

ポジトロニウム超微細構造の直接測定

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

宮崎 彬

平成 23 年 1 月 25 日

概要

サブテラヘルツの光によって、ポジトロニウムのスピン固有状態間の直接遷移を観測する実験を行っている。これまでに約2週間の予備測定を行い、測定システムの動作を確認した。現段階では直接遷移の確認には至っていない。今後はこの結果をふまえ1ヶ月程度の本実験を行い、直接遷移を有意性 5σ で観測し、直接遷移確率を60%程度の精度で測定することが可能であるとわかった。この測定精度は暫定的なものであり、今後大きく増減する可能性が高い。その後、現在開発中の新たな光源を用いポジトロニウム超微細構造の値を測定する実験を行う。

謝辞

指導教官である浅井祥仁准教授には、本実験の基本的なアイデアを提供していただきました。さらにポジトロニウムの基礎や装置の設計アイデア等、多くの助言を頂きました。厚く御礼申し上げます。

東京大学素粒子物理国際研究センターの小林富雄教授には、主にミーティングで助言を頂きました。本当にありがとうございました。同センター難波俊雄助教には、実験の基礎から始めて全てに関して厳しく指導して頂きました。大変ありがとうございました。同センター末原大幹特任研究員には共同研究者として長い間苦楽を共にし、最初は手探りだった本研究が徐々に形になってきました。大変感謝しております。

福井大学遠赤外領域開発研究センターの出原敏孝特任教授には、ジャイロトロン製作と光学系の試験、さらにデータ取得システムの試験実験等、本研究の鍵にあたる部分全てに関して非常にお世話になりました。誠にありがとうございました。

総合文化研究科の斎藤晴雄准教授には、ポジトロニウムの直接遷移の理論計算でお世話になりました。さらにポジトロニウムの pick-off や低速陽電子などでお世話になりました。大変ありがとうございました。

試作室の大塚茂巳氏を始めとして試作室の皆様には設計に関し貴重な助言を頂いただけでなく、短時間での装置作製など無理難題を聞き届けて頂きました。本当にありがとうございました。

理学系研究科の山崎氏には装置設計及び実験、さらに解析に至るまで頼りきりでした。初めは光学系で苦労していた今実験が、ここまできたのは山崎氏の力によるところが大きいです。大変感謝しております。これからもよろしくお願いします。

福井大学遠赤外領域開発研究センターの漆崎裕一氏には、ジャイロトロンオペレーションの際に長時間かつ長期間にわたって大変な迷惑をおかけしました。おかげで光学系は完成し、本実験へと向かうことが出来るようになりました。大変感謝しております。

理学系研究科の石田明氏、佐々木雄一氏、風間慎吾氏、Khaw K. Siang 氏、井上竜一氏、吉原圭亮氏、藤井祐樹氏、神谷隆之氏、二ノ宮陽一氏には日々の議論の相手として非常にお世話になりました。本当にありがとうございました。

理学系研究科、素粒子センターの先輩、同輩、後輩方、物理事務、教務の皆様、素粒子センター秘書室の皆様、そして福井大学遠赤外領域開発研究センターの皆様、その他大勢の方々に貴重なご支援をいただきました。心より深く感謝の意を表します。

最後に、今回の実験で疲労していた私を支えてくれた家族にも大きな感謝をしています。特に自分で用意しなくても食事が無償提供されるのは感激の極みでした。本当にありがとうございました。

目次

| | |
|-----------------------------------|-----------|
| 謝辞 | ii |
| 第 1 章 序論 | 1 |
| 1.1 ポジトロニウム | 1 |
| 1.2 ポジトロニウムの超微細構造 | 2 |
| 1.3 超微細構造の間接測定 | 4 |
| 1.4 超微細構造の直接測定 | 7 |
| 1.4.1 超微細構造の直接測定の概要 | 7 |
| 1.4.2 超微細構造準位間の直接遷移 | 8 |
| 1.5 直接遷移実験 | 11 |
| 1.5.1 光学系 | 11 |
| 1.5.2 検出器系 | 12 |
| 第 2 章 実験装置 1: 光学系 | 13 |
| 2.1 光学系の全体像 | 13 |
| 2.2 ジャイロトロン | 15 |
| 2.2.1 ジャイロトロンの原理 | 15 |
| 2.2.2 使用したジャイロトロン | 18 |
| 2.2.3 フィードバック制御 | 21 |
| 2.3 Fabry-Pérot Cavity | 23 |
| 2.3.1 Fabry-Pérot Cavity の原理 | 23 |
| 2.3.2 製作した Fabry-Pérot Cavity の構成 | 28 |
| 2.3.3 性能試験 | 34 |
| 2.4 ビーム伝送系 | 37 |
| 2.4.1 効率的なビーム伝送の必要性 | 37 |
| 2.4.2 ガウシアンコンバーターの原理 | 38 |
| 2.4.3 ビームウェストの調整 | 43 |
| 2.4.4 製作したビーム伝送系とその性能評価 | 47 |
| 2.5 ビーム強度の測定 | 49 |
| 2.5.1 水負荷を用いたパワー測定 | 49 |
| 2.5.2 塩化ビニル板を用いたパワー測定 | 50 |
| 2.5.3 実際に得られたパワーの見積もり | 52 |
| 第 3 章 実験装置 2: 放射線検出器系 | 55 |
| 3.1 検出器系の全体像 | 55 |
| 3.2 ポジトロニウム生成系 | 58 |

| | | |
|--------------|---|-----------|
| 3.2.1 | β^+ 線源 | 58 |
| 3.2.2 | ガス | 58 |
| 3.3 | γ 線検出器 | 62 |
| 3.4 | β^+ タグ系 | 62 |
| 3.4.1 | プラスチックシンチレータとライトガイド | 62 |
| 3.4.2 | 時間情報を用いた S/N の向上 | 63 |
| 3.5 | 光電子増倍管 | 64 |
| 3.6 | データ取得システム | 64 |
| 3.6.1 | 全体の流れ | 66 |
| 3.6.2 | プリセクション | 70 |
| 3.6.3 | LATCH システム | 71 |
| 3.6.4 | 光学系との同期 | 71 |
| 3.6.5 | CAMAC によるデータ取得 | 72 |
| 3.7 | モンテカルロ・シミュレーション | 76 |
| 3.7.1 | シミュレーションの構成 | 76 |
| 3.7.2 | ジオメトリ | 77 |
| 3.7.3 | 基本的なプロット | 77 |
| 3.7.4 | レートから見たモンテカルロ・シミュレーションの妥当性 | 81 |
| 3.7.5 | スペクトラムから見たモンテカルロ・シミュレーションの妥当性 | 82 |
| 第 4 章 | プロトタイプ実験とその解析・結果 | 86 |
| 4.1 | 実験 | 86 |
| 4.2 | データキャリブレーションと基本的なカット | 87 |
| 4.2.1 | プラスチックシンチレータのシグナル | 87 |
| 4.2.2 | LaBr ₃ のシグナル | 90 |
| 4.2.3 | タイミングスペクトラム | 90 |
| 4.2.4 | Time Walk の補正 | 91 |
| 4.3 | ポジトロニウムの基本的解析 | 94 |
| 4.3.1 | ポジトロニウムの寿命 | 94 |
| 4.3.2 | ポジトロニウム生成効率 | 96 |
| 4.4 | イベントセクション | 98 |
| 4.4.1 | Energy Cut | 99 |
| 4.4.2 | Timing Window | 99 |
| 4.4.3 | LaBr ₃ に同期したプラスチックシンチレータのシグナル (PsOnTime) に対するカット | 100 |
| 4.5 | 非共振イベントにおけるイベントセクションの適用 | 105 |
| 4.5.1 | イベントセクションを行う前 | 105 |
| 4.5.2 | Energy Cut 後 | 105 |
| 4.5.3 | 最終的なエネルギー・スペクトラム | 110 |
| 4.6 | ジャイロトロン ON と OFF の差 | 112 |

| | |
|---------------------------------|-----|
| 第 5 章 考察と今後の計画 | 116 |
| 5.1 直接遷移観測実験へ向けた改善点 | 116 |
| 5.2 直接遷移確率の測定で考慮すべきこと | 119 |
| 5.3 超微細構造の測定 | 120 |
| 第 6 章 まとめ | 122 |

目 次

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | p -Ps の崩壊ダイアグラム | 2 |
| 1.2 | o -Ps の崩壊ダイアグラム | 2 |
| 1.3 | o -Ps の超微細構造への寄与 | 4 |
| 1.4 | 未知粒子 X の超微細構造への寄与 | 4 |
| 1.5 | ポジトロニウム超微細構造測定の歴史 | 4 |
| 1.6 | 磁場下における基底状態のポジトロニウムのエネルギー準位 | 6 |
| 1.7 | 超微細構造の直接測定 | 7 |
| 1.8 | 10 kW のときの遷移共鳴曲線 | 10 |
| 1.9 | 10 kW のときの遷移共鳴曲線 (40-320 ns) | 10 |
| 1.10 | sub-THz 光源の比較 | 11 |
| 2.1 | 光学系の全体像 | 13 |
| 2.2 | 光学系の全体写真 | 14 |
| 2.3 | ジャイロトロン of 構造 | 15 |
| 2.4 | ジャイロトロン of 空洞共振器 | 18 |
| 2.5 | $w = w_c$ のとき | 19 |
| 2.6 | $w = w_c + \epsilon$ のとき | 19 |
| 2.7 | ジャイロトロン of 写真 | 20 |
| 2.8 | ジャイロトロン of 出力モード | 20 |
| 2.9 | ジャイロトロン of 長期安定性 | 22 |
| 2.10 | Fabry-Pérot Cavity の概念図 | 23 |
| 2.11 | Fabry-Pérot Cavity の透過光の共振 | 27 |
| 2.12 | メッシュミラー of 写真 | 29 |
| 2.13 | メッシュミラー of 拡大写真 | 29 |
| 2.14 | 銅球面ミラー of 写真 | 30 |
| 2.15 | ピエゾステージ | 31 |
| 2.16 | ミラーホルダーとピエゾステージ | 31 |
| 2.17 | パワーモニタ of 配置 | 32 |
| 2.18 | パイロエレクトリックディテクタ | 32 |
| 2.19 | 反転増幅回路 | 32 |
| 2.20 | モニタ試験 | 33 |
| 2.21 | Fabry-Pérot Cavity の性能試験 | 35 |
| 2.22 | 共振試験 ($2a, g$) = (200, 160) | 36 |
| 2.23 | 共振試験 ($2a, g$) = (20, 50) | 36 |
| 2.24 | ジャイロトロン出力モード of 計算 (TE_{03} , 出力窓から十分遠方) | 38 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.25 | Fabry-Pérot Cavity 内部モードの計算 (TEM ₀₀) | 38 |
| 2.26 | ガウシアンコンバーター全体の写真 | 39 |
| 2.27 | ステップカット導波管 | 39 |
| 2.28 | 放物面ミラー M0 | 39 |
| 2.29 | TE ₀₃ →バイガウシアン変換 (上からの図) | 40 |
| 2.30 | TE ₀₃ →バイガウシアン変換 (横からの図) | 40 |
| 2.31 | バイガウシアン → ガウシアンの変換 | 42 |
| 2.32 | ガウシアンビーム | 43 |
| 2.33 | 高次モードのパワープロファイル | 44 |
| 2.34 | レンズによるビーム変換 | 45 |
| 2.35 | アラインメント前の内部モード | 46 |
| 2.36 | アラインメント後の内部モード | 46 |
| 2.37 | ステップカット導波管直後のパワープロファイル | 48 |
| 2.38 | M0 直後のパワープロファイル | 48 |
| 2.39 | M1 直後のパワープロファイル | 48 |
| 2.40 | M2 直後のパワープロファイル | 48 |
| 2.41 | アパーチャー直後のパワープロファイル | 48 |
| 2.42 | レンズの焦点でのパワープロファイル | 48 |
| 2.43 | 水によるパワー測定 | 50 |
| 2.44 | 塩化ビニル板によるパワー測定 | 51 |
| 2.45 | 透過パワーを用いた共振器内部パワー測定 | 54 |
| 3.1 | 検出器の写真 | 56 |
| 3.2 | 検出器と Fabry-Pérot Cavity の組み図 | 57 |
| 3.3 | Ti パッケージ ²² Na とソースホルダ | 58 |
| 3.4 | 陽電子の運動エネルギー分布 | 58 |
| 3.5 | イソブタン 0.1 atm での共振ピーク | 60 |
| 3.6 | イソブタン 0.9 atm での共振ピーク | 60 |
| 3.7 | イソブタンの 203 GHz 光吸収率 | 61 |
| 3.8 | 低速陽電子の寿命 | 61 |
| 3.9 | LaBr ₃ シンチレータの写真 | 62 |
| 3.10 | β^+ タグ系の構造 | 63 |
| 3.11 | ライトガイドの写真 | 64 |
| 3.12 | Timing Window を用いた S/N の向上 | 65 |
| 3.13 | 超伝導マグネット周囲の漏れ磁場 | 65 |
| 3.14 | データ取得システムの写真 | 67 |
| 3.15 | 回路図 (プリセレクション部分) | 68 |
| 3.16 | 回路図 (LATCH システム部分) | 69 |
| 3.17 | 回路図 (光学系との同期部分) | 70 |
| 3.18 | 主なシグナルのタイミングチャート | 74 |
| 3.19 | LaBr ₃ シグナルに同期したプラスチックシンチレータのシグナル | 75 |
| 3.20 | シミュレーションで得たプラスチックシンチレータのスペクトル | 78 |
| 3.21 | ビーム軸に垂直な軸でのポジトロニウム停止場所 | 79 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.22 | ビーム軸に平行な軸でのポジトロニウム停止場所 | 79 |
| 3.23 | 陽電子放出軸でのポジトロニウム停止場所 | 80 |
| 3.24 | シミュレーションで得た 2 光子崩壊と 3 光子崩壊のエネルギースペクトル | 80 |
| 3.25 | MC のスペクトラムチェック (typeI) | 82 |
| 3.26 | MC のスペクトラムチェック (typeI, ログスケール) | 83 |
| 3.27 | MC のスペクトラムチェック (typeII) | 84 |
| 3.28 | MC のスペクトラムチェック (typeII, ログスケール) | 84 |
| 3.29 | MC のスペクトラムチェック (typeIII) | 85 |
| 3.30 | MC のスペクトラムチェック (typeIII, ログスケール) | 85 |
| 4.1 | プラスチックシンチレータのペDESTAL | 88 |
| 4.2 | Ps-1 と Ps-2 の比較 | 89 |
| 4.3 | Ps-1, Ps-2 及びその合計 | 89 |
| 4.4 | LaBr ₃ に同期したプラスチックシンチレータのシグナル | 89 |
| 4.5 | LaBr ₃ で検出されるエネルギースペクトラム | 90 |
| 4.6 | LaBr ₃ の光電吸収ピークのフィット | 91 |
| 4.7 | LaBr ₃ のペDESTAL のフィット | 91 |
| 4.8 | プロンプト時刻のフィット | 91 |
| 4.9 | Time Walk の補正前 | 92 |
| 4.10 | Time Walk の補正後 | 92 |
| 4.11 | キャリブレーションされた LaBr ₃ からのエネルギー | 93 |
| 4.12 | キャリブレーションされたタイミングスペクトラム | 93 |
| 4.13 | <i>o</i> -Ps 寿命曲線のフィットの, フィット開始点依存性 | 94 |
| 4.14 | <i>o</i> -Ps の寿命曲線のフィット | 95 |
| 4.15 | 1 次元でみた Energy Cut の範囲 | 99 |
| 4.16 | back-to-back の崩壊トポロジー | 100 |
| 4.17 | 2 次元でみた Energy Cut の範囲 | 101 |
| 4.18 | 2 光子崩壊率の時間依存性 | 102 |
| 4.19 | PsOnTime Cut がタイミングスペクトラムに与えるバイアス | 104 |
| 4.20 | イベントセレクション前の 1 つの LaBr ₃ のエネルギースペクトラム | 106 |
| 4.21 | back-to-back セレクション後の 1 つの LaBr ₃ のエネルギースペクトラム | 106 |
| 4.22 | Timing Window をかけたあとのスペクトラム | 108 |
| 4.23 | パイルアップイベントに対するデータとモンテカルロ・シミュレーションの比較 1 | 109 |
| 4.24 | PsOnTime のカットを加えた最終的なエネルギースペクトラム | 110 |
| 4.25 | パイルアップイベントに対するデータとモンテカルロ・シミュレーションの比較 2 | 111 |
| 4.26 | 最終的なスペクトラムのログスケール | 112 |
| 4.27 | モンテカルロ・シミュレーションから期待されるシグナル | 113 |
| 4.28 | 非共振イベントで観測されたシグナル | 114 |
| 4.29 | 共振イベントで観測されたシグナル | 115 |
| 5.1 | Timing Window 40ns から 320ns までとった時モンテカルロ・シミュレーションから期待されるシグナル 1 | 117 |

| | |
|--|-----|
| 5.2 Timing Window 40ns から 320ns までとった時モンテカルロ・シミュレーションから期待されるシグナル 2 | 118 |
|--|-----|

表目次

| | | |
|-----|---|-----|
| 1.1 | ポジトロニウムと水素の原子パラメータ比較 | 1 |
| 2.1 | ベッセル関数の微分の根 j'_{mn} | 17 |
| 2.2 | メッシュミラーパラメータと性能 (計算値) | 29 |
| 2.3 | Fabry-Pérot Cavity 内部のパワー | 52 |
| 2.4 | 透過から求めた Fabry-Pérot Cavity 内部のパワー | 53 |
| 3.1 | 実験のレートのまとめ | 72 |
| 3.2 | モンテカルロ・シミュレーションと実験のレート比較 | 81 |
| 4.1 | 取得データ | 86 |
| 4.2 | ポジトロニウム生成効率 | 97 |
| 4.3 | PsOnTime の THR | 103 |
| 4.4 | イベントセレクションにおけるイベント数変化 (非共振) | 111 |
| 5.1 | 系統誤差のまとめ | 120 |

第1章 序論

1.1 ポジトロニウム

ポジトロニウムは、電子と陽電子の束縛系である。クーロンポテンシャルにより束縛された量子系である「原子」の中では最軽量である。ポジトロニウムは水素様原子である。両者の典型的な物理量を表 1.1 にまとめた [1]。表をみると、ボーア半径に関してはポジトロニウムは水素の 2 倍で、一方第一イオン化エネルギー（電子の束縛エネルギー）は半分であることがわかる。

ポジトロニウムに関して最も注意すべき点は、レプトンのみの量子系であることである。同じような粒子・反粒子系としては例えば π_0 や J/Ψ などが挙げられるが、それらは全て計算の複雑な Quantum Chromo Dynamics (QCD) に縛られている。軽いレプトンのみの系であるため、ポジトロニウムは純粋な Quantum Electro Dynamics (QED) の対象となる。すなわちポジトロニウムを研究することは、既存の QED の精密検証という意味合いを持っていることになる。今回は、最も単純で QED 検証実験に適していると考えられるポジトロニウムの基底状態（軌道波動関数 $1s$ 状態）のみを扱う。

ポジトロニウムは 2 つのフェルミオンの合成系であるため、スピン合成によってエネルギー準位が 1 重項状態と 3 重項状態の二つのスピン固有状態に分かれる。3 重項をオルソポジトロニウム (o -Ps) と呼び、全スピンは $S = 1$ である。1 重項をパラポジトロニウム (p -Ps) と呼び、全スピン量子数 S は $S = 0$ である。

ポジトロニウムのスピン固有状態について、全スピン S 、スピン磁気量子数 m_z を用いて $|S, m_z\rangle$ のように書くことにする。なお、以下では全てスピン量子化軸を z 軸にとった右手系の座標系をとって議論をおこなう。一方、スピン $\frac{1}{2}$ 系の基本的な表現の直積の形として、電子スピン \uparrow 、陽電子スピン \uparrow に着目し、 $|\uparrow\uparrow\rangle$ のようにも書くことが出来る。すなわち、

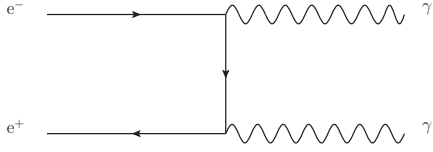
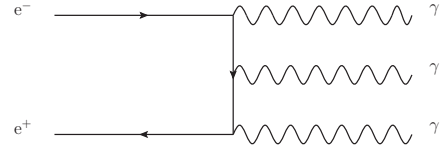
$$|1, 1\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle, \quad (1.1)$$

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle), \quad (1.2)$$

$$|1, -1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle, \quad (1.3)$$

表 1.1: ポジトロニウムと水素の原子パラメータ比較.

| | ポジトロニウム | 水素 |
|---------------|-----------------------------|---------------------------------|
| 質量 | $2m_e = 1.022 \text{ MeV}$ | $m_p + m_e = 939.0 \text{ MeV}$ |
| 換算質量 | $m_e/2 = 256 \text{ keV}$ | およそ $m_e = 511 \text{ keV}$ |
| ボーア半径 | $a_{Ps} = 0.105 \text{ nm}$ | $a_H = 0.053 \text{ nm}$ |
| 第 1 イオン化エネルギー | 6.8 eV | 13.6 eV |
| 超微細構造の大きさ | 203 GHz | 1.42 GHz |

図 1.1: p -Ps の崩壊ダイアグラム図 1.2: o -Ps の崩壊ダイアグラム

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle). \quad (1.4)$$

というようにポジトロニウムのスピン波動関数は記述される。上の3つが o -Ps であり、最後の1つが p -Ps である。

さて、ポジトロニウムは粒子・反粒子の組であるから、対消滅により複数個の光子に崩壊する。荷電共役 C の保存から、以下の式が成り立つ。

$$-(-1)^L(-1)^{S+1} = (-1)^{L+S} = C = (-1)^n \quad (1.5)$$

ここで L はポジトロニウムの全軌道角運動量、 S は全スピン、 n は崩壊光子数である。左端の負号は粒子・反粒子系であることに基づく。今 $L = 0$ のみを考えているため、崩壊光子数 n は全スピンによって以下のように決定される。すなわち全スピン $S = 0$ は p -Ps は偶数個の光子 ($n=2, 4, \dots$) に崩壊し、 $S = 1$ の o -Ps は1を除いた奇数個の光子 ($n=3, 5, \dots$) へと崩壊する。高次の崩壊モードは小さく最低次の崩壊 p -Ps $\rightarrow 2\gamma$ (図 1.1) 及び o -Ps $\rightarrow 3\gamma$ (図 1.2) がそれぞれ主要な崩壊である。それぞれの真空中での崩壊確率は理論的には以下のように知られている。

$$\Gamma_{p\text{-Ps}} = 7.9896178(2) \text{ ns}^{-1}, [2] \quad (1.6)$$

$$\Gamma_{o\text{-Ps}} = 7.039979(11), \mu\text{s}^{-1}, [3] \quad (1.7)$$

寿命に直すと $\tau_{p\text{-Ps}} = 125 \text{ ps}$, $\tau_{o\text{-Ps}} = 142 \text{ ns}$ となる。一方実験的には、

$$\Gamma_{p\text{-Ps}} = 7.9909(17) \text{ ns}^{-1}, [4] \quad (1.8)$$

$$\Gamma_{o\text{-Ps}} = 7.0401(7) \mu\text{s}^{-1}, [5] \quad (1.9)$$

であり、理論と実験で良く値が一致している。 o -Ps は p -Ps に比べて3桁も安定な理由は、 3γ 崩壊は 2γ 崩壊に比べて vertex 因子が一つ多く、さらに位相体積でも損をするためである、

1.2 ポジトロニウムの超微細構造

ポジトロニウムの基底状態において、 o -Ps のエネルギー準位は p -Ps よりも高い。 o -Ps と p -Ps のエネルギー準位差を、ポジトロニウムの超微細構造と呼び、およそ 203.4 GHz の値を持っている。この値は、水素の超微細構造 1.4 GHz に比べ2桁もおおきい。その理由は以下の2点である。

1. 超微細構造の大部分はスピン磁気相互作用に基づくため、軽いポジトロニウムの方が影響が大きい。

2. o -Ps は光子と同じ量子数を持つため、超微細構造に 87 GHz の寄与を与える仮想光子を経由するダイアグラムが存在する (図 1.3).

特に 2 点目は興味深い。なぜなら、図 1.4 に示されるような高次のダイアグラムによって、未知の粒子 X が超微細構造の値に影響を及ぼしうるからである。

1970 年から 1980 年代にかけて精密な実験的測定が行われた [6]。もっとも精度の良い結果 2 つを合わせると、

$$\Delta_{\text{HFS}}^{\text{exp}} = 203.388\,65(67) \text{ GHz}(3.3 \text{ ppm}) [7] \quad (1.10)$$

である。この一連の実験は全て間接的な測定で、ポジトロニウム超微細構造の値を直接測定したわけではない。これまでの測定の歴史を図 1.5 に示す [7][8][9][10][11][12][13][14][15]。

理論的にはまず、最低次の超微細構造の値 $\Delta_{\text{HFS}0}^{\text{th}}$ は、

$$\Delta_{\text{HFS}0}^{\text{th}} = \frac{7}{6} \frac{m_e \alpha^4}{2} = 204 \text{ GHz} \quad (1.11)$$

と計算出来る [16]。 $\Delta_{\text{HFS}0}^{\text{th}}$ は最低次のスピン状態エネルギー準位

$$\Delta(E_b + E_A) = \frac{e^2}{2m_e^2} |\phi_0|^2 \left\langle \frac{4\vec{S}_+ \cdot \vec{S}_-}{3} + \frac{\vec{S}^2}{2} \right\rangle \quad (1.12)$$

で、全スピン $S = 1$ と $S = 0$ の差をとったものである。ここで \vec{S}_+ 、 \vec{S}_- はそれぞれ陽電子、電子のスピン演算子であり、ポジトロニウムの全スピン \vec{S} は $\vec{S} = \vec{S}_+ + \vec{S}_-$ である。 $|\phi_0|^2 = \frac{(m\alpha)^3}{8\pi}$ は陽電子と電子の非相対論的波動関数の重なりである。最初の項

$$\Delta E_b = \frac{2e^2}{3m^2} |\phi_0|^2 \langle \vec{S}_+ \cdot \vec{S}_- \rangle \quad (1.13)$$

は前述のスピン磁気相互作用である。次の項

$$\Delta E_A = \frac{e^2}{4m^2} |\phi_0|^2 \left\langle \frac{3 + 4\vec{S}_+ \cdot \vec{S}_-}{2} \right\rangle \quad (1.14)$$

$$= \frac{e^2}{4m^2} |\phi_0|^2 \langle \vec{S}^2 \rangle \quad (1.15)$$

が図 1.3 の寄与 87 GHz である。

理論的計算は 2000 年代に入って精密な計算が可能となり、

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{HFS}}^{\text{th}} = & \Delta_{\text{HFS}0}^{\text{th}} \left\{ 1 - \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{32}{21} + \frac{6}{7} \ln 2 \right) + \frac{5}{14} \alpha^2 \ln \frac{1}{\alpha} \right. \\ & + \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \left[\frac{1367}{378} - \frac{5197}{2016} \pi^2 + \left(\frac{6}{7} + \frac{221}{84} \pi^2 \right) \ln 2 - \frac{159}{56} \zeta(3) \right] \\ & \left. - \frac{3}{2} \frac{\alpha^3}{\pi} \ln^2 \frac{1}{\alpha} + C \frac{\alpha^3}{\pi} \ln \frac{1}{\alpha} + D \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 + \dots \right\}, \quad (1.16) \end{aligned}$$

と計算されている [17]。ここで、 α は微細構造定数、 m_e は電子の質量である。

今までのところ $\alpha^3 \ln \frac{1}{\alpha}$ の係数 $C = \frac{62}{15} - \frac{68}{7} \ln 2 \sim -2.6001$ まで計算されている。計算結果は、

$$\Delta_{\text{HFS}}^{\text{th}} = 203.391\,69(41) \text{ GHz} \quad (1.17)$$

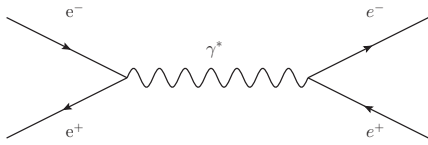
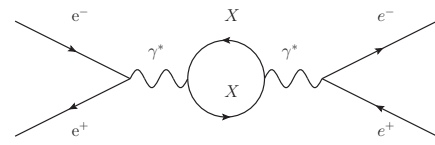
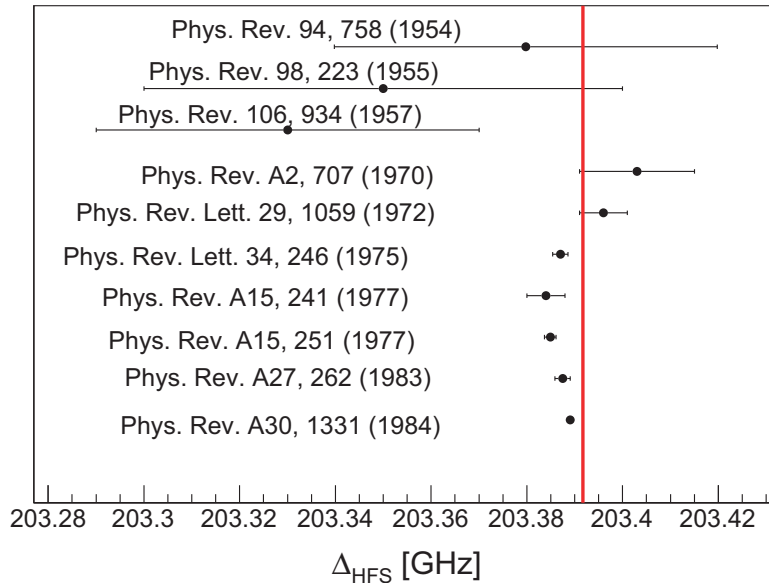
図 1.3: o -Ps の超微細構造への寄与図 1.4: 未知粒子 X の超微細構造への寄与

図 1.5: ポジトロニウム超微細構造測定の世界. 赤線が理論値. 測定はいずれも間接測定である.

である. ここで, 誤差はまだ計算されていない α^3 の項からつけられている.¹

実験値である式 1.10, 理論値である式 1.17 には 3.04(79) MHz(15 ppm) のずれがある. これは 3.9σ に相当し, 検証が必要とされている. このずれの可能性としては以下の 3 つが考えられる.

1. 過去の実験に, 何らかの共通の系統誤差があった.
2. 理論計算に誤りが存在する.
3. 図 1.4 のような, 標準理論を超えた新たな物理が存在し, 超微細構造の値をずらしている.

最後の可能性は最も興味深い, それを検証する意味でも, 過去の実験の検証が急務である.

1.3 超微細構造の間接測定

過去の実験においては, 超微細構造の値は大きすぎるため直接の測定が不可能であった. そのため, 静磁場中でのゼーマン効果を用いて測定がなされた [18]. 図 1.6 は, 磁場下でのポジトロニウム

¹ ミューオニウムの計算結果をふまえて, 係数 $D = 16.233\pi^2$ が誤差として用いられている.

