

修士論文

CMB 偏光の超精密観測に向けた  
電波吸収体の開発研究

京都大学 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻  
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室

大塚 稔也

2021年1月27日





## 概要

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の観測実験は、非常に小さな信号を高精度で分析する。その為、外来ノイズの影響を徹底的に小さくする必要がある。観測の妨げとなる外来ノイズの主要因の一つが、回折して望遠鏡に入り込む「迷光」と呼ばれる地面からの熱放射である。これを防ぐ為に、受信機内面に電波吸収体を貼り付け、迷光を吸収・抑制する。

CMB 観測の周波数帯域は 20 ~ 300 GHz と幅広く、低周波数での吸収性能を追求することが特に重要である。その理由は、回折は低周波数ほど大きい事と、低周波数で低反射率なものは高周波数でも低反射率である事が挙げられる。以上の事から 20 GHz 付近でも反射率 1% を切る事を重視して、電波吸収体の開発研究を行った。

低反射率を実現するためには、電波吸収体に立体構造を持たせる事と、電磁波の吸収しやすさを表す消衰係数が大きく、屈折率が小さい材料を使う事が不可欠である。本研究では、立体構造を持たせつつ材料の自由度が大きい製法として、3D プリンタで作った型に電波吸収剤を流し込む製法を採用した。この製法で立体構造はクリアできるので、残る課題である高吸収な材料の開発に焦点を当てて研究を行った。

候補になる材料サンプルは 3 樹脂、17 粉末を組み合わせた計 52 種類用意し、作製した平板状のサンプルの透過率を測定して屈折率  $n$  と消衰係数  $\kappa$  を求めた。測定は常温と液体窒素温度の 2 つの温度環境で行った。これらの測定データと私が開発した幾何光学シミュレーションを照らし合わせて、最適な材料を推定した。その結果、LOCTITE 社の STYCAST2850FTJ 樹脂に炭素繊維 K223HE を 0.15% 混合させたものが最も消衰係数が大きく、理想的な値に近い事が分かった。

選定した材料で 3D プリンタ型電波吸収体を作製し、常温で 45 度方向の反射率を測定した。期待通りの低反射率が確認でき、 $n$  と  $\kappa$  の測定値に基づいたシミュレーションともよく一致した。その一致性から、作製したサンプルが設計通りの立体構造を有している事も確認できた。さらに常温より低い液体窒素温度での測定値を用い、かつ実測が難しい散乱効果を含めた実用条件に近いシミュレーションを行った。その結果、全帯域で反射率 1% を切る事に成功した。本研究で作製した電波吸収体は従来材料と比較して桁違いに優れた低反射率を実現した。今後、様々な CMB 観測での実用が期待される。

本研究の新たな応用例として発泡スチロール型を使った製法を考案し、実際に作製を行った。発泡スチロールが電波に対して高い透過性を持つ材質である事を確認したのちに、発泡スチロール型電波吸収体の反射率測定を常温で行った。そして、この製法でも反射率 1% 未満を達成できる事を確認した。この新製法の材料費は従来の 1/10 程度であり、より気軽に電波吸収体を導入できる。

# 目次

1	<b>研究背景</b>	1
1.1	ビッグバンと CMB	1
1.2	CMB の異方性と偏光	2
1.3	CMB 偏光観測の意義	5
1.4	CMB と前景放射	9
1.5	CMB 受信機と電波吸収体への要求性能	10
1.6	本論文の構成	11
2	<b>電波吸収体の開発戦略</b>	12
2.1	反射・吸収を記述する物理パラメータ	12
2.2	立体構造による高性能化	14
2.3	3D プリンタ型電波吸収体	16
2.4	最適な屈折率と消衰係数の推定	18
2.5	開発戦略の整理	25
3	<b>電波吸収体の作製</b>	27
3.1	3D プリンタ型電波吸収体に適する材料	27
3.2	作製方法	32
3.3	平板サンプルの作製	35
4	<b>屈折率と消衰係数の測定</b>	38
4.1	FTS と VNA での透過率測定	39
4.2	測定装置の較正	42
4.3	常温での測定	45
4.4	液体窒素温度での耐久試験	48
4.5	液体窒素温度での測定	49
4.6	粉末材料の特徴と $\kappa$ の関係	53
4.7	有力な粉末材料の選定と考察	55
5	<b>新しい電波吸収体の性能評価</b>	61
5.1	電波吸収体の反射率測定	62

5.2	測定結果とシミュレーションの比較	64
5.3	低温・散乱効果を考慮したシミュレーション	65
5.4	目標値を達成する立体構造の大きさの決定	66
5.5	土台拡大とピラミッド拡大の効果	70
5.6	最終的な電波吸収体の材料・サイズのまとめ	72
<b>6</b>	<b>発泡スチロール型電波吸収体</b>	<b>73</b>
6.1	発泡スチロール型の利点	73
6.2	発泡スチロールの屈折率・消衰係数	73
6.3	発泡スチロール型電波吸収体の作製	75
6.4	発泡スチロール型電波吸収体の反射率測定	76
6.5	より良い発泡スチロール候補	80
6.6	発泡スチロール型電波吸収体使用時のコスト計算	81
<b>7</b>	<b>今後の展望</b>	<b>82</b>
7.1	更なる高性能化の探求	82
7.2	形状の最適化	83
7.3	新樹脂の電波吸収体の開発	83
7.4	発泡スチロール型電波吸収体	84
7.5	3D プリンタの型の材料	85
<b>8</b>	<b>まとめ</b>	<b>86</b>
<b>付録 A</b>	<b>導体の電磁気学</b>	<b>87</b>
A.1	消衰係数	87
A.2	反射角・屈折角	89
A.3	表面反射・透過	91
A.4	サンプル全体の透過・反射	93
A.5	透過率・反射率の計算	97
A.6	平板の垂直入射透過率	98
<b>付録 B</b>	<b>2次元ピラミッドの反射率計算</b>	<b>99</b>
B.1	計算の流れ	100
B.2	入射	101

B.3	空気中から斜面入射の反射・透過	101
B.4	物質中から斜面入射の反射・透過	102
B.5	空気中の伝搬	103
B.6	物質中の伝搬	104
<b>付録 C</b>	<b>フーリエ分光法</b>	<b>109</b>
C.1	フーリエ分光法の原理	109
C.2	マーチンパレット型フーリエ分光器	110
<b>付録 D</b>	<b>使用粉末の物性情報</b>	<b>114</b>
<b>付録 E</b>	<b>測定結果一覧</b>	<b>118</b>
E.1	屈折率・消衰係数一覧表	118
E.2	粘度測定	127
E.3	FTS と VNA の透過率比較	128
E.4	FTS での平板透過率一覧	130
	<b>参考文献</b>	<b>200</b>
	<b>謝辞</b>	<b>202</b>

# 1 研究背景

## 1.1 ビッグバンと CMB

宇宙は非常に高温・高密度な火の玉「ビッグバン」から始まった。この灼熱の宇宙には宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation, 以下 CMB) と呼ばれる光が満たされおり、その光は現在の宇宙でも観測できる。

CMB はジョージ・ガモフ (George Gamow)、ラルフ・アルファー (Ralph A. Alpher)、ロバート・ハーマン (Robert Herman) によって予言され [1]、そのおよそ 20 年後にアーノ・ペンジアス (Arno Penzias) とロバート・ウィルソン (Robert W. Wilson) によって発見された [2]。CMB の発見は宇宙がビッグバンから始まった事の証明であり、現在の標準的な宇宙モデルの基礎となった。CMB はその周波数スペクトルが観測されており、図 1.1 のようにそれが温度 2.725 K の黒体放射に非常によく一致している事も確認されている [3]。

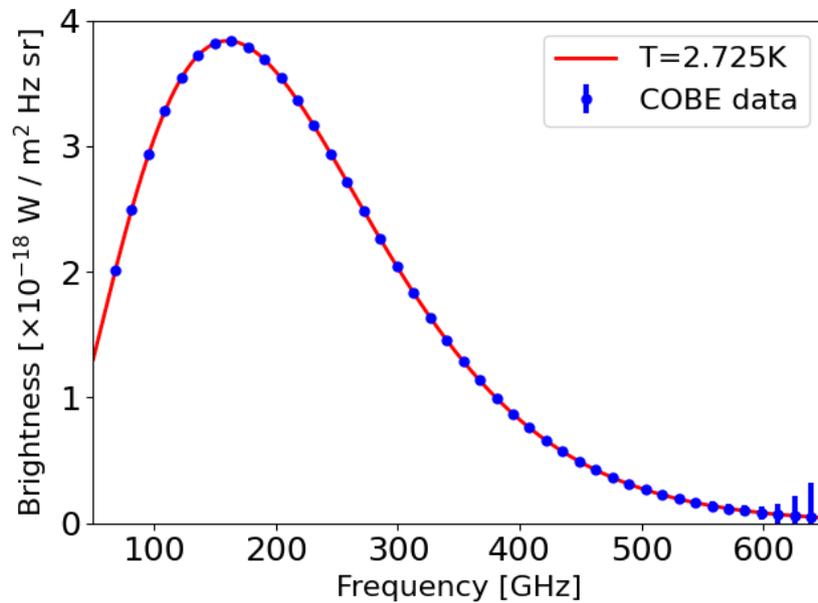


図 1.1: COBE 衛星によって観測された CMB の測定データ [3]。誤差棒は標準偏差の 100 倍を表す。データは  $T = 2.725 \text{ K}$  のプランク分布の理論曲線によく一致している。

## 1.2 CMB の異方性と偏光

CMB の強度は到来方向によってわずかな違いがある。最大の異方性は双極的異方性でありこれは地球が CMB に対して相対的に動いている事によって生じ、その大きさは平均温度の 1/1000 程度である。更には、この双極的異方性を除いてもなお十万分の一程度の温度異方性が存在する (図 1.2)。そして、温度異方性の精密観測は宇宙論パラメータの決定に重要な役割を果たす。

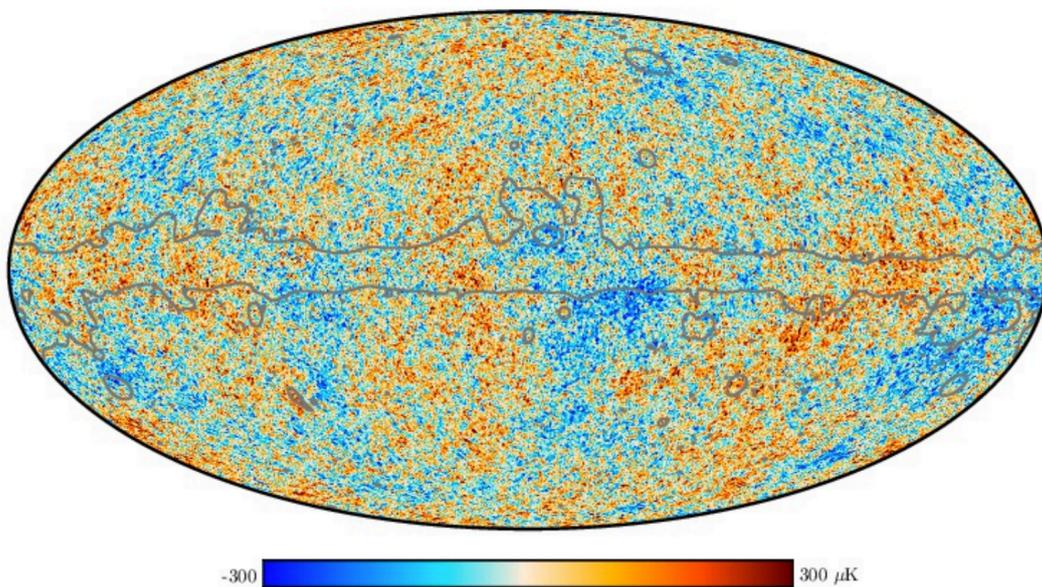


図 1.2: Planck 衛星 [4] によって測定された全天の温度異方性の分布図。双極的異方性は除いてある。

CMB の温度異方性はまた、その分布に偏光パターンを刻印する。これを見るために光が荷電粒子に散乱される系を考える (図 1.3)。 $y$  軸正方向に  $z$  方向の偏光を持つ光が到来した時 (図 1.3a)、荷電粒子は  $z$  軸に沿って振動し、 $xy$  平面に偏光方向が同じ光を放射するが  $z$  軸方向には光を放出しない。偏光の方向が  $x$  方向の場合も同様である (図 1.3b)。無偏光の光の場合は今述べた 2 つが合わさり図 1.3c のようになる。 $y$  軸上の放射光は無偏光だが、 $xz$  平面には偏光した光が観測され、無偏光の光から偏光を持った光が生成される。次にあらゆる方向から光が到来する場合を考えると、図 1.3d のように異方性がない場合は無偏光になるが、90 度の温度異方性 (四重極的異方性) がある場合は温度異方性による偏光を生じる (図 1.3e)。

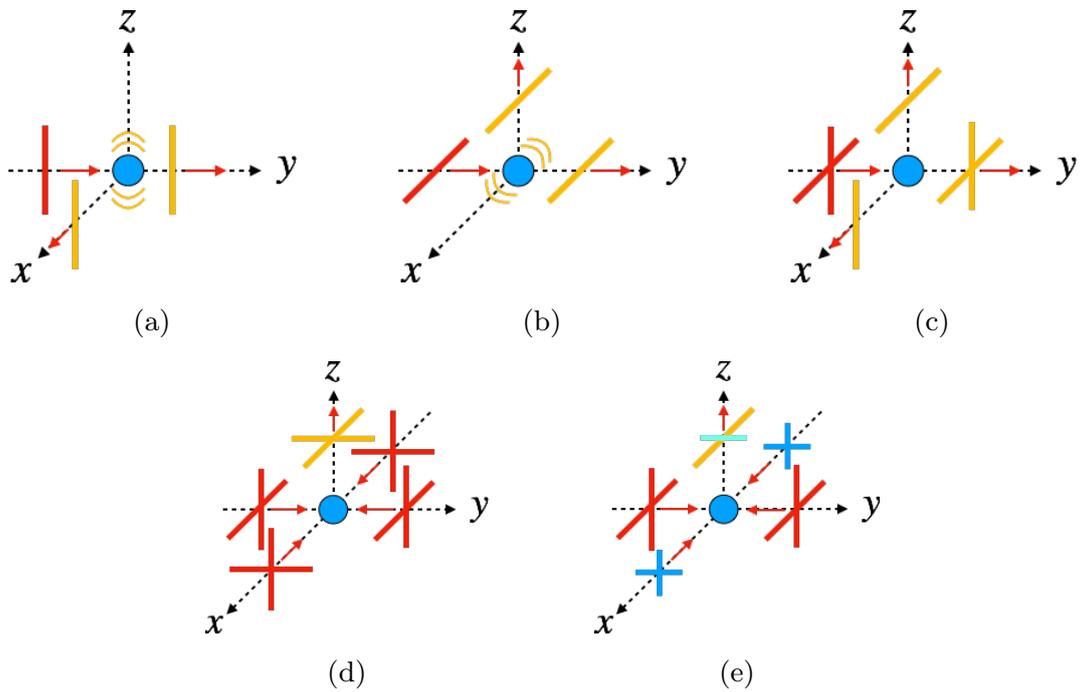


図 1.3: 荷電粒子による散乱の様子

四重極温度異方性にはある方向の両極で温度が最高になり赤道面で最小になる場合と、その逆の 2 パターン考えられる。図 1.4 はそれぞれのパターンを模式的に描いたもので、CMB が観測者に観測されるまでに生じる偏光を表している。(a), (b) の一番外の黒点線の円から CMB が到来し、荷電粒子のある青い領域で散乱を受け偏光を生成する。極方面からの CMB は偏光を生じないが赤道面上の CMB は図 1.3e の偏光を生じ、最終的に観測者が観測する光は青い領域内部に描いたものになる。観測される偏光を天球上に図示すると (c), (d) のようになり (a) は緯線に沿った方向、(b) は経線に沿った方向に偏光が生じる。どちらのパターンでも偏光は空間対称性を持っている。偏光パターンに空間対称性を持つものを E モードと呼び、そうでないものを B モードと言う。宇宙初期の密度ゆらぎに由来して生じるのは E モードのみで B モードは生じない。

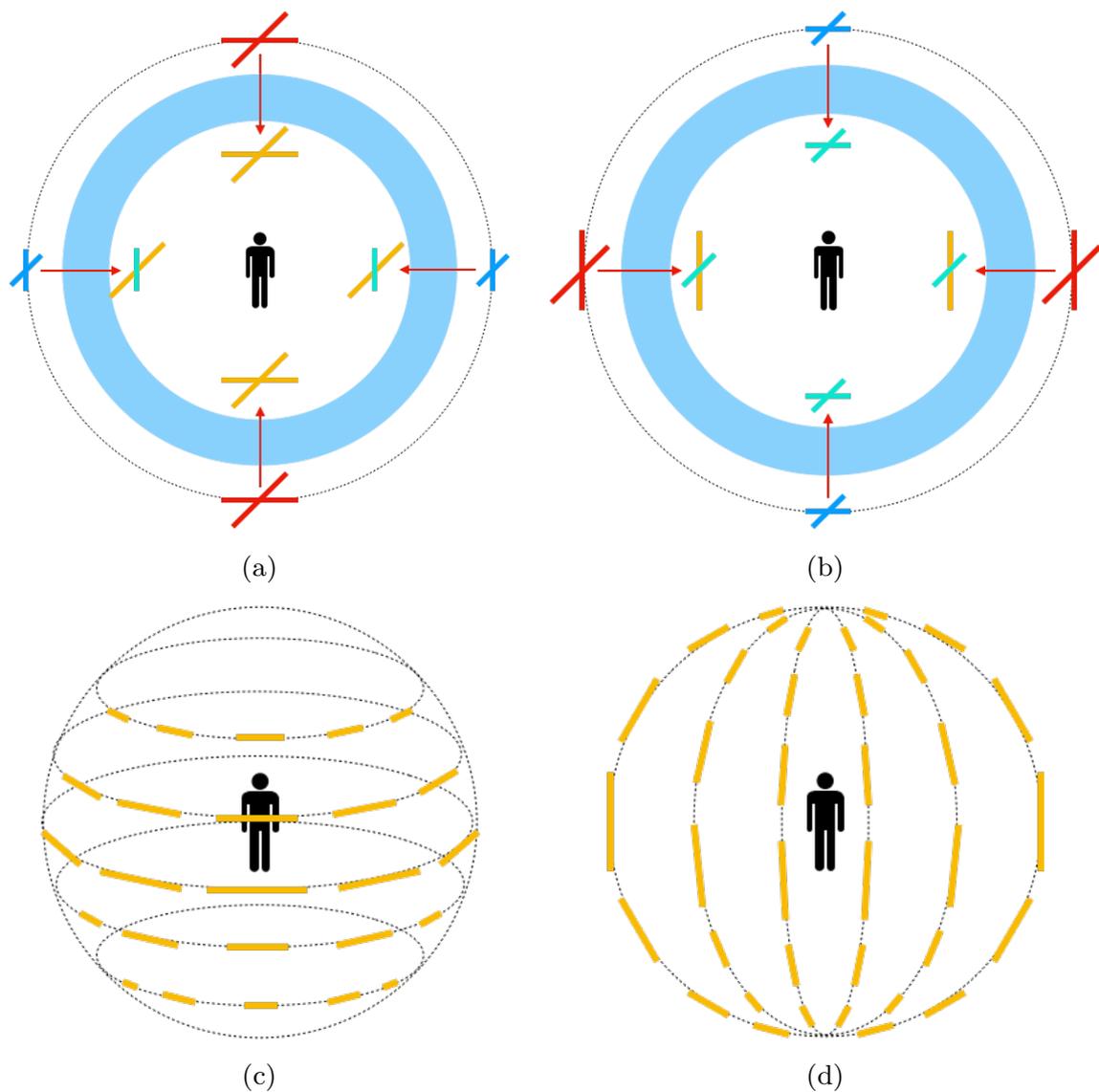


図 1.4: 四重極異方性によって生じる偏光の様子。(a), (b) の一番外の黒点線の円から CMB が到来し、荷電粒子のある青い領域で散乱を受け偏光を生成する。(c), (d) は (a), (b) それぞれの四重極的温度異方性によって観測者が観測する偏光方向をオレンジの線で表している。

## 1.3 CMB 偏光観測の意義

### 1.3.1 重力レンズ B モード

B モードを生じる要因は 2 つあり、それぞれ重力レンズ効果と原始重力波によるものである。重力レンズ効果は強大な重力源によって生じ、重力源周りの CMB にのみ影響を与えるので小さな角度スケールで B モードに寄与する。重力レンズ由来の B モードを観測する最大の動機は、ニュートリノ質量和に制限を与える事ができる事である。ニュートリノは非常に軽い粒子であり、温度の高い初期宇宙では放射成分として振舞っていた。これによりニュートリノは他の物質より密度揺らぎが成長せず、重力をならして重力レンズを弱める方向に働きかける。ならず効果はニュートリノ質量が重いほど大きくなるので、ニュートリノ質量和が重いほど重力レンズ B モードは小さくなる。

### 1.3.2 原始重力波 B モード

重力波は、進行方向に垂直なある方向を空間的に「伸ばし」、90 度直交する方向を「縮める」成分を有する (図 1.5a)。これにより重力波は図 1.5b のように光に変化を与える。

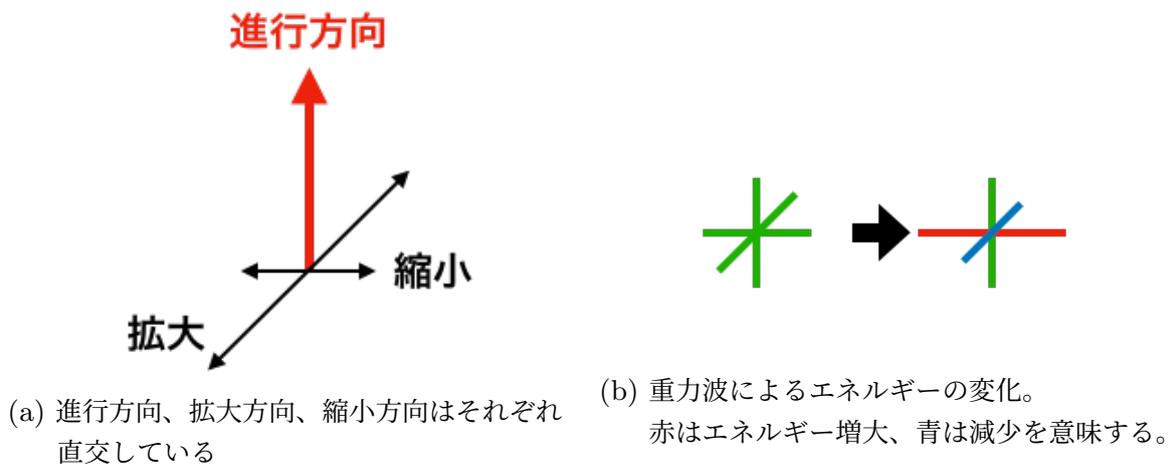


図 1.5: 重力波は進行方向と垂直なある方向を空間的に拡大し、それと直交する方向を空間的に縮める (a)。空間的に拡大された方は波長が伸ばされエネルギーが低くなり、縮小された方向はエネルギーが大きくなる (b)。

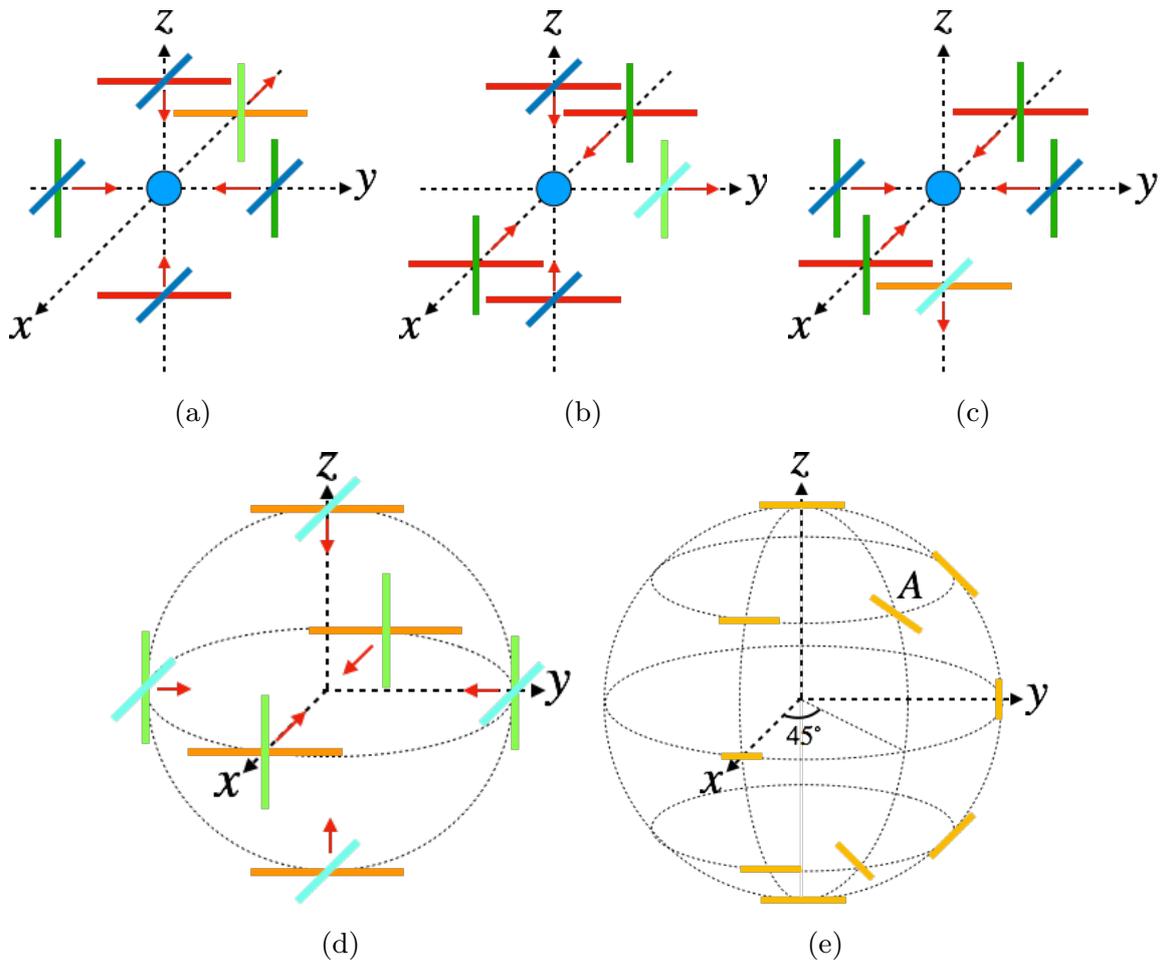


図 1.6: 原始重力波によって生じる偏光。(a)、(b)、(c)は  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向に散乱される偏光を表し、これから天球上には (d) のように散乱される。特に経度 0 度、45 度、90 度で偏光を描いたものが (e) である。

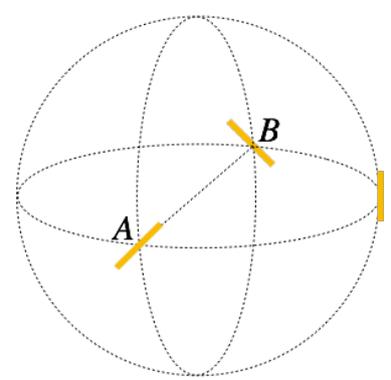


図 1.7: 図 1.6e の点 A の偏光を、45 度の経線に沿って正反対の点 B まで平行移動すると、点 A と点 B で偏光の向きが異なっている事が分かる。

この変化により、天球上に生成される偏光は図 1.6e のようになる。これは前節での偏光パターンとは異なる (図 1.4c、図 1.4d)。この偏光パターンに B モードが入っている事を示すには、この偏光パターンが空間対称でない事を示せば良い。図 1.6e 中の点 A は経線と緯線に対して 45 度傾いた偏光方向になっている。点 A の反対の点での偏光方向は、45 度の経線に沿って平行移動したもので、図 1.7 の点 B にその偏光方向を描いている。これを見ると点 A と点 B で偏光方向が 90 度異なっており、空間対称では無い事が分かる。これより、重力波によって B モードが生み出される事が分かった。

ここまでは単に重力波と言ってきたが、CMB の偏光に影響を与えるぐらい強力なものは原始重力波くらいである。インフレーション理論は原始重力波を生み出す事を予言しているため、原始重力波由来 B モードを観測できれば、インフレーション理論を証明する事ができる。原始重力波 B モードは、重力レンズ B モードに比べて大角度に影響を与え、2 つの B モードは区別可能である。

### 1.3.3 CMB の各成分の大きさ

温度異方性、E モード、B モード、それぞれのパワースペクトルを図 1.8 に示した。パワースペクトルとは、それぞれの異方性を球面調和展開した係数の 2 乗を各  $l$  毎に表したものである。 $l$  が大きいほど小角度を意味する。温度異方性と E モード、重力レンズ由来の B モードは観測されているが、原始重力波由来の B モードのみ観測されていないためテンソル・スカラー比  $r = 0.01$  の理論値曲線を用いた。表 1.1 にこれまでの CMB 観測結果とその意義をまとめた。

現在の CMB 観測の主対象は B モードである。これを精度よく測定するためには、数十 nK の精度で CMB の偏光パターンを測定する必要がある。そのために、観測の妨げとなる外来ノイズを徹底的に除去する必要がある。

表 1.1: CMB の各成分の大きさとその観測意義

種類		大きさ	観測意義
平均温度		2.7 K	ビッグバン理論の証明
温度異方性	双極的異方性	3.4 mK	CMB に対する銀河系移動速度
	$l \geq 2$ の異方性	$3 \times 10^{-5}$ K	宇宙論パラメータの決定
E モード偏光		$10^{-7} \sim 10^{-6}$ K	宇宙再電離の光学的厚み等
B モード偏光	重力レンズ	$10^{-7}$ K	ニュートリノ質量和
	原始重力波	$\lesssim 10^{-8}$ K	インフレーション理論の証明

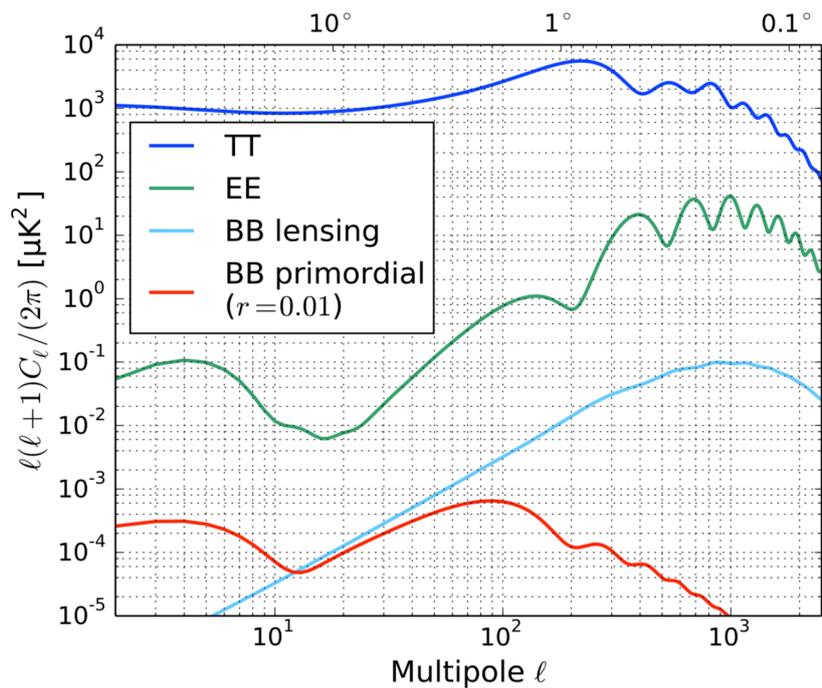


図 1.8: 温度異方性 (TT) と E モード (EE)、B モード (BB) の比較。B モードは重力レンズ由来の水色線と原始重力波由来の赤色に分けて表示している。図は高倉理氏の博士論文より引用 [5]。

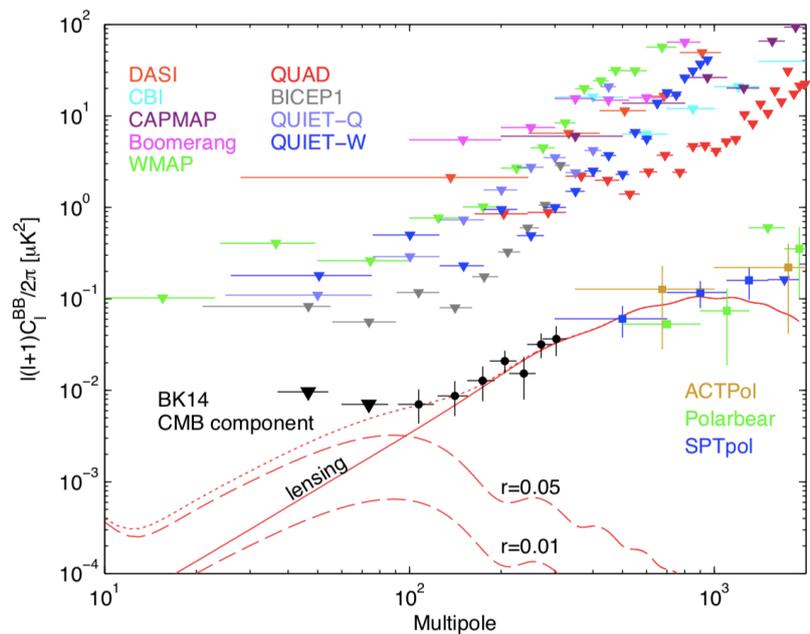


図 1.9: 2018 年現在の B モードの測定結果をまとめたもの [6]。赤実線は重力レンズ由来の B モードの推定値、赤破線は  $r = 0.05, 0.01$  の原始重力波 B モードを示す。三角点は各実験の 95% 上限値で黒点は BICEP/Keck の測定結果。

## 1.4 CMB と前景放射

我々は銀河系の中に暮らし、その外から飛来する CMB を観測する。銀河には多くの天体、イオン、星間塵が存在し、これらの発する電磁波も望遠鏡に到来し、これらは前景放射と呼ばれる。実際の観測データには CMB だけでなく、この前景放射も含まれているため、これらを分離しなければ CMB の精密測定を達成できない。

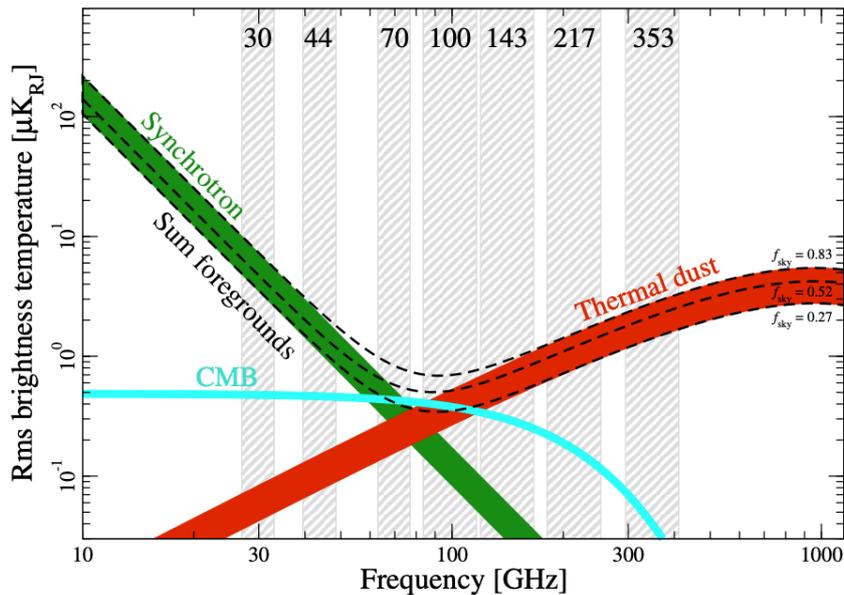


図 1.10: Planck 衛星 [4] によって観測された前景放射。緑はシンクロトロン放射、赤は熱放射ダストによるものを表しており黒破線は合計した量を表す。水色は CMB の重力レンズ B モードを表している。

図 1.10 は前景放射成分と、CMB の重力レンズ B モードを比較したものである。前景放射の成分として低周波数側はシンクロトロン放射が卓越し、高周波数側は星間塵の熱放射ダストが卓越する。前景放射と CMB を分離する為に、実際の観測では CMB に焦点を当てた観測 (100 GHz 周辺)、シンクロトロン放射に注目した低周波数での観測、熱放射ダストに注目した高周波数での観測を行う。低周波数と高周波数の観測データから前景放射を精度よく決定し、その影響を取り除く。つまり、CMB を高精度に分析するためには、20 GHz から 300 GHz にわたる複数の帯域で観測する事が必須である。

## 1.5 CMB 受信機と電波吸収体への要求性能

前景放射は宇宙から来る外来ノイズであるが、地面からの熱放射が回折して入り込む迷光 (stray light) も主要な外来ノイズである。地面の温度 ( $\simeq 300$  K) は CMB の温度 2.7 K と比べて 100 倍以上も大きいので、CMB の観測精度を高める為にはこの影響を徹底的に減らす必要がある。

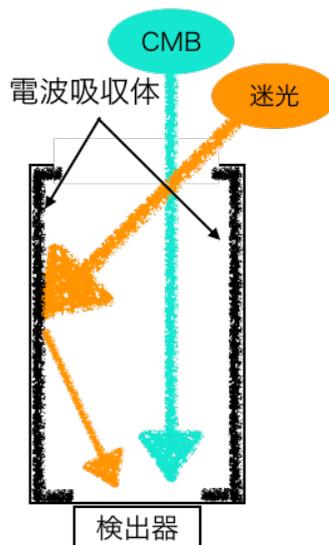


図 1.11: 望遠鏡に CMB と迷光が入り込む様子

図 1.11 は CMB 受信機の光路を単純化した概念図であり、迷光が受信機に入り込む様子を示している。受信機の内側に注目すると迷光の大部分は受信機の内面を複数回反射して検出器に入る<sup>\*1</sup>。一方、CMB は直接検出器に入るので、内面に電波吸収体を貼り付ける事によって迷光のみを効果的に減らす事ができる。これが CMB 受信機に電波吸収体が使われている理由である。そして、迷光を効果的に吸収する為はその反射率は 1% を下回る事が求められる。

一方、前述のように観測は CMB と前景放射を分離する為に 20 ~ 300 GHz の広帯域で行われる。したがって、電波吸収体にはこれらの広い帯域にわたって低反射率である事が求められる。特に、低周波数側は 2 つの理由で重要度が高い。1 つ目は低周波数は回折の効果が大きいため迷光が多い事、2 つ目に低周波数で低反射率の電波吸収体は高周波数でも低反射率なので色々な周波数帯域に使える事である<sup>\*2</sup>。なお、先行研究では 70 GHz 以

<sup>\*1</sup> 受信機の外側にも迷光を減らす工夫が施されているが、本研究の範囲を超えるためここでは紹介しない。

<sup>\*2</sup> 吸収ある物質中を通過する周波数  $f$  の光の強度は、ランベルトの法則より距離  $z$  進むと  $\exp(-4\pi\kappa z/c)$

上の帯域では反射率 1% 未満という要求を満たしているが、低周波数帯では要求を満たしていない。特に 20GHz 付近の反射率は 10% を上回っている。

また皮肉な事に、優れた電波吸収体は大きな熱放射 (黒体放射) 源という側面を持つ。そこで自身の熱放射が観測ノイズとならないように、電波吸収体は極低温 (数 K) に冷やされて運用される。電波吸収体が吸収した迷光の熱は受信機内部へ放出されなければならない。さもなければ電波吸収体の温度が上がって新たな熱放射ノイズ源になってしまう。よって熱伝導率が優れている事も電波吸収体には要求される。

当然ながら、極低温に冷却しても破損しない耐寒性も要求される。電波吸収体と受信機内面との高い熱伝導を確保するためにそれらは接着剤で貼り付けられるが、剥がれ無い事も大事である。また、受信機内部は真空状態にして断熱し、冷却する。電波吸収体には真空を阻害しないためにアウトガス (真空環境下で放出される気体) の発生量が少ない事も要求される。

## 1.6 本論文の構成

ここまでの議論をまとめると、CMB 望遠鏡用電波吸収体に求められる性能は以下のようになる。

1. 広帯域 (20 ~ 300 GHz)、極低温 (数 K) で反射率が低い ( $< 1\%$ )
2. 熱伝導が良い
3. 低温で壊れない、剥がれない
4. アウトガスが少ない

本論文では 1 番目に焦点を絞り電波吸収体を開発する。特に、先行研究では低周波数帯で要求される反射率を達成できていないため、低周波数帯での性能に注力して開発を進めていく。2, 3, 4 番目の点に関しては、最終選定した材料の主剤に対して先行研究で既に確かめられている。本論文の構成として、2 章では高性能な電波吸収体を開発する為の戦略、3 章では電波吸収体の材料や作製方法について議論する。4 章では材料の性能評価を行い、5 章で最適な材料を決定する。また、6 章では新しい製法による電波吸収体の開発について記述する。

---

倍に減少する (A.10 式)。ここで  $\kappa$  は消衰係数と呼び電磁波の吸収度合いを表す量、 $c$  は真空中の光速である。式から高周波数になるほど吸収量が増え、吸収しきれずに反射として戻る量が減少する。これによって一般的に反射率は小さくなる。

## 2 電波吸収体の開発戦略

本章では高性能な電波吸収体を開発するにはどのようにすべきか議論し、開発指針を決定する。

### 2.1 反射・吸収を記述する物理パラメータ

前章で電波吸収体への要求を列挙したが、この中で最も重要なのは反射率が低い事であるので、反射・吸収を記述する物理パラメータについて整理する。

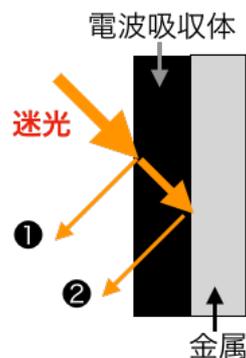


図 2.1: 電波吸収体に迷光が入射した概念図

まず、平らな電波吸収体を受信器内部に設置し、そこに迷光が入ってきたケースを考えてみる (図 2.1)。入射した迷光は一部が電波吸収体に吸収され、吸収されなかったものが反射される。この反射量が少ないければ少ないほど、電波吸収体として高性能である事を意味する。ここで反射成分について考えてみると、反射成分は「①表面反射」と「②透過→反射→透過」する2つの成分に大別でき、これら両方を小さくする事が重要である。

これら二つの成分の大きさは材料の屈折率  $n$  と消衰係数  $\kappa$  によって決定される。屈折率 (refractive index) は物質ごとに定義される量で真空中の光速を物質中の光速で割ったもので定義される。つまり

$$n = \frac{c}{v} \quad (2.1)$$

である。また、異なる物質間に光が入射した時、境界で光の角度が曲がる事が知られており屈折率  $n_1$  の物質から屈折率  $n_2$  の物質に入射した場合に入射角  $\theta_1$  と屈折角  $\theta_2$  の間には

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.2)$$

の関係が成り立つ事が知られている。これはスネルの法則 (Snell's law)、もしくは屈折の法則と呼ばれる。

次に消衰係数 (extinction coefficient) は物質中の電磁波の吸収度合いを表すパラメータである。物質に吸収がある場合、数学的には屈折率は実数ではなく複素数  $N = n - i\kappa$  になり、その虚数成分  $\kappa$  が消衰係数を表す。ここで  $N$  は複素屈折率 (complex refractive index)、 $n$  は通常の意味での屈折率である。なお、消衰係数は  $k$  を使う書籍等もあるが、本論文中では  $\kappa$  を使用する。

光が吸収のある物質中に垂直入射した時、光のパワーは指数関数的に減少する。ある点での光のパワーを  $I_0$  とした時、消衰係数  $\kappa$  の物質中を  $z$  進んだ時のパワー  $I$  は

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{2\omega\kappa z}{c}\right) \quad (2.3)$$

となる\*3。ここで  $\omega$  は光の角周波数であり、この法則はランベルトの法則 (Lambert's law) と呼ばれる。

次にこれらが「**①**表面反射」と「**②**透過→反射→透過」にどう影響するかを記述する。

「**②**透過→反射→透過」成分はランベルトの法則から消衰係数が大きければ大きいほど物質中で電磁波を吸収するので、消衰係数は大きい方が良い。

「**①**表面反射」の場合、空気中 (屈折率 1) から屈折率  $n$ 、消衰係数  $\kappa$  の物質に光が垂直入射した時の表面反射率は

$$R_{\text{surface}} = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (2.4)$$

で与えられる (算出の詳細は付録 A を参照)。つまり表面反射率には、 $n$  と  $\kappa$  の両方が効いてくる事が分かる。本論文で調査した物質の多くは  $n$  は 2 ~ 3、 $\kappa$  は 0.1 程度なので、支配的なのは屈折率  $n$  である。一方で、 $\kappa$  については  $\kappa \rightarrow \infty$  の場合に  $R \rightarrow 1$  となる事からも分かるように、大きすぎると表面反射を大きくしてしまう。したがって、**①**と**②**の両方を考慮すると、屈折率  $n$  は小さく、消衰係数  $\kappa$  は小さすぎず大きすぎない値が良い事が分かる。

まとめると高性能な電波吸収体を作るためには、屈折率が低く、最適な消衰係数を持つ材料を使えば良い。目標となる  $n$  と  $\kappa$  の具体的な値に関しては、2.4 節で議論する。

---

\*3 パワーなので 2 乗で減衰する

## 2.2 立体構造による高性能化

平らな電波吸収体の反射率は、材料については屈折率と消衰係数によって決定されるが、電波吸収体に立体構造を持たせると更に反射率を小さくする事ができる。図 2.2a は立体構造がある電波吸収体に迷光が入射した概念図を示しているが、迷光が複数回反射して実効的な反射率を減少させる事が直感的にも分かる。

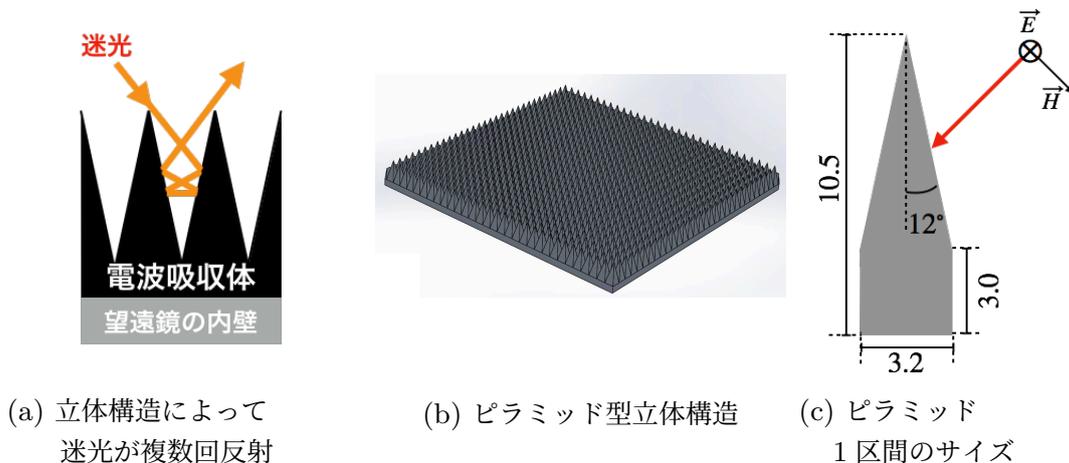


図 2.2: ピラミッド型立体構造

それでは立体構造がどれだけ効果があるかを HFSS という市販の波動光学に基づいた有限要素法シミュレーションソフトウェア [7] を用いて見ることにする。最も一般的な立体構造はピラミッドを敷き詰めた図 2.2b の構造であり、これと平板の反射率を比較する。ピラミッドの 1 区間のサイズは、図 2.2c に示すように設定し、平板はピラミッドとほぼ同じ高さにするために厚さ 10 mm とした。材料の屈折率は  $n = 2.3$ 、消衰係数は  $\kappa = 0.2$  とし (後述する最適値付近)、底面には実際の運用と同じにする為に導体を設置した。CMB 受信機の場合、電波吸収体に入射する迷光の角度は 45 度付近が最も大きいことが別のシミュレーションから得られているので、入射角は 45 度とする。偏光の向きは s 波と p 波の両方で計算した (図 2.2c は電場が境界面に平行である s 波の場合を書いており、p 波の場合は磁場が境界面に平行になる)。

HFSS によるシミュレーション結果は図 2.3 のようになる。立体構造の違いによって反射率が劇的に改善する事が分かる。特に、100 GHz 以上の領域においては、反射率が桁違いに小さくなる。ゆえに高性能な電波吸収体の作製においては立体構造を持たせる事が不可欠である。

ここでピラミッドの方の計算結果に注目すると、20 ~ 80 GHz くらいまでは右肩下

がりで、それ以上になると横ばいになる事が読み取れる (図 2.4)。ここで「①表面反射」と「②透過→反射→透過」成分の周波数依存性について考えると、「①表面反射」成分は  $R_{\text{surface}} = ((n-1)^2 + \kappa^2) / ((n+1)^2 + \kappa^2)$  より周波数に寄らず一定になる。「②透過→反射→透過」成分はランペルトの法則  $I = I_0 \exp(-2\omega\kappa z/c)$  から周波数が大きくなると指数関数的に減少する。80GHz くらいまでは反射率が指数関数的に減少しているのですが、この周波数までは「②透過→反射→透過」が支配的である。一方、それ以上の周波数帯域は横ばいなので「①表面反射成分」が支配的であり、その大きさは  $10^{-4}$  オーダーくらいで

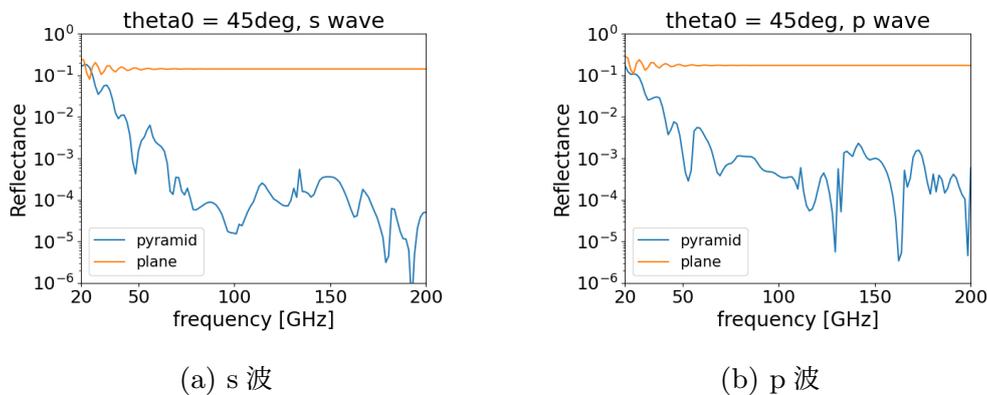


図 2.3: ピラミット型立体構造と平板の反射率比較

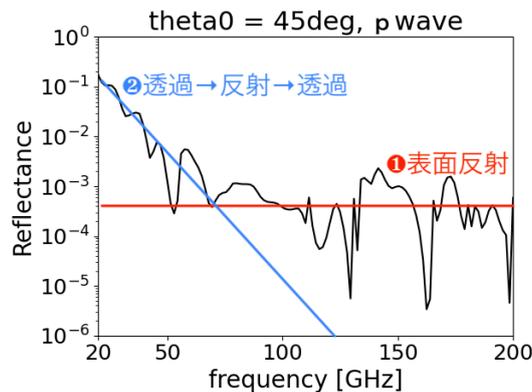


図 2.4: 図 2.3b のピラミットの反射率を抜き出したもの。反射率に注目してみると 80 GHz くらいまでは右肩下がりだが、それ以上の周波数帯域になると横ばいになる事が分かる。これは 80 GHz までは式 (2.3) にしたがって指数関数的に減少する「②透過→反射→透過」成分が支配的だが、それ以上の帯域では周波数に依存しない「①表面反射」成分が支配的になるからである。

ある事が分かる。本研究では全周波数帯域で反射率 1% 未満を目指しているので、「①表面反射」成分の大きさは既に十分に小さい。電波吸収体の構造は主に表面反射の成分に効いてくるので、これ以上構造を最適化しても、低周波数帯の反射率を効果的に減らす事はできない。つまり、「②透過→反射→透過」成分をいかに小さくするかが重要になり、これは電波吸収体の材料、特にその消衰係数が大きく効いてくる。

「②透過→反射→透過」成分は電波吸収体を厚くする事でも減少させる事ができる。しかし電波吸収体の大きさは、設計上の条件から制限がある事、大きすぎると電波吸収体の表面まで冷え切る事ができずに熱放射が増えてしまうという理由の為に、なるべく大きくしない方が良い。それゆえ、本研究では、まずは材料を追求する事を考える。良い材料を見つけたあとで、それでも目標に到達しなかった場合に立体構造を大きくする事を考える事にする。

## 2.3 3D プリント型電波吸収体

ここまでの議論により、電波吸収体を高性能にするには立体構造が不可欠である事を確認した。そして、「②透過→反射→透過」成分は材料によって大きく決定される。その為、立体構造を有する電波吸収体の作製には材料の自由度が高い製法を採用したい。

立体構造を持ち、かつ材料の自由度が高い製法として、本研究では 3D プリントで型を作製し、そこに時間経過等で硬化する材料を流し込んで固める作製手法を採用した (図 2.5)。この製法は京都大学の安達俊介研究員が開発した手法であり [8]、他の利点として型の自由度が大きい事もあげられる。この製法の最大の利点は特に流し込む材料の自由度の高さであり、新しい材料を積極的に試みる事ができる。3D プリントで作った型は電波に対して透明であり、外す必要がない。

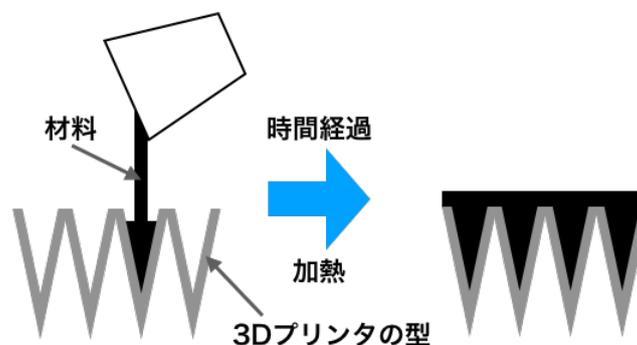
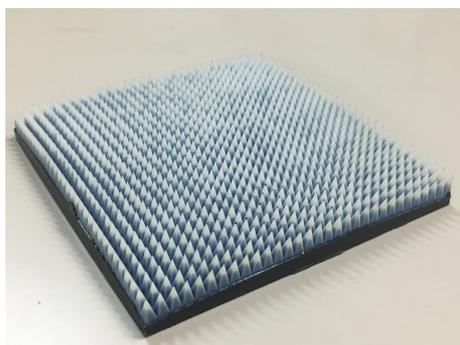
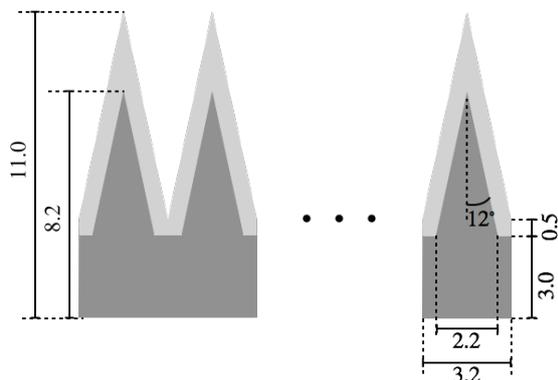


図 2.5: 3D プリント型電波吸収体の作り方の模式図。硬化前の材料を 3D プリントの型に流し込み、時間経過や加熱等によって硬化させる。

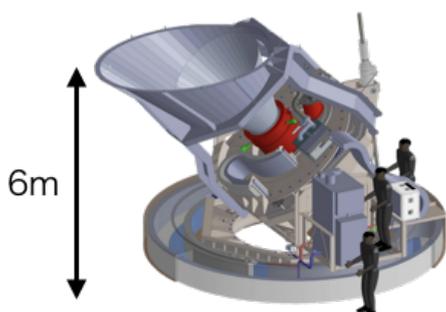


(a) 実際に作製した電波吸収体

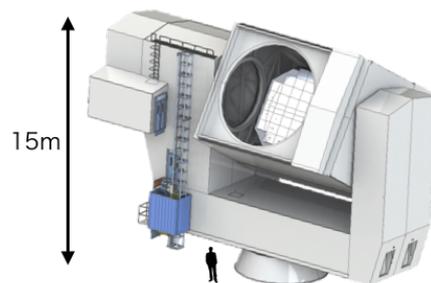


(b) 形状の詳細。薄い灰色が 3D プリンタの型

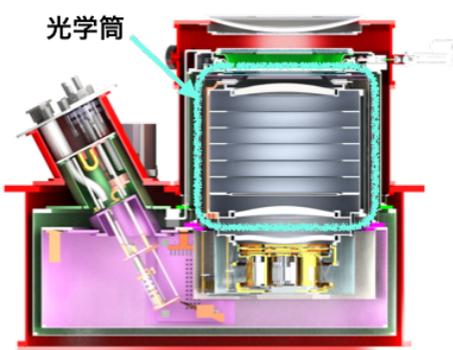
図 2.6: 3D プリンタ型電波吸収体



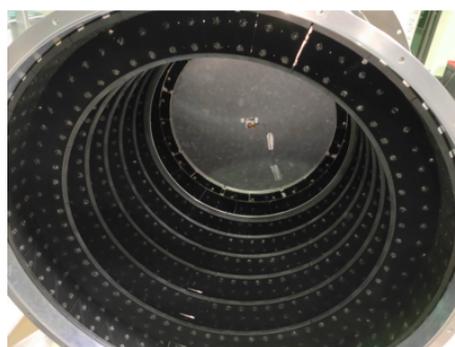
(a) SAT(Small Aperture Telescope)



(b) LAT(Large Aperture Telescope)



(c) SAT の断面図



(d) SAT の光学筒。中に電波吸収体を貼り付けている。

図 2.7: Simons Observatory 実験は大型望遠鏡 (LAT)1 台と小型望遠鏡 (SAT)3 台を使用する CMB 望遠鏡「群」である。3D プリンタ型電波吸収体は SAT に使われている。

図 2.6 と図 2.7 に示すように、この製法は Simons Observatory という CMB 実験にも既に採用されており、実績も高い。

さらに 3D プリント型の冷却などは、先行研究における試験において問題ない事が分かっており、この製法を使う上で気にすべき事はその材料のみである [8]。また、構造については前節の HFSS を使ったシミュレーションのモデルに近いジオメトリを採用している (図 2.6b 参照。これは Simons Observatory の 3D プリント型電波吸収体に実際に使われている値である)。

## 2.4 最適な屈折率と消衰係数の推定

立体構造とその作製方法については特に問題がない事が分かったので、次は屈折率と消衰係数の大きさをどれくらいにすれば良いかを考える。ただし、HFSS によるシミュレーションではある 1 つの屈折率と消衰係数の組み合わせに対する計算に 4 時間ほどかかり、1 日に 3 つほどしか調べられない。例えば屈折率と消衰係数を網羅しようと  $100 \times 100 = 10000$  パターン調べようとするだけで 10 年近くかかってしまい、HFSS シミュレーションのみで最適な屈折率と消衰係数の組み合わせを決定することは現実的ではない。そこで、より単純化したモデルとアルゴリズムで高速化したシミュレーションを開発し、それによって最適な屈折率と消衰係数の組み合わせを見積もる事にした。

### 2.4.1 立体構造モデルの単純化ー 2 次元ピラミッド面

採用する単純化モデルはピラミッドに類似しているが、より簡単なものが望ましい。そこで図 2.8 のようなピラミッド型を二次元に投影したモデル、別の言い方をすれば波板を尖らせたギザギザ面でシミュレーションを行ってみる。

モデルの違いを評価・理解するために、まずこの 2 次元ピラミッド・3 次元ピラミッド・3D プリントモデルで反射率をシミュレーションし、比較を行う。2 次元ピラミッドと 3 次元ピラミッドのサイズは図 2.8b を使用し、厚みは  $d = 3 \text{ mm}$  に設定した。3D プリント型電波吸収体は 2 つのパターンでシミュレーションを行った (図 2.9)。

入射角を 45 度とし、偏光方向を s 波と p 波の両方で行った計算結果が図 2.10 である。比較からは 2 次元ピラミッドは p 波の方が他のモデルと結果が近い事が読み取れ、それ以外のモデルは s 波と p 波の間であまり変わらない事が分かる。s 波のシミュレーション結果が 2 次元モデルと 3 次元モデルで異なる理由は、電場の向きに立体構造を有さないためだと考えられる。結果からは 2 次元ピラミッドのシミュレーションであっても p 波による計算を使えば、最適な屈折率  $n$  と消衰係数  $k$  を推定できる事が予想される。よって、本書

における以降の計算は p 波を用いて議論する。

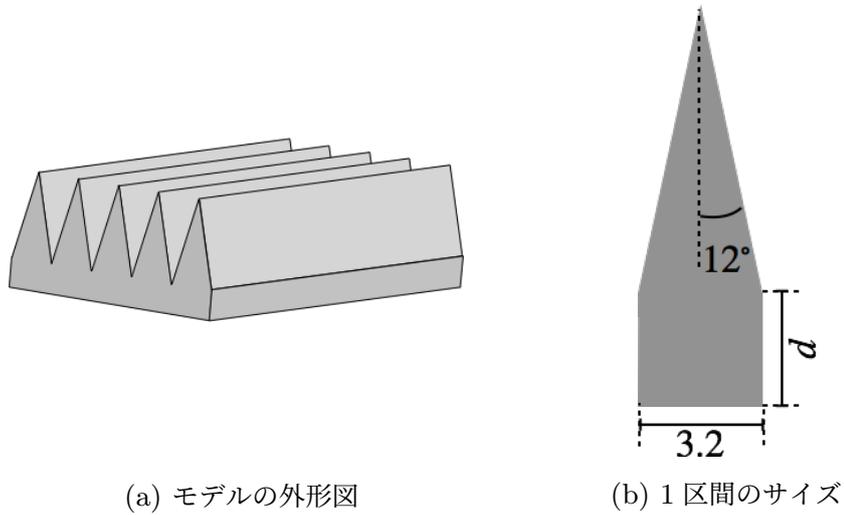


図 2.8: 2次元ピラミッドモデル

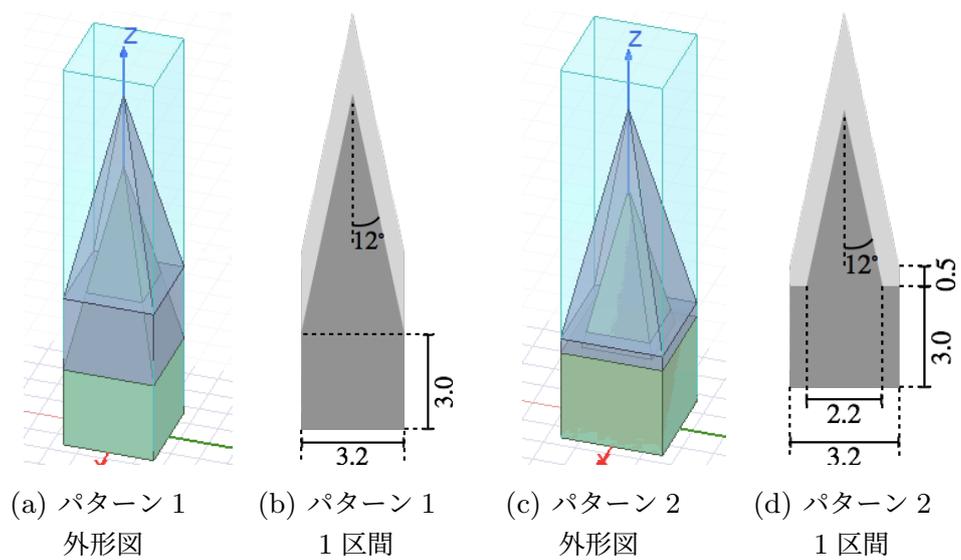


図 2.9: HFSS シミュレーションに使用した 3D プリンタ型電波吸収体の図。パターン 2 は Simons Observatory に使用されているモデル。パターン 1 はパターン 2 の縁の平らな部分を無くしたもので、3D プリンタ部分の厚みはパターン 1 とパターン 2 で揃えている。

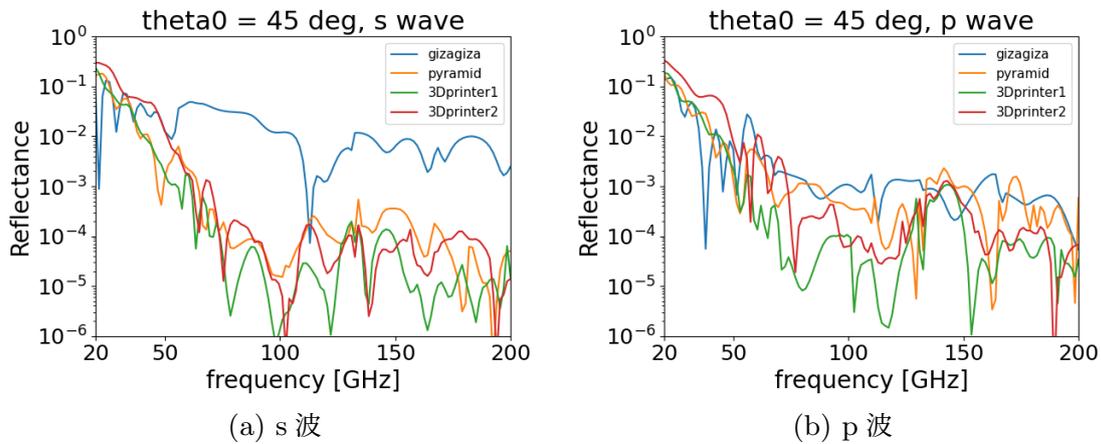


図 2.10: 4 モデルのシミュレーション比較

## 2.4.2 幾何光学的シミュレーションを行うソフトウェアの開発

2次元ピラミッドで議論しても問題が無い事が分かったので、このモデルでより単純化した幾何光学的シミュレーションを行う。図 2.11 に計算の流れを記載する。この図は電磁波がモデルに入射した時の電磁波の遷移を表しており、電磁波は透過や反射を繰り返して電波吸収体に吸収されるか空気中に散逸する(散逸した合計が反射率になる)。計算では遷移している各成分の中で最も大きいものを逐次的に遷移させ、遷移中の成分が空気中に散逸した量より十分に小さくなった時に計算を中止する。なお、この計算アルゴリズムでは位相情報は保存していないので、干渉の効果を無視した計算となる。

底面は完全導体を想定しているので、2次元ピラミッドは図 2.12 のように導体面で折り返したように見なしても良い。こうすると底面導体部分の計算を減らす事ができ、また底面と斜面の2種類あった境界を斜面1つに統一できるのでプログラムがより簡素になる。こうすると本質的な計算は次の4種類に絞られる。

- 空気→斜面の場合の透過・反射
- 物質中→斜面の場合の透過・反射
- 空気中の伝搬
- 物質中の伝搬

この4種類の計算を図 2.13 のフローチャートに沿って行えばいい。各境界条件での計算手法を含め、この幾何光学シミュレーションのアルゴリズムの詳細は付録 B に記述してある。

幾何光学的シミュレーションの確からしさを検証する為に HFSS による波動光学シ

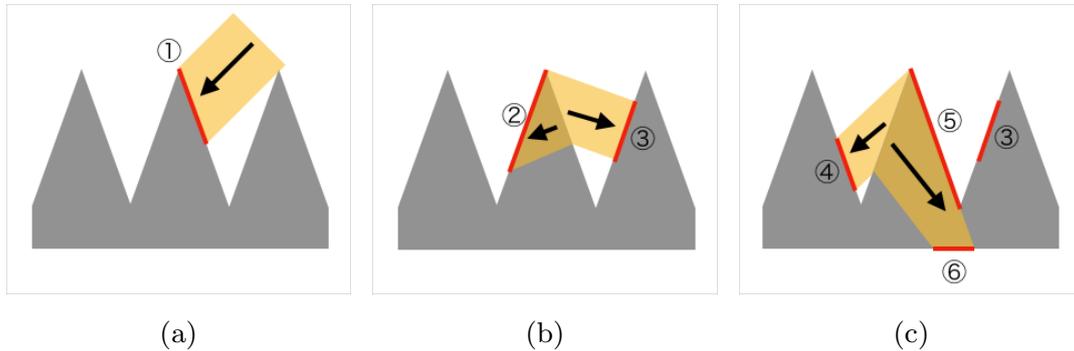


図 2.11: まず電磁波が斜面に入射する (図 2.11a)。この成分を①とする。①成分はその後透過・反射して別の斜面に当たり②、③成分となる (図 2.11b)。遷移している中で最も大きい成分 (ここでは②とする) について計算し、それらは再び透過・反射して別の面に当たり④、⑤、⑥成分となる (図 2.11c)。この計算を遷移中の成分の和が空気中に散逸した量より十分に低くなるまで繰り返す。

