

# ミリ波を用いた弱結合未知粒子の探索

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

大和田 健太

平成 25 年 1 月 7 日

## 概要

本研究は光子と弱く結合する未知粒子を探索を計画している。このような未知粒子は、標準理論を超えた多くの理論で予言されているばかりでなく、宇宙論においても重要な粒子である。我々はミリ波を使うことによって未探索領域を探索することを計画している。

# 目次

1	<b>序論</b>	1
1.1	Paraphoton について	1
1.1.1	Paraphoton を探す意義	2
1.2	Light Shining through a Wall 実験について	4
2	<b>光学系</b>	8
2.1	全体像	8
2.2	ジャイロトロン	9
2.2.1	ジャイロトロンの原理	9
2.2.2	使用するジャイロトロン	13
2.2.3	周波数	13
2.3	パワー	14
2.4	ビーム形状	15
2.5	ビーム伝送系	17
2.6	Fabry-Pérot Cavity	17
2.6.1	使用する Fabry-Pérot Cavity	18
2.6.2	蓄積パワー	19
2.7	Fabry-Pérot Cavity から検出器	20
2.7.1	パラメータ	21
3	<b>検出器系</b>	23
3.1	全体像	23
3.2	低温チェンバー	23
3.3	コルゲートホーン	24
3.4	SIS 検出器	24
3.4.1	原理	24
3.4.2	使用した SIS 検出器	28
3.4.3	電流・電圧特性	29
3.4.4	LO のパワー	30
3.5	GUNN oscillator	31

3.5.1	原理	31
3.5.2	使用した GUNN oscillator	32
3.6	周波数通倍器	33
3.7	PLL	34
3.7.1	使用した PLL	34
3.8	HEMT	34
3.9	低雑音増幅器	35
3.10	オシロスコープ	36
3.11	増幅率・減衰率の測定	37
4	<b>検出器の性能評価</b>	38
4.1	Y factor 法	38
4.2	セットアップ	38
4.2.1	全体像	38
4.2.2	RF 系	40
4.2.3	SIS 検出器	40
4.2.4	IF 系	41
4.3	取得データ	41
4.4	測定条件	41
4.5	予測光量	42
4.6	黒体測定	43
5	<b>本実験での目標到達感度</b>	48
5.1	目標感度	48
6	<b>まとめ</b>	51
6.1	結論	51

## 目次

1.1	paraphoton に対する制限 . . . . .	2
1.2	Paraphoton に対する制限と $x$ . . . . .	4
1.3	LSW 実験の模式図 . . . . .	5
1.4	様々な LSW 実験で付けられている paraphoton に対する制限 . . . . .	7
2.1	全体像 . . . . .	8
2.2	ジャイロトロンの構造 . . . . .	10
2.3	$w = w_c$ のとき . . . . .	13
2.4	$w = w_c + \epsilon$ のとき . . . . .	13
2.5	実際に使用するジャイロトン . . . . .	14
2.6	ジャイロトロンの周波数 . . . . .	15
2.7	実測したパワープロファイル (ジャイロトロンの出力窓から 200mm) . . . . .	16
2.8	ジャイロトン出力後のビームサイズ . . . . .	16
2.9	実測したパワープロファイルとビーム形状 . . . . .	17
2.10	Fabry-Pérot Cavity の概念図 . . . . .	18
2.11	使用した Fabry-Pérot Cavity . . . . .	19
2.12	パイロエレクトリックディテクタの出力較正 . . . . .	20
2.13	Fabry-Pérot Cavity の蓄積パワー . . . . .	20
2.14	検出器のホーンとのカップリング . . . . .	22
3.1	検出器系の全体像 . . . . .	23
3.2	SIS のエネルギーバンド図 . . . . .	25
3.3	SIS の電流・電圧特性 . . . . .	25
3.4	準粒子のエネルギー順位の変化 . . . . .	26
3.5	SIS 検出器 . . . . .	29
3.6	実測した SIS の電流・電圧特性 . . . . .	29
3.7	実測した SIS の電流・電圧特性 . . . . .	29
3.8	GaAs 中の電子のドリフト速度と電場の関係 . . . . .	32
3.9	GUNN oscillator の模式図 . . . . .	32
3.10	GUNN oscillator . . . . .	33
3.11	3 逡倍器 . . . . .	33
3.12	Phase lock module と control box . . . . .	35

3.13	使用した HEMT . . . . .	35
3.14	使用した HEMT の増幅率の周波数特性 . . . . .	35
3.15	使用した低雑音増幅器 . . . . .	36
3.16	使用した低雑音増幅器の増幅率の周波数特性 . . . . .	36
3.17	オシロスコープの周波数特性 (-60dBm) . . . . .	37
4.1	セットアップの全体像 . . . . .	39
4.2	セットアップの RF の部分の拡大図 . . . . .	40
4.3	測定中の温度変化 . . . . .	42
4.4	黒体輻射に対するスペクトル . . . . .	45
4.5	バイアス電圧に対する 3-4GHz の信号のパワー . . . . .	46
4.6	バイアス電圧に対する雑音温度 . . . . .	47
5.1	各変換長での到達予想感度 . . . . .	49
5.2	到達予想感度 . . . . .	50

## 表目次

1.1	様々な LSW 実験のパラメータ . . . . .	6
3.1	Nb 超伝導体の性質 . . . . .	28

# 1 序論

## 1.1 Paraphoton について

素粒子物理学の標準模型は、大きな成功をおさめてきた。強い力、弱い力、電磁気力について、これまで広範囲に及ぶ実験結果と驚く程の精度で一致している。しかし、CMBの温度揺らぎやダークマター、強い力での CP 問題など標準模型では説明出来ない事象もあり、標準模型を超えたより統一的な理論が探されている。標準模型を超えた理論の多くが “visible sector” と弱くしか結合しない “hidden sector” の存在を予言している。この hidden sector は加速器を用いた O(TeV) の高エネルギー実験で探されていると同時に、レーザなどを用いた O(sub-eV) の低エネルギー実験によっても探されている。

Hidden sector の U(1) ゲージ対称性に対応するゲージボソンは paraphoton と呼ばれる。Paraphoton は kinetic mixing を通じて光子と相互作用し、そのラグランジアンは

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} - \frac{\chi}{2}F^{\mu\nu}B_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 B^\mu B_\mu \quad (1.1)$$

である。ここで、 $F_{\mu\nu}$  はゲージ場  $A^\mu$  による電磁場テンソル、 $B_{\mu\nu}$  はゲージ場  $B^\mu$  による hidden sector の場のテンソル、 $m_{\gamma'}$  は paraphoton の質量、 $\chi$  は mixing parameter である。第一項と第二項は、それぞれ光子と paraphoton 場の運動量項であり、第三項は、光子と paraphoton の kinetic mixing を表している。第四項は、ヒッグス機構またはシュテッケルベルク機構によって生じる質量項である。ここで、

$$B^\mu \rightarrow \tilde{B}^\mu - \chi A^\mu \quad (1.2)$$

と変形すると式 (1.1) は

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}\tilde{B}^{\mu\nu}\tilde{B}_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 \left( \tilde{B}^\mu \tilde{B}_\mu - 2\chi \tilde{B}^\mu A_\mu + \chi^2 A^\mu A_\mu \right) \quad (1.3)$$

$$= -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}\tilde{B}^{\mu\nu}\tilde{B}_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 \begin{pmatrix} A_\mu \\ \tilde{B}_\mu \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} \chi^2 & -\chi \\ -\chi & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu \\ \tilde{B}_\mu \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

と直交化できる。これより、ニュートリノ振動の様に光子-paraphoton 振動が起こることが分かる。この光子-paraphoton 振動と paraphoton が標準模型の粒子と相互作用しないことから、後述の LSW 実験によって paraphoton を探すことが出来る。



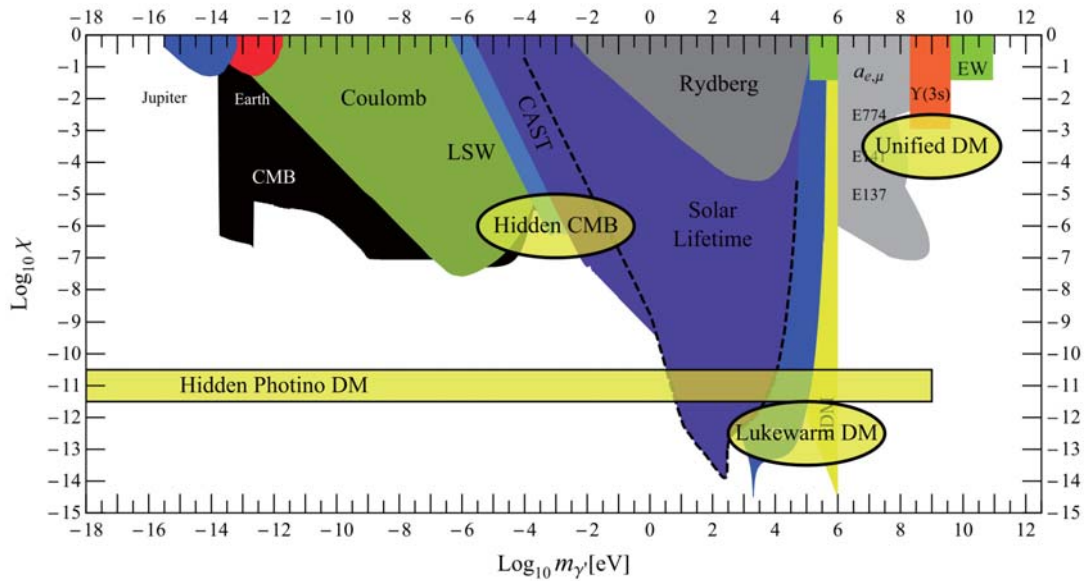


図 1.1 現在付けられている paraphoton に対する制限。主な制限は、クーロンの逆 2 乗則の検証 [1, 2]、Cosmic Microwave Background (CMB) から予測される実効的なニュートリノのフレーバ数のずれ [3, 4]、light shining through a wall (LSW) 実験 [5–14]、太陽からの paraphoton を探す CAST 実験 [15, 16] によって付けられている。

### 1.1.1 Paraphoton を探す意義

Paraphoton は標準模型の拡張から自然と予言される粒子であるが、素粒子論だけでなく宇宙論においても重要な粒子である。paraphoton は様々な実験で探索されており、現在図 1.1 の様な制限が付けられている。また、宇宙論などによって存在が望ましいと考えられる以下のような領域がある。

1.  $(\chi, m_{\gamma'}) \sim (10^{-6}, 0.2\text{meV})$  : 図 1.1 で “Hidden CMB” と書かれた領域。CMB から予測される実効的なニュートリノのフレーバ数のずれを説明する (詳しくは後述) [17]。この領域は低エネルギー光子を使った実験で探索されている [8, 10, 18–21]。
2.  $(\chi, m_{\gamma'}) \sim (10^{-12}, 0.1\text{MeV})$  : 図 1.1 で “Lukewarm DM” と書かれた領域。この領域の paraphoton は Lukewarm DM 候補である [22, 23]。
3.  $(\chi, m_{\gamma'}) \sim (10^{-4}, \text{GeV})$  : 図 1.1 で “Unified DM” と書かれた領域。dark matter が hidden sector にも存在した場合、この領域の paraphoton が重要な役割をもつ [24]。この領域は加速器を使った実験で探索されている [25–28]。

4.  $(\chi, m_{\gamma'}) \sim (10^{-11}, \lesssim 100\text{GeV})$  : 図 1.1 で “Hidden Photino DM” と書かれた領域。paraphoton に対応する超対称性粒子 (hidden photino) の質量が 10 - 150GeV のとき、hidden photino が DM になる [29]。

本研究で探索するのは、 $m_{\gamma'} \sim \text{meV}$  の paraphoton であり、上で述べる hidden CMB の領域である。以下 hidden CMB について説明する。

## Hidden CMB

CMB は全空間平均値  $T_\gamma = 2.725\text{K}$  のほぼ完全な黒体分布をしているが、空間的に非等方であることが確認されている。この非等方温度揺らぎは、再結合期以前の物質密度に非一様な揺らぎがあればそれらと結合していた光子の分布も同量のオーダーで揺らぐ、というシナリオで説明される。現在、CMB の非等方温度揺らぎから求めた実効的なニュートリノのフレーバ数  $N_\nu^{\text{eff}}$  への制限は

$$N_\nu^{\text{eff}} = 3.86 \pm 0.42 \quad (1.5)$$

であり、標準的な  $N_\nu^{\text{std}} = 3.046$  より  $1.9\sigma$  大きい [30](2012年12月に発表された WMAP 9年分のデータを用いた場合では、 $N_\nu^{\text{eff}} = 3.26 \pm 0.35$  であり、誤差の範囲内で  $N_\nu^{\text{std}}$  と一致しているが [31]、まだ議論の最中である)。

光子の数とエネルギー密度を  $(n_\gamma, \rho_\gamma)$  とすると、 $N_\nu^{\text{eff}}$  とは以下の様な関係がある。

$$N_\nu^{\text{eff}} \equiv \frac{\rho^{\text{total}} - \rho_\gamma}{\frac{7}{8} \left(\frac{4}{11}\right)^{\frac{4}{3}} \rho_\gamma} \quad (1.6)$$

Paraphoton が Big Bang nucleosynthesis(BBN) より後で、CMB 再結合時期以前に resonant oscillation によって生成された場合を考える。Paraphoton のエネルギー密度  $\rho_{\gamma'}$  と光子のエネルギー密度との比を  $x \equiv \rho_{\gamma'}/\rho_\gamma$  とする。光子が paraphoton に変換することにより光子のエネルギー密度は減少し、 $N_\nu^{\text{eff}}$  と mixing parameter  $\chi$  はそれぞれ  $x$  と

$$N_\nu^{\text{eff}} = \frac{N_\nu^{\text{std}}}{1-x} + \frac{x}{1-x} \frac{8}{7} \left(\frac{11}{4}\right)^{\frac{4}{3}} \quad (1.7)$$

$$x \sim 3.9 \times 10^{10} \chi^2 \quad (1.8)$$

の関係がある [3]。Paraphoton によって減少した分を hidden CMB と呼ぶ。 $m_{\gamma'} - \chi$  空間上に  $x$  を加えたのが図 1.2 である。 $N_\nu^{\text{eff}} > 4.78$  の領域は既に除外されている。 $N_\nu^{\text{eff}} \sim 3.86$  の領域は、 $m_{\gamma'} \sim 1.7 \times 10^{-4}$  が未だに制限を受けていない。

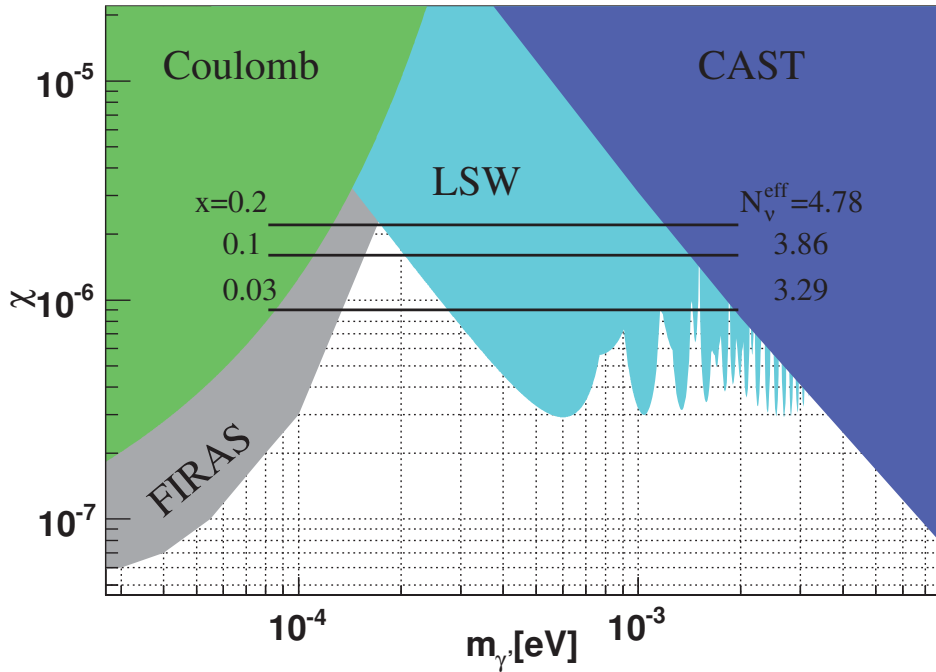


図 1.2 Paraphoton に対する制限と  $x$ 。緑色の領域がクーロンの逆 2 乗則の検証、灰色の領域が FIRAS 実験 [15,16,32,33]、水色の領域が LSW 実験、紫色の領域が CAST 実験での制限である。黒線はそれぞれ  $(N_{\nu}^{\text{eff}}, x) = (4.78, 0.2), (3.29, 0.03), (3.86, 0.1)$  のときの  $\chi$  の値である。

## 1.2 Light Shining through a Wall 実験について

光子-paraphoton 振動を検出する方法の一つが、Light Shining through a wall (LSW) 実験である。LSW 実験の概要図を図 1.3 に示す。LSW 実験の原理は以下のようなものである。

1. 光子-paraphoton 振動が起こると、壁に向かって入射した光子の一部が paraphoton に変換する。
2. 光子は壁を通り抜けられないが、paraphoton は光子以外の標準模型の粒子と相互作用しないので、壁を通り抜ける。
3. 壁を通り抜けた paraphoton の一部が光子に再変換する。
4. 再変換した光子を検出器で検出する。