のエネルギー準位を示している。スピン三重項状態である o -Ps のうち、スピン磁気量子数 $m_z = 0$ の成分 $|1, 0\rangle$ は磁場によって p -Ps と混合する (ゼーマン効果)。それが図 1.6 に示された $|+\rangle$ である。磁場が上がると p -Ps の混合率が増え、 $|+\rangle$ のエネルギー準位は上昇していく²。結果として図 1.6 に示されたような、 Δ_{mix} という新たなエネルギー差が $|+\rangle$ と、元々の o -Ps のエネルギー準位にとどまった $|1, 1\rangle, |1, -1\rangle$ の間に生ずる。これがゼーマン分裂と呼ばれ、磁場 1 T の時に 3 GHz 程度の値をもつ。

ゼーマン分裂 Δ_{mix} は、

$$\Delta_{\text{mix}} = \frac{1}{2}\Delta_{\text{HFS}} \left(\sqrt{1 + 4x^2} - 1 \right) \quad (1.18)$$

という関係式で超微細構造 Δ_{HFS} と関係づけられる。ただし、 $x = g'\mu_B B/h\Delta_{\text{HFS}}$ 。ここで、 $g' = g \left(1 - \frac{5}{24}\alpha^2\right)$ は、ポジトロニウム中の電子、陽電子の g 因子、 μ_B はボーア磁子、 B は静磁場の強さ、 h はプランク定数である。したがって Δ_{mix} が与えられれば、この式により超微細構造の値を計算することが出来る。

過去の実験は以下のようにして行われた。

1. 1 T 程度の一様な静磁場を印加し、ガスが封入された RF 空洞共振器内部でポジトロニウムを生成。
2. RF 空洞共振器には 3 GHz の電波が蓄積されており、ポジトロニウムを $|1, 1\rangle, |1, -1\rangle$ から $|+\rangle$ へ遷移させる。
3. 遷移して出来た $|+\rangle$ の p -Ps 成分が即座に崩壊し、結果として 2 光子崩壊率の上昇を起こす。
4. 磁場の値を変化させて Δ_{mix} を変化させながら遷移の共鳴曲線を描く。
5. 共鳴曲線から、 Δ_{mix} の値が変化させた磁場の中心値に対して判明する。
6. 式 1.18 に従い、 Δ_{HFS} の値を計算する³。

過去の精密なポジトロニウム超微細構造の測定は全て、以上の手法を用いて行われた。この実験の巧妙な点は以下の二点である。

- 技術的に極めて難しい 203 GHz という値の測定を、磁場を使って回避した点。
- エネルギー準位間の遷移を見る場合、印加する電磁波の周波数を変化させてスキャンするのが直感的に自然である。しかし空洞共振器の周波数を、高い Q 値を保ったまま変化させるのは困難なので、逆に磁場を変えることでエネルギー準位差の方を変化させ、周波数を実効的に変化させている点。

このように非常にアイデアにあふれた実験なのだが、間接的な実験に過ぎないという弱点がある。すなわち、磁場の非一様性を代表とする、磁場の使用に基づく系統誤差から逃れられないのである。これが過去の実験の共通の系統誤差になっていた可能性がある⁴。

²一方の p -Ps にも o -Ps が混合し、 $|-\rangle$ 状態となる。こちらは磁場が上がるたびにエネルギー準位が下がっていく。

³実際には式 1.18 は近似式なので、ハミルトニアンから計算した遷移共鳴曲線を用いて補正をかけている。

⁴その他の可能性としては、ポジトロニウムの熱化の問題というものがある [19][20][21][22]。

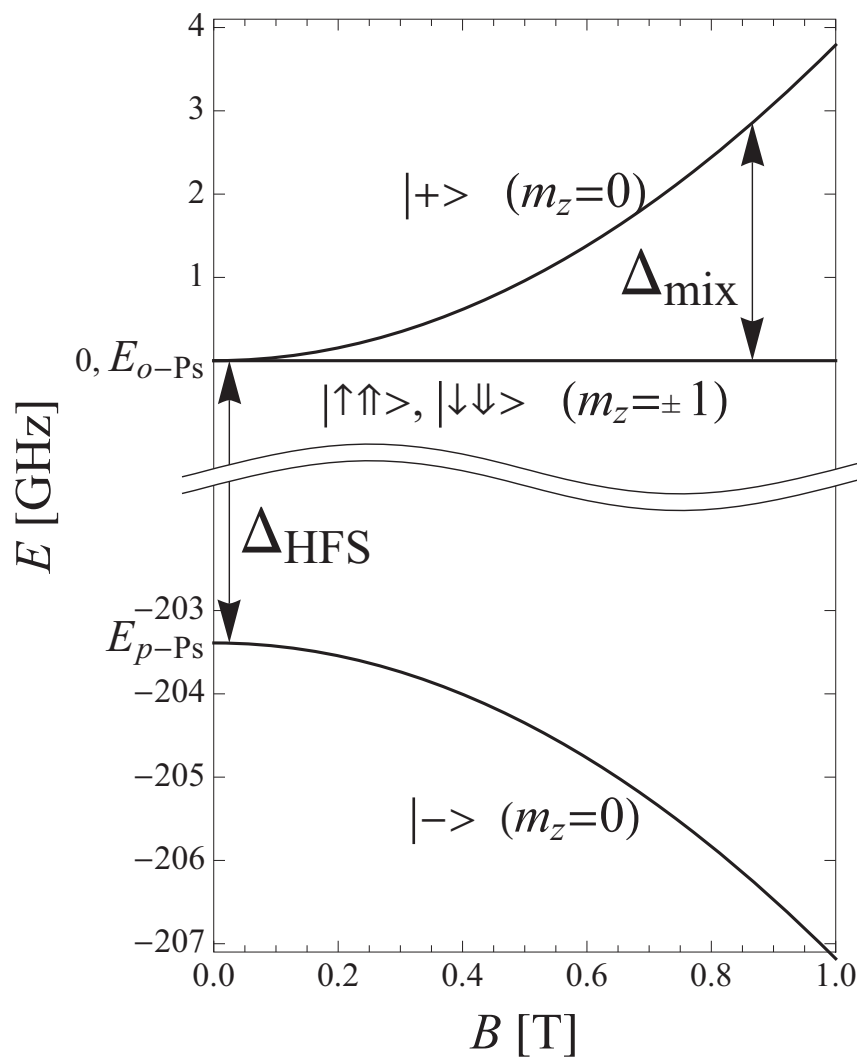


図 1.6: 磁場下における基底状態のポジトロニウムのエネルギー準位。

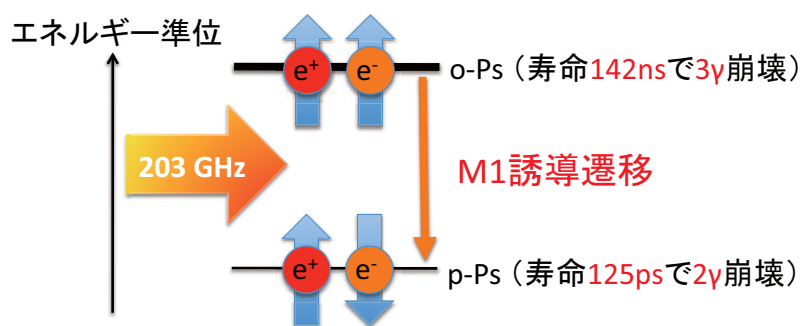


図 1.7: 超微細構造の直接測定.

1.4 超微細構造の直接測定

過去の実験は全て、磁場に完全に依存した測定であった。しかし、近年の THz, sub-THz 帯における技術開発によって、磁場を用いずポジトロニウムの超微細構造 203 GHz を直接測定出来る可能性が出てきた。

1.4.1 超微細構造の直接測定の概要

図 1.7 は、ポジトロニウム超微細構造の直接測定の概念を表した図である。超微細構造 203 GHz に近い周波数の光を照射することで、 o -Ps は p -Ps に誘導放射で遷移する。 p -Ps は短い寿命 125 ps を持つので、遷移した直後に崩壊し、全体として 2 光子の崩壊レートが上昇する。照射する光の周波数がちょうどポジトロニウム超微細構造 Δ_{HFS} のとき、遷移確率は最も上昇し 2 光子崩壊率も最大となる。周波数を変化させることで 2 光子崩壊率は Δ_{HFS} を中心とする共鳴曲線を描く。このようにして Δ_{HFS} の値を測定する。

しかし、 o -Ps から p -Ps への遷移は 2 つの困難が伴う。

1. o -Ps \rightarrow p -Ps 遷移は M1 遷移 (磁気双極子遷移) であり、非常に低確率であること。
2. 照射光の周波数を 5 GHz 程度の領域に渡って変化させなければならないこと。

第一の困難は、超微細構造間遷移で E1 遷移 (電気双極子遷移) が禁制であることに基づく [23]。 o -Ps も p -Ps も軌道波動関数は基底状態であるのに、E1 遷移は軌道角運動量変化を要するからである。そのため、 o -Ps \rightarrow p -Ps 遷移は M1 遷移であり、強く抑制される。さらに遷移確率は周波数の大きさの 3 乗に反比例するため、203 GHz という大きな周波数では遷移が起こりにくい。それゆえ o -Ps \rightarrow p -Ps 自然放出確率は $3.37 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ [24] と、 o -Ps の崩壊確率 $\Gamma_{o\text{-Ps}} = 7.040 \text{ 1(7)} \mu \text{ s}^{-1}$ に比べて 14 桁も小さい。よって o -Ps \rightarrow p -Ps の直接遷移を引き起こすためには、10 kW を超える非常に大きなパワーの sub-THz 光源が必要となる。

第二の困難は、光源の難しさへと関わってくる。すなわち、大きなパワーを得るためには、Q 値の高い共振器で一定の周波数の光を蓄積させるのが最善だが、それと周波数の可変性を両立させるのが極めて難しいのである。

以上より、ポジトロニウム超微細構造間の直接遷移、ならびに超微細構造測定の鍵は、ハイパワーで周波数可変な sub-THz 光源の開発であるといえる。

1.4.2 超微細構造準位間の直接遷移

ここでは、外部光源の下でポジトロニウムが o -Ps から p -Ps へと遷移する確率を計算する。状態の基底を、 $(|S, m_z\rangle = |1, 0\rangle, |0, 0\rangle, |1, 1\rangle, |1, -1\rangle)$ ととる。外部光源が無い場合のハミルトニアン H_0 は、 o -Ps と p -Ps の中間のエネルギーを基準にとると、

$$H_0 = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 2\pi\Delta_{\text{HFS}} - i\Gamma_{o\text{-Ps}} & & & \\ & -2\pi\Delta_{\text{HFS}} - i\Gamma_{p\text{-Ps}} & & \\ & & 2\pi\Delta_{\text{HFS}} - i\Gamma_{o\text{-Ps}} & \\ & & & 2\pi\Delta_{\text{HFS}} - i\Gamma_{o\text{-Ps}} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

と表される。ここで、ポジトロニウムは不安定粒子なのでハミルトニアンは崩壊を含み、Hermitian ではないことに注意する。

次に周波数 ω の外部光源の振動磁場 $\vec{B} = \vec{B}(t)$ を、

$$\vec{B}(t) = B_1 \vec{e}_x \cos(\omega t) \quad (1.20)$$

と定義する。ただし、 \vec{e}_x は x 軸方向の単位ベクトルである。磁場とポジトロニウムのスピンの一次の相互作用 $V = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ は、

$$V = g' \mu_B \vec{B} \cdot (\vec{S}_- - \vec{S}_+) \quad (1.21)$$

$$= \frac{g' \mu_B}{2} \vec{B} \cdot (\vec{\sigma}_- - \vec{\sigma}_+) \quad (1.22)$$

$$= \frac{g' \mu_B}{2} \{B_1 \cos(\omega t) (\sigma_{x-} - \sigma_{x+})\} \quad (1.23)$$

ここで、 \vec{S}_- 、 \vec{S}_+ はそれぞれ電子、陽電子のスピンの演算子、 σ はパウリ行列を表し、スピン量子化軸を z 軸にとっているので、

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

である。したがって、

$$V = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & z & -z \\ 0 & z & 0 & 0 \\ 0 & -z & 0 & 0 \end{pmatrix} h\Delta_{\text{HFS}}. \quad (1.25)$$

というように摂動ハミルトニアンは表現される。ただし、

$$z = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{g' \mu_B B_1}{h\Delta_{\text{HFS}}} \cos(\omega t), \quad (1.26)$$

であり、 $g' = g \left(1 - \frac{5}{24} \alpha^2\right)$ は g を電子の g -因子とした時の束縛系の g -因子、 μ_B はボーア磁子を表す。以上により、全ハミルトニアン $H = H_0 + V$ がわかった。

統計的な量であるポジトロニウムのスピンを扱うには、密度行列を用いた取り扱いが便利である。

$$\rho(t) = \sum_{S,m} w_{S,m}(t) |S, m\rangle \langle S, m| \quad (1.27)$$

と 4×4 行列を定義する. ここで $w_{S,m}$ は各要素の重みである. 以上の定式化により, von-Neuman 方程式

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = H\rho - \rho H^\dagger \quad (1.28)$$

を計算することで任意の時刻での $\rho(t)$ の値がわかる.

我々が観測するのは時刻 t_1, t_2 の間の 2 光子崩壊の確率

$$S_{2\gamma} = \Gamma_{p\text{-Ps}} \int_{t_1}^{t_2} \text{Re} [\rho_{22}(t)] dt \quad (1.29)$$

である. この $[t_1, t_2]$ を Timing Window と呼ぶことにする.

ポジトロニウムは第 2.3 章で説明される Fabry-Pérot Cavity 内部で生成される. Fabry-Pérot Cavity 内部の磁場は後に説明する式 2.48 で表される電場と同形で表される. すなわち磁場の大きさは, ビームサイズ $w(z)$, ビームウェストサイズ w_0 をもちいて⁵.

$$B(r, z) = B_1 \frac{w_0}{w(z)} e^{-(r/w(z))^2} \quad (1.30)$$

である. これの 2 乗をとると内部パワー P_{int} [W] がわかる.

$$P_{int} \frac{L/2}{c} = \int d^3x \frac{1}{2\mu} B(r, z)^2 \quad (1.31)$$

$$= \frac{1}{2\mu} \int_0^{L/2} dz \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\infty r dr B_1^2 \frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{-2\frac{r^2}{w(z)^2}} \quad (1.32)$$

$$= \frac{\pi B_1^2 w_0^2 L/2}{4\mu} \quad (1.33)$$

$L/2$ は 2.3 節で説明するように, Fabry-Pérot Cavity の共振長である. μ は透磁率で真空の透磁率 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ と同じだと考えることにする. 左端は仕事率の次元をもつ P_{int} に, 光子が Fabry-Pérot Cavity 内を移動する時間をかけて仕事にした. これは右辺のビーム方向 z の積分範囲が $[0, L/2]$ でとられていることに対応している. この式を用いると, Fabry-Pérot Cavity 内部に 10 kW のパワーが蓄えられているとき, 振動磁場の最大振幅は $B_1 = 7.3$ Gauss 程度となる.

ポジトロニウム生成時に電子も陽電子も無偏極だったとすると, 密度行列の初期値は,

$$\rho(0) = \begin{pmatrix} \frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{4} \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

のように与えられる. これらの条件の下で式 1.29 を数値計算したのが図 1.8 である. ただし, Timing Window は 0 から無限大である. 2 光子崩壊の共鳴の裾は, スピン統計から元々 $p\text{-Ps}$ で生成された $1/4$ の成分である. 203 GHz 光により, on-pole では 6%程度が $p\text{-Ps}$ へと遷移して, 2 光子崩壊したことがわかる.

Timing Window を $t_1 = 40$ ns から $t_2 = 320$ ns ととったのが図 1.9 である. $p\text{-Ps}$ の寿命は 125 ps であるから, 40 ns 以前に多くが崩壊してしまい, 裾が大幅に低下している. 遷移量自体も積分時間が少ないために元々の 6%から 3.8%程度に低下している. しかしピークの遷移量 S と 200 GHz 付

⁵ビームサイズがもっとも細くなる地点 $z = 0$ のビームサイズ. 第 2.3 章参照.

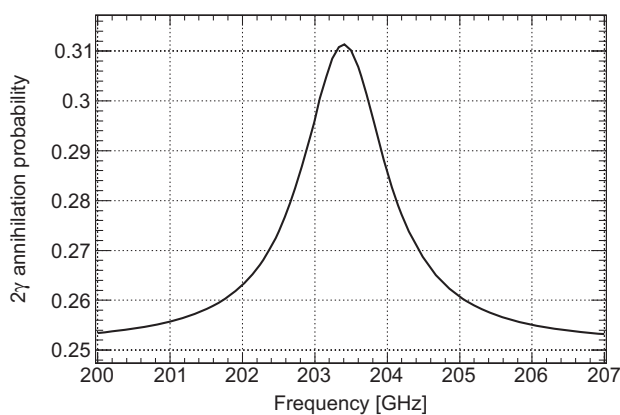


図 1.8: 10 kW のときの遷移共鳴曲線

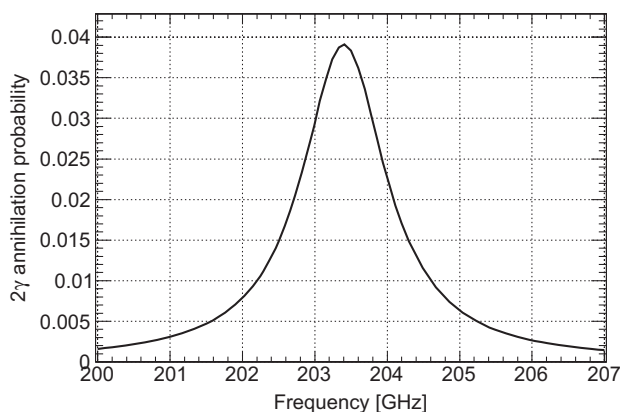


図 1.9: 10 kW のときの遷移共鳴曲線 (40-320 ns)

近の裾での遷移量 N の比では、20 倍近く S/N が改善されていることがわかる⁶。このように、10 kW の 203 GHz 光があれば、検出器系を適切に設計することで十分ポジトロニウムの直接遷移が観測出来る。

なお、パワーが 10 kW のラビ周波数 $\frac{\mu_B B_1}{\hbar} = 64$ MHz である。 o -Ps の寿命は 142 ns であるから、このパワーでは遷移確率の飽和が起こりつつある。よって直接遷移のシグナルを上げたい場合は、パワーを上げるよりも、ビーム領域を広げるといった措置が有効であると考えられる。

⁶実は、3.4.2 節で述べるように、時刻 0 ns から 40 ns 付近にはポジトロニウムを生成しないで対消滅したイベントが、2 桁以上多く存在している。そのため、Timing Window を適切に設定することは 20 倍よりもはるかに大きく S/N が改善することになる。

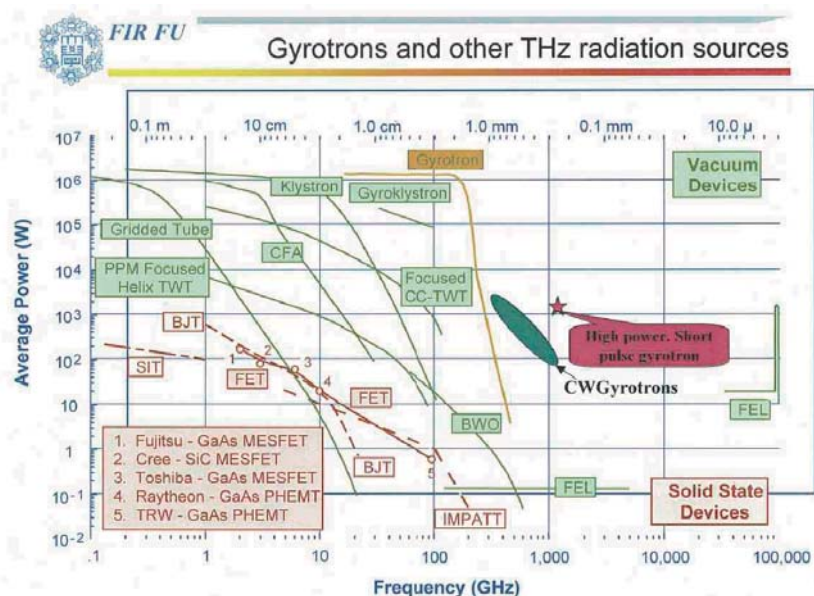


図 1.10: 現在開発されている様々な sub-THz 光源. ポジトロニウム直接遷移に必要な条件は周波数 203 GHz, 強度は 100 W から 1 kW である. その条件に最も適しているのはジャイロトロンである.

1.5 直接遷移実験

現在の技術では, 周波数可変か, あるいはハイパワーの光は生成出来る. しかし両者を兼ね備えた装置は, 最近ジャイロトロンという sub-THz 光源において理論的に示唆されたのみである [25]. よって, まずはパワーを優先した光学系の開発を行い, ポジトロニウムの直接遷移を観測することを第一目標としている⁷.

実験装置は大きく分けて 2 つに分けられる. ハイパワーの 203 GHz 光を生成する光学系と, 直接遷移の微小なシグナルを検出する検出器系である.

1.5.1 光学系

パワーを最重要視した以下の 3 つの光学装置を開発した. 詳しい内容は第 2 章で述べられている.

光源

強度 kW クラスの sub-THz 光源が必要である. 図 1.10 に様々な sub-THz 光源が示してある. この図を見ると, ポジトロニウムの直接遷移実験に適しているのはジャイロトロンのみであることがわかる. ジャイロトロンは核融合の点火装置として開発されてきたハイパワー光源であり, ポジトロニウム超微細構造間の直接遷移にとってなくてはならない光源である. 今回は, ポジトロニウム遷移実験のために数 100 W クラスのジャイロトロンを開発し, 使用した.

⁷現在周波数可変ジャイロトロン装置の共振器部分が完成した状況である. 今後は組み立てとベーキングを経て, 周波数可変ジャイロトロンを試験を行っていく.

共振器

数 100 W のジャイロトロン出力ではポジトロニウム直接遷移に必要な 10 kW のパワーを満たさない。そこで 2 枚の平行ミラーを組み合わせた Fabry-Pérot Cavity を製作し、パワーを 100 倍に蓄積した。Fabry-Pérot Cavity はその共振長を変化させることで共振周波数を変化させることが出来る。故にジャイロトロンからのパワー入力在今后 5 GHz 程度の可変性を持って、十分対応出来る共振器である。

ビーム伝送システム

ジャイロトロンと Fabry-Pérot Cavity は互いの共振モードの相性が極めて悪く、ジャイロトロンから光を Fabry-Pérot Cavity へと入力しただけでは有効に蓄積することが出来ない。つまりジャイロトロン出力ビームのモードを Fabry-Pérot Cavity 内部モードへと変換する、効率的なビーム伝送システムがあって初めて、ポジトロニウム直接遷移に必要な 10 kW のパワーが実現される。

1.5.2 検出器系

たとえハイパワーな光源を用意しても直接遷移のシグナルは少ない。それは遷移確率が小さいことと、ガス中で陽電子がビーム領域に停止する確率が小さいことからくる。シグナルを検出する検出器系は、シグナルレートを高めつつ、S/N を向上するように以下のような仕組みが備えてある。

- 高い効率でポジトロニウムを生成するガスシステム。
- γ 線エネルギーを高いエネルギー分解能で測る。
- β^+ 線及び γ 線放出の正確な時刻を測る。
- 高いレートの放射線検出に耐えうるデータ取得システム。

これらに関しては第 3 章で詳しく述べられている。

第2章 実験装置1: 光学系

2.1 光学系の全体像

製作した光学系の全体像を図 2.1 に示す。実際の写真は図 2.2 である。まず, 203 GHz 光はジャイロトロンで発生する。このままでは出力がポジトロニウムの直接遷移にとって不足である。そのため, 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。このジャイロトンと Fabry-Pérot Cavity では共振モードが異なる。ビーム伝送系はジャイロトロン出力モードを, Fabry-Pérot Cavity へ 203 GHz 光が効率よくカップルするように変換するためのものである。以下, まずはこれらの 3 つのコンポーネントに関して説明を行う。その後, 実際に得られたパワーの見積もりに関して述べる。

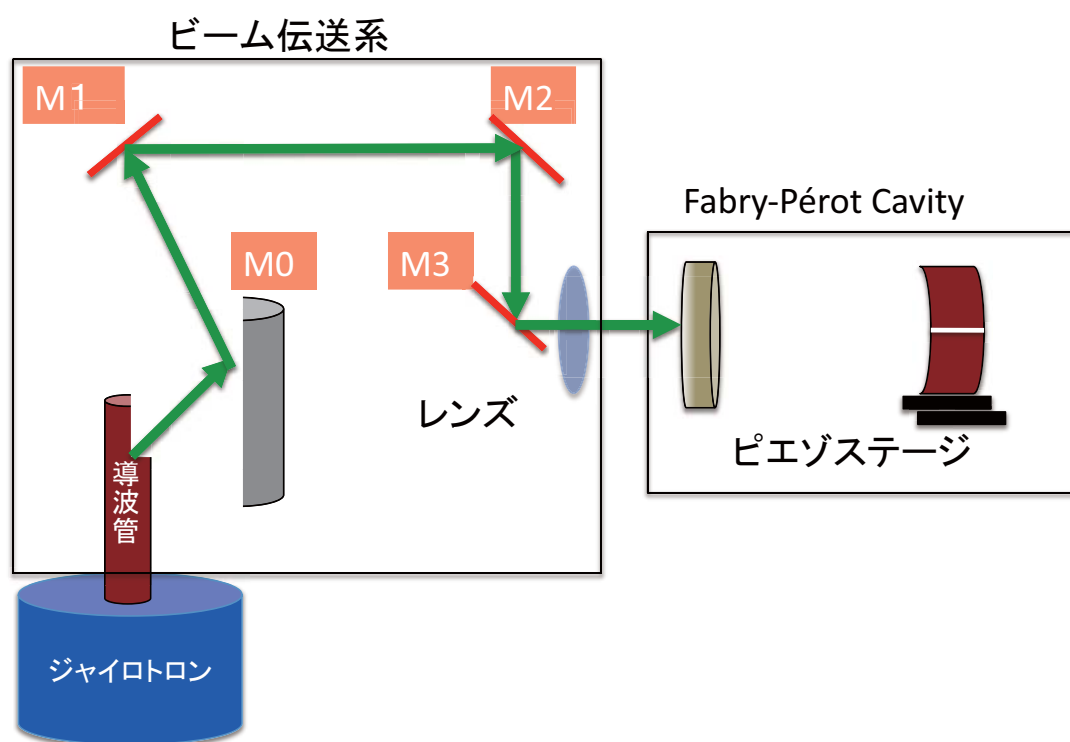


図 2.1: 光学系の全体像. 光学系は, 光源であるジャイロトロン, ビームを効率的に伝送するビーム伝送系, そして出力を 100 倍程度まで蓄積する Fabry-Prot Cavity で構成されている。



図 2.2: 光学系の全体写真. 手前にある青い超伝導コイルのなかにジャイロトロンが設置されている. その上部にあるのがビーム伝送系である. 画面右のガスチェンバーの中に Fabry-Pérot Cavityが入っている.

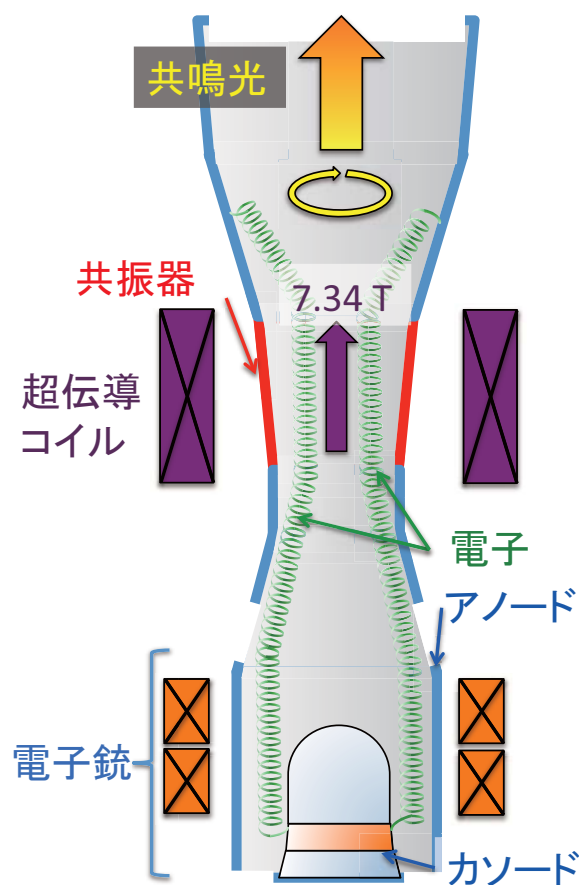


図 2.3: ジャイロトロンの構造.

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、比較的安定なジャイロトロンを開発し、光源として用いた。

2.2.1 ジャイロトロンの原理

図 2.3 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、空洞共振器を含むポディー、電子のコレクタ、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。真空度が悪いと電子銃が痛んだり、加速電子と残留分子が反応してプラズマが発生する原因になる。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 [26]。

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 2.3 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°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¹。

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 2.3 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、

$$\omega_c = \omega_{c0} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \left(\omega_{c0} = \frac{-eB_0}{m_0} \right) \quad (2.1)$$

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 ω のサイクロトロン放射の強度 η_ω は、放射方向と磁場のなす角度 θ 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 θ 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。

超伝導コイルは、中心に行くに従って上方向の磁場が強くなるようなトーラス磁場を形成している。サイクロトロン運動における磁気モーメント μ は

$$\mu = \frac{mv_\perp^2}{B} \quad (2.3)$$

と表され、断熱不変量である。従って、磁場が強くなることで電子ビームの回転方向のエネルギーが増大する (断熱圧縮)。これは電位差によって加速される磁場に平行な速度成分 $v_{//}$ が減少し、 v_\perp の増大に使われているということの意味する。サイクロトロン放射の強度は v_\perp^2 で決まるため、磁場の中心付近ではサイクロトロン放射の強度が増加する。

空洞共振器

このような強い磁場の内部には、両端開放型の円形空洞共振器が構成してある。それが図 2.4 である。中央の穴は径数 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

¹磁場によって電子の電場中での位置を制御する。発生する高周波電場に対する電子の入射位置関係が変わると、電磁波が変わる。電場の極大点に入射すると基本波を生じるが、ゼロ点付近に入射すると高調波となる。今回の実験では基本波動作を行うように調整した。

表 2.1: ベッセル関数の微分の根 j'_{mn}

| m/n | 1 | 2 | 3 | 4 |
|-----|-------|-------|--------|--------|
| 0 | 3.832 | 7.016 | 10.173 | 13.324 |
| 1 | 1.841 | 5.331 | 8.536 | 11.706 |
| 2 | 3.054 | 6.706 | 9.969 | 13.170 |
| 3 | 4.201 | 8.015 | 11.346 | 14.586 |
| 4 | 5.318 | 9.282 | 12.682 | 15.964 |

する。これは電場が進行方向に対して垂直、すなわち円形空洞共振器内部で円筒座標系 (r, ϕ, z) をとったとき $E_z = 0$ なるモードである。周波数 ω の TE_{mn} モードの電磁場は [27],

$$E_r = \frac{i\omega\mu ma^2}{j'_{mn}{}^2} H_0 \frac{J_m(j'_{mn}r/a)}{r} \sin(m\phi - \phi_0) \quad (2.4)$$

$$E_\phi = \frac{i\omega\mu a^2}{j'_{mn}{}^2} H_0 J'_m(j'_{mn}r/a) \cos(m\phi - \phi_0) \quad (2.5)$$

$$E_z = 0 \quad (2.6)$$

$$H_r = -\frac{\gamma a}{j'_{mn}} H_0 J'_m(j'_{mn}r/a) \cos(m\phi - \phi_0) \quad (2.7)$$

$$H_\phi = \frac{\gamma\omega ma^2}{j'_{mn}{}^2} H_0 \frac{J_m(j'_{mn}r/a)}{r} \sin(m\phi - \phi_0) \quad (2.8)$$

$$H_z = H_0 J_m(j'_{mn}r/a) \cos(m\phi - \phi_0) \quad (2.9)$$

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。いくつかの j'_{mn} の値を表 2.1 に示す。

2.2.2 節で詳しく述べるが、今回製作したジャイロトロンは TE_{03} モードで運用された。そのときの j'_{03} は表より、10.173 である。これは 2.4 節で述べられる、導波管から出力されたあとのビームの発散角 $\alpha = \arcsin \frac{j'_{03}}{2\pi} \frac{\lambda}{a}$ に関わってくる重要な量である。

さて、開放型円形空洞共振器の両端は短絡してあり、その境界条件の元で共振器内部に定在波がたつ。円形空洞共振器の長さを L 、節の数を l とすると共振周波数 ω_0 は、

$$\omega_0 = \sqrt{\left(\frac{j'_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{L}\right)^2} \quad (2.10)$$

と表される。電子から放出された周波数 ω_c のサイクロトロン放射が共振器の共振周波数 ω_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、

$$\omega_0 - k_z v_z = q\omega_c (\text{ただし } q \text{ は整数}) \quad (2.11)$$

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。

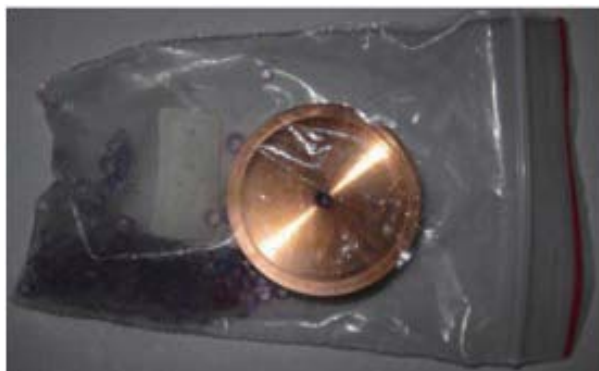


図 2.4: ジャイロトロン空洞共振器.

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 ω_c が変化する. しかし共振器の固有周波数 ω_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.

ジャイロトロン発振原理

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 ω とする. 図 2.5 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_θ を x 軸にとった座標系である. z 軸方向に磁場がかかっている.

