超伝導 SIS 検出器を用いた

ミリ波領域におけるパラフォトン暗黒物質探索 (EXPLORING PARA-PHOTON DARK MATTER IN MILLI WAVE REGION USING SUPERCONDUCTING SIS DETECTOR)

修士学位論文

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 浅井研究室

並木 飛鳥

令和4年1月

概要

本研究ではパラフォトンという光子と弱く結合する暗黒物質候補の未発見粒子の 探索を行った。理化学研究所の坂井星惑星研究所が保有する超伝導 SIS 検出器を用 いた独自のセットアップでミリ波帯のスペクトルを取得し、ピークサーチによりパ ラフォトン由来のシグナルを探した。

有意なシグナルは得られなかったが、探索領域の mixing-parameter χ に 10^{-10} 程度の制限を付ける事が出来た。これは既存のリミットを 1 桁近く更新する成果で あり、未踏のパラメータスペースを候補から排除する事に成功した。

目次

1	序論	1
1.1	暗黒物質	1
1.2	パラフォトン...............................	2
1.3	Dish Anttena Method	4
1.4	先行実験	7
2	実験装置	10
2.1	SUMIRE	11
2.1	.1 受信機	12
2.1	.2 信号処理系	14
2.1	.3 受信機ビーム特性	16
2.2	球面ミラー	18
2.2	.1 デザイン	19
2.3	その他器具..................................	24
3	キャリブレーションとアライメント	28
3.1	キャリブレーション	28
3.2	アライメント	30
4	ゲインの安定性と有効面積	32
4.1	ゲインの安定性	32
4.2	有効面積測定	34
5	本測定&解析	41
5.1	パワーキャリブレーション	42
5.2	スプリアスの確認	44
5.3	ベースラインのフィッティング	46
5.4	ピークサーチ................................	47
6	系統誤差	52
6.1	光学系による系統誤差	52

6.1.1	l 表面アラサによるパワーロス	52
6.1.2	2 表皮効果による変換損失	53
6.1.3	3 スピルオーバーによる不定性	53
6.1.4	4 球面ミラーのアライメントによる不定性 5	54
6.2	フィッティングによる系統誤差	57
6.3	周波数分解能によるシグナルの不定性	58
6.4	周波数誤差による不定性	30

7 結果とまとめ

63

図目次

1.1	標準ハローモデルの速さ分布.........................	2
1.2	Dish Antenna Method の模式図	6
1.3	パラフォトン暗黒物質への制限	8
2.1	セットアップの全体図	10
2.2	SUMIRE のブロックダイアグラム	11
2.3	受信機内部	12
2.4	SIS エネルギーバンド図	13
2.5	XFFTs	15
2.6	IF 変換ユニット	15
2.7	一度の測定で得られる周波数バンド....................	16
2.8	受信機内部の光学系・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	17
2.9	ガウスビーム径の変化	18
2.10	球面ミラー図面...............................	19
2.11	球面ミラー:サンプルと実物	20
2.12	光学系の決定すべきパラメータ	21
2.13	シグナルの放射角度	23
2.14	カップリング効率	25
2.15	TSD-1205S	25
2.16	GOHTA-120B182	25
2.17	KSPB-1206FPH	25
2.18	カップリングロス $(\Delta z, \Delta r)$	27
2.19	カップリングロス $(\Delta z, \Delta \Theta)$	28
3.1	パワーメータ	31
3.2	受信機内部測定	31
4.1	ゲイン安定性測定1.............................	33
4.2	ゲイン安定性測定 2	33
4.3	有効面積測定:球面鏡の覆い方	34
4.4	ガウスビームパラメータサーチ	37
4.5	x 方向のビームパラメータ誤差	38
4.6	y 方向のビームパラメータ誤差	38

4.7	推定ガウスビームパラメータの誤差	38
4.8	推定ガウスビームのパワーパターン	38
4.9	推定ガウスビームのビーム径	40
5.1	信号出力:例	43
5.2	パワーキャリブレーション:例	44
5.3	スプリアスの確認	45
5.4	外れ値除去の例................................	46
5.5	ベースラインの差し引き:ホワイトノイズレベルの見積もり......	47
5.6	シグナルパワー抽出の例	48
5.7	$P_{fit}/\Delta P$ 分布	48
5.8	P_{fit} の分布	48
5.9	220 から 222 GHz バンドの <i>P</i> /Δ <i>P</i>	49
5.10	220 から 222 GHz のパワー感度	50
5.11	全領域のピークサーチ	51
6.1	ウエスト位置の変位..............................	54
6.2	ウエストサイズの変位	55
6.3	フィッティングバイアス調査:擬似シグナル	58
6.4	真値と誤差の推定・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	59
6.5	サンプリング数による収束性	59
6.6	周波数分解能によるシグナルの不定性..................	60
6.7	周波数誤差によるシグナルの変形........................	61
6.8	周波数誤差による影響...............................	62
7.1	新しいパラメータスペースへの制限	63
7.2	本実験によるリミット	64
7.3	XFFTS の Narrow mode 測定による到達予想感度	65

表目次

2.1	XFFTs	14
2.2	球面ミラー各種パラメータ	19
2.3	アライメント調整器具	26
3.1	アライメント時の値	30
4.1	ゲイン安定性測定時のコンディション...............	32
4.2	室温変化	32
4.3	有効面積測定	35
4.4	有効面積測定時の光学パラメータ	36
4.5	ガウスビームのパラメータ	37
6.1	カップリングロスまとめ	57
6.2	系統誤差まとめ..............................	61

1 序論

この章ではパラフォトン暗黒物質と探索手法や探索の現状について説明する。

1.1 暗黒物質

暗黒物質とはこの宇宙の 27 %ものエネルギーを占めている物質である [1]。その歴史は 長く、1933 年に宇宙に不可視の質量分布の存在が示唆されて以降 [2]、重力レンズ効果や 宇宙マイクロ波背景放射 (CMB)、銀河の回転カーブなどの多くの観測で確認、調査が行 われている [3]。それらの調査から、暗黒物質であるためには標準模型の粒子とは弱結合、 現在の残存した暗黒物質密度の説明が出来る、非相対論的な速度で運動している、などの 条件が課される.

上記の条件を満たすニュートラリーノのような重い粒子 ($m \ge 100 \,\text{GeV}$) が超対称 性理論などから予言されている。それらの粒子は WIMPs(Weekly Interacting Massive Particles) と呼ばれ、TeV スケールの加速器で探索がなされている。

一方、天文学的な観測から宇宙の真空エネルギー密度は ρ_A ~meV と推定されている だけでなく、上記の標準模型の拡張理論より WISPs(Weekly Interacting Slim Particles) も予言され暗黒物質の候補とされている。WIMPs の場合と異なり、レーザーやマイクロ 波キャビティ、強電磁場などを用いた低エネルギー実験で探す事が可能である。WISPs には axion や ALPs(Axion-Like-Particles), 隠れた軽い U(1) ゲージボソンなどがあり、 本論文で探索対象にしているパラフォトンはこの新しい U(1) 対称性に対応するゲージボ ソンである。その性質や探索手法については 1.2 節で後述する。

暗黒物質の局所速度分布

ここで本実験で重要な我々の銀河中心から広がる Dark Matter(DM) ハローの太陽系 付近における速度分布について述べる。正確な速度分布について未だに議論が続いてい るが [4]、ここでは DM ハローについて最もシンプルなモデルである Standard Hallo Model(SHM)を採用する。このモデルでは等方球対称な DM ハローを仮定し、銀河中心 から見た DM 局所速度分布は

$$f_{\rm gal}(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{1}{v_0^3} \exp\left(-|\mathbf{v}|^2 / 2\sigma_v^2\right)$$
(1.1)

$$v_0 = \sqrt{2}\sigma_v \tag{1.2}$$

ここで σ_v は速度分散であり、 v_0 は太陽系の公転速度として参考文献 [4] の値、220 km/s を取る。速さの分布は

$$f_{\rm gal}(v) = \frac{4v^2}{\pi v_0^3} \exp\left(-v^2/2\sigma_v^2\right)$$
(1.3)

以上は銀河中心から見た太陽系付近の暗黒物質の速度などの分布なので、実験室系(地球上)に直すと

$$f_{\rm Earth}(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{1}{v_0^3} \exp(-|\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\rm E}|^2 / 2\sigma_v^2)$$
(1.4)

ここで $\mathbf{v}_{\rm E}$ は銀河中心系での地球の速度であるが、地球の公転速度は太陽系の公転速度に 比べて小さいので $\mathbf{v}_{\rm E} \sim \mathbf{v}_0$ として良い。速さの分布は図 1.1 の赤線のようになる。



図 1.1 SHM と SHM⁺⁺ の速さ分布 [4]。赤線が SHM, 青線が SHM⁺⁺ で SHM に 修正を加えたものである。SHM が球対称な DM ハローを仮定しているのに対して、 SHM⁺⁺ では現実に即して球対称成分 $f_R(\mathbf{v})$ に非球対称なソーセージ形状の成分 $f_s(\mathbf{v}) \geq \eta$ の割合で合わせて $f(\mathbf{v}) = (1 - \eta)f_R(\mathbf{v}) + \eta f_s(\mathbf{v})$ としている。

1.2 パラフォトン

パラフォトンとは前述した WISPs の一つである。String をもとにした多くの標準理 論 (SM) の拡張モデルでは従来の U(1) 対称性とは別に新たな U(1) 対称性を含んでいる。 もし新たな U(1) 対称性に対応するゲージボソンが SM の粒子と直接結合する場合、この ゲージボソンは Z' ボソンと呼ばれ、加速器での実験によってその質量には数 TeV 以上の 制限が付いている [5]。

一方で SM 粒子が新たな U(1) 対称性に対応する電荷 (パラチャージ) を持たない場合パ ラチャージを持った粒子と SM 粒子は直接に相互作用をしないので、SM 粒子が可視世界 (visible sector) に属するのに対してパラチャージを持った粒子は隠された世界 (hidden sector) に属すると表現する。フォトン (γ) に対して hidden sector の U(1) 対称性に対応 するゲージボソンはパラフォトン (γ ') と呼ばれ、両セクターの相互作用はフォトンとパ ラフォトンの mixing を介して生じる。

フォトン-パラフォトン振動

従来の U(1) 対称性に hidden U(1) 対称性を付加した場合、対称性から許される一般的 なラグランジアンは

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}X^{\mu\nu}X_{\mu\nu} - \frac{\chi}{2}F^{\mu\nu}X_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2X^{\mu}X_{\mu} + J^{\mu}A_{\mu}$$
(1.5)

である。ここで、 $F_{\mu\nu}$ はゲージ場 A^{μ} による電磁場テンソル、 $B_{\mu\nu}$ はゲージ場 B^{μ} による hidden sector の場のテンソル、 $m_{\gamma'}$ はパラフォトンの質量、 χ は mixing paramete と呼 ばれる係数であり、 J^{μ} は通常の電磁カレントである。第一項と第二項は、それぞれ光子 とパラフォトン場の運動量項であり、第三項は光子とパラフォトンの kinetic mixing を 表しており、パラメータ χ の理論的な予測は $10^{-16} \leq \chi \leq 10^{-3}$ である [6]。第四項は、 ヒッグス機構 [7] またはシュテュッケルベルク機構 [8] によって生じる質量項である。

以下のように基底を選び直す事で第三項を落とす事ができ、

$$X^{\mu} \to X^{\mu} - \chi A^{\mu} \tag{1.6}$$

変形すると式 (1.5) は以下のように直行化出来る。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}X^{\mu\nu}X_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 \left(X^{\mu}X_{\mu} - 2\chi X^{\mu}A_{\mu} + \chi^2 A^{\mu}A_{\mu}\right) + J^{\mu}A_{\mu} (1.7)$$

$$= -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}X^{\mu\nu}X_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 \left(\begin{array}{c}A_{\mu}\\X_{\mu}\end{array}\right)^T \left(\begin{array}{c}\chi^2 & -\chi\\-\chi & 1\end{array}\right) \left(\begin{array}{c}A_{\mu}\\X_{\mu}\end{array}\right) + J^{\mu}A_{\mu} (1.8)$$

式 (1.8) より、パラフォトンは通常の電磁カレントと相互作用をしない。また、質量項 が非対角であるためにニュートリノ振動のようにフォトンとパラフォトンの振動が発生す る。ラグランジアン式 (1.8) より周波数ω、運動量 kの平面波の運動方程式は

$$\left[(\omega^2 - k^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - m_{\gamma'}^2 \begin{pmatrix} \chi^2 & -\chi \\ -\chi & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$
(1.9)

ここではローレンツゲージ $\partial^{\mu}A_{\mu} = \partial^{\mu}X_{\mu} = 0$ を選び、パラフォトンは非相対論的な速 度で運動しているので $X^{0} \sim A^{0} \sim 0$ とした $(A^{0} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{A}/\omega, X^{0} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{X}/\omega)$ 。式 (1.9) よ り以下の二つの平面波解が得られる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \mathbf{X}_0 \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(i(\mathbf{k}_0 \mathbf{x} - \omega t))$$
(1.10)

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \mathbf{A}_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp(i(\mathbf{k}_1 \mathbf{x} - \omega t))$$
(1.11)

ここで

$$k_0^2 = \omega^2 - m_{\gamma'}^2 (1 + \chi^2) \tag{1.12}$$

$$k_1^2 = \omega^2 \tag{1.13}$$

χが1に比べて十分に小さい事を考えると式 (1.11) が電磁場の解であり、式 (1.10) がパ ラフォトン場の解になる。実験的にパラフォトンを探すアプローチとして、このパラフォ トン場に混合している通常の電磁場に境界条件を課して検出するものがある。

1.3 Dish Anttena Method

本研究で用いる探索手法は Dish Anttena Method と呼ばれ、参考文献 [9] で提案され た手法である。この手法は特定周波数を増幅するような手法と比べて広いパラフォトンの 質量範囲を一度に測定出来る点で有用である。この節で詳細について説明していく。

ここではパラフォトンを非相対論的に運動する暗黒物質とするのでパラフォトン解である式 (1.10) の $k_0 \sim 0(\omega \sim m_{\gamma'})$ とする。このような近似のもとでパラフォトン解は

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \mathbf{X}_0 \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-i\omega t)$$
(1.14)

となる。また以下では X₀ に関して 2 通りの条件を考慮する。

1. **X**₀ が空間上どこでも一定。

2. ガスのように振る舞っており、完全ランダムな方向を持っている。

ここで我々の銀河 Cold Dark Matter(CDM) ハローが全てパラフォトンであると仮定する。太陽系付近の局所 CDM 密度はモデルに依存するがおよそ

$$\rho_{CDM,halo} \sim 0.3 \,\mathrm{GeV/cm}^3$$
(1.15)

程度であり [4]、上記の仮定より

$$\rho_{\gamma'} = \frac{m_{\gamma'}^2}{2} < |\mathbf{X}_0|^2 > = \rho_{CDM,halo} \sim 0.3 [\text{GeV/cm}^3]$$
(1.16)

また、パラフォトン暗黒物質由来の電場 \mathbf{E}_{DM} は式 (1.14) を用いて

$$\mathbf{E}_{DM} = -\partial_0 \mathbf{A} = \chi m_{\gamma'} \mathbf{X}_0 \tag{1.17}$$

以上より、境界条件の課されていない状態でパラフォトン解由来の電場は

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{E}_{\gamma'} \end{pmatrix}_{DM} = -m_{\gamma'} \mathbf{X}_0 \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-i\omega t)$$
(1.18)

