙げている。さらに、中山ら[33],[34]は、単結晶サファイアで作製した TE_{02δ} モードと TE₀₂₁

モードの共振器の無負荷 Q 値の差から、遮蔽導体板の実効導電率を正確に測定し、NRD ガイド励振によるミリ波周波数での複素誘電率測定精度を向上させた。この技術に基づき、IEC61338-1-4 (a) が制定されている[35]。しかし、NRD ガイドの遮蔽導体板の間隔は $1/2$ 波長以下、つまり 60GHz においては 2.5mm 以下に設定しなければならず、遮蔽導体板の代わりに銅張り基板の誘電体面で挟むとこの条件が満たされない。また銅張り基板によって、NRD ガイドの伝送損失まで変わってしまうという問題があるため、これまで銅張り基板の σ_i と σ_s 測定へ IEC61338-1-4 (a) を適用できていなかった。そのため、60GHz 以上における銅張り基板の σ_i と σ_s 測定技術の開発が望まれている。

1.3 研究の概要

本研究の目的は、マイクロ波・ミリ波帯における誘電体の複素誘電率と、導体の実効導電率の高精度な測定方法を確立することである。1.2節で述べた測定技術における課題を解決するため、0.1 mm以下の薄い基板、あるいは誘電正接が $10^{-2} \sim 10^{-3}$ の中損失基板における基板厚み方向の比誘電率 ϵ_{rn} と誘電正接 $\tan\delta_n$ の測定技術を開発する。さらに、60GHz以上における銅張り基板の界面導電率 σ_i と表面導電率 σ_s の測定技術を開発する。図1.2に、マイクロ波・ミリ波帯における基板材料の標準的な測定方法と、本研究で取り組む領域について示す。

本論文の構成は全5章で構成される。

まず、第1章は序論であり、本論文の背景および目的と概要を示す。

第2章では、誘電体材料の複素誘電率測定法の開発について述べる。従来の平衡形円板共振器に比べて Q_u の増加を図るため、ポリテトラフルオロエチレン(PTFE)シートを装荷した TM_{0m0} モード平衡形円板共振器を考案する。PTFEシートを平衡形円板共振器に装荷すると、導体間隔が広がることにより導体損失によるQ値(Q_c)が向上する。また、測定試料が中損失材料の場合、測定試料への電界エネルギー集中率が低下することで誘電体損失によるQ値(Q_d)が向上する。 Q_c と Q_d がそれぞれ向上することにより、測定試料単体により平衡形円板共振器を構成した場合に比べ Q_u が高くなる。一方、電磁界解析が複雑になるため、3つの解析モデルを併用することで共振周波数 f_0 と Q_u の計算において簡便化を図り、効率的な複素誘電率計算を実現する。また、実際に、FR4基板(ガラスクロス含侵エポキシ基板)や、液晶ポリマー(LCP)基板、セラミックスフィラーを含有したPTFE基板(以降、PTFE系基板)材料において本手法を用いて複素誘電率を測定することにより、本手法の有効性を示す。

第3章では、NRDガイド励振による TE_{028} モードサファイア円柱共振器を用いた銅張り基板の界面導電率と表面導電率測定法の開発について述べる。小型のループアンテナによる励振ではなく、60GHz以上においても測定系を構築し易いNRDガイドによる励振方法を用いる。NRDガイドによる励振においては、上下遮蔽導体板を銅張り基板に置き換えた場合に遮断条件が満足できずに電磁界が放射してしまうが、本研究では銅張り基板を低背のサファイア円柱と下部遮蔽導体板の間に挿入することによって、これを解決する。遮蔽導体板の間隔よりも十分に高さの低いサファイア円柱を用いることにより、銅張り基板付近に電磁界が集中するため銅張り基板の実効導電率を感度良く測定可能となる。また、任意の厚みの銅張り基板を配置でき、またそれを上下裏返すことで、容

易に界面および表面導電率測定が可能となる。さらに、60GHz以上の界面導電率と表面導電率の測定においては、バックグラウンドレベルの上昇や共振波形の歪みが生じやすく測定精度低下の原因となるが、NRDガイドによる励振を用いることで、ループアンテナによる励振に比べて、それらを抑制した測定が可能であることをシミュレーションと実験を通して検証する。また、実際に、LCP、PTFE系の銅張り基板において本手法を用いて界面導電率と表面導電率を評価することにより、本手法の有効性を示す。

第4章では、本研究で開発した2種類の測定技術を用いて得られた複素誘電率および、界面導電率と表面導電率の周波数依存性をシミュレーションに反映することで、伝送線路における伝送損失の計算精度が向上することを示す。さらに、誘電体損失と、導体損失を切り分けて評価することが可能となり、低消費電力化のための基板材料開発につながることを示す。

第5章は結論である。

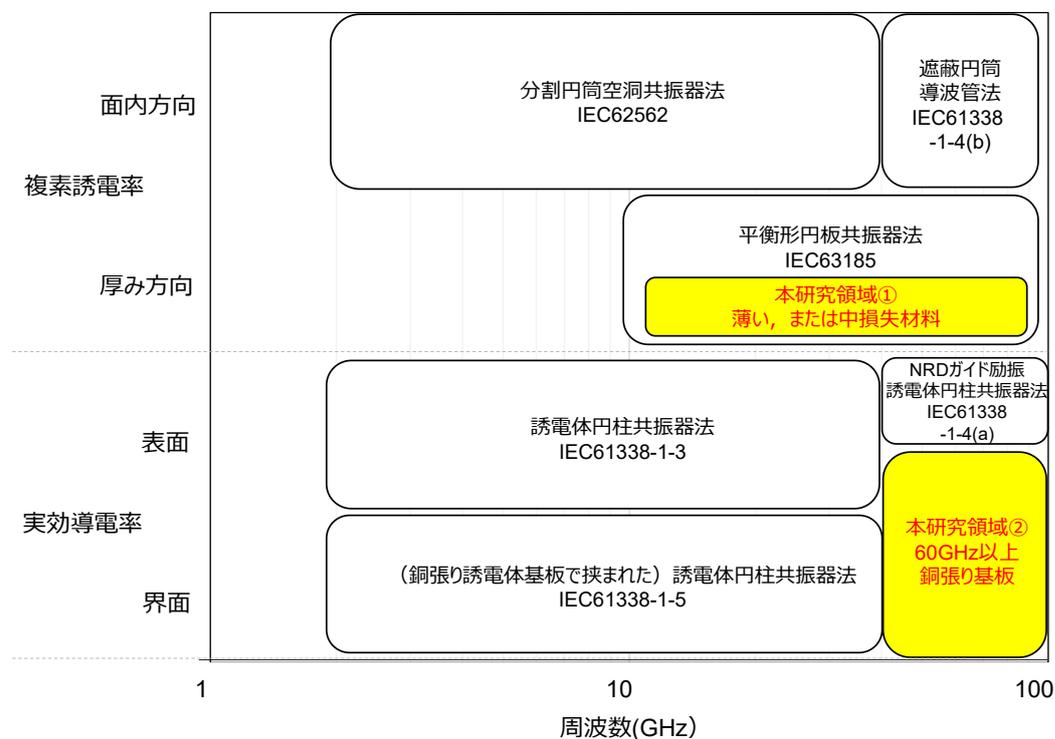


図 1.2 マイクロ波・ミリ波帯における基板材料の標準的な測定方法と本研究領域について

第2章 誘電体材料の複素誘電率測定法の開発

第1章に述べたように、従来の平衡形円板共振器においては、被測定基板が、厚さ 0.1mm 以下と薄い、あるいは多くの有機材料のように誘電正接が $10^{-3} \sim 10^{-2}$ 程度の中損失基板の場合には無負荷 Q 値 (Q_u) が低くなり、共振波形に歪みが生じるため複素誘電率を正確に測定できないという課題がある。

本章では、これを解決するために、 Q_u 向上を狙って考案した PTFE シートを装荷した TM_{0m0} モード平衡形円板共振器について説明する。共振器の構造および Q_u 向上の原理について示し、さらに3つの解析モデルを併用した共振周波数 f_0 と Q_u の計算により複素誘電率算定に適用を行う方法について説明する。実際に、FR4, LCP, PTFE 系基板の3種類の誘電体材料において本手法を用いて複素誘電率を測定することにより、その有効性を示す。

2.1 測定原理

2.1.1 PTFE シートを装荷した TM_{0m0} モード平衡形円板共振器

PTFE シートを装荷した TM_{0m0} モード平衡形円板共振器の構造を図 2.1 に示す。この共振器は直径 $2R$ の円形銅箔を PTFE シート（厚み t_1 、比誘電率 ϵ_1 、誘電正接 $\tan\delta_1$ ）と測定試料（厚み t_2 、比誘電率 ϵ_2 、誘電正接 $\tan\delta_2$ ）で挟み、さらにそれを 2 枚の導体平板（実効導電率 σ ）で挟むことにより構成される。共振器は円形銅箔の中心軸上に設けた直径 $2a$ の励振孔を介して、同軸励振線により電界結合で励振される。また結合度の調整は、同軸励振線の挿入長を変化させることで行われる。この構造では、円形銅箔の中心において、基板に対して厚み方向の電界成分を持つ TM_{0m0} モードが、マイクロ波・ミリ波帯にわたって選択的に励振される。

低損失で複素誘電率に異方性がない PTFE を円形銅箔側に挟むことにより、共振器としての Q 値が向上し、さらに加えて、測定試料内の縁端に生じる横方向の電界の影響を低減できる特徴がある。測定試料の比誘電率 ϵ_2 は、 TM_{0m0} モードそれぞれの共振周波数 f_0 の測定値より、また、 $\tan\delta_2$ は Q_u の測定値より、計算で求められる。これにより、測定試料の厚み方向の複素誘電率の周波数依存性を得ることが可能である。

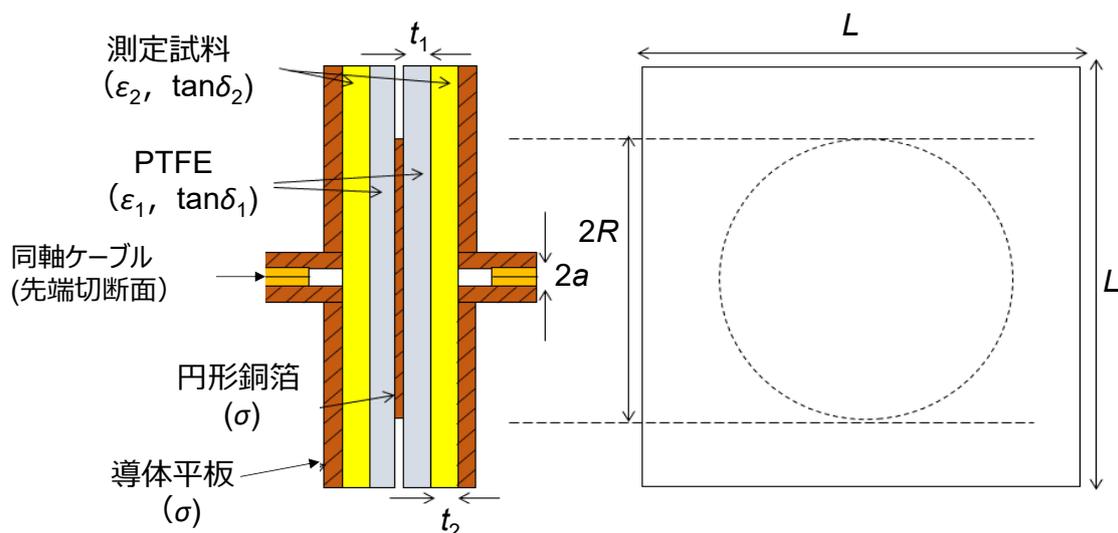


図 2.1 PTFE シートを装荷した TM_{0m0} モード平衡形円板共振器の構造

2.1.2 平衡形円板共振器へ PTFE シートを装荷する狙い

平衡形円板共振器へ PTFE を装荷することにより、測定試料単体の場合に比べて、 Q_u を高くすることができる。この理由は、導体損失による Q 値 (Q_c) と、誘電体損失による Q 値 (Q_d) を両方とも高くできるためである。具体的には、共振器の Q_u は Q_c , Q_d を用いて、

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d} \quad (2.1)$$

ここで、 Q_c は近似的に次式で与えられる[13]。

$$Q_c = \sqrt{\frac{\omega_0 \mu \sigma}{2}} t, \quad \sigma = \sigma_0 \sigma_r \quad (2.2)$$

ただし、 ω_0 は共振角周波数、 μ は導体の透磁率、 σ は導体の実効導電率、 σ_0 は万国標準軟銅の導電率 ($= 5.8 \times 10^7$ S/m)、 σ_r は導体の実効比導電率、 t は円形銅箔と導体平板の間隔 (PTFE と測定試料の厚みの和 t_1+t_2) である。薄い試料においては、導体損失が増え Q_c が低くなる。PTFE シートを装荷することにより、測定試料単体の場合に比べて導体間隔 t が上げられるため、 Q_c を高くすることが可能である。

また、 Q_d は次式で与えられる。

$$\frac{1}{Q_d} = P_{e1} \tan \delta_1 + P_{e2} \tan \delta_2 \quad (2.3)$$

ここで、 P_{e1} は PTFE 中の電界エネルギー集中率、 P_{e2} は測定試料中の電界エネルギー集中率であり、 $P_{e1} + P_{e2} = 1$ となる。ただし、 P_{e1} および P_{e2} は、下記式で与えられる。

$$P_{e1} = \frac{W_1}{W_1 + W_2} = \frac{\varepsilon_1 \iiint_{V_1} |E|^2 dv}{\varepsilon_1 \iiint_{V_1} |E|^2 dv + \varepsilon_2 \iiint_{V_2} |E|^2 dv} \quad (2.4)$$

$$P_{e2} = \frac{W_2}{W_1 + W_2} = \frac{\varepsilon_2 \iiint_{V_2} |E|^2 dv}{\varepsilon_1 \iiint_{V_1} |E|^2 dv + \varepsilon_2 \iiint_{V_2} |E|^2 dv} \quad (2.5)$$

ここで、 W_1 はPTFE中の電界エネルギー、 W_2 は測定試料中の電界エネルギーであり、電界成分を体積分することで求められる。測定試料単体では、 $P_{e2}=1$ 、且つ $\tan\delta_2$ が大きいため、誘電体損失が大きくなる。低損失なPTFEシート装荷することにより $P_{e2} < 1$ となり誘電体損失を改善し、 Q_d が高くすることが可能である。

さらに、PTFEを装荷するもう一つの利点について述べる。有限要素法(FEM)による電磁界解析シミュレータANSYS社HFSSを用いて共振器の電界ベクトル分布を計算すると、図2.2に示すように、PTFEの領域では縁端効果により横方向に広がった電界が確認される。一方、測定試料の領域では低減されている。PTFEは等方性材料であり、横方向の電界が存在しても問題にならない。しかし、測定試料が有機材料の場合には、複素誘電率異方性を含むことがあるため、試料内の横方向の電界を低減することは正確に基板の厚み方向の複素誘電率を測定する上で重要となる。

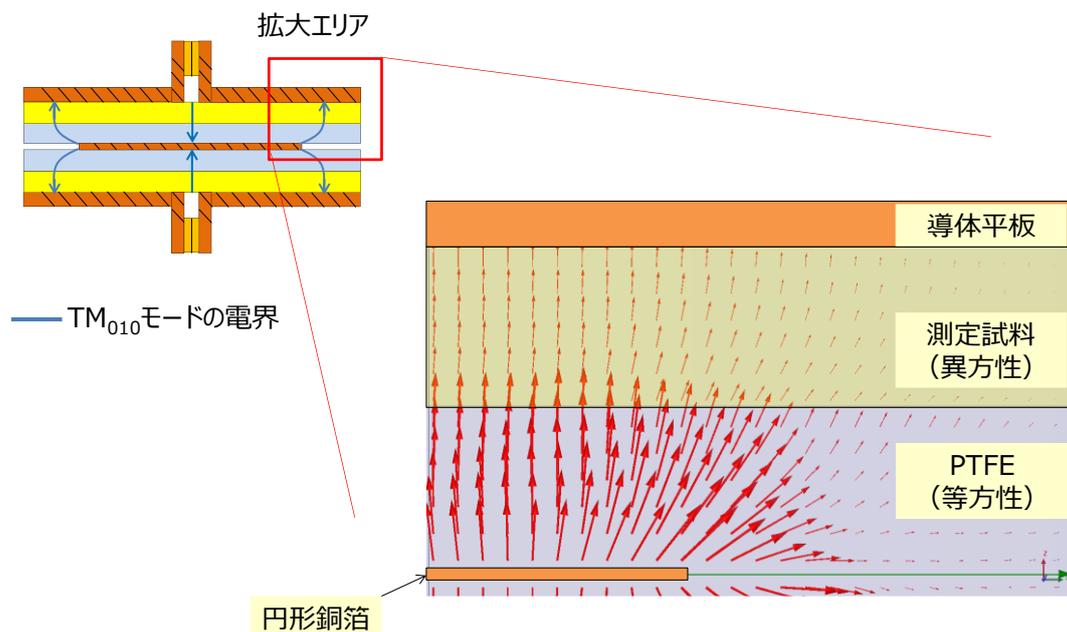


図 2.2 電磁界シミュレータ HFSS を用いた PTFE シートを装荷した平衡形円板共振器の縁端部における TM_{010} モードの電界ベクトル分布の計算結果

2.1.3 測定公式の導出

図 2.3 に PTFE シートを装荷した平衡形円板共振器の構造と 3 種類の解析モデルを示す。共振器の解析において、励振孔と縁端効果の影響を計算する必要がある。しかし、同時に解析することが難しいのでモデルを分けて考える。

まず、図 2.3 (a) は基準モデルであり、縁端効果や励振孔の影響がないモデルである。PTFE の領域と測定試料の領域に分けられており、 R の位置が磁気壁となっている。基準モデルの共振周波数を f_{base} (f_b)、 Q 値を Q_{base} (Q_b) とする。図 2.3 (b) は、励振孔のモデルである。励振孔の領域が追加されている。励振孔モデルの共振周波数を f_{hole} (f_h)、 Q 値を Q_{hole} (Q_h) とする。図 2.3 (c) は、縁端効果のモデルである。円形銅箔の外側に領域が追加されている。縁端効果モデルの共振周波数を f_{edge} (f_e)、 Q 値を Q_{edge} (Q_e) とする。なお、各モデルにおける特性方程式算出の詳細は付録 A 節に示す。

3 つのモデルの周波数である f_b , f_h , f_e より、共振器の共振周波数 f_0 が次式のように求められる。

$$f_0 = f_b + \Delta f_h + \Delta f_e \quad (2.6)$$

ただし、 $\Delta f_h = f_h - f_b$, $\Delta f_e = f_e - f_b$ とする。一方、 Q 値に関しても同様であり、3 つのモデルの Q 値である Q_b , Q_h , Q_e より、共振器の Q_u が次式のように求められる。

$$Q_u = Q_b + \Delta Q_h + \Delta Q_e \quad (2.7)$$

ただし、 $\Delta Q_h = Q_h - Q_b$, $\Delta Q_e = Q_e - Q_b$ である。

測定試料の比誘電率 ϵ_2 は、(2.6) 式にて計算された f_0 が測定値と一致するように、付録[A.1]の逆問題を解いて求められる。また、誘電正接 $\tan\delta_2$ も同様に、(2.7) 式で計算された Q_u が測定値と一致するように、付録[A.2]の逆問題を解いて求められる。

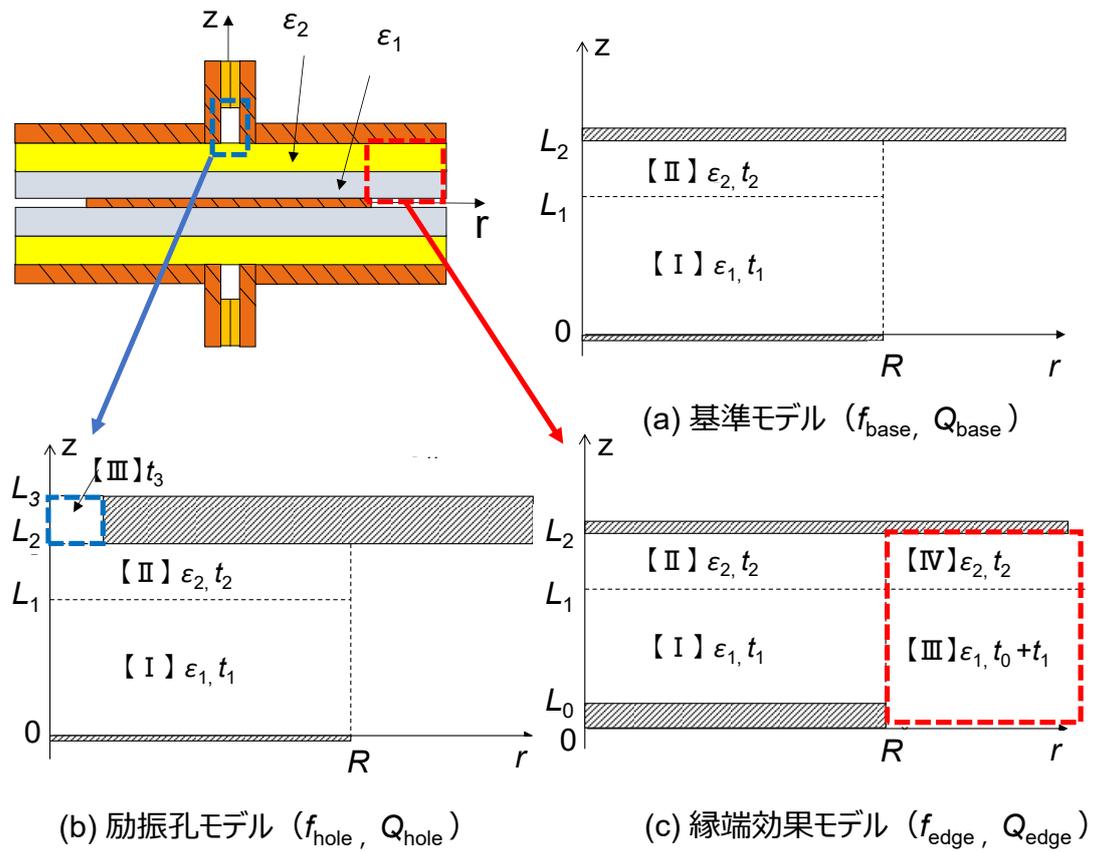


図 2.3 PTFE シートを装荷した平衡形円板共振器の構造と 3 種類の解析モデル

2.1.4 数値計算結果の有効性検証

本節では、(2.6) 式および (2.7) 式により PTFE シートを装荷した平衡形円板共振器の縁端部および励振孔の影響を考慮した本解析法と、FEM による電磁界シミュレータ HFSS (ver.13.0) の固有値計算モードにより f_0 , Q_u , Q_d , Q_c 計算を行い、本解析法の有効性を検討する。なお、解析用 PC として、本解析法では、CPU : Intel (R) Core (TM) i5-6200U@2.4GHz, RAM : 8GB を、また、HFSS では、CPU : Intel (R) Xeron (R) -W5590@3.33GHz, RAM : 8GB を用いた。

一例として、測定試料厚みを $t_2 = 0.5 \text{ mm}$ と一定としたとき、本解析法と HFSS を用いて、PTFE の厚み t_1 に対する TM_{010} モードの f_0 , Q_u , Q_d , Q_c の計算した結果を図 2.4 に示す。ただし、PTFE の $\epsilon_1 = 2$, $\tan\delta_1 = 2 \times 10^{-4}$, 測定試料の $\epsilon_2 = 4$, $\tan\delta_2 = 2 \times 10^{-2}$, 円形銅箔の直径 $2R = 30 \text{ mm}$, 励振孔の直径 $2a = 2.2 \text{ mm}$, 円形銅箔および導体平板の比導電率 : $\sigma_r = 100 \%$ とした。HFSS では解が収束するまでに 10 分程度の計算を要した。一方、本解析法は、10 秒以下の短時間で計算が可能であり、さらに HFSS と f_0 は 0.2% 以下、 Q_u , Q_d , Q_c は 3% 以下の差で良く一致した。