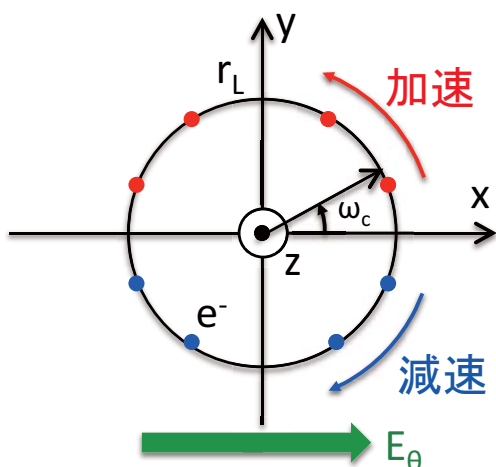
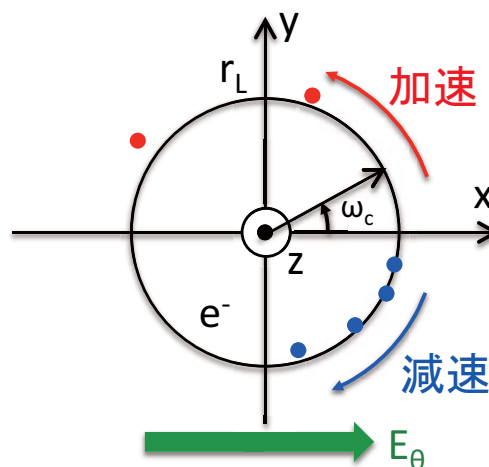
電磁波の周波数 $\omega = \omega_c$ のとき, 図で赤色で示した電子は電場により加速され, 青色の電子は減速される. 半周期後は, 電子の位置は π 回転するが, 同時に電場も逆向きになるため, 赤色の電子はやはり加速され, 青色の電子は減速される. 相対論的效果がなければサイクロトロン周波数は一定なので, ただ単にそれぞれのラーマー半径が変化するだけで, 回転運動の位相はそろわない.

相対論的效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.

$\omega = \omega_c + \varepsilon$ というように, わずかに電磁波の周波数が高い場合は, 図 2.6 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.

2.2.2 使用したジャイロトロン

図 2.7 は, 今回製作されたジャイロトロン写真である. 中央の青い筒が超伝導コイルで, 上下方向にのびた筒がジャイロトロン本体である. 発生した 203 GHz 光はジャイロトロン上部のサファイヤ製の窓から出力される. 基本的な動作スペックは,

図 2.5: $w = w_c$ のとき図 2.6: $w = w_c + \epsilon$ のとき

- 周波数: 202.8861 GHz ($B_0=7.34$ T)².
- 単色性: 3 MHz
- 最大パワー: 600 W
- 発振モード TE₀₃ モード

である. 実際に得られた出力光を, 塩化ビニル板のスクリーンを用いて観測したのが図 2.8 である³. これは, 理想的な TE₀₃ モードからはずれている⁴. それには次の 2 つの理由が考えられる.

- 共振器から出力口までは径 28 mm の導波管が用いられており, 共振器部分と径が異なるためモードを乱す.
- ジャイロトロン内部を真空 (10^{-5} Pa) に引くためのポートが導波管に横付けされており, モードを乱す.

これは今回のジャイロトロンでは改善の余地がないため, そのまま使用した. 適切にジャイロトロンの設計を行えば, 大きな改善が見込まれる部分ではある.

また, ジャイロトロンの動作は, ある duty 比をもった矩形波をトリガとして行われる⁵. このことにより, パワーが存在する状況 (ON と呼ぶ) と存在しない状況 (OFF と呼ぶ) が, 交互に繰り返される. ポジトロニウムの直接遷移の確率は非常に小さいが, ON と OFF のイベントの差をとることで, 時間に依存するような系統誤差無しで測定を行うことが出来る.

²周波数はヘテロダインを用いて測定されている.

³パワープロファイルの測定法については 2.5.2 節参照.

⁴このことが及ぼす問題点については 2.4 節参照.

⁵連続動作も原理的には可能だが, 今回の装置では不安定であった.



図 2.7: ジャイロトロンの写真.

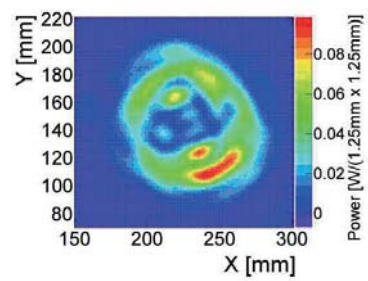


図 2.8: ジャイロトロン出力モード.

2.2.3 フィードバック制御

今回用いたジャイロトロンは、動作の安定性がそれほどよくなく、実験を長期的に行うためにはフィードバック制御が不可欠であった。以下のようなフィードバックと、出力安定化をかけた。

1. 電子銃のヒーター電圧を、ジャイロトロン出力のパワーモニタの測定電圧が一定になるようにフィードバック制御⁶。
2. 出力パワーの形状が汚い場合は、アノード電圧を動かして形状を整える。

これらの制御により、2週間におよぶ実験期間中、おおよそジャイロトロンの動作は安定していた⁷。

6時間ほど動作し続けた時の各種測定値が図 2.9 である。全て横軸は時間である。左上が電子銃のヒーター電圧であり、主にこの値を制御している。右上がジャイロトロン内部の真空度である。ヒーターによりジャイロトロン内部導波管が熱せられるとガスを生じるため、ヒーター電圧に追従する動きをしている。中央左はカソード電流である。500 mA でインターロックがかかるようになっている。中央右は 2.3 節で説明されるように、Fabry-Pérot Cavity に入射するパワーを、パイロエレクトロックディテクタで検出したものである。ここでの出力 0.1 V は、70 W 程度になるようにゲインを調整されている。2.4 節で説明されるように、ジャイロトロン本体のパワーはその 3 倍の 210 W となる。フィードバックは、この値が安定化するようにヒータ電圧を調整することで実行された。左下の図はアノード電圧を示している⁸。

黒色で示されたのが第 3 章で説明されている、データ取得システムが動作している場合で、マゼンタ色は 30 分置きにペDESTALをとっているイベントである。最初の数分でアノード電圧をスキャンしてジャイロトロン出力波形を整え、その後 6 時間ほどはヒーター電圧を調整することで、ジャイロトロンパワーが安定化されていることが分かる。

⁶パワーモニタについては 2.3.2 参照。Fabry-Pérot Cavity の入射モニタがフィードバックの対象として使用された。

⁷実際の制御では Fabry-Pérot Cavity の共振長の、共振パワーに対するフィードバックも同時に行われたが、こちらはジャイロトロン本体に影響を与えない。

⁸ただし、実際には 2000 倍アンプを通していているため図のような高電圧となる。

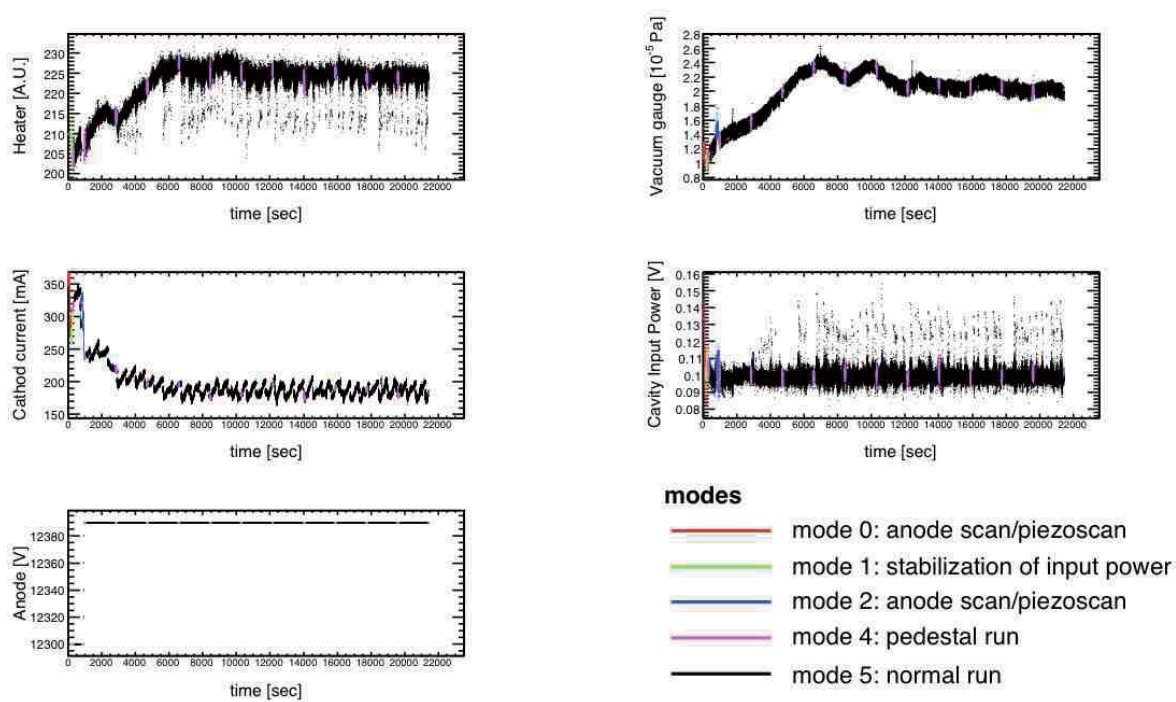


図 2.9: ジャイロトロン長期安定性. 主に電子銃ヒータ電圧のフィードバックにより達成された. 左上はヒータ電圧. 右上はジャイロトロン内部の真空度. 中央左はカソード電流, 中央右はフィードバックのターゲットとなった Fabry-Pérot Cavity への入射パワー. 左下はアノード電圧.

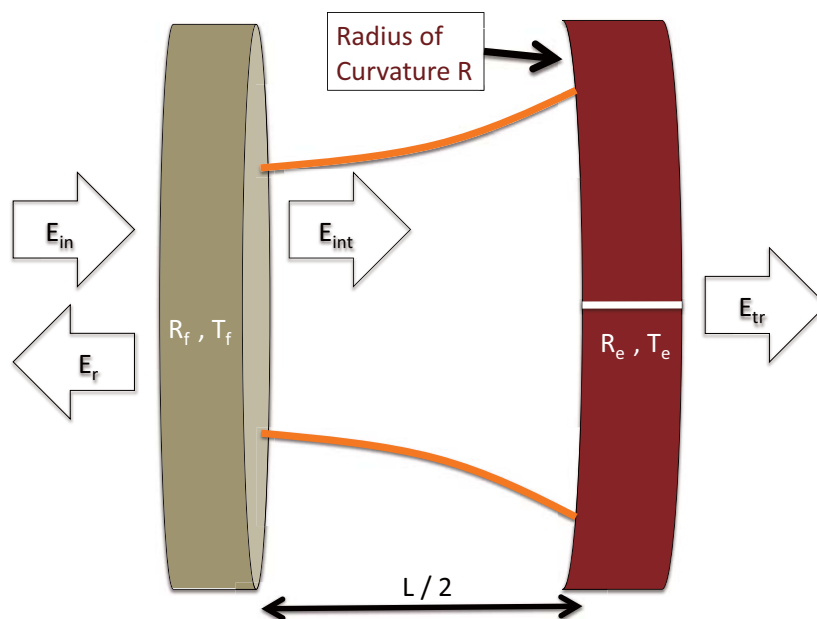


図 2.10: Fabry-Pérot Cavity の概念図

2.3 Fabry-Pérot Cavity

現在のジャイロトロン出力 (数 100 W) ではポジトロニウムの直接遷移を起こすには不足である。そのため、Fabry-Pérot Cavity を用いてビームを蓄積し、実効的にパワーを上昇させている。この章ではこの Fabry-Pérot Cavity について説明し、実際に作成した Cavity とその試験結果に関して述べる。

2.3.1 Fabry-Pérot Cavity の原理

図 2.10 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 内部で共振が起きる。今回用いる 203 GHz 光の波長は 1.47 mm であるから、共振長が 0.735 mm の整数倍で共振する。

Fabry-Pérot Cavity の安定性

平行に配置した 2 つのミラーの 1 つ、あるいは両方を球面ミラーにすることで、ミラー平行精度への要求が小さくなり、共振を安定化することができる [28]。1 つのみを球面ミラーにした場合は、残りの平面ミラーに対して鏡像の位置にもうひとつ球面ミラーがあると見なすのと同じである。

今回は共振器へのビーム導入に金属のメッシュで構成されたミラーを用いた。平面ミラーの方がメッシュミラーの製作が容易であったため、今回はこの平面-球面ミラータイプの Fabry-Pérot Cavity を考えることにする。

球面ミラーから平面ミラーまでの長さを $L/2$ とし、球面ミラーの曲率半径を R とすると、安定な共振の条件は、

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R}\right)^2 \leq 1 \quad (2.12)$$

である [28]. 球面ミラーの曲率半径が大きいと、長い共振長でも共振を発生させることができる. 特に $R = L$ の場合、球面ミラーの焦点距離 $\frac{R}{2}$ の位置に平面ミラーがくる. この場合を、confocal な共振器であるという.

$L/2$ が大きい方が、ポジトロニウムが生成する領域が大きくなるため、直接遷移の検出に有利である. しかし、 $R = 300$ mm, $L/2 = 150$ mm という confocal 条件ちょうどの場合、共振はそれほど安定でなく、共振パワーも小さかった. これは、共振長が長いと、ミラーの平行精度に対する要求が高まることの原因として考えられる. 今回の実験では、 $R = 300$ mm, $L/2 = 100$ mm の confocal に近い Fabry-Pérot Cavity を用いた.

Fabry-Pérot Cavity の共振パワー

平面ミラーをパワーの入力側とする. パワーを入力するため、反射率の高いハーフミラーを用いる. 次節で述べるが、sub-THz 領域のハーフミラーとして金属のメッシュを用いている.

球面ミラーには微細な穴がいており、共振したビームの一部を出力する. 入射するビームの電場を $E_{in}e^{-i\omega t}$, Cavity 全体から反射されるビームの電場を $E_r e^{-i\omega t}$, 出力口で検出される透過ビームの電場を $E_{tr}e^{-i\omega t}$ とおく. さらに Cavity 内部におけるメッシュ直後の電場を $E_{int}e^{i\omega t}$ とする.

平面ミラーのパワー反射率 R_f 及び透過率 T_f は、ビームが左右どちらから入射しても同じ値を持つ場合を考える. 球面ミラーの反射率、透過率はそれぞれ R_e, T_e である. なお、振幅反射率と透過率は小文字を用いて r_f, t_f, r_e, t_e と表すことにする⁹.

Fabry-Pérot Cavity の性能を評価するためには、個々のミラーの反射率と透過率の他に、パワーロスを検討しなければならない. 共振器内でのパワーロスは以下の3つが挙げられる.

1. 抵抗損失
2. 媒質損失
3. 回折損失

抵抗損失 L_j , ($j = e, f$) はミラー表面におけるロスである. これはミラーの反射率 R_j と透過率 T_j を用いて、

$$L_j = 1 - R_j - T_j \quad (2.13)$$

とあらわせる.

媒質損失とは、共振器内部の物質によるロスである. パワーの低下率は共振器一往復 L で、 $\exp(-L/L_0)$ と表すことができる. ここで L_0 はその気体の、密度当たりのパワー吸収長である. すると、1 往復で吸収されるパワーの率 A は、

$$A = 1 - \exp(-L/L_0) \quad (2.14)$$

と表される. 振幅で表すと一往復のパワー低下率は $(1 - A)^{1/2}$ と表現出来る.

⁹反射率は実でとる. すなわち $R_j = r_j^2, T_j = t_j^2$ ($j = e, f$)

回折損失に関しては、ビームサイズとミラーのアーチャーの大きさ比で決まる。ビームサイズは共振長 $L/2$ と R のみで決まる。共振器内部モードが最低次の TEM_{00} モードの場合 (ガウシアンモード), 平面ミラーでのビームサイズ w_0 と球面ミラーでのビームサイズ w_1 は,

$$w_0 = \left(\frac{\lambda}{\pi n}\right)^{1/2} \left(\frac{L}{2}\right)^{1/4} \left(R - \frac{L}{2}\right)^{1/4} \quad (2.15)$$

$$w_1 = \left(\frac{\lambda L}{2\pi n}\right)^{1/2} \left[\frac{2R^2}{L(R - L/2)}\right]^{1/4} \quad (2.16)$$

と計算される [28]. ここで, λ は共振光の波長 (203 GHz 光では 1.47 mm), n は媒質の屈折率である. 例えば $R = 300$ mm, $L/2 = 100$ mm のとき, $w_0 = 8.14$ mm, $w_1 = 9.97$ mm である. ただし, 媒質の屈折率は 1 とした. ミラーのアーチャーを x とすると, 平面ミラー部分での回折損失 L' は,

$$L' = 1 - \frac{\int_{-x/2}^{x/2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) dr}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) dr} \quad (2.17)$$

で表される. 上記の共振器のパラメータの時, アーチャー $x = 50$ mm ならば, 回折損失は $L' < 0.1\%$ となる. 球面ミラーでも全く同様である. よって, これらのパラメータで実験を行う限り回折損失は無視出来る.

以上の議論から抵抗損失は反射率 R_j と透過率 iT_j の中に含ませ, かつ媒質損失 A を考慮して, 入射パワーと透過パワー, 反射パワーの比が計算出来る. 一往復の際の位相の遅れは波数 k を用いて $2\delta = kL$ と表せることに注意しておく. 一往復で電場振幅は $r_e r_f (1 - A)^{1/2} e^{i2\delta}$ だけ変化するため, 共振したときはこれの無限級数和をとればよい. 結果は以下ようになる.

$$\frac{E_{tr}}{E_{in}} = t_f (1 - A)^{1/4} e^{i\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \left[r_e r_f (1 - A)^{1/2} e^{i2\delta} \right]^n t_e \quad (2.18)$$

$$= \frac{t_f t_e (1 - A)^{1/4} e^{i\delta}}{1 - r_f r_e (1 - A)^{1/2} e^{i2\delta}} \quad (2.19)$$

$$\frac{E_r}{E_{in}} = -r_f + t_f r_e (1 - A)^{1/2} e^{i2\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \left[r_f r_e (1 - A)^{1/2} e^{i2\delta} \right]^n \quad (2.20)$$

$$= \frac{-r_f + (r_f^2 + t_f^2) r_e (1 - A)^{1/2} e^{i2\delta}}{1 - r_f r_e (1 - A)^{1/2} e^{i2\delta}} \quad (2.21)$$

$$(2.22)$$

平面ミラー直後の内部波 E_{int} は,

$$E_{tr} = (1 - A)^{1/4} e^{i\delta} t_e E_{int} \quad (2.23)$$

のように透過波と関係している. よって,

$$\frac{E_{int}}{E_{in}} = \frac{t_f}{1 - r_f r_e (1 - A)^{1/2} e^{i2\delta}} \quad (2.24)$$

となる.

二乗をとればパワーの比が求まり,

$$\frac{P_{tr}}{P_{in}} = \left| \frac{E_{tr}}{E_{in}} \right|^2 \quad (2.25)$$

$$= \frac{T_f T_e \sqrt{1-A}}{[1 - \sqrt{R_f R_e (1-A)}]^2} \frac{1}{1 + F \sin^2 \delta} \quad (2.26)$$

$$\frac{P_r}{P_{in}} = \left| \frac{E_r}{E_{in}} \right|^2 \quad (2.27)$$

$$= \frac{[\sqrt{R_f} - (T_f + R_f) \sqrt{R_e (1-A)}]^2 + 4 \sqrt{T_f + R_f} \sqrt{R_f R_e (1-A)} \sin \delta^2}{[1 - \sqrt{R_f R_e (1-A)}]^2 [1 + F \sin^2 \delta]} \quad (2.28)$$

$$\frac{P_{int}}{P_{in}} = \left| \frac{E_{int}}{E_{in}} \right|^2 \quad (2.29)$$

$$= \frac{T_f}{[1 - \sqrt{R_f R_e (1-A)}]^2 [1 + F \sin^2 \delta]} \quad (2.30)$$

$$(2.31)$$

とわかる. ここで,

$$F = \frac{4 \sqrt{R_f R_e (1-A)}}{[1 - \sqrt{R_f R_e (1-A)}]^2} = \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi} \right)^2 \quad (2.32)$$

とした. ここで \mathcal{F} はフィネスと呼ばれ, 共振を特徴づける量である. 共振条件は,

$$\delta = \pi n \quad (n: \text{整数}) \quad (2.33)$$

である.

横軸を δ , 縦軸を $\frac{P_{tr}}{P_{in}}$ にとったのが図 2.11 である. 共振器ミラーの反射率を十分高くすると, 共振ピークは鋭くなる. 共振ピークの半値全幅を Γ とすると,

$$\frac{1}{1 + F \sin^2(k\Gamma)} = \frac{1}{2} \quad (2.34)$$

波長 λ に対して Γ が十分小さいとき,

$$\frac{\lambda}{2\Gamma} = \frac{\pi}{2} \sqrt{F} = \mathcal{F} \quad (2.35)$$

となる.

一方反射光に対して共振時 ($\delta = 0$) と非共振時 ($\delta \sim 1$) との比をつかって,

$$C = 1 - \frac{[\sqrt{R_f} - (T_f + R_f) \sqrt{R_e (1-A)}]^2 [1 + \sqrt{R_f R_e (1-A)}]^2}{[\sqrt{R_f} + (T_f + R_f) \sqrt{R_e (1-A)}]^2 [1 - \sqrt{R_f R_e (1-A)}]^2} \quad (2.36)$$

というようにカップリング C を定義する. 共振器にロスが無く ($R_j + T_j = 1, j = e, f$, さらに $A = 0$), かつ対称な場合 ($R_e = R_f$), $C = 1$ となる. 一般の場合には $C < 1$ であり, 共振器へのパワー導入効率を表している.

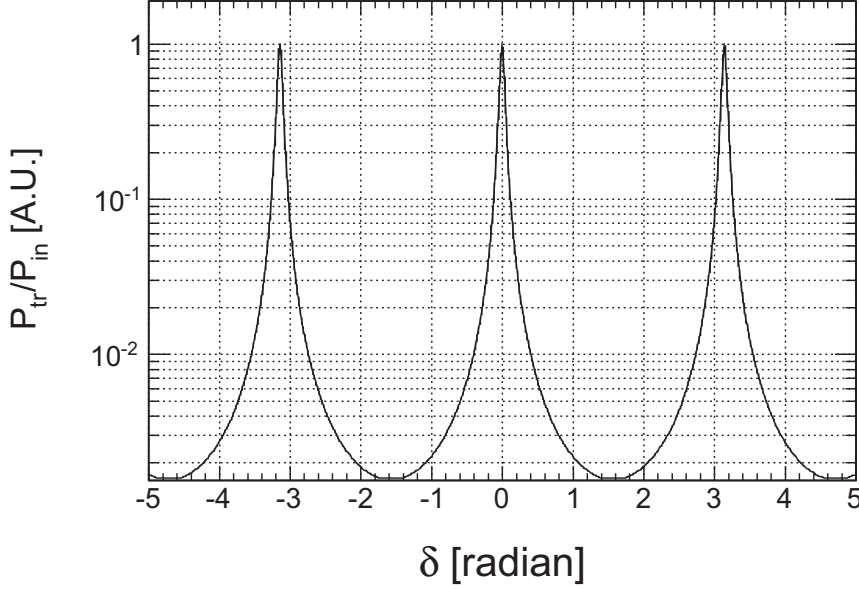


図 2.11: Fabry-Pérot Cavity の透過光の共振

さて、以上の議論から入射光 P_{in} が与えられたとき、共振器内部で共振しているビームのエネルギーを求めることが出来る。それは式 2.31 を用いて P_{int} を計算すれば良い。しかし、その計算はミラーの反射率、透過率などの測定の難しい量によっている。その点、フィネス \mathcal{F} とカップリング C は比較的容易に測定可能である。そこで P_{int} をこの 2 つのパラメタで近似的に表すことを考える。 $y = T_f + R_f < 1$, $\varepsilon = R_f - y^2 R_e (1 - A) \ll 1$ とおいて ε の 1 次まで展開すると結果は、

$$\frac{P_{int}}{P_{in}} = C \frac{\mathcal{F}}{\pi} \frac{1}{\sqrt{y} [(1 - A) R_e]^{3/2}} \left(1 + \frac{5}{4} \frac{1}{y^2 (1 - A) R_e} \varepsilon + \mathcal{O}(\varepsilon^2) \right) \quad (2.37)$$

となる。さて、ミラーの反射率 R_e は十分高く、 $y = R_f + T_f = 1 - L_f$ (L_f は平面ミラーでのロス) もロスが小さく十分 1 に近いとする。そして媒質の吸収率 A も十分小さく良い共振が起きているとき、

$$\frac{P_{int}}{P_{in}} = C \frac{\mathcal{F}}{\pi} \quad (2.38)$$

と近似的に表される。これが共振器による入射パワーに対するゲインである。

ところで、 $N = \frac{\mathcal{F}}{\pi}$ は入射光子の共振器内部での反復回数を意味する。よって、入射光が導入効率 C で共振器に入り、増幅率 N で増幅されたと解釈することが出来る。

2.3.2 製作した Fabry-Pérot Cavity の構成

この節では実際に製作された Fabry-Pérot Cavity の構成について説明する。共振器で多くのパワーを得るためには、 \mathcal{F} と C のいずれもが高い必要がある。典型的には $\mathcal{F} > 600$, $C > 0.5$ である。まず \mathcal{F} を上昇させる条件は、

1. 各ミラーの反射率をあげる。
2. 回折損失を減らす。
3. 共振器内気体の散乱, 吸収を減らす。

である。1, 2 を実現するために平面ミラーにはメッシュミラー, 球面ミラーには銅のミラーを用いた。一方 C は導入光と共振器内部モードとの結合と平面ミラーのロスが関係する。

十分高い \mathcal{F} を達成すると共振ピークの幅 Γ は細くなる。例えば $\mathcal{F} = 650$ で $\Gamma = 1.1 \mu\text{m}$ 程度である。よって、少なくとも $\mathcal{O}(10)$ nm の精度で共振長を制御する必要があった。そのため球面ミラーをピエゾステージ上に設置し、共振長コントロールを行った。

\mathcal{F} の測定には透過パワーを測らなければならない。さらに C を測定するためには反射パワーが必要で、パワーの変動のモニタには入射パワーが必要である。そのためにパイロエレクトリックディテクターを用いたパワー測定装置を製作した。

以上の共振器構成物について説明を行う。

メッシュミラー

Fabry-Pérot Cavity を構成する2つのミラーのうち、パワー入射側である平面ミラーは、高い反射率と効率的なパワー導入を両立したミラーである必要がある。特に、入射するビームの形状を変化させないことが重要である¹⁰。

この要求を満たすミラーとして、石英基板に蒸着された金属のメッシュミラーが選択された。図 2.12 がそのメッシュミラーの全体の写真である。直径 50 mm, 厚み 3 mm の石英基板の上に、金のメッシュが蒸着してある。メッシュ部分を拡大したのが図 2.13 である。

メッシュミラーの反射率 R_f , 透過率 T_f , そしてロス L_f は主に以下の3パラメータで決定される。

- メッシュ線幅 $2a$
- メッシュ線間隔 g
- メッシュ蒸着厚 t

この中でメッシュ蒸着厚は skin depth より厚いのならば、なるべく薄いのが望ましいが、薄いものは加工精度が悪く試験が難しい。今回は $t = 1 \mu\text{m}$ のメッシュを作成し、使用した。これに加えて、メッシュミラーの材質¹¹, 蒸着基板の材質¹², 及び厚さも影響を与える。

¹⁰例えば小さな穴を空けた金属ミラーを用いることも考えられるが、この場合ホイヘンスの原理から入射ビームは回折して広がってしまう。

¹¹メッシュミラーの電気伝導率が高い方が反射率が高く、よって高い \mathcal{F} が得られる。今回は銀のメッシュと金のメッシュを製作、試験した。しかし試験結果に大差はなく、しかも銀のメッシュは表面が腐食することがわかったため金のメッシュを使用することにした。なお、sub-THz に対する金の skin depth は 170 nm 程度であるので、厚み $1 \mu\text{m}$ は十分な厚みがある。

¹²蒸着基板の屈折率が高いとメッシュミラー本体の裏面からの反射と強く干渉する。屈折率 $n = 3.5$ のシリコン板を用いた場合、その干渉効果のせいで共振が小さかった。よって $n = 1.96$ と比較的屈折率が小さく、かつメッシュの蒸着も比較的容易な石英基板を用いた。

表 2.2: メッシュミラーパラメタと性能 (計算値)

| 線幅 $2a$ [μ] | 線間隔 g [μm] | 厚み [μm] | 反射率 [%] | 透過率 [%] | ロス [%] |
|-------------------|---------------------------|----------------------|---------|---------|--------|
| 20 | 50 | 1 | 99.26 | 0.337 | 0.40 |
| 100 | 100 | 1 | 99.42 | 0.31 | 0.27 |
| 100 | 120 | 1 | 99.00 | 0.69 | 0.31 |
| 100 | 140 | 1 | 98.38 | 1.28 | 0.34 |
| 200 | 140 | 1 | 99.44 | 0.32 | 0.24 |
| 200 | 160 | 1 | 99.13 | 0.60 | 0.27 |
| 200 | 180 | 1 | 98.68 | 1.02 | 0.30 |
| 200 | 200 | 1 | 98.02 | 1.66 | 0.32 |

メッシュミラーでの反射率, 透過率, ロスは,

$$R_f + T_f + L_f = 1 \quad (2.39)$$

という関係で結ばれる. このうち, R_f が高いほど \mathcal{F} が上昇し, 共振器に入射したパワーの増倍率は上がる. 一方 L_f は少なからず存在しているから, R_f をあげすぎると $T_f < L_f$ となってしまう可能性がある. この場合, 共振器に入射するパワー自体が大幅に減ってしまい C が損をする. よって, $T_f > L_f$ の条件下で, R_f の大きいパラメタのメッシュミラーを製作する必要があった.

線幅と線間隔という2つのパラメタに対して数値計算を行った結果が表 2.2 である. 数値計算は, CST MWstudio を用いて, 空気と基板に挟まれた周期的境界条件の元でシミュレーションされた. 表 2.2 を見ると, まず間隔が広がるとロス率 L_f/T_f が低下することが分かる. しかし当然ながら反射率は低下していく. また, 近い反射率を持つ $(2a, g) = (200, 160)$ と $(2a, g) = (20, 50)$ を比較すると, 粗い前者の方が L_f/T_f が良い. $(2a, g) = (200, 160)$ が $T_f > 2 \cdot L_f$ を満たしつつ, かつ $R_f > 99.1\%$ と良い特性を持っているとわかった. このメッシュミラーを基本としつつ, いくつかのメッシュを実際に製作し, 試験した.

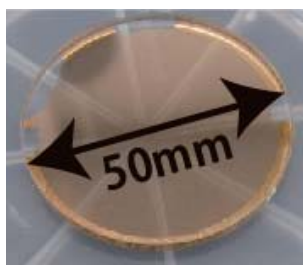
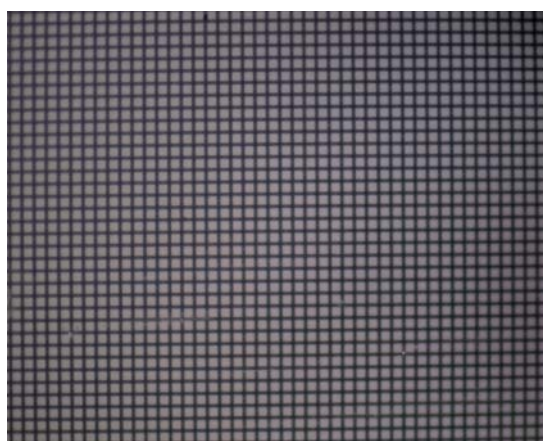


図 2.12: メッシュミラーの写真

図 2.13: メッシュミラーの拡大写真. 線幅 $20 \mu\text{m}$, 間隔 $50 \mu\text{m}$, 蒸着厚 $1 \mu\text{m}$, 金のメッシュミラー.

銅球面ミラー

球面ミラーに対する要請は,

1. 適切な曲率を持たせることで共振を confocal に近くすること.
2. 高い反射率によって高い \mathcal{F} を実現すること.
3. 共振を確認するためのモニタが設置出来ること.

の3点である.

今回は, 曲率半径 $R = 300$ mm, 直径 50 mm の銅のミラーが使用された (図 2.14). 銅の反射率は 99.85% と見積もられている. \mathcal{F} の定義式 2.32 と表 2.2 より, \mathcal{F} の理論値が計算可能である. また, 曲率半径 $R = 300$ mm なので, 式 2.12 より, 共振器の長さ $L/2$ は 150 mm まで安定に共振させることが出来る. なおアパーチャーも十分大きいので回折損失も無視出来る. 中心部分には直径 0.6 mm の小孔があいており, ここから透過パワーを取り出す. 直径 0.6 mm の銅の小孔のカットオフ周波数は 203 GHz に近いので, 透過する光は非常に小さくなり, \mathcal{F} の上昇に寄与している.

共振長の制御にはピエゾステージ (株式会社ナノコントロール, TS102) を用いて $\mathcal{O}(10)$ nm の精度で行った (図 2.15)¹³. 平面メッシュミラーはカップリングを最大化するために, 入射光のビームウェスト¹⁴に固定しなければならない. そのため, この球面銅ミラーの位置を動かすことで共振長さを制御した. 銅ミラーをミラーホルダー (シグマ光機, キネマティックミラーホルダー MHB-50M) にマウントし, それをピエゾステージに設置した (図 2.16). 同様のミラーホルダーはメッシュミラーにも使用されている. このホルダーには角度に対する微調機能がついており, ビームの共振中心をミラー中央にアラインメントするために用いられた.