のように与えられる。

次に *x* = 0 に無限に広い導体板を設置する事を考える。式 (1.18) に含まれれる通常の 電場は境界条件を満たさなければならないので導体面に平行な電場成分は

$$E_{||}(x=0,y,t) = 0 \tag{1.19}$$

となる。この条件を満たすためには以下のように表面に垂直な方向に進行する振幅 **E**_{DM,||}の平面波が発生しなければならない。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{E}_{\gamma'} \end{pmatrix}_{out} = \mathbf{E}_{DM,||} \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp(-i(\omega t - \mathbf{x} \cdot \mathbf{k}))$$
(1.20)

$$\mathbf{k} = \omega (1, 0, 0)^T \tag{1.21}$$

物理的にはパラフォトン由来の微弱な通常の電磁波が導体板表面の通常の電子を振動させる事によって同振幅で逆位相の電磁波が面に垂直に放射されると解釈出来る。

実際,式 (1.14) に式 (1.20) を加える事によって

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{E}_{\gamma'} \end{pmatrix}_{total,||} = \mathbf{E}_{DM,||} \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp(i\mathbf{x} \cdot \mathbf{k}) + \frac{1}{\chi} \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \end{bmatrix}_{x=0} \exp(-i\omega t)(1.22)$$
$$= \mathbf{E}_{DM,||} \frac{1}{\chi} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$
(1.23)

となり、境界条件が満たされている事が分かる。以上の議論から球面上の導体板を設置した場合、その表面から垂直に χ^2 に比例したパワーの電磁波が放射される。よって球面鏡を用意した時,球面鏡の半径が電磁波の波長に比べて十分に大きい、

$$r_{mirrot} \gg \lambda = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{m_{\gamma'}}$$
 (1.24)

のような場合は回析の影響は非常に小さいので放射された電磁波はその中心に集光する。 図 1.2 はこの実験の模式図である。赤線が Dish 内に入ってくる通常の電磁波であり、黒



図 1.2 Dish Antenna Method の模式図 [9]。赤線が Dish 内に入ってきた通常の電磁波であり、黒線がパラフォトン由来のものである。このシグナルは面に垂直放射されるため、球心に集光される。

線で示されているものがパラフォトンに起因して生じる電磁波である。このシグナル光は 面に垂直に放射されるので球面の焦点に集光される。集光されるパワーは球面鏡の面積 *A_{mirror}*を用いて

$$P_{center} \sim A_{mirror} \left\langle \left| \mathbf{E}_{DM,||} \right|^2 \right\rangle$$
 (1.25)

となる。ここで $\langle \left| \mathbf{E}_{DM,||}
ight|^2
angle$ は式 (1.17) より

$$\langle \left| \mathbf{E}_{DM,||} \right|^2 \rangle = \chi^2 \rho_{CDM,halo} \alpha^2 \quad where \ \alpha = \begin{cases} |\cos(\theta)| & for \ case1\\ \sqrt{\frac{2}{3}} & for \ case2 \end{cases}$$
(1.26)

上式のθはパラフォトン場の方向と導体面のなす角度である。式(1.26)より

$$P_{center} \sim A_{mirror} \left\langle \left| \mathbf{E}_{DM,||} \right|^2 \right\rangle = A_{mirror} \chi^2 \rho_{CDM,halo} \alpha^2 \tag{1.27}$$

式 (1.27) より mixing parameter χ は

$$\chi = 4.5 \times 10^{-14} \left(\frac{P_{det}}{10^{-23} \text{W}}\right)^{1/2} \left(\frac{0.3 \text{GeV/cm}^3}{\rho_{CDM,halo}}\right)^{1/2} \left(\frac{1\text{m}^2}{A_{mirror}}\right)^{1/2} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha}\right) (1.28)$$

となる。ここで P_{det} は実際に検出パワーであり、この不定性 ΔP_{det} が χ への感度を決める。

1.4 先行実験

パラフォトン暗黒物質の探索は精力的になされており、そのパラメータスペース ($m_{\gamma'} - \chi$)には図 1.3 のような制限が付けられている [10]。パラフォトンは Hidden Photon、Dark Photon と記述される場合もあり、参考文献 [10] 中では Dark Photon と 記述されている。横軸がパラフォトンの質量 $m_{\gamma'}$,縦軸が mixing-parameter χ のそれぞ れ対数表示になっている。宇宙論からの制限を青、実験による制限を赤、天体物理学から の制限を緑で色付けをしている。白線以下がパラフォトンが暗黒物質の候補となりうる領 域である [11]。以下、各種制限について簡潔に説明を行う。

多くのモデルに非依存なパラフォトンへの制限はクーロンの逆二乗則の検証や光子の質量の制限 [12] によるものである。ここでは逆二乗則の精密測定の実験として Cavendish-Coulomb [13–16] や Plimpton と Lawton による実験 [16,17] を示している。原子を用いた手法としては atomic force microscopy(AFM [16]),atomic spectoroscopy [18] などで制限が得られている。また、惑星の静磁場を用いて光子の質量に制限を与えた方法としてEarth [19],Jupiter [20] が挙げられる。

実験による直接探索手法として light-shinning-thorugh-walls(LSW) が挙げられる。 これは高強度の光源を用いてフォトン-パラフォトン振動による光子の壁の透過を検 証する実験で ALPS コラボレーションによる 1064nm レーザーを用いたもの [21]、 Spring-8 の高強度 X 線を用いたもの [22] などがある。マイクロ波を用いた LSW として UWA [23],ADMX [24],CROWS [25] などがある。また、SHIPS [26]、CAST [27] では、 太陽から放射されるパラフォトンに関して制限を付けた。その他に原子炉を用いた実験と して TEXONO [28] がパラメータスペースに制限を付けている。

暗黒物質としてのパラフォトン探索実験も多くなされており、パラフォトンの局所密度 や速度分布として暗黒物質のものを仮定する。前述した Dish-Antenna-Method を用いた 実験としては FUNK [29]、SHUKET [30]、Tokyo1 [31]、Tokyo2 [32]、Tokyo3 [33] があ り、それぞれ検出器や放射体として用いる導体板の形状が異なる。キャビティを用いた手 法としては SQuAD [34]、DM Pathfinder [35]、dark E filed radio [36]、WISPDMX [37]



図 1.3 パラフォトン暗黒物質への制限 [10]。横軸がパラフォトンの質量 $m_{\gamma'}$,縦軸が mixing-parameter χ のそれぞれ対数表示になっている。図中の DarkPhoton はパラ フォトンの別名であり、その他に Hidden Photon と記述される場合もある。一般的に 宇宙論からの制限が青、実験による制限が赤、天体物理学からの制限が緑で色付けをし ている。白線以下がパラフォトンが暗黒物質の候補となりうる領域である [11]。各種 制限については本文中で説明を行う。

などがあり、比較的軽い質量領域に狭く細い感度を持つ。一方、暗黒物質と電子の反 跳を利用した実験は比較的重い領域に広い感度を持ち、SENSEI [38]、DAMIC [39]、 SuperCDMS [40]、XENON [41–43] などの実験が挙げられる。

ADMX [44–47]、HAYSTAC [48]、QUAX [49]、CAPP [50] はアクシオン暗黒物質の 探索実験であるが、パラフォトンへの制限に直す事が可能であり図 1.3 に示している。

宇宙論的にパラフォトンが現在の冷たい暗黒物質の残存量と矛盾しないよう、制限を付けたのが Arias [51]、Witte [52]、Caputo [53,54] の研究である。パラフォトンはフォトンと転換し得るので $m_{\gamma'}$ や χ の大きさは CMB やビッグバン元素合成後のバリオンと光

子の比などに影響を及ぼし得る。

また非常に軽いパラフォトン暗黒物質が銀河中のガスの温度を上げ得る効果が知ら れており、それを利用した研究に intergalactic medium(IGM) [55]、Leo T [56]、Gas clouds [57] などが挙げられる。最近の研究で非常に軽いパラフォトン暗黒物質への制限 は SuperMAG [58] である。これはフォトン-パラフォトン振動によって地球表面上に現 れる磁気パターンの探索を行なった実験である。一方で重い質量領域の宇宙論からの制限 は太陽や水平分枝星 (HB)、赤色巨星 (RB) [59] の観測によるものや中性子星 [60] による ものがある。これらの研究ではパラフォトンが天体から持ち出すエネルギーより制限を付 けている。

その他の天文学的な制限としてかに星雲からの高エネルギーガンマ線の観測スペクトル を用いた Crab nebura [61] や初期宇宙での $\gamma \rightarrow \gamma'$ により生じ得る CMB スペクトルの 歪みを調べた COBE/FIRAS [62] の研究が挙げられる。

以上のようにパラフォトンや暗黒物質の性質を用いて多くの実験がなされたが、白線以下では1meVより軽い領域の探索はあまり進んでいない事が分かる。我々は特に1meV 付近の探索が進んでいない事に着目し、その領域のパラフォトン暗黒物質の探索を行う。

2 実験装置

この章では主に実際に用いた実験装置についての説明を行うが、まず最初に実験の概要 について説明を行う。

実験・実験装置全体の概要

1.4 節の図 1.3 からも分かるようにパラフォトンの軽い領域は宇宙論から制限され、重い

領域は Xenon などの電子反跳実験などで制限を与えているが、meV 程度の領域は両者 の中間程に当たり、探索が進んでいないので我々はこの領域に着目する。この質量領域 のパラフォトンの転換光は sub THz に当たるので、sub THz に高感度な受信機を用いた Dish-Antenna-Mathod によってパラフォトン暗黒物質の探索を行う。

実験全体の外観図は図 2.1 に示す。受信機、及び信号処理系は理化学研究所の坂



模式図

実際の写真@理研

図 2.1 実験セットアップの全体図。理化学研究所の坂井・星惑星形成研究所の SUMIRE の一部をミリ波受信機、スペクトロメータとして使用し、パラフォトン →フォトンのコンバーターとしてアルミニウム製の球面ミラーを作成して使用した。

井・星惑星形成研究所が所有する SUMIRE [63] を用いた。SUMIRE は Spectrometer Using superconductor MIxer REceiver の略であり、ALMA(Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) 望遠鏡の運用で発見された正体不明の分子スペクトルの精査の ために作られた。そのため受信機としては ALMA 型のカートリッジ受信機が用いられて おり、SIS mixer による低ノイズな IF 変換により 215 から 264 GHz の高感度探索が可能 である。この周波数帶は $m_{\gamma'} \sim 1 \text{ meV}$ のパラフォトン暗黒物質由来の転換光に対応して おり、図 1.3 で実験による制限が Allowed HPCDM に達していない領域の探索が可能で ある。

球面ミラーはガウスビーム光学を用いて受信機側のビーム特性に合わせて曲率半径やサ イズのデザインをした。

2.1 SUMIRE

この節では SUMIRE の検出システムについて説明する。SUMIRE 全体のブロックダ イアグラムを図 2.2 に示す。



図 2.2 SUMIRE のブロックダイアグラム [63]。液体窒素 (77K) の背景放射のもと、 測定対象のガスをグラスセルに封入して測定を行う。受信機内部は低温層になってお り、入射高周波のダウンコンバートと増幅をぞうふくを受信機内部で行い、信号処理系 に渡す。

図 2.2 中央上部のガスセルには測定対象のガスを封入し、スペクトルの測定は液体窒素 に浸した 77 K の黒体放射の背景のもと行う。図右側の受信機内部は低温層になっており、 入射高周波 (RF) を中間周波数 (IF) に変換して増幅を行い、図下部の信号処理系に渡している。本実験では M2 の向きを変える事によって図 2.1 のセットアップを実現する。

2.1.1 受信機

受信機内部は図 2.3 のようになっている。





受信機内部写真

受信機構成図 [64]

図 2.3 受信機内部の写真と構成図 [64]。受信機上部のホーンアンテナで受信した信号 を低温層内の SIS mixer でダウンコンバート HEMT で低雑音増幅している。

アンテナはホーンアンテナを使用しており、OMT によって入射波を水平偏波、垂直偏 波に分離して両方観測出来る仕様になっている。90 度 Hybrid によって 2SB 方式を実現 し、SIS mixer からの出力として LSB(Lower Side Band) と USB(Upper Side Band) の 出力を得る事が出来る。

SIS mixer

低雑音で高周波を中間周波数に変換する SIS mixer がこの受信機の核である。SIS は Superconductor-Insulator-Superconductor の略で絶縁体を超伝導体で挟んだ SIS 接合 で生じるトンネル電流の強い電流ー電圧の非線形性を mixing に用いる。SIS については 参考文献 [65] で詳しく議論がなされているが、ここでは簡単化したモデルを用いて基本 原理について説明する。

SIS のエネルギーバンド図を図 2.4 に示す。図の $\Delta_{1,2}$ は超伝導エネルギーギャップ



図 2.4 $\Delta_{1,2}$ は超伝導エネルギーギャップ $D_{1,2}(\epsilon)$ は状態密度である。片側にバイアス 電圧 V_0 を印加すると $eV_0 > 2(\Delta_1 + \Delta_2)$ で通常の電流が流れ出すが $eV_0 < 2(\Delta_1 + \Delta_2)$ の状態でも準粒子がエネルギー $h\nu$ の光子を吸収し、 $eV_0 + nh\nu > 2(\Delta_1 + \Delta_2)$ であ ればトンネル電流が生じる。

 $D_{1,2}(\epsilon)$ は状態密度である。片側にバイアス電圧 V_0 を印加すると $eV_0 > 2(\Delta_1 + \Delta_2)$ で 通常の電流が流れ出すが $eV_0 < 2(\Delta_1 + \Delta_2)$ の状態でも準粒子がエネルギー $h\nu$ の光子 を吸収し、 $eV_0 + nh\nu > 2(\Delta_1 + \Delta_2)$ であればトンネル電流が生じる。このように光子 によって起きるトンネル効果を photon-assisted tunneling(PAT) という。この PAT に よって SIS へのバイアス電圧を変位させた時に $eV_0 = 2(\Delta_1 + \Delta_2)$ の前後で電流電圧特性 にステップが生じる。これをフォトンステップと呼び、SIS の大きな特徴となる。

この現象は簡単なモデルで Tucker,Millea によって 1970 年代に説明されている。SIS 接合の片側が接地されているとし、絶縁体を挟んでもう片側には

$$V(t) = V_0 + V_\omega \cos \omega t \tag{2.1}$$

が印加されているとする。ここで V_0 は調節可能な直流電圧で $V_{\omega} \cos \omega t$ は高周波信号に

対応している。接地されていない極の1電子状態は

$$\psi_i(x,t) = \psi_i(x) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \int^t dt' [E_i + eV(t')]\right]$$
$$= \psi_i(x) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} (E_i + eV_0)\right] \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(eV_\omega/\hbar\omega) \exp(-in\omega t) \qquad (2.2)$$

ここで E_i はブロッホ状態のエネルギーであり、 J_n は n 次のベッセル関数である。高周 波の影響は J_n の項に現れており、準粒子は確率振幅 $J_n(eV_\omega/\hbar\omega)$ でエネルギーレベルが $n\hbar\omega$ 変位する。それに伴い、SIS 接合には直流電圧 $(V_0+n\hbar\omega/e)$ がぞれぞれ $J_n^2(eV_\omega/\hbar\omega)$ の確率でかかる。よってトンネル電流は

$$I_0(V_0, V_\omega) = \sum_{n=\infty}^{\infty} J_n^2 (eV_\omega/\hbar\omega) (V_0 + n\hbar\omega/e) I_{dc}(V_0)$$
(2.3)

ここで *I_{dc}(V₀)* は高周波成分が無い場合の直流電流である。このような SIS の I-V 特性に よってこれまで mixer として用いられてきた半導体よりも高い中間周波数への変換効率 を実現出来る事が計算と実験によって示されている [65]。

2.1.2 信号処理系

受信機からの出力 USB,LSB は IF convereter unit で受け取り、スペクトロメータとし て用いる XFFTs [66] に合わせてさらに周波数変換をしていく。XFFTs の各種性能値を 以下の表 2.1 にまとめる。

A/D 変換	10bit
サンプリングレート	$5\mathrm{GS/s}$
chanell	32768
チャンネル間隔:等価雑音帯域幅(分解能)[kHz]	
wide mode	76.3:88.5
narrow mode	15.3:17.7
スロット数	8