誘電体材料の複素誘電率測定においては、一般的に、多くの材料の周波数依存性のデータを測定することが必要となるため、短時間で計算で終わる本解析法は非常に有用となる。

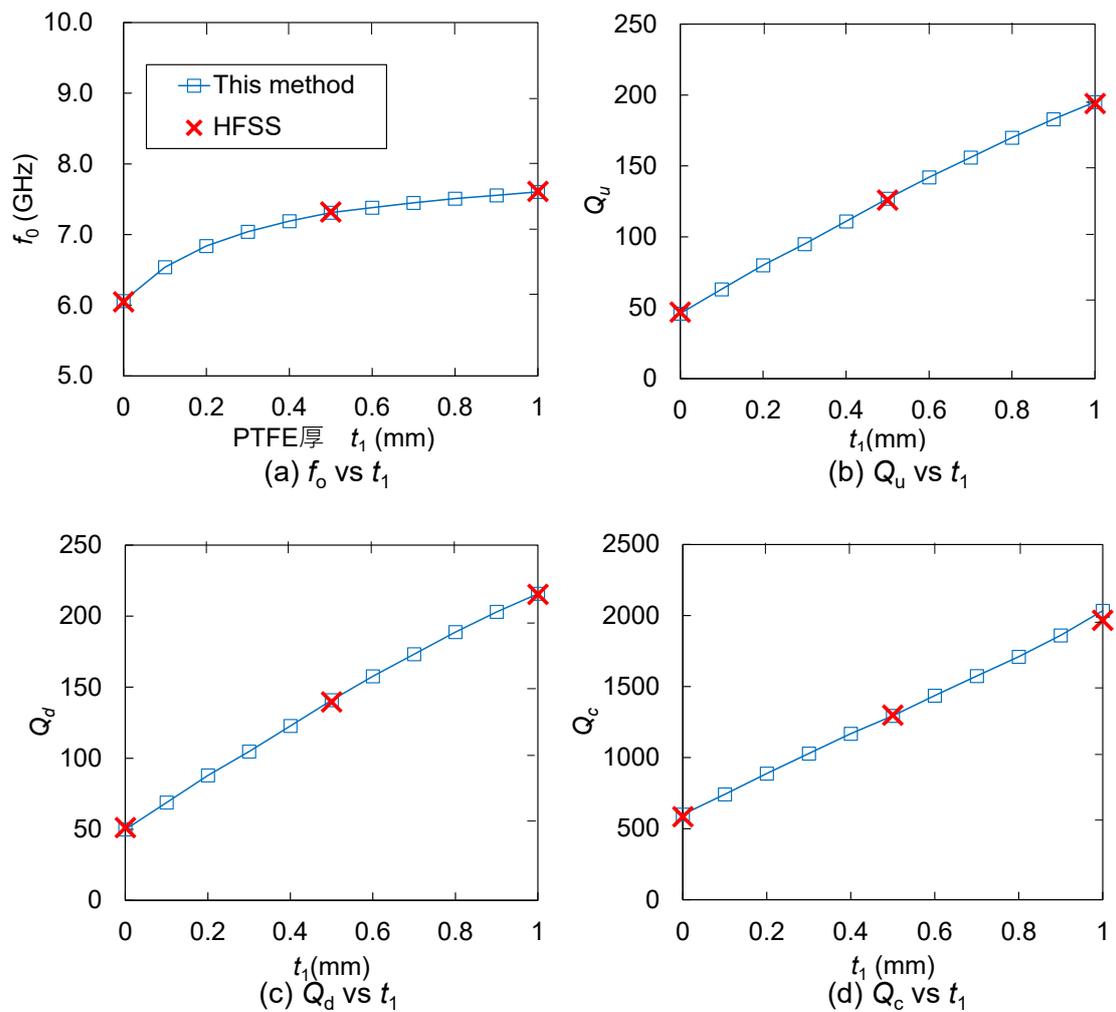


図 2.4 3 種類の解析モデルを用いた解析方法と、FEM による電磁界解析シミュレータ HFSS による TM_{010} モードの f_0 , Q_u , Q_d , Q_c の計算結果

2.1.5 複素誘電率測定における不確かさ

測定試料の比誘電率 ε_2 の測定における不確かさ $\Delta\varepsilon_2$ は、主として、 f_0 の不確かさによる $\Delta\varepsilon_{f_0}$ 、励振孔径 a の不確かさによる $\Delta\varepsilon_a$ 、円形銅箔径 R の不確かさによる $\Delta\varepsilon_R$ 、PTFE シートの比誘電率 ε_1 の不確かさによる $\Delta\varepsilon_{\varepsilon_1}$ 、および PTFE シートの厚み t_1 の不確かさによる $\Delta\varepsilon_{t_1}$ 、測定試料の厚み t_2 の不確かさによる $\Delta\varepsilon_{t_2}$ から生じ、平均二乗和として次式で表される。

$$\Delta\varepsilon_2^2 = \Delta\varepsilon_{f_0}^2 + \Delta\varepsilon_a^2 + \Delta\varepsilon_R^2 + \Delta\varepsilon_{\varepsilon_1}^2 + \Delta\varepsilon_{t_1}^2 + \Delta\varepsilon_{t_2}^2 \quad (2.8)$$

一方、測定試料の誘電正接 $\tan\delta_2$ の測定における不確かさ $\Delta\tan\delta_2$ は、主として、 Q_u の不確かさによる $\Delta\tan\delta_{Q_u}$ 、円形銅箔および導体平板の比導電率 σ_r の不確かさによる $\Delta\tan\delta_{\sigma_r}$ 、PTFE シートの誘電正接 $\tan\delta_1$ の不確かさによる $\Delta\tan\delta_{\tan\delta_1}$ から生じ、平均二乗和として次式で表される。

$$\Delta\tan^2\delta_2 = \Delta\tan^2\delta_{Q_u} + \Delta\tan^2\delta_{\sigma_r} + \Delta\tan^2\delta_{\tan\delta_1} \quad (2.9)$$

PTFE シートを装荷した本測定法では、PTFE に関する不確かさ項は増えるが、従来法に比べて共振波形の歪みが低減するために、 f_0 、 Q_u の繰り返し測定による不確かさの改善が期待できる。

2.2 測定装置および測定方法

2.2.1 測定装置

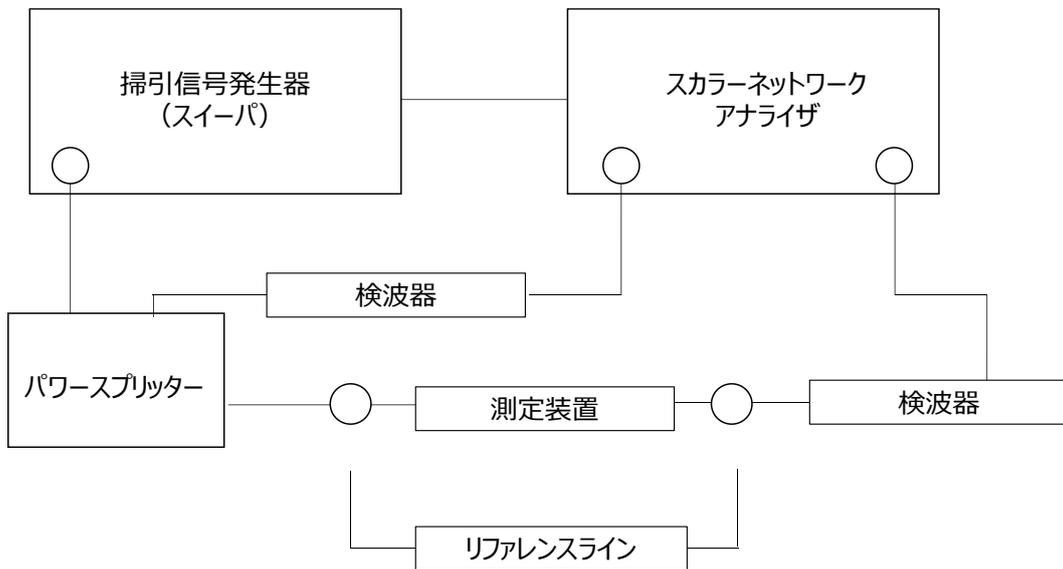
図 2.5 は本研究で用いた測定システムの構成図を示している。本研究は、長期間の研究成果となるため、複数の測定システムを利用している。図 2.5 (a) はスカラーネットワークアナライザによる測定システムを示している。スカラーネットワークアナライザとして、HP 社の 8757C を用いた。測定装置は、フレキシブルケーブルを用いず検波器と、パワースプリッタの間に直接繋いだ。スカラーネットワークアナライザにおいては、伝送損失は校正可能であるが、位相については校正することができないため、リファレンスラインによる校正のみ行った。

図 2.5 (b) はベクトルネットワークアナライザによる測定システムを示している。ベクトルネットワークアナライザとして、Keysight 社の N5291A を用いた。測定装置はフレキシブルケーブルで繋いでおり、フレキシブルケーブルの先端にてフル 2port 校正を行った。ベクトルネットワークアナライザは、スカラーネットワークアナライザに比べて、伝送損失に加えて、位相の校正も行うことが可能である。また高いダイナミックレンジが得られるため、高確度な測定が可能である。

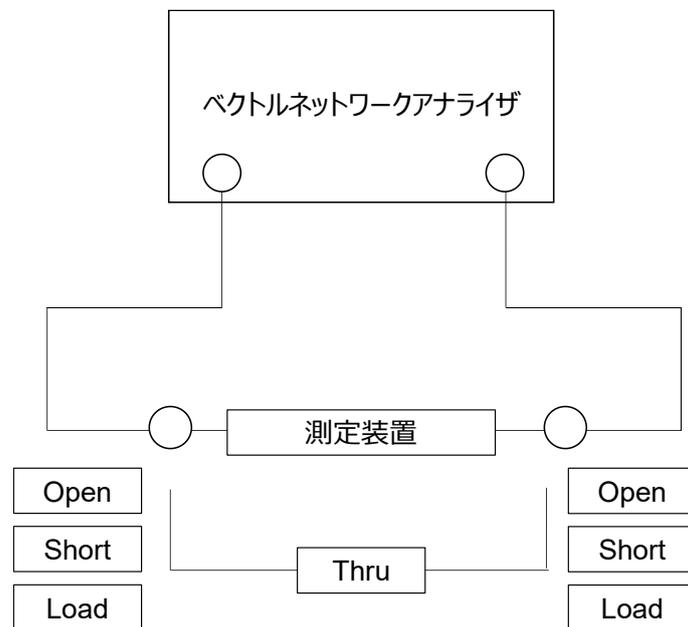
図 2.5 (a), (b) のシステムを用いて、共振周波数 f_0 、電力半値幅 $f_H - f_L$ 、 f_0 における挿入損失 IL_0 を測定した。 Q_u は、 f_0 、 $f_H - f_L$ 、 IL_0 を用いて、次式で求められる。

$$Q_u = \frac{f_0}{f_H - f_L} \times \frac{1}{1 - 10^{-\frac{IL_0}{20}}} \quad (2.10)$$

図 2.6 は、本研究で用いた測定装置の写真を示している。図 2.6 (a) はサムテック社で販売されている測定装置、(b) は京セラで設計し、雄鳥試作研究所にて作製した測定装置、(c) は (a) と (b) の両方の測定装置で用いた円形銅箔と位置合わせシートの写真を示している。図 2.6 (a) の測定装置では、六角ナットとボルトによる 4 点締めクランプ機構を採用しているため、片締めによって不平衡となりやすく、特に、ミリ波帯になると平衡形円板共振器の半径方向から電磁波の放射が発生しやすい。また接続コネクタは V コネクタ、励振孔径 $2a = 2.2 \text{ mm } \phi$ に設計されており、67 GHz 付近までの周波数範囲に対応している。一方、図 2.6 (b) では、導波管を固定する際に用いられる UG クランプを 50 mm 角の銅板を固定できるように大型化したものを採用しており片締りを低減できるため、ミリ波帯での測定に適している。接続コネクタは W コネクタ、励振孔



(a) スカラーネットワークアナライザによる測定システム



(b) ベクトルネットワークアナライザによる測定システム

図 2.5 測定システムの模式図

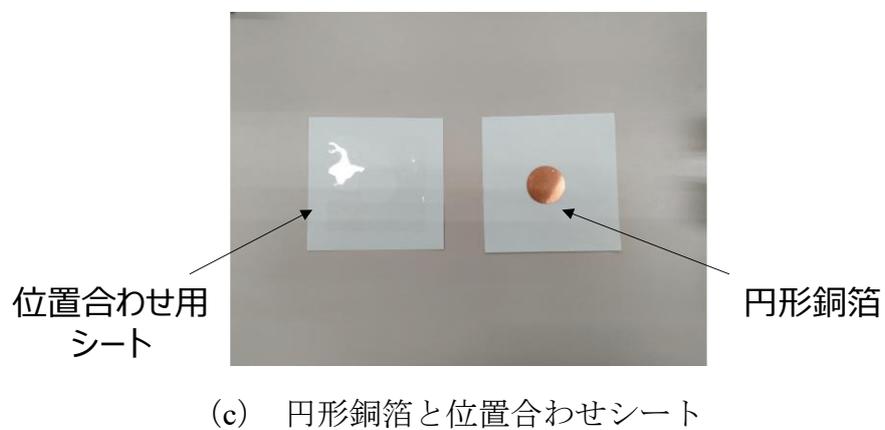
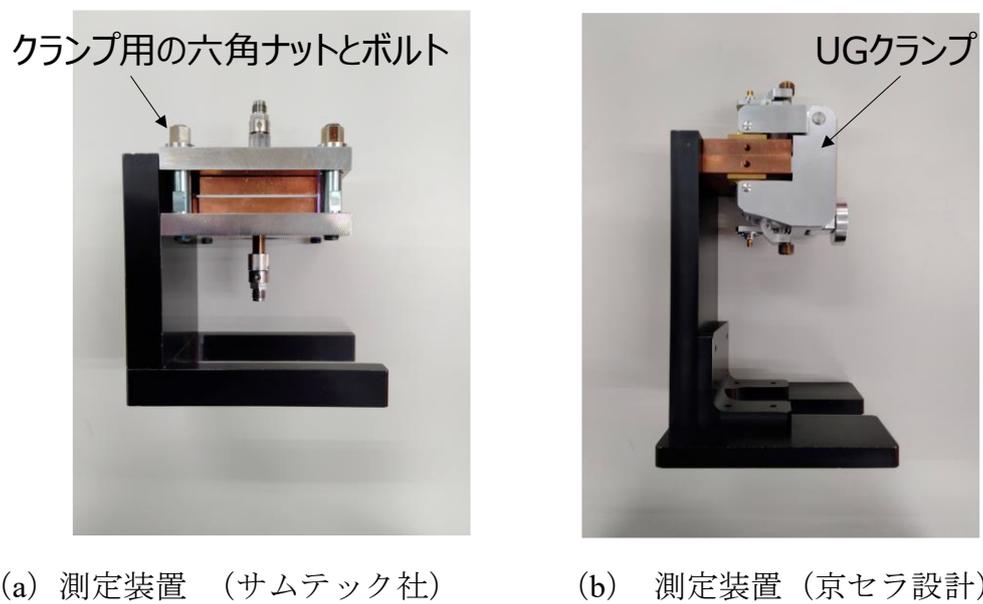


図 2.6 測定装置の写真

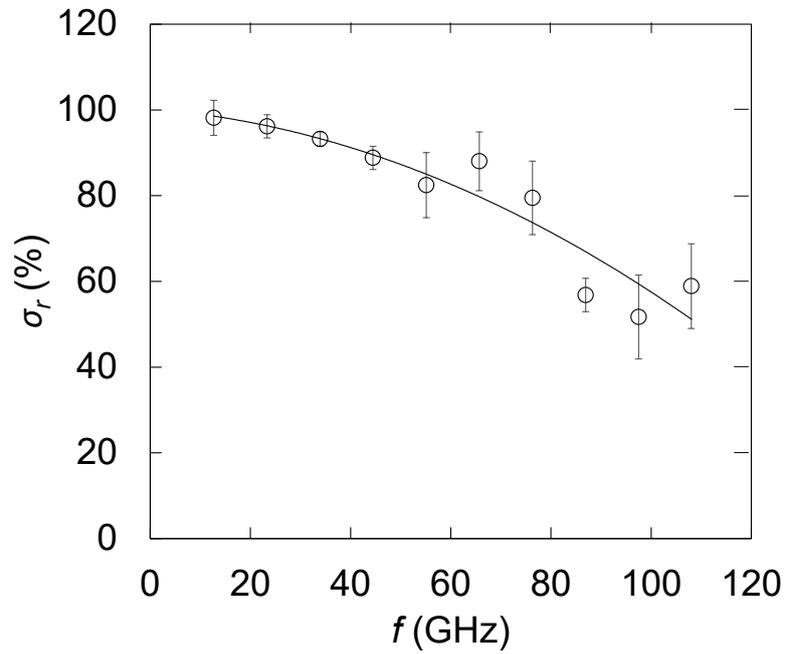
径 $2a = 1.2 \text{ mm } \phi$ に設計されており、 110 GHz 付近までの周波数範囲に対応している。図 2.6 (c) は、川島製作所で作製した円形銅箔と、それを平衡形円板共振器の中心軸に合わせるための位置合わせ用シートを示している。用意する円形銅箔のサイズによって、測定周波数を調整することが可能となっている。位置合わせシートは、 50 mm 角のシクロオレフィンポリマー (COP) 製のシートで、その中央部分に円形銅箔のサイズよりも $10 \mu\text{m}$ 程度大きいサイズの穴があげられている。位置合わせシートは円形銅箔を平衡形円板共振器の中央部分にセットしたあとに取り除かれる。

2.2.2 円形銅箔および導体平板の実効導電率測定と、PTFE シートの複素誘電率測定

PTFE シートを装荷した平衡形円板共振器を用いて測定試料の複素誘電率を測定するためには、あらかじめ、円形銅箔および導体平板の実効導電率 σ_r と、PTFE シートの複素誘電率 (ϵ_1 , $\tan\delta_1$) を測定しておく必要がある。

図 2.6 (a) のサムテック社販売の測定装置においては、直径 $D = 11.814$ mm, 高さ $H = 5.639$ mm と, $D = 11.818$ mm, $H = 16.636$ mm の直径は同程度で、高さが 3 倍ほど異なる 2 つのサファイア円柱共振器による二共振器法[20]-[23]を用いて、その Q_u の差から 11.8 GHz 付近における円形銅箔および導体平板の実効比導電率を 89 % と決定した。なお、円形銅箔および導体平板の実効比導電率は同じ値として平均値を用いている。また、2.3.2 節で述べる FR4 基板の測定に用いた、0.397 mm 厚の PTFE シートの複素誘電率は、従来の平衡形円板共振器法により円形銅箔直径 $2R = 29.988$ mm ϕ を用いて 5~30GHz における周波数依存性を測定した。不確かさの範囲内で周波数依存性は認められなかったため、データの平均値として $\epsilon_1 = 2.049$, $\tan\delta_1 = 1.8 \times 10^{-4}$ とした。

図 2.6 (b) の京セラ設計の測定装置においては、0.202mm 厚と 0.384mm 厚の 2 種類の PTFE シートを測定試料とした、円形銅箔径 $2R = 19.968$ mm ϕ の平衡形円板共振器による二共振器法[36]を用いて、その Q_u の差から、円形銅箔および導体平板の実効比導電率と、PTFE シートの複素誘電率の 10-110GHz における周波数依存性を測定した。図 2.7 にそれらの周波数依存性の測定結果を示す。2.3.3 節で述べる LCP と PTFE 系基板の ϵ_2 , $\tan\delta_2$ の測定には、図 2.7 (a) のフィッティング曲線から求めた円形銅箔および導体平板の実効比導電率を用いた。また、PTFE シートの複素誘電率においては、周波数依存性は認められなかったため、データの平均値として $\epsilon_1 = 2.062$, $\tan\delta_1 = 2.1 \times 10^{-4}$ を用いた。



(a) 円形銅箔および導体平板の実効比導電率の周波数依存性

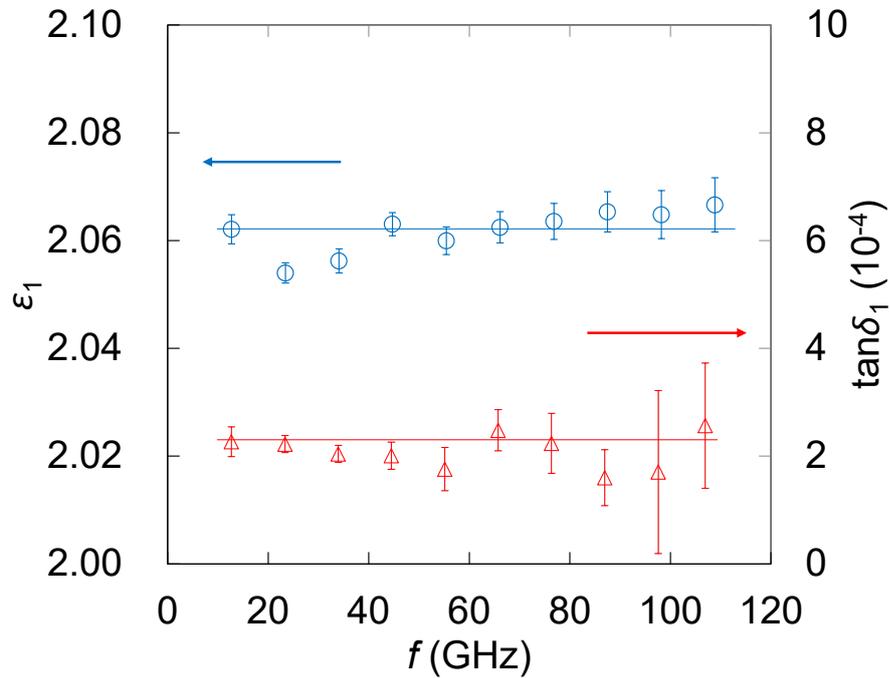
(b) PTFE シートの比誘電率 ϵ_1 , 誘電正接 $\tan \delta_1$ の周波数依存性

図 2.7 二共振器法による円形銅箔および導体平板の実効比導電率と, PTFE シートの複素誘電率の周波数依存性の測定結果

2.2.3 装荷する PTFE シート厚みの決定方法

本節では、装荷する PTFE シート厚みの決定方法について述べる。PTFE シートを装荷した平衡形円板共振器において、 Q_u を向上させ共振波形の歪みを抑えられる PTFE シートの厚みに決定することが重要である。まず、共振波形の歪み具合を数値化するため、共振波形の各データ点 $S_{21}(f)$ [dB] を、下記式を用いて透過電力 $P_{21}(f)$ [mag] へ変換する。

$$S_{21}(f) \text{ [dB]} = -20 \log_{10} (|S_{21}(f)|) \quad (2.11)$$

$$|S_{21}(f)| = (P_{21}(f))^{1/2} \quad (2.12)$$

ここで、 $P_{21}(f)$ の理想共振波形は下記式のように、Lorentzian 関数の形となる。

$$P_{21}(f) = |S_{21}(f)|^2 = \frac{P_0}{1 + \left(2Q \frac{f_0 - f}{f_0}\right)^2} \quad (2.13)$$

ただし、 P_0 は共振周波数 f_0 における透過電力とする。測定した共振波形のデータ点を二乗した $|S_{21}|^2$ [mag] を、Lorentzian 関数を用いて最小二乗法によりフィッティングし、共振波形とフィッティング曲線の偏差 $\Delta|S_{21}|^2$ [mag] の 2 乗和として $\Sigma(|S_{21}|^2)^2$ [mag] を評価することにより共振波形の歪み具合を算出する。ここではこれを残差と称する。

ここで、フィッティング曲線とその偏差について、 $S_{21} \pm \Delta S_{21}$ [dB] として換算し直すと、 Q_u は下記式を用いて表すことができる。

$$Q_u \pm \Delta Q_u = \frac{f_0}{df \pm \Delta df} \times \frac{1}{\left(1 - 10^{\left(-\frac{IL_0 \pm \Delta S_{21}}{20}\right)}\right)} \quad (2.14)$$

ただし、換算後のフィッティング曲線における、ピークトップの損失量とその偏差を $IL_0 \pm \Delta S_{21}$ [dB] とし、ピークトップより半値下がる $-3 \pm \Delta S_{21}$ [dB] における周波数幅とその偏差を $df \pm \Delta df$ [GHz] とする。

図 2.8 は、0.01, 0.05, 0.2, 0.4mm 厚の PTFE を測定試料とした平衡形円板共振器における、10, 40, 70, 100GHz 付近における共振波形の残差と、 $\Delta Q_u / Q_u$ の計算結果を示したグラフである。 Q_u が小さくなると、共振波形の歪みの影響により、残差および $\Delta Q_u / Q_u$ が増加していることが分かる。ここで、例えば 10GHz

付近の共振波形において、 $Q_u \doteq 90$ 付近では $\Delta Q_u/Q_u$ は 6%程度であるが、 $Q_u \doteq 20$ 付近では、 $\Delta Q_u/Q_u$ は指数関数的に大きくなり、32%程度まで増加する。さらに、他の周波数においても、同様の傾向がある。ただし、周波数が高いほど、同じ Q_u でも残差が大きくなり、 $\Delta Q_u/Q_u$ は大きくなってしまふ。この理由は、周波数が高いほど半値幅が増加するためだと考えられる。