図 2.14: 銅球面ミラーの写真

¹³今回の実験では $\mathcal{O}(10)$ nm 精度での微動に加え, 203 GHz 光の半波長 $747 \mu\text{m}$ 以上の長ストロークで粗動できる必要があった. このピエゾステージは, 圧電素子の一方を摩擦保持し, 他方に移動体 (ステージ) を取り付けられている. そのことにより, 圧電素子をゆっくり延ばすと摩擦保持された側が固定されたままステージのみが動き, 次に圧電素子を急速に縮めることで摩擦保持側を移動させる (ステージは慣性によって動かない). このように, 一種の尺取り虫のような動きをしながら最大 15 mm の長ストロークでの粗動が可能である.

¹⁴ビームウェストとは, ビームが最も細く絞られる位置のことである. 詳しくは 2.4.3 節を参照.

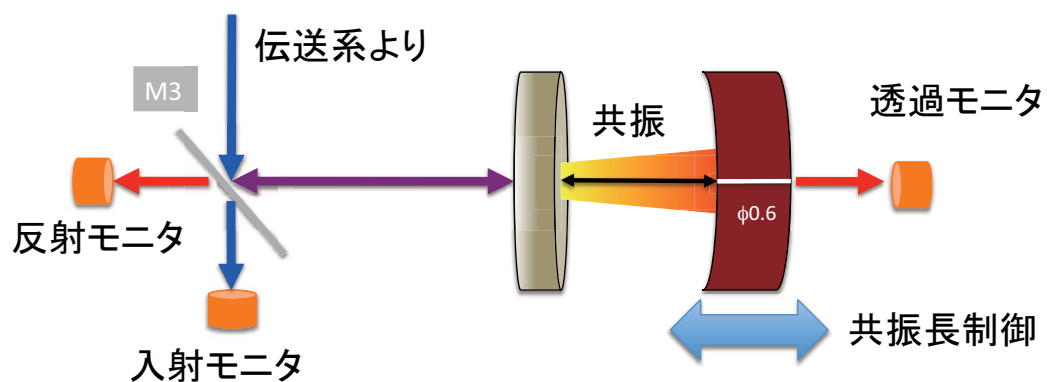


図 2.17: パワーモニタの配置



図 2.18: パイロエレクトリックディテクタ

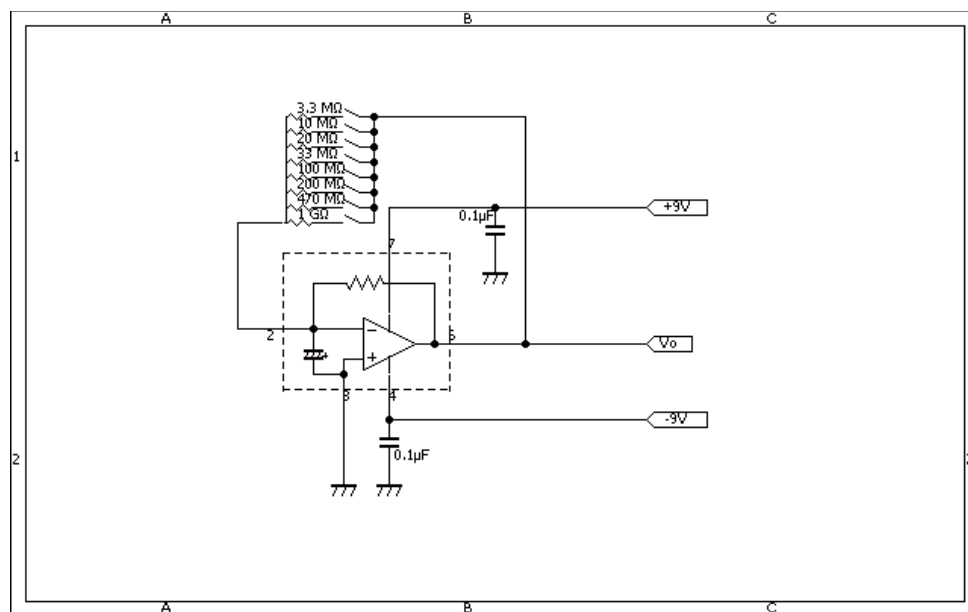


図 2.19: 反転増幅回路

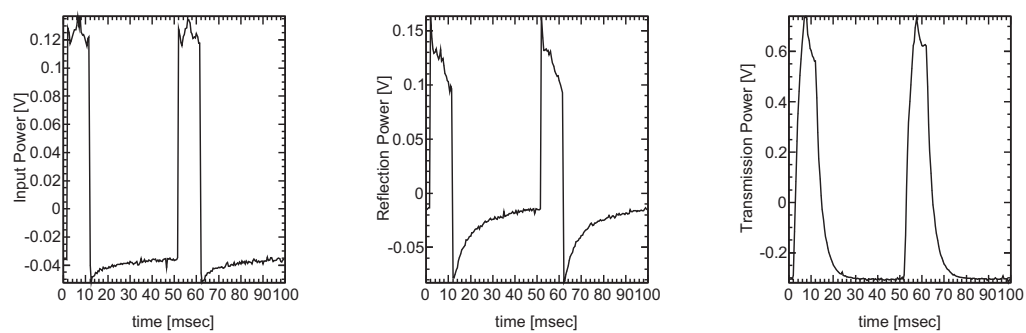


図 2.20: モニタ試験で得られた波形. 左から入射パワー, 反射パワー, 透過パワーである. 縦軸は, sub-THz 光による温度上昇に起因して生じるパイロエレクトリックディテクタの起電力を, オペアンプを用いた反転増幅回路で増幅したもの. 反応後に逆起電力が生じるのはパイロエレクトリックディテクタの応答特性である.

2.3.3 性能試験

共振器の性能評価のために、 \mathcal{F} と C を実際に測定した。図 2.21 はそのときの写真である。画面右側が銅ミラーとそのホルダーで、下部にはピエゾステージがついている。左のホルダーにはメッシュミラーがはいっている。ミラーホルダーには角度の微調機能がついている。ビームの中心とミラーの中心を合わせることで、共振の高さを最も高くすることが出来る。

適切なアラインメントののち、詳細な共振ピークの観測を行った。まずピエゾステージを 1 波長分、 $2 \mu\text{m}$ 刻みで粗動させ、ピーク位置を探す。ピークが見つかったらその周囲を 100 nm 刻みでステージを動かし、その各位置での入射、反射、透過の電圧値を記録する。共振試験結果が図 2.22, 2.23 に示されている。横軸にピエゾステージの位置をとり、縦軸にパワーモニタの電圧をとった。上図が反射パワー、下図が透過パワーである。透過パワーの共振幅から \mathcal{F} が計算出来、反射パワーの高さからカップリング C が計算出来る。透過パワーのフィット関数は

$$f(x) = \frac{p_0 (p_2)^2}{(x - p_1)^2 + (p_2)^2} + p_3 \quad (2.40)$$

という、ブライトウィグナー共鳴の式である。これは共振ピーク付近 $\delta \sim 0$ のときの、式 2.31 の近似式である。まず図 2.22, メッシュパラメタ $(2a, g) = (200, 160)$ では、共振の半値全幅 $\Gamma = p_2 = 1.12 \pm 0.02 \mu\text{m}$, 反射の共振時と非共振時の強度の比は $\frac{0.63}{1.85} = 0.34$ と読み取れる。すると式 2.35 を用いてフィネス $\mathcal{F} = 650 \pm 6$ と求まる。カップリング C は定義から $C = 1 - 0.34 = 0.66$ である。メッシュパラメタ $(2a, g) = (20, 50)$ に関しても同様で、 $\mathcal{F} = 646 \pm 7$, $C = 0.42$ と分かる。この結果は 2.5.3 節の表 2.3 にまとまっている。

\mathcal{F} の値はメッシュの計算予想である表 2.2 から予想される値とそれほどあっていない。¹⁶ シミュレーションに用いた物質情報が 203 GHz 帯域で必ずしも正しくないこと、メッシュの加工精度、パイロエレクトリックディテクタの応答の問題、さらにピエゾステージの応答特性や他共振モードとの干渉が原因として考えられる。シミュレーションとの一致はそれほど良くはないが、しかし試験結果は Fabry-Pérot Cavity に対する要求であるゲイン $\frac{C\mathcal{F}}{\pi} > 100$ を満たすものであった。

さて、カップリングは共振器のパラメタだけでなく、入射ビームと共振器内部モードのマッチングに大きく依存している。この共振器試験では、そのためのビーム伝送系を開発した上で行った。ビーム伝送に関しては次節で述べる。

¹⁶ 予想値は共振器内部でのロスを無視したとき、 $(2a, g) = (200, 160)$ で $\mathcal{F}=614$, $(2a, g) = (20, 50)$ で $\mathcal{F}=704$ である。他のメッシュ $(2a, g) = (200, 130)$ での予想値は $\mathcal{F}=76$ に対し実測 $\mathcal{F}=61 \pm 0.6$ である。反射率が低いものに対しては比較的シミュレーションに合うようである。



図 2.21: Fabry-Pérot Cavity の性能試験.

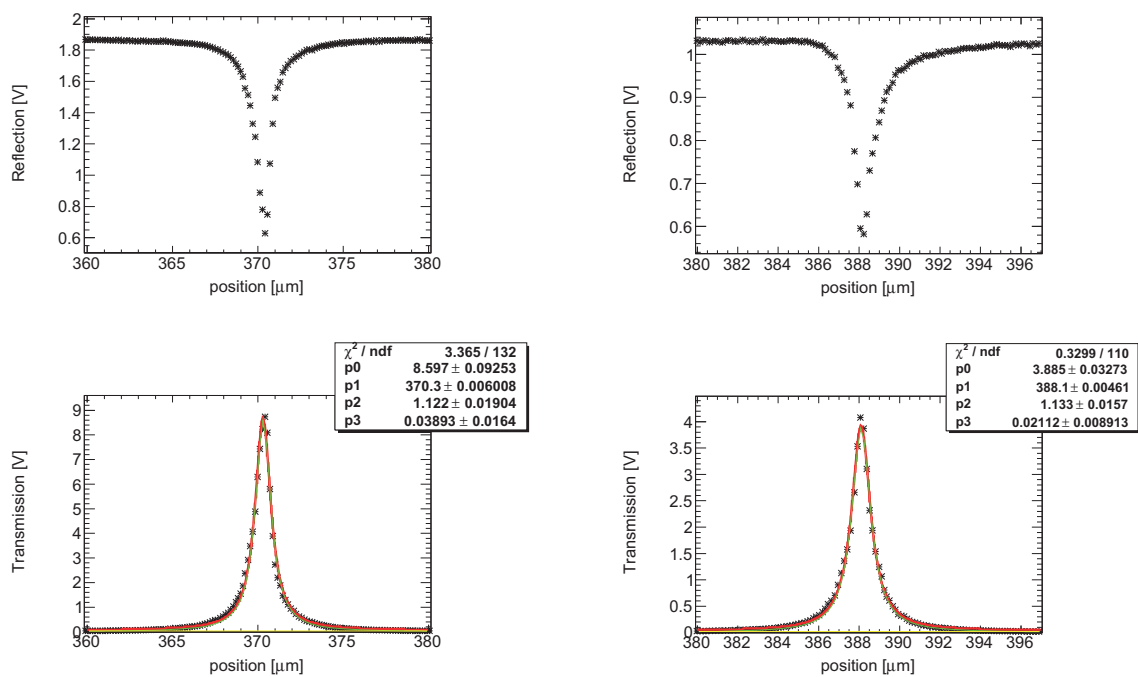


図 2.22: 共振試験 $(2a, g) = (200, 160)$. 上図が反射, 下図が透過パワーである.
 図 2.23: 共振試験 $(2a, g) = (20, 50)$. 上図が反射, 下図が透過パワーである.

2.4 ビーム伝送系

ビームをジャイロトロンから Fabry-Pérot Cavity に運ぶ際の要求は以下の通りである。

1. ジャイロトロンの出力モードを Fabry-Pérot Cavity の内部モードへと変換する。
2. 全体としてロスを極力抑えた伝送であること。
3. ジャイロトロン出力に由来する不純なビーム成分はカットしてしまうこと。

第1の点は最も重要で、これを行わないと Fabry-Pérot Cavity で共振出来るパワーは、ジャイロトロン出力のごくごく一部となる。そうすると共振させる意味がなくなる。

第2の点に関しては、まず一般的な可視光領域でビーム伝送に使われる石英レンズの使用を避け、ミラーを使った伝送系を製作した。なぜなら石英は 203 GHz 光に対して屈折率が 1.96 と高いため、空気中からの入射に対して 1 面反射率 10% と非常にロスが大きいためであるさらに、Fabry-Pérot Cavity の直前にはテフロンレンズを用いた。テフロンレンズは 203 GHz 光の反射率が小さいため、1 面反射率は 3.4% 程度と小さい。¹⁷

第3の点に関しては、現在のジャイロトロンの出力が、理想的な TE₀₃ モードではないために、伝送の各段階でビームにサイドローブが生じていることを報告しておく。このような不純なビームはメインビームと干渉を起こしたり、Cavity で予期せぬ発振を生む可能性があるため、伝送系の途中で捨てる必要がある。その効率は、第2の点で述べたパワーロスのうち、現在改善不可能な大部分を占めている。

以下では主に第一の点に関して説明した後、伝送系の各段階でのビームパワー伝送率について報告する。

2.4.1 効率的なビーム伝送の必要性

ジャイロトロンの出力モードは円形導波管の TE₀₃ モードである (図 2.24)。一方 Fabry-Pérot Cavity の内部モードは TEM₀₀ モード、いわゆるガウシアンモードであり全く異なる形状である (図 2.25)。具体的には以下の問題点がある。

- 導波管から自由空間に取り出されるため、ビームは収束せずただ広がり続ける。一方、Fabry-Pérot Cavity の内部モードでは、平面ミラー位置でビームが収束されている。
- TE₀₃ モードの偏光は θ 方向を向いている (方位偏光) ため、中央が節となりパワーが弱く、周辺部が強い。一方、Fabry-Pérot Cavity は直線偏光で、中央が最もパワーが強い。

これらより、ジャイロトロン出力をそのまま Fabry-Pérot Cavity にいれようとしても、ごく一部しか共振しない。すなわちカップリング C が致命的に小さい。実際の実験上の問題として、

- 実際のジャイロトロンの出力には不純なモードが混じっており、TE₀₃ モードからもずれている (図 2.8)。

ということが挙げられる。よって、まず理想的な TE₀₃ をガウシアンモードに変換する仕組みを作った上で、さらに理想とのずれを補正する光学系を組む必要がある。

¹⁷ 屈折率 n_1, n_2 の媒質界面での 1 面反射率 R は $R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2}$ で計算出来る。203 GHz 領域ではテフロンの屈折率は 1.45 程度なので 1 面反射率は 3.4% 程度となる。

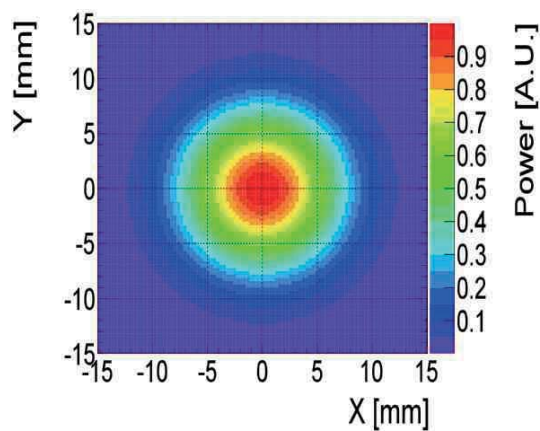
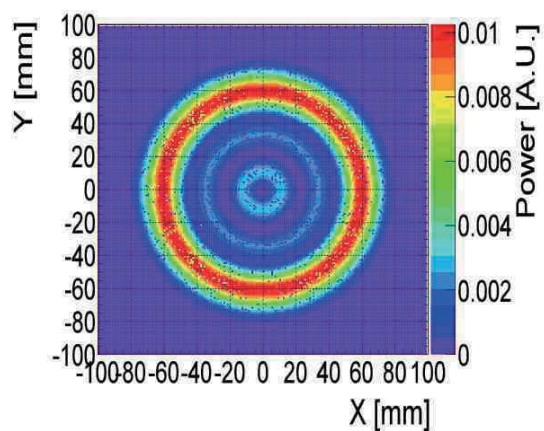


図 2.24: ジャイロトロン出力モードの計算

図 2.25: Fabry-Pérot Cavity 内部モードの計算

2.4.2 ガウシアンコンバーターの原理

TE_{03} モードは, ミラーの組合わせによって, 理論的にはガウシアンモードに 80% まで近いモードに変換することが出来る [29]. この仕組みをガウシアンコンバーターと呼ぶ. ガウシアンコンバーターは以下の 4 つで構成されている (図 2.26).

1. ステップカット導波管 (図 2.27)
2. 放物面ミラー M0 (図 2.28)
3. 放物面ミラー M1
4. 放物面ミラー M2

以下, 各コンポーネントの役割を説明する.

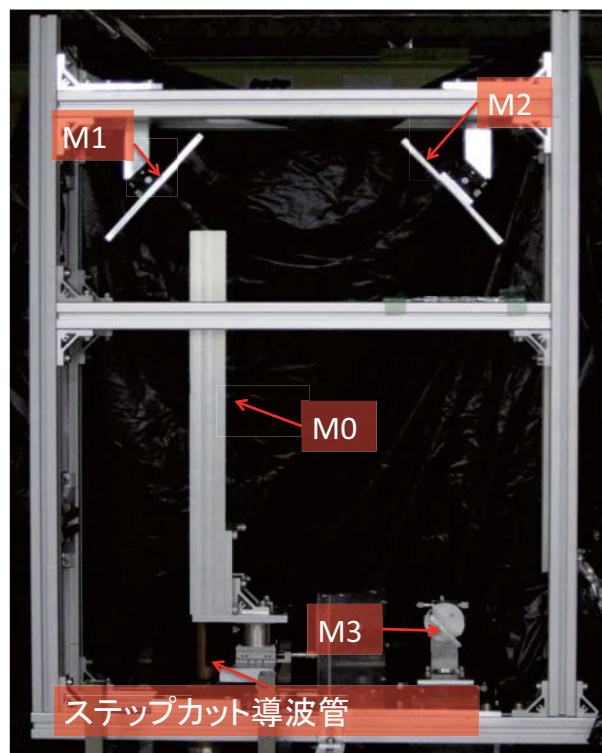


図 2.26: ガウシアンコンバーター全体の写真

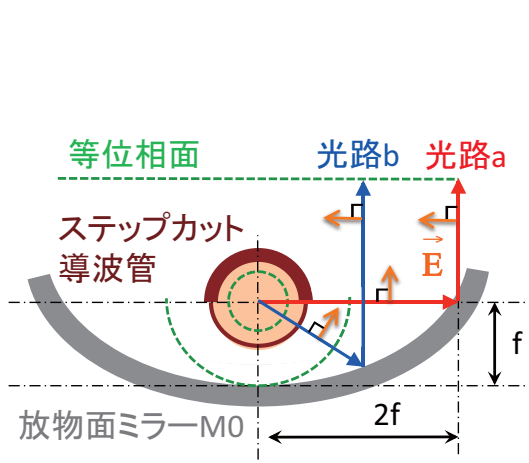
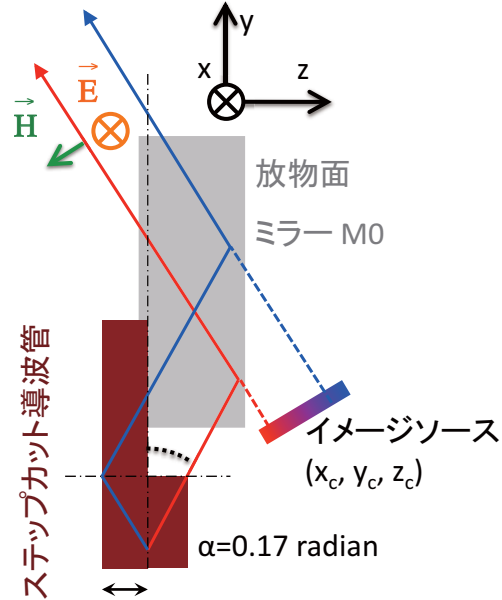


図 2.27: ステップカット導波管



図 2.28: 放物面ミラー M0

ステップカット導波管と M0

図 2.29: $TE_{03} \rightarrow$ パイガウシアン変換 (上)図 2.30: $TE_{03} \rightarrow$ パイガウシアン変換 (横)

ガウシアンコンバーターで最も重要な部分は、放物面ミラー M0 でジャイロトロン出力光の位相をそろえ、偏光を直線偏光へと変換することである。

図 2.29 は、ステップカット導波管と M0 を上から見た図である。ジャイロトロン出力の TE_{03} モードは図のように放射状に広がっていく。ステップカット導波管は、図の上向きに進んだ成分を下向きに戻す。出力のすべてを伝送するために必要である。

重要な点は放物面ミラー M0 の焦点が、導波管の中心と一致するようにアラインメントされている点にある。放物線の定義とは、焦点からの距離と、ある直線からの垂線の長さの和が一定になる点の集合である。よって図の光路 a と光路 b の長さは等しい。この事実により、焦点を中心として放射されたビームが、位相のそろった平面波へと変換される。元々導波管の θ 方向を向いていた電場ベクトルが、この放物面ミラーで反射されることで直線偏光へと変化していることに注意しておく。

図 2.30 はステップカット導波管と放物面ミラー M0 を横から見た図である。この時の電磁場ベクトルが幾何光学を用いて計算されている [30]。放物面ミラーの代わりに同様の電磁場を生ずるイメージソースを考え、その中心位置を (x_c, y_c, z_c) としたときの計算である。結果は、 $-2f_p < x < 2f_p$, $-2a \cot \alpha < y - y_c < 2a \cos \alpha$ のとき、

$$E_x = \left(1 + \frac{x^2}{4f_p^2}\right)^{-3/2} \left(1 - \frac{x^2}{4f_p^2}\right) \exp[-ik(y - y_c) \cos \alpha] \quad (2.41)$$

$$E_y = 0 \quad (2.42)$$

$$E_z = 0 \quad (2.43)$$

$$H_x = 0 \quad (2.44)$$

$$H_y = \frac{E_x}{\eta} \sin \alpha \quad (2.45)$$

$$H_z = -\frac{E_x}{\eta} \cos \alpha \quad (2.46)$$

で、それ以外の領域では0となる。ここで η は電磁波のインピーダンス、 f_p は放物面ミラーの焦点距離である。また $\alpha = \arcsin \frac{j'_{03} \lambda}{2\pi a}$ は、 a を導波管半径、 j'_{03} を微分ベッセル関数の根としたときの電磁波の発散角度である。これはジャイロトロンモードと周波数、及び導波管の径により一意に決定する。ポインティングベクトル S を用いてビームのパワーフローは、

$$|S| = \left| \vec{E} \times \vec{H} \right| = \frac{|E_x|^2}{\eta^2} \quad (2.47)$$

と計算出来る。これらの式より、TE₀₃ モードから直線偏光のバイガウシアンに変換されたことがわかる。

M1 と M2

ステップカット導波管と放物面ミラー M0 を用いて直線偏光のバイガウシアンに変換された。しかし Fabry-Pérot Cavity 内のモードは軸対称な円形ガウシアンモードであるため、ビーム形状を調整する必要がある。その役割を担うのが放物面ミラー M1 と M2 である。

図 2.31 において、M1 は x 軸方向に曲率を持つ放物面ミラーで、M0 から来たビームを x 軸方向に絞る。M2 は図のような曲率をもっており、 (y, z) 方向にビームを絞る。いずれもゴニオステージ (シグマ光器, GOH-40B15) に取り付け、角度を 1 度以下の精度で調節可能である。最終的に入射パワーと反射パワーを測定するための平面ミラー M3 の付近で焦点を結ぶように調整されている。

ただし、この M1 と M2 を構成する段階で問題点があった。ジャイロトロンが理想的な TE₀₃ モードからずれている効果で、ガウシアンコンバータの作用を正しく受けず、広がって伝播していくサイドローブ成分が存在する。そのサイドローブと、変換されたガウシアンビームが干渉を起こし、ビームコントロール、最終的には Fabry-Pérot Cavity での共振試験に悪影響を与えた¹⁸。そこで、 $\phi = 50$ mm のアパーチャーを M2 の直後におき、そのような成分を除去した。以上で性質の良いガウシアンビームを得ることが出来た。

¹⁸特にビームコントロールに致命的で、干渉がある状態でメッシュミラーにビームがあたるようにアラインメントし、アパーチャーでサイドローブを除去すると、実際のガウシアンビームは明後日の方向に飛んでいることがわかる。共振に寄与するのはガウシアンビームなので、偽のビームを共振器まで持ってきてても意味が無い。

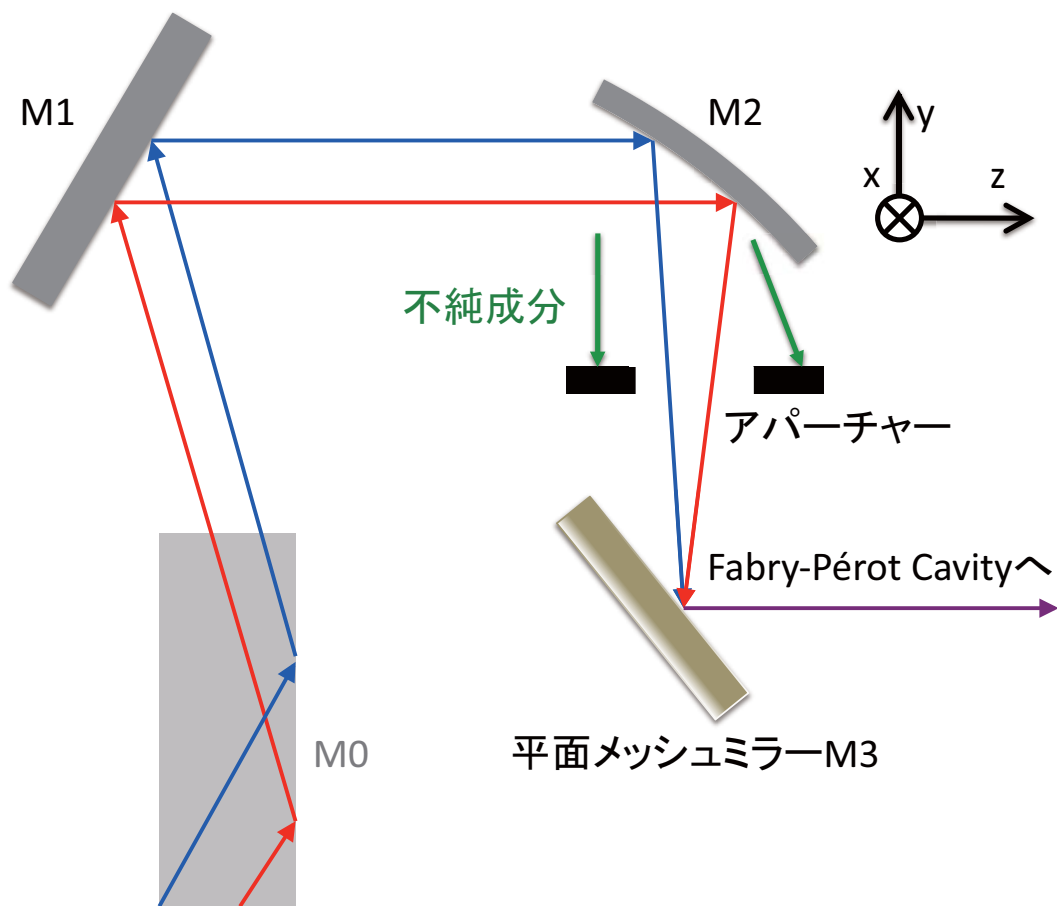


図 2.31: バイガウシアン → ガウシアンの変換

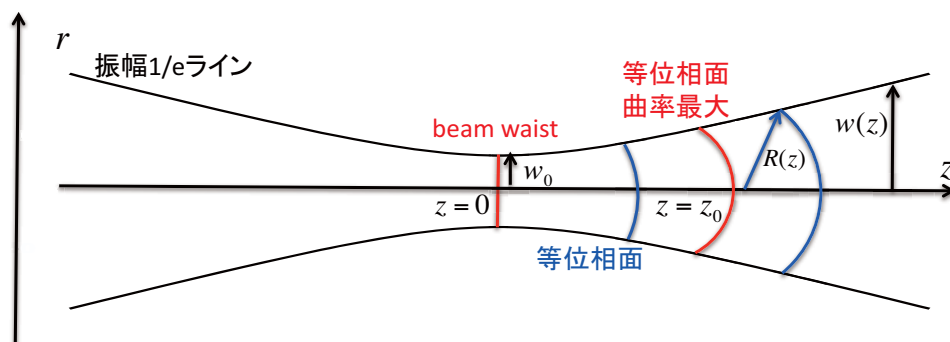


図 2.32: ガウシアンビーム

2.4.3 ビームウェストの調整

ガウシアンコンバーターによって、ビームはガウシアンビームになる (図 2.32)。ガウシアンビームとは、電場をビーム軸の位置 z (ただしガウシアンビームが最も細く絞られる、ビームウェスト位置を原点とする) と軸に直交する方向への位置 r で円筒座標をとったとき、

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right) \quad (2.48)$$

と表現される、電磁波の自由空間伝播モードである [28]。ここで

- k は波数
- $w(z)$ は電場振幅が $1/e$ になるビーム半径
- $w_0 = w(0)$ はビームウェスト位置でのビームサイズ (ビームウェストサイズ)
- $R(z)$ は電場の等位相面の曲率半径
- $\zeta(z)$ はグオイの位相因子 (z 方向の伝播に伴う位相の遅れ)

である。これらのパラメタは全て w_0 を用いて、

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (2.49)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right] \quad (2.50)$$

$$\zeta(z) = \tan^{-1}(z/z_0) \quad (2.51)$$

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.52)$$

と表される。ここで、曲率半径が最大となる位置 z_0 をレイリーレンジと呼び、これを用いた。これらの式から、ガウシアンビームはビームウェストサイズ w_0 の大きさと、その位置によって一意に決まることがわかる。

Fabry-Pérot Cavity 内部のモードは、このガウシアンビームが定在波となったものである。Fabry-Pérot Cavity 内部モードは共振器パラメタによって一意に決まっており、入射するガウシアンビームにはよらない。よって入射波と内部モードにずれがあると、基本モードである TEM_{00} モードで共振できるのは一部だけとなる。他は高次モード TEM_{mn} で共振する(エルミートガウスモード)。エルミートガウスモードは円筒座標 ($x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$, z) で、

$$E_{mn}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_m \left(\sqrt{2} \frac{x}{w(z)} \right) H_n \left(\sqrt{2} \frac{y}{w(z)} \right) \cdot \exp \left(\frac{-r^2}{w^2(z)} \right) \exp \left(-ikz - ik \frac{r^2}{2R(z)} + i\zeta_{mn}(z) \right) \quad (2.53)$$

と表現される。ここで $H_m(t)$ はエルミート多項式である。また、高次モードのグオイの位相因子は

$$\zeta_{mn}(z) = (m + n + 1) \tan(z/z_0)^{-1} \quad (2.54)$$

と表される。式 2.53 の 2 乗をとるとパワープロファイルとなる。図 2.33 にいくつかの高次モードのパワープロファイルを示した。

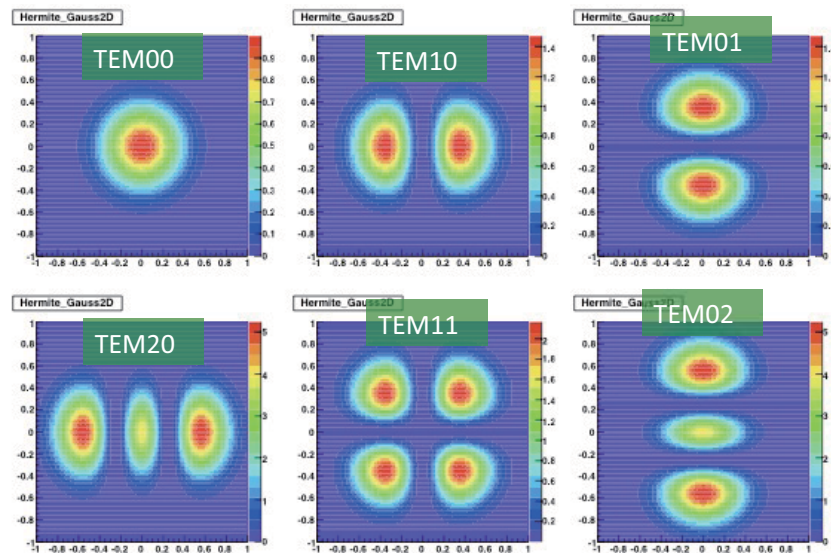


図 2.33: 高次モードのパワープロファイル

重要な点は、グオイの位相因子 $\zeta_{mn}(z)$ が $m + n$ の値によって異なる点である。よって高次モードでは共振条件がずれ、ある共振長では入射パワーのうち一度に共振できるのが一部だけということになり、カップリングが非常に悪くなる。よって入射ビームの形状を内部モードの形状に等しくすることがカップリング上昇の鍵となる。具体的には以下の手順を踏んだ。