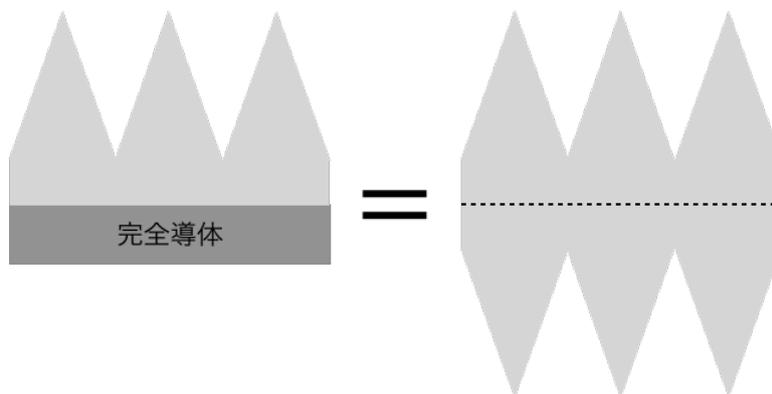


図 2.12: 底面に完全導体を考える代わりに底面部分で折り返したように考えても良い。

ミュレーション結果と比較する。モデルのサイズは図 2.8b に記載してあり、土台の厚さ  $d$  は 0.07 mm、3 mm の二つの場合で行った。

図 2.14 が比較結果を表している。幾何光学的シミュレーションの方は干渉の効果が見えないために滑らかである。図からは二つの結果が概ね一致している事が読み取れる。40 GHz 以下の低周波数帯域においては、HFSS によるシミュレーションの方が 3~5 倍高めの結果となるが、最適な  $n, \kappa$  値に当たりをつける本章の目的からは十分な精度の計算である。

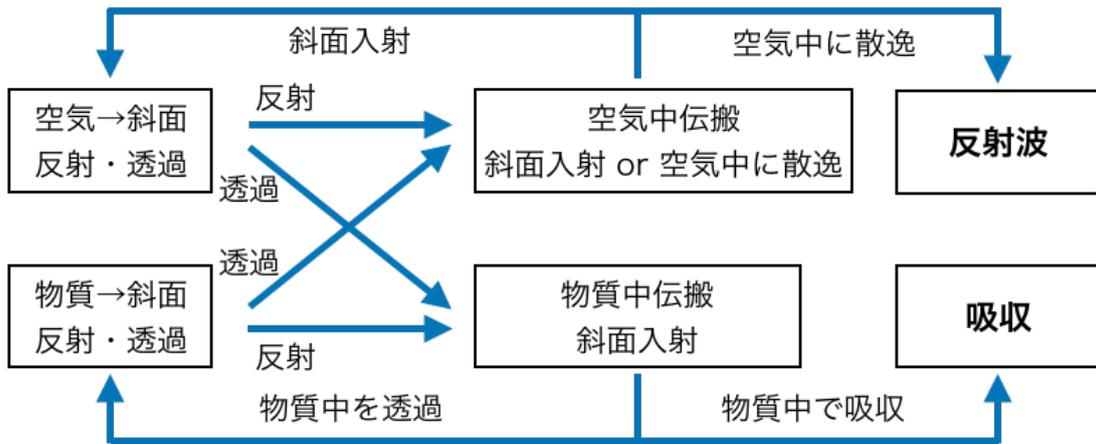
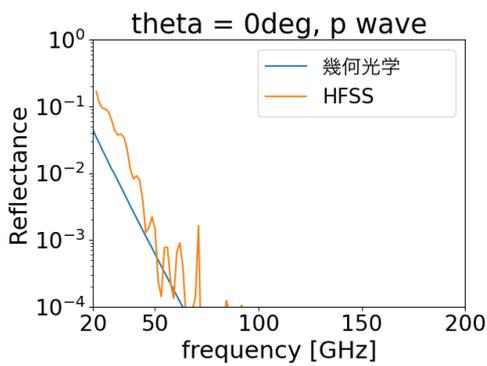
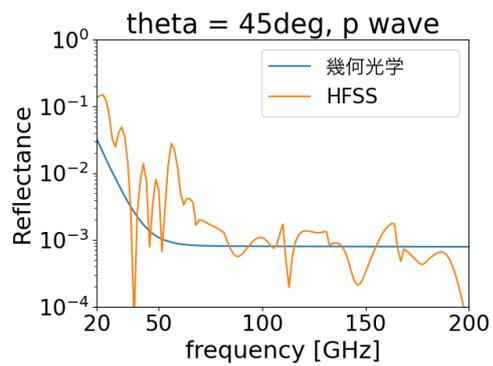


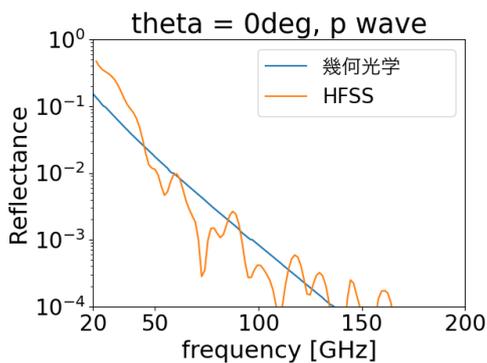
図 2.13: 計算のフローチャート



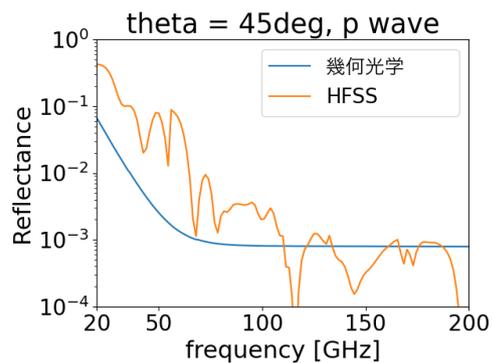
(a) 入射角 0 度、土台厚さ 3 mm、p 波



(b) 入射角 45 度、土台厚さ 3 mm、p 波



(c) 入射角 0 度、土台厚さ 0.07 mm、p 波



(d) 入射角 45 度、土台厚さ 0.07 mm、p 波

図 2.14: 幾何光学的シミュレーションと HFSS による波動光学シミュレーションの比較

### 2.4.3 幾何光学的シミュレーションによる屈折率と消衰係数の絞り込み

幾何光学的シミュレーションで十分な精度の計算が行える事を確認したので、これを使って最適な屈折率と消衰係数を絞り込む。

まず、消衰係数によって反射率がどうなるかを計算する。これまでと同じモデル (図 2.8b、屈折率  $n = 2.3$ 、土台 3 mm、入射角 45 度、p 波) で消衰係数  $\kappa$  を 0.01 ~ 10 の範囲で変化させた時の挙動を幾何光学的シミュレーションで見たのが図 2.15 である。図からは  $\kappa = 0.6$  付近で極小値をとり、そこから離れると反射率が增大していく様子が確認できる。これは平板の場合と全く同じ理由であり、消衰係数が小さい青の領域では電波吸収体内部に入った電磁波が吸収されずに出ていく「②透過→反射→透過」成分が支配的で、逆の赤い領域では消衰係数が大きすぎて「①表面反射」成分が大きくなるためである。ゆえにこの図からは立体構造があったとしても、消衰係数をほどほどの値 ( $\kappa = O(0.1)$ ) にするべきである事が理解できる。

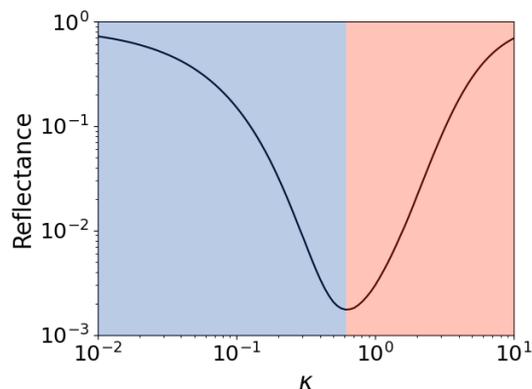


図 2.15: 消衰係数を変化させた時の反射率の変化

消衰係数がほどほどの値を持つべき事が分かったので、最適な値がどこになるかを求める。CMB 観測では 20, 40, 90, 150, 220, 270 GHz 付近がよく観測帯域として挙げられる。これらはその役割によって 3 つに分割される。

- 20, 40 GHz : シンクロトン放射の観測
- 90, 150 GHz : CMB 観測
- 220, 270 GHz : 熱放射ダストの観測

電波吸収体において注目すべき周波数は、迷光の影響が大きく、かつ反射率を低くする事が難しい低い周波数帯域と、メインの CMB 観測に使われて重要度が高い中央周波数帯域の 2 帯域である。高い周波数帯域は迷光の影響も少なく、より低い周波数帯域で低反射な

ものは高い周波数帯域でも低反射なので、これについては考えなくても良い。ゆえに 20, 40, 90, 150 GHz で最適値を考える。幾何光学的シミュレーションに使う形状はこれまでと同じで図 2.8b のものを使用する。電波吸収体の底面には完全導体があり、偏光は p 波、入射角は 45 度とする。

幾何光学的シミュレーションの結果を図 2.16 に示す。まず全てのグラフを比較して分かる事は、周波数が大きくなるにつれて反射率が低くなる事である。これは当然の結果であるが、等高線に注目すると周波数が上がるにつれ等高線の左側の線はより左側に移動す

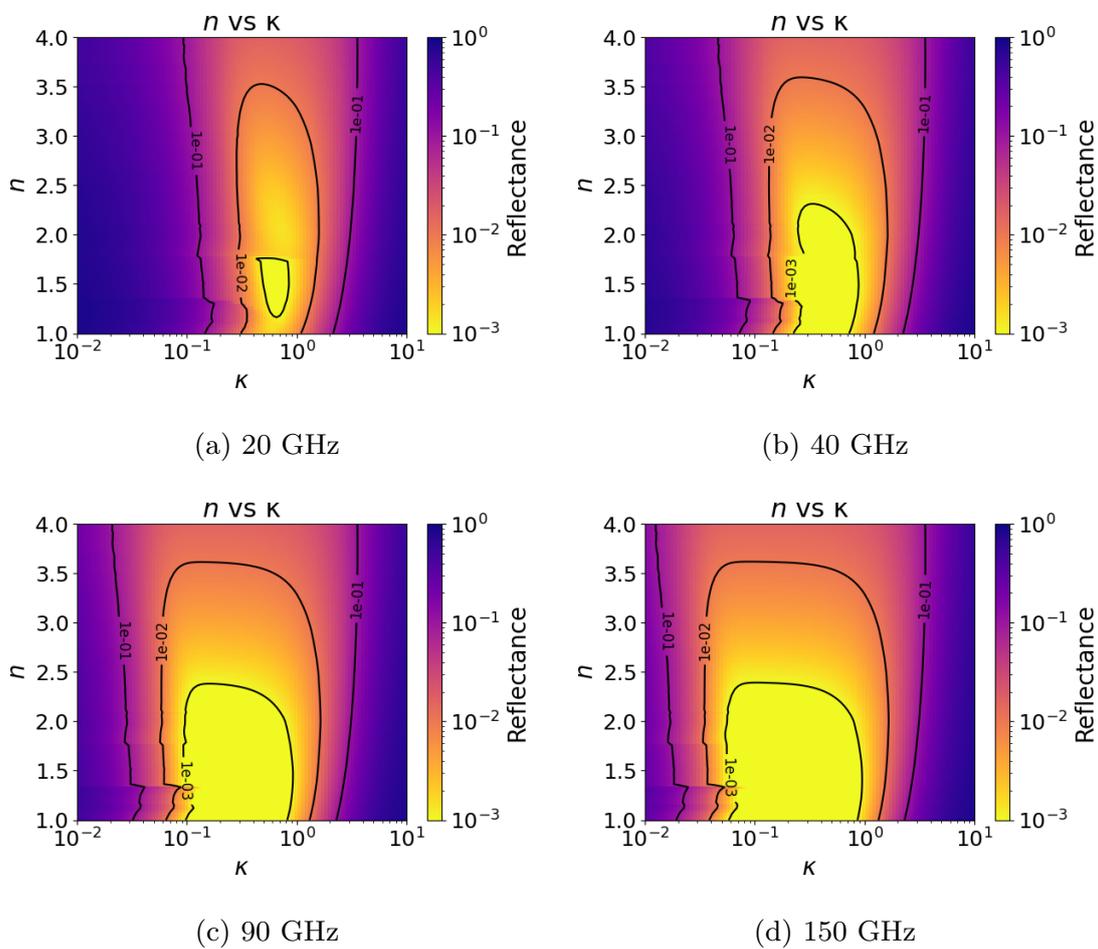


図 2.16: 横軸は消衰係数、縦軸は屈折率を表し色が反射率を表している。グラフからは周波数が大きくなる事に反射率が低くなっていく様子が確認できる。20 GHz の 0.001 を表す等高線の上が平たくなっているのは、光線が土台に当たるか底面に当たるかの境界で不連続なためと考えられる。

るのに対し、右側の線はあまり移動しない。ここで図 2.15 を思い出すと、消衰係数の小さいところは「②透過→反射→透過」成分、大きいところは「①表面反射」成分が支配的だった。周波数が大きくなるごとに小さくなるのは「②透過→反射→透過」成分のみなので、周波数が大きくなると等高線の左側部分は左側に移動するが「①表面反射」が支配的な右側部分が移動しない。またこの帰結として、等高線は周波数が大きくなるごとに相対的に左側に移動するため、最適な消衰係数もそれに伴い左に、つまり小さくなっていく。

各周波数で、ある反射率以下となる屈折率と消衰係数についてまとめたものが表 2.1 である。反射率を 1% より十分に小さい値としたければ、 $n$  を 3.5 以下程度、 $\kappa$  を 0.3 ~ 1.0 にコントロールすべきである事が分かる。したがって、このような材料を作り出す事が本研究の重要なマイルストーンとなる。

表 2.1: 各周波数帯で反射率 1%, 0.1% 未満を満たす屈折率  $n$  と消衰係数  $\kappa$  のパラメータの範囲

周波数	反射率 < 1%		反射率 < 0.1%	
	$n$	$\kappa$	$n$	$\kappa$
20 GHz	< 3.5	0.3 ~ 1.5	1.2 ~ 1.7	0.5 ~ 0.8
40 GHz	< 3.6	0.15 ~ 1.5	< 2.3	0.25 ~ 0.8
90 GHz	< 3.6	0.07 ~ 1.5	< 2.4	0.1 ~ 0.9
150 GHz	< 3.6	0.04 ~ 1.5	< 2.4	0.05 ~ 0.9

なお、この結果からは他の知見も得る事ができる。90 GHz 以上の周波数帯域では反射率 1% は  $\kappa \geq 0.07$  程度で良く、低周波数帯域に比べてかなり小さな値が許容される。また、本研究では反射率 1% 未満を目標にしているが、仮にその目標値を 0.1% 未満とより高い水準にしたい場合は、屈折率を 20 GHz では 1.2 ~ 1.7、それより高い周波数帯域では 2.4 程度の低い水準にしなければならない。消衰係数を考慮しつつ屈折率をここまで下げるのはなかなか難しい。ここで屈折率を小さくする事は「①表面反射」を小さくする事に対応する。

## 2.5 開発戦略の整理

ここまでの議論より全周波数帯域 (20 ~ 300 GHz) で反射率 1% 未満を実現する為の条件が整理できた。

1. 電波吸収体に立体構造を持たせる事
2. 構造について最適化するより、材料について最適化した方が開発効率が良い事
3. 材料の屈折率  $n$  を 3.5 以下、消衰係数  $\kappa$  を 0.3 ~ 1.0 程度にコントロールする事

本研究では、立体構造を持ち、かつその材料の自由度が高い作製方法として 3D プリンタ型電波吸収体を採用する。3D プリンタ型に充填する電波吸収材料を決定する上で、材料毎に実際に 3D プリンタの型を用いて作製し、それぞれの反射率測定を行う事は作業効率とコストの観点から合理的ではない。それよりもまずは材料の屈折率  $n$  と消衰係数  $\kappa$  を把握する事に注力するのが良い。

$n$  と  $\kappa$  を決定するのに最も適しているものは 1 ~ 2 mm 程度の薄い平板状のサンプルであり、作製が容易かつ最も解析しやすい。そこで平板サンプルを作製し、透過率の測定データから各サンプルの  $n$  と  $\kappa$  を求める事から行う。

なおここまで  $n$  と  $\kappa$  の温度変化について言及して来なかったが、 $n$  と  $\kappa$  は温度変化する。したがって数 K で運用される電波吸収材料についてもその温度下で透過率測定を行いたいが、数 K における測定は現状では難しく、実際に CMB 望遠鏡で使用されている材料ですら測定データがない。そこで、本研究では液体窒素の温度下 (77 K) で  $n$  と  $\kappa$  を測定する事にした。液体窒素は入手が容易であり、温度も常温に比べて十分に低い。

ただし、最初は液体窒素下ではなく常温で平板サンプルの透過率測定を行う。これは以下の理由の為である。

1. 液体窒素温度と常温で測定した  $n$  と  $\kappa$  を比較して温度の影響を調査するため
2. 液体窒素測定より簡単な常温測定で候補を絞った方が効率が良いため

以上を踏まえ、本研究では以下の流れで最適な材料を決定する。

1. 多様な材料の平板サンプルを作製する
2. 常温で透過率測定を行い  $n$  と  $\kappa$  を算出し、候補を絞る
3. 絞られた候補が、低温に冷やして壊れないか確認するために、液体窒素に浸して割れたりしないか試験する
4. 耐久試験をパスした平板サンプルに対して、液体窒素温度で透過率測定を行い  $n$  と  $\kappa$  を算出して有力候補を絞り込む
5. 絞られた候補で 3D プリンタ型電波吸収体を作製し常温で反射率を測定する
6. シミュレーションも駆使して周波数依存性と低温での性能を見積もり、最適な材料を決定する

## 3 電波吸収体の作製

前章で 3D プリンタ型電波吸収体を使う理由やどのような材料を使うべきか議論した。本章ではその作製方法等について記述する。

### 3.1 3D プリンタ型電波吸収体に適する材料

3D プリンタの型に材料を流し込んで固める製法の場合、材料の仕様として作製時は液体、完成時に固体である必要がある。これと 1.6 節の要求を全て満たすものは市販品で存在しない。よって自前で揃えた材料を混ぜて電波吸収体を作製する必要がある。

作製時に液体で完成時に固体であるものとして硬化樹脂が挙げられる。一般に、硬化樹脂単体では性能を満たさないで、それに粉末を加えてその性質を変化させて使用する。樹脂・粉末のそれぞれで候補となるものを挙げる。

#### 3.1.1 樹脂材料

樹脂はまず「硬化樹脂」かつ「低温での使用実績がある」の条件を満たすものとして、LOCTITE 社の STYCAST2850FTJ を候補材料に加えた。それに加えて 1 ~ 18 GHz 用の電波吸収材である E&C エンジニアリング社の ECCOSORB CR-112 と、低粘性・常温硬化であるセメダイン社の EP20R も研究材料に加えた。それぞれの樹脂の特徴は以下の通りである。いずれの樹脂も本剤に硬化剤を混合する事で硬化する。

- **STYCAST2850FTJ (以下 stycast)**

主剤はエポキシに酸化アルミニウムとその他の少量添加物をエポキシ：酸化アルミニウム = 20~30:70~80 の割合で混ぜたエポキシ系樹脂。硬化剤は変性脂肪族ポリアミン：ポリグリコールジアミン = 50~60:40~50 の割合で混合したもの。

- **ECCOSORB CR-112 (以下 CR112)**

エポキシに鉄粉と二酸化ケイ素を混合させたエポキシ系樹脂で 1~18 GHz 帯域での電波吸収を念頭に設計されている。硬化剤は変性芳香族ポリアミンの CR112Y。

- **EP20R**

純粋なエポキシであり、成分は n-ブチル-2,3-エポキシプロピルエーテル。硬化剤は m-キシリレンジアミン。低温での使用実績はないが、stycast や CR112 と同じエポキシ樹脂である、低粘性である、常温硬化するという条件のもと選定した。

それぞれの樹脂の利点と欠点の比較を表 3.1 に示す。

表 3.1: 研究に使用した樹脂の比較

主剤：STYCAST 2850FTJ 硬化剤：CATALYST 23LVJ		
利点	欠点	備考
熱伝導率が高い 熱膨張率が低い 使用実績あり (先行研究でも使用)	粘性が高い*1 作製に攪拌器と恒温槽が必要	70000 円/5kg
主剤：ECCOSORB CR-112X 硬化剤：CR-112Y		
利点	欠点	備考
粘性が低い 熱伝導率が高い 消衰係数が大きい	硬化時に加熱が必要 磁化しやすい*2 高価 (35000 円/1kg)	
主剤：EP20R 主剤 硬化剤：EP20R 硬化剤		
利点	欠点	備考
粘性が低い*1 低価格 (6000 円/3kg) 作製が楽 恒温槽などを必要としない	熱伝導率が低い 熱膨張率が高い 使用実績なし	

\*1 粘性が低い事の利点は以下の通り

- 加えられる粉末量が多くでき、その分消衰係数を大きくできる
- 粘性が高すぎると立体構造のピラミッド部分の先端に材料が行き渡らず反射率が悪化する可能性が高くなる (図 3.6)

\*2 超電導センサーとの併用に適さない

### 3.1.2 粉末材料

CR112 以外の樹脂は単体では消衰係数が小さい ( $\kappa < 0.1$ ) ので選定条件を満たさない。そこで、粉末材料を混ぜて消衰係数を大きくする。また CR112 も粉末材料の追加によって更に高性能になる可能性があるので、これに対しても混合サンプルを作製する。

ここで消衰係数がどのような物理パラメータで記述されるかを見ると、消衰係数は物質の電気伝導率 (electrical conductivity)  $\sigma$ 、比透磁率 (relative permeability)  $\mu_r$ 、屈折率  $n$  と真空中の誘電率  $\epsilon_0$  を用いて

$$\kappa = \sigma \mu_r / 2n\omega\epsilon_0 \quad (3.1)$$

となる事が理論的に示されている (A.8 式)。ここで  $\omega$  は電磁波の角周波数である。この式から言える事は、消衰係数は電気伝導率に比例する事である。つまり  $\kappa$  を大きくするためには電気伝導率が高い粉末材料を添加すれば良い。また一般に熱伝導率は電気伝導率が高いほど良くなるので、その意味でも電気伝導率が高い粉末材料は高性能である事が期待できる。

電気伝導率が高いものとして金属や炭素が挙げられる。本研究で使用した粉末材料は大きく分類すると、

1. ステンレス (SUS)
2. 黒鉛 (グラファイト)
3. カーボンブラック
4. 炭素繊維 (カーボンファイバー)
5. カーボンナノチューブ

となり、それぞれの粉末はその形状や製法によって更に分割される。表 3.2 にあげるように本研究では全部で 17 種類の粉末材料を試した。図 3.1 の写真のように、粉末といっても粒の大きさや形は様々である。

ステンレス以外の金属粉末を候補としなかったのは以下の理由である。

1. 危険物である

粉末は体積に対する表面積の割合が大きく、錆びた時の酸化熱が蓄積されて自然発火しやすくなる。これは時として粉塵爆発という重大な災害を生じる。この為ほとんどの金属粉末は危険物扱いであり、運用が大変もしくは困難である。

2. 錆びによる導電性の悪化

粉末状態では、表面積が増加する為に平板と比較して非常に錆びやすい。その為に導電性が期待できない可能性がある。

表 3.2: 本研究に使用した粉末材料の比較

粉末		製品名	特徴
SUS	球状	RD19-3532	<ul style="list-style-type: none"> <li>・鉄に一定量 (質量比 10.5%) 以上のクロムを混合させたもの</li> <li>・錆びづらい</li> <li>・高い電気伝導率と熱伝導率</li> <li>・先行研究では球状ステンレスを使用</li> </ul>
	扁平状	RFA6500	
黒鉛	球状黒鉛	SG-BL40	<ul style="list-style-type: none"> <li>・一つの層は正六角形を敷き詰めた各頂点に炭素が存在</li> <li>・その層が多数積み重なったもの</li> <li>・天然由来 (球状・鱗片状・膨張化) と人工由来 (人造・熱分解) が存在</li> </ul>
	鱗片状黒鉛	Z-50	
	熱分解黒鉛	PC99-300M	
	膨張化黒鉛	EC300	
	人造黒鉛	AGB-604	
カーボンブラック	導電性	#3230B	<ul style="list-style-type: none"> <li>・油やガスを不完全燃焼させて得られる炭素主体の微粒子</li> <li>・炭素同士は結合して球状粉末を形成し、それらの粉末も結合して一つのストラクチャーと呼ばれる構造を形成</li> <li>・炭素の一部に官能基が結合している</li> <li>・粉末、ストラクチャー、官能基により多様な性質を持つ</li> </ul>
	良流動性	MA230	
	汎用カラー	#10	
	汎用カラー	#95	
	中級カラー	MA600	
	高級カラー	#2600	
炭素繊維	カーボンナノファイバー	-	<ul style="list-style-type: none"> <li>・有機繊維を加熱処理して炭素化したもの</li> <li>・高い電気伝導率と熱伝導率</li> <li>・カーボンナノファイバー粉末が一番小さい</li> <li>・チョップドファイバーは長さ 1cm 弱の繊維</li> <li>・ミルドファイバーはチョップドファイバーを短くしたもの</li> </ul>
	ミルドファイバー	K223HM	
	チョップドファイバー	K223HE	
カーボンナノチューブ		SG101	<ul style="list-style-type: none"> <li>・炭素が円柱状の側面に張り巡らされた構造</li> <li>・非常に高い電気伝導率と熱伝導率</li> </ul>



(a) SUS(球状)



(b) 黒鉛 (球状)



(c) カーボンブラック (導電性)



(d) 炭素繊維 (カーボンナノファイバー)



(e) 炭素繊維 (ミルドファイバー)



(f) 炭素繊維 (チョップドファイバー)



(g) カーボンナノチューブ

図 3.1: 各粉末の拡大図。スプーンの腹は 5.5 cm。

## 3.2 作製方法

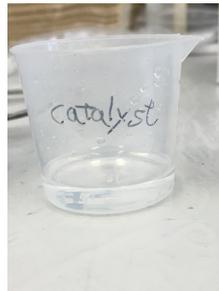
次にそれぞれの樹脂の作製方法を記す。

### stycast

1. 主剤・硬化剤・粉末を一定量取り出す。主剤・硬化剤の質量比は 100:8。  
主剤を取り出す際はまず全体をよく攪拌してから取り出す。
2. 主剤を 60 °C の環境下におき粘性を低くする。
3. 粘性の低くなった主剤に粉末を混合し、再び 60 °C 環境下で安置。
4. 主剤・粉末の混合物に硬化剤を加えよくかき混ぜる。  
その後 1700 回転/分の攪拌器で 2 分 30 秒攪拌。
5. 混合物を 40 °C 以上になるまで加熱。
6. 溶液を型に流し込んで真空引き。平板は 5 分 2 回、ピラミッド型は 5 分 3 回。
7. 常温で 1~2 日安置。



(a) stycast の主剤



(b) stycast の硬化剤



(c) 主剤・粉末の混合後、  
硬化剤を加えよく混ぜる



(d) 攪拌器で 2 分半攪拌



(e) 攪拌器での混合直後



(f) 粘性を下げる為に加熱

図 3.2: stycast での作製手順

## CR112

1. 主剤・硬化剤・粉末を一定量取り出す。主剤・硬化剤の質量比は 100:8.2。  
主剤を取り出す際はまず全体をよく攪拌してから取り出す。
2. 主剤を 65 °Cまで加熱して粘性を低くする。
3. 主剤・硬化剤を混合して、色が均一になるまでよくかき混ぜる。
4. 粉末を加えて再びよくかき混ぜる。
5. 溶液を型に流し込んで真空引き。平板は 5 分 2 回、ピラミッド型は 5 分 3 回。
6. 74 度で 12 時間加熱。



(a) CR112 の主剤



(b) CR112 の硬化剤



(c) 主剤を 65 °Cに加熱



(d) 主剤・硬化剤の混合後、  
粉末を加えよく混ぜる



(e) 真空引き



(f) 74 °Cで 12 時間加熱

図 3.3: CR112 での作製手順

## EP20R

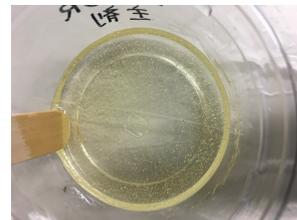
1. 主剤・硬化剤・粉末を一定量取り出す。主剤・硬化剤の質量比は 2:1。
2. 主剤・硬化剤を混合して、色が均一になるまでよくかき混ぜる。
3. 粉末を加えて再びよくかき混ぜる。
4. 溶液を型に流し込んで真空引き。平板は 5 分 2 回、ピラミッド型は 5 分 3 回。
5. 常温で 2~3 日安置。



(a) EP20R の主剤



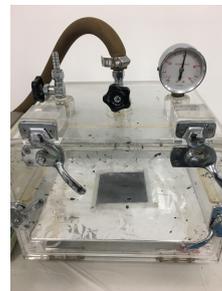
(b) EP20R の硬化剤



(c) 主剤と硬化剤を  
均一に混ぜる



(d) 粉末を加えて再び  
よく混ぜる



(e) 型に流し込んで真空引き

図 3.4: EP20R での作製手順

### 3.3 平板サンプルの作製

樹脂と粉末材料についてここまで考えてきたが、あとは混合割合について考えなければならぬ。樹脂に粉末材料を加えていくと混合物の粘性は高まる。しかし粘性が高くなり過ぎると型に材料を流し込む時に材料が奥まで入り込まず立体構造がうまく形成されなくなってしまう(図 3.6)。立体構造が消えてしまうと反射率が急激に悪くなってしまいうため、粉末を加える際は粘性が高すぎないように注意しながら作製する必要がある。



図 3.5: 実際の電波吸収体の断面図。  
これは先端まで材料が満たされている

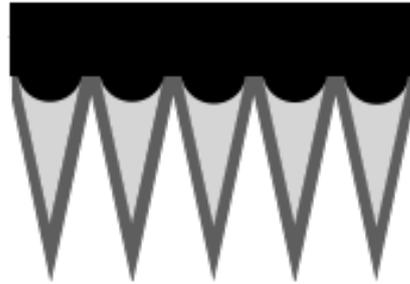


図 3.6: 粘性が高いと樹脂が奥まで  
入らない

図 3.7 は試作したサンプルの写真である。粉末を加えない場合は表面は滑らかだが、粉末を加えていくと粘性が増加していき、球状 SUS を 20% 加えたものは図 3.7b くらいになる。stycast 樹脂に球状 SUS を 20% 加えたものが先行研究で使われた材料であり、新規材料の粘性はこれと同じくらいになるように粉末を調整する。最終的な粉末割合は表面の様子やかき混ぜた時の手応え(粘性の低さ)から決定した。

樹脂の粘性は stycast が一番高く、CR112、EP20R という順で低くなる。stycast と CR112 については先行研究と同じくらいの粘性になるまで粉末材料を加えた。しかし EP20R は加えられる限界まで行くと透過率がかなり低くなって測定できないので、先行研究と同じくらいになる粉末量の 1/4 の量で作製した<sup>\*4</sup>。K223HE については、繊維がまとまっているので(図 3.1f)、ほぐしてから樹脂に混合した。

なお、炭素繊維の K223HM と K223HE については最も質量割合が低い stycast ですら透過率測定ができなかったため、透過率測定ができるようになるくらいまで質量割合を減らした。これよりこの二つの材料は他のものより相対的に粘性が低く、消衰係数を更に大

<sup>\*4</sup> もし先行材料と同じくらいになる粘性が EP20R の 100g に対して粉末 100g だった場合、その 1/4 の粉末 25g を加えたものを測定サンプルに採用する。この例の場合だと質量割合が 50% から 20% に減少する。質量割合を 1/4 にする意味ではないので注意



(a) stycast 粉末なし



(b) stycast 球状 SUS 20%



(c) stycast カーボンブラック #95 2%



(d) stycast 炭素繊維 K223HM 10%

図 3.7: 試作したサンプルの例。左上は stycast 樹脂に粉末を入れないで作製したもので表面は滑らかである。粉末を加えると表面はブツブツしていき球状 SUS を 20% を加えたところで右上くらいになる。これより更に加えていくと粘性が高くなり左下のように作製時のヘラの跡が消えずに残ったり、右下のように表面の凸凹が更にひどくなる。

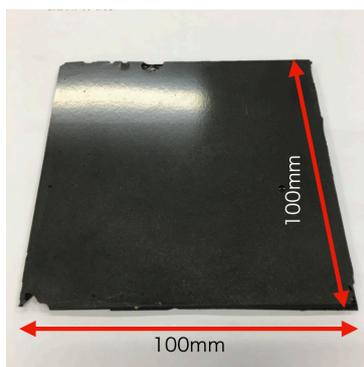


図 3.8: 作製した平板サンプル。stycast 樹脂に球状 SUS を 20% 加えたもの。

大きくできるという利点がある事を示唆する。もちろん、増やしすぎると屈折率が大きくなりすぎるので、これについても考慮すべきである。

このような方法で作製したサンプルの写真が図 3.8 である。平板サンプルの大きさは

100mm×100mm であり、本研究で作製したサンプルは全てこの大きさである。これは透過率・反射率測定において、サンプルに照射するビームの大きさに比べて十分に大きい。

作製した平板サンプルの一覧を混合割合を含めて表 3.3 にまとめた。混合する粉末材料のバリエーションも含めて全部で 52 種類の平板サンプルを作製した。有力候補として 5 章で 3D プリント型電波吸収体を作製し、反射率測定を行ったサンプルの組み合わせ、及び先行研究 (Simons Observatory) で採用されている組み合わせを太字で記す。

表 3.3: 作製した平板サンプルの粉末割合一覧

粉末材料		樹脂材料* <sup>1</sup>		
		stycast	CR112	EP20R
粉末無し		0%	0%	0%
SUS	球状	<b>20%</b>	50%	40%
	扁平状	7%	23%	20%
黒鉛	SG-BL40	14%	40%	20%
	Z-50	4%	14%	8%
	PC99-300M	3.5%	12%	7%
	EC300	1%	4%	2%
	AGB-604	5%	18%	10%
カーボンブラック	#3230B	0.7%	3%	1%
	MA230	0.7%	5%	2.5%
	#10	2%	6%	2%
	#95	1.2%	8%	3.5%
	MA600	0.7%	4%	2%
	#2600	0.5%	5%	3.5%
炭素繊維	カーボンナノファイバー	0.7%	4%	2%
	<b>K223HM</b>	<b>2%*</b> <sup>2</sup>	* <sup>3</sup>	0.5% * <sup>2</sup>
	<b>K223HE</b>	<b>0.15%*</b> <sup>2</sup>	* <sup>3</sup>	0.2% * <sup>2</sup>
カーボンナノチューブ	<b>SG101</b>	<b>0.2%</b>	0.9%	0.3%

\*<sup>1</sup>stycast と CR112 は先行研究と同じ粘性になるまで、EP20R は先行研究と同じ粘性になる粉末量の 1/4 の割合で混合させた。

\*<sup>2</sup>炭素繊維 K223HM と K223HE は混ぜすぎると透過率測定ができないために粉末割合は少なめである。

\*<sup>3</sup>CR112 は単体で消衰係数が大きく粘性が低く粉末の混合可能量が多いために炭素繊維系では全く見えなかったために空白となっている。なお、後述するように CR112 樹脂は液体窒素試験をクリアできなかったため、炭素繊維系を測定しなかった事は大きな問題ではない。

## 4 屈折率と消衰係数の測定

本論文では平板サンプルの透過率スペクトルを測定し、そのデータから屈折率  $n$  と消衰係数  $\kappa$  を求める。透過率測定は反射率とは異なり垂直入射が容易で散乱等の効果を考えなくて良い点が優れている。一方で、反射率測定から  $n$  と  $\kappa$  を求める事は簡単ではない。

本研究において透過率と反射率の測定は二つの独立した測定系を利用した。一つ目は東北大学天文学教室の服部研究室で開発されたフーリエ分光器 (Fourier Transform Spectroscopy, 以下 FTS)、二つ目はカブリ数物連携宇宙研究機構 (以下 IPMU) のベクトルネットワークアナライザ (以下 VNA) である (フーリエ分光器の測定原理については付録 C に記述した)。

東北大 FTS には

- 常温だけでなく液体窒素環境下での測定ができる
- 専有機器のため数多くのサンプルの測定を行う時間が確保できる
- 線形性の較正を自分で行う必要がある (4.2 節に後述)
- 透過率に対する測定限界は 0.1% 程度 (反射率測定には不向き)

という特徴があるのに対し、IPMU VNA には

- 測定周波数帯域が広い (55-330 GHz)
- 測定できる下限値が低い (反射率・透過率  $10^{-6}$  ぐらいまで測定可能)
- 市販のキットで較正可能
- 共用利用機器で測定時間が限られる (厳選サンプルの測定に留まる)

という特徴がある。

本研究では液体窒素環境下での測定ができる事、測定時間を多くできる事を考慮して FTS による測定結果から材料の絞り込みを行う。そして、有力な候補を選定し 3D プリント型電波吸収体を作製する。その反射率は FTS で測る事のできる限界値より低くなると予想され、サンプル数も厳選され少なくて済むので、それについては VNA の測定を利用する事にする。また測定範囲も FTS は 75-170 GHz に対し、VNA は 55-330 GHz まで拡大して測定できるので、その意味でも反射率測定は VNA の方が適している\*5。

---

\*5 FTS の測定は私が東北大に赴いて服部誠准教授と共に行なったが、VNA 測定はコロナ禍の影響で出張できなかったため、桜井研究員 (IPMU) に行なっていただいた。

## 4.1 FTS と VNA での透過率測定

FTS 測定系を上から見た場合の模式図を図 4.1 に載せる。光源は測定結果の信頼度を高める為に、温度の安定性が高いものを採用しており、高温光源が 6000 K の高圧水銀灯、低温光源が 300 K の電波吸収体となっている (図 4.2b)。検出器は NTD-Ge<sup>\*6</sup> をサーミスタとして使用するミリ波ボロメータを使用している。

サンプルは毎回の測定で同じ位置にしないとイケない。そこで、中に通過用の穴が開いたアルミ板が挿入できる発泡スチロール箱 (図 4.3d)、及び固定台を用意し (図 4.3c)、位置がずれにくいようにしている。サンプルはアルミ板に貼り付けて測定する。なお、発泡スチロールの箱は測定には問題ないほど透明である (図 4.4)。

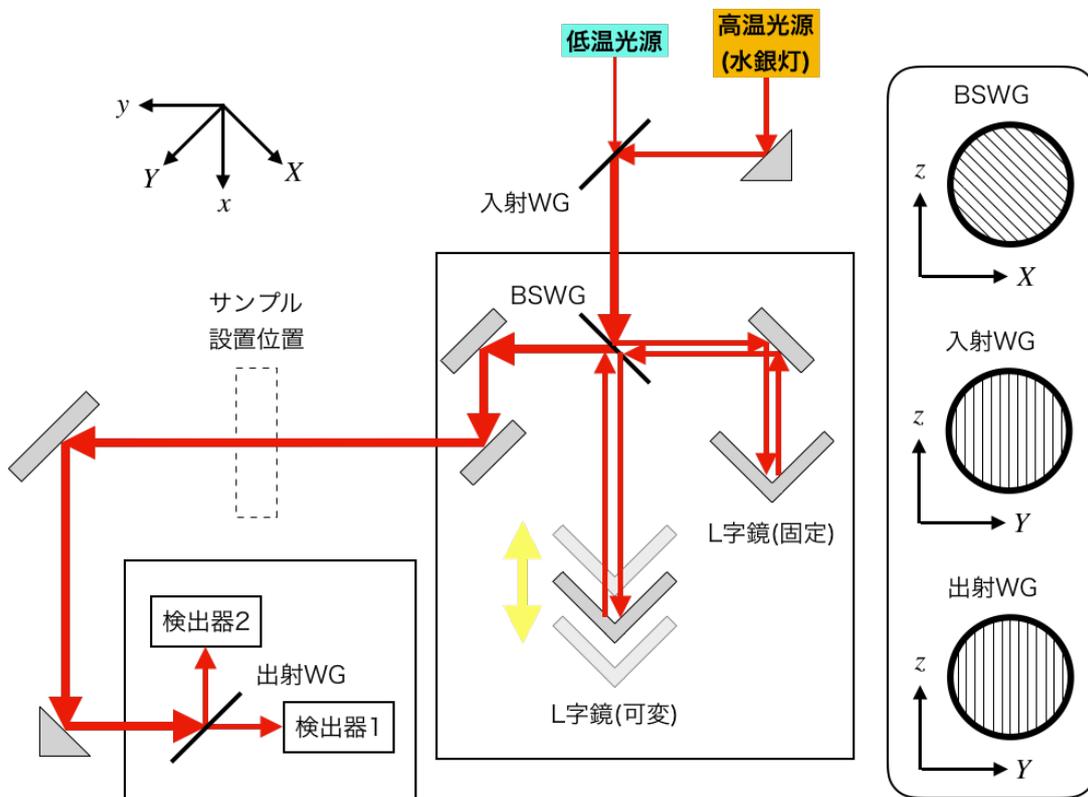
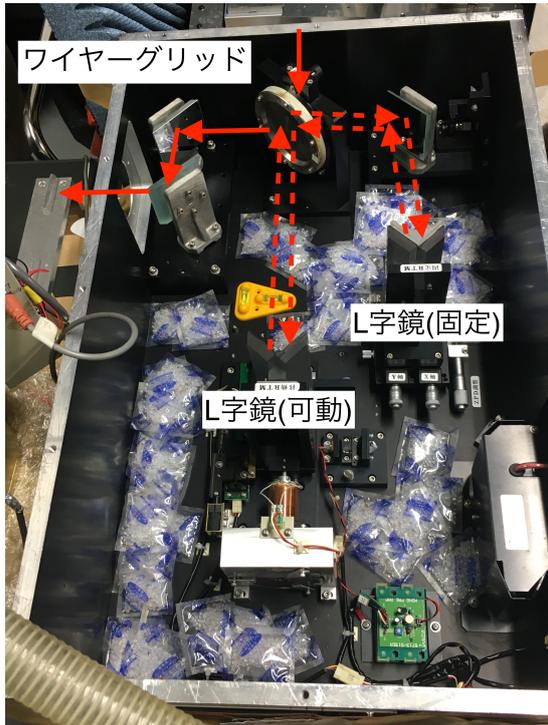
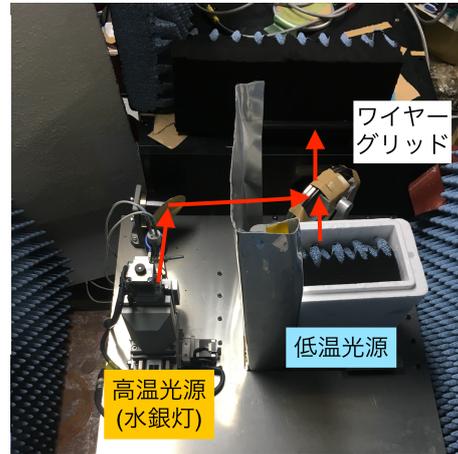


図 4.1: 東北大で運用されている FTS 測定系を上から見た時の模式図。WG はワイヤグリッドを意味する。BSWG は Beam Split Wire Grid の事。右には各ワイヤグリッドの向きを記載している。

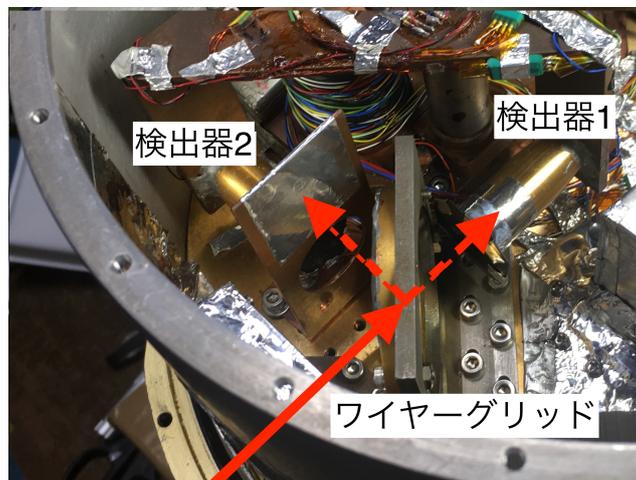
<sup>\*6</sup> Neutron Transmutation Doped Germanium。Ge を原子炉に晒して、中性子を添加し、抵抗の温度変化率をユーザの要求に合わせて変化させたもの [9]。



(a) BS ワイヤグリッド周辺

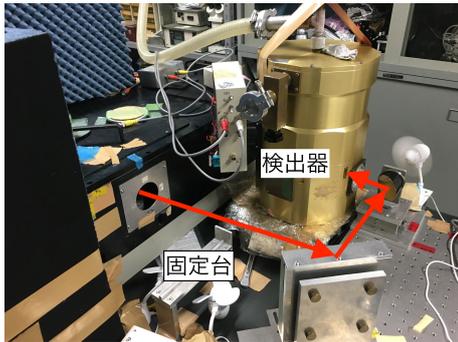


(b) 入射ワイヤグリッド周辺

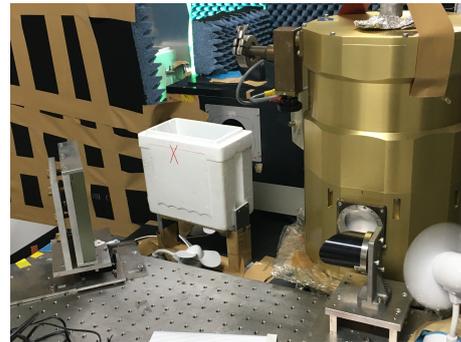


(c) 出射ワイヤグリッド周辺

図 4.2: 各ワイヤグリッド周辺写真



(a) サンプル設置位置周辺



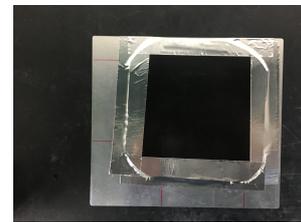
(b) 測定中の写真



(c) 発泡スチロール固定台



(d) 発泡スチロールの中の写真。  
中にアルミ板が設置される



(e) アルミ板にサンプルを  
貼り付けた写真

図 4.3: サンプル設置場所周辺

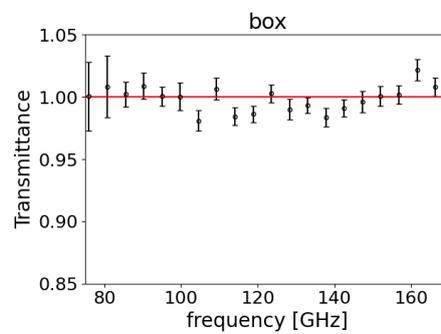


図 4.4: 発泡スチロール箱の透過率

理想的に透過率は「サンプルありのパワー ÷ 無しのパワー」で計算できる。しかし FTS の測定データは常にノイズが乗っていてノイズの分だけパワーが大きくなっている。そこで透過率を算出する時は、FTS 通過後のビームの光路上に、アルミ板を置いて完全に遮光したデータを測定してノイズの大きさを測定し、それを引いたものを利用した。式で表すと透過率の算出にはサンプルありのパワー  $P_{\text{sample}}$ 、サンプルなしのパワー  $P_{\text{ref}}$ 、

ノイズのパワー  $P_{\text{noise}}$  の3つのデータを使って

$$T = \frac{P_{\text{sample}} - P_{\text{noise}}}{P_{\text{ref}} - P_{\text{noise}}} \quad (4.1)$$

として計算する。

また、FTS と VNA での結果の比較をするために、VNA でも透過率測定を行った。VNA 測定系は図 4.5 のようになっており、サンプルありのパワー  $P_{\text{sample}}$  をサンプルなしのパワー  $P_{\text{ref}}$  で割って透過率を計算する ( $T = P_{\text{sample}}/P_{\text{ref}}$ )\*7。また、VNA での測定ではアルミナ (酸化アルミニウム、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) で毎回較正を行っており、サンプルの厚さ  $d$ 、屈折率  $n$ 、100 GHz の時の消衰係数  $\kappa$ 、消衰係数の指数  $b$ \*8を自由パラメータにしてフィッティングを行うと図 4.6 のようになる (フィッティングの詳細は 4.3 節に記述)。アルミナの実測値は 4.05 mm でフィッティング結果と 0.5% の精度で一致している。

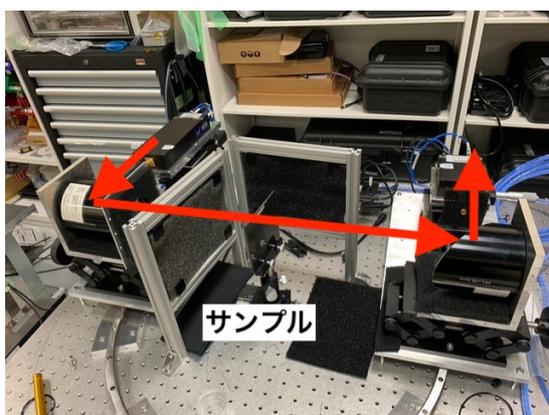


図 4.5: VNA の透過率測定系

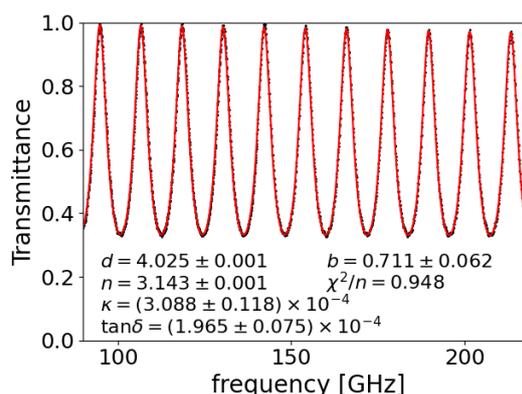


図 4.6: アルミナの透過率測定

## 4.2 測定装置の較正

2つの独立な測定系があったので、まずはいくつかの同じサンプルを測定してそれぞれの測定結果を比較する事から始めた。VNA の透過率に対する線型性は市販の較正キットを用いて保証されている。そして前述のように、較正の確認はアルミナ板の透過率測定からフィッティングして算出した厚さが実測値とよく一致した事で確認を行なっている。

\*7 VNA はノイズのパワーがシグナルに比べて十分に小さいためにノイズのパワーを測定して差を取る事をしていない。

\*8 経験的に消衰係数も周波数依存性がある事が知られているため、消衰係数が冪乗  $\kappa = \kappa_{100\text{GHz}}(f[\text{GHz}]/100[\text{GHz}])^b$  で変化するとした。

FTS と VNA の間で透過率の測定結果を比較したサンプルは表 4.1 の通りである。

表 4.1: 測定サンプル一覧

樹脂	粉末	混合割合
stycast	球状 SUS	20%
stycast	黒鉛 (SG-BL40)	14%
stycast	黒鉛 (Z-50)	4%
stycast	黒鉛 (PC99-300M)	3.5%
stycast	カーボンナノチューブ	0.2%
CR112	球状 SUS	50%
CR112	黒鉛 (SG-BL40)	40%
CR112	黒鉛 (AGB-604)	18%
CR112	カーボンナノチューブ	0.9%

一例として、stycast+ 球状 SUS の平板サンプルと、stycast+ 黒鉛 (SG-BL40) の平板サンプルの測定結果を図 4.7 に載せた (その他のサンプルの測定結果は付録 E を参照)。どちらの結果からも FTS と VNA で透過率が有意に違う事が分かった。FTS で測定した結果は VNA のものより 2 倍ほど大きく、この傾向は他のものでも得られた。

その他のサンプルも含め、FTS による透過率データと VNA による透過率データを比較したものが図 4.8 である。FTS の測定は未校正のため、校正済みの VNA の測定値に一致するようにこの図から校正係数を線形フィットによって決めた。校正に用いる関数は線型性の校正  $T_{VNA} = aT_{FTS}$  とし、その結果は  $a = 0.570 \pm 0.014$  であった。図 4.8 から分かる事として透過率 10% 以上では明らかに二つの結果はずれており、FTS で透過率 10% 以上の点はフィッティング結果である黒実線に近い。一方、10% 未満の透過率は  $T_{VNA} = T_{FTS}$  の黒破線により近い。測定サンプル自体にも厚みの不均一さや表面粗さ、裏表の違いによる透過率の違いはあるがこの結果は明らかにサンプル由来の誤差を逸脱している。このような非線形性の原因は、FTS の検出器のボロメータにあるのではないかと考えている。ボロメータのサーミスタは、受け取った光を熱に変換する。これによりサーミスタは温度が上昇し、抵抗も変化するので、その抵抗変化量を測定する事で入射光量が分かる。サーミスタは熱浴に繋がっていて、サーミスタが受け取った熱はすぐに熱浴に放出される。しかし入射光量が大きすぎる場合、熱浴への熱移動が追いつかずに、サーミスタは排出しきれなかった熱も勘定して入射光量を大きく見積もってしまう。これにより、透過率が大きい (入射光量が大きい) 時は FTS は透過率を大きく見積もり、透過率が

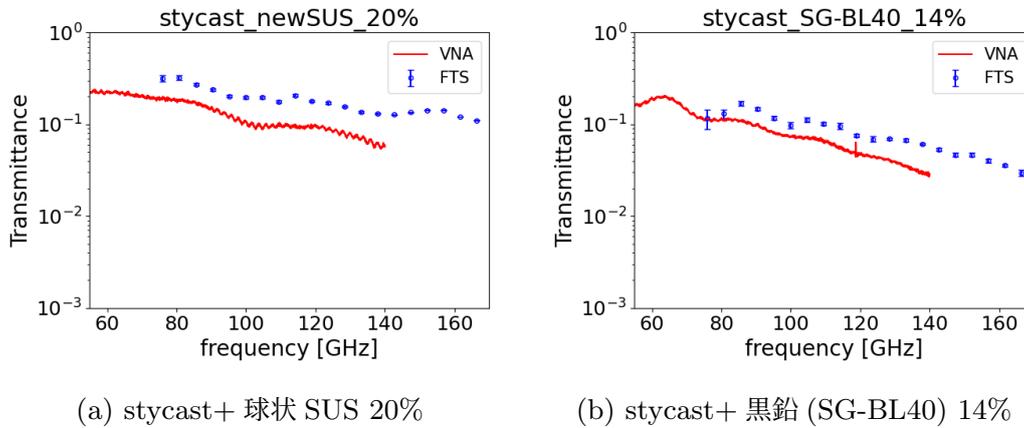


図 4.7: FTS と VNA の透過率比較

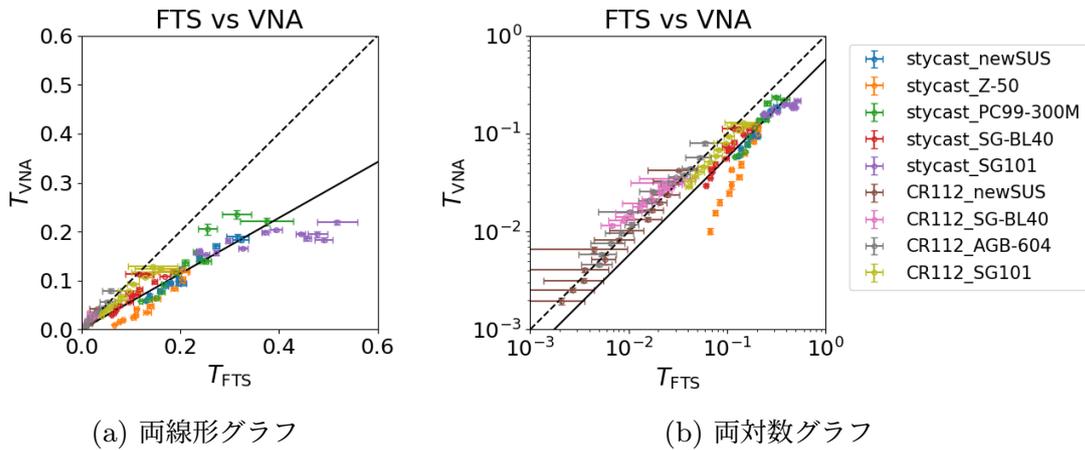


図 4.8: 横軸：FTS 透過率、縦軸：VNA 透過率。図中の黒実線はフィッティング結果を表し  $T_{VNA} = T_{FTS} \times 0.57$  である。黒破線は  $T_{VNA} = T_{FTS}$ 。

小さい (入射光量が小さい) 時は正しい値で VNA と FTS で結果が一致したのではないかと考えている。

ただし、実際にどちらが正しい値なのかは結論付ける事は出来ない。そこで、較正の前と後のそれぞれの条件下で  $n$  や  $\kappa$  を求めた後に、その差を系統誤差として割り当てる事にした。絶対値に対する系統誤差を大きめに見積もる事になるが、最良の材料の選定という相対的な比較には大きな影響を与えない。

### 4.3 常温での測定

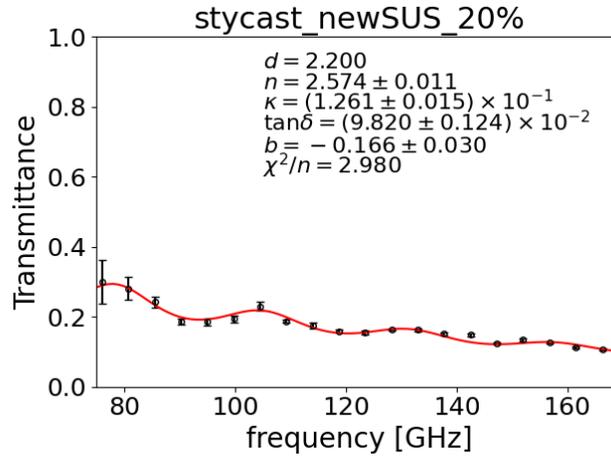


図 4.9: FTS での透過率測定の実例。試料は先行研究で使用した stycast 樹脂に球状 SUS を 20% 加えたもの。サンプルの厚さ  $d$  はノギスの測定値を用い、屈折率  $n$ 、消衰係数  $\kappa$ 、消衰係数の指数  $b$  を自由パラメータとしてフィッティングを行った。 $\tan \delta$  は誘電正接と言い、 $\tan \delta = 2n\kappa/(n^2 - \kappa^2)$  で計算される。

透過率測定は図 4.9 のように周波数によって値が変化する。測定で使用した平板サンプルの両側が空気の場合の垂直入射透過率は付録 A から

$$T = \left| \frac{\tau_{01}\tau_{1\infty}e^{-i\delta}}{1 + \rho_{01}\rho_{1\infty}e^{-2i\delta}} \right|^2 \quad (4.2)$$

となる。ここで式中の各値はそれぞれ

$$\rho_{01} = -\frac{(n - n_{\text{air}}) - i\kappa}{(n + n_{\text{air}}) - i\kappa} \quad (4.3)$$

$$\rho_{1\infty} = \frac{(n - n_{\text{air}}) - i\kappa}{(n + n_{\text{air}}) - i\kappa} = -\rho_{01} \quad (4.4)$$

$$\tau_{01} = \frac{2n_{\text{air}}}{(n + n_{\text{air}}) - i\kappa} \quad (4.5)$$

$$\tau_{1\infty} = \frac{2(n - i\kappa)}{(n + n_{\text{air}}) - i\kappa} \quad (4.6)$$

$$\delta = \frac{2\pi f(n - i\kappa)d}{c} \quad (4.7)$$

であり、 $n$  と  $\kappa$  はサンプルの屈折率と消衰係数、 $n_{\text{air}}$  は空気中の屈折率、 $f$  は周波数、 $c$  は真空中の光速である。1つの周波数での透過率を測定しただけでは  $n$ 、 $\kappa$  を決定できないが、複数周波数で測定データを取り、それを理論式 (4.2) でフィッティングする事で屈折率と消衰係数を決定できる。なお、経験的に消衰係数に周波数依存性がある事が知られているため、消衰係数が冪乗  $\kappa = \kappa_{100\text{GHz}}(f[\text{GHz}]/100[\text{GHz}])^b$  で変化するとしてフィッティングを行った。屈折率については経験上周波数の影響がそこまで大きくないため一定として解析する。

フィッティングのパラメータは、屈折率  $n$ 、消衰係数  $\kappa$ 、消衰係数の指数  $b$  である。サンプルの厚さ  $d$  を自由パラメータにすると、実測の値とかなり違う値になることがある。なので  $d$  についてはノギスで実測した値を使用する。実測はサンプルの4辺で行い、4辺の値を平均した値を 0.05 mm 間隔に丸めた値を採用した。

52種類の平板の透過率データから  $n$  と  $\kappa$  を求め、それを図にまとめたのが図 4.10 である。測定データの詳細な値は表 E.1, E.2, E.3 を参照。これらからはいくつかの事が読み取れる。まず樹脂材料についてそれぞれ以下の特徴が見られた。

- stycast 系  
粘性が高い影響で粉末の混合割合が他 2 つより少なく、消衰係数が目標値  $\kappa \simeq 0.3 \sim 1.0$  に到達しているのは炭素繊維 K223HM と K223HE のみだった。
- CR112 系  
粉末なしでも消衰係数がかかなり大きいため、全体的に粉末を加えすぎた結果となった。CR112 は元々の消衰係数が高い事が測定によって明らかになったので消衰係数を高める役割である粉末は必要ない、もしくは少量加えれば十分である。
- EP20R 系  
粉末を少なめにしたので消衰係数も全体的に小さい。ただし屈折率の小ささは優秀であり、更なる高性能を目指す場合はこの屈折率の低さが活かせる可能性がある。

次に粉末材料については以下の事が分かった。

- 炭素繊維 K223HM と K223HE(図中の△と▽)：  
他と比較して消衰係数がかかなり高い。図中のサンプルはある程度の大きさの透過率を得るためにあえて粉末の混合割合を減らし消衰係数を抑えたものであり、さらに消衰係数を上げる事もできる。

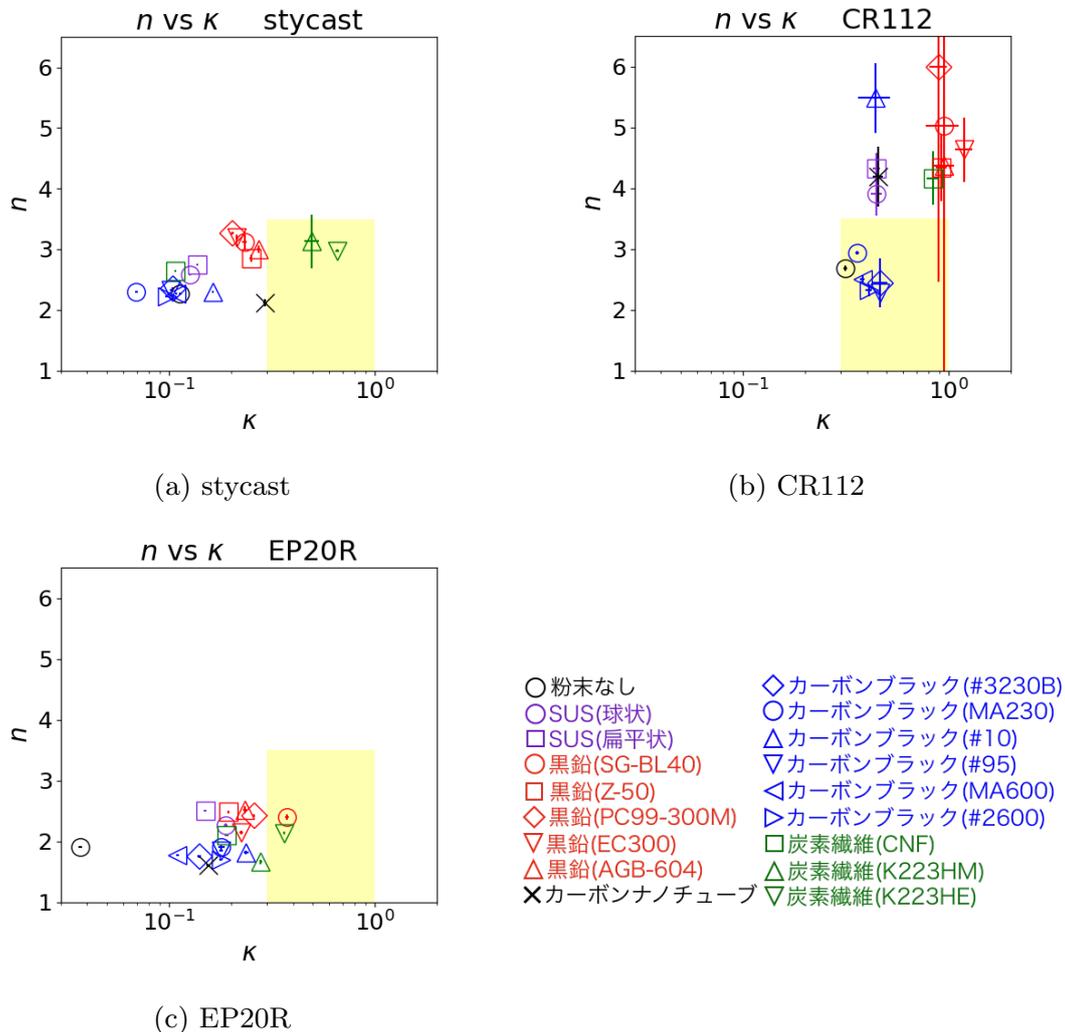


図 4.10: 平板サンプルの透過率データから求めた屈折率と消衰係数。図中の黄色い領域は 2.4 節で議論した目標パラメータ領域を示す。エラーの大きさは統計誤差のみ示している。

- 炭素繊維 カーボンナノファイバー (図中の□) :  
他の炭素繊維に見られた驚異的な消衰係数の向上が確認できなかった。
- カーボンナノチューブ (図中の×) :  
炭素繊維 K223HM と K223HE に次いで消衰係数が高い。また屈折率は粉末を加えてもほとんど上がらず、屈折率を上げずに消衰係数のみを上げるという用途では優れている。
- 黒鉛 (図中の赤色マーカー) :  
消衰係数と共に屈折率も高くなりがちである。

- カーボンブラック (図中の青色マーカー) :  
消衰係数も屈折率も小さい。
- SUS(図中の紫色マーカー) :  
黒鉛とカーボンブラックの中間の消衰係数と屈折率。

これらの結果から粉末材料に関しては炭素繊維 K223HM と K223HE が最も有望である。またカーボンナノチューブは消衰係数が炭素繊維以外より高く、屈折率が低いので上二つに準ずる候補である。

#### 4.4 液体窒素温度での耐久試験



(a) 開始直後



(b) 終了時。上側が破損している。

図 4.11: EP20R 樹脂に球状 SUS を 25% 加えたものの液体窒素耐久試験

続いてサンプルを液体窒素に浸して耐久試験を行った。耐久試験ではサンプルを液体窒素の中に 30 秒以上浸してサンプルに変化が無いかを調べ、サンプルが破壊、亀裂・ひび、変形した場合は不合格とした。

CR112 は粉末試料を追加しないサンプルを液体窒素に浸したが壊れてしまった。そのため、少なくともそのままでは CMB 観測用の電波吸収体として使えない事が判明した。

粉末試料を加えると、一般に低温に対する耐久性は上昇する。しかしながら、CR112は常温測定の結果から、反射率を低くするためには粉末試料をかなり少ない量にするか全く加えないものが有望である。そのため、粉末試料を加えて耐久性を上げる事は賢い方法ではない。この段階で CR112 は有望な樹脂材料ではないと判断し、液体窒素温度での透過率測定は行わない事にした。

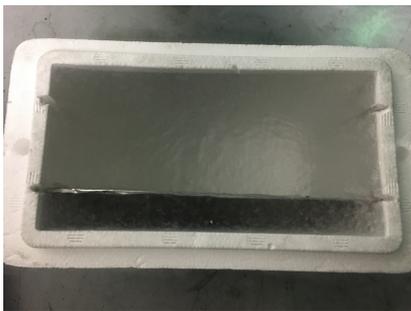
EP20R 系のサンプルはほぼ全部壊れてしまった。よってこちらも採用を見送った。

stycast 系のサンプルは全て耐久試験を通過した為、全てのサンプルで液体窒素温度における透過率測定を行う事にした。

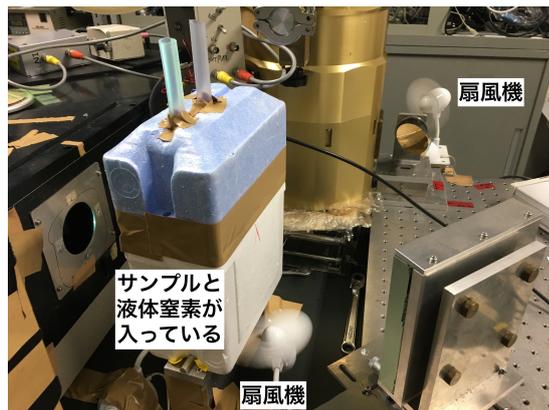
## 4.5 液体窒素温度での測定

透過率の測定は常温と基本的に同じだが、発泡スチロールの中に液体窒素を入れて測定する (図 4.12a)。発泡スチロール表面に霜がついてしまうのを防ぐ為、小型扇風機を回して発泡スチロール表面に風を常に当てて乾燥状態を維持し (図 4.12b)、測定の前後には表面に霜が着いていない事も毎回確認した。発泡スチロール箱に青い蓋がされているのは測定中に液体窒素が蒸発して液面が下がるのを抑制する為である。