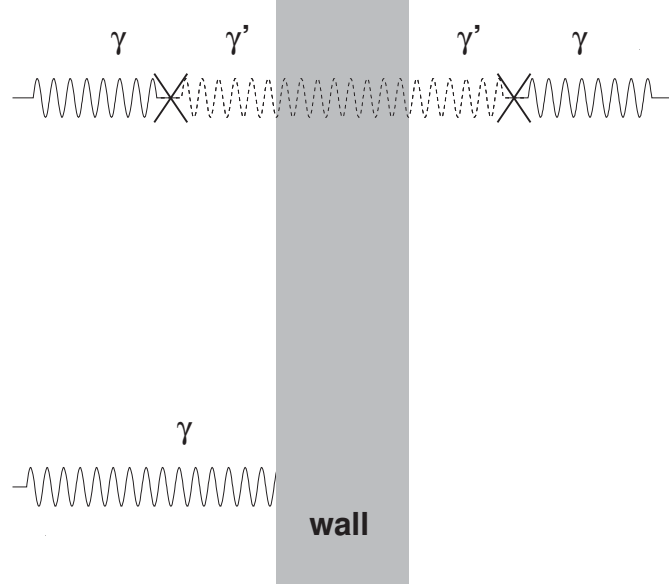


図 1.3 LSW 実験の模式図

次に、入射光子が parafoton に変換し、再び光子に再変換する確率を求める。式 (1.4) より、 $z$  軸方向に進行するエネルギー  $\omega$  の光子と parafoton の運動方程式は

$$\left[ (\omega^2 + \partial_z^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - m_{\gamma'}^2 \begin{pmatrix} \chi^2 & -\chi \\ -\chi & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} A \\ \tilde{B} \end{pmatrix} = 0 \quad (1.9)$$

と書け、2つの解は

$$V_1(z, t) = \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp(-i(\omega t \pm k_1 z)), \quad \text{with } k_1^2 = \omega^2 \quad (1.10)$$

$$V_2(z, t) = \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-i(\omega t \pm k_2 z)), \quad \text{with } k_2^2 = \omega^2 - m_{\gamma'}^2 + O(\chi^2) \quad (1.11)$$

となる。今、初期条件を  $z=0$  で光子であったとする。

$$A(0, 0) = A_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = A_0 \left( \frac{1}{1 + \chi^2} V_1(0, 0) - \frac{\chi}{1 + \chi^2} V_2(0, 0) \right) \quad (1.12)$$

光子が光子のままの確率は

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma}(z) = \frac{|A_1(z, t)|^2}{|A_0|^2} = 1 - 4\chi^2 \sin^2 \left( \frac{\Delta k z}{2} \right) + O(\chi^4) \quad (1.13)$$

$$\Delta k = k_1 - k_2 \sim \frac{m_{\gamma'}^2}{2\omega}, \quad \text{for } m_{\gamma'} \ll \omega \quad (1.14)$$

となる。よって paraphoton に変換する確率は

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'}(z) = \frac{|A_2(z, t)|^2}{|A_0|^2} = 1 - \frac{|A_1(z, t)|^2}{|A_0|^2} = 4\chi^2 \sin^2 \left( \frac{m_{\gamma'}^2}{4\omega} z \right) \quad (1.15)$$

と表わせられる。LSW 実験の場合、壁の前と後ろにそれぞれ  $l_1$ 、 $l_2$  の変換領域があるので、光子が paraphoton に変換して壁を通り抜け、再び光子に再変換する確率は

$$P_{\text{trans}} = P_{\gamma \rightarrow \gamma'}(l_1)P_{\gamma' \rightarrow \gamma}(l_2) = 16\chi^4 \left[ \sin \left( \frac{l_1 m_{\gamma'}^2}{4\omega} \right) \sin \left( \frac{l_2 m_{\gamma'}^2}{4\omega} \right) \right]^2 \quad (1.16)$$

となる。

LSW 実験では強力な光源と高感度な検出器を用いることによって、高感度な探索が可能となる。また、式 (1.16) から分かる通り、 $l/4\omega$  が探索する paraphoton の質量領域を決定する。

表 1.2 にこれまで行われた LSW 実験と我々が計画している LSW 実験のパラメータを、図 1.4 にそれぞれの感度領域を図示する。我々の実験の特徴は、他の実験と違いミリ波を使うことである。ミリ波を使うことの利点は 2 つある。1 つはミリ波領域での探索は初めてであり、他の実験よりも軽い領域を探索できることである。2 つ目はミリ波は光子密度が高いので感度を上げることができることである。図 1.4 から分かる通り、我々の実験では FIRAS と ALPS の谷間の領域を探索することができる。式 (1.16) より、 $\frac{l_{1,2} m_{\gamma'}^2}{4\omega} \sim n\pi$  ( $n$  は整数) の領域では感度が落ちてしまう。このため、複数の変換長で実験を行うことによって、 $10^{-4} < m_{\gamma'} < 10^{-3}$  の領域をくまなく探す。

experiment	$\omega$	入射光子数	cavity での増幅率	$l_1$	$l_2$
ALPS(DESY)	2.33eV	$1.1 \times 10^{19}$	300	8.4m	7.6m
Gammev(fermilab)	2.33eV	$8.6 \times 10^{18}$	なし	7.3m	7.1m
BMV(luli)	1.17eV	$2 \times 10^{18}$	なし	20.2m	1.05m
LIPS(jlab)	1.33eV	$8.5 \times 10^{20}$	なし	2.9m	2.9m
Ours	0.84meV	$1.5 \times 10^{24}$	100	156mm 122mm 111mm 100mm 81.6mm	156mm 122mm 111mm 100mm 81.6mm

表 1.1 様々な LSW 実験のパラメータ [11–14]

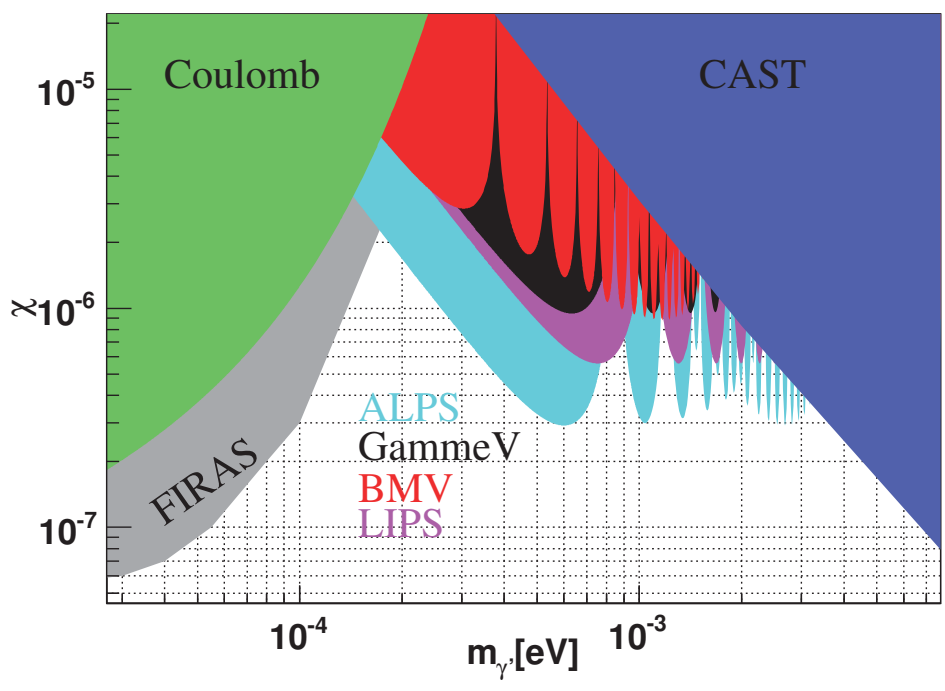


図 1.4 LSW 実験での paraxial photon に対する制限。水色の領域が ALPS、黒色の領域が GammeV、赤色の領域が BMV、ピンク色の領域が LIPS による制限。我々の実験では FIRAS と ALPS の間の領域を探索する。

## 2 光学系

この章では、光学系について説明をする。光学系の一部 (ジャイロトロン、Fabry-Pérot Cavity) は別の実験との共用であり、そちらの実験で性能評価が行われている。性能評価は 205.5GHz での出力に対して行われており、我々が計画している 203GHz に対してではないが、203GHz に対しても同等の性能が出るとして話を進める。

### 2.1 全体像

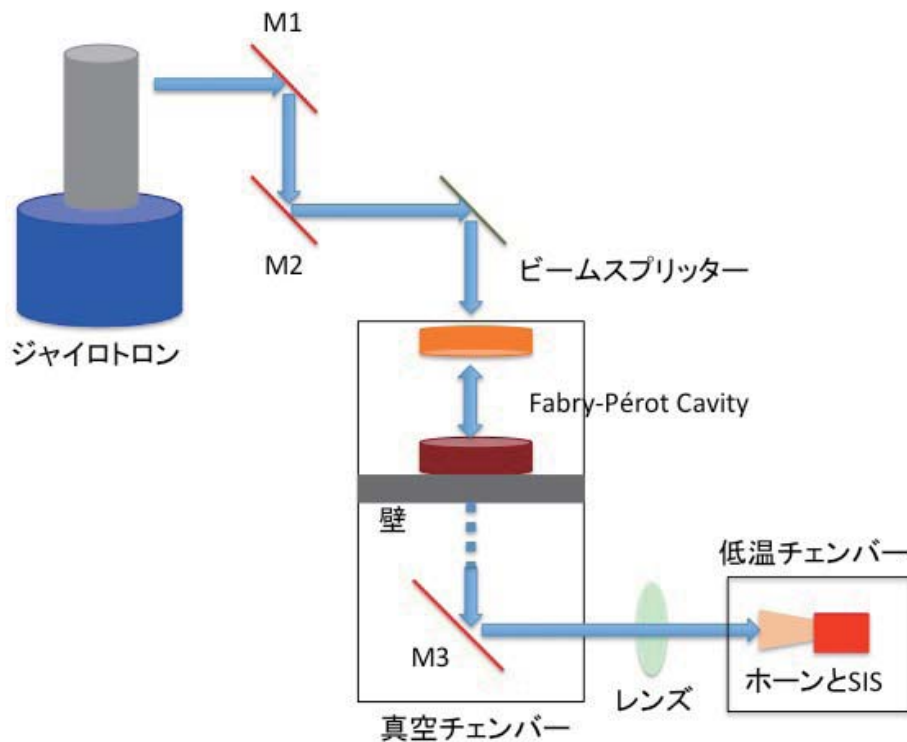


図 2.1 全体像

光学系全体のセットアップを図 2.1 に示す。まず、ジャイロトロンで 203GHz の光を生成する。光量を増やすために Fabry-Pérot Cavity でビームを蓄積し、パワーを 100 倍程度まで増幅する。Fabry-Pérot Cavity の後ろにトロイダルミラー M3 を置き、paraphoton

に変換して Fabry-Pérot Cavity を通り抜け、光子に再変換したものを反射し、レンズで絞り検出器に入れる。

## 2.2 ジャイロトロン

ジャイロトロンは核融合において、ハイパワーの点火光源として開発されてきた。今回、単色性が高く、比較的安定であるジャイロトロンを光源として用いる。

### 2.2.1 ジャイロトロンの原理

図 2.2 はジャイロトロンの構造の概念図である。ジャイロトロンは電子銃、空洞共振器を含むボディー、電子のコレクタ、ガウシアンビームコンバータ、出力窓によって構成されている。それぞれはセラミックスにより絶縁されている。ジャイロトロン内部はターボポンプにより  $10^{-5}$  Pa 程度の真空を保っている。このような構成の下で、以下のようにして sub-THz 光は生成される。

#### 電子銃

電子銃は大きく分けて、カソード、アノード、ヒーターの 3 コンポーネントに分けられる。さらにその周囲を常伝導ガンコイルが取り巻いている (図 2.2 下部にオレンジ色で示した)。カソードには約  $-18$  kV の電圧がかかる。ヒーターによりカソード電極は約  $1100^{\circ}\text{C}$  に熱せられ、熱電子が放出される。カソード側面には約  $-12$  kV のアノードが設置されており、熱電子を横方向に引き出す。ガンコイルはこの熱電子の放出方向を調整するために設置されている。

#### 磁場中でのサイクロトロン放射

カソードから放出された熱電子は、ジャイロトロン上部のグラウンドへと加速されながら進んでいく。図 2.2 に示されるように、超伝導コイルが  $7.34$  T の磁場を上方向に発生させている。電子はこの磁場に巻き付いてサイクロトロン運動をしながら螺旋状に進む。サイクロトロン周波数  $\omega_c$  は、光速  $c$ 、電子速度を  $v$  としたときの  $\beta = \frac{v}{c}$  を用いて、

$$\omega_c = \frac{-eB_0}{m_0} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (2.1)$$



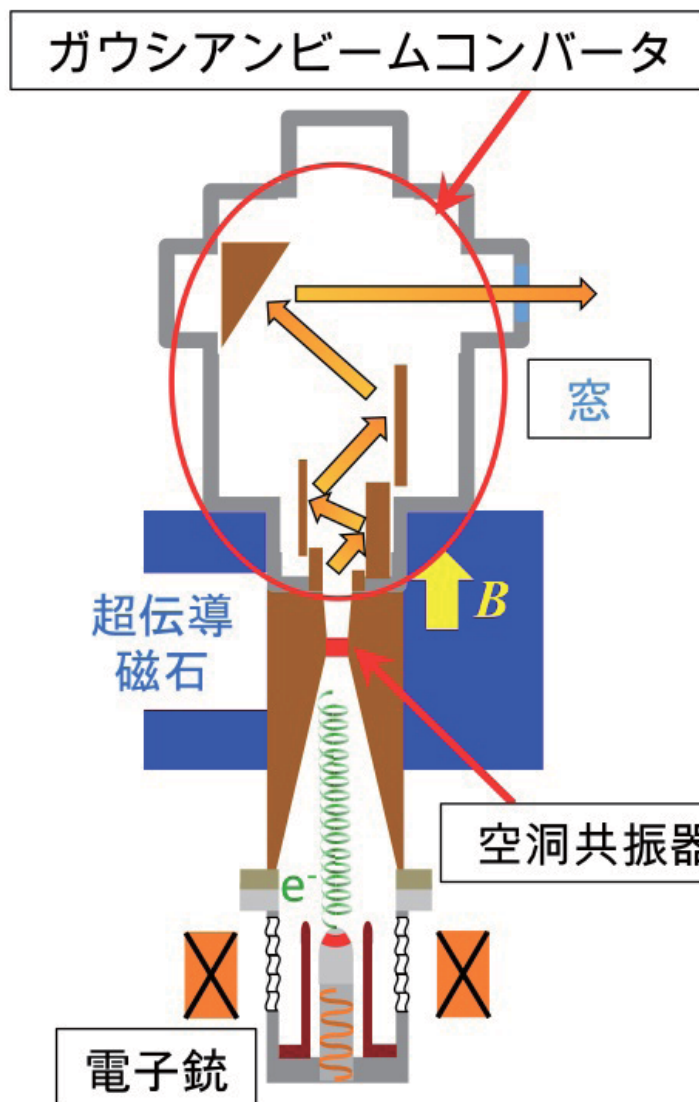


図 2.2 ジャイロトロンの構造

と表される。ここで  $-e$  は電子の電荷、 $B_0$  は電子の進行方向の磁場の強さ、 $m_0$  は電子の静止質量である。このような1つの電子は螺旋運動をしながらのサイクロトロン放射を起こす。周波数  $\omega$  のサイクロトロン放射の強度  $\eta_\omega$  は、放射方向と磁場のなす角度  $\theta$  に対し、

$$\eta_\omega(\theta) = \frac{e^2 \omega^2}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3} v_\perp^2 (1 + \cos^2 \theta) \delta[\omega_c - \omega(1 - \beta_{//} \cos \theta)] \quad (2.2)$$

である。ここで  $v_\perp$  は電子の、磁場に直交する速度成分である。この式のデルタ関数に

より、サイクロトロン周波数に等しい周波数の電磁波が放射されることがわかる。ここで  $\beta_{//}$  は、電子の  $\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}$  のうち、磁場に平行な成分である。よってデルタ関数内部の  $1 - \beta_{//} \cos \theta$  は、電磁波の放射方向  $\theta$  に対する電子の速度を考慮した、ドップラー効果の寄与である。電磁波の強度は電子のラーマー回転運動の速度  $v_{\perp}$  の2乗に比例し、磁場の向き ( $\theta = 0$ ) への放射強度が最も強いことも、この式からわかる。

## 空洞共振器

超伝導磁石の内部には、両端開放型の円形空洞共振器が構成してある。共振器の穴は径数 mm であり、この内部を電子が螺旋運動しながら進んでいく。電子のサイクロトロン運動と、この空洞共振器の内部モードのうち、 $TE_{mn}$  モードと呼ばれるものが相互作用をする。周波数  $\omega$  の  $TE_{mn}$  モードの電磁場は、

$$E_r = \frac{i\omega\mu ma^2}{j'_{mn}{}^2} H_0 \frac{J_m(j'_{mn}r/a)}{r} \sin(m\phi - \phi_0) \quad (2.3)$$

$$E_{\phi} = \frac{i\omega\mu a^2}{j'_{mn}{}^2} H_0 J'_m(j'_{mn}r/a) \cos(m\phi - \phi_0) \quad (2.4)$$

$$E_z = 0 \quad (2.5)$$

$$H_r = -\frac{\gamma a}{j'_{mn}} H_0 J'_m(j'_{mn}r/a) \cos(m\phi - \phi_0) \quad (2.6)$$

$$H_{\phi} = \frac{\gamma\omega ma^2}{j'_{mn}{}^2} H_0 \frac{J_m(j'_{mn}r/a)}{r} \sin(m\phi - \phi_0) \quad (2.7)$$

$$H_z = H_0 J_m(j'_{mn}r/a) \cos(m\phi - \phi_0) \quad (2.8)$$

と表される。ここで、 $a$  は共振器の半径、 $\gamma = \sqrt{\left(\frac{j'_{mn}}{a}\right)^2 - \omega^2\epsilon\mu}$  は伝播定数、 $J_m(x)$  はベッセル関数であり、 $j'_{mn}$  は  $J'_m(x) = 0$  から求められるベッセル関数の微分の根である。

