

2024 年度 修士論文

CMB 実験に用いる希釈冷凍機の性能評価と電  
波吸収体の開発

2025 年 1 月 24 日

指導教員 田島治

京都大学 高エネルギー物理学研究室

修士課程 2 年 笠井優太郎

## 要旨

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の観測から、宇宙初期に関する知見を得られる。その中でも偏光 B モード測定は、宇宙初期の急激な加速膨張であるインフレーションの描像を明らかにする重要な手段である。より具体的には、インフレーションによる原始重力波の強度の指標であるテンソル・スカラー比の情報を得ることができる。

現在、Simons Observatory 実験が進行中であり、テンソル・スカラー比を 0.003 の精度で求めることを目標としている。そのためには大角度スケールの測定が必要であるため小口径の望遠鏡が用いられる。これまでに、3 台の望遠鏡が完成しており、現在は低周波数帯域 (27/39 GHz) の望遠鏡 (SAT-LF) 1 台を増設する開発が進んでいる。銀河からの電波放射は CMB と混同されうるノイズとなる。銀河放射と CMB の周波数依存性の違いを用いてこれを分離するために、多周波数観測が必要不可欠である。つまり、Simons Observatory で低周波数帯域を観測する役割を担う SAT-LF は重要である。

SAT-LF には感度上昇のためにさまざまな工夫を施している。冷凍機を用い、高感度で高統計な超伝導検出器である TES を冷却している。また、光学系からの黒体放射がノイズ源となるため、optics tube と呼ばれる筒状の光学系全体は 1 K に冷却されている。さらに、optics tube には外来ノイズを防ぐ工夫も施されている。Optics tube 内壁を反射して検出器に入射しうる外来ノイズ「迷光」を抑制するために、内壁には電波吸収体が貼り付け、迷光を吸収する。このように、冷却と電波吸収体の組み合わせによって低ノイズ環境を実現する。

まず、本研究では SAT-LF で用いる冷却システムの最適化を行なった。冷却能力を正確に把握して設計を最適化することで、よりシンプルで効率的な望遠鏡の設計が可能になり、開発・運転コストを削減できる。そこで、熱源を冷却システムの各部に配置して人為的に熱を与えられる冷却性能評価システムを構築した。冷却システムに対して人為的に熱を与えることにより、検出器の冷却能力への影響を調査した。その結果、パルスチューブ冷凍機というものを 2 台から 1 台に減らしても十分な冷却能力を達成できることを突き止めた。

次に SAT-LF で用いられる電波吸収体の開発も行なった。これまでの Simons Observatory では中・高周波数帯域に特化した電波吸収体を用いており、SAT-LF がターゲットとする低周波数帯域では要求性能 (反射率 < 1%) を満たさない。そこで、本研究では低周波数帯域用に形状を最適化することで要求性能を満たす電波吸収体を開発した。さらに、構造の変更に伴う機械的歪みの影響の削減や残留ガスの問題にも対処し、SAT-LF 実機への搭載に目処をつけた。

今後の展望として、SAT-LF 実機を作製して本研究による最適化の実用性を検証したい。

# 目次

1	研究背景	5
1.1	ビッグバン宇宙論	5
1.2	Cosmic Microwave Background	6
1.3	ビッグバン宇宙論の問題点	7
1.4	インフレーション理論	9
1.5	インフレーション理論検証のための CMB 偏光観測	10
1.6	CMB からわかる他の物理	14
1.6.1	有効ニュートリノ世代数	14
1.6.2	ニュートリノ質量和	14
1.6.3	SZ 効果	14
1.7	本論文の構成	15
2	CMB 観測実験 Simons Observatory	16
2.1	物理目標	16
2.2	小口径望遠鏡と大口径望遠鏡	16
2.3	SAT の装置概要	17
2.3.1	観測周波数帯域	18
2.3.2	焦点面検出器	20
2.3.3	光学系と optics tube	21
2.3.4	冷却システム	23
2.4	まとめと本研究の位置付け	23
3	SAT-LF の冷却性能の最適化に向けた性能評価	25
3.1	冷却性能の最適化の必要性	25
3.2	SAT-LF における冷凍機の動作原理	26
3.2.1	Pulse Tube Cooler (PTC)	27
3.2.2	Dilusion Refrigerator (DR)	28
3.3	冷却能力の評価方法	31
3.4	基礎冷却性能の評価	32
3.5	1st stage の冷却性能評価	35
3.6	2nd stage の冷却性能評価	45
3.7	Still の冷却能力評価	45
3.8	まとめ	48
4	電波吸収体の開発	50

4.1	SAT-LF における電波吸収体の必要性と要求性能 . . . . .	50
4.2	先行開発した電波吸収体とその問題点 . . . . .	51
4.3	RAM-3pm について . . . . .	52
4.3.1	RAM-3pm の作製方法 . . . . .	52
4.3.2	RAM-3pm の低反射化の原理 . . . . .	54
4.3.3	RAM-3pm の問題点 . . . . .	56
4.4	RAM-3pm の低周波領域での反射率 . . . . .	56
4.5	RAM-3pm の低周波帯域への最適化 . . . . .	58
4.5.1	ピラミッド形状の最適化 . . . . .	58
4.5.2	厚さの最適化 . . . . .	60
4.6	アウトガスの対策 . . . . .	63
4.6.1	穴あり RAM-3pm の作成 . . . . .	65
4.6.2	充填材の注ぎ方 . . . . .	66
4.7	まとめ . . . . .	69
5	まとめと今後の展望 . . . . .	71
付録.A	ハッブル・ルメートルの法則 . . . . .	74
付録.B	低周波帯域での充填材の光学定数の測定 . . . . .	75

# 1 研究背景

## 1.1 ビッグバン宇宙論

1929年、天文学者ハッブル (Edwin Hubble) は宇宙が膨張していることを銀河の観測より発見した [1]。詳細は付録.A で示す。現在、宇宙が膨張していることから過去に遡ると宇宙初期には物質は圧縮され、高温・高圧で高密度な状態であったことが予想される。このような状態から宇宙の膨張に伴った核反応が進み元素が合成され、現在の状態にまで至ったと考える理論モデルをビッグバン宇宙論と呼ぶ。

膨張宇宙を記述する計量 (FLRW 計量) は次のように表される。ただし、宇宙は大域的に一様で等方であることを仮定した (宇宙原理)。

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1)$$

ここで、 $K$  は空間曲率に相当する定数である。 $a(t)$  はスケールファクターと呼ばれ、宇宙の膨張を記述する量である。現在のスケールファクター  $a$  を 1 として規格化されている。宇宙の構成要素は完全流体であると仮定すれば、一様宇宙のエネルギー運動量テンソル  $T$  は、

$$T = \begin{pmatrix} -\rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (2)$$

となる。ただし、 $\rho$  は流体の密度、 $P$  は圧力を表す。アインシュタイン方程式より次のフリードマン方程式

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} \quad (3)$$

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0 \quad (4)$$

が導かれる。ただし、 $H = \dot{a}/a$  であり、ハッブル定数と呼ばれる。物質の構成要素それぞれについて状態方程式

$$w = \frac{P}{\rho} \quad (5)$$

が成立することを仮定すると、上式を解くことができ、宇宙の時間発展を記述することが可能である。

宇宙の構成要素は状態方程式を通じて特徴づけられる。主に、物質、放射、ダークエネルギーが考えられ、それぞれ  $w = 0, 1/3, -1$  である。それぞれの構成要素が宇宙で占めるエネルギーの大きさの時間変化の仕方は  $w$  に依存するため、その大きさは宇宙の時刻に応じて変わる。物質のエネルギーが宇宙のエネルギーの割合を最も多く占める時期を物質優勢期という。放射、ダークエネルギーについても同様に、放射優勢期、ダークエネルギー優勢期と呼ぶ。後述する CMB の観測を通じて、ダークエネルギーの存在や標準模型の物質とは異なる暗黒物質の存在が示唆されている。このような暗黒物質とダークエネルギーに基づいたモデルを  $\Lambda$ CDM モデルという。

## 1.2 Cosmic Microwave Background

宇宙初期の高温高密度な状態では宇宙のバリオンはイオン化されており、自由電子が存在したために宇宙は光子にとって透明ではなかった。宇宙膨張と共に温度が低下すると宇宙の構成物質は電子と陽子のプラズマと光子のみになる。この状態でも光子はプラズマと相互作用できるため光子にとって宇宙は透明ではない。しかし、宇宙が膨張するにつれて光子のもつエネルギーが低下し、



の反応が平衡ではなくなり宇宙は透明に近づく。また、宇宙の膨張に伴い電子の個数密度が小さくなり、反応率が低下する。最終的に宇宙開闢から 38 万年程度経過したときに、宇宙は光子にとって透明になる。このことを宇宙の晴れ上がりと呼ぶ。この時の時刻を  $t_{\text{dec}}$  とすると、 $a(t_{\text{dec}}) = 1/1090$  となる [2]。晴れ上がりによって平衡状態から分離した光は現在のわれわれまで届いており、宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background, CMB) として観測される。CMB は宇宙初期の平衡状態から放たれる光であるため、黒体放射スペクトルと一致する。CMB の波長が宇宙膨張により伸びることで温度が低下し、現在の地球では 2.725 K の黒体放射スペクトルとして観測される。

CMB は  $10^{-5}$  程度の平均温度からの微小な揺らぎを持つ。図 1 は CMB 観測衛星 Planck による全天の CMB の測定から得られた揺らぎを銀河座標系でプロットしたものである [3]。CMB の揺らぎは全天のどの方向を見るかという座標に依存し、理論と直接比較できる量ではない。そこで、球面調和関数展開を用いた解析がよく行われる。CMB の揺らぎ  $\Theta$  を CMB の平均温度  $\bar{T}$  とそこからのずれ  $\delta T$  を用いて、 $\Theta = \delta T/\bar{T}$  とする。球面調和関数

$$Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^{(m+|m|)/2} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} \mathcal{P}_l^{|m|}(\cos\theta) e^{im\phi} \quad (7)$$

を用いて、

$$\Theta(\hat{n}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_l^m(\hat{n}) \quad (8)$$

と展開できる。ただし  $\mathcal{P}_l^{|m|}$  はルジャンドル陪多項式であり、 $\hat{n}$  は天球上の位置を示すベクトルである。 $l$  は multipole と呼ばれる揺らぎのスケールに対応する量であり、自然数である。 $m$  は  $-l \leq m \leq l$  を満たす自然数である。Multipole  $l$  は角度スケール  $\delta\theta$  と

$$l \approx \frac{\pi}{\delta\theta} \quad (9)$$

という関係がある。展開係数  $a_{lm}$  は座標のとり方による量であるが、

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l \langle |a_{lm}|^2 \rangle \quad (10)$$

は座標のとり方によらない量である。したがって、 $C_l$  (もしくは  $C_l = l(l+1)C_l/2\pi$ ) が CMB の解析でよく用いられる。 $C_l$  には宇宙の晴れ上がる当時の宇宙の情報や、その後の宇宙の進化の情

報が残されている。図 2 に現在得られている  $C_l$  の最新の結果を示す。ここから、諸々の宇宙論パラメータを導出できる [4].

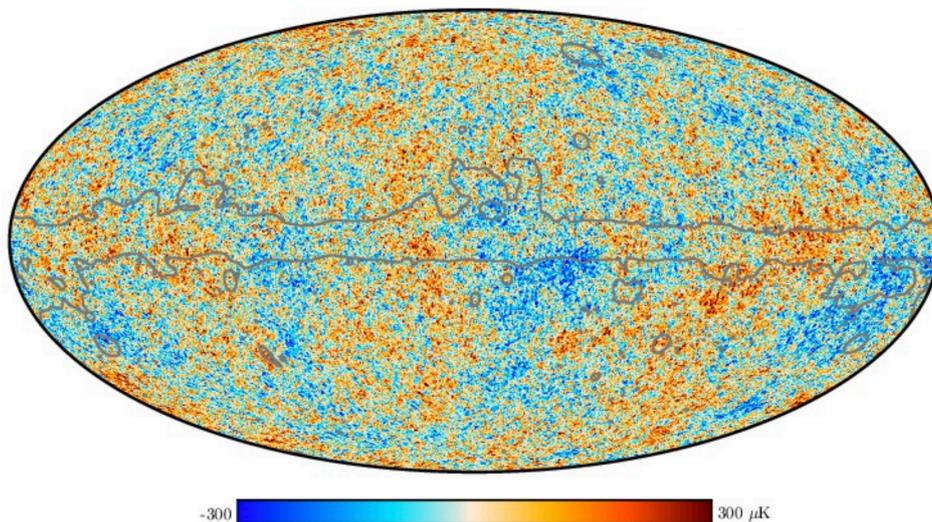


図 1: Planck により観測された CMB の温度異方性 [3].

### 1.3 ビッグバン宇宙論の問題点

本節ではビッグバン宇宙論に残存している問題について述べる。[6] を参考にした。

晴れ上がり時に因果を持っていないほど遠く離れた領域においても、CMB の温度がほとんど同じ温度になっているという問題がある。これは地平線問題と呼ばれる。これを理解するには次の二つの量を比較すれば良い。

1. 宇宙の晴れ上がり時に因果律を保つことができる物理的な長さ。
2. 現在観測可能な宇宙の物理的長さを宇宙の晴れ上がり時の長さで表したもの。これは CMB の観測が全天で一様であることから少なくとも現在観測可能な宇宙の物理的長さで因果が保たれていることが分かるためである。

この二つの長さを比較する準備として、抽象的に考えてみよう。宇宙の時間とスケールファクターの関係が次の式で与えられると仮定する。

$$a \propto a_i t^p \quad (0 < p < 1) \quad (11)$$

放射優勢期と物質優勢期ではそれぞれ  $p = 1/2, 2/3$  である。因果律を保つことのできる物理的長さの典型的な大きさはハッブル長さ  $L_H$  で表され、

$$L_H = cH^{-1} = \frac{c}{p} t \propto a^{1/p} \quad (12)$$

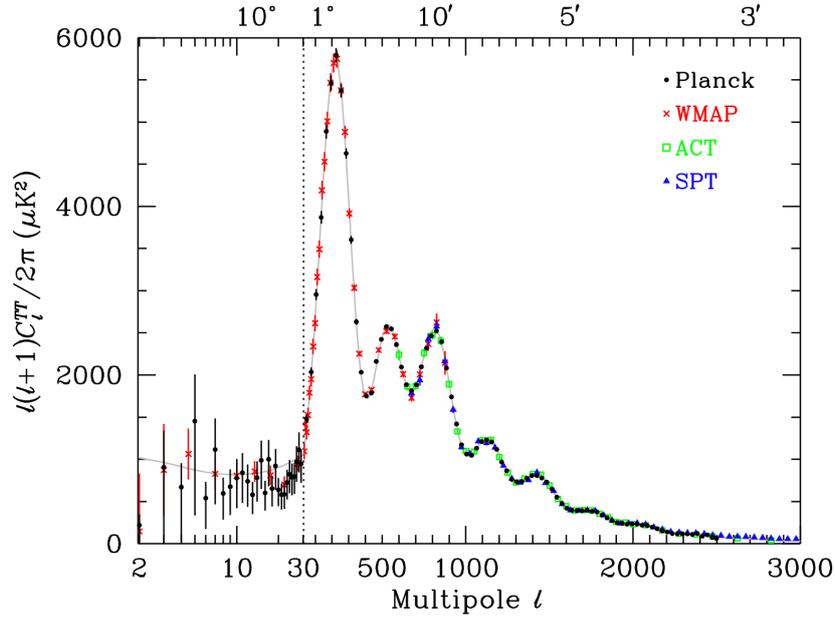


図 2: CMB 観測衛星 Planck, WMAP および CMB 観測望遠鏡 ACT, SPT により得られたパワースペクトル  $C_l$  を重ね書きしたもの. 曲線は Planck による  $\Lambda$ CDM モデルのパラメータを用いた理論曲線である. 横軸は後述するザックス・ウォルフ効果を際立たせるため, multipole が小さい箇所は線形に, 大きい箇所は log スケールになっている. [5] から引用した.

となる.  $H^{-1}$  は大まかに宇宙年齢と同程度の大きさを持つので, 光速  $c$  をかけることで因果律が保たれる距離が求められる.

一方, 現在  $t_0$  におけるある特定の長さ  $\lambda$  に対応した, スケールファクター  $a$  の時点での物理的長さ  $\lambda_p = a\lambda$  は

$$\lambda_p \propto a \propto t^p \quad (13)$$

となる. したがって,  $L_H$  と  $\lambda_p$  を比較すると  $0 < p < 1$  である限り, 過去に遡ると長さ  $\lambda$  のスケールよりハッブル半径の方が小さくなり, 過去のどこかで因果律を満たさなくなる.

具体的な値を CMB の場合に適用してみる. 宇宙の晴れ上がりのときの時刻を  $t_{\text{dec}}$ , 現在時刻を  $t_0$ ,  $H_0$  を現在のハッブル定数として, ハッブル長さを求めると

$$L_H(t_{\text{dec}}) = cH_0^{-1} \frac{a(t_{\text{dec}})^{1/p}}{a(t_0)^{1/p}} = cH_0^{-1} a(t_{\text{dec}})^{1/p} \quad (14)$$

となる. 一方, 現在の宇宙のハッブル長さに対応する物理的長さを, 宇宙の晴れ上がりのときの物理的長さ  $\lambda_p^{L_H}(t_{\text{dec}})$  に焼き直すと,

$$\lambda_p^{L_H}(t_{\text{dec}}) = cH_0^{-1} \frac{a(t_{\text{dec}})}{a(t_0)} = cH_0^{-1} a(t_{\text{dec}}) \quad (15)$$

となる。したがって、

$$\frac{\lambda_p^{L_H}(t_{\text{dec}})}{L_H(t_{\text{dec}})} = (a(t_{\text{dec}}))^{1-1/p} = (a(t_{\text{dec}}))^{1/2} \approx 0.03 \quad (16)$$

となる。ただし、簡単のために宇宙の晴れ上がり時にはすでに放射優勢期であったとし、 $p = 1/2$  を用いた。これは宇宙の晴れ上がり時に因果律を保っていた領域は現在の観測可能な宇宙の中のわずか 0.03 程度であったことを示す。それにも関わらず、CMB の揺らぎの大きさは  $10^{-5}$  程度であり極めて均一であり、矛盾が生じている。

そのほかにも、宇宙初期に空間曲率  $K$  があまりにも高い精度で 0 に近いという問題（平坦性問題）がある。このように現代の宇宙論では解決できない問題がある。これを解決するために導入されたのが、インフレーション理論である。

#### 1.4 インフレーション理論

本節の説明は [6] を参考にした。インフレーション理論とは放射優勢期に急激な時空の加速膨張が起こったと考える理論である。1.3 節で述べた地平線問題の原因は式 (12) において  $0 < p < 1$  であったことである。よって、もしスケールファクターの時間依存性が

$$a(t) = a_i t^p \quad (p > 1) \quad (17)$$

より急激な変化を伴うのであれば、1.3 節と同様の議論により、過去のどこかで  $\lambda_p$  のスケールは因果律を満たすスケールの内側に入る。実際のインフレーションモデルでは

$$a(t) = a_i e^t \quad (18)$$

を仮定する。したがって、もし仮に放射優勢期より過去の宇宙において式 (17, 18) を満たすインフレーション期が存在すれば、地平線問題は解決する。紙面の都合上ここでは述べないが平坦性問題などの他の問題も解決すると予想されている。

インフレーションはインフラトンと呼ばれる場による引き起こされる。インフラトンの場を実スカラー場  $\phi$  とすると、 $\phi$  に依存するポテンシャルエネルギー  $V(\phi)$  をもつスカラー場の作用積分  $S_m$  は、

$$S_m = \int d^4x \sqrt{-g} \mathcal{L}, \quad \mathcal{L} = -\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \quad (19)$$

となる。ただし、4次元時空の計量として式 (1) を用いた。これを Euler-Lagrange 方程式に代入して解くと、

$$3H^2 M_{\text{pl}}^2 = \frac{1}{2c^2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (20)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{1}{3M_{\text{pl}}^2} \left[ V(\phi) - \frac{\dot{\phi}^2}{c^2} \right] \quad (21)$$

となる。  $V(\phi) \gg \dot{\phi}^2/c^2$  であるとき、ポテンシャルが十分に平坦になり  $V(\phi)$  は Einstein 方程式における宇宙項と同様に振る舞う。その結果、宇宙膨張に寄与し、スケールファクターの加速膨張が得られる。なお、  $V(\phi) \gg \dot{\phi}^2/c^2$  をスローロール条件と呼ぶ。スローロール条件のもとで式 (20) は

$$3H^2 M_{\text{pl}}^2 = V(\phi) \quad (22)$$

$$\frac{\dot{a}}{a} = \sqrt{\frac{V(\phi)}{3M_{\text{pl}}^2}} \quad (23)$$

となる。仮に  $V(\phi)$  がほぼ定数  $v$  であるとすれば、

$$a(t) \propto \exp\left(\sqrt{\frac{v}{3M_{\text{pl}}^2}} t\right) \quad (24)$$

となる。ここからスケールファクターが指数膨張し、インフレーションが実現されることがわかる。

### 1.5 インフレーション理論検証のための CMB 偏光観測

前節にてインフレーション理論の必要性について述べた。本節ではインフレーションと実験をどのように比較するかについて議論する。本節の議論は [6, 7] を参考にした。インフラトン場  $\phi$  の量子揺らぎや計量の摂動により光子の分布も摂動を受け、平均温度からのわずかな揺らぎが生まれ、現在 CMB の揺らぎとして観測される。特にインフレーションの証拠は偏光の B モードに証拠を残すので、観測からインフレーションに迫ることができる。

インフラトン場  $\phi$  の量子揺らぎが急激な加速膨張により巨視的なスケールまで引き伸ばされ、時空に摂動が加わる。摂動のある時空において一般的に  $ds$  は

$$ds^2 = -(1 + 2\Phi)c^2 dt^2 + a^2(1 - 2\Psi)(\delta_{ij} + h_{ij})dx^i dx^j \quad (25)$$

と書き表される。ここで、 $\Phi$  はニュートンの重力ポテンシャル、 $\Psi$  は空間曲率の揺らぎ、 $h_{ij}$  は重力波であり、全て時間と空間座標に依存する量である。ただし、エネルギー・運動量テンソルに非等方性ストレスがないという条件から、 $\Phi = \Psi$  と考えられているため、以下ではこれを仮定し、 $\Phi$  を考える。 $\Phi$  による揺らぎをスカラー揺らぎと呼び、 $h_{ij}$  による揺らぎをテンソル揺らぎと呼ぶ。

スカラー揺らぎのパワースペクトル  $P_s$  とテンソル揺らぎのパワースペクトル  $P_h$  を

$$\ln P_s(k) = \ln P_s(k_0) + [n_s(k_0) - 1] \ln\left(\frac{k}{k_0}\right) \quad (26)$$

$$\ln P_t(k) = \ln P_t(k_0) + n_t(k_0) \ln\left(\frac{k}{k_0}\right) \quad (27)$$

と書く。ここで、 $k_0$  は基準とする波数であり、 $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$  とする。テンソル揺らぎの大きさはテンソル・スカラー比  $r$

$$r(k_0) = \frac{P_s(k_0)}{P_t(k_0)} \quad (28)$$

で表される.  $r(k_0) = -8n_t(k_0)$  となることが知られているので,  $P_s(k_0)$ ,  $n_s(k_0)$ ,  $r(k_0)$  を測定できれば, インフレーションによる揺らぎの正体がわかる.

$P_s(k_0)$  と  $n_s(k_0)$  は CMB の温度揺らぎから定められる. その理由は, CMB の温度揺らぎの一因として, スカラー揺らぎ  $\Phi$  による光子の赤方偏移, 青方偏移の影響が考えられるためである.  $l \lesssim 30$  における CMB のパワースペクトル  $C_l$  の起源はスカラー揺らぎであり, ザックス・ウォルフ効果と呼ばれている.

一方, テンソル・スカラー比  $r$  は CMB の偏光観測から決定できる. ただし, 現在は上限値が定まっているのみである.

まず, CMB 光子の温度揺らぎがどのように偏光を生み出すかを述べる. 偏光の源は宇宙の晴れ上がり時の光子と電子のトムソン散乱による. トムソン散乱の微分散乱断面積は入射光子の偏光方向を示すベクトル  $\epsilon$  と散乱光子の偏光方向を示すベクトル  $\epsilon'$  を用いて,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} (\epsilon \cdot \epsilon')^2 \quad (29)$$

と表される. ただし,  $\sigma_T$  は全散乱断面積である. 四重極の温度異方性があれば, 無偏光の入射光子であってもトムソン散乱による散乱光は偏光する. その様子を示したのが次の図 3 である.  $x$  軸方向の光子の温度が高く,  $y$  方向の光子の温度が低い, また, 観測者は  $z$  軸方向に位置し, その方向に散乱された光を観測すると仮定する. 式 (29) より,  $x$  軸方向からくる光は仮に無偏光だったとしても, 散乱光には  $y$  軸方向の偏光のみが残る. 同様に,  $y$  軸方向からくる無偏光の光による散乱光には  $x$  軸方向の偏光のみが残る. 散乱光の偏光は入射光子の偏光の強度によるので, 図 3 のような四重極であれば, 偏光方向は  $y$  方向になる. なお, 観測される偏光の角度は観測者の系による量であるため, 観測者によらない物理量として偏光の角度を得る必要がある. その手法として, 光子の揺らぎの進行方向に対して, 空間対称な偏光を E モード, 空間反対称な偏光を B モードを考える (図 4). 座標変換に応じて光子の進行方向と偏光の向きはともに変わるが, E モードか B モードかという違いは変わらない.

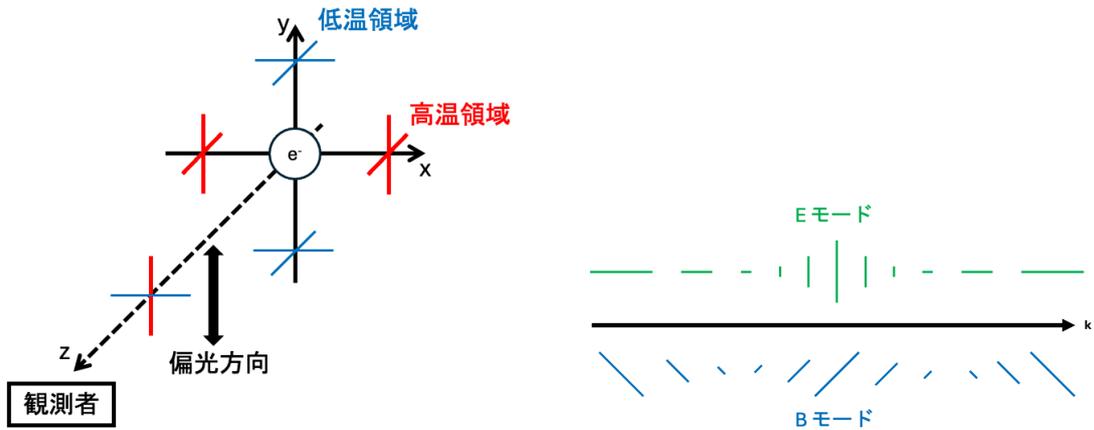


図 3: 四重極の温度異方性により無偏光の入射光子から偏光が生まれる様子. 図 4: 光子の揺らぎの進行方向に対してプロットした E モードと B モード.

テンソル揺らぎ  $h_{ij}$  は B モードを生み出す。その様子を示したものが図 5 である。球座標の中心にいる観測者が天球上にある CMB を観測することを考える。そもそも、 $h_{ij}$  は一般に

$$h_{ij} = \begin{pmatrix} h_+ & h_\times & 0 \\ h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (30)$$

とかけ、 $h_+$  で与えられる + モードと  $h_\times$  で与えられる  $\times$  モードの二種類のモードがある。これらは重力波の伝播する軸の周りに四重極の温度異方性をもたらす。仮に紙面上方向に  $\times$  モードの重力波が伝播すると考えると、図 5 にあるように、高温領域と低温領域が分布する。先ほど述べたように四重極の温度分布がある場合には、緑矢印のような偏光が現れうる。この偏光を天球面にある  $\theta$  軸、 $\phi$  軸に射影したものが観測される偏光である。その様子が天球面の外側に描かれている緑矢印である。重力波の伝播方向は  $\theta$  成分と  $r$  成分しか持たず、現在天球上のみを考えているため、 $\theta$  方向に偏光がどのように変化するかを見れば、B モードが形成されていることが確認できる。射影された偏光を  $\theta = 0$  から  $\theta \approx \pi/2$  まで書き表したものが図 5 の右図に記載されている。 $\theta$  方向に対して偏光の方向は傾いており、図 4 を思い出すと、これは B モードであった。以上のことから、テンソル型の揺らぎにより B モードが形成されると理解できる。なお、射影した効果により、 $\theta = 0$  付近を観測する場合は四重極が形成される平面が視線方向と垂直になるので最も強度が高くなる。一方、 $\theta = \pi/2$  付近を観測する場合は、強度が 0 になる。

$P_s(k_0)$  と  $n_s(k_0)$  とテンソル・スカラー比  $r(k_0)$  の結果を式 (31, 32, 33) に示す。 $P_s(k_0)$  と  $n_s(k_0)$  の値は CMB 観測衛星 *Planck* による [4] による。この結果は *Planck* により測定された CMB の温度異方性及び E モードの観測と CMB の重力レンズ効果に加えて、バリオン音響振動 (Baryon Acoustic Oscillation, BAO) のデータの統合解析によるものである。テンソル・スカラー比  $r(k_0)$  の値は、CMB 観測衛星 *Planck*, WMAP と地上望遠鏡 BICEP/Keck による B モードの統合解析によるものである。ここからわかるように、テンソル・スカラー比  $r(k_0)$  は上限が与えられたのみでまだ測定されていない。

$$\ln(10^{10} P_s(k_0)) = 3.047 \pm 0.0014 \text{ (68\% CL)} \quad (31)$$

$$n_s(k_0) = 0.9661 \pm 0.0038 \text{ (68\% CL)} \quad (32)$$

$$r(k_0) < 0.036 \text{ (95\% CL)} \quad (33)$$

$P_s(k_0)$  と  $n_s(k_0)$  からインフレーションの存在はほぼ確実視されているが、インフラトン  $\phi$  のポテンシャル  $V(\phi)$  の形は様々な理論モデルが建てられており、統一的な見解はない。 $r(k_0)$  が分かれば、すでにわかっている  $n_s(k_0)$  と結果を組み合わせてポテンシャルの形を定めることができる。様々な理論モデルとその  $r(k_0)$  と  $n_s(k_0)$  の関係性を次の図 6 に示す [8]。CMB の B モードを通じてテンソル・スカラー比を決定すれば、多種多様なインフレーションの理論モデルを精査できる。

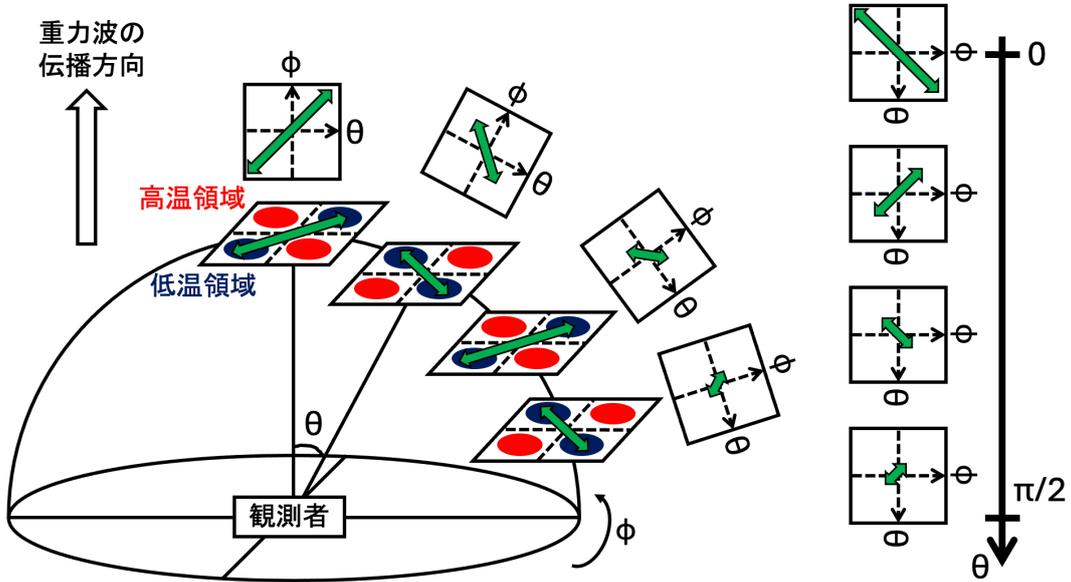


図 5: 重力波の伝播により B モードが形成される様子. 観測者は球座標の中心にいるとし,  $0^\circ \lesssim \theta \lesssim 90^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$  の範囲でどのように四重極が形成され偏光が生まれるかを示した. 偏光は緑矢印で描かれている. また, 偏光が  $\theta$  と  $\phi$  の球座標に射影される様子も示した. 実際の  $\phi$  方向は紙面奥側であることに注意せよ. 緑矢印の長さは偏光の大きさと相関するように描かれている. 右図は  $\theta$  の変化に対して偏光の向き (と大きさ) がどのように変わるかを示したものであり, 偏光が B モードであることがわかる.

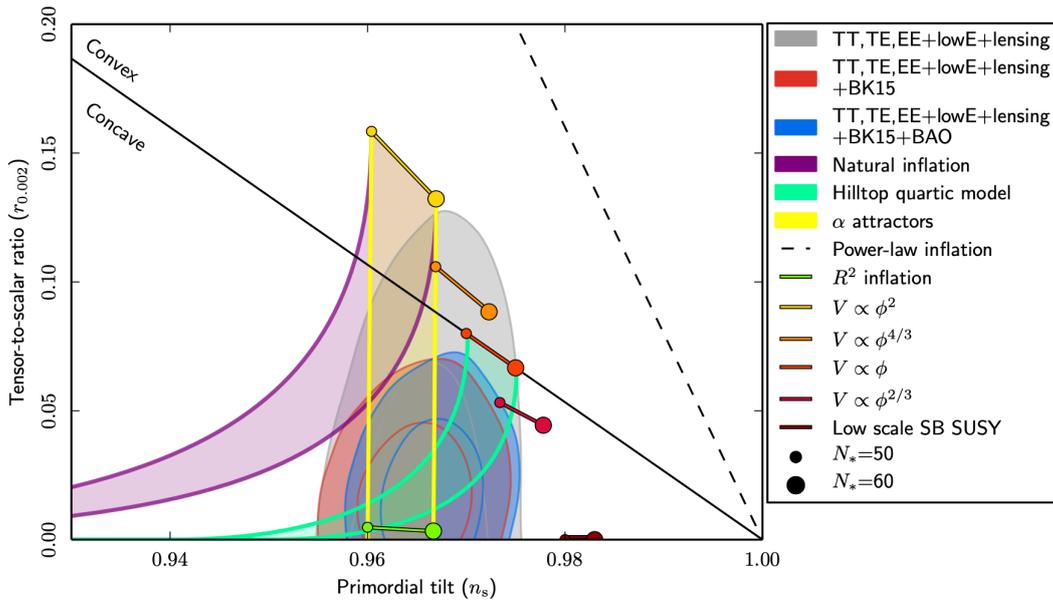


図 6:  $n_s(k_0)$  とテンソル・スカラー比  $r$  の現在の制限と理論予想 [8].