1. ビームサイズ $w(z)$ を測定することでビームウェストサイズとその位置を決める。
2. テフロンレンズを用いて、Fabry-Pérot Cavity 内部モードと一致するようにビームを変換。
3. Fabry-Pérot Cavity のメッシュミラーを新たなビームウェスト位置に設置する。

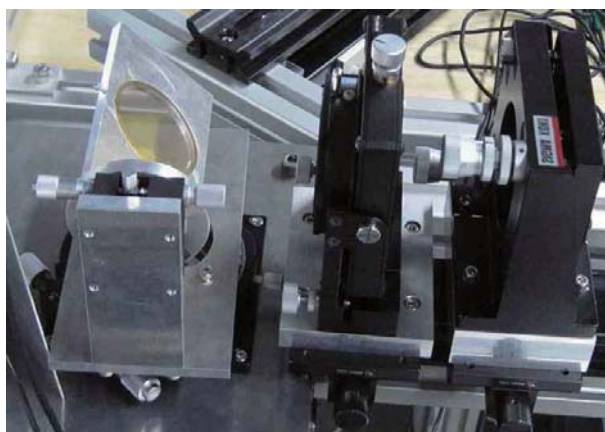


図 2.34: レンズによるビーム変換

4. パワーが共振器内部に最も多く入るように、レンズの傾きを調整し、高次モードが立たないようにする。

実際のビーム変換の様子を図 2.34 に示した。左端にあるのが入射と反射パワーをモニタするための M3 ミラーで、ガウシアンビームに変換されたジャイロトロン出力は図の上部からやってきて右側に曲げられる。中央にあるのがレンズとそのホルダーである。そこで適切なガウシアンビームへと再変換され、右端にあるメッシュミラーへとビームが導入される。

図 2.35 はアラインメントを最適化する前の共振モードを、透過パワーを用いてみた図である。横軸はピエゾステージの位置で、縦軸は透過パワーモニタの出力電圧である。図の右向きが共振長が長くなる向きである（つまり平面ミラーは図の遙か左側に存在している）。この測定は $L/2 \sim 150$ mm で行われた。

約 $180 \mu\text{m}$ おきに 4 つのピークが確認出来る。これらのピークそれぞれに対し、 203 GHz 光の半波長 $735 \mu\text{m}$ 離れた地点に節の数 q が 1 つずれた共振モードが存在するが、図で示された領域の外側である。

一番右のモードが最低次の TEM_{00} モードである。高次モードは $m+n$ の値によって縮退している。最低次の一つ左が TEM_{01} と TEM_{10} モードが縮退したモードである。その次は TEM_{02} , TEM_{11} , TEM_{10} の縮退モード、左端が TEM_{03} , TEM_{12} , TEM_{21} , TEM_{30} の縮退モードである。

この図では、 $\text{TEM}_{01} + \text{TEM}_{10}$ モードの寄与が最大で、次いで TEM_{00} が大きい。銅球面ミラーの $\phi 0.6 \text{ mm}$ 透過穴に対する透過率がモードによって異なるため、このピークの値と共振器内部モードの強度比は 1 対 1 対応しない。しかし TEM_{01} , TEM_{10} モードが少なからず存在していることになる。

TEM_{01} , TEM_{01} モードは 1 次エルミート多項式がかかっているため、図 2.33 からわかるように共振器の中心で強度 0 の偏ったモードである。よってこの 2 つのモードが大きいということは、入射ビーム軸が、共振器ビーム軸に対して傾いていたり中心がずれていることを意味すると考えられる。よって、ビーム軸の調整を行う必要がある。

レンズの傾きを調整したのが図 2.36 である。 TEM_{01} と TEM_{10} モードの寄与が小さくなり、最低次の TEM_{00} (ガウシアンモード) の高さも上昇しているのが分かる。しかし $m+n=2$ の寄与との比は図 2.35 と変わっていない。 $m+n=2$ の 3 つの高次モードのうち、 TEM_{02} と TEM_{20} モードは図 2.33 にあるように中心部分に値をもつが周辺部分の強度の方が大きい。すなわち、 $m+n=2$

の3つの高次モードの割合が大きいということは、入射ビームサイズと共振器ビームサイズの一致が不十分であることを意味すると考えられる。これは、レンズ位置を調整することで入射ガウシアンビームのビームウェスト位置を最適化すればよい。しかし、実際にそれを行っても大きな変化はみられなかった。よって今回のセットアップでは、この程度のマッチング率が限界である。

以上の手順を経て、共振器と入射ビームのカップリングが最大化された。

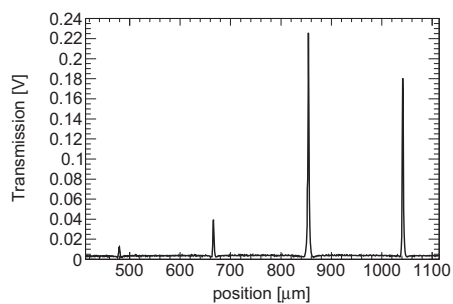


図 2.35: アライメント前の内部モード

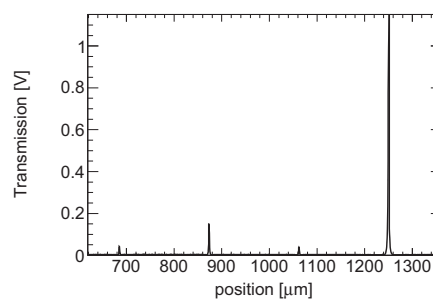


図 2.36: アライメント後の内部モード

2.4.4 製作したビーム伝送系とその性能評価

実際に製作したビーム伝送系のパフォーマンス試験を行った。テストすべきは次の2点である。

1. ガウシアンコンバーターの変換効率
2. 伝送路 (M0, M1, M2, アパーチャー, M3, テフロンレンズ) の各地点による伝送効率。

自由空間を広がって伝送するビームに対して、各地点での全パワー絶対値の測定は極めて困難である。2.5.2節の方法を用いれば、パワーを計算可能だが、ジャイロトロン自体のパワー変動の影響を強く受けてしまう。そこで塩化ビニル板の温度上昇の積分値から、相対的なロスを見積もることで測定を行った¹⁹。

その結果が図 2.37 から図 2.42 である。まずアパーチャーを入れるまでは、ほぼ全てのパワーがミラー内部にあたっており、伝送ロスは無かった。図 2.40 で赤丸で示したのが $\phi = 50$ mm アパーチャーで切られる領域である。これは、全体の 40% であった。このセレクションをかけたのが図 2.41 である。非常にきれいなガウシアンとなっている²⁰。これをレンズで絞った時の焦点 (ビームウエスト) の図が図 2.42 である。この際、10% のエネルギーがテフロンに吸収された。ビームウエストサイズ w_0 は $w_0 = 9.48$ mm であった

さてこれが Fabry-Pérot Cavity 内部モードとどれだけ近いかが問題である。ビームウエストサイズ w_1, w_2 を持つ 2 つのガウシアンビーム ψ_1, ψ_2 のマッチング率は、

$$M = \frac{4w_1^2w_2^2}{(w_1^2 + w_2^2)^2 + (2b/k)^2} \quad (2.55)$$

であたえられる。ここで b はビームウエスト位置の差である。今回はレンズ調整で $b = 0$ としたことになる。共振器内部モードのビームウエストサイズは $w_0 = 8.14$ であるから $M = 0.98$ となり、98% の効率でビーム変換に成功したことになる。これが Fabry-Pérot Cavity における、0.5 を超える高い C の実現に大きく寄与した。

伝送路全体での伝送効率はアパーチャーの 40% と、レンズの 90% をあわせて、おおよそ 1/3 であった。それを除いた上で、100% 近い効率で共振器内部モードにビームを合わせることに成功したのである。このロスの原因は主にジャイロトロンの出力に TE₀₃ モード以外の成分が多く混ざっていることに由来する。これを改善するにはジャイロトロンを改良するしかない。

¹⁹塩化ビニルによるパワープロファイルの測定については 2.5.2 節参照のこと。

²⁰ただし、これはパワー情報でしか無く位相まで含めて完全にガウシアンビームかどうかは自明ではない。あくまでもこの地点での形状がガウシアンライクである、ということを主張しているに過ぎない。このビーム内部に異なる位相をもつ成分が紛れ込んでいれば、別の地点で干渉縞を生じたり、ビームが遠方で分裂することもある。実際、アパーチャーでサイドローブを除去する前はそのような現象がよく観察された。アパーチャーの導入により改善はされたが、絶対に単一ガウシアンビームである、とまでは言えない。

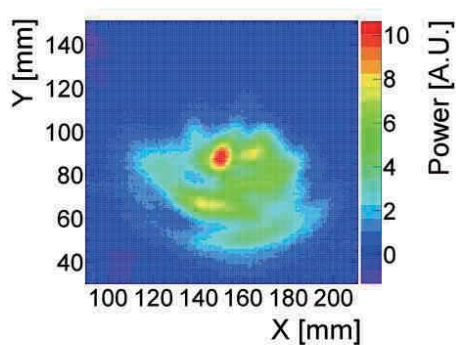


図 2.37: ステップカット導波管直後のパワープロファイル

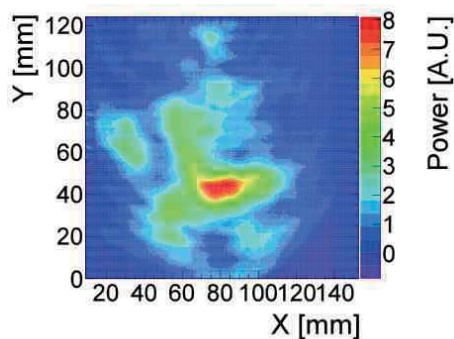


図 2.38: M0 直後のパワープロファイル

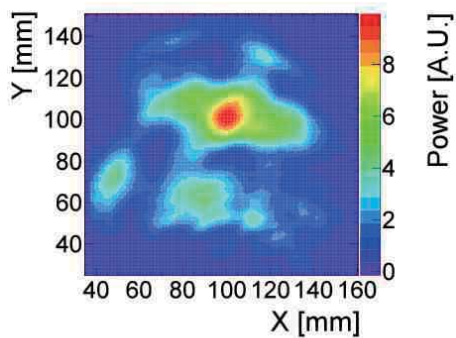


図 2.39: M1 直後のパワープロファイル

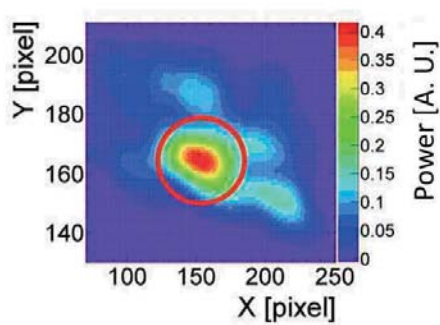


図 2.40: M2 直後のパワープロファイル

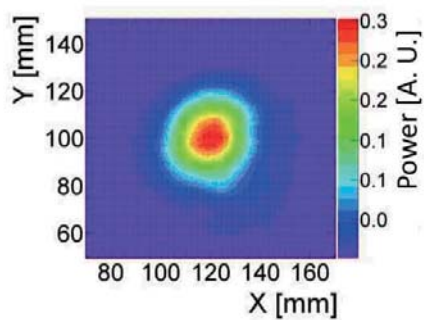


図 2.41: アパーチャー直後のパワープロファイル

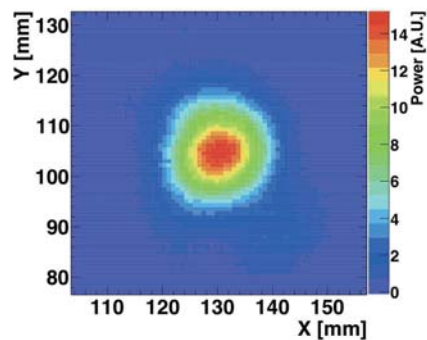


図 2.42: レンズ焦点でのパワープロファイル

2.5 ビーム強度の測定

ポジトロニウムの遷移確率を見積もるためには、共振器内部の 203 GHz 光のパワーが必要である。共振器のゲインは近似的にだが式 2.38 から計算出来、フィネス \mathcal{F} もカップリング C も求められている。よって共振器直前に来ているパワーを求めれば良い。しかし、周波数 203 GHz、パワー 1 kW の電磁波領域では、パワーの測定は困難である。この章ではいかにしてパワーを見積もったかを報告する。

2.5.1 水負荷を用いたパワー測定

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られた。図 2.43 は、水の温度測定のためのガラス製試験管である。試験管の先端は細長くなっており、203 GHz 光を導波管内部で効率よく吸収できるようになっている。パワー測定は以下のようにして行われた。

1. 短い導波管をジャイロトロン出力口に接続。
2. メスシリンダーで水 (水道水) 20 cc はかり、試験管にいれる。
3. 試験管に温度計のついたゴム栓で蓋をする。
4. 基準温度を測定する。
5. ジャイロトロンのパワーをつけ、安定したら導波管に試験管を投入。
6. ストップウォッチで時間を測定し、規定時刻 (典型的には 10 sec や 20 sec) たったら試験管を取り出す。
7. すばやく試験管を振り、中の温度が一定になるように混ぜる (10 sec 弱)。
8. 温度上昇を測定し、パワーに直す。
9. 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、

$$P[\text{W}] = \frac{4.2 \times V[\text{cc}] \times \Delta T[\text{K}]}{\Delta t[\text{sec}] \times D.R.} \quad (2.56)$$

である。ここで、 V は水の容積、 ΔT は温度上昇、 Δt は測定時間、 $D.R.$ はジャイロトロンの duty 比である。この測定はパワーの値を一応求めることが出来るが、ジャイロトロンに接続された導波管内部でないと測定出来ない点が問題である。今回の光学系ではビームの自由空間伝播を用いている。空間の各点でのパワーや、Fabry-Pérot Cavity のパワー測定は不可能である。これらは水による結果を用いて、塩化ビニル板とパイロエレクトリックディテクタの電圧値をキャリブレーションすることで求めた。

この測定では、水の温度上昇自体の測定は精度良く行うことが出来る。しかし、それとジャイロトロン出力が正確に一致しているかどうかは現状では確信が持てない。なぜなら、ガラス試験管での 203 GHz 光の反射・吸収と熱放射の大きさが良く分からないからである。しかしながら、現状ではこの測定がジャイロトロンパワーをワット単位で出す最も精度のよい方法なので、以降でも絶対キャリブレーションとして信用することになる。

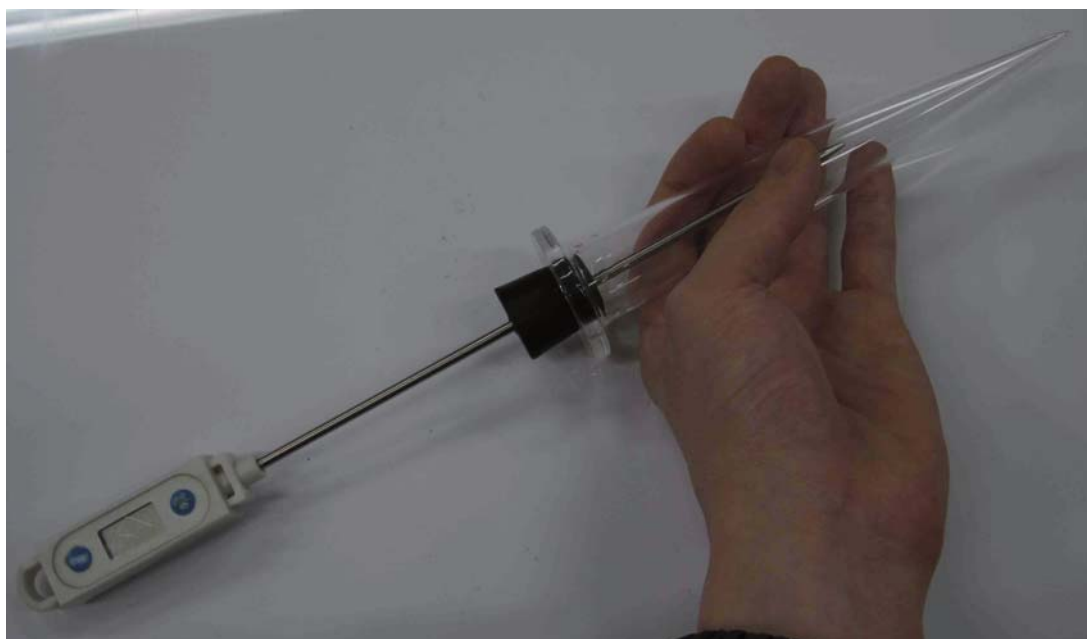


図 2.43: 水によるパワー測定

2.5.2 塩化ビニル板を用いたパワー測定

塩化ビニルは 203 GHz を吸収する。よって板状の塩化ビニル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。その様子が図 2.44 である。塩化ビニル板とカメラはレールの上に固定されており、むかって左が塩化ビニル板、右がカメラである。手前にある扇風機は塩化ビニル板を冷却するために使用された。203 GHz 光のパワープロファイルは、全てこの方法で測定された。

塩化ビニルからの熱放射は、外部環境に強く影響される。よって絶対的な値は水測定によってキャリブレーションし、塩化ビニル自体は相対的な値のみを使用した。測定の流れは、

1. ジャイロトロン出口に直接塩化ビニル板をはり赤外線撮影、温度を面積積分。
2. 水測定で求めたパワーから、積分値との比を計算。
3. パワーの欲しい位置に塩化ビニル板をおいて測定し、温度積分からパワーに直す。

この測定では赤外線カメラの写真上 (pixel 単位) と、塩化ビニル板上での実際の長さのキャリブレーションが必要である。塩化ビニル板には長さを測ったアルミホイルを一部にはり、そこからの環境赤外線反射をカメラでとらえることでキャリブレーションした。

温度の面積積分値 S と、水で測ったパワー $P[\text{W}]$ の関係は、

$$\frac{P}{S} = 0.0114 \pm 0.0011 \quad (2.57)$$

であった。このエラーは塩化ビニルの積分にともなう 10%のエラーである。しかしこのキャリブレーションの再現性は怪しく、系統的に最大 50%の誤差がつく可能性がある。なぜなら、この測定は同じ条件下では一回しか行っておらず、別の条件下では 50%ずれていたからである。今後、多数回測定して確認する必要がある。



図 2.44: 塩化ビニル板によるパワー測定

表 2.3: Fabry-Pérot Cavity 内部のパワー

| 線幅 $2a$ [μ] | 線間隔 g [μm] | 入射パワー [W] | C | \mathcal{F} | Gain | 内部パワー [kW] |
|-------------------|---------------------------|-------------|------|---------------|----------------|---------------|
| 200 | 160 | 72 ± 3 | 0.66 | 650 ± 6 | 138 ± 1 | 9.9 ± 0.4 |
| 20 | 50 | 62 ± 3 | 0.42 | 646 ± 7 | 86.4 ± 0.9 | 5.3 ± 0.2 |
| 10 | 50 | 68 ± 3 | 0.85 | 170 ± 2 | 46.0 ± 0.5 | 3.1 ± 0.1 |
| 50 | 130 | 150 ± 2 | 0.91 | 92 ± 0.3 | 26.6 ± 0.1 | 4.0 ± 0.1 |
| 100 | 230 | 96 ± 4 | 0.88 | 58 ± 0.5 | 16.2 ± 0.1 | 1.6 ± 0.1 |

2.5.3 実際に得られたパワーの見積もり

入射パワーモニタと実際のパワー

Fabry-Pérot Cavity 内部のパワーを知るには、ある時刻に共振器へと入射するパワーが必要である。しかし塩化ビニルを赤外線カメラで測定する方法では、カメラが共振器と干渉し、同時に測定出来ない。そこで、入射パワーモニタを用いた以下の手法がとられた。

1. Fabry-Pérot Cavity の平面メッシュミラー部分に塩化ビニル板をおいて温度上昇を測定。
2. 同時に入射パワーモニタの電圧値を読み、電圧からパワーに直すキャリブレーション定数を求める。

この手法なら、光学系のアラインメントを動かさない限り入射パワーモニタの値 I [V] から入射パワーがわかる。結果は、

$$\frac{P[\text{W}]}{I[\text{V}]} = 205 \pm 9[\text{W/V}] \quad (2.58)$$

となった。これで塩化ビニル板を経由して、水でのパワー測定で求めた絶対的なパワー P [W] の値から、入射パワーモニタの電圧値がキャリブレーションされたことになる。

最終的な共振器内部パワー

以上の道のりを経て、共振器内部の蓄積パワーが求められた。様々なメッシュミラーに対する結果が表 2.3 である²¹。これより、 $(2a, g) = (200, 160)$ のメッシュミラーで共振器内部パワー 9.9 ± 0.4 kW を達成したことがわかる。

透過パワーから求めた共振器内部パワー

以上の測定を確かめるため、式 2.31 を直接使用してクロスチェックを行った。共振器の内部ロスが無視出来るならば、内部エネルギーは透過エネルギーから直接、

$$P_{int} = \frac{P_{tr}}{T_e} \quad (2.59)$$

で計算出来る。球面ミラーの透過率 T_e がわかればよいということになる。

²¹測定誤差は、主に塩化ビニルの温度積分の誤差からつけた。

表 2.4: 透過から求めた Fabry-Pérot Cavity 内部のパワー. 誤差は塩化ビニルの測定誤差, 干渉の効果, 共振の中心がずれる効果からつけられている. 水によるパワー測定と, 塩化ビニル測定のキャリブレーションに対する誤差はついていない. これは最大で 50%の誤差となる可能性がある.

| 線幅 $2a$ [μ] | 線間隔 g [μm] | 透過パワー [V] | 内部パワー P_{int} [kW] | \mathcal{F}, C から求めた内部パワー [kW] |
|-------------------|---------------------------|-----------|----------------------|----------------------------------|
| 200 | 160 | 8.7 | 8.0 (+1.7/-1.3) | 9.9 \pm 0.4 |
| 20 | 50 | 4.1 | 3.8 (+0.8/-0.6) | 5.3 \pm 0.2 |
| 10 | 50 | 3.6 | 3.3 (+0.8/-0.6) | 3.1 \pm 0.1 |
| 50 | 130 | 4.6 | 4.2 (+0.9/-0.7) | 4.0 \pm 0.1 |
| 100 | 230 | 2.1 | 1.9 (+0.4/-0.3) | 1.6 \pm 0.1 |

透過率は, 基本的に球面ミラー全体のパワーのうち, 小孔部分にあるパワーの割合で決まる. しかし今回の銅球面ミラーは反射率 R_e を高めるため, 小孔直径は 203 GHz のカットオフ ($\lambda/2$) より低くなるように選択してある (0.6 mm). 実際に透過してくる 203 GHz 光は穴径から決まるパワー割合よりもはるかに小さくなると考えられる. しかし銅球面ミラーの透過率は不明であった. そこで図 2.45 のようにして測定した. 測定の概要は以下のとおり²².

1. 塩化ビニル板を用い, 小孔部分に入射するパワー P_2 を [W] 単位で求める.
2. 小孔を透過してくるパワーを透過モニタで測定し, 透過パワー t を [V] 単位で求める.
3. $c_1 = \frac{P_2}{t}$ は, 小孔の透過率を含めた, 電圧からパワーへのキャリブレーション定数となる. 値は 1.46(+0.24/-0.23)[W/V] であった²³.
4. 共振器内部パワーのうち, 小孔部分に来ているパワーの割合 c_2 を計算する. 値は $c_2 = 1.59(+0.05/-0.21) \times 10^{-3}$ である²⁴.
5. パイロ電圧 t [V] に対し, $\frac{1.46}{1.59 \times 10^{-3}} t$ [W] が共振器内部エネルギーである.

パイロエレクトリックディテクタの電圧出力からパワーに変換するキャリブレーション定数 c_1 との中に, T_e のうちパワー割合を含まない部分を埋め込んだ. ここで, c_1 を全入射パワー P_1 に対する t の比として定義してはならない. なぜなら P_1 と P_{int} では形状が微妙に異なるからである. そのため, わざわざ小孔でのパワー P_2 と t をキャリブレーションした. その後, 共振器内部パラメタのみで決定される銅球面ミラー位置でのビームサイズ w_1 を理論式 2.16 から求め, 2.48 を用いてパワー割合を計算した. こうすることで, 入射ビームと共振器内部モードとのズレの効果を消すことが出来た. キャリブレーション電圧 c_2 は, 共振器内部パワーのうち, 小孔部分にあたるべきパワー割合である.

これにより, 透過パワーモニタの電圧値から共振器内部パワーが求まった (表 2.4). これをみると, \mathcal{F} と C を用いて求めた共振器内部パワーとコンシステントであることがわかる.

²²ただし, 実際には全ての測定は入射パワーモニタの電圧値を用いたノーマライズにより, ジャイロトロン出力の変動の影響を受けないようにして行った. また干渉の効果を打ち消すために, 銅球面ミラーの位置をピエゾステージで動かした時の平均値を用いた.

²³エラーは主に塩化ビニルの測定誤差と, 透過電圧測定で生じる干渉効果の振幅からついている.

²⁴共振の中心が最大 2 mm 小孔中心からずれたとしてエラーがついている.

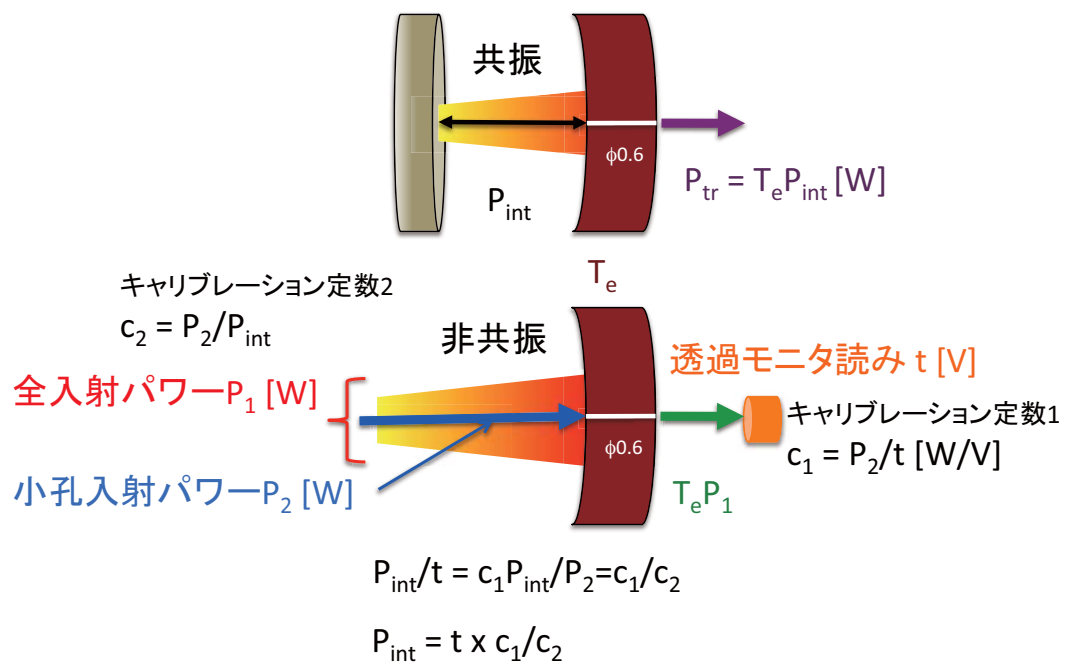


図 2.45: 透過パワーを用いた共振器内部パワー測定

第3章 実験装置2: 放射線検出器系

3.1 検出器系の全体像

図 3.1 が製作した検出器系である。検出器系は大きくわけて以下のように構成されている。

- ガスを用いたポジトロニウム生成系
- γ 線検出器系
- β^+ タグ系

これらと, Fabry-Pérot Cavity の配置図が図 3.2 に示されている。

図 3.2(a) は線源周り と LaBr_3 結晶, 及び Fabry-Pérot Cavity の配置図である。図の中央上部にあるマゼンタの円が Ti ホイルでコーティングされた ^{22}Na 線源である。その下の水色の膜が厚さ 0.1 mm のプラスチックシンチレータ。プラスチックシンチレータを通過した陽電子は, 図の中央左右に黄色で描かれた 2 つのミラーで構成される Fabry-Pérot Cavity の中で停止し, ポジトロニウムを作る。ミラー周囲の灰色の物体はミラーホルダーである。崩壊 γ 線は緑色で描かれた $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 結晶で検出される。その後ろには Fine Mesh 型光電子増倍管 R5924-70 である。線源付近での対消滅はパイルアップの起源となるため, プラスチックシンチレータの真下に赤色で描かれた鉛のコリメータがおかれている。鉛コリメータにはプラスチックシンチレータと同じサイズの穴 (30 mm×60 mm) が空いている。

図 3.2(b) は β^+ タグ系の読み出しと鉛のコリメータの配置図である。 ^{22}Na 線源は画面中央の白色の線源ホルダーに収められている, プラスチックシンチレータからアクリル製ライトガイドが光電子増倍管 R329-20 へと光を運ぶ。 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 結晶の周りには, 図で赤く塗られた鉛のコリメータの中が設置してあり, 線源からの γ 線を防ぎ, Fabry-Pérot Cavity 内部で生じたポジトロニウム由来のイベントを選択的に検出する。

図 3.2(c) はガスチェンバーの配置図である。 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 結晶と光電子増倍管をのぞき, 装置の殆どはアルミ製のガスチェンバーの中に安置されている。チェンバー内部には窒素 0.9 atm, イソブタン 0.1 atm が封入されており, 陽電子を共振器内で停止させ, ポジトロニウム生成の電子を供給する。プラスチックシンチレータからのびるライトガイドはトルシールで密閉を保ちつつチェンバーに接着されている。図の左奥からビーム伝送系をへた 203 GHz 光がチェンバーに入射する。チェンバーにはテフロン製の窓がついてあり, ガスを漏らさずに 203 GHz 光をチェンバー内部へと導入する。光電子増倍管はアルミ製のホルダーで固定されている。

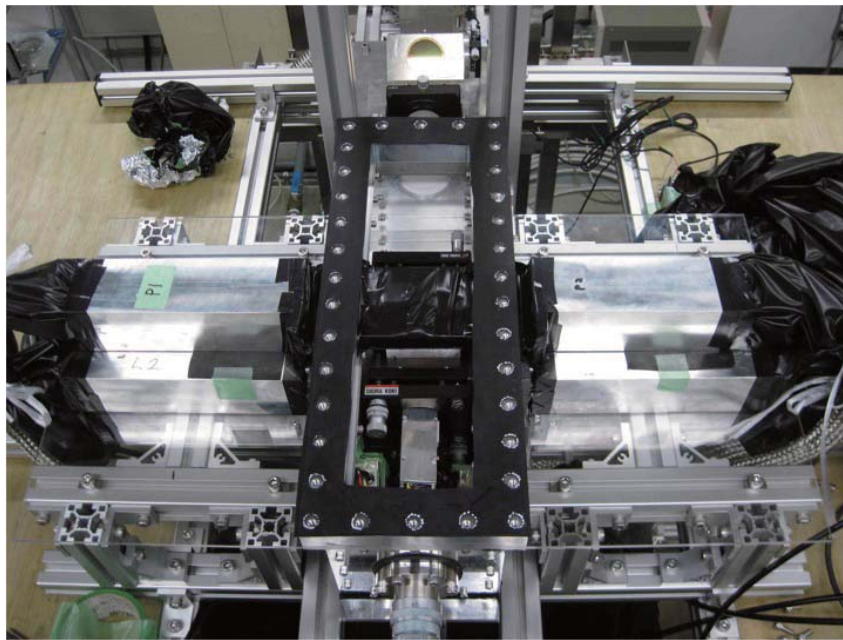


図 3.1: 検出器の写真. 中央にあるのが蓋を開けた直方体のガスチェンバーである. その中にミラーホルダーで固定された Fabry-Pérot Cavity がある. その上に線源及びプラスチックシンチレータとライトガイドによる β^+ タグ系. チェンバー外には, ライトガイドに両側から読み出す光電子増倍管とそのホルダー. その下には $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータと光電子増倍管, 及びそのホルダーが 4 つ設置してある.