表 2.1 XFFTs

実際の測定は wide mode で行っており表 2.1 より 1 スロットのバンド幅は 2500 MHz である。図 2.6 はそのバンド幅に合わせて USB,LSB をそれぞれ中間周波数変換を行 う IF コンバータのブロック図である。受信機からの出力のうち、4000-6000 MHz と



図 2.5 XFFTs の写真。8 つ中 4 つのスロットに入力を入れており、それぞれ LSBO,LSBI,USBI,USBO と呼び分けられる。



図 2.6 IF 変換ユニットのブロックダイアグラム [63]。バンド幅が 2500 MHz の XFFTS のスロットに入力するためにバンドパスフィルターと mixer を用いて再度中 間周波数にに変換している。

6000-8000 MHz をそれぞれバンドパスフィルターで切り出し、mixer を用いてダウンコ ンバート、ローパスフィルターで 2500 MHz 以下の周波数だけを XFFTs に入力する。 IF 変換での局部発振周波数はそれぞれ 3800 MHz と 8200 MHz であり、0-2500 MHz の XFFTS への入力のうち、意味があるものは 200-2200 MHz の範囲となる。以上の事から 図 2.7 のように一度の測定で初段の IF 変換にお用いた局部発振周波数 *f*_{LO} を中心として 2 GHz のバンド 4 つで 8 GHz 分のスペクトルを得る事が出来る。*f_{LO}* の値を変えて測定 を繰り返す事で探索領域全てのスペクトルを得る。



図 2.7 一度の測定で得られる周波数バンド。初段の IF 変換に使う局部発振周波数を から USB:4 から 8 GHz と LSB:-4 から -8 GHz の計 8 GHz 分のスペクトルを得る 事が出来る。局部発振周波数の値を変えて測定を繰り返す事で、探索領域のスペクトル を得る事が可能。

2.1.3 受信機ビーム特性

SUMIRE の受信機の光学系はガウスビーム光学に基づいて設計されている [64]。ガウ スビーム光学では自由空間における電磁波の伝搬方向を z 軸にするとし、z 軸に対する垂 直面内で電界分布 E の振幅がガウス分布に従うとし、ビームウエストのサイズを ω_0 、位 置を z = 0 として以下のような表式になる。

$$\mathbf{E}(r,z) = \frac{\omega(z)}{\omega_0} \exp\left[\frac{-r^2}{\omega(z)^2} + i\frac{kr^2}{R(z)} + i\tan^{-1}\frac{z}{z_0}\right] \exp[-ikz]\mathbf{e_x}$$
(2.4)

$$z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \tag{2.5}$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \tag{2.6}$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right]$$
(2.7)

ここで $z_0, \omega(z), R(z)$ はそれぞれ共焦点距離、ビーム径、曲率半径という。共焦点距離は ω_0 と波長で定義され、ビーム径、曲率半径などのビームパラメータの変化に関わる重要 な値である。電解分布 2.4 は TEM モードの一つであり、ヘルムホルツ方程式の解になっ ている。また以上の式より十分遠方 ($z >> z_c$) でのビーム径の広がり方は

$$\alpha = \lim_{z >> z_c} \frac{\omega(z)}{z} \sim \frac{\lambda}{\pi \omega_0}$$
(2.8)

受信機内部の光学系それによるホーンアンテナからのガウスビームの伝搬は [64] で計算 されており、光学系を図 2.8, ガウスビームのビーム径変化を図 2.9 に示す。



図 2.8 受信機内部の光学系 [64]。ホーンアンテナからの放射は楕円鏡、平面鏡を経由 し受信機窓レンズを通って受信機外部と繋がる。

受信機内部の光学系はホーンアンテナ-楕円鏡-平面鏡-受信機窓レンズで構成されてお り、平面鏡は光軸に対して 45°で設置してあるのでガウスビームを変形させる要因は楕 円鏡と受信機窓レンズのみである。ガウスビームの広がりを図 2.9 を見てみると、楕円 鏡での変形後はウエストサイズが 10~15 mm 程のガウスビームになっている。式 (2.5)、 (2.6) よりウエストの大きいビームは共焦点距離が大きくなり、ウエスト付近でのビーム 径の変化が緩やかになるのでビーム径を大きく広げずに受信機窓まで達する事がわかる。

また、ビーム径の変化の波長依存性も共焦点距離で特徴付けられており、電磁波の波長 が短い程、伝搬距離に対するビームパラメータ (ω(z), R(z)) の変化が大きい。この性質は 図 2.9 でも確認する事が出来る。

ここで、平面鏡や楕円鏡は Dish Antenna Mathod におけるシグナルの放射体となって しまうが、その寄与は球面ミラーの寄与に比べて無視出来る事を確認しておく。理由とし てはシグナルのパワーは放射体の表面積に比例する事 (式 (1.27)) と光軸に対して 45°程 の角度が付いている事が挙げられる。図 2.6 より楕円鏡や平面鏡の位置でのビーム径は 10 から 15 mm 程度であり、後述する球面ミラーの設置位置でのビーム径は 200 mm 程で ある。受信機ビームの視界に入っている面積は約二桁球面ミラーの方が大きくなり、さら に光軸に対する傾きから 50% 程パワーロスをすると考えられるので、楕円鏡や平面鏡な ど SUMIRE の光学要素によるシグナルパワーへの寄与は 1% 未満である。よって 6 章で まとめる系統誤差と比べ、SUMIRE の光学要素によるシグナルパワーへの不定性は十分



図 2.9 ガウスビーム径の変化 [64]。ホーンアンテナからの放射ガウスビームは楕円鏡 でビームウエストの大きいビームに変形し、受信機窓レンズで再度ウエストの小さいガ ウスビームに変形されている。周波数が違うと共焦点距離が異なるため、低周波数の方 が高周波数より早く広がっている。

小さい。

2.2 球面ミラー

球面ミラーはシグナルの放射体として用い、受信機ガウスビームとのカップリングに よって受信パワーや有効面積が変化するのでその設計はとても重要である。今回設計し、 実際に作成したミラーを図 2.10 に示す。各種必要なパラメータは表 2.2 に示す。

図 2.10 の太字はデザインした数値であり、ペン書き込まれた数値は加工を引き受けて いただいた共栄エンジニアリングの測定による書き込みである。図 2.2 のサンプルミラー 表面粗さ測定も同社によるもので、R_a は最大で 0.235 µm 程であった。R_a とは表面アラ



図 2.10 球面ミラーの図面。ペンでの書き込みは共栄エンジニアリングによるもの。

パラメータ	デザイン	
	/ / / •	
材質	アルミニウム (A5052)	アルミニウム (A5052)
球面曲率半径 [mm]	1500	1500.489
開口サイズ $\phi \; [mm]$	700	689.466
球面面積 $[mm^2]$	0.390	0.378
表面アラサ R_a [μm]		≤ 0.235

表 2.2 球面ミラー各種パラメータ

サの指標パラメータの一つであり、以下の式で定義される。

$$R_{a} \equiv \frac{1}{l} \int_{0}^{l} |Z(x)| dx \qquad (2.9)$$

ここで x は表面の測定を行う方向であり、l は測定距離,Z(x) は表面の粗さ曲線である。

2.2.1 デザイン

式 (1.28) より感度を向上させるためには受信機でみる事が出来る放射体の面積 (有効面 積) を最大化する必要がある。有効面積を最大化させるためにガウスビーム光学を用いて カップリングの計算を行った。電磁波同士のカップリング効率は以下の式で見積もる事が





球面ミラーサンプル表面粗さ測定

球面ミラー実物

図 2.11 左図:ミラーサンプルの加工後表面粗さの測定をしたところ、中央部分は R_a=0.134 µm、端は R_a=0.235 µm であった。 右図:実際に使用した球面ミラーである。各種パラメータは表 2.2 にまとめる。

出来る。

$$\eta = \frac{\int dS \mathbf{E}_{rad} \cdot \mathbf{E}_{receiver}}{\sqrt{\int ||\mathbf{E}_{rad}||^2 \int dS ||\mathbf{E}_{receiver}||^2}}$$
(2.10)

ここ \mathbf{E}_{rad} 、 $\mathbf{E}_{receiver}$ はそれぞれ受信機側、放射体側の光軸に垂直な面上の電界分布であり, $\int dS$ はその面上の積分である。ガウスビーム同士のカップリングは式 (2.4) を式 (2.10) に代入して積分する事で以下のように表す事が出来る [67]。

$$\eta^{2} = \frac{4}{(\omega_{01}/\omega_{02} + \omega_{02}/\omega_{01})^{2} + (\lambda\Delta z/\pi\omega_{01}\omega_{02})^{2}}$$
(2.11)

ここで ω₀₁,ω₀₂ はそれぞれカップリングを計算するガウスビームのウエストサイズであ り、Δ*z* は二つのビームのウエスト位置の差である。η を用いて有効面積は以下のように 表す。

$$A_{eff} = \eta^2 A \tag{2.12}$$

以上より η を最大化する事で有効面積を最大化する事が出来る。式 (2.11) より η は二つの ビームウエストサイズが近く、ウエスト位置も近い程大きな値を取り、 $\omega_{01} = \omega_{02}, \Delta z = 0$ で最大値1を取る。デザインの条件と指針を以下にまとめる。

決定すべき値 (図 2.12)

- 1. 球面鏡の曲率半径と焦点距離 R
- 2. 球面鏡の開口サイズ D
- 3. 球面鏡を設置する位置 (受信機窓からの距離) L

条件

- 1. 受信機窓レンズより 1.5 m 程しか使えない。(実験室のサイズによる制限)
- 2. 受信機内部の光学系と受信機窓レンズに関しては変更不可。(受信機のを借用しているため)
- 3. 240 GHz のガウスビームについて有効面積を最大化。(探索領域は 220 から 268 GHz のおよそ中間値)



図 2.12 デザインする光学系のパラメータの模式図である。縦軸はガウスビーム径で 横軸は受信機窓レンズからの距離である。赤線は 240 GHz における受信機ガウスビー ムであり、ウエスト位置は 57 mm、ウエストサイズは約 2.67 mm である。このような 受信機ガウスビームの特性を踏まえて、球面ミラーの開口サイズ D, 曲率半径 R、設置 位置 L を決定する。

240 GHz の受信機ガウスビームについての図 2.9 にすでに示している。ウエスト位置は 受信機窓レンズか 57 mm、サイズはおよそ ω_{0rec} = 2.67 μm となっている。η を最大化す るためにはこのガウスビームにウエストサイズをウエスト位置を近付ければ良い。

まず球面鏡の設置位置だが、パラフォトン由来の電磁波は導体板表面にほぼ垂直に放射 され、焦点は球面の中心位置になるので球面ミラーを設置する位置は *L* = *R* + 57 mm と すれば良い。

次に D であるが受信機側のガウスビーム径より大きい程、電力損失を抑えられる。加 工の都合上、開口サイズは ϕ 700 mm までしか大きく出来ないので、D はこの値に設定す る。このように設定した場合の電力損失率は以下のように見積もる事が出来る。半径が a 内含まれるガウスビームのパワーは

$$P(a) = \int_0^a |E_{receiver}|^2 2\pi r dr \qquad (2.13)$$

$$=\frac{\pi\omega^2}{2}(1-e^{-2a^2/\omega^2})$$
(2.14)

a が無限だった場合は

$$P(\infty) = \frac{\pi\omega^2}{2} \tag{2.15}$$

となるので電力損失率は

$$\frac{P(a)}{P(\infty)} = 1 - e^{-2a^2/\omega^2}$$
(2.16)

球面ミラーの設置位置を決めれば、その位置でのビーム径は式 (2.6) より分かり、電力損 失率を見積もる事が出来る。

次に焦点でのビームウエストサイズを考える。理想的には焦点のウエストサイズは0で あるが、今回の場合はビームに広がりを持たせる要因が二つある。

① 回折による効果 σ_{diff}

回折による焦点での強度角度分布はフラウンホーファー回折の強度式により以下で与 えられる。

$$I(\theta) = I_0 \left(\frac{J_1(x)}{x}\right)^2 \tag{2.17}$$

$$x \equiv \frac{2\pi}{\lambda} \frac{D}{2} \sin(\theta) \tag{2.18}$$

ここで D は開口サイズ、θ は像を作る光学素子の光軸からの角度である。この強度分 布のメインローブをガウシアンで近似すると

$$\sigma_{diff} \sim 0.42 \frac{\lambda}{D} \tag{2.19}$$

となる。 $D = 700 \,\mathrm{mm}$ であったので

$$\sigma_{diff} \sim 0.42 \frac{1.25}{700} = 7.4 \times 10^{-4} \tag{2.20}$$

② パラフォトンの速度分散による効果 σ_{DM-vel}

次にパラフォトンの速度分散によるビームの広がりを見積もる。パラフォトンが導体 表面でフォトンに転換する前後で以下のエネルギー保存が成り立つ。

$$E_{DM}^2 = |\mathbf{k}_{DM}|^2 + m_{DM}^2 \tag{2.21}$$

$$E_{\gamma}^2 = |\mathbf{k}_{\gamma}|^2 \tag{2.22}$$

また、放射光子の運動量は



図 2.13 DM の導体表面への入射角を α 、光子の放射角を β n を法線ベクトルにして いる。DM の速度は非相対論的で $v \approx \frac{k_{DM}}{m_{DM}} \sim 10^{-3}$ なので DM のエネルギーはほぼ 質量が占めている。質量を持たないフォトンに転換する際、エネルギーと運動量の保存 則より質量分のエネルギーが面に垂直なフォトンの運動量になる。

$$\mathbf{k}_{\gamma} = \sqrt{m_{DM}^2 + \mathbf{k}_{DM,\perp}^2} \mathbf{n} + \mathbf{k}_{DM,||}$$
(2.23)

式 (2.23) より図 2.13 の角度 α, β には以下の関係が成り立つ。

$$\sin\beta = \frac{v}{\sqrt{1+v^2}}\sin\alpha \tag{2.24}$$

 $v \sim 10^{-3}$ より sin β はほぼ 0 であるが、式 (1.4) より速度が分散を持つので β も分散 を持つ。その分散 σ_{DM-vel} は式 (1.4) の v_0 と対応させ

$$I(\beta) \propto I_0 \exp\left[-\frac{(\beta + \beta_E)^2}{2\sigma_{DM-vel}^2}\right]$$
(2.25)

$$\beta_E \equiv v_{E,||} < 8 \times 10^{-4} (地球の回転による)$$
(2.26)

$$\sigma_{DM-vel} \equiv \frac{v_0}{\sqrt{2}} \approx 5 \times 10^{-4} \tag{2.27}$$

と見積もる事が出来る。

以上①,②より焦点でのビームの広がり、 $\omega_{0 focus}$ は

$$\omega_{0focus}(R) = R\sigma_{total} = R\sqrt{\sigma_{diff}^2 + \sigma_{DM-vel}^2} \sim 8.9 \times 10^{-4}R \qquad (2.28)$$

ここで, $\Delta z = 0$ とすると η をRのみの関数として以下のように表す事が出来る。

$$\eta^2 = \frac{4}{(\omega_{0rec}/\omega_{0focus}(R) + \omega_{0focus}(R)/\omega_{0rec})^2}$$
(2.29)

 $\omega_{0rec} = 2.67 \,\mathrm{mm}$ であり、R を 1500 mm までプロットすると以下の図 2.14 のようにな る。横軸が R で縦軸に η^2 を取っている。部屋のサイズによる制限により R の値域は 0 から 1500 mm までとしているので η の最大値は約 0.64 で $R = 1500 \,\mathrm{mm}$ の時である。 よって球面ミラーの曲率半径は 1500 mm, 設置位置は受信機窓レンズから 1557 mm 離れ た位置とする。以上で決定すべき値を全て定める事が出来た。R=1500 mm の時のビーム 径は式 (2.6) より計算し、 $\omega = 216 \,\mathrm{mm}$ になるので D=700 mm での電力損失は

$$\frac{P(D/2)}{P(\infty)} = 1 - e^{-2(350)^2/(216)^2} \sim 0.995$$
(2.30)