$n$  と  $\kappa$  を算出するときは常温と同じで式 (4.2) を使えば良いが、常温とは異なりサンプルの両側が液体窒素であるので、式中の  $n_{\text{air}}$  の代わりに  $n_{\text{LN}_2} = 1.1990$  を使用する。測定した透過率とフィッティングの例を図 4.13 に示す。



(a) サンプルに十分浸かるまで液体窒素を入れる。



(b) 測定系の写真

図 4.12: 液体窒素温度での透過率測定

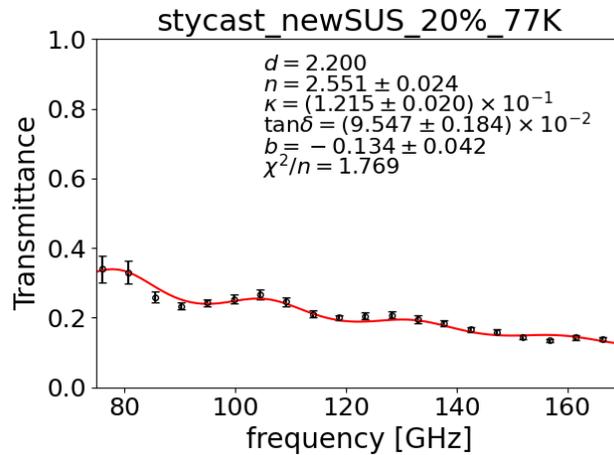


図 4.13: stycast + 球状 SUS20% の透過率測定

図 4.14 と図 4.15 は 300 K と 77 K における stycast 系サンプルの屈折率と消衰係数の値をまとめたものである。図 4.16 は 77 K の物性値を 300 K の物性値で割ったものである。まず常温での有力候補三つ、炭素繊維 K223HE、K223HM、カーボンナノチューブについての結果に注目する。炭素繊維 K223HE は 300K と 77K のどちらの測定でも  $\kappa > 0.3$  を満たし、温度が変化しても消衰係数はほとんど変わらなかった。この為 K223HE は数 K でも十分に目標値を満たしている事が想定される。K223HM も 77K で要求値  $\kappa > 0.3$  を上回り有望な材料であるが、消衰係数がいくらか減少した事が K223HE とは異なる (図 4.16b)。カーボンナノチューブの消衰係数は全サンプルの中で一番減少し (77 K の値が 300 K の値の 74%)、目標の値には到達しなかった。一方で、屈折率が低めであり、炭素繊維以外の粉末試料よりも高い消衰係数を維持しているために、表面反射が支配的となる 100 GHz 以上の帯域では最も良い可能性がある。そのためカーボンナノチューブも主に 100 GHz 以上における帯域における有力候補の 1 つに加えておく。



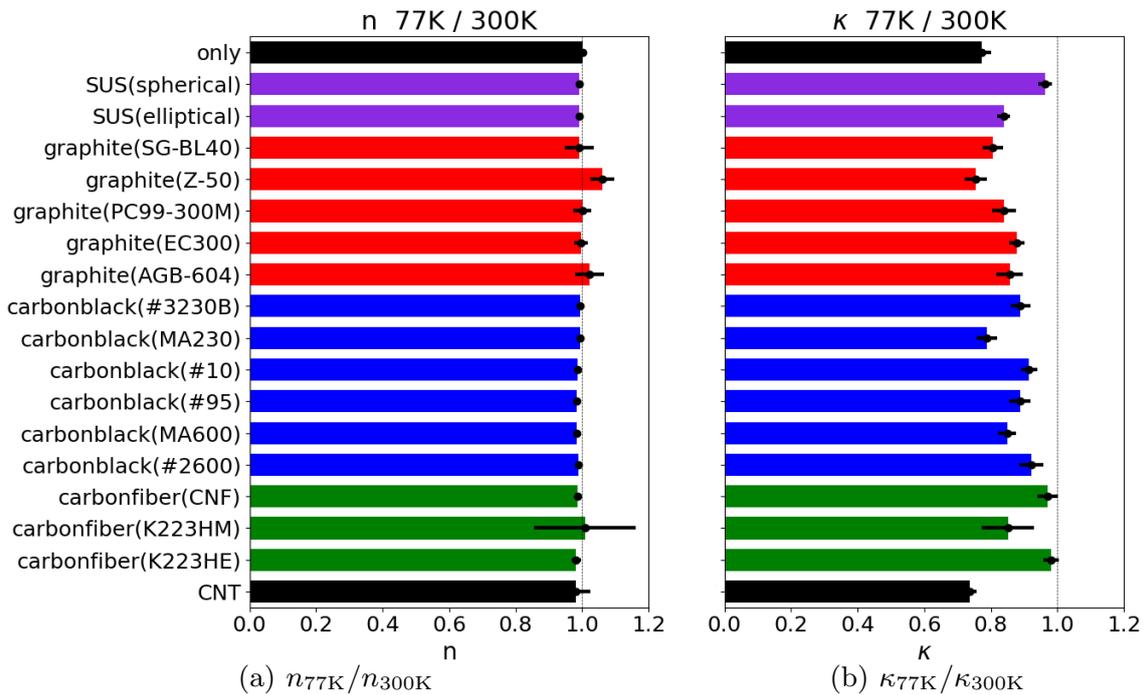


図 4.16: 77K と 300K での  $n$  と  $\kappa$  のそれぞれの変化量

図 4.16 からは冷却時の  $n$  と  $\kappa$  の挙動が明らかになった。 $n$  は粉末の種類で大きな変化は見られず、全てのサンプルで変化量が 2% 未満であり低温にした時の変化はほぼ無い事が分かった。

一方で  $\kappa$  は減少量が大きく、またその変化量もサンプルによって違いが大きい。粉末の種類ごとの大まかな傾向は以下の通りである。

- SUS：球状 SUS は 96%、扁平状 SUS は 84% に減少する。
- 黒鉛：80% 前後に減少する。
- カーボンブラック：85% 前後に減少する。
- 炭素繊維：カーボンナノファイバーと K223HE は 97% 以上とほぼ変わらなかった。K223HM は 85% に減少し、炭素系の中では標準的な減少量だった。
- カーボンナノチューブ：全粉末の中で最も減少し、300 K の値の 74% に変化した。

有力候補 3 種類および従来材料である球状 SUS の結果を表 4.2 に記す。1 つ目の誤差が統計誤差、2 つ目の誤差が較正精度に関する系統誤差である (4.2 節参照)。

表 4.2: 有力候補の誤差

粉末	物性値	300K	77K
球状 SUS 20%	$n$	$2.57 \pm 0.01 \pm 0.01$	$2.55 \pm 0.02 \pm 0.03$
	$\kappa[\times 10^{-1}]$	$1.26 \pm 0.01 \pm 0.58$	$1.21 \pm 0.02 \pm 0.59$
	$\tan \delta[\times 10^{-1}]$ * <sup>1</sup>	$0.98 \pm 0.01 \pm 0.45$	$0.95 \pm 0.02 \pm 0.46$
	$b$	$-0.17 \pm 0.03 \pm 0.54$	$-0.13 \pm 0.04 \pm 0.57$
K223HE 0.15%	$n$	$2.97 \pm 0.02 \pm 1.05$	$2.92 \pm 0.03 \pm 0.00$
	$\kappa[\times 10^{-1}]$	$6.57 \pm 0.11 \pm 0.32$	$6.44 \pm 0.10 \pm 1.44$
	$\tan \delta[\times 10^{-1}]$ * <sup>1</sup>	$4.65 \pm 0.10 \pm 2.62$	$4.64 \pm 0.10 \pm 1.12$
	$b$	$-2.11 \pm 0.04 \pm 0.22$	$-2.16 \pm 0.04 \pm 0.39$
K223HM 2%	$n$	$3.13 \pm 0.44 \pm 0.07$	$3.15 \pm 0.19 \pm 0.12$
	$\kappa[\times 10^{-1}]$	$4.95 \pm 0.42 \pm 1.07$	$4.22 \pm 0.16 \pm 1.04$
	$\tan \delta[\times 10^{-1}]$ * <sup>1</sup>	$3.25 \pm 0.56 \pm 0.67$	$2.72 \pm 0.20 \pm 0.60$
	$b$	$0.60 \pm 0.19 \pm 0.33$	$0.77 \pm 0.09 \pm 0.41$
CNT 0.2%	$n$	$2.12 \pm 0.06 \pm 0.01$	$2.08 \pm 0.07 \pm 0.02$
	$\kappa[\times 10^{-1}]$	$2.92 \pm 0.05 \pm 0.83$	$2.14 \pm 0.06 \pm 0.83$
	$\tan \delta[\times 10^{-1}]$ * <sup>1</sup>	$2.80 \pm 0.10 \pm 0.83$	$2.09 \pm 0.09 \pm 0.82$
	$b$	$-0.23 \pm 0.03 \pm 0.25$	$-0.01 \pm 0.06 \pm 0.43$

\*<sup>1</sup> $\tan \delta$  は誘電正接と言ひ、消衰係数  $\kappa$  を使って  $\tan \delta = 2n\kappa/(n^2 - \kappa^2)$  と書ける (式 A.12)。  $\kappa$  も  $\tan \delta$  も物質の吸収量を表すパラメータであり、  $\kappa$  の代わりに  $\tan \delta$  を好んで使用する読者の為にその値を載せておいた。

## 4.6 粉末材料の特徴と $\kappa$ の関係

本研究で測定した試料は大別すればステンレスと炭素の 2 種類のみであとは粉末の形状による違いしかない。しかし図 4.10 を見ると分かるようにその屈折率  $n$  と消衰係数  $\kappa$  は粉末によって大きく異なる。ここでは特に  $\kappa$  に注目して、考察を行う。

消衰係数は A.8 式より  $\kappa = \sigma\mu_r/2n\omega\epsilon_0$  と電気伝導率に比例するので消衰係数について議論するときは電気の通り易さを考えれば良い。議論の為に図 4.15b に粉末の粒子径についてまとめた表 D.2 の情報を加えたものを図 4.17 に示す。

図 4.17 から粒子径 (繊維系の場合は繊維長) が大きいほど  $\kappa$  が大きい事が分かる。これ

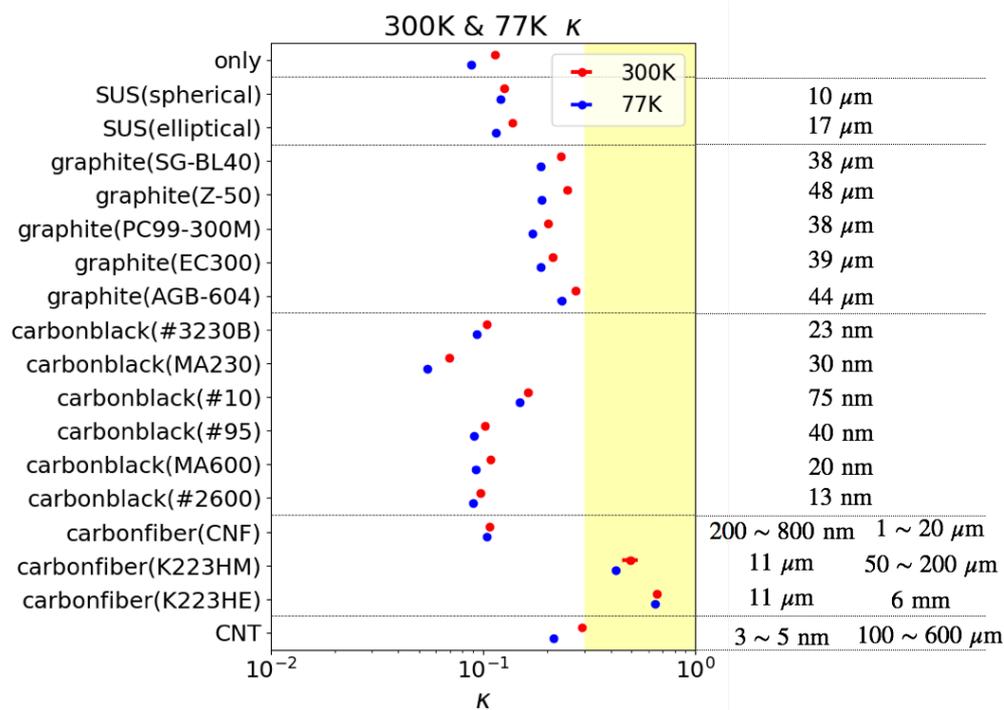


図 4.17: 図 4.15b に粒子径の情報を加えたもの。繊維系は粒子径が 2 つあり、左が繊維径、右が繊維長を表す。

には 2 通りの説明が考えられる。粉末サイズレベルでサンプルを拡大すると、サンプルは粉末粒子が多数集まっていて、電子は触れ合っている粉末粒子を經由して次から次へと流れていく (図 4.18)。消衰係数が大きい 1 つ目の理由は粉末の粒子のサイズが 2 倍になれば単純に電子が流れる距離は 2 倍になるからである。サンプル全体で見れば長い経路が多数存在すれば電気伝導率が高くなるので消衰係数が大きくなる。

2 つ目は粉末内部では炭素の場合は共有結合で結びつき、電子はその繋がりに沿って流れていく。しかし粉末同士は共有結合で結合している訳ではないために、電子は粉末の境界で流れづらく、抵抗を感じる。つまり同じ距離の経路があっても粒子が大きいと抵抗となる境界の数が減少し、小さいと境界の数が増大する。

ここまでは球状の場合を仮定してそのサイズについて話を進めていったので、次にその形状に注目する。測定結果から消衰係数が大きい順に炭素繊維 K223HE、K223HM、カーボンナノチューブとなった。これらは繊維状で非常に細長い構造を持っている点が共通である。細長い円柱は同じ体積の球に比べて粉末内で電子が移動距離できる距離は大きくなる (図 4.19)。径方向に移動できる距離は少ないものの、平均すれば軸方向が長い事

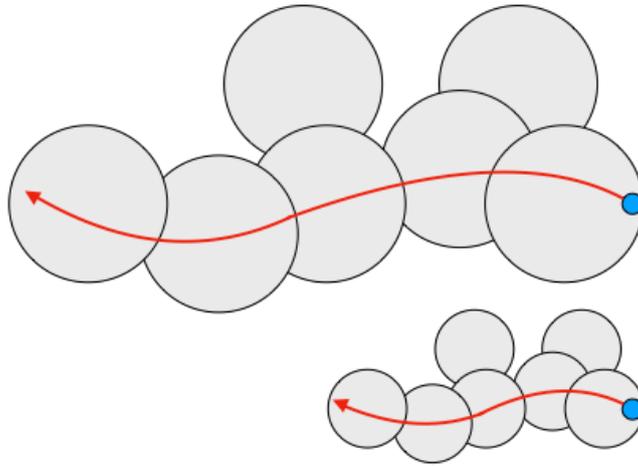


図 4.18: 電子は粉末粒子を經由して次々流れていく

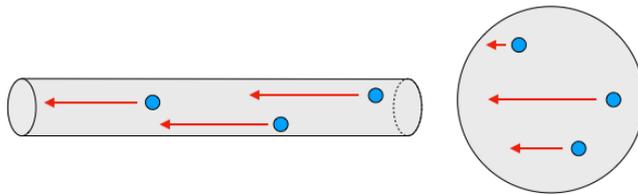


図 4.19: 同じ体積で比較すれば細長い円柱の方がより長い距離にわたって電子が移動できる

による移動距離の効果が期待できる。これより繊維状のものはより効率的に電子を運ぶ経路を作り出し、消衰係数を大きくする事に寄与する。

また円柱は体積に対する表面積の割合も大きく、これは細長くなるに連れて更に増大する。粉末同士の触れ合う面積は粉末の表面積が大きいほど大きくなるのはもっともな事なので、その意味でも繊維状は優れているのだと考えられる。

## 4.7 有力な粉末材料の選定と考察

4.5 節の結果より有力候補を 3 つにまで絞り込み、有望な順に炭素繊維 K223HE、炭素繊維 K223HM、カーボンナノチューブとなった。本節では絞り込んだ候補の透過率測定の詳細を見ていく。

#### 4.7.1 炭素繊維 K223HE

炭素繊維 K223HE の測定結果一覧を図 4.20 に載せている。

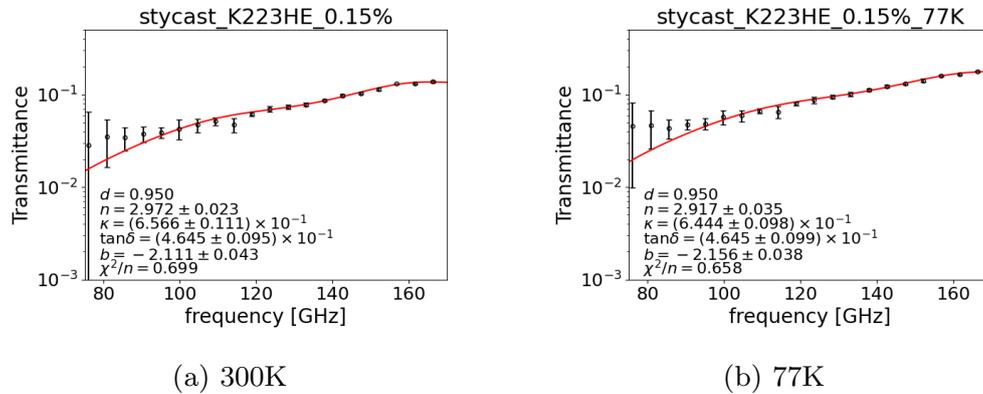


図 4.20: stycast+K223HE 0.15% の透過率

K223HE の特徴的な挙動として周波数が増えるごとに透過率も大きくなる事が挙げられる。その他多くのサンプルでは周波数が増えると内部吸収量も増加して透過率は減少するのでこの特徴は K223HE 特有である。この結果は消衰係数の指数  $b$  に現れており、 $b \simeq -2$  から周波数の 2 乗で減少する。

なお運用上では消衰係数が負の指数を持つ事は良い事である。低い周波数ほど消衰係数が大きい方が良いが、負の指数を持つと周波数が低くなれば消衰係数が増加するからである。K223HE が高い周波数帯域での要求値を満たしているかを確認すると、2 章からは反射率 0.1% の厳しい要求でさえ 90 GHz で  $\kappa \gtrsim 0.1$ 、150 GHz で  $\kappa \gtrsim 0.05$  なので 300 GHz の時の消衰係数を用いても 150 GHz の要求値を満たしているので問題ない。

ここで図を改めて確認すると 100 GHz 未満の周波数帯域では周波数が低くなるほど理論曲線より大きくなっていく事も確認できる。これは広い周波数帯域で見れば  $\kappa = \kappa_{100\text{GHz}}(f[\text{GHz}]/100[\text{GHz}])^b$  の  $b$  は一定ではないことを意味する。 $b$  が低い周波数でどうなるかを見るために透過率を見ると、右上がりである傾向は依然維持されている。ランベルトの法則  $I = I_0 \exp(-2\omega\kappa z/c) = I_0 \exp(-4\pi f\kappa z/c)$  からは  $\kappa \propto 1/f$  の時に透過率は周波数によらずほぼ一定になる事が分かるので、右上がりという事は消衰係数の指数  $b$  は  $-1$  より小さい。一方フィッティング曲線とのズレから  $-2$  より大きい事がいえ、100 GHz 未満での指数  $b$  は  $-2 \leq b \leq -1$  である事が分かる。これより指数  $b$  も K223HE では一定ではなく、低い周波数では  $b$  が大きくなる傾向であると予想される。



(a) K223HE 粉末



(b) EP20R 樹脂に K223HE を 0.2%  
混合したもの

図 4.21: K223HE 粉末 (左) と EP20R 樹脂に K223HE を 0.2% 混合したもの (右)。K223HE 粉末は細長い繊維が束なった形をしており、樹脂に混合するときは繊維を解いて使用する。K223HE 粉末は可視光ではほぼ透明であり、右図では電波吸収体が透けている事が確認できる。

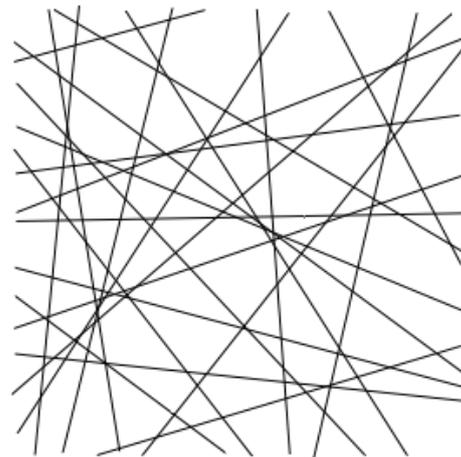


図 4.22: 左: EP20R 樹脂に K223HE を 0.2% 混合したサンプルの拡大写真、右: 左図を模式的に表したもの。炭素繊維は細長くそれぞれが蜘蛛の巣のように繋がる。

K223HE が負の指数を持つ理由を考察する。まず K223HE の写真を再掲すると、K223HE 粉末は細長い繊維である (図 4.21a)。繊維の長さは 6mm 程度で、目視検査の為に透明な樹脂である EP20R に 0.2% 混ぜたものを作製すると K223HE もほとんど透明

である事が分かる (図 4.21b)。しかしサンプルを拡大すると図 4.22 のように繊維が蜘蛛の巣のようになっている。

このような蜘蛛の巣のような構造に電磁波が入った時を考える際に、厳密な理論では無いがワイヤーグリッドの挙動からヒントを得ることとする。ワイヤーグリッドはワイヤーが平行に貼られており (図 4.23 右)、ワイヤーの間隔  $a$  に対して  $\lambda \geq 2a$  を満たす波長  $\lambda$  の電磁波がワイヤーグリッドに入射した場合、電場の方向がワイヤーに対して平行であれば理想的には電磁波は 100% 反射し、逆に垂直な場合は 100% 透過する。ここから右図のようなワイヤーが垂直に交差している場合は電磁波が全く透過しない。

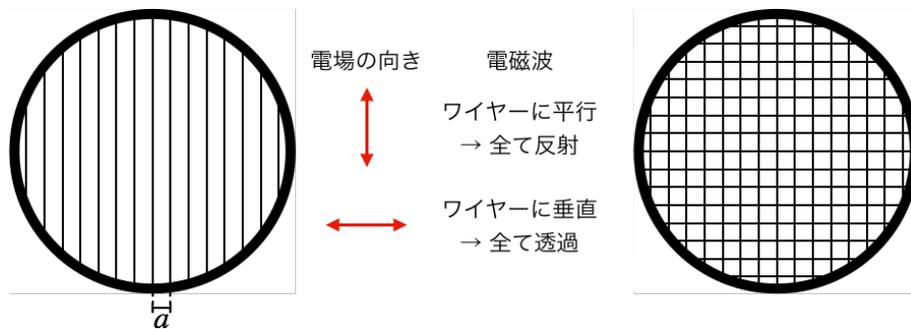


図 4.23: ワイヤーグリッドの模式図 (左)。ワイヤーの間隔  $a$  に対して  $\lambda \geq 2a$  を満たす波長  $\lambda$  の電磁波がワイヤーグリッドに入射した場合、電場の方向がワイヤーに対して平行であれば理想的には電磁波は 100% 反射し、逆に垂直な場合は 100% 透過する。これから右図のようなワイヤーを垂直に交差させている場合では電磁波は全く透過しない。

ここで再び図 4.22 を見てみるとワイヤーが色々な方向を向いてはいるがワイヤーグリッドと似たような事が起こっていると考えられる。ワイヤーと見なせる K223HE の繊維はランダムな方向を向いている為はその挙動は図 4.23 右に近い事が予想され透過率はかなり低くなる。ここで K223HE は擬似的なワイヤーの間隔がバラバラである事に注目する。低周波数領域では、その間隔に対して波長が十分に長く\*9、ほとんど透過しなくなる。つまり消衰係数が大きくなる。一方で高周波数になるにつれ電磁波から詳細な構造が見えるようになる。サンプルは拡大してみれば穴だらけな為、高周波数の電磁波は穴を透過してしまい消衰係数が小さくなる。もちろん実際のサンプルはワイヤーグリッドでは無いので、完全に正確な議論では無いが、消衰係数が周波数の増加と共に小さくなっていく事を定性的に説明できる。

\*9  $f$  GHz の光の波長  $\lambda$  は  $\lambda$  [mm] =  $300/f$  [GHz] である。本研究で興味ある周波数帯域で考えると 30 GHz で 10mm、300 GHz は 1mm 程度の大きさになる。

## 4.7.2 炭素繊維 K223HM

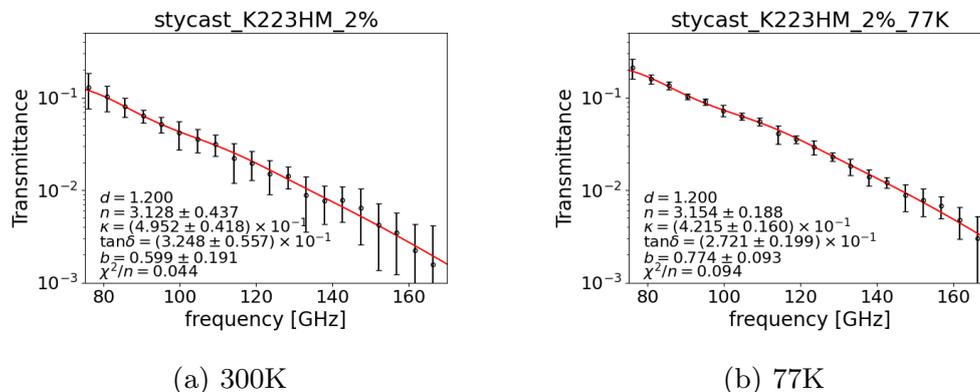


図 4.24: stycast+K223HM 2% の透過率

炭素繊維 K223HM は炭素繊維 K223HE と同じく要求値を満たし、また粘性の観点からは粉末を更に加える事もできるので有望な材料である。K223HE と異なる点として、K223HE の消衰係数が負の指数  $b$  だったのに対してこちらは正となった。また常温から液体窒素温度に変わった時の消衰係数の減少量が K223HM と比べて大きくなった (減少量は他の炭素系と同じくらいである)。

K223HM を 2% 混合したものは K223HE を 0.15% 混合したものよりも粉末割合は多いものの消衰係数は小さくなった。これは 4.6 節での議論から繊維長が短いためと考えられる。

## 4.7.3 カーボンナノチューブ

カーボンナノチューブは屈折率が小さい割に消衰係数が大きい事が特徴である。表面反射成分が効いてくる高い周波数帯においては屈折率が低い事は大きな利点であるので 100 GHz 以上の帯域において有望な材料である。

カーボンナノチューブは非常に高い電気伝導率をもち、また繊維長の長さも炭素繊維 K223HM より長い。それにもかかわらず、消衰係数が小さくなってしまった。この原因を探ってみる。

まずカーボンナノチューブは粒子が凝集しやすく、その性能を生かす事が難しいとよく言われる [10]。図 4.26 は本研究で使用したものと異なる製造会社のカーボンナノチューブの電子顕微鏡写真である。図からはカーボンナノチューブが絡みほつれあっている様子が確認できる。このようにカーボンナノチューブは繊維が寄り添うように凝集してしまう

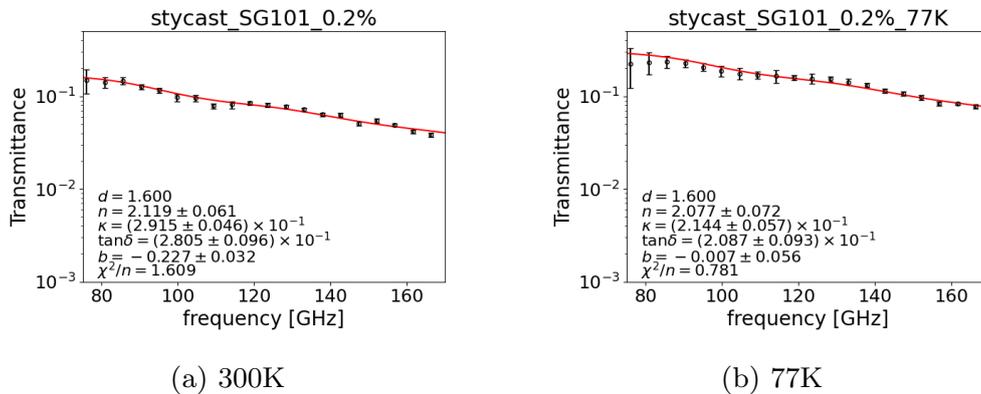


図 4.25: stycast+ カーボンナノチューブ 0.2% の透過率

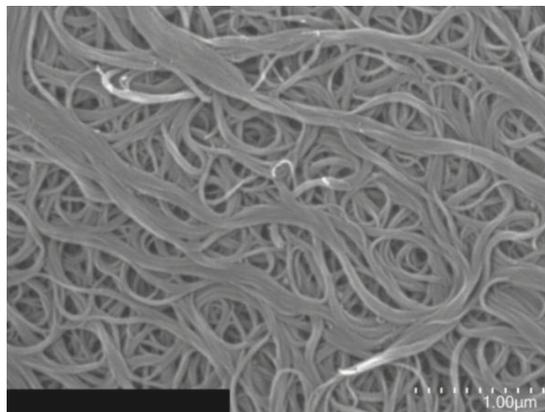


図 4.26: カーボンナノチューブの 50000 倍の電子顕微鏡。図中の繊維は 1 本のカーボンナノチューブではなく数十本のカーボンナノチューブが糸のようにねじり合わさったものである。図からこの繊維が絡みほつれあっている様子が確認できる。図は [10] から引用。

ため、カーボンナノチューブが stycast 樹脂全体に均一に行き渡らない。そうなるほつれた塊の間に電気が流れづらくなり、電気伝導率が悪化する。また凝集してしまうという事はカーボンナノチューブの繊維がほつれあって繊維状である利点を活かさない。これがカーボンナノチューブが非常に高い電気伝導率を持ち、かつ繊維状であるにもかかわらず、炭素繊維より消衰係数が小さくなってしまった理由だと思われる。

こう解釈すると、炭素繊維はその高い電気伝導率および繊維であるにも関わらず、カーボンナノチューブの欠点である凝集があまり無く、使いやすい粉末材料であると言える。

## 5 新しい電波吸収体の性能評価

前章の測定より、多数あった材料の候補は絞られて stycast 樹脂に炭素繊維 K223HE、炭素繊維 K223HM、カーボンナノチューブを混合させた三つの材料が有望である事が分かった。この章ではこれらの中で最良の材料を決定する。

まずは有力候補の K223HE、K223HM、カーボンナノチューブ、及び従来材料である球状 SUS で 3D プリント型電波吸収体を作製した。モデルの大きさは以下の通りである。また、実際に作製したサンプルの写真を図 5.2 に載せた。

最適な材料を決定するために、常温での反射率測定の結果だけを参考にするのは不十分である。何故ならば、実際の運用では電波吸収体は低温であり、更に入射角と異なる方向

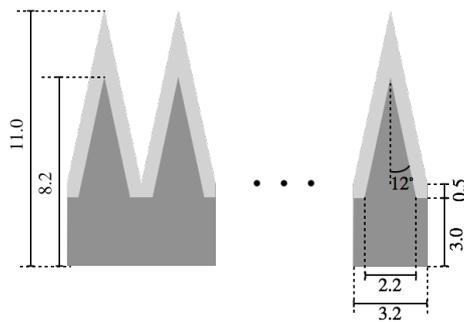


図 5.1: 3D プリンタの大きさ。図 2.6b を再掲



(a) stycast + K223HM 2%

(b) stycast + K223HE 0.15%

図 5.2: 有力候補の 3D プリント電波吸収体

へ反射する散乱の効果も考慮せねばならない。しかしながら、低温測定も散乱測定も難しく、それらを同時に行う事はほぼ不可能である。

一方で、シミュレーションだけでも不十分である。シミュレーションは理想化したモデルでの計算であり実際の測定と一致する保証はない。実際のサンプルを使って実測とシミュレーションがどの程度一致し、どの程度ずれているのかを把握した上で参考にせねばならない。

実測とシミュレーションのそれぞれの利点・欠点を踏まえて、本研究では測定とシミュレーションの両方を駆使して、新しい電波吸収体を評価・比較する。測定とシミュレーション、それぞれ特徴を考慮し、以下の流れで最適材料を求める。

1. 最も簡単な常温で、45 度反射率を測定する (散乱効果を含めない測定)
2. 前章で得られたパラメータを使って 45 度反射のシミュレーションを行う
3. 1 と 2 の結果を比較・評価
4. 一致した場合は液体窒素温度で測定した屈折率  $n$  と消衰係数  $k$  を用いて、散乱効果を入れたシミュレーションを行い、その結果から最適材料を決定する。

## 5.1 電波吸収体の反射率測定

反射率の測定は VNA を用いて測定した。入射角は 45 度で反射角 45 度の電磁波を測定する。偏光は s 波でこれは図 5.3 で電場の向きが鉛直方向であることを意味する。電波吸収体の裏面には何も貼り付けてないので裏面に導体がない場合の反射率の結果となる。

作製した 4 つのサンプルを 55~330 GHz で測定した。VNA では周波数帯域は更に 4 つに分割され、それぞれ E バンド (55~90 GHz)、F バンド (90~140 GHz)、G バンド (140~220 GHz)、Y バンド (220~330 GHz) である。測定では 1 バンド測定する毎にサンプルの取り外しを行うため各バンドでの測定データが隣合うバンドデータとの境界で不連続になっている事がある。これはサンプルの設置位置が毎回わずかに異なり、それによって測定結果がずれる事が原因である。

45 度での反射率測定の結果を図 5.4 に示す。図から分かる事として 100 GHz 以上の領域においては全てのサンプルで反射率 0.1% 未満である事が分かり、これらの周波数帯域では電波吸収体は十分に高性能でサンプル毎の優越はほとんどない事が分かった。

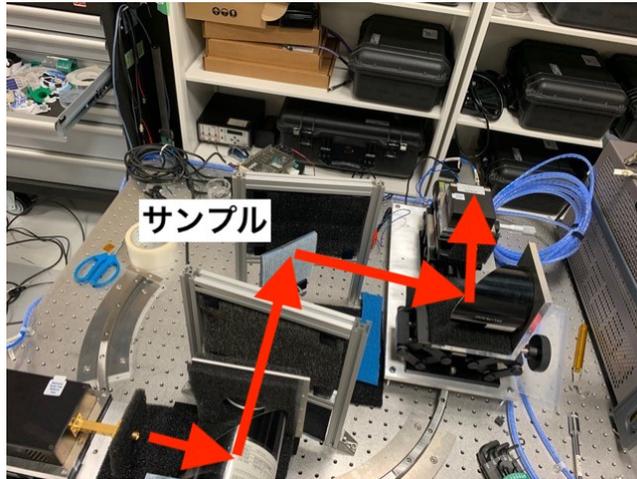


図 5.3: VNA での反射率測定の様子

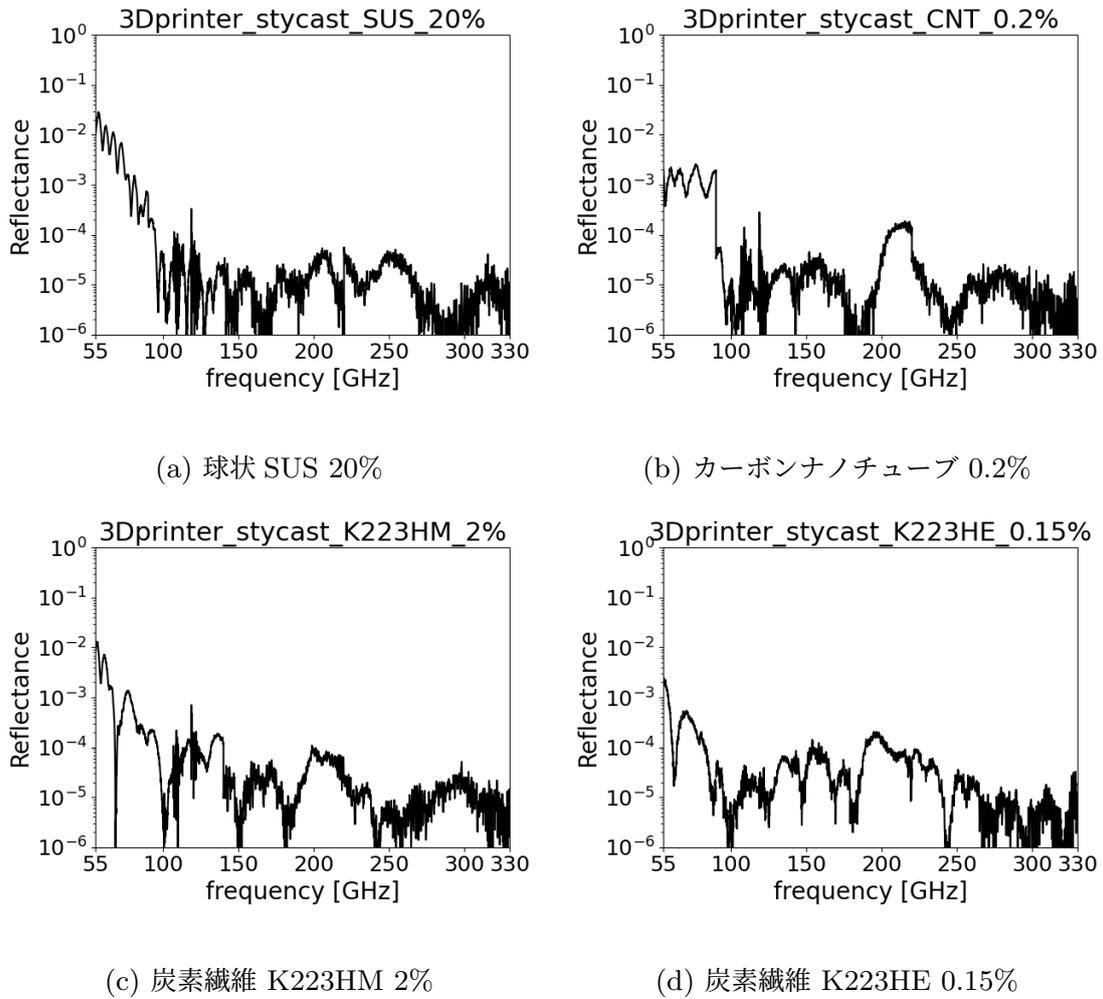


図 5.4: 3D プリンタ型電波吸収体の反射率測定

次に 100 GHz 未満の帯域に注目すると全てのサンプルで反射率が大きくなっていく。K223HE とカーボンナノチューブの反射率が 1% 未満を維持しているのに対して、K223HM は 55 GHz 周辺で 1% を上回った。球状 SUS は K223HM の 3 倍ほどの反射率を記録した。

## 5.2 測定結果とシミュレーションの比較

それでは次に測定結果と HFSS でのシミュレーションとの比較を行う。シミュレーションの条件は実際の測定と同じ条件で 45 度入射・s 波・散乱なし・裏面に導体なしとした。シミュレーションで使う物理パラメータは 4 章の測定結果を用い、消衰係数は 100 GHz の値を使用した。

シミュレーションを行う周波数帯域であるが、高周波数に行けば行くほど反射率が一般に低下することや、シミュレーションは高周波数であるほど計算時間がかかる事を考えると、高い周波数帯までシミュレーションする利点はない。むしろ 1.5 節で議論したように低い周波数帯が重要である。そこで低い周波数帯 (20 ~ 200 GHz) でシミュレーションを行う事にした。

測定結果とシミュレーションの比較を図 5.5 に示す。反射率は電磁波の干渉により波打った挙動を示し、その場所はシミュレーションと測定でずれている。しかし、パラメータには誤差がある事と、消衰係数には周波数依存性がある事を考慮すれば、この程度のずれが生じていても不思議ではない。むしろ重要なのは平均パワーであり、平均で両者を比べれば概ね一致していると言える。

100 GHz 以上の領域では反射率はほぼ横ばいで 0.01% 程度である。2.2 節での議論から横ばいの領域の反射率は表面反射が支配的であると推察される。これより 4 つのサンプルの表面反射は 0.01% 程度の良い立体構造を有していると言える。つまり、球状 SUS・K223HE・K223HM・カーボンナノチューブは 3D プリンタ型電波吸収体に用いる材料として問題ない加工特殊性を有する事が確認できた。良い立体構造が確認できたという事は、今後の議論 (低温での性能評価と散乱効果を含めた評価) に関して、シミュレーションを元に行なっても問題ない事を意味する。ゆえに、ここからはシミュレーションを使用して最適な材料を選定する議論を進める。

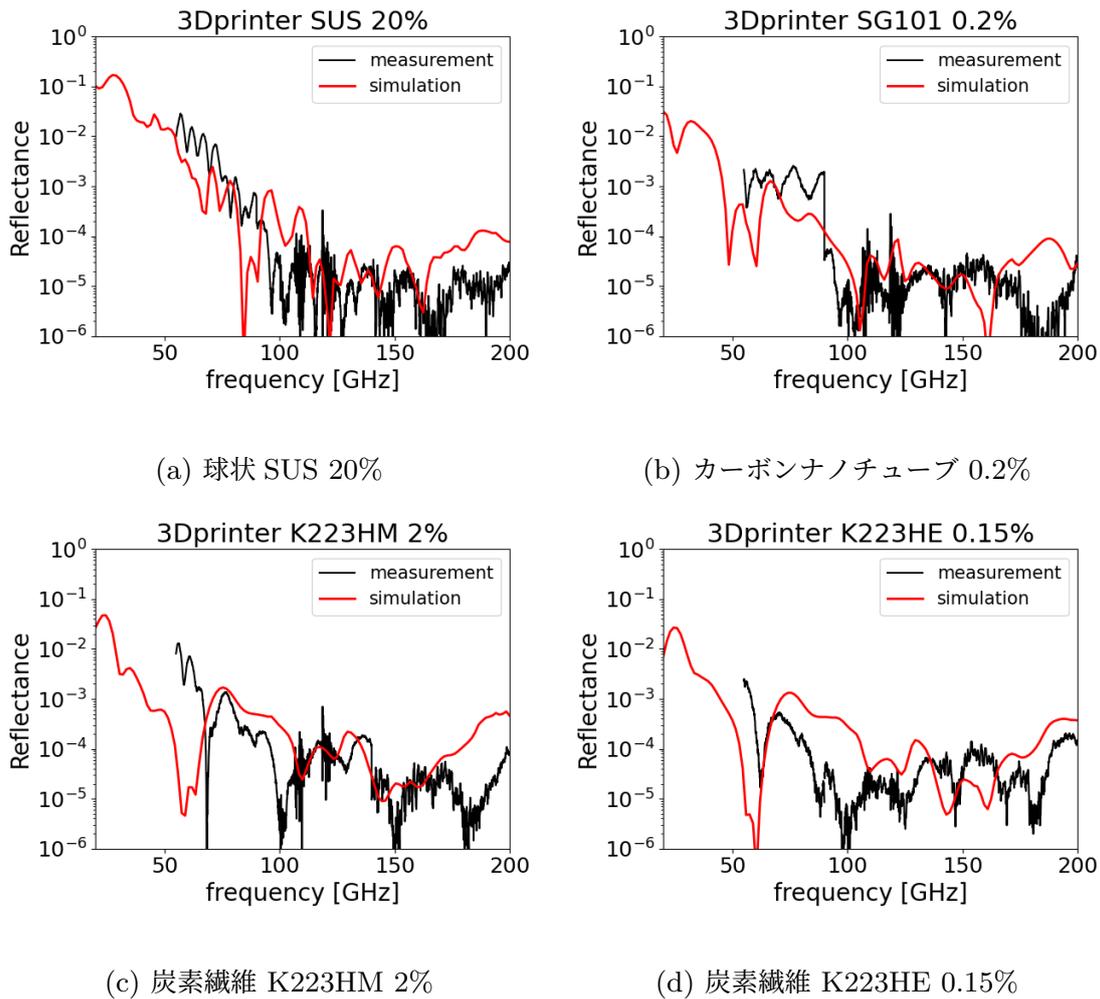


図 5.5: シミュレーションと測定結果の比較

### 5.3 低温・散乱効果を考慮したシミュレーション

次はより現実に近い条件でシミュレーションを行う。前節との違いは以下の通りである。

- 散乱効果を考慮
- 常温ではなく液体窒素温度でのパラメータを使用
- 電波吸収体の裏面に導体を設置

入射角度は 45 度とし、s 波・p 波の両方の偏光でシミュレーションを行なう。

シミュレーション結果は図 5.6 である。100 GHz 以上の帯域では p 波の 140 GHz を除

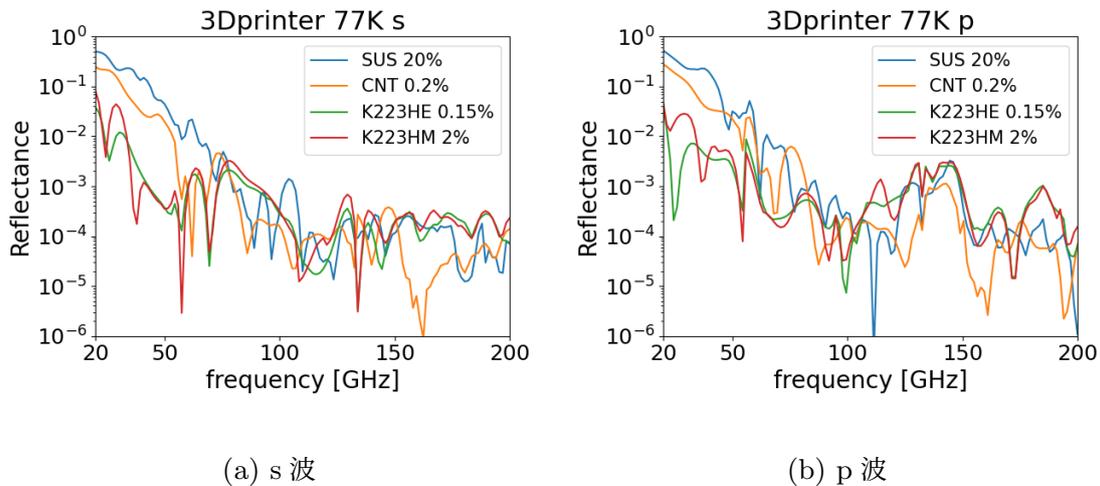


図 5.6: それぞれの材料の反射率比較

いて 0.1% 以下、p 波の 140 GHz も 1% 以下だった。これらの結果からこの周波数領域においては 4 つのサンプル全てで性能は十分に良い事が分かった。

一方で、低い周波数帯 20~50 GHz に注目すると材料によってかなり異なる事が分かった。性能が良い順番に K223HE, K223HM, カーボンナノチューブ, 球状 SUS となり K223HE と球状 SUS では 1 桁近く違う事が判明した。

ここまでの結果から最適な材料が K223HE である事が分かり、従来の材料である球状 SUS に比べて反射率を 1 桁下げる効果を確認した。ただし反射率の最高値は s 波、p 波共に 4% 程度になりわずかに目標値 1% に届かなかった。そこでここからは反射率 1% を切るために電波吸収体の大きさを変化させることを議論する。

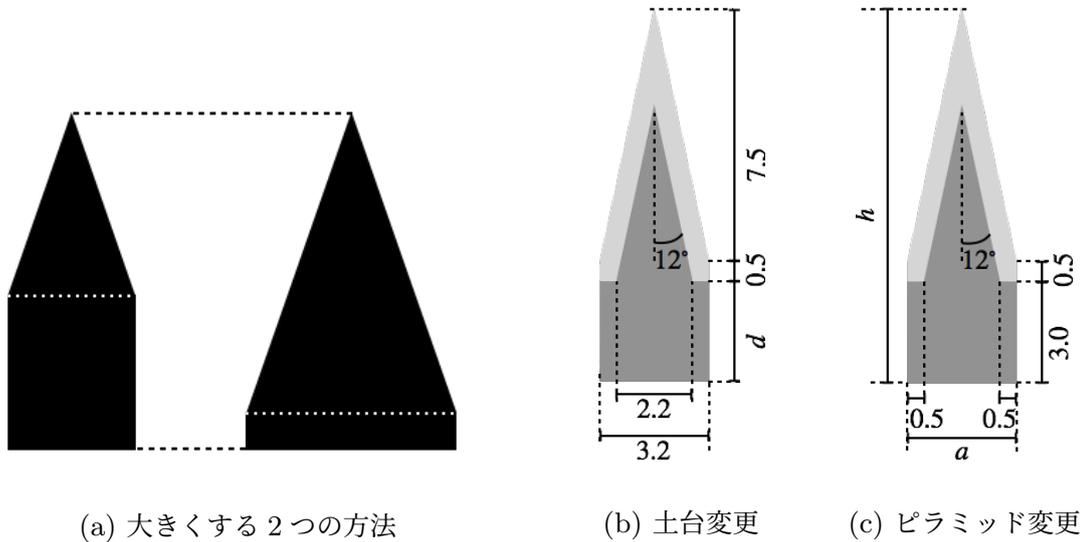
## 5.4 目標値を達成する立体構造の大きさの決定

炭素繊維 K223HE は測定した中で最も低い反射率であったが、それでも 20 GHz で 4% 程度の反射率だった (図 5.6)。電波吸収体の構造を大きくすると、電磁波の移動距離が増えて反射率を下げる事ができるので、この節ではサイズを大きくして目標の 20 ~ 300 GHz で 1% 未満を達成するサイズを決定する。

前述したように、設計上の制限からその大きさには上限があり、許容される電波吸収体の高さ上限は 2 cm ほどである。炭素繊維 K223HE が上限を守りつつ、目標値を達成できるかを本節で見ていく。また、従来材料で大きくした場合も比較として行った。

構造を大きくするには 2 通りの方法があり、1 つ目は土台部分を厚くする事、2 つ目は

ピラミッド部分を大きくする方法である (図 5.7a)。どちらの方法が適しているかは自明ではないので両方の方法でシミュレーションを行う。



(a) 大きくする 2つの方法

(b) 土台変更

(c) ピラミッド変更

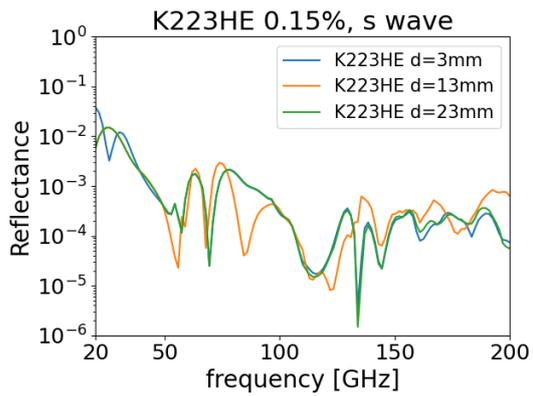
図 5.7: 構造を大きくする方法は土台部分とピラミッド部分を変える 2通りある (a)。土台部分を変える場合 (b) は厚さ  $d$  のみ変更する。ピラミッド部分の場合 (c) は  $h$  を変更する事に付随して  $a$  の大きさも変化する。

#### 5.4.1 土台部分の拡大

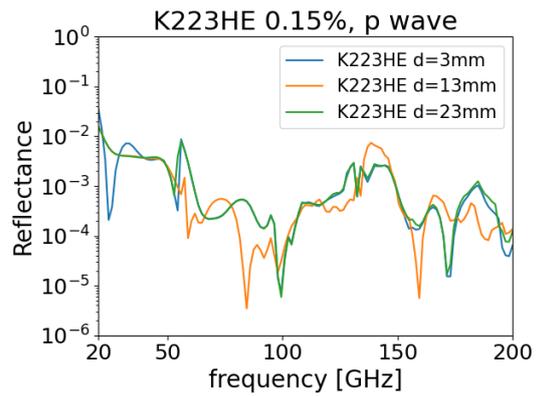
まずは土台の厚さを変化させて反射率がどうなるかをシミュレーションする。使用材料は球状 SUS と K223HE で、入射角 45 度、 $n, \kappa$  は液体窒素温度の値、底面に導体あり、散乱効果ありでシミュレーションする。

計算結果を図 5.8 に載せた。球状 SUS には比較の為土台 3 mm の K223HE 電波吸収体も載せている。K223HE は土台部分を厚くして最大となる反射率は改善したものの、そこまで反射率は変わらず土台 23 mm (ピラミッドの高さ 8 mm を加えると全体で高さ 31 mm) の場合でも 1% を切る事はできなかった。

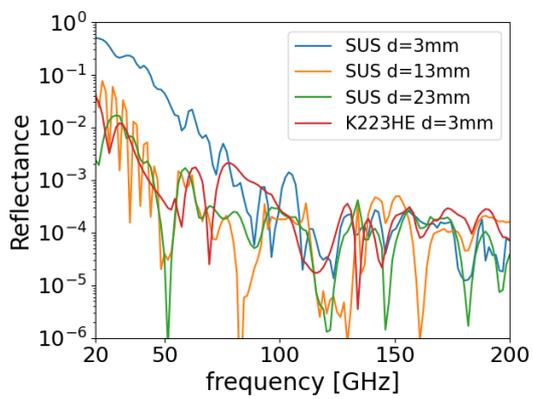
一方、球状 SUS の方は土台部分の厚さを 3 mm から 13 mm まで厚くする事で 1桁ほど反射率が小さくなり、厚さ 3 mm の K223HE と同じくらいの反射率となった。しかし 13 mm から 23 mm にしてもあまり改善されなかった。これらの結果から、土台厚さのみを変化させても反射率 1% 以下には到達できない事が分かり、土台部分のみを変化させるだけでは目標を達成できないと結論付けた。



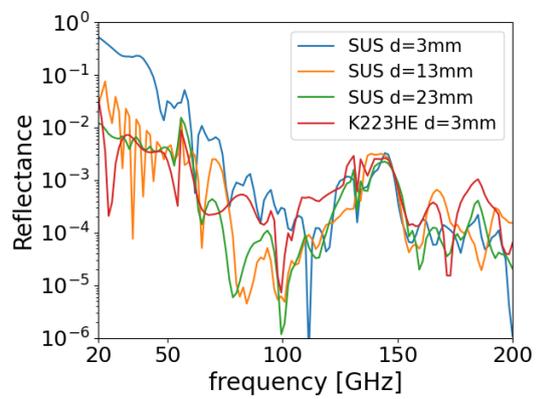
(a) K223HE, s 波



(b) K223HE, p 波



(c) 球状 SUS, s 波



(d) 球状 SUS, p 波

図 5.8: 電波吸収体の土台部分を厚くした場合の反射率

## 5.4.2 ピラミッド部分の拡大

次はピラミッド部分を拡大する。ピラミッド部分を拡大する時はピラミッドの傾きは鉛直角に対して 12 度で固定して拡大する (図 5.7)。

反射率の改善が必要なのは、低い周波数帯なので 20 ~ 50 GHz に注目してシミュレーションを行う。シミュレーション条件は、入射角 45 度、 $n, \kappa$  は液体窒素温度の値、底面に導体あり、散乱効果ありとなる。シミュレーション結果を図 5.9 に示した。図中のラベルは電波吸収体全体の高さ  $h$  を表し\*10、11 mm がこれまで使用してきたサンプルの形状である。偏光がいずれの方向でも 15 mm 以上で反射率 1% 未満を実現する事ができ、特に 20 GHz で 11 mm と 15 mm の結果を比較したところ約 1/5 になった。一方、15 mm と 20 mm では厚さの上昇量に対してそこまで小さくはならなかった。これより、20~50 GHz においては厚さ 15 mm 程度が妥当であると判断した。この結果は 2 cm 以内という要求を満たしている。

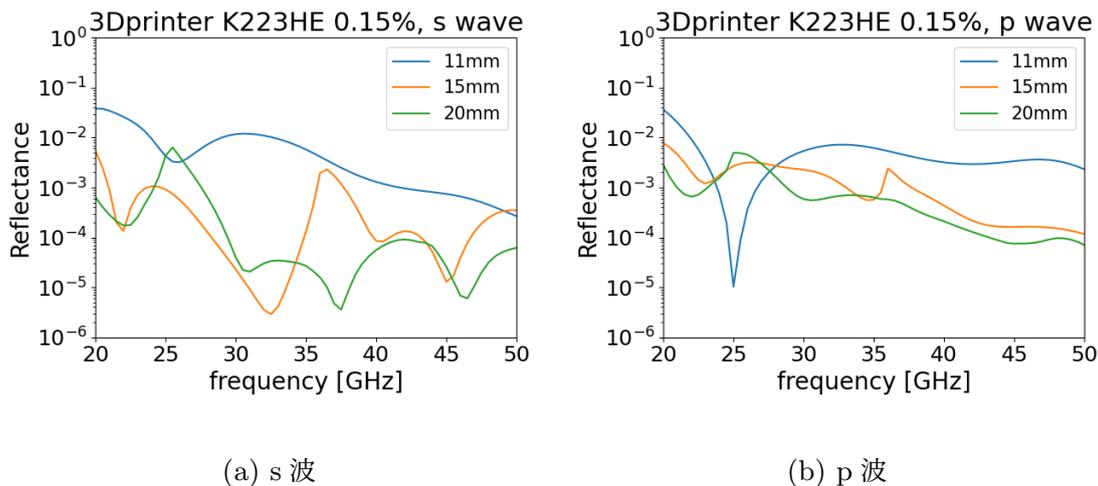


図 5.9: ピラミッド部分の大きさを変化させた時の 20 ~ 50 GHz 帯における反射率比較

最後に比較として、従来の材料である球状 SUS の場合で反射率 1% 未満にするにはどれくらいの大きさが必要かを検討してみる。シミュレーション条件は先ほどの K223HE と同じでピラミッド部分のサイズのみを大きくしていく。その結果は図 5.10 であり、比較のため高さ 15 mm の K223HE を図中黒線で載せている。球状 SUS の場合、1% 未満という目標を達成する為には、K223HE と比較して 2 倍以上の高さが必要となる。これは 2 cm 以内という要求を満たしていない。

\*10 つまりピラミッド部分の高さはこの値から土台高さ 3 mm 分を引いた高さとなる。

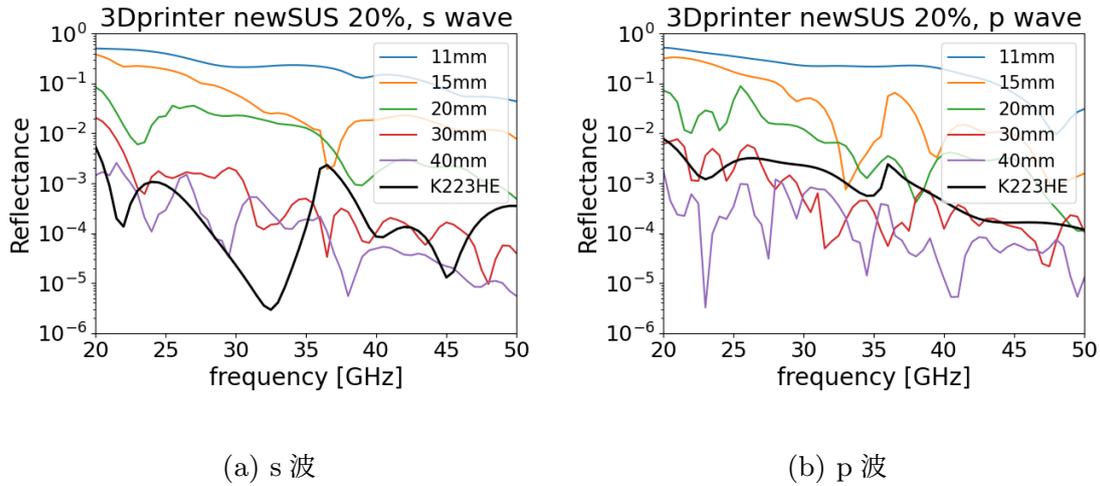


図 5.10: 球状 SUS 電波吸収体のピラミッド部分の大きさを变化させた時の反射率と高さ 15 mm の K223HE 電波吸収体の反射率の比較

## 5.5 土台拡大とピラミッド拡大の効果

前節までで目標を達成する電波吸収体の設計に成功した。そこで土台部分を拡大しても性能はあまり向上せずピラミッド部分を拡大すると反射率が低くなったが、この節ではその原因について考察する。

反射波は「①表面反射」と「②透過→反射→透過」成分に大別できる事を 2.1 節で議論した。ただし、これは平板での話だったので立体構造がある場合でももう少しよく考えてみる。図 5.11 は平板に電磁波が入射した場合とピラミッドに入射した場合を書いている。平板の場合、物質内部に入った電磁波は吸収される成分以外は必ず底面の導体に反射して再び空気中にでる。一方、ピラミッドの場合は内部に入った電磁波は底面に当たらずに再び外に出る事がある。このように考えると、立体構造がある場合に②成分はさらに分割でき、底面に当たる成分と当たらない成分に分ける事ができる。土台部分を厚くしても底面に当たらない成分は小さくならないので、K223HE はこの成分が反射の支配的な成分だったのだと考えれば土台を厚くしても反射率が改善しなかった事も理解できる。球状 SUS 電波吸収体の場合、底面に当たる成分が  $d = 3 \text{ mm}$  の時は支配的だったために土台を厚くすると反射率が低下したが、それ以上厚くなると今度は当たらない成分が支配的になり低下しなくなったと言える。

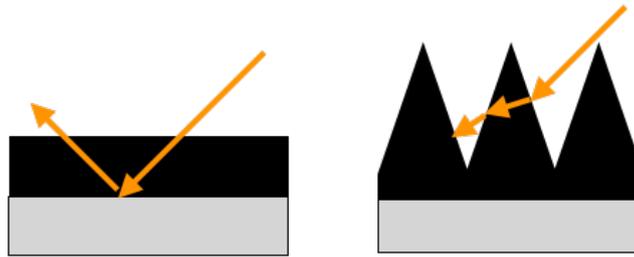
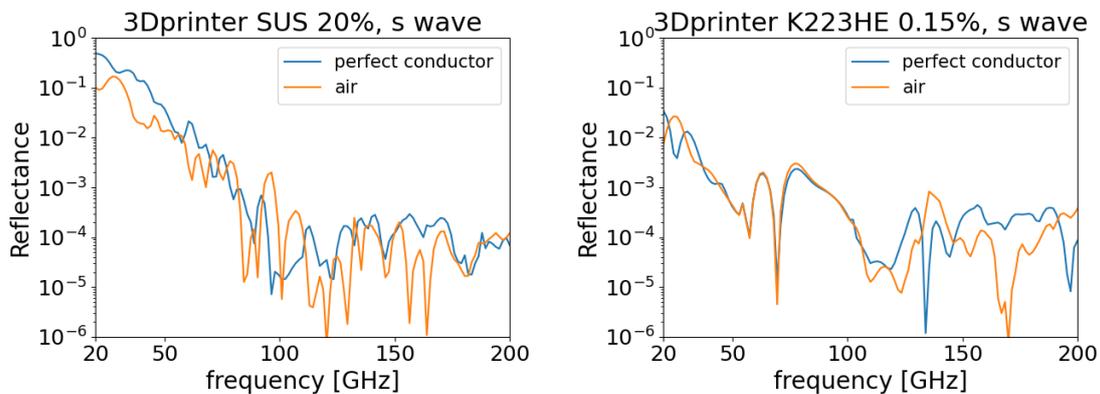


図 5.11: 平板とピラミッドに電磁波が透過して空気中に出るまでの挙動の違い。平板では吸収以外の成分は必ず底面の導体に反射してから出るが、ピラミッドの場合は底面に反射しないで出る事がある。



(a) 球状 SUS 20%

(b) 炭素繊維 K223HE 0.15%

図 5.12: 電波吸収体の底面に導体がある場合と無い場合の比較

ここまでの仮説が正しいかどうかをシミュレーションを使って確かめてみる。厚さ 3 mm の球状 SUS 電波吸収体の場合、土台を厚くして反射率が改善したので底面に当たる電磁波は多いはずである。なので底面に導体を設置した場合は反射率が大きくなることが予想される。一方で K223HE 電波吸収体の方は土台を厚くしても改善しなかったため底面に導体を設置しても反射率は変化しないはずである。5.2 節では 45 度入射・s 波・散乱なし・裏面に導体なしのシミュレーションを行なったので、裏面に導体ありでシミュレーションし、その結果を比較したのが図 5.12 である。図からは予想通り球状 SUS 電波吸収体で反射率が (5 倍ほど) 大きくなり、K223HE 電波吸収体の方は反射率がほとんど変わらなかった事が確認できる。これより仮説が正しそうである事が分かり、K223HE の場合は底面反射成分が小さい為にピラミッド拡大の方が効果が大きかったのであろう。

## 5.6 最終的な電波吸収体の材料・サイズのまとめ

ここまでの議論より、最適な材料は stycast 樹脂に炭素繊維 K223HE を 0.15% 混合させたものである事が分かった。構造の大きさは土台 3 mm のままでピラミッド部分を大きくして全体の高さが 15 mm あれば 20 ~ 300 GHz の全帯域で反射率 1% 未満を実現できた。以下に結果を表や図でまとめる。

表 5.1: 最適な材料

樹脂材料	粉末材料	混合割合
stycast	炭素繊維 K223HE	0.15%

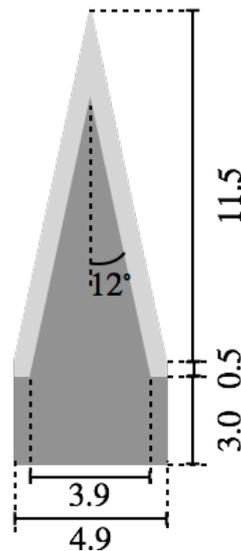


図 5.13: 反射率 1% を達成した構造の詳細



図 5.14: 反射率 1% を達成する高さの比較。左: K223HE (15 mm)、中: 1 円玉 (20 mm)、右: 球状 SUS (30 mm)

## 6 発泡スチロール型電波吸収体

ここまでは 3D プリンタの型に流し込む材料に注目し、反射率 1% 未満を達成できた。しかし本研究でやってきた事は 3D プリンタ以外の型に対しても利用可能である。本章では発泡スチロールの型を用いて作製した電波吸収体について述べる。

### 6.1 発泡スチロール型の利点

本研究で使用している 3D プリンタ型は低い表面反射率を実現する。ただし 3D プリンタ型の欠点として単価が高い上げられる。本研究で使用した 3D プリンタの型は 1 つ 15,000 円ほどの値段である。Simons Observatory 実験では金属の型に、高温に熱した樹脂を流し込んで作製するもう一つの電波吸収体作製方法も利用しており、これは金属の型が数十万円ほどかかるが 1 ピース辺りの値段は安い。つまり少ピースの作製は 3D プリンタ型が安く大量に作製する時は金属の型を利用する方法の方が安い。それゆえ、3D プリンタ型を大量に使いたい時は値段面で不利となる。またこのようなケースでなくても単純に 1 ピース当たりの値段を下げる事の意義は大きい。

新たな型は低価格・簡単に作製可能・性能に悪影響を与えない事が求められ、これの候補になるものとして発泡スチロールを使用した。発泡スチロールはポリスチレンを粒状にした原料を数倍から 100 倍程度に発泡させて作製される。体積当たりの値段は非常に安く、10 cm × 10 cm × 2 cm の発泡スチロールの値段は高く見積もっても 50 円もしない。また柔らかい為に 3D プリンタの型を押し付ける事で型を作製できる可能性がある。

### 6.2 発泡スチロールの屈折率・消衰係数

発泡スチロールが他の条件、「簡単に作製可能」で「性能に悪影響を及ぼさない」を満たしているかを確認する。発泡スチロールは平面であるため、もし屈折率が大きいとすぐに表面反射が大きくなってしまふ (図 6.2)。そこで発泡スチロールの屈折率が十分に小さいか確認する必要がある。

研究で使用する発泡スチロールはデュポン・スタイロ株式会社のスタイロフォーム IB を採用した [26]。屈折率と消衰係数の測定は東北大の FTS で透過率測定を利用した。その結果が図 6.3a であり、発泡スチロールの透過率はほぼ 100% である。次に得られた屈折率・消衰係数を用いてその表面反射成分を計算したのが図 6.3b である。横軸は入射角



図 6.1: 研究で使用した発泡スチロールの外観

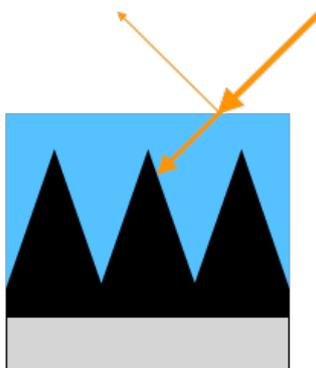
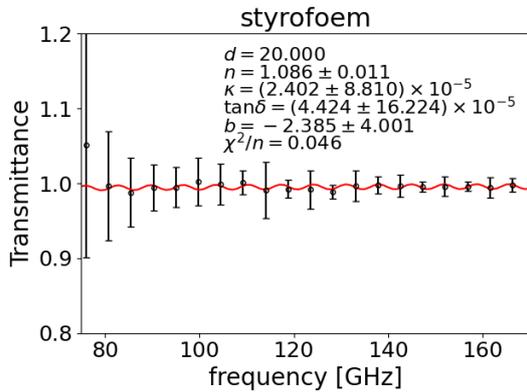
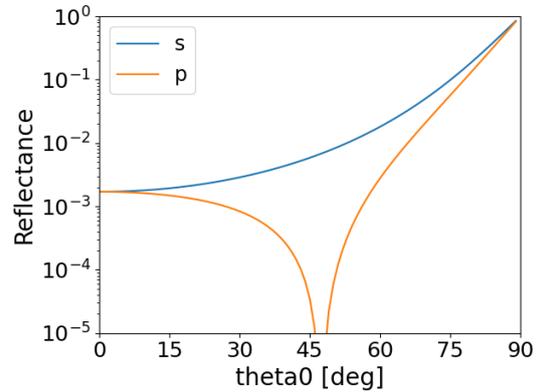