さて、共振器内部にたつ定在波の共振周波数  $\omega_0$  は、円形空洞共振器の長さを  $L$ 、節の数を  $l$  とすると

$$\omega_0 = \sqrt{\left(\frac{j'_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{L}\right)^2} \quad (2.9)$$

と表される。電子から放出された周波数  $\omega_c$  のサイクロトロン放射が共振器の共振周波数  $\omega_0$  とほぼ一致するとき、共振が発生して電磁波は生成される。共振条件は、電磁波の磁場に平行な波数  $k_z$ 、電磁波の磁場に平行な速度  $v_z$  を用いて、

$$\omega_0 - k_z v_z = q\omega_c \quad (\text{ただし } q \text{ は整数}) \quad (2.10)$$

と表される。ここで  $q > 1$  は高調波発振であり、今回は考えない。 $k_z v_z$  はドップラー効果の寄与であり、ジャイロトロンで用いられている開放型円形導波管では電子ビームと電磁波との共鳴状態を維持するために、この項は比較的小さくなっている。

また磁場、あるいは電子の速度をアノード電圧の調節によって変化させると、式 (2.1) に従ってサイクロトロン周波数  $\omega_c$  が変化する。しかし共振器の固有周波数  $\omega_0$  の可変幅は 400 MHz 以下であり、安定に動作する周波数は限られている。

### ガウシアンコンバータ

ジャイロトロンの発振モードは  $TE_{52}$  であるが、Fabry-Pérot Cavity の内部モードは  $TEM_{00}$ 、いわゆるガウシアンモードであるので、ジャイロトロンの出力をそのまま Fabry-Pérot にいれてもごく一部しか共振しない。このため、ジャイロロンにはガウシアンコンバータが内蔵されている。ガウシアンコンバータにより、ジャイロトロンの出力はバイガウシアンビームに変換されてサファイア窓から出力される。バイガウシアンビームはさらに後述のビーム伝送系により、ガウシアンビームに変換され Fabry-Pérot Cavity に入る。

### ジャイロトロンの発振原理

ただ単に空洞共振器のなかで電子をサイクロトロン運動させても、個々の電子の放出するサイクロトロン運動の位相は異なるため、効率よく共振を発生させることはできない。コヒーレントなハイパワー電磁波を放出させるには以下で述べる条件が必要である。

電磁場の周波数を  $\omega$  とする。図 2.3 は、電子のラーマー半径を  $r_L$  としたときの電子の運動の模式図である。図は電場  $E_\theta$  を  $x$  軸ににとった座標系である。 $z$  軸方向に磁場がかかっている。

電磁波の周波数  $\omega = \omega_c$  のとき、図で赤色で示した電子は電場により加速され、青色の電子は減速される。半周期後は、電子の位置は  $\pi$  回転するが、同時に電場も逆向きになるため、赤色の電子はやはり加速され、青色の電子は減速される。相対論的効果がなければサイクロトロン周波数は一定なので、ただ単にそれぞれのラーマー半径が変化するだけで、回転運動の位相はそろわない。

相対論的効果がある速度領域では、式 (2.1) に従い、加速された電子は回転周波数が遅くなり、減速された電子は早くなる。よって  $\omega = \omega_c$  ならば、サイクロトロン運動の位相が徐々にそろってくる。しかし、この場合は加速される電子と減速される電子の数が同じため、電磁波はエネルギーを受け取ることが出来ない。

$\omega = \omega_c + \epsilon$  というように、わずかに電磁波の周波数が高い場合は、図 2.4 に示したように、電子は減速する位相へと集群する。見方を変えると、高電場で加速された電子のエネルギーが電磁場にわたされ、コヒーレントな電磁波を生成することになる。この作用により、空洞共振器内部にハイパワーの共鳴電磁波が発生する。以上の作用を古典的なサイクロトロン・メーザー作用と呼ぶ。

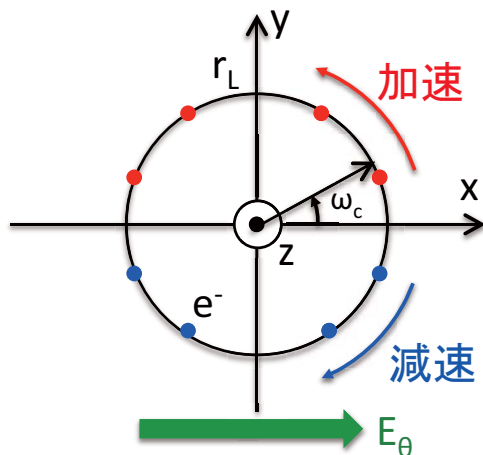


図 2.3  $\omega = \omega_c$  のとき

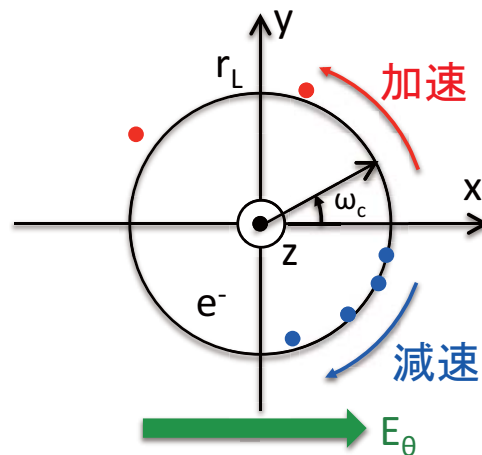


図 2.4  $\omega = \omega_c + \epsilon$  のとき

## 2.2.2 使用するジャイロトロン

実際に使用するジャイロトロンは福井大学で開発された“Gyrotorn FU CW GI”であり、その写真を図 2.5 に示す。中央の青い筒が超伝導コイルで、上部のサファイヤ製の窓から 203GHz 光が連続波又はパルス状に出力される。

## 2.2.3 周波数

ジャイロトロンの周波数は、ハーモニックミキサ (ショットキーバリアダイオード) を用いてヘテロダイン方式で測定をしている。ハーモニックミキサには円形のホーンを取り付けており、ジャイロトロンの出力を空間伝播させてホーンに結合しミキサに入れて周波数を測定する。実際の測定結果を図 2.6 に示す。Duty ratio 20%、繰り返し周期 5Hz、パルス幅 40ms の出力に対して、出力パルスの立ち上がり時間から複数点で測定を行った。1 パルス内で 20MHz 程度周波数に変化しているが、各点での周波数の広がり は  $1\sigma = 1\text{MHz}$  程度である。



図 2.5 実際に使用するジャイロトロン

### 2.3 パワー

パワーのキャリブレーションとして、水の温度上昇が用いた。パワー測定は以下のようにして行う。

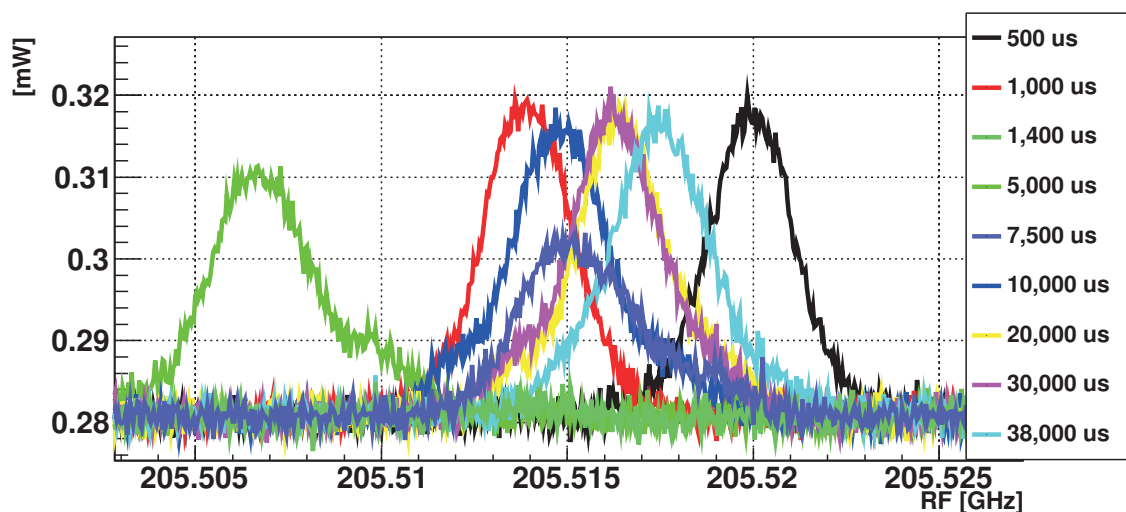


図 2.6 ジャイロトロンの周波数。ジャイロトン出力パルスの立ち上がりから 0.5ms、1ms、1.4ms、5ms、7.5ms、10ms、20ms、30ms、38ms のときの周波数。

1. テフロン容器に水を 46cc 入れる。
2. 基準温度を測定する。
3. ジャイロトロンのパワーをいれ、ビームをテフロン容器にあてる。
4. 容器内の温度が一定になるようにかき混ぜながら温度を測定する。
5. 水を取り替えて同じ測定を繰り返し、精度を高める。

以上でジャイロトロンの出力パワーを求めた。パワーの定義は、

$$P[\text{W}] = \frac{4.2 \times V[\text{cc}] \times \Delta T[\text{K}]}{\Delta t[\text{sec}] \times D.R.} \quad (2.11)$$

である。ここで、 $V$  は水の容積、 $\Delta T$  は温度上昇、 $\Delta t$  は測定時間、 $D.R.$  はジャイロトロンの duty 比である。この方法によってジャイロトロンの出力は  $200 \pm 20\text{W}$  と求められた。

## 2.4 ビーム形状

ポリ塩化ビニル (PVC) 板を用いて、ジャイロトロンのパワープロファイルを測定する。PVC は 203GHz を吸収するので、板状の PVC をスクリーンとして使い、その温度上昇を赤外線カメラで撮影することでパワーを測定出来る。

実際にジャイロトロンの出力窓から 200mm の位置で測定したパワープロファイルが図 2.7 である。図 2.7 から、水平方向 (x 方向) と垂直方向 (y 方向) でパワーが中心の  $1/e$  に

なる点を求めることで、その点でのビームサイズが分かる。様々な距離でビームサイズを測定することにより、ビームの形状を求めたのが図 2.8 である。図 2.8 より、ジャイロトロン出力はビームウエストサイズ (ビームサイズの最小値) が  $w_{x0} = 14.6 \pm 1.3$ 、 $w_{y0} = 6.8 \pm 0.6$  のバイガウシアンビームであることが分かる。

Fabry-Pérot Cavity に効率よく結合されるためには、バイガウシアンビームをガウシアンビームに変換する必要がある。これは後述の M1、M2 ミラー (Al トロイダルミラー) で変換する。

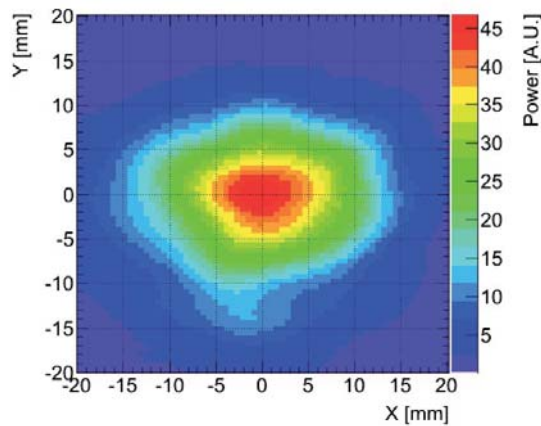


図 2.7 出力窓から 200mm の位置で測定したパワープロファイル。赤い部分ほど温度が高く、パワーが強い。

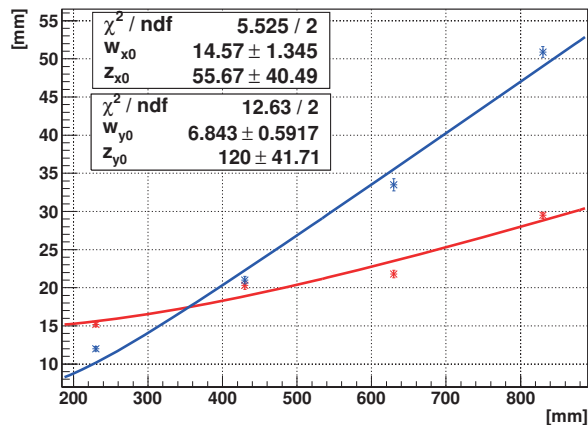


図 2.8 ジャイロトロン出力後のビームサイズ。横軸が出力窓からの距離で縦軸がビームサイズ。

## 2.5 ビーム伝送系

Fabry-Pérot Cavity 内部のモードは、ガウシアンビームが定在波になったものである。効率よく結合させるためには、基本モードである  $TEM_{00}$  モードにビームの形を近づける必要がある。

ビームを効率よく Fabry-Pérot Cavity に結合させるためには、ジャイロトロン出力のバイガウシアンビームをガウシアンビームに変換する必要があり、M1、M2 ミラー (Al トロイダルミラー) によって実現する。M1、M2 ミラーによって変換された後のビームプロファイルを実測したのが図 2.5 であり、ビーム形状を求めたのが図 2.5 である。

M1、M2 ミラーはビームウエストサイズが 8mm のガウシアンビームに変換するように設計されているが、実際は図 2.5 より、 $w_{x0} = 10.2 \pm 0.5\text{mm}$ 、 $w_{y0} = 10.2 \pm 0.7\text{mm}$  であった。

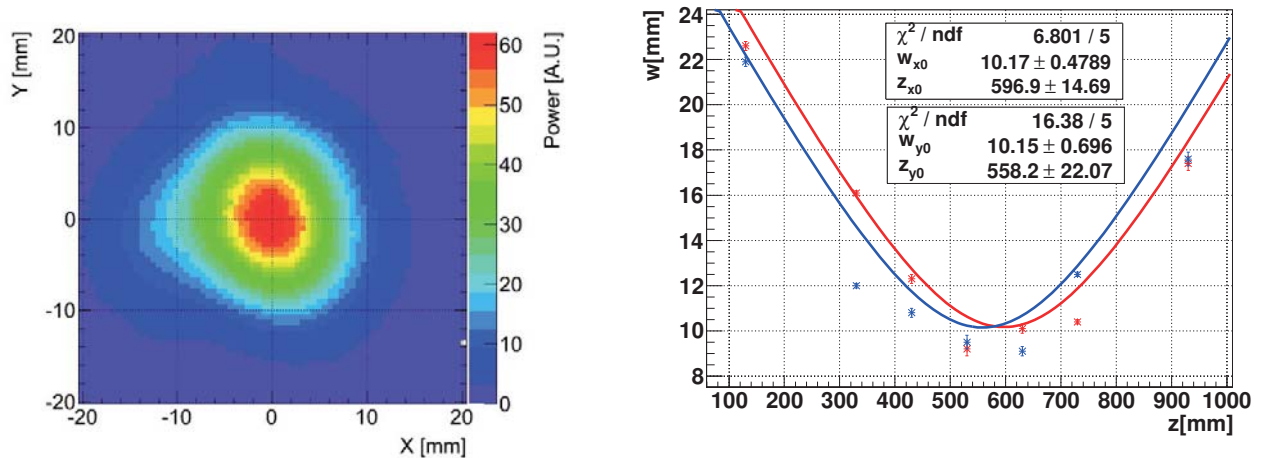


図 2.9 実測したパワープロファイルとビーム形状。左が球面銅ミラーの位置でのパワープロファイル、右がビーム形状。

## 2.6 Fabry-Pérot Cavity

ジャイロトロン出力をさらに増幅するために、Fabry-Pérot Cavity によってビームを蓄積し、パワーを増幅する。

図 2.6 が Fabry-Pérot Cavity の概念図である。Fabry-Pérot Cavity は平行に配置された二つのミラーから構成される。共振長を半波長の整数倍にすると Cavity 内部で共振が