## 1.6 CMB からわかる他の物理

CMB からはインフレーション以外にも多種多様な物理にアクセスすることが可能である。以下でそれを紹介する。

### 1.6.1 有効ニュートリノ世代数

ニュートリノは標準模型の素粒子であり、スピン  $1/2$  を持つフェルミオンである。電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの3世代が存在している。ニュートリノはその質量の小ささから宇宙の晴れ上がり時には放射成分として振る舞う。光子のエネルギー密度を  $\rho_\gamma$ 、放射のエネルギー密度を  $\rho_{\text{rad}}$ 、ニュートリノの世代数を  $N_{\text{eff}}$  とすると、

$$\rho_{\text{rad}} = \left[ 1 + \frac{7}{8} \left( \frac{4}{11} \right)^{\frac{4}{3}} N_{\text{eff}} \right] \quad (34)$$

となる。 $\Lambda$ CDM モデルではニュートリノの世代数は他の粒子との衝突の影響や QED の高次補正により  $N_{\text{eff}} = 3$  からずれ、3.044 である。

標準理論を超えた物理学を考えると、質量のないまたは軽い他の粒子が生成されうる。これにより放射のエネルギー密度  $\rho_{\text{rad}}$  の値が標準理論の予測値と異なる値が得られる。 $\rho_\gamma$  は CMB の温度からわかるため、 $\rho_{\text{rad}}$  の値の予測値とのずれは  $N_{\text{eff}}$  の予測値とのずれとも言える。従って、 $N_{\text{eff}}$  の精密測定は標準理論を超えた物理学に感度を有する。特に、 $N_{\text{eff}}$  が変化し放射のエネルギー密度が変わると宇宙膨張の仕方が変化するので、CMB のパワースペクトルに変化が生じる。したがって、CMB の観測から放射に寄与する標準理論を超えた成分を探索することができる。

### 1.6.2 ニュートリノ質量和

3世代のニュートリノの質量の和  $\Sigma m_\nu$  も CMB から求められる。ニュートリノはその質量の小ささから速度分散が大きく、物質や暗黒物質による宇宙の構造形成をなまらせる効果がある。宇宙の物質の分布に応じて光が曲がる効果（重力レンズ効果）があり、CMB もこれを受けると。そのため、CMB の重力レンズ効果を観測することで宇宙の物質の様子を調べることが可能であり、ニュートリノの質量和  $\Sigma m_\nu$  に迫ることが可能である。

### 1.6.3 SZ 効果

CMB と高エネルギーの電子が逆コンプトン散乱することにより CMB の周波数に対するエネルギーの分布が黒体輻射からズレることが考えられる。この現象は Sunyaev–Zel’dovich 効果 (SZ 効果) と呼ばれている。銀河内物質や銀河間物質の高エネルギーの電子による SZ 効果を観測することで、銀河団分布を求められる。SZ 効果は光による直接測定とは異なり距離による減衰がないため、大きい赤方偏移を持つ銀河団を観測できる。

### 1.7 本論文の構成

本論文の構成は次のとおりである。続く 2 章で CMB 観測実験 Simons Observatory について述べる。本研究の主題である低周波帯域の小口径望遠鏡の必要性、検出器、光学系について説明する。特に、望遠鏡を冷却するシステムと外来ノイズを軽減する電波吸収体が高感度な CMB 観測のために重要な役割を果たすことを述べる。冷却システムを最適化すれば、よりシンプルで効率的な望遠鏡の設計が可能になり、開発・運転コストを削減できる。そのため、低周波数帯域の小口径望遠鏡の冷却方法の最適化の研究を行った。3 章で詳述する。4 章では同じく低周波数帯域の小口径望遠鏡で用いられる電波吸収体の開発について述べる。最後に、5 章に本論文のまとめを記述する。

## 2 CMB 観測実験 Simons Observatory

CMB 温度、偏光の異方性を観測することにより、インフレーション理論などの初期宇宙や宇宙の進化に関する情報を得ることができる。現在、CMB 観測実験としてチリのアタカマ砂漠に設置された望遠鏡群による Simons Observatory (以下、SO と明記する) が進められている。大気による電波放射の影響を軽減するために、加降水量 (Precipitable Water Value, PWV) が小さい海拔 5,000 m のアタカマ砂漠が選ばれている。SO には約 400 人の科学者が参加しており、筆者もこれに携わっている。本節では、SO の望遠鏡の概要や CMB の検出方法について述べ、本研究の位置付けについて確認する。

### 2.1 物理目標

SO は 1 章で述べたような CMB から得られる物理を目標にしている。表 1 で具体的なパラメータの目標とその一部を述べる。これらの物理目標は CMB のパワースペクトルのうち観測すべき角度スケールが異なる。そのため、テンソル・スカラー比は大角度スケールを、ニュートリノ有効世代数とニュートリノ質量和は小角度スケールを見る必要がある。なお、表 1 で示したパラメータ以外にも多くの物理目標がある。

	パラメーター	目標とする精度	角度スケール
テンソル・スカラー比	$r$	0.003	大
ニュートリノ有効世代数	$N_{\text{eff}}$	0.07	小
ニュートリノ質量和	$\Sigma m_\nu$ [eV]	0.04	小

表 1: SO の物理目標の一部 [9].

### 2.2 小口径望遠鏡と大口径望遠鏡

2.1 節で述べた物理目標を達成するためには、小角度スケールと大角度スケールの CMB 観測を両立する必要がある。そのために用いられるのが、次節で述べる大角度スケールを観測するための口径 0.5 m の小口径望遠鏡 (Small Aperture Telescope, SAT) と小角度スケールを観測するための口径 6 m の大口径望遠鏡 (Large Aperture Telescope, LAT) である。図 7 は実際の SAT と LAT の写真である。SAT と LAT の 2 つの望遠鏡はその開口面積の違いにより観測できる角度スケールが異なる。一般に、開口面積  $A$ 、観測波長  $\lambda$  の望遠鏡のアンテナの角分解能は回折限界により

$$\text{HPBW} \approx \lambda/A \quad (35)$$

となる [10]。ただし、アンテナの角分解能をアンテナのビームの HPBW (半値全幅) で表した。口径の大きい LAT の方が角分解能が小さいため、小角度スケールを見ることができる。一方、SAT

は LAT と比較して一度の観測における視野角が広いので、大気揺らぎの影響を受けることなく、大角度スケールを短期間で観測することができる。SAT は multipole  $30 \lesssim l \lesssim 300$  を観測でき、LAT は小角度スケールを観測できる [9].

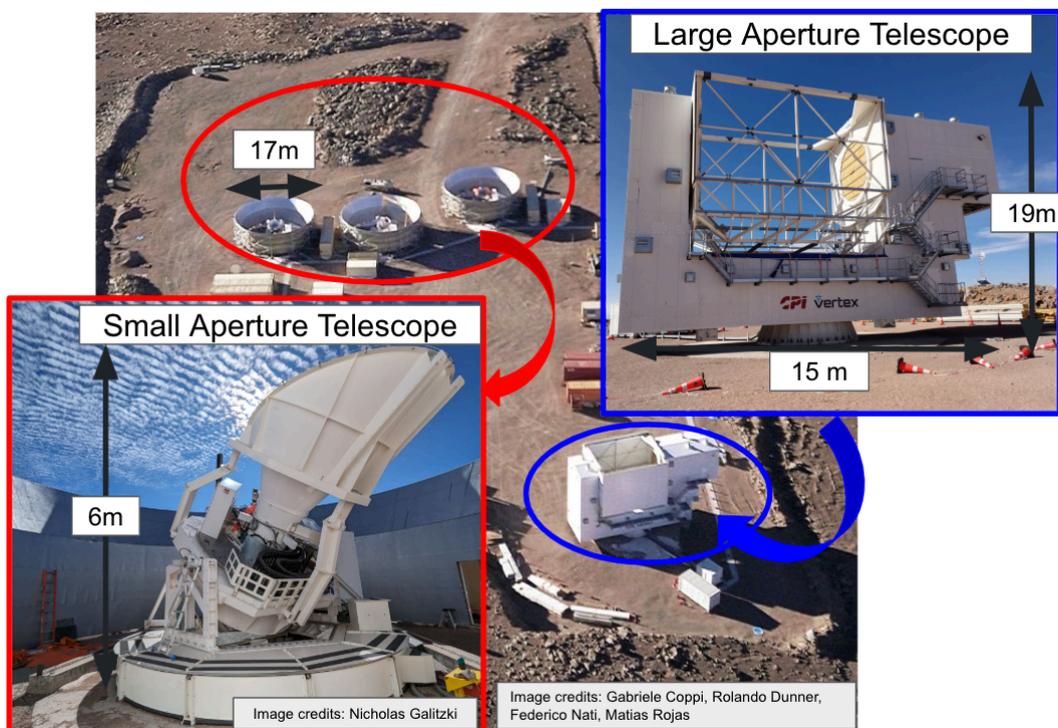


図 7: 観測サイトを上部から見た写真, および, SAT と LAT の写真.

### 2.3 SAT の装置概要

本研究は SAT についての装置開発であるため、以下では SAT の概要について述べる。

図 8 は cyorstat と呼ばれる SAT の一部分を取り出した図である。SAT は以下のような部分から構成されている。

1. 超伝導転移端検出器 (Transition Edge Sensor, 以降 TES と明記する) を用いた焦点面検出器。図 8 で青破線で囲われた部分。
2. 希釈冷凍機 (Dilution Refrigerator, 以降 DR と明記する) とパルスチューブクーラー (Pulse Tube Cooler, 以降 PTC と明記する) を用いた望遠鏡の冷却システム。図 8 で赤破線で囲われた部分。
3. レンズによる集光を行う光学系と optics tube。図 8 で橙破線で囲われた部分。
4. 大気揺らぎの影響を変調により低減させるための連続回転式半波長板 [11].
5. 検出器が偏光に感度をもつ方向を較正する sparse wire grid loader [12].

本節では SAT の観測周波数帯域について 2.3.1 小節で述べたのち、焦点面検出器と冷却システムと光学系についてそれぞれ 2.3.2 小節, 2.3.4 小節, 2.3.3 小節で述べる。

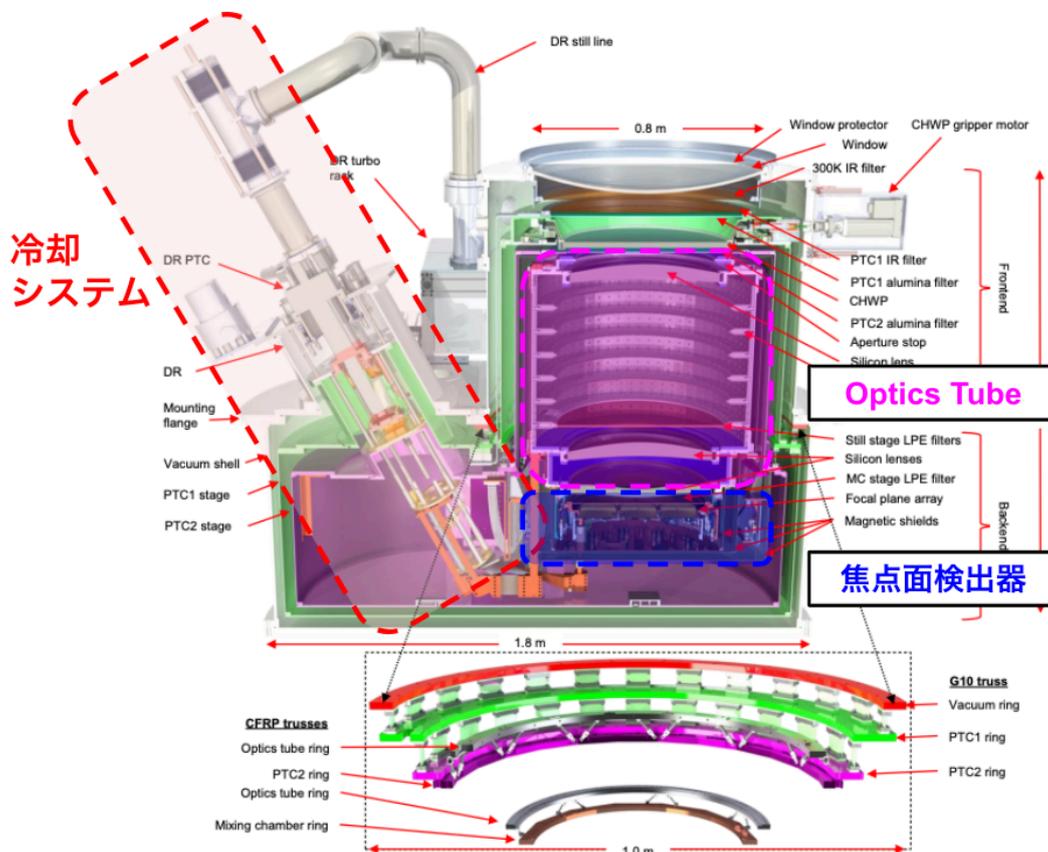


図 8: Cryostat と呼ばれる SAT の一部分の断面図。CMB は図の上方向から入射する。[13] から引用した。

### 2.3.1 観測周波数帯域

SAT の観測周波数帯域の中心は LF (Low Frequency) と呼ばれる 27/39 GHz, MF (Middle Frequency) と呼ばれる 93/145 GHz, UHF (Ultra High Frequency) と呼ばれる 225/280 GHz に分かれている。これらの周波数を中心としてある帯域内の電磁波を観測する。現在、2 台の MF を観測する SAT (SAT-MF1, SAT-MF2) と 1 台の UHF を観測する SAT (SAT-UHF) がチリ・アタカマ砂漠に建設済みであり、観測を開始している。一方、MF を観測する望遠鏡を新たに 2 台作成する計画がイギリスの機関を主軸に、LF を観測する望遠鏡 (SAT-LF) を新たに 1 台作成する計画が私の所属する日本グループを主軸に進められている。本研究ではこの新しく建設する SAT-LF に注力した開発研究を行なった。

CMB の強度のピークを観測できる 145 GHz 帯域だけでなく、広い周波数帯域を観測している。その理由は前景放射と呼ばれる銀河面からくる放射の影響を削減するためである。図 9 は前景放射

と CMB lensing B-mode の周波数ごとの輝度温度\*<sup>1</sup>である。図 9 で示したように、CMB と前景放射の違いは信号強度の周波数依存性の違いである。その理由は後述する放射機構の違いによるものである。多くの周波数帯域で観測し、周波数依存性の違いを用いることで、前景放射の影響と CMB から分離し除去できる。

下の二つが主な前景放射源である。

1. Synchrotron 放射
2. Dust 粒子からの熱放射

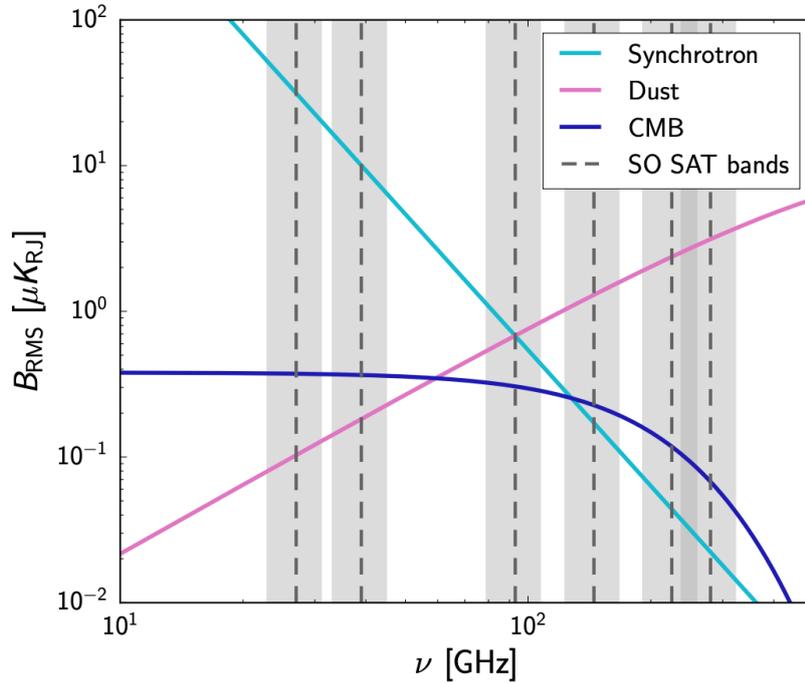


図 9: 前景放射 (Synchrotron 放射, Dust 粒子からの熱放射) と CMB lensing B-mode の周波数依存性の比較。縦軸は輝度温度で示されている。網掛け部分は観測帯域であり、破線は望遠鏡の観測帯域の中心である。[9] より引用した。

Synchrotron 放射は相対論的な電子が銀河磁場と相互作用し、加速度を受けることによる電磁放射である。銀河磁場に垂直な方向にのみ放射されるので、電磁波は偏光している。Synchrotron 放射のフラックス密度  $S$  の周波数分布は CMB の黒体放射と異なり、 $S \propto \nu^\alpha$  という関係があり、典型的な銀河では  $\alpha \approx -(0.5 - 1)$  である [10]。そのため、低周波数帯域において CMB よりも強度が高くなる。

Dust 粒子からの熱放射は星間塵や星間ダストからの黒体放射である。Dust が完全な球形でなく楕円体である場合は長軸方向に沿った偏光を生み出すため、dust 粒子からの電磁波も偏光してい

\*<sup>1</sup> 輝度温度  $T_b$  とは電波強度  $I_\nu$  を  $T_b \equiv \lambda^2 I_\nu / 2k_B$  と表したものの。

る [14]. ただし, CMB と異なり, 光学的に薄い場合がほとんどであるため, 観測される電波強度  $I_\nu$  は純粋な黒体輻射スペクトルとは異なり,

$$I_\nu = \kappa_{\rho\nu} B_\nu(T) \int \rho ds \quad (36)$$

となる. ただし,  $\kappa_{\rho\nu}$  は単位質量あたりの吸収係数,  $B_\nu(T)$  は温度  $T$ , 周波数  $\nu$  の黒体放射の輝度温度,  $\rho$  は星間物質の密度である. 典型的な Dust 粒子からの放射では, 吸収係数は  $\kappa_{\rho\nu} \propto \nu^\beta$  の関係があり,  $\beta$  は 1-2 である [10]. そのため, 高周波数帯域において CMB よりも強度が高くなる.

これらの異なる前景放射の周波数依存性が CMB を分離し取り出すために必要である. これが, SAT-UHF と SAT-LF による観測が必要な理由である. 特に, SAT-LF による観測は SO の SAT で唯一の低周波数帯域の観測であり, 前景放射除去に大きな影響を与える.

### 2.3.2 焦点面検出器

本節では焦点面に置かれている検出器 TES について述べる. 本節の内容は [10, 15, 16, 17, 18, 19] を参考にした.

超伝導体は臨界温度より低温になると急激に抵抗が 0 に近づく. 臨界温度付近では超伝導と常伝導の混在した状態になり, 温度の微小な変化に対して抵抗が急激に変化する. 電磁波が入射したときにも, 超伝導体がエネルギーを与えられて, 温度が上昇し, 抵抗が急激に変化する. TES はこの性質を利用して, 抵抗の変化から微小な電磁波を検出する. TES のジュール熱が  $V^2/R$  であるため, 定電圧バイアス下で TES の温度が上昇し抵抗が増加したときにはジュール熱が減少する. TES に流入する熱が減少するため, negative feedback がかかり, 温度は臨界温度付近に自動的に戻る.

SAT では, LF で合計 1036 個, MF 2 台で合計 24,192 個, UHF で合計 12,096 個の TES が用いられている. この多数の TES を用いて他の CMB 実験よりも良い感度の実現を目標としている. 現在の CMB 観測においては光子の個数が統計的にゆらぐことによるノイズが支配的であるので検出器 1 つの低ノイズ化による感度上昇はみこめない. そのため, 検出器数を増加させ, 統計数を増やすことで感度良い測定が実現できる. TES は検出器数を増加するのに適しており, この目的にかなう.

SO では, 光を受信するための光結合部, 電磁波の強度を抵抗値の変化に変える TES, 抵抗値の変化の読み出し回路が一体となった検出器モジュールを用いている. この検出器モジュールは universal focal-plane modules (UFMs) と呼ばれる六角形型のモジュールになっており, UFM はそれぞれの SAT に 7 個設置されている. 光結合部には, LF では lenslet と sinuous antenna の組み合わせもしくは feed horn と orthmode transducer (OMT) が用いられる予定である. MF と UHF では feed horn と OMT が用いられる. 光結合部で光がそれぞれの偏光方向に分けて受信される. また, 光結合部から TES に伝送する途中に配置されている diplexing filter を通じて, 二つの観測周波数帯域に分けられる. その後, 超伝導体として AlMn を用いた TES に接続される. その転移温度は 160 mK である. 抵抗の変化の読み出しには, 超伝導量子干渉素子 (SQUID) を用いた多重読み出し回路 ( $\mu$ MUX) が用いられている.  $\mu$ MUX を用いることで 1 つの UFM あたり

MF/UHF では 4 本の同軸ケーブルのみで読み出すことが可能であり、LF では 2 本の同軸ケーブルのみで読み出せる。このことは検出器数の増加に大きく貢献しており、ひいては統計数の向上につながっている。図 10 は UHF と MF で用いられる検出器と光結合部である。図 11 は LF で用いられる UFM の候補であり、lenslet と sinuous antenna の組み合わせでできている。

なお、SAT の観測周波数帯域は、主に検出器のフィルターによって決定される。図 9 に示すように、観測周波数帯域は中心周波数の周囲約 10% の幅を持つ。これにより入射する CMB 光子の量を増やし、高感度な CMB 観測を実現できる。

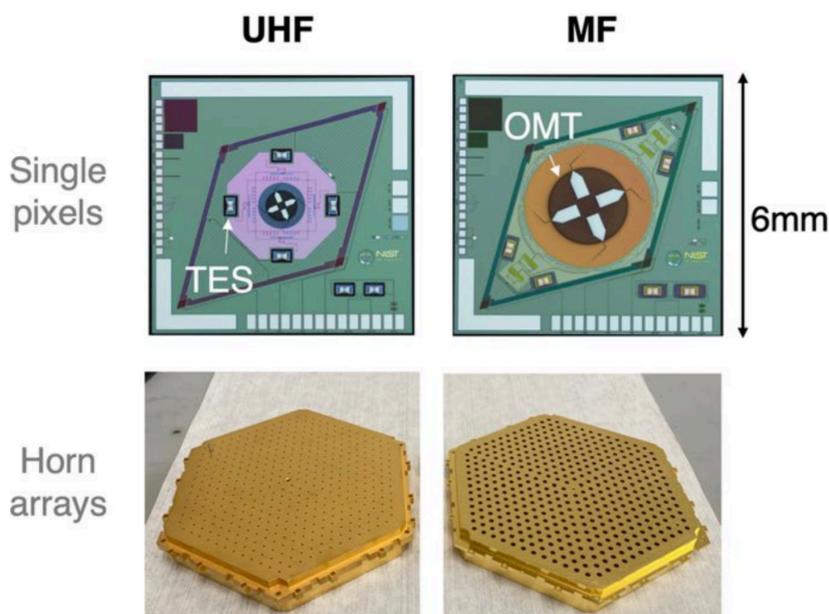


図 10: UHF と MF に用いられる検出器と feedhorn の様子。左上図が UHF の検出器。左下図が UHF の feedhorn, 右上図が MF の検出器。右下図が MF の feedhorn である。検出器の中心部には OMT があり、その周りに TES が配置されている。下図に見える小さい穴の 1 つ 1 つが feedhorn であり、紙面上側からくる CMB を観測する。それぞれの feedhorn に上図の検出器が接続されている。[19] より引用した。

### 2.3.3 光学系と optics tube

本節ではレンズによる集光を行う光学系とそれが搭載される筒状の構造体である optics tube について述べる。本節の説明は [13, 20] を参考にした。CMB は optics tube の中心部分を光学経路とし、空から検出器に到達するように設計されている。Optics tube は図 8 のピンク色で囲まれている部分である。SAT は三枚のレンズを搭載し、焦点面検出器に CMB 光子を集光する。

望遠鏡の観測帯域とは異なる周波数の光が検出器に侵入することで焦点面の温度が上昇すると考えられる。これにより焦点面で更なる冷却能力が必要になり得る。また、焦点面の温度が安定しなければ、TES の応答が安定せず観測のノイズレベルが高まる。そのため、観測帯域と異なる周波数

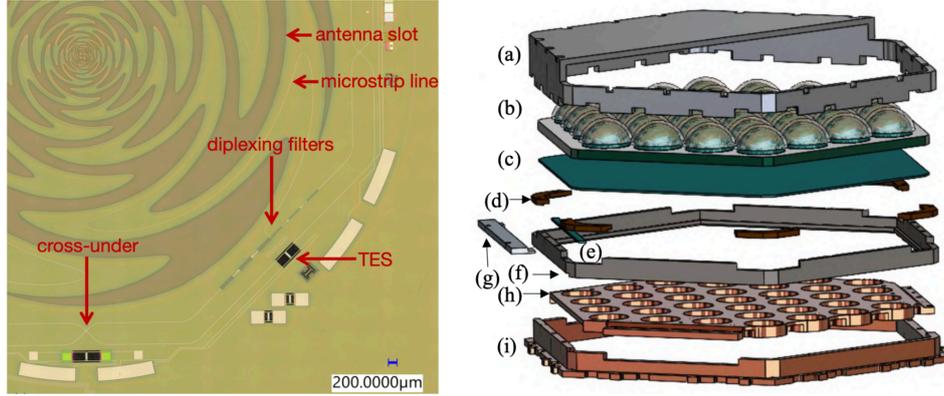


図 11: LF に用いられる検出器 (左図) と UFM の一部 (右図)。左図にある antenna が sinuous antenna であり、超伝導 microstrip line を通じて TES と接続されている。右図 (b) の半球状のもの 1 つ 1 つが lenslet である。右図 (c) が検出器がデザインされたウエハである。紙面上側からくる CMB を観測する。[17] より引用した。

の光は Low Pass Edge filter (LPE) といった光学フィルターにより遮られている。フィルターは CMB で透過する一方、他の周波数帯域の光は透過しないように設計されている。そのため、CMB 観測の邪魔にならずに、不必要な光のみを遮断できるようになっている。

一方、光学系の外側から望遠鏡の観測帯域の周波数の光が検出器に侵入すると、検出される CMB と混同される外来ノイズとなる。この入射光を「迷光」と言う。迷光が検出器に入射する経路として、optics tube の中心以外を通り入射する光がある。例えば、地面に由来する 300 K の環境放射が入射し、optics tube 内壁で反射して検出器に到達するような光学経路が存在する。迷光を吸収するために optics tube 内壁には電波吸収体が貼り付けられ迷光を吸収する。

温度をもつあらゆるものは黒体放射を放出するため、低ノイズの観測の実現には、光学系の冷却が必要不可欠である。ある温度  $T$  を持った物体による波長  $\lambda$  での放射は、理想的な黒体放射による放射強度との比である放射率  $\varepsilon(\lambda)$  で特徴づけられる。温度  $T$  の黒体放射の強度を  $W_{\text{planck}}(\lambda)$ 、実際に放射されるエネルギーを  $W_{\text{real}}(\lambda)$  とすれば、

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{W_{\text{real}}(\lambda)}{W_{\text{planck}}(\lambda)} \quad (37)$$

となる。キルヒホッフの法則により、ある光学素子の波長  $\lambda$  の吸収率  $\alpha(\lambda)$  と放射率  $\varepsilon(\lambda)$  は

$$\alpha(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \quad (38)$$

のように関係する。そのため、光の吸収を行う電波吸収体では吸収率  $\alpha(\lambda)$  が大きい。吸収率  $\alpha(\lambda)$  が大きいと、式 (38) により放射率  $\varepsilon(\lambda)$  が大きく、式 (37) より放射強度  $W_{\text{real}}(\lambda)$  が強いためノイズが増加する。したがって、黒体放射による影響を低減するために、optics tube と光学系全体を 1 K に冷却する。SAT では optics tube とその光学系を 2.3.4 小節で述べる冷却システムに接続し、黒体放射によるノイズの影響を軽減する。

このように光学系は望遠鏡外部から来るノイズを軽減するために、フィルターや電波吸収体がいわれている。さらに、光学系自体を冷却することにより黒体輻射によるノイズを減らす。

### 2.3.4 冷却システム

2.3.2 小節で述べた高感度な超伝導検出器である TES を用いるために、検出器の置かれた焦点面は AlMn の臨界温度 160 mK 以下にまで冷却される必要がある。また、2.3.3 小節で述べたように光学系からの黒体輻射を防ぎ、低ノイズな観測を実現するために、光学系を冷却する必要がある。このように、高感度な検出器自体の運用、黒体輻射によるノイズの減少のために冷却システムは重要な役割を果たす。

効率的に冷却を行うために、SAT は多層構造になっている。まず、空気による熱伝導を排除するために真空チェンバーで囲われている。真空チェンバーは外界と接しており、その温度は典型的には 300 K である。さらに、外側の層構造からの黒体輻射の影響を減らすため、また熱流入を段階的に減少させるために、複数の層構造からなる。冷却されて熱流入を減少させる構造体をシールドと呼び、SO では 45 K に冷却されるシールドと 4 K に冷却されるシールドがある。

冷却システムにはパルスチューブクーラー (Pulse Tube Cooler, 以降 PTC と明記する) 2 台と希釈冷凍機 (Dilution Refrigerator, 以降 DR と明記する) 1 台を採用している。PTC は周期的な気体の動きを利用する冷凍機であり、45 K に冷却されるシールドと 4 K に冷却されるシールドの冷却を担っている。DR は  $^3\text{He}$  と  $^4\text{He}$  の混合液の相分離を利用した冷凍機であり、1 K の optics tube と 100 mK の焦点面検出器の冷却を担っている。なお、PTC は 1 台が DR に備え付けられているものである。図 12 は本研究で用いられる DR と PTC の Computer Aided Design (以降 CAD と明記する) による図である。冷凍機には stage と呼ばれる冷却能力が発揮される箇所があり、ここからヒートリンクと呼ばれる熱伝導率の良い材質でできた部品を介して SAT のそれぞれの構成要素を冷却している。DR には 1st stage, 2nd stage, still stage, mixing chamber stage と呼ばれるステージがあり、それぞれ順に 45 K, 4 K, 1 K, 0.1 K に冷却されている。Still stage は optics tube に、mixing chamber stage は焦点面検出器に熱接触されている。

## 2.4 まとめと本研究の位置付け

SO ではテンソル・スカラー比を 0.003 の精度で測定することを目指して、小口径望遠鏡による測定を進めている。前景放射と呼ばれる銀河放射の影響を CMB から除去するために、小口径望遠鏡では多周波数帯域を観測している。特に、シンクロトロン放射の影響を除くために低周波数帯域を観測する SAT-LF は重要である。低周波数帯域を観測する望遠鏡は SO で唯一であり、前景放射分離のために欠かすことができない。本研究では SAT-LF に注力した開発研究を行う。

SO では感度上昇のためにさまざまな工夫を施している。高統計かつ高感度な CMB 観測を実現するために超伝導検出器である TES を採用し、動作温度である 100 mK 以下に冷却している。また、光学系自体からの黒体輻射の影響を防ぐために、光学系と optics tube も 1 K に冷却されている。さらに、optics tube には外来ノイズを防ぐ工夫も施されている。Optics tube 内壁を反射し

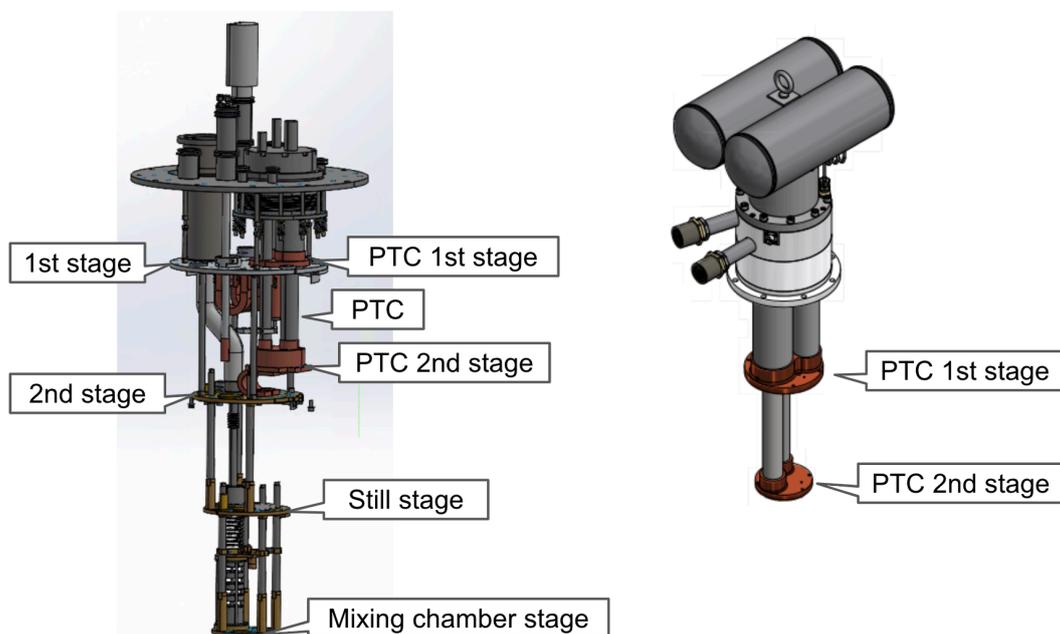


図 12: SO で用いられる DR の CAD 図 (左図) と PTC の CAD 図 (右図).