図 6.2: スタイロフォーム型の裏面は平面なので、もし屈折率が大きいと表面反射する事が懸念される。しかし測定によりその結果は極めて小さい事が確認された。

とし、縦軸は反射率である。45度付近の反射率を見ると、反射率が高いs波でも反射率1%を下回っている。これより発泡スチロールは平面のままでも問題ないと判断した。なお、発泡スチロールはアセトンや、柑橘類に含まれるリモネンという成分で溶解する為、もし発泡スチロールが明らかな悪影響を及ぼす時は容易に溶かして除去する事も可能である。



(a) FTS での透過率

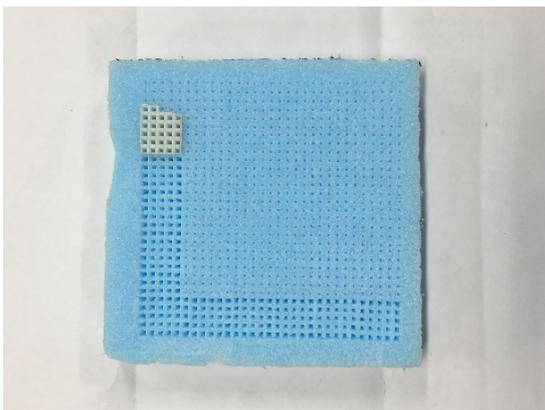


(b) FTS の値を用いて計算した表面反射

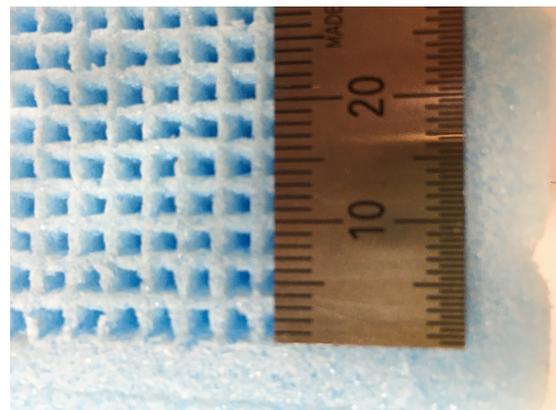
図 6.3: 発泡スチロールの透過率と表面反射

### 6.3 発泡スチロール型電波吸収体の作製

次に発泡スチロールの型を実際に作製した。型は 3D プリンタのピラミッドを発泡スチロールに押し付けて作製した (図 6.4a)。3D プリンタのピラミッドが大きすぎると力が分散してしまい穴が開かないため、穴開けには 2 cm 四方のピラミッドを使用した。穴開けが終わった後の拡大写真が図 6.4b である。ピラミッド部分となる穴の大きさは 2 mm 弱、穴と穴の間には 1.5 mm 程度の平面ができた。



(a) 型製作中の写真



(b) 型に付けた穴の拡大写真

図 6.4

この型を使って電波吸収体を2種類作製した。1つは stycast 樹脂に球状 SUS を 20% 混合したもの、もう一種は、前章で最良の材料と位置づけた stycast 樹脂に炭素繊維 K223HE を 0.15% 混合させたものである。K223HE を使って作製した電波吸収体の写真が図 6.5 である。土台の厚さは 3D プリンタ型より厚くなった。

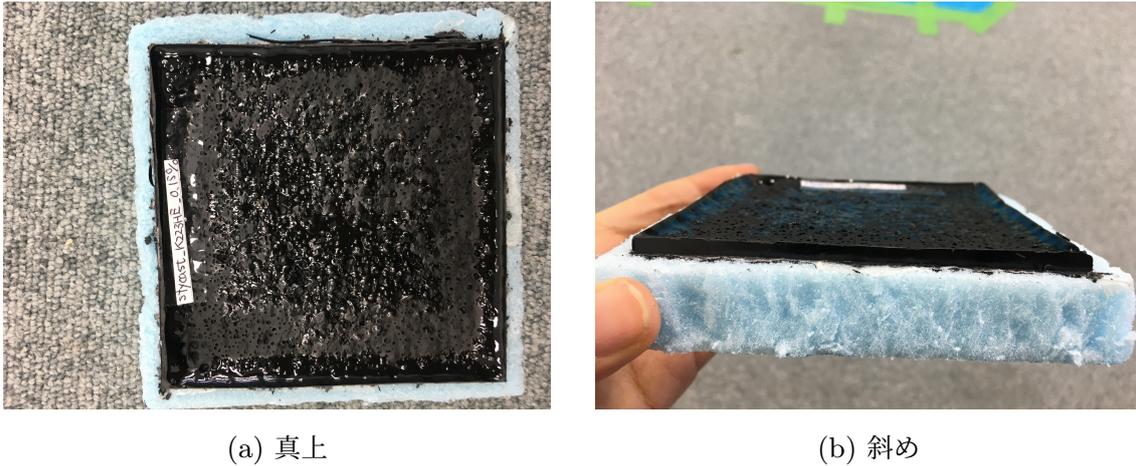
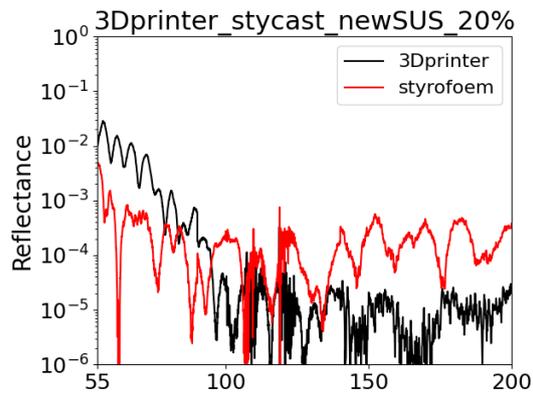


図 6.5: 作製した発泡スチロール型電波吸収体。材料は stycast 樹脂に炭素繊維 K223HE を 0.15% 混合したものの。

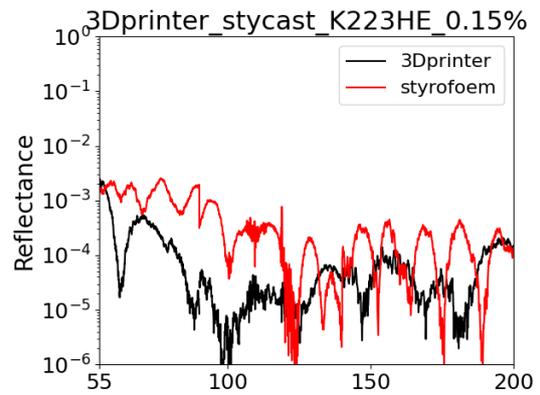
## 6.4 発泡スチロール型電波吸収体の反射率測定

作製した電波吸収体の反射率測定を VNA を用いて行った。測定条件は入射角 45 度、底面に導体なし、偏光は s 波とし、その測定結果が図 6.6 である。図には比較として 3D プリンタ型の電波吸収体の結果も載せている。

測定結果から、発泡スチロール型の反射率は 3D プリンタ型より大きくなったが、反射率は 0.1% 程度を維持した。この測定には散乱効果が入っていない為に断言はできないが、目標値 1% の達成ができている可能性は高いと思われる。球状 SUS は低い周波数で 3D プリンタ型より小さいが、その部分は電波吸収体の土台の厚さで小さくなる領域なのでその影響が出た為である。



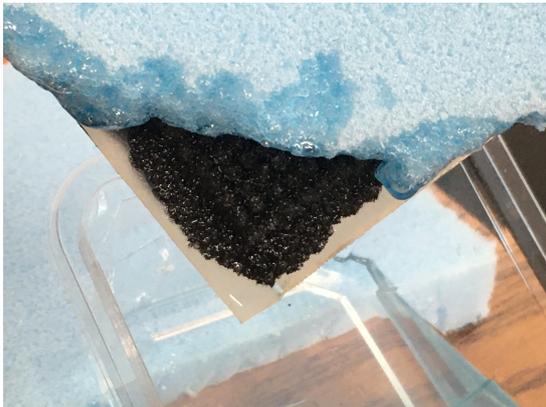
(a) 球状 SUS



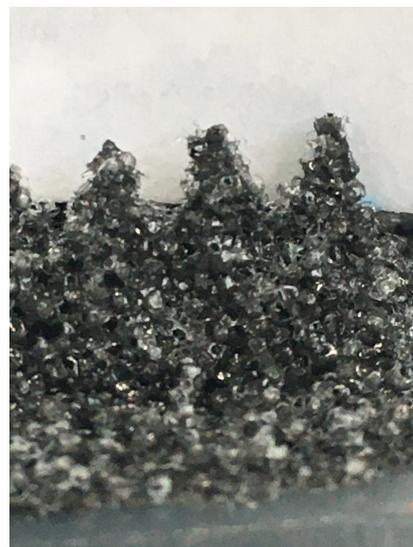
(b) 炭素繊維 K223HE

図 6.6: 作製した発泡スチロール型電波吸収体の反射率測定

反射率が 3D プリンタ型より増加した理由を探るため、リモネンを使用して、作製した電波吸収体の発泡スチロール部分を溶かしピラミッド部分を目視で確認した (図 6.7)。図からはピラミッド表面が滑らかではない事が確認できる。またピラミッドの高さも 3D プリンタ型の電波吸収体と比較して低い。



(a) 発泡スチロールの一部分を溶かした写真



(b) 溶かした後のピラミッド部分の拡大写真

図 6.7

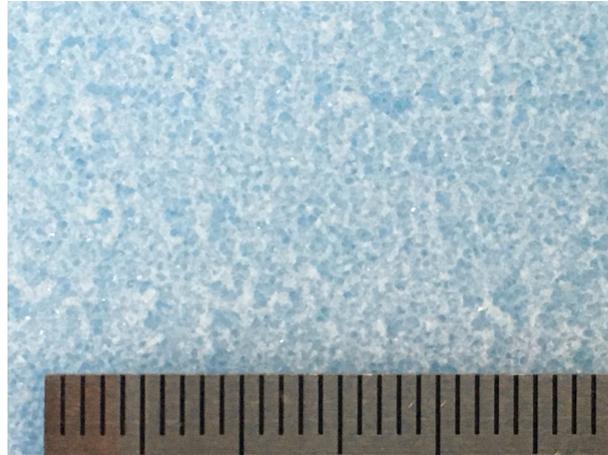


図 6.8: 発泡スチロールの表面の拡大写真。図中の定規の幅は 1 mm。

反射率が悪化したと思われる 2 つの原因、

- ピラミッド表面のでこぼこ
- ピラミッド高さの減少

のうち前者は、発泡スチロール表面のでこぼこによってできたと思われる (図 6.8)。ピラミッド高さが減少したのは、発泡スチロールに型を押し付けた時、図 6.9 のように、3D プリンタの谷となる部分には空白を生じてしまう。この型に流し込んで作製された電波吸収体のピラミッドの高さは元々のピラミッドより相対的に高さが低くなり反射率が悪化する。また谷の部分に直接入射した光はそのまま出てしまうためこれが広すぎるのも悪影響である。他にピラミッドの傾きが元々のものより浅くなってしまい表面反射が抑えられない可能性も考えられる。

以上のような理由で反射率が高めになってしまうものの、その性能は十分に実用に足るものである。

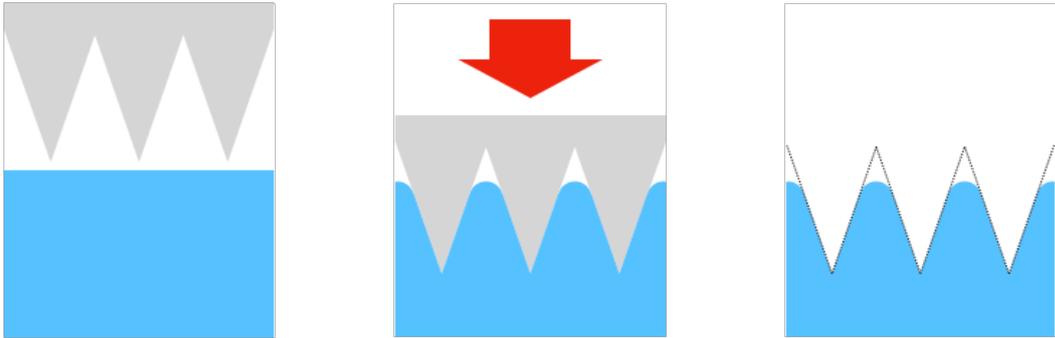


図 6.9: 3D プリンタの型を押し付けると、3D プリンタの谷になる部分にはどうしても空白が生じる (右)。

なお、低い周波数では 3D プリンタ型の性能を上回る可能性がある。図 6.10 は 3D プリンタ型と発泡スチロール型の断面図であるが、発泡スチロール型は型を容易に「除去」できるためその分構造を 3 mm ほど大きくできる。前節で K223HE のピラミッド部分を 4 mm 大きくした時は反射率が 1/5 程度に減少した事を考えると (図 6.11)、発泡スチロールでも数分の一に抑える事ができるかもしれない。

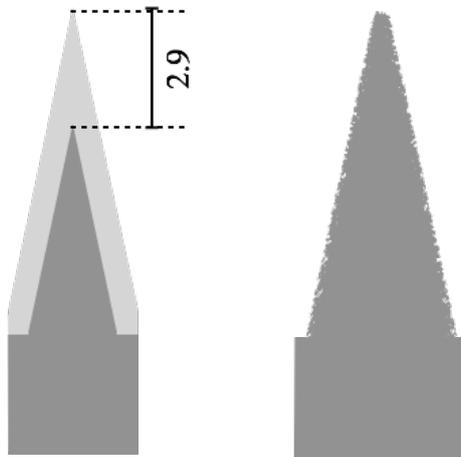


図 6.10: 3D プリンタ型 (左) と発泡スチロール型 (右) の電波吸収体の高さ比較。発泡スチロール型は 3D プリンタ型に比べて 2.9 mm 構造を大きくできる。

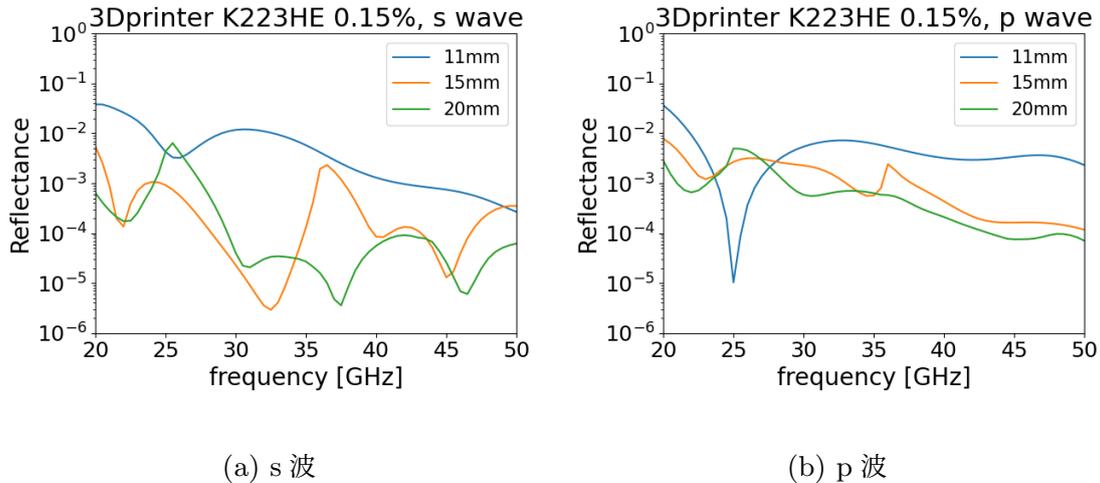


図 6.11: K223HE のピラミッドの大きさを変えた時の反射率の変化。図 5.9 を再掲。

## 6.5 より良い発泡スチロール候補

今回得られた知見や作製した時の所感から実際に発泡スチロール型として使う事に適している発泡スチロールについて記述する。

まず発泡スチロールは製法によって 3 種類に分ける事ができる [27]。

- 発泡スチレンシート (Polystyrene Paper, PSP)  
発泡倍率は数倍から十数倍。食品トレーに使用。
- ビーズ法発泡スチロール (Expanded Polystyren, EPS)  
発泡倍率は五十倍程度。輸送箱によく使われる。表面に球状のビーズ構造が見える。
- 押出发泡ポリスチレン (Extruded Polystyren, XPS)  
発泡倍率は五十倍から百倍。断熱材等に使用。

ここで発泡倍率とは原料となるポリスチレンを体積的に何倍に拡大したかを表し、大きいほど密度が低く柔らかい。本研究で使用された発泡スチロールは押出发泡ポリスチレンである。発泡スチレンシートは発泡倍率が低く、固いために型を押し付ける事が難しく用途には適さない。ビーズ法は発泡倍率 50 倍でやや固く、またビーズの隙間によってピラミッド表面が荒くなる恐れがあるのであまり良く無いと思われる。これより押出发泡ポリスチレンが最も用途に適している。

作製した所感だと型を押し付ける時に固く感じたので、発泡倍率は大きい方が良くと思

われる。これは他に発泡倍率が高いほど空気の割合が増えて屈折率が低くなり、表面反射を小さくできる効果も期待できる。

## 6.6 発泡スチロール型電波吸収体使用時のコスト計算

発泡スチロール型電波吸収体の最大の利点はそのコストにあるため、具体的にいくらくらいコストが小さくなるのかを計算する。Simons Observatory 実験では現在 3 台の小型望遠鏡 SAT が製作中であと 3 台作製する計画がある。計算ではこの 3 台に使う 3D プリント型電波吸収体を発泡スチロール型電波吸収体に変更した場合を考える。

まずは電波吸収体 1 つ作製する費用を考える。材料は本研究で最適なものと判断した stycast 樹脂に炭素繊維 K223HE を 0.15% 混合したもので計算を行う。SAT で使う 3D プリント型電波吸収体は大きさが複数あり、stycast 樹脂 150 g で 1,2,3 ピース作れる 3 パターンある。3D プリントの型は大きさによらず 15000 円程度。樹脂 150 g の値段は 2100 円、それに混合する粉末費用は 1.83 円である。これを踏まえて表 6.1 に値段計算の結果をまとめた。

表 6.1: 3D プリント型と発泡スチロール型の電波吸収体の価格コスト比較

型種類	ピース数	型 (円)	樹脂 (円)	粉末 (円)	合計 (円) / ピース
3D プリント	1	15,000	2,100	1.83	≒ 17,000
	2	15,000	1,050	0.91	≒ 16,000
	3	15,000	700	0.61	≒ 16,000
発泡スチロール	1	50	2,100	1.83	≒ 2,200
	2	50	1,050	0.91	≒ 1,100
	3	50	700	0.61	≒ 750

SAT 1 台に必要な 3D プリント型電波吸収体は 200 ピースほどなので 300 万円ほどかかり、それが 3 台なので合計 900 万円くらいである。一方、発泡スチロール型の場合は 90 万ほどで済む。したがって、発泡スチロール型電波吸収体は 800 万円のコスト減を達成できる。

## 7 今後の展望

### 7.1 更なる高性能化の探求

本研究で、20 ~ 300 GHz もの広い周波数帯域で反射率 1% 未満を達成する為にはその材料の消衰係数が重要であり、これを達成する材料の開発に成功した。今後更に高性能な電波吸収体を開発するに当たって必要な事を述べる。

まず、全帯域で反射率 0.1% を達成する事を目標にして、何が必要かを考える。その為に図 2.4 の反射率シミュレーションを再掲する。このシミュレーションでは  $n = 2.3$ 、 $\kappa = 0.2$  をパラメータとして使用し、ピラミッドの高さは 11 mm、入射角は 45 度であった。

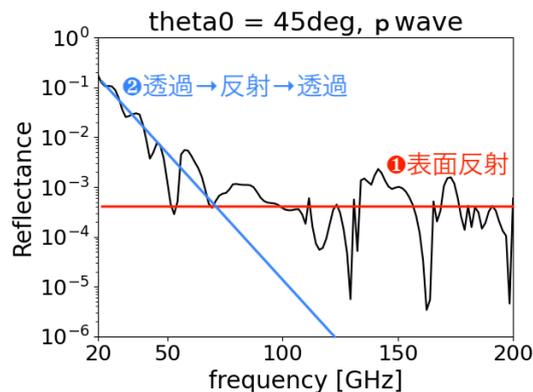


図 7.1: 図 2.4 を再掲。反射率に注目してみると 80 GHz くらいまでは右肩下がりだが、それ以上の周波数帯域になると横ばいになる事が分かる。これは 80 GHz までは指数関数的に減少する「②透過→反射→透過」成分が支配的だが、それ以上の帯域では周波数に依存しない「①表面反射」成分が支配的になるからである。

図 7.1 から表面反射率 (図中赤線) は 0.1% 程度である。消衰係数をあげて全領域で 0.1% を目指そうとすると消衰係数はかなり大きくなり表面反射率は上昇していく。このように考えると反射率 0.1% を材料だけで達成するのは厳しそうに思われる。

それゆえに消衰係数の増加と、表面反射の減少を同時に行う事が必要になる。その為には以下のいずれかを複数個満たす事が必要である。

- 消衰係数の更なる増加
- 形状の最適化
- 新材料の探求

炭素繊維 K223HE と K223HM を混ぜた後でも粘性は十分に低い為、更に加えて消衰係数を上げる事ができる。なので他の 2 点について考えていく。

## 7.2 形状の最適化

ピラミッドの場合で考えると、表面反射率を下げる為にはピラミッドを高く・鋭くしていけば良い。高さは運用上の上限があるので実質的には鋭さの追及になる。ここでピラミッドを鋭くしていく上で一番の問題になるのは材料の粘性であり、これによってピラミッドの先端には空白を生じてしまう事である。(図 7.2。反射率測定はこの先端の空白の効果を調べる意味合いが大きい)。先端を鋭くしていくとこの効果が大きくなっていきしまいには反射率が悪くなっていく。もしこの効果を見積もる為には、先端の空白の大きさ及び形状がどのようになっているかを決定し、それについて最適化する必要がある。

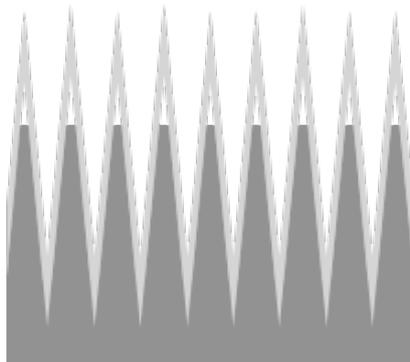


図 7.2: 実際の物質には粘性がありピラミッド先端には空白が生じる

## 7.3 新樹脂の電波吸収体の開発

stycast 樹脂はそれ単体で高い熱伝導を有し、低温でも壊れない優れた樹脂だが粘性の高さが欠点である。この欠点はピラミッドを鋭くしていく上で問題になるかもしれない。そうすると CR112、EP20R のような粘性が低い材料を使う事になるだろうが、これらは液体窒素に浸した時に壊れてしまった。また EP20R の方は熱伝導も悪いため、それにつ

いても考えていくべきである。

粉末を加えた後の樹脂が stycast より優れている為に必要なのは以下の条件である。

1. 低温で壊れない
2. 粘性が低い
3. 屈折率が低い
4. 熱伝導率が良い

1 番目は絶対に必要な条件で 2 番目と 3 番目は表面反射を下げる上での要求である。粘性が低い事はピラミッド先端の空白を小さくできる事に相当し、これによって形状を更に鋭くできる。平板の場合の表面反射率は式 2.4 より  $R_{\text{surface}} = ((n-1)^2 + \kappa^2) / ((n+1)^2 + \kappa^2)$  なので更なる低い反射率化には屈折率も大事になる。熱伝導は言わずもがなである。

上の条件を満たす材料を作製する時も、屈折率と粘性が低い樹脂に粉末材料を加えるという今までと同じ方法を使う事ができる。上の条件を満たす為に粉末材料が持つべき性質は以下の通りである。

1. 熱膨張率が低い
2. 少量の混合で効果を発揮する
3. 屈折率が低い
4. 熱伝導率が高い

## 7.4 発泡スチロール型電波吸収体

6 章で見たように、発泡スチロール型は費用の面において非常に魅力的な製法である。また、型自体を簡単に除去できる。

この製法にはいくつかの改良の余地がある。1 つ目は 6 章で考えたように発泡スチロール自体の改良で、押出發泡ポリスチレンの発泡倍率が高い方が良さそうである。2 つ目は押し付ける型の構造である。ピラミッドを押し付ける場合を考えれば、ピラミッドの大きさと角度の自由度がある。ピラミッドが大きいほど作製される電波吸収体のピラミッドも大きくできるが、大きくなるほど型を押し込む作業が大変になる事が予想される。押し付けるピラミッドの角度と作製されたピラミッドの角度が異なった場合はそれらの角度の間にどういう関係があるかを調べる必要もあるかもしれない。

作製方法についても、より効率的な方法があるかもしれない。例えば押し付ける型を発泡スチロールを溶かすリモネンなどに浸してから押し付けたり、押し付ける型をアイロン

のように熱すると綺麗な型が作製できたりと色々考えられる。

また、嬉しい点として必要なものは発泡スチロール、流し込む材料、発泡スチロール溶剤(リモネンなど)、押し付ける型くらいなので研究は誰でも、安くできるかもしれない。

## 7.5 3D プリンタの型の材料

本研究で使用した型は精密な構造の為に高価格なものを使用したけど、ピラミッド表面があまり綺麗では無い発泡スチロール型電波吸収体でも反射率 0.1% くらいだった事から、3D プリンタの型はそこまで精密である必要は無いように思われる。

更には、低い周波数帯域であれば要求されるピラミッドは大きくなるので、より粗い型でも十分に実用に値すると考えられる。より安いものであれば、3D プリンタは1つあたり2~3千円程度のものもあるので、これでも現在のものに比べればかなりのコスト減である。色々な3D プリンタを使った型の比較というのは、コスト的にも性能的にも興味深い内容である。

## 8 まとめ

CMB の観測精度を向上するために、受信機にはノイズの影響を抑える為の様々な工夫が施されている。電波吸収体を受信機内部に貼り付ける事も、その工夫のひとつである。実際、様々な CMB 実験で電波吸収体が使われているが、これまで低い周波数で反射率 1% 未満の電波吸収体は存在しなかった。そこで本研究では、3D プリント型電波吸収体を利用して、低い周波数でも反射率 1% 未満の電波吸収体の開発を行った。

低反射率な電波吸収体の開発に当たり、電波吸収体の反射波を 2 つの成分に大別して考える事で、材料の消衰係数  $\kappa$  の改善が最も効率的である事が分かった。 $\kappa$  の最適値の推測では、波動光学シミュレーションでは時間がかかり過ぎる為に、独自に幾何光学シミュレーションを組み立て最適な値を推測した。それにより  $\kappa = 0.7$  あたりが最適である事を突き止めた。

次に  $\kappa$  の大きい材料を作製する為に、導電性の高い有力候補を計 17 種類、樹脂は 3 種類を組み合わせた 52 種類の材料を用意した。温度依存性の為に、常温と液体窒素温度で用意した材料の  $\kappa$  を測定した。その結果、stycast 樹脂に炭素繊維 K223HE を 0.15% 混合した材料は液体窒素温度で  $\kappa = 0.64$  と最適値に最も近く、また低温による  $\kappa$  減少の悪影響が少ない事が確認された。この材料で 3D プリント型を作製し、常温で反射率の測定を行った。その結果がシミュレーションとよく一致した為に、立体構造が無事形成されて、3D プリント型の材料として問題ない事が確認できた。そして、この材料で立体形状の大きさを変えて反射率の変化を調べた結果、高さ 15 mm で目標値が達成され、要求の大きさ内で収まる事が確認された。

また、本研究の成果は 3D プリント以外の型を使用した場合にも流用できるので、その応用として発泡スチロールの型で電波吸収体を作製する新たな製法を考え出し、これで電波吸収体を作製した。発泡スチロールの屈折率が問題ない事を確認したのちに、常温で反射率測定を行ったところ、新たな製法でも反射率 1% 未満を達成できる事を確認した。この新製法の材料費は従来の 1/10 程度であり、より安価に電波吸収体を導入できる。

以上、本研究により CMB 全帯域で高性能な電波吸収体の作製に成功した。作製された電波吸収体は、今後様々な CMB 観測での実用が期待される。

# 付録 A 導体の電磁気学

物質が電磁波を吸収する事は物理的に物質が導体である事を意味する。したがって電波吸収体について記述するには導体の電磁気学が必要になる。本章では論文で必要なものについて記述する。

## A.1 消衰係数

導体中の波動方程式である電信方程式 (telegraphic equation) は以下で与えられる。

$$\nabla^2 \vec{E} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \sigma\mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \sigma\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

ここで  $\varepsilon$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$  はそれぞれ物質の誘電率 (permittivity)、透磁率 (permeability)、電気伝導率 (electrical conductivity) を表す。

電信方程式の解として、 $\vec{E} = \vec{A} \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}))$  を仮定して代入すると

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon\mu - i\omega\sigma\mu \quad (\text{A.3})$$

が得られる。ここで  $k$  は波数であり、電気伝導率が 0 である誘電体では屈折率  $n$  を用いて  $k = \omega/v = \omega n/c$  と書ける事と物質中の光速と誘電率・透磁率の間に  $1/c^2 = \varepsilon_0\mu_0$  の関係が成り立つ事を使えば最終的に

$$n^2 = \varepsilon_r\mu_r - i\sigma\mu_r/\omega\varepsilon_0 \quad (\text{A.4})$$

となる。ここで  $\varepsilon_r, \mu_r$  はそれぞれ比誘電率 (relative permittivity)、比透磁率 (relative permeability) を表し、 $\varepsilon \equiv \varepsilon_r\varepsilon_0$ ,  $\mu \equiv \mu_r\mu_0$  と定義される。

A.4 式の右辺が複素数であるので左辺の屈折率も複素数でなければならない。そこで複素数としての屈折率を  $N = n - i\kappa$  と新たに書く事にする。実数成分の  $n$  は通常の意味での屈折率である。一方  $\kappa$  は消衰係数 (extinction coefficient) と呼ばれ、導体に新たに追加されるパラメータである。消衰係数は電磁波の吸収を表す量である事が本節の最後で明らかになる。

A.4 式の  $n$  に  $N$  を代入すると実数成分、虚数成分の比較から

$$n^2 - \kappa^2 = \varepsilon_r\mu_r \quad (\text{A.5})$$

$$2n\kappa = \sigma\mu_r/\omega\varepsilon_0 \quad (\text{A.6})$$

が得られる。通常の物質では比透磁率はほぼ  $\mu_r = 1$  なので両式は

$$n^2 - \kappa^2 = \varepsilon_r \quad (\text{A.7})$$

$$2n\kappa = \sigma/\omega\varepsilon_0 \quad (\text{A.8})$$

となる。

電場の進行方向を  $z$  の正方向にとると、電場の波動関数は  $\vec{k} = k\vec{e}_z = \omega N/c \vec{e}_z$  より

$$\vec{E} = \vec{A} \exp\left(-\frac{\omega\kappa z}{c}\right) \exp\left(i\omega\left(t - \frac{nz}{c}\right)\right) \quad (\text{A.9})$$

となり電場の振幅が距離  $z$  進むと  $\exp(-\omega\kappa z/c)$  倍に減少する事が分かる。パワーで議論するならパワーは電場の 2 乗で効いてくるので

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{2\omega\kappa z}{c}\right) \quad (\text{A.10})$$

で減少する。これをランベルトの法則 (Lambert's law) と呼ぶ。これより消衰係数  $\kappa$  が電磁波の吸収に関する量である事が分かった。消衰係数は記号として  $k$  を用いる事もあるが、本論文では  $\kappa$  を採用する。

本論文では消衰係数を使って議論を進めていくが、誘電正接  $\tan \delta$  (タンデルと呼ばれる事が多い) を使う事も多いので、これらの間の関係式を最後に述べておく。

今回は吸収がある場合で話を進めたが、吸収がない ( $\sigma = \kappa = 0$ ) 場合に (A.7) 式は

$$n^2 = \varepsilon_r \quad (\text{A.11})$$

となる。吸収がある場合は左辺が複素数になるが同時に右辺も複素数に拡張することを考える。ここで  $\tan \delta$  は複素数に拡張した比誘電率  $\hat{\varepsilon}_r$  の中で  $\hat{\varepsilon}_r = \varepsilon_r(1 - i \tan \delta)$  と定義される。ここで  $\varepsilon_r$  は通常の意味での比誘電率であり A.7 式の関係を満たす。あとは計算して整理する事で

$$\tan \delta = \frac{2n\kappa}{n^2 - \kappa^2} \quad (\text{A.12})$$

が得られる。特に  $n \gg \kappa$  ならば

$$\tan \delta \simeq \frac{2\kappa}{n} \quad (\text{A.13})$$

となる。

## A.2 反射角・屈折角

この節では導体に対して斜めに入射した場合の屈折・反射について議論する。

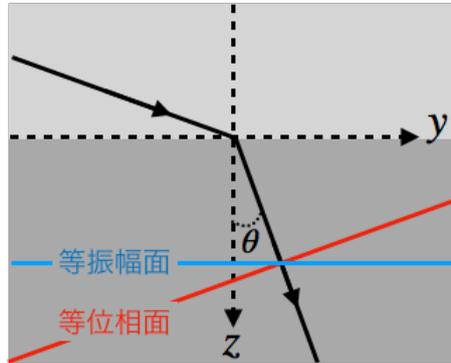


図 A.1: 導体への斜め入射

図 A.1 は導体に電磁波が斜め入射した時の断面図である。等位相面は電磁波の進行方向に対して垂直、等振幅面は境界面に対して垂直となる。前節で求めた一般解 A.9 式は式を見ると分かるように等位相面と等振幅面が揃っている。これは暗黙のうちにこれらの面が揃っているとして考えたためであり斜め入射の場合は修正が必要である。図 A.1 の場合の一般解は等位相面と等振幅面から

$$\vec{E} = \vec{A} \exp\left(-\frac{\omega \kappa' z}{c}\right) \exp\left(i\omega\left(t - \frac{n'}{c}(y \sin \theta + z \cos \theta)\right)\right) \quad (\text{A.14})$$

という形になる事が予想される。これを電磁方程式 A.1 に代入して整理すると最終的に

$$n'^2 - \kappa'^2 = n^2 - \kappa^2 \quad (\text{A.15})$$

$$n' \kappa' \cos \theta = n \kappa \quad (\text{A.16})$$

が得られる。これを解くと

$$n' = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{n^2 - \kappa^2 + \sqrt{(n^2 - \kappa^2)^2 + 4 \left(\frac{n \kappa}{\cos \theta}\right)^2}} \quad (\text{A.17})$$

$$\kappa' = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-(n^2 - \kappa^2) + \sqrt{(n^2 - \kappa^2)^2 + 4 \left(\frac{n \kappa}{\cos \theta}\right)^2}} \quad (\text{A.18})$$

となる。斜め入射の時は物質の吸収が屈折率にも依存する。

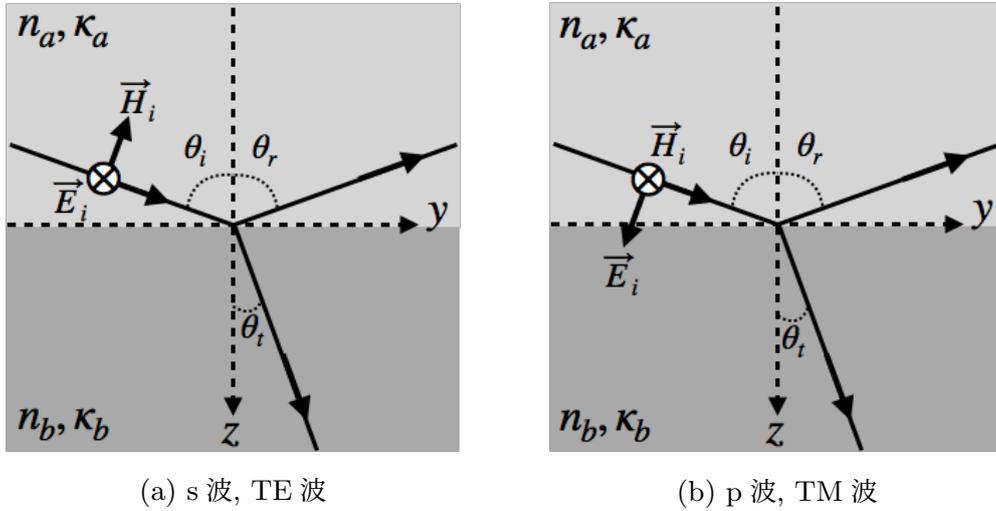


図 A.2: 物質間の屈折・反射角

波動関数の一般解が改めて得られたので導体間でのまずは反射角を求める。入射波・反射波・屈折波の電場は偏光によらずそれぞれ

$$\vec{E}_i = \vec{A}_i \exp\left(-\frac{\omega\kappa'_i z}{c}\right) \exp\left(i\omega_i\left(t - \frac{n'_i}{c}(y \sin \theta_i + z \cos \theta_i)\right)\right) \quad (\text{A.19})$$

$$\vec{E}_r = \vec{A}_r \exp\left(\frac{\omega\kappa'_r z}{c}\right) \exp\left(i\omega_r\left(t - \frac{n'_r}{c}(y \sin \theta_r - z \cos \theta_r)\right)\right) \quad (\text{A.20})$$

$$\vec{E}_t = \vec{A}_t \exp\left(-\frac{\omega\kappa'_t z}{c}\right) \exp\left(i\omega_t\left(t - \frac{n'_t}{c}(y \sin \theta_t + z \cos \theta_t)\right)\right) \quad (\text{A.21})$$

と書ける。ここで  $n', \kappa'$  は A.17 と A.18 式で計算でき、添字はそれぞれ入射、反射、透過を表している。導体の境界条件は誘電体の時と全く同じ議論が成り立つので電場  $\vec{E}$  は境界面に対して水平な成分が等しい。これが図 A.2 中の  $z = 0$  上の任意の  $t, y$  で成り立つには位相が常に等しく無ければならないので

$$\omega_i = \omega_r = \omega_t \equiv \omega \quad (\text{A.22})$$

$$n'_i \sin \theta_i = n'_r \sin \theta_r = n'_t \sin \theta_t \quad (\text{A.23})$$

が成り立たなければならない。A.23 式の左辺と中辺の関係式を解けば導体の反射角の関係式

$$\theta_i = \theta_r \quad (\text{A.24})$$

が得られる。一方、左辺と右辺の関係式を解いて整理すれば

$$\sin \theta_t = \frac{\sqrt{2}n'_i \sin \theta_i}{\sqrt{\sqrt{n_b^2 - \kappa_b^2 + n_i'^2 \sin^2 \theta_i} + \sqrt{(n_b^2 - \kappa_b^2 - n_i'^2 \sin^2 \theta_i)^2 + 4n_b^2 \kappa_b^2}}} \quad (\text{A.25})$$

となる。導体の場合は屈折角が複雑な挙動を示す。これらの関係式は偏光に依らず成り立つ。特に物質 a に吸収がない場合は  $n'_i \rightarrow n_i$  より

$$\sin \theta_t = \frac{\sqrt{2}n_i \sin \theta_i}{\sqrt{\sqrt{n_b^2 - \kappa_b^2 + n_i^2 \sin^2 \theta_i} + \sqrt{(n_b^2 - \kappa_b^2 - n_i^2 \sin^2 \theta_i)^2 + 4n_b^2 \kappa_b^2}}} \quad (\text{A.26})$$

である。

### A.3 表面反射・透過

電場の一般解 A.1 は物理的には理解には役立つが複雑なのでこれをよりシンプルに書く事を考える。

A.1 式を少し書き直して

$$\vec{E} = \vec{A} \exp \left( i\omega \left( t - \frac{1}{c} (yn' \sin \theta + z(n' \cos \theta - i\kappa')) \right) \right) \quad (\text{A.27})$$

と書く。ここで  $y, z$  の係数の 2 乗の和を計算すると

$$(n' \sin \theta)^2 + (n' \cos \theta - i\kappa')^2 = n'^2 - \kappa'^2 - 2in'\kappa' \cos \theta = n^2 - \kappa^2 - 2in\kappa = N^2 \quad (\text{A.28})$$

となる。途中で A.15 と A.16 式を使った。2 乗の和が定数になるので、これは三角関数の関係式  $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$  と同じ関係がある事が分かる。したがって

$$n' \sin \theta \equiv N \sin \hat{\theta}, n' \cos \theta - i\kappa' \equiv N \cos \hat{\theta} \quad (\text{A.29})$$

となる新たな角度  $\hat{\theta}$  を定義して書き直す事ができ、これを使う事で A.27 は

$$\vec{E} = \vec{A} \exp \left( i\omega \left( t - \frac{N}{c} (y \sin \hat{\theta} + z \cos \hat{\theta}) \right) \right) \quad (\text{A.30})$$

と簡潔になる。これは誘電体の場合から  $n \rightarrow N, \theta \rightarrow \hat{\theta}$  としただけであり非常にスッキリする。ここで  $\hat{\theta}$  はあくまで A.29 式で与えられる複素数であり、物理的な角度を表すものではない事に注意が必要である。計算では  $\hat{\theta}$  を使う方が便利なので以降は基本的にこちらを使用する。

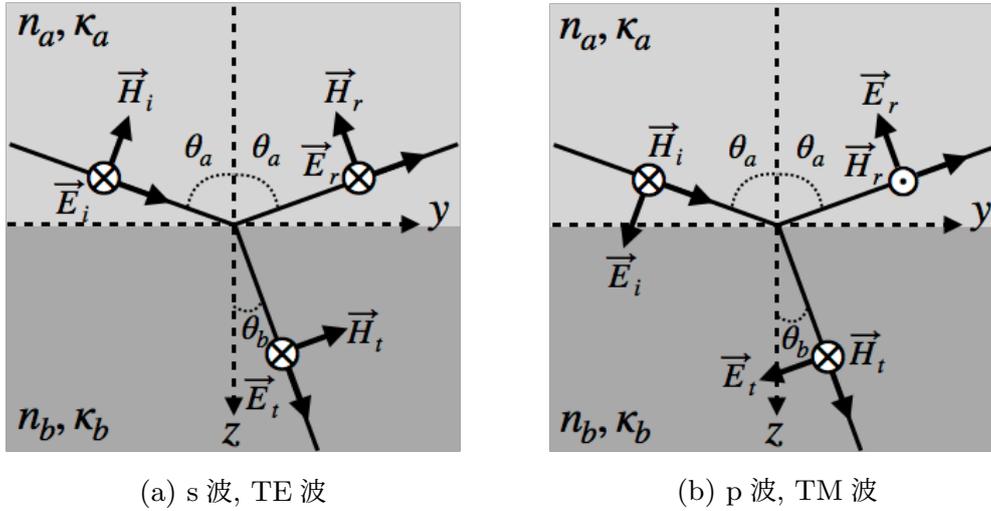


図 A.3: 導体間の透過・反射

それでは前節では反射角・屈折角を求めたのでここでは境界での反射率・透過率について計算する。s 波の場合の入射波の波動関数は A.30 式から

$$\vec{E}_i = A_i \vec{e}_x \exp\left(i\omega\left(t - \frac{N_a}{c}(y \sin \hat{\theta}_a + z \cos \hat{\theta}_a)\right)\right) \quad (\text{A.31})$$

となる。Maxwell 方程式を使えば磁場も求める事ができ

$$\vec{H}_i = \frac{N_a}{c\mu_a} A_i (\cos \hat{\theta}_a \vec{e}_y - \sin \hat{\theta}_a \vec{e}_z) \exp\left(i\omega\left(t - \frac{N_a}{c}(y \sin \hat{\theta}_a + z \cos \hat{\theta}_a)\right)\right) \quad (\text{A.32})$$

が得られる。ここで  $\mu_a$  は媒質 a の透磁率である。反射波・屈折波も同様に計算できる。

境界条件より、電場の  $x$  成分と磁場の  $y$  成分が等しいので

$$A_i + A_r = A_t \quad (\text{A.33})$$

$$\frac{N_a}{c\mu_a} A_i - \frac{N_a}{c\mu_a} A_r = \frac{N_b}{c\mu_b} A_t \quad (\text{A.34})$$

という関係式が成り立ち、通常物質では比透磁率がほぼ 1 で変わらない事を使って整理すれば

$$\frac{A_r}{A_i} = \frac{N_a \cos \hat{\theta}_a - N_b \cos \hat{\theta}_b}{N_a \cos \hat{\theta}_a + N_b \cos \hat{\theta}_b} \quad (\text{A.35})$$

$$\frac{A_t}{A_i} = \frac{2N_a \cos \hat{\theta}_a}{N_a \cos \hat{\theta}_a + N_b \cos \hat{\theta}_b} \quad (\text{A.36})$$

が得られる。これが導体の場合の反射・透過の式であり誘電体の場合の式から  $n \rightarrow N, \theta \rightarrow \hat{\theta}$  と対応させただけである。

p 波の場合も同様にして

$$\frac{A_r}{A_i} = \frac{N_a \cos \hat{\theta}_b - N_b \cos \hat{\theta}_a}{N_a \cos \hat{\theta}_b + N_b \cos \hat{\theta}_a} \quad (\text{A.37})$$

$$\frac{A_t}{A_i} = \frac{2N_a \cos \hat{\theta}_a}{N_a \cos \hat{\theta}_b + N_b \cos \hat{\theta}_a} \quad (\text{A.38})$$

となる。

最後に得られた式を使って真空中から導体に垂直入射した場合の反射率を計算する。これは A.35 式で  $\hat{\theta}_a = 0, \hat{\theta}_b = 0, N_a = 1, N_b = n - i\kappa$  とした式を絶対値をとって 2 乗すれば計算でき

$$R_{\text{surface}} = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (\text{A.39})$$

が得られる。

## A.4 サンプル全体の透過・反射

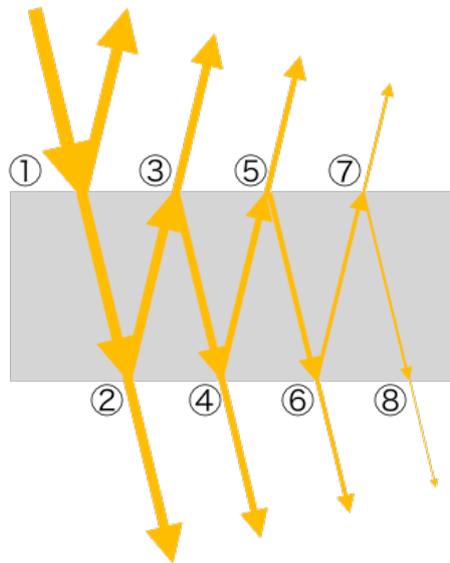


図 A.4: 平板に電磁波が入射した時の断面図

実際のサンプルを考えてみると、物質内部を透過した電磁波は裏の境界面で透過・反射する。これが繰り返される為サンプル全体の透過は②の透過 + ④の透過 + ⑥の透

過 +...、サンプル全体の反射は①の反射 + ③の反射 + ⑤の反射 +... となる (図 A.4)。この節ではこれらの内部反射も考慮した透過・反射について計算する。

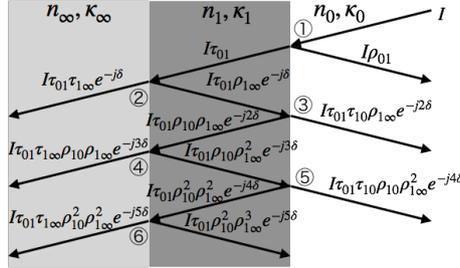


図 A.5: 平板に電磁波が入射した時の詳細図

以下入射波に対する透過波の位相・振幅の変化を  $\tau$ 、反射波の場合を  $\rho$  と書く事にする。特に物質 a から物質 b に電磁波が入射した時の入射波に対する透過波・反射波の位相・振幅の変化を  $\tau_{ab}, \rho_{ab}$  とする。これを使って導体の複数反射の場合の波動関数の詳細を書いたものが図 A.5 であり以下表にまとめてある。ここで  $\delta$  は物質 1 を表面から裏面まで移動するのに位相と振幅が  $e^{-i\delta}$  倍に変化する事を示している (吸収がある場合  $\delta$  は複素数)。

表 A.1: 各点での反射波・透過波の波動関数

① 反射波	$I\rho_{01}$	② 透過波	$I\tau_{01}\tau_{1\infty}e^{-i\delta}$
③ 反射波	$I\tau_{01}\tau_{10}\rho_{1\infty}e^{-2i\delta}$	④ 透過波	$I\tau_{01}\tau_{1\infty}\rho_{10}\rho_{1\infty}e^{-3i\delta}$
⑤ 反射波	$I\tau_{01}\tau_{10}\rho_{10}\rho_{1\infty}^2e^{-4i\delta}$	⑥ 透過波	$I\tau_{01}\tau_{1\infty}\rho_{10}^2\rho_{1\infty}^2e^{-5i\delta}$
⑦ 反射波	$I\tau_{01}\tau_{10}\rho_{10}^2\rho_{1\infty}^3e^{-6i\delta}$	⑧ 透過波	$I\tau_{01}\tau_{1\infty}\rho_{10}^3\rho_{1\infty}^3e^{-7i\delta}$
...	...	...	...

これを使ってサンプル全体の反射  $\rho$  を計算すると

$$\begin{aligned}
 \rho &= \rho_{01} + \tau_{01}\tau_{10}\rho_{1\infty}e^{-2i\delta} + \tau_{01}\tau_{10}\rho_{10}\rho_{1\infty}^2e^{-4i\delta} + \dots \\
 &= \rho_{01} + \tau_{01}\tau_{10}\rho_{1\infty}e^{-2i\delta} \sum_{\ell=0}^{\infty} (\rho_{10}\rho_{1\infty}e^{-2i\delta})^{\ell} \\
 &= \rho_{01} + \frac{\tau_{01}\tau_{10}\rho_{1\infty}e^{-2i\delta}}{1 - \rho_{10}\rho_{1\infty}e^{-2i\delta}} \\
 &= \frac{\rho_{01} + (\rho_{01}^2 + \tau_{01}\tau_{10})\rho_{1\infty}e^{-2i\delta}}{1 + \rho_{01}\rho_{1\infty}e^{-2i\delta}}
 \end{aligned}$$

となる。途中で  $\rho_{10} = -\rho_{01}$ 、 $\sum_{\ell=0}^{\infty} r^{\ell} = 1/(1-r)$  ( $|r| < 1$  の時) を用いた。それでは  $\rho_{01}^2 + \tau_{01}\tau_{10}$  を計算する。まず s 波・TE 波の場合、 $\rho_{01}, \tau_{01}, \tau_{10}$  は A.35 式、A.36 式から

計算できて

$$\rho_{01} = \frac{N_0 \cos \hat{\theta}_0 - N_1 \cos \hat{\theta}_1}{N_0 \cos \hat{\theta}_0 + N_1 \cos \hat{\theta}_1}$$

$$\tau_{01} = \frac{2N_0 \cos \hat{\theta}_0}{N_0 \cos \hat{\theta}_0 + N_1 \cos \hat{\theta}_1}$$

$$\tau_{10} = \frac{2N_1 \cos \hat{\theta}_1}{N_0 \cos \hat{\theta}_0 + N_1 \cos \hat{\theta}_1}$$

となる。ここから

$$\rho_{01}^2 + \tau_{01}\tau_{10} = \frac{(N_0 \cos \hat{\theta}_0 - N_1 \cos \hat{\theta}_1)^2 + 4N_0N_1 \cos \hat{\theta}_0 \cos \hat{\theta}_1}{(N_0 \cos \hat{\theta}_0 + N_1 \cos \hat{\theta}_1)^2} = 1$$

である。p 波・TM 波の場合も計算すると同じく  $\rho_{01}^2 + \tau_{01}\tau_{10} = 1$  が得られる。

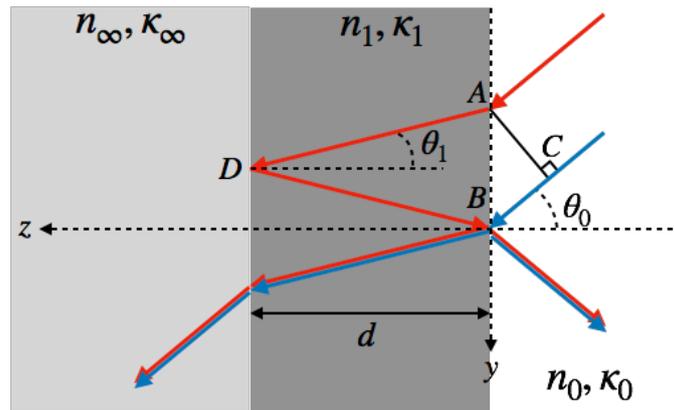


図 A.6: 光路差の計算

次に  $\delta$  を求める。点 B で表面反射するものと点 A から入射して一度透過してから反射するものの振幅・位相差が  $\exp(-i2\delta)$  に相当する。まず振幅が点 A から点 D で反射して点 B に移動するまでに振幅の絶対値は A.14 式から  $\exp(-2c\kappa'_1 d/\omega)$  倍になる。次に位相差を計算する。点 A と同じ位相の点は C なので二つの波の位相差は  $\frac{\omega}{c}(2n'_1 \overline{AD} - n'_0 \overline{BC})$  となる。ここで  $\overline{AD} = d/\cos \theta_1$ 、 $\overline{BC} = \overline{AB} \cos(\pi/2 - \theta_0) = 2d \tan \theta_1 \sin \theta_0$  より位相差は

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{c}(2n'_1 d/\cos \theta_1 - 2n'_0 d \tan \theta_1 \sin \theta_0) &= \frac{2\omega d}{c}(n'_1/\cos \theta_1 - n'_1 \tan \theta_1 \sin \theta_1) \\ &= \frac{2\omega n'_1 d}{c}(1 - \sin^2 \theta_1)/\cos \theta_1 = \frac{2\omega n'_1 d}{c} \cos \theta_1 \end{aligned}$$

となる。ここで A.23 式より  $n'_0 \sin \theta_0 = n'_1 \sin \theta_1$  を用いた。振幅・位相差の結果をまとめて

$$\begin{aligned} \exp(-2i\delta) &= \exp\left(-\frac{2ck'_1 d}{\omega}\right) \exp\left(-i\frac{2\omega n'_1 d}{c} \cos \theta_1\right) \\ &= \exp\left(-i\frac{2\omega d}{c}(n'_1 \cos \theta_1 - i\kappa'_1)\right) \\ &= \exp\left(-i\frac{2\omega N_1 d}{c} \cos \hat{\theta}_1\right) \end{aligned}$$

つまり

$$\delta = \frac{\omega N_1 d}{c} \cos \hat{\theta}_1 \quad (\text{A.40})$$

が得られた。ここで A.29 式より  $n'_1 \cos \theta_1 - i\kappa'_1 = N_1 \cos \hat{\theta}_1$  である事を用いた。

まとめると  $\rho$  は偏光によらず

$$\rho = \frac{\rho_{01} + \rho_{1\infty} e^{-2i\delta}}{1 + \rho_{01} \rho_{1\infty} e^{-2i\delta}} \quad (\text{A.41})$$

となり、式中の  $\delta$  は A.40 式で与えられる。

平板全体の透過も  $\tau$  も同様にして

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_{01} \tau_{1\infty} e^{-i\delta} + \tau_{01} \tau_{1\infty} \rho_{10} \rho_{1\infty} e^{-3i\delta} + \tau_{01} \tau_{1\infty} \rho_{10}^2 \rho_{1\infty}^2 e^{-5i\delta} + \dots \\ &= \tau_{01} \tau_{1\infty} e^{-i\delta} \sum_{\ell=0}^{\infty} (\rho_{10} \rho_{1\infty} e^{-2i\delta})^\ell \\ &= \frac{\tau_{01} \tau_{1\infty} e^{-i\delta}}{1 + \rho_{01} \rho_{1\infty} e^{-2i\delta}} \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

となる。

## A.5 透過率・反射率の計算

前節の  $\tau, \rho$  は入射波に対する透過波・反射波の位相・振幅の変化である。これらから透過率・反射率を計算する方法を記す。

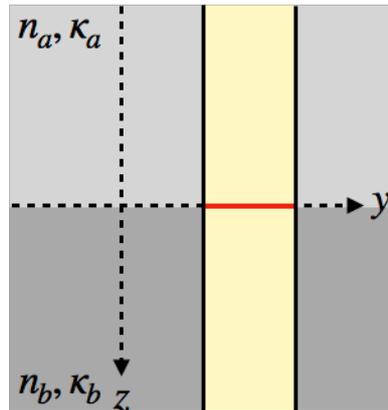


図 A.7: 垂直入射

まず透過率・反射率とは透過波・反射波のエネルギー密度を入射波のエネルギー密度で割ったものではない。図 A.7 の赤い領域に注目するとエネルギー収支は常に成り立っているはずである。ここで赤い領域に出入りするエネルギーとはそれぞれの波のエネルギー密度ではなくエネルギー密度に速さを掛けたエネルギー流束である。したがって透過率・反射率の計算ではエネルギー流束を使わなければならない。

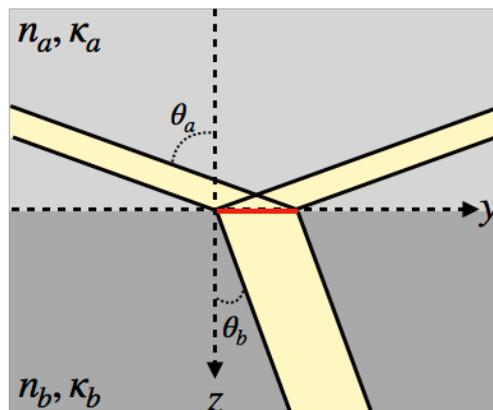


図 A.8: 斜め入射

次に斜めの場合を考える。斜め入射の場合は赤い領域に入る単位時間あたりのエネルギーはエネルギー流束に角度補正をしたものであり、図からエネルギー流束  $\times \cos \theta$  とな

る事が分かる。

## A.6 平板の垂直入射透過率

最後に測定と同じ状況で計算を行う。実際の測定では垂直入射・サンプルの両側は空気 ( $n_{\text{air}}$ ) であるので式 A.42 中の  $\rho_{01}, \rho_{1\infty}, \tau_{01}, \tau_{1\infty}, \delta$  はそれぞれ A.35, A.36, A.40 式を使って

$$\rho_{01} = \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} = -\frac{(n - n_{\text{air}}) - i\kappa}{(n + n_{\text{air}}) - i\kappa} \quad (\text{A.43})$$

$$\rho_{1\infty} = \frac{N_1 - N_{\infty}}{N_1 + N_{\infty}} = \frac{(n - n_{\text{air}}) - i\kappa}{(n + n_{\text{air}}) - i\kappa} = -\rho_{01} \quad (\text{A.44})$$

$$\tau_{01} = \frac{2N_0}{N_0 + N_1} = \frac{2n_{\text{air}}}{(n + n_{\text{air}}) - i\kappa} \quad (\text{A.45})$$

$$\tau_{1\infty} = \frac{2N_1}{N_1 + N_{\infty}} = \frac{2(n - i\kappa)}{(n + n_{\text{air}}) - i\kappa} \quad (\text{A.46})$$

$$\delta = \frac{\omega(n - i\kappa)d}{c} \quad (\text{A.47})$$

となる。ここで  $N_0 = N_{\infty} = n_{\text{air}}, N_1 = n - i\kappa$  を用いた。

また、サンプル手前と奥はそれぞれ空気で屈折率・消衰係数が等しいので、透過率  $T$  は  $\tau$  の絶対値を 2 乗すれば良い。すなわち

$$T = |\tau|^2 \quad (\text{A.48})$$

であり、式中の  $\tau$  は A.42 式と上の式を使えば計算できる。

常温透過率測定では  $n_{\text{air}} = 1$  であるが、液体窒素中ではサンプル周辺が液体窒素なので、 $n_{\text{air}}$  の代わりに液体窒素の屈折率  $n_{\text{LN}_2} = 1.1990$  を用いて計算すれば良い。

## 付録 B 2次元ピラミッドの反射率計算

2章では3次元ピラミッド構造を2次元に投影したモデル、別の言い方では波板を尖らせたような図 B.1 のモデルでシミュレーションを行ったが、本章ではその数値計算のやり方について記述する。計算は幾何光学的に行った。

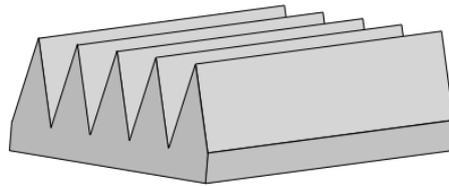


図 B.1: ピラミッド型を二次元に投影したモデル。図 2.8 を再掲

モデルのパラメータは図 B.2 で与えている。入射波は図の紙面に平行な向きであり、モデルの底面は反射率 100% の完全導体を想定している。

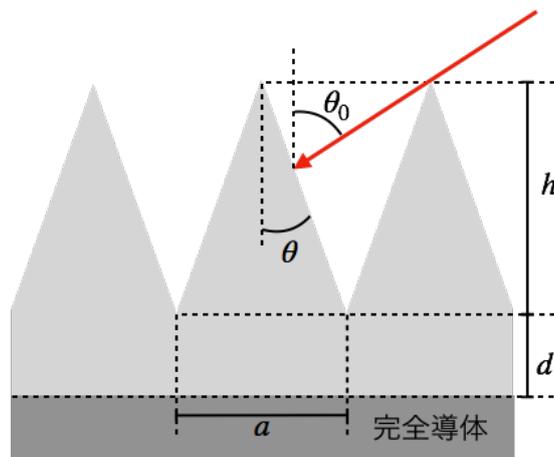


図 B.2: モデルで使用するパラメータ

## B.1 計算の流れ

計算は下の流れで行う。

1. 入射波が斜面に入射
2. 電磁波が斜面で透過・反射する
3. 透過波・反射波は一部が空中に散逸し、残りは向かいの斜面に入射
4. 2, 3 の作業を内部の電磁波が十分に小さくなるまで行う

基本的な流れは上の通りだが、空気中から斜面に入射した時と物質中から入射した時では反射・透過の様子が異なるのでこれらを分けて考えなければならない。また空気中の伝搬と物質中の伝搬も異なるのでこれらを分けると以下の4通りに細分化され、さらに下の模式図のように計算していく。

- 空気中から斜面に入射して透過・反射
- 物質中から斜面に入射して透過・反射
- 空気中の電磁波の一部は空中に散逸し、残りは斜面に入射
- 物質中の電磁波の全ては斜面に入射

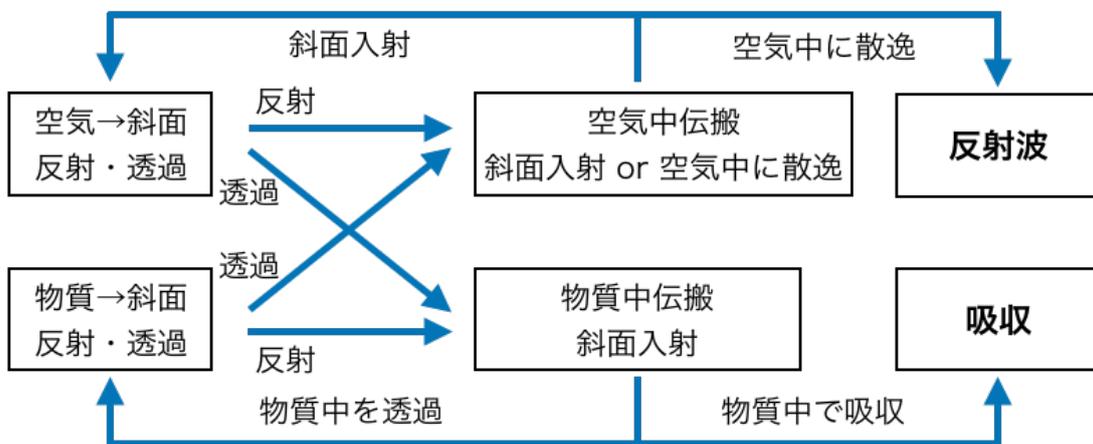


図 B.3: 計算の流れの模式図

以下計算では、空気中の屈折率を  $n_0$ 、物質の屈折率・消衰係数を  $n, \kappa$  とし、角度は鉛直下向きに対してなす角度で議論する。

## B.2 入射

上の4つのそれぞれの計算をする前に、一番最初に入射波がモデルに入射するときを考える。この場合ギザギザの角度  $\theta$  と入射角  $\theta_0$  の大小によって当たる面が大きく異なる。

### 1. $\theta > \theta_0$

この場合入射波は両面の全てに当たる。当然一番深い谷にも入射波が届く。

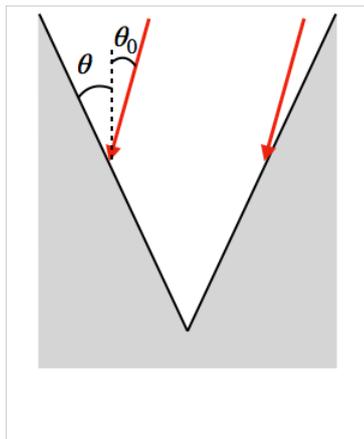
右面への入射角を負にする事で以降の計算を両面の区別なく行う事ができる。

### 2. $\theta \leq \theta_0$

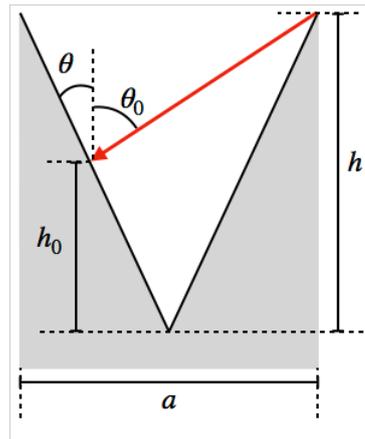
この場合入射波は図の左面の一部のみに当たる。入射波が届く最低の高さ  $h_0$  は図

から  $a = (h - h_0)(\tan \theta + \tan \theta_0)$  と  $a = 2h \tan \theta$  より

$h_0 = h(\tan \theta_0 - \tan \theta) / (\tan \theta_0 + \tan \theta) = h \sin(\theta_0 - \theta) / \sin(\theta_0 + \theta)$ 。



(a)  $\theta > \theta_0$  の時



(b)  $\theta \leq \theta_0$  の時

## B.3 空気中から斜面入射の反射・透過

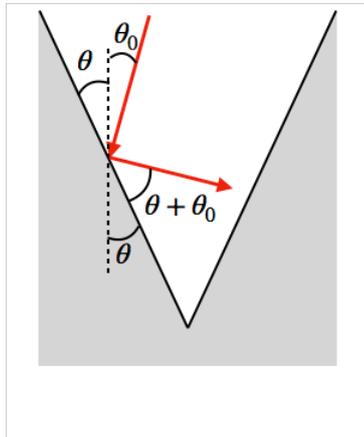
### ・反射角

入射角  $\theta_0$  で斜面に入射した時、その反射角は図から  $\theta + (\theta + \theta_0) = 2\theta + \theta_0$ 。

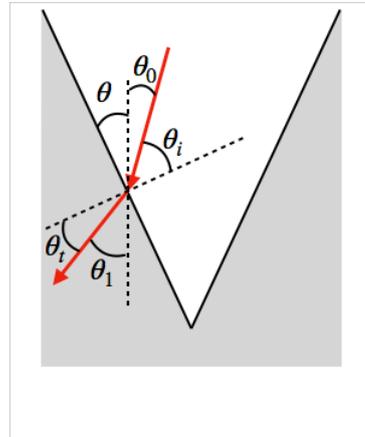
### ・屈折角

式 A.26 より図中の入射角  $\theta_i$  と屈折角  $\theta_t$  の間には

$$\sin \theta_t = \frac{\sqrt{2} n_0 \sin \theta_i}{\sqrt{n^2 - \kappa^2 + n_0^2 \sin^2 \theta_i + \sqrt{(n^2 - \kappa^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_i)^2 + 4n^2 \kappa^2}}} \quad (\text{B.1})$$



(a) 反射角

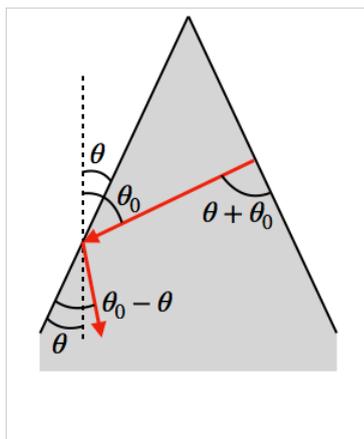


(b) 屈折角

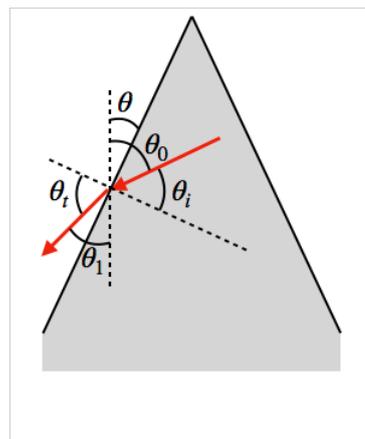
が成り立つ。ここで鉛直下向きとなす角を  $\theta_1$  とすると  $\theta_1 = \pi/2 - \theta_t - \theta$  である。  
 $\theta_i = \pi/2 - (\theta_0 + \theta)$  として計算すれば  $\theta_1$  は  $-\theta < \theta_1 < \pi - \theta$  の範囲で値を取りうる。