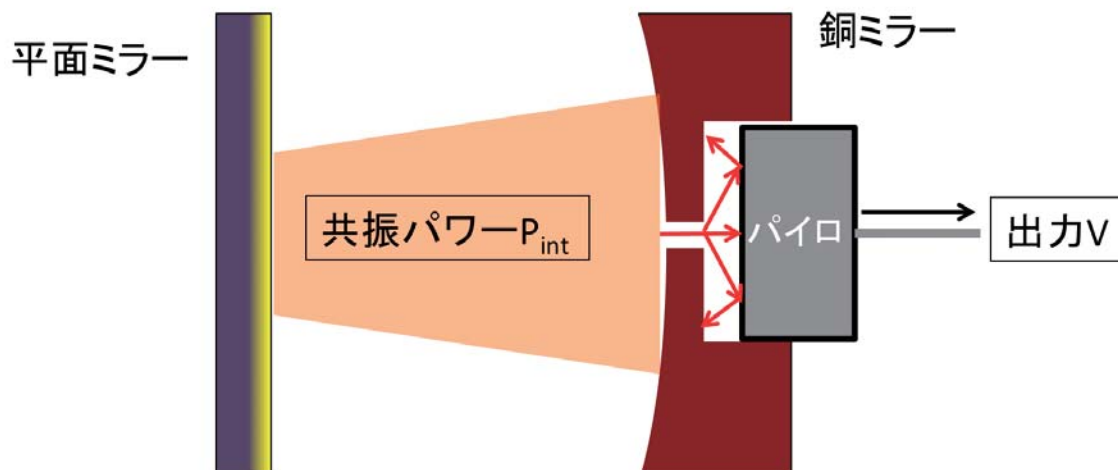


図 2.10 Fabry-Pérot Cavity の概念図

起きる。今回用いる 203GHz 光の波長は 1.47mm であるから、共振長が 0.735mm の整数倍で共振する。

### 2.6.1 使用する Fabry-Pérot Cavity

使用する Fabry-Pérot Cavity は平面ミラーと球面銅ミラーにより構成される。Fabry-Pérot Cavity の写真を図 2.12 に示す。パワーの入力側が平面ミラーである。各ミラーはミラーホルダーにマウントされ、それをピエゾステージ (株式会社ナノコントロール、TS102) に設置した。ピエゾステージによって  $\mathcal{O}(10)$  nm の精度で共振長を制御することができる。

パワーを入力するためには、反射率の高く効率的なパワーの導入を両立したミラーである必要がある。この要求を満たすミラーとして、シリコン基板上に幅  $200\mu\text{m}$ 、周期  $340\mu\text{m}$ 、厚さ  $1\mu\text{m}$  の金属膜が蒸着されたメッシュミラーを用いた。反射率は 99%、透過率は 0.7% と見積もられている。

球面銅ミラーには曲率半径 300mm、直径 50mm のものを用いた。反射率は 99.85% と

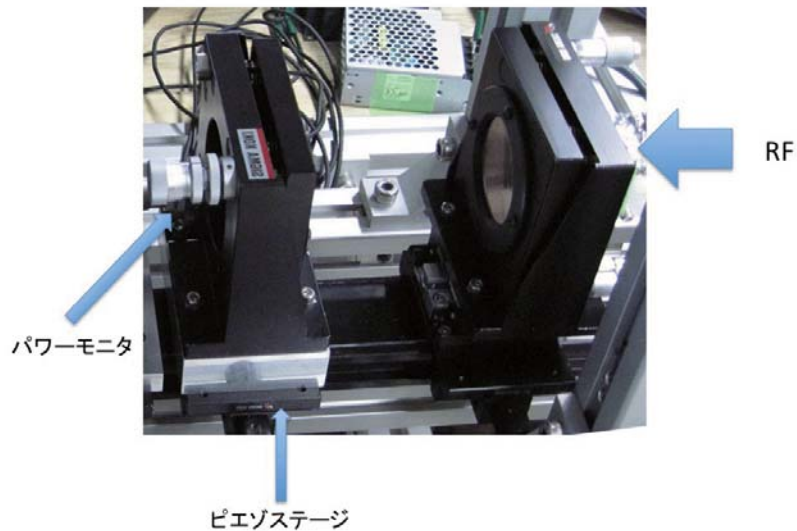


図 2.11 使用した Fabry-Pérot Cavity

見積もられている。図にあるように、球面銅ミラーには小孔 ( $\phi 0.6\text{mm}$ ) が空いている。これは、小孔から透過したパワーをパイロエレクトリックディテクタで測定することによって、Cavity 内のパワーを求めるためである。

## 2.6.2 蓄積パワー

銅ミラーの小孔からの透過パワーをパイロエレクトリックディテクタで測定したパイロエレクトリックディテクタは、照射光に基づく温度上昇によって誘電体の表面電荷が変化する現象 (焦電効果) によって、温度上昇を電圧へと変換する素子である。遠赤外線の広い領域で感度があり、出力電圧が入力電磁波の強度に比例している。パイロエレクトリックディテクタの出力電圧をモニタすることで、使用した素子は  $\text{LiTaO}_3$  製パイロエレクトリックディテクタ (spectrum detector、SPH-49) である。

パイロエレクトリックディテクタの出力の較正には水の温度上昇を用いた。較正の様子を表した物が図 2.12 である。ジャイロトロンを 45 度チョッパーでテフロン容器と銅ミラーに交互に分ける。水の温度上昇によりパワーを求め、パイロエレクトリックディテクタの出力を較正する。

この方法によって較正し、実際に蓄積パワーを求めたのが図 2.13 である。ジャイロトロンを出力パルス (Duty ratio 20%、繰り返し周期 5Hz、パルス幅 40ms) を 5 等分した場合のそれぞれのパワーであり、1 パルス中でふらつきがあるものの、25kW 以上を蓄積

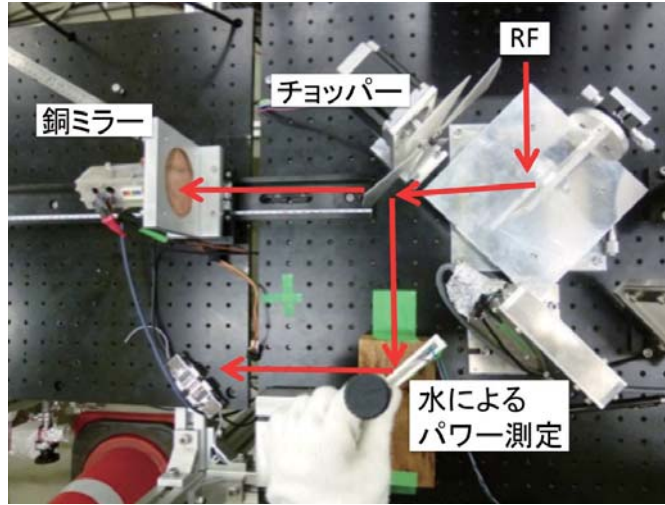


図 2.12 パイロエレクトリックディテクタの出力の較正の様子。

出来ていることが分かる。

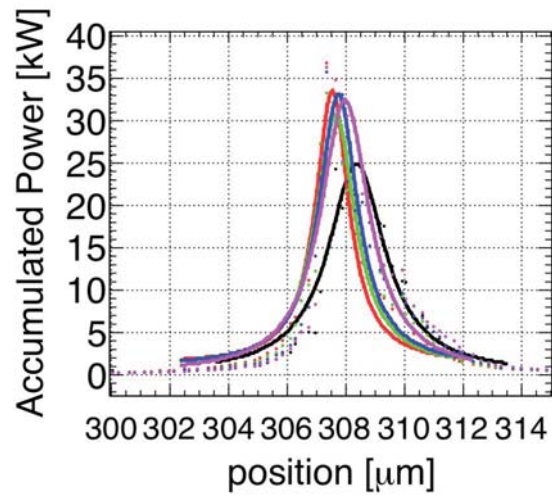


図 2.13 Fabry-Pérot Cavity に蓄積されているパワー。ジャイロトロン出力パルス (Duty ratio 20%、繰り返し周期 5Hz、パルス幅 40ms) を 5 等分した場合のそれぞれのパワー。黒:0-8ms、赤: 8-16ms、緑:16-24ms、青:24-32ms、紫:32-40ms。

## 2.7 Fabry-Pérot Cavity から検出器

光子が Fabry-Pérot Cavity を回り込んで M3 ミラー (Al トロイダルミラー、150mm×115mm、曲率半径  $R_x = 681\text{mm}$ 、 $R_y = 340.5\text{mm}$ ) に行かないように、Cavity

の後ろに壁 (Al 板) を置く。また、Fabry-Pérot Cavity の後ろに壁 (Al 板) を置くことにより、壁から M3 ミラーまでの距離が再変換領域となるので、壁の位置によって再変換領域の長さを調整できる。

Paraphoton に変換し壁を通り抜け、光子に再変換したものを検出器のホーンに効率よく結合させるために M3 ミラーとテフロンレンズ (曲率半径 90mm、レンズ直径 80mm) を用いる。Cavity の後ろに M3 ミラーを置きビームを収束させながら真空チェンバーの外に出し、それをテフロンレンズでさらに収束させることによってホーンに結合させる。M3 ミラーとテフロンレンズは、Fabry-Pérot Cavity 内のガウシアンビームのビームウエストサイズが 8mm の場合に、検出器のホーンに良く結合するように設計されている。しかし、実際のビームウエストサイズは  $10.2 \pm 0.7\text{mm}$  になっている。ビームウエストのサイズのずれがホーンとの結合にどの程度効いてくるかを示したのが図 2.14 である。ビームウエストサイズが 8mm の場合は 98% 結合するが、10mm では 94%、11mm では 91% となる。

テフロンレンズの透過率  $T_{\text{lens}}$  は

$$R = \left( \frac{1-n}{1+n} \right)^2 \quad (2.12)$$

$$T_{\text{lens}} = (1-R)^2 \exp(-\alpha L) \quad (2.13)$$

と書ける。ここで、 $R$  は反射率、 $n$  は屈折率、 $\alpha$  は吸収係数、 $L$  はテフロンレンズの厚さである。203GHz に対するテフロンの屈折率と吸収係数 ( $n = 1.44$ ,  $\alpha = 0.08[\text{cm}^{-1}]$  [37])、テフロンレンズの厚さ ( $L = 18.8[\text{mm}]$ ) を代入すると、テフロンレンズの透過率は  $T_{\text{lens}} = 0.86$  である。

### 2.7.1 パラメータ

paraphoton 探索で重要となる光学系のパラメータをまとめておく。

- 蓄積パワー: 25kW 以上
- 線幅: 1MHz
- 変換長 (共振長) 156mm, 122mm, 111mm, 100mm, 81.6mm
- 検出器のホーンとのカップリング: 91%
- テフロンレンズの透過率: 86%

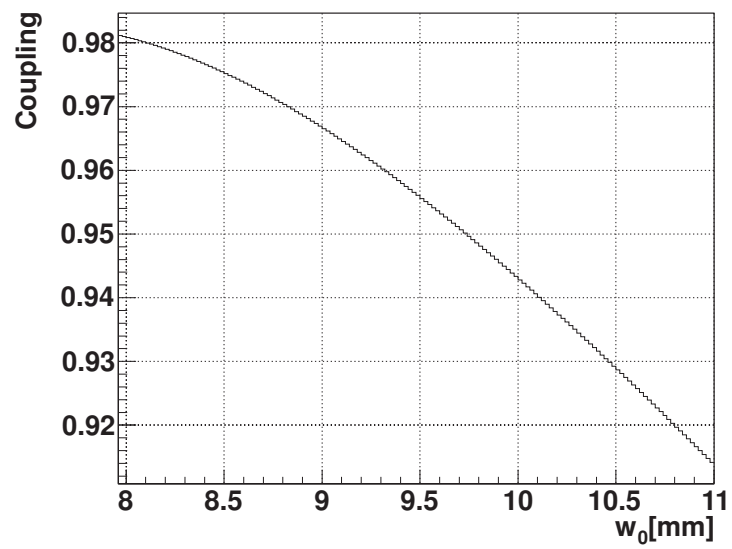


図 2.14 検出器のホーンとのカップリングの計算値。横軸は Fabry-Pérot Cavity 内のガウシアンビームのビームウエストサイズ。



る。このため、SIS 検出器と HEMT は低温チェンバー内に置かれている。低温チェンバーは 4K と 70K の 2 段式 GM 冷凍器 (住友重機械工業株式会社 RDK-205D、4K ステージの冷却能力 0.5W、70K ステージの冷却能力 3W) によって冷却される。後述の SIS 検出器と HEMT は 4K ステージに置かれる。熱流入を抑えるために、信号の取り出しにはキュプロニッケル製の同軸ケーブル (コアックス株式会社 極低温用同軸ケーブル SC-358/50-CN-CN) を使い、LO 導入用の導波管には金メッキをした銅の導波管を用いたが、一部をキュプロニッケル製にした。さらに、冷凍機の初段ステージである 70K ステージに熱アンカーを取ることで熱流入を抑えた。

### 3.3 コルゲートホーン

ガウシアンビームを効率よく収集するために、コルゲートホーンを用いる。コルゲートホーンは円錐ホーンの内部に蛇腹状の金属ひだをつけたホーンである。使用したコルゲートホーンはホーンの口で

- ビーム幅 3.02mm
- 曲率半径 32.4mm

のガウシアンビームと効率よく結合するように作られている。コルゲートホーンの見込む立体角は  $5.6 \times 10^{-2}$  [sr] であり、ホーンの口の半径は 4.6mm である。

### 3.4 SIS 検出器

SIS(Superconductor-Insulator-Superconductor) 検出器は、SIS 接合の非線形な電流・電圧特性を利用した高感度なヘテロダイン検出器である。ジャイロトロンの単色性を生かすために、SIS 検出器を用いた。

#### 3.4.1 原理

##### SIS 接合

SIS 接合は超伝導体-薄い絶縁体-超伝導体 (S-I-S) のサンドイッチ構造からなる。図 3.2 にエネルギーバンド図を、図 3.3 に SIS 接合の近似的な電流・電圧特性をそれぞれ示す。また、階段状になっているのは光子が入射した場合に起こる準粒子 (クーパ対を形成していない電子) のトンネル電流によるもので、フォトンステップと呼ばれる (後述の

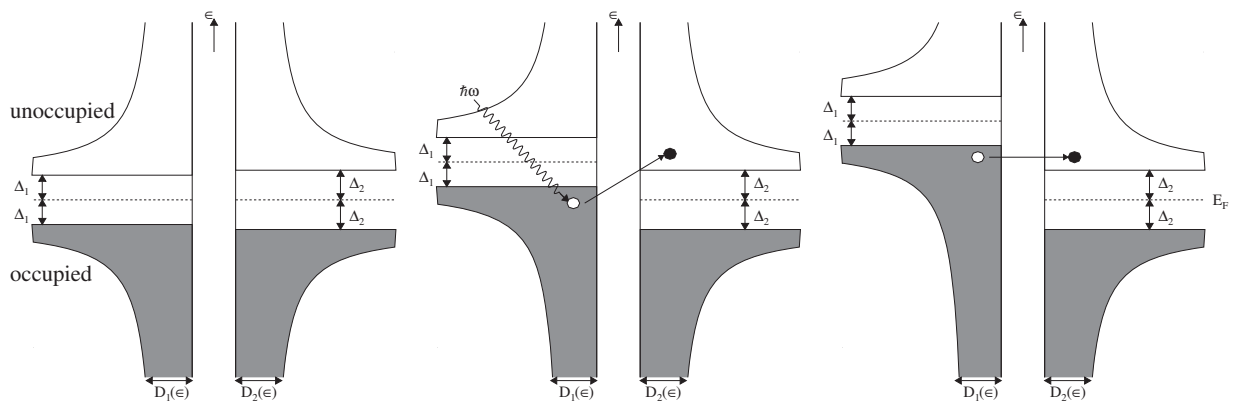


図 3.2 SIS のエネルギーバンド図。左図: バイアス電圧がかかっていない場合。中図: バイアス電圧がギャップ電圧より低い場合。Photon-Assisted tunnelling によって準粒子のトンネル電流が流れる。右図: バイアス電圧がギャップ電圧より高い場合。準粒子がトンネルし、電流が流れる。 $\Delta_{1,2}$  は超伝導体のエネルギーギャップ、 $D_{1,2}(\epsilon)$  は状態密度である。

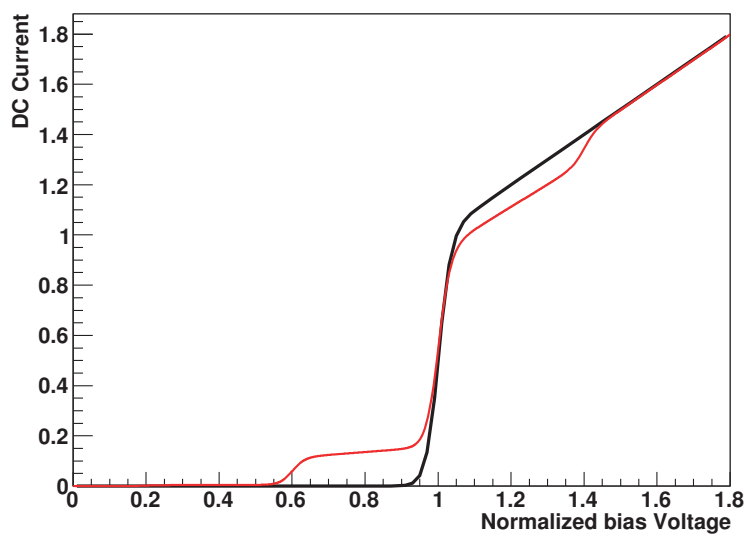


図 3.3 SIS の電流・電圧特性。横軸は超伝導のギャップ電圧  $V_g$  で規格化。黒線は光子を照射していない場合、赤線は  $\hbar\omega = 0.4eV_g$  の光子を照射した場合の電流・電圧特性。[35]

photon-assisted tunnelling)。

SIS 接合の電流・電圧特性の特徴は以下のようなものである ( $V$  は 2 つの超伝導体にかかって



いるバイアス電圧。  $V_G$  は超伝導ギャップ電圧:  $2\Delta/e$ 、  $\Delta$  は超伝導体のエネルギーギャップ、  $e$  は素電荷。 また、準粒子とはクーパー対を作っていない電子である)。