て検出器に入射し、ノイズになる環境放射「迷光」がありえる。そのため、optics tube 内壁に電波吸収体を貼り付け迷光を吸収している。望遠鏡内部に由来するノイズを減らすための冷却システムと外来ノイズを減らすための電波吸収体はどちらも高い感度の観測を実現するために必要不可欠である。

本研究では以上を踏まえて、低ノイズの CMB 観測に寄与する冷却システムと電波吸収体に着目し、その最適化を行なった。冷却能力を正確に把握して設計を最適化することで、よりシンプルで効率的な冷却システムを実現する。これは望遠鏡の運用やテストの効率を高める重要な要素となり、観測時間の増加、ひいては統計数の増加につながり感度向上に寄与する。本研究では、熱源を冷却システムの各 stage に配置して人為的に熱を与えられる冷却性能評価システムを構築した。PTC に対して人為的に熱を与えることにより、PTC の冷却能力がどのように検出器の温度に影響するかを調査し、冷却手法を最適化した。3 章で詳述する。本研究では SAT-LF で用いられる電波吸収体の開発も行なった。これまでの SO では中・高周波数帯域に特化した電波吸収体を用いており、SAT-LF がターゲットとする低周波数帯域では反射率が 1% を上回っていた [21, 22]。本研究では低周波数帯域用に形状を最適化することで 1% を下回る反射率を実現し、低ノイズの観測を実現する。4 章で詳述する。

### 3 SAT-LF の冷却性能の最適化に向けた性能評価

本節では SAT-LF に用いられる希釈冷凍機 (Dilution Refrigerator, 以降 DR と明記する) の性能評価を行い, SAT の冷却手法を最適化する.

#### 3.1 冷却性能の最適化の必要性

SAT で用いられている冷却システムは PT420 (Bluefors Oy, [23]) 2 台と DR は SD400 (Bluefors Oy, [24]) 1 台を用いている. 2.3.4 小節で述べたように PTC のうち 1 台は DR に備え付けられているものであり, もう一台は cryostat に取り付けられている. この手法では PTC を 2 台用いており, 本節で後述するように 1st stage と 2nd stage に対する冷却能力のゆとりが大きい. このゆとりは safety factor として始めに SAT が計画されたときに導入された. 現在, SAT が 3 台稼働している条件下において, 検出器の冷却についての知見が溜まりつつある. そこで, 1 台の PT420 で SAT を冷却することが可能であるか本研究では検証する.

PTC の台数が減ると次のような利点がある. まず, SAT の冷却システムがシンプルになる. これは望遠鏡の運用やテストの効率を高める重要な要素となり, 観測時間の増加に繋がる. 2.3.2 小節で述べたように現在の CMB 実験では検出器 1 個の精度向上による感度上昇はみこめず, 統計数を増加する必要がある. 観測時間の縮小に繋がらうる障壁をより効率的な冷却方法を探求することで克服できれば, 統計数が向上し高感度な測定が可能になる. また, 実践的には電力消費やコストの観点でも有益である. DR と PTC による冷却は運用中の最大の電力消費源となり, 電力供給源の物流コストは非常に大きい. これらは, 標高 5,000 m を超える観測サイトにおいて特に重要である. これらの利点は本研究で取り組む SAT-LF のみならず将来計画でも重要である. 例えば, テンソル・スカラー比  $\sigma(r) < 0.001$  (95% C.L.) を目指す地上 CMB 望遠鏡実験 CMB-S4 においても同様にチリ・アタカマ砂漠にて, PTC と DR を併用して望遠鏡を冷却する予定である [25]. したがって, 本研究で得られた知見を応用すれば今後の将来計画においてもより効率的な観測を進められる.

2 台の PTC と 1 台の DR による冷却システムでは 1st stage と 2nd stage にどれくらいの冷却能力の余剰があるか考える. 冷却能力の余剰は, DR と PTC による冷却能力と外部からの熱流入を比較すれば理解できる.

まず, DR と PTC による冷却能力について議論する. 1st stage と 2nd stage においては, DR は冷却能力を担わず, PTC がその冷却能力を担っている. そのため, 2 台の PT420 の冷却能力がそのまま冷却システムの冷却能力となる. 1 台の PT420 の冷却能力は 1st stage では 62.5 W, 2nd stage では 1.8 W ほどである. これは [23] より目算した. したがって, 2 台の PT420 の冷却能力は 1st stage では 125.0 W, 2nd stage では 3.6 W 程度である.

次に外部からの各ステージへの熱流入を考える. SAT の熱流入の構成要素は 1st stage, 2nd stage に関しては, 次のように分けられる.

1. 他のステージからの黒体輻射.

2. ステージを支える構造体や配線からの熱伝導
3. 回路素子への電力負荷による発熱
4. 光学系からの熱流入
5. DR からの熱流入.

DR 以外からの熱流入, すなわち 1-4 の要素については, シミュレーションにより求められている [13]. 5 の要素について, 正常に  $^3\text{He}$  を循環させるために DR の 1st stage および 2nd stage には一定の冷却能力が必要である. この冷却能力を DR からの熱流入とする. ただし, 正常な運用に最低限必要な 1st stage, 2nd stage への冷却能力は公表されていない. しかし, 1 台の SD400 に備え付けられる PTC の最低要件を確認すればおおよその目安を得ることができる. Bluefors 社によると最低要件は PT410 (Bluefors Oy., [26]) PT410 の冷却能力は 1st stage と 2nd stage に対してそれぞれ 40 W, 0.9 W ほどである. これは [26] より目算した. 本研究ではこれが DR からの熱流入に相当すると考える.

表 2 に PTC420 の冷却能力, DR 以外からの熱流入, DR からの熱流入と, SAT への全熱流入を記載した. PT420 1 台による冷却能力が SAT への全熱流入より大きいことから, SAT を PTC420 1 台で冷却することは現実的である.

項目	1st stage [W]	2nd stage [W]
PT420 1 台による冷却能力	62.5	1.8
PT420 2 台による冷却能力	125.0	3.6
DR 以外からの熱流入	21	0.58
DR からの熱流入	40	0.9
SAT への全熱流入	61	1.48

表 2: 1st stage と 2nd stage における PT420 の冷却能力と熱流入の比較. PTC の冷却能力は [23] より目算した. DR 以外からの SAT への熱流入は [13] でのシミュレーションによる.

特に冷却能力を議論する上で焦点面検出器を冷却するための mixing chamber stage の温度がどのように変更を受けるかを議論する必要がある. 以上のことから, 本研究では SAT-LF に用いる DR の 1st stage と 2nd stage における冷却能力を検証し, mixing chamber stage に与える影響を議論する.

### 3.2 SAT-LF における冷凍機の動作原理

第 2 章で述べたように, SAT-LF において検出器は TES を用いる. TES は超伝導の転移点付近に温度を固定しておき, 電波が受信された時の急激な抵抗の変化を読み出す. したがって, 転移点付近の温度にまで検出器を冷却する必要がある. その冷却手法として DR と PTC が用いられ

る。本節ではそれぞれの冷凍機の性質について述べる。

### 3.2.1 Pulse Tube Cooler (PTC)

本節では、PTC の動作原理について概略する。本節の説明は [27, 28] を参考にした。PTC は SAT の 1st stage と 2nd stage の冷却能力を担っている。

PTC は周期的に振動する圧力変化と気体の移動により、pulse tube \*2の冷却を行い、図 13 の下側の熱交換器 (heat exchanger) 部分の冷却を行う。なお、冷却が行われる熱交換器を cold end (pulse tube の下側)、熱の放出が行われる熱交換器を hot end (pulse tube の上側) と呼ぶ熱交換器は外部と接続されているため、この部分が SAT の冷却を担う。図 13 のように piston を上下に移動させ、周期的な圧力の変化の波と気体の運動を生じさせる。これにより生じた圧力差や気体の運動は、蓄冷機 (図 13 の regenerator) を通じて、pulse tube に伝わる。Pulse tube の先には reservoir と呼ばれる多量の気体が入った浴と、高インピーダンスの配管である orifice が接続されている。Orifice のインピーダンスとの容積を最適化することにより、piston により生じる周期的な圧力の変化と pulse tube 内の気体の位置変化の位相が調節され、pulse tube 内の圧力が高まる時に気体が pulse tube から reservoir 側へ流れ、低くなる時に reservoir から pulse tube に流れるようになる。また、気体全てが pulse tube から流出入するのではなく、一部のみが流出入に携わるように最適化されている。これに伴い、気体は pulse tube のなかで cold end に近い箇所の気体、hot end に近い箇所の気体、中心部の気体の三箇所の要素に分かれることになる。最初の 2 つの要素がそれぞれ cold end の冷却、hot end の冷却に寄与する。

この気体要素は次のような手順を繰り返して pulse tube を冷却する

1. Piston が pulse tube 内のガスを圧縮する。
2. Piston の圧縮による圧力差や気体の運動が蓄冷機 (regenerator) を通じて、pulse tube に伝わる。
3. Hot end に近い箇所の気体が圧縮され温度が pulse tube 内の平均より上昇するとともに、orifice を通じて reservoir へと流入する。そのため、熱が hot end から外部に流入する (図 14 中の hot end)。同時に cold end 側から気体が流入する。
4. Piston による膨張が伝わり、気体が pulse tube 内で断熱膨張される。
5. Pulse tube 内の膨張により冷却された cold end に近い箇所の気体が pulse tube から流出することで、熱交換器を冷却する (図 14 中の cold end)。同時に hot end 側からの気体の流入も起こる。

これにより、hot end 側の熱交換器を通る気体は流入よりも流出時の方が温度が高くなるため、熱交換器を通じて外部に熱量を流出する。Cold end 側は流入時よりも流出時の方が温度が低くなるため、cold end から熱を吸収し、冷却性能を実現する。図 14 は 3 つの気体要素の pulse tube 内の気体の動きとそれぞれの温度をまとめたものである。

\*2 図 13 中の冷却に関わる筒状の部分を pulse tube と呼び、冷凍機全体を PTC と呼ぶ。

一般的に用いられている GM 冷凍機 (例えば, [29]) や, Sterling 冷凍機と異なり, PTC の cold head の付近には, 振動する部品がない. したがって, 実験装置に対する振動の影響が低減され, また, 動作寿命も長くなるという利点がある.

SO で用いられている PTC は後述する DR の 1st stage と 2nd stage につながっており, DR のための予冷に用いられている.

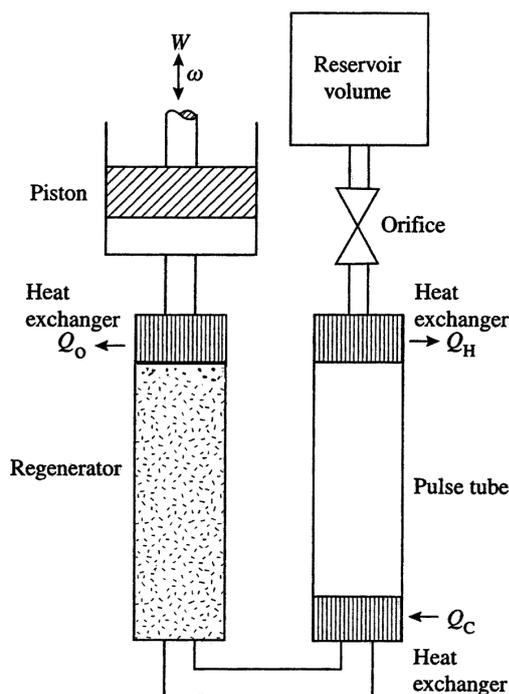


図 13: PTC の概念図. 図は [27] より引用した.

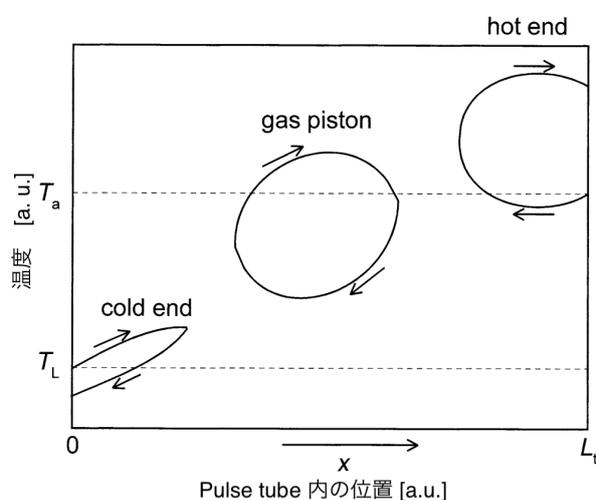


図 14: Pulse tube 内の空気の運動. 図は [28] から一部修正して引用した.

### 3.2.2 Dilusiton Refrigerator (DR)

本節では DR の動作原理について述べる. 本節の動作原理の説明は [27, 30] を参考にした.

DR には 1st, 2nd, still, mixing chamber stage の四つのステージがある. 1st stage と 2nd stage には PTC の 1st stage と 2nd stage が接続されており, 予冷が行われている. DR そのものは still と mixing chamber stage に冷却能力を与えている.

DR は  $^3\text{He}$  と  $^4\text{He}$  の混合液を用いて冷却をおこなう. なお, 上述の PTC により予冷が行われており, 現在の DR 全体の温度が 4 K 程度まで冷却されている状態から冷却原理について述べる. まず初めに, condensing line (図 15 の 1) の上部で  $^3\text{He}/^4\text{He}$  混合液を高圧にし, condensing line に取り付けられている高インピーダンスの配管を通す. インピーダンスの上側と下側の間で Joule-Thomson 効果が実現され,  $^3\text{He}/^4\text{He}$  混合液が冷却される. これにより,  $^4\text{He}$  が超流動相に相転移を起こす温度である 2.17 K まで冷却を行う. この状態では,  $^3\text{He}/^4\text{He}$  混合液は  $^3\text{He}$  の正常液体と  $^4\text{He}$  の超流動液体の混合液になっている. この混合液は still(図 15 の 4), heat

exchanger (図 15 の 5), mixing chamber (図 15 の 8) を満たしている。

その後, still を真空引きして  $^3\text{He}$  液体の蒸発による冷却を行い, 0.8 K 以下まで予冷する。 $^3\text{He}/^4\text{He}$  混合液は 0.8 K 付近を境目として,  $^3\text{He}$  の量が多い相 (concentrated 相) と少ない相 (dilute 相) に分離することになる (図 16)。Mixing chamber 内で分離した 2 種類の相は, 重力に従い dilute 相が下側になる。Mixing chamber から Still に向けて伸びる配管は図 15 にあるように dilute 相のみを選択的に取得できるように位置が工夫されている。

この状態で concentrated 相と dilute 相における  $^3\text{He}$  のエンタルピーの違いによる熱吸収を用いて, mixing chamber を冷却する。 $^3\text{He}$  が concentrated 相から dilute 相に移動するときに生じる熱量はエンタルピーの変化分で表せられるので  $^3\text{He}$  の相転移による熱流入  $\dot{Q}$  [W] は

$$\dot{Q} = \dot{n}_3 \cdot [H_d(T_{\text{mixc}}) - H_c(T_{\text{mixc}})] \quad (39)$$

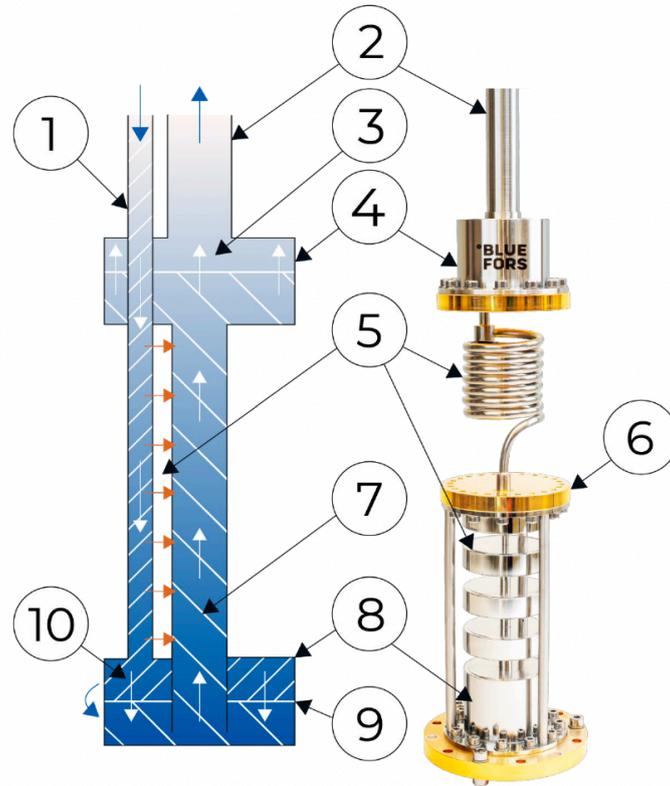
で与えられる [31]。ただし,  $\dot{n}_3$  [mol/s] は  $^3\text{He}$  の流量,  $T_{\text{mixc}}$  [K] は mixing chamber の温度,  $H_d(T_{\text{mixc}})$  と  $H_c(T_{\text{mixc}})$  はそれぞれ温度  $T_{\text{mixc}}$  の dilute と concentrated 相の  $^3\text{He}$  のエンタルピーである。これに実測される比熱から計算したエンタルピーの値を代入すると,

$$\dot{Q} = 84 \cdot \left( \frac{\dot{n}_3}{\text{mol/s}} \right) \cdot \left( \frac{T}{\text{K}} \right)^2 \quad (40)$$

に従う。したがって,  $^3\text{He}$  が concentrated 相から dilute 相が移動することにより, 潜熱が mixing chamber から奪われ, 冷却が行われる。相転移した  $^3\text{He}$  は still pumping line (図 16 中の 2) を通じて, 再び mixing chamber に流入される。この際, still pumping line はターボ分子ポンプにより真空引きすることで,  $^3\text{He}$  を循環させている。 $^3\text{He}$  の循環を通して, mixing chamber は冷却される。この段階では,  $^3\text{He}$  が mixing chamber stage に流入する前に, heat exchanger を通ることによっても冷却が行われる。

式 (40) より still stage に熱量を与えて  $^3\text{He}$  の蒸発量を増加させて冷却能力を高めることができる。ただし, 実際の SAT では still stage に熱を与えてはいない。なお, 本段落の説明では,  $^3\text{He}$  が mixing chamber に入る前と入った後の温度差がないことが仮定されているため, 完全な取り扱いはなく, 実際の流量の増加による冷却能力の向上には限界がある。

動作原理に対する直感的な説明は打ち水による冷却原理と同様に与えられる。打ち水は水が液体から気体に変化するときに必要な潜熱を周囲から奪うことで冷却する日本古来より伝わる伝統的な方法である。超流動状態の  $^4\text{He}$  は相互作用が小さいため, Dilute 相の中の  $^3\text{He}$  単体ではほとんど Fermi gas のように振る舞う。したがって, 打ち水で言うところの気体に相当し, concentrated 相は打ち水の液体に相当する。DR も打ち水と同様に相の間での原子の移動により潜熱が周囲の環境から奪われることを利用して, 冷却を行っている。



Item	Description
1	Condensing Line
2	Still Pumping Line
3	He-3-rich gas phase
4	Still
5	Heat exchangers

Item	Description
6	Cold Plate
7	He-3 poor phase
8	Mixing Chamber
9	Phase separation
10	He-3 rich phase

図 15: DR の概念図. 図中の  ${}^3\text{He}$ -rich gas phase は本文中の concentrated 相を  ${}^3\text{He}$  poor phase は本文中の dilute 相を表す. [30] から引用した.

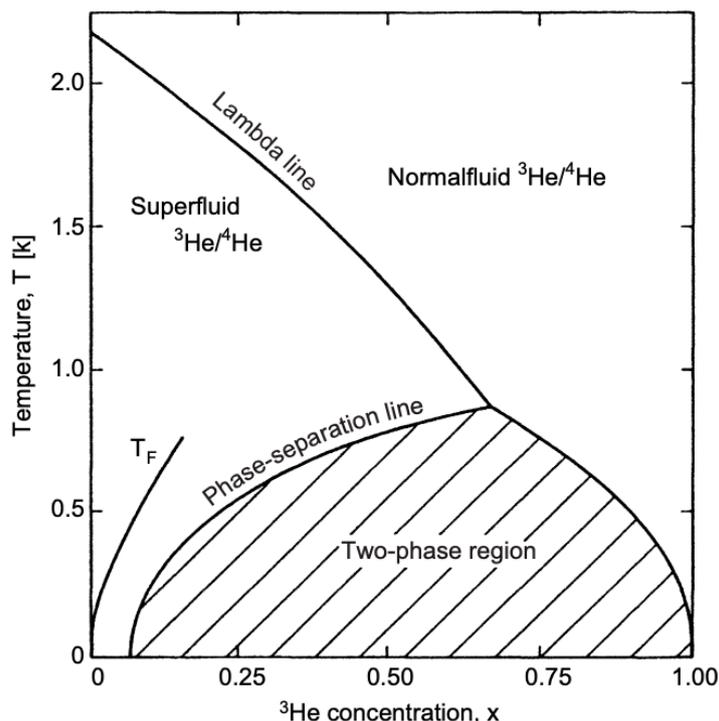


図 16: 飽和水蒸気圧下における  $^3\text{He}$  と  $^4\text{He}$  混合液の相図. Lambda line は  $^4\text{He}$  の正常液体相と超流動相の転移を示す. Phase-separation line は concentrated 相と dilute 相の転移を示す. [27] から引用した.

### 3.3 冷却能力の評価方法

本研究での冷却能力の測定においては、ヒートロードマップを作成する手法をとる。ヒートロードマップとは、DR のそれぞれの stage にある熱量を人為的に与えたときの、stage の温度をマッピングしたものである。ここから目標とする温度にたいしてどれくらいの熱流入を許容できるかの値、すなわち冷却能力を得ることができる。各ステージに熱を与える手法としては、2nd, still, mixing chamber stage では備え付けのヒーターを用いた。1st stage については新たに抵抗を設置した。与える熱量の指標は SAT への熱流入のシミュレーションによる値に基づいて設定した [13]。

各節の構成は以下の通りである。3.4 節では DR の基礎的な性能が発揮されるかを確認した。DR の基礎性能は  $^3\text{He}$  の流量を定めるための still heater と最低温度に達する mixing chamber stage の冷却能力で記述される。したがって、still と mixing chamber stage に熱量をかけて、冷却能力を確認し、カタログスペックと比較した。その後、3.5 節、3.6 節、3.7 節では PTC が 1 台になり熱流入が増加したときの各ステージの冷却能力を確認した。3.5 節では 1st stage の熱流入と mixing chamber stage の温度の関係を検証した。同様に、3.6 節では 2nd stage の熱流入と mixing chamber stage の温度の関係を検証した。3.7 節では、1st stage と 2nd stage に熱流入を与えた状態で still と mixing chamber stage に熱量をかけることで、実際の運用上の冷却能力を確認した。

### 3.4 基礎冷却性能の評価

まず、DR の基本的な性能を確認するために、still と mixing chamber stage の冷却性能を評価する。

本節での測定には、DR にあらかじめ備え付けられている still と mixing chamber stage のヒーターを用いて熱量を与えた。温度計も DR に備え付けのものを用いた。Still stage にある温度計は校正済みの Cernox CX-1010 (Lake Shore Cryotronics, Inc., [32]) であり、310–0.1 K までを測定することができる。Mixing chamber stage にある温度計は校正済みの RuO2 RX-102B (Lake Shore Cryotronics, Inc., [33]) であり、100–0.007 K までを測定することができる。

本研究でのヒートロードマップの作成のために、次の表 3 にある全ての熱量のペアに対して、それに対応する熱量を与えた。1st stage と 2nd stage には熱を与えなかった。この熱量は DR のカ

Stage	熱量
Still stage	2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 12.5, 15.0, 17.5, 20.0, 22.5, 25.0, 27.5 [mW]
Mixing chamber stage	100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800 [ $\mu$ W]

表 3: Still と mixing chamber stage のヒートロードマップ作成時に与えた熱量

タログスペックや現在の SAT の運用方法に基づいて定めた。本研究で用いている DR のカタログスペックによると still に 45 mW を与え、冷却能力を高めた条件下で 100 mK において 450  $\mu$ W の冷却性能を有する。特に Bluefors 社による出荷前試験に基づくと、上記の条件下で still stage の温度が 1.24 K、mixing chamber stage の温度が 100 mK になる。この温度領域をカバーできるように mixing chamber stage の熱量を設定した。また、現行の SAT では still stage には人為的に熱量を与えておらず熱流入のみであることから、still の熱量は 0 mW 付近から変化させた。ただし、still に与える熱量を完全に 0 mW にしてしまうと、still で  $^3\text{He}$  が蒸発せずに stage の温度が安定しないという問題があるため、2.5 mW 以上の熱量を与えることにした。

ヒートロードマップ作成のためにそれぞれの stage に温度が一定になるまで熱量を与えた。その際に、温度が熱平衡に達していることを保証するために、以下の二つの条件が成立していることを仮定した。

1. ヒーターの電源を入れて熱量を与え始めてから、2 時間が経過していること。
2. 時刻  $t$  分での still と mixing stage の温度をそれぞれ  $T_{\text{still}}(t)$ ,  $T_{\text{mixc}}(t)$  とした時、

$$\left| \frac{T_{\text{mixc}}(t) - T_{\text{mixc}}(t - 10)}{T_{\text{mixc}}(t - 10)} \right| < 0.005 \quad (41)$$

$$\left| \frac{T_{\text{still}}(t) - T_{\text{still}}(t - 10)}{T_{\text{still}}(t - 10)} \right| < 0.005 \quad (42)$$

が成立していること。

その後、45 分間のデータを平均して、それぞれのステージの温度を計算した。図 17 はヒートロードマップ作成時の温度の変化の一例であり、still stage のヒーターの熱量が 10 mW であるときに mixing chamber stage に与えた熱量と、still と mixing chamber stage の温度の変化を示したグラフである。

図 18 に still と mixing chamber stage のヒートロードマップの測定結果を示す。横軸は mixing chamber stage の温度、縦軸は still stage の温度である。各黒点に付されている上の注釈（青）は mixing chamber stage にかけた熱量を  $\mu\text{W}$  の単位で表したものである。下の注釈（赤）は still stage に与えた熱量を mW の単位で表したものである。図 18 の結果は、still stage に与える熱量が大きくなるほど、黒点が左側によっており mixing chamber stage の温度が下がっているため、冷却能力が向上していると言える。式 (40) より mixing chamber stage の冷却能力  $\dot{Q}$  は  $^3\text{He}$  の流量  $n_3$  が大きくなるほど、上昇することがわかる。また、still stage の熱量は  $^3\text{He}$  の流量  $n_3$  と関係すると考えられる。したがって、図 18 の振る舞いは基本的な DR の性質と整合していることがわかる。

この結果を本研究で使用した DR が出荷される前に Bluefors 社が実施した試験と比較する。Bluefors 社のテストレポートによると、still と mixing chamber stage にそれぞれ 40 mW と 450  $\mu\text{W}$  を与えたとき、それぞれの stage の温度は 1.24 K と 100 mK であった。一方、図 18 より still stage と mixing chamber stage の温度がそれぞれ 1.24 K, 100 mK のときの冷却能力を内挿できる。Still stage と mixing chamber stage でそれぞれ 8 mW, 200  $\mu\text{W}$  近辺であると目算できる。従って出荷前試験より冷却能力が劣ると結論づけられる。

その理由として、still を真空引きするための配管のコンダクタンスが悪く、still から  $^3\text{He}$  の蒸発が少なくなり、流量  $n_3$  が減少していることが原因であると考えられる。実際、本研究で用いられた DR の配管は次の図 19 のようにフレキシブルなタイプのものである。観測サイトで運用するためには、配管を変更し図 19 のようなよりコンダクタンスの良いものを用いる予定である。ただし、硬い配管は DR を望遠鏡本体に組み付けなければ設置できないタイプのものであるため、望遠鏡本体がまだない状態である現在、使用することはできなかった。このことは Bluefors の技術者にも確認が取れていることであるため、本研究では今後解決される問題であるとして、現段階では DR の冷却能力に問題ないと結論づけた。

この、mixing chamber stage の熱量が 3.2.2 小節で記述した DR のモデルと整合するかを確認する。Mixing chamber stage の温度を  $T_{\text{mxc}}$ 、 $^3\text{He}$  の流量を  $n_3$ 、mixing chamber stage に与えた熱量を  $\dot{Q}$  とし、 $T_{\text{mxc}}^2 n_3$  と  $\dot{Q}$  プロットすると、次の図 20 のようになる。 $T_{\text{mxc}}^2 n_3$  と  $\dot{Q}$  の間に比例関係が確認できるため、DR モデルと整合するものであると言える。 $T_{\text{mxc}}^2 n_3$  の値が大きくなる外れ値があることが図 20 から読み取れる。これらの点は全て still の熱量が 2.5 もしくは 5.0 mW のものであった。DR は still に熱量が加えられ、 $^3\text{He}$  が十分に循環していることを仮定しているため、still の熱量が小さい場合は十分に循環できず、DR モデルからずれ始めると考えられる。

Still に与えた熱量が 27.5 mW の点のみを抜き出し、線形フィッティングを行った。結果が図 21 である。その結果、傾きは  $53.5 \pm 0.3 \text{ J/K}^2\text{mol}$  であり、切片は  $-1.27 \pm 1.13 \mu\text{W}$  であった。DR model の理論から導かれる傾きである  $83 \text{ J/K}^2\text{mol}$  より小さいという結果が得られた。これは、

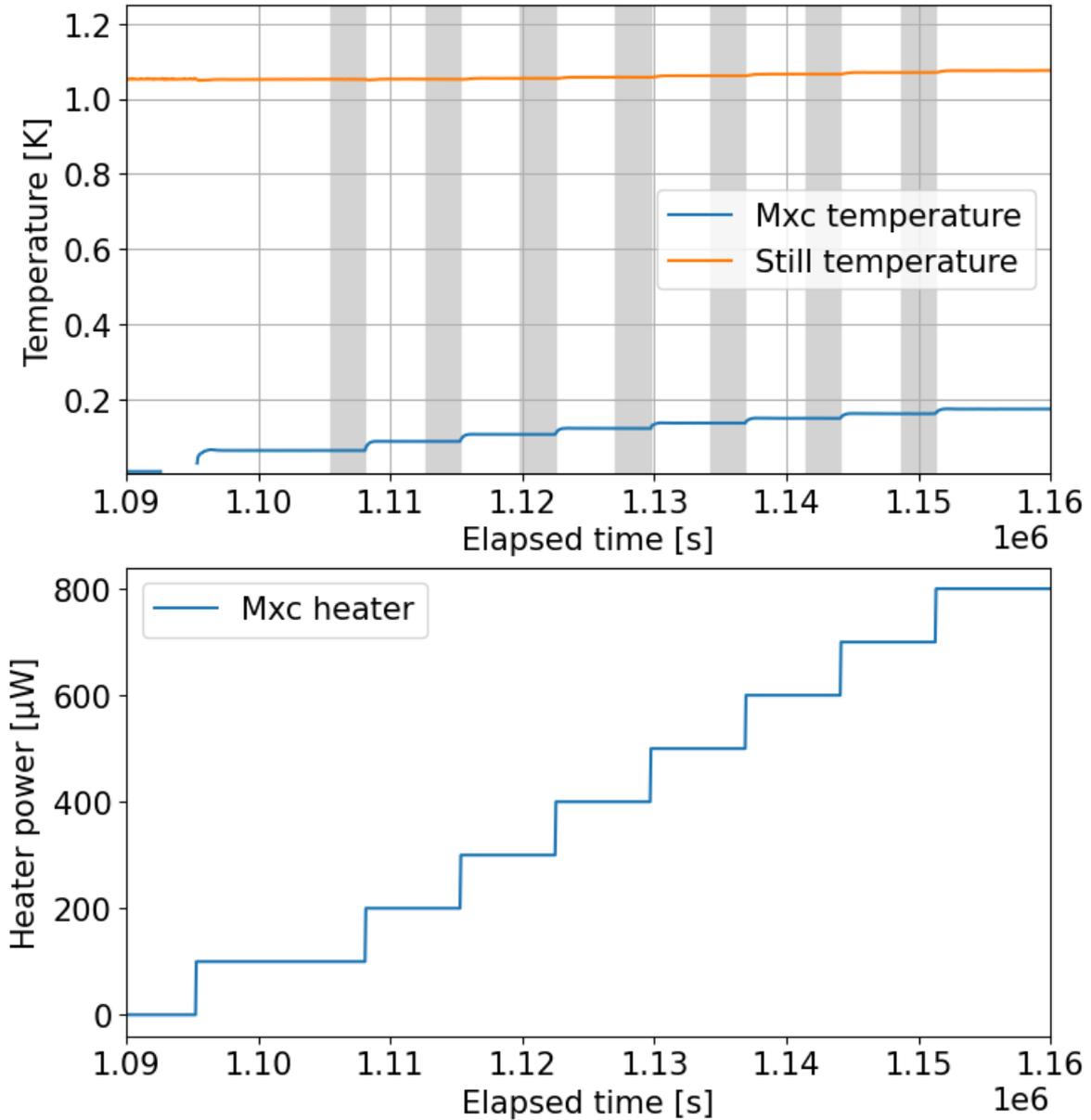


図 17: Still stage に 10 mW の熱量を与えた条件下でヒートロードマップを取得している様子。上図は経過時間に対して mixing chamber と still stage の温度を示したものである。灰色領域に含まれるデータ点を平均して、ステージの温度を計算した。下図は mixing chamber stage のヒーターに与えた熱量を示したものである。