より 0.5% 程になる。

2.3 その他器具

ここではその他のアライメント用の器具について紹介する。アライメントのズレによる 影響は前述のカップリングの計算より見積もる事が出来る。調整すべき方向は以下の5軸 があり

1. z 軸 (光軸方向)

2. x,y 軸 (光軸に対する垂直面)



図 2.14 球面鏡を設置する位置、球面鏡の曲率によるカップリング効率の変化。横軸 は球面鏡の曲率半径 R[mm]、縦軸は η^2 。R+57 mm が受信機窓レンズから球面鏡ま での距離に対応する。部屋のサイズによる制限から R~ 1500 mm までをプロットして いる。

3. θ 方向, φ 方向

xyz 軸の調整には TSD-205S(図 2.15), *θ* 方向の調整には GOHTA-120B182(図 2.16)、 *φ* 方向の調整には KSPB-1206FPH(図 2.17) を用いた。 全てシグマ光機の商品であり、耐



 $\boxtimes 2.15$ TSD-1205S

図 2.16 GOHTA-120B182

図 2.17 KSPB-1206FPH

荷重が 18kg 以上で出来る限り細かい微調整が可能なものを選んだ。

 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ によるカップリングロス

表 2.3 アライメント調整器具

品名	調整範囲	最小読み取り
$TSD-1205S(\boxtimes 2.15)$	$\pm 10\mathrm{mm}$	$\pm 0.01\mathrm{mm}$
GOHTA-120B182(図 2.16)	$\pm 5^{\circ}$	$\pm 3\mathrm{mrad}$
KSPB-1206FPH(図 2.17)	$\pm 180^{\circ}$	$\pm 3\mathrm{mrad}$

前節の計算は球面ミラーの焦点と受信機ガウスビームのウエストが一致した場合 (Δz = 0)を考えていたが、球面ミラーの位置がずれることによって球面ミラーの焦点位 置もずれる。そのカップリングへの影響は式 (2.11)より計算出来る。また、また、x,y 方 向へのズレによる影響は以下の式で計算が出来る [67]。

$$\eta(\Delta z, \Delta r)^2 = \eta(\Delta z)^2 \exp\left[-2\left(\frac{\Delta r}{\delta}\right)^2\right]$$
(2.31)

$$\eta(\Delta z)^2 \equiv \frac{4}{(\omega_{0rec}/\omega_{0focus} + \omega_{0focus}/\omega_{0rec})^2 + (\lambda \Delta z/\pi \omega_{0rec} \omega_{0focus})^2}$$
(2.32)

$$\delta \equiv \sqrt{\frac{(\omega_{0rec}^2 + \omega_{0focus}^2)^2 + (\lambda \Delta z/\pi)^2}{\omega_{0rec}^2 + \omega_{0focus}^2}}$$
(2.33)

$$\Delta r \equiv \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \tag{2.34}$$

ここでカップリングロスを確認するために $1 - \eta (\Delta z, \Delta r)^2 / \eta (\Delta z, 0)^2$ をプロットしたのが図 2.19 である。TSD1205-S(図 2.15) による最小読み取りは 0.01 mm なので $\Delta z = 0.01 \text{ mm}, \Delta r = 0.01 \sqrt{2} \text{mm}$ を代入するとカップリングロスは

$$1 - \eta (\Delta z, \Delta r)^2 / \eta(0)^2 \sim 5 \times 10^{-6}$$
(2.35)

5×10⁻⁴%程になる。これは球面鏡のサイズによる電力損失に比べてかなり小さい。

$\Delta \theta, \Delta \phi$ によるカップリングロス

次に $\Delta \theta, \Delta \phi$ によるカップリングは受信機ガウスビームのウエスト位置で計算する



図 2.18 Δz , Δr によるカップリングロス。図より Δz に比べ Δr の方がカップリング ロスへの影響が大きい。実際に用いる器具の最小読み取りより $\Delta z = 0.01 \text{ mm}, \Delta r \sim 0.01 \sqrt{2} \text{mm}$ なのでカップリングロスは最大で 1×10^{-3} % 程度になる。

と [67]

$$\eta(\Delta z, \Delta \theta, \Delta \phi)^2 = \eta(\Delta z)^2 \exp\left[-2\left(\frac{\Delta \Theta(\Delta \theta, \Delta \phi)}{\delta_{tilt}}\right)^2\right]$$
(2.36)

$$\delta_{tilt} \equiv \sqrt{\frac{(1/\omega_{0rec}^2 + 1/\omega_{focus}^2)^2 + (\pi/\lambda R_{focus}^2)^2}{1/\omega_{0rec}^2 + 1/\omega_{focus}^2}}$$
(2.37)

$$\Delta \Theta \equiv \Delta \theta^2 + \Delta \phi^2 \tag{2.38}$$

であり、プロットすると図のようになる。GOHTA-120B182(図 2.16), KSPB-1206FPH()2.17) による最小読み取りはそれぞれ 3 mrad, 1.5 mrad なので Δ $z=0.01\,{\rm mm}$ とともにカップリングロスを計算すると

$$1 - \eta (\Delta z, \Delta \theta, \Delta \phi)^2 / \eta (\Delta z, 0, 0)^2 \sim 3.6 \times 10^{-4}$$
(2.39)

なので 0.36% 程になる。これはスピルオーバーによる損失に比べて小さいので用意した 器具で十分なアライメントが出来る事がわかる。



図 2.19 $\Delta z, \Delta \Theta$ によるカップリングロス。図より Δz に比べ $\Delta \Theta$ の方がカッ プリングロスへの影響が大きい。実際に用いる器具の最小読み取りより $\Delta z = 0.01 \text{ mm}, \Delta \Theta = 11.3 \text{ mrad}$ なのでカップリングロスは最大で 0.36% 程度になる。

3 キャリブレーションとアライメント

ここではキャリブレーションの計算とアライメントの方法について説明する。

3.1 キャリブレーション

キャリブレーションには Hot-Cold 法を用いる。Hot-Cold 法では異なる二つの温度の 黒体でアンテナを覆った時の受信パワーと出力を理論的に以下の式

$$S = (P_{receive}^T + P_{sys})G \tag{3.1}$$

$$P_{receive}^T \equiv 2k_b T \Delta \nu \tag{3.2}$$

で表す事が出来る事を用いる。温度の異なる二つの黒体でアンテナの視界を覆った時の出 力は

$$S_{hot} = (P_{receive}^{hot} + P_{sys})G \tag{3.3}$$

$$S_{cold} = (P_{receive}^{cold} + P_{sys})G \tag{3.4}$$

となるのでこの2式からシステム雑音パワーと増幅率を求める事が出来る。増幅率とシス テム雑音パワーを用いて測定したい放射体を設置した時の受信パワー *P*^(source)_{receive} は

$$P_{receive}^{(source)} = \frac{S_{source}}{G} - P_{sys} \tag{3.5}$$

と計算する事が出来る。ここで Ssource は測定対象を設置した際の信号出力である。

また、式 ((3.2)) が成り立つ事は容易に示す事が出来る。まず黒体放射源でアンテナを 覆った時の受信パワーは以下のように計算出来る。

$$P_{receive} = A_{rec-eff} \Delta \nu \int d\Omega I_{\nu}(\theta, \phi) \ P_n(\theta, \phi)$$
(3.6)

ここで $A_{rec-eff}$ はアンテナの有効面積であり、 $P_n(\theta, \phi)$ は受信機の規格化パワーパターンであり以下のように定義される。

$$P_n(\theta,\phi) \equiv \frac{P(\theta,\phi)}{P_{max}}$$
(3.7)

規格化パワーパターンはアンテナ受信率の角度依存性を表している。ここで、もしもアン テナを覆う一定温度 T の黒体で覆った時、放射強度 *I_ν* はアンテナから見た角度に依らず 一定になるので

$$P_{receive}^{T} = A_{rec-eff} \Delta \nu I_{\nu} \int d\Omega P_{n}(\theta, \phi)$$
(3.8)

$$=A_{rec-eff}\Delta\nu I_{\nu}\Omega_{A} \tag{3.9}$$

$$\Omega_A \equiv \int d\Omega P_n(\theta, \phi) \tag{3.10}$$

ここで式 (3.10) はビーム立体角と呼ばれ、規格化パワーパターンの全方位積分で定義される。また I_{nu} は $h\nu/k_bT \ll 1$ が成り立つ場合、レイリージーンズ近似より

$$I_{\nu} \sim \frac{2k_b T}{\lambda^2} \tag{3.11}$$

またアンテナの有効面積とビーム立体角には常に一定の関係が成り立ち [68]、

$$A_{rec-eff}\Omega_A = \lambda^2 \tag{3.12}$$

式 (3.8),(3.11),(3.12) より黒体放射からの受信パワーは式 (3.2) と書ける。実際の測定で は Hot Load として室温の黒体、Cold Load として液体窒素 (77K) に浸した黒体を用 いる。
3.2 アライメント

ここではアライメントの方法について説明を行う。球面鏡はアルミニウムで出来ている ため反射率が高く、受信機とカップルした場合受信機内部の低温層からの放射が球面鏡表 面で反射して観測される。よって、球面鏡の位置や角度を振って最もパワーメータの値が 小さくなる位置を決めた。低温層は 77 K よりも低温のため、パワーメータの値は 77 K の黒体での測定の場合より小さい値を示すはずである。実際にアライメントを行ったコン ディションは以下の表に示す。参考のために受信機窓に平面鏡を被せた場合(図 3.2)の

局部発振周波数240 GHzパワーメータ積分バンド244-246 GHz77K 黒体-5.50 dBm室温黒体-2.24 dBm球面鏡-6.21 dBm(受信機窓に平面鏡を被せた場合)-6.25 dBm

表 3.1 アライメント時の値

パワーメータの値も測定した。その場合 77 K の黒体の測定の場合よりパワーメータが低 い値を示し、ミラーからの放射が受信機ビームとカップルした場合に受信機内部の輻射が 反射されて観測される事が分かる。球面鏡のアライメントを行い –6.21 dBm までパワー メータの値を下げる事が出来た。これは 77 K の黒体放射よりも低く、受信機窓に平面鏡 に被せた場合に迫る値である。球面鏡を設置した時 –6.25 dBm に対して若干高い数値に なる理由としては外部からの迷光が受信機とカップルする、また、受信機が球面鏡より外 側まで感度を持っている事が挙げられる。



図 3.1 入力されたパワースペクトル を積分して表示する。アライメントや SIS へのバイアス電圧調整の際は本測 定で XFFTs に入力する 1 バンド分を これに入力し、アライメントの調整を 行う。

図 3.2 図 2.1 のミラーを取り外し、受信機 窓の上に平面鏡を被せている。このように する事で受信機内部の放射を反射させて観 測する。

4 ゲインの安定性と有効面積

本測定の前に、ゲインの安定性と有効面積を確認するための測定を行ったのでそれぞれ 説明する。ここでは

$$G' = G + \Delta G \tag{4.1}$$

$$A'_{eff} = A_{eff} + \Delta A_{eff} \tag{4.2}$$

をそれぞれぞれ測定から見積もる。

4.1 ゲインの安定性

ィション

ゲインの安定性を測るために本測定前に同じ周波数帯に5分間の測定を4回行い、増幅 率 *G* の安定性を確認した。測定時のコンディションは以下の表に記述する。またそれぞ れゲインを計算した結果は図 4.1 に示す。

	240 CH	測	定	室温 [° C]
同部ヂ扳向彼剱	240 GHz	1	L	22.7
パワーメータ	$244-246\mathrm{GHz}$		2	22.7
室温黒体	$-2.24\mathrm{dBm}$	-	2	 22 6
77K 黒体	$-5.50\mathrm{dBm}$	و	,	22.0
球面鏡	$-6.21\mathrm{dBm}$		£	22.4
		······································	均	22.6
表 4.1 ゲイン安定	性測定時のコンデ	?		

表 4.2 室温変化

表より局部発振周波数 f_{LO} を 240 GHz に設定しているので 232 から 236 GHz,244 から 248 GHs の周波数帯のスペクトルを得る事が出来る。前述した Hot-Cold 法に従って 増幅率を計算し、プロットしたが図 4.1 上図であり、4 回分の標準偏差が下図である。

図 4.1 には 2 点の大きな外れ値があるがこの外れ値は高周波を中間周波数に変換した IF 信号処理系で影響を受ける 5G や WiFi の電波によるスプリアスであり、このようなス プリアスの位置ではパワー感度を出す事が出来ないが、中間周波数の値を変える事によっ て除去した周波数部分も再度測定することが可能である。

図 4.1 より Δ*G* は *G* の値のおよそ 1 桁下になっている事が分かるが、詳細に確認した のが図 4.2 である。左図は図 4.1 の上図の増幅率 4 セットの平均で下図の標準偏差を割っ



図 4.1 横軸は周波数,縦軸は上図が増幅率、下図はその 4 回分の測定の標準偏差である。



図 4.2 左図の横軸は周波数, 縦軸は増幅率の標準偏差を増幅率の4回分平均で割り、% 表示したもの。右図は左図の縦軸をヒストグラムにしたものである。ただし、左図のう ち縦軸の値が 200% を超えている点と負になっている点は外れ値としてカウントして いない。

てパーセント表示にしたものであり、右図は左図の縦軸の Count である。ただし左図に 見られる 200% を超えるデータと-100% 近いデータは明らかに外れ値なのでカウントし ていない。図 4.2 の右図よりゲインの標準偏差の平均値からのズレは最大でも 8% 以内に 納まっている事が分かる。よって

$$\Delta G \le 0.08G \tag{4.3}$$

とする。

4.2 有効面積測定

有効面積を見積もるために球面鏡の一部を室温黒体で覆い、パワーメータの値の変化を 記録した。加工の都合上、球面鏡の縁には # 間隔で固定穴が空いており、それに沿って 球面鏡の一部を室温黒体で隠した (図 4.3)。上部、下部、右部、左部を隠す場合4通りに



図 4.3 球面鏡の縁には π/4 間隔で固定穴が空いており、その穴に沿って球面鏡の一部 を室温黒体 (厚さ 19mm) で隠す。上部、下部、右部、左部を隠す場合 4 通りについて パワーメータの値の変化を記録した。

ついてそれぞれパワーメータ値の変化を記録した結果が表 4.3 である。このデータから実際の受信機ビームの形を推定する。結果よりガウスビームはデザイン時に仮定した理想的な状態に比べ、中心が上方向にずれ、縦方向に広がったビームになっていると考えられる。まずは Δ の値から黒体放射から受信したパワーを計算する。Hot-Cold 法と同様に 77 K と室温の黒体で受信機を覆って測定した時の出力は理論的に計算可能なので Δ と $2k_b(300 - 77)\Delta\nu$ を対応付ける係数を求める。表 3.1 より $\Delta_{300-77} = 3.26$ dBm なので、

表 4.3 有効面積測定

室温黒体で隠す位置	パワーメータの値 [dBm]	Δ [dBm]	有効面積 [mm ²]
(隠さない)	-6.21	0	
上部	-5.65	0.56	5225 ± 68
下部	-6.05	0.16	1425 ± 19
右部	-6.00	0.21	1880 ± 24
左部	-6.00	0.21	1880 ± 24

dBm からの変換係数は以下で計算出来る。

$$\frac{2k_b 223\Delta\nu[W]}{3.26[dBm]} \tag{4.4}$$

以上の変換係数を用いて実際に室温黒体から受信したパワー *P_{obs}* が計算出来る。有効面 積は、理論的にある面積 A の黒体からアンテナの立体角方向に放射されるパワー *P_{th}* を 用いて

$$A_{eff} = \frac{P_{obs}}{P_{th}}A\tag{4.5}$$

ここで A は半径 R = 344.733mm の円のうち、黒体で隠された面積とする。 P_{th} は

$$P_{th} = AI_{\nu}\Delta\nu \frac{A_{window}}{r^2} \tag{4.6}$$

ここで

$$A_{window} = \pi r_{window}^2 \tag{4.7}$$

A_{window} は受信機窓の面積であり、計算に用いたパラメータを表 4.2 にまとめる。上記の 方法で計算した有効面積の値はそれぞれ表 4.3 に示す。

ガウスビーム推定

表 4.3 の有効面積より黒体表面のガウスビームのパラメータを推定する。2 章での球面 鏡のデザイン時には軸対象なガウスビームを考えたが、ここでは軸対象ではないガウス ビームを考える。

$$E(x, y, \omega_x, \omega_y, x_0, y_0) = E_0 \exp\left[-\left((x - x_0)^2 / \omega_x^2 + (y - y_0)^2 / \omega_y^2\right) / 2\right]$$
(4.8)

r_{window}	$59.75/2\mathrm{mm}$
r	$1428{\pm}10\mathrm{mm}$
$\Delta \nu$	$2\mathrm{GHz}$