屈折率  $R$  は A.35 と A.37 式の絶対値を 2 乗して計算でき、透過率  $T$  は  $T = 1 - R$  から求まる。

## B.4 物質中から斜面入射の反射・透過



(a) 反射角



(b) 屈折角

- 反射角

入射角  $\theta_0$  で斜面に入射した時、その反射角は図から  $(\theta_0 - \theta) - \theta = \theta_0 - 2\theta$ 。

- 屈折角

まず物質中の実質的な屈折率は A.17 式から計算できる。式中の角度は境界面の垂線と電磁波の進行方向とのなす角なので、今回の場合は  $\pi/2 - (\theta + \theta_0)$  である。よって

$$n' = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{n^2 - \kappa^2 + \sqrt{(n^2 - \kappa^2)^2 + 4 \left( \frac{n\kappa}{\sin(\theta + \theta_0)} \right)^2}} \quad (\text{B.2})$$

となる。これを用いれば A.23 式から

$$\sin \theta_t = \frac{n' \sin \theta_i}{n_0} \quad (\text{B.3})$$

となる。特に  $n' \sin \theta_i / n_0 \geq 1$  の時は全反射が起こる。

反射率・透過率は空気中から入射した時と同じく A.35 と A.37 式から計算される。

## B.5 空気中の伝搬

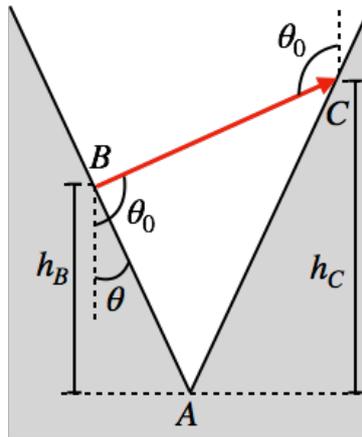


図 B.7: 空気中の伝搬

角度  $\theta_0$  で空気中に伝搬した光は、向かいの斜面に当たるか当たらずに空気中に散逸するかのどちらかである。これは進行角度と出発点の高さによって決定される。そこで角度によって場合分けをして考える。

・  $\theta_0 \geq \pi - \theta$  の時

進行角が斜面の傾きより急なため、光は斜面に当たらずに空気中に散逸する。

・  $\theta_0 < \pi - \theta$  の時

図 B.7 のようにパラメータを定める。△ABC に正弦定理を適用すると

$$\frac{\overline{AB}}{\sin \angle ACB} = \frac{\overline{AC}}{\sin \angle ABC}$$

より

$$\frac{h_B / \cos \theta}{\sin(\pi - \theta - \theta_0)} = \frac{h_C / \cos \theta}{\sin(\theta_0 - \theta)}$$

なので最終的に

$$h_C = h_B \frac{\sin(\theta_0 - \theta)}{\sin(\theta_0 + \theta)} \quad (\text{B.4})$$

が得られる。また、空气中に散逸するか否かの境界となる高さ  $h_B = h_b$  は  $h_C$  にピラミッドの高さ  $h$  を代入して得られ

$$h_b = h \frac{\sin(\theta_0 + \theta)}{\sin(\theta_0 - \theta)} \quad (\text{B.5})$$

である。この高さより高い点を出発した光は空气中に散逸する。

## B.6 物質中の伝搬

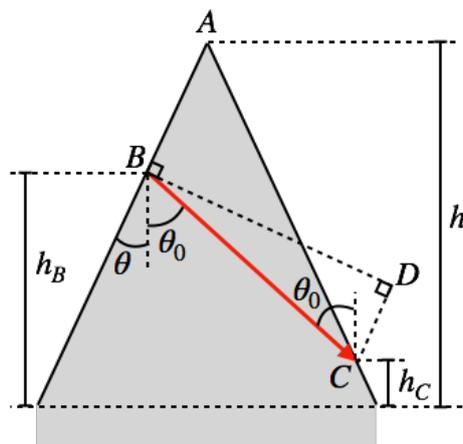


図 B.8: 物質中の伝搬

物質中の場合も空气中での議論とほぼ同じで一部が底面の導体に当たり、残りは向かいの斜面に当たる。今回も角度によって場合分けされる。

・  $\theta_0 \leq \theta$  の時

進行角が斜面の傾きより急なため、光は斜面に当たらずに底面の導体に当たる。

・  $\theta_0 > \theta$  の時

空气中と同じように  $\triangle ABC$  に正弦定理を適用して

$$h_C = h - (h - h_B) \frac{\sin(\theta_0 + \theta)}{\sin(\theta_0 - \theta)} \quad (\text{B.6})$$

が得られる。底面の導体に当たるか否かの境界となる高さ  $h_B = h_b$  は  $h_C = 0$  を代入して得られ

$$h_b = h - h \frac{\sin(\theta_0 - \theta)}{\sin(\theta_0 + \theta)} \quad (\text{B.7})$$

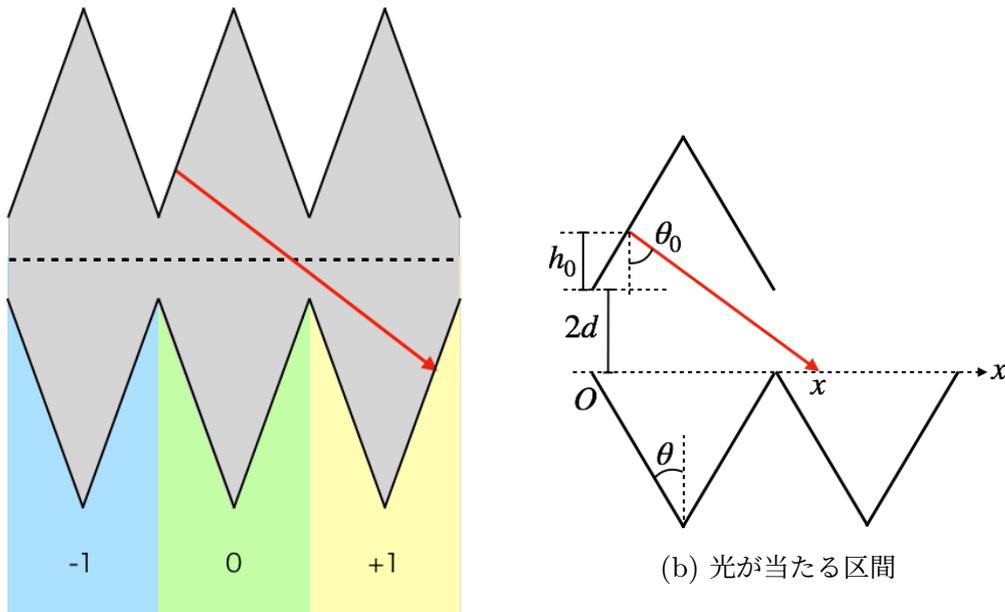
である。この高さより低い点を出発した光は底面の導体に当たる。

物質中なので、電磁波は斜面に対して潜った距離 (図 B.8 での  $\overline{BD}$ ) も知る必要がある。向かいの斜面に当たる場合は  $\overline{BD} = \overline{BC} \sin(\theta_0 + \theta)$  および  $\overline{BC} = (h_B - h_C) / \cos \theta_0$  より潜る距離は

$$(h_B - h_C) \frac{\sin(\theta_0 + \theta)}{\cos \theta_0} \quad (\text{B.8})$$

となる。

次に底面の導体に当たる時を考える。ここでは完全導体を想定しているため、物質中の光から見ると図 B.9a のように底面にもギザギザがあるように見える。



(a) 物質中の光は底面もギザギザしているように見える

折り返したモデルで、まずは光がどの区間に当たるかを計算する。区間は真下のギザギザ 1 区間を 0 とし、右に  $m$  個目の区間を  $m$  とする (左の区間は負の整数)。図 B.9b のように  $x$  軸を定め、その原点を区間 0 の左端にとる。この時区間  $m$  の  $x$  座標は  $2m \tan \theta \leq x < 2(m + 1) \tan \theta$  となる。

今高さ  $h_0$  の点を進行角  $\theta_0$  で進んだ時を考えると、この光が  $x$  軸座標上を通る時の値は  $h_0 \tan \theta + (h_0 + 2d) \tan \theta_0$  となる。これより光が当たる区間  $m$  は

$$m = \left\lfloor \frac{h_0 \tan \theta + (h_0 + 2d) \tan \theta_0}{2h \tan \theta} \right\rfloor \quad (\text{B.9})$$

となる。

最後にある区間に入射した光が右面に当たるか左面に当たるか考える。

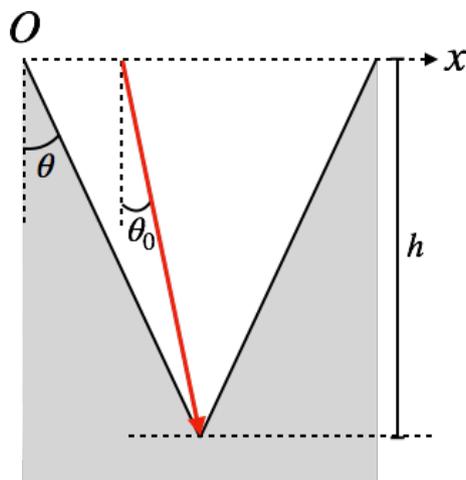


図 B.10: ある 1 区間の断面図

図 B.10 はある 1 区間を抜き出した図である。区間の左端を原点にとる。進行角を  $\theta_0$  とすると、図の右面に当たるか左面に当たるかは以下のように決定される。

- $\theta_0 \geq \theta$

この場合全ての光は右面に当たる。

- $\theta_0 < \theta$

この場合は  $x$  の位置に依存し、 $0 \leq x \leq h(\tan \theta - \tan \theta_0)$  ならば左面に当たり、 $x > h(\tan \theta - \tan \theta_0)$  ならば右面に当たる。

なお、底面のギザギザから見ると入射角は  $\theta_0 \rightarrow \pi - \theta_0$  に変化する。

次に底面の右面と左面に当たる場合の高さを求める。

・右面

図 B.11a から  $\overline{AB} = \overline{AC} \sin \theta = 2d \sin \theta$ 。また  $\overline{CD} = \overline{CG} \sin 2\theta = h / \cos \theta \times \sin 2\theta = 2h \sin \theta$ 。

これを踏まえて、右から  $m$  番目の右斜面間に当たるまでに、光が AE 斜面からの潜る深さ ( $\overline{EF}$ ) は  $\overline{EF} = \overline{AB} + m\overline{CD} = 2(d + (m + 1) \sin \theta)$  となる。これより赤い線分の長さは  $\overline{EF} / \cos(\pi/2 - \theta - \theta_1) = 2(d + (m + 1) \sin \theta) / \sin(\theta + \theta_1)$  となる。

また、赤線の長さは  $(h_0 + h_1 + 2d) / \cos \theta$  とも書ける。これらを連立して解けば

$$h_1 = \frac{2(d + (m + 1)h) \tan \theta}{\tan \theta + \tan \theta_1} - h_0 - 2d \quad (\text{B.10})$$

が得られる。

光が斜面に対して潜る距離は  $\overline{EF}$  より

$$2(d + (m + 1) \sin \theta) \quad (\text{B.11})$$

となる。

・左面

図 B.11b で考える。右に  $m$  番目の左斜面に当たる時、 $\overline{AB} = \overline{AB} \tan \theta_1 + h_0 \tan \theta = h_1 \tan \theta + 2mh \tan \theta$  である。これを解いて

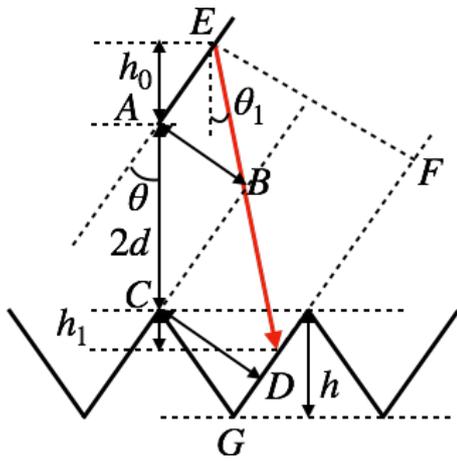
$$h_1 = \frac{(h_0 - 2mh) \tan \theta + (h_0 + 2d) \tan \theta_1}{\tan \theta - \tan \theta_1} \quad (\text{B.12})$$

となる。

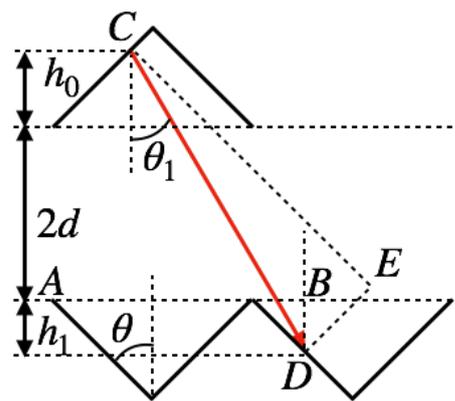
次に光が斜面に対して潜る距離  $\overline{CE}$  は  $\overline{CD} = (h_0 + h_1 + 2d) / \cos \theta_1 = 2(h_0 + d_m h) \sin \theta / \sin(\theta - \theta_1)$  を使って

$$\overline{CD} \cos(\pi/2 - \theta - \theta_1) = 2(h_0 + d - mh) \frac{\sin(\theta + \theta_1)}{\sin(\theta - \theta_1)} \quad (\text{B.13})$$

が得られる。



(a) 底面の右面に当たる場合



(b) 底面の左面に当たる場合

# 付録 C フーリエ分光法

東北大学での透過率測定は光の干渉を利用したフーリエ分光法を利用している。本章ではフーリエ分光法の原理について説明する。

本章の説明には東北大学の官野史靖氏の修士論文 [16] を参考にした。

## C.1 フーリエ分光法の原理

光は波の性質を持っているために重なり合った二つの光は干渉し、それらが同位相の場合は強めあい逆位相の場合は弱めあう。

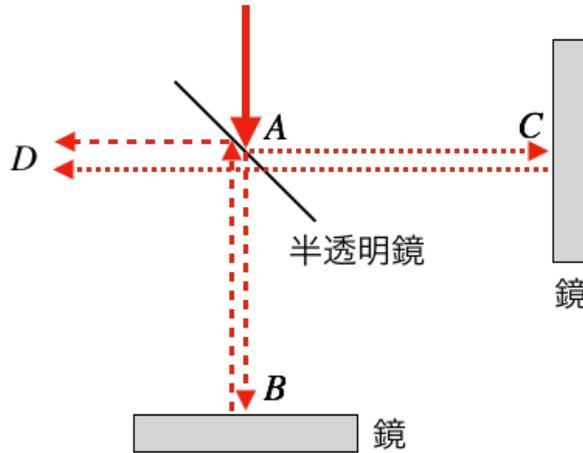


図 C.1: 干渉の模式図

これを踏まえて図 C.1 の模型を考える。点 A に角周波数  $\omega$  の光が入射した時、光は半透明鏡で半分に分かれ、それぞれが鏡に反射したのちに再び点 D で重なり合う。点 D で時刻  $t$  に重ね合わさる光の電場の波動関数は、点 B を経由した方と点 C を経由した方でそれぞれ  $E_B \exp(j(\omega t - \frac{\omega}{c}(2\overline{AB} + \overline{AD})) + \delta)$ 、 $E_C \exp(j(\omega t - \frac{\omega}{c}(2\overline{AC} + \overline{AD})) + \delta)$  とすると点 D での強度は

$$\begin{aligned}
 & \left| E_B \exp(j(\omega t - \frac{\omega}{c}(2\overline{AB} + \overline{AD})) + \delta) + E_C \exp(j(\omega t - \frac{\omega}{c}(2\overline{AC} + \overline{AD})) + \delta) \right|^2 \\
 &= \left| \exp(j(\omega t - \frac{\omega}{c}\overline{AD} + \delta)) \right|^2 \left| E_B \exp\left(-j\left(\frac{\omega}{c}2\overline{AB}\right)\right) + E_C \exp\left(-j\left(\frac{\omega}{c}2\overline{AC}\right)\right) \right|^2 \\
 &= E_B^2 + E_C^2 + 2E_B E_C \cos\left(\frac{\omega}{c}2(\overline{AB} - \overline{AC})\right)
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

となり、二つの経路の光路差  $|2(\overline{AB} - \overline{AC})|$  と角周波数によって強度が変化する。

ここで点 B の鏡を一定速度で前進・後退させつつ点 D で干渉の様子を観察した時、(C.1) 式から高周波数を持つ光の方が干渉の様子が早く変化していく事が分かる。これを利用すれば、入射波の角周波数が不明でも鏡を移動させつつ測定を行えば、その干渉の様子から周波数の情報が得られる。干渉は三角関数で変化するため、フーリエ変換をすればある一つの周波数でピークが立つ。

ここまでは入射波がただ一つの周波数を持つ場合だったが連続的な周波数の光を観測しても原理は同じである。連続的な周波数分布を持つ光源の場合、得られたデータは複数の周波数が異なる三角関数の重ね合わせとなる。したがって、鏡を移動させて得られた光路差に応じて現れる干渉パターンを、光路差でフーリエ変換することで光源の周波数分布が得られる。これがフーリエ分光法である。

## C.2 マーチンパプレット型フーリエ分光器

半透明ガラスで強度で反射波と透過波に分割する場合、反射率と透過率は波長に依存するため、複数周波数で半分・半分にする事は難しい。

またそれが達成できても点 D に到達した時の光のパワーは半分になってしまう。これを解決するフーリエ分光器として、半透明ガラスの代わりにワイヤーグリッドを使うマーチンパプレット型フーリエ分光器 (Martin-Puplett Fourier Transform) という方法があり、東北大ではこれを使用している。

ワイヤーグリッドは金属のワイヤーを平行に複数張ったものでワイヤー間隔の 2 倍より長い波長を持つ光に対し、ワイヤーに平行な成分を反射し垂直な成分を透過させる。これにより、ワイヤー間隔より十分波長が長いミリ波に対しては入射波を反射と透過で半分ずつに分割でき、かつ L 字鏡を組み合わせる事で、光量の全てを利用できる。東北大の FTS ではワイヤー間隔  $25\mu\text{m}$  のワイヤーグリッドを使用しているので、ミリ波 (波長  $1\text{mm}$  以上) に対して十分に長い。

図 C.2 はマーチンパプレット型フーリエ分光器の模型である。図 C.1 との違いは以下ようになる。

1. 半透明ガラスの代わりにワイヤーグリッド (点 A)
2. 平面鏡の代わりに L 字鏡 (点 B, C)
3. 検出器手前にワイヤーグリッド (点 D)
4. 入射前にワイヤーグリッド (点 E)

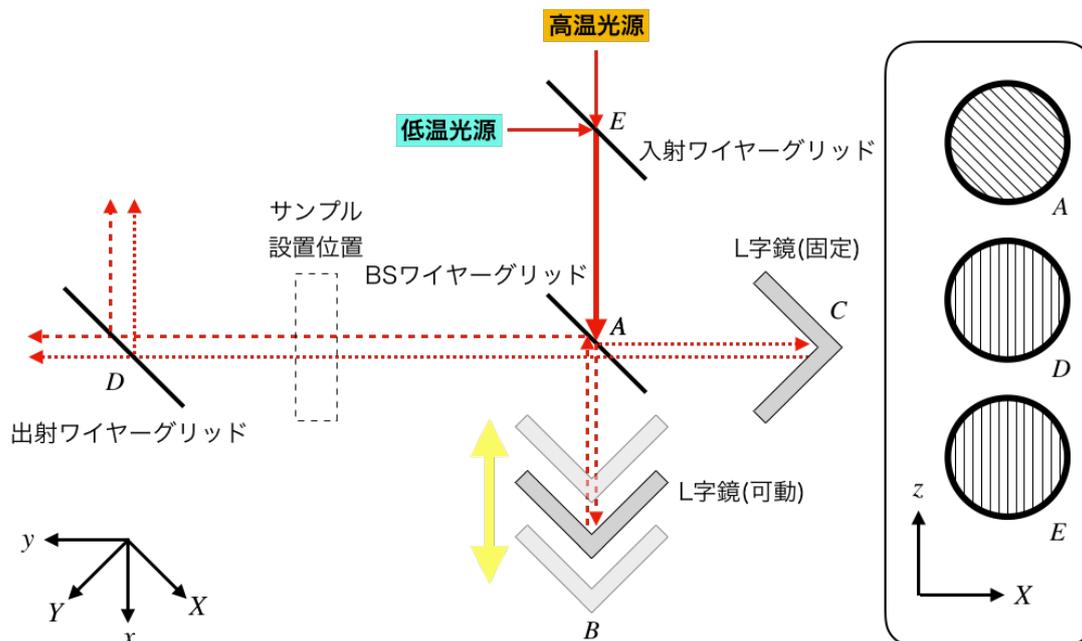


図 C.2: マーチンパレット型フーリエ分光器。右図は Xz 軸から見たワイヤーグリッドを表す。

それぞれについて詳細を下に記述していく。

- ・半透明ガラス代わりのワイヤーグリッド (Beam Splitter, Beam Combiner ワイヤーグリッド)

ワイヤーグリッドは図 C.2 のように鉛直軸から 45 度傾いているが、これは次で説明する L 字鏡の為である。

- ・L 字鏡

平面鏡ではある方向に偏光している光は偏光方向を変えずに反射する。したがって再びワイヤーグリッドに当たる時に最初反射したものは再び反射し、透過したものは再び透過してしまうので、検出器のある点 D の方に光が行かない。

これは図 C.3 のような L 字鏡を利用する事で解決できる。図中のように入射波が鉛直軸とある角度を持って偏光していた場合、反射波の偏光方向は鉛直軸と光の進行方向のなす平面に対して折り返した方向に変化する。なので鉛直軸と 45 度傾いていた偏光は帰りは逆方向になって反射・透過が入れ替わる。これによって光を検出器の方に移動させる事ができる。

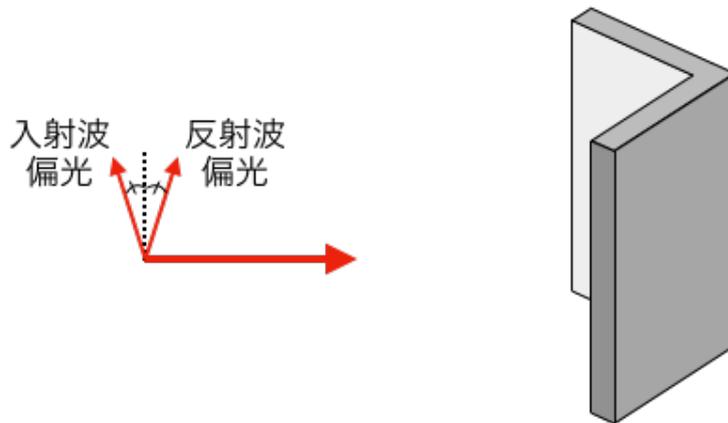


図 C.3: L 字鏡によって偏光が反転している様子

- ・ 検出器前のワイヤーグリッド (出射ワイヤーグリッド)

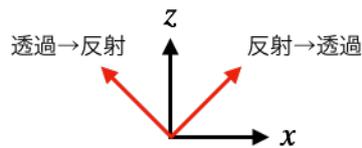


図 C.4: 出射波の偏光方向

ワイヤーグリッドを使った為に透過→反射と反射→透過した光は偏光が 90 度ずれており、偏光方向は図 C.4 のようになっている。ここで座標系は図 C.2 と同じである。干渉を起こすには二つの波が重なっている必要があるので  $x, z$  方向のそれぞれの干渉を計算する。

透過→反射した光の振幅の大きさを  $E_{tr}$ 、反射→透過した光の振幅の大きさを  $E_{rt}$  をとする。まず  $z$  方向の干渉を考えると、これは (C.1) 式で  $E_B \rightarrow E_{tr}/\sqrt{2}, E_C \rightarrow E_{rt}/\sqrt{2}$  としたものなので強度は

$$(E_{tr}^2 + E_{rt}^2)/2 + E_{tr}E_{rt} \cos\left(\frac{\omega}{c}2(\overline{AB} - \overline{AC})\right) \quad (\text{C.2})$$

となる。 $x$  方向は  $E_B \rightarrow -E_{tr}/\sqrt{2}, E_C \rightarrow E_{rt}/\sqrt{2}$  より

$$(E_{tr}^2 + E_{rt}^2)/2 - E_{tr}E_{rt} \cos\left(\frac{\omega}{c}2(\overline{AB} - \overline{AC})\right) \quad (\text{C.3})$$

が得られる。

もし  $x, z$  成分を同時に観測したらそれぞれの干渉項が打ち消しあってしまう。そこで測定ではこれらの成分を別々にする為に検出器の手前にワイヤーグリッドの偏光軸が鉛直軸に沿って置かれる。これが検出器の手前にワイヤーグリッドが設置される理由となる。

・入射前のワイヤーグリッド (入射ワイヤーグリッド)

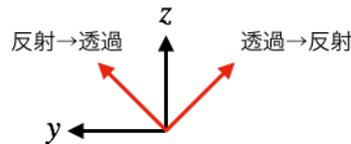


図 C.5: 入射波の偏光方向

入射前にワイヤーグリッドが無いと、シグナルを見る事ができない。図 C.2 のように入射ワイヤーグリッドの上に高温光源、左に低温光源を設置し、高温光源と低温光源の電場をそれぞれ  $E_h, E_c$  とする。そうすると入射ワイヤーグリッドから出た電場は  $z$  成分が  $E_h$ 、 $y$  成分が  $E_c$  となる。入射波は図 C.5 のように透過、反射をするために「透過→反射」する電場と「反射→透過」する電場はそれぞれ  $E_{tr} = -E_h/\sqrt{2} + E_c/\sqrt{2}$ ,  $E_{rt} = E_h/\sqrt{2} + E_c/\sqrt{2}$  となる。これより (C.2) と (C.3) 式は

$$(E_v^2 + E_h^2)/2 - (E_h^2 - E_v^2)/2 \cos\left(\frac{\omega}{c}2(\overline{AB} - \overline{AC})\right) \quad (C.4)$$

$$(E_v^2 + E_h^2)/2 + (E_h^2 - E_v^2)/2 \cos\left(\frac{\omega}{c}2(\overline{AB} - \overline{AC})\right) \quad (C.5)$$

と書き直される。この式から分かることは  $E_h^2 - E_c^2$  が大きい方が干渉項が大きくなるという事であり、高温熱源と低温熱源の温度差が大きい方が良い。

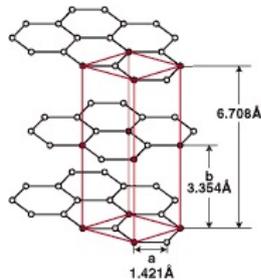
東北大では高温光源として 6,000 K の高圧水銀灯、低温光源に 300 K の電波吸収体を使用している。これらは温度の安定性が高く、測定結果の信頼度を担保している。

## 付録 D 使用粉末の物性情報

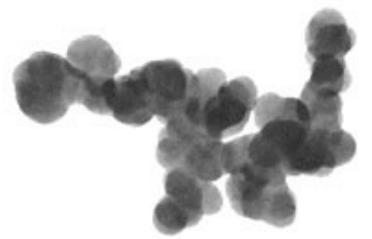
ここでは本研究で使用した粉末の物性情報等について載せる。製造会社は以下の通りであり、粉末の更なる詳細はリンク先を参照。

### ・製造会社

- SUS：東洋アルミニウム株式会社 [17]
- 黒鉛：伊藤黒鉛工業株式会社 [18]
- カーボンブラック：三菱ケミカル株式会社 [19]
- カーボンナノファイバー：株式会社アルメディオ [20]
- 炭素繊維 K223HE, K223HM：三菱ケミカル株式会社 [21]  
および代理店ナガセエレクトクス株式会社 [22]
- カーボンナノチューブ：ゼオンナノテクノロジー株式会社 [23]

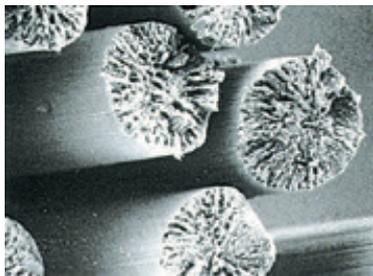


(a) 黒鉛の原子模型 [24]

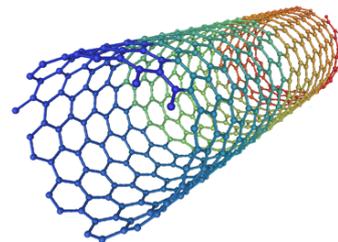


© Mitsubishi Chemical Corporation.

(b) カーボンブラックの顕微鏡写真 [19]



(c) 炭素繊維の顕微鏡写真 [21]



(d) カーボンナノチューブの原子模型 [25]

表 D.1 は粉末材料を樹脂材料に混合する場合に、stycast 樹脂に球状 SUS を 20% 加えた材料と同じくらいになる質量割合についてまとめたもの。質量割合は表面の様子やかき混ぜた時の手応え (粘性) から主観的に決定した。

セルに 2 つ数字があるものは左が測定した質量割合、右が stycast + 球状 SUS 20% と同じ粘性になる質量割合を表す。

表 D.1: 粉末材料と樹脂材料の混合割合一覧

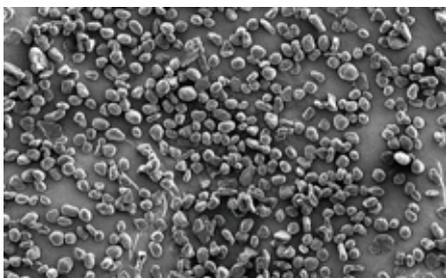
粉末材料	樹脂材料			
	stycast	CR112	EP20R	
SUS 球状	20%	50%	40%	75%
SUS 扁平状	7%	23%	20%	50%
黒鉛 SG-BL40	14%	40%	20%	50%
黒鉛 Z-50	4%	14%	8%	25%
黒鉛 PC99-300M	3.5%	12%	7%	24%
黒鉛 EC300	1%	4%	2%	7%
黒鉛 AGB-604	5%	18%	10%	32%
カーボンブラック #3230B	0.7%	3%	1%	4%
カーボンブラック MA230	0.7%	5%	2.5%	9%
カーボンブラック #10	2%	6%	2%	7%
カーボンブラック #95	1.2%	8%	3.5%	12%
カーボンブラック MA600	0.7%	4%	2%	7%
カーボンブラック #2600	0.5%	5%	3.5%	12%
炭素繊維 カーボンナノファイバー	0.7%	4%	2%	7%
炭素繊維 K223HM	2%	3%	0.5%	31%
炭素繊維 K223HE	0.15%	1%	0.2%	5%
カーボンナノチューブ SG101	0.2%	0.9%	0.3%	1.2%

表 D.2: 本研究に使用した粉末材料の粒子径比較

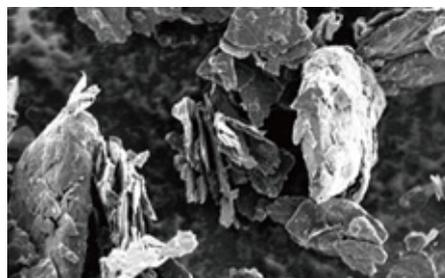
粉末		製品名	粒子径* <sup>1</sup>	
SUS	球状	RD19-3532	10 $\mu\text{m}$	
	扁平状	RFA6500	17 $\mu\text{m}$	
黒鉛	球状黒鉛	SG-BL40	38 $\mu\text{m}$	
	鱗片状黒鉛	Z-50	48 $\mu\text{m}$	
	熱分解黒鉛	PC99-300M	38 $\mu\text{m}$	
	膨張化黒鉛	EC300	39 $\mu\text{m}$	
	人造黒鉛	AGB-604	44 $\mu\text{m}$	
カーボン ブラック	導電性	#3230B	23 nm	
	良流動性	MA230	30 nm	
	汎用カラー	#10	75 nm	
	汎用カラー	#95	40 nm	
	中級カラー	MA600	20 nm	
	高級カラー	#2600	13 nm	
炭素繊維	カーボンナノファイバー		200 ~ 800 nm	1 ~ 20 $\mu\text{m}$
	ミルドファイバー	K223HM	11 $\mu\text{m}$	57 $\mu\text{m}$
	チョップドファイバー	K223HE	11 $\mu\text{m}$	6 mm
カーボンナノチューブ		SG101	3 ~ 5 nm	100 ~ 600 $\mu\text{m}$

\*<sup>1</sup> 繊維系は粒子径が2つあるが、左が繊維径、右が繊維長を表す。

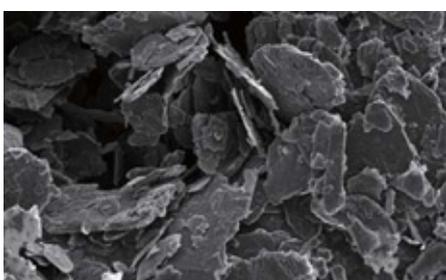
・顕微鏡写真



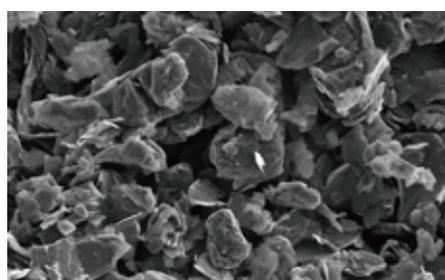
(a) 球状黒鉛 [18]



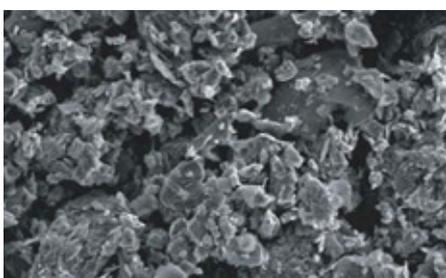
(b) 鱗片状黒鉛 [18]



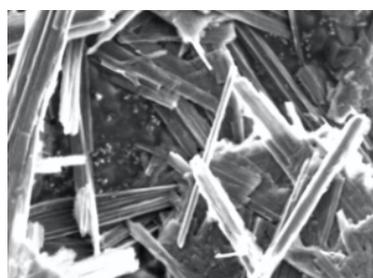
(c) 熱分解黒鉛 [18]



(d) 膨張化黒鉛 [18]



(e) 人造黒鉛 [18]



(f) カーボンナノファイバー [20]

# 付録 E 測定結果一覧

この章では載せきれなかった測定結果の一覧を記載する。

## E.1 屈折率・消衰係数一覧表

測定した全サンプルの測定結果を以下の表に記す。1つ目の誤差が統計誤差、2つ目の誤差が較正精度に関する系統誤差である (4.2 節参照)。

表 E.1: stycast 系サンプルの各パラメータ

粉末材料	パラメータ	300K	77K
粉末無し	$n$	$2.27 \pm 0.01 \pm 0.00$	$2.27 \pm 0.02 \pm 0.01$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.13 \pm 0.02 \pm 0.82$	$0.88 \pm 0.03 \pm 0.80$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.00 \pm 0.02 \pm 0.72$	$0.77 \pm 0.02 \pm 0.70$
	$b$	$-0.56 \pm 0.04 \pm 1.05$	$-0.67 \pm 0.09 \pm 2.10$
SUS 球状 20%	$n$	$2.57 \pm 0.01 \pm 0.01$	$2.55 \pm 0.02 \pm 0.03$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.26 \pm 0.01 \pm 0.58$	$1.21 \pm 0.02 \pm 0.59$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$0.98 \pm 0.01 \pm 0.45$	$0.95 \pm 0.02 \pm 0.46$
	$b$	$-0.17 \pm 0.03 \pm 0.54$	$-0.13 \pm 0.04 \pm 0.57$
SUS 扁平状 7%	$n$	$2.75 \pm 0.01 \pm 0.01$	$2.72 \pm 0.01 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.37 \pm 0.02 \pm 0.99$	$1.15 \pm 0.02 \pm 1.00$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.00 \pm 0.01 \pm 0.73$	$0.85 \pm 0.02 \pm 0.73$
	$b$	$-0.35 \pm 0.03 \pm 1.25$	$-0.41 \pm 0.06 \pm 2.06$
黒鉛 SG-BL40 14%	$n$	$3.12 \pm 0.12 \pm 0.00$	$3.09 \pm 0.07 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.33 \pm 0.05 \pm 0.54$	$1.88 \pm 0.06 \pm 0.53$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.50 \pm 0.07 \pm 0.35$	$1.22 \pm 0.05 \pm 0.35$
	$b$	$-0.12 \pm 0.06 \pm 0.21$	$-0.06 \pm 0.07 \pm 0.29$
黒鉛 Z-50 4%	$n$	$2.85 \pm 0.06 \pm 0.01$	$3.02 \pm 0.08 \pm 0.02$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.50 \pm 0.05 \pm 0.75$	$1.89 \pm 0.07 \pm 0.74$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.77 \pm 0.05 \pm 0.54$	$1.25 \pm 0.06 \pm 0.49$
	$b$	$0.20 \pm 0.05 \pm 0.37$	$0.69 \pm 0.09 \pm 0.66$

表 E.1: stycast 系サンプルの各パラメータ

粉末材料	パラメータ	300K	77K
黒鉛 PC99-300M 3.5%	$n$	$3.27 \pm 0.02 \pm 0.01$	$3.27 \pm 0.09 \pm 0.83$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.03 \pm 0.03 \pm 0.75$	$1.70 \pm 0.07 \pm 0.43$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.25 \pm 0.02 \pm 0.46$	$1.05 \pm 0.05 \pm 0.01$
	$b$	$0.25 \pm 0.04 \pm 0.52$	$0.63 \pm 0.10 \pm 0.36$
黒鉛 EC300 1%	$n$	$3.20 \pm 0.04 \pm 0.02$	$3.19 \pm 0.05 \pm 0.86$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.14 \pm 0.04 \pm 0.73$	$1.88 \pm 0.04 \pm 0.40$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.34 \pm 0.03 \pm 0.45$	$1.18 \pm 0.03 \pm 0.09$
	$b$	$0.80 \pm 0.06 \pm 0.63$	$0.99 \pm 0.06 \pm 0.36$
黒鉛 AGB-604 5%	$n$	$2.99 \pm 0.06 \pm 0.01$	$3.06 \pm 0.12 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.73 \pm 0.05 \pm 0.79$	$2.34 \pm 0.10 \pm 0.79$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.84 \pm 0.05 \pm 0.54$	$1.54 \pm 0.09 \pm 0.53$
	$b$	$0.25 \pm 0.05 \pm 0.35$	$0.47 \pm 0.11 \pm 0.50$
カーボンブラック #3230B 0.7%	$n$	$2.36 \pm 0.00 \pm 0.00$	$2.35 \pm 0.01 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.05 \pm 0.02 \pm 0.68$	$0.93 \pm 0.03 \pm 0.72$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$0.89 \pm 0.01 \pm 0.58$	$0.79 \pm 0.02 \pm 0.61$
	$b$	$-0.71 \pm 0.04 \pm 0.07$	$-0.73 \pm 0.08 \pm 0.28$
カーボンブラック MA230 0.7%	$n$	$2.29 \pm 0.00 \pm 0.00$	$2.28 \pm 0.01 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$0.69 \pm 0.01 \pm 0.50$	$0.55 \pm 0.02 \pm 0.51$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$0.60 \pm 0.01 \pm 0.44$	$0.48 \pm 0.02 \pm 0.45$
	$b$	$-0.44 \pm 0.04 \pm 0.85$	$-0.58 \pm 0.09 \pm 2.72$
カーボンブラック #10 2%	$n$	$2.29 \pm 0.01 \pm 0.01$	$2.26 \pm 0.02 \pm 0.01$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.63 \pm 0.02 \pm 0.73$	$1.49 \pm 0.04 \pm 0.76$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.43 \pm 0.02 \pm 0.64$	$1.33 \pm 0.03 \pm 0.68$
	$b$	$-0.70 \pm 0.03 \pm 0.15$	$-0.76 \pm 0.06 \pm 0.24$

表 E.1: stycast 系サンプルの各パラメータ

粉末材料	パラメータ	300K	77K
カーボンブラック #95 1.2%	$n$	$2.33 \pm 0.00 \pm 0.01$	$2.29 \pm 0.01 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.02 \pm 0.02 \pm 0.74$	$0.91 \pm 0.03 \pm 0.80$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$0.88 \pm 0.01 \pm 0.64$	$0.80 \pm 0.03 \pm 0.70$
	$b$	$-0.77 \pm 0.04 \pm 0.41$	$-0.98 \pm 0.08 \pm 0.80$
カーボンブラック MA600 0.7%	$n$	$2.27 \pm 0.01 \pm 0.01$	$2.23 \pm 0.01 \pm 0.01$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.08 \pm 0.01 \pm 0.73$	$0.92 \pm 0.03 \pm 0.76$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$0.96 \pm 0.01 \pm 0.64$	$0.83 \pm 0.02 \pm 0.69$
	$b$	$-0.48 \pm 0.04 \pm 0.73$	$-0.65 \pm 0.08 \pm 1.33$
カーボンブラック #2600 0.5%	$n$	$2.21 \pm 0.00 \pm 0.01$	$2.19 \pm 0.01 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$0.98 \pm 0.01 \pm 0.73$	$0.90 \pm 0.03 \pm 0.79$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$0.88 \pm 0.01 \pm 0.66$	$0.82 \pm 0.03 \pm 0.72$
	$b$	$-0.59 \pm 0.04 \pm 0.87$	$-0.96 \pm 0.10 \pm 0.94$
炭素繊維 CNF 0.7%	$n$	$2.64 \pm 0.01 \pm 0.00$	$2.61 \pm 0.02 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.07 \pm 0.01 \pm 0.63$	$1.04 \pm 0.03 \pm 0.64$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$0.81 \pm 0.01 \pm 0.47$	$0.80 \pm 0.02 \pm 0.49$
	$b$	$-0.05 \pm 0.03 \pm 0.83$	$0.24 \pm 0.07 \pm 1.09$
炭素繊維 K223HM 2%	$n$	$3.13 \pm 0.44 \pm 0.07$	$3.15 \pm 0.19 \pm 0.12$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$4.95 \pm 0.42 \pm 1.07$	$4.22 \pm 0.16 \pm 1.04$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$3.25 \pm 0.56 \pm 0.67$	$2.72 \pm 0.20 \pm 0.60$
	$b$	$0.60 \pm 0.19 \pm 0.33$	$0.77 \pm 0.09 \pm 0.41$
炭素繊維 K223HE 15%	$n$	$2.97 \pm 0.02 \pm 1.05$	$2.92 \pm 0.03 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$6.57 \pm 0.11 \pm 0.32$	$6.44 \pm 0.10 \pm 1.44$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$4.65 \pm 0.10 \pm 2.62$	$4.64 \pm 0.10 \pm 1.12$
	$b$	$-2.11 \pm 0.04 \pm 0.22$	$-2.16 \pm 0.04 \pm 0.39$
カーボン ナノチューブ 0.2%	$n$	$2.12 \pm 0.06 \pm 0.01$	$2.08 \pm 0.07 \pm 0.02$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.92 \pm 0.05 \pm 0.83$	$2.14 \pm 0.06 \pm 0.83$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.80 \pm 0.10 \pm 0.83$	$2.09 \pm 0.09 \pm 0.82$
	$b$	$-0.23 \pm 0.03 \pm 0.25$	$-0.01 \pm 0.06 \pm 0.43$

表 E.2: CR112 系サンプルの各パラメータ

粉末材料	パラメータ	推定値 $\pm$ 統計誤差 $\pm$ 系統誤差
粉末無し	$n$	$2.68 \pm 0.05 \pm 1.13$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$3.14 \pm 0.07 \pm 0.40$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.38 \pm 0.07 \pm 1.28$
	$b$	$-0.06 \pm 0.05 \pm 0.07$
球状 SUS 50%	$n$	$3.91 \pm 0.35 \pm 0.03$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$4.44 \pm 0.26 \pm 0.93$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.30 \pm 0.26 \pm 0.48$
	$b$	$0.01 \pm 0.13 \pm 0.21$
扁平状 SUS 23%	$n$	$4.32 \pm 0.26 \pm 0.03$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$4.44 \pm 0.18 \pm 0.95$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.07 \pm 0.15 \pm 0.44$
	$b$	$0.15 \pm 0.11 \pm 0.25$
黒鉛 SG-BL40 40%	$n$	$5.03 \pm 4.72 \pm 0.02$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$9.45 \pm 1.71 \pm 1.42$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$3.89 \pm 3.99 \pm 0.63$
	$b$	$-0.08 \pm 0.31 \pm 0.15$
黒鉛 Z-50 14%	$n$	$4.33 \pm 0.55 \pm 0.04$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$9.20 \pm 0.56 \pm 2.07$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$4.45 \pm 0.68 \pm 1.10$
	$b$	$0.03 \pm 0.12 \pm 0.23$
黒鉛 PC99-300M 12%	$n$	$6.00 \pm 3.54 \pm 1.53$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$8.91 \pm 0.87 \pm 0.51$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$3.04 \pm 1.90 \pm 0.86$
	$b$	$0.06 \pm 0.35 \pm 0.06$
黒鉛 EC300 4%	$n$	$4.63 \pm 0.52 \pm 0.12$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$11.88 \pm 1.15 \pm 2.87$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$5.50 \pm 0.93 \pm 1.34$
	$b$	$0.30 \pm 0.16 \pm 0.26$

表 E.2: CR112 系サンプルの各パラメータ

粉末材料	パラメータ	推定値 $\pm$ 統計誤差 $\pm$ 系統誤差
黒鉛 AGB-604 18%	$n$	$4.37 \pm 1.18 \pm 0.05$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$9.53 \pm 1.09 \pm 1.80$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$4.58 \pm 1.47 \pm 0.97$
	$b$	$0.26 \pm 0.22 \pm 0.22$
カーボンブラック #3230B 3%	$n$	$2.44 \pm 0.41 \pm 0.02$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$4.61 \pm 0.41 \pm 1.24$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$3.92 \pm 0.79 \pm 1.13$
	$b$	$-0.36 \pm 0.17 \pm 0.21$
カーボンブラック MA230 5%	$n$	$2.94 \pm 0.03 \pm 0.07$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$3.59 \pm 0.06 \pm 1.97$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.48 \pm 0.05 \pm 1.35$
	$b$	$0.11 \pm 0.04 \pm 0.93$
カーボンブラック #10 6%	$n$	$5.48 \pm 0.58 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$4.39 \pm 0.78 \pm 1.07$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.61 \pm 0.34 \pm 0.40$
	$b$	$-0.07 \pm 0.45 \pm 0.22$
カーボンブラック #95 8%	$n$	$2.28 \pm 0.07 \pm 0.04$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$4.62 \pm 0.07 \pm 1.49$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$4.24 \pm 0.15 \pm 1.37$
	$b$	$-0.44 \pm 0.03 \pm 0.27$
カーボンブラック MA600 4%	$n$	$2.50 \pm 0.06 \pm 0.01$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$3.80 \pm 0.10 \pm 1.39$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$3.12 \pm 0.12 \pm 1.17$
	$b$	$-0.21 \pm 0.06 \pm 0.33$

表 E.2: CR112 系サンプルの各パラメータ

粉末材料	パラメータ	推定値 $\pm$ 統計誤差 $\pm$ 系統誤差
カーボンブラック #2600 5%	$n$	$2.32 \pm 0.10 \pm 0.02$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$4.09 \pm 0.15 \pm 1.57$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$3.65 \pm 0.22 \pm 1.43$
	$b$	$-0.52 \pm 0.08 \pm 0.29$
炭素繊維 CNF 4%	$n$	$4.16 \pm 0.44 \pm 0.01$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$8.40 \pm 0.60 \pm 1.90$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$4.21 \pm 0.58 \pm 1.01$
	$b$	$-0.24 \pm 0.16 \pm 0.18$
カーボンナノチューブ 0.9%	$n$	$4.19 \pm 0.49 \pm 1.04$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$4.53 \pm 0.24 \pm 0.37$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.18 \pm 0.29 \pm 0.49$
	$b$	$0.12 \pm 0.14 \pm 0.08$

表 E.3: EP20R 系サンプルの各パラメータ

粉末材料	パラメータ	推定値 ± 統計誤差 ± 系統誤差
粉末無し	$n$	$1.91 \pm 0.01 \pm 0.24$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$0.37 \pm 0.01 \pm 0.27$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$0.39 \pm 0.01 \pm 0.27$
	$b$	$-0.76 \pm 0.04 \pm 0.97$
球状 SUS 40%	$n$	$2.26 \pm 0.02 \pm 0.03$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.89 \pm 0.04 \pm 0.71$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.68 \pm 0.04 \pm 0.62$
	$b$	$-0.56 \pm 0.05 \pm 0.25$
扁平状 SUS 20%	$n$	$2.50 \pm 0.01 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.50 \pm 0.03 \pm 0.75$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.20 \pm 0.02 \pm 0.61$
	$b$	$-0.23 \pm 0.05 \pm 0.56$
黒鉛 SG-BL40 20%	$n$	$2.40 \pm 0.04 \pm 0.01$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$3.74 \pm 0.06 \pm 1.37$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$3.20 \pm 0.08 \pm 1.21$
	$b$	$0.01 \pm 0.04 \pm 0.44$
黒鉛 Z-50 8%	$n$	$2.48 \pm 0.02 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.95 \pm 0.03 \pm 0.84$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.58 \pm 0.03 \pm 0.69$
	$b$	$0.11 \pm 0.03 \pm 0.54$
黒鉛 PC99-300M 7%	$n$	$2.42 \pm 0.02 \pm 0.01$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.58 \pm 0.03 \pm 1.11$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.15 \pm 0.03 \pm 0.94$
	$b$	$-0.42 \pm 0.03 \pm 0.38$
黒鉛 EC300 2%	$n$	$2.15 \pm 0.03 \pm 0.02$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.25 \pm 0.05 \pm 1.22$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.12 \pm 0.05 \pm 1.15$
	$b$	$0.04 \pm 0.05 \pm 0.79$

表 E.3: EP20R 系サンプルの各パラメータ

粉末材料	パラメータ	推定値 $\pm$ 統計誤差 $\pm$ 系統誤差
黒鉛 AGB-604 10%	$n$	$2.51 \pm 0.06 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.35 \pm 0.05 \pm 0.70$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.88 \pm 0.06 \pm 0.56$
	$b$	$-0.03 \pm 0.05 \pm 0.31$
カーボンブラック #3230B 1%	$n$	$1.75 \pm 0.02 \pm 0.01$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.40 \pm 0.03 \pm 0.96$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.61 \pm 0.04 \pm 1.10$
	$b$	$-0.41 \pm 0.06 \pm 0.57$
カーボンブラック MA230 2.5%	$n$	$1.90 \pm 0.03 \pm 0.03$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.79 \pm 0.06 \pm 1.42$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.90 \pm 0.07 \pm 1.50$
	$b$	$-0.21 \pm 0.08 \pm 1.10$
カーボンブラック #10 2%	$n$	$1.81 \pm 0.03 \pm 0.03$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.37 \pm 0.05 \pm 1.44$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.67 \pm 0.08 \pm 1.61$
	$b$	$-0.53 \pm 0.04 \pm 0.23$
カーボンブラック #95 3.5%	$n$	$1.85 \pm 0.02 \pm 0.04$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.79 \pm 0.04 \pm 1.40$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.96 \pm 0.05 \pm 1.53$
	$b$	$-0.51 \pm 0.05 \pm 0.77$
カーボンブラック MA600 2%	$n$	$1.77 \pm 0.01 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.10 \pm 0.02 \pm 0.78$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.25 \pm 0.02 \pm 0.88$
	$b$	$-0.69 \pm 0.04 \pm 0.64$

表 E.3: EP20R 系サンプルの各パラメータ

粉末材料	パラメータ	推定値 $\pm$ 統計誤差 $\pm$ 系統誤差
カーボンブラック #2600 3.5%	$n$	$1.70 \pm 0.02 \pm 0.02$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.79 \pm 0.03 \pm 1.38$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$2.13 \pm 0.04 \pm 1.66$
	$b$	$-0.98 \pm 0.04 \pm 0.71$
炭素繊維 CNF 2%	$n$	$2.10 \pm 0.01 \pm 0.01$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.90 \pm 0.03 \pm 1.22$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.83 \pm 0.03 \pm 1.18$
	$b$	$-0.52 \pm 0.05 \pm 0.62$
炭素繊維 K223HM 0.5%	$n$	$1.66 \pm 0.04 \pm 0.06$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$2.79 \pm 0.04 \pm 1.84$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$3.46 \pm 0.10 \pm 2.27$
	$b$	$-0.30 \pm 0.04 \pm 1.02$
炭素繊維 K223HE 0.2%	$n$	$2.13 \pm 0.02 \pm 0.02$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$3.61 \pm 0.04 \pm 1.16$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$3.49 \pm 0.05 \pm 1.13$
	$b$	$-1.48 \pm 0.03 \pm 0.40$
カーボンナノチューブ 0.3%	$n$	$1.60 \pm 0.02 \pm 0.00$
	$\kappa [\times 10^{-1}]$	$1.55 \pm 0.02 \pm 0.71$
	$\tan \delta [\times 10^{-1}]$	$1.95 \pm 0.04 \pm 0.90$
	$b$	$-0.71 \pm 0.04 \pm 0.25$

## E.2 粘度測定

本研究では一部のサンプルで粘度測定を行った。粘度測定には株式会社アタゴの VISCO と呼ばれるデジタル粘度計を使用した [29]。

粘度測定を行ったのは以下の 3 種類。

- STYCAST2850FT 樹脂単体 (STYCAST2850FT はアメリカで作製された stycast 樹脂で、本研究で今まで議論してきた stycast 樹脂は日本製の STYCAST2850FTJ。粘度は STYCAST2850FT の方が低い)
- STYCAST2850FT 樹脂 + 炭素繊維 K223HE 0.15%
- STYCAST2850FT 樹脂 + 球状 SUS 20%

粘度測定の様子は図 E.1、粘度の結果は表 E.4 に記載した。



図 E.1: VISCO デジタル粘度計での粘度測定の様子

表 E.4: 測定試料の粘度

材料	温度 [°C]	粘度 [mPa・s]
STYCAST2850FT 樹脂単体	37	$7.0 \times 10^3$
STYCAST2850FT 樹脂 + 炭素繊維 K223HE 0.15%	39	$5.9 \times 10^3$
STYCAST2850FT 樹脂 + 球状 SUS 20%	37	$32 \times 10^3$

### E.3 FTS と VNA の透過率比較

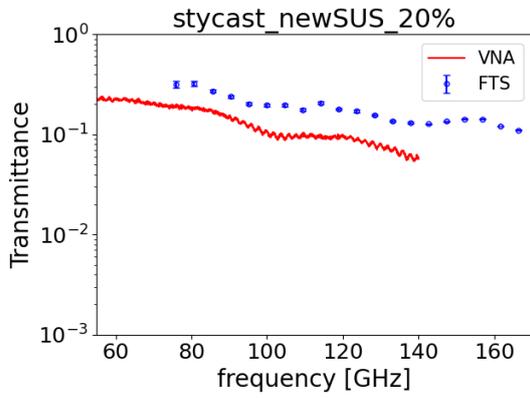


図 E.2: stycast + 球状 SUS 20%

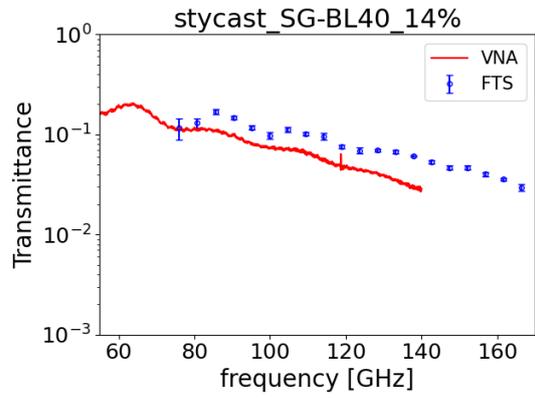


図 E.3: stycast + 黒鉛 (SG-BL40) 14%

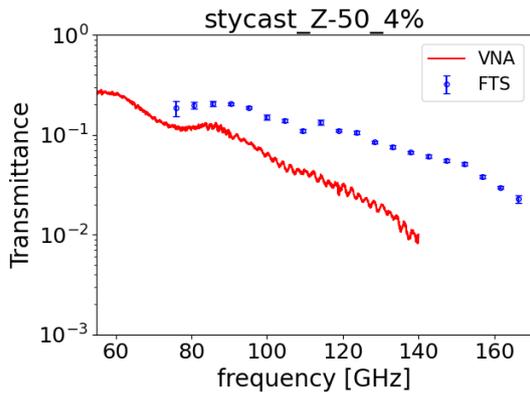


図 E.4: stycast + 黒鉛 (Z-50) 4%

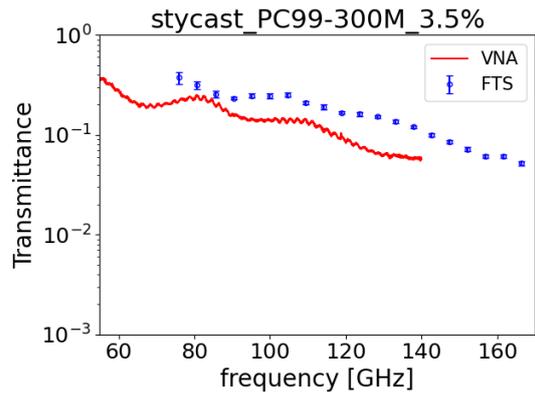


図 E.5: stycast + 黒鉛 (PC99-300M) 3.5%

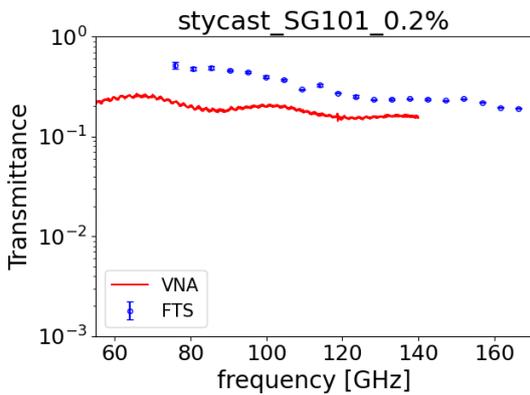


図 E.6: stycast + カーボンナノチューブ 0.2%

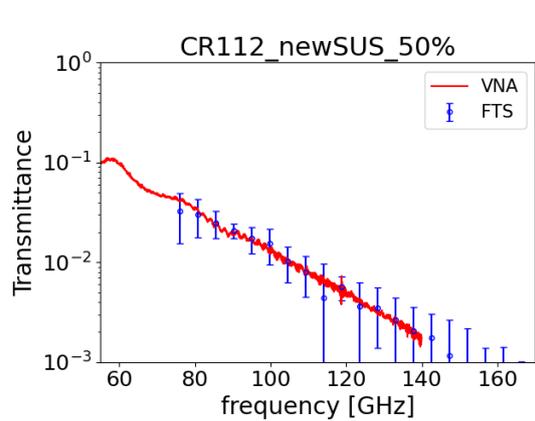


図 E.7: CR112 + 球状 SUS 50%

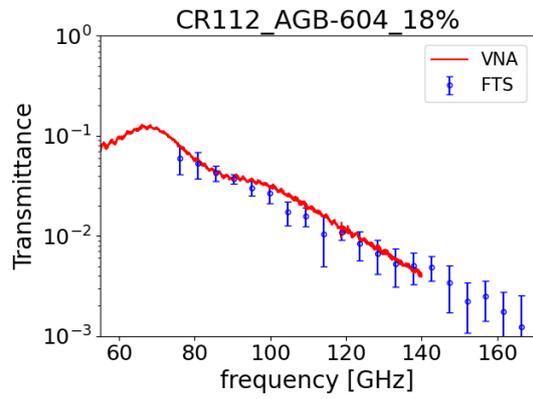
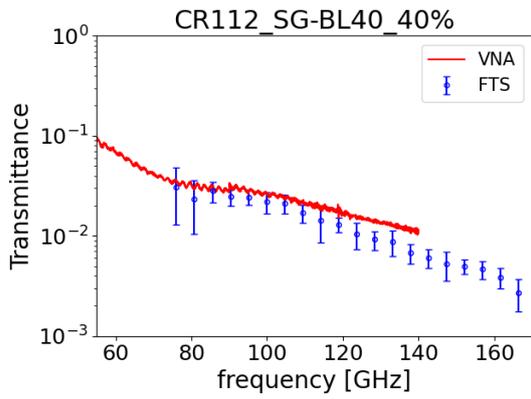


図 E.8: CR112 + 黒鉛 (SG-BL40) 40%

図 E.9: CR112 + 黒鉛 (AGB-604) 18%

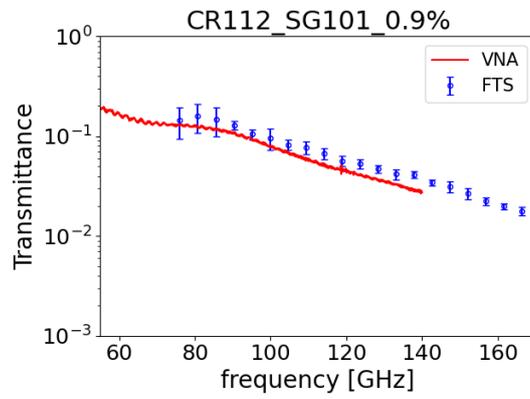
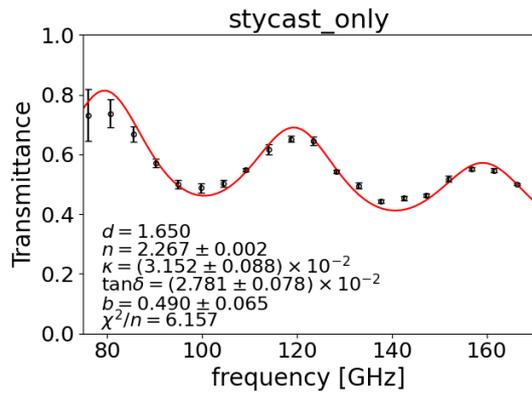


図 E.10: CR112+ カーボンナノチューブ  
0.2%

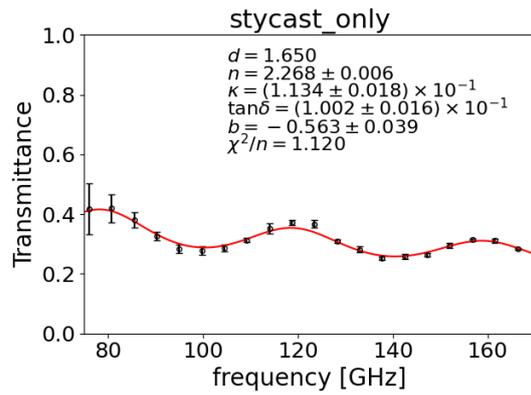
## E.4 FTS での平板透過率一覧

この節では FTS での測定結果の一覧を載せる。

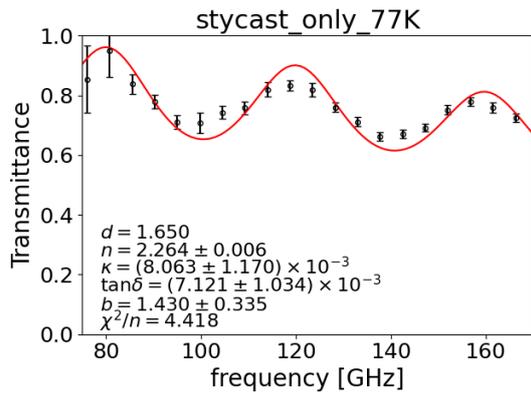
• stycast



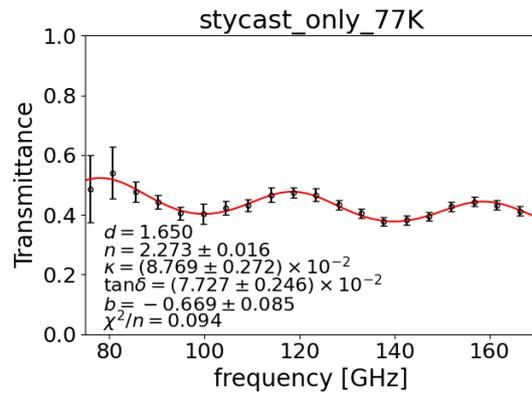
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



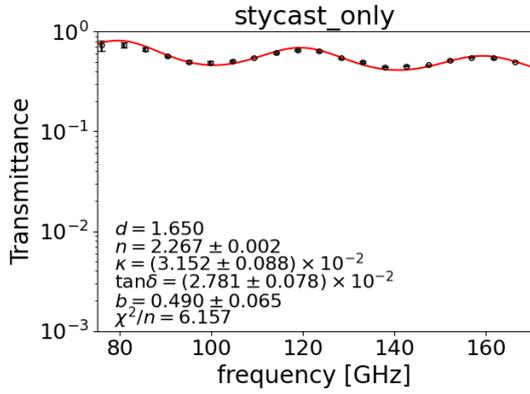
(c) 較正前, 77K



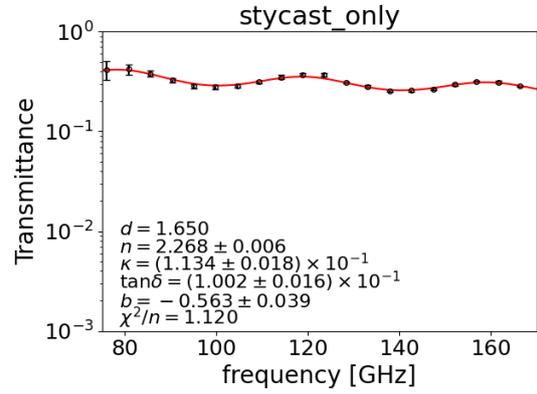
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.60	1.70	1.65	1.60	1.638

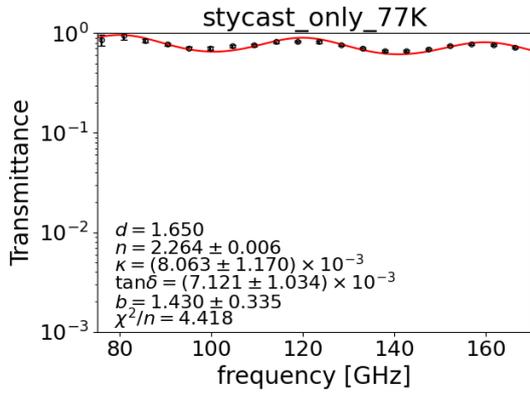
図 E.11: stycast 粉末なし 線形スケール



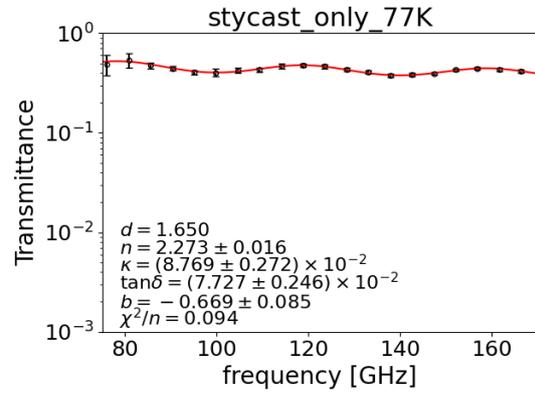
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



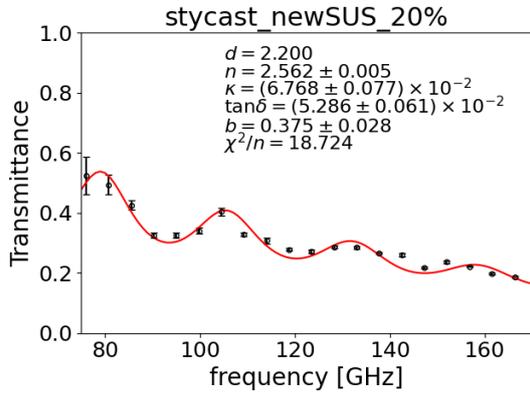
(c) 較正前, 77K



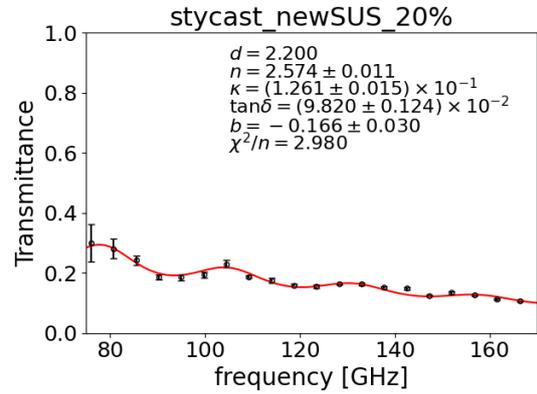
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.60	1.70	1.65	1.60	1.638