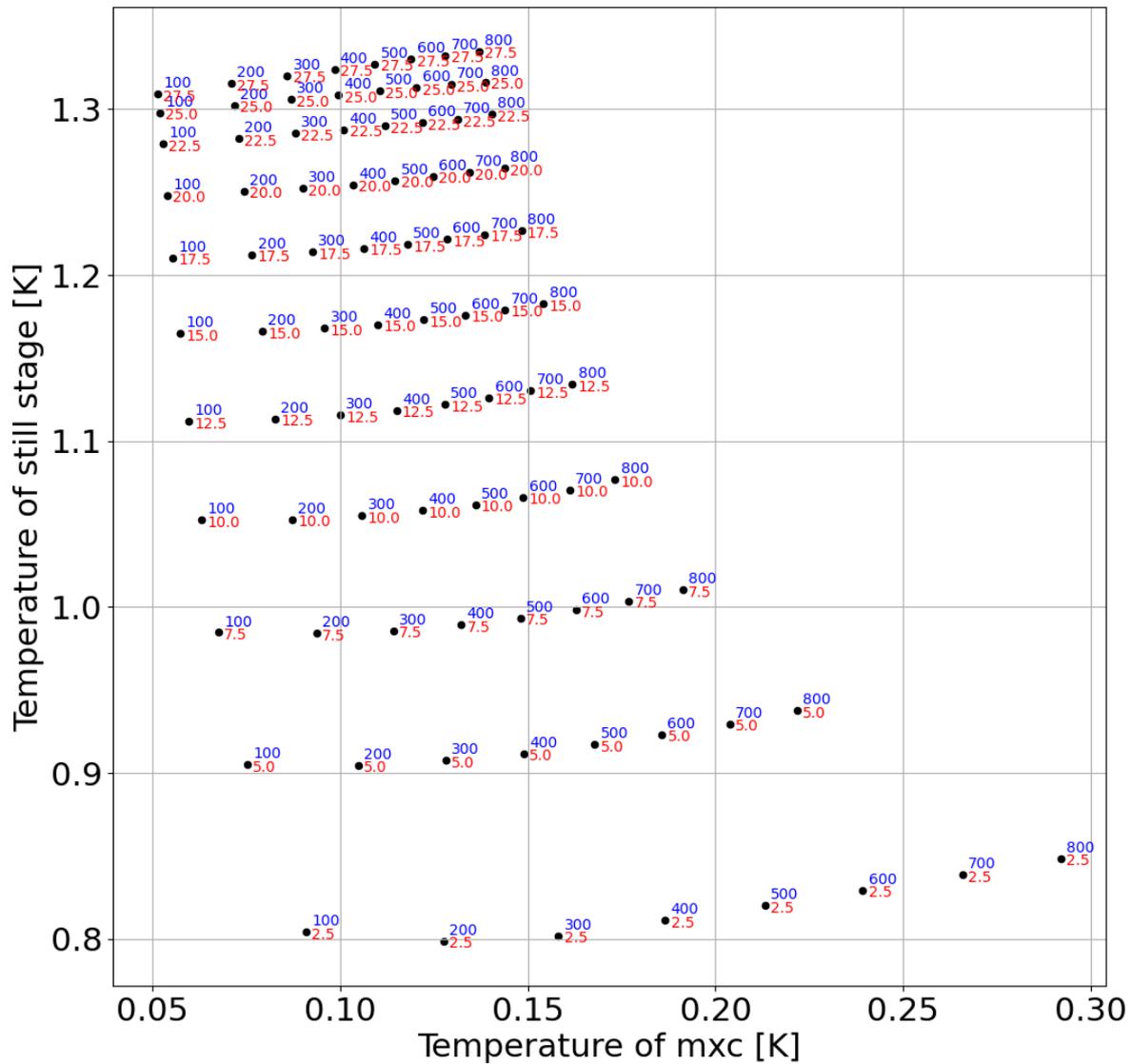


図 18: Still と mixing chamber stage におけるヒートロードマップ。横軸と縦軸はそれぞれ mixing chamber と still stage の温度である。各黒点に付されている上の注釈（青）は mixing chamber stage にかけた熱量を  $\mu\text{W}$  の単位で表したものである。下の注釈（赤）は still stage に与えた熱量を mW の単位で表したものである。

前述したように配管のコンダクタンスが悪く、本来の冷却能力が発揮できていないためであると考えられる。

### 3.5 1st stage の冷却性能評価

次に、1st stage と mixing chamber stage での冷却能力の評価を行なった。前節と同様にヒートロードマップを作成して冷却能力を評価した。

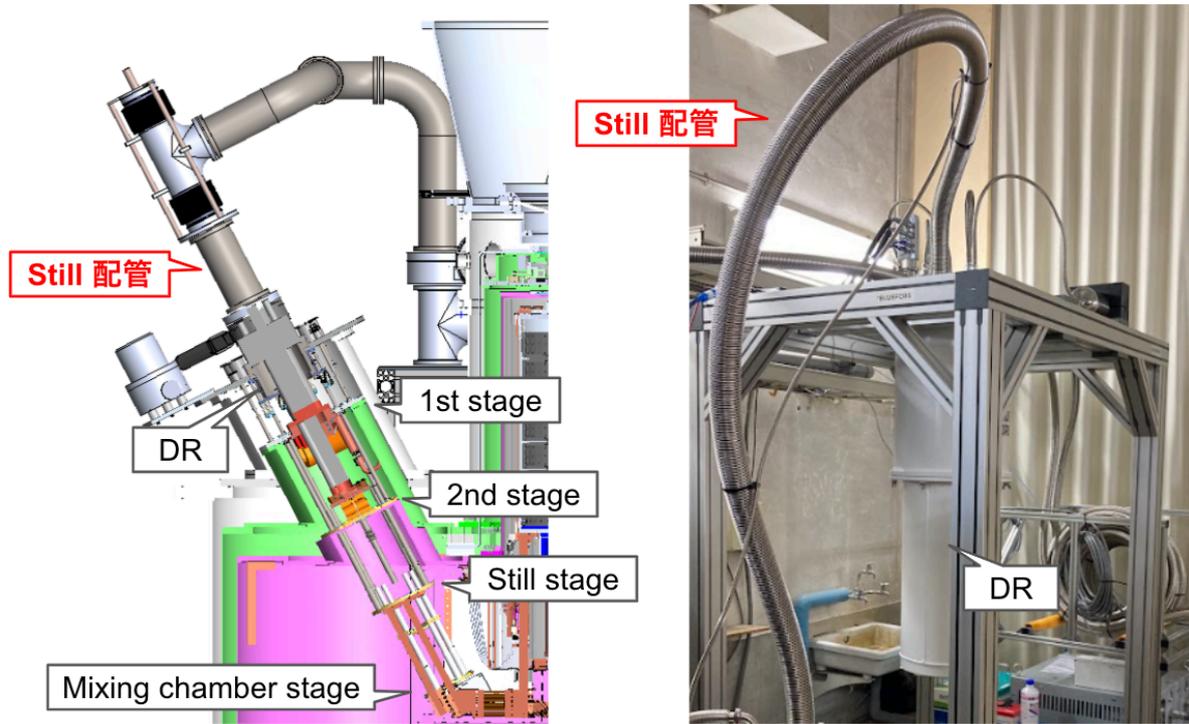


図 19: Still を真空引きするための配管の比較. DR が望遠鏡に組み付けられるときの配管が左図の Still 配管と示したものである. 現在のフレキシブルな配管が右図の Still 配管と示したものである. なお, 右図では真空チェンバーに覆われており, DR の内部は見えないようになっている.

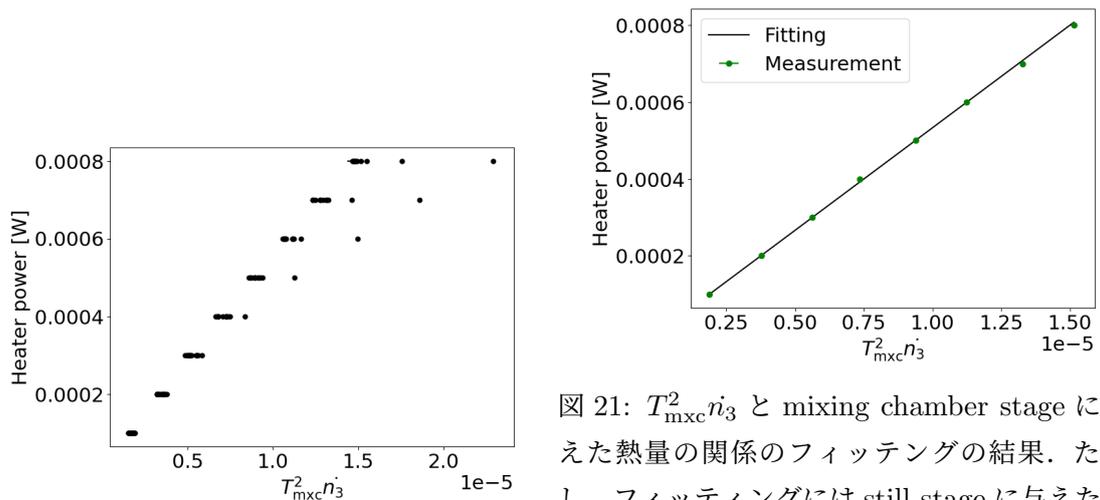


図 20:  $T_{\text{mxc}}^2 n_3$  と mixing chamber stage に与えた熱量の関係.

図 21:  $T_{\text{mxc}}^2 n_3$  と mixing chamber stage に与えた熱量の関係のフィッティングの結果. ただし, フィッティングには still stage に与えた熱量が 27.5 mW のデータのみをフィッティングに用いた.

1st stage にはヒーターが存在しないため、ヒーターを新たに設置して熱量を与えた。ジュール熱による熱量を与えるために、ヒーターは抵抗を用いた。アウトガスの影響を考慮して周囲が金属で囲われている巻線型抵抗 HS100 10R F (Ohmite Mfg Co., [34]) を用いた。抵抗値は  $10 \Omega$  である。電力源として、コンパクト直流安定化電源 PMX35-3A (菊水電子工業株式会社, [35]) を用いた。PTC の冷却能力を議論するため、PTC 1st stage に直接熱を与えられるのが理想である。そのため、PTC と巻線型抵抗を接続するための治具を作成した。また、ヒーターの熱により治具が過度に熱くなりすぎていないか監視するために、治具自体に温度計を接続した。その様子が次の図 22 である。

2nd stage に熱量を与えるには、Bluefors 社による備え付けのヒーターを用いた。抵抗値は  $12.5 \Omega$  である。電力源としては、1st stage のヒーターと同様にコンパクト直流安定化電源 PMX35-3A (菊水電子工業株式会社, [35]) を用いた。その図が次の図 23 である。PTC 1st stage と 2nd stage の様子を示した CAD が次の図 24 である。

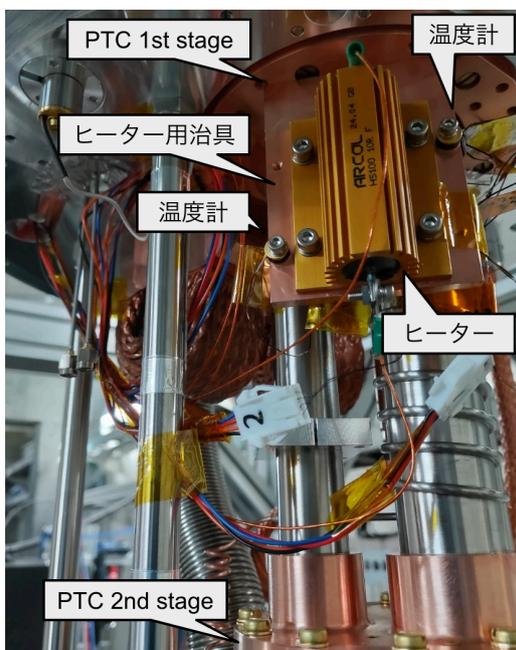


図 22: 1st stage に取り付けられたヒーターとそれを PTC 1st stage に接続するための治具の様子。

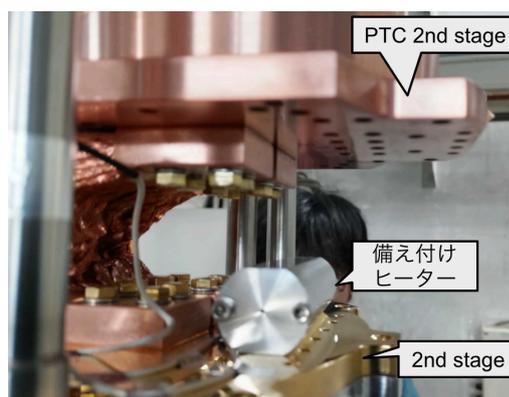


図 23: DR の 2nd stage に備え付けられているヒーターの様子。

今回の測定については、3.4 節におけるヒートロードマップの測定とは異なり、DR 内部に RF 配線がある状態で測定を行なった。真空フランジから 1st stage と 1st stage から 2nd stage にかけては、極低温用セミリジッドケーブル ULT-06 (キーコム株式会社, [36]) が 2 本繋がっている。2nd stage から still stage にかけては、超伝導セミリジッドケーブル ULT-21 (キーコム株式会社, [36]) が 1 本繋がっている。また、RF 同軸ケーブル FL086-12SM (Mini-Circuits, [37]) の被覆を剥いたものを介して、低温用低ノイズアンプ LNF-LNC4-8F (Low Noise Factory, [38]) が接

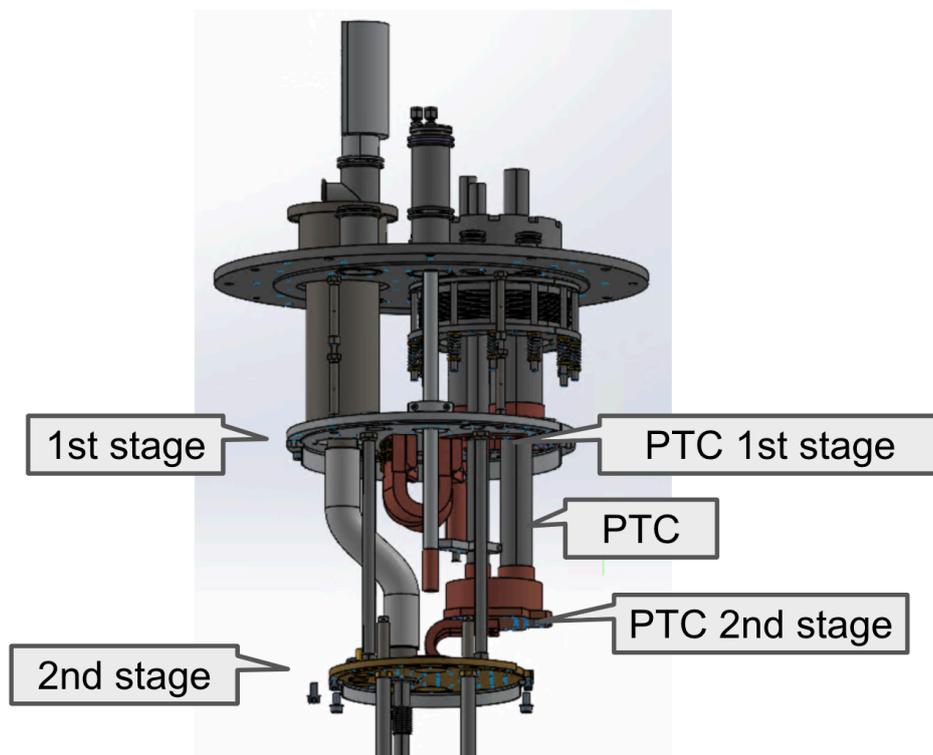


図 24: ヒーターが設置された 1st stage と 2nd stage の CAD 図.

続されている。低ノイズアンプ自体は 2nd stage の下側に固定されている。上記の配線による熱流入はヒートロードマップ作成のために与える熱量に対して無視できるほど小さいことを確認した。

1st stage と mixing chamber stage に与えた熱量を次の表 4, 5 に示す。それぞれの表の 1st stage と mixing chamber stage の全ての熱量のペアに対して、それに対応する熱量を与えてヒートロードマップを取得した。2nd stage に与えた熱量は 0.62 mW である。また、still stage に与えた熱量はそれぞれ 4.7, 30 mW である。与えた温度の選び方は、SAT-MF1 において計算されたそれぞれの stage への熱流入のシミュレーションに基づいた [13]。シミュレーションによると、1st, 2nd, still, mixing chamber stage のそれぞれについて、21 W, 0.58 W, 4.7 mW, 28  $\mu$ W の熱流入があると予測されている。今回は 1st stage に熱流入があったときの、mixing chamber の冷却能力に対する影響を調べたいため、1st stage の熱量を予想値の付近で変化させた。Still stage に与える熱量は、予測値である 4.7 mW と DR の still からの  $^3\text{He}$  の蒸発量すなわち流量  $n_3$  が増加し冷却能力が向上する 30 mW を選択した。Mixing chamber stage については、予測値である 28  $\mu$ W 付近を密に測定しつつ、Bluefors 社のカタログスペックの基準である、100 mK 付近まで測定できるように熱量を選んだ。

温度が一定に達していることを保証するために、以下の二つの条件が成立していることを仮定した。

1. ヒーターの電源を入れて熱量を与え始めてから、3 時間が経過していること。

2. 時刻  $t$  分での still の温度を  $T_{\text{still}}(t)$  としたとき,

$$\left| \frac{T_{\text{still}}(t) - T_{\text{still}}(t - 10)}{T_{\text{still}}(t - 10)} \right| < 0.005 \quad (43)$$

$$(44)$$

が成立していること.

その後, 60 分間のデータを平均して, それぞれのステージの温度を計算した. 1st stage に与えた熱量が他の stage に影響を与えるために必要な時間は, still に熱を与えた場合より長いことが予想されたので, 3.4 節での測定よりもより長い 3 時間が経過していることを要求した. また, この測定では mixing chamber stage の温度が温度計の動作範囲である 7 mK 以上を逸脱する可能性が考えられたので, 3.4 節での測定とは異なり,

$$\left| \frac{T_{\text{mixc}}(t) - T_{\text{mixc}}(t - 10)}{T_{\text{mixc}}(t - 10)} \right| < 0.005 \quad (45)$$

という条件は課さなかった.

Stage	熱量
1st stage	10.0, 20.4, 30.8 [W]
Mixing chamber stage	0, 12.5, 25, 37.5, 50, 75, 100, 200, 300 [ $\mu$ W]

表 4: Still に与えた熱量が 4.7 mW の条件下で, 1st stage におけるヒートロードマップ作成時に与えた熱量.

Stage	熱量
1st stage	0, 12.8, 26.4 [W]
Mixing chamber stage	0, 12.5, 25, 37.5, 50, 75, 100, 200 [ $\mu$ W]

表 5: Still に与えた熱量が 30 mW の条件下で, 1st stage におけるヒートロードマップ作成時に与えた熱量.

得られたヒートロードマップが次の図 25, 26 である. これらを見ると still に流入する熱量が 4.7 mW と 30 mW のどちらも, 1st stage に流入する熱量が変化するのに伴い 1st stage の温度は変化する一方, mixing chamber stage の温度はほとんど変化していない, もしくは少し減少することが読み取れる. これは 1st stage の熱がわずかに  $^3\text{He}$  condensing line に熱量をあたえ流量を上昇させたため, 冷却能力が向上したためである. 実際, 1st stage の温度が増加すると  $^3\text{He}$  の流量が増加する関係がある. 図 27, 28 は 1st stage の温度と,  $^3\text{He}$  の流量をプロットしたもので

ある。各点に付されている注釈（青）は mixing chamber に与えられた熱量を  $\mu\text{W}$  の単位で表したものである。緑色曲線の中の点は、それぞれの曲線の注釈（緑）に示された熱量を 1st stage に与えて取得されたデータである。ここから、1st stage の温度が増加すると、 $^3\text{He}$  の流量が増加する関係が読み取れる。したがって、1st stage に与えた熱量により  $^3\text{He}$  の流量が増加したため、mixing chamber stage の冷却能力が微増したと考えられる。

$^3\text{He}$  の流量が増加した原因は、still stage の温度に影響が与えられたためだと考えられる。図 29,30 は 1st stage と still stage の温度をプロットしたものである。ここから still に与えた熱量が 4.7 mW のときは 1st stage の温度が上昇するとともに still stage の温度が上昇することが読み取れる。Still stage の温度が上昇することで  $^3\text{He}$  の蒸発速度が増加し、流量の増加に寄与している。

図 30 から still に入力した熱量が多すぎる場合には DR の運用に問題が生じることもわかる。Still stage の温度の誤差が大きくなっていることから、still での蒸発が激しくなり、動作が不安定になっていると読み取れるこれは 3.2.2 小節で示したような DR の通常の運用で仮定される安定した  $^3\text{He}$  の循環とは異なるために生じた問題であると考えられる。

以上の議論から、PTC が 1 台になり、1st stage への熱流入が増加した場合でも、mixing chamber stage の冷却能力にほとんど影響を及ぼさない、もしくはやや良くなることが分かる。SAT-LF で用いる PTC の台数を 2 台から 1 台にすることは、1st stage の冷却能力の観点から、現実的であると結論づけられる。

次に 1st stage に与える熱量を変えて取得したときの 2nd stage と still stage での温度の振る舞いを議論する。Still の熱量がそれぞれ 4.7, 30 mW であるときの 2nd stage と mixing chamber stage の温度はそれぞれ次の図 31, 32 のようになる。2nd stage の温度が 0.25 K 変わる程度でも、 $^3\text{He}$  condensing line の振る舞いが変わるため、1st stage への熱流入に依存して 2nd stage では無視できないほど温度が変化することがわかる。

以上のことから、1st stage での測定から次のようなことがわかった。

1. 1st stage に熱流入を加えても、mixing chamber stage の冷却能力はほとんど変化しない、もしくは、少し良くなる。
2. 1st stage に熱流入が加わると 2nd stage と still stage には熱が伝わり温度が上昇する。
3. Still に与える熱量が多すぎる場合は 1st stage の熱流入により、DR の運転が不安定になる恐れもある。

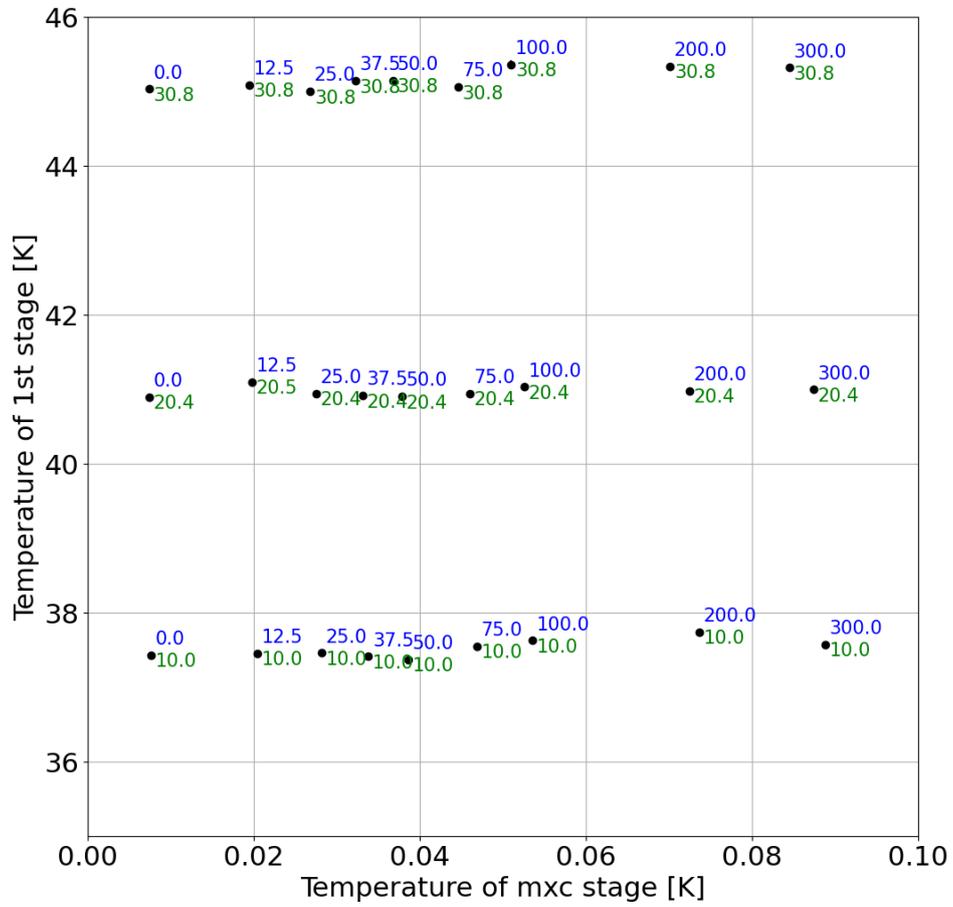


図 25: 1st stage と mixing chamber stage におけるヒートロードマップ。ただし, still に与えた熱量が 4.7 mW の時の結果である。横軸と縦軸はそれぞれ mixing chamber stage と 1st stage の温度である。各黒点に付されている上の注釈 (青) は mixing chamber stage にかけた熱量を  $\mu\text{W}$  の単位で表したものである。下の注釈 (緑) は 1st stage に与えた熱量を W の単位で表したものである。

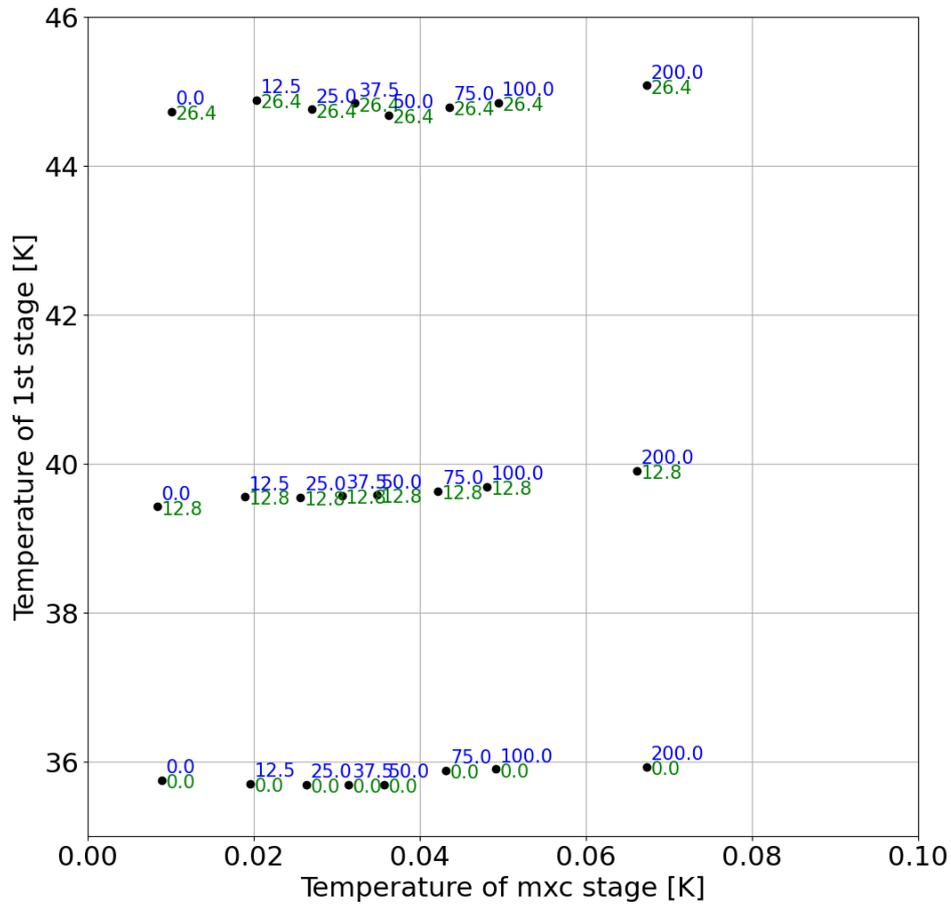


図 26: 1st stage と mixing chamber stage におけるヒートロードマップ。ただし, still に与えた熱量が 30 mW の時の結果である。横軸と縦軸はそれぞれ mixing chamber と 1st stage の温度である。各黒点に付されている上の注釈 (青) は mixing chamber stage にかけた熱量を  $\mu\text{W}$  の単位で表したものである。下の注釈 (緑) は 1st stage に与えた熱量を W の単位で表したものである。

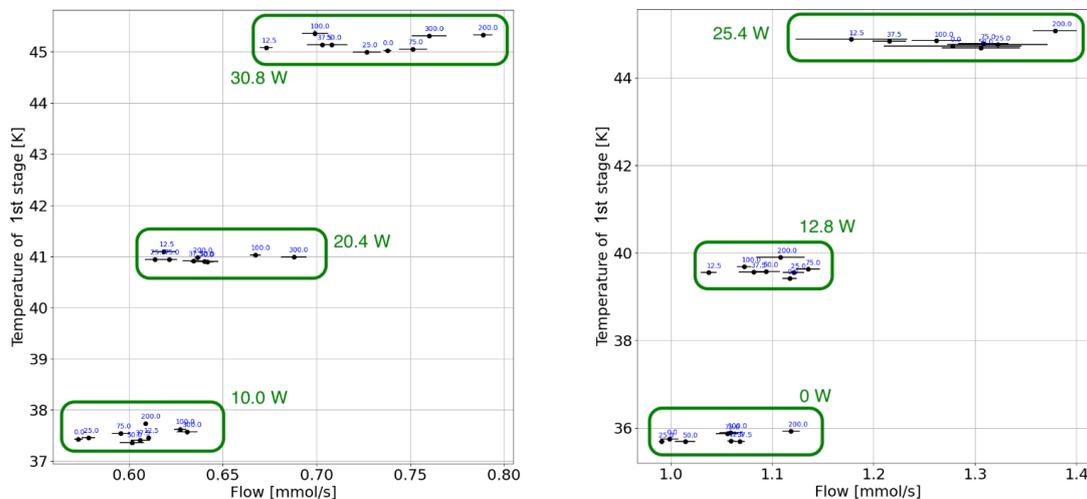


図 27: Still に与える熱量が 4.7 mW であるときの  $^3\text{He}$  の流量と 1st stage の温度の関係. 各黒点に付されている上の注釈 (青) は mixing chamber stage にかけた熱量を  $\mu\text{W}$  の単位で表したものである.  
 図 28: Still に与える熱量が 30 mW であるときの  $^3\text{He}$  の流量と 1st stage の温度の関係. 各黒点に付されている上の注釈 (青) は mixing chamber stage にかけた熱量を  $\mu\text{W}$  の単位で表したものである.

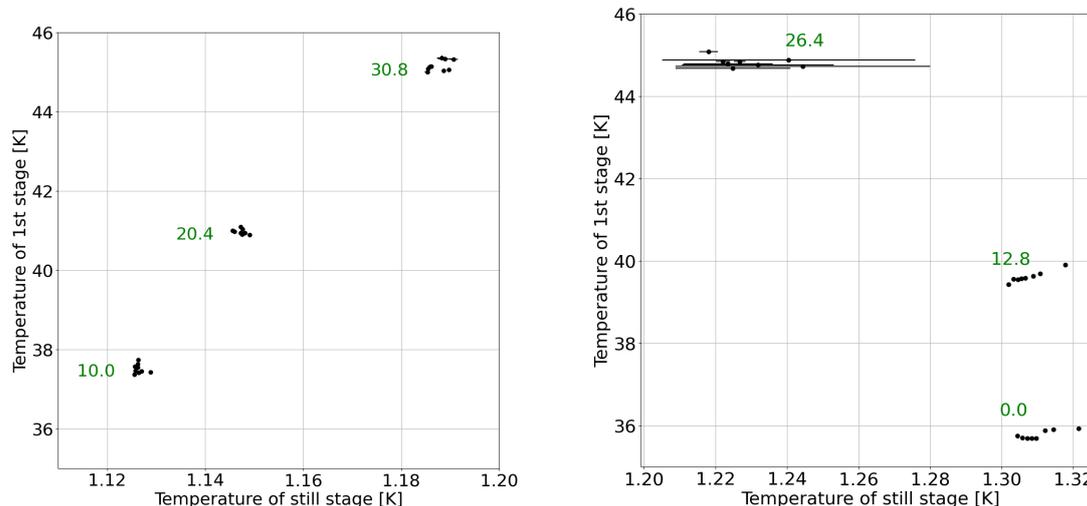


図 29: Still に与える熱量が 4.7 mW であるときの 1st stage と still stage の温度. 注釈 (緑) は 1st stage に与えた熱量である.  
 図 30: Still に与える熱量が 30 mW であるときの 1st stage と still stage の温度. 注釈 (緑) は 1st stage に与えた熱量である.

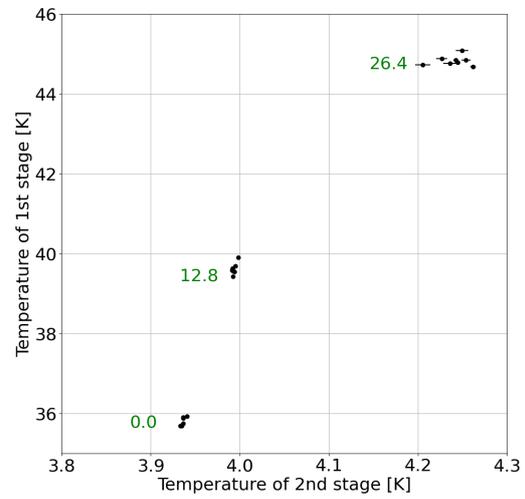
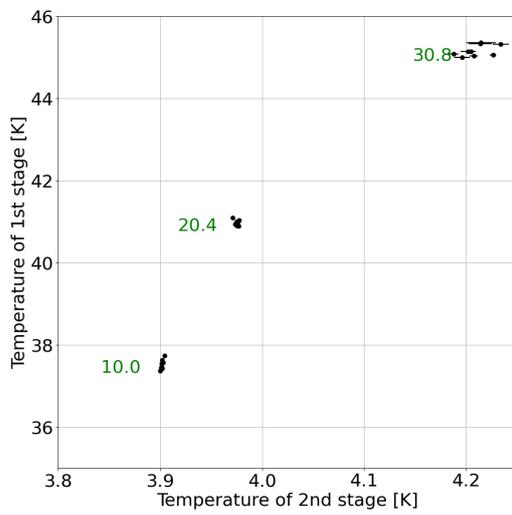


図 31: Still に与える熱量が 4.7 mW であるときの 1st stage と 2nd stage の温度. 注釈 (緑) は 1st stage に与えた熱量である. 同じ 1st stage への熱量であっても異なる黒点は, mixing chamber stage に与える熱量が異なるものである.

図 32: Still に与える熱量が 30 mW であるときの 1st stage と 2nd stage の温度. 注釈 (緑) は 1st stage に与えた熱量である. 同じ 1st stage への熱量であっても異なる黒点は, mixing chamber stage に与える熱量が異なるものである.