表 4.4 有効面積測定時の光学パラメータ

r_{window} は受信機窓レンズの半径であり、参考文献 [64] の値を用いた。*r* は黒体表面から 受信機窓レンズまでの距離であり、球面鏡を設置した位置と黒体の厚さ、球面の形状を考 慮すると上記の値になる。

ここで ω_x, ω_y はそれぞれ x,y 方向のビーム径であり、 x_0, y_0 はそれぞれ、光軸からのビームのズレである。この電界分布を用いて有効面積は

$$A_{calc} = \int_{A} P_n(x, y) d\sigma \tag{4.9}$$

$$P_n(x,y) \equiv \frac{|E(x,y,\omega_x,\omega_y,x_0,y_0)|^2}{|E(x,y,\omega_x,\omega_y,x_0,y_0)_{max}|^2}$$
(4.10)

で計算が出来る。それぞれ上部、下部、右部、左部の観測有効面積 $A_{obs-top}, A_{obs-bottom}, A_{obs-left}, A_{obs-right}$ と計算量 $A_{calc-top}, A_{calc-bottom}, A_{calc-left}, A_{calc-right}$ の差が小さくなるように4つのパラメータを決定する。つまり、コスト関数

$$Cost = \sqrt{\Sigma_{i=top,bottom,left,right} (A_{i-obs} - A_{i-calc})^2}$$
(4.11)

を最小にするようにパラメータを決定すれば良い。コスト関数の許容値は

$$Cost_{allowed} = \sqrt{\Sigma_{i=top,bottom,left,right} \Delta A_{i-obs}^2} \sim 78 \,\mathrm{mm}^2 \tag{4.12}$$

ここでは ΔA_{i-obs} として表 4.18 の有効面積の誤差の値をそれぞれ用いた。4 つのパラ メータを更新していき (図 4.4)、*Cost* < $\Delta Cost$ になるパラメータを求めた以下の表 4.5 に示す。 表 4.5 の誤差を求めるために、表 4.5 のパラメータの周囲で値を振り、*Cost* の 値が許容範囲に収まる領域を求めた (図 4.7)。 また、表 4.5 の時、パワーパターンは図 4.8 のようになる。

ビームウエスト推定



図 4.4 横軸はパラメータの更新回数で、上図の縦軸は式 4.11 のコスト関数の値、下図 の縦軸は 4 つのガウスビームのパラメータである。4 つのパラメータは一部を固定し図 4.7 のように固定していないパラメータの値を変化させ、変化させた範囲でコストが最 小になるパラメータに更新する事を繰り返して更新を行った。

パラメータ	值 [mm]
ω_x	$175{\pm}~1$
ω_y	194 ± 1
x_0	0 ± 1
y_0	44 ± 1

表 4.5 ガウスビームのパラメータ

式 2.6 よりガウスビームのビーム径は遠方ではウエストからの距離に対して線形に増加 しその傾きは式 2.8 で表す事が出来る。この事から測定値から逆にビームウエストサイズ を推定する事が可能である。ビームウエストの位置は計算では 57 mm であり、これは受 信機窓レンズの焦点距離 56.87 mm と 0.13 mm 程しか変わらず,10 mm と比べて小さい。



図 4.7 推定ガウスビームパラメータの誤差

どのパラメータも ±1 の変位で Cost の値が許容値 78 に漸近するので、それぞれ ±1 の誤 差を付けた。



図 4.8 室温黒体表面での推定されるガウスビームによるパワーパターン。表 4.5 の値 を用いた。円は R=344.733 mm であり、球面鏡のサイズを表している。

よってビームウエストから黒体表面までの距離は 1371±10 mm で

$$\alpha_x \sim \frac{\omega_x}{1371 \pm 10} = 0.128 \pm 0.0073 \tag{4.13}$$

$$\alpha_y \sim \frac{\omega_y}{1371 \pm 10} = 0.142 \pm 0.0073 \tag{4.14}$$

また以上の α の値と式 2.8 より 245 GHz のビームウエストサイズを計算すると

$$\omega_{x0} = \frac{\lambda}{\pi \alpha_x} = 3.05 \pm 0.17 \,\mathrm{mm} \tag{4.15}$$

$$\omega_{y0} = \frac{\lambda}{\pi \alpha_y} = 2.74 \pm 0.14 \,\mathrm{mm} \tag{4.16}$$

2 章で行った理想的な光学系のみから計算ではビームウエストは ω₀ ~2.67 mm となるの で実際のビームウエストは x 方向に 1.142 倍、y 方向に 1.026 倍大きくなってしまってい ると分かる。その結果、想定したよりも遠方では細いビーム径になっている。

有効面積

ここでは有効面積は球面上のパワーパターンの積分をして推定する。球面上のガウス ビーム径は黒体表面上のビーム径からさらに広がる。黒体表面から球面までの距離を*l*と すると

$$\omega(l) = \omega + \alpha l \tag{4.17}$$

である球面上のビーム径を表す事が出来る。この広がりを考慮しパワーパターンで重み付 けをして球面鏡の表面数値積分を行い有効面積を計算すると

$$A_{eff}^{(245GHz)} = 0.2714 \pm 0.002 \,\mathrm{m}^2 \tag{4.18}$$

ただしこの値はあくまで 244 から 246 GHz を積分したパワーメータの値から算出したも のであり、測定範囲は 220 から 268 GHz なのでその範囲でのズレを確認する必要がある。 ビームウエストサイズ x,y 方向が理論値からそれぞれ 1.142、1.026 倍になっているので 220,268 GHz に関して理論値にその補正を行いビーム径をプロットしたのが図 4.9 であ る。光学系から計算した場合のガウスビームよりもビーム径が細くなっている事が分かる (図 2.9)。220,268 GHz のビームに関して 245 GHz の場合と同様に有効面積を計算すると

$$A_{eff}^{(268GHz)} = 0.2603 \pm 0.002 \,\mathrm{m}^2 \tag{4.19}$$

$$A_{eff}^{(220GHz)} = 0.2764 \pm 0.002 \,\mathrm{m}^2 \tag{4.20}$$



図 4.9 245 GHz のガウスビーム径から推定される 220 GHz と 268 GHz のガウス ビーム径。横軸が受信機窓レンズからの距離 [mm] で縦軸がそれぞれ横方向、縦方向の ビーム径である。

実際に測定値から導いた有効面積 4.18 は、測定バンド内で最大 4% 程で変動し得る事が 分かるので

$$A_{eff} \sim 0.2714 \pm 0.011 \,\mathrm{m}^2 \tag{4.21}$$

とする。この有効面積は球面の実面積の約70%に相当する。

5 本測定&解析

本章は取得データより $\Delta P_{95\%C.L}$ を決定する事が目的である。まずはデータ取得の流 れを説明する。

- データ取得の流れ —

1. 最初のセットアップ

- (a) $f_{LO} = 252 \text{ GHz}$ に設定。
- (b) LSBI(244 から 245 GHz) からの出力をパワーメータへ入力。
- (c) パワーメータからの出力値が最小になるよう、角度、位置を調整。
- (d) 室温黒体、冷却黒体 (77 K) を光軸上に設置 (図 2.1)。

2. 較正用測定

- (a) 室温黒体測定 (5分)
- (b)室温黒体を光軸から除き、冷却黒体測定 (5分)
- 3. 球面ミラーからのスペクトル測定(5分)
- 4. 室温黒体、冷却黒体を光軸上に戻し、fLOの値を変更

f_{LO} =228 GHz, 232 GHz, 236 GHz, 252 GHz, 256 GHz and 260 GHz に関して 2,3,4 のを操作繰り返す事で 220 から 268 GHz の帯域の 5 分間平均のスペクトルを重複無 しで得る事が出来る。

次に解析の流れを以下で簡単に説明する。

- 1. Hot-Cold 法によりパワーキャリブレーションを行う。
- 2. ノイズによる外れ値 (スプリアス)を確認する。
- 3. フィッティングによってキャリブレーション後のデータのベースラインを差し引 き、フィット曲線との標準偏差より誤差を付ける。
- 4. シグナルの関数系でフィッティングによるピークサーチを行う。標準ハローモデル

を仮定すると 1.1 節より暗黒物質の速度分布が分かる。その積算分布は

$$F_{v}(v) = \int_{0}^{v} dv' \int^{4\pi} d\Omega f(\mathbf{v}') v'^{2}$$

$$= \frac{v_{c}}{2\sqrt{\pi}v_{E}} \left(\exp\left[-\left(\frac{v+v_{E}}{v_{0}}\right)^{2}\right] - \exp\left[-\left(\frac{v-v_{E}}{v_{0}}\right)^{2}\right] \right)$$

$$+ \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf}\left[\frac{v+v_{E}}{v_{0}}\right] + \operatorname{erf}\left[\frac{v-v_{E}}{v_{0}}\right] \right)$$
(5.1)

と計算できる [69]。また、速さ v が v~v+dv の幅にある確率は

$$F'_v(v)dv \tag{5.2}$$

エネルギー保存より転換光の周波数とパラフォトンの間には

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$
(5.3)

が成り立つ。ここで $h\nu_0 = m_{\gamma'}c^2$ である。よって式 (5.1),(5.2) は転換光の周波数 ν に関する式 $F_{\nu}(\nu;\nu_0)$ に変換出来る。パワースペクトル上に立つ予想シグナルは

$$F_{sig}(\nu;\nu_0) = P_{fit}\{F_{\nu}(\nu+0.5\Delta\nu;\nu_0) - F_{\nu}(\nu-0.5\Delta\nu;\nu_0)\} + (BaseLine) \quad (5.4)$$

と表す事が出来る。ここで $\Delta \nu$ はスペクトルの分解能であり、今回測定に用いた XFFTs の wide mode では 88.5 kHz である。式 (5.4) でパワースペクトルをフィットする事によって $P_{fit}, \Delta P_{fit}$ の二つの値を得る。シグナルの無いスペクトル上をフィットした場合 $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の分布は標準偏差 1 の正規分布に従うはずである。この分布の 1 からのずれを ΔP_{fit} の過小もしくは過大評価として補正を行い、 $P_{fit}, \Delta P_{fit}$ 中の顕著なピークについて精査する。

5. シグナルがあると見なせない場合は

$$\Delta P_{fit95\%C.L} = P_{fit} + 1.96\Delta P_{fit} \tag{5.5}$$

によってパワー感度を見積もる。

以下では 220 から 222 GHz のデータを例に解析を行う。

5.1 パワーキャリブレーション

取得するのは以下の測定データである。

- 1.77 K 黒体のパワースペクトル
- 2. 室温 (約 296 K) 黒体パワースペクトル
- 3. アライメントした球面ミラーからのパワースペクトル

実際に測定したデータを図 5.1 に示す。横軸が周波数、縦軸がそれぞれの出力に対応して



図 5.1 信号出力の例である。横軸が周波数,縦軸は信号出力値で cold,room,source が それぞれ 77 K 黒体、室温黒体、球面鏡からの出力に対応している。

おり、cold,room,source はそれぞれ 77 K 黒体、室温黒体、球面ミラーに対応している。 出力を用いて行ったパワーキャリブレーションの結果が図 5.2 である。横軸は全て周波数 で上部のグラフは黒体測定の結果を用いて計算した増幅率とシステム雑音温度であり、そ れらから受信パワーを計算したのが下図である。このデータのアンテナで受信したパワー のバンドは 220 から 222 GHz 帯であり、221.6 GHz 付近のピークの外れ値は増幅率にも システム雑音パワーにも見られるので球面鏡とは関係無く存在するノイズピークである。 このようなノイズピークをスプリアスと呼び、次節で確認を行う。



図 5.2 パワーキャリブレーションの例である。横軸は全て周波数, 縦軸は左上、右上、 下がそれぞれ増幅率, システム雑音パワー [W/88.5 kHz], 受信パワー [W/88.5 kHz] に なっている。ここで 88.5 kHz はスペクトロメータの周波数分解能に対応している。

5.2 スプリアスの確認

この節ではスプリアスの確認をする。増幅率やシステム雑音パワーに表れるピークはシ グナルとは関係無く、特に桁違いに大きいピークはベースラインのフィッティングを破綻 させる。システム雑音パワーと増幅率の傾きからスプリアスを確認し、四分位範囲を用い た基準を満たす外れ値をベースラインのフィッティングのために一度取り除く。まず増幅 率とシステム雑音パワーの傾きを確認する。

図 5.3 は図 5.2 の増幅率、システム雑音パワーの傾きをそれぞれ計算したものの対数表 示である。前者は 10⁻³⁰ 倍でスケールして赤, 後者は青で示している。220 GHz 以下と 222 GHz 以上の領域は雑音が非常に大きくなっているが、その帯域は使用している増幅



図 5.3 スプリアス確認の例である。横軸は周波数, 縦軸は増幅率とシステム雑音パ ワーの傾きであり、前者が赤、後者は青で示している。増幅率の傾きは 10⁻³⁰ 倍スケー ルしている。また縦軸は対数表示である。220 GHz 以下と 222 GHz 以上の領域は増幅 機の対応帯域外に当たるので解析には使用しない。システム雑音パワーの方が周波数 依存性が小さくピークの判定をしやすいため四分位範囲を用いた外れ値の判定はそち らを用いて行う。

機の対応帯域外なので解析には使用しない。システム雑音パワーの方が周波数依存性が小 さく、顕著な外れ値の判定がしやすい一方、増幅率は周波数依存性が大きく 221.66 GHz 付近の非常に大きなピークを除き外れ値の判定が難しい。よって外れ値の判定はシステム 雑音パワーを用いて行う。外れ値は四分位範囲 (IQR) を用いて $\frac{dP_{sys}}{d\omega} > (第3四分位数)$ + 3*IQR* と $\frac{dP_{sys}}{d\omega} < (第1四分位数) - 3$ *IQR*を外れ値とした。除去を行い解析に用いる周波数バンドを切り出したのが図 5.4 である。横軸は全て周波数,上図の縦軸はともにシステム雑音パワーと増幅率の傾きであり、図 5.3 に対応している。四分位範囲を基準にした方法で用いた図 5.3 の顕著なピークを外れ値と判定し、除けている事が分かる。下図は受信パワーであり、青が除去前、オレンジが除去後のスペクトルである。前者をピークのフィッティングに用いるがベースラインのフィッティングには後者を用いる。



図 5.4 外れ値除去の例である。上図下図ともに横軸は周波数,上図の縦軸はそれぞれ システム雑音パワーと増幅率の傾きであり、図 5.3 に対応している。四分位範囲を基準 にした方法で図 5.3 の顕著なピークを外れ値と判定し、除けている事が分かる。下図は 受信パワーであり、青が除去前、オレンジが除去後のスペクトルである。

5.3 ベースラインのフィッティング

次にベースラインのフィッティングを行う。図 5.2 の受信パワーは受信機内部の輻射パ ワーであり、パラフォトン由来のシグナルはホワイトノイズとともにこの輻射パワーの上 部に加算されるはずである。手順を以下にまとめる。

- 1. 確認したスプリアスを図 5.2 の受信パワーから差し引く。
- 2. スプリアスを除いたスペクトルを 60 点毎に二次関数でフィットする。
- 3. 除いたデータを受信パワーに再び戻し、フィットした二次関数で差し引く。