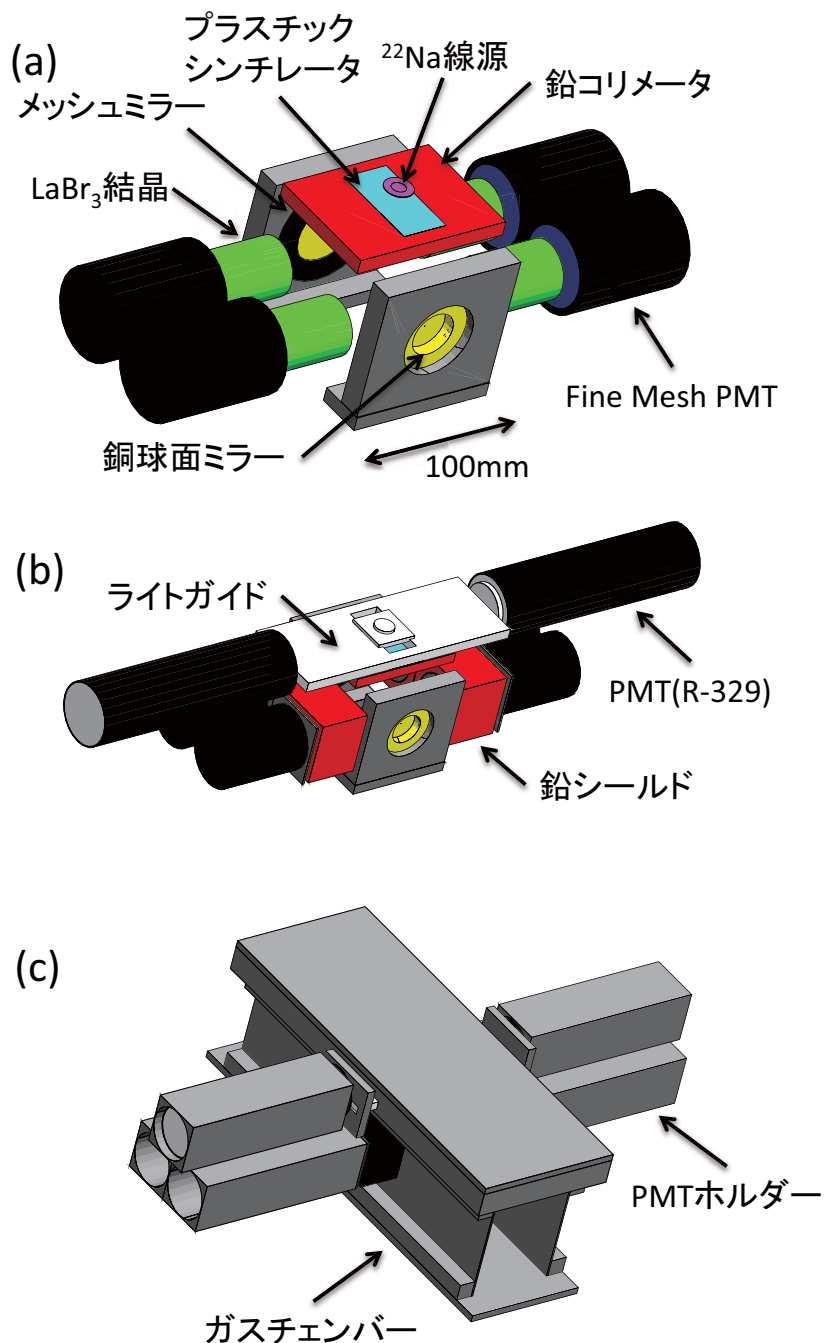


図 3.2: (a) Fabry-Pérot Cavity と線源, LaBr_3 結晶の位置関係. (b) プラスチックシンチレータ及びライトガイドと, 鉛コリメータの配置. (c) ガスチェンバーと光電子増倍管ホルダー.

3.2 ポジトロニウム生成系

ポジトロニウムは、 β^+ 線源から放出された陽電子が物質と相互作用し、その電子をはぎ取ることによって生成される。今回の実験では ^{22}Na 線源と窒素 0.9 atm, イソブタン 0.1 atm の混合ガスとを用いた。

3.2.1 β^+ 線源

今回の実験では、陽電子線源としてチタンパッケージの ^{22}Na が用いられた (図 3.3)。それをアクリル製のホルダで固定して使用した。 ^{22}Na 線源は 89.8% の効率で ^{22}Ne へと β 崩壊し、図 3.4 に示されるようにエンドポイントエネルギー 546 keV の陽電子を放出する¹。これに引き続き、即 γ 崩壊を起こして 1275 keV の γ 線を放出する。半減期は 2.6 年である。今回は、強度 1 MBq の線源を用いた。



図 3.3: Ti パッケージ ^{22}Na とソースホルダ

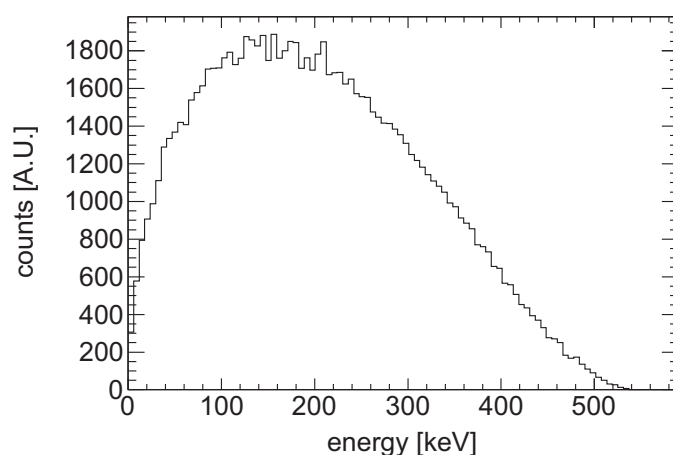


図 3.4: 陽電子の運動エネルギー分布 (モンテカルロ・シミュレーション)

3.2.2 ガス

今回の実験ではポジトロニウムの電子供給源としてガスが用いられた。用いるガスに対する要求は以下の通りである。

1. 大きなバックグラウンドとなる低速陽電子の寿命が短い。
2. 203 GHz 光の吸収が十分小さく、共振を阻害しない。
3. 陽電子の阻止能が高い。

¹競合する電子捕獲は 10.1% の確率で発生する。

4. ポジトロニウムの生成効率が低い.

第1及び第2の点を満たさない限り実験が不可能である. その上で, 第3, 第4の各効率が低いガスが望ましい.

低速陽電子に対する要請

まず第1の点にある低速陽電子とは, ポジトロニウムを形成しなかった陽電子である. I をガス分子のイオン化エネルギーとすると, ポジトロニウムを形成するには, 陽電子が $I - 6.8$ eV 以上の運動エネルギーを持っていることが必要である. ここで 6.8 eV とは表 1.1 にあるように, ポジトロニウムのイオン化エネルギーである. すなわち, 陽電子が運動エネルギーを失いすぎると, ガスから電子をはぎ取れず, ポジトロニウムを形成せずに電子と対消滅する. 低速陽電子の消滅確率は, 陽電子の2光子消滅確率 (いわゆる陽電子の Dirac 消滅速度)

$$\lambda_{Ps_{slow}} = \pi r_0^2 c n Z_{eff} = 2.00 \times 10^5 Z_{eff} \text{ s}^{-1} \quad (3.1)$$

と表される [1]. ここで, r_0 は電子の古典半径 2.82 fm, c は光速, n はガス分子の数密度, Z_{eff} は分子当たりで陽電子消滅に寄与する実効的な電子数である. ガス分子の数密度 n は気圧 P , 温度 T のもとで $n = \frac{PN_A}{RT}$ と表される. ここで N_A はアボガドロ数である. 以下では標準状態 (P, T) = (1013 hPa, 273 K) で考える.

第2の要求である 203 GHz 光に対する非吸収性から, まず窒素ガスの使用が考えられる. 窒素の Z_{eff} は, $Z_{eff}(N_2) = 29.75 \pm 0.85$ なので [31],

$$\lambda_{Ps_{slow}}(N_2) = 5.94(17) \times 10^{-3} \text{ ns}^{-1} \quad (3.2)$$

となる. これは寿命にして 168.3 ± 4.8 ns である. o -Ps の寿命が 142 ns であるため, この低速陽電子は時間情報では分離出来ないバックグラウンドとなる. ゆえに純粋な窒素ガスは使用できず, より低速陽電子消滅率の高いガスの使用が不可欠である.

この要求を満たすガスとして, イソブタン (2-methylpropane, iso -C₄H₁₀) が考えられる. イソブタンの $Z_{eff}(iso) = 14400$ なので [32],

$$\lambda_{Ps_{slow}}(iso) = 2.87 \text{ ns}^{-1} \quad (3.3)$$

となり, 寿命で 0.348 ns であるため, o -Ps と分離が可能である. さらに, 陽電子に対する阻止能とポジトロニウム生成率のいずれも高いことが他の実験で示されている [18], すなわち, 最初の要請の第3点, 第4の点も満たすため本実験にとって有利なガスとなる.

イソブタンの 203 GHz 光に対する吸収性

イソブタンの 203 GHz 光に対する吸収を扱ったデータが存在しなかったため, その吸収率を調べる必要があった. ガスチェンバー内にイソブタンと窒素の混合ガスを封入し, イソブタンの比率と Fabry-Pérot Cavity 内パワーからイソブタンの 203 GHz 光吸収率を調べた.

図 3.5 は, イソブタン 0.1 atm と窒素 0.9 atm をガスチェンバー内に封入した時の, Fabry-Pérot Cavity の透過パワーで見た共振ピークである. 横軸はピエゾステージの位置を示し, 縦軸は入射パワーでノーマライズした透過パワーである. 図 3.6 はイソブタン 0.9 atm と窒素 0.1 atm の混合ガ

スの場合である。まずイソブタン濃度が上がると、共振ピークの形状が変化することが分かる。それと同時にピークの高さ、すなわち共振器内部に蓄えられたパワーも低下している。よって、イソブタン分子は 203 GHz によって励起する何らかのモードがあると考えられる。

図 3.7 は横軸をイソブタン混合比にとったときの、共振ピークの高さの変化を示した図である。ただしガスチェンバーの全圧は 1 atm である。イソブタン濃度を上げると共振器内部パワーが低下しているのがわかる。最終的に共振の形が壊れず、パワー減少も 15%程度である、イソブタン 0.1 atm と窒素 0.9 atm の混合ガスをポジトロニウム生成ガスとして選んだ。この混合ガス中での低速陽電子の消滅率は

$$0.1 \times \lambda_{Ps_{slow}}(iso) + 0.9 \times \lambda_{Ps_{slow}}(N_2) = 0.292 \text{ ns}^{-1} \quad (3.4)$$

であり、寿命 3.4 ns に対応する。この寿命ならば *o*-Ps と分離することが可能である。

実際にガスを変えることで低速陽電子の寿命が変わることを実験で確かめたガスの混合比は、窒素ガスとイソブタンの流量比で決められ、10 分ほどガスを流し続けることでチェンバー内ガスを置換したあと封じきった。

その結果を示したのが図 3.8 である。これは検出された γ 線のエネルギーを 511 ± 10 keV、すなわち 2 光子消滅を選択的に選んだ場合の低速陽電子の消滅曲線である。縦軸は 800-1000 ns のアクシデンタルなバックグラウンドを 1 にするようにノーマライズされている。時刻 0 ns の近傍にたつピークが陽電子の対消滅由来のプロンプト崩壊である。赤いヒストグラムは窒素ガス 100% をチェンバーに封入した場合である。これを見ると、プロンプトピーク以降も寿命構造をもった 2 光子消滅が続いていることが分かる。

$$f(x) = p_0 \left(\exp\left(-\frac{t}{p_1}\right) + p_2 \right) \exp(p_3 \cdot t) \quad (3.5)$$

という関数で時刻 (50 ns, 1000 ns) の間を Fit すると、寿命 175.6 ± 6.7 ns と、計算通りの寿命をもった低速陽電子がいることがわかった。

青いヒストグラムがイソブタン 0.1 atm と窒素 0.9 atm の混合ガスである。低速陽電子が消えていることが分かる。イソブタンによって、低速陽電子を早い時刻に消滅させバックグラウンドを大幅に減少させることに成功した。

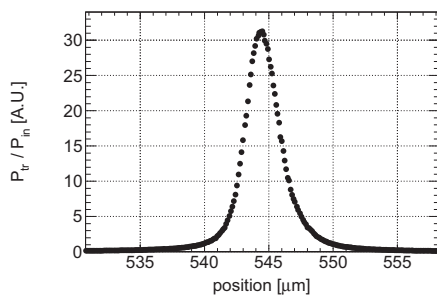


図 3.5: イソブタン 0.1 atm での共振ピーク

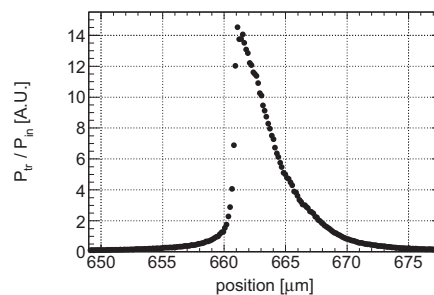


図 3.6: イソブタン 0.9 atm での共振ピーク

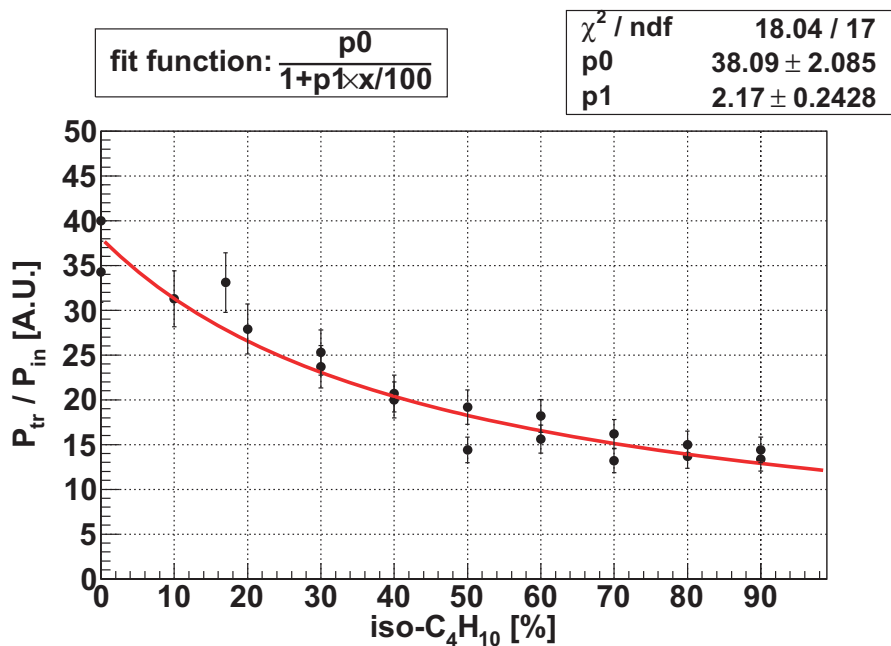


図 3.7: イソブタンの 203 GHz 光吸収率

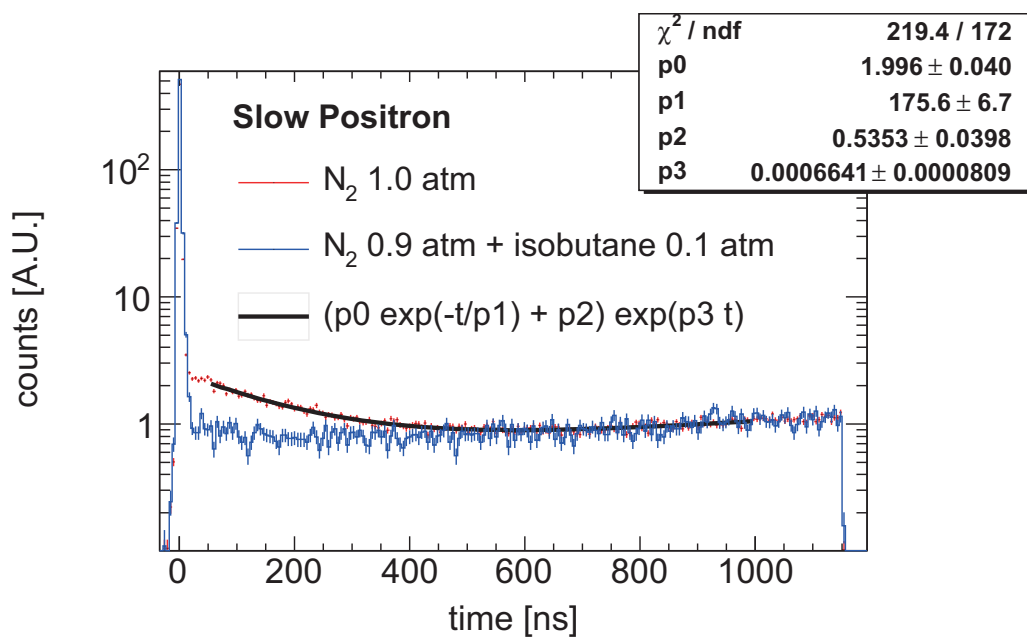


図 3.8: 低速陽電子の寿命

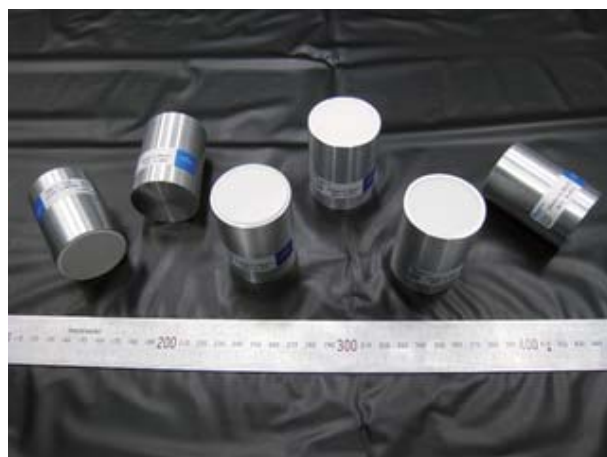


図 3.9: LaBr₃ シンチレータの写真

3.3 γ 線検出器

γ 線検出器として、直径 1.5 インチ、長さ 2 インチの LaBr₃(Ce) 結晶シンチレータを用いた (図 3.9) [33]. LaBr₃(Ce) 結晶シンチレータの特徴は、

1. FWHM=4%@511 keV 程度の高いエネルギー分解能.
2. 16 ns 程度の速い減衰の時定数.
3. FWHM=200 ps@511 keV 程度の高い時間分解能.

である. 遷移したポジトロニウムの遷移時の 511 keV の γ 線を見る際、大きなバックグラウンドとなるのが遷移しなかった *o*-Ps の 3 光子崩壊のコンタミネーションである. 第一の特徴により、LaBr₃(Ce) 結晶シンチレータは 3 γ 崩壊を効果的に除去出来る.

さらに今回の実験では LaBr₃ のレートが (THR=20keV)12 kHz 程度と、比較的高いレートであるが、第二の特徴である速い時定数のおかげで、LaBr₃ からのシグナルに関してはパイルアップの心配が無用である.

3.4 β^+ タグ系

ポジトロニウムの直接遷移によって、2 光子崩壊確率が上昇する. その際、最大のバックグラウンドとなるのがポジトロニウムを作らない陽電子の対消滅である. これは以下に説明するように時間の情報を使って抑制した.

3.4.1 プラスチックシンチレータとライトガイド

図 3.10 は β^+ タグ系の構造を示したものである. 長さ 226 mm, 幅 80 mm, 厚み 10 mm のアクリル板の中央に、縦 60 mm, 横 30 mm の穴が空いている. その穴の下部に厚さ 0.1 mm のプラスチックシンチレータ (NE102) が貼ってある. 上部には ²²Na 線源と、それを保持するホルダー (図 3.3) が設置してある. 陽電子がプラスチックシンチレータを通過するときに落とすシグナルから、

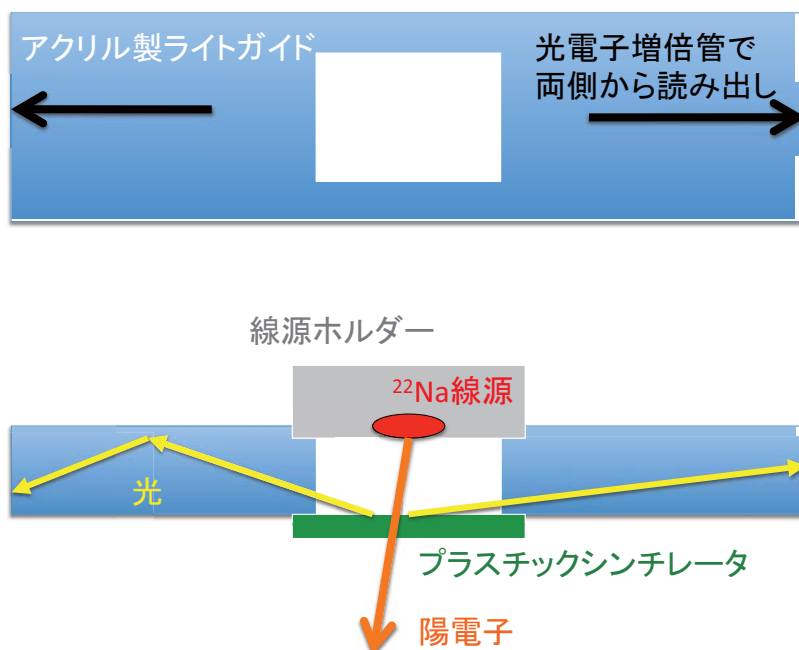


図 3.10: β^+ タグ系の構造. 上絵はライトガイドを上から見たもの. 下絵は線源とプラスチックシンチレータをマウントして横から見た時の断面図.

これをタグし、そのエネルギーとタイミングを取得する。プラスチックシンチレータが放出した光はアクリルのライトガイドを伝わって光電子増倍管まで送られる。

図 3.11 は製作したライトガイドの写真である。中央左右に突き出ているのがアクリル製のライトガイド本体。周囲のアルミの枠はガスチェンバーの一部である。ライトガイドとチェンバーの間はトルシールで埋められ、ガスが漏れたり、あるいは外部から酸素が入ってこないようになっている。中央の孔にはプラスチックシンチレータが貼ってある。プラスチックシンチレータを挟んで下側が Fabry-Pérot Cavity の領域となる。ライトガイドの上からゴアテックスシートを巻き、ライトガイドでの光量ロスを極力抑えた。ただし、プラスチックシンチレータの真下は陽電子が止まりにくいように、厚み $12\ \mu\text{m}$ のマイラーシートを貼るだけにしてある。光電子増倍管は左右の円盤部分に接着し、最終的に遮光シートで覆って使用した。

3.4.2 時間情報を用いた S/N の向上

図 3.12 はポジトロニウムの崩壊曲線である。プラスチックシンチレータが鳴った時刻をポジトロニウム生成時刻とし、 LaBr_3 が鳴った時刻を崩壊時刻としてある。原点近くのピークが陽電子対消滅由来のプロンプト崩壊ピークである。プロンプト崩壊は、物質やガスと対消滅して即座に崩壊した陽電子の対消滅イベント、ガス中で $p\text{-Ps}$ を生成して寿命 $125\ \text{ps}$ で崩壊したイベント、イソブタンによって寿命 $3.4\ \text{ns}$ で崩壊する低速陽電子の対消滅イベントを含んでいる。

プロンプト崩壊の後、寿命構造を持った部分が $400\ \text{ns}$ 程度まで続いている。これが $o\text{-Ps}$ 由来



図 3.11: ライトガイドの写真

のイベントである。これに比べ、プロンプト崩壊は2桁以上大きいということがわかる。Timing Window を適切に設定することで、このバックグラウンドを除去出来き、S/N を大幅に上昇させることが出来る。今回設定した Timing Window に関しては第4章で議論されている。

3.5 光電子増倍管

ジャイロトロンを超伝導マグネット周囲には図 3.13 で示されるように、微弱な漏れ磁場がある。光電子増倍管は図の $(r, z) = (1.0 \text{ m}, 1.2 \text{ m})$ 周辺に紙面に向かって垂直に置かれた。よって光電面に対して横向きに 2 mT 程度の磁場がかかる。このような環境下で用いる光電子増倍管アッセンブリとして、用途に応じて以下の2種類を使用した。

1. 浜松ホトニクス R329-02 内蔵アッセンブリ (H7195)
2. 浜松ホトニクス R5924-70 内蔵アッセンブリ (H6614-70)

プラスチックシンチレータからライトガイドを通してやってくるシグナルは、平均的な光量が少ない。故に Single Photo Electron (S.P.E.) を観測出来る R329 をプラスチックシンチレータの読み出しに使用した。プラスチックシンチレータのエネルギースペクトルを光電子数に直す際に、光電子増倍管のゲインが必要である。R329 は S.P.E. が容易に見えるため、これを用いてゲインを予め測定しておいた。この H7195 アッセンブリは光電子増倍管の周囲に厚さ 0.8 mm のパーマロイが巻いてあり、磁場の影響を極力抑えている。

一方 LaBr_3 シンチレータのシグナルは高いエネルギー分解能で読み出す必要がある。2 mT の磁場の元では、たとえパーマロイが巻いてあっても R329 では光電子の収集が悪く、エネルギー分解能は 1.5 倍程度に悪化する。よって LaBr_3 シンチレータの読み出しには高磁場下での運用に適した Fine Mesh 型光電子増倍管である、R5924-70 を使用した。

3.6 データ取得システム

本実験のデータ取得は NIM モジュールと CAMAC データ取得システムを用いて行われた。図 3.14 は装置全体の写真である。上3つが NIM ビンであり上から順に RPN-005-153, RPN-011-053,

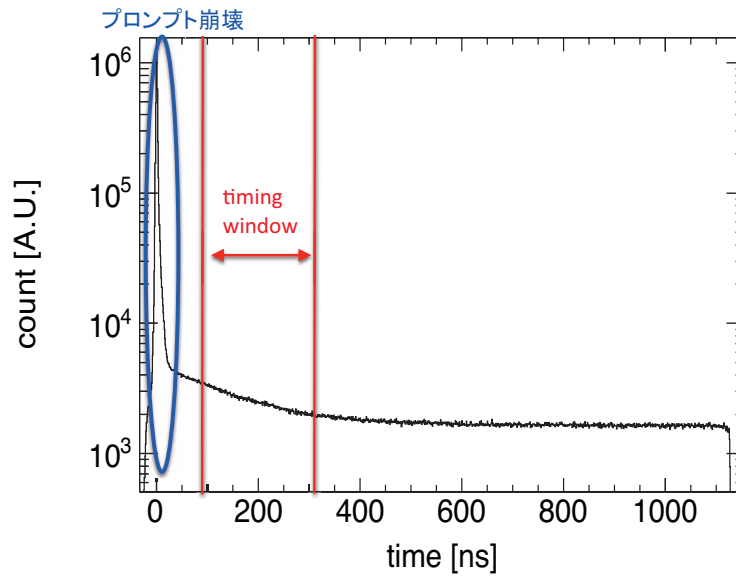


図 3.12: Timing Window を用いた S/N の向上

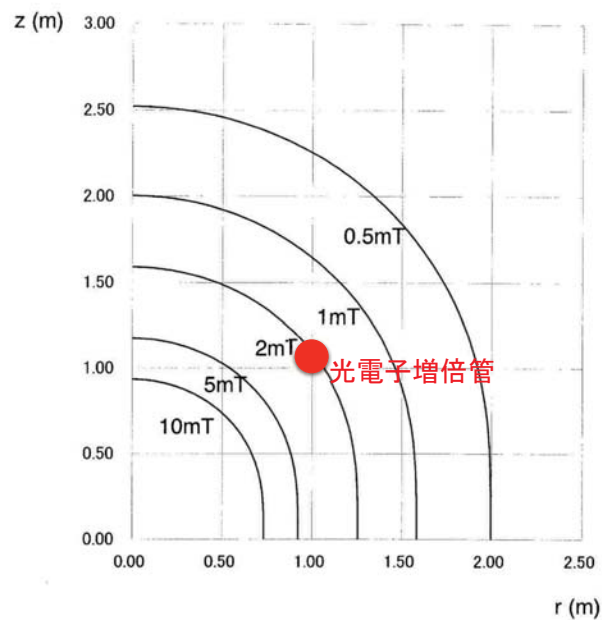


図 3.13: 超伝導マグネット周囲の漏れ磁場. 図の $(r, z) = (0 \text{ m}, 0 \text{ m})$ に超伝導コイルの中心があり, そこを中心としたトーラス磁場が発生している. 光電子増倍管は $(r, z) = (1.0 \text{ m}, 1.2 \text{ m})$ の位置 (図上赤丸) に紙面に垂直に置かれている. 光電面に平行に 2 mT 程度の磁場がかかっている.

カイズワークス 120107 が用いられた。一番下が CAMAC クレートであり, toyo PS-800H が使用された。本章ではそのエレクトロニクスの構成について述べる。

3.6.1 全体の流れ

図 3.15, 3.16, 3.17 が本実験で作成された回路である。各モジュールの名称の後ろに記載された括弧付きの数字は説明の際に使用するモジュール番号である。回路は大きく分けて 4 つの部分からなる。まず光電子増倍管からのシグナルを取得し, 性質の良いものを取り出すプリセクションをかける部分 (図 3.15)。次に, そうして選ばれた性質の良いシグナルからデータ取得のトリガーを作り, システムのインララプトのための LATCH を構成する部分 (図 3.16)。そして光学系との同期をとる部分は以上とは独立に動作している (図 3.17)。最後に, 以上で得られたシグナルを Analog-to-Digital Converter (ADC) や Time-to-Digital Converter (TDC) 等で取得し, Linux コンピュータに保存する CAMAC システムである。主要なシグナルのタイミングチャートを図 3.18 に示した。

なお, 本実験で用いた CAMAC モジュールを便宜上以下のように呼ぶこととする。

- QDC-1:CAEN C1205 (LaBr₃ のエネルギーと, そのシグナルに同期したプラスチックシンチレータのエネルギーを測る.)
- QDC-2:REPIC RPC-022 (プラスチックシンチレータのエネルギーを測る.)
- TDC:GNC-060, 2 GHz の direct clock で動作する TDC (各種タイミングを測る。我々のグループの自作である.)
- SCALER-1:KC3122 (livetime 及びレートを取得する.)
- SCALER-2:KC3122 (ジャイロトロントリガーエッジからの時間を計る.)
- output register 1:KC3470 (LATCH システムの veto を解除する.)
- output register 2:KC3470 (プラスチックシンチレータのペDESTAL を測る回路に切り替える.)
- input register:LeCroy C005 (ジャイロトロントリガーレベルを読む.)