- $|V| < V_G$  : 図 3.2(a)  
超伝導間の電圧がギャップ電圧以下の場合、外部から非占有状態への遷移を起こさせない限り、電流はほぼ流れない。 図 3.3 の  $x < 1$  に対応する。
- $|V| = V_G$   
超伝導間の電圧がギャップ電圧に等しい場合、一方の超伝導体の占有状態にいる準粒子がもう一方の非占有状態へトンネルできるようになり、急激に電流が流れ始める。 図 3.3 の  $x = 1$  での急激な立ち上がりに対応。
- $|V| > V_G$  : 図 3.2(c)  
超伝導間の電圧がギャップ電圧より大きい場合、SIS 接合は通常の金属のような振る舞いを示し、かける電圧に比例した電流が流れる。 図 3.3 の  $x > 1$  に対応する。

#### Photon-Assisted Tunnelling について

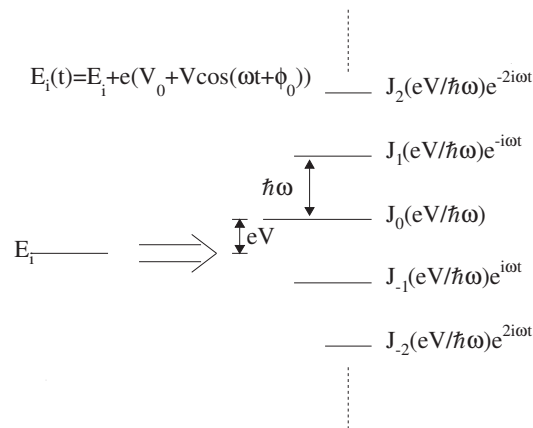


図 3.4 準粒子のエネルギー順位の変化

SIS 接合に外から周波数  $\nu$  の光子が照射されると、光子は準粒子に吸収される。1つの光子が吸収された場合、準粒子のエネルギーは  $h\nu$  だけ上昇する。このとき、バイアス電圧が  $(2\Delta - h\nu)/e$  より大きいと、準粒子が非占有状態へトンネルすることが出来る (図 3.2 (b))。光子による準粒子のトンネルは photon-assisted tunneling (PAT) と呼ばれる。

超伝導体の片方を接地し、もう片方に  $V(t) = V + V_0 \cos(\omega t + \phi_0)$  の電圧を印可する

と、電圧を印可された方の準粒子の波動関数  $\Psi(x, t)$  は

$$\Psi(x, t) = \Psi(x) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int^t dt' [E_i + eV(t)]\right) \quad (3.1)$$

$$= \Psi(x) \exp(-i(E_i + eV)t/\hbar) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int^t dt' [eV_0 \cos(\omega t + \phi_0)]\right) \quad (3.2)$$

$$= \Psi(x) \exp(-i(E_i + eV)t/\hbar) \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(\frac{eV_0}{\hbar\omega}\right) e^{-in\omega t} \quad (3.3)$$

と書ける [34]。ここで、 $E_i$  はブロッホ状態のエネルギー、 $J_n$  はベッセル関数である。光が入射することに依るエネルギー準位の変化は  $J_n\left(\frac{eV_0}{\hbar\omega}\right)$  の項に表れており、図 3.4 の様に  $n\hbar\omega$  ごとになる。各準位は直流電圧  $V + n\hbar\omega/e$  が印可された時と同等であり、その準位からのトンネル電流は  $J_n\left(\frac{eV_0}{\hbar\omega}\right)^2$  に比例する。よって、光が入射していない時の電流を  $I_{dc}$  とすると、光が入射したときのトンネル電流の直流成分は

$$I_0(V, V_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(\frac{eV_0}{\hbar\omega}\right)^2 I_{dc}\left(V + \frac{n\hbar\omega}{e}\right) \quad (3.4)$$

となる。PAT により  $V = (2\Delta - h\nu)/e$  で電流が階段状に上昇する (図 3.3)。これをフォトンステップと呼ぶ。

### SIS 接合による周波数混合

SIS はその電流・電圧特性の非線形性と photon-assisted tunneling によって、2 つの異なる周波数の信号を混合することができる [35]。

式 (3.3) より、 $V(t) = V + V_0 \cos(\omega t + \phi_0)$  の電圧が印可されたときの、交流成分による準粒子のエネルギー準位の変化は位相項  $f(t)$

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(\frac{eV_0}{\hbar\omega}\right) e^{-in\omega t} \quad (3.5)$$

によって表されている。ここで、位相項のスペクトル表示  $W(\omega')$  を求めると

$$W(\omega') = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\omega' t} dt \quad (3.6)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(\frac{eV_0}{\hbar\omega}\right) \delta(\omega' - n\omega) \quad (3.7)$$

となる。式 (3.7) は、印可された交流電圧により準粒子のエネルギーが  $\omega' = n\omega$  を満たす値に分裂することを表しており、図 3.4 に対応している。

トンネル電流  $\tilde{i}(t)$  と  $W(\omega')$  の間には、Werthamer の関係式が成り立っているため [36]、 $\tilde{i}(t)$  は

$$\tilde{i}(t) = \text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega') W(\omega'') e^{-i(\omega' - \omega'')t} \tilde{I} \left( V + \frac{\hbar\omega'}{e} \right) d\omega' d\omega'' \quad (3.8)$$

$$= \text{Im} \sum_{k=-\infty}^{\infty} [\tilde{R}(k) + i\tilde{S}(k)] e^{ik\omega t} \quad (3.9)$$

$$\tilde{R}(k) + i\tilde{S}(k) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left( \frac{eV_0}{\hbar\omega} \right) J_{k+n} \left( \frac{eV_0}{\hbar\omega} \right) \tilde{I} \left( V + \frac{n\hbar\omega}{e} \right) \quad (3.10)$$

となる。 $\tilde{I}(V_0)$  は規格化されたトンネル電流の応答関数であり、その複素成分は電流・電圧特性、実成分は複素成分の Kramers-Kronig 変換になっている。 $k = 0$  は直流成分を表し、式 (3.4) と一致する。

同様に、印可電圧が異なる周波数  $\omega_0$  と  $\omega_1$  を持っていた場合、 $V(t) = V + V_0 \cos(\omega_0 t + \phi_0) + V_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1)$  のときはトンネル電流は

$$\tilde{i}(t) = \text{Im} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} [\tilde{R}(k, l) + i\tilde{S}(k, l)] e^{i(k\omega_0 + l\omega_1)t} \quad (3.11)$$

$$\tilde{R}(k, l) + i\tilde{S}(k, l) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_n^0 J_{k+n}^0 J_m^1 J_{l+m}^1 \tilde{I} \left( V + \frac{\hbar}{e} (n\omega_0 + m\omega_1) \right) \quad (3.12)$$

$$J_n^0 = J_n \left( \frac{eV_0}{\hbar\omega_0} \right) \quad (3.13)$$

$$J_m^1 = J_m \left( \frac{eV_1}{\hbar\omega_1} \right) \quad (3.14)$$

と書ける。式 (3.11) より、トンネル電流は  $\omega_0$  と  $\omega_1$  の線形和の周波数成分を持つことが分かる。特に  $|\omega_0 - \omega_1|$  を中間周波数 (IF) といい、この中間周波数成分を読み出す。

### 3.4.2 使用した SIS 検出器

実際に使用した SIS 検出器の写真を図 3.5 に示す。使用する SIS 検出器は Nb-AlO<sub>x</sub>-Nb で SIS 接合が作られている。Nb の超伝導の特性を表 3.4.2 にまとめる。後述する。

### 3.4.3 電流・電圧特性

図 3.6 に実測した SIS の電流・電圧特性を示す。測定温度は 6.4K である。図 3.6 から以下のことが分かる。

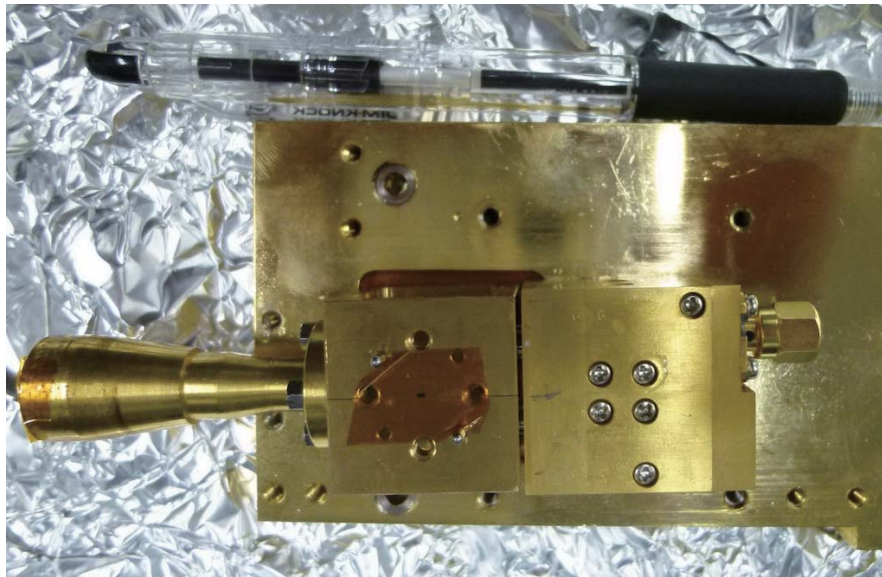


図 3.5 SIS 検出器

臨界温度 [K]	臨界磁場 $\mu_0 H_c(0)$ [T]	超伝導ギャップ $\Delta$ [eV]
9.25	0.4	1.4

表 3.1 Nb 超伝導体の性質

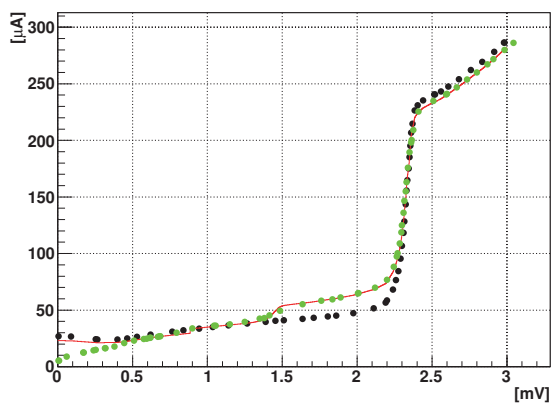


図 3.6 実測した SIS の電流・電圧特性

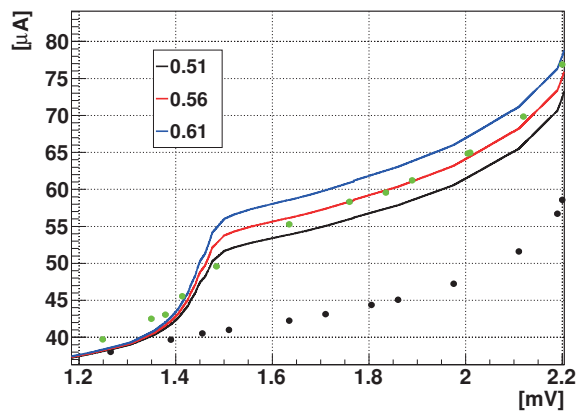


図 3.7 実測した SIS の電流・電圧特性

- ギャップ電圧 2.3mV
- 1.5mV 付近からフォトンステップが生じる

- 0mV でのジョセフソン電流

### ギャップ電圧

0K での Nb の超伝導ギャップは 1.4eV だが、有限温度ではこれよりギャップが小さくなる。 $T/T_c = 0.7$  の時に超伝導ギャップは 0K の時の約 80% になる [39]。よって、6.4K でのギャップ電圧は  $1.4 \times 0.8 \times 2 = 2.24\text{mV}$  になるはずである。実際、図 3.6 よりギャップ電圧は 2.3mV なのでよく一致しているといえる。

### フォトンステップ

LO を入れた場合に 1.5mV のところが階段上になっており、フォトンステップを確認することが出来る。LO が  $213.9\text{GHz} = 0.8846\text{meV}$  なので、このフォトンステップの幅 ( $2.3 - 1.5 = 0.8\text{mV}$ ) がちょうど光子一個分に対応しているのが分かる。

### ジョセフソン電流

LO を入れていない場合に 0mV のところでも電流が流れているが、これはジョセフソン電流を消すための磁場の最適化が出来ていないためである。

#### 3.4.4 LO のパワー

図 3.6 の赤線は、式 (3.4) と LO を入れていない場合の電流・電圧特性より、LO を入れた場合の電流・電圧特性を LO のパワーをパラメータとしてフィットしたものである。LO を入れていない場合の測定点間の値は、両脇の値から 1 次式で内挿して求めた。0.5mV 以下から大きくずれ始めるのはジョセフソン電流の所為である。LO を入れると一部超伝導が壊れ、ジョセフソン電流は流れなくなる。しかし、式 (3.4) ではこの効果が考慮されていないのでずれている。また、フォトンステップの立ち上がり部分もフィットが出来ていない (図 3.7) が、フィットに効いてくるのは立ち上がりではなく、フォトンステップの高さである。

フィット結果は  $\frac{eV_0}{\hbar\omega} = 0.56 \pm 0.05$  であり、 $\chi^2/\text{NDF} = 3.048$  と  $\chi^2/\text{NDF}$  悪いが、図 3.7 から分かる通り 10% 程度の精度では LO のパワーを求められている。

この結果を用いると、SIS に入る LO の電圧は

$$V_0 = (0.56 \pm 0.05) \times \frac{\hbar\omega}{e} = 0.50 \pm 0.04\text{mV} \quad (3.15)$$

であり、SIS に入る LO のパワー  $P_{LO}$  は常伝導状態での SIS の抵抗  $R_n$  ( $R_n = 10\Omega$ ) を用いて

$$P_{LO} = \frac{V_0^2}{R_n} = (25 \pm 4)[\text{nW}] \quad (3.16)$$

であることが分かる。ここで、適切な LO のパワーは

$$P_{LO(opt)} \sim \frac{2(\hbar\omega)^2}{e^2 R_n} = 140[\text{nW}] \quad (3.17)$$

であるので [40]、LO のパワーが 5 倍程度足りていないことが分かる。

LO のパワーを決めているのは 3 通倍器である。3 通倍器の出力は導波管によって SIS まで導かれ、cross coupler によって SIS に入れられる。よって、実際に SIS に入るのは 3 通倍器の出力の 1000 分の 1 程度であるので、必要な出力は  $140\mu\text{W}$  程度であり、現在の 3 通倍器の出力は  $24\mu\text{W}$  である。3 通倍器の公称値では、最高出力は 213GHz で  $3.2\text{mW}$  の出力があるはずなので、明らかに現在の出力は低すぎる。この原因は、3 通倍器の調節用マイクロメータの 1 つが壊れていることである。SIS に入る LO のパワーは出力信号のパワーに直結するので、LO のパワーが足りないと信号が雑音に埋もれる原因になる。LO のパワーは足りてはいないが、フォトンステップは確認出来ており、ヘテロダイン検出器として使用することは可能である。感度を上げるために、十分なパワーの出る別の通倍器を使用することも検討している。

## 3.5 GUNN oscillator

ヘテロダイン方式の検出器は、2 つの異なる周波数の IF を取り出すので、片方は既知の信号を用いる必要がある。この既知の信号を作り出すために、GUNN oscillator を用いる。

### 3.5.1 原理

GUNN oscillator は、n 型半導体 GaAs の臨界電圧以上での負性抵抗を利用した発振器である。図 3.8 に GaAs 中の電子の速度と印可電圧の関係を示す。図 3.8 より、臨界電圧  $3.2\text{kV/cm}$  以上の電圧領域で負性抵抗が現れることが分かる。臨界電圧以上の電圧が印可された場合を考えると、両側に  $n^+$  層の電極がついているので  $n^+nn^+$  構造ができる。半

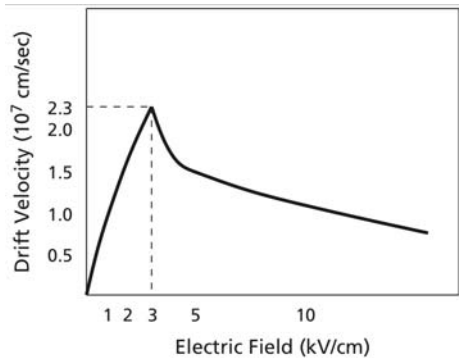


図 3.8 GaAs 中の電子のドリフト速度と電場の関係

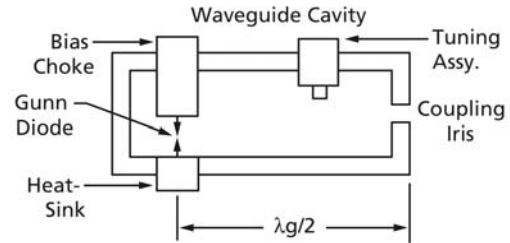


図 3.9 GUNN oscillator の模式図

導体中で電場が一様でない場合、電場の高いところの電子は遅く、電場の低いところの電子は速く動くので、電子の分布に疎密を生じる。電子群がアノードに到達すると、カソードから電子群が出てくるので疎密が繰り返される。電子群がドリフト速度を  $v_d$  でアノードに到達するとして、半導体の長さを  $l$  とすると振動周期は

$$f_0 = \frac{v_d}{l} \quad (3.18)$$

と表わせられる。 $v_d$  は印可電圧に依るので、印可電圧によって周波数を調整することが可能である。

GUNN oscillator は GUNN diode を空洞共振器に組み込むことにより、共振器の共振周波数によって発振周波数を制御する遷移電子発信器 (TEO) である。GUNN oscillator の模式図を図 3.9 に示す。バイアスチョークから GUNN diode に電場をかけ、Tuning Assy によって共振周波数を調節する。