以上にように一度外れ値を除く事でベースラインフィット時のスプリアスによる悪影響を 避ける事が出来る。ベースラインを差し引いた後のスペクトルが図 5.5 左である。前節で 確認したスプリアスの位置を除き、顕著なピークはない事が分かる。右図は左図の縦軸を ヒストグラムにしたもので、-1.5 から 1.5 の範囲をガウシアンでフィッティングしてい る。ベースラインをフィットして差し引いた結果、平均値のバイアスは誤差の範囲で 0 で あり、約 σ ~0.1458 × 10⁻¹⁸ W/88.5 kHz で揺らぎがある事が分かる。平均値は誤差を考



ベースライン差し引き後のスペクトル

ホワイトノイズレベルの見積もり

図 5.5 左図は受信パワーよりベースラインをフィットして差し引いた図であり、ホワ イトノイズレベルに対応している。大きな excess はすでに確認したスプリアスの位置 に対応しており、それらを除けば顕著な excess はない。 右図は左図の縦軸をヒストグラムにし、ガウシアンでフィットしたもの。ホワイトノイ ズは μ ~ 0,σ = 0.1458 × 10⁻¹⁸W/88.5 kHz のガウス分布に従っている。

慮しても標準偏差より二桁程小さい。次にピークサーチでパラフォトンによるシグナルレ ベルを抽出するのだが、そこで起こり得る系統誤差は後述する支配的な系統誤差と比べ非 常に小さいと考えられる。

5.4 ピークサーチ

前節で顕著な excess がない事は確認したが、パラフォトンのパワー感度を見積もるために以下のシグナルの関数系でフィットを行う。

$$F_{sig}(\nu;\nu_0) = P_{fit}\{F_{\nu}(\nu+0.5\Delta\nu;\nu_0) - F_{\nu}(\nu-0.5\Delta\nu;\nu_0)\}$$
(5.6)

 $m_{\gamma'}$ はピークサーチを行う周波数の値に設定する。図 5.6 はフィッティングの例であ る。ここで誤差はスプリアスを除去したデータから 60 点でベースラインをフィットし て差し引いた後の局所的な標準偏差で付ける。各周波数に対して得た $P_{fit} \pm \Delta P_{fit}$ の比 $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ をヒストグラムにしたのが図 5.7 である。赤線はガウス分布で [-5:5] の範囲 をフィッティングしたものである。シグナルの無いスペクトルの場合、ピークのフィッ ティングの際に誤差を正しく評価出来ていれば平均 0, 標準偏差が 1 のガウス分布が期待 される。実際の結果は平均値のバイアスはほぼ無く, 標準偏差 $\sigma = 1.121 \pm 0.0042$ で期待 される分布より広がったものになっている。これはピークのフィッティングの際に各点の



図 5.6 式 5.6 でベースラインを差し引いたスペクトルのフィッティングを行った一例 である。横軸は周波数, 縦軸は 10⁻¹⁸ W/88.5kHz である。



図 5.7 図はフィッティングよって得た $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ 分布である。赤線はガウス分 布でフィットした結果であり、平均 μ へ のバイアスは無く、標準偏差 $\sigma = 1.121 \pm 0.004 \ge 1$ より大きい分布になっており、 誤差の過小推定をしていると考えられる・



図 5.8 フィッティングによって得た P_{fit} の分布であり、黒線は-2 から 2 の範囲をガ ウシアンでフィットしたものである。標準 偏差は 0.361 × 10⁻¹⁸ W である。

誤差にホワイトノイズしか考慮しなかったために誤差の過小推定をしていると考えられる。よって Δ*P_{fit}* には σ 倍の補正を加える。

また、図 5.8 は P_{fit} をヒストグラムにしたものであり、-2 から 2 の範囲をガウシア ンでフィットしている。標準偏差 $\sigma_{P_{fit}} \sim 0.361 \times 10^{-18}$ W で平均はそれに比べて十分小 さい。

補正を加え、 $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ を各周波数点に対してプロットしたのが図 5.9 である。図 1.3



図 5.9 図はフィッティングよって得た $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ を周波数に関してプロットしたものである。

に示した先行研究では 3σ を基準にしているので、本実験でも同様の基準をとる。ピーク の基準として

- 1. $P_{fit}/\Delta P_{fit} \geq 3$
- 2. $P_{fit} \geq 3\sigma_{P_{fit}}$

を設け、この基準を満たすものに関してスプリアスでないかを精査する。220 から 222 GHz では上記の基準を満たすピークは無かった。 $\Delta P_{95\%C.L.}$ を以下のように計算 する。

$$\Delta P_{fit95\%C.L.} = \begin{cases} P_{fit} + 1.96\Delta P_{fit} & \text{if } P_{fit} \ge 0, \\ 1.96\Delta P_{fit} & \text{if } P_{fit} < 0, \end{cases}$$
(5.7)

220 から 222 GHz のバンドに対して計算した値が図 5.10 である。同様の確認と計算を全



図 5.10 図はピークサーチによって得た $\Delta P_{95\%C.L.}$ である。横軸が周波数, 縦軸がパ ワーである。スプリアスのある位置は極端に感度が悪くなるが、それ以外の周波数帯で はおよそ 2 ~3 × 10⁻¹⁸ W である。

てのバンドで行ったが有意なシグナルを見つける事は出来なかった。

220 から 268 GHz に対するパワー感度と、各バンドの $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ 分布の標準偏差と その誤差を図 5.11 に示す。全体を通してスプリアスを除く領域においてパワー感度は $2 \sim 3 \times 10^{-18}$ W である。各バンドの $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ 分布の標準偏差は 10% から 20% 程度 1 から大きくなっており、フィッティングにより ΔP_{fit} を過小評価していると考えられ る。図 5.11 の右図にはその補正を加えている。





右図は誤差の過小評価の修正をして計算した $P_{fit95\%C.L.}$ であり、横軸が周波数である。スプリアスの位置で極端に感度が悪くなるものの、広範囲を 0.5 から 2×10^{-18} W の感度で探索が出来ている。

6 系統誤差

この章では系統誤差について評価する。

1. 光学系による系統誤差

- (a) 表面アラサによる位相差によるパワーロス
- (b) 表皮効果による変換損失
- (c) ガウスビームのスピルオーバーによる損失
- (d) アライメントの不定性によるカップリングロス
- 2. フィッティングによるバイアス
- 3. 周波数分解能によるシグナルの不定性
- 4. 周波数誤差による不定性

6.1 光学系による系統誤差

6.1.1 表面アラサによるパワーロス

球面ミラーの表面アラサによって微小な光路差 e と位相差

$$\delta = \frac{2\pi\epsilon}{\lambda} \tag{6.1}$$

が生じる。このような位相差によるアンテナのパワー損失の議論は参考文献 [70] で行われており、表面の変位が標準偏差 σ_{ϵ} のガウス分布に従う場合,

$$P_{eff} = P_0 \exp\left(-\sigma^2\right) \tag{6.2}$$

$$\sigma = 2\pi\sigma_{\epsilon}/\lambda \tag{6.3}$$

ここで P₀ は位相差がない場合のパワーである。

ミラー表面のアラサの指標は Ra で表され、以下の式で定義される。

$$R_{a} \equiv \frac{1}{l} \int_{0}^{l} |Z(x)| dx \tag{6.4}$$

ここで x は表面の測定を行う方向であり、l は測定距離、Z(x) は表面の高さである。Z(x) が標準偏差 σ_{ϵ} のガウス分布 $\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\epsilon}}} \exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma_{\epsilon}^2}\right)$ に従うと仮定すると R_a と ϵ の対応関係を

以下のように求める事が出来る.

$$R_{a} = \int \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\epsilon}}} \exp\left(\frac{-z^{2}}{2\sigma_{\epsilon}^{2}}\right) |z| dz$$
(6.5)

$$=\frac{2}{\pi}\sigma_{\epsilon}^{3/2}\tag{6.6}$$

R_a は共栄エンジニアリングの測定により R_a ≤0.235 µm であるので (図 2.2)

$$\sigma_{\epsilon} < 0.443\,\mu\mathrm{m} \tag{6.7}$$

となる。パワー損失は

$$1 - \exp(-\sigma^2) < 6.4 \times 10^{-6} \tag{6.8}$$

より $6.4 \times 10^{-4}\%$ である。

6.1.2 表皮効果による変換損失

表皮効果による導体表面の反射率 P_{ref} と表皮深さ σ は以下の式で近似出来る。

$$P_{ref} \sim 1 - 4\sqrt{\frac{\pi\nu\epsilon_0}{\sigma}} \tag{6.9}$$

$$\delta \sim \sqrt{\frac{1}{\pi\nu\mu\sigma}} \tag{6.10}$$

ここで ν は電磁波の周波数、 ϵ_0, σ, μ はそれぞれ真空の誘電率、導電率、透磁率 である。球面ミラーの材質はアルミニウム合金 A5052 であり、その導電率は $\sigma \sim 1.66 \times 10^{-8} / \Omega \cdot m$ 透磁率は真空の透磁率とほぼ変わらず、 $\mu \sim 1.26 \times 10^{-6} A \cdot m$ である。 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ を用いると 220 から 268 GHz の周波数帯では

$$1 - P_{ref} \le 4\sqrt{\frac{\pi\nu\epsilon_0}{\sigma}} \sim 2.12 \times 10^{-4} \tag{6.11}$$

$$\delta \le \sqrt{\frac{1}{\pi\nu\mu\sigma}} \sim 8.32 \times 10^{-8} \,\mathrm{m} \tag{6.12}$$

よって球面ミラー表面での変換損失は 2.12 × 10⁻²% 程である。

6.1.3 スピルオーバーによる不定性

受信アンテナは球面ミラーの外側まで感度を持つので観測したパワースペクトルには球 面ミラー外の輻射パワーも含まれる。その評価は式 (2.13) を修正して

$$P(a = 344.733) = \int_{-a}^{a} dx dy \left| \mathbf{E}_{rec}^{(x)} \right|^{2} \left| \mathbf{E}_{rec}^{(y)} \right|^{2}$$
(6.13)

$$= \frac{\pi\omega_x\omega_y}{2}\operatorname{erf}(\sqrt{2}a/\omega_x)\operatorname{erf}(\sqrt{2}a/\omega_y) \tag{6.14}$$

と表せるので受信機ビームパワーの内、球面ミラー内部にある割合は

$$P(a = 344.733)/P(\infty) = \operatorname{erf}(\sqrt{2}a/\omega_x)\operatorname{erf}(\sqrt{2}a/\omega_y) \tag{6.15}$$

である。推定ガウスビーム径はすでに分かっているので (図 4.9)、スピルオーバーによる 受信パワーの不定性は

$$1 - P(a = 344.733) / P(\infty) < 0.0113 \Rightarrow 1.13[\%]$$
(6.16)

となる。

6.1.4 球面ミラーのアライメントによる不定性

2章では理想的な光学系を仮定して 240 GHz のガウスビームに関して計算を行ったが、 ここでは理想的な光学系とのずれと測定バンド内でのビームパラメータの変位を考慮して パワーロスの計算を行う。周波数によって変化し得るビームパラメータはウエスト位置と ウエストサイズであり、ウエストサイズは理想的な場合と異なり、x,y 方向でそれぞれ違 う値をとる事も考慮する。理想的な光学系においてウエスト位置の周波数依存性を図 6.1 に示す。測定領域内でウエスト位置は 57±0.7 mm 程度で変化する事が分かる。光軸方向



図 6.1 ガウスビーム光学から計算した周波数に対するウエスト位置の変位である。縦 軸は受信機窓レンズからの距離を表している。球面鏡の設置はウエスト位置 57 mm に 合わせたが測定周波数領域では ±0.7 mm 程

のアライメントに用いた TSD-1205S の最小読み取りは 0.01 mm だが、その精度で合わ

せてられておらず,±10mm で議論してきたので

$$\Delta z \sim \sqrt{0.7^2 + 10^2} \sim 10.02 \,\mathrm{mm} \tag{6.17}$$



とする。次に測定周波数帯の x 方向, y 方向のビームウエストの変位を図に示す。理想的

図 6.2 周波数に対するウエストサイズの変位をプロットした。光学系から計算した得た結果に 4 章のガウスビームの推定で得た補正を加えている。測定周波数領域において 2.88 $\leq \omega_{0x} \leq 3.23 \text{ mm}, 2.60 \leq \omega_{0y} \leq 2.89 \text{ mm}$ である。

な光学系から計算されたものを 4 章のガウスビーム推定から得た補正をしてプロットした。図より x,y 方向のウエストサイズがとり得る値は測定周波数領域においてそれぞれ 2.88 $\leq \omega_{0x} \leq 3.23 \text{ mm}, 2.60 \leq \omega_{0y} \leq 2.89 \text{ mm}$ である。

Δz によるカップリングロス

ガウスビームが x,y 方向に関して非対称な場合の Δz によるカップリングロスは式 2.32 を修正して以下の式で求める事が出来る。

$$\eta(\Delta z)^2 = \eta_x(\Delta z)\eta_y(\Delta z) \tag{6.18}$$

$$\eta_{(i=x,y)}(\Delta z) \equiv \sqrt{\frac{4}{\left(\frac{\omega_{i0rec}}{\omega_{0focus}} + \frac{\omega_{0focus}}{\omega_{i0rec}}\right)^2 + \left(\frac{\lambda \Delta z}{\pi \omega_{i0rec} \omega_{0focus}}\right)^2}}$$
(6.19)

 $\Delta z = 10.02 \, \text{mm}$ ではカップリングロスは最大で 17% 程である。2 章で行った事前の計算 と比べて大きくなってしまった原因はパワーメータの値の変化を用いた Δz の調整が機能 せず、粗調整しか出来なかったためである。微調整が機能すれば $\Delta z \sim 0.7 \,\mathrm{mm}$ となるの でカップリングロスは小さく出来る。

$\Delta x, \Delta y$ によるカップリングロス

Δ*x*, Δ*y* のよるカップリングロスは 2 章において式 (2.31),(2.32),(2.33),(2.34)) より計 算していた。x,y 方向に非対称なガウスビームでは以下のような修正が必要である。

$$\eta(\Delta z, \Delta r)^2 = \eta_x(\Delta z)\eta_y(\Delta z) \exp\left[-2\left(\frac{\Delta x}{\delta_x}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{\Delta y}{\delta_y}\right)^2\right] \qquad (6.20)$$

$$\delta_{(i=x,y)} \equiv \sqrt{\frac{(\omega_{i0rec}^2 + \omega_{0focus}^2)^2 + (\lambda\Delta z/\pi)^2}{\omega_{i0rec}^2 + \omega_{0focus}^2}}$$
(6.21)

 $\Delta x, \Delta y$ によるカップリングロスは式 (6.20)の expの項で表され、 $\delta_{(i=x,y)}$ に依存している。また、 $\delta_{(i=x,y)}$ はビームウエストが小さいほど小さい値を取る。 $\Delta z \sim 10.02 \,\mathrm{mm}, \Delta x = \Delta y = 0.01 \,\mathrm{mm}$ を用いるとカップリングロスは 3.8 × 10⁻³% 程になる。2章での事前の測定に比べて大きくなっているが、これは Δz の不定性が想定より大きくなってしまった事が原因に挙げられる。

$\Delta \theta, \Delta \phi$ によるカップリングロス

2 章でカップリングロスの計算に用いた式 (2.36),(2.37),(2.38)) をビームが非対称な場 合に拡張すると

$$\eta(\Delta z, \Delta r)^{2} = \eta_{x}(\Delta z)\eta_{y}(\Delta z) \exp\left[-2\left(\frac{\Delta\phi}{\delta_{tilt(x)}}\right)^{2}\right] \exp\left[-2\left(\frac{\Delta\theta}{\delta_{tilt(y)}}\right)^{2}\right] (6.22)$$

$$\delta_{tilt(i=x,y)} \equiv \sqrt{\frac{(1/\omega_{i0rec}^2 + 1/\omega_{focus}^2)^2 + (\pi/\lambda R_{focus}^2)^2}{1/\omega_{i0rec}^2 + 1/\omega_{focus}^2}}$$
(6.23)