### 3.6 2nd stage の冷却性能評価

次に、2nd stage と mixing chamber stage での冷却能力の評価を行なった。

2nd stage と mixing chamber stage に与えた熱量を次の表 6 に示す。2nd stage と mixing chamber stage の全ての熱量のペアに対応する熱量を与えてそのときの温度を取得した。1st stage と still stage に与えた熱量はそれぞれ 21 W, 0.47 mW である。それぞれのステージへの熱の与え方や、DR 内の状態は 3.5 節における測定と同様である。温度が一定に達することを保証する条件も 3.5 節での測定と同様である。

Stage	熱量
2nd stage	0.41, 0.62, 0.80 [W]
Mixing chamber stage	0, 12.5, 25, 37.5, 50, 75, 100, 200, 300 [ $\mu$ W]

表 6: 2nd stage にてヒートロードマップを作成するとき与えた熱量。

その結果得られたヒートロードマップが次の図 33 である。なお、2nd stage と mixing chamber stage に与える熱量がそれぞれ 0.41 W と 0 W のデータは mixing chamber stage の温度が 7 mK 以下となり温度計の動作範囲を超えたため取得できなかった。2nd stage の熱量が増加しても mixing chamber stage の熱量が小さいときはほとんど温度は変化しない。Mixing chamber stage の熱量が 100  $\mu$ W を超え始めると、2nd stage に熱量が増える方が冷却能力が高まる。これは、3.5 節で考察したように、2nd stage の熱が still stage に伝わり、 $^3\text{He}$  の流量が増え冷却能力が向上したことによると考えられる。この結果からも PTC が 1 台になり、2nd stage の冷却能力が減少した場合には、mixing chamber stage の温度には影響しない、もしくは冷却能力が向上することが予測される。

### 3.7 Still の冷却能力評価

本節では、予測される熱流入を与えたときの、still stage と mixing chamber stage での冷却能力の評価を行なった。

Still と mixing chamber stage に与えた熱量を次の表 7 に示す表の still と mixing chamber stage の (still, mixing chamber) = (30 mW, 200  $\mu$ W), (30 mW, 300  $\mu$ W) を除くすべての熱量のペアに対して、それに対応する熱量を与えてヒートロードマップを作成した。1st stage と 2nd stage に与えた熱量はそれぞれ 20.4 W, 0.62 W である。Still に与える熱量は、mixing chamber stage での冷却能力が高まると予測される 30 mW の熱量を最大とし、0 mW から熱量を与えた。また、SAT への still stage への熱流入の予測値である、4.7 mW も取得した。それぞれのステージへの熱の与え方や、DR 内の状態は 3.5 節と同様である。温度が一定に達することを保証する条件は 3.5 節、3.6 節での測定と同様である。

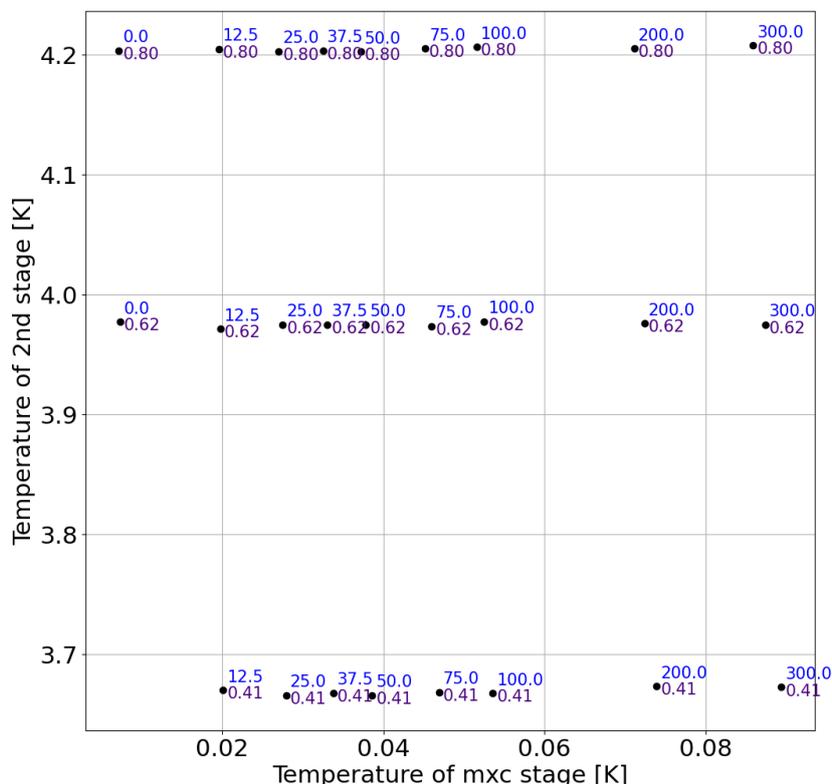


図 33: 2nd stage と mixing chamber stage におけるヒートロードマップ。横軸と縦軸はそれぞれ mixing chamber stage と 2nd stage の温度である。上の注釈 (青) は mixing chamber stage に与えた熱量を  $\mu\text{W}$  の単位で表したもの。下の注釈 (紫) は 2nd stage に与えた熱量を  $\text{W}$  の単位で表したものである。

図 34 が得られたヒートロードマップである。Still に与える熱量が  $15 \text{ mW}$  以下のときは、still の熱量が高まるほど、mixing chamber temperature が下がるという傾向が見られ、DR の動作原理と整合的である。予測値である still stage に  $4.7 \text{ mW}$ 、mixing chamber stage に  $25 \mu\text{W}$  をかけたときも、問題なく冷却されている。

一方、still に与える熱量が  $30 \text{ mW}$  であるときは still の温度の誤差が大きくなり、DR の運用が不安定になっていることが読み取れる。この理由は、still に多量の熱量に加わることにより、 $^3\text{He}$  の循環が激しくなり、凝縮がうまくいかなくなっていることが原因であると考えられる。他方、図 18 にあるように、1st stage と 2nd stage に熱量を与えられていないときは still に与える熱量が  $30 \text{ mW}$  付近になっても温度が安定している。図 34 では still に与える熱量が  $30 \text{ mW}$  付近になると温度が不安定になることから、1st stage や 2nd stage の影響により許容できる still の熱流入が変化している。Still に過度な熱量がかかると DR の性能が発揮されなくなることが確認された。ただし、SAT の運用上は still にそこまでの熱量を与える予定がないため問題ない。

Stage	熱量
Still stage	0, 4.7, 15, 30 [W]
Mixing chamber stage	0, 12.5, 25, 37.5, 50, 75, 100, 200, 300 [ $\mu$ W]

表 7: 2nd stage におけるヒートロードマップを作成するとき与えた熱量.

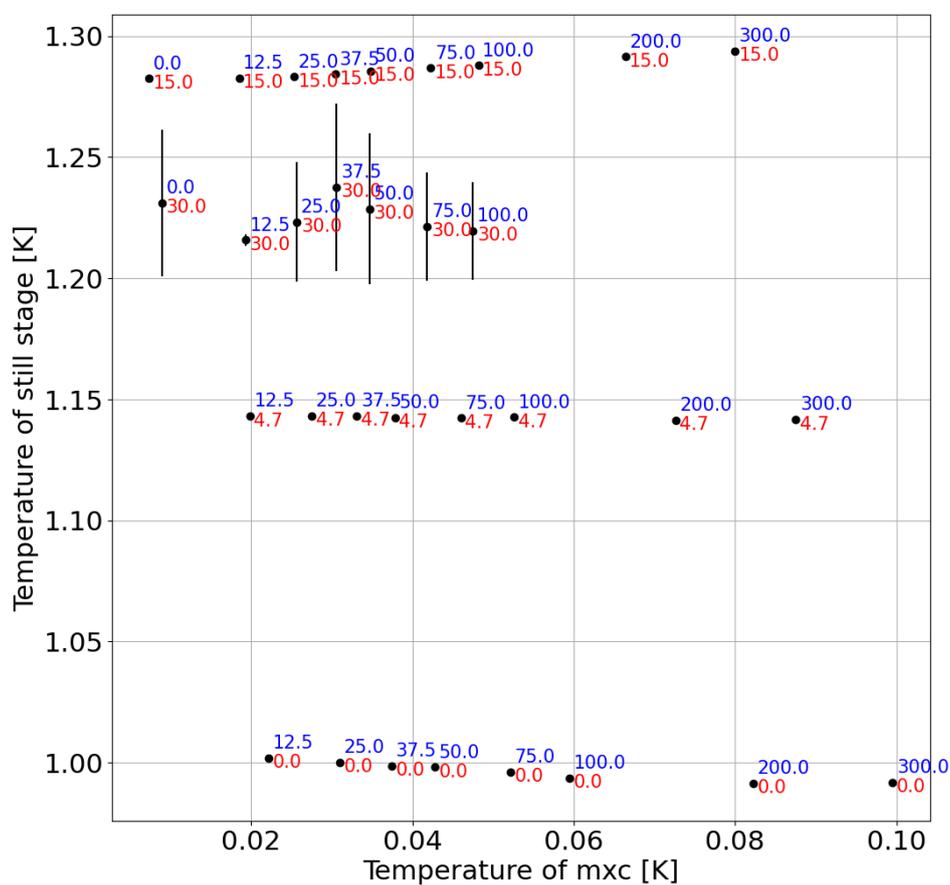


図 34: 1st stage と 2nd stage にそれぞれ 20.4 W と 0.62 W の熱量を与え、still と mixing chamber stage に熱量をかけたときの温度。横軸と縦軸はそれぞれ mixing chamber stage と still stage の温度である。各黒点に付されている上の注釈（青）と下の注釈（赤）はそれぞれ mixing chamber と still stage にかけた熱量を  $\mu$ W と mW の単位で表したものである。

### 3.8 まとめ

本章では、SAT-LF で予測される熱流入に対して DR の冷却能力を検証した。まず、still と mixing chamber stage に熱量を与え、そのときの DR のステージの温度を計測することにより、mixing chamber stage の冷却能力が問題ないことを確認した。その後、現在 2 台の PTC で冷却するところを 1 台にする計画の実現可能性を吟味するべく、1st stage と 2nd stage に熱量を与えてそれぞれの stage の温度を測定した。その結果、1st stage と 2nd stage の熱流入が増加しても、mixing chamber stage の熱量はほとんど変化しない、もしくは少し良くなることが確認された。これにより、1 台の PTC を用いる冷却方法に変更しても、検出器を冷却するという観点からは問題ないという結論が得られた。

1 台の PTC を冷却する方法を検証する上で、DR の冷却能力以外の点に関しては本研究では触れられなかった。例えば、PTC 1 台による冷却の場合には本研究で確認したとおり、1st, 2nd, still stage の温度が上昇することがわかっているが、それにより DR 中の  $^3\text{He}$  の循環がどのような影響を受けるかを詳しく調査できていない。それぞれのステージの温度が上昇して  $^3\text{He}$  循環ラインの圧力が増加し、ある閾値に達したとき Back Pressure Valve (BPV) と呼ばれるバルブが安全のために自動的に開放され、 $^3\text{He}$  が保存容器に回収されるという問題が起り得る。

実際に、BPV が閾値の 1100 mbar に達し、 $^3\text{He}$  が保存容器に回収されたときの様子が図 35 である。図 35 (上図) が 1st stage の温度である。経過時間 160000 秒付近で 1st stage heater の電源を入れ、熱量を 38 W 与えたところ、温度が 50 K 付近にまで上昇した。その結果、図 35 下図のように  $^3\text{He}$  循環ラインの圧力が 1100 mbar の閾値を上回り、保存容器に  $^3\text{He}$  が回収されて保存容器の圧力が高まっていることが読み取れる。なお、他のステージには 2nd stage に 0.6 W, still stage に 30 mW, mixing chamber stage に 0 W の熱を与えていた。BPV の閾値は大気圧が小さくなるにつれて小さくなるため、観測サイトである標高 5000 m のアタカマ砂漠では問題になりえる。

この問題を解決するためには安全な圧力レンジを検証し、最適な閾値の BPV に取り替えるなどの解決策が考えられる。これに関しては、今後の課題とする。また、PTC が 1 台になることによる 1st stage と 2nd stage の冷却能力の減少を補うために、新たに熱リンクを作成することも今後の展望としたい。

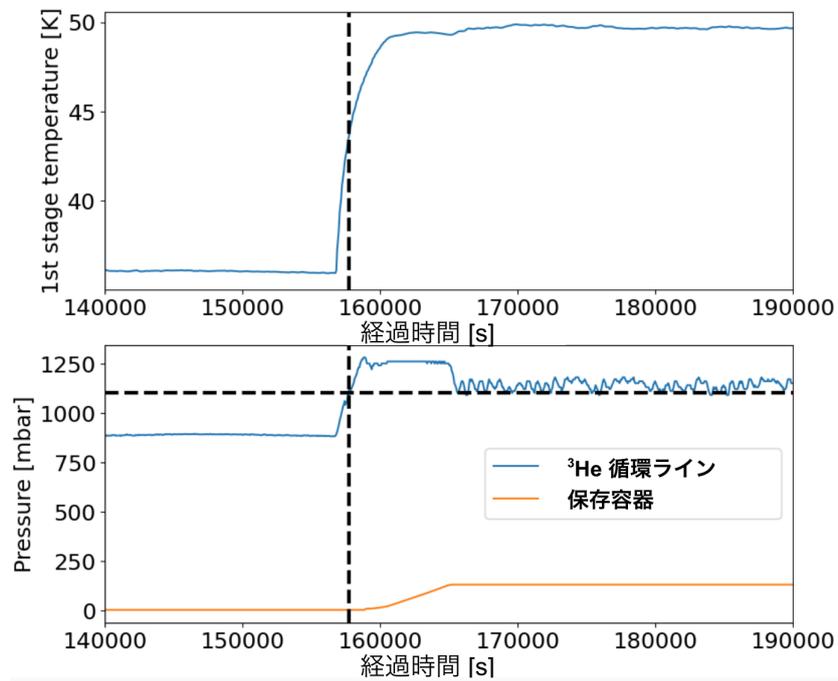


図 35: BPV が開き  $^3\text{He}$  が保存容器に回収されているときの, 1st stage の温度と,  $^3\text{He}$  循環ラインの圧力と保存容器の圧力の関係. BPV の閾値である 1100 mbar と  $^3\text{He}$  循環ラインの圧力が 1100 mbar を超えたときの時刻を破線で示した.

## 4 電波吸収体の開発

### 4.1 SAT-LF における電波吸収体の必要性と要求性能

本節では SAT-LF における電波吸収体の必要性とその要求性能について議論する。

SAT では CMB 光子は optics tube の中心部分を通り、レンズにより集光されて検出器に入射するように設計されている。Optics tube の中心部分以外の意図しない光学経路を通り検出器に入射する電磁波が存在しうる。そのような電磁波を「迷光」という。周囲の環境の熱放射に由来する迷光は 300 K の黒体放射に由来するのに対して、CMB の温度は 3 K である。そのため、迷光が入射することによりノイズレベルの上昇が考えられ、観測の妨げとなる。なお、観測周波数帯域の外の周波数の迷光の影響は、主に optics tube 内にあるローパスフィルターで遮断されている。

迷光の解決策の一つとして、図 36 のように optics tube 壁面に電波吸収体を貼り付けることで迷光を吸収し、その影響を軽減することが考えられる。これにより、optics tube の中心部を通り検出器に入る CMB を減衰させることなく、効率的に迷光を減衰させることが可能である。これが電波吸収体が必要な理由である。

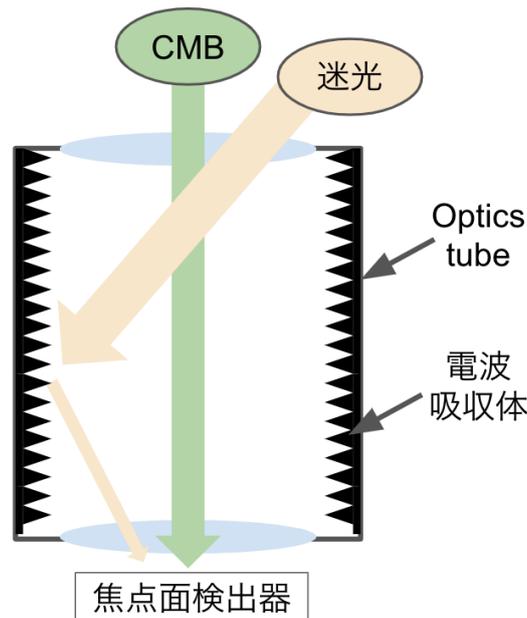


図 36: 望遠鏡内部に CMB が入射している様子と迷光が電波吸収体によって減衰している様子。

具体的な電波吸収体の反射率の要求値について議論する。地面の温度の 300 K は CMB の温度の 3 K と比較して、100 倍程度大きい。レイリージーンズの法則より黒体放射による電磁波の強度は温度に比例するため、迷光の強度は CMB の強度の 100 倍である。したがって、CMB と迷光を同程度の大きさにまで削減するためには、電波吸収体は 1% 以下の反射率が必要である。特に、SAT-LF の観測周波数帯域の全体で 1% 以下の周波数を目標とする必要がある。本研究では SAT-LF の周波数帯域をカバーする 20–50 GHz を目標の帯域と設定し、1% 以下の反射率を要求値とした。

また、電波吸収体はそれ自体が黒体輻射によるノイズ源となり得るため、optics tube 壁面で 1 K まで冷却し黒体輻射を軽減する必要がある。したがって、冷却に対して耐性があることも要求性能となる。特に、観測中に optics tube 壁面から剥がれないことを要求する。冷却に伴い、optics tube は真空チェンバー内に置かれ、真空に保たれなければならない。そのため、アウトガスと呼ばれる真空環境下に置かれた際に放出される気体の量が少ないことも要求性能の一つである。

本研究で開発する電波吸収体の要求を以下にまとめる。

1. 20–50 GHz において反射率が 1% を切る。
2. optics tube 壁面に貼りつけたときの冷却耐性。
3. 真空環境下に置かれたときに放出される気体の量（アウトガス）が少ない。

#### 4.2 先行開発した電波吸収体とその問題点

本節では SAT-MF1, SAT-MF2, SAT-UHF に用いられている電波吸収体とその問題点を述べる。

現在の SAT では Metamaterial Microwave Absorber (MMA) と Radio Absorptive Materials using a 3D-printed mold (RAM-3pm) という 2 種類の電波吸収体を用いられている。

MMA は熱可塑性ポリウレタンに質量比 25% のカーボンパウダーを混合して吸収性能を向上した充填材を用いる。その充填材を金型に注ぎ込みピラミッド型に整形し、型から取り外すことで作製する [39]。なお、この手法は射出成形と呼ばれる。一度金型を作成すれば充填材を注ぐだけで作製できるので、大量生産に向いているという利点がある。その反面、多種多様な形が求められた場合、それぞれの形に対応する金型を作製する必要があるため、コストが高まるという欠点もある。

RAM-3pm は電波を吸収する充填材を 3D printer で作製したピラミッドの形の型に流し込んで成形する [40, 21, 22]。充填材には STYCAST 2850 FT (Emerson and Cuming Inc. [41]) に K223HE (三菱ケミカル株式会社, [42]) という炭素繊維を混合したものをを用いる [21, 22]。3D printer の型の材質は Vero Black (Stratasys Ltd., [43]) である。作製手法は Polyjet (Stratasys Ltd., [44]) と呼ばれる手法であり、これは硬化性液体フォトポリマーを層状に噴射することで作製する。3D printer の型は電波に対して透明であるため取り外す必要がなく、3D printer の形状変更の容易さから多種多様な形を容易に作製できるという利点がある [40]。その反面、3D printer の型を毎回作製する必要があるため、大量生産には向かないという欠点もある。

現行の SAT では上述の利点を組み合わせるべく、MMA と RAM-3pm の両方を用いている。Optics tube の腹の部分は繰り返し構造になっているため電波吸収体の形状は 2 種類でよく、大量生産に向いている MMA が採用されている。一方、optics tube の上下のレンズ周りの部品は複雑な形状をしているため、RAM-3pm は上下の部分に採用されている。その様子が次の図 37 である。

SAT-UHF/MF から SAT-LF になるに伴い、観測周波数帯域が MF (93 GHz, 145 GHz), UHF (225 GHz, 280 GHz) から LF (27 GHz, 39 GHz) に変わる。この変化を受けて、低周波帯域に電波吸収体を最適化する必要が生じる。MMA は他の共同研究者が低周波数帯域への最適化を推し

進めているのに対し、RAM-3pm は 4.3.3 小節で述べるように反射率が最適化されていないという問題点がある。本研究では RAM-3pm の低周波数帯域への最適化に取り組んだ。

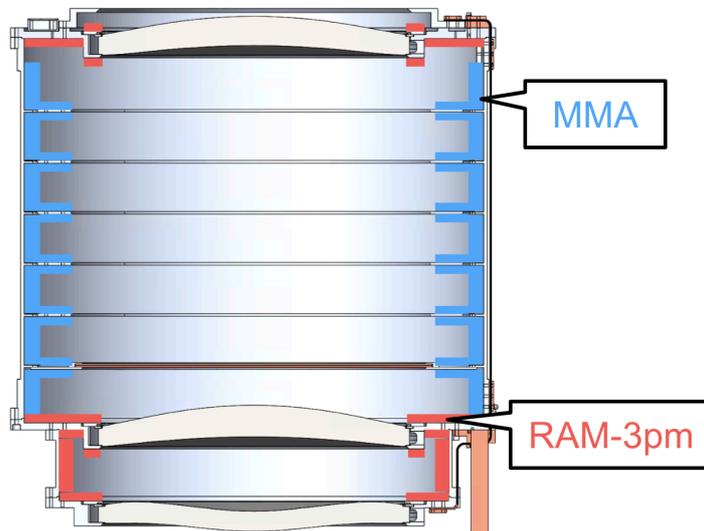


図 37: Optics Tube 内部の MMA と RAM-3pm の配置。青色の部分が MMA、赤色の部分が RAM-3pm が用いられている箇所である。

### 4.3 RAM-3pm について

RAM-3pm の具体的な作製方法や低反射率化の原理，SAT-LF で採用する上での問題点について本節で述べる。

#### 4.3.1 RAM-3pm の作製方法

先行研究で作製された，RAM-3pm の寸法と実際の写真は次の図 38 のようになっている。作製手順および充填材の光学定数は先行研究により最適化されている [21, 22]。その作製手順は以下の通りである。

1. 低温用接着剤 STYCAST 2850 FTJ (Emerson and Cuming, [41]) を取り出して 10 分間真空デシケーターに入れて脱泡する。
2. STYCAST と STYCAST 用触媒 Catalyst 23 LV (Emerson and Cuming, [41]) を質量比 7.5% で混合する。
3. 炭素繊維 K223HE (三菱ケミカルグループ, [42]) の繊維を棒で崩し，STYCAST と触媒の混合物と質量比 0.15% で混ぜ合わせて充填材を作製する。(図 39a, 39b)
4. 攪拌機を用いて 2 分 30 秒間，1700 rpm で攪拌する。
5. VeroBlack (ストラタシス・ジャパン) を用いて作製した 3D printer の型に充填材を流し込む。(図 39c, 39d, 39e)

6. 真空デシケータで5分間真空引きを行ったのちに大気解放する。これを3回繰り返す。(図39f)
7. STYCAST が硬化するまで静置する。

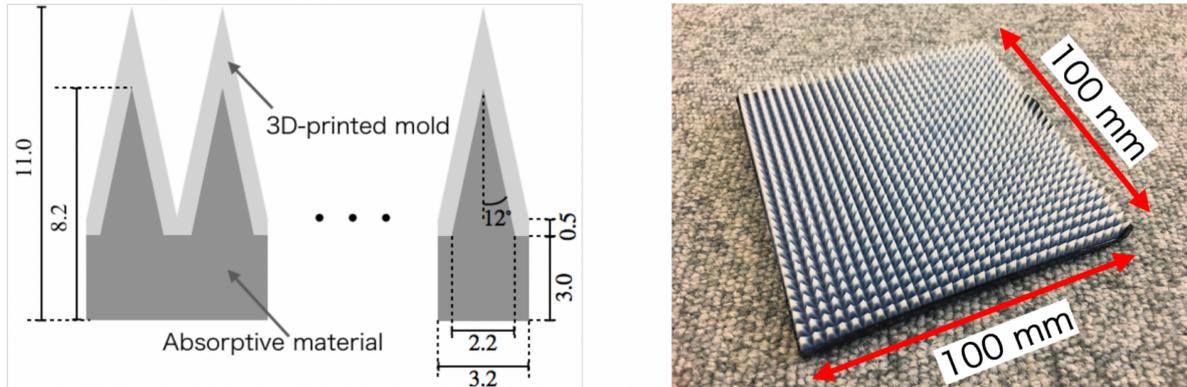


図 38: 先行研究で作製された RAM-3pm の寸法 (左図) と実物の写真 (右図). [21] より引用した.

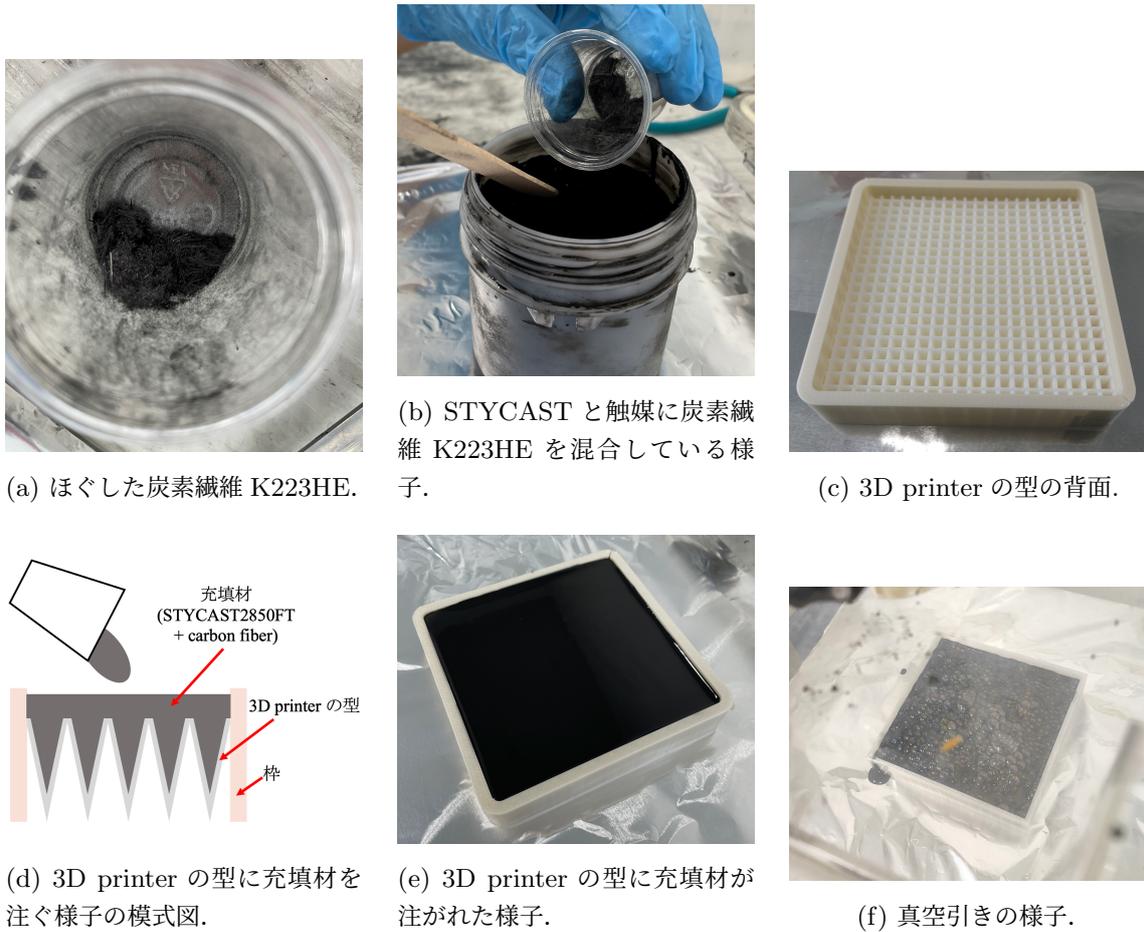


図 39: RAM-3pm のサンプルの作製方法

#### 4.3.2 RAM-3pm の低反射化の原理

RAM-3pm が反射率を削減する原理は 2 通りのやり方で説明される. 1 つ目はピラミッド表面での多重反射とピラミッドの中を通過するときの吸収による合わせ技であり, 2 つ目はモスアイ構造と呼ばれる特殊な構造とのアナロジーである.

まず一つ目について述べる. 図 40 のようにピラミッド表面での多重反射による減衰が考えられる. 誘電体中の電磁気学に従うと, 真空中から誘電体表面に入射する光が一回反射する時の反射率  $R$  は垂直入射の場合において

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (46)$$

となる. ピラミッド構造のために次の図 40 のように RAM-3pm への入射光が多重反射を起こし, その度に反射率  $R$  で反射光が減衰することが考えられる. この反射率は光の周波数に依存していないことから, この減衰効果に周波数依存性がないことがわかる.

表面で反射せずに電波吸収体の中に入射した光は吸収される. 屈折率  $n$  と, 吸収係数  $\kappa$  を持つ

誘電体中を進む電磁波が進行方向に  $d$  進んだ後の強度  $I$  は、

$$I \propto I_0 \exp\left(-\frac{4\pi\nu\kappa d}{c}\right) \quad (47)$$

と与えられる。ただし、 $I_0$  は入射光の強度、 $\nu$  は光の周波数、 $c$  は光速である。この関係式はランベルトの法則と呼ばれる。したがって、誘電体内に入射した光は指数関数的に減衰することがわかる。また、光の周波数に依存していることから、この減衰効果は高周波帯域と比較して低周波帯域では小さくなることがわかる。



図 40: 電波吸収体の表面で多重反射を繰り返すことにより迷光が減衰する様子を表した概念図。この図は [22] より引用した。

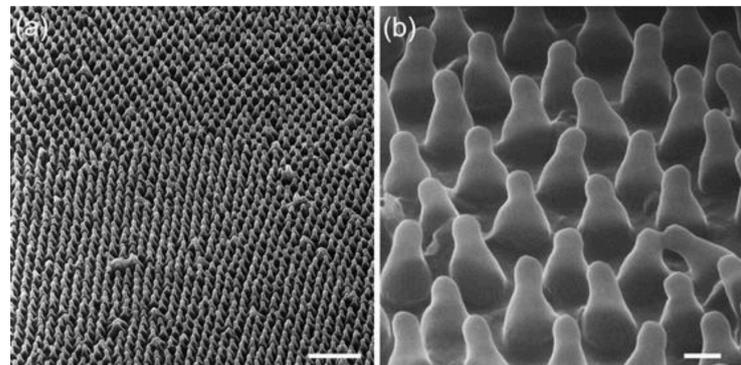


図 41: ヘリウムイオン顕微鏡によるオオスカシバの翅の拡大写真。外敵から身を守るためのカモフラージュとしてモスアイ構造が実現され、翅が透明になっている。スケールバーは (a) が  $1 \mu\text{m}$ 、(b) が  $100 \mu\text{m}$  である。[45] より引用した。

以上の 2 つの効果を組み合わさることにより反射率が減衰していると考えられる。なお、以上の動作原理については [22] を参考にした。

次に 2 つ目の説明方法について述べる。3D printer のピラミッドのような形によりモスアイ構造に似た構造が形成され、反射率を軽減する Anti-Reflection (AR) coating が実現されている。モスアイ構造とはある光学素子に対して同じ材料により次第に細くなる突起物構造を表面に作製し、AR coating を実現した構造のことである。この構造により自由空間から光学素子にかけて実効的な屈折率が滑らかに変化することで物質境界での反射の影響が減少する。この構造は AR coating となり光学素子全体の反射率を減少させることが報告されている [46]。なお、蛾の角膜の構造を元に考案されたため、モスアイ構造と呼ばれている。モスアイ構造の例としてオオスカシバの羽の様子を示したものが次の図 41 である。RAM-3pm もピラミッド構造により、先端部分から徐々に

屈折率が大きくなる構造を持っているため、同様にモスアイ構造になっていると言え、反射率が小さくなっていると考えられる。ただし、波長が長くなると相対的に突起物構造の長さが短くなるため、実効的な屈折の変化が滑らかでなくなる。そのため、AR coating として振る舞うためには、入射光の波長がピラミッド構造より十分短くなければならない [46]。

#### 4.3.3 RAM-3pm の問題点

RAM-3pm に残存する問題点として、低周波帯域での反射率が本研究の要求性能である 1% を超えると有限要素法シミュレーションにより予想されていることが挙げられる [21, 22]。先行研究により図 42 に示されたように、40 GHz 付近から反射率が増加し、目標である 20–50 GHz において 1% を下回ることが予想されている。さらに、先行研究では 50 GHz 以下では反射率の測定は行われておらず、シミュレーションのみによる評価に止まっていることも問題である。

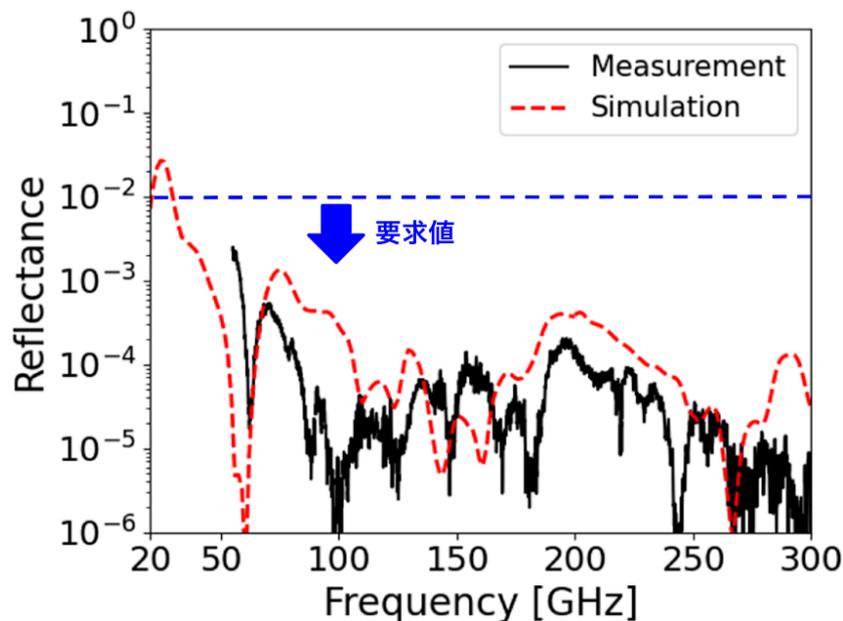


図 42: 先行研究 [21] による RAM-3pm の反射率の測定の見積もりとシミュレーション

#### 4.4 RAM-3pm の低周波領域での反射率

先述のように先行研究で作製された RAM-3pm の低周波数帯域での周波数特性は検証されていないため、本節において 18–55 GHz を測定し、その結果を述べる。

反射率の測定は東京大学カブリ IPMU にて Vector Network Analyzer (VNA) を用いた。その様子が次の図 43 と図 44 である。VNA は 2 種類のポートの片方から出る電磁波の強度ともう片方のポートに入る電磁波の強度比を測定できる装置である。反射率がほぼ 1 であるアルミニウムを置いたときと RAM-3pm を置いたときの測定結果の比を取ることで反射率を測定した。この測定で用いた RAM-3pm のサンプルの寸法は縦 100 mm、横 100 mm である。optics tube 内に貼り付