PTFE シートを装荷した平衡形円板共振器では、装荷する PTFE シートの厚みが増すほど Q_u が大きくなり、残差および $\Delta Q_u/Q_u$ は小さくなるのが期待できるが、一方 PTFE シートによる複素誘電率測定の不確かさが増加してしまふため、測定精度の観点からすると、PTFE シートの厚みは共振波形の歪みが生じない Q_u にとどめておき、できるだけ薄くすることが望ましい。そこで、本測定法では、測定周波数において $\Delta Q_u/Q_u$ がおよそ 5%程度となるように PTFE シートの厚みを決定し、 f_0 と Q_u の測定精度の改善を図ることとした。

なお、装荷する PTFE シートの厚みには上限がある。次式のように、測定試料と PTFE の厚みの和によって、共振器の遮断周波数 f_c が近似的に決まる。

$$f_c = \frac{c}{4t \sqrt{\frac{1}{x/\varepsilon_1 + (1-x)/\varepsilon_2}}} \quad (2.15)$$

ただし、 $x=t_1/(t_1+t_2)$ とする。これより、測定したい周波数を考慮すると、測定試料と PTFE の厚みの和の上限が決定される。本研究では、この条件の範囲内で、PTFE の厚みを決定した。

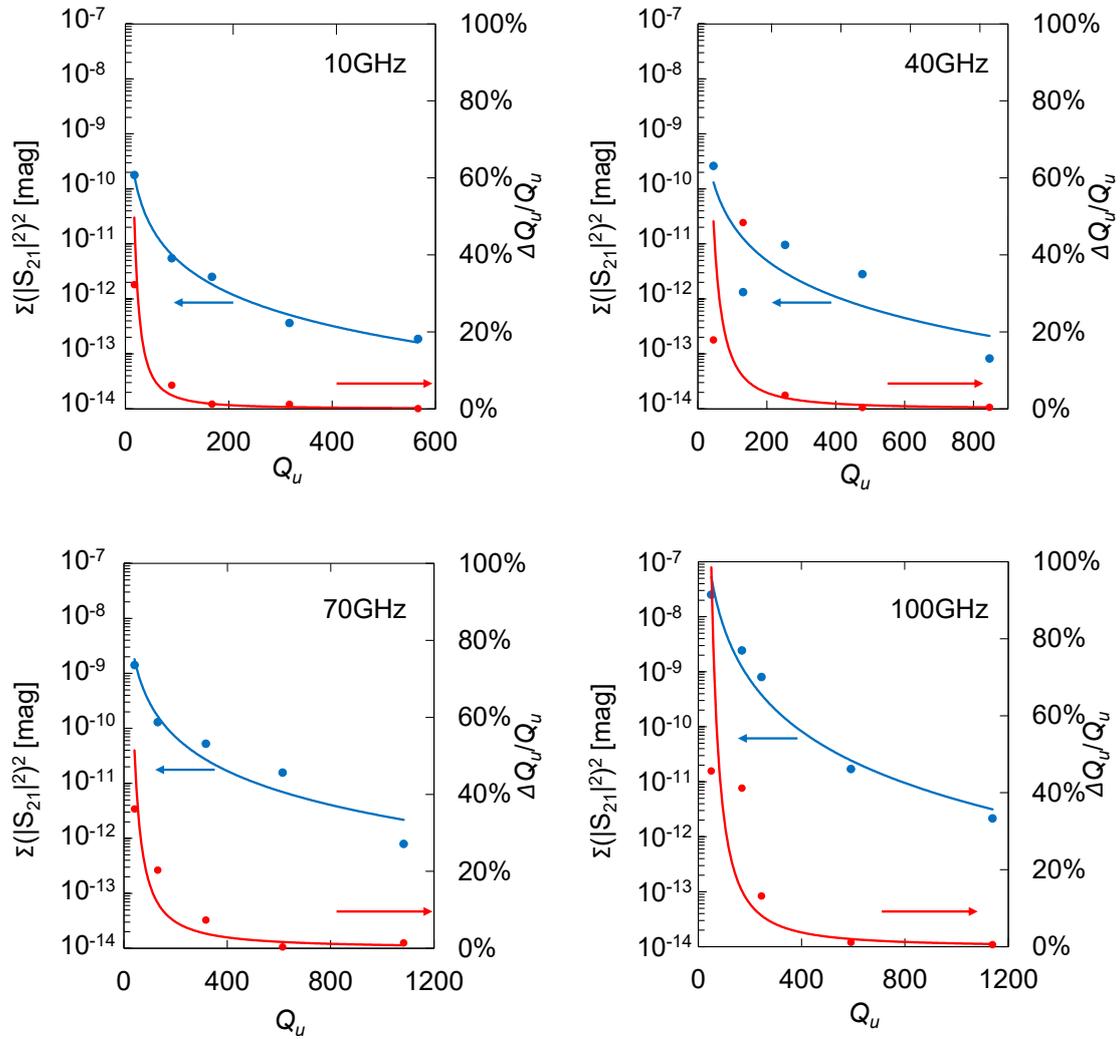


図 2.8 0.01, 0.05, 0.2, 0.4mm 厚の PTFE シートを測定試料とした平衡形円板共振器における, 10, 40, 70, 100GHz 付近の共振波形の残差と, $\Delta Q_u/Q_u$ の計算結果

2.3 測定結果

2.3.1 PTFE シートの装荷有無による LCP 基板の共振波形の比較

図 2.9 は、0.202 mm 厚の PTFE シートの装荷の有無による 0.100 mm 厚の LCP 基板を測定した場合の周波数応答の測定結果の比較を示している。PTFE シートを装荷しない場合では、周波数が高くなると共振波形が歪んでいる様子が確認できる。一方、PTFE シートを装荷した場合には、急峻な共振波形が得られており共振波形の歪みも抑制されている。例として、100 GHz 付近において PTFE シートを装荷しない場合 $Q_u \doteq 100$ であるが、装荷した場合には $Q_u \doteq 440$ まで向上した。図 2.8 から考えると、 $Q_u \doteq 100$ の場合には $\Delta Q_u/Q_u$ がおおよそ数十%以上に相当するが、 $Q_u \doteq 440$ あれば $\Delta Q_u/Q_u$ を 5%以下に抑えられており、狙い通りに、共振波形の歪みを抑制できる十分な Q_u が得ることができていることが分かる。

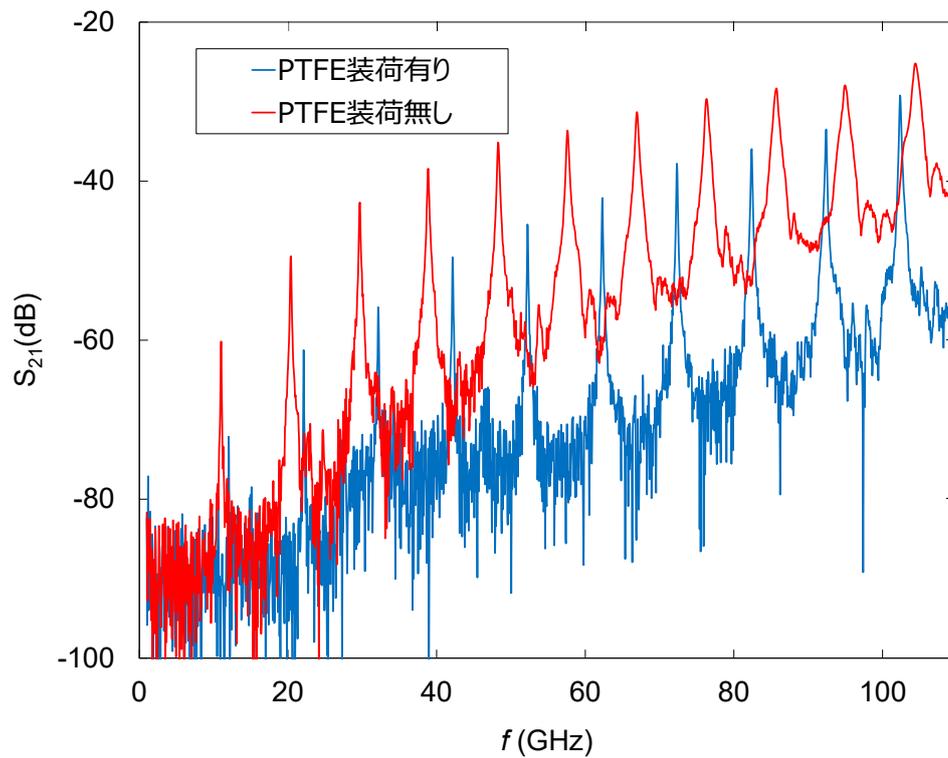


図 2.9 LCP 基板測定時の PTFE シート装荷有無による周波数応答結果の比較

2.3.2 FR4 基板の複素誘電率測定結果

図 2.5 (a) のスカラーネットワークアナライザと、図 2.6 (a) のサムテック社の測定装置を用いて、0.745 mm 厚の FR4 基板（利昌工業社，CS3355）の複素誘電率の 5～30 GHz における周波数依存性の測定を行った。測定結果を図 2.10 に示す。なお、0.397 mm 厚の PTFE シートと、直径 $2R = 29.988 \text{ mm}\phi$ の円形銅箔を用いた。

ϵ_2 において、PTFE シートを装荷しない従来の平衡形円板共振器と PTFE シートを装荷した本測定方法では比較的近い値が得られているが、従来方法では周波数特性が一部不連続になっている。また、 $\tan\delta_2$ の周波数特性に関しては、従来方法では周波数依存性の大きな不連続性が生じていることが分かる。ここで、図中の ϵ_2 および $\tan\delta_2$ において、従来方法と本測定方法で不確かさの範囲が重なっていないが、これは (2.8) および (2.9) 式によって算出した不確かさでは、共振波形の歪みによる不確かさが考慮されていないためである。そのため、共振波形が歪んでいる従来方法においては、不確かさは小さく見積もられてしまっている。本測定方法では、 Q_u が高くなり、共振波形の歪みが改善したため、図 2.10 のように、従来方法よりも ϵ_2 および $\tan\delta_2$ の周波数特性の不連続性が低減したと考えられる。

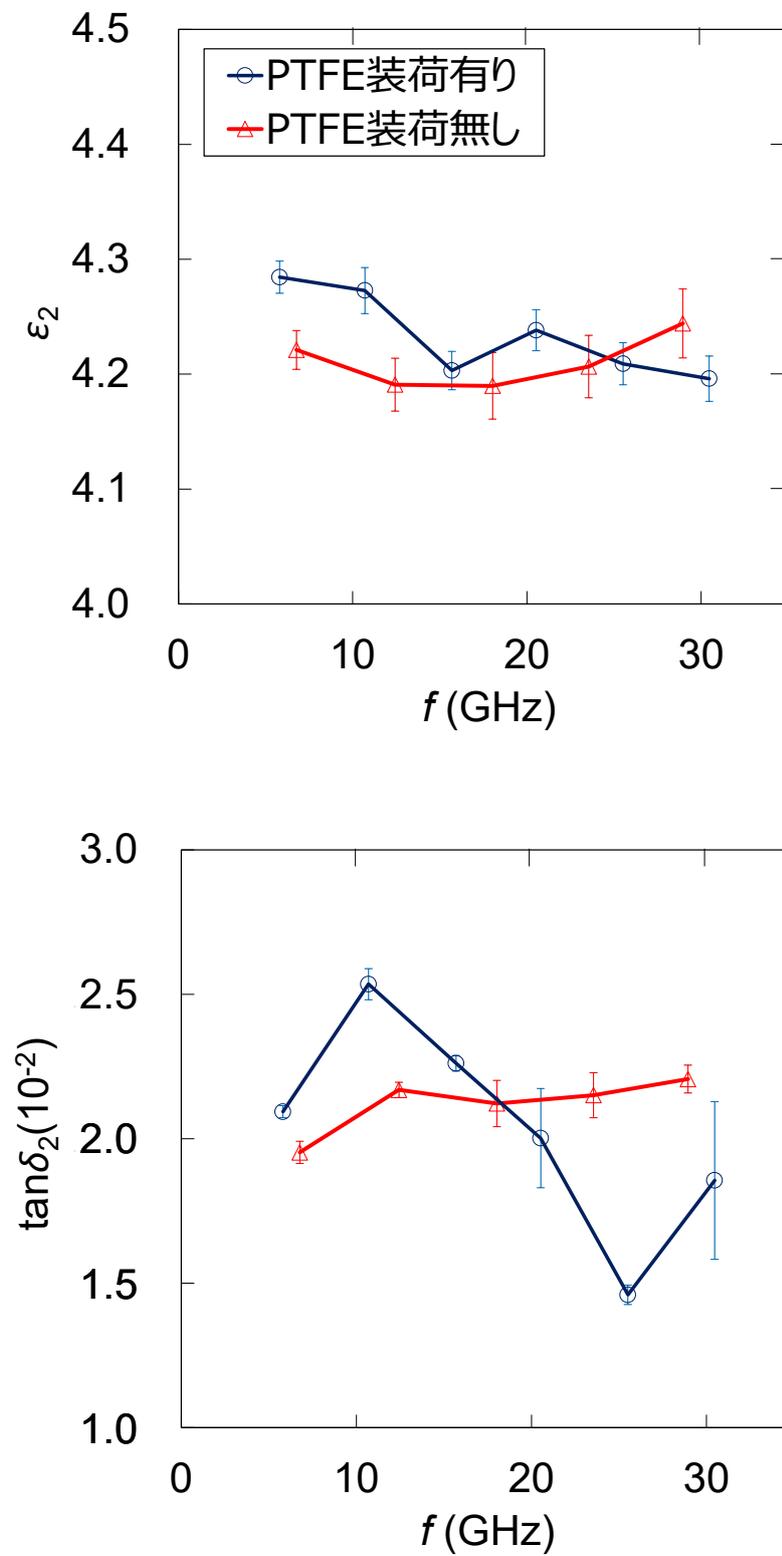


図 2.10 FR4 基板の複素誘電率の周波数依存性測定結果

2.3.3 LCP 基板, PTFE 系基板の複素誘電率測定結果

図 2.11, 図 2.12 は, それぞれ図 2.5 (b) のベクトルネットワークアナライザと, 図 2.6 (b) の京セラ設計の測定装置を用いて, 0.100 mm 厚の LCP 基板 (パナソニック社, R-F705T) と, 0.128 mm 厚の PTFE 系基板 (Rogers 社, RO3003) の複素誘電率の周波数依存性を測定した結果を示している。ただし, 0.202 mm 厚の PTFE シートと, 直径 $2R = 19.968 \text{ mm}\phi$ の円形銅箔を用いた。

LCP と PTFE 系基板の両方において, ϵ_2 は, PTFE シートを装荷しない従来方法よりも, PTFE を装荷した本測定方法の方が大きい値を示している。これは, 共振器内に基板厚み方向の電界が形成される平衡形円板共振器においては, 薄い測定試料の場合, 円形銅箔および導体平板と測定試料との間にできる僅かな空隙に電界が集中してしまい誘電率が低く見積もられてしまう問題があるが, PTFE シートを装荷した場合には PTFE シートが軟らかく緩衝材となるため, 空隙効果の低減につながったと考えられる。一方, $\tan\delta_2$ に関しては PTFE シートを装荷することにより不確かさが大きく低減していることがわかる。特に, 周波数が上がるほど改善が顕著である。これは, Q_u が向上したため, 共振波形の歪みが低減したことで, 測定の繰り返し再現性向上につながったと考えられる。

以上, 本章においては, PTFE シートを装荷した TM_{0m0} モード平衡形円板共振器を考案し, 被測定基板が厚さ 0.1 mm 以下と薄い, あるいは誘電正接が $10^{-3} \sim 10^{-2}$ 程度の中損失基板における複素誘電率の測定精度改善に有効であることを示した。

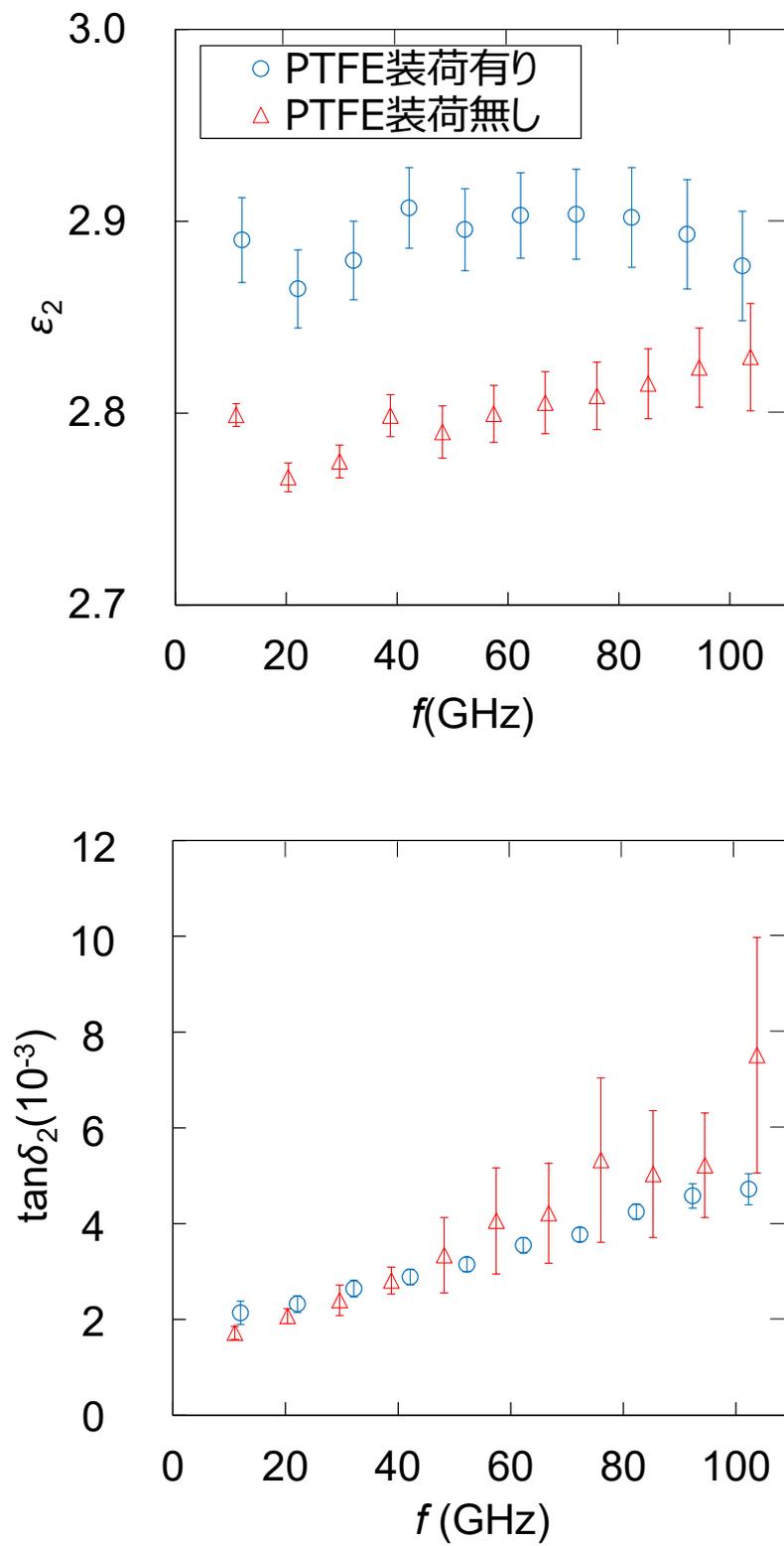


図 2.11 LCP 基板の複素誘電率の周波数依存性測定結果

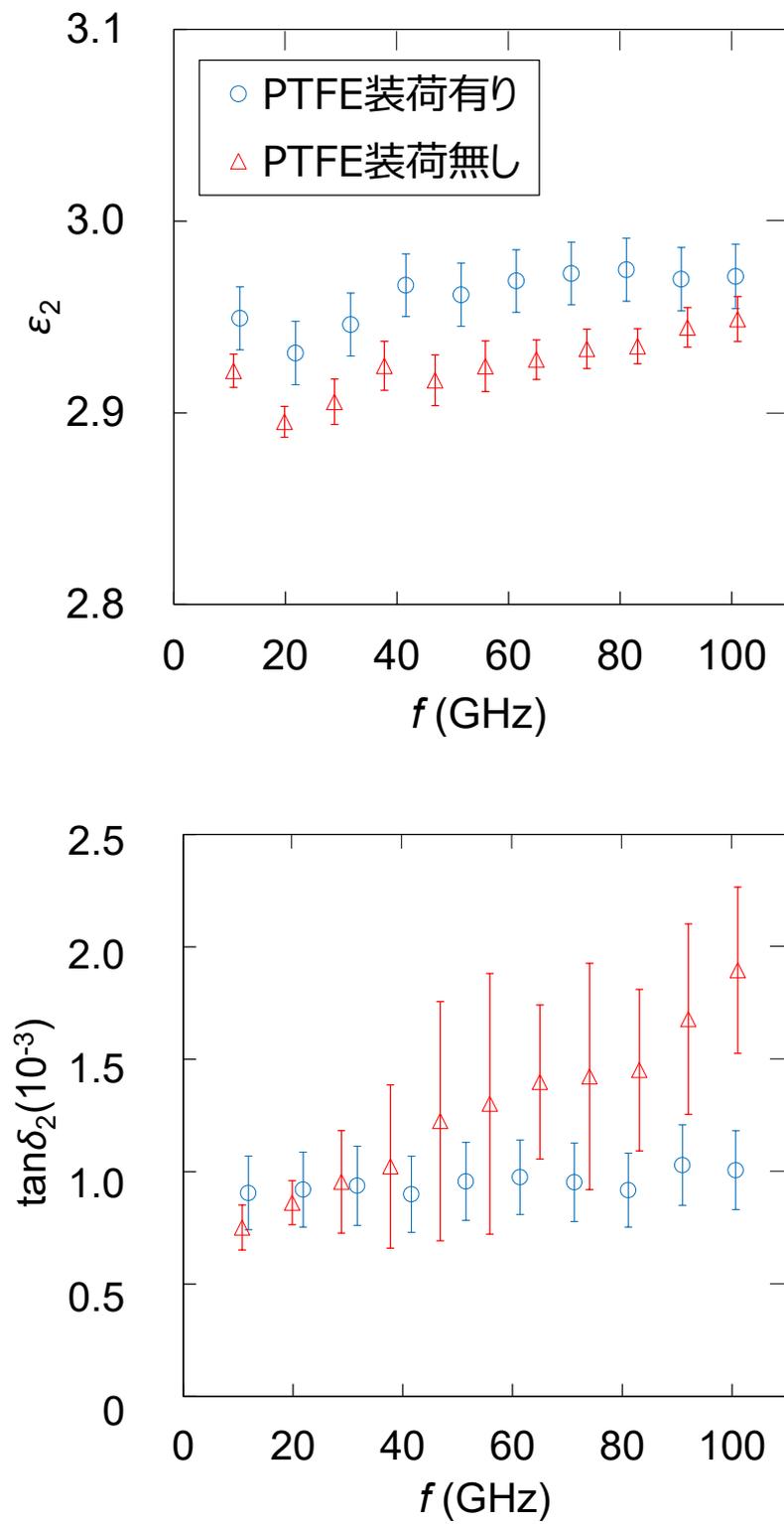


図 2.12 PTFE 系基板の複素誘電率の周波数依存性測定結果

第3章 銅張り基板の界面導電率と表面導電率測定法の開発

第1章に述べたように、従来のループアンテナ励振を用いた誘電体円柱共振器法では、60 GHz 以上では誘電体円柱共振器の高さが 1 mm 以下と小さくなり過ぎるためループアンテナ（市販で購入できる最も小さいサイズ：同軸外径 0.9 mm Φ ）を使った測定系の構築自体が難しくなる。さらに、バックグラウンドレベルの増加や共振ピークの歪みが生じるため、銅張り基板の界面導電率 σ_i と表面導電率 σ_s を正確に測定できないという課題があった。