### 3.5.2 使用した GUNN oscillator

使用した GUNN oscillator(日本通信機株式会社 GUNN OSCILLATOR 3845E、図 3.10) の仕様 (公称値) は以下のようである。

- 発振周波数：60 - 90GHz
- 出力電力：10mW 以上 (65 - 75GHz)、5mW 以上 (60 - 90GHz)

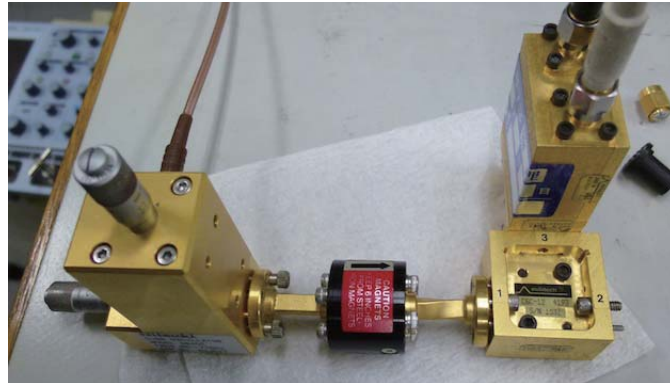


図 3.10 GUNN oscillator

### 3.6 周波数通倍器

周波数通倍器 (Radiometer Physics GmbH 社 Frequency Tripler MUT-219/21-04-2、図 3.11)) によって GUNN oscillator の周波数を 3 倍し SIS 検出器に入れる。仕様 (公称値) は以下のようなものである。

- 通倍数：3 倍
- 入力帯域：66 - 80GHz
- 出力帯域：198 - 240GHz
- 出力電力：2.5mW 以上



図 3.11 3 通倍器



## 3.7 PLL

GUNN oscillator の周波数を一定に保つために、Phase Lock Loop(PLL) をかける。

図 3.1 の Phase Lock Loop と書かれた青枠に囲われた部分が、PLL のブロックダイアグラムである。PLL は位相比較器、ループフィルター、GUNN oscillator、ハーモニックミキサ、基準信号からなる。PLL の動作は以下のようなものである

1. ハーモニックミキサによって、GUNN oscillator からの信号 (周波数  $f_{\text{GUNN}}$ ) とシンセサイザからの信号 (周波数  $f_{\text{synt}}$ ) の  $n$  倍の高調波が混ぜられ、IF  $f_{\text{mid}} = |f_{\text{GUNN}} - f_{\text{synt}}|$  の信号が作られる。
2. 位相比較器によって、ハーモニックミキサからの信号と基準信号 (周波数  $f_{\text{ref}}$ ) の位相が比較され、位相差に比例したパルスが出力される。
3. 位相比較器からのパルスはループフィルターによって積分され、位相差に比例した直流電圧  $\Delta V = C(f_{\text{mid}} - f_{\text{ref}})$  に変換される。
4. GUNN oscillator に印可されている電圧は  $\Delta V$  だけ変化して、それに応じて発振周波数も変化する。

このようにフィードバックをかけることによって、GUNN oscillator の発振周波数を固定することができる。

### 3.7.1 使用した PLL

実際には以下の装置によって PLL をかけた (図 3.12)。

- PLL module(XL microwave 社 PHASE LOCK MODULE 800A)
- PLL control(XL microwave 社 CONTROL MODULE 801)

## 3.8 HEMT

SIS からの信号はとても微弱なため、増幅する必要がある。多段増幅する場合、初段の増幅にはとくに低雑音な増幅器を用いる必要がある。そのため、初段は低温でも動作する HEMT で増幅する。

使用した HEMT(日本通信機株式会社 冷却低雑音増幅器 9891) と 7K で実測した増幅率の周波数特性を図 3.13 に示す。公称値は 3GHz に対して 25dB、4GHz に対して 32dB



図 3.12 Phase lock module と control box

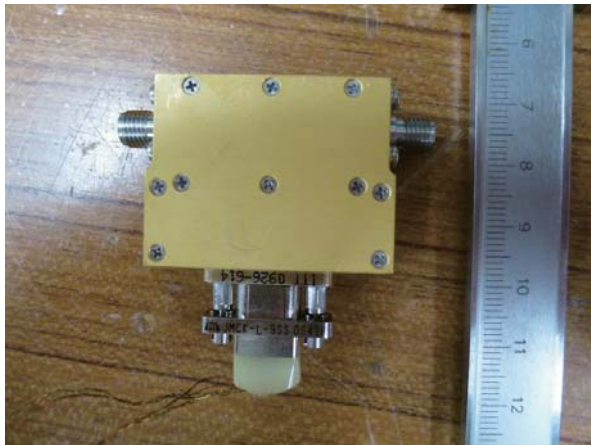


図 3.13 使用した HEMT

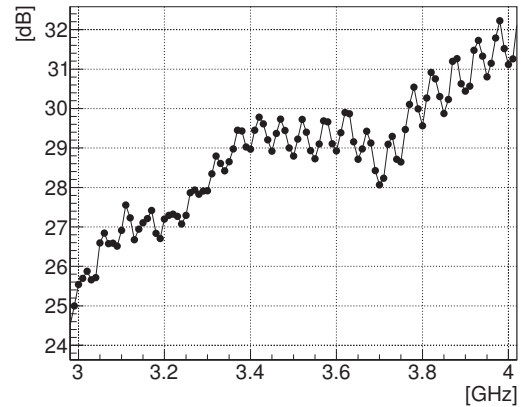


図 3.14 使用した HEMT の増幅率の周波数特性

なので期待通りの性能を示している。ただし、実測した増幅率は 50MHz 周期で振動している。この振動は後述の低雑音増幅器でもみられるため、増幅率の測定方法に系統的な問題が存在する可能性がある。

### 3.9 低雑音増幅器

HEMT の出力をさらに増幅するために、低雑音増幅器 (アールアンドケー株式会社 低雑音増幅器 K-LA0210G-4010-M、図 3.15) を用いた。低雑音増幅器の増幅率の周波数応答は図 3.16 である。公称値は 3GHz に対して 44dB、4GHz に対して 41.5dB であり、期待通りの性能を示している。

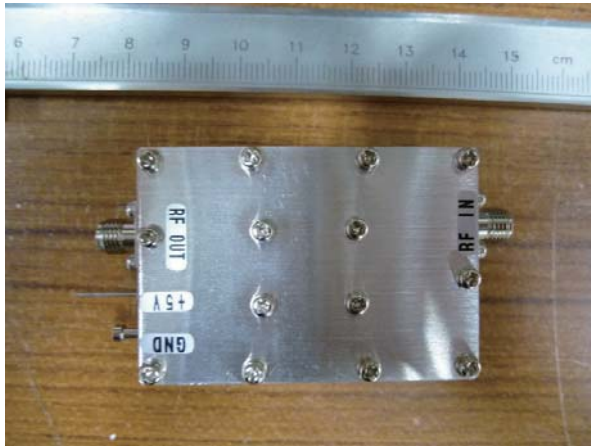


図 3.15 使用した低雑音増幅器

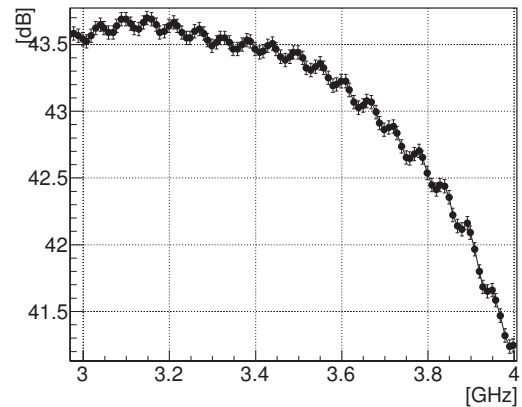


図 3.16 使用した低雑音増幅器の増幅率の周波数特性

### 3.10 オシロスコープ

SIS の信号は HEMT と低雑音増幅器によって増幅され、オシロスコープでフーリエ変換をして読み出す。

使用するオシロスコープはテレダイン・レクロイ・ジャパン株式会社 WavePro 7300A である。以下に性能をまとめる。

- アナログ帯域：3GHz
- サンプリング周波数：20GHz
- アナログ・デジタルコンバータ (ADC) 分解能：8bit
- デジタルサンプリングプロセッサ (DSP) 後の分解能：16bit

オシロスコープの周波数応答は以下のようにして測定した。

1. Signal Generator で 0dBm の信号を 10MHz 刻みで生成する。
2. 20dB アッテネータ (1-3 個) で減衰させる。
3. オシロスコープで読み出す。

実測したオシロスコープの  $-60\text{dBm}$  の信号に対する周波数特性を図 3.17 に示す。

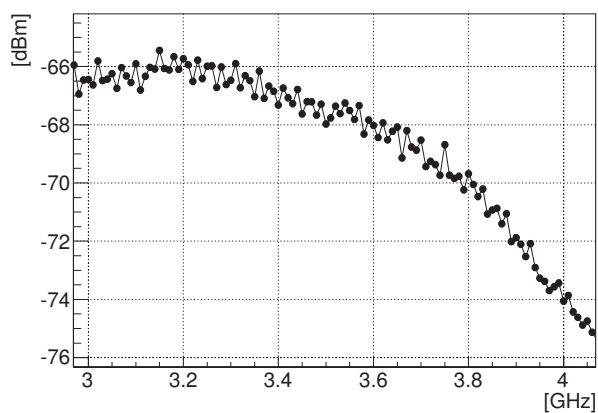


図 3.17 オシロスコープの周波数特性 (-60dBm)

### 3.11 増幅率・減衰率の測定

HEMT や低雑音増幅器の増幅率やケーブルの減衰率は以下のようにして測定した。

1. Signal Generator で 0dBm の信号を生成する。
2. 0-3 個の 20dB アッテネータを用いて減衰させる。
3. 信号を測定物に入れ、その出力をオシロスコープで読み出す。
4. 上記の測定を測定物を取り除いてもう一度行う。
5. 測定物あり、無しでの信号をオシロスコープの応答を用いて入力された信号のパワーを求める。
6. 入力された信号の差が増幅率や減衰率になる。

## 4 検出器の性能評価

検出器の感度は探索感度に直結してくるので、検出器の感度を正確に評価する必要がある。このため、既知の光源を用いて SIS 検出器の感度を評価するための実験を行おうとした。感度は Y factor 法によって SIS 検出器の雑音温度を評価して行う。

この章では、検出器の性能評価の方法である Y factor 法、セットアップ、電流・電圧特性について述べ、最後に実際に得られた SIS の信号について述べる。

### 4.1 Y factor 法

Y factor 法とは、2つの温度の黒体輻射の信号から SIS 検出器の雑音温度を評価する方法である。雑音温度は以下のようにして計算される。

2つの黒体輻射の温度を  $T_h$  と  $T_c$  とし、それぞれの黒体輻射を照射した時の出力を  $P_h$  と  $P_c$  とする。出力の比を Y とすると

$$Y = \frac{P_h}{P_c} \quad (4.1)$$

$$P_h = G(T_h + T_R) \quad (4.2)$$

$$P_c = G(T_c + T_R) \quad (4.3)$$

とかける。ここで、 $G$  は検出効率も含んだ IF 系全体の増幅率であり、 $T_R$  は雑音温度である。これらより、雑音温度は

$$T_R = \frac{T_h - YT_c}{Y - 1} \quad (4.4)$$

と求まる。

ここでいう雑音温度とは、SIS 検出器の感度の指標であり、雑音を黒体輻射の入射に換算した場合の温度である。式 (4.3) から分かる通り、雑音温度は雑音の量だけでなく検出効率にも依存し ( $GT_R$  が雑音の量となるので雑音の量が同じであった場合、検出効率が低い、つまり  $G$  が小さい場合は雑音温度が高くなる)、雑音温度が低いほど感度が良い。

### 4.2 セットアップ

#### 4.2.1 全体像

セットアップの全体像を図 4.1 に示す。

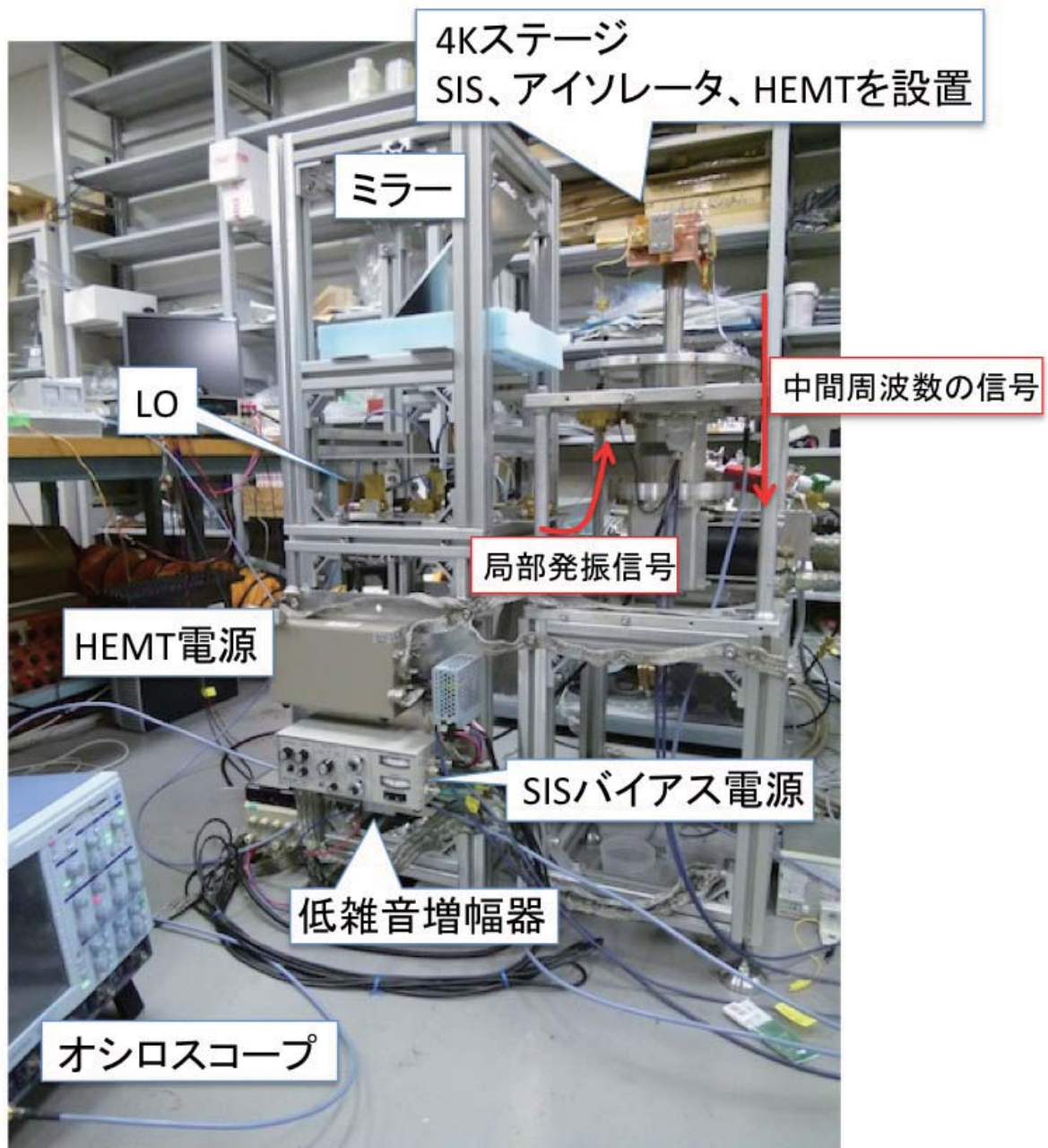


図 4.1 セットアップの全体像

既知の光源として、入射光には黒体輻射を用いた。黒体源 (エコソープ) の温度を調整することにより、光量を調節する。黒体輻射はアルミミラーで反射されコルゲートホーンに入射する。信号は前章でも述べた通り、まず低温チェンバー内で HEMT によって増幅される。その後、常温で低雑音増幅器によって増幅され、オシロスコープによって読み