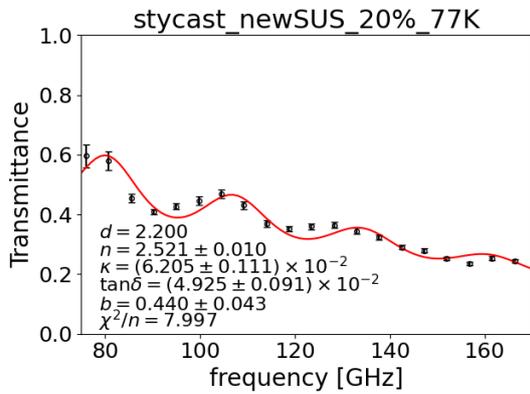
図 E.12: stycast 粉末なし 対数スケール



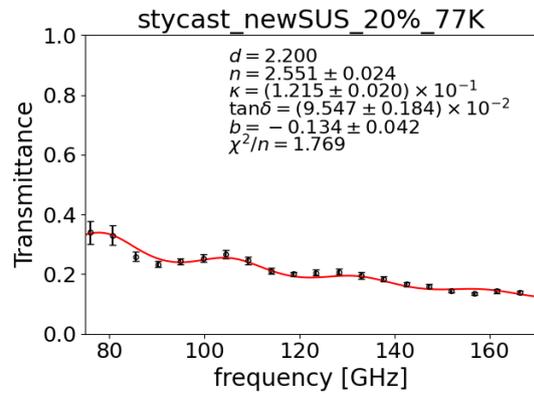
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



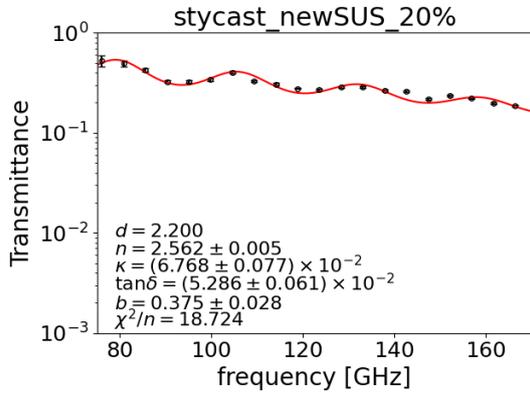
(c) 較正前, 77K



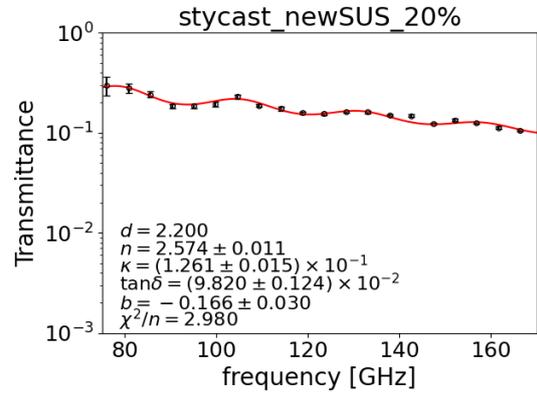
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
2.00	1.80	2.00	2.00	1.975

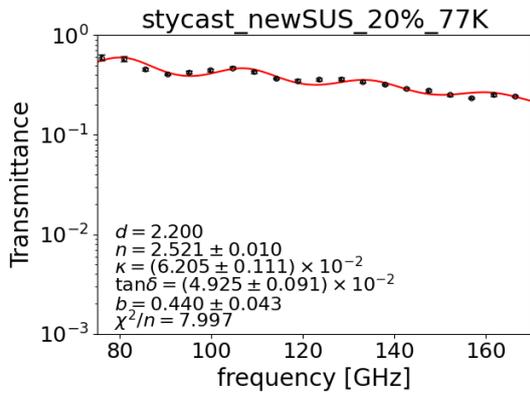
図 E.13: stycast 球状 SUS 20% 線形スケール



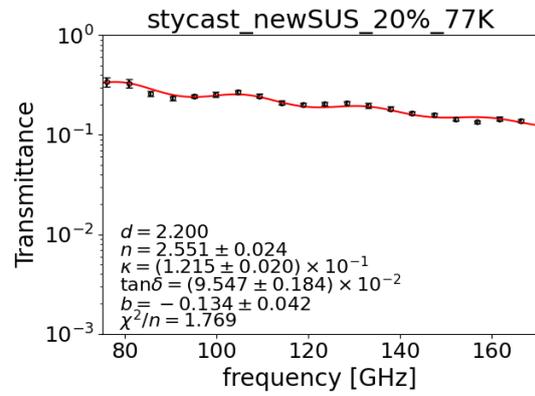
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K

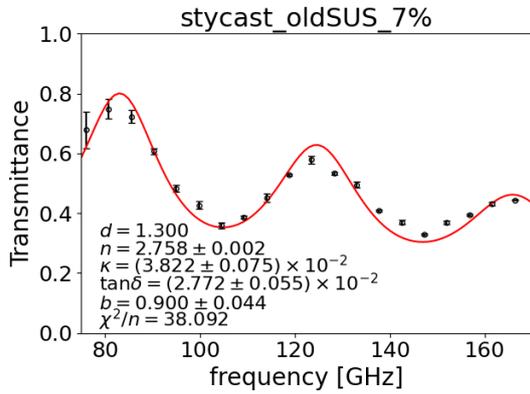


(c) 較正前, 77K

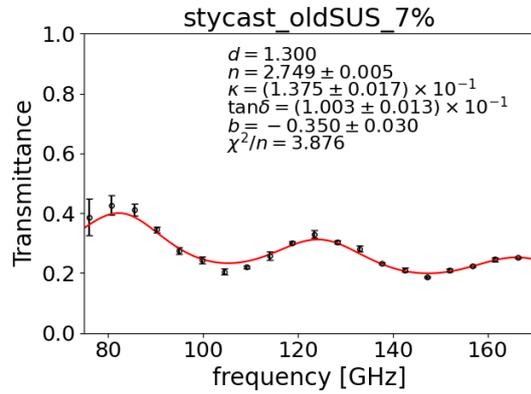


(d) 較正後, 77K

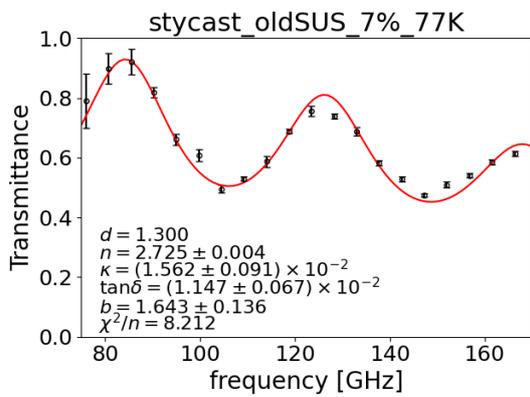
図 E.14: stycast 球状 SUS 20% 対数スケール



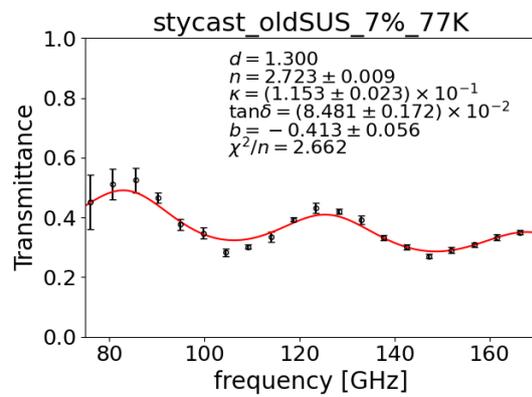
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



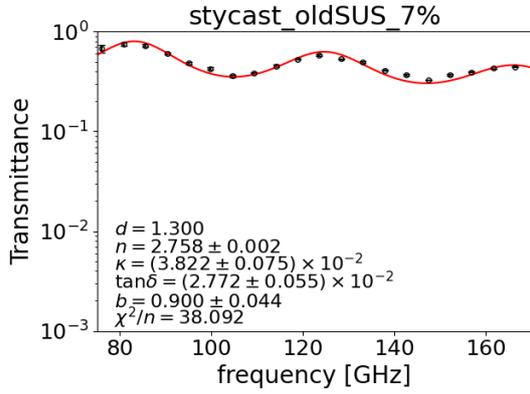
(c) 較正前, 77K



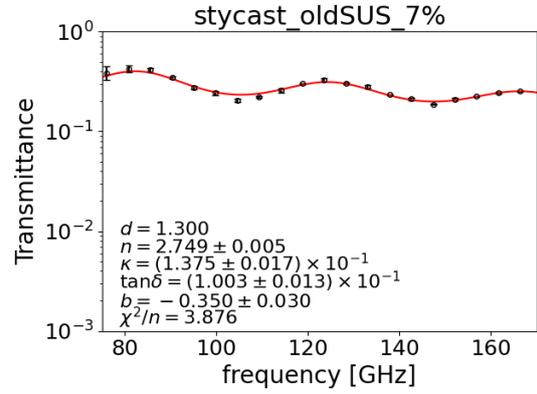
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.30	1.30	1.25	1.25	1.275

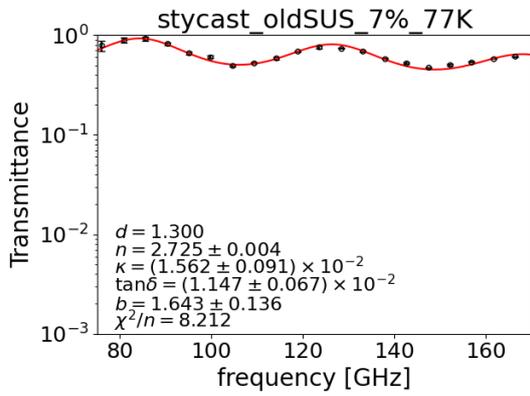
図 E.15: stycast 扁平状 SUS 7% 線形スケール



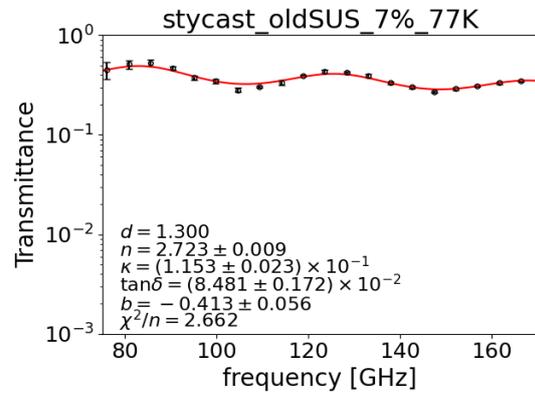
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



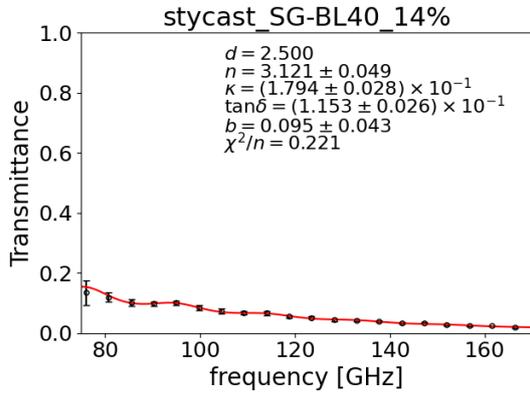
(c) 較正前, 77K



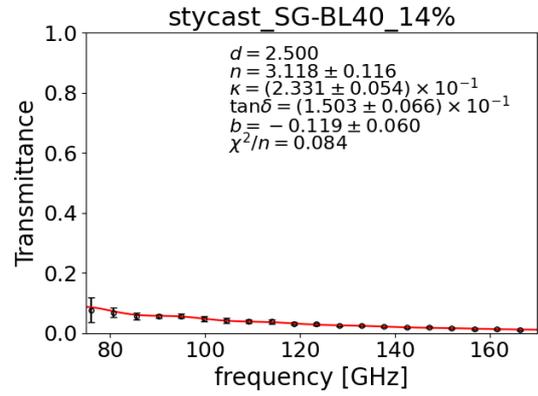
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.30	1.30	1.25	1.25	1.275

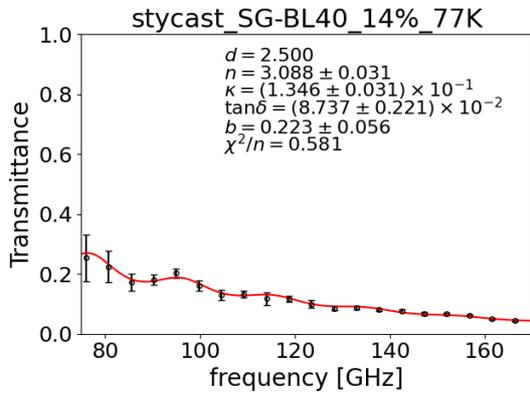
図 E.16: stycast 扁平状 SUS 7% 対数スケール



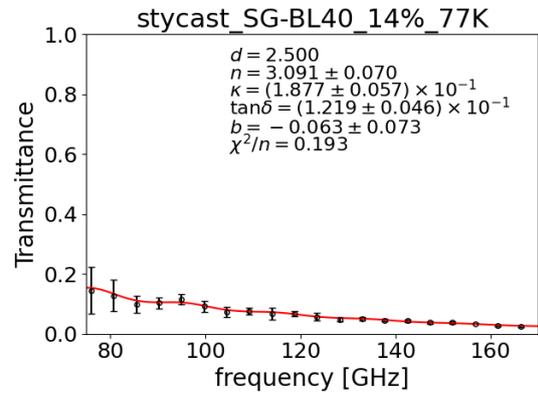
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



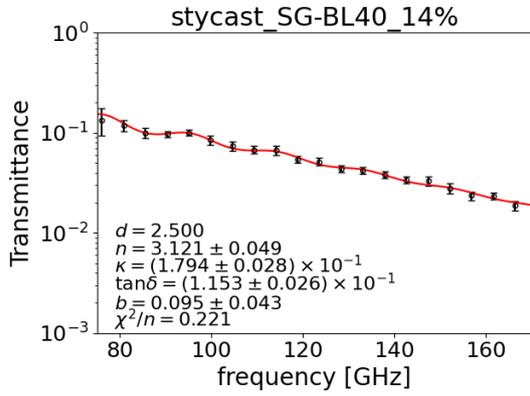
(c) 較正前, 77K



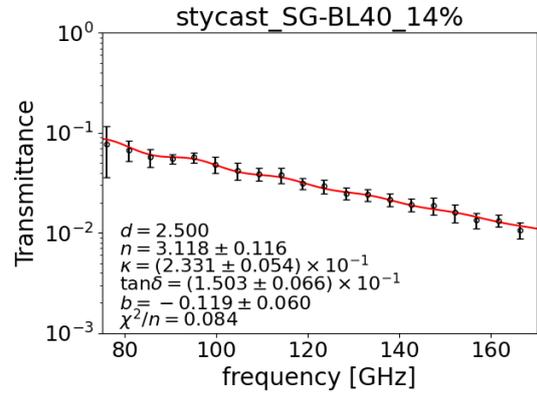
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
2.55	2.60	2.50	2.40	2.513

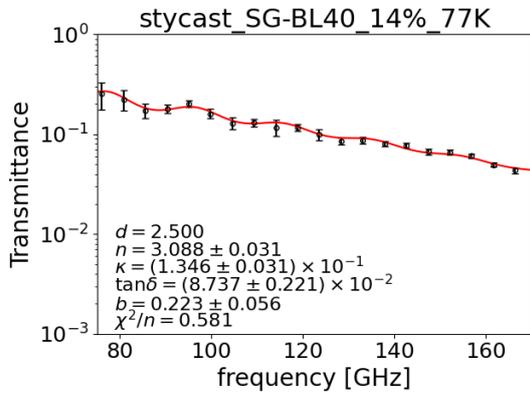
図 E.17: stycast 黒鉛 SG-BL40 14% 線形スケール



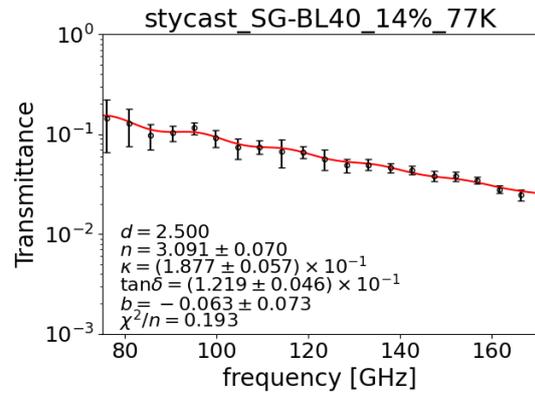
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



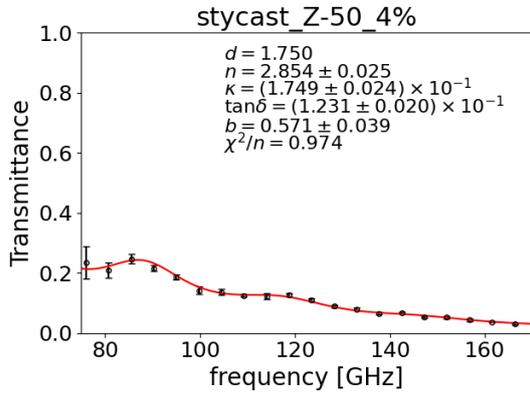
(c) 較正前, 77K



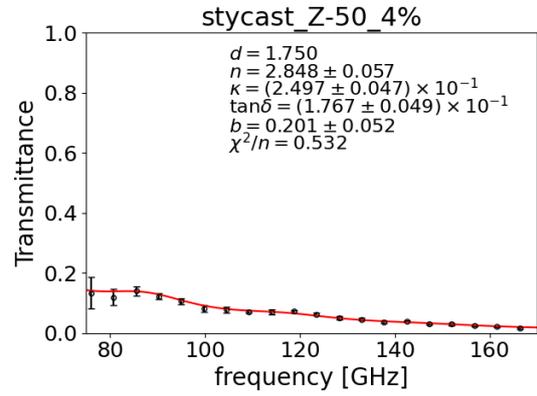
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
2.55	2.60	2.50	2.40	2.513

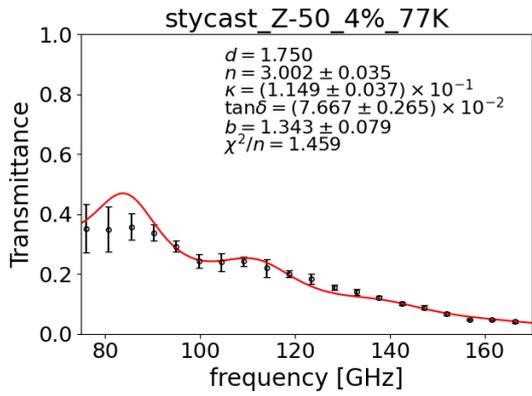
図 E.18: stycast 黒鉛 SG-BL40 14% 対数スケール



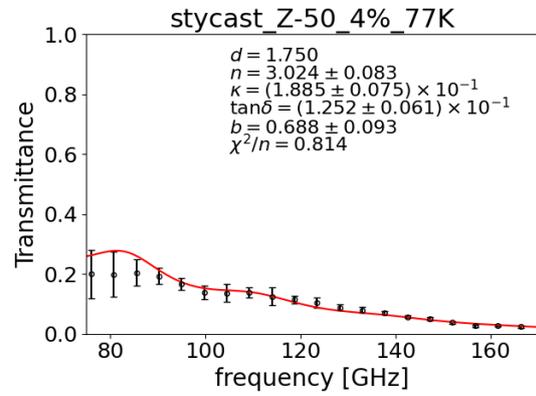
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



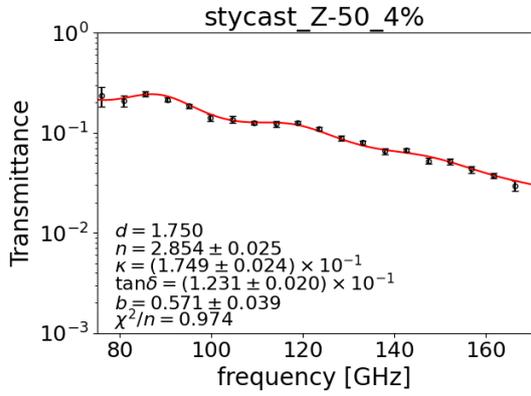
(c) 較正前, 77K



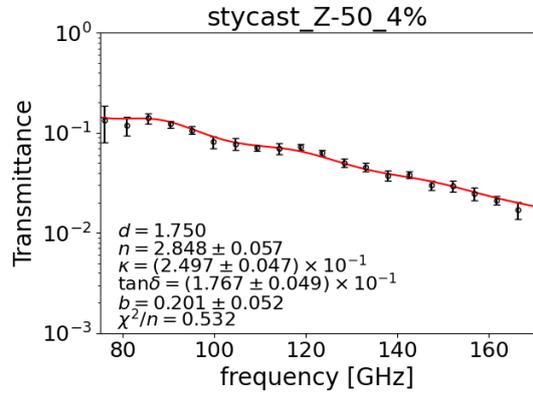
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.65	1.65	1.85	1.80	1.738

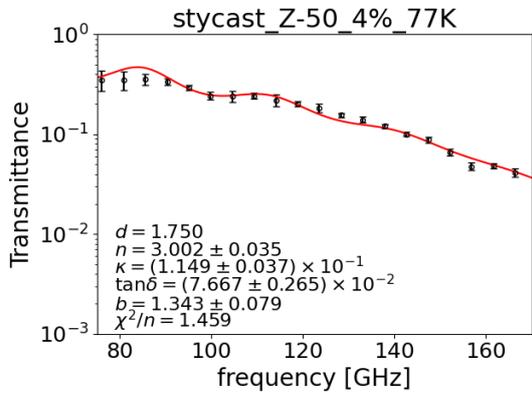
図 E.19: stycast 黒鉛 Z-50 4% 線形スケール



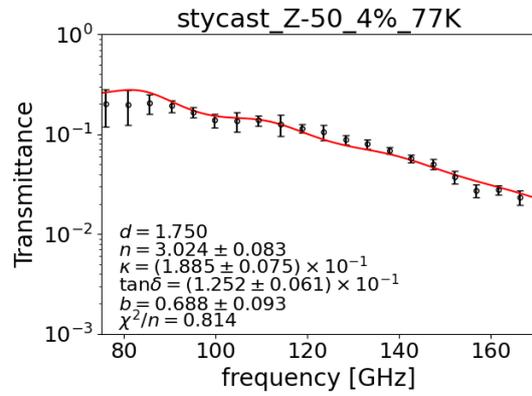
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



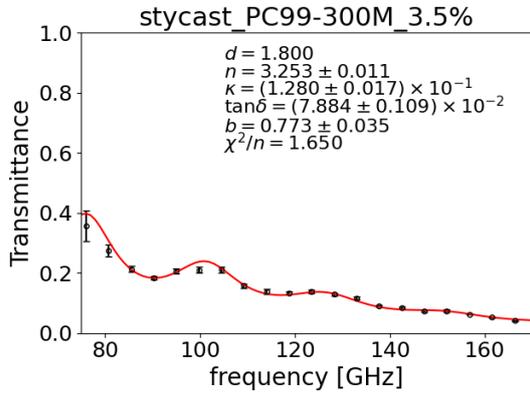
(c) 較正前, 77K



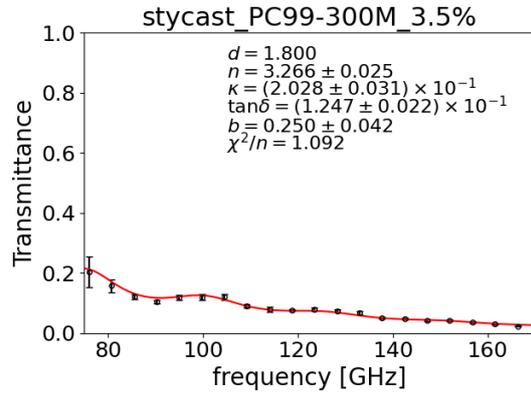
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.65	1.65	1.85	1.80	1.738

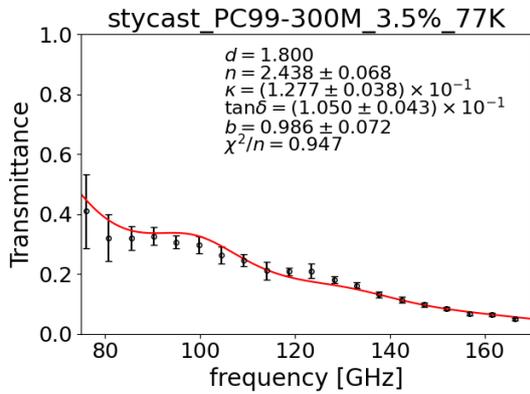
図 E.20: stycast 黒鉛 Z-50 4% 対数スケール



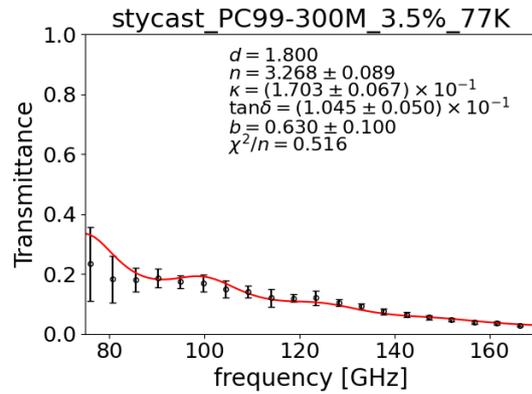
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



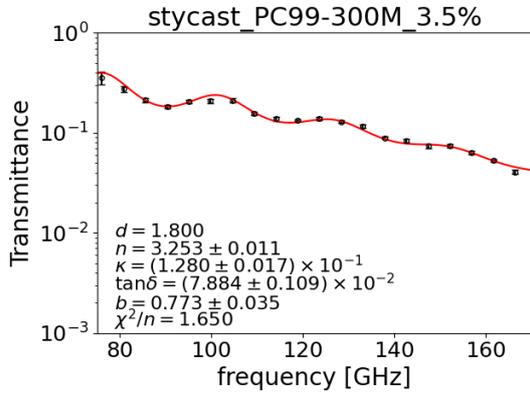
(c) 較正前, 77K



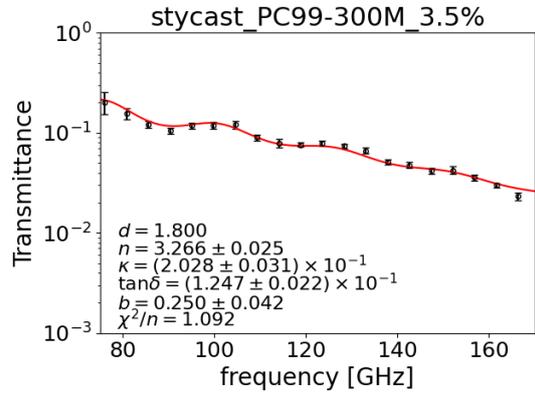
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.80	1.75	1.80	1.95	1.825

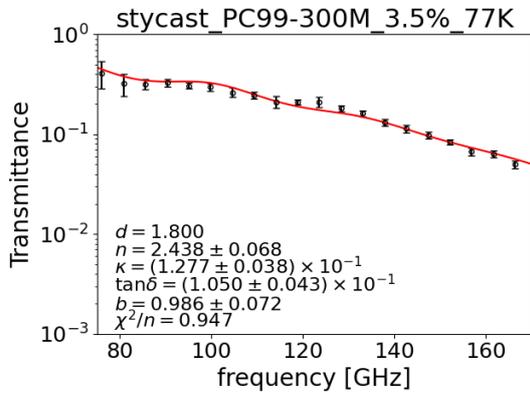
図 E.21: stycast 黒鉛 PC99-300M 3.5% 線形スケール



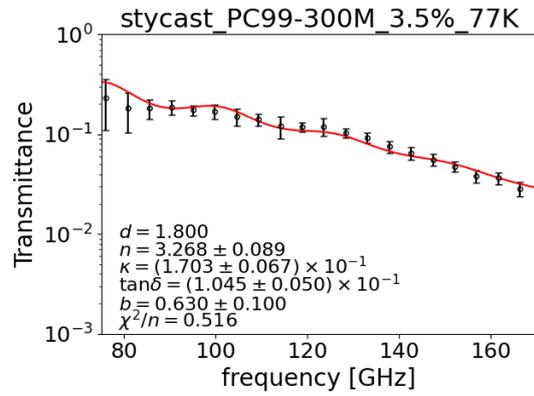
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



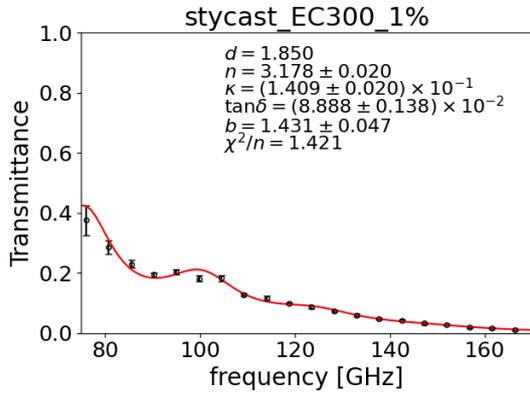
(c) 較正前, 77K



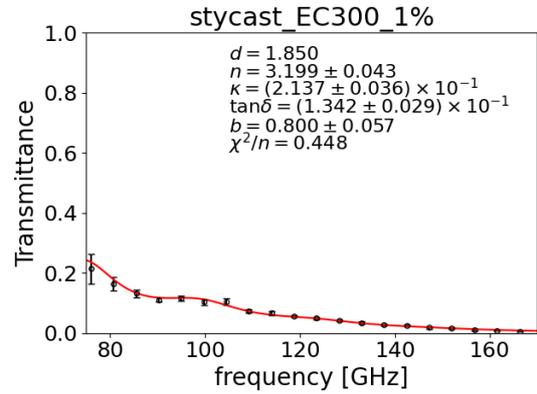
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.80	1.75	1.80	1.95	1.825

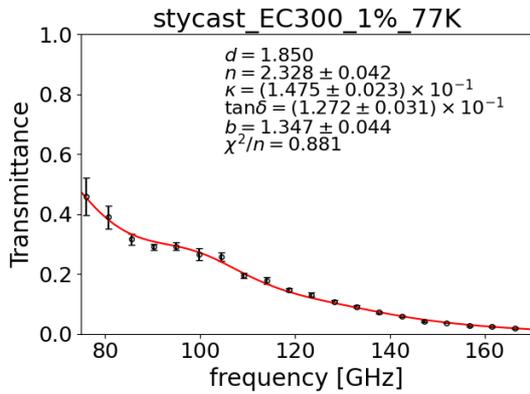
図 E.22: stycast 黒鉛 PC99-300M 3.5% 対数スケール



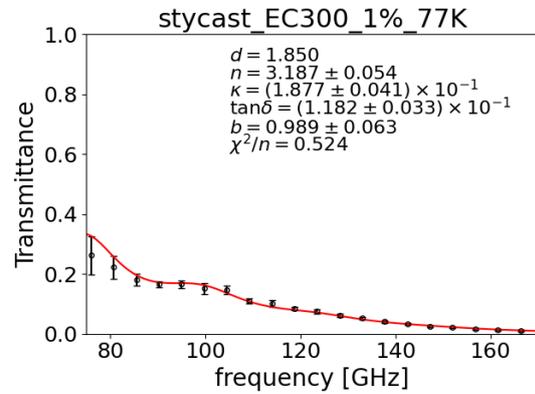
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



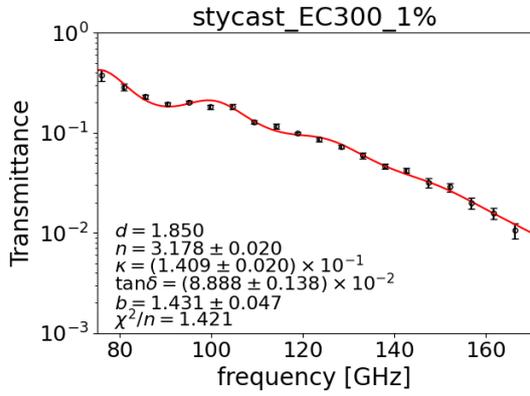
(c) 較正前, 77K



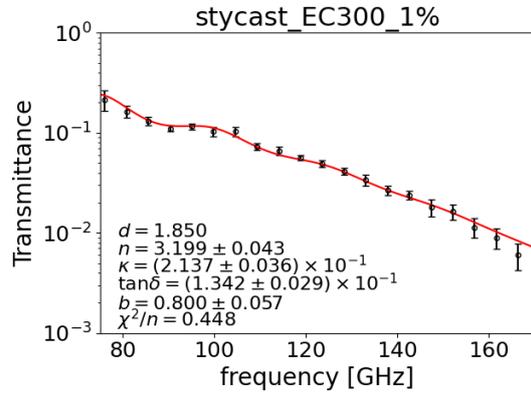
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.80	1.75	1.80	2.00	1.838

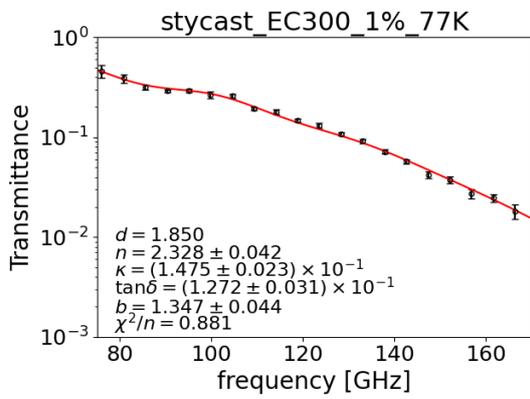
図 E.23: stycast 黒鉛 EC300 1% 線形スケール



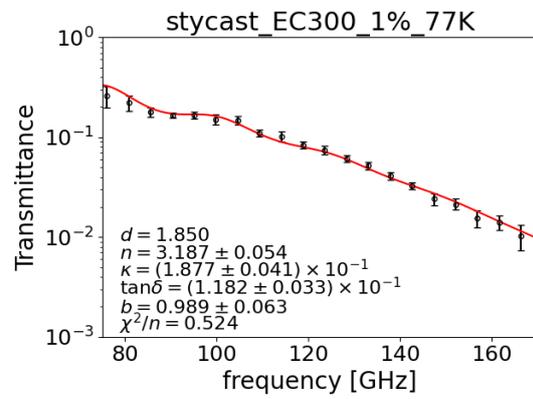
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



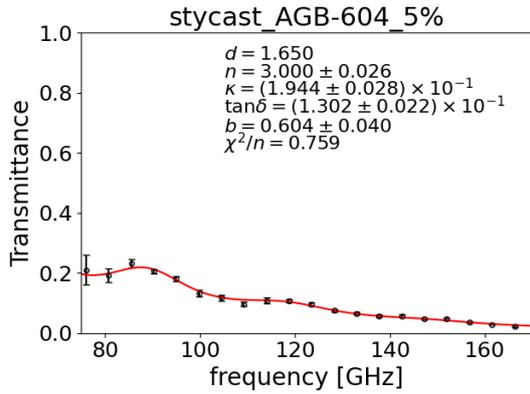
(c) 較正前, 77K



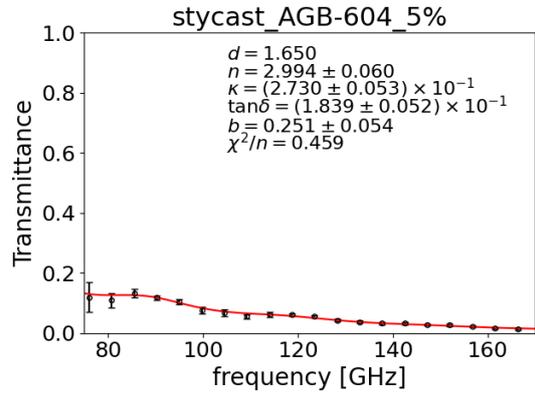
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.80	1.75	1.80	2.00	1.838

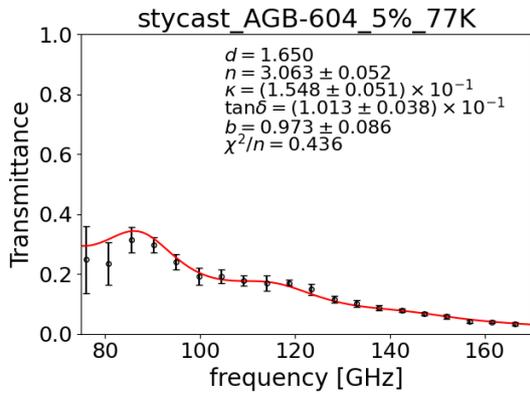
図 E.24: stycast 黒鉛 EC300 1% 対数スケール



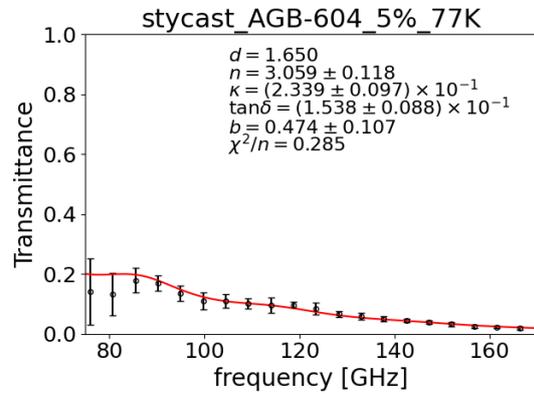
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



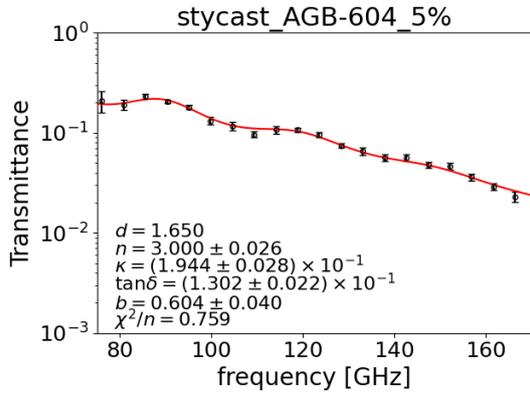
(c) 較正前, 77K



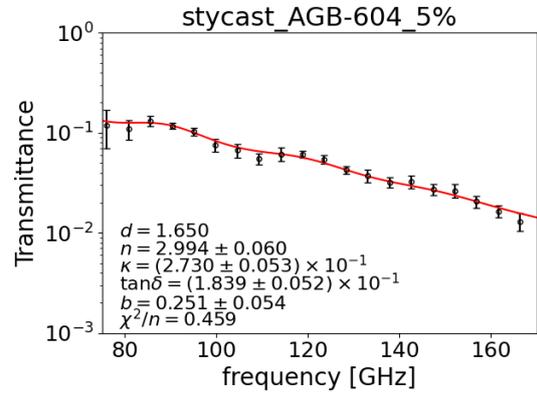
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.65	1.60	1.65	1.70	1.650

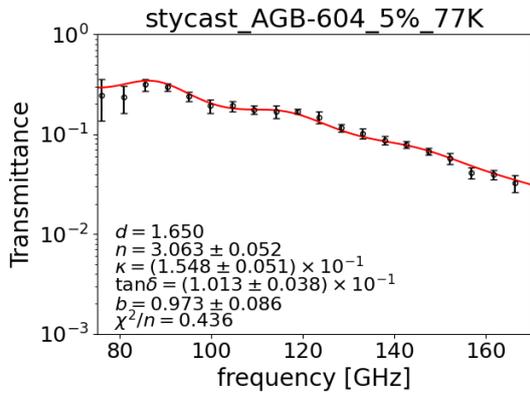
図 E.25: stycast 黒鉛 AGB-604 5% 線形スケール



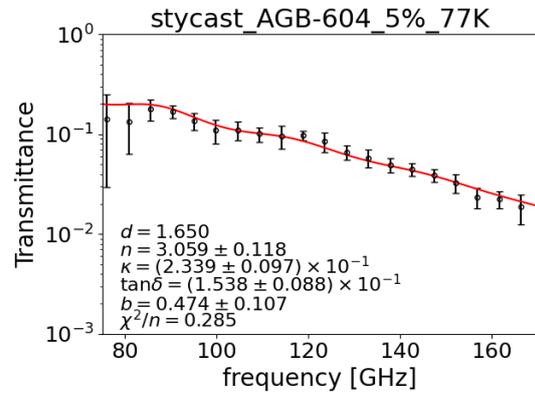
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



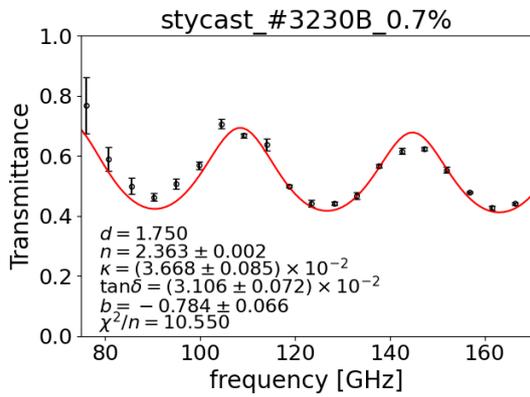
(c) 較正前, 77K



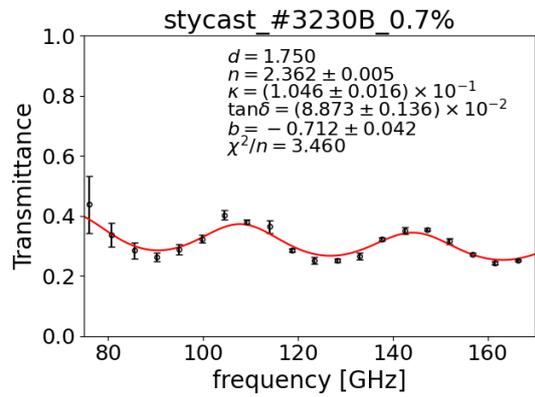
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.65	1.60	1.65	1.70	1.650

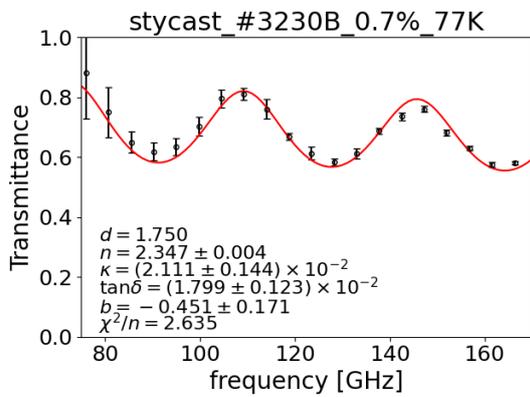
図 E.26: stycast 黒鉛 AGB-604 5% 対数スケール



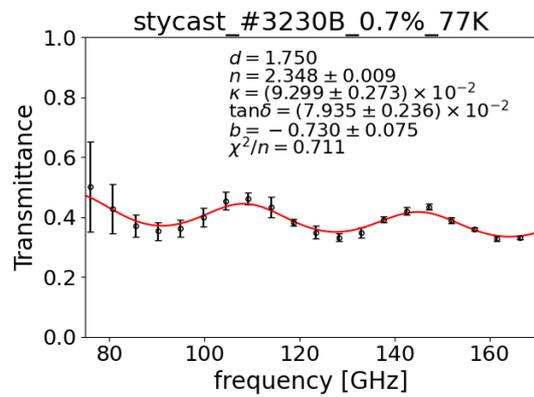
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



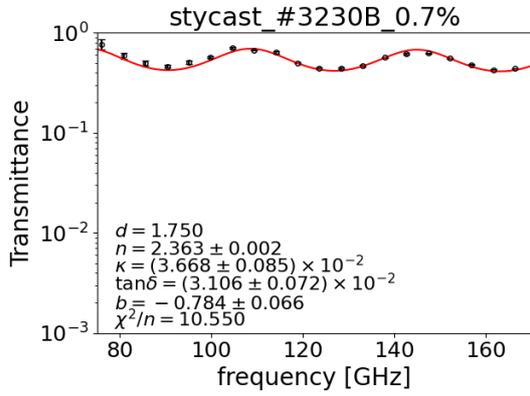
(c) 較正前, 77K



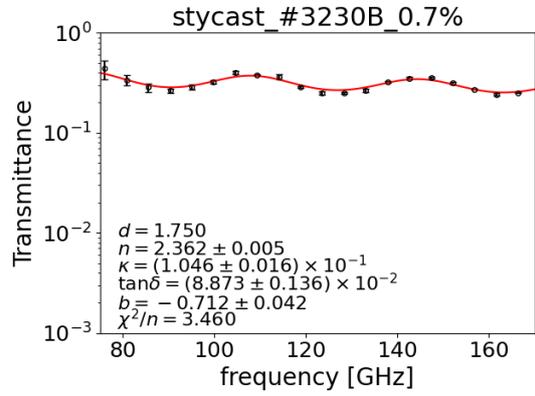
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.70	1.70	1.85	1.85	1.775

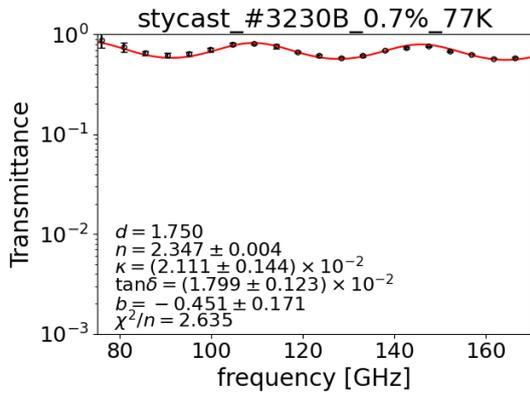
図 E.27: stycast カーボンブラック #3230B 0.7% 線形スケール



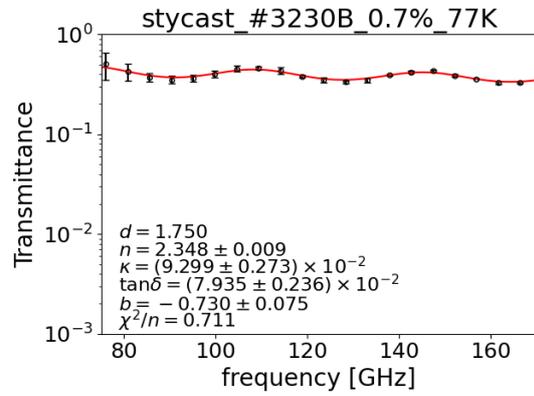
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



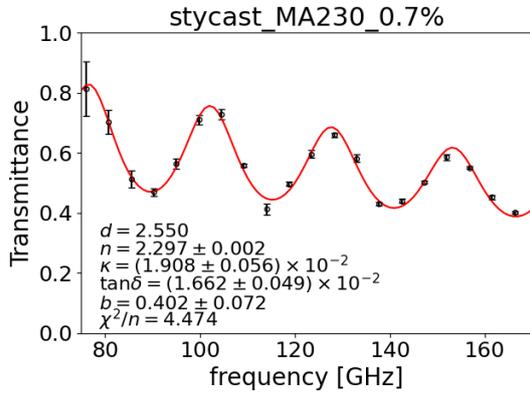
(c) 較正前, 77K



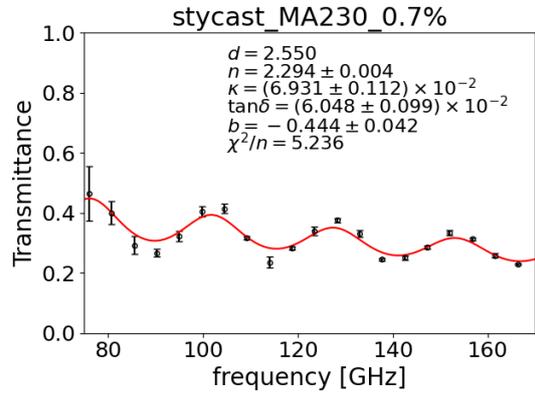
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.70	1.70	1.85	1.85	1.775

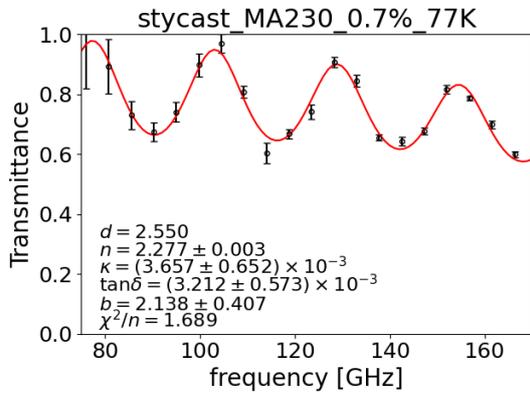
図 E.28: stycast カーボンブラック #3230B 0.7% 対数スケール



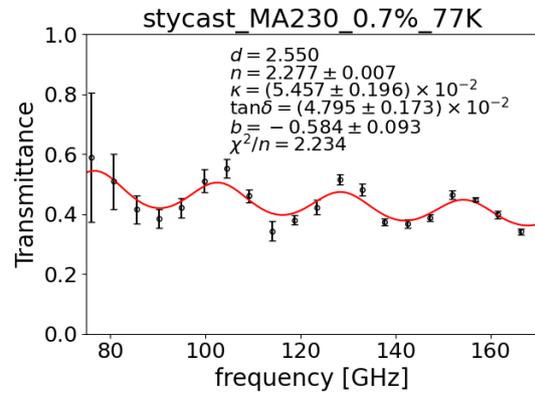
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



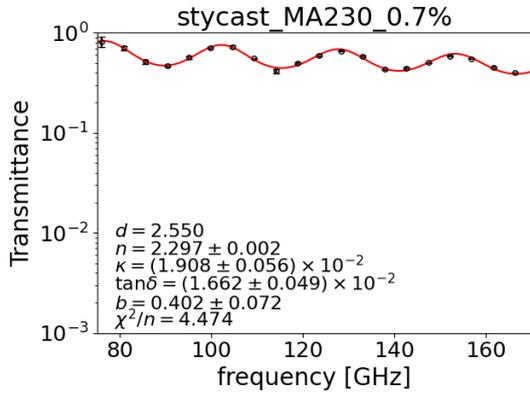
(c) 較正前, 77K



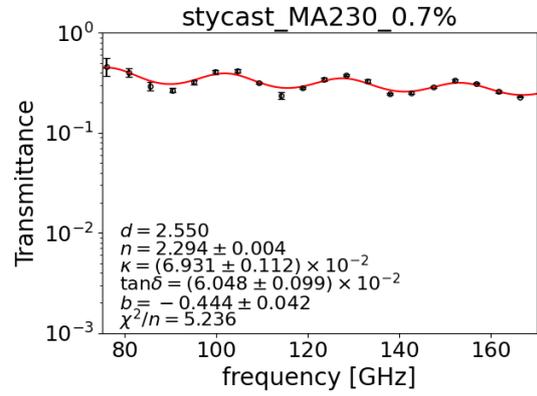
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
2.45	2.60	2.60	2.50	2.538

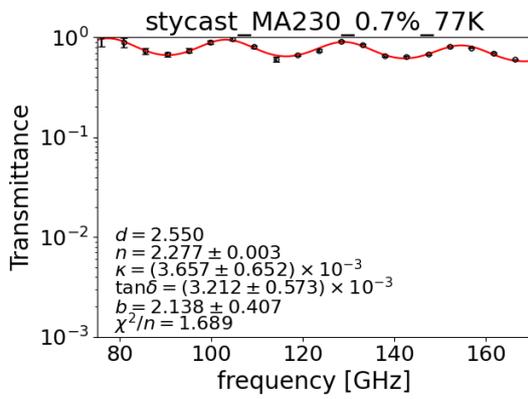
図 E.29: stycast カーボンブラック MA230 0.7% 線形スケール



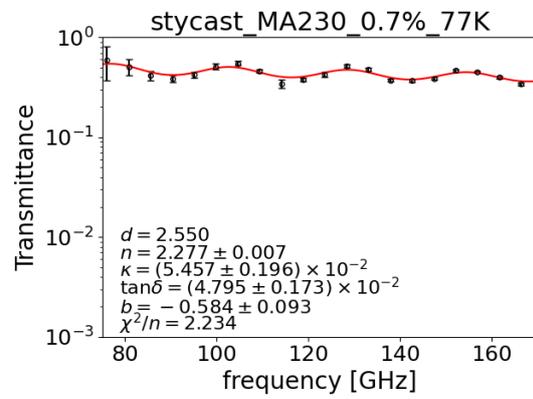
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



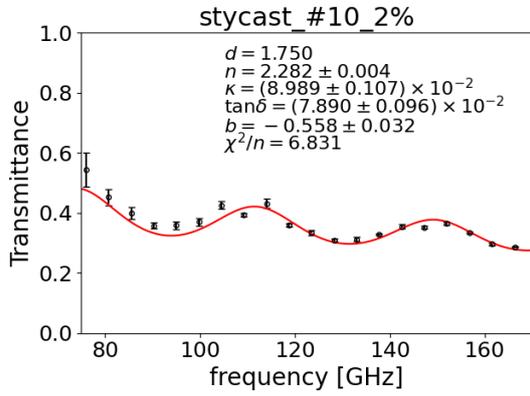
(c) 較正前, 77K



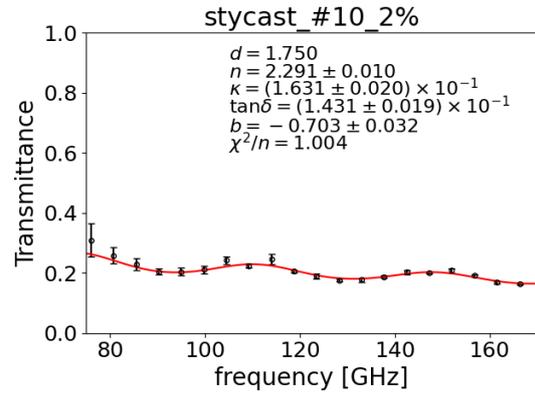
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
2.45	2.60	2.60	2.50	2.538

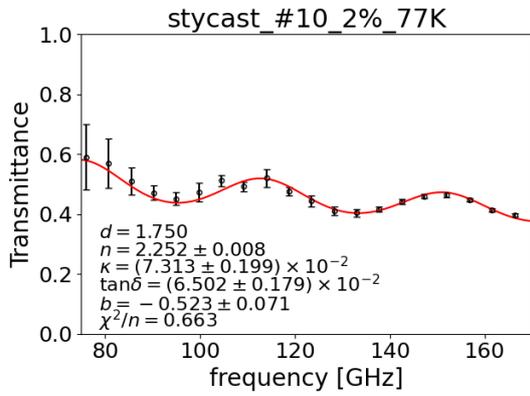
図 E.30: stycast カーボンブラック MA230 0.7% 対数スケール



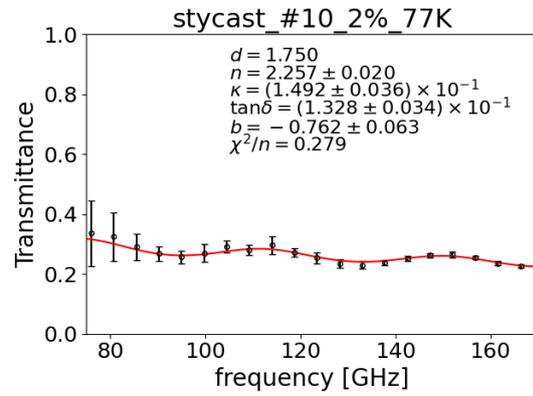
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



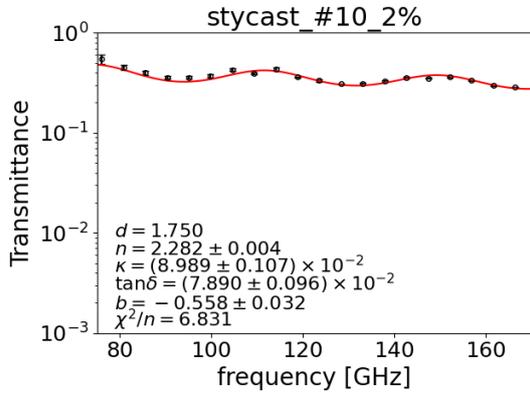
(c) 較正前, 77K



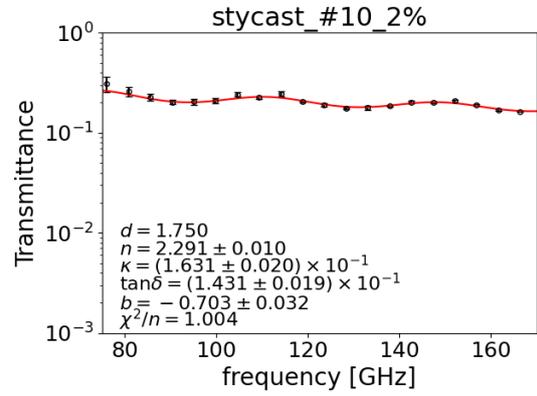
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.75	1.70	1.75	1.75	1.738

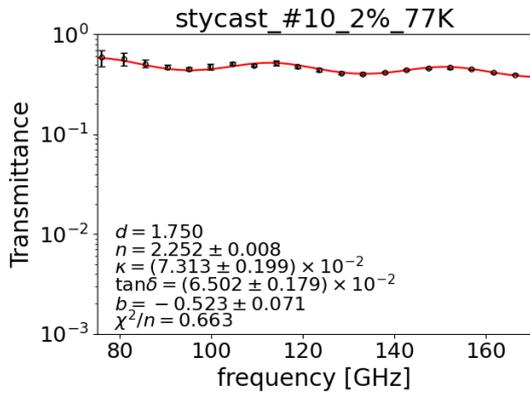
図 E.31: stycast カーボンブラック #10 2% 線形スケール



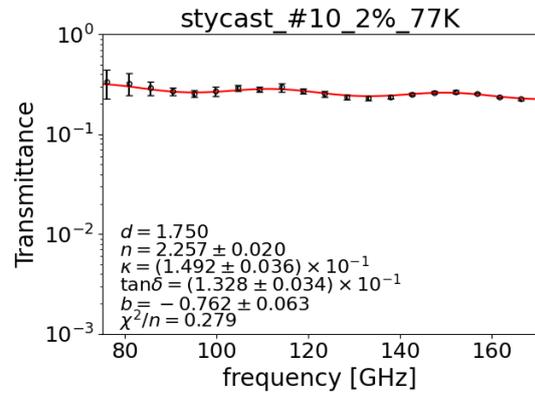
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



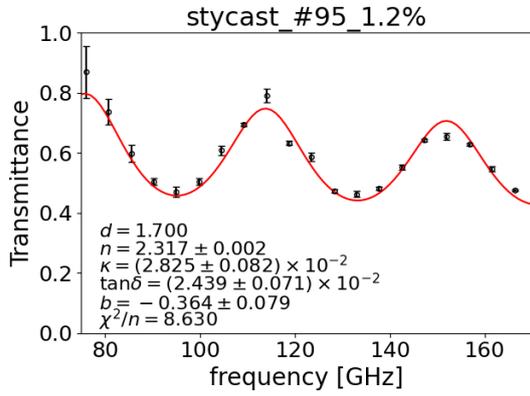
(c) 較正前, 77K



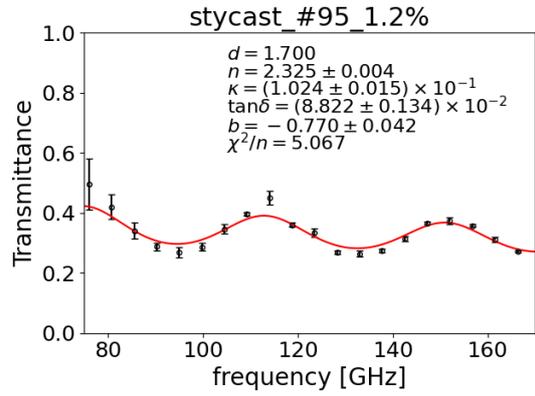
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.75	1.70	1.75	1.75	1.738

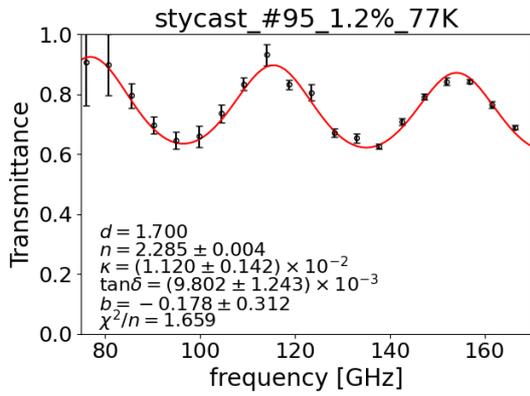
図 E.32: stycast カーボンブラック #10 2% 対数スケール



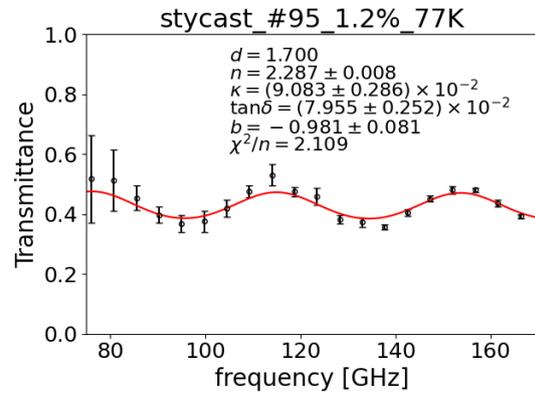
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



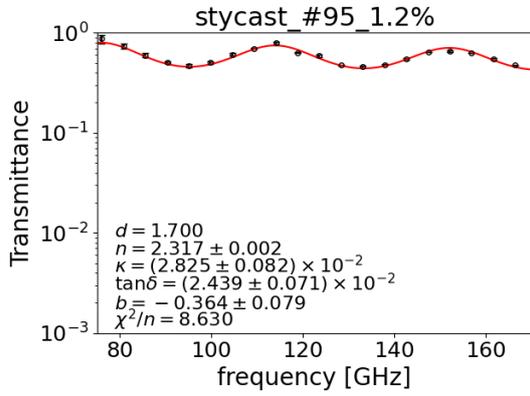
(c) 較正前, 77K



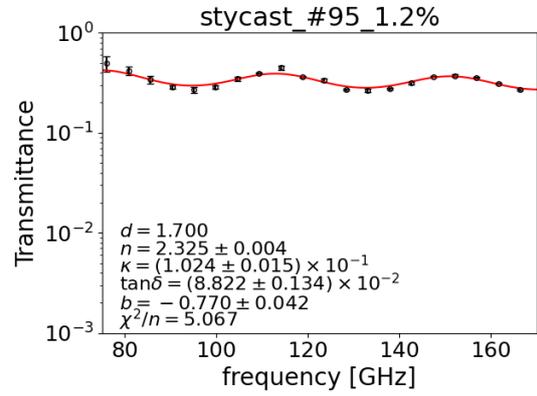
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.65	1.75	1.65	1.70	1.688

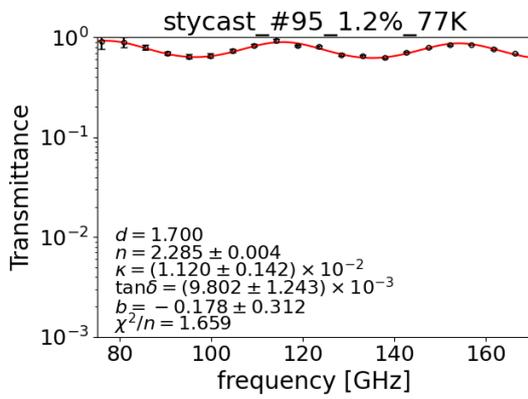
図 E.33: stycast カーボンブラック #95 1.2% 線形スケール



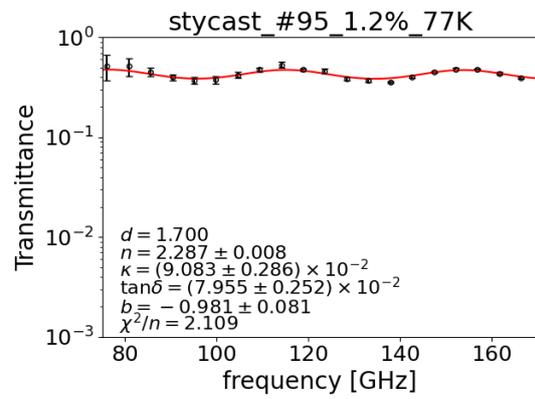
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



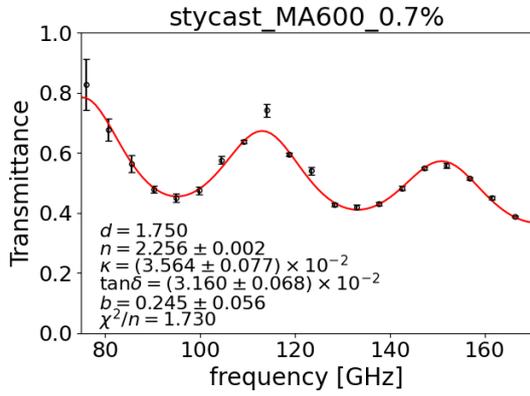
(c) 較正前, 77K



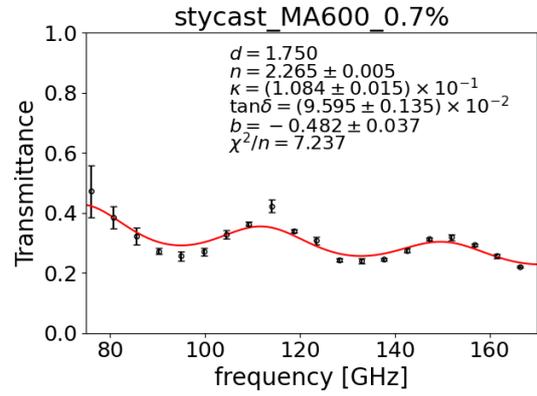
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.65	1.75	1.65	1.70	1.688

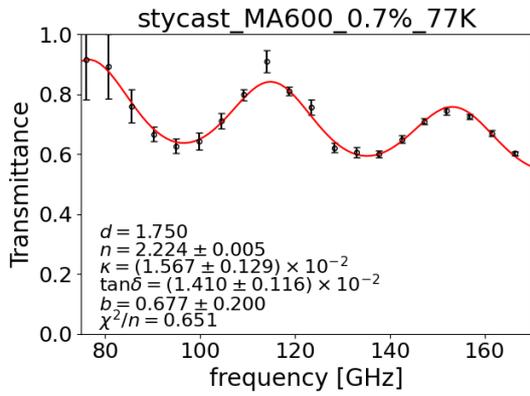
図 E.34: stycast カーボンブラック #95 1.2% 対数スケール



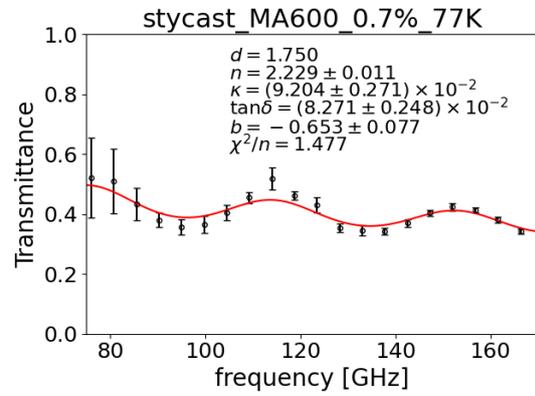
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



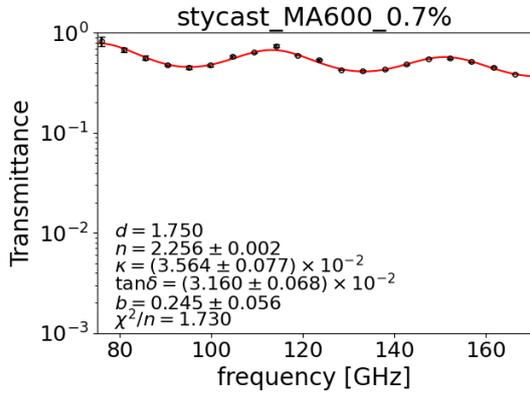
(c) 較正前, 77K



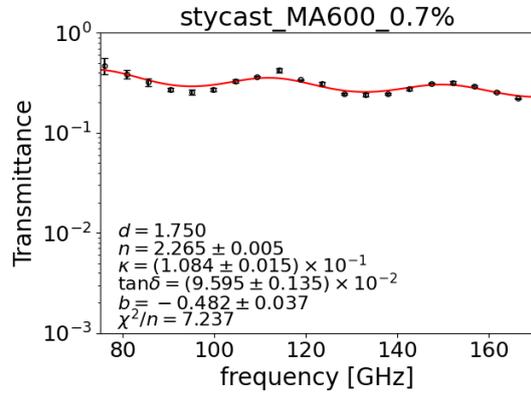
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.70	1.75	1.75	1.70	1.725

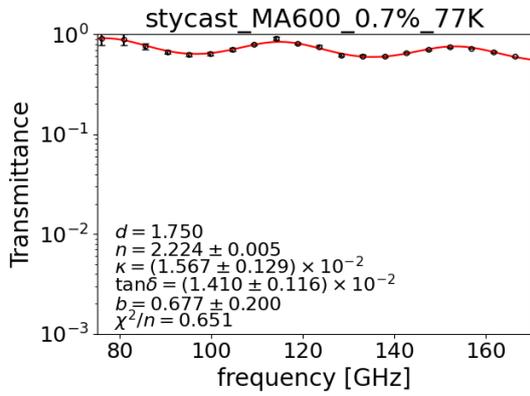
図 E.35: stycast カーボンブラック MA600 0.7% 線形スケール