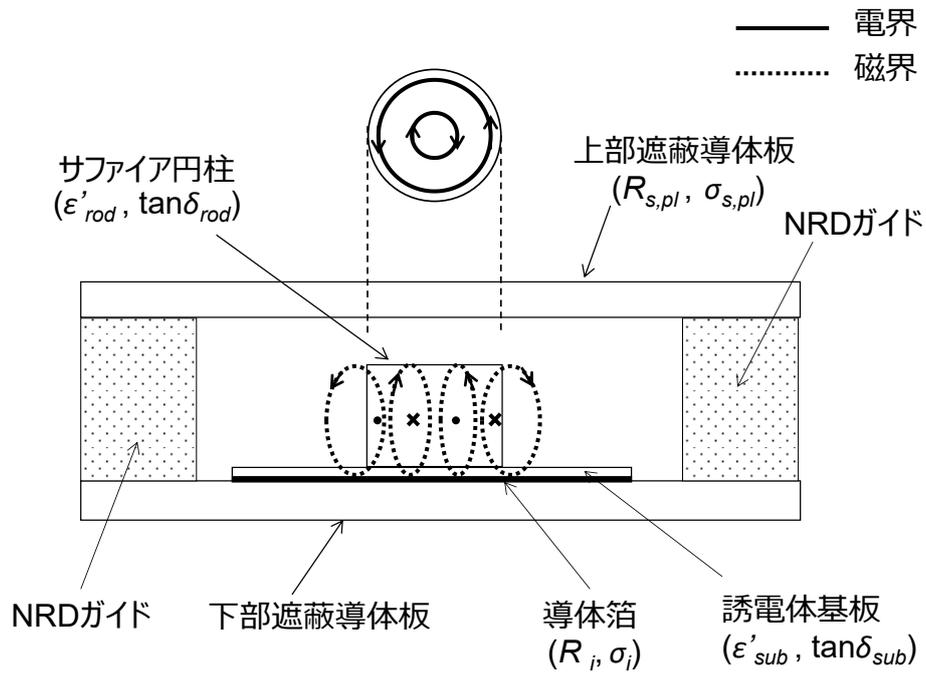
本章では、これらの課題を解決するために、NRD ガイド励振による TE₀₂₈ モードサファイア円柱共振器を用いた 60 GHz 以上における銅張り基板の σ_i と σ_s の測定法の開発について述べる。NRD ガイド励振による TE₀₂₈ モードサファイア円柱共振器の構造について述べ、60 GHz 以上においては、NRD ガイドによる励振方法の方がループアンテナによる励振方法よりもバックグラウンドレベルや共振波形の歪みを低減できるため、誘電体円柱共振器の励振に適していることをシミュレーションと実験により示す。さらに、実際に、LCP と、PTFE 系の銅張り基板において本手法を用いて σ_i と σ_s を測定することにより、その有効性を示す。

3.1 測定原理

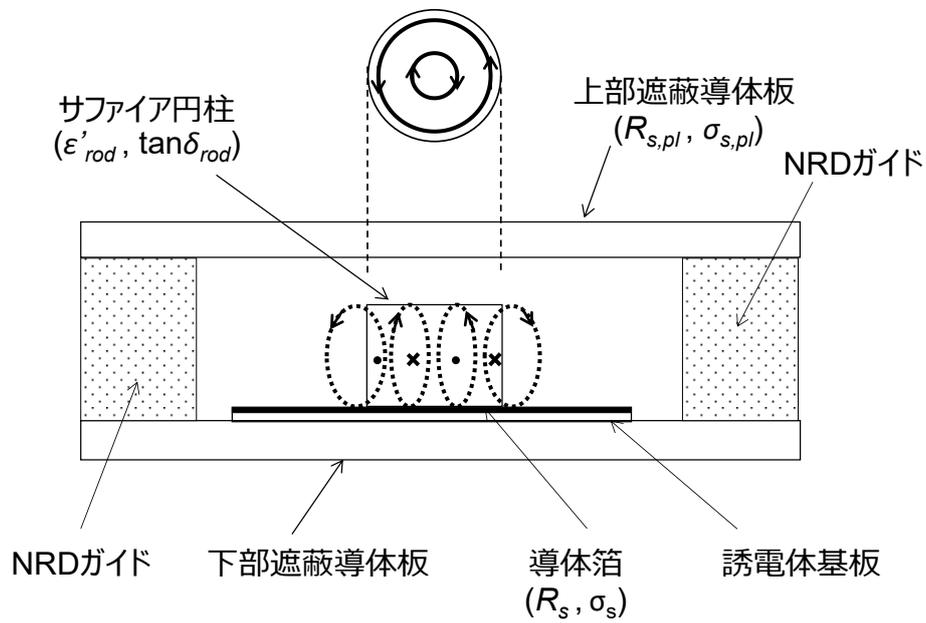
3.1.1 NRD ガイド励振による TE_{028} モードサファイア円柱共振器

NRD ガイド励振による TE_{028} モードサファイア円柱共振器の構造を図 3.1 に示す。図 3.1 (a), (b) はそれぞれ σ_i と σ_s 測定用の TE_{028} モードサファイア円柱共振器の構造を示している。 TE_{028} モードサファイア円柱共振器では、銅張り基板や LTCC 基板のように、片面に導体箔を形成した誘電体基板を試料として使用される。 σ_i の測定は、図 3.1 (a) に示すように、NRD ガイドの下部遮蔽導体板に固定された被測定基板の誘電体基板側の中央にサファイア円柱を配置する。また、 σ_s の測定は、図 3.1 (b) に示すように、被測定基板の導体側の中央にサファイア円柱を配置する。ここで、誘電体基板の複素誘電率は、比誘電率 ϵ'_{sub} 、誘電正接 $\tan\delta_{sub}$ とする。サファイア円柱は、両端面に対して垂直な方向が結晶の c 軸となっている。したがって、TE モード共振器の電界は、結晶の c 軸に垂直な方向の比誘電率と誘電正接 (ϵ'_{rod} , $\tan\delta_{rod}$) を検出する。

上下の遮蔽導体板の間隔は NRD ガイドの誘電体ストリップの高さに等しくなっている。図 3.1 の共振器では、上下の遮蔽導体板の間隔よりも十分に低背のサファイアを用いることで、被測定基板付近へ電磁界が集中するので、被測定基板の実効導電率を感度良く測定可能である。また、上部遮蔽導体板とサファイア円柱の間に空間を設けることで被測定基板の厚みを可変でき、さらにそれを上下裏返すことで、容易に界面および表面導電率測定が可能となる。なお、 TE_{018} モード共振器を用いて 60 GHz 以上の σ_i , σ_s を測定するためには、サファイア円柱の直径が 2 mm 以下でなければならず、取り扱いが困難となってしまう。そのため、本研究では TE_{028} モードを使用している。



(a) 界面導電率測定用のサファイア円柱共振器



(b) 表面導電率測定用のサファイア円柱共振器

図 3.1 NRD ガイド励振による TE_{028} モードサファイア円柱共振器の構造

3.1.2 NRD ガイド励振の狙い

ループアンテナ励振による TE モードの誘電体円柱共振器を用いた測定方法では、60 GHz 以上においてバックグラウンドレベルの増加や共振ピークの歪みが生じるために、 σ_i と σ_s を正確に測定できないという課題がある。この節では、電磁界シミュレーションを通して、ループアンテナ励振と比べた NRD ガイド励振の優位性に関して検証を行う。さらに、ループアンテナ励振におけるバックグラウンドレベルの増加や共振ピークの歪みの原因について調べる。

まず、ループアンテナ励振と、NRD ガイド励振を比較するため、FEM による電界シミュレータ ANSYS 社の HFSS の Driven Modal モードにより、共振器の共振周波数付近の周波数応答をシミュレーションした。図 3.2 は、励振構造を持つ共振器のシミュレーションモデルを示している。ここで、シミュレーション条件として、サファイア円柱の直径 $D_{rod} = 3.10$ mm, 高さ $H_{rod} = 1.63$ mm, 比誘電率 $\epsilon'_{rod} = 9.4$, 誘電正接 $\tan\delta_{rod} = 6 \times 10^{-5}$, 銅張り基板の誘電体の厚み $t_{sub} = 0.10$ mm, 銅箔厚み $t_c = 0$ mm, 銅張り基板の寸法 $L_{sub} = 12$ mm, 誘電体基板の比誘電率 $\epsilon'_{sub} = 3.4$, 誘電正接 $\tan\delta_{sub} = 3 \times 10^{-3}$, NRD ガイドストリップの高さ $H_s = 2.22$ mm, 幅 $W_s = 2.00$ mm, テーパー部の長さ $L_{sharp} = 24$ mm, 遮蔽導体板の実効比導電率 $\sigma_{rs,pl} = 100\%$, 導波管端面と遮蔽導体板とのギャップ $gap = 2$ mm とした。また、直径 0.9 mm ϕ のセミリジッド同軸ケーブルの先端に直径 0.5 mm のループが形成されたループアンテナを使用した。モデルの開放壁は、放射壁で囲まれている。なお、各寸法パラメータの記号に関する詳細は、3.2.1 節の図 3.6 に示す。

図 3.3 は、図 3.2 に示したモデルを用いて計算した共振器の周波数応答である。サファイア円柱と NRD ガイドの切断面またはループアンテナの先端との距離 d_a は、 IL_0 が約 30 dB となるように、NRD ガイド励振のモデルでは 6.5 mm, ループアンテナ励振のモデルでは 4.5 mm とした。ここで、挿入損失における基準レベルは、左右の NRD ガイドまたは同軸ケーブルを、それらのストレートラインで繋いで算出した。図 3.3 に示すように、NRD ガイド励振のダイナミックレンジはループアンテナ励振より優れており、 f_0 と、特に Q_u の測定に有利であることが分かる。一方、ループアンテナ励振では、図 3.3 に示すように、同軸ケーブルの外部導体が遮蔽導体板と接触しているか否かによって、周波数特性が大きく変動している。ループアンテナ励振の接触モデルでは、バックグラウンドレベルが 30 dB 程度まで上昇し、共振特性の測定が困難になっている。また、非接触モデルでは、バックグラウンドレベルは接触モデルより良好であっても、不要な共振ピークの干渉により共振波形が歪んでしまい、共振特性の測定が困難であることが分かる。

次に、ループアンテナ励振時の周波数特性におけるバックグラウンドレベル

の挙動の原因を調べるため、 TE_{028} モードの共振周波数付近において、励振構造を含む共振器の電磁界シミュレーションを行った。図 3.4 は、図 3.3 のループアンテナ励振の非接触モデルにおいて TE_{028} モード共振に不要共振が干渉している 62.9 GHz における電界強度分布を示したものである。NRD ガイドまたは同軸ケーブルの中心を通る X-Y 平面と X-Z 平面で、シミュレーションモデルの中心を拡大しており、電界の強さを dB で色分けしている。共振器の左側が入力側、右側が出力側となっている。図 3.4 (a) に示すように、NRD ガイド励振では、62.9 GHz においては、入力側から出力側へ電磁界が伝搬していない。つまり、良好なアイソレーションが得られていることを示している。ループアンテナ励振で同軸ケーブルの外部導体が遮蔽導体板に接触している場合、図 3.4 (b) に示すように、入力側のループアンテナから電磁界が同心円状に放射され、その放射電界の一部が出力側のループアンテナで受信される。放射電界の方向は遮蔽導体板に対して垂直であり、上下の遮蔽導体板で構成された平行平板導波路を介して放射されるモードであると考えられる。これが、図 3.3 に示すバックグラウンドレベルの上昇の原因である。一方、ループアンテナ励振において、遮蔽導体板間の中央に同軸ケーブルを挿入すると、図 3.4 (c) に示すように、同軸ケーブルの外部導体と遮蔽導体板からなるストリップライン状の構造において放射性の高次共振モードが発生する。その電磁波の一部は、出力側のループアンテナで受信され、 TE_{028} モードの共振を妨害する。

実際の 60 GHz 程度での σ_i の測定では、上下の遮蔽導体板の間隔が 2.22 mm と狭いため、同軸ケーブルの外部導体と遮蔽導体板を非接触状態にすることが困難である。そのため、両者は部分的に接触しており、実験ごとに接触位置や状態が変化すると考えられ、 f_0 と Q_u の繰り返し測定におけるばらつきの原因となる。また、平行平板導波路やストリップライン状の構造からの放射により、 Q_u の測定値が小さくなると考えられる。遮蔽導体板の間隔を測定周波数の半波長以下に設定する必要があるため、ミリ波帯の周波数では、マイクロ波帯に比べてループアンテナから放射される電界の垂直成分の強度が大きくなる。したがって、平行平板導波路またはストリップライン状の構造からの放射は、ミリ波帯の周波数において顕著になると考えられる。

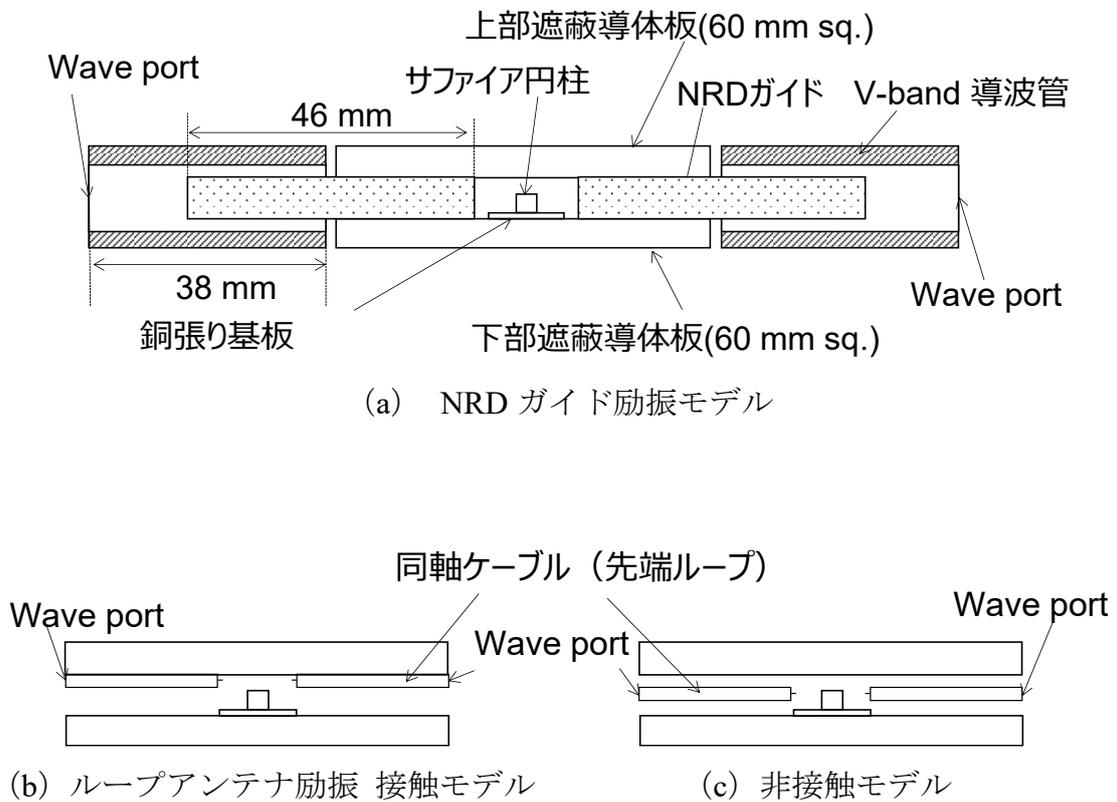


図 3.2 NRD ガイド励振とループアンテナ励振による TE_{028} モードサファイア円柱共振器のシミュレーションモデル。(a) NRD ガイド励振のモデル, (b) 同軸ケーブルを上部遮蔽導体板に接触させたループアンテナ励振のモデル, (c) 上下の遮蔽導体板の中央に同軸ケーブルを配置したループアンテナ励振のモデル。

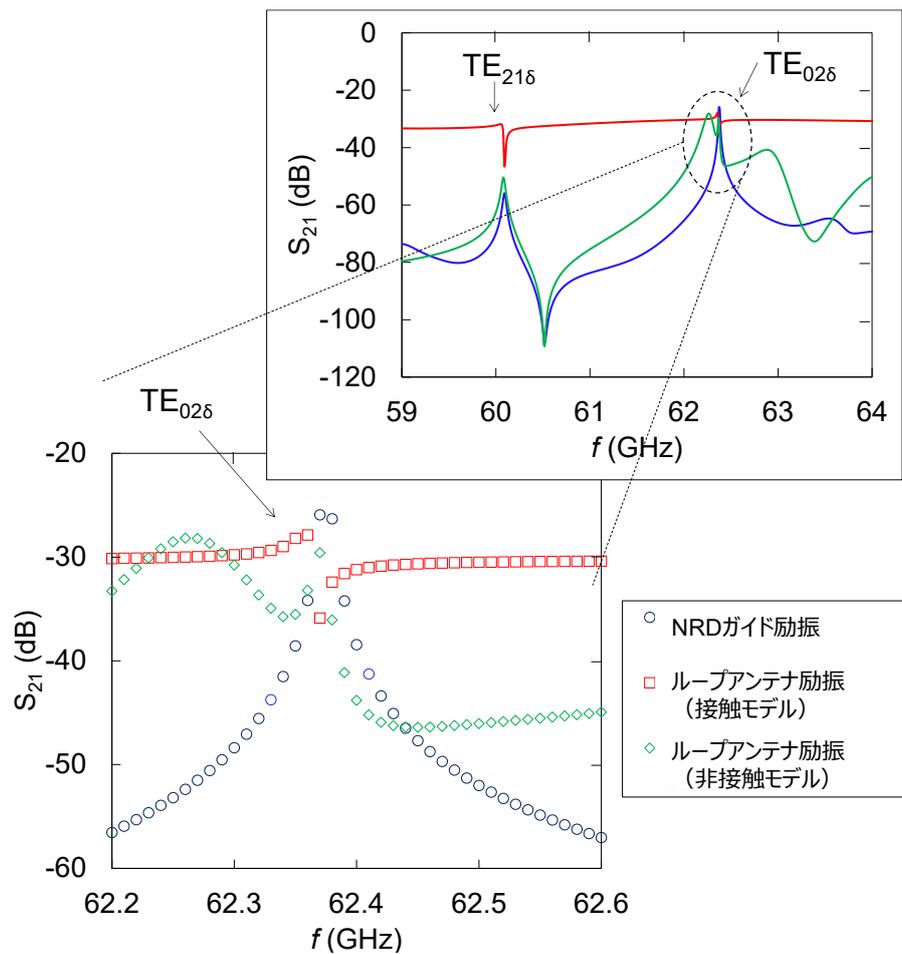
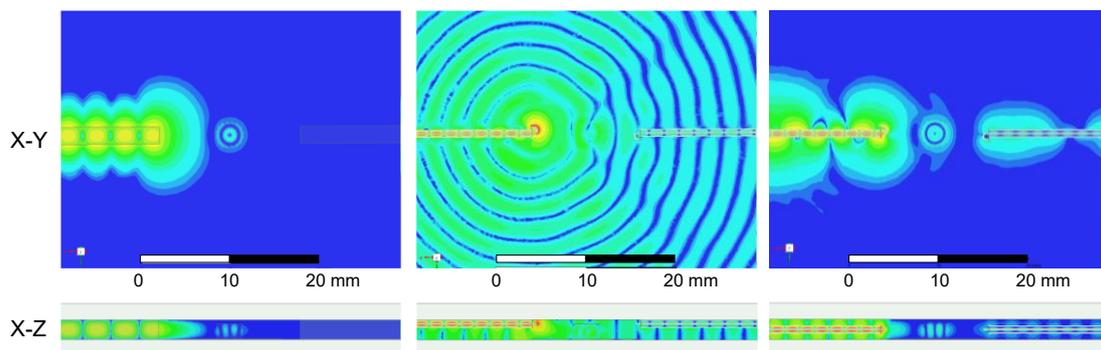


図 3.3 NRD ガイドと、遮蔽導体板へ接触または非接触状態のループアンテナにより励振された TE_{026} モードサファイア円柱共振器周波数応答の計算結果



(a) NRD ガイド励振 (b) ループアンテナ励振 (接触モデル) (c) ループアンテナ励振 (非接触モデル)

図 3.4 TE_{026} モードの共振周波数より 500 MHz 高い 62.9 GHz におけるサファイア円柱共振器の電界強度分布の計算結果

3.1.3 測定公式

界面導電率 σ_i に対応する表面抵抗（本研究では R_i と表記）は，図 3.1 (a) に示した TE₀₂₈ モードサファイア円柱共振器の Q_u から求めることができる。 Q_u の値は， R_i と上部遮蔽導体板の表面抵抗 $R_{s,pl}$ による 2 つの導体損失と，サファイア円柱の誘電正接 $\tan\delta_{rod}$ と誘電体基板の誘電正接 $\tan\delta_{sub}$ による 2 つの誘電体損失から，共振器の形状因子 G と電界エネルギー集中率 P を用いて以下のように決定される。

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{R_i}{G_i} + \frac{R_{s,pl}}{G_{s,pl}} + P_{e,rod}\tan\delta_{rod} + P_{e,sub}\tan\delta_{sub} \quad (3.1)$$

図 3.1 (a) に示した共振器の Q_u の測定値から (3.1) 式を用いて R_i を算出することができる。同様に，図 3.1 (b) の TE₀₂₈ サファイア円柱共振器の Q_u から， σ_s に対応する表面抵抗 (R_s とする) を求めることができる。 Q_u の値は， R_s と $R_{s,pl}$ による 2 つの導体損失と， $\tan\delta_{rod}$ による 1 つの誘電体損失から，以下のように決定される。

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{R_s}{G_s} + \frac{R_{s,pl}}{G_{s,pl}} + P_{e,rod}\tan\delta_{rod} \quad (3.2)$$

図 3.1 (b) の共振器の Q_u の測定値から，(3.2) 式を用いて R_s を算出することができる。ここで，(3.1) 式の $P_{e,rod}$ と (3.2) 式の $P_{e,sub}$ は，それぞれサファイア円柱と誘電体基板への電界エネルギー集中率[37]であり，次式であらわされる。

$$P_{e,rod} = \frac{W_{e,rod}}{W_{total}} \quad (3.3)$$

$$P_{e,sub} = \frac{W_{e,sub}}{W_{total}} \quad (3.4)$$

ここで， W_{total} , $W_{e,rod}$, $W_{e,sub}$ はそれぞれ共振器全体，サファイア円柱，誘電体基板に蓄えられる電界エネルギーである[37]。さらに，(3.1)，(3.2) 式の G は共振器の形状因子であり，次式で定義される。

$$G = \frac{\omega_0 \mu \iiint_{V_t} |H|^2 dv}{\frac{1}{2} \iint_s |H_t|^2 ds} \quad (3.5)$$

ここで、 ω_0 は共振角周波数、 μ は導体の透磁率、 $\iint_s |H_t|^2 ds$ は、 G_i の場合は誘電体と導体の界面領域、 G_s の場合は銅箔の表面領域、 $G_{s,pl}$ の場合は上部遮蔽導体板の表面領域での磁界の面積分である[37]。さらに、 R_i , R_s , $R_{s,pl}$ はそれぞれ実効導電率 σ_i , σ_s , $\sigma_{s,pl}$ と次のような関係にある。

$$R_i = \sqrt{\frac{\pi f_0 \mu}{\sigma_i}} \quad (3.6)$$

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi f_0 \mu}{\sigma_s}} \quad (3.7)$$

$$R_{s,pl} = \sqrt{\frac{\pi f_0 \mu}{\sigma_{s,pl}}} \quad (3.8)$$

ここで、 μ は銅のような非磁性金属においては、自由空間での透磁率である μ_0 ($= 4\pi \times 10^{-7}$ H/m) に置き換えることができる。

本研究では、FEMによる電磁界シミュレータ HFSS の固有値解析機能を用いて $P_{e,rod}$, $P_{e,sub}$, G_i , G_s , $G_{s,pl}$ を算出した。具体的には、一例として、図 3.1 (a) に示す共振器のシミュレーションにおいては、以下の条件にて計算した Q_u の値から、(3.1) 式の $P_{e,rod}$ を求める。

- 1) 導体を完全導体とする。
- 2) ϵ'_{rod} と $\tan\delta_{rod}$ は実測値とする。
- 3) ϵ'_{sub} は実測値、 $\tan\delta_{sub}$ はゼロとする。

この条件下においては、(3.1) 式の右辺の第 3 項以外がゼロとなるため、(3.1) 式の $P_{e,rod}$ を求めることができる。その他の係数 $P_{e,sub}$, G_i , G_s , $G_{s,pl}$ も、上記と同様の考え方で、 Q_u の計算値から求めることができる。

サファイア円柱の ϵ'_{rod} と $\tan\delta_{rod}$ 、上部遮蔽導体板の $\sigma_{s,pl}$ は二共振器法[20]-[23], [33]で測定し、測定結果は 3.2.2 節に示す。誘電体基板の ϵ'_{sub} と $\tan\delta_{sub}$ は、分割円筒空洞共振器法[2]-[6], [38]-[39]で測定し、測定結果を 3.2.3 節に示す