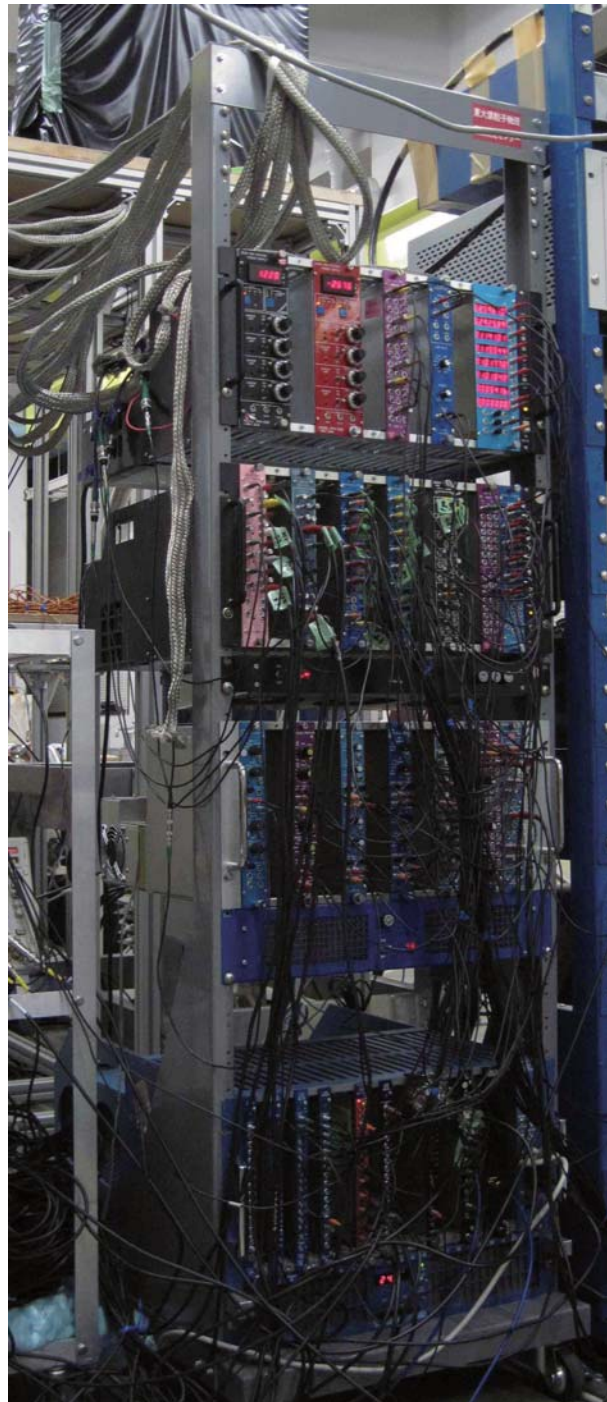


図 3.14: データ取得システムの写真

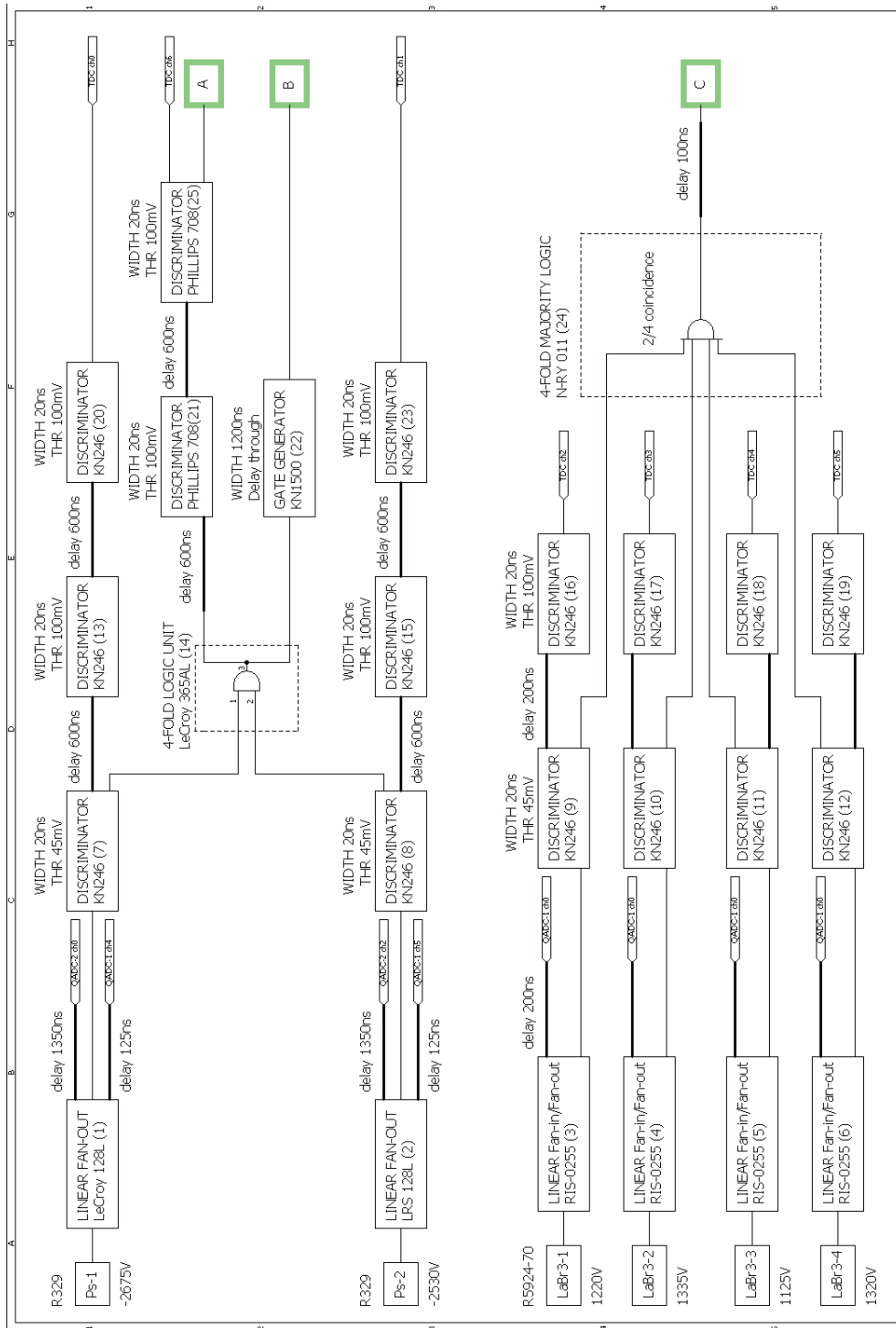


図 3.15: プリセクションを行う部分の回路

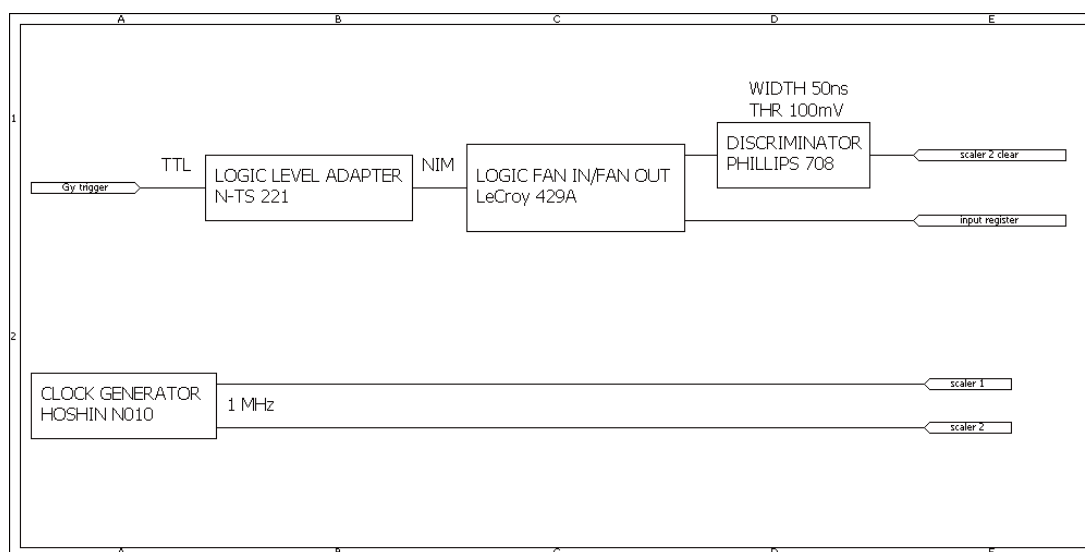


図 3.17: 光学系との同期のための回路

3.6.2 プリセレクション

測定に用いる線源 ^{22}Na は高レート (1 MBq) のものを用いた。CAMAC によるデータ取得はせいぜい 3 kHz 程度しか速度がでないため、on-line のセレクション無しに測定することは極めて損である。そのため、NIM モジュールを駆使して性質の良いイベントを選んで測定する必要があった。さらに陽電子に起因するプラスチックシンチレータの信号のレートに比べ、アクセプタンスの関係上 γ 線からくる LaBr_3 の信号のレートは一桁以上小さい。これには両者のコインシデンスをシステムのトリガーとすることで対処した。以下ではその構成を述べる。

ポジトロニウム生成ガスチェンバーからくるシグナルは以下のようにになっている。

1. まず陽電子がプラスチックシンチレータを通過しエネルギーを落とし、そのシグナルが両側の光電子増倍管 (R329) で検出される (図中 Ps-1, Ps-2)。
2. 陽電子が電子と対消滅を起こしたりポジトロニウムの生成・崩壊を経て、 γ 線をだす。
3. 発生した γ 線が 4 つ置かれた $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータにエネルギーを落とすと、そのシグナルが光電子増倍管 (R5924-70) で検出される (LaBr_3 -1 から LaBr_3 -4)。

このようにして電気信号に変換されたシグナルは、まず回路図 3.15 に示されるモジュール (1)-(6) に入る。ここでは、システムのタイミングを作るためのデジタル信号のラインと、エネルギーをとるためのアナログラインとに分割される。

デジタル用のラインに入った信号は次の discriminator (7)-(12) でデジタル信号に変換される。今回、discriminator の threshold は -45 mV に設定された。これは LaBr_3 シンチレータのシグナルに対しては 20 keV 相当、プラスチックシンチレータのシグナルに対しては single photo electron 相当である。そのようにして出来たシグナルが図 3.18 の ①②⑤⑥である。また、この図では省略したが、実際には LaBr_3 シンチレータはもう 2 つあり、それぞれ同等のレートを示していた。

プラスチックシンチレータの信号は片側だけではノイズ及びジッターによるプロンプトイベントの影響 (200 kHz 程度) が大きく, 500 kHz 以上の高いレートとなる. それらは偽の信号であるから, まず左右の信号のコインシデンスをとる (図 3.18 の ③). これにより, レートは 280 kHz まで低下する. 今回製作した β^+ タグ系の設計レートは 300 kHz であるので, 90%の効率で真のイベントが選ばれている. このコインシデンスシグナルのゲートを 1200 ns に広げ (④), その後に来る LaBr₃ シンチレータからの信号とのコインシデンスをとる.

ポジトロニウムの遷移に由来する γ 線は, 511 keV の 2 つの γ 線である. それゆえに LaBr₃ 結晶の信号は, 4 つの結晶のうち任意の 2 つの信号のコインシデンスでセレクションをかけた (⑧).

以上のセレクションの下で, β^+ タグ系の信号 ④(回路図 3.15 の B) と, γ 線検出器系の信号 ⑧(回路図 3.15 の C) のコインシデンスをとった. これにより, チェンバー内部に陽電子が来たイベントを選び出した. これがシステムのトリガー信号となる (タイミングチャート ⑨, 回路図 3.16 のモジュール番号 27).

3.6.3 LATCH システム

トリガー信号にはモジュール 28 番の LATCH によって veto がかかっており, CAMAC システムでデータを取得するまではトリガーを認識しない. この veto は SCALER-1 にもかかっており, このシステムの livetime 測定を行った.

トリガーの信号はモジュール 29 番で分けられ, それに同期して QDC-1 のゲート ⑩ と TDC のコモンスタート (⑨の緑の矢印) が作られた. QDC-2 でプラスチックシンチレータのエネルギーを測定するが, トリガー信号のタイミングはプラスチックシンチレータの信号より遅いので, そのままでは測れない. よって以下のような工夫がしてある.

1. まずトリガーに同期して Width=2000 ns の長いゲート ⑪ (回路図 3.16 の D) を開く.
2. そこに ④を 1200 ns 遅らせて (同 A), コインシデンス ⑫ をとって QDC-2 のゲート ⑬ を作る.
3. プラスチックシンチレータのアナログ信号を 1350 ns 遅らせてこのゲートに入るようにする.

この仕組みにより, システムのトリガーに同期しつつ, かつプラスチックシンチレータのタイミングにも同期してエネルギーを測ることが出来る. なお, プラスチックシンチレータ信号のペDESTALを測定するために, QDC-2 のゲートは output register 2 の LEVEL 出力の切り替えによって, 10 kHz クロックを用いたランダムゲートに変更出来る (回路 3.16, モジュール番号 33, 34, 36, 37, 38).

以上で説明されたエレクトロニクス各段階でのレートを表 3.1 に示す.

3.6.4 光学系との同期

本実験ではジャイロトロン出力は CW でなく, 図 2.20 のように duty 比 20.0%, 周波数 20.0 Hz, あるいは 30% ,5.0 Hz の矩形波として出力された. それ故にデータ取得システムが動作した際のパワー ON/OFF 情報が不可欠であった. それは以下のようにして実現された.

- ジャイロトロン発振トリガーとなる Function Generator の信号を input register でデジタルに読み取った.

表 3.1: 実験のレートのまとめ.

| | | | | |
|----------------------|---------|---------|-------------------------------|--------------------------------|
| Ps-1 | >1 P.E. | 620 kHz | } coincidence (20 ns) 280 kHz | } coincidence (1200 ns) 530 Hz |
| Ps-2 | >1 P.E. | 520 kHz | | |
| LaBr ₃ -1 | >20 keV | 11 kHz | } Any Two (20 ns) 720 Hz | |
| LaBr ₃ -2 | >20 keV | 11 kHz | | |
| LaBr ₃ -3 | >20 keV | 10 kHz | | |
| LaBr ₃ -4 | >20 keV | 10 kHz | | |

- ジャイロトロンが発振トリガーの立ち上がりを SCALER 2 のハードウェアクリアにいった。SCALER 2 は 1 MHz のクロックを数えている。

最初の情報から、光学システムが CAMAC データ取得時、ON なのか OFF なのかがわかる。そのため解析上はまず、このトリガー信号の ON/OFF でデータを分ける。しかしトリガー信号だけでは実際に Fabry-Pérot Cavity 中でのパワーの変動が見られない。Fabry-Pérot Cavity の制御は今回 CAMAC ではない slow-control を行っており、パワー変化を CAMAC で取得することはできなかった。2 番目の情報により、トリガーエッジからの経過時間が $1\mu\text{s}$ の精度で測られる。slow-control 側で取得した Fabry-Pérot Cavity の透過パワーの波形を用いて、ある程度の精度でパワーの値が判明するようになっていた。

3.6.5 CAMAC によるデータ取得

今回使用した CAMAC クレートコントローラーは大栄無線電機 CC/NET である。これはモジュール内部に Linux コンピュータシステムを持つ。ただしハードディスクを内部に持たないため、別の Linux PC のディスクを nfs マウントして使用した。

CAMAC で取得されたデータは以下の通りであった。

γ 線のエネルギー これは LaBr₃ 結晶で検出された後、QDC-1 (CAEN, C1205) で測られた。このモジュールは電荷積分型のチャージ ADC で、同時に 3 つのレンジで測定を行う。今回の測定では真ん中のレンジ (16 bit, フルスケール 650 pC) で、511 keV の γ 線がフルスケールの 8 割程度になるように HV を調整している。

β^+ 線がプラスチックシンチレータで落としたエネルギー これは QDC-2 (REPIC, RPC-022) で測定された。このモジュールは 12 bit, フルスケール 1000 pC のチャージ ADC で、同じく電荷積分型である。

プラスチックシンチレータと LaBr₃ 結晶の信号のタイミング これは TDC(GNC-060) で測られた。このモジュールは 2 GHz の外部クロックで動作する、直接クロックカウント型の TDC である。トリガーに同期したコモンスタートに対して、LaBr₃ の図 3.18 に示した ⑤、⑥及び省略した残り 2 つのシグナルを、200 ns の delay を経て各ストップチャンネルにいった。プラスチックシンチレータの信号に関しては、①、②及び④を 1200 ns delay させたものを測定した。

LaBr₃ 結晶の信号に同期したプラスチックシンチレータのエネルギー ポジトロニウムの遷移は、一度 *o*-Ps を生成した後に発生するため、プロンプト崩壊に比べて遅れたイベントである。今実験は高レートであるため、パイルアップがそのイベントの非常に大きなバックグラウンドとなる。ここでいうパイルアップとは図 3.19 に示されたようなイベントである。プラスチックシンチレータが鳴った後、次の陽電子が飛んできて対消滅を起こし、アクシデンタルに偽の γ 線を検出してしまうことがある。このイベントは *o*-Ps が 203 GHz 光によって *p*-Ps に遷移して 2γ 崩壊するシグナルよりも、100 倍以上多く、除去しなければシグナルの検出が不可能である。このようなイベントの圧倒的多数において、偽の γ 線はプロンプト崩壊である。よって LaBr₃ 結晶で検出される偽の γ 線タイミングの近傍にプラスチックシンチレータの信号がある。QDC-1 にプラスチックシンチレータのシグナルを入れることで、このようなパイルアップイベントの off-line veto が行えるようにした。

livetime と各種レート SCALER-1(KC3122) を用いて測定した。このモジュールは 100 MHz 内部クロックを持つスケーラである。LATCH システムが解除されてから veto がかかるまでの 1 MHz の外部クロックの信号をカウントしつつ、プラスチックシンチレータ単体と両側コインシデンス、さらに LaBr₃ 結晶の discriminator 信号をカウントしている²。

ジャイロトロントリガ 前節で述べたように、input register と SCALER-2(KC3122) でジャイロトロントリガ信号を取得し、光学系への同期に利用した。

これら取得データとは別に、以下の CAMAC モジュールからシグナルを出している。

- output register 1 から出る LATCH 解除のためのパルス
- output register 2 から出るプラスチックシンチレータのゲートをランダムにするスイッチシグナル (level output)
- 光学系制御システムに CAMAC システムが ready であることを伝える、output register 2 から出るスイッチシグナル (level output)

²ただし回路図には記されていない。実際にはこれらのシグナルを分割して visual scaler でもレートの監視ができるようになっていた。

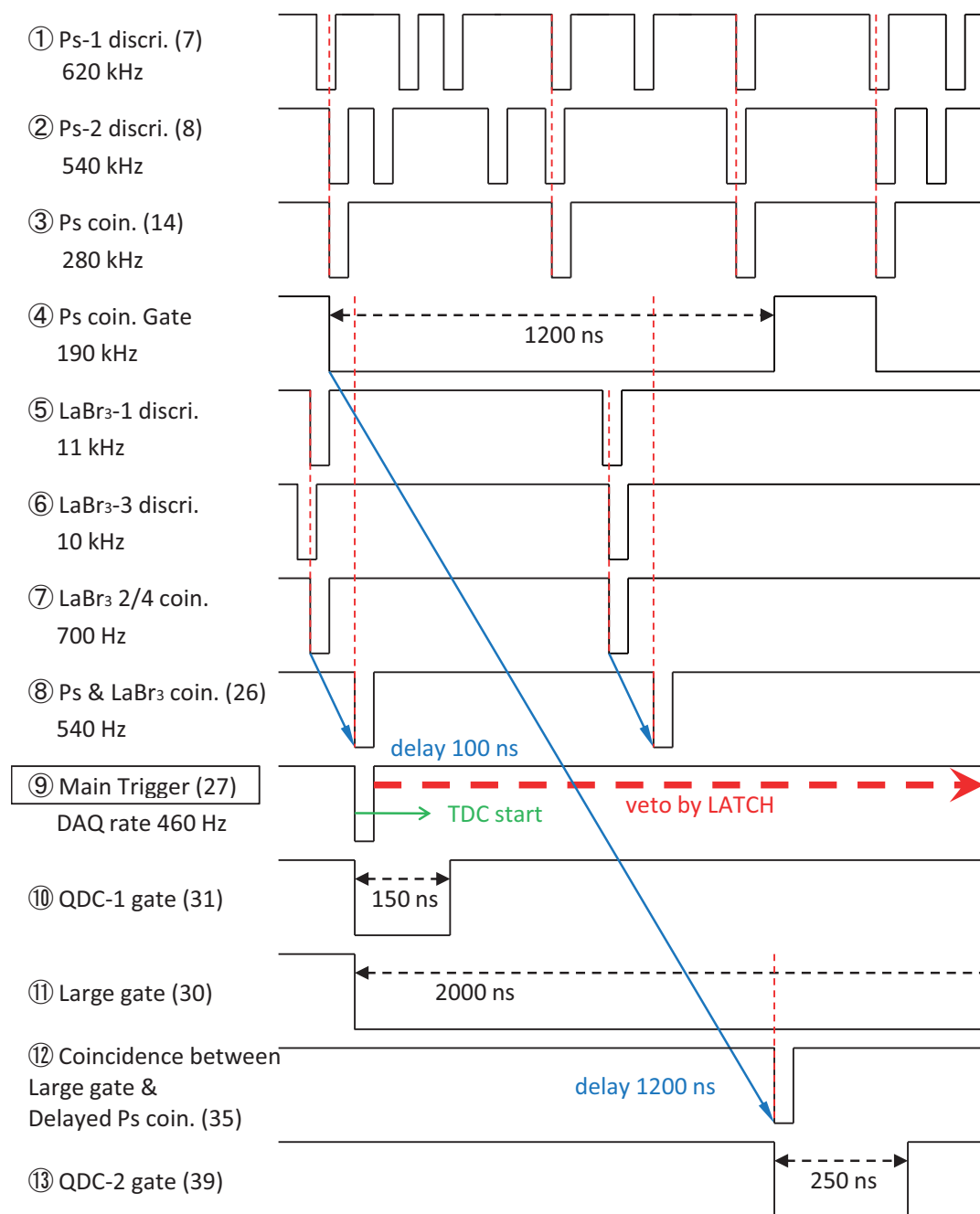


図 3.18: 主なシグナルのタイミングチャート.

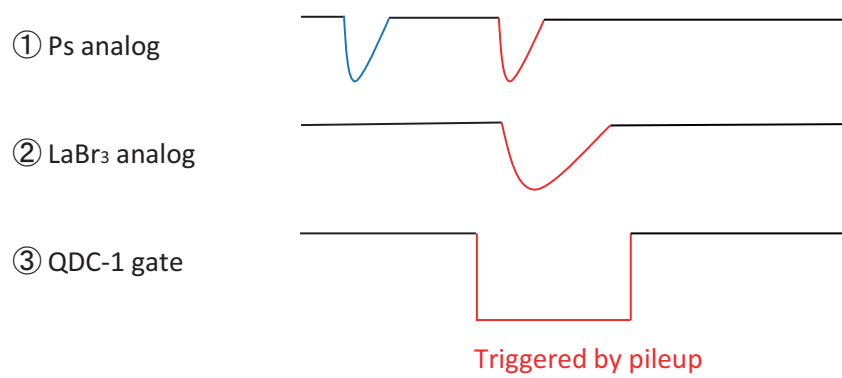


図 3.19: LaBr₃ シグナルに同期したプラスチックシンチレータのシグナル

3.7 モンテカルロ・シミュレーション

検出器系の評価のために、GEANT4を用いたモンテカルロ・シミュレーションを行った [34][35]. 以下ではその構成について述べる.

3.7.1 シミュレーションの構成

シミュレーションで評価したいのは主に以下の2点である.

1. 気体中での陽電子の停止効率.
2. γ 線検出器の検出効率.

この2つが合わさって、ポジトロニウム直接遷移のシグナル、及びバックグラウンドが評価された. よって、必ずしも現実にかかる現象を時々刻々とシミュレーションする必要はなかった. シミュレーションの構成は以下の通り.

物理パッケージ PENELOPE パッケージを用いて低エネルギーの電磁相互作用のシミュレーションが行われた [36].

ポジトロニウムの扱い 現実では、ポジトロニウムがガス中で生成され、 o -Ps ならば寿命 142 ns がつきるか、あるいはガスと衝突して pick-off 崩壊するまでの間、ガス中に存在している. しかし、その拡散する距離は高々 1 mm に満たない. よってシミュレーション上ではポジトロニウムのシミュレーションは行わず、陽電子が停止した位置から γ 線を出させることで検出効率の見積もりを行った.

γ 線の扱い 実験で発生する γ 線は以下の通り.

1. o -Ps を作らず即座に対消滅した 2 つの 511 keV のエネルギーを持つ γ 線
2. 陽電子放出にともなって線源から放出される 1275 keV の γ 線
3. o -Ps が崩壊して発生する、連続スペクトルをもつ 3 つの γ 線
4. o -Ps がガスと反応して pick-off 崩壊して出来た 2 つの 511 keV エネルギーの γ 線
5. o -Ps が 203 GHz 光によって p -Ps に遷移し、その後即崩壊して出来た 2 つの 511 keV エネルギーの γ 線

第 1 のイベントと第 2 のイベントは同時に起きるため、2 光子崩壊するように設定された陽電子と、1275 keV の γ 線が線源位置から放出された. 第 3 のイベントは 1275 keV の γ 線とはタイミングが異なるため、3 光子崩壊するように設定された陽電子のみを線源から放出してシミュレーションされた. 第 4 の点と第 5 の点はシミュレーション上では区別しなかった³. この 2 つのイベントも 1275 keV の γ 線とはタイミングが異なるため、2 光子崩壊する陽電子のみをシミュレーションして検出効率が見積もられた. 以上、生成したモンテカルロ・シミュレーションのイベントは、

³ただし、203 GHz 光の存在領域は半径 10 mm 程度のビーム径内だけなので、この中でのみ直接遷移が起きる. 一方 pick-off 崩壊はガスチャンバー内部の至る所で起きる. よってシミュレーション上は両者の区別はしないが、データ解析の際に陽電子の停止位置に関する区別を行った.

- typeI : 2光子崩壊する陽電子+1275 keV の γ 線 (4×10^9 イベント)
- typeII : 3光子崩壊する陽電子 (2×10^9 イベント)
- typeIII : 2光子崩壊する陽電子 (1×10^9 イベント)

である。なお、3光子崩壊の崩壊 γ 線のエネルギースペクトラムは $O(\alpha)$ の補正を考慮に入れてイベントが生成された [37].

シミュレーションの流れ GEANT4シミュレーション本体では、

1. まず生成するイベント type に従い、線源位置から陽電子や γ 線を放出する。
2. 陽電子がプラスチックシンチレータで落としたエネルギーを記録。
3. 陽電子がガス中、あるいはチェンバーの壁やミラーに衝突して停止し、イベント type に従った崩壊を起こす。その場所を記録。
4. γ 線が $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 結晶に落としたエネルギーを記録

シミュレーションの結果を実験に即したものにするため、以下の処理を off-line で行った。

1. $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 結晶のスペクトラムを、実験で求められたエネルギー分解能でスマアする
2. プラスチックシンチレータで観測されたエネルギーを、適当な定数を平均とするポアソン分布で振り分け、両側読み出しの光電子増倍管で発生すべき光電子数に変換。

3.7.2 ジオメトリ

検出器のジオメトリはガス中での陽電子の停止位置並びに $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 結晶での γ 線検出効率に大きく影響する。さらに結晶周囲の物質は後方散乱として効いてくる。511 keV の2光子崩壊した γ 線が、周囲の物質でコンプトン散乱を起こしたあと $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 結晶で検出されると、本来3光子由来の成分がほとんどであるはずの領域に2光子崩壊成分が混ざってくる⁴。そのため、出来る限り詳細に記述した (図 3.2 はシミュレーションに記述したジオメトリを可視化したものである)。

3.7.3 基本的なプロット

ここではシミュレーションで得られた基本的なプロットを示す。

プラスチックシンチレータで検出された陽電子のスペクトラム

図 3.20 がシミュレーションで得られたプラスチックシンチレータのエネルギースペクトラムである。このように大まかにはランダウ分布の形をしているが、80 keV 付近にややふくらみが見える。これはプラスチックシンチレータの中で陽電子が停止したイベントを反映している。ピーク的位置は 27 keV であった。これは、4.2.1 節でプラスチックシンチレータのキャリブレーションのために使用される値である。

⁴すなわち E を keV 単位での γ 線検出エネルギー、 θ をコンプトン散乱角としたとき、

$$\frac{m_e c^2}{h\nu(=511)[1 - \cos(\theta=0)] + m_e c^2} = 340 < E < 511 \quad (3.6)$$

のエネルギー範囲である (コンプトンフリーな領域)。

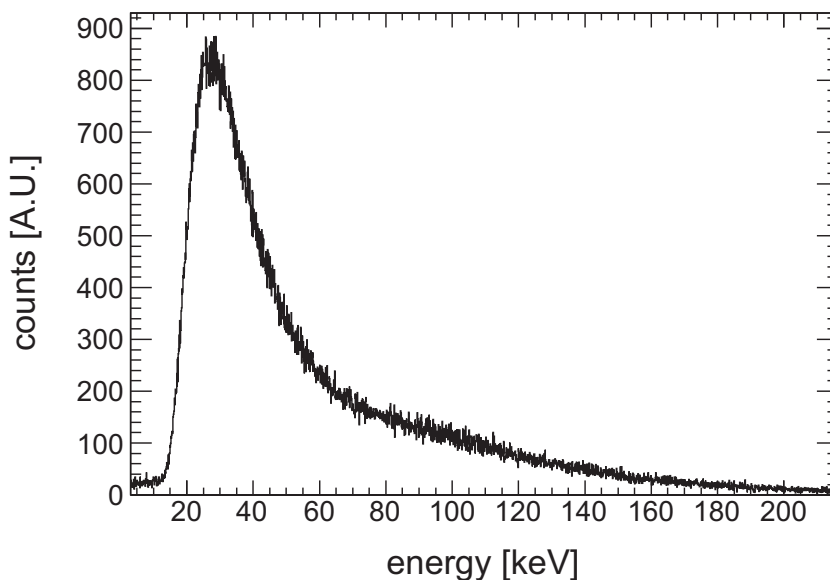


図 3.20: シミュレーションで得たプラスチックシンチレータのスペクトル. ピーク位置は 27 keV である

ポジトロニウムの生成位置

陽電子の停止位置をプロットしたのが、図 3.21 から図 3.23 である。ポジトロニウムの熱拡散は最大でも 1 mm 程度だと考えているため、陽電子停止位置がポジトロニウムの生成、及び崩壊地点であると見なせる。中央がガスチェンバー及び Fabry-Pérot Cavity の中心である。図 3.21 は左右に LaBr_3 結晶が置いてある。これから、半径 10 mm のビーム内部では陽電子はほぼ一様に分布しているとわかる。ただし、左右にミラーを挟んだような配置の図 3.22 から分かる通り、Fabry-Pérot Cavity のミラーの近くでは、中央の半分程度の量となる。図 3.23 の右側に線源がある。線源を Cavity に近づけるほど陽電子が多く止まることがわかるが、物質があると共振を阻害するためにせいぜい 40 mm 弱が限界である。

γ 線のスペクトラム

図 3.24 は、ガスチェンバー内部の図 3.21 から図 3.21 に示される位置で陽電子が停止した後 2 光子崩壊、あるいは 3 光子崩壊させた時、 LaBr_3 結晶で検出されるエネルギーである。赤いヒストグラムは 2 光子 (と 1275 keV の γ 線)、青いヒストグラムは 3 光子である。ただし両者では検出効率が異なるため、形状の違いが見やすいように 100 keV 付近の鉛の X 線を用いてノーマライズした。この図から、2 光子崩壊イベントを選び出すには 511 keV の周囲の狭い範囲に Energy Cut をあたえる必要があることがわかる。

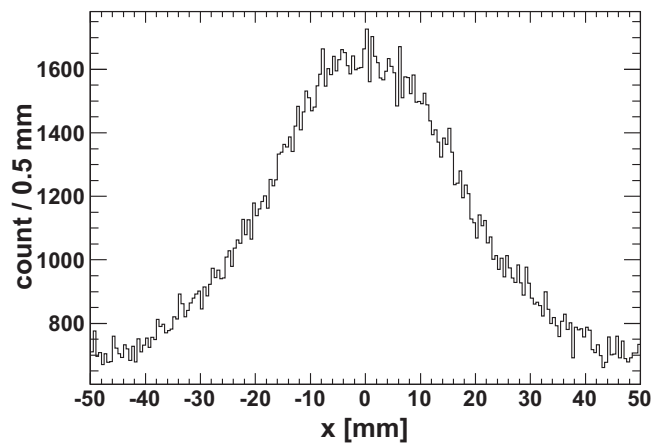


図 3.21: ビーム軸に垂直な軸でのポジトロニウム停止場所

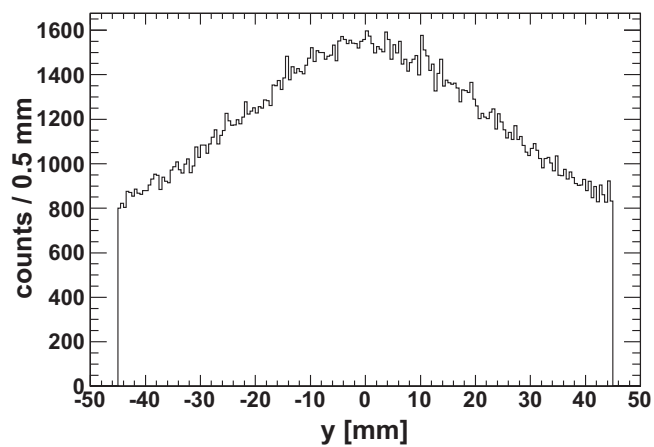


図 3.22: ビーム軸に平行な軸でのポジトロニウム停止場所

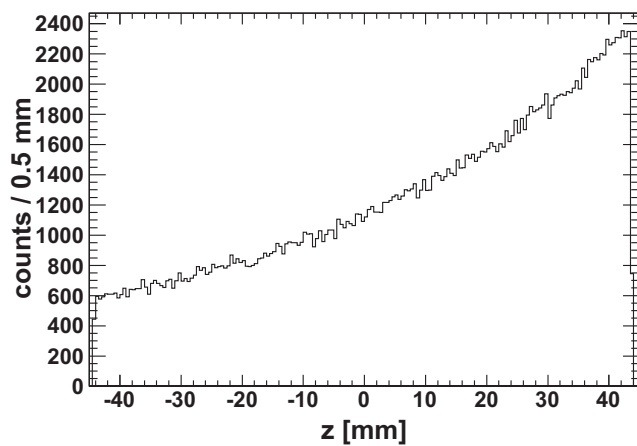


図 3.23: 陽電子放出軸でのポジトロニウム停止場所

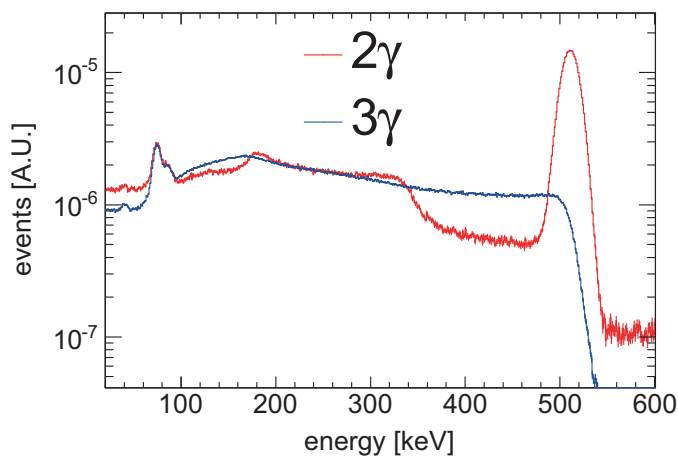


図 3.24: シミュレーションで得た 2 光子崩壊と 3 光子崩壊のエネルギースペクトル. 赤いヒストグラムがガス中での 2 光子崩壊をとらえたもので, 青いヒストグラムが 3 光子崩壊をとらえたものである. 縦軸は形の違いが見やすいように 100 keV 付近の鉛の X 線を用いてノーマライズしてある.