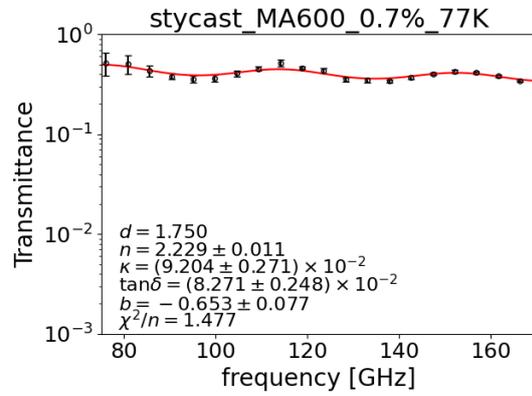
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



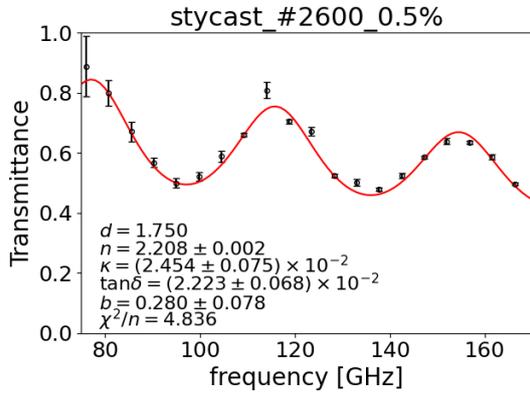
(c) 較正前, 77K



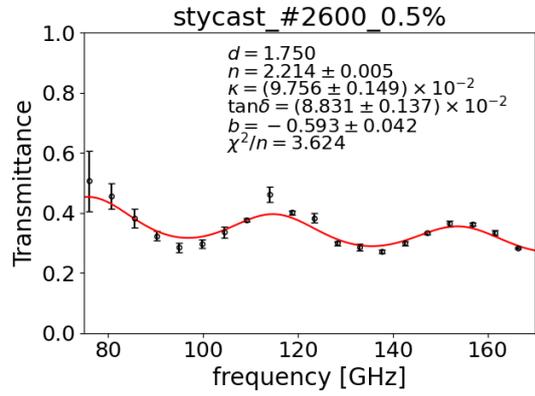
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.70	1.75	1.75	1.70	1.725

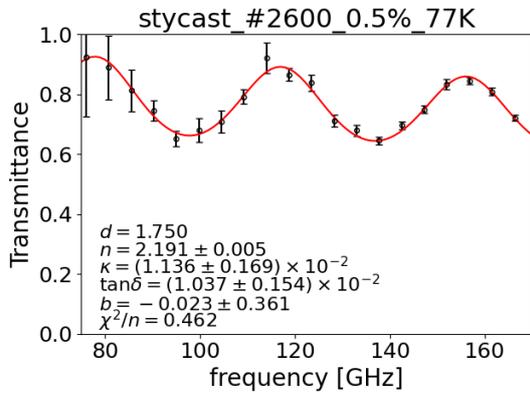
図 E.36: stycast カーボンブラック MA600 0.7% 対数スケール



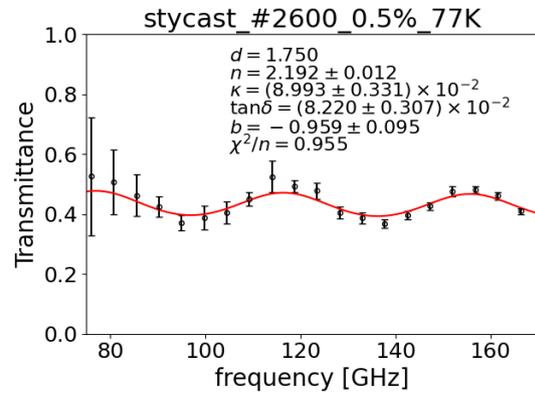
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



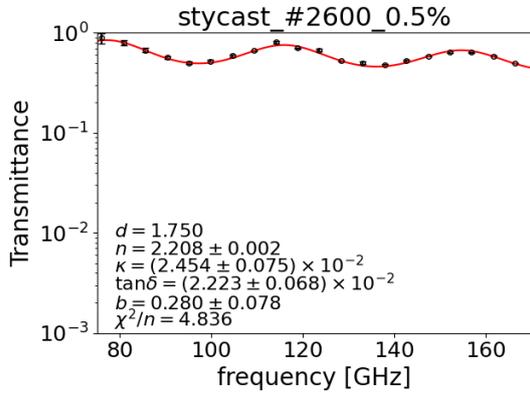
(c) 較正前, 77K



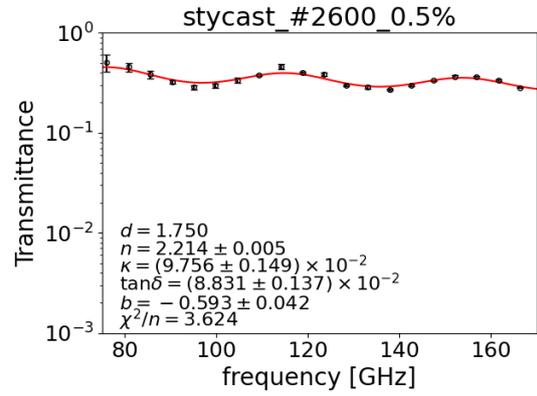
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.80	1.80	1.70	1.70	1.750

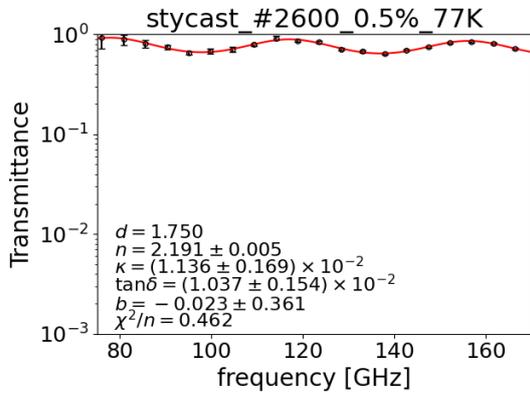
図 E.37: stycast カーボンブラック #2600 0.5% 線形スケール



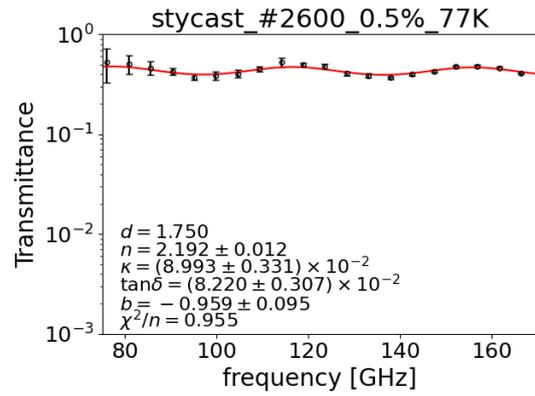
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



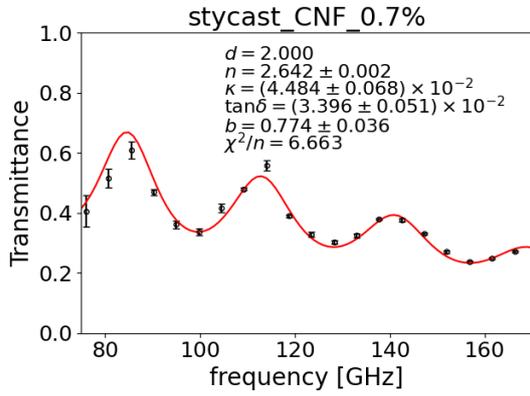
(c) 較正前, 77K



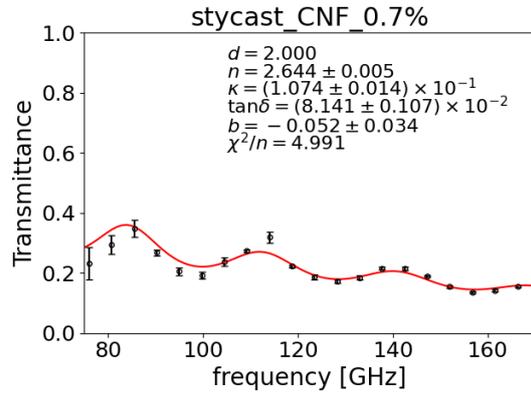
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.80	1.80	1.70	1.70	1.750

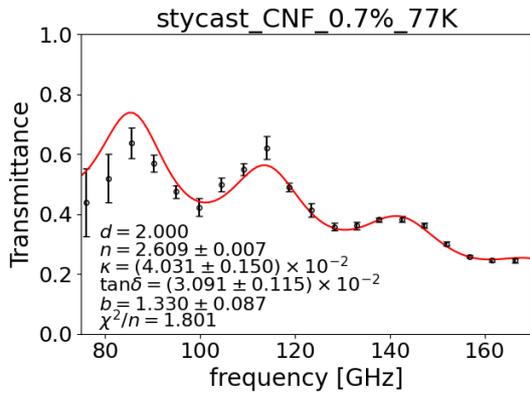
図 E.38: stycast カーボンブラック #2600 0.5% 対数スケール



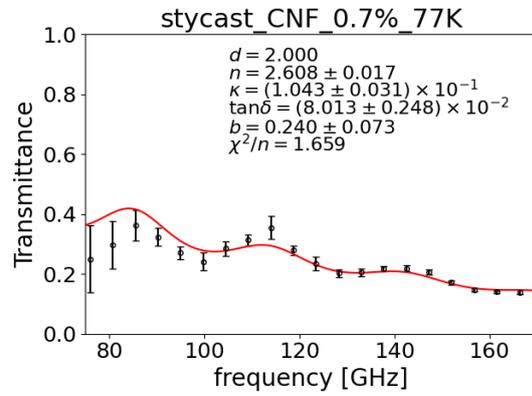
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



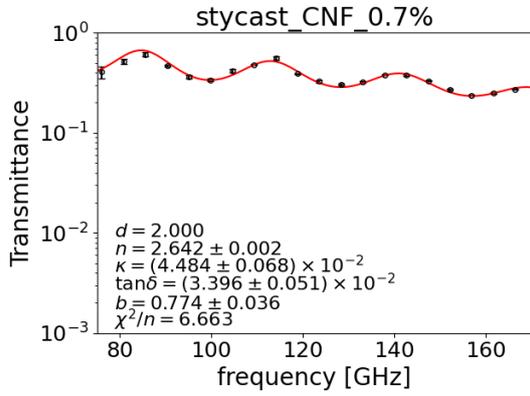
(c) 較正前, 77K



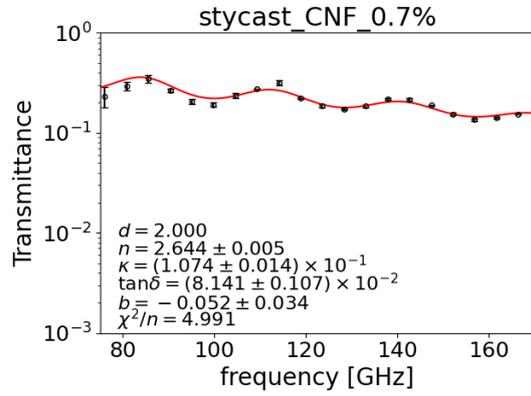
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
2.00	2.00	1.95	2.05	2.000

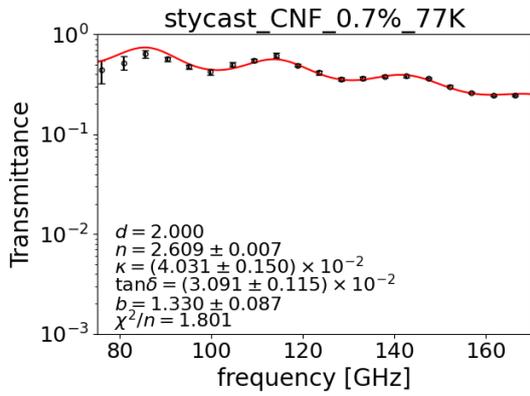
図 E.39: stycast 炭素繊維 カーボンナノファイバー 0.7% 線形スケール



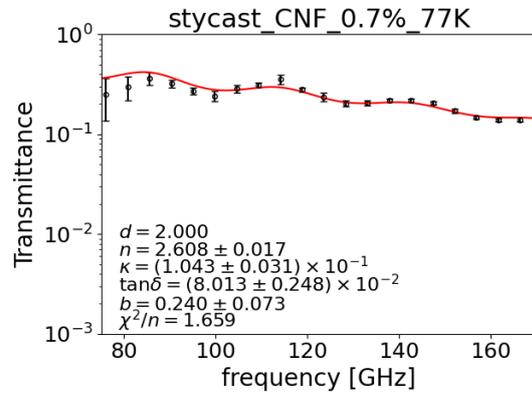
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



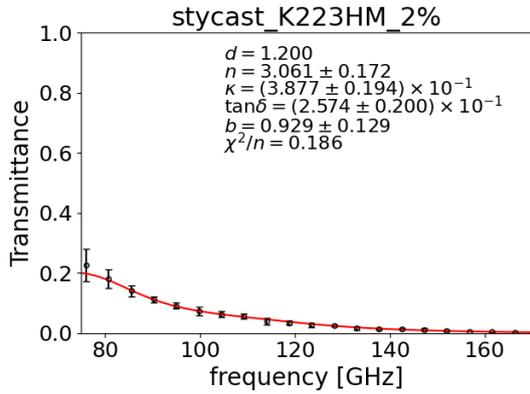
(c) 較正前, 77K



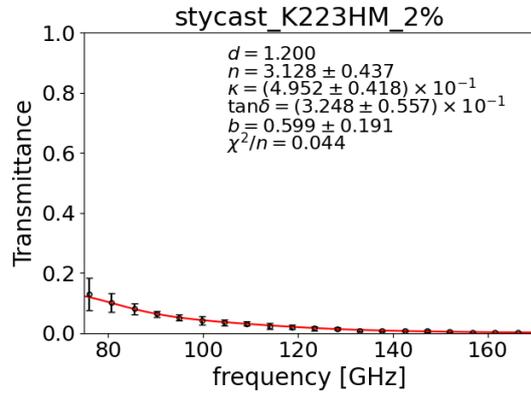
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
2.00	2.00	1.95	2.05	2.000

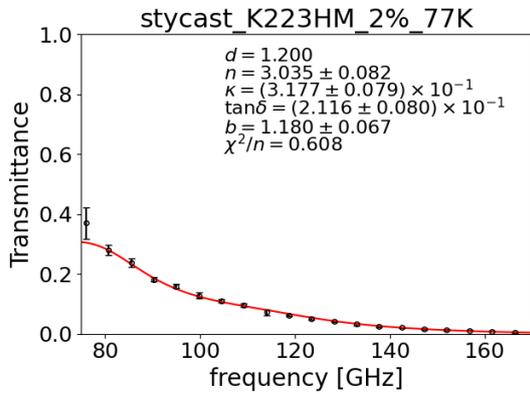
図 E.40: stycast 炭素繊維 カーボンナノファイバー 0.7% 対数スケール



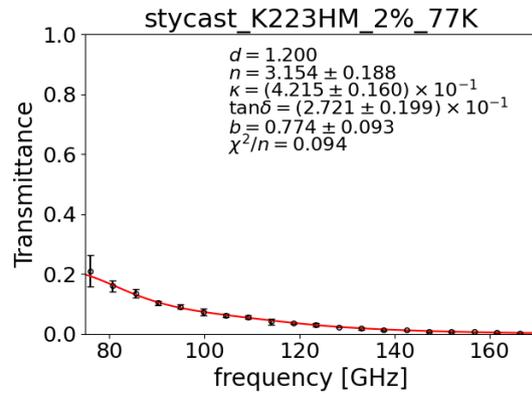
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



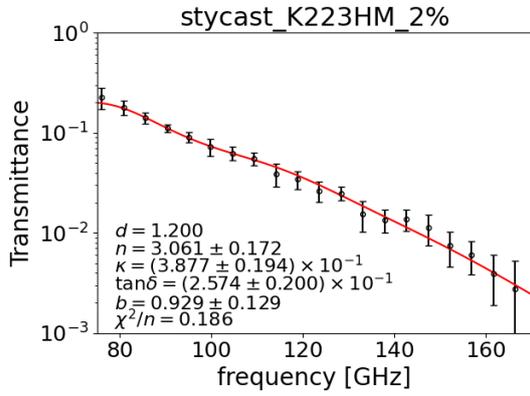
(c) 較正前, 77K



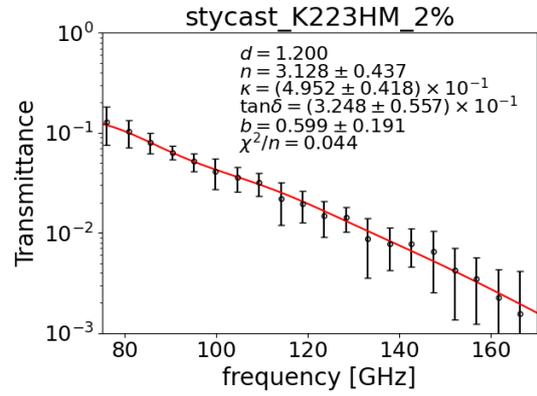
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.15	1.20	1.25	1.25	1.213

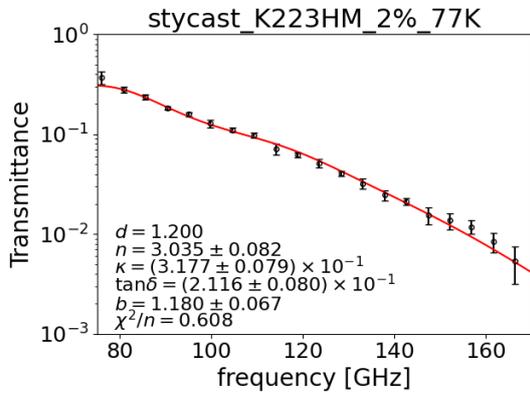
図 E.41: stycast 炭素繊維 K223HM 2% 線形スケール



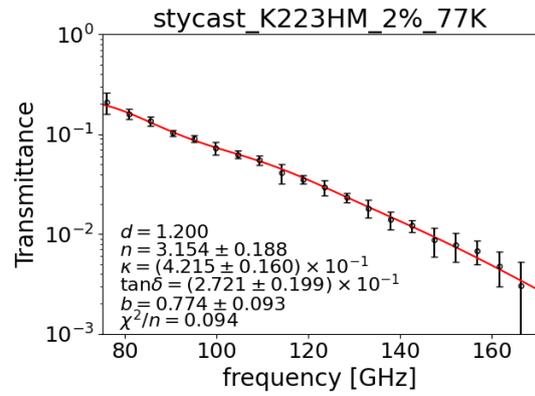
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



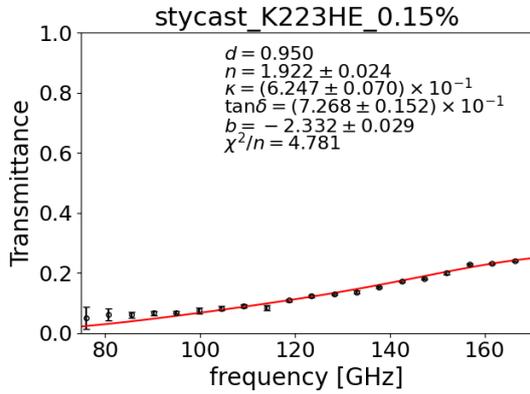
(c) 較正前, 77K



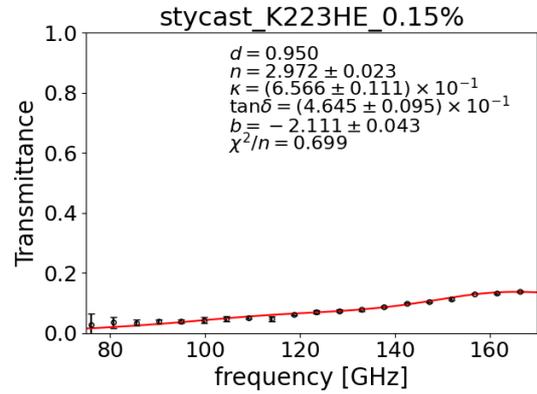
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.15	1.20	1.25	1.25	1.213

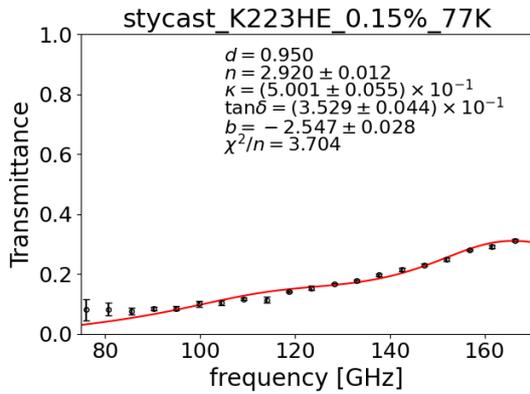
図 E.42: stycast 炭素繊維 K223HM 2% 対数スケール



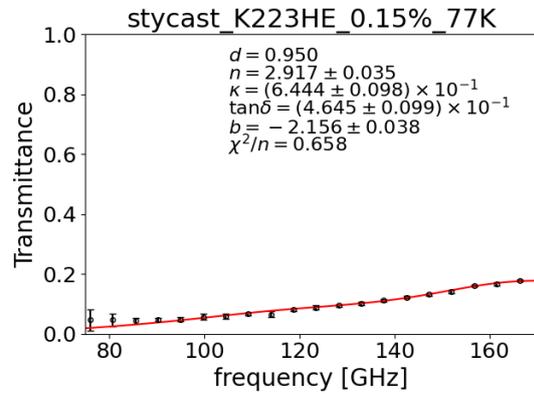
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



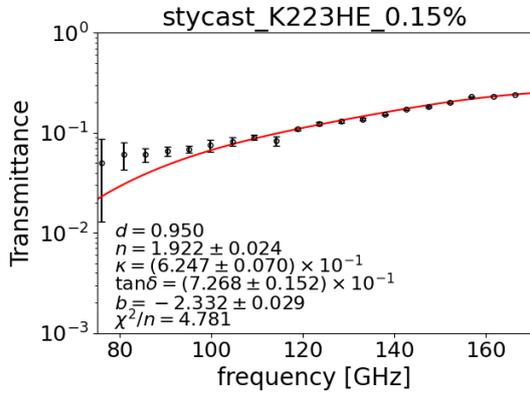
(c) 較正前, 77K



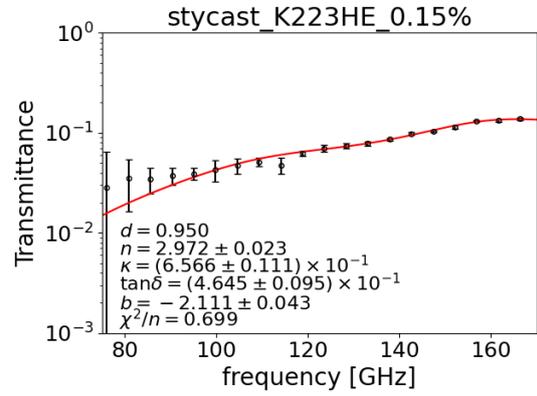
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.85	1.00	1.05	1.00	0.975

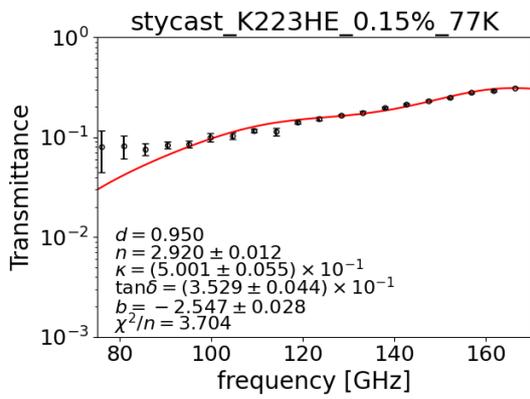
図 E.43: stycast 炭素繊維 K223HE 0.15% 線形スケール



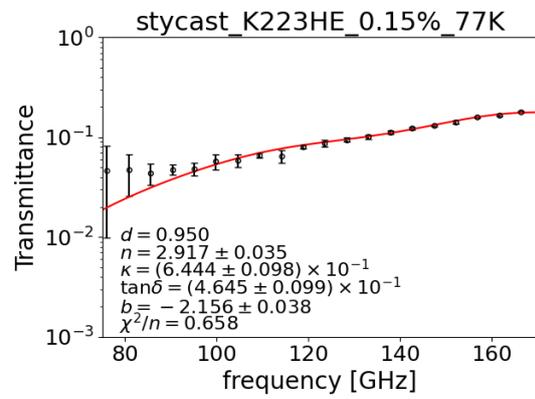
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



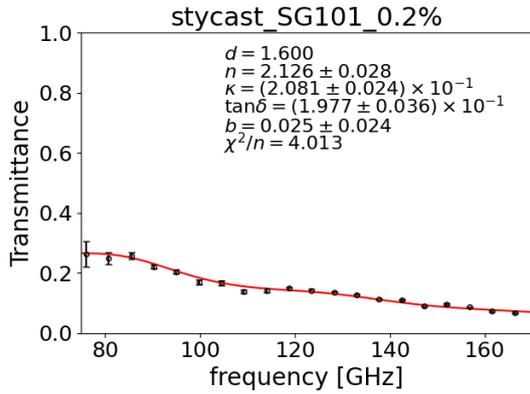
(c) 較正前, 77K



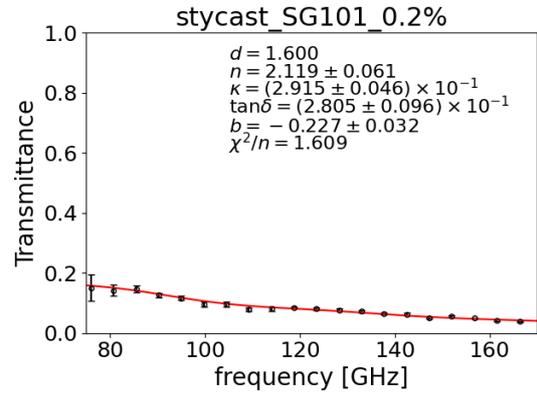
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.85	1.00	1.05	1.00	0.975

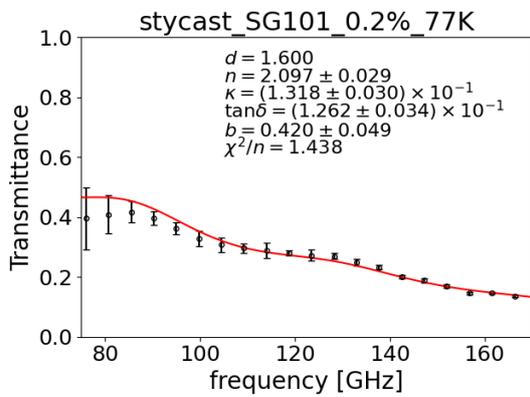
図 E.44: stycast 炭素繊維 K223HE 0.15% 対数スケール



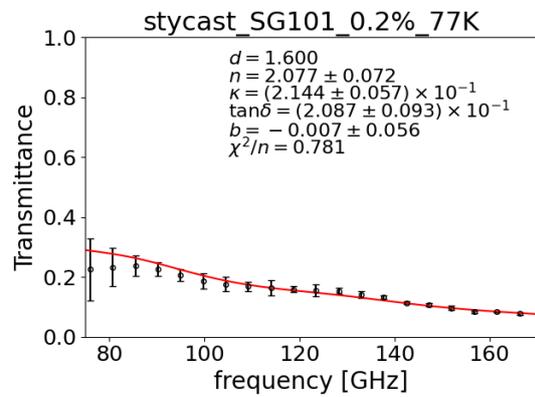
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



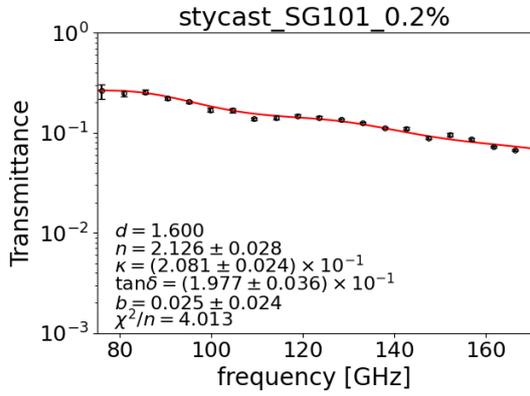
(c) 較正前, 77K



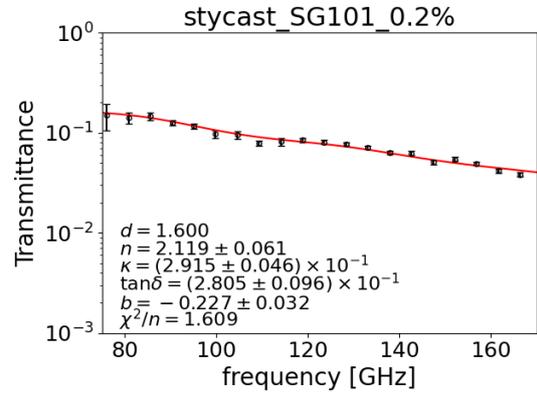
(d) 較正後, 77K

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.50	1.80	1.60	1.40	1.575

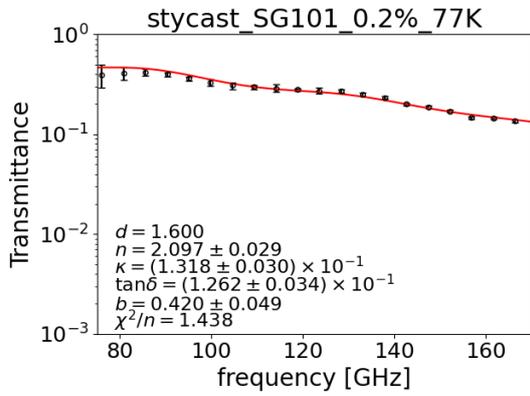
図 E.45: stycast カーボンナノチューブ 0.2% 線形スケール



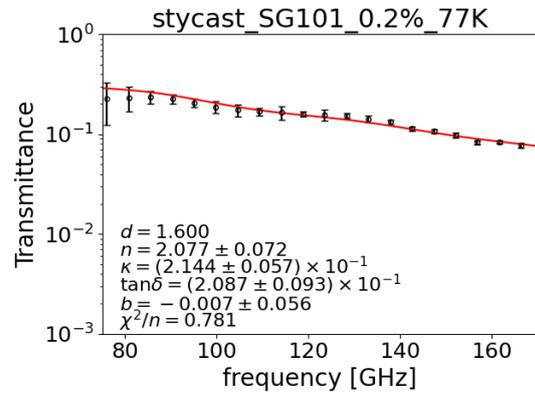
(a) 較正前, 300K



(b) 較正後, 300K



(c) 較正前, 77K

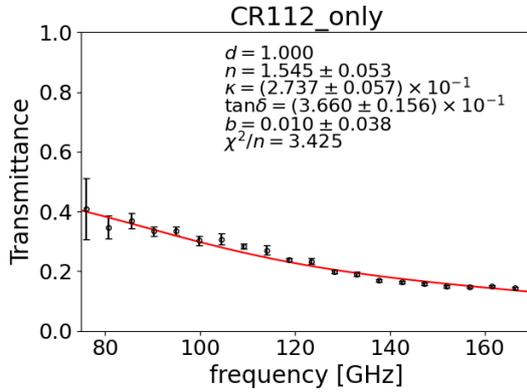


(d) 較正後, 77K

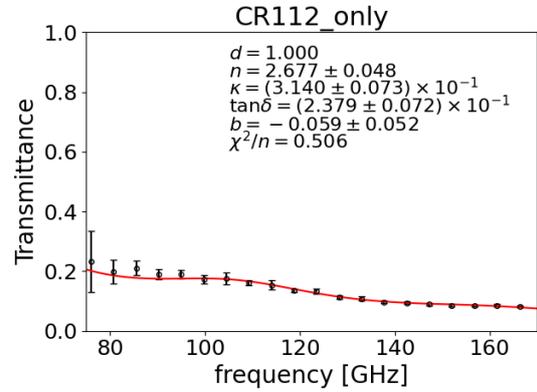
上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.50	1.80	1.60	1.40	1.575

図 E.46: stycast カーボンナノチューブ 0.2% 対数スケール

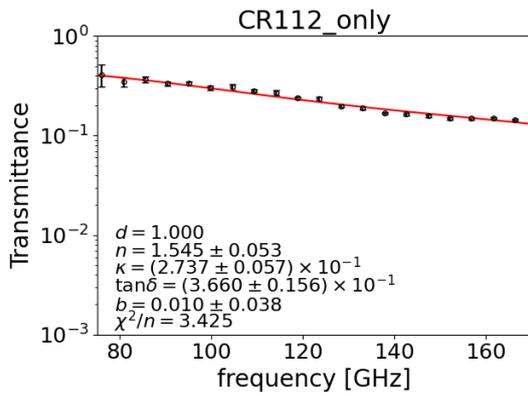
・ CR112



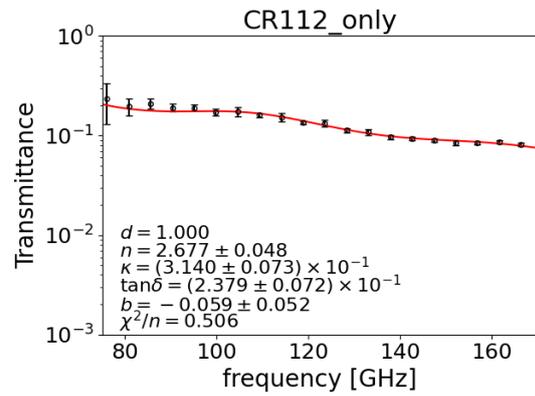
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



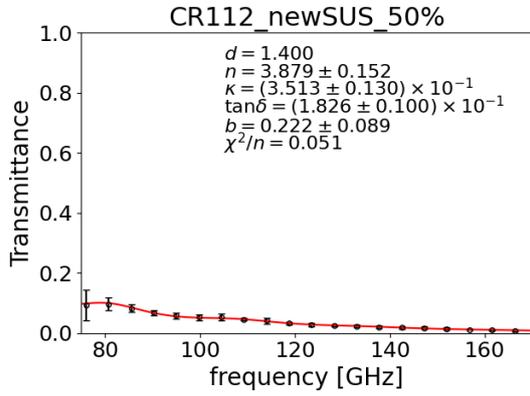
(c) 較正前, 対数スケール



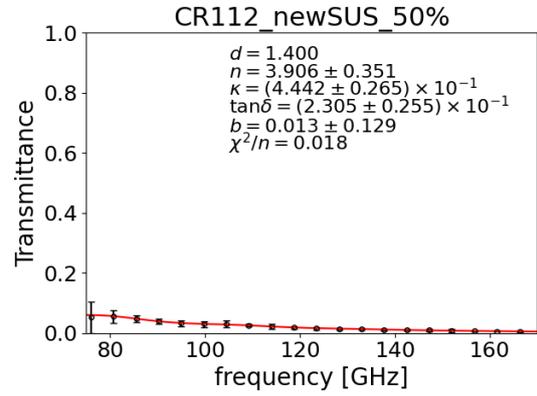
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.15	0.95	1.10	0.90	1.025

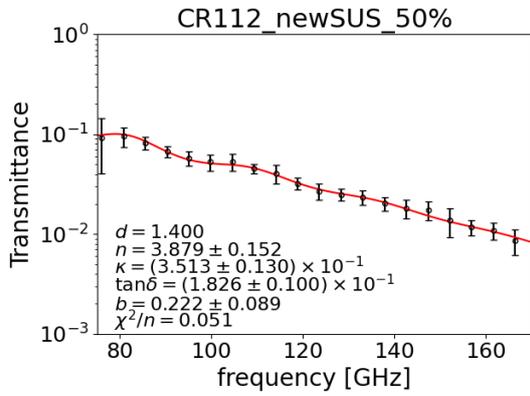
図 E.47: CR112 粉末なし



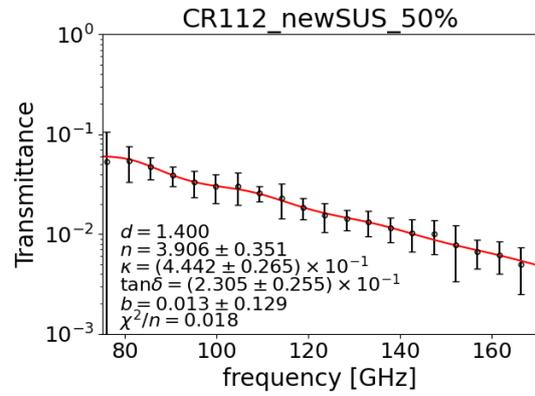
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



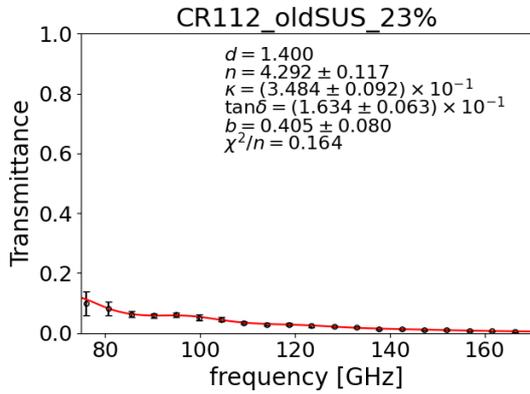
(c) 較正前, 対数スケール



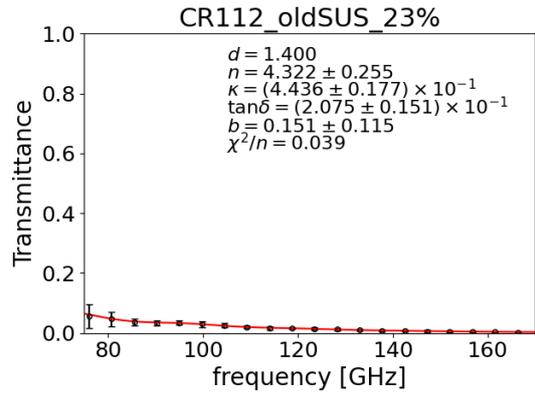
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.60	1.35	1.30	1.35	1.400

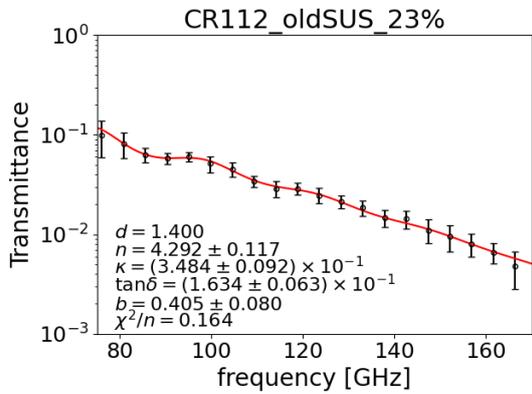
図 E.48: CR112 球状 SUS 50%



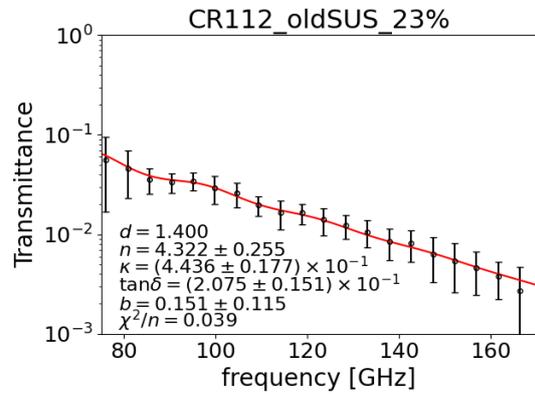
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



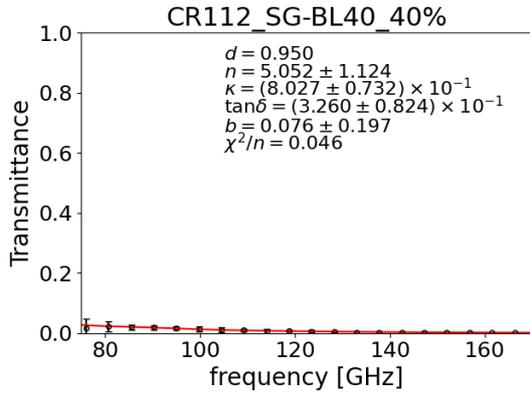
(c) 較正前, 対数スケール



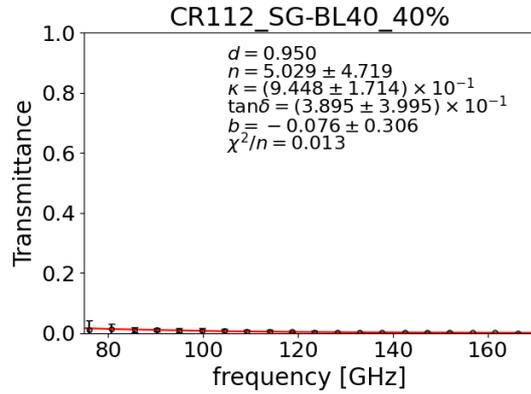
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.30	1.40	1.45	1.45	1.400

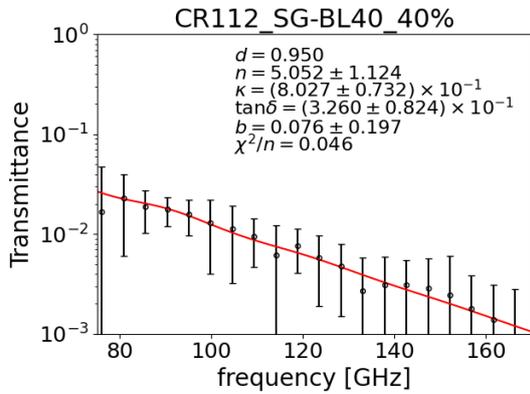
図 E.49: CR112 扁平状 SUS 23%



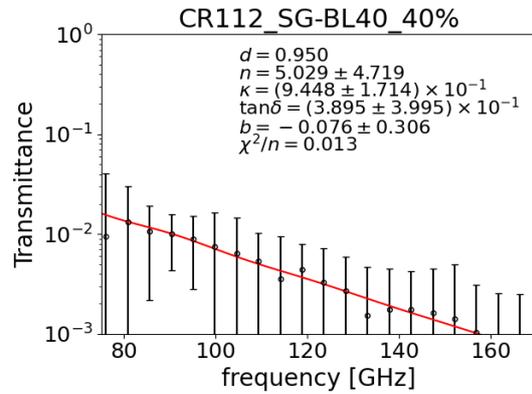
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



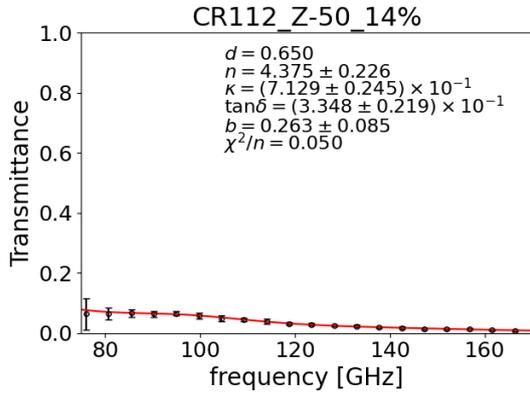
(c) 較正前, 対数スケール



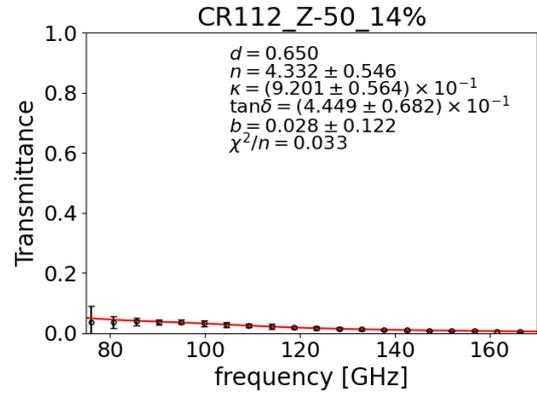
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.00	1.00	0.95	0.90	0.963

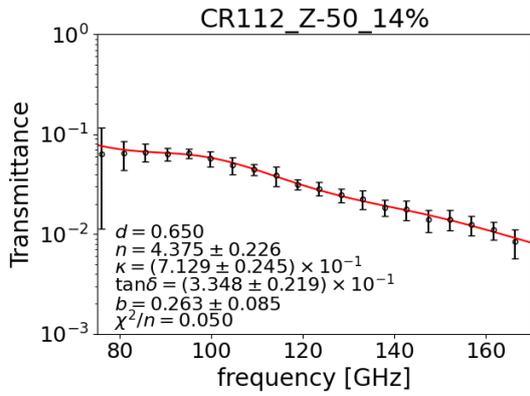
図 E.50: CR112 黒鉛 SG-BL40 40%



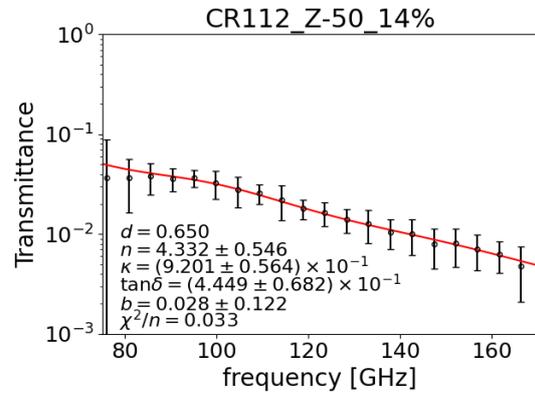
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



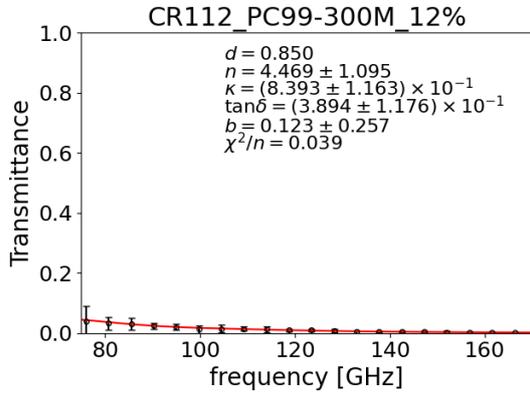
(c) 較正前, 対数スケール



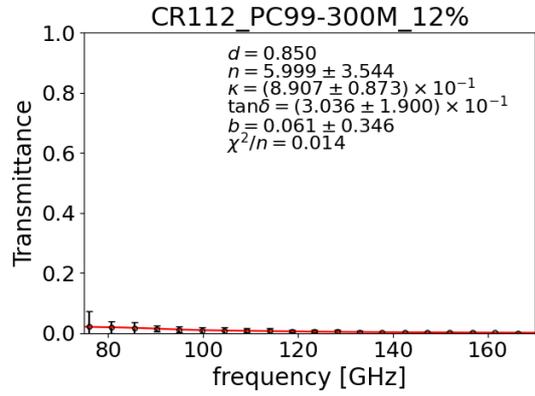
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.55	0.80	0.55	0.65	0.638

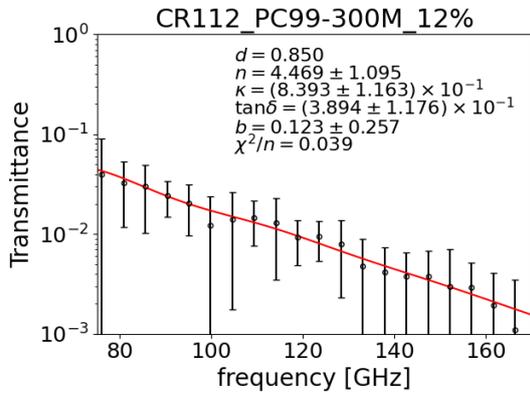
図 E.51: CR112 黒鉛 Z-50 14%



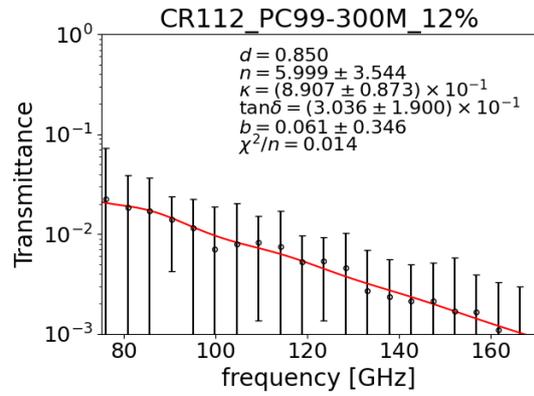
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



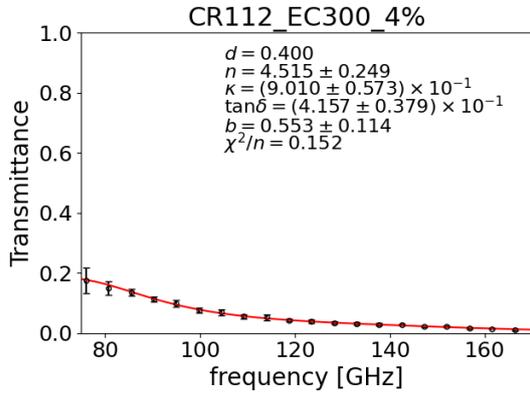
(c) 較正前, 対数スケール



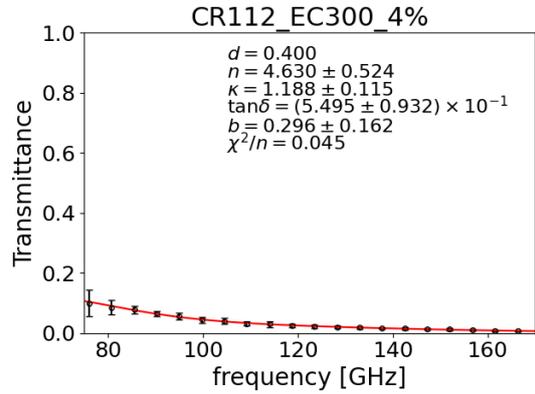
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.80	0.90	0.85	0.80	0.838

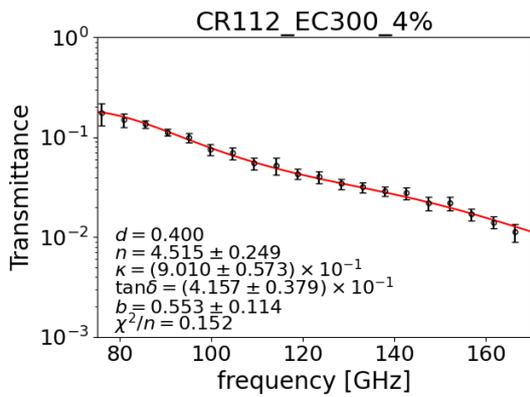
図 E.52: CR112 黒鉛 PC99-300M 12%



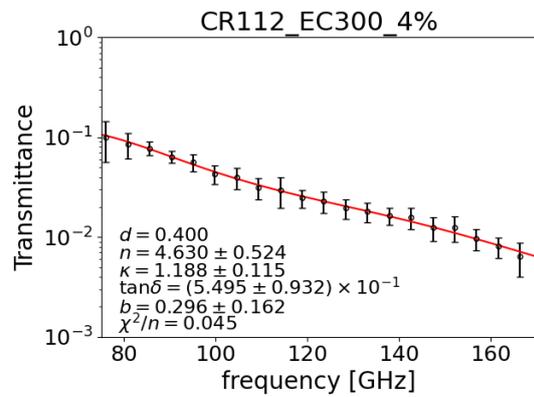
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



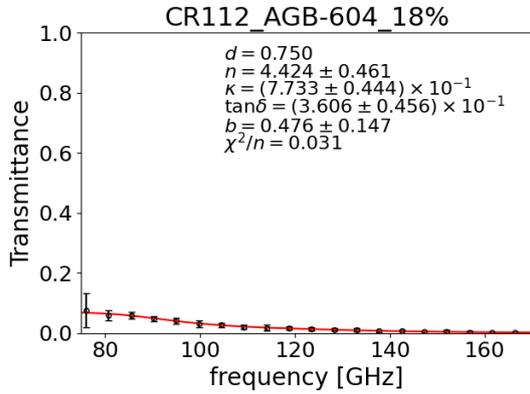
(c) 較正前, 対数スケール



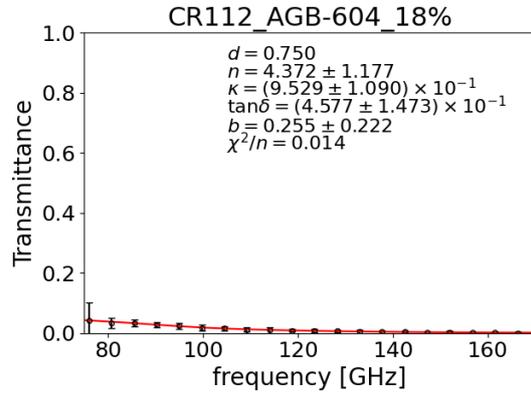
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.30	0.40	0.45	0.40	0.388

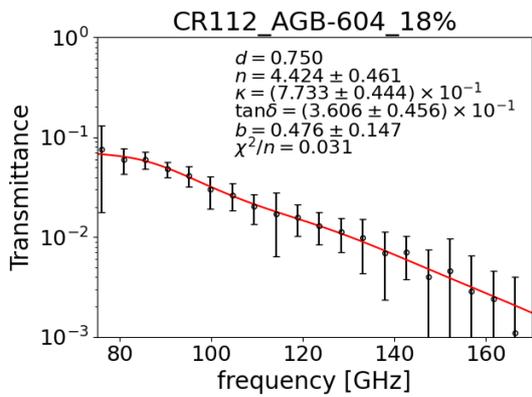
図 E.53: CR112 黒鉛 EC300 4%



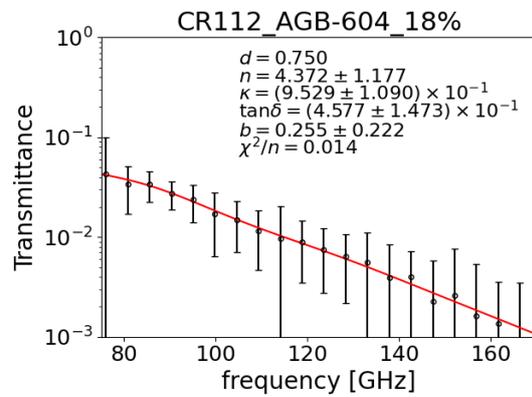
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



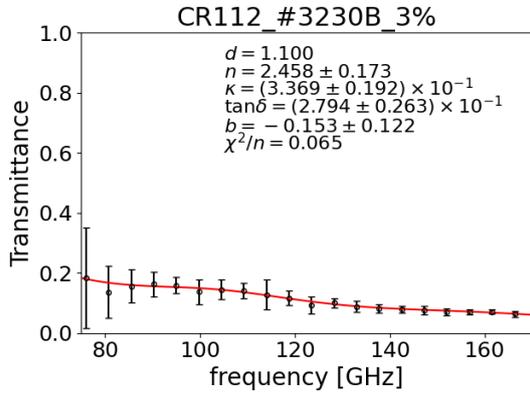
(c) 較正前, 対数スケール



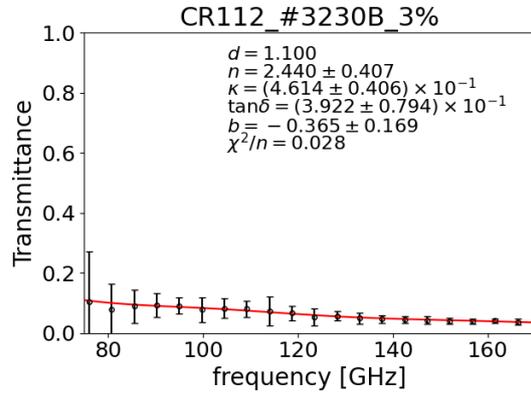
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.70	0.75	0.75	0.85	0.763

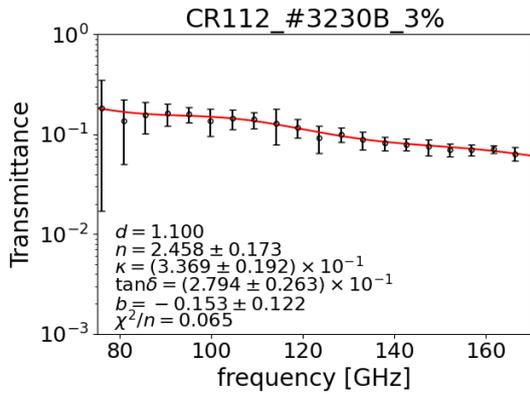
図 E.54: CR112 黒鉛 AGB-604 18%



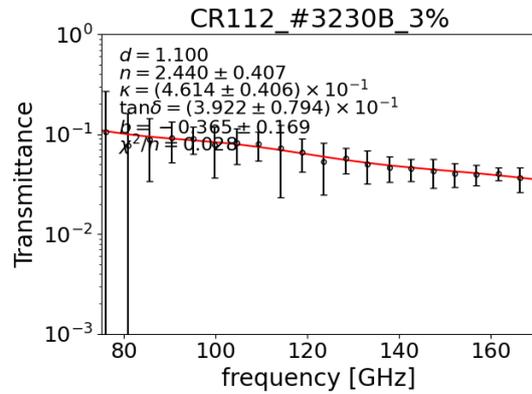
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



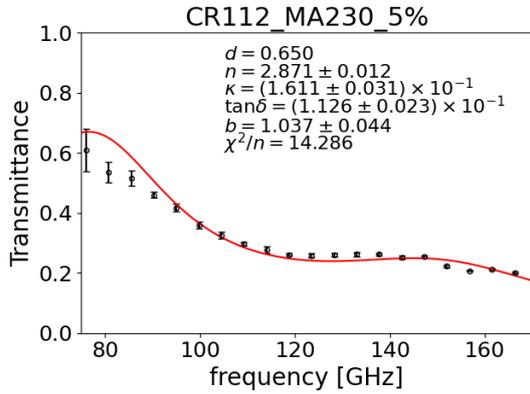
(c) 較正前, 対数スケール



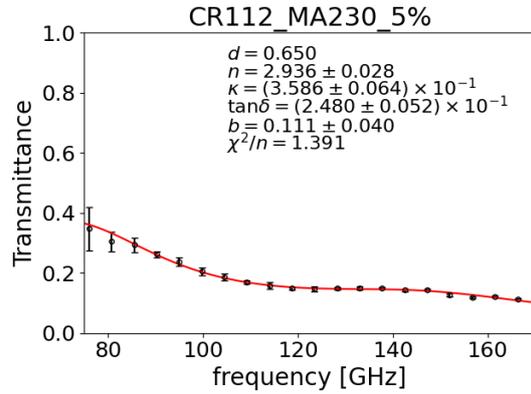
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.15	1.10	1.05	1.05	1.088

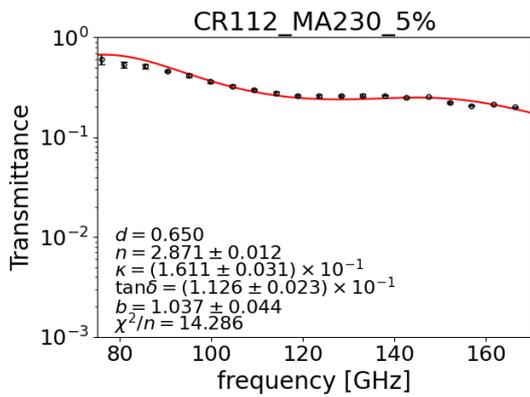
図 E.55: CR112 カーボンブラック #3230B 3%



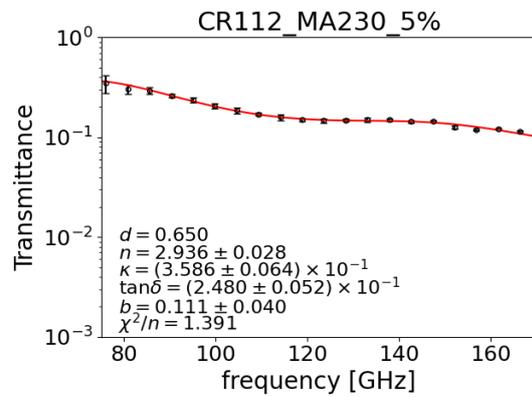
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



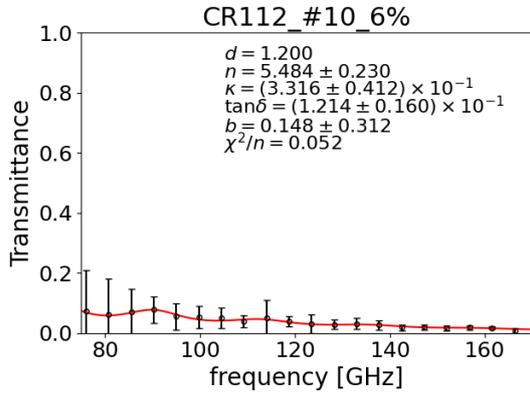
(c) 較正前, 対数スケール



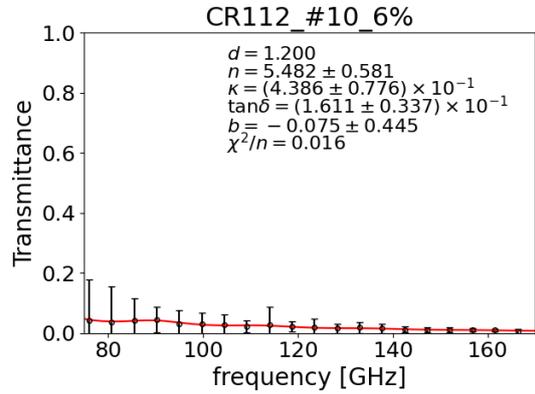
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.70	0.55	0.55	0.70	0.625

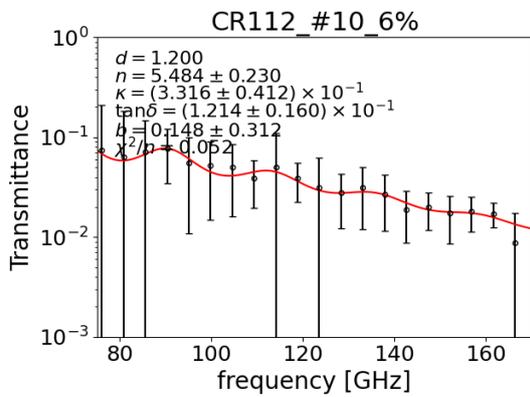
図 E.56: CR112 カーボンブラック MA230 5%



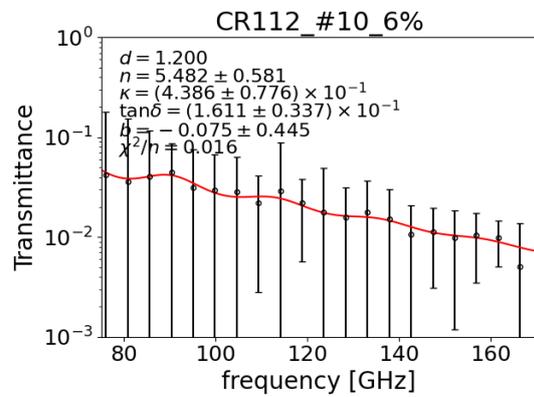
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



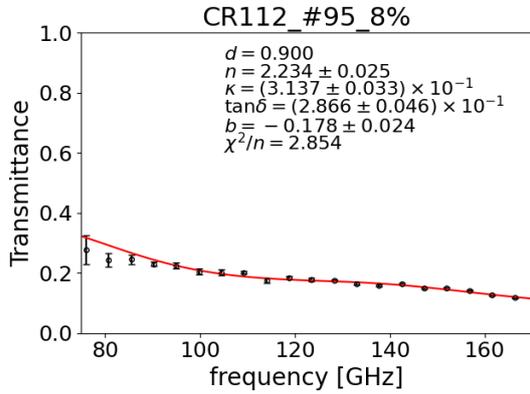
(c) 較正前, 対数スケール



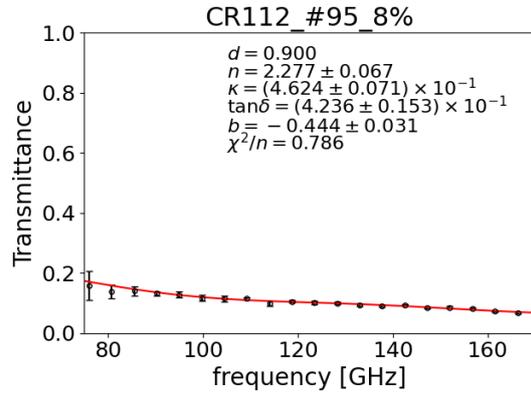
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.20	1.25	1.15	1.20	1.200

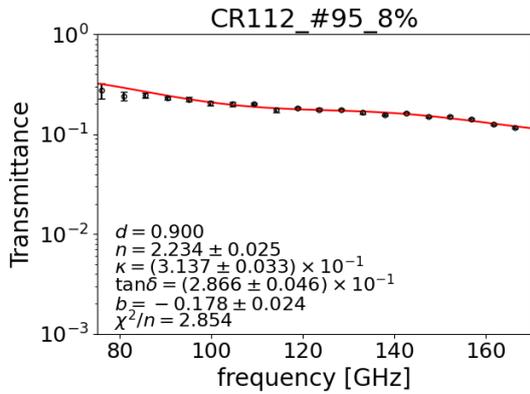
図 E.57: CR112 カーボンブラック #10 6%



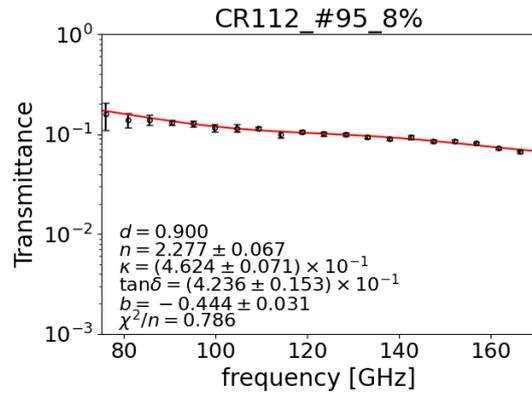
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



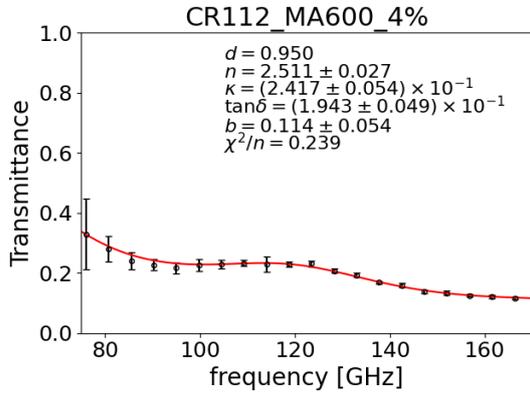
(c) 較正前, 対数スケール



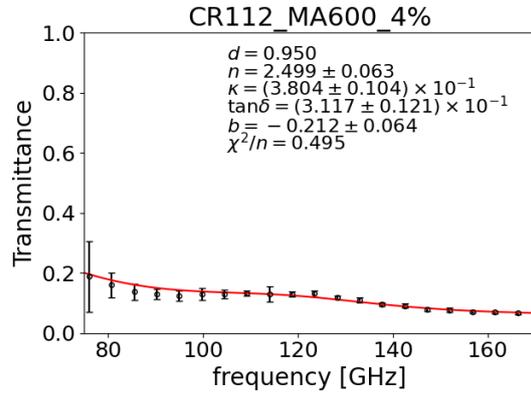
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.90	0.80	1.00	1.00	0.925

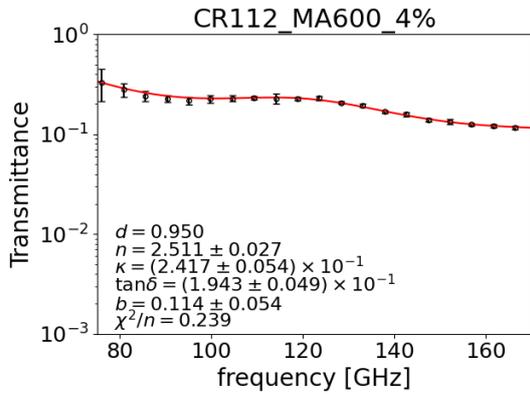
図 E.58: CR112 カーボンブラック #95 8%



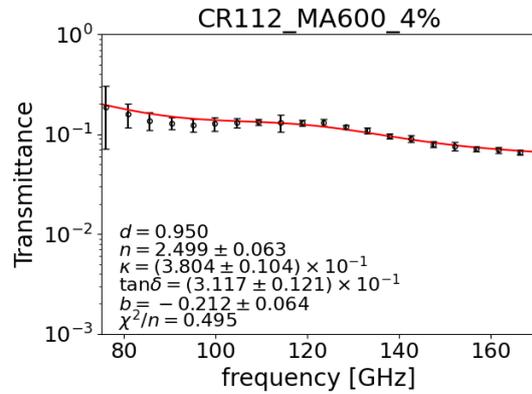
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