3.1.4 数値計算結果の有効性検証

FEMによる電磁界シミュレータ HFSS で得られた共振器の形状因子 $G_{s,pl}$ と、誘電体円柱への電界エネルギー集中度 $P_{e,rod}$ について、厳密な解析式[20]-[23]から求めた解析値と比較することにより、FEM を用いた数値計算の有効性について検証を行った。

図 3.5 (a), (b) は、それぞれ TE₀₂₁ モード誘電体円柱共振器における厳密解析モデルと、FEM 解析モデルを示している。誘電体円柱の直径 $D_{rod} = 3.1$ mm, 高さ $H_{rod} = 2.2$ mm, 誘電率 $\epsilon'_{rod} = 9.4$ である。遮蔽導体板は、完全導体とし、直径 d は HFSS では $5 D_{rod}$ と有限とした。表 1 は、図 3.5 に示したモデルを用いた共振周波数 f_0 , 係数 $G_{s,pl}$ と $P_{e,rod}$ の計算結果を示している。なお、HFSS において、固有値計算モードを使用し、4 分の 1 に分割した解析モデルを用いて、総メッシュ数が約 30000 となる条件下にて計算を行った。厳密な解析式と、FEM による解析で求めた係数 $G_{s,pl}$ と $P_{e,rod}$ の差は 0.1% 以下であり、無視できるほど小さいことを確認した。

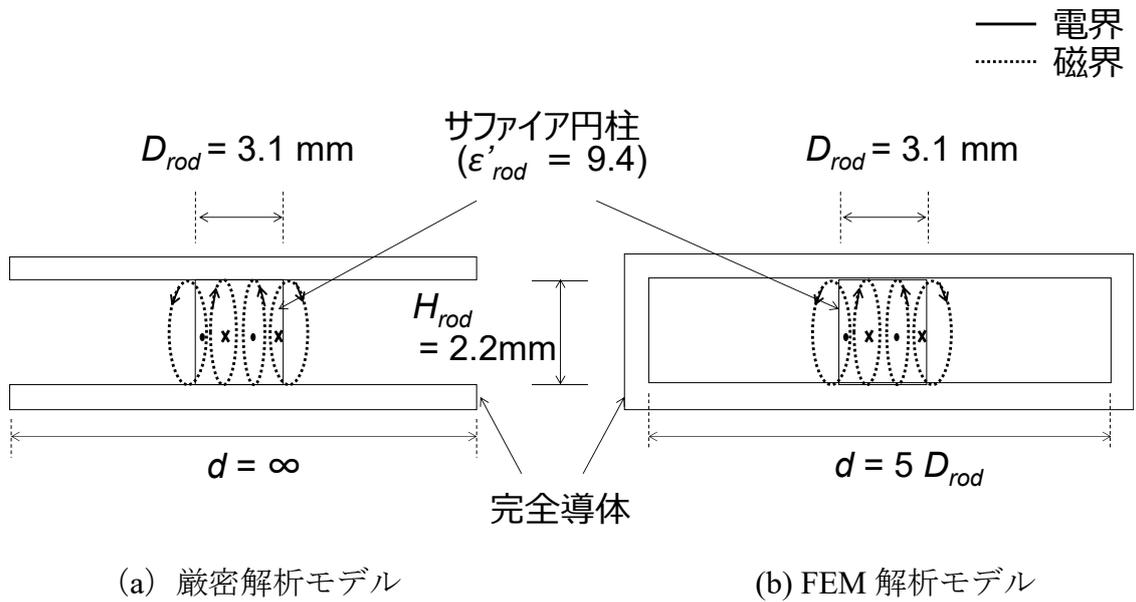


図 3.5 TE₀₂₁ モード誘電体円柱共振器の解析モデル。(a) 厳密解析モデルと, (b) FEM 解析モデル。

表 1 厳密な解析式と FEM 解析で計算された f_0 , $G_{s,pl}$, $P_{e,rod}$ の比較

パラメータ	厳密解 [20]-[23]	FEM (HFSS)	差
f_0 (GHz)	60.8458	60.8471	0.002%
$G_{s,pl}$ (Ω)	1173.2	1172.5	0.062%
$P_{e,rod}$	0.9174	0.9179	0.058%

3.1.5 界面導電率と表面導電率測定における不確かさ

σ_i と σ_s を万国標準軟銅の導電率 σ_0 ($= 5.8 \times 10^7$ S/m) に基づいて規格化した値 σ_i/σ_0 , σ_s/σ_0 を, それぞれ界面比導電率 σ_{ri} と表面比導電率 σ_{rs} とする。

σ_{ri} の不確かさ $\Delta\sigma_{ri}$ は, 主として Q_u の不確かさによる $\Delta\sigma_{ri,Q_u}$ と, 上部遮蔽導体板の実効比導電率 $\sigma_{rs,pl}$ の不確かさによる $\Delta\sigma_{ri,\sigma_{rs,pl}}$, 誘電体円柱の誘電正接 $\tan\delta_{rod}$ の不確かさによる $\Delta\sigma_{ri,\tan\delta_{rod}}$, 誘電体基板の誘電正接 $\tan\delta_{sub}$ の不確かさによる $\Delta\sigma_{ri,\tan\delta_{sub}}$ の二乗和から成り, 以下の式で評価される。

$$\Delta\sigma_{ri}^2 = \Delta\sigma_{ri,Q_u}^2 + \Delta\sigma_{ri,\sigma_{rs,pl}}^2 + \Delta\sigma_{ri,\tan\delta_{rod}}^2 + \Delta\sigma_{ri,\tan\delta_{sub}}^2 \quad (3.9)$$

また, σ_{rs} の不確かさ $\Delta\sigma_{rs}$ は, 主として Q_u の不確かさによる $\Delta\sigma_{rs,Q_u}$ と, $\sigma_{rs,pl}$ の不確かさによる $\Delta\sigma_{rs,\sigma_{rs,pl}}$, $\tan\delta_{rod}$ の不確かさによる $\Delta\sigma_{rs,\tan\delta_{rod}}$ の二乗和から成り, 以下の式で評価される。

$$\Delta\sigma_{rs}^2 = \Delta\sigma_{rs,Q_u}^2 + \Delta\sigma_{rs,\sigma_{rs,pl}}^2 + \Delta\sigma_{rs,\tan\delta_{rod}}^2 \quad (3.10)$$

3.2 測定装置および測定方法

3.2.1 測定装置

図 3.6 は、本研究で用いた 60 GHz 以上の σ_i と σ_s の測定装置の模式図を示している。また、図 3.7 に測定装置の写真を示す。図 3.7 は、上部遮蔽導体板を取り外した状態である。NRD ガイドでは、誘電体ストリップの端部をテーパ状に加工した変換部を通して、V 帯または W 帯の導波管に変換している。NRD ガイドのテーパ部の長さ L_{sharp} は、導波管の管内波長の数倍である 24 mm に設計した。NRD ガイドの遮蔽導体板の間隔 H_s と導波管のサイズ H_c が異なるため、NRD ガイドの遮蔽導体板と導波管の接触部で反射波が発生してしまう。そこで、NRD ガイドの遮蔽導体板と導波路の間に数 mm のギャップを設けることで、反射波を低減させた。NRD ガイドの誘電体ストリップは Rexolite-1422 (ポリビニル樹脂スチレン架橋共重合体) を用い、LSM モードが主な伝送モードとなるように、62 GHz の測定では高さ H_s と幅 W_s がそれぞれ 2.25 mm, 2.00 mm, 74 と 80 GHz の測定ではそれぞれ 1.80 mm と 1.60 mm に設計した[32], [40]。また、スペーサーの高さは、NRD ガイドの誘電体ストリップの高さと等しくなるように設計されている。

直径 D_{rod} , 高さ H_{rod} のサファイア円柱は、被測定基板上に、且つ左右の NRD ガイドの中央に配置される。被測定基板は、短辺の長さ L_{sub} , 誘電体厚さ t_{sub} , 導体厚さ t_c である。下部遮蔽導体板の導体損失が σ_i , σ_s の測定に影響しないように、 L_{sub} は D_{rod} の 3 倍以上必要である[24]。被測定基板は、反りがないように下部遮蔽導体上に配置する必要がある。サファイア円柱の直径 D_{rod} の 3 倍の領域を避けて、被測定基板の 4 辺にテープが貼られている。サファイア円柱と NRD ガイドの切断面との距離は d_a で表される。 d_a を可変することで、 IL_0 は約 30 dB に調整した。 f_0 , 電力半値幅 $f_H - f_L$, IL_0 は、2 章の図 2.5 (b) に示されたベクトルネットワークアナライザを用いた測定システムにより測定した。ベクトルネットワークアナライザとして Keysight 社の N5227A と、そのミリ波拡張モジュール N5261A を用いた。ネットワークアナライザの校正面は、NRD ガイドの誘電体ストリップが挿入された導波管の外側に設定した。NRD ガイドの伝送損失は、左右の NRD ガイドを、ストレートの誘電体ストリップを用いて接続することにより測定した。この伝送損失を、 σ_i と σ_s の測定において基準レベルとして使用した。

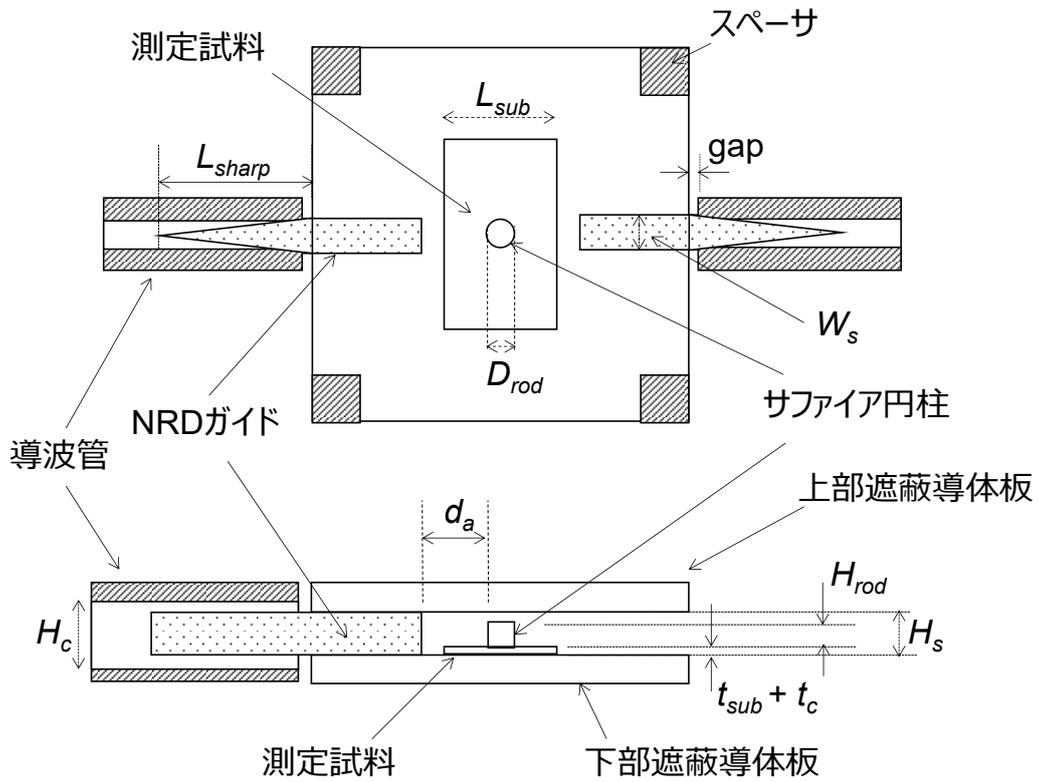


図 3.6 60 GHz 以上での界面導電率 σ_i と表面導電率 σ_s の測定装置の模式図

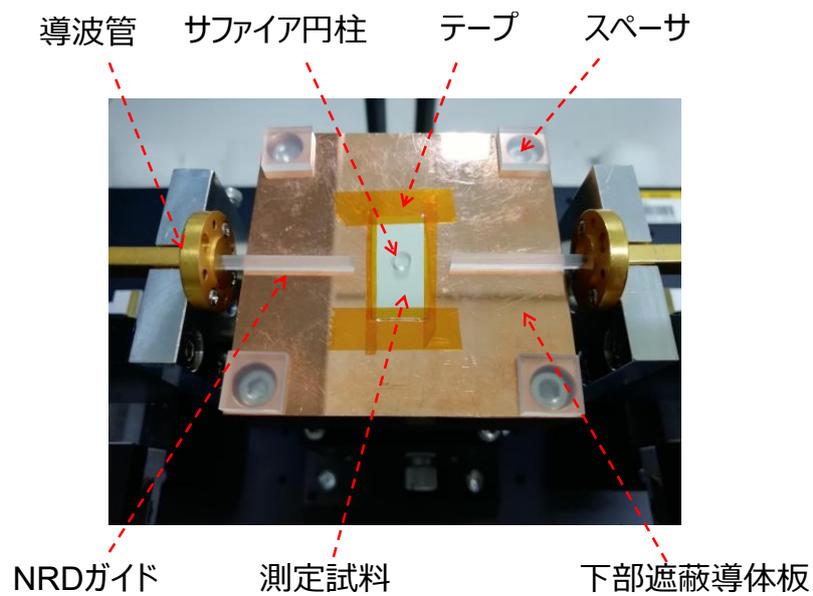


図 3.7 界面導電率 σ_i の測定に使用した測定装置の写真

3.2.2 二共振器法によるサファイア円柱の複素誘電率と、遮蔽導体板の実効導電率測定

この節では、 σ_i と σ_s 測定にあらかじめ必要となるサファイア円柱の複素誘電率 ϵ'_{rod} , $\tan\delta_{rod}$ と、遮蔽導体板の実効比導電率 $\sigma_{rs,pl}$ の測定手法とその結果について示す。 ϵ'_{rod} と $\tan\delta_{rod}$ は、結晶の c 軸に垂直な方向の値を示している。

表 2 に、NRD ガイド励振による TE_{028} モードサファイア円柱共振器に使用したサファイア円柱の ϵ'_{rod} , $\tan\delta_{rod}$ と、遮蔽導体板の $\sigma_{rs,pl}$ の測定結果について示す。本研究では、Rx-1 ($x = 1, 2, 3$) のサファイア円柱を用いて、3.3.2 節に示す 62, 74, 80 GHz の σ_{ri} , σ_{rs} を測定している。 ϵ'_{rod} の値は、サファイア円柱共振器の f_0 測定から得られたものである。一方、 $\tan\delta_{rod}$ と $\sigma_{rs,pl}$ の値は、いわゆる二共振器法 [20]-[23], [33] に基づいて、Rx-1 と Rx-2 ($x = 1, 2, 3$) の共振器のペアの Q_u 測定から得られたものである。この共振器ペアは、互いにサイズ比 D_{rod}/H_{rod} の異なるサファイア円柱で構成されている。Rx-2 のサファイア円柱は Rx-1 のサファイア円柱よりサイズ比が大きく設計されており、それぞれの共振器の Q 値である Q_{u1} と Q_{u2} には値の差が生じるようになっている。 $\tan\delta_{rod}$ と $\sigma_{rs,pl}$ の値は Q_{u1} と Q_{u2} を測定することで、それぞれ決定することができる。ここで、 $f_0/\tan\delta_{rod}$ と $\sigma_{rs,pl}$ は 2 つの共振器の共振周波数間で一定であると仮定している。 ϵ'_{rod} の不確かさは、 f_0 , D_{rod} , H_{rod} の繰り返し測定の標準偏差から求めた。 $\tan\delta_{rod}$ の不確かさは、2 つのサファイア円柱共振器の Q_{u1} , Q_{u2} の繰り返し測定の標準偏差から求めた。なお、サファイア円柱共振器 R1-2 と R2-2 は同一の円柱であるが、異なる共振モードである。NRD ガイドの遮蔽導体板の間隔 H_s は、約 62 GHz の測定では 2.215 mm、約 74 と 80 GHz の測定では 1.751 mm である。

図 3.8 に、3.3.3 節の σ_{ri} と σ_{rs} 測定に使用したすべてのサファイア円柱の複素誘電率を示す。 ϵ'_{rod} , $\tan\delta_{rod}$ の不確かさは、表 2 と同様に求められる。10~80GHz の周波数範囲では、サファイアの個体が異なっても、 ϵ'_{rod} は約 9.41 で一定であり、 $\tan\delta_{rod}$ は周波数の上昇とともに直線的に増加することが確認された。さらに、 $f_0(\text{GHz})/\tan\delta_{rod}$ は約 100 万 GHz であった。1.8 GHz と 4.1 GHz における σ_{ri} と σ_{rs} 測定には、サファイア円柱の代わりに、それぞれ BaTiO_3 系セラミックスと $(\text{Nd}_x\text{Ca}_{1-x})(\text{Al}_y\text{Ti}_{1-y})\text{O}_3$ 系セラミックスを用いた。これらの複素誘電率は、二共振器法の代わりに、12 GHz で測定された遮蔽導体板の $\sigma_{rs,pl}$ の値を用いて、1 つの誘電体円柱共振器の f_0 , Q_u から測定した。 BaTiO_3 系セラミックスの 1.8 GHz における ϵ'_{rod} と $\tan\delta_{rod}$ は、それぞれ 178.3 と 2.8×10^{-4} であり、 $(\text{Nd}_x\text{Ca}_{1-x})(\text{Al}_y\text{Ti}_{1-y})\text{O}_3$ 系セラミックスの 4.1 GHz における値は、それぞれ 45.11 と 9.0×10^{-5} と測定された。

表 2 共振モード, サファイア円柱の直径 D_{rod} と高さ H_{rod} , 共振周波数 f_0 , 無負荷 Q 値 Q_u , 比誘電率 ϵ'_{rod} , 誘電正接 $\tan\delta_{rod}$, $f_0/\tan\delta_{rod}$ および遮蔽導体板の実効比導電率 $\sigma_{rs,pl}$ の測定結果

No.	共振モード	D_{rod} (mm)	H_{rod} (mm)	f_0 (GHz)	Q_u	ϵ'_{rod}	$\tan\delta_{rod}$ ($\times 10^{-5}$)	$f_0/\tan\delta_{rod}$ (10^4 GHz)	$\sigma_{rs,pl}$ (%)
R1-1	TE _{02δ}	3.101	1.631	62.283	8740	9.42	6.37	97.8	67.4
		±0.001	±0.001	±0.002	±8	±0.01	±0.09		
R1-2	TE _{02δ}	4.493	0.807	59.758	4100	9.40	6.11	±1.3	±2.1
		±0.001	±0.001	±0.001	±37	±0.01	±0.08		
R2-1	TE _{02δ}	2.812	0.927	76.335	5775	9.41	7.29	105.2	65.4
		±0.001	±0.001	±0.007	±22	±0.01	±0.60		
R2-2	TE _{02δ}	3.401	0.645	76.946	3679	9.42	7.35	±8.9	±5.8
		±0.001	±0.001	±0.021	±33	±0.01	±0.60		
R3-1	TE _{02δ}	2.369	1.366	80.185	7291	9.42	8.35	96.0	61.4
		±0.001	±0.001	±0.002	±45	±0.01	±0.14		
R3-2	TE _{03δ}	4.493	0.807	77.814	4839	9.39	8.10	±1.6	±2.2
		±0.001	±0.001	±0.013	±39	±0.01	±0.13		

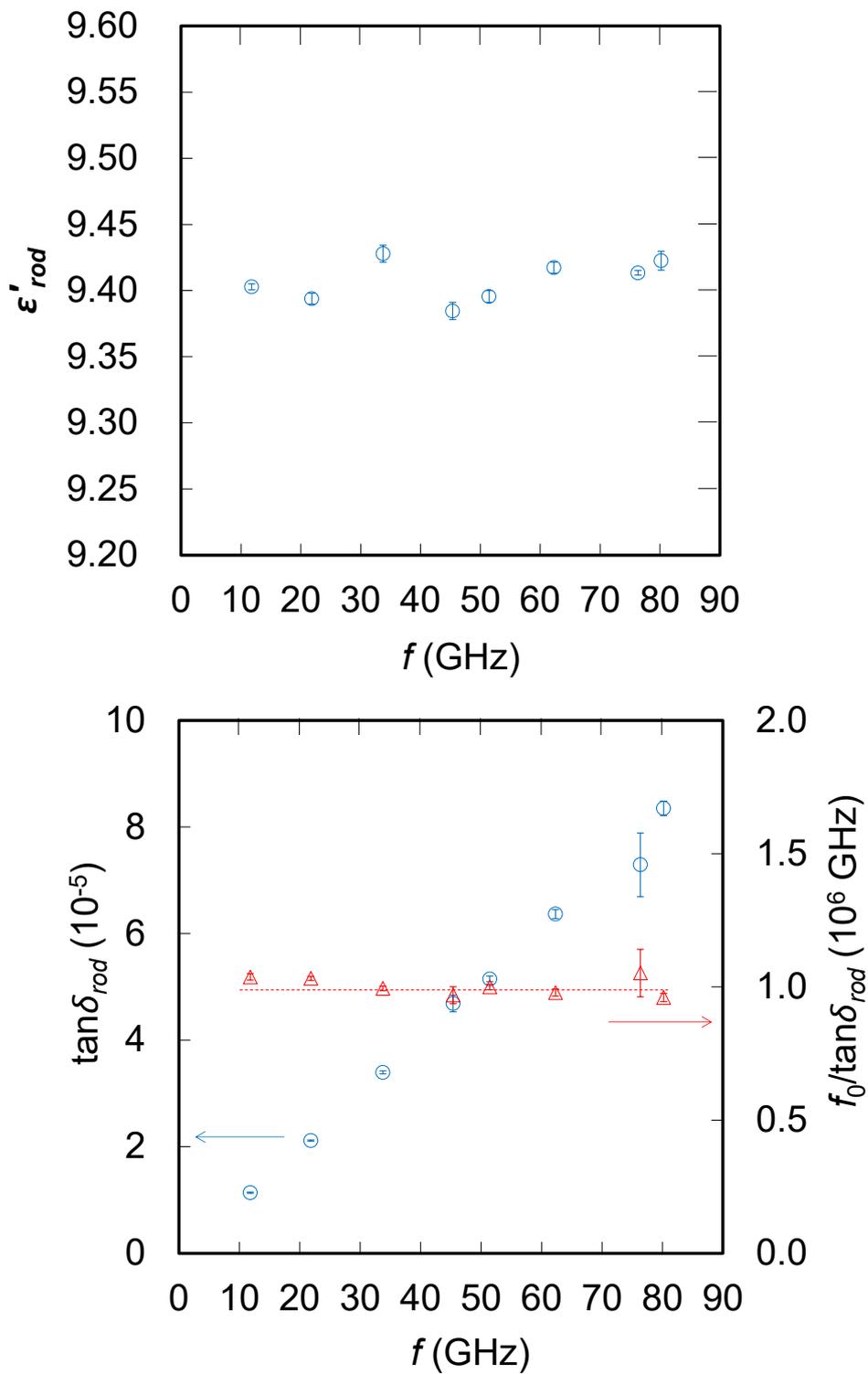


図 3.8 二共振器法によるサファイア円柱の ϵ'_{rod} , $\tan \delta_{rod}$, $f_0 / \tan \delta_{rod}$ の測定結果

3.2.3 分割円筒空洞共振器法による誘電体基板の複素誘電率測定

この節では、 σ_i と σ_s 測定に必要な誘電体基板の複素誘電率 ϵ'_{sub} , $\tan\delta_{sub}$ の測定手法とその結果について示す。

図 3.9 に、LCP 基板と PTFE 系基板の複素誘電率 (ϵ'_{sub} , $\tan\delta_{sub}$) の測定結果を示す。 ϵ'_{sub} と $\tan\delta_{sub}$ の値は、分割円筒空洞共振器を用いて測定された共振器の f_0 と Q_u から、モード整合法[2], [4]-[6]に基づいて計算した。図 3.9 の ϵ'_{sub} と $\tan\delta_{sub}$ のエラーバーは測定の不確かさを示している。 ϵ'_{sub} の不確かさは f_0 , 誘電体基板の厚さ t_{sub} , 分割円筒空洞共振器の空洞直径 D_{cav} , 空洞高さ H_{cav} の繰り返し測定による標準偏差から評価した。 $\tan\delta_{sub}$ の不確かさは共振器の Q_u と実効比導電率 $\sigma_{rs,pl}$ の繰り返し測定の標準偏差から評価した。図 3.9 の上段は、LCP 基板と PTFE 系基板の ϵ'_{sub} の周波数依存性を示している。10~80 GHz の周波数範囲において、LCP 基板と PTFE 系基板の ϵ'_{sub} はそれぞれ約 3.39 と 3.00 であった。図 3.9 の下段は、LCP 基板と PTFE 系基板の $\tan\delta_{sub}$ の周波数依存性を示している。周波数が高くなるにつれて $\tan\delta_{sub}$ は増加する。 σ_{ri} の測定には 2 次関数でフィッティングした $\tan\delta_{sub}$ を使用した。