ここで $\Delta \theta$, $\Delta \phi$ によるカップリングロスは式 6.22 の exp の項で表され、 θ_{tilt} に依存 する。また, θ_{tilt} はビームウエストが小さい程大きい値を取る。 $\Delta z \sim 10.02 \,\mathrm{mm}$, $\Delta \theta = 3 \,\mathrm{mrad}$, $\Delta \phi = 1.5 \,\mathrm{mrad}$ として計算するとカップリングロスは 1.17 × 10⁻²% 程である。

以上よりカップリングロスを表 6.1 にまとめた。 Δz によるものが支配的であり合計で は 17.2% 程になる。

表 6.1 カップリングロスまとめ

	Δ	カップリングロス [%]
Δz	$10.02\mathrm{mm}$	~ 17.1
$\Delta x, \Delta y$	$0.01\mathrm{mm}$	$\sim 3.8 \times 10^{-3}$
$\Delta \phi, \Delta \theta$	$3\mathrm{mrad}$ and $1.5\mathrm{mrad}$	$\sim 1.2\times 10^{-2}$
total	$\sqrt{17.1^2 + (3.8 \times 10^{-3})^2 + (1.2 \times 10^{-2})^2}$	$\sim 17.2\%$

6.2 フィッティングによる系統誤差

シグナルのパワーは一定の白色雑音を仮定した上で、暗黒物質の速度分布から計算出 来るパラフォトンのエネルギー分布、式 5.4 によるフィッティングで抽出していた。こ のフィッティングによる系統誤差の調査のため 220,240,260 GHz において各ビンあたり 標準偏差 100 のホワイトノイズに $P_{given} = 0,200,400,600,800,1000$ としたシグナルを 加算し、フィッティングを行った (図 6.3)。それぞれの周波数でホワイトノイズのシード を変更しながら 5000 回フィッティングを繰り返した。その結果が図 6.4 である。上図は フィッティングによって得た P_{fit} の平均をその誤差 ΔP_{fit} の平均で除したものである。 推定誤差の値はほぼ一定で $P_{given} = 1000$ で 5 σ 以上になっている。

また, 下図は *P_{fit}* の標準偏差を Δ*P_{fit}* の平均で除したものである。誤差の実際の推定 値の分布のずれは最大で 1.2% 程度で誤差は良く推定出来ている。

以降は $P_{given} = 1000$ に固定し、5 σ 程度の顕著なシグナルの対するフィッティング バイアスを調査する。図 6.4 の計算時にはフィッティングの繰り返し回数を 5000 回に 固定していたので、その回数による収束性も確認する。 $P_{given} = 1000$ に固定し 5000 種 類の異なるノイズを生成してフィッティングを繰り返し、5000 個のフィット結果から N 個のサンプルをランダムに抽出し、真値の推定誤差 $mean(P_{fit})/P_{given}$ と誤差の推定 $std(P_{fit})/\Delta P_{fit}$ を計算した (図 6.5)。図 6.5 の横軸はサンプリングした数であり、上図 の縦軸はパラメータ推定値の真値からのずれ $mean(P_{fit})/P_{given}$ で下図はパラメータの 推定誤差のずれ $std(P_{fit})/\Delta P_{fit}$ である。上図、下図ともにサンプリング数の増加に伴 い、一定の値に収束している事がわかる。sampling 数 5000 での値より、真値推定の相対 誤差は $\leq 0.23\%$, 誤差の推定は $\leq 0.41\%$ であり、顕著なピークに対するフィッティング の誤差は合計で

$$\sqrt{0.23^2 + 0.41^2} < 0.48\% \tag{6.24}$$



図 6.3 左図はバイアス調査のための擬似シグナルであり、 $m_{\gamma'} = 220 \text{ GHz}, P_{given} = 1000 としている。右図は標準偏差 100 のホワイトノイズと生成したシグナルを重ね、モデル関数 5.6 でフィッティングした例である。フィッティングで得たパワー <math>P_{fit} \sim 1031$ となっている。

これは他の系統誤差に比べて小さい。

6.3 周波数分解能によるシグナルの不定性

ピークサーチの際, ピークの立ち上がりに対応する $m_{\gamma'}$ を周波数データ点上に固定 したが、実際 $m_{\gamma'}$ はフリーパラメータであり、周波数分解能幅中のピーク立ち上がり の位置によってシグナルの形は変わる (図 6.6 左)。本実験での想定シグナルの幅はお よそ 3 から 5 ビンなので 1 ビンの周波数分解能による不定性は 20 % から 30 % 程と 大きくなる事が想定出来る。この影響を調べるため、前節の P_{given} を 1000 に固定し、 $m_{\gamma'} = 220,240,260$ GHz において $m_{\gamma'} \pm 88.5/2$ kHz の幅で $m_{\gamma'}$ の値を変化させて 5000 回ずつフィッティングを行った。 $mean(P_{fit})/P_{given}$ を計算しプロットしたのが図 6.6 右 である。ここで誤差は std(P_{fit})/ P_{given} より付けた。ビン幅内でのピークの立ち下がり 位置の不定性により最大 25% 真値と異なる値をフィッティングより得る事が分かる。



図 6.4 上図はフィッティングによって得た P_{fit} の平均を ΔP_{fit} で除したものであ る。推定誤差の値はほぼ一定で $P_{given} = 1000$ で 5 σ 以上になっている。 また, 下図は P_{fit} の標準偏差を ΔP_{fit} で除したものである。誤差の実際の推定値の分 布のずれは最大で 1.2% 程度で誤差は良く推定出来ている。



図 6.5 図の横軸は 5000 種類のノイズを用いてフィッティングした結果サンプリング した数であり、上図は推定パラメータの真値からのずれ $mean(P_{fit})/P_{given}$ で下図は 推定パラメータ誤差のずれ $std(P_{fit})/\Delta P_{fit}$ である。

真値の推定、誤差の推定ともにサンプリング数の増加に伴い、一定の値に収束していく 事がわかる。



図 6.6 左図は 1 ビン中の $m_{\gamma'}$ の変化によるシグナルの分布の変化である。 $m_{\gamma'} = 220$ GHz ± $\Delta P_{given} = 1000$ としてプロットした。ピークの立ち上がり位置が 1 ビン の中で不定性がある影響で分布の形が変わる事が分かる。

右図は △ の値を変化させてそれぞれ異なるシードのノイズで 1000 回フィッティング した結果の *P_{given}* とのずれである。図より最大で 25% 程度、真値とフィット結果が ずれる。

6.4 周波数誤差による不定性

周波数誤差によるシグナルの不定性を見積もる。SUMIRE のシステムは周波数確度 は二つの局部発振器に同期させている 10MHz ルビジウム基準信号発生機によって決 められており、その周波数確度は 2 × 10⁻¹² である [63]。また、参考文献 [63] におい て CH₃CN を用いたスペクトル測定を行い、2500 MHz XFFTs では分子スペクトルを 1 kHz の精度で求める事が出来ている。よって以下では周波数誤差 $\Delta f_{blur} = 1$ kHz と してフィッティングによるバイアス調査を行う。シグナルはピーク位置がずれた分布 が平均され、高さが低くなり横に広がったシグナルになる。図 6.7 はその様子を表した もので異なるシグナル分布が平均された時の様子を表している。実際は周波数分解能 88.5 kHz に対して $f_{blur} = 1$ kHz とすると 1/90 程度なので図 6.7 に示すような大きな影 響は無い。バイアス調査のためにピークの立ち上がり $m_{\gamma'} = (220, 240, 260$ GHz) ± Δ とし、 $\Delta = (-0.5, 0.5)$ kHz の一様分布からランダムに 1000 ポイントを選び 6.3 節のよ うな分布を作って平均する事で $\Delta f_{blur} = 1$ kHZ の効いたシグナルの分布を作りホワイ トノイズを加える。ホワイトノイズのシードを変えながら 5000 回フィッティングを繰



図 6.7 図は周波数誤差による影響を表したものである。ピークの立ち上がりの位置を $m_{\gamma'} = 220 \,\text{GHz} \pm \Delta \,\text{とし、} 青い分布は \,\Delta = 0 \,\text{としたもので赤いシグナルの分布は}$ $\Delta = 30 \,\text{kHz} \,\text{と} \,\Delta = -30 \,\text{kHZ}$ による分布を平均したものである。青い分布と比べて ピークの高さが落ちている事が分かる。

り返し、 $P_{fit}(\Delta f_{blur})/P_{fit}(\Delta f_{blur} = 0)$ を調べる。その結果が図 6.8 である。 f_{blur} による不定性は最大で 2 × 10⁻⁴% 程であり、周波数チャンネルの離散化による影響に比べ非常に小さい。以上の系統誤差を表 6.2 にまとめる。受信パワーへの不定性は合計で

エラー	不定性 [%]	損失 [%]
カップリングロス (アライメント)		< 17.2
表面アラサ		$< 6.4 \times 10^{-4}$
表皮効果		$<2.1\times10^{-2}$
スピルオーバー		< 1.2
ゲイン	< 8	
有効面積	< 16.8	
フィッティング	< 0.48	
周波数分解能	< 25	
周波数確度	$< 2 \times 10^{-4}$	
total	< 31.3	< 17.3

表 6.2 系統誤差まとめ



図 6.8 横軸はそれぞれ周波数で縦軸は $P_{fit}(f_{blur} = 1 \text{kHz})/P_{fit}(0)$ である。最大で も f_{blur} による不定性は最大で 2×10^{-4} % 程度であり、周波数チャンネルの離散化に よる影響に比べて非常に小さい。

 $\sqrt{31.3^2 + 17.3^2} < 35.8\%$ である。

7 結果とまとめ

パラフォトンの mixing-parameter χ は以下の式で評価する事が出来た。

$$\Delta \chi = 4.5 \times 10^{-14} \left(\frac{\Delta P_{limit}}{10^{-23} \,\mathrm{W}}\right)^{1/2} \left(\frac{0.3 \,\mathrm{GeV/cm^3}}{\rho_{CDM,halo}}\right)^{1/2} \left(\frac{1 \,\mathrm{m^2}}{A_{eff-mirror}}\right)^{1/2} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha}\right)$$
(7.1)

ここで $\left(\frac{0.3 \text{GeV/cm}^3}{\rho_{CDM,halo}}\right)^{1/2} = 1 \geq \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha}\right) = 1$ を仮定し球面ミラーの有効面積 0.2714 m² とする。また, ΔP_{limit} は $P_{95\%\text{C.L.}}$ (図 5.11) を前節の系統誤差による不定性 35.8% 悪く



図 7.1 図 1.3 の先行研究の結果に本実験による排除領域を重ねた図である。マゼンダ 色で塗りつぶされた領域が本実験で排除出来るパラメータスペースである。他の色で 塗られた領域は先行研究によって制限が付けられた領域で 1.4 節で説明を行なった。ま た本実験での探索領域を拡大したものを図 7.2 に示す。

し、さらにアンテナで片偏光状態しか受信出来ない事を考慮して

$$\Delta P_{limit} = \Delta P_{95\%C.L.} \times 1.358 \times 2 \tag{7.2}$$

本実験で付ける事が出来る limit を先行研究、図 1.3 に重ねると図 7.1 のようになる。また、本実験での探索領域を拡大したのが図 7.2 である。



図 7.2 図 7.1 の本実験による排除領域部分を 拡大して表示したものである。塗りつぶしはマ ゼンダでエッジカラーは黒で表示している。 0.902meV < $m_{\gamma'}$ < 0.11meV のほとん どの領域で $\chi \sim 10^{-10}$ の制限が得られる。 しかし、スプリアスなどシグナルとは無 関係な外れ値の周辺では感度が悪くなり $\chi \sim 10^{-9}$ 程度の感度になってしまう。

本実験の改善点としては

- 1. キャリブレーション誤差を考慮出来 ていない。
- 2. アライメントが不正確

などが挙げられる。

一つ目に関して、2種類の温度の黒体を 用いてパワーキャリブレーションを行う際、 温度の安定性やガウスビームのカットオフ などによる誤差を考慮していない。より正 確にキャリブレーションを行うためには、 細かな温度のモニターと光学要素のサイズ の測定、より正確なガウスビームの形状推 定が必要である。

二つ目に関して、本実験では光軸方向のア ライメントの微調整が出来ず、カップリング ロスによる系統誤差が大きくなってしまっ た。パワーメータからの出力を最小化する 方法とは別の方法で受信機と球面ミラーの

距離を測る必要がある。

より感度を上げるためには,(1) スプリアスの対策,(2)narrow mode での測定が挙げ られる。スプリアスが高周波を中間周波数変換した信号処理の後段で混入している場 合、局部発振周波数 *f*_{LO} の値を変化させる事で外れ値の位置をずらす事が可能であ



図 7.3 本実験の到達感度 (図 7.2) に XFFTS の narrrow mode で測定した場合の予 想感度 (オレンジ) を重ねた図。等価雑音帯域が 1/5 になるのでその分感度が改善する。

り、パワー感度が悪くなってしまった周波数帯をスプリアスの影響無しで再度探索 が出来る。また、本実験では XFFTs の wide mode(2500 MHz) を用いたが、narrow mode(500 MHz) を用いる事でさらに感度を良くする事も可能である (図 7.3)。等価雑音 帯域幅が 17.7kHz/88.5kHz = 0.2 であるのでパワー感度が 1/5 倍程度良くなり, χ への感 度として約半桁の向上が期待出来る。また系統誤差の大部分を占めている周波数分解能に よる不定性も小さくなる。
謝辞

指導教官である浅井祥仁教授、このような興味深いテーマを与えてくださり、非常に感 謝しています。ご多用にも関わらず、ご相談に伺った際には快く聞いてご助言くださりあ りがとうございました。

難波俊雄助教には、光学系のセットアップや実験感度のシュミレーションなど多くの面 で直接ご指導いただきました。至らない所ばかりで要領を得ない私に根気よく指導してい ただけたことに深く感謝しております。

理化学研究所 坂井南美主任研究員、芝浦工業大学 渡邊祥正准教授、東京大学理学系研 究科 山本智教授には SUMIRE をお借りさせていただいたでなく、ミーティングで多くの アドバイスをいただきました。実際に測定に伺った際もお力添えいただき、ただただ感謝 するばかりです。

稲田聡明特任助教には本実験の解析や光学系の計算などでご助言いただいただけでな く、量子コンピュータのハードウェア実習などを通じて多くの実験知識を与えてください ました。ありがとうございました。

石田明助教、神谷好郎助教にはミーティングの際、厳しくも優しくご意見を頂けただけ でなく、研究生活において気を遣い声をお掛けくださいました。コロナ禍でコミュニケー ションが難しく一人で黙々と進めるばかりだった私の心の支えとなりました。心より感謝 申し上げます。

試作室の大塚茂巳氏を始めとして試作室の皆様には、加工や工作について無知だった私 に丁寧に多くの事を教えてくださいました。皆様のおかげで自分が無理な加工を業者にお 願いしようとしている事などが把握出来るようになり、コミュニケーションを取れるよう になりました。

また、京都大学理学系研究科 清野結大研究員には図面の書き方など細かにご指導いた だいただけでなく、研究に詰まり辛い時など支えていただきました。図面や加工の常識を 知らない私に一個一個分かりやすくご教示くださりありがとうございました。

同期の水原慎一氏には違う研究テーマであるにも関わらず、行き詰まった時には何度も 議論の相手をしていただき大変感謝しております。議論の中で自分の理解不足や考察不足 に思い当たる事も多々あり、一人では得る事が出来なかった気付きを与えてくださいま した。

素粒子センターの秘書の皆様にも大変お世話になりました。皆様の支援のおかげで研究 に専念出来ました。 ここでは名前の上げられなかった先輩、同期、後輩方など多くの人々に支えられてきました。2年間の研究生活を通じて、私一人では本研究を進める事は出来なかったと深く痛感しており、支えてくれた皆様には心から感謝しています。本当にありがとうございました。

参考文献

- Planck Collaboration. Planck 2013 results. i. overview of products and scientific results. A&A, Vol. 571, p. A1, 2014.
- [2] F. Zwicky. The redshift of extragalactic nebulae. *Helvetica Physica Acta*, Vol. 6, pp. 110–127, 1933.
- [3] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, Vol. 405, No. 5, pp. 279–390, 2005.
- [4] N. Wyn Evans, Ciaran A. J. O'Hare, and Christopher McCabe. Refinement of the standard halo model for dark matter searches in light of the gaia sausage. *Phys. Rev. D*, Vol. 99, p. 023012, Jan 2019.
- [5] G.Add et al. Search for dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the atlas detector. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, p. 272002, Dec 2011.
- [6] Joerg Jaeckel and Andreas Ringwald. The low-energy frontier of particle physics. Annual Review of Nuclear and Particle Science, Vol. 60, No. 1, pp. 405–437, 2010.
- [7] Markus Ahlers, Joerg Jaeckel, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. Probing hidden sector photons through the higgs window. *Phys. Rev. D*, Vol. 78, p. 075005, Oct 2008.
- [8] 山崎雅人.場の理論の構造と幾何:3次元超対称場の理論からその先へ.サイエンス 社, Sept 2015.
- [9] Dieter Horns, Joerg Jaeckel, Axel Lindner, Andrei Lobanov, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. Searching for WISPy cold dark matter with a dish antenna. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2013, No. 04, pp. 016–016, apr 2013.
- [10] Andrea Caputo, Alexander J. Millar, Ciaran A. J. O'Hare, and Edoardo Vitagliano. Dark photon limits: A handbook. *Phys. Rev. D*, Vol. 104, p. 095029, Nov 2021.
- [11] Ann E. Nelson and Jakub Scholtz. Dark light, dark matter, and the misalignment mechanism. *Phys. Rev. D*, Vol. 84, p. 103501, Nov 2011.
- [12] Alfred Scharff Goldhaber and Michael Martin Nieto. Photon and graviton mass limits. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 82, pp. 939–979, Mar 2010.