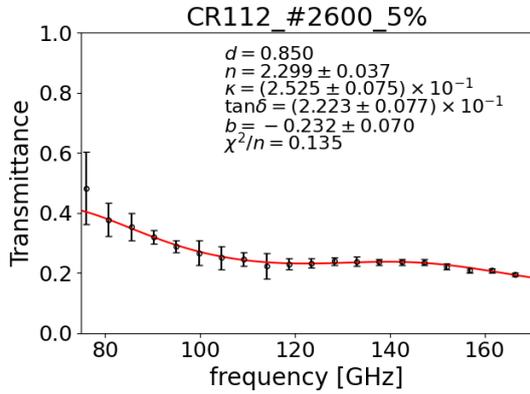
(c) 較正前, 対数スケール



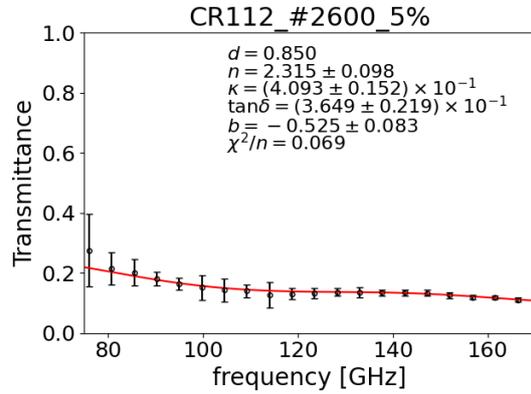
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.00	0.90	0.90	1.00	0.950

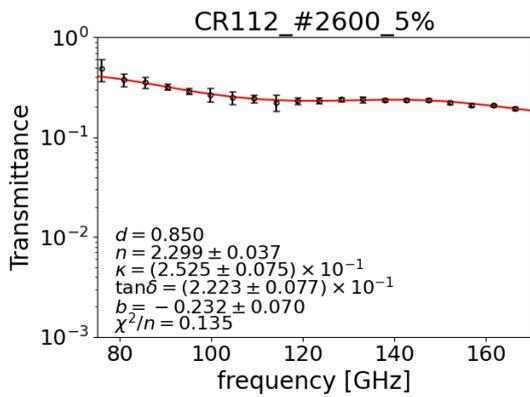
図 E.59: CR112 カーボンブラック MA600 4%



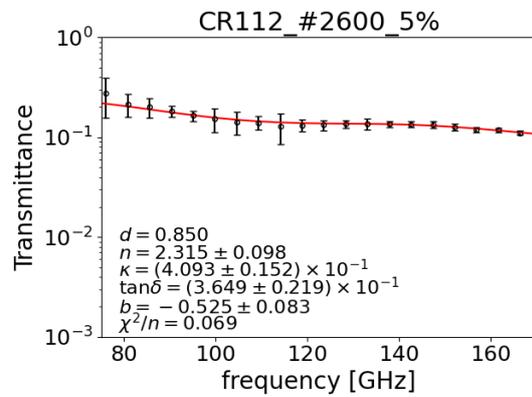
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



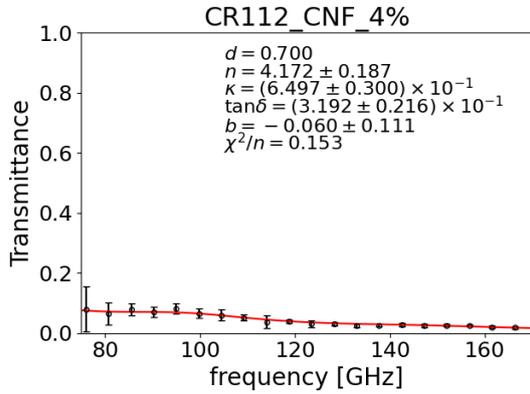
(c) 較正前, 対数スケール



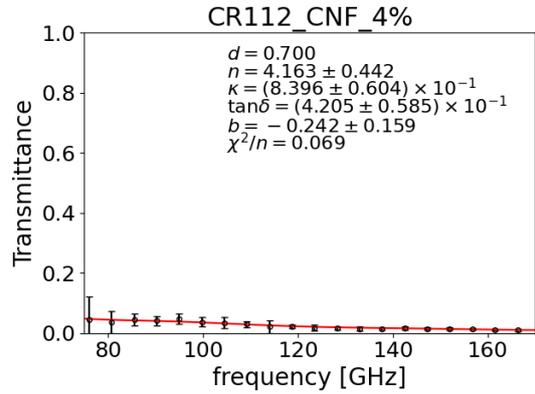
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.80	0.80	0.85	0.90	0.838

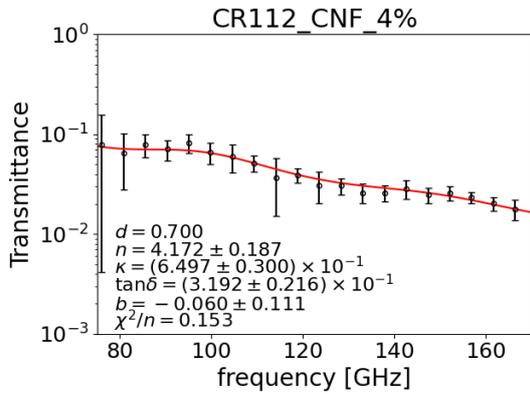
図 E.60: CR112 カーボンブラック #2600 5%



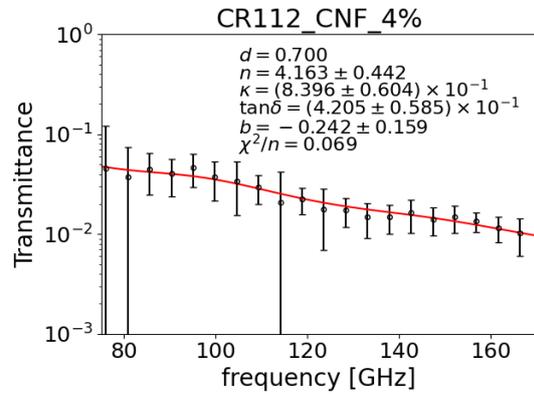
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



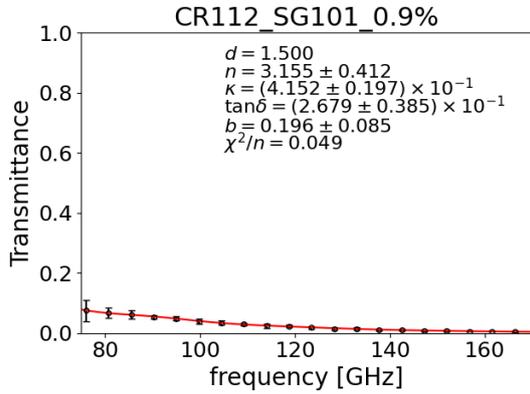
(c) 較正前, 対数スケール



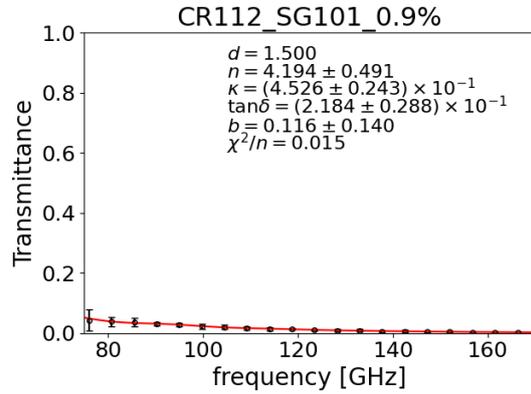
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.70	0.70	0.75	0.60	0.688

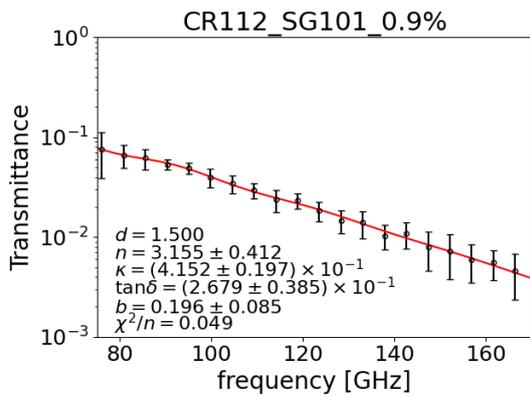
図 E.61: CR112 炭素繊維 カーボンナノファイバー 4%



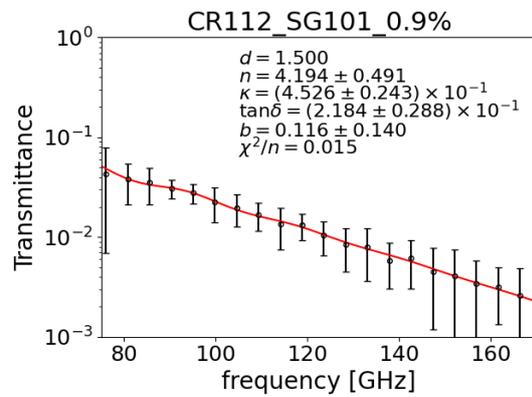
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



(c) 較正前, 対数スケール

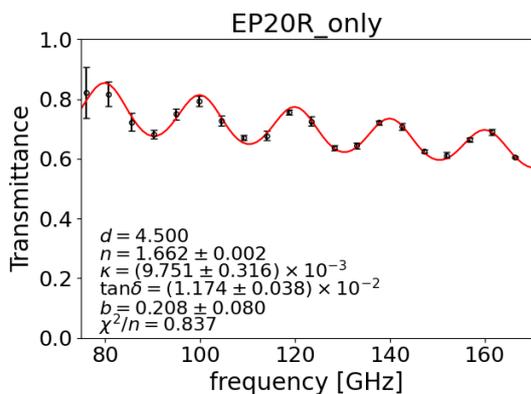


(d) 較正後, 対数スケール

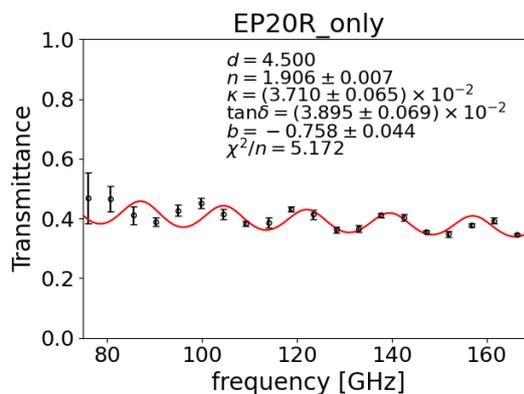
上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.40	1.45	1.60	1.60	1.513

図 E.62: CR112 カーボンナノチューブ 0.9%

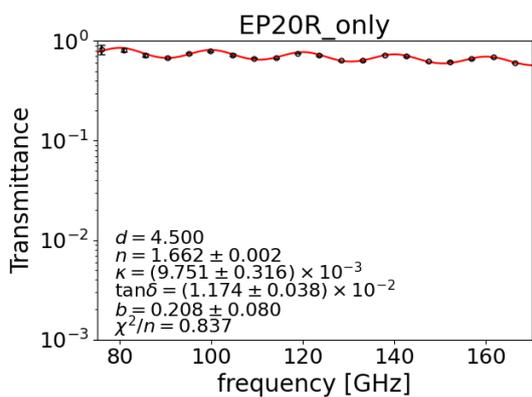
・ EP20R



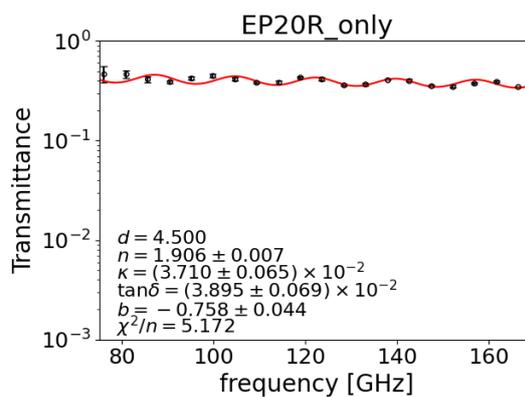
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



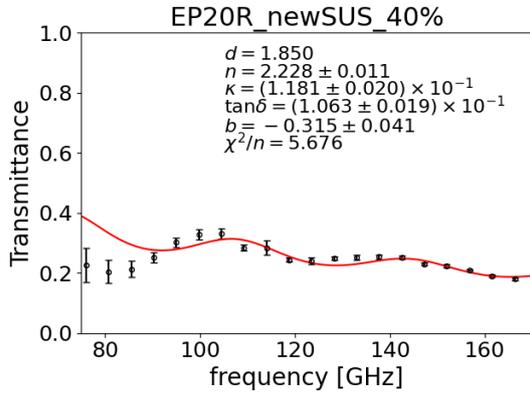
(c) 較正前, 対数スケール



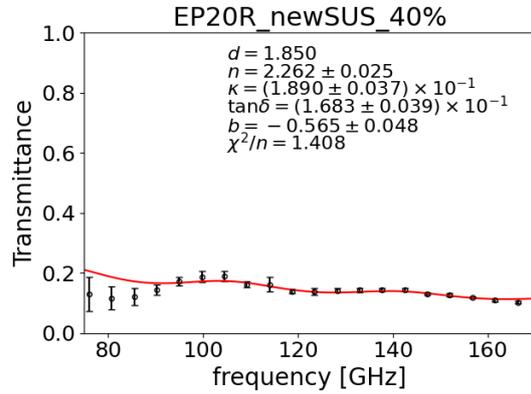
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
4.50	4.55	4.50	4.50	4.513

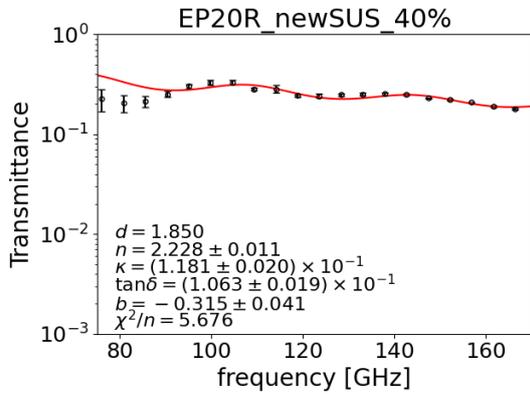
図 E.63: EP20R 粉末なし



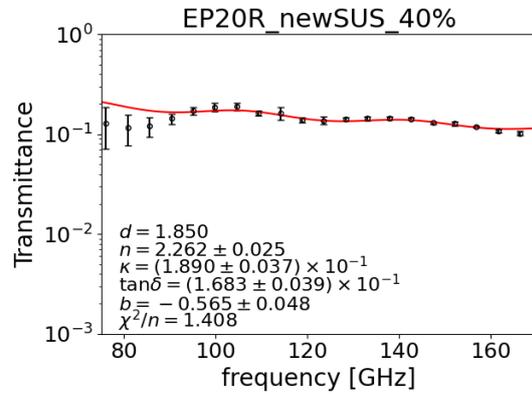
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



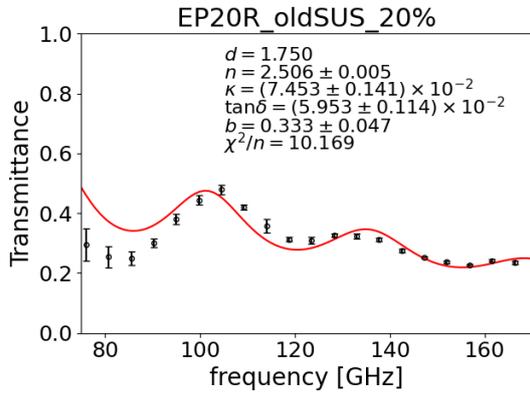
(c) 較正前, 対数スケール



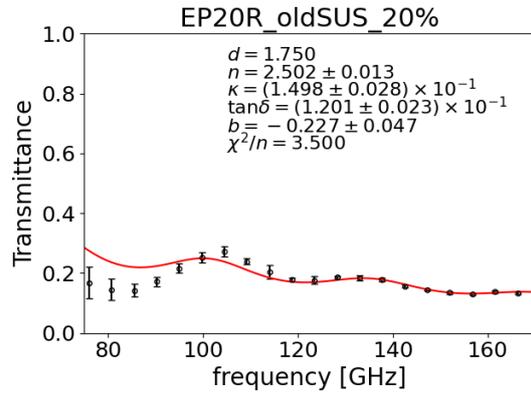
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.95	1.75	1.85	1.90	1.863

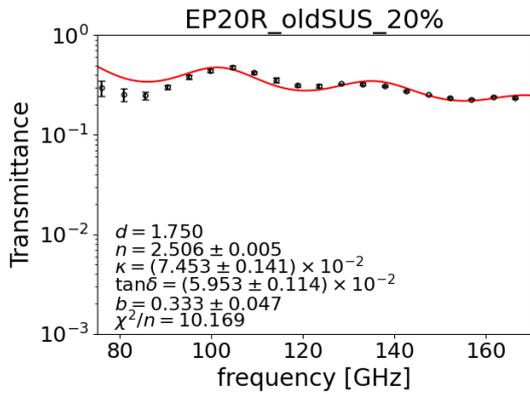
図 E.64: EP20R 球状 SUS 40%



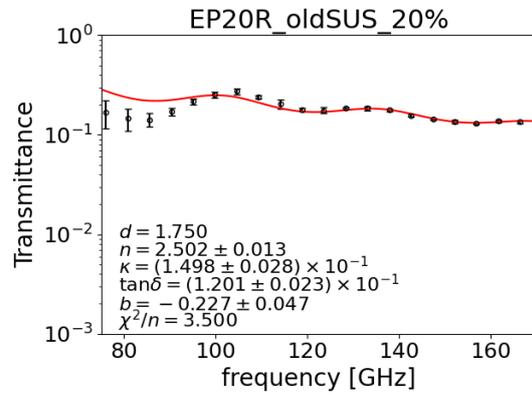
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



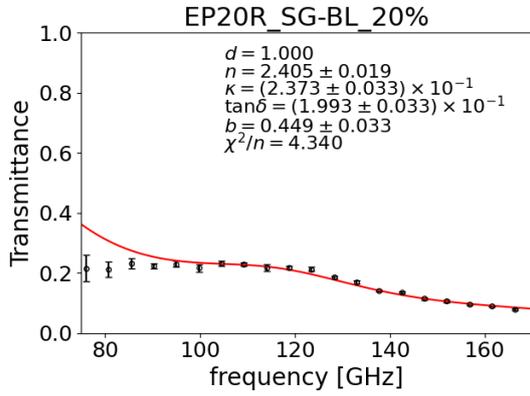
(c) 較正前, 対数スケール



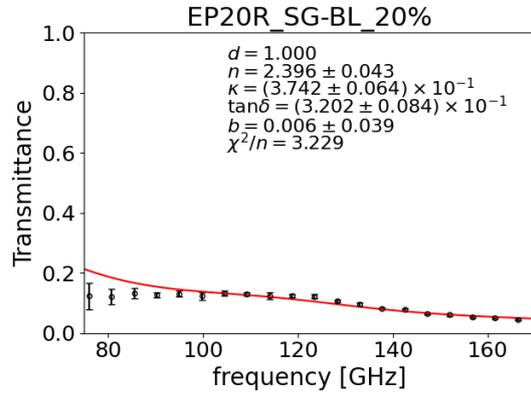
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.75	1.70	1.75	1.90	1.775

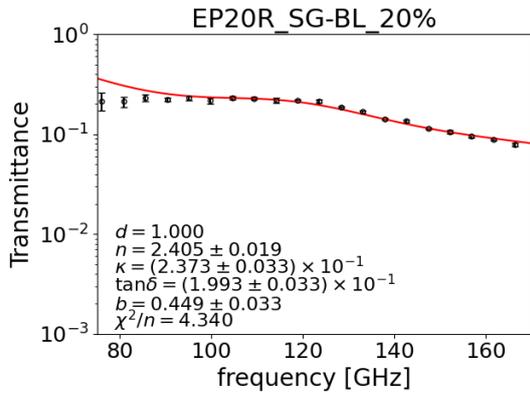
図 E.65: EP20R 扁平状 SUS 20%



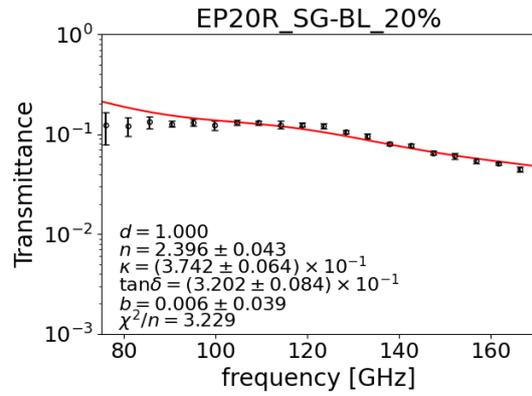
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



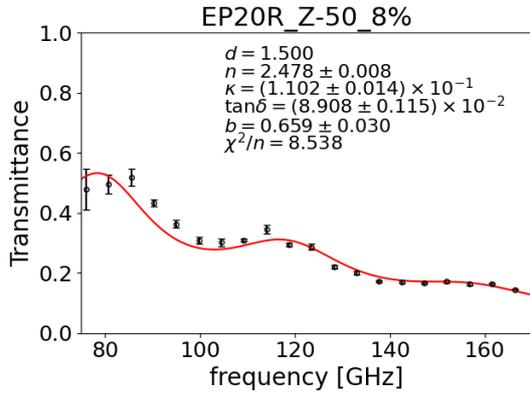
(c) 較正前, 対数スケール



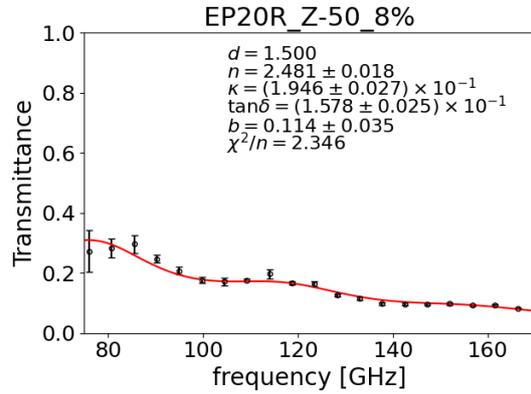
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.85	1.10	1.20	0.95	1.025

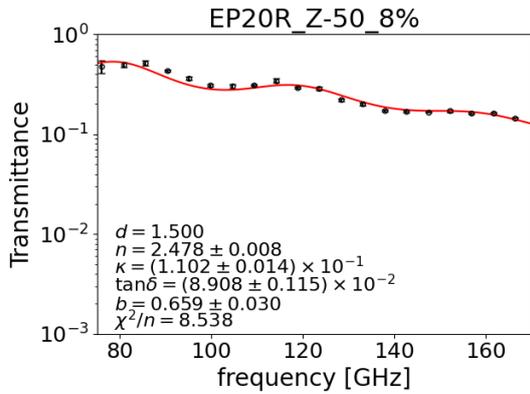
図 E.66: EP20R 黒鉛 SG-BL40 20%



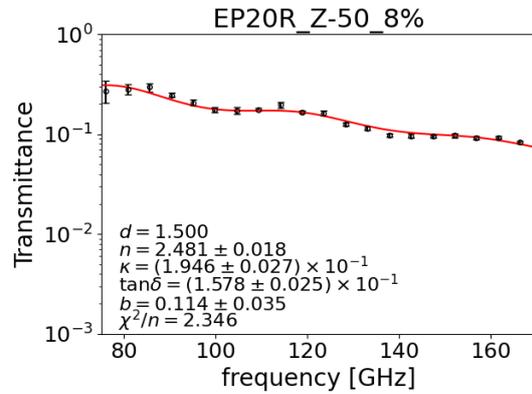
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



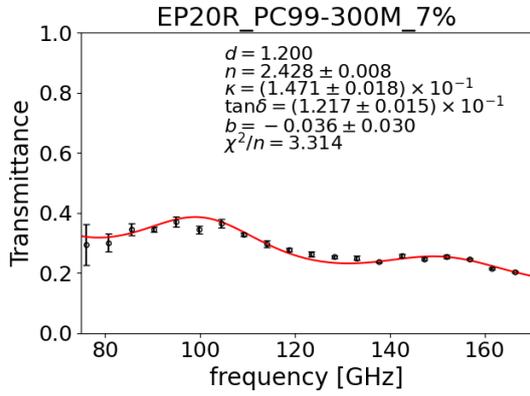
(c) 較正前, 対数スケール



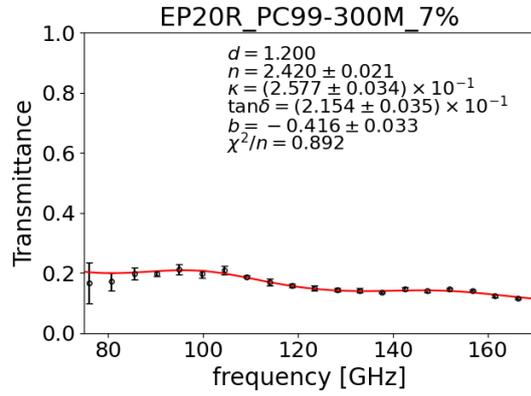
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.50	1.40	1.45	1.60	1.488

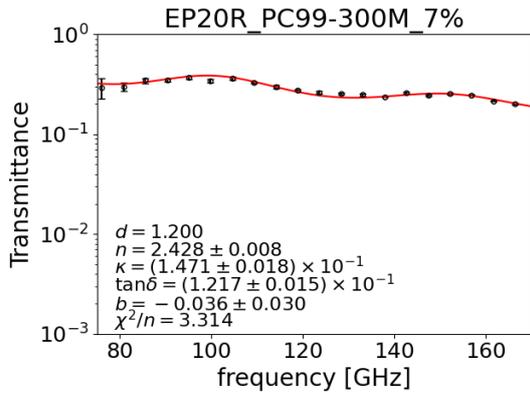
図 E.67: EP20R 黒鉛 Z-50 8%



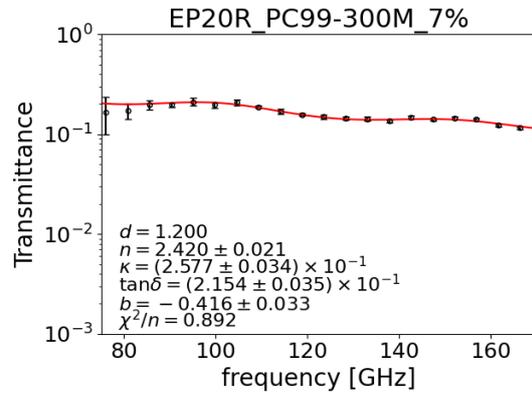
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



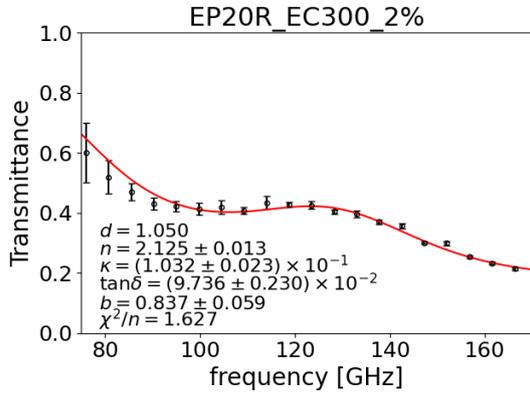
(c) 較正前, 対数スケール



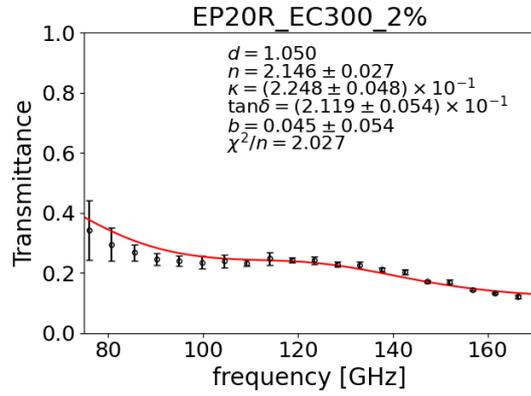
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.05	1.15	1.30	1.20	1.175

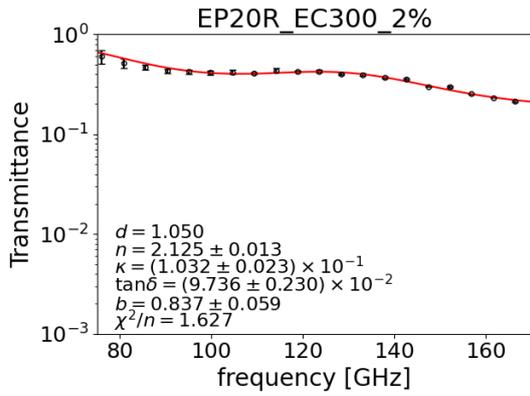
図 E.68: EP2OR 黒鉛 PC99-300M 7%



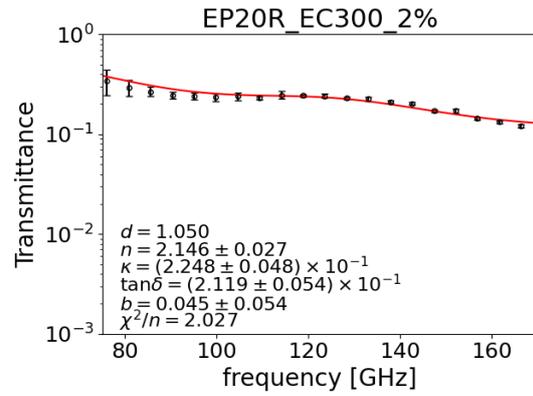
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



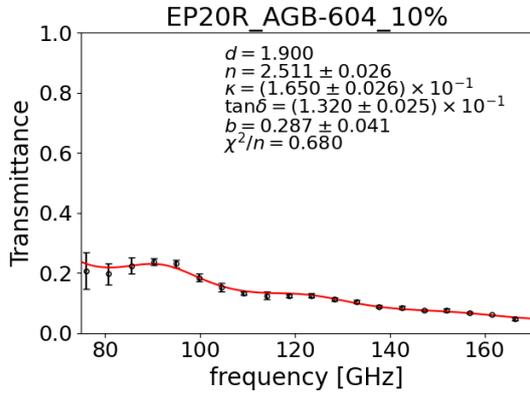
(c) 較正前, 対数スケール



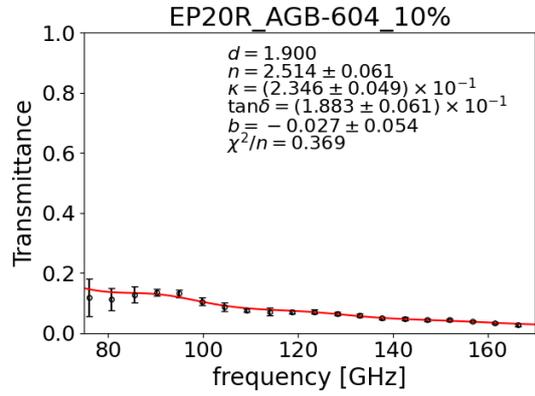
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.15	1.05	0.95	1.00	1.038

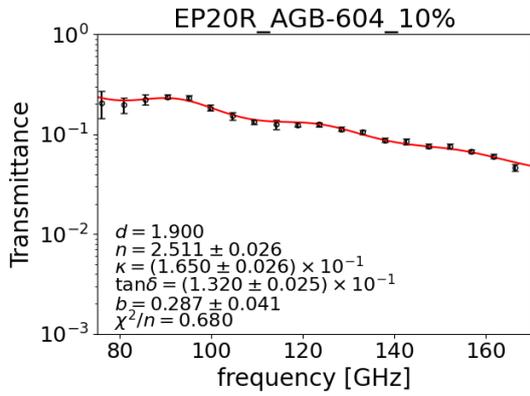
図 E.69: EP20R 黒鉛 EC300 2%



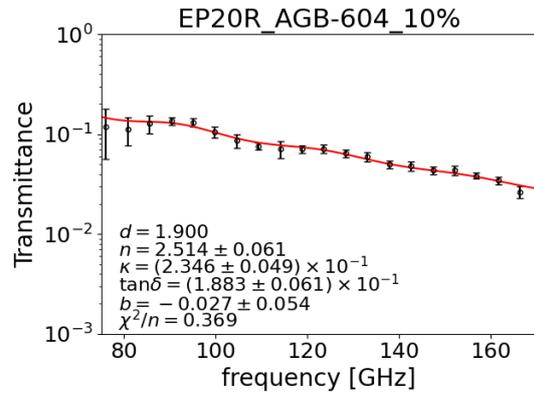
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



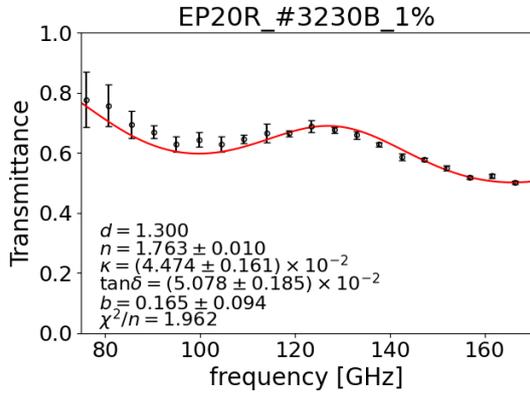
(c) 較正前, 対数スケール



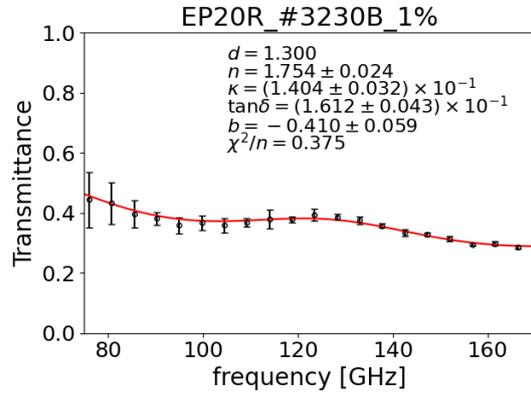
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.95	1.80	1.95	2.00	1.925

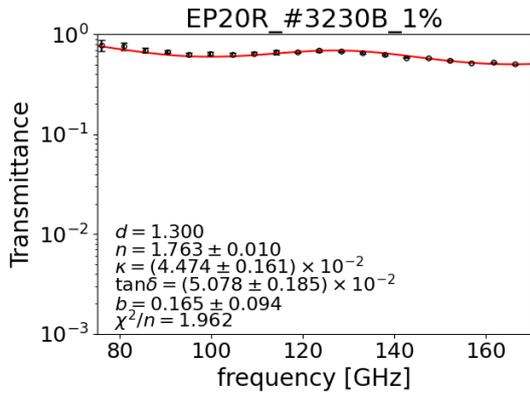
図 E.70: EP20R 黒鉛 AGB-604 10%



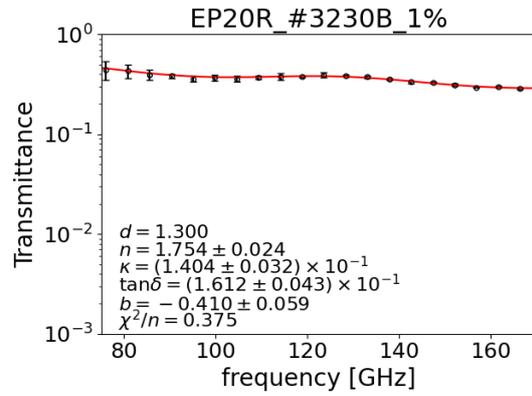
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



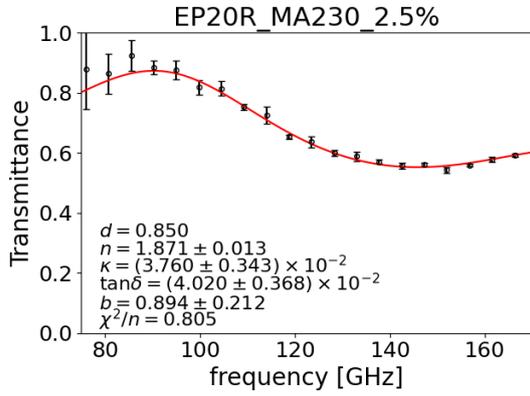
(c) 較正前, 対数スケール



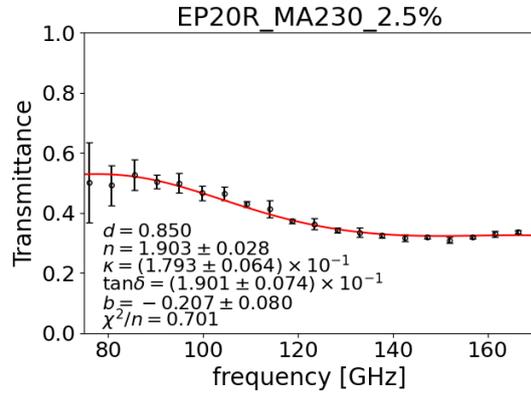
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.35	1.05	1.40	1.40	1.300

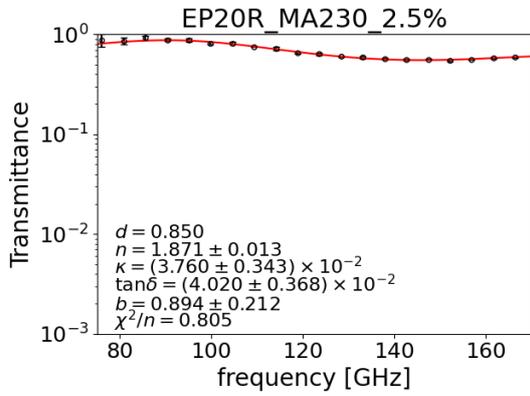
図 E.71: EP20R カーボンブラック #3230B 1%



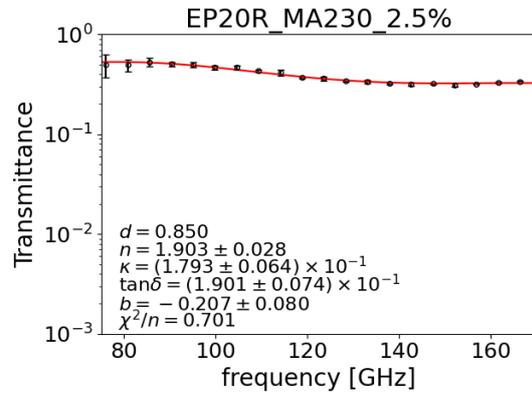
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



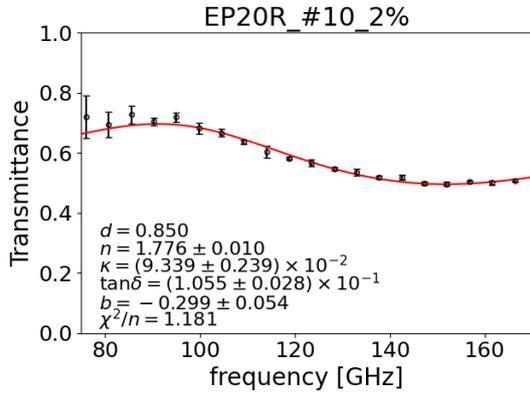
(c) 較正前, 対数スケール



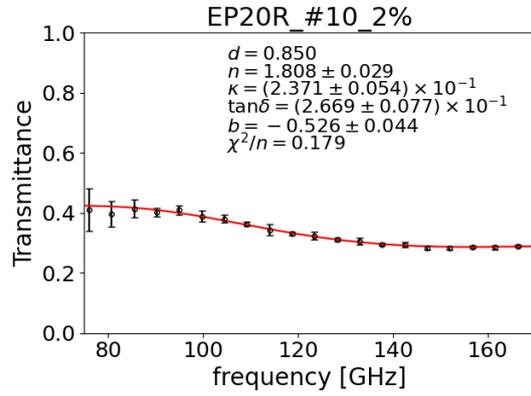
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.85	0.80	0.80	0.95	0.850

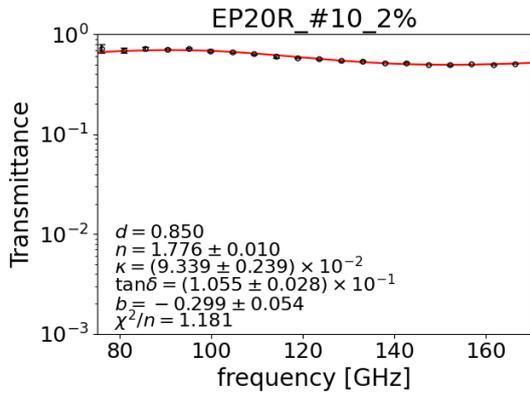
図 E.72: EP20R カーボンブラック MA230 2.5%



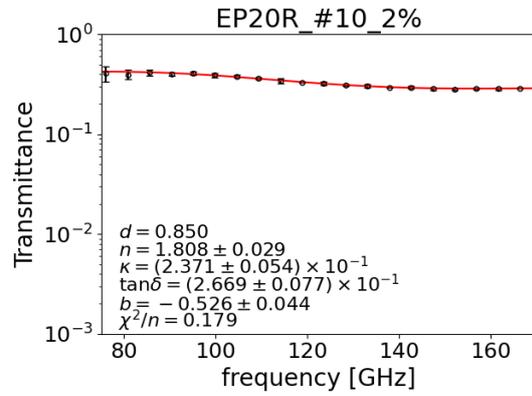
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



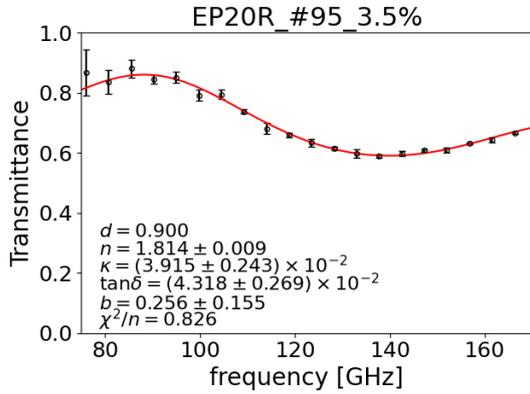
(c) 較正前, 対数スケール



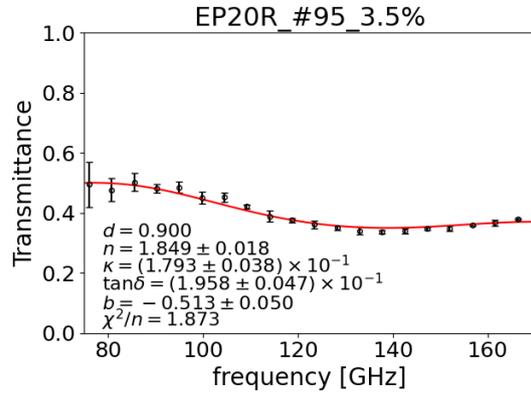
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.75	0.85	0.90	0.90	0.850

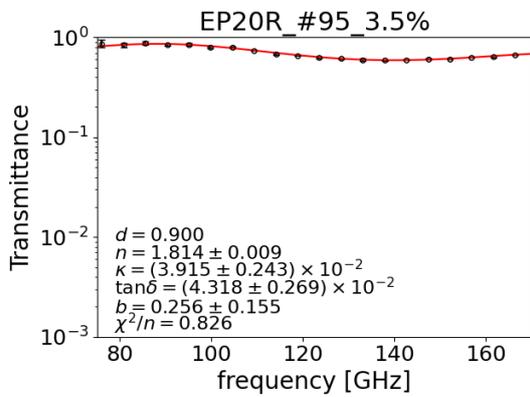
図 E.73: EP20R カーボンブラック #10 2%



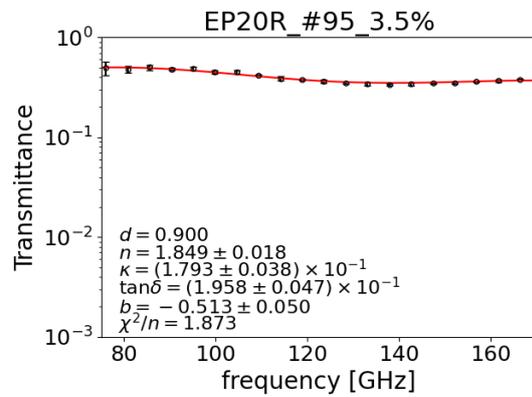
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



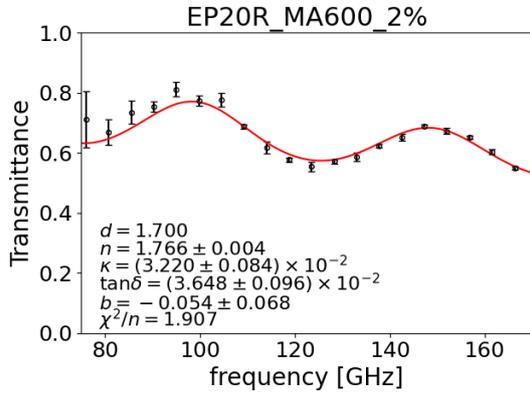
(c) 較正前, 対数スケール



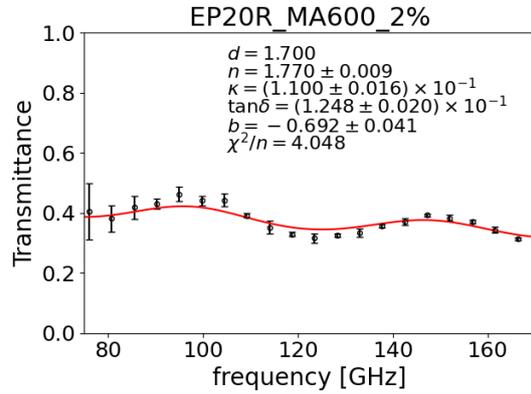
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.85	0.90	1.00	0.95	0.925

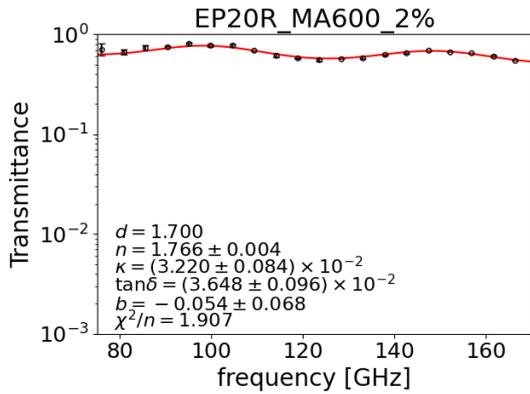
図 E.74: EP20R カーボンブラック #95 3.5%



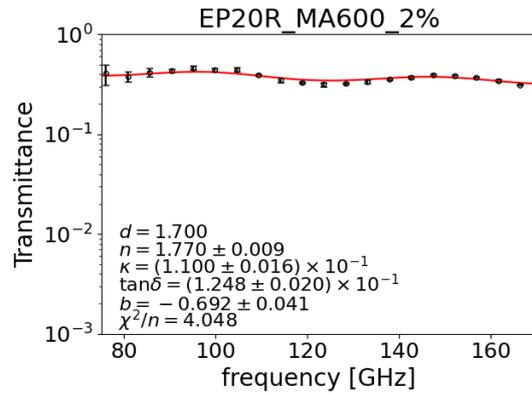
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



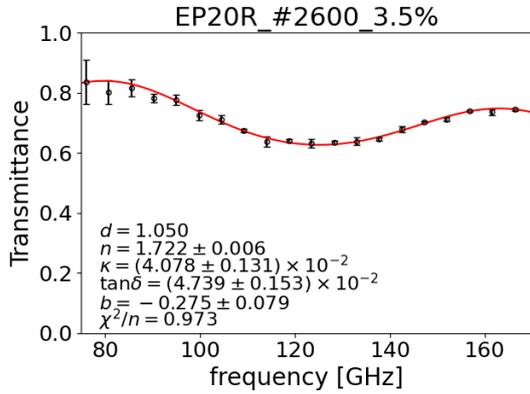
(c) 較正前, 対数スケール



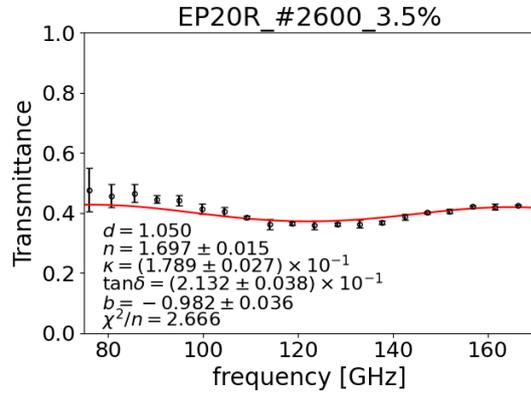
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.70	1.65	1.75	1.75	1.713

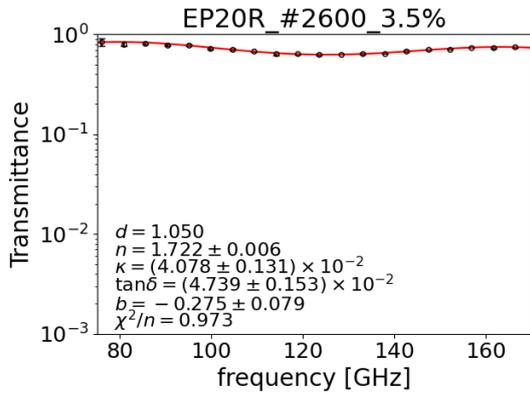
図 E.75: EP20R カーボンブラック MA600 2%



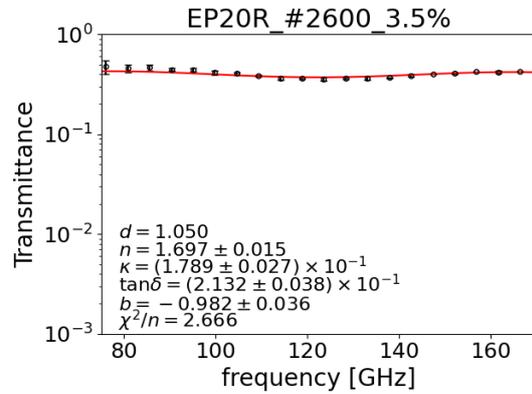
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



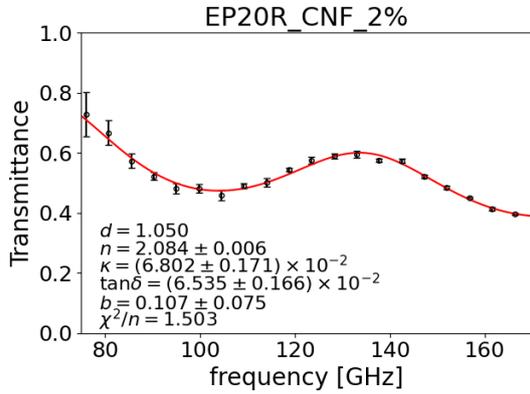
(c) 較正前, 対数スケール



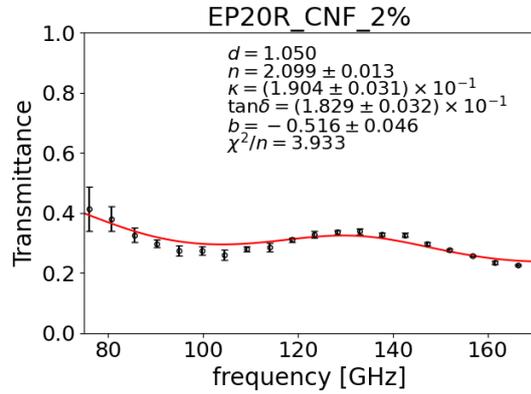
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.95	1.00	1.15	1.10	1.050

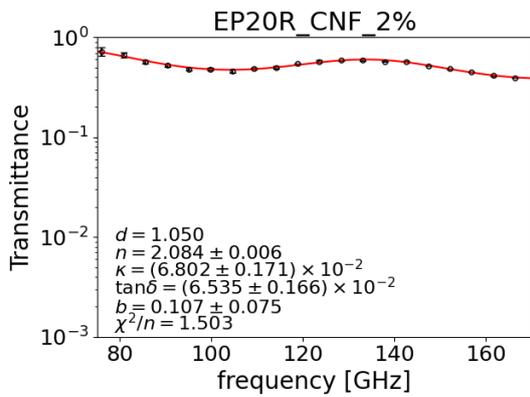
図 E.76: EP20R カーボンブラック #2600 3.5%



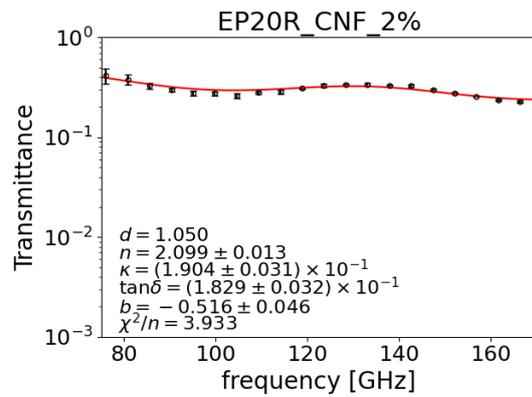
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



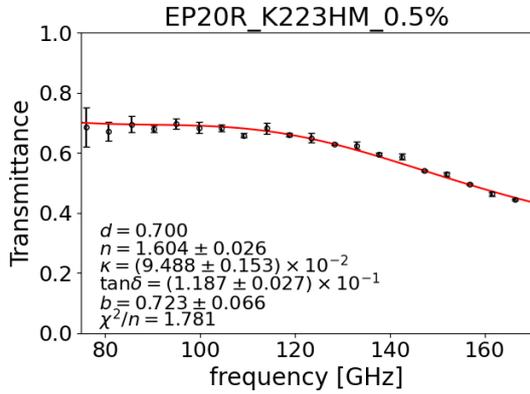
(c) 較正前, 対数スケール



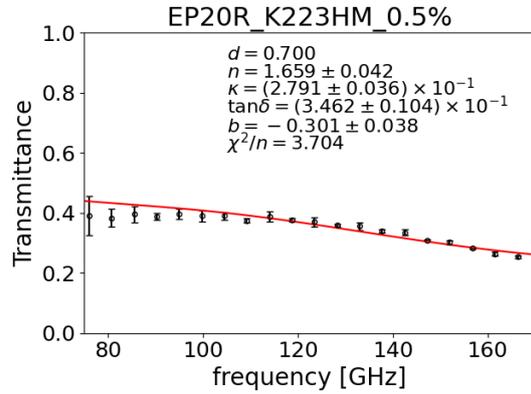
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.00	1.05	1.10	1.05	1.050

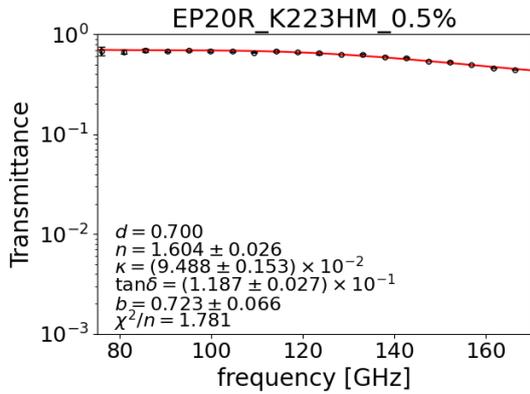
図 E.77: EP20R 炭素繊維 カーボンナノファイバー 2%



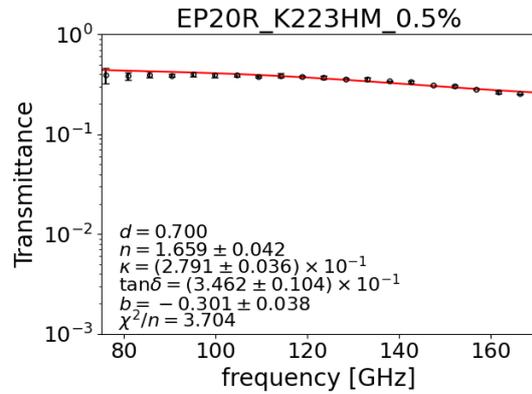
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



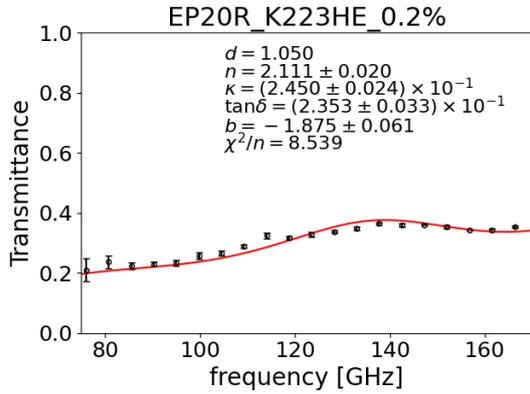
(c) 較正前, 対数スケール



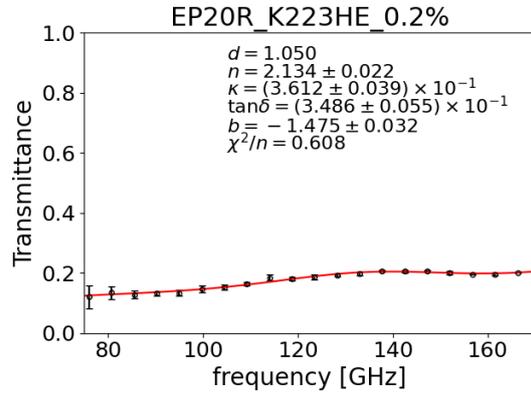
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
0.70	0.85	0.65	0.55	0.688

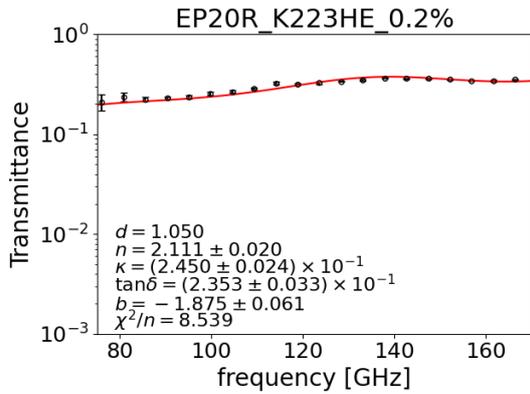
図 E.78: EP20R 炭素繊維 K223HM 0.5%



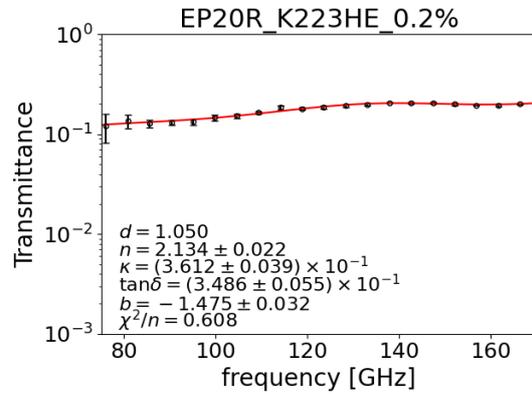
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



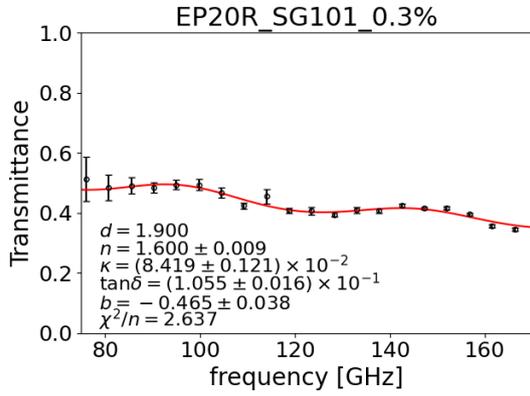
(c) 較正前, 対数スケール



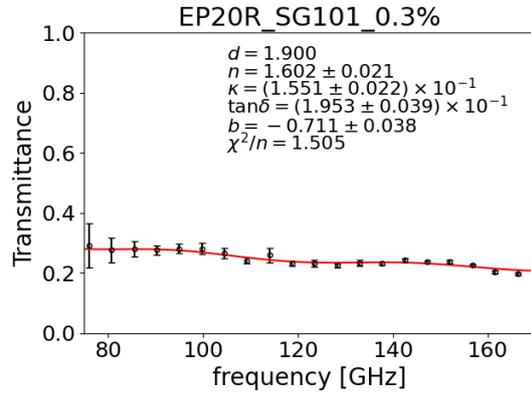
(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
1.20	1.00	0.85	1.10	1.038

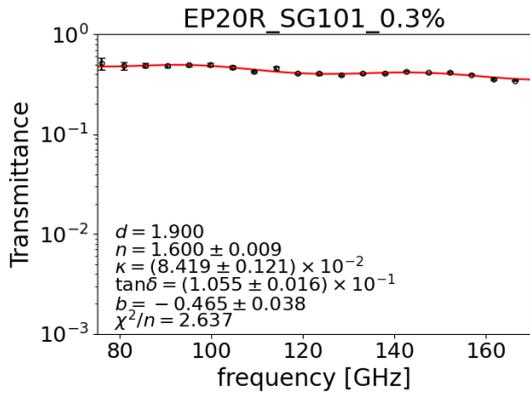
図 E.79: EP20R 炭素繊維 K223HE 0.2%



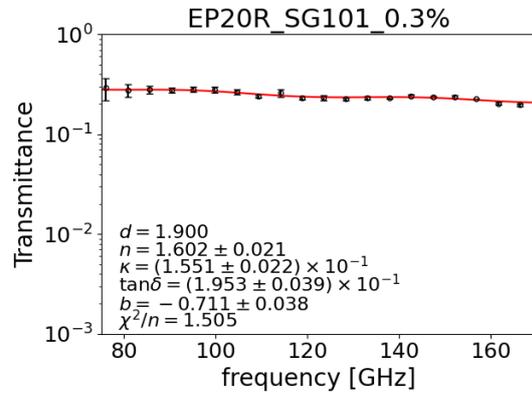
(a) 較正前, 線形スケール



(b) 較正後, 線形スケール



(c) 較正前, 対数スケール



(d) 較正後, 対数スケール

上 [mm]	左 [mm]	下 [mm]	右 [mm]	平均 [mm]
2.00	2.15	1.85	1.75	1.938

図 E.80: EP20R カーボンナノチューブ 0.3%

## 参考文献

- [1] R. A. Alpher and R. Herman, "On the Relative Abundance of the Elements," *Physical Review* 74 (1948), 1577.
- [2] A. A. Penzias and R. W. Wilson, "A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s," *Astrophysics Journal* 142 (1965), 419.
- [3] COBE 衛星による CMB スペクトル：[https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/firas\\_monopole\\_get.cfm](https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/firas_monopole_get.cfm)
- [4] Planck collaboration. "Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck." arXiv:1807.06205. 2018 <https://arxiv.org/abs/1807.06205>
- [5] S. Takakura "Characterization of a continuous polarization modulator using a half-wave plate for measurements of degree-scale cosmic microwave background with the POLARBEAR experiment." <https://doi.org/10.18910/67054>
- [6] BICEP/Keck collaboration. "Measurements of Degree-Scale B-mode Polarization with the BICEP/Keck Experiments at South Pole" arXiv:1807.02199
- [7] ANSYS, 電磁シミュレーション HFSS：<https://www.ansys.com/products/electronics/ansys-hfss>
- [8] S. Adachi et al., "Production Method of Millimeter-Wave Absorber with 3D-Printed Mold." arXiv:2001.00517. 2020
- [9] E. E. Haller et al., "Neutron Transmutation Depot (NTD) Germanium Thermistors for Submillimetre Bolometer Applications" <https://www.researchgate.net/publication/234530109>
- [10] 清水大介, 単層カーボンナノチューブ TUBALL：[https://www.kusumoto.co.jp/wp-content/uploads/2020/11/NIPPON\\_GOMU\\_KYOKAISHI\\_Vol193No8.pdf](https://www.kusumoto.co.jp/wp-content/uploads/2020/11/NIPPON_GOMU_KYOKAISHI_Vol193No8.pdf)
- [11] 小檜山光信：「光学薄膜の基礎理論 増強改訂版ーフレネル係数、特性マトリクスー」（株式会社オプトロニクス社、2011）
- [12] E.Hecht：OPTICS、尾崎義治・朝倉利光訳：「ヘクト 光学」（丸善出版、2018）
- [13] 砂川重信：「理論電磁気学」（紀伊國屋書店、2015）
- [14] 東海大学八木研究室：「光学・レーザー物理」  
<http://www.sp.u-tokai.ac.jp/~yagi/OpticsandLaser.html>
- [15] M.Born, E.Wolf：Principles of Optics、草川徹・横田英嗣訳：「光学の原理 III Coherence 理論, 金属および結晶光学」（東海大学出版会、1975）

- [16] 官野史靖. 宇宙マイクロ波背景放射観測の系統誤差低減を目的とした基礎開発と性能評価 (修士論文), 2018
- [17] 東洋アルミニウム株式会社 : <https://www.toyal.co.jp>
- [18] 伊藤黒鉛工業株式会社 : [http://www.graphite.co.jp/0200\\_products.html](http://www.graphite.co.jp/0200_products.html)
- [19] 三菱ケミカル株式会社、カーボンブラック :  
<http://www.carbonblack.jp/index.html>
- [20] 株式会社アルメディア、ナノマテリアル :  
<https://www.almedio.co.jp/enterprise/nanomaterial/>
- [21] 三菱ケミカル株式会社、ダイアリード :  
[https://www.m-chemical.co.jp/products/departments/mcc/cfcm/product/1200539\\_7304.html](https://www.m-chemical.co.jp/products/departments/mcc/cfcm/product/1200539_7304.html)
- [22] ナガセエレクトクス株式会社 : <https://www.nagase.co.jp>
- [23] ゼオンナノテクノロジー株式会社 : <http://www.zeonnanotech.jp>
- [24] 日本黒鉛工業株式会社 : <http://www.n-kokuen.com/graphite/>
- [25] 株式会社 ミュー : [http://www.myou-co.com/?page\\_id=171](http://www.myou-co.com/?page_id=171)
- [26] デュポン・スタイロ株式会社 : <https://www.dupontstyro.co.jp/styrofoam/product/styrofoam.php?ac=1>
- [27] 発泡スチレンシート工業会 : <https://www.jasfa.jp/psp/about.html>
- [28] 発泡スチロール協会 : <https://www.jepsa.jp/styrofoam/type.html>
- [29] 株式会社アタゴ、デジタル粘度計「VISCO」 : <https://www.atago.net/product/?l=ja&f=new/products-visco-top.php>

# 謝辞

新型コロナもあった大変な2年間でしたが、多くの人の助けにより研究を続けていく事ができました。

まず指導教員である田島治准教授に感謝を述べたいと思います。そもそも私が京大の高エネ研に入ったのは、学部4年時の研究室訪問で田島さんと話をして決めたのがきっかけでした。そう考えると2年間、この研究室で楽しく過ごせたのは田島さんのおかげです。研究面では私の自由にさせてくれつつも、行き詰まった時は適切な助言をして導いてくれました。また日々の会話でも研究のヒントを提供して頂き、発泡スチロール型電波吸収体はそのような会話から生まれたものでした。修論執筆では14回も添削に付き合ってください、とても頼りになりました。

研究員である安達俊介さんは研究面で私を身近でサポートして頂きました。特にこの研究は安達さんのアイデアから生まれたもので、色々な事を教えてくださいました。サンプルの作製方法、研究の進め方、シミュレーションなど数えて行けばキリがありませんが、大学院生活中で最も多くの事を教えて頂きました。またこの研究テーマも安達さんから頂いたものですが、とても面白く、私の研究欲を満たしてくれました。おかげで2年間研究に邁進する事ができ、当初想定していたよりずっと良いものになったと思います。

また、測定に関して他大学の方に大いに協力して頂き、無事に形にする事ができました。東北大学の服部誠准教授は測定に何回も付き合ってくださいました。用意した大量のサンプル測定は数日丸々かかるにも関わらず、私に進んで協力してくれました。測定の事や解析についても不明な点を丁寧に説明して頂き、また私の事をよく気にしてくれとてもありがたかったです。カブリ数物連携宇宙研究機構の桜井雄基さんは最終的なサンプルの測定をしてくださいました。特に他の予定が詰まっていた多忙だった年末に、私の測定を無理言ってやってもらいました。お陰様で修論の結論を言う事ができ、論文の完成度を1段高める事ができました。

カブリ数物連携宇宙研究機構のFrederick Matsudaさんには横国時代から修士まで3年間も研究に協力して頂きました。色々迷惑をお掛けしてしまう事も多かったです。松田さんはいつも優しく私の研究をサポートしてくれました。

京都大学のCMBグループの方にも感謝申し上げます。鈴木さんと本多さんは別の実験グループでしたが、毎週のミーティングやゼミを通してアドバイスをしてくれました。

横浜国立大学時代に関わった方とも大学院でお世話になりました。指導教員である中村

正吾准教授は私が他大学の院を受ける事に理解を示して頂けるだけでなく、今の研究室をおすすめしてくれました。廣瀬さんは大学時代に色々な CMB のグループの紹介や出張に付き合ってください、大学院でも研究でお世話になる事がありました。同期の菊地くんと谷山くんとはお互いの近況などを話し合ったりして良いリラックスになりました。

ここに挙げた以外にも沢山の人の協力がありました。SO 日本グループの方にはミーティングや学会でお世話になりました。京都大学高エネルギー研究室の方々は主に研究以外で色々な事を教えてくれました。

研究では株式会社アルメディオ、伊藤黒鉛工業株式会社、三菱ケミカル株式会社には粉末材料の安価・無償提供をしてくださいました。また東京大学の木内さん、KEK の長谷川さんにも粉末材料を譲って頂きました。

同期の小林くん、末野くん、菅島くん、谷くん、辻川くん、馮くん、耀漢くんとは飲み会で色々な話をしたり、研究室のイベントを協力してやった事など今となっては良い思い出です。他大学から一人で京都に来て、どうなるかなと危惧していましたがみんな私によくしてくれました。京都大学に来て良かった事の一つはみんなと友人になれた事です。

以上、長くなりましたが、最後に私をここまで育ててくれた父、母、および祖母に感謝を述べ、この論文を締めさせていただきます。

2021 年 1 月 27 日

大塚稔也