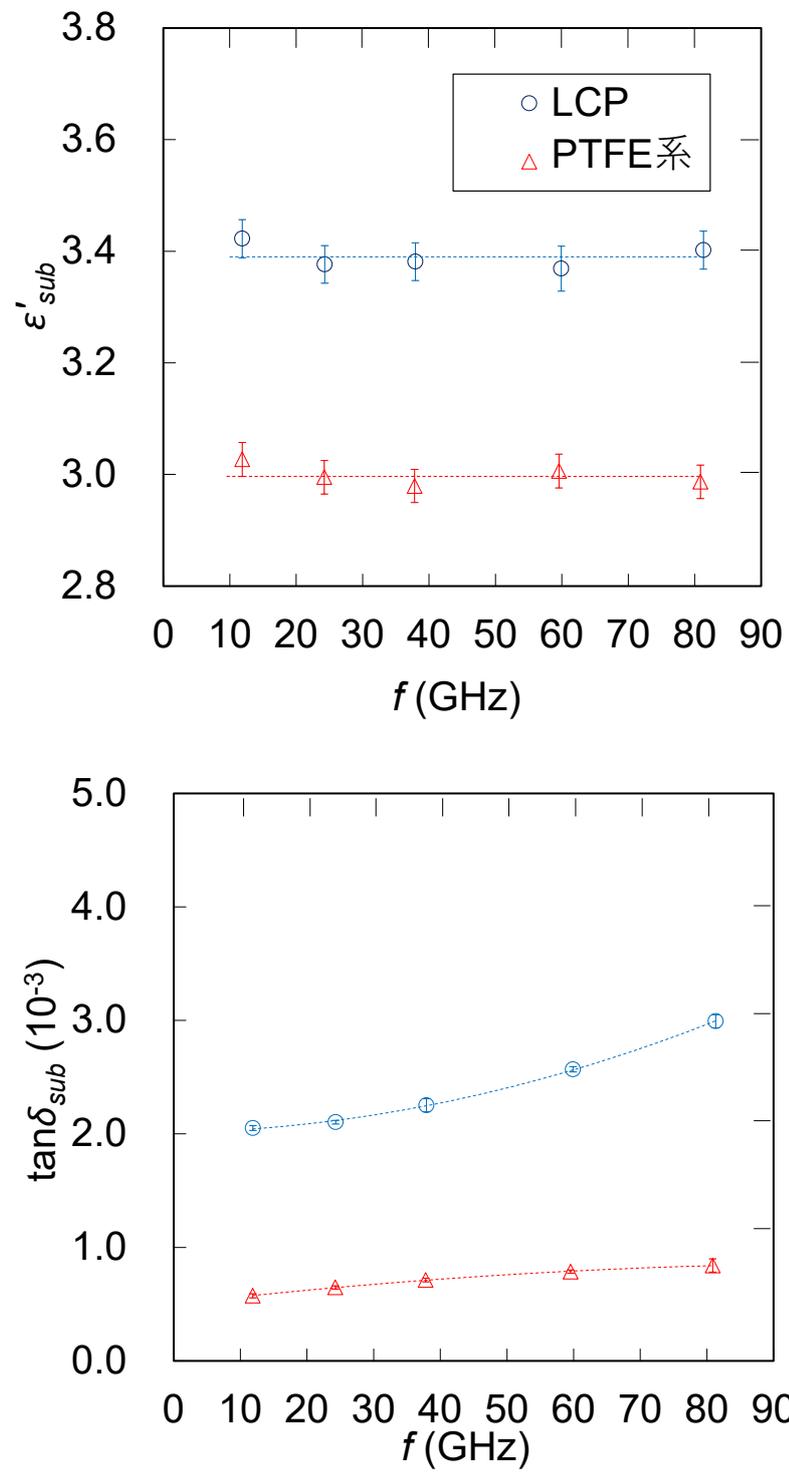


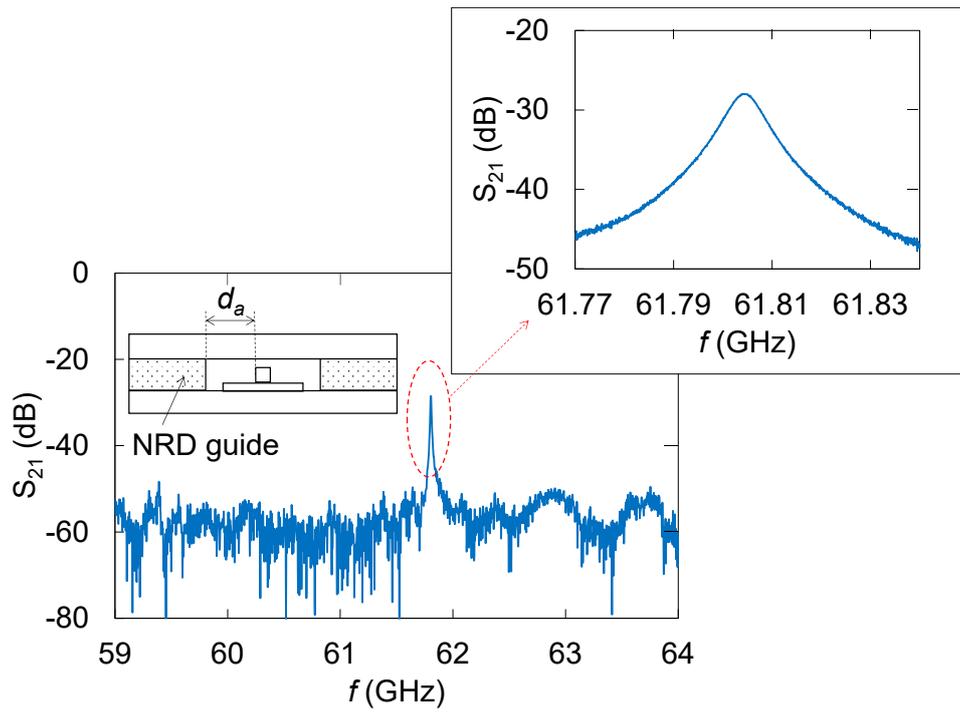
図 3.9 分割円筒空洞共振器法による LCP 基板と PTFE 系基板の ϵ'_{sub} と $\tan \delta_{sub}$ の周波数依存性の測定結果

3.3 測定結果

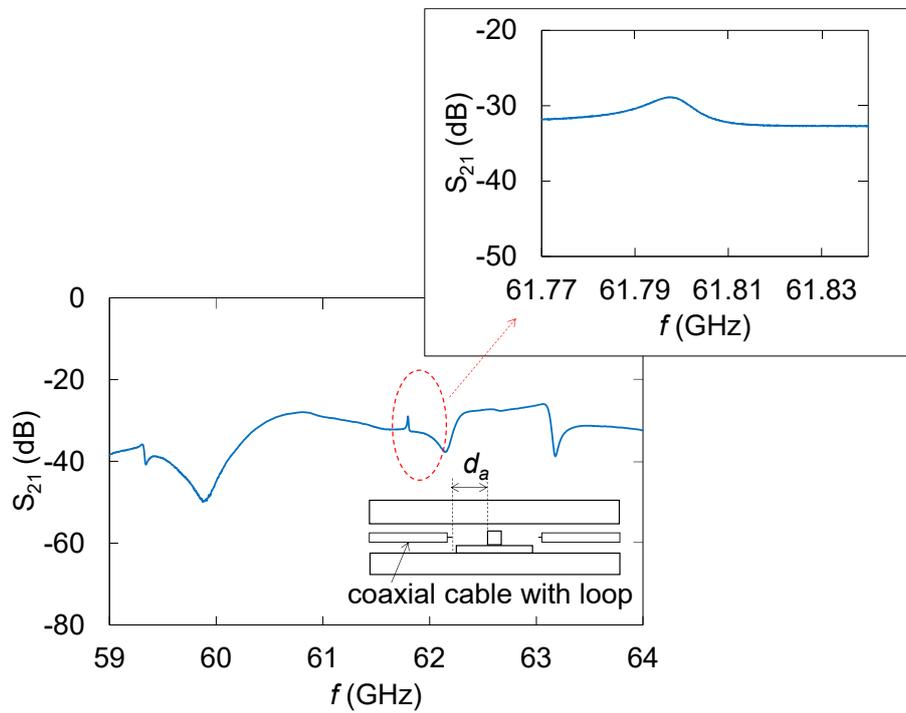
3.3.1 励振方法による LCP 銅張り基板の共振波形の比較

NRD ガイド励振とループアンテナ励振による TE_{026} モードサファイア円柱共振器の周波数応答と、 f_0 、 Q_u の測定値を比較した。図 3.10 (a) は、 TE_{026} モードサファイア円柱共振器を NRD ガイドで励振した場合の周波数応答結果である。ここでは、 $D_{rod} = 3.101 \text{ mm}$ 、 $H_{rod} = 1.631 \text{ mm}$ のサファイア円柱を、 $t_{sub} = 0.100 \text{ mm}$ 、 $t_c = 0.020 \text{ mm}$ の LCP 銅張り基板の誘電体側に配置した。繰り返し測定により、共振周波数 f_0 と Q_u 、およびそれらの標準偏差は、それぞれ $61.809 \pm 0.007 \text{ GHz}$ 、 7900 ± 77 と測定された。図 3.10 (b) は、直径 0.9 mm のセミリジッド同軸ケーブルの先端に直径 0.5 mm のループが形成されたループアンテナにより、同じ共振器を励振した場合の周波数応答結果を示している。 f_0 と Q_u 、およびそれらの標準偏差は、それぞれ $61.804 \pm 0.059 \text{ GHz}$ と 3200 ± 1345 と測定された。ループアンテナ励振により測定された Q_u の値は NRD ガイド励振で測定した値よりはるかに小さくなっており、 f_0 と Q_u の繰り返し測定の標準偏差も大きくなっている。また、ループアンテナ励振のバックグラウンドレベルは、NRD ガイド励振のバックグラウンドレベルより高くなっている。ループアンテナ励振では、拡大した共振波形は歪んでおり、正確な Q_u の測定が困難になっている。さらに、ループアンテナ励振の場合は、バックグラウンドレベルの再現性が著しく悪いことも分かった。ループアンテナや同軸ケーブルの位置、ループの傾きをわずかに変えるだけでバックグラウンドレベルが変動する傾向がみられた。

これらの理由として、3.1.2 節のシミュレーション結果で述べた通り、ループアンテナ励振の場合には、同軸ケーブルの外部導体と遮蔽導体板が部分的に接触しており、実験ごとに接触位置や状態が変化すると考えられ、 f_0 と Q_u の繰り返し測定におけるばらつきの原因となったと考えられる。また、平行平板導波路やストリップライン状の構造からの放射により、 Q_u の測定値が小さくなってしまったと考えられる。さらに、放射された電磁界の一部によって、バックグラウンドレベルの増加や共振波形の歪みが生じてしまう。NRD ガイド励振ではこれらの問題が改善できたと考えられる。



(a) NRD ガイド励振



(b) ループアンテナ励振

図 3.10 LCP 銅張り基板をセットした σ_i 測定用の TE_{028} モードサファイア円柱共振器の周波数応答結果

3.3.2 LCP と PTFE 系銅張り基板の実効導電率測定結果

LCP と PTFE 系銅張り基板の、約 62, 74, 80 GHz における界面比導電率 σ_{ri} 、表面比導電率 σ_{rs} の測定結果を表 3, 4 に示す。 σ_{ri} と σ_{rs} の値は、NRD ガイド励振による TE_{02δ} モードサファイア円柱共振器を用いて測定された。表 3, 4 において、誘電体厚さ t_{sub} と導体厚さ t_c は、LCP 銅張り基板では 0.100 mm と 0.020 mm、PTFE 系銅張り基板では 0.128 mm と 0.020mm であった。NRD ガイドの遮蔽導体板の間隔 H_s は、約 62 GHz の測定では 2.215 mm、約 74 および 80 GHz の測定では 1.751 mm であった。

LCP 銅張り基板の σ_{ri} の値は、PTFE 系銅張り基板の σ_{ri} の値より大きいことが分かる。さらに、両基板とも σ_{rs} は σ_{ri} より大きく、PTFE 系銅張り基板の σ_{rs} は LCP 銅張り基板の σ_{rs} より大きかった。 σ_{ri} 測定用の TE_{02δ} モードサファイア円柱共振器では、(3.1) 式の右辺における係数 $P_{e,sub}$ は $P_{e,rod}$ より 3 桁も小さい。したがって、表 3 に示すように、 $\tan\delta_{sub}$ の繰り返し測定の標準偏差の $\Delta\sigma_{ri}$ への寄与は無視できるほど小さいことが分かった。 $\Delta\sigma_{ri}$ と $\Delta\sigma_{rs}$ の主な不確かさは、 Q_u と $\tan\delta_{rod}$ の繰り返し測定の標準偏差に起因している。

表 3 LCP と PTFE 系銅張り基板の界面比導電率 σ_{ri} の測定結果

銅張り 基板	f_0 $\pm \Delta f_0$ (GHz)	Q_u $\pm \Delta Q_u$	IL_0 $\pm \Delta IL_0$ (dB)	σ_{ri} $\pm \Delta \sigma_{ri}$ (%)	$\Delta \sigma_{ri, Qu}$ (%)	$\Delta \sigma_{ri, \sigma_{s,pl}}$ (%)	$\Delta \sigma_{ri, \tan \delta_{roc}}$ (%)	$\Delta \sigma_{ri, \tan \delta_{sub}}$ (%)
LCP	61.809 ± 0.007	7900 ± 77	31.9 ± 1.4	34.8 ± 2.0	1.6	0.3	1.1	<0.1
	74.454 ± 0.014	5147 ± 102	31.8 ± 1.6	29.7 ± 3.9	2.1	0.3	3.2	<0.1
	79.802 ± 0.005	6308 ± 59	34.8 ± 1.6	27.5 ± 1.8	1.4	0.4	1.1	<0.1
PTFE系	61.782 ± 0.004	5388 ± 15	31.0 ± 2.0	7.0 ± 0.1	0.1	<0.1	0.1	<0.1
	74.090 ± 0.008	3427 ± 33	36.0 ± 0.6	6.8 ± 0.4	0.2	<0.1	0.4	<0.1
	79.785 ± 0.009	4511 ± 39	30.4 ± 0.9	5.6 ± 0.2	0.2	<0.1	0.1	<0.1

表 4 LCP と PTFE 系銅張り基板の表面比導電率 σ_{rs} の測定結果

銅張り 基板	f_0 $\pm \Delta f_0$ (GHz)	Q_u $\pm \Delta Q_u$	IL_0 $\pm \Delta IL_0$ (dB)	σ_{rs} $\pm \Delta \sigma_{rs}$ (%)	$\Delta \sigma_{rs, Qu}$ (%)	$\Delta \sigma_{rs, \sigma_{s,pl}}$ (%)	$\Delta \sigma_{rs, \tan \delta_{roc}}$ (%)
LCP	62.655 ± 0.005	8347 ± 30	31.2 ± 0.3	59.2 ± 2.5	1.1	0.6	2.2
	76.554 ± 0.001	5556 ± 17	34.8 ± 0.9	57.6 ± 6.3	0.6	0.5	6.3
	80.852 ± 0.006	6659 ± 54	30.9 ± 0.8	48.5 ± 3.6	2.5	0.8	2.5
PTFE系	62.725 ± 0.005	8464 ± 23	32.8 ± 0.5	66.8 ± 3.0	1.1	0.8	2.6
	76.619 ± 0.001	5651 ± 25	32.9 ± 0.6	61.8 ± 6.9	1.0	0.6	6.8
	81.104 ± 0.001	6706 ± 44	34.6 ± 0.6	56.9 ± 4.2	2.6	1.1	3.1

3.3.3 ループ励振と組み合わせた LCP と PTFE 系銅張り基板の周波数依存性測定結果

本手法の妥当性を確認するために、3.3.2 節で得られた結果と、従来のループアンテナ励振による TE_{0m1} モードの誘電体円柱共振器法を用いて得られた 50 GHz 以下における σ_{ri} と σ_{rs} との、周波数に対する整合性を調べた。

図 3.11 は、LCP と PTFE 系銅張り基板の σ_{ri} と σ_{rs} の周波数依存性の測定結果を示している。62, 74, 80 GHz の σ_{ri} と σ_{rs} の値は、本手法である NRD ガイド励振による TE_{028} モードサファイア円柱共振器を用いて測定された。一方、2~50 GHz の σ_{ri} と σ_{rs} の値は、従来のループアンテナ励振による TE_{0m1} モードの誘電体円柱共振器法を用いて測定された[24], [28]。2 つの異なる測定手法を用いた結果は、周波数に対して整合しており、本手法の妥当性を示していると言える。

図 3.11 は、 σ_{ri} と σ_{rs} に関するいくつかの傾向を示している。

- 1) LCP と PTFE 系銅張り基板ともに、 σ_{ri} は σ_{rs} よりも小さい。
- 2) LCP 銅張り基板の σ_{ri} は、2~50 GHz の範囲においては、周波数上昇に対してほぼ直線的に減少するが、50 GHz 以上では減少の傾きが小さくなっている。
- 3) PTFE 系銅張り基板の σ_{ri} は、2~30 GHz の範囲においては、周波数上昇に伴い 60 % から 10 % へと急激に減少し、30 GHz 以上の周波数領域ではわずかに減少を続けている。その周波数依存性は、周波数に対して指数関数的に減少していることがわかる。
- 4) LCP と PTFE 系銅張り基板ともに、 σ_{rs} の周波数に対する減少は σ_{ri} よりも緩やかであるが、30 GHz 以上では減少の傾きが大きくなっている。

図 3.12 に、LCP と PTFE 系銅張り基板の銅箔と誘電体基板との界面の走査型電子顕微鏡 (Scanning electron microscopy, SEM) による断面像を示す。PTFE 系銅張り基板の界面粗さは LCP 銅張り基板のそれよりも著しく大きい。5 枚の断面画像から測定した二乗平均平方根粗さ R_q は、PTFE 系銅張り基板が 1.6 μm 、LCP 銅張り基板が 0.36 μm であった。この界面粗さの違いが、図 3.11 に示した LCP と PTFE 系銅張り基板の σ_{ri} の周波数依存性の違いの主因であると思われる。一方、各銅箔の表面側には、粗さというよりはうねりと捉えた方がよいような、周期的で緩やかな大きな凹凸が観察される。これが、図 3.11 に示す LCP と PTFE 系銅張り基板の σ_{ri} 、 σ_{rs} の違いの原因となっていると考えられる。

最近、Gold ら[41]-[43]は、粗い導体表面における表皮効果のような電磁界の相互作用を説明するために、導電率の Gradient Model を提唱した。Gradient Model では、粗い導体表面による導体損失を考慮するために、周波数に依存した実効導電率 σ_{eff} を導入している。Gradient Model によって二乗平均平方根粗さ R_q から計算される実効導電率 σ_{eff} は、 R_q の増加とともに減少し、マイクロ波、ミリ波帯

では周波数の増加とともに指数関数的に減少する傾向を示す[42]。さらに、Sepaintnerらは、異種金属層を持ち、界面の粗さプロファイルが正規分布とは異なる基板の σ_{eff} の計算に Gradient Model を適用した[44], [45]。本研究結果と、Gradient Model を用いて得られた計算結果との比較および考察について詳細は、付録 B に示す。PTFE 系銅張り基板の σ_{ri} は、Gradient Model により計算した指数関数的な周波数依存性を示している。しかし、LCP 銅張り基板では周波数依存性の傾向が異なる。LCP 基板における σ_i の線形的な周波数依存性は、界面に形成された Ni-Co-Cu 合金層によるものと思われる。このような合金層が界面に存在する場合、その組成、厚さ、直流の導電率は一般に不明であるため、Gradient Model から正確な実効導電率を予測することは困難である。そのため、マイクロ波からミリ波までの周波数領域においては、 σ_i と σ_s を直接測定することが重要である。

以上、本章では、NRD ガイド励振による TE₀₂₈ モードサファイア円柱共振器が、60GHz 以上における銅張り基板の σ_i と σ_s の測定に有効な手法であることを示した。

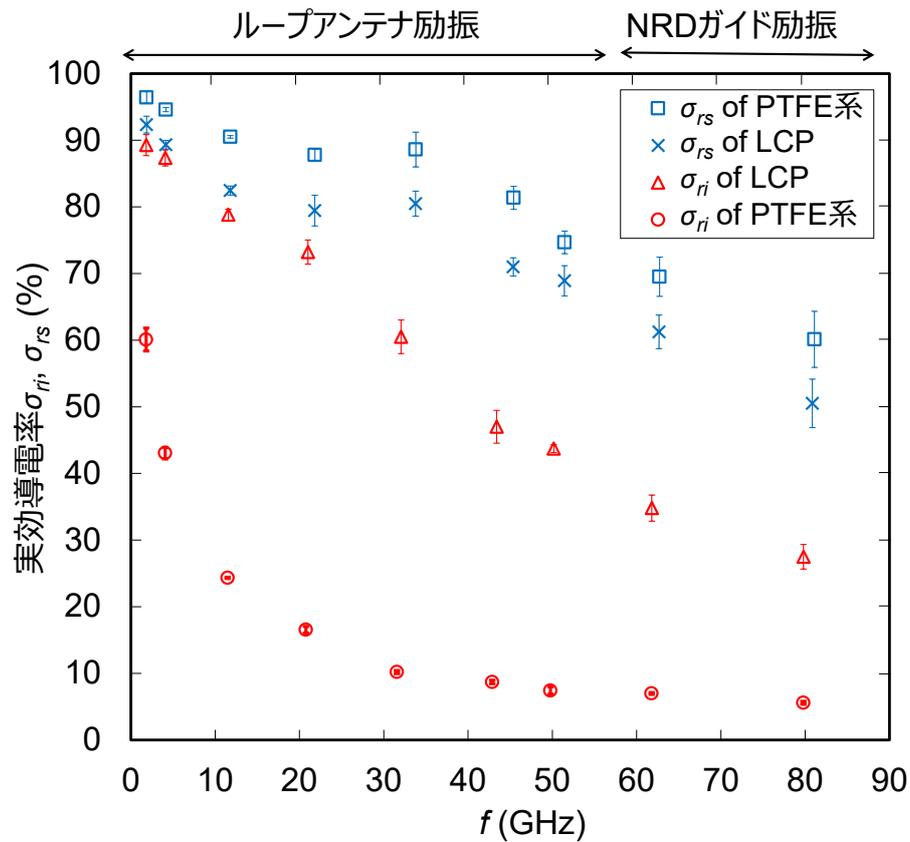
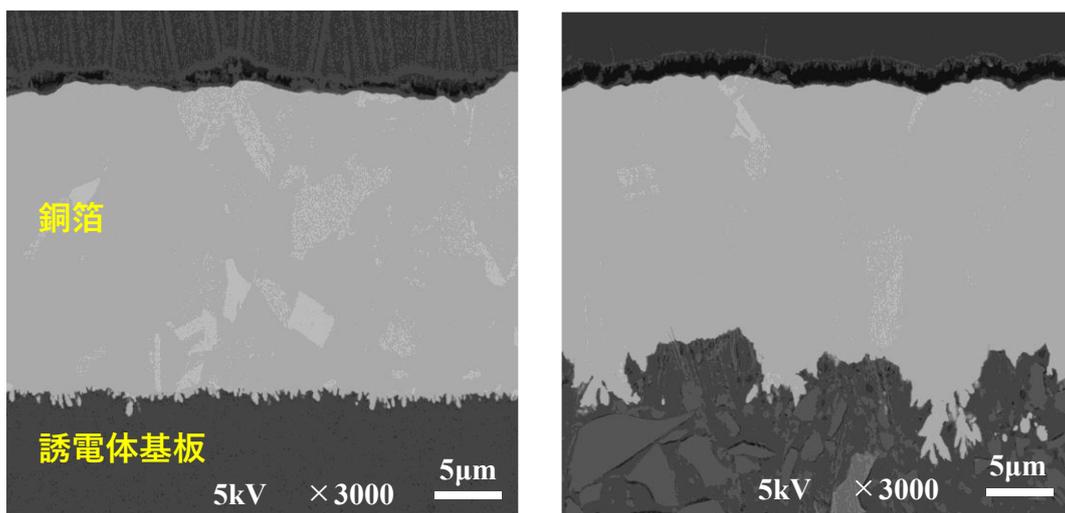