- [13] E. R. Williams, J. E. Faller, and H. A. Hill. New experimental test of coulomb's law: A laboratory upper limit on the photon rest mass. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 26, pp. 721–724, Mar 1971.
- [14] D. F. Bartlett and Stefan Lögl. Limits on an electromagnetic fifth force. Phys. Rev. Lett., Vol. 61, pp. 2285–2287, Nov 1988.
- [15] Liang-Cheng Tu, Jun Luo, and George T Gillies. The mass of the photon. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 68, No. 1, pp. 77–130, nov 2004.
- [16] D. Kroff and P. C. Malta. Constraining hidden photons via atomic force microscope measurements and the plimpton-lawton experiment. *Phys. Rev. D*, Vol. 102, p. 095015, Nov 2020.
- [17] S. J. Plimpton and W. E. Lawton. A very accurate test of coulomb's law of force between charges. *Phys. Rev.*, Vol. 50, pp. 1066–1071, Dec 1936.
- [18] Joerg Jaeckel and Sabyasachi Roy. Spectroscopy as a test of coulomb's law: A probe of the hidden sector. *Phys. Rev. D*, Vol. 82, p. 125020, Dec 2010.
- [19] ALFRED S. GOLDHABER and MICHAEL MARTIN NIETO. Terrestrial and extraterrestrial limits on the photon mass. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 43, pp. 277–296, Jul 1971.
- [20] Leverett Davis, Alfred S. Goldhaber, and Michael Martin Nieto. Limit on the photon mass deduced from pioneer-10 observations of jupiter's magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 35, pp. 1402–1405, Nov 1975.
- [21] Klaus Ehret, Maik Frede, Samvel Ghazaryan, Matthias Hildebrandt, Ernst-Axel Knabbe, Dietmar Kracht, Axel Lindner, Jenny List, Tobias Meier, Niels Meyer, Dieter Notz, Javier Redondo, Andreas Ringwald, Günter Wiedemann, and Benno Willke. New alps results on hidden-sector lightweights. *Physics Letters B*, Vol. 689, No. 4, pp. 149–155, 2010.
- [22] T. Inada, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, Y. Tanaka, K. Tamasaku, K. Sawada, and T. Ishikawa. Results of a search for paraphotons with intense x-ray beams at spring-8. *Physics Letters B*, Vol. 722, No. 4, pp. 301–304, 2013.
- [23] Rhys G. Povey, John G. Hartnett, and Michael E. Tobar. Microwave cavity light shining through a wall optimization and experiment. *Phys. Rev. D*, Vol. 82, p. 052003, Sep 2010.
- [24] A. Wagner, G. Rybka, M. Hotz, L. J Rosenberg, S. J. Asztalos, G. Carosi, C. Hagmann, D. Kinion, K. van Bibber, J. Hoskins, C. Martin, P. Sikivie, D. B. Tanner,

R. Bradley, and J. Clarke. Search for hidden sector photons with the admx detector. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 105, p. 171801, Oct 2010.

- [25] M. Betz, F. Caspers, M. Gasior, M. Thumm, and S. W. Rieger. First results of the cern resonant weakly interacting sub-ev particle search (crows). *Phys. Rev.* D, Vol. 88, p. 075014, Oct 2013.
- [26] Matthias Schwarz, Ernst-Axel Knabbe, Axel Lindner, Javier Redondo, Andreas Ringwald, Magnus Schneide, Jaroslaw Susol, and Günter Wiedemann. Results from the solar hidden photon search (SHIPS). Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Vol. 2015, No. 08, pp. 011–011, aug 2015.
- [27] Javier Redondo. Helioscope bounds on hidden sector photons. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Vol. 2008, No. 07, p. 008, jul 2008.
- [28] Mikhail Danilov, Sergey Demidov, and Dmitry Gorbunov. Constraints on hidden photons produced in nuclear reactors. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 122, p. 041801, Jan 2019.
- [29] Arnaud Andrianavalomahefa et.al. Limits from the funk experiment on the mixing strength of hidden-photon dark matter in the visible and near-ultraviolet wavelength range. *Phys. Rev. D*, Vol. 102, p. 042001, Aug 2020.
- [30] Pierre Brun, Laurent Chevalier, and Christophe Flouzat. Direct searches for hidden-photon dark matter with the shuket experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 122, p. 201801, May 2019.
- [31] J. Suzuki, T. Horie, Y. Inoue, and M. Minowa. Experimental search for hidden photon cdm in the ev mass range with a dish antenna. *Journal of Cosmology* and Astroparticle Physics, Vol. 2015, No. 09, pp. 042–042, 09 2015.
- [32] Stefan Knirck, Takayuki Yamazaki, Yoshiki Okesaku, Shoji Asai, Toshitaka Idehara, and Toshiaki Inada. First results from a hidden photon dark matter search in the mev sector using a plane-parabolic mirror system. 06 2018.
- [33] Nozomu Tomita, Shugo Oguri, Yoshizumi Inoue, Makoto Minowa, Taketo Nagasaki, Junya Suzuki, and Osamu Tajima. Search for hidden-photon cold dark matter using a k-band cryogenic receiver. arXiv: High Energy Physics - Experiment, 2020.
- [34] Akash V. Dixit, Srivatsan Chakram, Kevin He, Ankur Agrawal, Ravi K. Naik, David I. Schuster, and Aaron Chou. Searching for dark matter with a superconducting qubit. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 126, p. 141302, Apr 2021.

- [35] A. Phipps et.al. Exclusion limits on hidden-photon dark matter near 2 nev from a fixed-frequency superconducting lumped-element resonator. In Gianpaolo Carosi and Gray Rybka, editors, *Microwave Cavities and Detectors for Axion Research*, pp. 139–145, Cham, 2020. Springer International Publishing.
- [36] Benjamin Godfrey et.al. Search for dark photon dark matter: Dark e field radio pilot experiment. Phys. Rev. D, Vol. 104, p. 012013, Jul 2021.
- [37] Le Hoang Nguyen, Andrei Lobanov, and Dieter Horns. First results from the WISPDMX radio frequency cavity searches for hidden photon dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2019, No. 10, pp. 014–014, oct 2019.
- [38] Liron Barak et.al. Sensei: Direct-detection results on sub-gev dark matter from a new skipper ccd. Phys. Rev. Lett., Vol. 125, p. 171802, Oct 2020.
- [39] A.Aguilar-Arevalo et.al. Constraints on light dark matter particles interacting with electrons from damic at snolab. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 123, p. 181802, Oct 2019.
- [40] T.Aralis et.al. Constraints on dark photons and axionlike particles from the supercdms soudan experiment. *Phys. Rev. D*, Vol. 101, p. 052008, Mar 2020.
- [41] E.Aprile et.al. Light dark matter search with ionization signals in xenon1t. Phys. Rev. Lett., Vol. 123, p. 251801, Dec 2019.
- [42] E.Aprile et al. Excess electronic recoil events in xenon1t. *Phys. Rev. D*, Vol. 102, p. 072004, Oct 2020.
- [43] Gonzalo Alonso-Álvarez, Fatih Ertas, Joerg Jaeckel, Felix Kahlhoefer, and Lennert J. Thormaehlen. Hidden photon dark matter in the light of XENON1t and stellar cooling. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2020, No. 11, pp. 029–029, nov 2020.
- [44] S. J. Asztalos, E. Daw, H. Peng, L. J Rosenberg, D. B. Yu, C. Hagmann, D. Kinion, W. Stoeffl, K. van Bibber, J. LaVeigne, P. Sikivie, N. S. Sullivan, D. B. Tanner, F. Nezrick, and D. M. Moltz. Experimental constraints on the axion dark matter halo density. *The Astrophysical Journal*, Vol. 571, No. 1, pp. L27– L30, may 2002.
- [45] S. J. Asztalos, G. Carosi, C. Hagmann, D. Kinion, K. van Bibber, M. Hotz, L. J Rosenberg, G. Rybka, J. Hoskins, J. Hwang, P. Sikivie, D. B. Tanner, R. Bradley, and J. Clarke. Squid-based microwave cavity search for dark-matter axions. *Phys.*

Rev. Lett., Vol. 104, p. 041301, Jan 2010.

- [46] N.Du et.al. Search for invisible axion dark matter with the axion dark matter experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 120, p. 151301, Apr 2018.
- [47] T.Braineand et.al. Extended search for the invisible axion with the axion dark matter experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 124, p. 101303, Mar 2020.
- [48] L. Zhong, S. Al Kenany, K. M. Backes, B. M. Brubaker, S. B. Cahn, G. Carosi, Y. V. Gurevich, W. F. Kindel, S. K. Lamoreaux, K. W. Lehnert, S. M. Lewis, M. Malnou, R. H. Maruyama, D. A. Palken, N. M. Rapidis, J. R. Root, M. Simanovskaia, T. M. Shokair, D. H. Speller, I. Urdinaran, and K. A. van Bibber. Results from phase 1 of the haystac microwave cavity axion experiment. *Phys. Rev. D*, Vol. 97, p. 092001, May 2018.
- [49] D. Alesini, C. Braggio, G. Carugno, N. Crescini, D. D'Agostino, D. Di Gioacchino, R. Di Vora, P. Falferi, U. Gambardella, C. Gatti, G. Iannone, C. Ligi, A. Lombardi, G. Maccarrone, A. Ortolan, R. Pengo, A. Rettaroli, G. Ruoso, L. Taffarello, and S. Tocci. Search for invisible axion dark matter of mass m_a = 43 μeV with the quax-aγ experiment. *Phys. Rev. D*, Vol. 103, p. 102004, May 2021.
- [50] S. Lee, S. Ahn, J. Choi, B. R. Ko, and Y. K. Semertzidis. Axion dark matter search around 6.7 μeV. Phys. Rev. Lett., Vol. 124, p. 101802, Mar 2020.
- [51] Paola Arias, Davide Cadamuro, Mark Goodsell, Joerg Jaeckel, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. WISPy cold dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2012, No. 06, pp. 013–013, jun 2012.
- [52] Samuel D. McDermott and Samuel J. Witte. Cosmological evolution of light dark photon dark matter. *Phys. Rev. D*, Vol. 101, p. 063030, Mar 2020.
- [53] Andrea Caputo, Hongwan Liu, Siddharth Mishra-Sharma, and Joshua T. Ruderman. Modeling dark photon oscillations in our inhomogeneous universe. *Phys. Rev. D*, Vol. 102, p. 103533, Nov 2020.
- [54] Andrea Caputo, Hongwan Liu, Siddharth Mishra-Sharma, and Joshua T. Ruderman. Dark photon oscillations in our inhomogeneous universe. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 125, p. 221303, Nov 2020.
- [55] Sergei Dubovsky and Guzmán Hernández-Chifflet. Heating up the galaxy with hidden photons. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Vol. 2015, No. 12, pp. 054–054, dec 2015.

- [56] Digvijay Wadekar and Glennys R. Farrar. Gas-rich dwarf galaxies as a new probe of dark matter interactions with ordinary matter. *Phys. Rev. D*, Vol. 103, p. 123028, Jun 2021.
- [57] Amit Bhoonah, Joseph Bramante, and Ningqiang Song. Superradiant searches for dark photons in two stage atomic transitions. *Phys. Rev. D*, Vol. 101, p. 055040, Mar 2020.
- [58] Michael A. Fedderke, Peter W. Graham, Derek F. Jackson Kimball, and Saarik Kalia. Earth as a transducer for dark-photon dark-matter detection. *Phys. Rev.* D, Vol. 104, p. 075023, Oct 2021.
- [59] Javier Redondo and Georg Raffelt. Solar constraints on hidden photons re-visited. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Vol. 2013, No. 08, pp. 034–034, aug 2013.
- [60] Deog Ki Hong, Chang Sub Shin, and Seokhoon Yun. Cooling of young neutron stars and dark gauge bosons. *Phys. Rev. D*, Vol. 103, p. 123031, Jun 2021.
- [61] Hannes SebastianZechlin, Dieter Horns, Javier Redondo. New constraints on hidden photons using very high energy gamma - rays from the crab nebula. AIP Conference Proceedings, Vol. 1085, No. 1, pp. 727–730, 2008.
- [62] D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, J. C. Mather, R. A. Shafer, and E. L. Wright. The cosmic microwave background spectrum from the FullCOBEFIRAS data set. *The Astrophysical Journal*, Vol. 473, No. 2, pp. 576–587, dec 1996.
- [63] Yoshimasa Watanabe, Yutaro Chiba, Takeshi Sakai, Akemi Tamanai, Rikako Suzuki, and Nami Sakai. Spectrometer Using superconductor MIxer Receiver (SUMIRE) for laboratory submillimeter spectroscopy. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol. 73, No. 2, pp. 372–393, 02 2021.
- [64] 佐藤龍彦. 200 GHz 帯 SIS 受信機を用いた分子分光装置の開発, 01 2020.
- [65] John R. Tucker and Marc J. Feldman. Quantum detection at millimeter wavelengths. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 57, pp. 1055–1113, Oct 1985.
- [66] Klein, B., Hochgürtel, S., Krämer, I., Bell, A., Meyer, K., and Güsten, R. Highresolution wide-band fast fourier transform spectrometers. A&A, Vol. 542, p. L3, 2012.
- [67] QUASIOPTICAL SYSTEMS Gaussian Beam QuasropticalPropagation and Applications. Paul F. Goldsmith, 1998.
- [68] Tools of Radio Astronomy Fifth Edition. Thomas L. Wilson, Kristen Rohlfs and

Susanne Huttemeister, 2009.

- [69] N. Tomita, S. Oguri, Y. Inoue, M. Minowa, T. Nagasaki, J. Suzuki, and O. Tajima. Search for hidden-photon cold dark matter using a k-band cryogenic receiver. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2020, No. 09, pp. 012–012, sep 2020.
- [70] J. Ruze. The effect of aperture errors on the antenna radiation pattern. Il Nuovo Cimento, Vol. 9, No. 3, pp. 364–380, March 1952.