けられた時の反射率を再現するために、サンプルの背面にはアルミニウムを固定した。

測定手法の詳細は以下の通りである。18–26.5 GHz における反射率測定は VNA からの信号を直接ホーンアンテナを接続した。一方、26.5–55 GHz における反射率測定は VNA からの信号をエクステンダーにより周波数通倍を行い、ホーンアンテナに接続することで所望の周波数帯域の電磁波を得た。ホーンアンテナを介して VNA より出力された電磁波は、off-axis 放物面鏡により平行光に整形されてから、電波吸収体に入射する。反射した電磁波は off-axis 放物面鏡で集光されたのちに、ホーンアンテナで受信された。なお、定在波の影響を減らすために、電波を吸収する HR-10 (Laird Technologies, Inc. [47]) で作製されたシートをビーム軸方向に傾けて配置した。定在波はアンテナ間を往復するのにたいして信号は一度 HR-10 を通過するのみである。そのため、HR-10 を置くことで定在波のみを選択的に除去できる。傾けることで HR-10 で反射された光が定在波を生まないようにできる。また、電波吸収体に入射するビームの広がりを防ぐために、HR-10 で作製した絞りを電波吸収体の前後に配置した。スペースの都合上、18–26.5 GHz での反射率測定では絞りは電波吸収体への入射経路上のみにおいた。

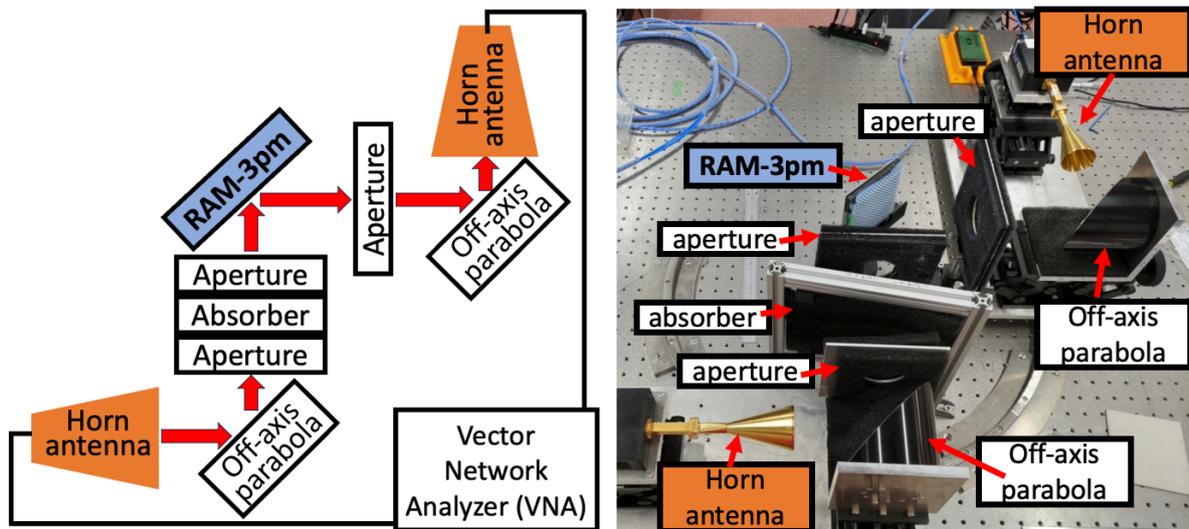


図 43: 26.5–40 GHz における反射率測定の模式図 (左図) とその様子 (右図). 模式図の赤矢印はホーンアンテナから放射された光の光学経路を示す。

その結果が次の図 45 である。測定点を 1 GHz ずつ平均して表示した。この結果を見ると、本研究で最適化を目指す 20–50 GHz で反射率が要求性能の 1% を上回っていることが読み取れる。したがって、新たに RAM-3pm を低周波帯域に最適化する必要がある。なお、55 GHz 以上の反射率は [21] より引用した。独立な二つの測定で得られた反射率が 55 GHz 付近で滑らかに接続していることから、この測定の妥当性が示唆されている。

反射率が悪くなる原因を 4.3.2 小節に基づいて考察する。まず、ランベルトの法則 (式 (47)) に基づいて考えると、電磁波が電波吸収体の中に侵入して吸収される作用は、低周波帯域になるにつれて悪くなる。また、ピラミッド構造が屈折率の徐々に変化するモスアイ構造であるという観点か

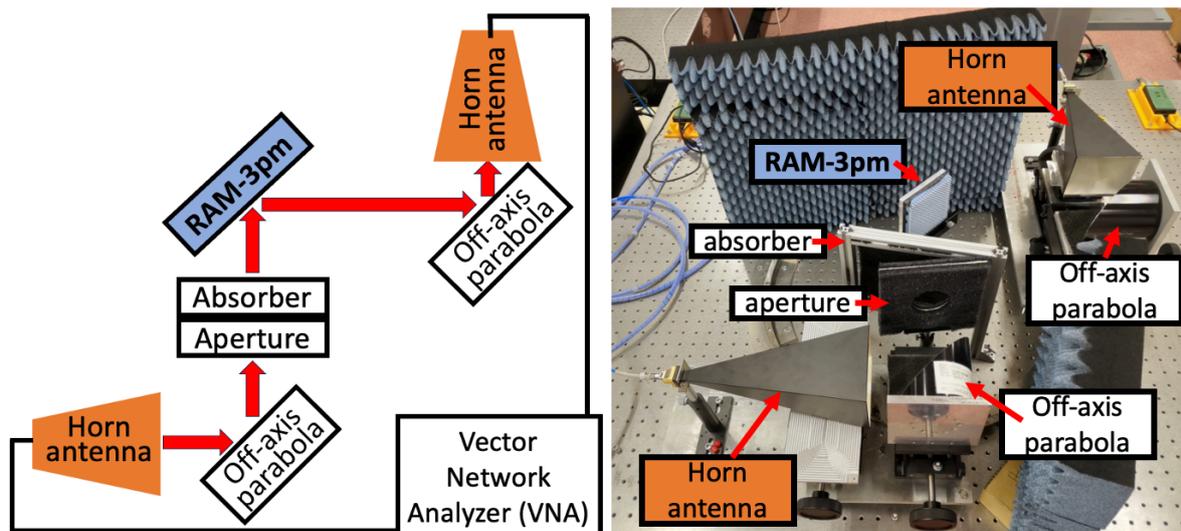


図 44: 18–26.5 GHz における反射率測定の様式図 (左図) とその様子 (右図)。様式図の赤矢印はホーンアンテナから放射された光の光学経路を示す。

らも反射率が悪くなる原因を説明できる。モスアイ構造が AR coating として振る舞うためには、波長がピラミッド構造よりも短くなければならない [46]。図 38 より、RAM-3pm の充填材によるピラミッドの高さは 5.2 mm であるが、これに対応する周波数は 58 GHz である。そのため、58 GHz より低い周波数ではモスアイ構造としての効果が悪くなったことにより、反射率が増加したとも考えられる。

#### 4.5 RAM-3pm の低周波帯域への最適化

本節では RAM-3pm を低周波帯域に最適化する研究について述べる。

##### 4.5.1 ピラミッド形状の最適化

本研究ではピラミッド形状を拡大する方針により、RAM-3pm の低周波帯域での反射率を減少させる。先行研究における有限要素法によるシミュレーションから、ピラミッド形状を変形させることにより低周波帯域に最適化する手法が提案されている [21]。また、ピラミッド構造が波長よりも小さくなるとモスアイ構造による AR coating の性能が悪化することが知られている [46]。モスアイ構造とピラミッド構造の類似性という観点からも構造を大きくする必要がある。さらに、ランベルトの法則を踏まえても、ピラミッド構造を大きくすると電磁波が RAM-3pm の中を伝播する距離が伸び、吸収の効果を増加させ反射率を低減できると考えられる。

以上のことから本研究では図 46 のように RAM-3pm の大きさを変更した。この新しい形状の RAM-3pm を以降では、revised RAM-3pm と呼称する。本研究では revised RAM-3pm のサンプルを作製し、18–95 GHz における反射率を測定した。なお、低周波帯域において充填材の光学定数に変化しないことを仮定しているが、これは付録.B で確認した。

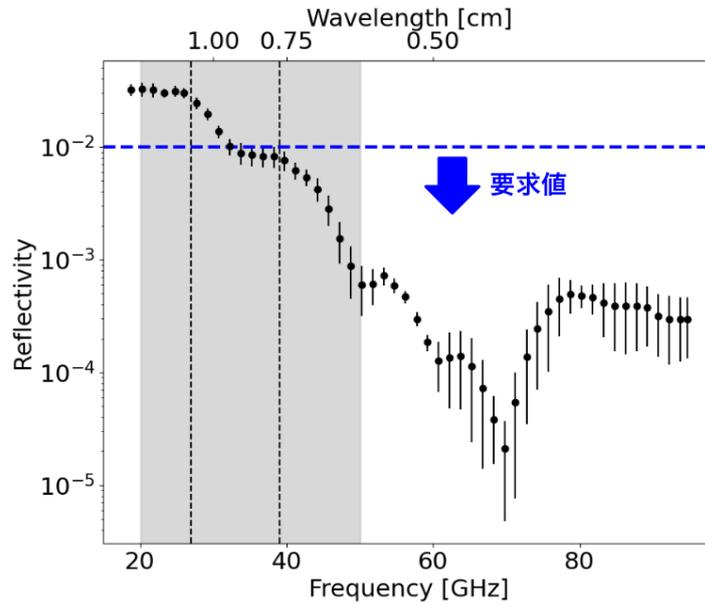


図 45: 先行研究 [21] により作成された RAM-3pm の反射率. 図中の黒破線は SAT-LF での周波数帯域の中心である 27 GHz と 39 GHz を示す. 灰色領域は本研究で最適化を目指す 20-50GHz を示す.

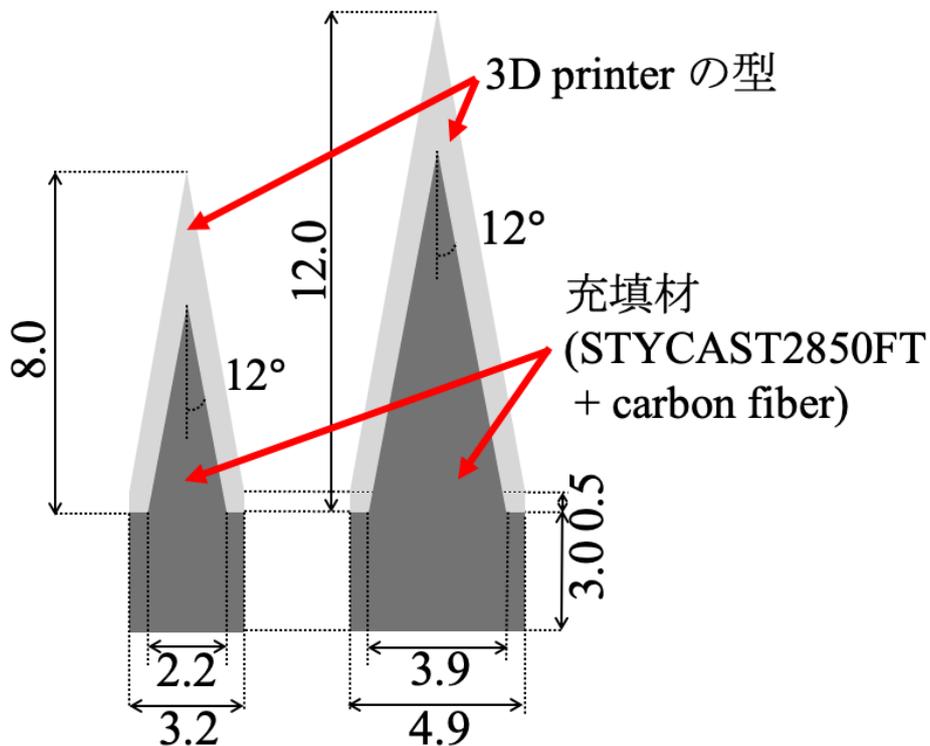


図 46: 先行研究における RAM-3pm(左図) と本研究で採用した RAM-3pm の形状 (右図). 単位は mm である.

Revised RAM-3pm の作成方法は先行研究と同様であり [21], 4.3.1 小節で述べた作成方法である。作成した縦 100mm, 横 100 mm のサンプルが次の図 47 である。RAM-3pm の反射率を測定したときと同様に, optics tube に RAM-3pm が貼り付けられている様子を再現するために, サンプルの背面にはアルミニウムプレートを接着した。Revised RAM-3pm の測定においては, 55–95 GHz も実測した。55–95 GHz の測定においての 26.5–55 GHz の測定と同様にエクステンダーを適切なものに取り替え周波数通倍することで所望の帯域の電磁波を得た。それ以外の測定系は 26.5–55 GHz の測定と同様である。

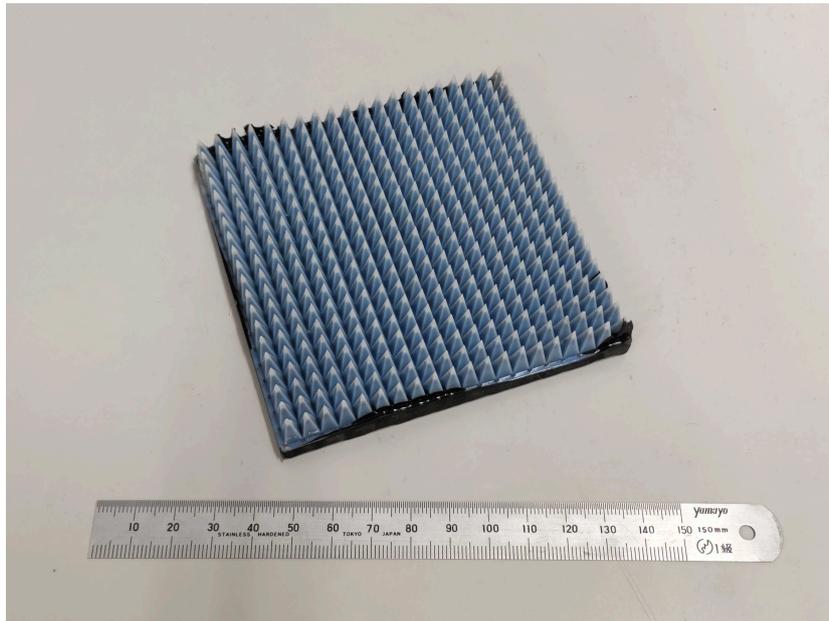


図 47: 作成した revised RAM-3pm のサンプル。

VNA による反射率の測定結果が次の図 48 である。測定点を 1 GHz ずつ平均して表示した。向きを 90 度回転させて得た 4 回の測定の平均とその標準偏差を誤差として採用した。この結果から, ピラミッドの大きさを 12 mm にすることで実際に反射率が軽減されることが確認された。特に, 低周波帯域において, 1% を切る反射率を実現し, 要求性能を満たすことを確認した。40 GHz より大きい帯域においても先行研究 [21] と同程度の反射率を実現した。

#### 4.5.2 厚さの最適化

Revised RAM-3pm を optics tube 内に貼り付けた際にその材料であるアルミニウムと revised RAM-3pm の熱収縮率の違いにより, 望遠鏡内での運用時に revised RAM-3pm が剥がれることが懸念される。RAM-3pm は optics tube に M3 六角ねじを用いて固定される。また, optics tube との熱接触を取るために STYCAST も用いられ, 背面に直径 3cm 程度の点状に塗布して接着される。RAM-3pm が optics tube に固定されている様子が次の図 49 である。

RAM-3pm が optics tube が剥がれる原因は以下のように考えられる。アルミニウムと STY-

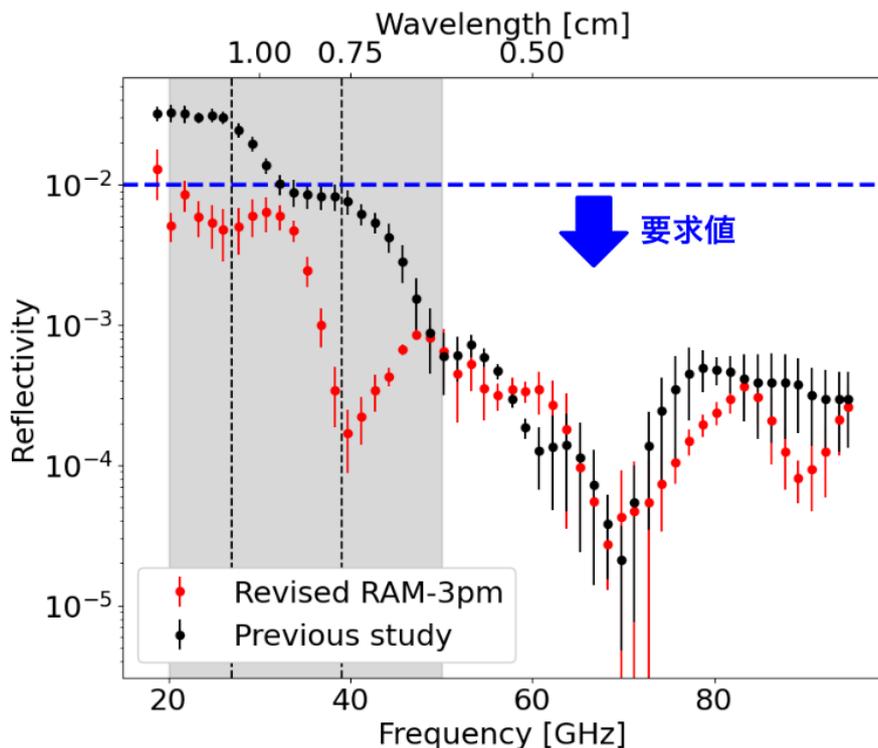


図 48: 先行研究 [21] にて作成されたピラミッドの高さが 8 mm の RAM-3pm と本研究で作成した revised RAM-3pm の反射率. 図中の黒破線は SAT-LF での周波数帯域の中心である 27 GHz と 39 GHz を示す. 灰色領域は本研究で最適化を目指す 20–50 GHz を示す.

CAST 2850 FT の 293 K と 4 K 間での熱収縮率はそれぞれ,  $41.4 \times 10^{-4}$  と  $50.8 \times 10^{-4}$  でありほぼ同じである [48]. 一方, 樹脂である 3D プリント型の熱収縮率は上記のものより大きいことが予想される.\*<sup>3</sup>したがって, 低温環境下においたときに, revised RAM-3pm が次の図 50 のように変形し, optics tube 壁面から剥がれる方向に力が働くことが予想される. 特に, revised RAM-3pm はピラミッド構造が大きくなっているため熱収縮する距離が長くなり, より熱収縮率の差の影響を受けやすいと考えられる. SAT-LF の運用中に optics tube, STYCAST, revised RAM-3pm の接触がなくなれば revised RAM-3pm は冷却されなくなり, 黒体輻射による熱ノイズが増大する. これは観測に支障をきたすため, 上記の問題が存在しないことを保証する必要がある.

Optics tube から revised RAM-3pm が剥がれる可能性があるという問題を背面厚み (図 46 の 3mm の箇所) の変更により解決する. この解決方法は以下のような直観的な説明が考えられる. 電波吸収体の厚みが極限まで厚かったと仮定すると, revised RAM-3pm をほとんど全て STYCAST であるとみなせる. すると, STYCAST とアルミニウムは熱収縮率がほとんど同じであるため, 熱収縮率の違いがなく, 剥がす方向の力が働かない. 逆に全てピラミッド形状の部分であれば, 3D printer の型の部分から直接剥がれる方向の力が働くことになる. 以上により, revised RAM-3pm

\*<sup>3</sup> 参考までに, 樹脂であるテフロン<sup>®</sup>の 293 K と 4 K 間での熱収縮率は  $214 \times 10^{-4}$  である.

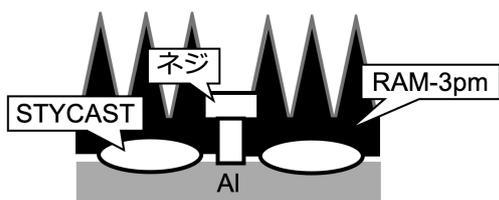


図 49: Optics tube への RAM-3pm の固定方法の模式図.

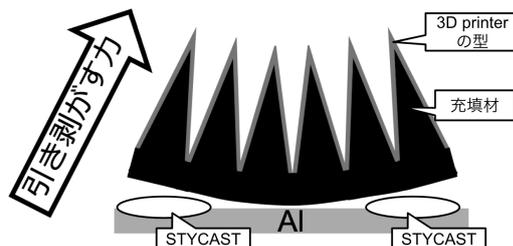


図 50: Optics tube から RAM-3pm が剥がれる概念図

の背面厚みを厚くすることが有益であると考えられる。

本研究では、厚みを変えた revised RAM-3pm のサンプルに対して熱サイクルによる冷却試験を行うことにより、剥がれない条件を精査した。作成したサンプルは以下の図 51 のサイズのものであり、それぞれ厚みが 3, 5, 8 mm のものである。赤丸で囲い強調した値がそれぞれのサンプルの厚みである。縦と横の長さともに 100 mm とした。実際に optics tube の中で用いる revised RAM-3pm のサイズは本冷却試験で用いたサンプルより小さいためより剥がれにくい。そのため、本冷却試験は SAT-LF より厳しい条件での冷却試験となる。

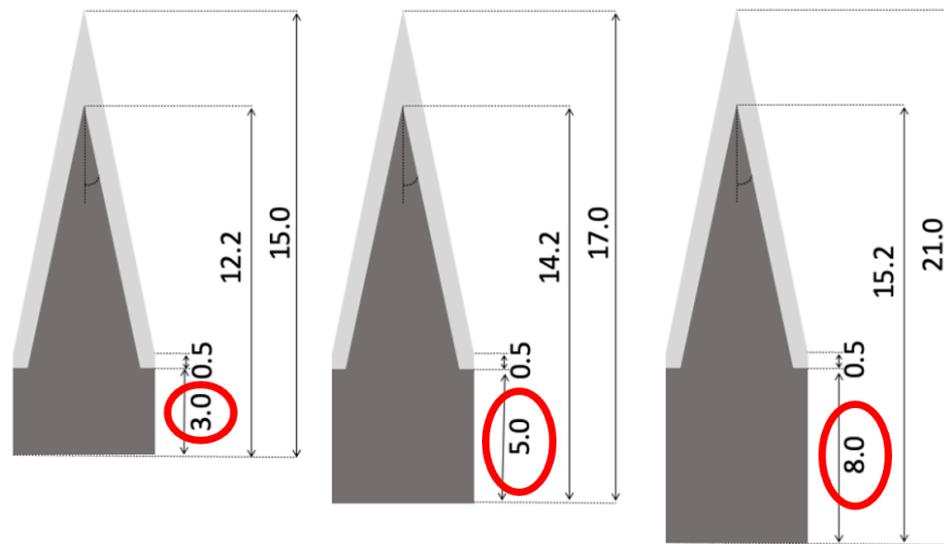


図 51: 冷却試験で用いられた revised RAM-3pm サンプルの寸法。背面厚みを 3, 5, 8 mm と変更した。図 46 と同様に濃い灰色の部分は充填材を、薄い灰色の部分は 3D printer で作成した型を表す。単位は mm である。

これらのサンプルを上述のやり方でアルミニウムに固定し、冷却試験を行った。その様子が次の図 52 である。図 52 の左図のうち赤丸で囲まれた箇所が cryostat である。冷却には GM 冷凍機 (RDK-408D2 住友重機械工業社製 [29]) を用いた。cryostat の内側を図 52 の右図で示す。Cryostat の内側の GM cold head stage に RAM-3pm を固定したアルミ板が設置されている。ア

ルミニウム板には温度計も固定されており、冷却が完了したかモニターすることが可能である。

最低温度の 15 K に到達するまで約 2 日間かかるが、SAT の cooling time が 9 日程度である [13] ことを考えると、SAT での運用よりも熱サイクルが早いと、より厳しい条件だと言える。

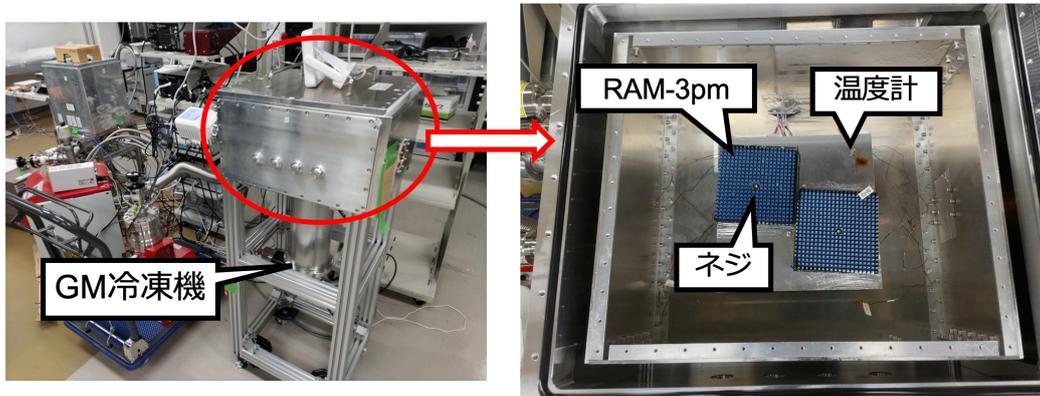


図 52: 冷却試験の様子。

Revised RAM-3pm のサンプルからネジを取り外して、RAM-3pm を地面側に向けてアルミニウムから取りはずれないかを確認した。望遠鏡の中で最も revised RAM-3pm が剥がれやすい状況は revised RAM-3pm が地面側を向いた時であるため、この方法で確認した。その結果、以下の表 8 のように、厚さが 3mm の revised RAM-3pm だけアルミニウムから剥がれた。剥がれた時の様子を次の図 53 で示す。以上より、SAT-LF で用いる黒体の底の厚さは 5 mm 以上が望ましい。

RAM-3pm の背面厚み [mm]	剥がれなかったか
3	×
5	○
8	○

表 8: 先行研究 [21] による STYCAST と K223HE による充填材の光学定数の測定結果

#### 4.6 アウトガスの対策

本節では revised RAM-3pm に対して施したアウトガスの対策について述べる。

アウトガスとは物質を真空環境下に静置した時に放出されるガスのことである。JSAT の運用時に突然アウトガスが放出されれば、気体の熱伝導による冷却性能が低下し、焦点面検出器の温度上昇によるノイズとなり得る。Revised RAM-3pm は optics tube 内の真空環境下で用いられるため、アウトガスを低減する必要がある。3D printer 型の先端に充填材が詰まりきらずに残留した空気が revised RAM-3pm から真空中に浸透することがアウトガスの一因になり得る。空気が残留

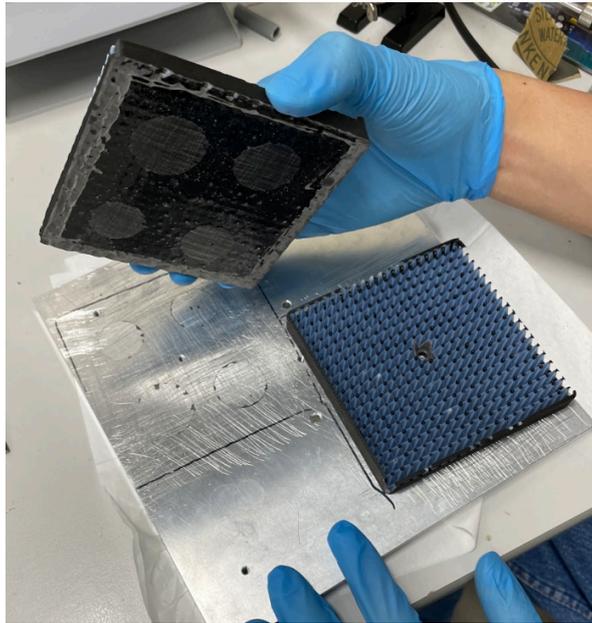


図 53: 厚みが 3mm の黒体が冷却試験後にアルミニウムから剥がれている様子.

している様子の模式図を次の図 54 で示す.

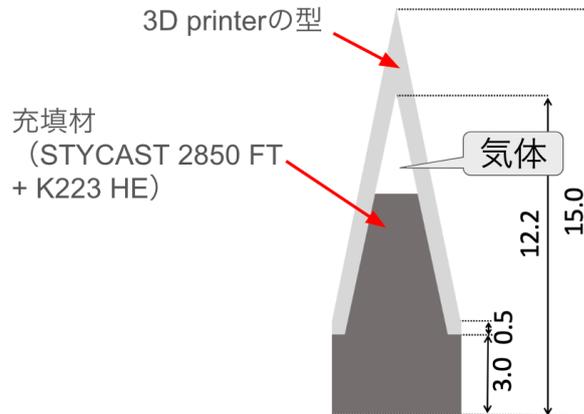


図 54: Revised RAM-3pm のピラミッド部分に空気が残留している様子の模式図.

2種類のアウトガスを減少させる方法を考案し、それぞれについて検証を行った。一つ目は、3D printer の型のピラミッド先端に穴を開けて、空気が残らないようにすることである。二つ目は、充填材の注ぐ方法を工夫し、よりピラミッド先端まで詰められるようにすることである。先んじて結果を述べると、二つ目のやり方で作成した Revised RAM-3pm のみが要求性能を満たすと確認された。一つ目について 4.6.1 小節で、二つ目について 4.6.2 小節で詳述する。

## 4.6.1 穴あり RAM-3pm の作成

本研究では 3D printer の型のピラミッド先端に穴を開けて、空気が残らないようにする方法を検証した。作製した穴あり RAM-3pm の寸法を図 55 で示す。穴の直径は 3D printer 型の工作精度に基づき穴が開いていると確認できる大きさにした。以下で、穴の空いている Revised RAM-3pm を穴あり RAM-3pm と呼称する。2 種類の充填材の注ぎ方を採用し、穴あり RAM-3pm を作成した。一つ目はピラミッドの先端部分を地面から浮かせた状態で充填材を注ぐやり方であり、二つ目は地面に接触させて充填材を注ぐやり方である。それぞれ充填方法 A、B と呼ぶ。図 56 は充填方法の模式図である。作成したサンプルの様子が次の図 57 である。充填方法 A による RAM-3pm については充填材が穴から漏れ出しており、黒色の粒状の充填材がピラミッド頂点部分に確認できる。また、充填方法 B の RAM-3pm は作成時に漏れ出た充填材と 3D printer の型が接着されたため、引き剥がすために力をかけピラミッドの先端が折れていることが確認できる。

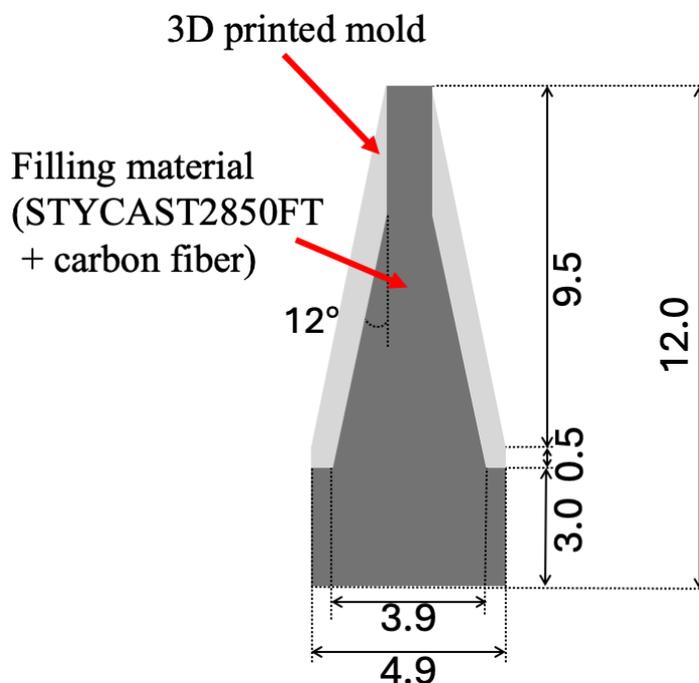
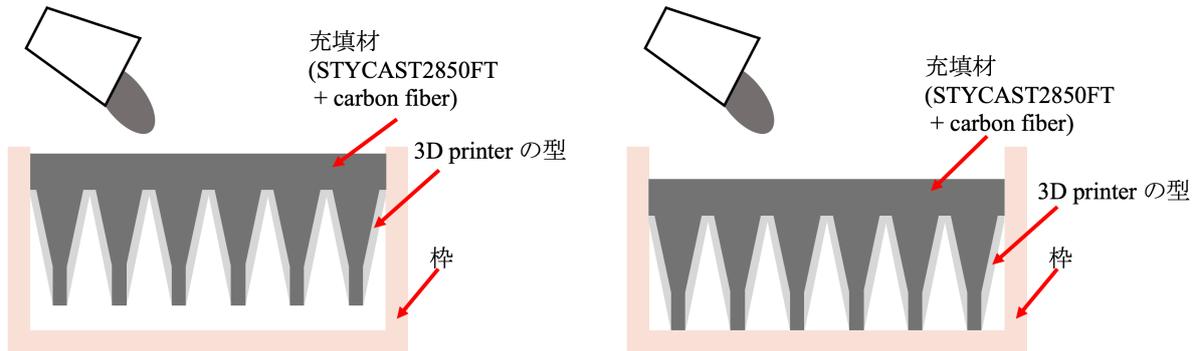


図 55: 穴あり RAM-3pm の寸法。単位は mm である。

反射率の測定は IPMU の VNA を使い、4.4 節で RAM-3pm を測定した時の同様のやり方で行った。測定された反射率を次の図 58 で示す。この結果から低周波数帯域で反射率が 1% を超えることが確認され反射率の要求性能を満たさないため、JSAT に穴あり黒体を用いるのは不適切であると言える。なお、反射率が悪化した原因は、屈折率が徐々に変化するというモスアイ構造に基づいた AR coating が機能しなくなったためであると考えられる。充填方法 A の穴あり RAM-3pm のピラミッドの先端部分に漏れ出た黒体が付着していることにより、また、充填方法 B の穴あり RAM-3pm はピラミッド部分を壊しているため、どちらの場合もピラミッド構造が崩れ AR coating の効果が弱まっている、



(a) ピラミッドの先端部分を地面から浮かせた状態で充填材を注ぐやり方 (充填方法 A) の模式図。

(b) ピラミッドの先端部分を地面に接触させて充填材を注ぐやり方 (充填方法 B) の模式図。

図 56: 穴あり RAM-3pm の 2 種類の作成方法。



(a) 充填方法 A による穴あり RAM-3pm



(b) 充填方法 B による穴あり RAM-3pm

図 57: 作製した穴あり RAM-3pm のサンプル

#### 4.6.2 充填材の注ぎ方

本節では revised RAM-3pm への注ぎ方を工夫して、ピラミッド頂点部分に空気が残らない方法を検証した。作成時に RAM-3pm から気体が放出されるのは、充填材を充填後に真空引きする時であると考えられる。その効果を増幅するために充填材を 2 回に分けて注ぎ入れ、注ぎ終わった後に毎回真空引きを行うやり方を考えた。具体的には 4.3.1 小節で述べた作製方法のステップ 5, 6 を以下のように変更する。

5a. 3D printer の型のピラミッド部分が全て埋まるまで充填材を流し込む。

6a. 真空デシケータで 5 分間真空引きを行ったのちに大気開放する。これを 3 回繰り返す。

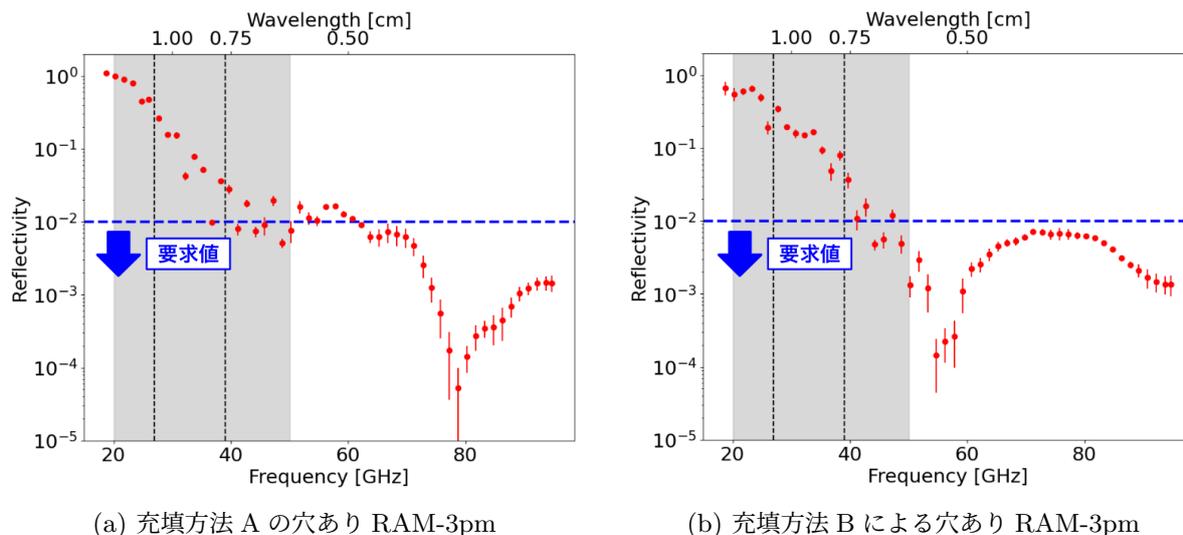


図 58: 穴あり RAM-3pm の反射率. 図中の黒点線は SAT-LF での周波数帯域の中心である 27 GHz と 39 GHz を示す.