出す。

#### 4.2.2 RF 系

RF 部分の拡大図を図 4.2 に示す。

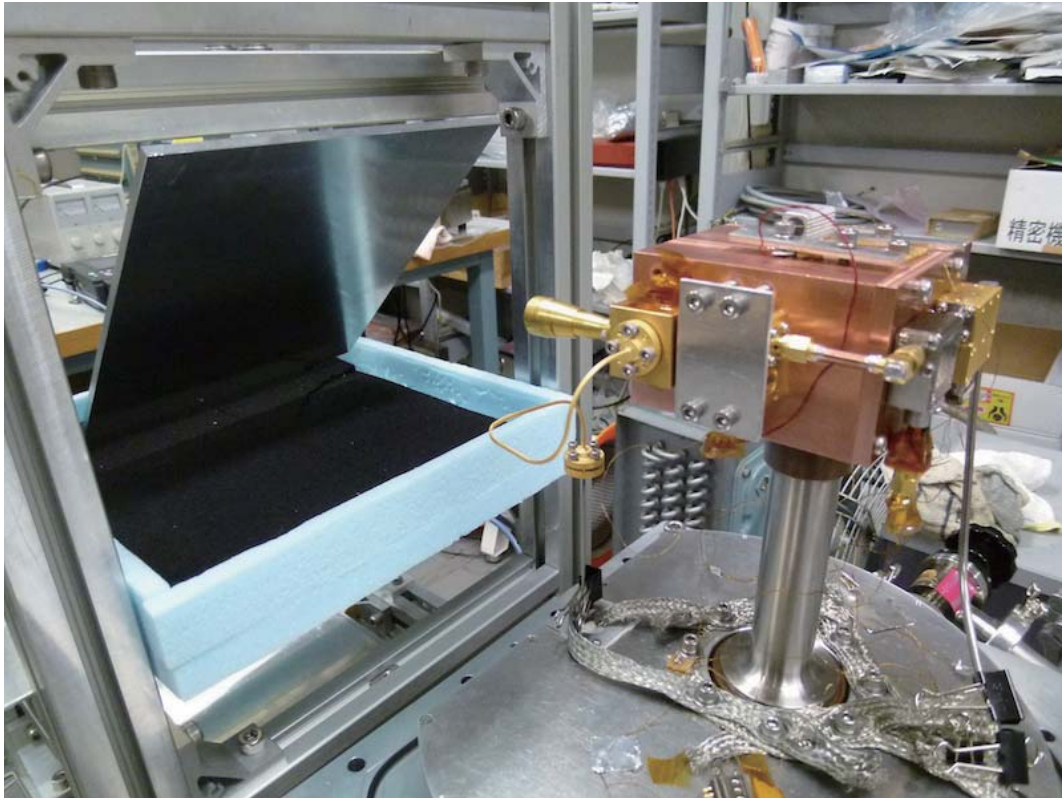


図 4.2 セットアップの RF の部分の拡大図

黒体輻射を光源として用いる場合、ホーンから見える領域を全て同一温度の黒体源とする必要がある。ホーンの前にアルミミラー (200 × 240 × 4mm) を置くことによって黒体源のエコソープ (260 × 260 × 4mm) を見せている。ホーンの口からアルミミラーまでは 160mm、エコソープまでは 290mm である。

#### 4.2.3 SIS 検出器

バイアス電源 (日本通信機株式会社 SIS MIXER BIAD BOX 8842) によって SIS にバイアス電圧をかけ、SIS にかかるバイアス電圧と電流を読み出す。

また、ジョセフソン電流を消すために、ネオジウム磁石を用いて素子に 0.155[T] かけている。

#### 4.2.4 IF 系

SIS の信号は HEMT と低雑音増幅器によって増幅され、オシロスコープでフーリエ変換をして読み出す。

IF の取り出しには、低温チェンバー内はキュプロニッケル製の極低温用同軸ケーブルで、低温チェンバー外では同軸ケーブル (林栄株式会社 S04272B) を用いた。

用いた同軸ケーブルのコネクタは SMA コネクタであるが、オシロスコープのコネクタは BNC コネクタである。このため、BNC-SMA 変換コネクタを用いた。

### 4.3 取得データ

取得したデータは以下の通りである。

- SIS の信号
- 4K ステージの温度
- 70K ステージの温度
- エコソープの温度
- 熱アンカーの温度
- SIS にかけるバイアス電圧
- SIS のトンネル電流の直流成分

SIS の信号は HEMT と低雑音増幅器で増幅されたものを、オシロスコープでフーリエ変換を行い読み出している。4K ステージの温度情報は Carbon-Glass RTDs(Lake Shore Cryotronics)、それ以外の温度情報は白金測温抵抗体 (Pt100) を用いて取得した。

### 4.4 測定条件

今実験の測定条件は以下のようである。

- 黒体源の温度 296K と 77K  
77K は黒体源であるエコソープを液体窒素に付けることによって実現した。
- LO 213.9GHz
- SIS 動作温度 6.3 - 6.45K  
測定中の 4K ステージの温度変化を図 4.3 に示す。
- オシロスコープのレンジ  $-112\text{mV} - 114\text{mV}$ 。 $-10\text{dBm} - -100\text{dBm}$ 。



4K ステージの温度は Carbon-Glass RTDs の抵抗を、デジタルマルチメータ (Keithley Model 2000 Multimeter) で 4 端子法で抵抗を測定し温度に換算している。抵抗値は 0.1[Ω] の分解能 (0.3 % の精度) で読み出しており、温度に換算すると 0.02[K] の分解能である。実際の温度の揺らぎは 0.02[K] 以上だが、これはデジタルマルチメータの使用上 Carbon-Glass RTDs に規定値の 5 倍程度高い電圧をかけているのが原因と考えられる。

黒体輻射を入射させた場合の SIS の信号は、296K(LO on)、296K( LO off)、77K(LO on)、77K(LO off) の順番でそれぞれバイアス電圧を上げながら取得した。

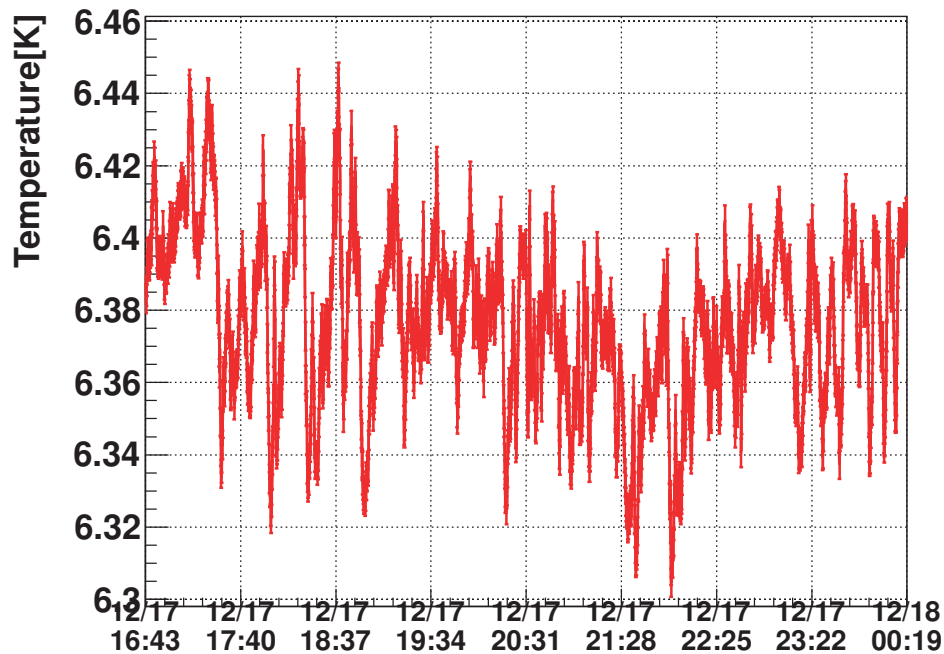


図 4.3 測定中の温度変化

## 4.5 予測光量

プランクの法則より、単位面積、単位立体角、単位周波数あたりの黒体輻射のパワー  $I(\nu, T)$  は

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1} \quad (4.5)$$

となる。今実験では IF 3-4GHz を読み出したので、209.9-210.9GHz、216.9-217.9GHz の黒体輻射を見ることになる。式 (4.5) にホーンの口の面積と立体角をかけたものが、入射

するパワーあるので IF 3-4GHz では  $12^{-12}$ [mW/MHz] のパワーが入射する。

また、黒体輻射の電場を  $E_{\text{black}}$ 、ホーンと結合するガウシアンビームの電場を  $E_{\text{gauss}}$  とすると、黒体輻射のホーンとのカップリング  $C$  は、極座標表示をとると

$$C = \frac{\left| \int_0^{r_h} E_{\text{gauss}} E_{\text{black}}^* r dr \right|}{\sqrt{\int_0^{r_h} |E_{\text{gauss}}|^2 r dr \int_0^{r_h} |E_{\text{black}}|^2 r dr}} \quad (4.6)$$

と書ける。ここで  $r_h$  はホーンの口の半径である。黒体輻射を平面波で近似するとそれぞれの電場は、円筒座標系で

$$E_{\text{black}} = \exp(-ikz) \quad (4.7)$$

$$E_{\text{gauss}} = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right) \exp\left(-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right) \quad (4.8)$$

と書ける ( $k$  は波数、 $\omega(z)$  は電場振幅が  $1/e$  になるビーム幅、 $\omega_0$  はビーム幅の最小値、 $R(z)$  は電場の等位相面の曲率半径、 $\zeta(z)$  はグオイの位相因子)。ホーンの口では  $\omega(z) = 3.02\text{mm}$ 、 $R(z) = 32.4\text{mm}$  なので

$$C = 0.8 \quad (4.9)$$

となる。

よって、実際に SIS に入るパワーは  $12 \times 10^{-12} \times 0.8 = 1 \times 10^{-11}$ [mW/MHz] である。なお、ここでの見積もりは、ホーンが見込む領域からのみ黒体輻射がホーンの口に対して垂直に入ってくることを仮定しており、斜めに入る効果などは入っていない。そのため、2 倍程度はずれる可能性がありうる。

観測されるのはこれに検出器の効率、増幅器の増幅率、ケーブルの損失、オシロスコープの応答がかかったものである。これらを考慮すると、3-4GHz では 296K の黒体輻射に対しては  $35 \times (\text{検出器の効率})[\mu\text{W}]$ 、77K の黒体輻射に対しては  $9.5 \times (\text{検出器の効率})[\mu\text{W}]$  程度の出力が期待される。

## 4.6 黒体測定

今実験では IF 3-4GHz を用いた。これはオシロスコープと HEMT の感度によって決めた。

図 4.4 に 296K と 77K の黒体輻射に対して取得されたスペクトル (バイアス電圧 1.85mV) を示す。また、296K の黒体輻射のスペクトルに測定器の応答をかけて、取得されたスペクトルに合うように規格化したスペクトルを併記する。今実験で見ている

209.9-210.9GHz、216.9-217.9GHz の範囲では黒体輻射の強度はほぼ一定であり、取得されたスペクトルの形は測定器の応答が決められている。3.5GHz 以下で感度が下がっているのは HEMT の感度が下がっているためであり、3.5GHz 以上で感度が下がっているのはオシロスコープの感度が下がっているためである。実際測定されたスペクトルと予測されるスペクトルは概ね一致しているが、3.4GHz 以下でずれている。ずれの原因として考えられるのは HEMT や増幅器、オシロスコープなどの周波数特性を正確に抑えられていないことが考えられる。

また、図 4.6 にバイアス電圧を変えたときの 3-4GHz の IF のパワーと Y factor 法によって求めた雑音温度を示す。

雑音温度は検出器の感度が最も良いところで最小になるはずである。また、検出効率が高まれば IF のパワーも上がるので、IF のパワーが高いところで雑音温度が最小になることが期待される。図 (4.5,4.6) を見ると、IF のパワーが高いところで雑音温度が低くなっており概ね期待通りである。雑音温度は 1.85mV で最も小さく  $T_R = 215 \pm 2[K]$  であり、検出効率は  $6 \pm 3\%$  である (検出効率は入射光量の不定性が大きいため、不定性が大きい)。SIS の雑音温度の典型的な値は 50K であるので、215K は 4 倍程度高い。この原因は主に以下の 2 つが考えられる。

- LO のパワー不足
- 高い動作温度

#### LO のパワー不足

節 3.4.4 で述べた通り、今実験での LO のパワーは適切な値の 5 分の 1 程度しかない。このため出力パワーが小さくなっており、信号強度に対して雑音の量が相対的に増え雑音温度が高くなっていることが考えられる。LO のパワーは通倍器が決められているので、十分なパワーのでる通倍器に交換することによって、LO のパワー不足を改善する。

#### 高い動作温度

今実験では 6.4K で SIS を動作させたが、SIS の最適な動作温度は 4K である。動作温度が高いと熱雑音が増えるので、雑音温度が高くなっていると考えられる。熱雑音を減らすには動作温度を下げるしかないが、これを実現するには冷凍機の冷却能力を上げる必要があり、すぐに改善するのは難しい。

LO を入れない場合は IF を取り出すことは出来ないため、LO を入れなければ IF を取

り出すことは出来ないため、信号は雑音のみとなりバイアス電圧や入射する黒体輻射の強度にはよらないことが期待される。また、雑音のみなので LO を入れた時よりも出力パワーが下がるはずである。しかし、図 (4.5) をみると LO を入れない場合の出力がバイアス電圧や入射する黒体輻射の強度に依存してしまっていることが分かる (各測定点の誤差は 1% 以下)。さらに、バイアス電圧 1.5mV では 70K の黒体輻射を入射させた場合に、LO を入れない場合の方が LO を入れた場合より出力が増えている。

バイアス電圧に依存する雑音としては、SIS の熱雑音によるトンネル電流が考えられる。しかし、このトンネル電流が 3 GHz もの高周波であるとは考えにくく、また、トンネル電流が原因だとするとバイアス電圧を上げるほど増えるはずである。バイアス電圧を上げると出力パワーは落ちているので、熱雑音によるトンネル電流が原因とは考えられない。

LO を入れない場合でのこのような傾向を示す原因は特定出来ておらず、今後の課題である。

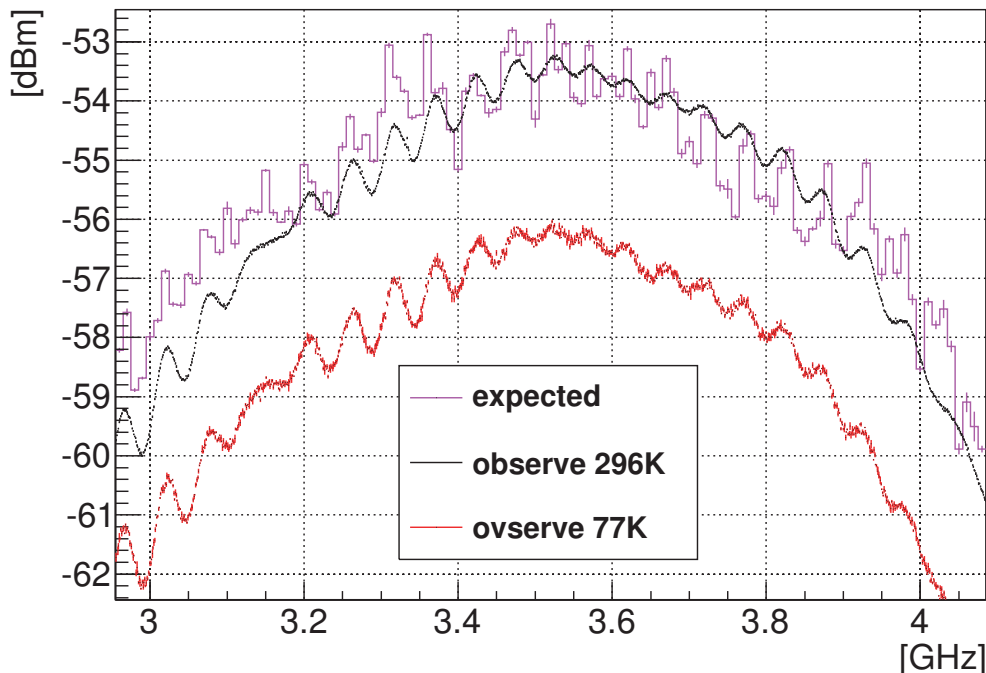


図 4.4 黒体輻射に対して取得されたスペクトル。黒線:296K の黒体輻射に対して取得されたスペクトル (バイアス電圧は 1.85mV)。赤線:77K の黒体輻射に対して取得されたスペクトル (バイアス電圧は 1.85mV)。紫線:296K の理想黒体のスペクトルに測定器の応答などをかけて、黒線に合うように高さを規格化したもの。

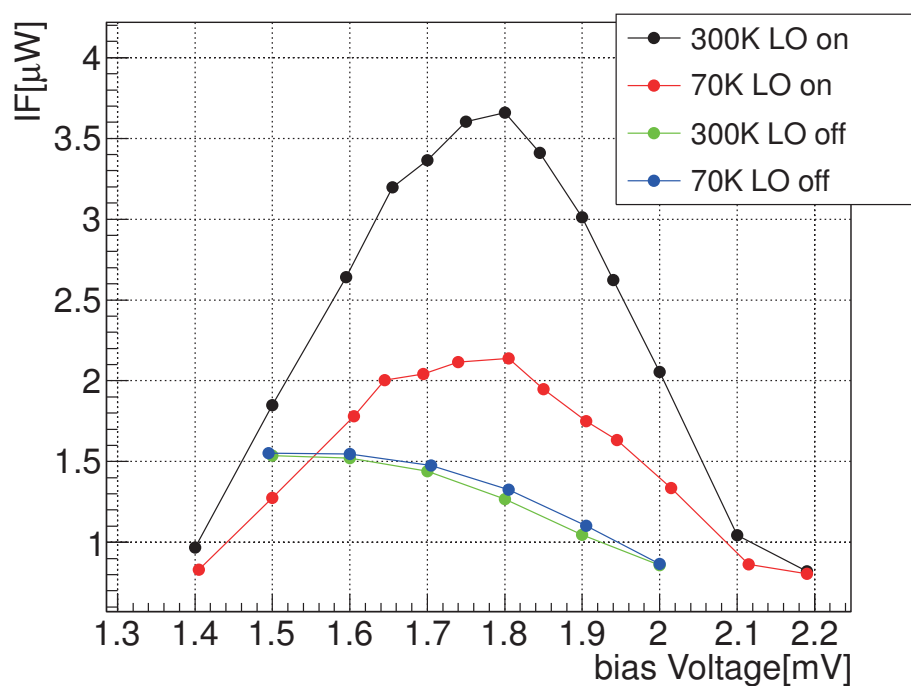


図 4.5 バイアス電圧に対する 3-4GHz の信号のパワー。黒点:LO を入れて 296K の黒体輻射を入射した場合、赤点:LO を入れて 77K の黒体輻射を入射した場合、緑点:LO を入れず 300K の黒体輻射を入射した場合、青点:LO を入れず 77K の黒体輻射を入射した場合。