図 3.11 LCP と PTFE 系銅張り基板の実効比導電率 σ_{ri} と σ_{rs} の周波数依存性の測定結果



(a) LCP 銅張り基板

(b) PTFE 系銅張り基板

図 3.12 銅箔と誘電体基板の界面における走査型電子顕微鏡 (SEM) による断面像

第 4 章 複素誘電率および界面導電率と表面導電率の測定結果を用いた伝送損失のシミュレーション

本章では、本研究において開発した 2 種類の測定技術と、既存の測定技術を併用して得られたマイクロ波・ミリ波帯における誘電体の複素誘電率および導体の界面導電率と表面導電率の周波数依存性測定結果を用いて、LCP と PTFE 系基板を用いたマイクロストリップ線路の伝送損失の計算を行う。公称値を使用した伝送損失の計算結果と比べて、計算精度が改善することを説明する。さらに、誘電体損失と、導体損失を切り分けて評価することで、低電力損失化に向けた基板材料開発につながることを示す。

4.1 計算モデル (マイクロストリップ線路)

伝送損失を計算するためのシミュレーションモデルには、マイクロストリップ線路を用いた。基板材料には、2, 3章で取り扱った LCP と PTFE 系基板の 2 種類の材料を用いた。マイクロストリップ線路の特性インピーダンスは 50Ω になるように設計しており、LCP と PTFE 系基板における線路幅は、それぞれ 0.265 mm , 0.270 mm とした。なお、両方の基板において、誘電体厚みは 0.100 mm 厚、電極厚みは 0.010 mm とした。

誘電体材料の複素誘電率には、基板厚み方向と面内方向のそれぞれの周波数依存性の測定結果を反映した。厚み方向の複素誘電率には、本研究において開発した PTFE シートを装荷した TM_{0m0} モード平衡形円板共振器による測定結果 (図 2.11, 図 2.12 の PTFE 装荷有りの測定結果) を用いた。また、面内方向の複素誘電率には、既存技術である分割円筒空洞共振器法による測定結果 (図 3.9) を用いた。

一方、導体の実効導電率には、マイクロストリップ線路の誘電体側での導体の実効導電率として界面導電率を、また表面側での導体の実効導電率として表面導電率の周波数依存性の測定結果をそれぞれ反映した。界面導電率と表面導電率には、本研究にて開発した NRD ガイド励振による $\text{TE}_{02\delta}$ モードサファイア円柱共振器と、既存技術であるループアンテナ励振による TE_{0m1} モードの誘電体円柱共振器を併用して得られた測定結果 (図 3.11) を用いた。

4.2 LCP と PTFE 系基板の伝送損失の計算結果と本研究技術の有効性について

図 4.1 は、4.1 節に示した計算モデルにおける、マイクロ波・ミリ波帯における LCP と PTFE 系基板の伝送損失の計算結果である。ただし、図の縦軸は伝送損失をマイナス表記として示している。比較のため、本研究で開発した測定技術を活用した場合の伝送損失の計算結果に加えて、メーカーの公称値を用いた場合の計算結果を示している。なお、LCP 基板の公称値として、14 GHz における厚み方向の比誘電率 $\epsilon_{rn} = 3.3$ 、誘電正接 $\tan\delta_n = 2 \times 10^{-3}$ 、10 GHz における面内方向の比誘電率 $\epsilon_{rt} = 2.9$ 、誘電正接 $\tan\delta_t = 2 \times 10^{-3}$ を用いた。PTFE 系基板の公称値として、10GHz における厚み方向の比誘電率 $\epsilon_{rn} = 3.0$ 、誘電正接 $\tan\delta_n = 1 \times 10^{-3}$ を用いた。PTFE 系基板において、面内方向の複素誘電率に関しては公称値がないため、厚み方向の複素誘電率と同じ値を用いた。また、LCP と PTFE 系基板の両方において、導体の界面導電率と表面導電率に関しては公称値がないため、界面比導電率 $\sigma_{ri} = 100\%$ 、表面比導電率 $\sigma_{rs} = 100\%$ を用いた。伝送損失の計算には、FEM による電磁界シミュレータ HFSS を用いた。

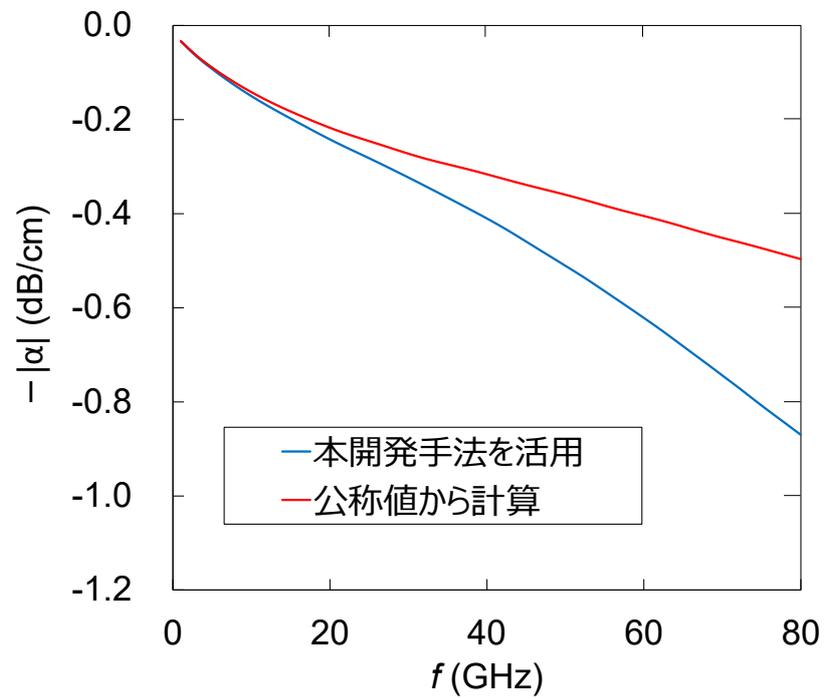
図 4.1 から、周波数が高くなると、本研究で開発した測定技術を活用した伝送損失の計算結果と、公称値を用いた伝送損失の計算結果との乖離が大きくなることから分かる。この理由は、公称値を用いた伝送損失の計算結果においては、誘電体の複素誘電率と導体の実効導電率の周波数依存性が反映されていないため、本来よりも伝送損失が小さく見積もられてしまうためである。LCP 基板において、 $\tan\delta_t$ および $\tan\delta_n$ は周波数と共に上昇するが、公称値を用いた伝送損失の計算においては 10 GHz 付近の値が使用され、周波数依存性が考慮できていない。また、LCP と PTFE 系基板の導体の界面比導電率 σ_{ri} と表面比導電率 σ_{rs} は周波数が高くなると、いずれの基板においても大きく低下するが、公称値がないため、 $\sigma_{ri} = 100\%$ 、 $\sigma_{rs} = 100\%$ が使用している。さらに、誘電体損失と導体損失は、それぞれ (1.2) 式と (1.3) 式に示したように、周波数が高くなるほどその値が大きくなる。つまり、周波数依存性が考慮できない公称値を用いた伝送損失の計算の場合には、周波数が高くなるほど伝送損失の計算結果が小さく見積もられやすいことを示している。

図 4.1 より、LCP 基板において、本開発手法を活用した計算結果では 80GHz において伝送損失 $|\alpha| = 0.87 \text{ dB/cm}$ 、PTFE 系基板においては $|\alpha| = 1.12 \text{ dB/cm}$ となっており、PTFE 系基板の方が LCP 基板よりも、 $|\alpha|$ は大きいことが分かる。LCP と PTFE 系基板の伝送損失の内訳を考えるために、誘電体損失と導体損失を切り分けた評価を行う。本研究では複素誘電率の周波数依存性と、導体の実効導電率の周波数依存性を測定しているため、誘電体損失と導体損失の寄与について切り分けることが可能である。具体的にはシミュレーションのモデルにおいて、

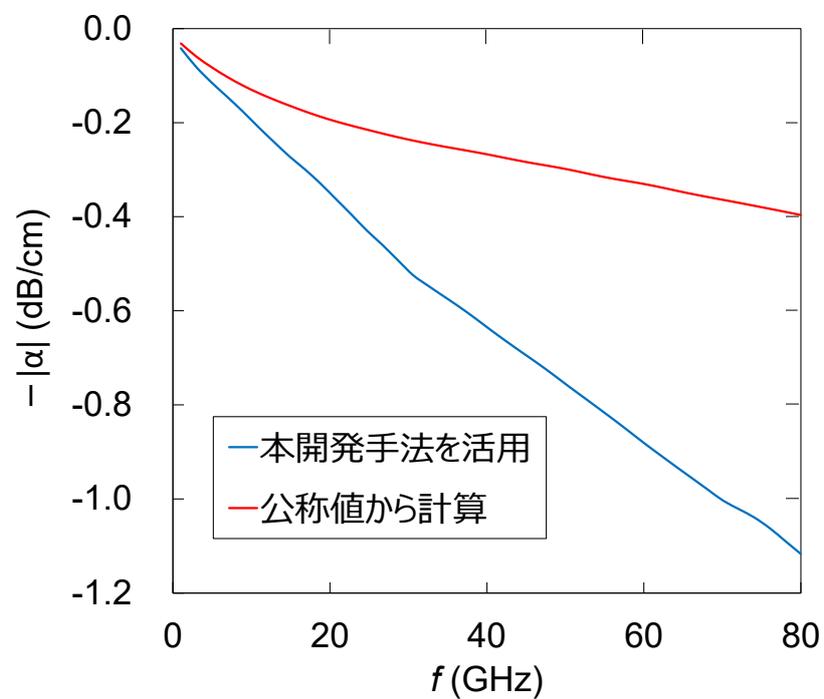
誘電体損失を求める際には、導体を完全導体とし導体損失をゼロにすることで、誘電体損失が求まる。導体損失を求める際には、誘電体の誘電正接をゼロとし誘電体損失をゼロとすることで、導体損失が求まる。なお、それらの計算結果には、正確には放射損失も含まれるが、今回のモデルでは誘電体損失と導体損失に比べて放射損失は無視できるほど小さかった。図 4.2 は、図 4.1 に示した LCP と PTFE 系基板の伝送損失の計算結果に加えて、誘電体損失と導体損失についてプロットしたものである。LCP と PTFE 系基板の両方において、伝送損失のうち誘電体損失よりも導体損失の占める割合の方が大きいことが分かる。これらの基板においては、誘電体損失よりも、導体損失の改善を優先して行うことで、より低電力損失化につながるということが分かる。また、誘電体損失に関しては、PTFE 系基板の方が LCP 基板よりも小さいが、導体損失に関しては、PTFE 系基板の方が LCP 基板よりもはるかに大きい。そのため、全損失量では、PTFE 系基板の方が LCP 基板よりも大きくなっていることが分かった。

また、ミリ波帯では、一般的には誘電体損失 ($\propto f$) の方が導体損失 ($\propto \sqrt{f}$) よりも大きくなるだろうと考えられていたが、実際には界面導電率の低下が著しいため、導体損失の方が誘電体損失よりも大きいことが本研究によって明らかとなった。5G, 6G などの次世代通信ではこのような現象を考慮した上で改善を進めなければならない。そのため、本研究によって、次世代通信の低電力損失化に向けた基板材料開発につながれると考えられる。

以上、本章では、本研究で開発した 2 種類の測定技術を活用することで得られた、マイクロ波・ミリ波帯における誘電体の複素誘電率および、導体の界面導電率と表面導電率の周波数依存性の測定結果をシミュレーションに反映し、LCP と PTFE 系基板を用いたマイクロストリップ線路の伝送損失の計算を行った。公称値を使用した伝送損失の計算結果と比べて、その計算精度が改善することを示した。さらに、本研究で開発した測定技術を活用することで、誘電体損失と、導体損失を切り分けて評価することが可能であり、低消費電力化のための基板材料開発につながることを示した。

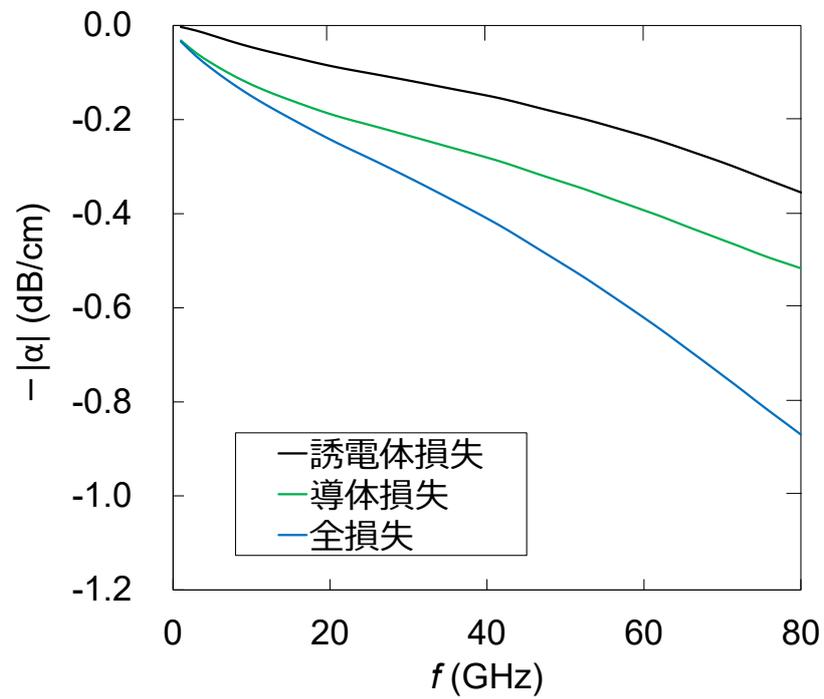


(a) LCP 基板

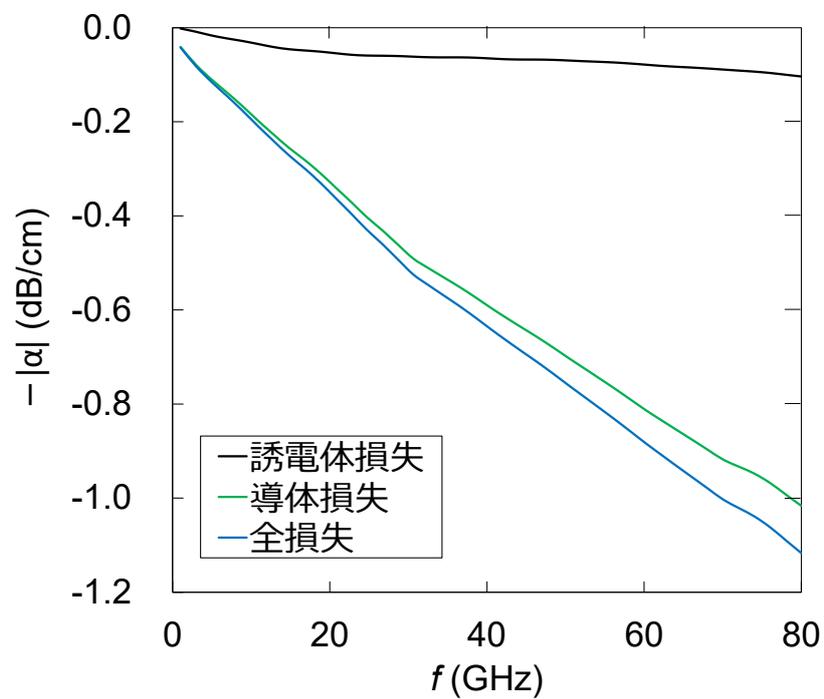


(b) PTFE 系基板

図4.1 マイクロストリップ線路における本開発手法を活用した場合と公称値から計算した場合の、LCP と PTFE 系基板における伝送損失の計算結果の比較



(a) LCP 基板



(b) PTFE 系基板

図 4.2 マイクロストリップ線路における誘電体損失と導体損失，およびトータルの伝送損失の計算結果

第5章 結論

本論文では、次世代移動体通信の低消費電力化に向けて重要となる、マイクロ波・ミリ波帯における誘電体の複素誘電率と、導体の実効導電率の高精度な測定方法の開発に取り組んだ。

1章では、本研究の背景と従来の測定技術における課題を示した。

2章では、PTFEシートを装荷した TM_{0m0} モード平衡形円板共振器を用いた基板厚み方向の比誘電率 ϵ_{rn} と誘電正接 $\tan\delta_n$ の測定技術を考案した。これにより、従来の測定技術では、 ϵ_{rn} と $\tan\delta_n$ の正確な測定が困難であった0.1 mm以下の薄い基板、あるいは $\tan\delta = 10^{-2} \sim 10^{-3}$ の中損失基板においても、高精度な測定が可能となった。PTFEシートを平衡形円板共振器に装荷することにより、導体損失と誘電体損失を両方とも改善でき、測定試料単体で平衡形円板共振器を構成した場合と比べて Q_u が高く改善できることを示した。一方、電磁界解析が複雑になるため、3つの解析モデルを併用することで共振周波数と Q_u の計算において簡便化を図り、効率的な複素誘電率計算を実現した。実際に、FR4基板、LCP基板、PTFE系基板材料において複素誘電率を測定することにより、この手法の有効性を示した。

3章では、NRDガイド励振による TE_{028} モードサファイア円柱共振器を用いた銅張り基板の界面導電率 σ_i と表面導電率 σ_s の測定技術を考案した。これにより、従来の測定技術では、 σ_i と σ_s の正確な測定が困難であった60 GHz以上の周波数においても、高精度な測定が可能となった。60 GHz以上において、NRDガイドによる励振を用いた本手法ではループアンテナによる励振に比べて、バックグラウンドレベルを大幅に改善できることをシミュレーションと測定を通して検証した。実際に、LCPとPTFE系銅張り基板において本手法を適用し σ_i と σ_s を測定することにより、本手法の有効性について示した。また、本手法で得られたデータが、50GHz以下における従来のマイクロ波帯のループアンテナ励振による TE_{0m1} モードの誘電体円柱共振器を用いた測定結果と周波数に関して整合していることを確認した。

4章では、本研究で開発した2種類の測定技術と、既存の測定技術を併用して測定されたマイクロ波～ミリ波までの誘電体の複素誘電率と、導体の界面導電率と表面導電率の周波数特性をシミュレーションに反映することで、公称値を用いた場合よりも、伝送損失の計算精度が改善することを示した。さらに、本研究で開発した測定技術を活用することで、誘電体損失と、導体損失を切り分けて評価することが可能となった。これまで、一般的にはミリ波帯では、誘電体損失($\propto f$)の方が導体損失($\propto \sqrt{f}$)よりも大きくなるだろうと考えられて

いたが、実際には界面導電率の低下が著しいため、導体損失の方が誘電体損失よりも大きいことが本研究によって明らかとなった。5G, 6Gなどの次世代通信ではこのような現象を考慮した上で改善を進めなければならない。本研究によって、次世代通信の低電力損失化に向けた基板材料開発につなげられることを示した。

謝辞

本研究に際し、その機会を与えてくださり、また、終始ご指導・ご鞭撻を賜りました宇都宮大学大学院工学研究科の古神義則教授，清水隆志准教授に深く御礼申し上げます。

また，研究を進めるに際し，数多くの貴重なご意見，ご協力をいただきました京セラ株式会社の中山明氏，吉川博道氏に心から感謝申し上げます。

最後に研究活動を通して様々な形でご支援いただきました方々に深く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] Y. Kobayashi, "Microwave characterization of copper-clad dielectric laminate substrates," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E90-C, no. 12, pp. 2178–2184, Dec. 2007.
- [2] Y. Kobayashi and J. Sato, "Improved cavity resonance method for nondestructive measurement of complex permittivity of dielectric plate," in *Proc. Conf. Precis. Electromagn. Meas.*, pp. 147–148, Jun. 1988.
- [3] G. Kent, "Nondestructive permittivity measurement of substrates," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 45, no. 1, pp. 102–106, Feb. 1996.
- [4] Y. Kobayashi and A. Nakayama, "Round robin test on a cavity resonance method to measure complex permittivity of dielectric plates at microwave frequency," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 13, no. 4, pp. 751–759, Aug. 2006.
- [5] ファインセラミックス基板のマイクロ波誘電特性の測定方法, JIS R 1641, 2007.
- [6] *Cavity resonator method to measure the complex permittivity of low-loss dielectric plates*, IEC 62562, 2010.
- [7] T. Shimizu and Y. Kobayashi, "Measured results of some low-loss dielectric plates by cut-off circular waveguide method in millimeter wave region," in *Proc. 4th Topical Symp. on Millimeter Waves*, pp. 191–194, Mar. 2002.
- [8] T. Shimizu and Y. Kobayashi, "Cut-off circular waveguide method for dielectric substrate measurement in millimeter wave range," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E87-C, no. 5, May. 2004.
- [9] ファインセラミックスのミリ波帯における誘電特性測定方法 第一部：遮断円筒導波管方法, JIS R 1660-1, 2004.
- [10] *Measurement method of complex relative permittivity for dielectric resonator materials at millimetre-wave frequency b) the cut-off waveguide method excited by coaxial cables with small loops*, IEC61338-1-4, 2005.
- [11] 小林, 于, 加藤, "複素誘電率測定用平衡型円板共振器の励振方法の検討," 1990 信学秋季全大, C-68, p2, Sept. 1990.
- [12] 川端, 小林, "同軸励振平衡形円板共振器を用いた誘電体平板の複素誘電率測定," 信学技報, MW2000-157, Dec. 2000.
- [13] H. Kawabata, K. Hasuike, Y. Kobayashi, and Z-W Ma, "Multi-frequency measurements of complex permittivity of dielectric plates using higher-order modes

- of a balanced-type circular disk resonator” in *Proc. 36th EuMC*, pp. 388-391, Sep. 2006.
- [14] Y. Kato and M. Horibe, “Broadband Permittivity Measurements up to 170-GHz Using Balanced-Type Circular-Disk Resonator Excited by 0.8-mm Coaxial Line,” *IEEE Trans. IM*, vol.68, no.6, pp.1796-1805, Jun. 2019.
- [15] Measurement of the complex permittivity for low-loss dielectric substrates balanced-type circular disk resonator method, IEC63185, 2020
- [16] 小林, 田辺, 田中, “平衡型円板共振器の固有値の計算機解析,” 信学技報, vol.74-57, pp.67-76, 1974.
- [17] K. Tanabe, Y. Kobayashi and S. Tanaka, “Numerical Analysis of Eigenvalue Solution of Disk Resonator,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol.23, no.6, pp.508-511, Jun. 1975.
- [18] H. Kawabata and Y. Kobayashi, "The analysis of a balanced-type circular disk resonator excited by coaxial cable lines to measure the complex permittivity," in *Proc. Asia-Pacific Microw. Conf.*, pp. 1322-1325, Dec. 2001.
- [19] 小林, “誘電体基板測定用平衡形円板共振器法の測定可能範囲に関する検討,” 信学技報, MW2012-121, pp. 47-50, Nov. 2012.
- [20] Y. Kobayashi and M. Katoh, “Microwave measurement of dielectric properties of low-loss materials by the dielectric rod resonator method,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 33, no. 7, pp. 586–592, Jul. 1985.
- [21] Y. Kobayashi and H. Tamura, “Round robin test on a dielectric resonator method for measuring complex permittivity at microwave frequency.” *IEICE, Trans. Electron*, vol. E77-C, no. 6, pp. 882–887, Jun. 1994.
- [22] マイクロ波用ファインセラミックスの誘電特性の試験方法, JIS R 1627, 1996.
- [23] *Measurement method of complex relative permittivity for dielectric resonator materials at microwave frequency*, IEC 61338-1-3, 1999.
- [24] Nakayama, Y. Terashi, H. Uchimura, and A. Fukuura, “Conductivity measurements at the interface between the sintered conductor and dielectric substrate at microwave frequencies,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 50, no. 7, pp. 1665–1674, Jul. 2002.