5b. 3D printer の型に必要な背面厚みが得られるまで充填材を流し込む.

6b. 真空デシケータで 5 分間真空引きを行ったのちに大気開放する. これを 3 回繰り返す.

上記のやり方の模式図と revised RAM-3pm の様子が次の図 59 である.

1 回で充填材を注ぎ切った revised RAM-3pm と 2 回に分けて注ぐ手法で作成した revised RAM-3pm を比較することで, 本手法により改善が見られるか検証する. 1 回で注いだ revised RAM-3pm は 4.5 節で作成したものを用いる. 3D printer の型に充填材が注がれている場合には充填材の黒色が透けて見えるため, ピラミッド先端の白色部分は充填材が詰まっていないと考えられる. したがって, 白色部分の長さを測定することで, 2 回に分けて充填材を注ぐ手法によりピラミッド上部の空気がなくなっていることを検証できる. 図 60 (左図) はピラミッド先端の白色部分の様子である. また, 図 60 (右図) はノギスを用いて, ピラミッド先端の白色部分の長さを測定している様子である. サンプルからピラミッドをランダムに 20 個サンプリングし, 白色部分の長さをノギスで測定した.

その結果が次の図 61 で示すヒストグラムである. 2 回に分けて注ぐ手法による revised RAM-3pm を 2 回注ぎ, 1 回で注ぐ手法によるものを 1 回注ぎとしている. また, 3D printer の型の理想的な寸法から予想される白色部分の長さは 2.8 mm であるため, その値を設計値としている.

2 種類の revised RAM-3pm の白色部分の長さの母平均に有意な差があるかどうかを検定する. 帰無仮説  $H_0$  として 2 つの revised RAM-3pm の母平均が等しいことを仮定する. その時, それぞれの母平均が正規分布に従うという条件のもとで, 次の量

$$t = \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2}{\sqrt{\hat{\sigma}_1^2/n_1 + \hat{\sigma}_2^2/n_2}} \quad (48)$$

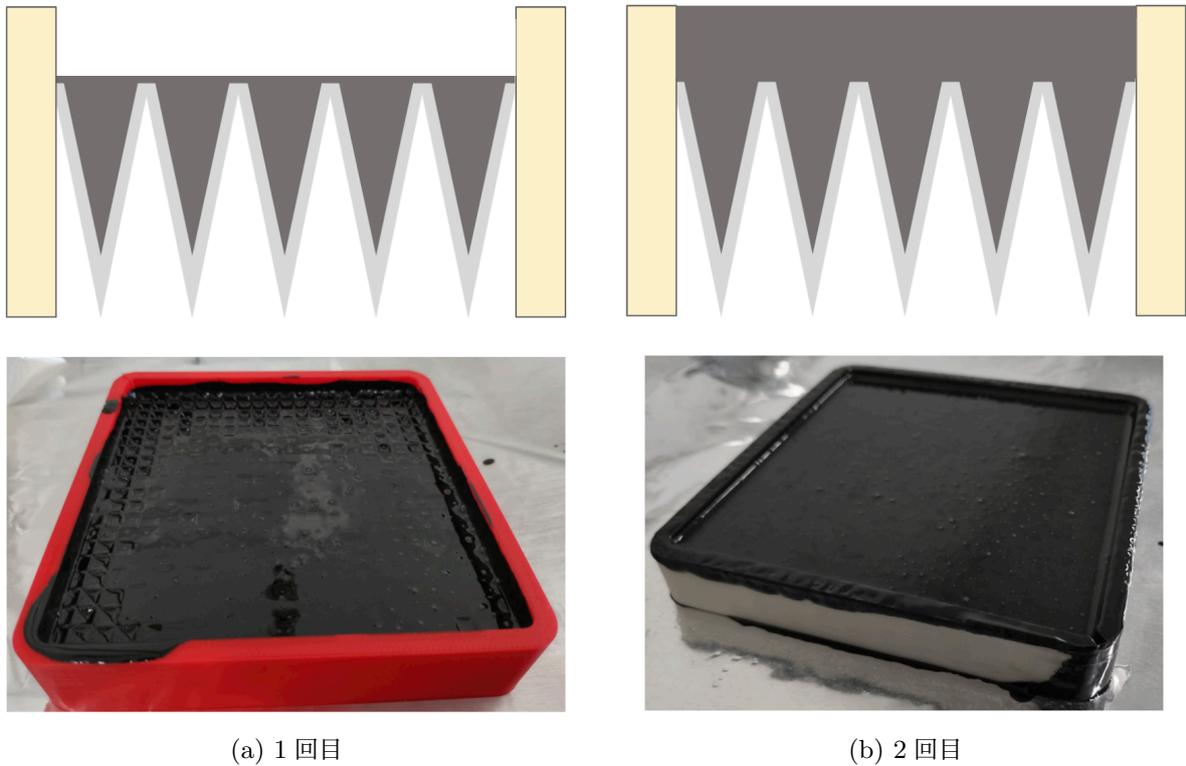


図 59: Revised RAM-3pm の充填材を 2 回に分けて注いでいる様子。各上図は revised RAM-3pm の状態の断面図であり、下図は充填材を注いでいる実際の様子である。なお、(a) と (b) は異なるサンプルの写真であることに注意せよ。

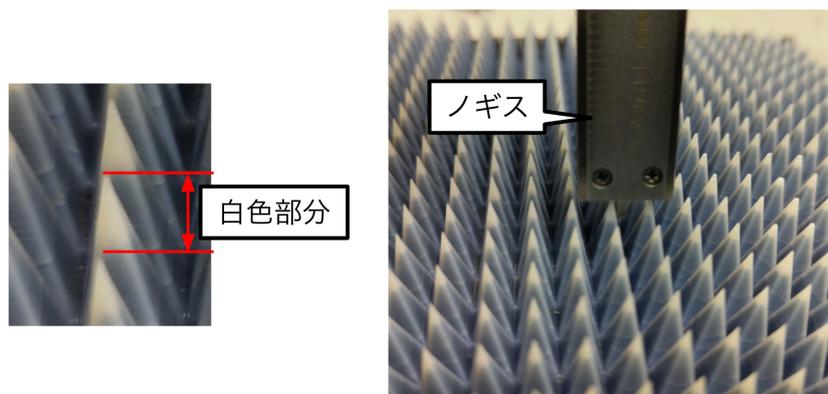


図 60: ピラミッドの白色部分 (左図) とノギスでの測定の様子 (右図)。

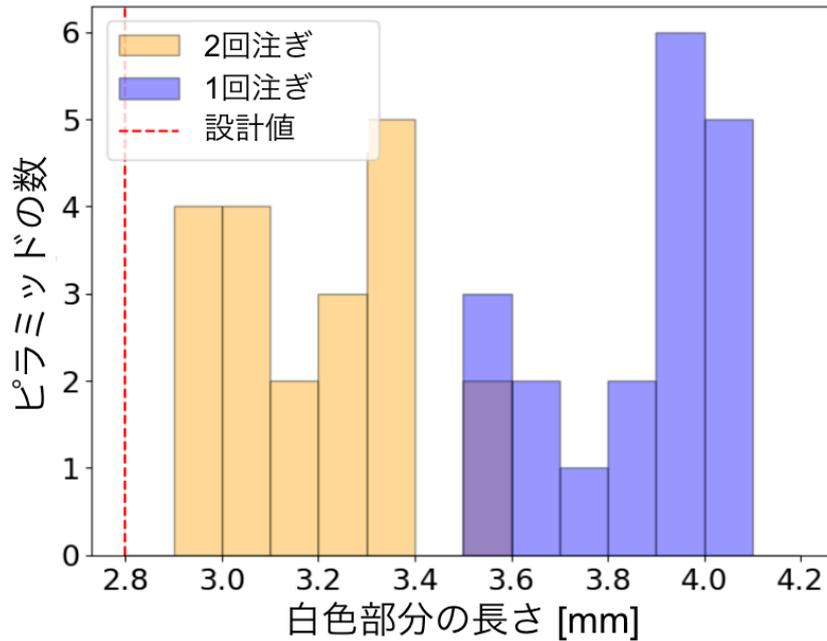


図 61: ピラミッドの白色部分の長さのヒストグラム. 図中の赤破線は 3D printer の型の設計に基づく白色部分の長さ.

は以下の自由度  $f$  を持つ  $t$  分布に従う [49].

$$f = \frac{(g_1 + g_2)^2}{g_1^2/(n_1 - 1) + g_2^2/(n_2 - 1)} \quad (49)$$

$$g_1 \equiv \frac{\hat{\sigma}_1^2}{n_1}, g_2 \equiv \frac{\hat{\sigma}_2^2}{n_2} \quad (50)$$

ただし,  $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \hat{\sigma}_1^2, \hat{\sigma}_2^2$  はそれぞれ一回注ぎと二回注ぎによる revised RAM-3pm の白色部分の長さの平均値と不偏分散である. また,  $n_1, n_2$  はそれぞれ一回注ぎと二回注ぎにおいて取得したデータ数であり, 今回の場合は 20 である. 上式に基づいて計算すると,  $t = 11.0, f = 38.0$  となることがわかる.  $t_{0.005}(38.0) = 2.71 < 11.0$  であるため, 有意水準 1% の両側検定において帰無仮説  $H_0$  は棄却された. したがって, 2 回に分けて充填材を注ぐ手法はピラミッド中に残留する大気を有意に減少させることが可能である.

#### 4.7 まとめ

本研究では先行研究により提案された RAM-3pm を SAT-LF の観測周波数帯域である低周波数帯域でも低い反射率を実現できるように, ピラミッドの形状を大きくするという最適化を行なった. その結果, 観測周波数のバンド中心で要求性能である 1% を切る反射率を実現した. また, ピラミッド構造が変更されたことを受けて, 冷却時に optics tube から剥がれやすくなることが考えられたため, 厚みの最適化を行い, 剥がれにくくなるように最適化した. さらに, revised

RAM-3pm を真空中に置いた時に、アウトガスが発生しにくいように、真空引きの回数を増加させた作成手法を提案した。以上の研究を通じて、電波吸収体 revised RAM-3pm が要求性能を満たすことを確認した。今後の展望として実際に作成された optics tube に revised RAM-3pm を貼り付け、観測に用いる予定である。

最後に、低周波帯域への最適化のために RAM-3pm に加えた変更点を箇条書きにしてまとめる。

1. ピラミッドの高さを 8 mm から 12 mm に変更する。
2. 背面厚みを 5 mm 以上にする。
3. 充填材を 2 回に分けて注ぎ入れ、その都度真空引きを行う。

## 5 まとめと今後の展望

CMB は宇宙初期の平衡状態から放たれる光であり宇宙初期の情報を保っている。CMB の B モードと呼ばれる偏光を観測することにより、宇宙初期の急激な加速膨張であるインフレーションの描像を明らかにできる。インフレーションから生み出される原始重力波の強度はテンソル・スカラー比  $r$  で特徴づけられており、B モードを通じた  $r$  の観測はインフラトンのポテンシャルの形を決定するために必要不可欠な情報である。

筆者はテンソル・スカラー比  $r$  を  $\sigma(r) = 0.003$  で求めることを目標とした CMB 観測実験 SO に携わり研究を行った。検出器には 30,000 個以上の TES を用いており、感度向上に寄与している。現在 SO では 3 台の小口径望遠鏡が建設済みである。そのうち 2 台は MF 帯域を 1 台は UHF 帯域を観測する。新たに、2 台の MF 帯域の小口径望遠鏡と 1 台の LF 帯域の小口径望遠鏡 (SAT-LF) の建設が計画されている。

冷却システムと電波吸収体は望遠鏡の内外からくるノイズを低減する上で重要な役割を担っている。冷却システムは、超伝導検出器 TES を冷却し高感度な観測に寄与し、optics tube では黒体輻射に由来するノイズを軽減している。また、電波吸収体は迷光と呼ばれる外来ノイズを吸収するために optics tube の内壁に貼り付けられる。

本研究では SO における低周波帯域の小口径望遠鏡の冷却性能の最適化に向けた研究を行った。冷却システムは 2 台の PTC と 1 台の DR で構成されている。筆者は余剰の冷却能力が多いことに注目して、2 台の PTC を 1 台にして焦点面検出器を冷却できるかを議論した。そこで、熱源を冷却システムの各部に配置して人為的に熱を与えられる冷却性能評価システムを構築した。PTC に対して人為的に熱を与えることにより、1st stage と 2nd stage に余剰に熱が加わったとしても、検出器の冷却能力に影響しない、もしくはやや良くなることが分かった。その結果、2 台用いられる予定であった PTC を 1 台に減らしても焦点面検出器における冷却能力の面で問題ないことがわかった。これにより TES の性能を十分に発揮して高感度な測定を実現しつつ、シンプルで効率的な望遠鏡の設計が可能になった。

今後の課題として、冷却能力以外の観点から 1 台の PTC で冷却する手法について精査したい。例えば、熱流入により  $^3\text{He}$  循環ラインの圧力が上昇することが予期されている。圧力がある閾値に達したときにバルブが安全のために自動的に解放され  $^3\text{He}$  に回収される。実際に 1 台の PTC による冷却を試みるためには安全な圧力レンジを検証し、閾値の異なるバルブに変えることが考えられる。また、実際の運用中にこの問題が生じ得るかについても未知である。他には、PTC が 1 台になることによる 40 K や 4 K stage の冷却能力が減少を補うために、新たに熱リンクを作成することも考えられる。今後の展望としたい。

加えて、SAT-LF で用いられる電波吸収体の最適化にも取り組んだ。現在の SAT に用いられている電波吸収体の 1 つは充填材 (STYCAST 2850 FTJ と炭素繊維 K223HE の混合物) を 3D printer の型でピラミッド構造に整形したものである。これは、55-300 GHz の広い範囲で 1% を切る低い反射率を実現し、3D printer を用いているため整形も容易である。一方、本研究で主題となる低周波帯域では 1% を上回ることが予想されていた。筆者は、VNA による測定から実際に低

周波帯域で反射率が1%を上回ることを示した。そこで、ピラミッド構造の高さを8から12 mmに拡張することにより、低周波帯域でも1%を下回る反射率を実現した。また、optics tubeにはSTYCASTで熱接触をとっているが、冷却サイクルにより剥がれないかどうかを背面厚みを変えて検証した。その結果、背面厚みが5 mmより厚いものであれば問題ないことを確認した。さらに、アウトガス対策として、充填材を2回にわけて真空引きする手法を提案し、その有効性を示した。以上のことから、SAT-LFでの運用に十分耐えうる電波吸収体の開発が完了し、低ノイズ化に寄与した。

現在、optics tubeに電波吸収体は貼り付けられていないため、今後はこれを組みつけた上で冷却試験を行う予定である。その結果も含めた議論が今後の展望として期待される。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々のご指導、ご支援を賜りました。ここに深く感謝の意を表します。

まず指導教員である田島治教授に感謝を述べたいと思います。CMB 実験に深い造詣を有する田島さんのおかげで、本研究を進めることができました。取得した知識を自分の研究分野に活かせるかかと常に考えていらっしゃるお姿は研究者として参考にしたいところであると思っています。

本研究において特に冷却能力の評価の面で多大なるご指導をいただいた京都大学の鈴木惇也助教に深く感謝申し上げます。鈴木先生の卓越した技術力には常に感銘を受け、多くを学ばせていただきました。

また、電波吸収体の開発に関してご指導いただいた京都大学の安達俊介白眉特任助教にも心より感謝申し上げます。安達先生の親しみやすい人柄のおかげで、議論を交わすことが非常に楽しく、有意義な時間を過ごすことができました。

CMB グループの中田さん、竹内さん、武市さん、溝添くん、奥本さんには、CMB ミーティングやゼミを通じて貴重なコメントをいただきました。皆様とのディスカッションを通じて、多くの気づきを得ることができました。心より感謝申し上げます。

東京大学の日下暁人准教授には、本研究に関する貴重なコメントをいただき、大変感謝しております。日下先生の卓越した知識と優れた英語力には深く感銘を受けました。

京都大学の中家剛教授には、多くの示唆をいただきました。中家先生のおかげで、自発的に問題を見つけ、解決方法を考えることの重要性を学ぶことができました。中家先生の「超人」的な振る舞いを尊敬しております。

現在東北大学におられる竹内敦人特任助教には、電波吸収体の測定を手伝っていただきました。測定結果を得ることができたのは、竹内さんのご協力のおかげです。深く感謝申し上げます。

また、同期の大谷くん、片岡くん、中川くん、埴村くん、星野くんには、研究だけでなく日常生活の面でも支えていただきました。楽しい会話を交わしながら共に過ごした時間が、本研究の完成へとつながったと感じています。皆の存在なしには、修士論文を完成させることはできなかつたでしょう。本当にありがとうございました。

最後に、家族には金銭的・精神的な面で多大な支援を受けました。研究に専念できたのは家族の支えがあったからこそです。心より感謝申し上げます。

以上の方々をはじめ、本研究に関わってくださったすべての皆様に深く感謝申し上げます。

## 付録.A ハッブル・ルメートルの法則

1929年、天文学者ハッブル (Edwin Hubble) は宇宙が膨張していることが銀河の観測より発見した [1]。当時、地球に対する後退速度  $v$  が知られていた銀河に対して銀河中のセファイド変光星という基準天体の光量から地球からの距離を評価した。セファイド変光星は変光周期と絶対等級の関係性が知られていたため、みかけの等級  $m$  と変光周期からとまる絶対等級  $M$  から

$$m - M = 5 \log_{10} \left( \frac{d_L}{10 \text{ pc}} \right) \quad (51)$$

の関係式を用いて、天体までの光度距離  $d_L$  を求めることができる。図 62 は地球に対する後退速度と光度距離をプロットしたものである。この観測データは直線でフィットすることができ、

$$v = H_0 d_L \quad (52)$$

という関係式が成立することがわかる。遠方の銀河は地球からの距離に比例した後退速度をもつことがわかり、この法則はハッブル・ルメートルの法則と呼ばれる。これにより、宇宙は膨張していることが観測的に示された。

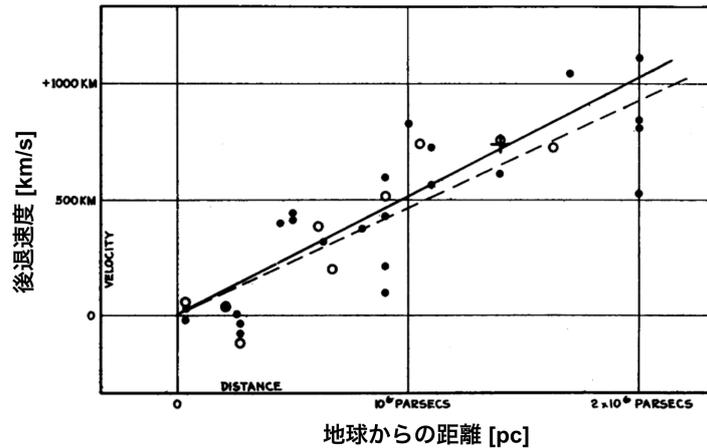


図 62: 地球から見た後退速度と距離の関係 [1].

## 付録.B 低周波帯域での充填材の光学定数の測定

本節では、低周波数帯域での充填材の光学定数の測定について述べる。

先行研究での Fourier transform spectrometer を用いた光学定数の測定 [21, 22] では低周波帯域での充填材の光学定数は正しく求められていない。ここで、光学定数は周波数  $f$  に対する依存性も含めた複素屈折率  $N$  の実部と虚部と周波数依存性に関係するである。具体的には次の式 (53) 中の  $n, \kappa, b$  である。

$$N = n - i\kappa \left( \frac{f}{100\text{GHz}} \right)^b \quad (53)$$

なお、 $n, \kappa$  はそれぞれ屈折率、吸収係数と呼ばれる。先行研究では充填材で形成された平板を 75–150 GHz において測定し、室温での光学定数は表 9 のように与えられた [21]。しかし、式 (53) のように、この測定は 100 GHz での値を中心値として計算されている。そのため、

$$\kappa \left( \frac{f}{100\text{GHz}} \right)^b \quad (54)$$

を誤差も含めてプロットすると、図 63 のようになる。本研究で取り組む低周波数帯域は光学定数が測定された周波数帯域である 75–150 GHz より外側であるため、正しく評価されていない可能性がある。また、吸収係数の誤差も大きく、26 GHz において  $\kappa = 11.3 \pm 3.44$  であり、50 % 近い誤差が付与されている。したがって、本研究の一環として低周波帯域での光学定数の測定を行った。

光学定数	室温での値	77 K での値
n	$2.97 \pm 0.02 \pm 1.05$	$2.92 \pm 0.03 \pm 0.01$
$\kappa[\times 10^{-1}]$	$6.57 \pm 0.11 \pm 0.32$	$6.44 \pm 0.10 \pm 1.44$
b	$-2.11 \pm 0.04 \pm 0.22$	$-2.16 \pm 0.04 \pm 0.39$

表 9: 先行研究 [21] による STYCAST と K223HE による充填材の光学定数の測定結果

光学定数を測定するために、充填材を板状にしたサンプルを作製する。そのサンプルの写真が次の図 64 である。厚さは実測で 1.24 mm であった。この平板の透過率を測定することで光学定数を求める。透過率の測定には RAM-3pm の反射率測定と同様に VNA を用いた。ただし、測定する周波数帯域は 26.5–95 GHz に限定されている。測定の様子を次の図 65 で示す。なお、定在波の影響を防ぐために、平板サンプルは入射軸の方向に 19 度傾けて置いた。

その結果得られた透過率が次の図 66 である。測定点は 1 GHz ごとに平均して表示されている。

厚さ  $d$  を持つ単層膜の周波数  $f$  での透過率  $T$  は

$$T = |\tau_s|^2 \quad (55)$$

$$\tau_s \equiv \frac{\tau_{0s} \tau_{1s} \exp(-i\Delta)}{1 - \rho_{0s}^2 \exp(-2i\Delta)} \quad (56)$$

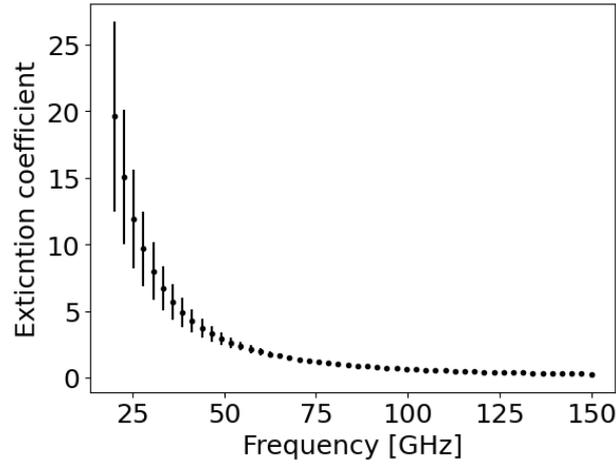


図 63: 式 (9) に基づいて計算された周波数ごとの室温での吸収係数とその誤差.

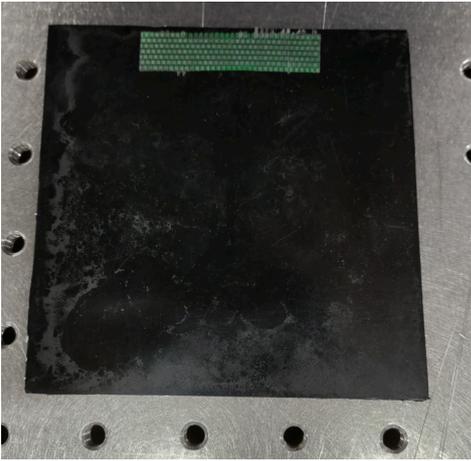


図 64: 充填材で作製した平板サンプル.

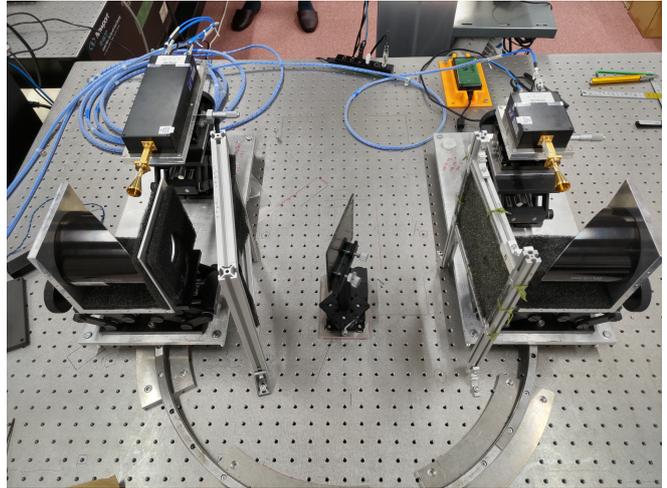


図 65: VNA による平板サンプルの透過率測定の様子.

$$\tau_{0s} \equiv \frac{2n_0 \cos(\theta_0)}{n_0 \cos(\theta_0) + x_s - iy_s} \quad (57)$$

$$\tau_{1s} \equiv \frac{2x_s - 2iy_s}{n_0 \cos(\theta_0) + x_s - iy_s} \quad (58)$$

$$\rho \equiv \frac{n_0 \cos(\theta_0) - x_s - iy_s}{n_0 \cos(\theta_0) + x_s - iy_s} \quad (59)$$

$$\Delta \equiv \frac{2\pi df}{c}(x_s - iy_s) \quad (60)$$

$$x_s \equiv \Re(n - i\kappa') \cos(\theta) \quad (61)$$

$$y_s \equiv -\Im(n - i\kappa') \cos(\theta) \quad (62)$$

$$\theta \equiv \arcsin\left(\frac{n_0 \sin(\theta_0)}{n - i\kappa'}\right) \quad (63)$$

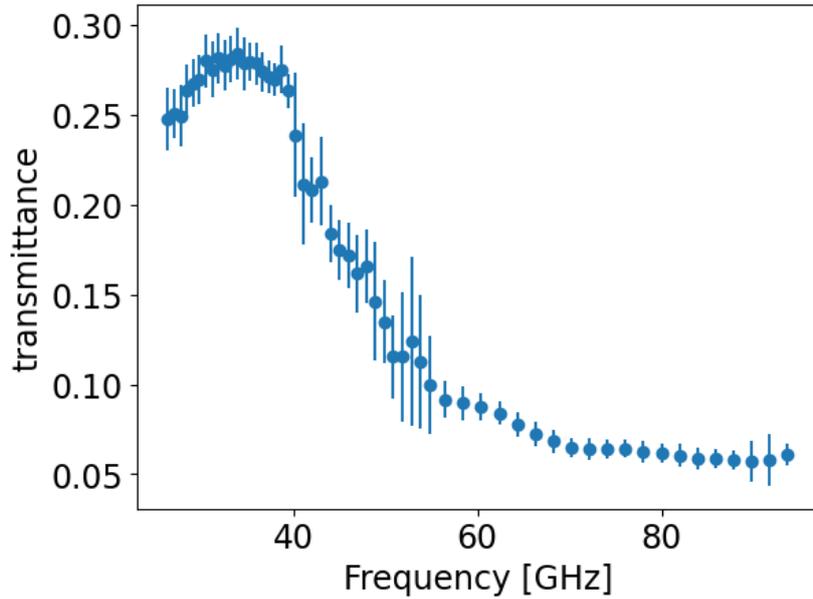


図 66: 厚さ 1.24 mm の平板サンプルの透過率

のように表される [50]. ここで,  $n_0$  は大気屈折率,  $\theta_0$  は入射角,  $\Re(\cdot)$  は複素数の実部を返す関数,  $\Im(\cdot)$  は複素数の虚部を返す関数である. また, 吸収係数  $\kappa'$  は

$$\kappa' = \kappa \left( \frac{f}{50\text{GHz}} \right)^b \quad (64)$$

が成立していると仮定する. フィットングパラメータとして,  $n$ ,  $\kappa$ ,  $b$  を用いて, 本研究で得られた透過率をフィッティングする. その結果得られた光学定数は次の表 10 のようになった.

光学定数	室温での値
$n$	$3.01 \pm 0.04$
$\kappa$	$0.495 \pm 0.004$
$b$	$0.188 \pm 0.02$

表 10: 低周波帯域で測定した充填材の光学定数.

上記の結果と先行研究の結果の consistency を確認する. この結果を図 63 と同様に周波数に対してプロットしたものが次の図 67 である. 先行研究 [22] は 100 GHz を中心に吸収係数を測定したため, 100 GHz での値が最も信頼性が高い. 本研究で得られた吸収係数と先行研究 [22] で得られた吸収係数が 100 GHz 付近でほぼ一致していることから, 本測定の妥当性が確認できた.

以上より, 低周波帯域での充填材の光学定数を求めることができた.

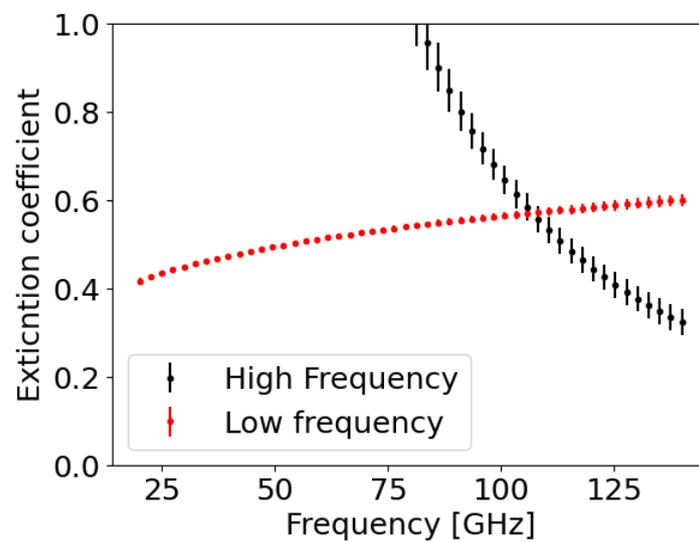


図 67: 先行研究で計測された充填材の吸収係数と本研究で測定された低周波数帯域での充填材の吸収係数. High Frequency が先行研究の結果を, Low frequency が本研究での結果を示す.