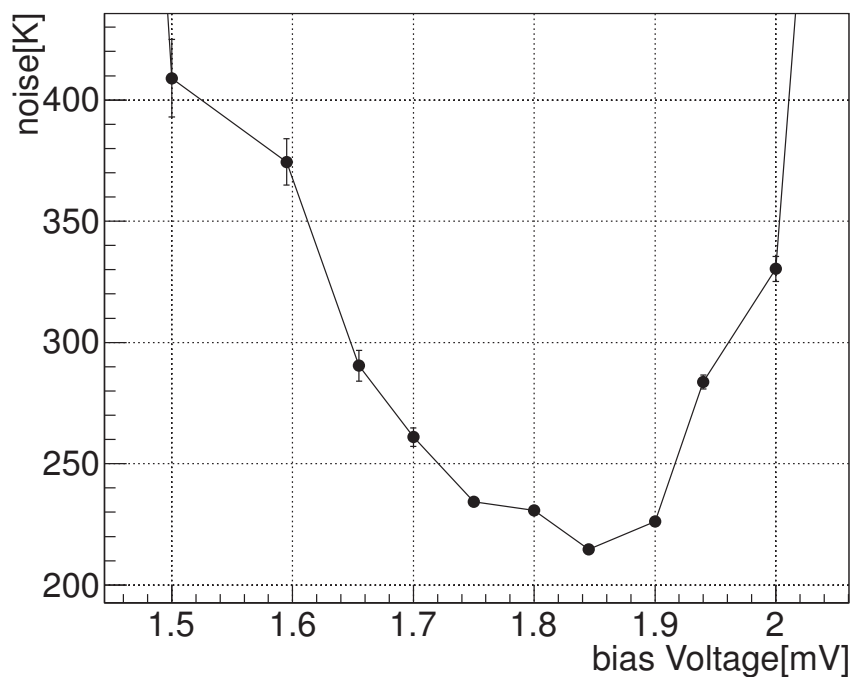


図 4.6 バイアス電圧に対する雑音温度

## 5 本実験での目標到達感度

本実験ではジャイロトロンのパワーが on の場合と off の場合のデータを取得し、on と off のデータで有意に差があるかを調べる。Paraphoton が存在した場合、ジャイロトロン  
の周波数と同じ周波数のパワーのみ off に比べて on の場合が増加する。on と off のデータ  
で有意な差がなかった場合は、mixing parameter  $\chi$  に対して制限を付けることができる。  
測定は on と off をともに  $5 \times 10^5$  [s] 行う。

### 5.1 目標感度

バックグラウンドのパワーを  $P_{BG}$  [W]、各測定時間を  $t$  [s] とすると、on と off の差を取  
った場合のバックグラウンドのふらつきは  $2\sqrt{2 \times (P_{BG}/\hbar\omega) \times t}$  と書けるので、以下  
の変換確率の領域まで探索できる。

$$P_{\text{trans}} = \frac{2\sqrt{2 \times (P_{BG}/\hbar\omega) \times t}}{(P_{\text{cav}}/\hbar\omega) \times Eff \times C \times T} \quad (5.1)$$

ここで、変換確率を  $P_{\text{trans}}$ 、Fabry-Pérot Cavity 内のパワーを  $P_{\text{cav}}$  [W]、検出器の検出効  
率を  $Eff$ 、ビームとコルゲートホーンとのカップリングを  $C$ 、テフロンレンズの透過率  
を  $T$  とした。また、増幅器の揺らぎはスペクトルのサイドバンドをとることにより補正  
し (ジャイロトロンと同じ周波数にシグナルが来るはずなので、スペクトルの両サイドの  
変動が増幅器の変動を反映する)、ジャイロトロンからくる雑音はケーブル類のシールド  
の強化をすることにより落とすとして、光子の統計的な揺らぎのみをバックグラウンドと  
した。

式 (1.16) にこれを代入すると、探索出来る  $\chi$  の領域は

$$\chi = (P_{\text{trans}})^{\frac{1}{4}} \times \left( 16 \left[ \sin \left( \frac{l_1 m_{\gamma'}^2}{4\omega} \right) \sin \left( \frac{l_2 m_{\gamma'}^2}{4\omega} \right) \right]^2 \right)^{-\frac{1}{4}} \quad (5.2)$$

$$= \frac{2^{-\frac{5}{8}} (P_{BG} \times \hbar\omega/t)^{\frac{1}{8}}}{\left( P_{\text{cav}} \times Eff \times C \times T \times \sin^2 \left( \frac{l_1 m_{\gamma'}^2}{4\omega} \right) \sin^2 \left( \frac{l_2 m_{\gamma'}^2}{4\omega} \right) \right)^{\frac{1}{4}}} \quad (5.3)$$

$$\quad (5.4)$$

とかける。

バックグラウンドとしては 296K の黒体輻射と SIS 検出器の雑音と考えられる。SIS 検出器の雑音については今実験より 215K と求められたので、バックグラウンドは (296+100)K の黒体に相当する。式 (4.5) からバックグラウンドは  $P_{BG} = 4.4 \times 10^{-14} [\text{W}/\text{MHz}]$  である。

式 (5.4) に第 2 節のパラメータ (蓄積パワーは 25kW とした) と  $P_{BG} = 4.4 \times 10^{-14}$ 、 $Eff = 3\%$ 、 $t = 5 \times 10^5$  を代入した図が図 5.1 である。また、各変換長での結果をあわせたのが図 5.2 である。FIRAS と LSW 実験での制限の谷間である  $1-3 \times 10^{-4} \text{eV}$  の質量をもつ paraphoton に対して、

$$\chi < 1.2 \times 10^{-6} \quad (5.5)$$

の制限を与えることができる。

また、実効的なニュートリノのフレーバ数  $N_{\nu}^{\text{eff}}$  に対しては、式 (1.7、1.8) より

$$N_{\nu}^{\text{eff}} < 3.5 \quad (5.6)$$

$$x < 0.056 \quad (5.7)$$

となり、現在のずれを説明する領域を調べることができる。

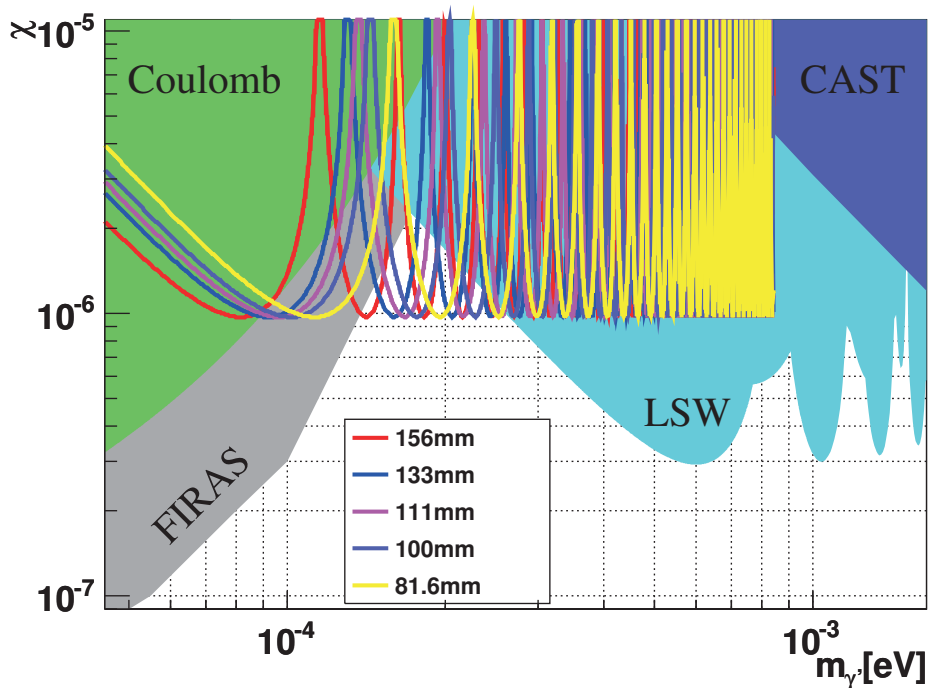


図 5.1 各変換長での到達予想感度



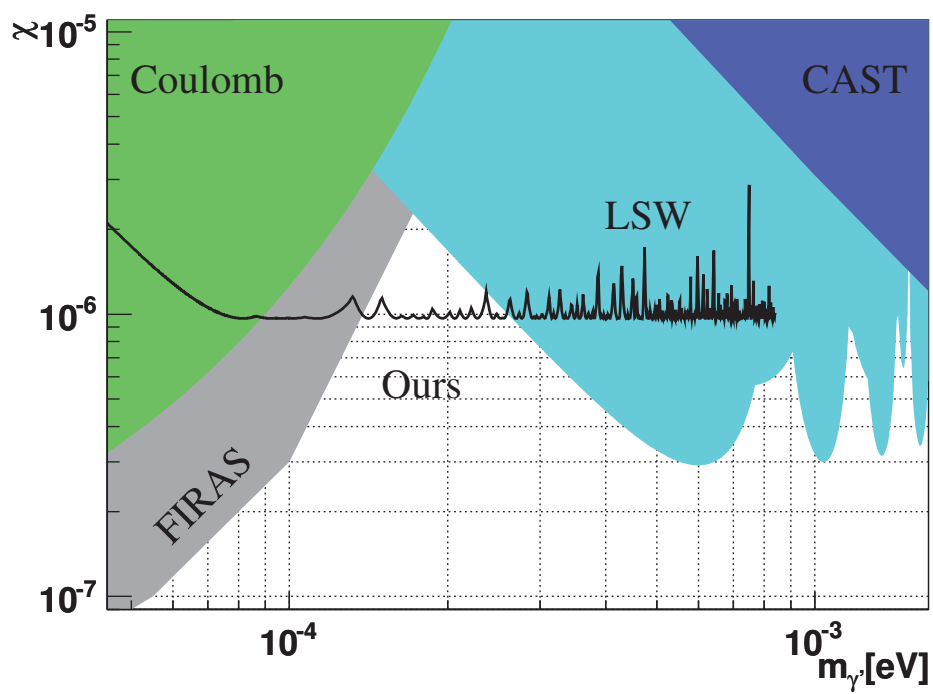


图 5.2 到達予想感度

## 6 まとめ

### 6.1 結論

本研究は素粒子論だけでなく宇宙論においても重要な粒子である paraphoton の探索である。ミリ波を用いることによって既存の実験では探索されていない領域を探索する。

Paraphoton 探索のための光学系の開発はほぼ完了しており、205.5GHz に対してではあるが、25kW 以上のパワーの蓄積、線幅 1MHz を達成している。検出器に関しては 296K と 77K の黒体輻射を用いて性能評価を行い、雑音温度  $T_R = 215 \pm 2$ [K]、検出効率  $6 \pm 3\%$  と求めた。

今後の課題として、光学系は 203GHz に対しても現在と同様の性能が出るかを確認する必要がある。検出器系に関しては、逓倍器を交換しさらに感度を高める予定である。また、LO を入れていない場合の IF パワーのバイアス電圧への依存性などの解明できていない点がある。入射する黒体輻射の温度を変えて再現性を確かめたりするなどをして、さらに検出器系の応答を正確に抑えていく必要がある。

現在の光学系、検出器の性能だと、光子と paraphoton の mixing parameter に対しては  $1.2 \times 10^{-6}$  の領域まで探索でき、実効的なニュートリノフレーバ数に対しては  $N_\nu^{\text{eff}} < 3.5$  の領域まで探索できる。

さらなる高感度な探索をするためには、光源と検出器の両方を大幅に改良する必要がある。将来的には、光源には MW 級のジャイロトロン仕様やシングルフォトン検出器仕様を検討している。

ミリ波は素粒子実験ではまだ使われていない波長であるので、ミリ波を使うことにより未探索領域を探索することが出来る。そのため、ミリ波の大強度光源や高感度検出器の開発は、今後の素粒子実験の幅を広げていくことが期待される。

## 謝辞

指導教官である浅井祥仁准教授には、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。実験の基礎だけではなく、研究姿勢に関してもご指導いただきありがとうございました。

小林富雄教授には、主にミーティングでご助言をいただきました。ありがとうございました。難波俊雄助教には、実験技術や物理解析など全ての面で直接ご指導いただき感謝の言葉ありません。至らないところばかりの私に根気よく指導していただけたことには深く感謝しております。末原大幹特任研究員には本研究に関して、0から10まで面倒を見ていただきました。本論文の執筆にまでありつけたのは、末原特任研究員のお陰です。心より感謝申し上げます。石田明助教には実験ばかりではなく、研究生活でもお世話になりました。本当にありがとうございました。山崎高幸特任研究員には、主に本研究の光学系の部分でお世話になりました。深く感謝しております。

理学系研究科の山本智教授には多くの装置を貸していただいたばかりでなく、検出器のアイデアを教えていただきました。ご多用にも関わらず、私のために多くの時間を割いていただいたことにはただただ感謝するばかりです。

天文学教育研究センターの酒井剛特任助教には、本研究の鍵である SIS 検出器などをお貸ししていただき、また、取扱い方をご指導していただきました。深く感謝しております。

試作室の大塚茂巳氏を始めとして試作室の皆様には、図面の書き方を教えていただいたり、設計に関して貴重なご助言をいただくばかりでなく、短時間での装置作製などの無理難題を聞き届けていただきました。本当にありがとうございました。

理学系研究科の宮崎彬氏には、本研究の光学系の部分で大変お世話になりました。また、行き詰まったときに快く相談に乗っていただき大変感謝しております。同期の森永真央氏、黒崎龍平氏、チェ・ウォンソク氏、稲田聡明氏、小林愛音氏、有馬匡彦氏、山田崇人氏、東直氏、大谷育生氏、谷美慧氏には研究面で助けていただいたばかりでなく、普段の生活においても気軽に話しかけていただけるなど、多くの面で支えていただきました。

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。研究に専念できたのは、秘書の皆様のお陰です。

ここでは名前の上げられなかった先輩、後輩方など多くの人々に支えられてきました。本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] E.R.Williams, J.E.Faller and H.A.Hill, Phys. Lett. 26(1971)721
- [2] D.F.Bartlett and S.Loegl, Phys. Rev. Lett. 61(1988)2285
- [3] J.Jaeckel, J.Redondo and A.Ringwald, PRL,101(2008)131801
- [4] A.Mirizzi, J.Redondo and G.Sigl, JCAP 0903(2009)026
- [5] G.Ruoso et al., [BFRT Collaboration], Z. Phys. C 56(1992)505
- [6] R.Cameron et al., Phys. Rev. D 47(1993)3707
- [7] C.Robilliard et al., Phys. Rev. Lett. 99(2007)190403
- [8] M.Ahlers et al., Phys. Rev. D 76(2007)115005 Lett. 100(2008)080402
- [9] M.Ahlers et al., Phys. Rev. D 77(2008)095001
- [10] A.Afanasev et al., [LIPSS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 101
- [11] A.S.Chou et al., [GammeV (T-969) Collaboration], Phys. Rev. (2008)120401
- [12] M.Fouche et al., Phys. Rev. D 78(2008)032013
- [13] A.Afanasev et al., Phys. Lett. B 679(2009)317
- [14] K.Ehret et al., [ALPS collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A 612(2009)83
- [15] S.Andriamonje et al. [CAST Collaboration], JCAP 0704(2007)010
- [16] J.Redondo, JCAP 0807(2008)008
- [17] J.Jaeckel, J.Redondo and A.Ringwald, Phys. Rev. Lett. 101(2008)131801
- [18] J.Jaeckel and A.Ringwald, Phys. Lett. B 659(2008)510
- [19] J.Jaeckel and J.Redondo, Europhys. Lett. 84(2008)31002
- [20] F.Caspers et al., JINST 4,P11013(2009)
- [21] M.Ahlers et al., Phys. Rev. D 78(2008)075005
- [22] M.Pospelov et al., Phys. Lett. B 662(2008)53
- [23] J.Redondo and M.Postma, JCAP 0902(2009)005
- [24] J.Redondo and M.Postma, JCAP 0902(2009)005
- [25] N.Arkani-Hamed and N.Weiner, JHEP 0812(2008)104
- [26] M.Baumgart et al., JHEP 0904(2009)014
- [27] R.Essig et al, Phys. Rev. D 80(2009)015003
- [28] J.D.Bjorken et al., arXiv:0906.0580
- [29] A.Ibarra et al., JCAP 0901(2009)003
- [30] R.Keisler et al., ApJ. 743(2011)28

- [31] G.Hinshaw et al., arXiv:1212.5226v1
- [32] D.J.Fixsen et al., ApJ. 473,576(1996)
- [33] L.Danese and G.De Zotti, Astron. ApJ. 107,39(1982)
- [34] J.R.Tucker et al., Rev.Mod.Phys., Vol57 ,No. 4,(1985)
- [35] S.Withington et al., in J.Appl.Phys. 93,9812,(2003)
- [36] N.R.Werthamer, Phys.Rev 147,225,(1966)
- [37] C.Winnewisser et al., Appl. Phys. A 66,593(1998)
- [38] K.Lee et al., IEEE Trans Electron Devices, ED-30,pp.207-212,(1983)
- [39] 藤田重次,S.Gosoy, 「超伝導の量子統計理論」, シュプリンガー・フェアラーク東京株式会社,(2001)
- [40] K.H.Gundlach and M.Schicke,Supercond.Sci.Technol.13(2000)R171-R187