- [25] J. Krupka, "Measurements of the surface resistance and the effective conductivity of copper clad laminates employing dielectric resonator technique," in *Proc. IEEE MTT-S Int. Microw. Symp.*, pp. 515–518, Jun. 2007.
- [26] Y. Kobayashi, "Microwave characterization of copper-clad dielectric laminate substrates," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E90-C, no. 12, pp. 2178–2184, Dec. 2007.
- [27] J. Krupka, "Sheet resistance and conductivity measurements of rough surfaces of metals on printed circuit boards and metalized ceramic substrates," in *Proc. 19th. Int. Conf. Microw. Radar Wireless Commun.*, pp. 149–153, May. 2012.
- [28] *Measurement method of conductivity at interface between conductor layer and dielectric substrate at microwave frequency*, IEC 61338-1-5, 2015.
- [29] T. Shimizu and Y. Kogami, "Accurate interface conductivity measurement technique for a copper-clad dielectric substrate using a substrate sandwiched dielectric rod resonator," in *Proc. 87th ARFTG Microw. Meas. Conf.*, pp. 88–91, May, 2016.
- [30] Y. Kato and M. Horibe, "Broadband conductivity measurement technique at millimeter-wave bands using a balanced-type circular disk resonator," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 69, no. 1, pp. 861–873, Jan. 2021.
- [31] 石川, 谷崎, 斉藤, 米山, "NRDガイドを用いたミリ波誘電体材料の複素誘電率測定," *IEICE Trans. Commun.*, vol. J78-C-I, no. 9, pp. 418–429, Sep. 1995.
- [32] T. Yoneyama and S. Nishida, "Nonradiative dielectric waveguide for millimeter-wave integrated circuits," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 29, no. 11, pp. 1188–1192, Nov. 1981.
- [33] A. Nakayama, A. Fukuura, and M. Nishimura, "Millimeter-wave measurement of complex permittivity using dielectric rod resonator excited by NRD-guide," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 51, no. 1, pp. 170–177, Jan. 2003.
- [34] ファインセラミックスのミリ波帯における誘電特性測定方法 第三部 : NRDガイド励振誘電体共振器方法, JIS R 1660-3, 2004.
- [35] *Measurement method of complex relative permittivity for dielectric resonator materials at millimetre-wave frequency a) the dielectric rod resonator method excited by NRD-guide (Non-Radiative Dielectric waveguide)*, IEC61338-1-4, 2005.
- [36] Y. Kobayashi, S. Kobayashi, and H. Kawabata: "Frequency Dependence

- Measurement of Conductivity of Copper Plates by the Balanced-type Disk Resonator Method," in *Proc. Asia–Pacific Microw. Conf.*, pp.1223-1225, Nov. 2018.
- [37] J. Krupka and J. Mazierska, "Single-crystal dielectric resonators for low-temperature electronics applications," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 48, no. 7, pp. 1270–1274, Jul. 2000.
- [38] G. Kent and S. M. Bell, "The gap correction for the resonant-mode dielectrometer," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 45, no. 1, pp. 98–101, Feb. 1996.
- [39] M. D. Janezic and J. Baker-Jarvis, "Full-wave analysis of a split-cylinder resonator for nondestructive permittivity measurements," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 47, no. 10, pp. 2014–2020, Oct. 1999.
- [40] F. Kuroki, M. Yamaguchi, Y. Wagatsuma, and T. Yoneyama, "NRD guide integrated circuit-compatible folded planar antenna fed by high permittivity LSE-NRD guide radiator at 60 GHz," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E87-C, no. 9, pp. 1412–1417, Sept. 2004.
- [41] G. Gold, K. Helmreich, "A physical model for skin effect in rough surfaces," in *Proc.42nd Eur. Microw. Conf.*, pp. 631–634, Oct. 2012.
- [42] G. Gold, K. Helmreich, "Effective conductivity concept for modelling conductor surface roughness," in *Proc.DesignCon.*, pp. 480–500, Jan. 2014.
- [43] G. Gold, K. Helmreich, "A physical surface roughness model and its applications," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 65, no. 10, pp. 3720–3732, Oct. 2017.
- [44] F. Sepaintner et al. "Characterisation of additively produced RF-structures on low-cost PCB materials based on inkjet technology for industrial applications up to 80 GHz," *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol.*, vol. 11, no. 12, pp. 2177–2183, Dec. 2021.
- [45] F. Sepaintner et al. "Characterisation and production of PCB structures with increased ratio of electromagnetic field in air," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 68, no. 6, pp. 2134–2143, Jun. 2020.
- [46] T. Devahif, "Ultra low profile copper foil for very low loss material," in *Proc. SMTA. Int.*, Sep. 2016, pp. 888–893.

付録

A PTFE シートを装荷した平衡形円板共振器における解析式の導出

A.1 (2.6) 式における共振周波数の導出

A.1.1 基準モデルにおける共振周波数 f_b の解析

基準モデルの回転軸は z 軸である。誘電体が単層の場合には、文献[16], [18]に記載されている。図 2.3 (a) の解析においては、解析領域を $0 \leq r \leq R$ とし、また、対称構造を考慮して領域内を均等媒質の領域[I] $0 \leq z \leq L_1$ 、領域[II] $L_1 \leq z \leq L_2$ に分割する。これら領域に対する添え字は、それぞれ 1, 2 とする。ここで TM モードの解析のため、電氣的ヘルツベクトルの z 成分 Π_e を考える。ただし、文献[16], [18]と同様に磁性体は取り扱わないものとして、比透磁率は 1 とし、誘電体および導体は無損失と仮定し、時間因子 $e^{j\omega t}$ は省略する。また、このモデルでは解析領域を $0 \leq r \leq R$ としており導体の厚みは解析結果に影響しないため、導体の厚みを 0 とし、 $r = R$ の位置で磁気壁を仮定し、導体の短絡条件を考慮すると領域[I], [II]に対して Π_e は次式のようになる。

$$\Pi_{e1} = A_p J_0(k_{rp} r) \cos \beta_{1p} z \quad (\text{A.1})$$

$$\Pi_{e2} = B_p J_0(k_{rp} r) \cos \beta_{2p} (t_1 + t_2 - z) \quad (\text{A.2})$$

ただし、 A_p , B_p は境界条件により決定される係数であり、 $J_n(x)$ は n 次の第一種ベッセル関数、 k_{rp} は半径方向の波数、 β_p は位相定数である。ここで、各領域における β_p は次式で与えられる。

$$\beta_{1p}^2 = \varepsilon_1 k_0^2 - k_{rp}^2 \quad (\text{A.3})$$

$$\beta_{2p}^2 = \varepsilon_2 k_0^2 - k_{rp}^2 \quad (\text{A.4})$$

$$k_{rp} = \frac{u_p}{R} \quad (\text{A.5})$$

ここで、 $k_0 = 2\pi f_b / c$ である。 c は光速であり、 f_b は共振周波数である。 u_p は $J'_0(u_p) = 0$ の根であり、 TM_{0p0} モードを想定すると各電磁界は、次式から求められる。

$$E_z = k^2 \Pi_e + \frac{\partial^2 \Pi_e}{\partial z^2} \quad (\text{A.6})$$

$$E_r = \frac{\partial^2 \Pi_e}{\partial r \partial z} \quad (\text{A.7})$$

$$H_\theta = j\omega\varepsilon \frac{\partial \Pi_e}{\partial r} \quad (\text{A.8})$$

ここで, $z=L_l$ における E_r および H_θ の連続性を考えると,

$$[H] \begin{bmatrix} A_p \\ B_p \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{A.9})$$

ただし,

$$H = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \cos \beta_{1p} t_1 & -\varepsilon_2 \cos \beta_{2p} t_2 \\ \beta_{1p} \sin \beta_{1p} t_1 & \beta_{2p} \sin \beta_{2p} t_2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.10})$$

A_p および B_p が自明でない解を持つためには, H の行列式 ($\det H$) は次式となる。

$$\det H(f_b; \varepsilon_1, t_1, \varepsilon_2, t_2, R) = 0 \quad (\text{A.11})$$

A.1.2 励振孔モデルにおける共振周波数 f_h の解析

誘電体が単層の場合は、文献[18]に記載されている。回転軸は、 z 軸である。図 2.3 (b) の解析においては、解析領域を $0 \leq r \leq R$ と $0 \leq r \leq a$ とし、また、対称構造を考慮して領域内を均等媒質の領域[I] $0 \leq z \leq L_1$ 、領域[II] $L_1 \leq z \leq L_2$ 、領域[III] $L_2 \leq z \leq L_3$ に分割する。これら領域に対する添え字は、それぞれ 1, 2, 3 とする。以下、基準モデルの解析条件と同様に導体の厚みも 0 とし、 $r = R$ の位置で磁気壁を仮定した。導体の短絡条件を考慮すると領域[I], [II], [III] に対して Π_e は次式のようになる。

$$\Pi_{e1} = \sum_{p=1}^{\infty} A_p J_0(k_{rp}r) \cos \beta_{1p}z \quad (\text{A.12})$$

$$\Pi_{e2} = \sum_{p=1}^{\infty} B_p J_0(k_{rp}r) \cos \beta_{2p}z + C_p J_0(k_{rp}r) \sin \beta_{2p}z \quad (\text{A.13})$$

$$\Pi_{e3} = \sum_{q=1}^{\infty} D_q J_0(k_{rq}r) \cos \beta_{3q}(t_1 + t_2 + t_3 - z) \quad (\text{A.14})$$

ただし、 A_p , B_p , C_p , D_q は境界条件により決定される係数である。また、各領域における β_p と β_q は次式で与えられる。

$$\beta_{1p}^2 = \varepsilon_1 k_0^2 - k_{rp}^2 \quad (\text{A.15})$$

$$\beta_{2p}^2 = \varepsilon_2 k_0^2 - k_{rp}^2 \quad (\text{A.16})$$

$$\beta_{3q}^2 = k_0^2 - k_{rq}^2 \quad (\text{A.17})$$

$$k_{rp} = u_p/R \quad (\text{A.18})$$

$$k_{rq} = v_q/a \quad (\text{A.19})$$

ここで、 v_q は、 $J_0(v_q) = 0$ の根である。各電磁界は、(A.6) ~ (A.8) 式から求められる。 $z = L_1$ における E_r および H_θ の連続性を考えると次式を得る。

$$G_p = \frac{C_p}{B_p} = \frac{\varepsilon_1 \beta_{2p} \tan \beta_{2p} t_1 - \varepsilon_2 \beta_{1p} \tan \beta_{1p} t_1}{\varepsilon_2 \beta_{1p} \tan \beta_{1p} t_1 \tan \beta_{2p} t_1 + \varepsilon_1 \beta_{2p}} \quad (\text{A.20})$$

次に領域[II], [III] の境界条件を考える。境界上の電界の r 成分を $E_r(r)$ とし、

$$\begin{aligned} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\varepsilon_r}{R^2 \beta_{2p} J_0^2(u_p)} F_p P_{pq} \int_0^a E_r(r) r J_1(k_{rp} r) dr \\ = -\frac{\cot \beta_{3q} t_3}{\beta_{3q}} \int_0^a E_r(r) r J_1(k_{rq} r) dr \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

ただし,

$$F_p = \frac{1 + G_p \tan \beta_{2p} L_2}{\tan \beta_{2p} L_2 - G_p} \quad (\text{A.22})$$

$$P_{pq} = \frac{1}{v_q^2 - \left(\frac{u_p}{S}\right)^2} \frac{u_p}{S} J_1(v_q) J_0\left(\frac{u_p}{S}\right) \quad (\text{A.23})$$

ここで, $S = R/a$ とした。リッツ・ガレルキン法を適応し, $E_r(\mathbf{r})$ を領域[II]の固有関数で次のように展開する。

$$E_r(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} E_l J_1(k_{r2l} r) \quad (\text{A.24})$$

$$k_{r2l} = \frac{v_l}{a} \quad (\text{A.25})$$

数式を整理すると,

$$[H_{lq}][E_l] = 0 \quad (\text{A.26})$$

ただし, H_{lq} の行列要素 h_{lq} は,

$$h_{lq} = \frac{\delta_{lq} \cot \beta_{3q} t_3}{4 \beta_{3q}} J_1^2(v_q) + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\varepsilon_r}{\beta_{2p} S^2 J_0^2(u_p)} F_p P_{pq} P_{pl} \quad (\text{A.27})$$

$$P_{pl} = \frac{1}{v_l^2 - \left(\frac{u_p}{S}\right)^2} \frac{u_p}{S} J_1(v_l) J_0\left(\frac{u_p}{S}\right) \quad (\text{A.28})$$

A.1.3 縁端効果モデルにおける共振周波数 f_e の解析

誘電体が単層の場合は、文献[16]に記載されている。回転軸は、 z 軸である。図 2.3 (c) の解析においては、解析領域を $0 \leq r \leq \infty$ とし、また、対称構造を考慮して領域内を均等媒質の領域[I] $0 \leq r \leq R$, $L_0 \leq z \leq L_1$, 領域[II] $0 \leq r \leq R$, $L_1 \leq z \leq L_2$, 領域[III] $R \leq r \leq \infty$, $0 \leq z \leq L_1$, 領域[IV] $R \leq r \leq \infty$, $L_1 \leq z \leq L_2$ に分割する。これら領域に対する添え字は、それぞれ 1, 2, 3, 4 とする。また、このモデルでは解析領域を $0 \leq r \leq \infty$ としており導体の厚みが解析結果に影響するため、導体の厚みを t_0 とし、導体の短絡条件を考慮すると領域[I]から[IV]に対して Π_e は次式のようになる。

$$\Pi_{e1} = \sum_{p=1}^{\infty} A_p J_0(k_{rp} r) \cos \beta_{1p} (-t_0 + z) \quad (\text{A.29})$$

$$\Pi_{e2} = \sum_{p=1}^{\infty} B_p J_0(k_{rp} r) \cos \beta_{2p} (t_0 + t_1 + t_2 - z) \quad (\text{A.30})$$

$$\Pi_{e3} = - \sum_{q=1}^{\infty} C_q K_0(k_{rq} r) \sin \beta_{3q} z \quad (\text{A.31})$$

$$\Pi_{e4} = - \sum_{q=1}^{\infty} D_q K_0(k_{rq} r) \cos \beta_{4q} (t_0 + t_1 + t_2 - z) \quad (\text{A.32})$$

ただし、 A_p , B_p , C_q , D_q は境界条件により決定される係数である。また、各領域における β_p と β_q は次式で与えられる。

$$\beta_{1p}^2 = \varepsilon_1 k_0^2 - k_{rp}^2 \quad (\text{A.33})$$

$$\beta_{2p}^2 = \varepsilon_2 k_0^2 - k_{rp}^2 \quad (\text{A.34})$$

$$\beta_{3q}^2 = \varepsilon_1 k_0^2 - k_{rq}^2 \quad (\text{A.35})$$

$$\beta_{4q}^2 = \varepsilon_2 k_0^2 - k_{rq}^2 \quad (\text{A.36})$$

各電磁界は、(A.6) ~ (A.8) 式から求められる。ここで、領域[I], [II]に対して、 $z = L_1$ における E_r および H_θ の連続性を考えると、 k_{rp} に関して p 番目の根が求められる。同様に、領域[III], [IV]に対して、 $z = L_1$ における E_r および H_θ の連続性を考えると、 k_{rq} に関して q 番目の根が求められる。

次に領域[III], [IV]に対して, $r = R$ における E_z と H_θ の連続性を考えると次式を得る。

$$\sum_{p=1}^{\infty} B_p k_{rp} J_0(k_{rp} R) P_{pq} = -D_q k_{rq}^2 K_0(k_{rp} R) Q_q \quad (A.37)$$

$$\sum_{p=1}^{\infty} B_p k_{rp} J_1(k_{rp} R) P_{pq} = -D_q k_{rq} K_1(k_{rp} R) Q_q \quad (A.38)$$

ただし,

$$P_{pq} = \int_{L_1}^{L_2} \cos \beta_{2p}(L_2 - z) \cos \beta_{4q}(L_2 - z) dz \quad (A.39)$$

$$Q_q = \int_{L_1}^{L_2} \cos^2 \beta_{4q}(L_2 - z) dz \quad (A.40)$$

同様に, 領域[I], [III]に対して, $r = R$ における E_z と H_θ の連続性を考えると次式を得る。

$$\sum_{p=1}^{\infty} B_p k_{rp} J_0(k_{rp} R) R_{pq} T_{pq} = -D_q k_{rq}^2 K_0(k_{rp} R) S_q \quad (A.41)$$

$$\sum_{p=1}^{\infty} B_p k_{rp} J_1(k_{rp} R) R_{pq} T_{pq} = -D_q k_{rq} K_1(k_{rp} R) S_q \quad (A.42)$$

ただし,

$$R_{pq} = \int_0^{L_1} \cos \beta_{1p}(-L_1 + z) \sin \beta_{3q} z dz \quad (A.43)$$

$$S_q = \int_0^{L_1} \sin^2 \beta_{3q} z dz \quad (A.44)$$

$$T_{pq} = \frac{\cos \beta_{2p} t_2 \sin \beta_{3q} (t_1 + t_0)}{\cos \beta_{1p} t_1 \cos \beta_{4q} t_2} \quad (A.45)$$

数式を整理すると,

$$[H_{pq}][B_p] = 0 \quad (A.46)$$

ただし, H_{pq} の行列要素 h_{pq} は,

$$h_{pq} = \left(\frac{P_{pq} + T_{pq}R_{pq}}{Q_q + S_q} \right) \left(\frac{J_1 (k_{rp}R)}{k_{rp}J_0 (k_{rp}R)} + \frac{K_1 (k_{rq}R)}{k_{rq}K_0 (k_{rq}R)} \right) \quad (A.47)$$

A.2 (2.7) 式における無負荷 Q 値の導出

各モデルに対して Q 値の算出手法は、同様の手順となるため、基準モデルのみ例にとって説明する。ここで、同様の手順とは各モデルの領域に対して電磁界を計算することである。

(A.11)式より f_b が求められると、(A.9)式において $A_p=1$ とすることにより、固有ベクトルが定められる。これにより未知係数 B_p を決定することができ、各領域の電磁界が求められる。 Q_u は (2.1) 式を用いて求められる。ここで、 Q_c と Q_d は、領域[I], [II]を考慮して、次式で表される。

$$Q_c = \omega \frac{W_1 + W_2}{P_{c1} + P_{c2}} \quad (\text{A.48})$$

$$Q_d = \omega \frac{W_1 + W_2}{P_{d1} + P_{d2}} \quad (\text{A.49})$$

ここで、 P_c は導体部分での損失電力、 P_d は誘電体部分での損失電力を示す。 W は、電界成分を体積分することで求められる。添え字は各領域を示す。

$$W_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^{L_1} |E_{z1}|^2 r dr d\theta dz + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^{L_1} |E_{r1}|^2 r dr d\theta dz \quad (\text{A.50})$$

$$W_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2}{2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_{L_1}^{L_2} |E_{z2}|^2 r dr d\theta dz + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2}{2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_{L_1}^{L_2} |E_{r2}|^2 r dr d\theta dz \quad (\text{A.51})$$

P_c は、導体との接触面において磁界成分を面積分することで求められる。

$$P_{c1} = \frac{R_s}{2} \int_0^R \int_0^{2\pi} |H_{\theta 1}|^2_{z=0} r dr d\theta \quad (\text{A.52})$$

$$P_{c2} = \frac{R_s}{2} \int_0^R \int_0^{2\pi} |H_{\theta 2}|^2_{z=L_2} r dr d\theta \quad (\text{A.53})$$

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega_0 \mu}{2\sigma}} \quad (\text{A.54})$$

ここで、 R_s は表皮抵抗とする。一方、 P_d は、以下のように求められる。

$$P_{d1} = \omega W_1 \tan \delta_1 \quad (\text{A.55})$$

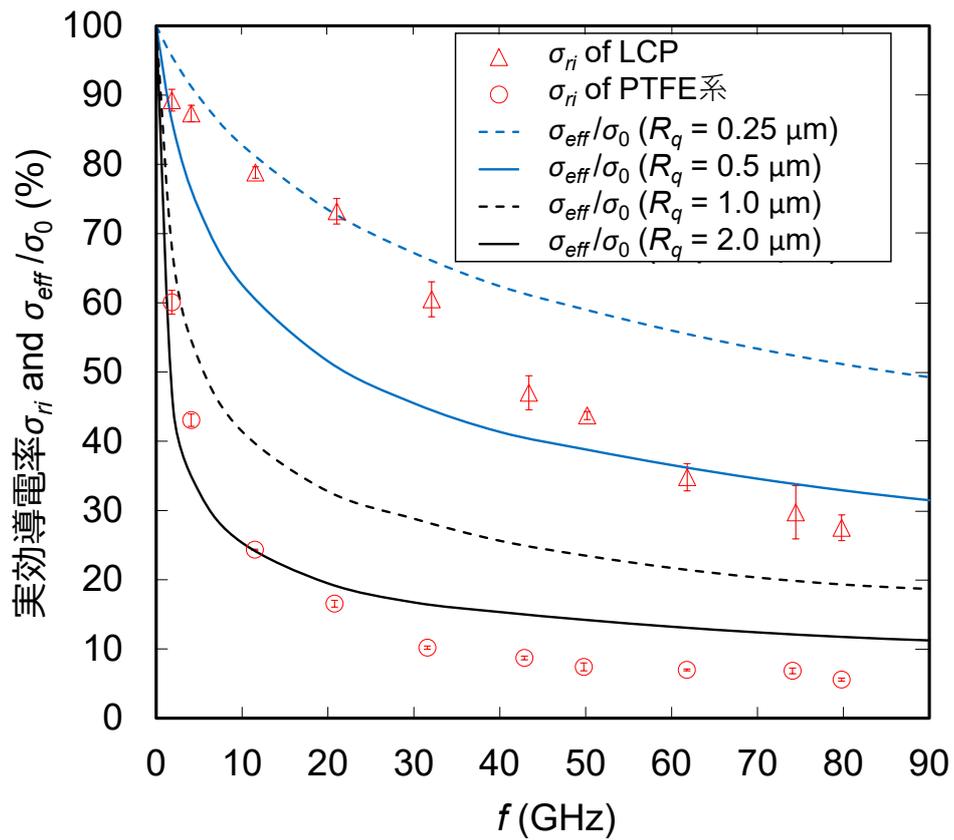
$$P_{d2} = \omega W_2 \tan \delta_2 \quad (\text{A.56})$$

B 界面導電率 σ_{ri} の周波数依存性の測定結果と Gradient Model により計算された σ_{eff} との比較

図 B.1 は、界面比導電率 $\sigma_{ri} = \sigma_i / \sigma_0$ ($\sigma_0 = 5.8 \times 10^7$ S/m) の測定結果と、Gradient Model[41]-[43]に基づく実効比導電率 σ_{eff} / σ の周波数依存性を比較した結果である。図 3.11 に示した σ_{ri} の周波数依存性のデータに加えて、二乗平均平方根粗さ $R_q = 0.25 \mu\text{m}, 0.5 \mu\text{m}, 1 \mu\text{m}, 2 \mu\text{m}$ を持ち、且つ直流の導電率として σ_0 を持った導体について Gradient Model の理論に従って計算した実効導電率 σ_{eff} / σ_0 をプロットしている。なお、 $R_q = 0.25 \mu\text{m}, 0.5 \mu\text{m}, 1 \mu\text{m}$ における σ_{eff} / σ_0 の周波数依存性は[42]と良く一致している。

界面粗さ $R_q = 1.6 \mu\text{m}$ の PTFE 系銅張り基板の σ_{ri} は、 $R_q = 2 \mu\text{m}$ の σ_{eff} / σ_0 に近い指数関数的な周波数依存性を示している。一方、界面粗さ $R_q = 0.36 \mu\text{m}$ の LCP 銅張り基板の σ_{ri} の周波数依存性は 50GHz までほぼ線形に減少しており、Gradient Model で求めた σ_{eff} / σ_0 の周波数依存性と異なる。透過型電子顕微鏡 (Transmission electron microscopy, TEM) 観察およびエネルギー分散型 X 線分光法 (Energy dispersive X-ray spectroscopy, EDX) による元素分析によると、LCP 銅張り基板の銅箔と誘電体基板の界面に厚さ $0.1 \sim 0.2 \mu\text{m}$ の Ni-Co-Cu 合金層が観察された。銅箔の接着面に形成された Ni の薄膜は誘電体基板との密着性を高める効果があるが、同時に高周波での伝送損失を増加させる原因となることが報告されている [46]。LCP 基板における σ_i の線形的な周波数依存性は、界面に形成された Ni-Co-Cu 合金層によるものと思われる。このような合金層が界面に存在する場合、その組成、厚さ、直流の導電率は一般に不明であるため、Gradient Model から正確な実効導電率を予測することは困難である。

一方、図 3.11 に示した σ_{rs} の周波数依存性において、2 段階の減少に見える原因は明らかではないが、銅箔の表面側の緩やかな凹凸からなるうねりと表面酸化の影響による可能性がある。PTFE 系銅張り基板と LCP 銅張り基板の表面側のうねりプロファイルはほぼ正規分布であり、それらの R_q は $0.3 \sim 0.4 \mu\text{m}$ で、LCP 基板の界面側の R_q とほぼ同じであった。銅張り基板の表面側の R_q を用いて Gradient モデルで計算した σ_{eff} は、我々の測定した σ_s よりもはるかに低い値となった。例えば、30GHz では、計算上の σ_{eff} は $50 \sim 60\%$ であるのに対し、我々の測定した σ_s は $80 \sim 90\%$ であった。



図B.1 界面導電率 σ_{ri} の周波数依存性の測定結果と Gradient Modelにより計算された σ_{eff}/σ_0 との比較