## 参考文献

- [1] Edwin Hubble. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, Vol. 15, No. 3, pp. 168–173, 1929.
- [2] Barbara Sue Ryden. 宇宙論入門：宇宙の力学からインフレーション、構造形成まで. 森北出版, 東京, Japan, 第 2 版, 2022.9 2022.
- [3] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., Arroja, F., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartolo, N., Basak, S., Battye, R., Benabed, K., Bernard, J.-P., Bersanelli, M., Bielewicz, P., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Bouchet, F. R., Boulanger, F., Bucher, M., Burigana, C., Butler, R. C., Calabrese, E., Cardoso, J.-F., Carron, J., Casaponsa, B., Challinor, A., Chiang, H. C., Colombo, L. P. L., Combet, C., Contreras, D., Crill, B. P., Cuttaia, F., de Bernardis, P., de Zotti, G., Delabrouille, J., Delouis, J.-M., Désert, F.-X., Di Valentino, E., Dickinson, C., Diego, J. M., Donzelli, S., Doré, O., Douspis, M., Ducout, A., Dupac, X., Efstathiou, G., Elsner, F., Enßlin, T. A., Eriksen, H. K., Falgarone, E., Fantaye, Y., Fergusson, J., Fernandez-Cobos, R., Finelli, F., Forastieri, F., Frailis, M., Franceschi, E., Frolov, A., Galeotta, S., Galli, S., Ganga, K., Génova-Santos, R. T., Gerbino, M., Ghosh, T., González-Nuevo, J., Górski, K. M., Gratton, S., Gruppuso, A., Gudmundsson, J. E., Hamann, J., Handley, W., Hansen, F. K., Helou, G., Herranz, D., Hildebrandt, S. R., Hivon, E., Huang, Z., Jaffe, A. H., Jones, W. C., Karakci, A., Keihänen, E., Kesitalo, R., Kiiveri, K., Kim, J., Kisner, T. S., Knox, L., Krachmalnicoff, N., Kunz, M., Kurki-Suonio, H., Lagache, G., Lamarre, J.-M., Langer, M., Lasenby, A., Lattanzi, M., Lawrence, C. R., Le Jeune, M., Leahy, J. P., Lesgourgues, J., Levrier, F., Lewis, A., Liguori, M., Lilje, P. B., Lilley, M., Lindholm, V., López-Caniego, M., Lubin, P. M., Ma, Y.-Z., Macías-Pérez, J. F., Maggio, G., Maino, D., Mandolesi, N., Mangilli, A., Marcos-Caballero, A., Maris, M., Martin, P. G., Martinelli, M., Martínez-González, E., Matarrese, S., Mauri, N., McEwen, J. D., Meerburg, P. D., Meinhold, P. R., Melchiorri, A., Mennella, A., Migliaccio, M., Millea, M., Mitra, S., Miville-Deschênes, M.-A., Molinari, D., Moneti, A., Montier, L., Morgante, G., Moss, A., Mottet, S., Münchmeyer, M., Natoli, P., Nørgaard-Nielsen, H. U., Oxborrow, C. A., Pagano, L., Paoletti, D., Partridge, B., Patanchon, G., Pearson, T. J., Peel, M., Peiris, H. V., Perrotta, F., Pettorino, V., Piacentini, F., Polastri, L., Polenta, G., Puget, J.-L., Rachen, J. P., Reinecke, M., Remazeilles, M., Renault, C., Renzi, A., Rocha, G., Rosset, C., Roudier, G., Rubiño-Martín, J. A., Ruiz-Granados, B., Salvati, L., Sandri, M., Savelainen, M., Scott, D., Shellard, E. P. S., Shiraishi, M., Sirignano, C., Sirri, G., Spencer, L. D., Sunyaev, R., Suur-Uski, A.-S., Tauber, J. A., Tavagnacco, D., Tenti, M., Terenzi, L., Toffolatti, L., Tomasi, M., Trombetti, T., Valiviita, J., Van Tent,

- B., Vibert, L., Vielva, P., Villa, F., Vittorio, N., Wandelt, B. D., Wehus, I. K., White, M., White, S. D. M., Zacchei, A., and Zonca, A. Planck 2018 results - i. overview and the cosmological legacy of planck. *A & A*, Vol. 641, p. A1, 2020.
- [4] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartolo, N., Basak, S., Battye, R., Benabed, K., Bernard, J.-P., Bersanelli, M., Bielewicz, P., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Bouchet, F. R., Boulanger, F., Bucher, M., Burigana, C., Butler, R. C., Calabrese, E., Cardoso, J.-F., Carron, J., Challinor, A., Chiang, H. C., Chluba, J., Colombo, L. P. L., Combet, C., Contreras, D., Crill, B. P., Cuttaia, F., de Bernardis, P., de Zotti, G., Delabrouille, J., Delouis, J.-M., Di Valentino, E., Diego, J. M., Doré, O., Douspis, M., Ducout, A., Dupac, X., Dusini, S., Efstathiou, G., Elsner, F., Enßlin, T. A., Eriksen, H. K., Fantaye, Y., Farhang, M., Fergusson, J., Fernandez-Cobos, R., Finelli, F., Forastieri, F., Frailis, M., Fraisse, A. A., Franceschi, E., Frolov, A., Galeotta, S., Galli, S., Ganga, K., Génova-Santos, R. T., Gerbino, M., Ghosh, T., González-Nuevo, J., Górski, K. M., Gratton, S., Gruppuso, A., Gudmundsson, J. E., Hamann, J., Handley, W., Hansen, F. K., Herranz, D., Hildebrandt, S. R., Hivon, E., Huang, Z., Jaffe, A. H., Jones, W. C., Karakci, A., Keihänen, E., Keskitalo, R., Kiiveri, K., Kim, J., Kisner, T. S., Knox, L., Krachmalnicoff, N., Kunz, M., Kurki-Suonio, H., Lagache, G., Lamarre, J.-M., Lasenby, A., Lattanzi, M., Lawrence, C. R., Le Jeune, M., Lemos, P., Lesgourgues, J., Levrier, F., Lewis, A., Liguori, M., Lilje, P. B., Lilley, M., Lindholm, V., López-Caniego, M., Lubin, P. M., Ma, Y.-Z., Macías-Pérez, J. F., Maggio, G., Maino, D., Mandolesi, N., Mangilli, A., Marcos-Caballero, A., Maris, M., Martin, P. G., Martinelli, M., Martínez-González, E., Matarrese, S., Mauri, N., McEwen, J. D., Meinhold, P. R., Melchiorri, A., Mennella, A., Migliaccio, M., Millea, M., Mitra, S., Miville-Deschênes, M.-A., Molinari, D., Montier, L., Morgante, G., Moss, A., Natoli, P., Nørgaard-Nielsen, H. U., Pagano, L., Paoletti, D., Partridge, B., Patanchon, G., Peiris, H. V., Perrotta, F., Pettorino, V., Piacentini, F., Polastri, L., Polenta, G., Puget, J.-L., Rachen, J. P., Reinecke, M., Remazeilles, M., Renzi, A., Rocha, G., Rosset, C., Roudier, G., Rubiño-Martín, J. A., Ruiz-Granados, B., Salvati, L., Sandri, M., Savelainen, M., Scott, D., Shellard, E. P. S., Sirignano, C., Sirri, G., Spencer, L. D., Sunyaev, R., Suur-Uski, A.-S., Tauber, J. A., Tavagnacco, D., Tenti, M., Toffolatti, L., Tomasi, M., Trombetti, T., Valenziano, L., Valiviita, J., Van Tent, B., Vibert, L., Vielva, P., Villa, F., Vittorio, N., Wandelt, B. D., Wehus, I. K., White, M., White, S. D. M., Zacchei, A., Zonca, A., et al. Planck 2018 results - vi. cosmological parameters. *A & A*, Vol. 641, p. A6, 2020.
- [5] S. Navas, et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, Vol. 110, No. 3, p. 030001, 2024.
- [6] 信二辻川. 入門現代の宇宙論：インフレーションから暗黒エネルギーまで. 講談社, 東京,

Japan, 2022.1 2022.

- [7] 英一郎小松. 宇宙マイクロ波背景放射. 新天文学ライブラリー = New astronomy library ; 6. 日本評論社, 東京, Japan, 2019.9 2019.
- [8] Y. Akrami, F. Arroja, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, S. Basak, K. Benabed, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J.-F. Cardoso, J. Carron, A. Challinor, H. C. Chiang, L. P. L. Colombo, C. Combet, D. Contreras, B. P. Crill, F. Cuttaia, P. de Bernardis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J.-M. Delouis, E. Di Valentino, J. M. Diego, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, S. Dusini, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, Y. Fantaye, J. Fergusson, R. Fernandez-Cobos, F. Finelli, F. Forastieri, M. Frailis, E. Franceschi, A. Frolov, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, C. Gauthier, R. T. Génova-Santos, M. Gerbino, T. Ghosh, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, W. Handley, F. K. Hansen, D. Herranz, E. Hivon, D. C. Hooper, Z. Huang, A. H. Jaffe, W. C. Jones, E. Keihänen, R. Kesitalo, K. Kiiveri, J. Kim, T. S. Kisner, N. Krachmalnicoff, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, J. Lesgourgues, F. Levrier, A. Lewis, M. Liguori, P. B. Lilje, V. Lindholm, M. López-Caniego, P. M. Lubin, Y.-Z. Ma, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marcos-Caballero, M. Maris, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Matarrese, N. Mauri, J. D. McEwen, P. D. Meerburg, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, A. Mennella, M. Migliaccio, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, D. Molinari, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, A. Moss, M. Münchmeyer, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, L. Pagano, D. Paoletti, B. Partridge, G. Patanchon, H. V. Peiris, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, L. Polastri, G. Polenta, J.-L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, A. Renzi, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Ruiz-Granados, L. Salvati, M. Sandri, M. Savelainen, D. Scott, E. P. S. Shellard, M. Shiraishi, C. Sirignano, G. Sirri, L. D. Spencer, R. Sunyaev, A.-S. Suur-Uski, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, M. Tenti, L. Toffolatti, M. Tomasi, T. Trombetti, J. Valiviita, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, S. D. M. White, A. Zacchei, J. P. Zibin, and A. Zonca. Planck2018 results: X. constraints on inflation. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 641, p. A10, September 2020.
- [9] Peter Ade, James Aguirre, Zeeshan Ahmed, Simone Aiola, Aamir Ali, David Alonso, Marcelo A. Alvarez, Kam Arnold, Peter Ashton, Jason Austermann, Humna Awan, Carlo Baccigalupi, Taylor Baildon, Darcy Barron, Nick Battaglia, Richard Battye, Eric Baxter, Andrew Bazarko, James A. Beall, Rachel Bean, Dominic Beck, Shawn Beckman, Benjamin Beringue, Federico Bianchini, Steven Boada, David Boettger, J. Richard

Bond, Julian Borrill, Michael L. Brown, Sarah Marie Bruno, Sean Bryan, Erminia Calabrese, Victoria Calafut, Paolo Calisse, Julien Carron, Anthony Challinor, Grace Chesmore, Yuji Chinone, Jens Chluba, Hsiao-Mei Sherry Cho, Steve Choi, Gabriele Coppi, Nicholas F. Cothard, Kevin Coughlin, Devin Crichton, Kevin D. Crowley, Kevin T. Crowley, Ari Cukierman, John M. D'Ewart, Rolando Dünner, Tijmen de Haan, Mark Devlin, Simon Dicker, Joy Didier, Matt Dobbs, Bradley Dober, Cody J. Duell, Shannon Duff, Adri Duivenvoorden, Jo Dunkley, John Dusatko, Josquin Errard, Giulio Fabbian, Stephen Feeney, Simone Ferraro, Pedro Fluxà, Katherine Freese, Josef C. Frisch, Andrei Frolov, George Fuller, Brittany Fuzia, Nicholas Galitzki, Patricio A. Gallardo, Jose Tomas Galvez Gherzi, Jiansong Gao, Eric Gawiser, Martina Gerbino, Vera Gluscevic, Neil Goeckner-Wald, Joseph Golec, Sam Gordon, Megan Gralla, Daniel Green, Arpi Grigorian, John Groh, Chris Groppi, Yilun Guan, Jon E. Gudmundsson, Dongwon Han, Peter Hargrave, Masaya Hasegawa, Matthew Hasselfield, Makoto Hattori, Victor Haynes, Masashi Hazumi, Yizhou He, Erin Healy, Shawn W. Henderson, Carlos Hervias-Caimapo, Charles A. Hill, J. Colin Hill, Gene Hilton, Matt Hilton, Adam D. Hincks, Gary Hinshaw, Renée Hložek, Shirley Ho, Shuay-Pwu Patty Ho, Logan Howe, Zhiqi Huang, Johannes Hubmayr, Kevin Huffenberger, John P. Hughes, Anna Ijjas, Margaret Ikape, Kent Irwin, Andrew H. Jaffe, Bhuvnesh Jain, Oliver Jeong, Daisuke Kaneko, Ethan D. Karpel, Nobuhiko Katayama, Brian Keating, Sarah S. Kernasovskiy, Reijo Keskitalo, Theodore Kisner, Kenji Kiuchi, Jeff Klein, Kenda Knowles, Brian Koopman, Arthur Kosowsky, Nicoletta Krachmalnicoff, Stephen E. Kuenstner, Chao-Lin Kuo, Akito Kusaka, Jacob Lashner, Adrian Lee, Eunseong Lee, David Leon, Jason S.-Y. Leung, Antony Lewis, Yaqiong Li, Zack Li, Michele Limon, Eric Linder, Carlos Lopez-Caraballo, Thibaut Louis, Lindsay Lowry, Marius Lungu, Mathew Madhavacheril, Daisy Mak, Felipe Maldonado, Hamdi Mani, Ben Mates, Frederick Matsuda, Loïc Maurin, Phil Mauskopf, Andrew May, Nialh McCallum, Chris McKenney, Jeff McMahan, P. Daniel Meerburg, Joel Meyers, Amber Miller, Mark Mirmelstein, Kavilan Moodley, Moritz Munchmeyer, Charles Munson, Sigurd Naess, Federico Nati, Martin Navaroli, Laura Newburgh, Ho Nam Nguyen, Michael Niemack, Haruki Nishino, John Orłowski-Scherer, Lyman Page, Bruce Partridge, Julien Peloton, Francesca Perrotta, Lucio Piccirillo, Giampaolo Pisano, Davide Poletti, Roberto Puddu, Giuseppe Puglisi, Chris Raum, Christian L. Reichardt, Mathieu Remazeilles, Yoel Rephaeli, Dominik Riechers, Felipe Rojas, Anirban Roy, Sharon Sadeh, Yuki Sakurai, Maria Salatino, Mayuri Sathyanarayana Rao, Emmanuel Schaan, Marcel Schmittfull, Neelima Sehgal, Joseph Seibert, Uros Seljak, Blake Sherwin, Meir Shimon, Carlos Sierra, Jonathan Sievers, Precious Sikhosana, Maximiliano Silva-Feaver, Sara M. Simon, Adrian Sinclair, Praween Siritanasak, Kendrick Smith, Stephen R. Smith, David Spergel, Suzanne T. Staggs, George Stein, Jason R. Stevens, Radek Stompor, Aritoki

- Suzuki, Osamu Tajima, Satoru Takakura, Grant Teply, Daniel B. Thomas, Ben Thorne, Robert Thornton, Hy Trac, Calvin Tsai, Carole Tucker, Joel Ullom, Sunny Vagnozzi, Alexander van Engelen, Jeff Van Lanen, Daniel D. Van Winkle, Eve M. Vavagiakis, Clara Vergès, Michael Vissers, Kasey Wagoner, Samantha Walker, Jon Ward, Ben Westbrook, Nathan Whitehorn, Jason Williams, Joel Williams, Edward J. Wollack, Zhilei Xu, Byeonghee Yu, Cyndia Yu, Fernando Zago, Hezi Zhang, Ningfeng Zhu, and The Simons Observatory collaboration. The simons observatory: science goals and forecasts. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2019, No. 02, p. 056, feb 2019.
- [10] 中井直正, 坪井昌人, 福井康雄 (編) . 宇宙の観測 2 - 電波天文学. シリーズ現代の天文学 ; 第 16 巻. 日本評論社, 2009.
- [11] K. Yamada, B. Bixler, Y. Sakurai, P. C. Ashton, J. Sugiyama, K. Arnold, J. Begin, L. Corbett, S. Day-Weiss, N. Galitzki, C. A. Hill, B. R. Johnson, B. Jost, A. Kusaka, B. J. Koopman, J. Lashner, A. T. Lee, A. Mangu, H. Nishino, L. A. Page, M. J. Randall, D. Sasaki, X. Song, J. Spisak, T. Tsan, Y. Wang, and P. A. Williams. The simons observatory: Cryogenic half wave plate rotation mechanism for the small aperture telescopes. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 95, No. 2, p. 024504, 02 2024.
- [12] Masaaki Murata, Hironobu Nakata, Kengo Iijima, Shunsuke Adachi, Yudai Seino, Kenji Kiuchi, Frederick Matsuda, Michael J. Randall, Kam Arnold, Nicholas Galitzki, Bradley R. Johnson, Brian Keating, Akito Kusaka, John B. Lloyd, Joseph Seibert, Maximiliano Silva-Feaver, Osamu Tajima, Tomoki Terasaki, and Kyohei Yamada. The simons observatory: A fully remote controlled calibration system with a sparse wire grid for cosmic microwave background telescopes. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 94, No. 12, p. 124502, 12 2023.
- [13] Nicholas Galitzki, Tran Tsan, Jake Spisak, Michael Randall, Max Silva-Feaver, Joseph Seibert, Jacob Lashner, Shunsuke Adachi, Sean M. Adkins, Thomas Alford, Kam Arnold, Peter C. Ashton, Jason E. Austermann, Carlo Baccigalupi, Andrew Bazarko, James A. Beall, Sanah Bhimani, Bryce Bixler, Gabriele Coppi, Lance Corbett, Kevin D. Crowley, Kevin T. Crowley, Samuel Day-Weiss, Simon Dicker, Peter N. Dow, Cody J. Duell, Shannon M. Duff, Remington G. Gerras, John C. Groh, Jon E. Gudmundsson, Kathleen Harrington, Masaya Hasegawa, Erin Healy, Shawn W. Henderson, Johannes Hubmayr, Jeffrey Iuliano, Bradley R. Johnson, Brian Keating, Ben Keller, Kenji Kiuchi, Anna M. Kofman, Brian J. Koopman, Akito Kusaka, Adrian T. Lee, Richard A. Lew, Lawrence T. Lin, Michael J Link, Tammy J. Lucas, Marius Lungu, Aashrita Mangu, Jeffrey J McMahon, Amber D. Miller, Jenna E. Moore, Magdy Morshed, Hironobu Nakata, Federico Nati, Laura B. Newburgh, David V. Nguyen, Michael D. Niemack, Lyman A. Page, Kana Sakaguri, Yuki Sakurai, Mayuri Sathyanarayana Rao, Lauren J. Saunders, Jordan E. Shroyer, Junna Sugiyama, Osamu Tajima, Atsuto Takeuchi, Refilwe Tanah Bua,

- Grant Teply, Tomoki Terasaki, Joel N. Ullom, Jeffrey L. Van Lanen, Eve M. Vavagiakis, Michael R. Vissers, Liam Walters, Yuhan Wang, Zhilei Xu, Kyohei Yamada, and Kaiwen Zheng. The simons observatory: Design, integration, and testing of the small aperture telescopes, 2024.
- [14] B. Thorne, J. Dunkley, D. Alonso, and S. Næss. The python sky model: software for simulating the galactic microwave sky. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 469, No. 3, pp. 2821–2833, 05 2017.
- [15] Nicholas Galitzki, Taylor Baidon, Darcy Barron, Jacob Lashner, Adrian Lee, Yaqiong Li, Maestreq Limón, Marius Lungu, Frederick Matsuda, Philip Mauskopf, Andrew Blackett-May, Nialh McCallum, Jeff McMahan, Federico Nati, Michael Niemack, John Orłowski-Scherer, Stephen Parshley, Lucio Piccirillo, Mayuri Rao, and Akito Kusaka. The simons observatory: Instrument overview. p. 3, 07 2018.
- [16] 寺崎友規. 軽い暗黒物質探索と宇宙マイクロ波背景放射 (cmb) 観測のためのマイクロ波多重読出しを用いた超伝導検出器の開発 (development of superconducting detectors with microwave readout for light dark matter search and cosmic microwave background observation). 修士論文, 東京大学, 2022.
- [17] Aashrita Mangu, Benjamin Westbrook, Shawn Beckman, Lance Corbett, Kevin T. Crowley, Daniel Dutcher, Bradley R. Johnson, Adrian T. Lee, Varun Kabra, Bhoomija Prasad, Suzanne T. Staggs, Aritoki Suzuki, Yuhan Wang, and Kaiwen Zheng. The simons observatory: Design, optimization, and performance of low-frequency detectors. *Journal of Low Temperature Physics*, Nov 2024.
- [18] Heather McCarrick, Kam Arnold, Zachary Atkins, Jason Austermann, Tanay Bhandarkar, Steve K. Choi, Cody J. Duell, Shannon M. Duff, Daniel Dutcher, Nicholas Galitzki, Erin Healy, Zachary B. Huber, Johannes Hubmayr, Bradley R. Johnson, Michael D. Niemack, Joseph Seibert, Maximiliano Silva-Feaver, Rita F. Sonka, Suzanne T. Staggs, Eve M. Vavagiakis, Yuhan Wang, Zhilei Xu, Kaiwen Zheng, and Ningfeng Zhu. The 90 and 150 ghz universal focal-plane modules for the simons observatory, 2021.
- [19] Erin Healy, Daniel Dutcher, Zachary Atkins, Jason Austermann, Steve K. Choi, Cody J. Duell, Shannon Duff, Nicholas Galitzki, Zachary B. Huber, Johannes Hubmayr, Bradley R. Johnson, Heather McCarrick, Michael D. Niemack, Rita Sonka, Suzanne T. Staggs, Eve Vavagiakis, Yuhan Wang, Zhilei Xu, and Kaiwen Zheng. The simons observatory 220 and 280 ghz focal-plane module: Design and initial characterization. *Journal of Low Temperature Physics*, Vol. 209, No. 5, pp. 815–823, Dec 2022.
- [20] Kenji Kiuchi, Shunsuke Adachi, Aamir M. Ali, Kam Arnold, Peter Ashton, Jason E. Austermann, Andrew Bazako, James A. Beall, Yuji Chinone, Gabriele Coppi, Kevin D. Crowley, Kevin T. Crowley, Simon Dicker, Bradley Dober, Shannon M. Duff, Giulio Fabbian, Nicholas Galitzki, Joseph E. Golec, Jon E. Gudmundsson, Kathleen Harrington,

- Masaya Hasegawa, Makoto Hattori, Charles A. Hill, Shuay-Pwu Patty Ho, Johannes Hubmayr, Bradley R. Johnson, Daisuke Kaneko, Nobuhiko Katayama, Brian Keating, Akito Kusaka, Jack Lashner, Adrian T. Lee, Frederick Matsuda, Heather McCarrick, Masaaki Murata, Federico Nati, Yume Nishinomiya, Lyman Page, Mayuri Sathyanarayana Rao, Christian L. Reichardt, Kana Sakaguri, Yuki Sakurai, Joseph Sibert, Jacob Spisak, Osamu Tajima, Grant P. Teply, Tomoki Terasaki, Tran Tsan, Samantha Walker, Edward J. Wollack, Zhilei Xu, Kyohei Yamada, Mario Zannoni, and Ningfeng Zhu. The simons observatory small aperture telescope overview. In Heather K. Marshall, Jason Spyromilio, and Tomonori Usuda, editors, *Ground-based and Airborne Telescopes VIII*, p. 162. SPIE, December 2020.
- [21] T. Otsuka, S. Adachi, M. Hattori, Y. Sakurai, and O. Tajima. Material survey for a millimeter-wave absorber using a 3d-printed mold. *Appl. Opt.*, Vol. 60, No. 25, pp. 7678–7685, Sep 2021.
- [22] 大塚稔也. CMB 偏光の超精密観測に向けた電波吸収体の開発研究. 修士論文, 京都大学理学研究科, 2021.
- [23] Bluefors Oy. Pt420-rm cryocooler capacity curve, 2022. <https://cdn.bluefors.com/wp-content/uploads/2023/09/22145601/PT420-RM-Capacity-Curve.pdf>.
- [24] Bluefors Oy. Sd.
- [25] Kevork Abazajian, Graeme Addison, Peter Adshead, Zeeshan Ahmed, Steven W. Allen, David Alonso, Marcelo Alvarez, Adam Anderson, Kam S. Arnold, Carlo Baccigalupi, Kathy Bailey, Denis Barkats, Darcy Barron, Peter S. Barry, James G. Bartlett, Ritoban Basu Thakur, Nicholas Battaglia, Eric Baxter, Rachel Bean, Chris Bebek, Amy N. Bender, Bradford A. Benson, Edo Berger, Sanah Bhimani, Colin A. Bischoff, Lindsey Bleem, Sebastian Bocquet, Kimberly Boddy, Matteo Bonato, J. Richard Bond, Julian Borrill, François R. Bouchet, Michael L. Brown, Sean Bryan, Blakesley Burkhart, Victor Buza, Karen Byrum, Erminia Calabrese, Victoria Calafut, Robert Caldwell, John E. Carlstrom, Julien Carron, Thomas Cecil, Anthony Challinor, Clarence L. Chang, Yuji Chinone, Hsiao-Mei Sherry Cho, Asantha Cooray, Thomas M. Crawford, Abigail Crites, Ari Cukierman, Francis-Yan Cyr-Racine, Tijmen de Haan, Gianfranco de Zotti, Jacques Delabrouille, Marcel Demarteau, Mark Devlin, Eleonora Di Valentino, Matt Dobbs, Shannon Duff, Adriaan Duivenvoorden, Cora Dvorkin, William Edwards, Joseph Eimer, Josquin Errard, Thomas Essinger-Hileman, Giulio Fabbian, Chang Feng, Simone Ferraro, Jeffrey P. Filippini, Raphael Flauger, Brenna Flaugher, Aurelien A. Fraisse, Andrei Frolov, Nicholas Galitzki, Silvia Galli, Ken Ganga, Martina Gerbino, Murdock Gilchriese, Vera Gluscevic, Daniel Green, Daniel Grin, Evan Grohs, Riccardo Gualtieri, Victor Guarino, Jon E. Gudmundsson, Salman Habib, Gunther Haller, Mark Halpern, Nils W. Halverson, Shaul Hanany, Kathleen Harrington, Masaya Hasegawa, Matthew

- Hasselfield, Masashi Hazumi, Katrin Heitmann, Shawn Henderson, Jason W. Henning, J. Colin Hill, Renée Hlozek, Gil Holder, William Holzapfel, Johannes Hubmayr, Kevin M. Huffenberger, Michael Huffer, Howard Hui, Kent Irwin, Bradley R. Johnson, Doug Johnstone, William C. Jones, Kirit Karkare, Nobuhiko Katayama, James Kerby, Sarah Kernovsky, Reijo Kesitalo, Theodore Kisner, Lloyd Knox, Arthur Kosowsky, John Kovac, Ely D. Kovetz, Steve Kuhlmann, Chao lin Kuo, Nadine Kurita, Akito Kusaka, Anne Lahteenmaki, Charles R. Lawrence, Adrian T. Lee, Antony Lewis, Dale Li, Eric Linder, Marilena Loverde, Amy Lowitz, Mathew S. Madhavacheril, Adam Mantz, Frederick Matsuda, Philip Mauskopf, Jeff McMahan, Matthew McQuinn, P. Daniel Meerburg, Jean-Baptiste Melin, Joel Meyers, Marius Millea, Joseph Mohr, Lorenzo Monceli, Tony Mroczkowski, Suvodip Mukherjee, Moritz Münchmeyer, Daisuke Nagai, Johanna Nagy, Toshiya Namikawa, Federico Nati, Tyler Natoli, Mattia Negrello, Laura Newburgh, Michael D. Niemack, Haruki Nishino, Martin Nordby, Valentine Novosad, Paul O'Connor, Georges Obied, Stephen Padin, Shivam Pandey, Bruce Partridge, Elena Pierpaoli, Levon Pogosian, Clement Pryke, Giuseppe Puglisi, Benjamin Racine, Srinivasan Raghunathan, Alexandra Rahlin, Srini Rajagopalan, Marco Raveri, Mark Reichenadter, Christian L. Reichardt, Mathieu Remazeilles, Graca Rocha, Natalie A. Roe, Anirban Roy, John Ruhl, Maria Salatino, Benjamin Saliwanchik, Emmanuel Schaan, Alessandro Schillaci, Marcel M. Schmittfull, Douglas Scott, Neelima Sehgal, Sarah Shandera, Christopher Sheehy, Blake D. Sherwin, Erik Shirokoff, Sara M. Simon, Anze Slosar, Rachel Somerville, David Spergel, Suzanne T. Staggs, Antony Stark, Radek Stompor, Kyle T. Story, Chris Stoughton, Aritoki Suzuki, Osamu Tajima, Grant P. Teply, Keith Thompson, Peter Timbie, Maurizio Tomasi, Jesse I. Treu, Matthieu Tristram, Gregory Tucker, Caterina Umiltà, Alexander van Engelen, Joaquin D. Vieira, Abigail G. Viereg, Mark Vogelsberger, Gensheng Wang, Scott Watson, Martin White, Nathan Whitehorn, Edward J. Wollack, W. L. Kimmy Wu, Zhilei Xu, Siavash Yasini, James Yeck, Ki Won Yoon, Edward Young, and Andrea Zonca. Cmb-s4 science case, reference design, and project plan, 2019.
- [26] Bluefors Oy. Pt410 cryorefrigerator capacity curve, 2017. [https://cdn.bluefors.com/wp-content/uploads/2023/09/22145526/PT410\\_Capacity-Curve.pdf](https://cdn.bluefors.com/wp-content/uploads/2023/09/22145526/PT410_Capacity-Curve.pdf).
- [27] F. Pobell. *Matter and Methods at Low Temperatures*. Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [28] ATAM De Waele. Basic operation of cryocoolers and related thermal machines. *Journal of Low Temperature Physics*, Vol. 164, pp. 179–236, 2011.
- [29] 住友重機械工業株式会社. 極低温冷凍機製品カタログ. <https://shicryogenics.com/wp-content/uploads/2020/09/Cryocooler-Product-Catalogue-Japanese-A4-07.21.pdf>.
- [30] Bluefors Oy. System description: Sd system, 2022.

- [31] 田崎晴明. 熱力学: 現代的な視点から. 新物理学シリーズ. 培風館, 2000.
- [32] Lake Shore Cryotronics Inc. Cernox<sup>®</sup>. <https://www.lakeshore.com/products/categories/overview/temperature-products/cryogenic-temperature-sensors/cernox>.
- [33] Lake Shore Cryotronics Inc. Ruthenium oxide (rox<sup>™</sup>) rtds. [https://www.lakeshore.com/docs/default-source/product-downloads/catalog/lstc\\_rox\\_1.pdf?sfvrsn=4ffff476\\_6&srsltid=AfmB0opKrNzdsz2h8\\_9VX0LUxZ41YrzKzFy5YbCgzfS0B03fkQhSSaI](https://www.lakeshore.com/docs/default-source/product-downloads/catalog/lstc_rox_1.pdf?sfvrsn=4ffff476_6&srsltid=AfmB0opKrNzdsz2h8_9VX0LUxZ41YrzKzFy5YbCgzfS0B03fkQhSSaI).
- [34] Ohmite Mfg Co. Hs aluminum housed resistor. [https://www.mouser.jp/datasheet/2/303/acl\\_hs10-1890310.pdf](https://www.mouser.jp/datasheet/2/303/acl_hs10-1890310.pdf).
- [35] 菊水電子工業株式会社. コンパクト直流安定化電源 pmx-a シリーズ. <https://kikusui.co.jp/w2-2/dc-power-supply/pmx-a/pmx-a/>.
- [36] キーコム株式会社. 超低温用セミリジッドケーブル. <https://keycom.co.jp/jproducts/upj/upj2/page.html>.
- [37] Mini-Circuits. Coaxial cable fl086-12sm+. <https://www.minicircuits.com/pdfs/FL086-12SM+.pdf>.
- [38] Low Noise Factory. Datasheet lnf-lnc4-8f. [https://lownoiseactory.com/wp-content/uploads/2024/06/lnf-lnc4\\_8f.pdf](https://lownoiseactory.com/wp-content/uploads/2024/06/lnf-lnc4_8f.pdf).
- [39] Zhilei Xu, Grace E. Chesmore, Shunsuke Adachi, Aamir M. Ali, Andrew Bazarko, Gabriele Coppi, Mark Devlin, Tom Devlin, Simon R. Dicker, Patricio A. Gallardo, Joseph E. Golec, Jon E. Gudmundsson, Kathleen Harrington, Makoto Hattori, Anna Kofman, Kenji Kiuchi, Akito Kusaka, Michele Limon, Frederick Matsuda, Jeff McMahan, Federico Nati, Michael D. Niemack, Aritoki Suzuki, Grant P. Teply, Robert J. Thornton, Edward J. Wollack, Mario Zannoni, and Ningfeng Zhu. The simons observatory: meta-material microwave absorber and its cryogenic applications. *Appl. Opt.*, Vol. 60, No. 4, pp. 864–874, Feb 2021.
- [40] S Adachi, M Hattori, F Kanno, K Kiuchi, T Okada, and O Tajima. Production method of millimeter-wave absorber with 3d-printed mold. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 91, No. 1, 2020.
- [41] Henkel Corporation. Loctite stycast 2850ft cat 23lv technical data sheet, 2024. [https://datasheets.tdx.henkel.com/LOCTITE-STYCAST-2850FT-CAT-23LV-en\\_GL.pdf](https://datasheets.tdx.henkel.com/LOCTITE-STYCAST-2850FT-CAT-23LV-en_GL.pdf).
- [42] 三菱ケミカル. ピッチ系高性能炭素繊維 ダイアリード. <https://www.m-chemical.co.jp/carbon-fiber/pdf/dialead/dialead.pdf>.
- [43] Stratasys Ltd. Vero material data sheet. <https://3dprinting.co.uk/wp-content/uploads/2016/09/Vero-collection.pdf>.
- [44] Stratasys Ltd. Fdm and polyjet 3d printing, 2017. [https://www.stratasys.com/contentassets/8c6f150a94d146fa8a0db71ded11d843/wp\\_du\\_fdmvspolyjet\\_a4\\_](https://www.stratasys.com/contentassets/8c6f150a94d146fa8a0db71ded11d843/wp_du_fdmvspolyjet_a4_)

- 0917a.pdf?v=4a056b.
- [45] Stuart A. Boden and Darren M. Bagnall. *Moth-Eye Antireflective Structures*, pp. 1467–1477. Springer Netherlands, Dordrecht, 2012.
  - [46] P. B. CLAPHAM and M. C. HUTLEY. Reduction of lens reflexion by the “moth eye” principle. *Nature*, Vol. 244, pp. 281–282, August 1973.
  - [47] Inc. Laird Technologies. Eccosorb<sup>®</sup> hr. <https://www.laird.com/sites/default/files/2021-01/RFP-DS-HR%20092815.pdf>.
  - [48] Lake Shore Cryotronics Inc. Temperature measurement and control catalog. [https://www.lakeshore.com/docs/default-source/product-downloads/lakeshoretc\\_1.pdf?srsltid=AfmBOopkqniYHODQgc4vwhtGhwDYUeWV1RsHpgMQ4icJbLeMieAnpUaW](https://www.lakeshore.com/docs/default-source/product-downloads/lakeshoretc_1.pdf?srsltid=AfmBOopkqniYHODQgc4vwhtGhwDYUeWV1RsHpgMQ4icJbLeMieAnpUaW).
  - [49] 日本統計学会. 日本統計学会公式認定 統計検定 2 級対応 統計学基礎. 東京図書, 改訂版, 2015.
  - [50] 小檜山光信. 光学薄膜の基礎理論 - フレネル係数, 特性マトリクス -. 株式会社オプトロニクス社, 増補改訂版, 2011.