表 3.2: モンテカルロ・シミュレーションと実験のレート比較. 4.2.1 節で述べるが, シミュレーションにおけるプラスチックシンチレータのタグ条件は 2.7 keV/P.E. を仮定し, 両側読み出しで S.P.E. が双方にくることを要求した. LaBr_3 の THR は 20 keV である. トリガーは, プラスチックシンチレータでタグされ, かつその後 LaBr_3 のうち 2 つが同時に鳴った場合にかかる. コインシデンス幅は 1220 ns であり, アクシデンタルコインシデンスはこの幅から見積もられている. 実験で求められたレートは 5% 以下の精度で安定していた.

| | シミュレーション [Hz] | 実験 [Hz] |
|--|-------------------|-------------------|
| プラスチックシンチレータでタグ | 300×10^3 | 280×10^3 |
| LaBr_3 シンチレータ 1 つのレート | 12×10^3 | 11×10^3 |
| LaBr_3 シンチレータで 2 つが鳴るレート | 825 | 722 |
| トリガーレート | $363 + 184 = 547$ | 534 |
| トリガーり 2 つの LaBr_3 で 100keV 以上 | 286 | 275 |

3.7.4 レートから見たモンテカルロ・シミュレーションの妥当性

生成したモンテカルロ・シミュレーションのサンプルが, 正しく現実をシミュレートしているかどうかを, データ取得システムの各段階で得られたレートと比較することで確かめた. ただし, 実験データの大半はプロンプト崩壊とパイルアップイベントであるため, シミュレーションでは type I の 2 光子崩壊 +1275 keV の γ 線をサンプルを用いた.

表 3.2 にその結果をまとめた. まず, プラスチックシンチレータでタグされるレートには 8% 程度のずれが生じている. これは実験におけるプラスチックシンチレータのタグ効率が 92% であったことを意味している. LaBr_3 の個々のレート, 及び 2 つが鳴るレートも 1 割程度ずれている. これは, LaBr_3 結晶の位置が, シミュレーションより実験の方がガスチェンバーより 2 mm 程度遠かったとすると説明がつく.

トリガーはプラスチックシンチレータと, 2 つの LaBr_3 が同時に鳴ったイベントとのコインシデンスでかかる. その際, プラスチックシンチレータは幅 1200 ns のゲートを開き, LaBr_3 側は 20 ns のパルスにしてコインシデンスをとっている. プラスチックシンチレータ側はゲートの幅に対応して, $280 \text{ kHz} \cdot 1200 \text{ ns} = 0.33$ の確率でデッドタイムが生じる. よってシミュレーションで直接計算出来るレートに対し, タグ効率 92% とコインシデンス効率 67% をかけることでトリガーレートとした. それが 363 Hz である.

一方トリガーはアクシデンタルコインシデンスによってもかかってしまう. アクシデンタルなレートは, $300 \text{ kHz} \cdot 0.92 \cdot 0.67 \cdot 825 \text{ Hz} \cdot 1220 \text{ ns} = 184 \text{ Hz}$ というようにして計算された. 以上を合計するとシミュレーションではトリガーレート 547 Hz を期待するのに対し, 実験では 534 Hz であった.

さらに, エレクトロニクスにおける THR の効果をなくすために off-line で 100 keV の THR をかけた. その結果は表のように, シミュレーションでは 286 Hz を期待するのに対し, 実験では 275 Hz であった.

以上のようにシミュレーションと実験のレートを比較すると, おおよそ一致しているが, 10% 程度のずれがあるということがわかった.

3.7.5 スペクトラムから見たモンテカルロ・シミュレーションの妥当性

今回は前述のように 3 type のシミュレーションサンプルを用意した. その 3 種が実験データと合っているかどうかを調べなければならない⁵. 実験データはこの 3 種の混合なので, 以下のセレクションをかけて特定の type の寄与をエンハンスさせる.

- typeI : プロンプト崩壊かつ back-to-back の位置にない LaBr_3 で 100 keV 以上のシグナル検出
- typeII : Timing Window 100 ns から 150 ns
- typeIII : Timing Window 5 ns から 15 ns かつ back-to-back の位置の LaBr_3 が $511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ のシグナル検出

ただし, 予め時刻 800 ns 付近のスペクトラムからパイルアップイベントを評価し, スペクトラムから引いた.

実験データにおいて typeI は圧倒的な数があり, typeII 及び III のコンタミネーションはほぼ無視出来る. だが, typeII と III は互いに混ざっているため, 完全な分離は出来ない. なぜなら Timing Window 100 ns から 150 ns は主に $o\text{-Ps}$ の 3 光子崩壊だが, $o\text{-Ps}$ の pick-off による 2 光子崩壊を含み, 一方 5 ns から 15 ns の大部分は低速陽電子の 2 光子消滅と $p\text{-Ps}$ の 2 光子崩壊だが, 若干の $o\text{-Ps}$ の 3 光子崩壊を含むからである. そこで, それぞれをエンハンスしたスペクトラムに対し, 混合比をフリーパラメタとしてモンテカルロ・シミュレーションのスペクトラムをフィットした.

まず typeI のスペクトラム比較が図 3.25 と図 3.26 である. 200 keV 以下の後方散乱の領域以外は非常に良く実験とシミュレーションが一致していると言える. 後方散乱はシミュレーションに入れていないアルミフレーム等の効果であると考えられる.

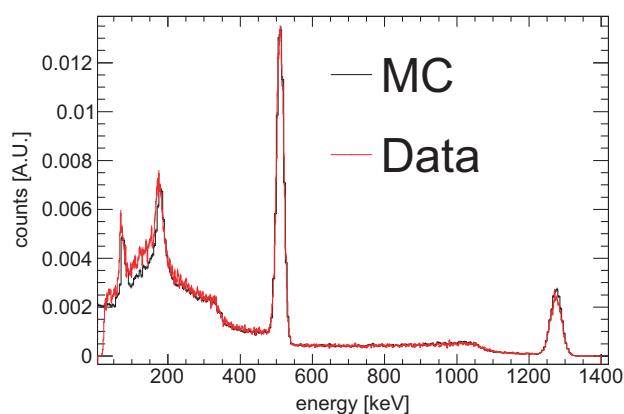


図 3.25: MC のスペクトラムチェック (typeI).

⁵データのキャリブレーションに関しては 4.2 節参照.

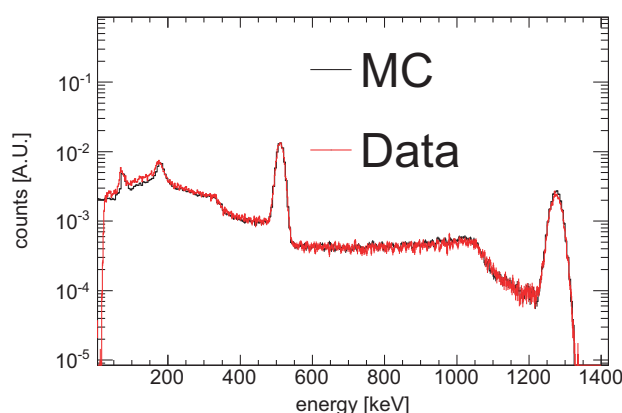


図 3.26: MC のスペクトラムチェック (type I, ログスケール).

次に type II のイベントをエンハンスし, type III を混ぜてフィットしたのが図 3.27 と図 3.28 である. 赤丸が実験データで, 青線が type II の 3 光子崩壊, 緑線が type III の 2 光子崩壊, 黒い斜線がその合計である. 大部分が type II の 3 光子崩壊イベントで説明出来るが, 511 keV 周囲のピークは type II の 2 光子崩壊を多く含むことがわかる.

フィット範囲は 300 keV から 550 keV であり, $\chi^2/ndf = 1.3$, プロバビリティは 8% とあまりよいフィットではなかった. 450 keV と 480 keV 付近でデータがシミュレーションより上に来ていることが原因の 1 つである. さらに, 4.2 節で行われているキャリブレーションは 511 keV の光電吸収ピークに対するバックグラウンドを直線で近似している. よって 511 keV の中心位置が実験データとシミュレーションでずれている効果も原因として考えられる.

また, type I のイベントと同じく後方散乱部分が合わないが, これは type I と同じくシミュレーションに入れていないアルミフレーム等の効果だと考えられる.

最後に type III のイベントをエンハンスしたのが図 3.29 と図 3.30 である. 殆どが type III の 2 光子崩壊で説明出来るが, 若干 type II の 3 光子崩壊が混合する.

フィット範囲は 360 keV から 525 keV であり, $\chi^2/ndf=1.4$, プロバビリティ 5% と, こちらも良いフィットではなかった. 380 keV 付近でデータがシミュレーションより上にでていることと, 前述のキャリブレーションのずれが原因として考えられる. また, フィット範囲ではないが, 550 keV 以上にデータでは点が存在するため, パイルアップの除去が不完全である可能性もある.

以上のように, おおよその形状は一致しているが, モンテカルロ・シミュレーションと実験データの一致は完全とは言えない. 今回用いた実験データはシミュレーションと比較することを前提にしておらず, 4 つの LaBr₃ の Any Two コインシデンスと, プラスチックシンチレータのコインシデンスをとっているため, トリガー部分で大きなバイアスがかかっている. 3 光子崩壊のスペクトラムを比較するために LaBr₃ のうち一つが鳴った場合とプラスチックシンチレータとのコインシデンスをとるなど, モンテカルロ・シミュレーションの比較のための実験が別途必要である.

レートによる比較でも LaBr₃ のレートが 10% ずれていたが, 以上の形状の不一致もその程度のずれである. よって現状のモンテカルロ・シミュレーションによる系統誤差は 10% 程度であると考えられる.

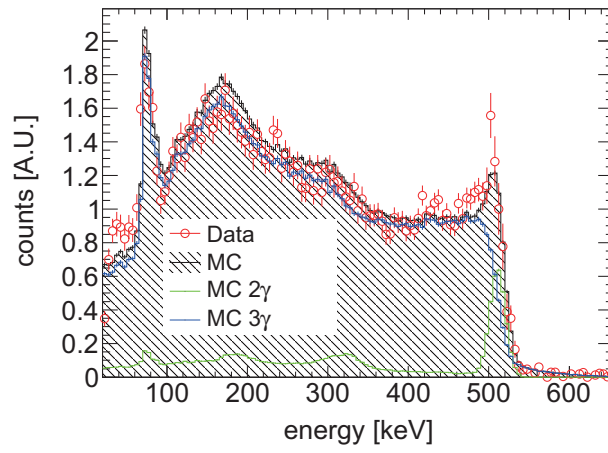


図 3.27: MC のスペクトラムチェック (typeII).

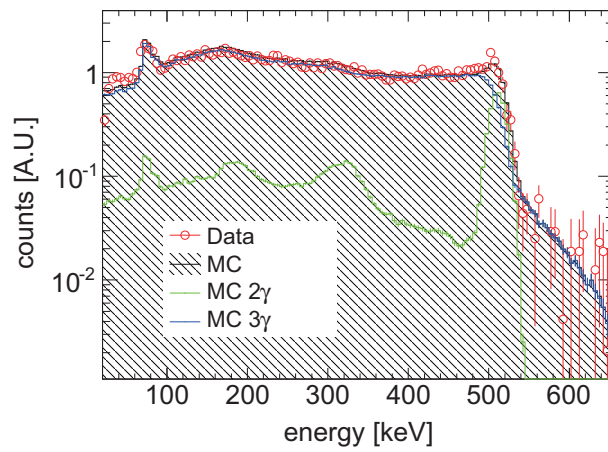


図 3.28: MC のスペクトラムチェック (typeII, ログスケール).

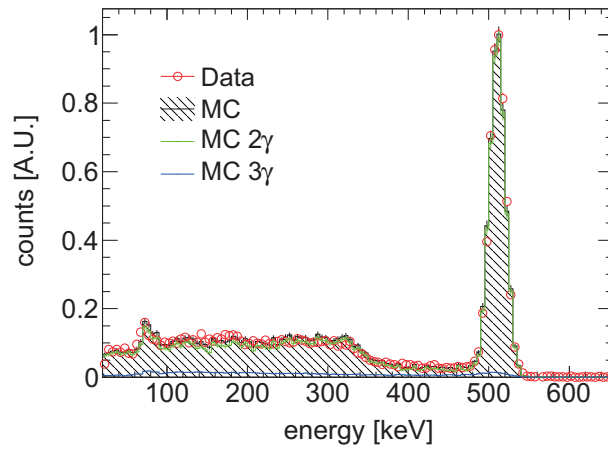


図 3.29: MC のスペクトラムチェック (typeIII).

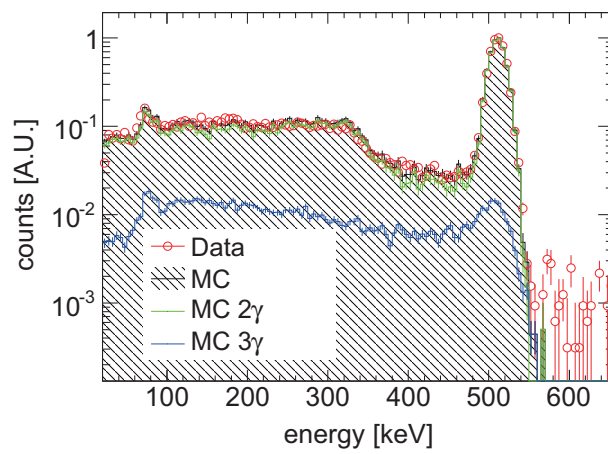


図 3.30: MC のスペクトラムチェック (typeIII, ログスケール).

第4章 プロトタイプ実験とその解析・結果

この章では直接遷移を確認するために行った実験の期間, 環境, データ量などについて述べたのち, それらのデータ解析とその結果について述べる. その結果判明した問題点を挙げ, それらの改善方法に関して説明する.

4.1 実験

測定は, 2010年12月6日から2010年12月22日までの17日間行った.

実験場所 実験は福井大学文京キャンパスの遠赤外領域開発研究センターで行った.

実験環境 実験は24時間体勢で連続して行った. Fabry-Pérot Cavity を共振させる場合 (前半9日間) と, させない場合 (後半8日間) の2種類のデータを測定した. ただし12月18日に光電子増倍管の1つが故障したため, 共振させない場合に関しては4日間のみ解析で用いた.

取得したデータ 取得したデータは, CAMACによるデータと, ジャイロトロン, Fabry-Pérot Cavity の制御データ及び温度やガスチェンバーの酸素濃度を取得したデータに分かれている. 表4.1に解析で用いたデータの livetime とイベント数を示す.

表 4.1: 取得データ

| 共振 | ジャイロトロン | livetime [sec] | イベント数 |
|----|---------|-------------------|-------------------|
| 有り | ON | 1.5×10^5 | 7.3×10^7 |
| 有り | OFF | 3.1×10^5 | 1.9×10^8 |
| 無し | ON | 7.3×10^4 | 4.0×10^7 |
| 無し | OFF | 1.7×10^5 | 9.3×10^7 |

4.2 データキャリブレーションと基本的なカット

データキャリブレーション全般において注意すべきことは、

- ジャイロトロン ON と OFF は duty 比 30%, 5 Hz で入れ替わるが、両者を分けてキャリブレーションすること。
- データは 30 分毎に分割してキャリブレーションすること。

の 2 点である。前者は、ジャイロトロンの制御系からくるノイズの効果を減らすのに必要である。後者によって、エレクトロニクス温度依存性等の時間によって変化する効果を減らしている。

また、データを各モデル関数でフィットする前の初期パラメータは、ROOT の TSpectrum クラスを用いて決定し、フィット自体は MINUIT アルゴリズムが用いられている [38][39]。

4.2.1 プラスチックシンチレータのシグナル

プラスチックシンチレータのデータは、ペDESTAL と通常のランをとるランとに分けて取得されている。さらに LaBr_3 シグナルに同期したイベントも取得されている。

ペDESTAL

ペDESTAL は 30 分に一回 1 分の割合で 10 kHz クロックを入れる回路に変更されて取得された。ピークはガウシアンでフィットし、ゼロ点にキャリブレーションした。

ただし、ここがジャイロトロン制御系からのノイズに最も弱い。なぜなら、プラスチックシンチレータは図 3.15 に示されるように、アナログ系に 1350 ns もの delay が入っているからである。図 4.1 には、ジャイロトロンが ON の時のペDESTAL を赤、ジャイロトロン OFF の時のペDESTAL を黒で示してある。横軸は光電子数である。光電子増倍管のゲインは予め LED を用いて測定されており、両側読み出しの Ps-1, Ps-2 それぞれ順に 5.0×10^7 , 4.9×10^7 であった。このことと、使用した ADC(REPIC, RPC-022) の 1ch の電荷量が $\frac{1000}{4096}$ pC であることを用いて、検出された光電子の数に直した。

図 4.1 のように、ペDESTAL がジャイロトロン ON のときに幅が広がっている。off-line でプラスチックシンチレータには Threshold(THR)=1.5 P.E. を要求するため、この影響は小さい。ペDESTAL の中央値も幅も変化していたため、ON と OFF にわけてキャリブレーションすることで、この影響を極力抑えた。

通常のラン

Ps-1 と Ps-2 の比較が図 4.2 である。双方の光電子数の和をとると、図 4.3 のようになる。Ps-1 の高さが低いのは、ライトガイドの接着面にアクリルダインのゴミが付着してしまったからである。個々のピークは 5 P.E. で、合計のピークは 10 P.E. にあり、THR は合計 1.P.E. でかかっていることが分かる。よって比較的高い効率で β^+ のタグが成功していたといえる。実際にはノイズ影響の少ない Ps-1 と Ps-2 のコインシデンスレートは 280 kHz であるのに対し、モンテカルロシミュレーションによる予想は 300 kHz であったから、92% の検出効率であった。この 10% の差の原因は、光

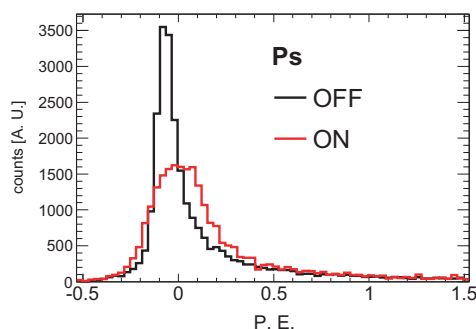


図 4.1: プラスチックシンチレータのペダスタル. 赤いヒストグラムがジャイロトロン ON, 黒が OFF である.

電子増倍管のゲインの見積もりのずれや、磁場中で光電子増倍管を使用したことによる効果が考えられる.

一方、モンテカルロ・シミュレーションにより、陽電子のプラスチックシンチレータでのエネルギー損失のピークは 27 keV であると分かっている. よって、 β^+ タグシステムでの光電子の収集効率は 2.7 keV/P.E. であると分かった.

以上のようにして光電子数を調べた上で、実用上はピーク位置を 1 とするようなキャリブレーションを行い、ゲイン変動の影響を受けないようにしている.

プラスチックシンチレータ信号の問題点と改善案

今回のプラスチックシンチレータのデータ取得システムには以下の 2 つの問題があったことが解析の過程で判明した.

回路上の間違い 一つ目は単純な回路の間違いである. 図 3.15 において、モジュール番号 14 から 21, 22 が分かれているが、これでは ADC の gate と TDC の start がずれる場合がある. そこで、モジュール番号 21 以降の delay ラインをモジュール番号 22 の後ろからとるように直すことで対処する.

パイルアップの問題 プラスチックシンチレータのアナログ信号は 500 kHz ものハイレートである. 今回のエレクトロニクスでは 1350 ns のアナログ delay を用い、gate 幅を 250 ns にしてチャージ積分している. このままではパイルアップによりプラスチックシンチレータのエネルギーが過大評価されている. そこで、次回の実験ではプラスチックシンチレータのアナログ delay をとらず、モジュールの fast clear を用いることでパイルアップの影響を減らすことで対処する.

LaBr₃ に同期したプラスチックシンチレータのエネルギー

パイルアップに由来するバックグラウンドを効果的に除去するために、LaBr₃ に同期したプラスチックシンチレータの信号を取得している. これを PsOnTime シグナルと呼ぶことにする. こ

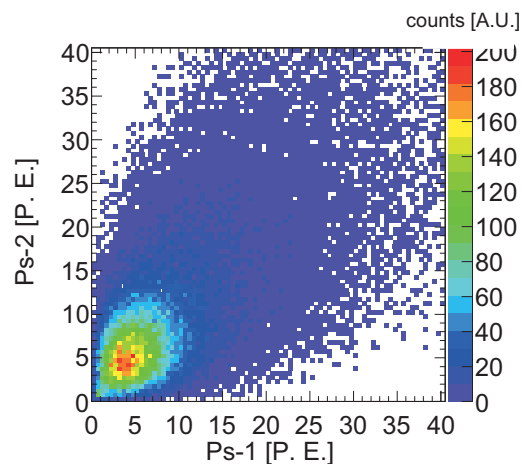


図 4.2: Ps-1 と Ps-2 の比較

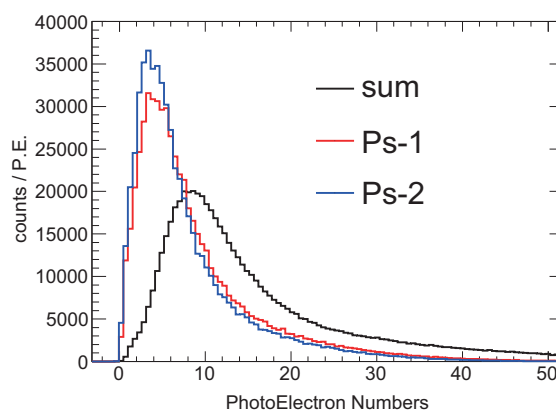


図 4.3: Ps-1, Ps-2, 及びその合計

これは, LaBr_3 のシグナルを取得するための QDC-1 を用いて測定した. 結果は図 4.4 である.

右側のピークは, LaBr_3 で検出される γ 線に同期してプラスチックシンチレータでシグナルが検出されている. つまり陽電子と γ 線に時間差がなく, よってポジトロニウムを作らない対消滅に該当する. それらの大半はプロンプト崩壊であるが, パイルアップイベントも多く含んでいる.

左側のピークはペDESTAL, すなわち LaBr_3 に同期したプラスチックシンチレータのシグナルが無かったイベントである. 我々が欲しいのは, パイルアップの無い, このペDESTALイベントである. これは 4.4.3 節においてカット条件として用いられる.

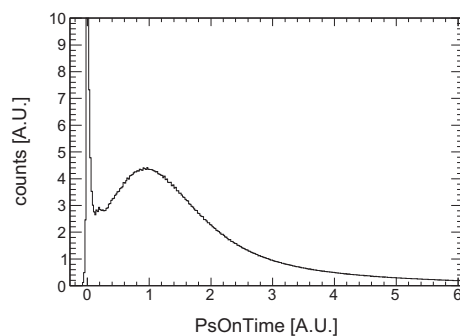


図 4.4: LaBr_3 に同期したプラスチックシンチレータのシグナル. 左のピークがペDESTALでゼロ点にあわせ, 右のピークが 1 になるようにキャリブレーションされている.

4.2.2 LaBr₃ のシグナル

1つの LaBr₃(Ce) 結晶から得られた生データを図 4.5 に示した。自身がシステムのトリガを作る場合はシグナル検出, それ以外の場合はペDESTALをとることになる。

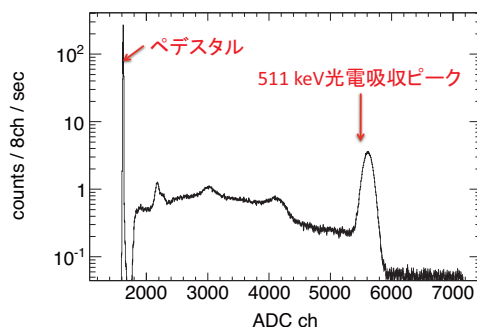


図 4.5: 1つの LaBr₃ で検出されるエネルギースペクトラム。横軸は ADC のチャンネルである。

511 keV の光電吸収ピーク

2光子崩壊に由来する γ 線の光電吸収ピークは, 511 keV に作られる。次の関数 $f(x)$ によってフィットした。

$$f(x) = p0 \exp \left[- \left(\frac{x - p1}{\sqrt{2} p2} \right)^2 \right] + p3 + p4 x \quad (4.1)$$

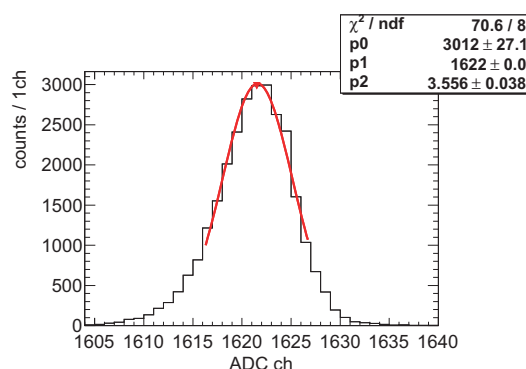
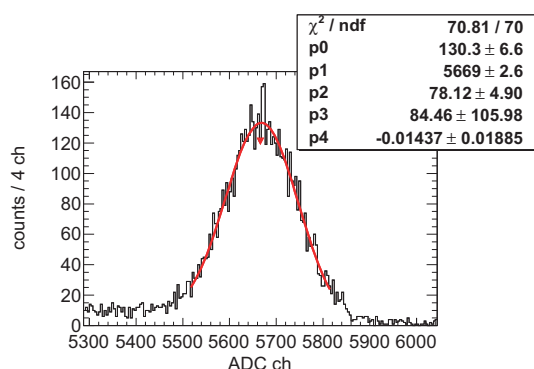
光電吸収ピークのバックグラウンドは一次関数と近似してフィットした。フィット結果の一例が図 4.6 に示されている。エネルギー分解能は各 LaBr₃ 結晶ごとに異なり, LaBr₃-1 から順に FWHM=4.5, 4.2, 4.1, 3.7% @ 511keV であった。これは結晶の個体差に加え, 使用した Fine Mesh 型光電子増倍管 R5924-70 の個体差の影響も大きい。特に LaBr₃-4 のエネルギー分解能が他を大きく上回っているのは, 使用した光電子増倍管の光電面における量子効率が高いからである。

ペDESTAL

ペDESTALはガウシアンを用いてフィットされ, エネルギースペクトラムの0点を決めた。フィット結果の一例が図 4.7 に示されている。

4.2.3 タイミングスペクトラム

TDC に取得された情報は, LaBr₃ のタイミングと, プラスチックシンチレータのタイミングとの差をとることで, ポジトロニウムの崩壊曲線を描くことになる。崩壊曲線のゼロ点は, ポジトロニウムを作らない陽電子と電子の対消滅のタイミングで決定された (プロンプト崩壊)。その際, 低エネルギー領域では Time Walk によってタイミングが遅れる。よって光電吸収ピーク 511 keV 周囲 3σ

図 4.6: LaBr₃ の光電吸収ピークのフィット図 4.7: LaBr₃ のペダスタルのフィット

のデータのみを使い、タイミングのゼロ点が決定された。得られた時間分解能は、LaBr₃ から順に、FWHM=2.9, 3.0, 2.8, 3.0 ns であった。各 LaBr₃ 同士のタイミング差をとってガウシアンでフィットし $\sqrt{2}$ で割ると、LaBr₃ 1つの時間分解能を求めることが出来るが、これは総じて FWHM=1 ns 程度であった。よって時間分解能の大半はプラスチックシンチレータが決められていると考えられる。

LaBr₃ 結晶の時間分解能は 511 keV で最高 FWHM=200 ps 程度であるが、今回は 1 ns であった。これは、 $\sigma=0.5$ ns 程度に対応するが、TDC の時間分解能が 0.5 ns であるので、こちらで決まっているとわかる。その後、4.2.4 節の補正をかけ、正しいタイミングスペクトルが作られた。

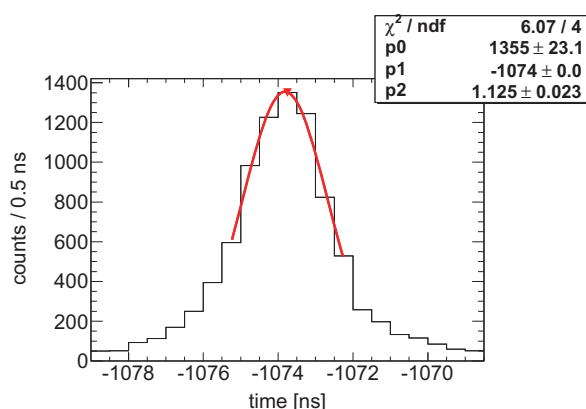


図 4.8: プロンプト崩壊時刻のフィット。コインシデンストリガをかける LaBr₃ のタイミングから、1350 ns delay させたプラスチックシンチレータのタイミングを引き算するため、負の値をとっている。

4.2.4 Time Walk の補正

LaBr₃ が discriminator の THR を超えるタイミングは、LaBr₃ の立ち上がりの速さに依存して、エネルギーの低いシグナルほど遅くなる。これが Time Walk と呼ばれる現象で、補正を行わない

と低エネルギーほど時間が遅くなってしま¹。

Time Walk は以下のようにして補正した。

1. まずタイミングスペクトラムをエネルギーの中央値 E keV, 幅 25 keV 刻みに作る。
2. それぞれをのpromptピークをガウシアンでフィットし, 中央値を t_0 とする。
3. 各 $(E \text{ keV}, t_0)$ をプロットし, 関数

$$f(E) = \frac{p0}{E} + p1 \cdot E \quad (4.2)$$

でフィット。

4. 各時間の値 t を $t - f(E)$ と補正。

補正前と補正後の2次元グラフが図4.9と図4.10である。図4.9には, 補正に使った25 keV刻みのポイントが黒点で, フィット結果が赤線で同時に描かれている。Time Walkの補正後, エネルギー100 keV以上の領域をとって以降の解析が行われた。最終的にキャリアレーションされたエネルギースペクトラムは図4.11, タイミングスペクトラムは図4.12である。

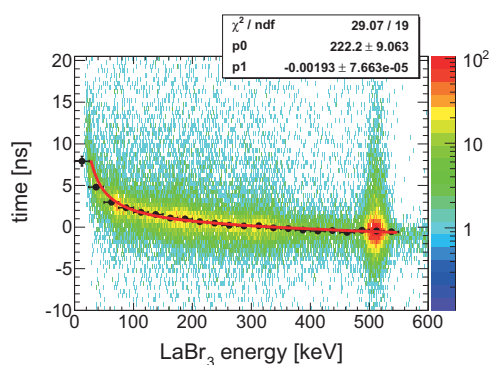


図 4.9: Time Walk の補正前. 低エネルギーでは時間が大きくずれている。

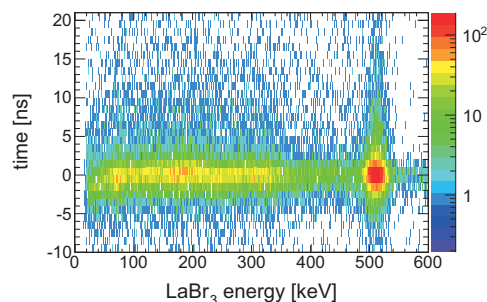


図 4.10: Time Walk の補正後

¹同様のことはプラスチックシンチレータにも言える。しかしプラスチックシンチレータのシグナル形状は, LaBr₃ に比べて高さや立ち上がりの相関が小さく, 全体として影響が 0.5 ns 以下しかなかったため, 今回は無視した。

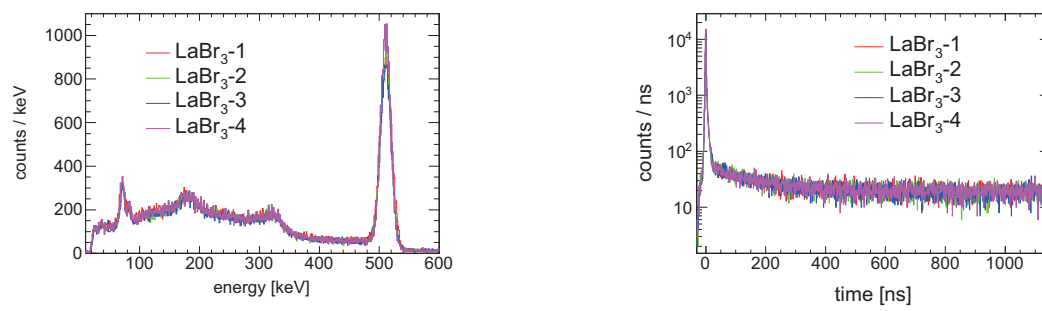


図 4.11: キャリブレーションされた LaBr₃ から 図 4.12: キャリブレーションされたタイミングスペクトラムのエネルギー

4.3 ポジトロニウムの基本的解析

ポジトロニウムの寿命と生成効率を以下の方法で評価した。以下の解析は、測定した全データではなく、共振の無い(すなわちポジトロニウム遷移の起こりえない)イベントの一部を用いている。

4.3.1 ポジトロニウムの寿命

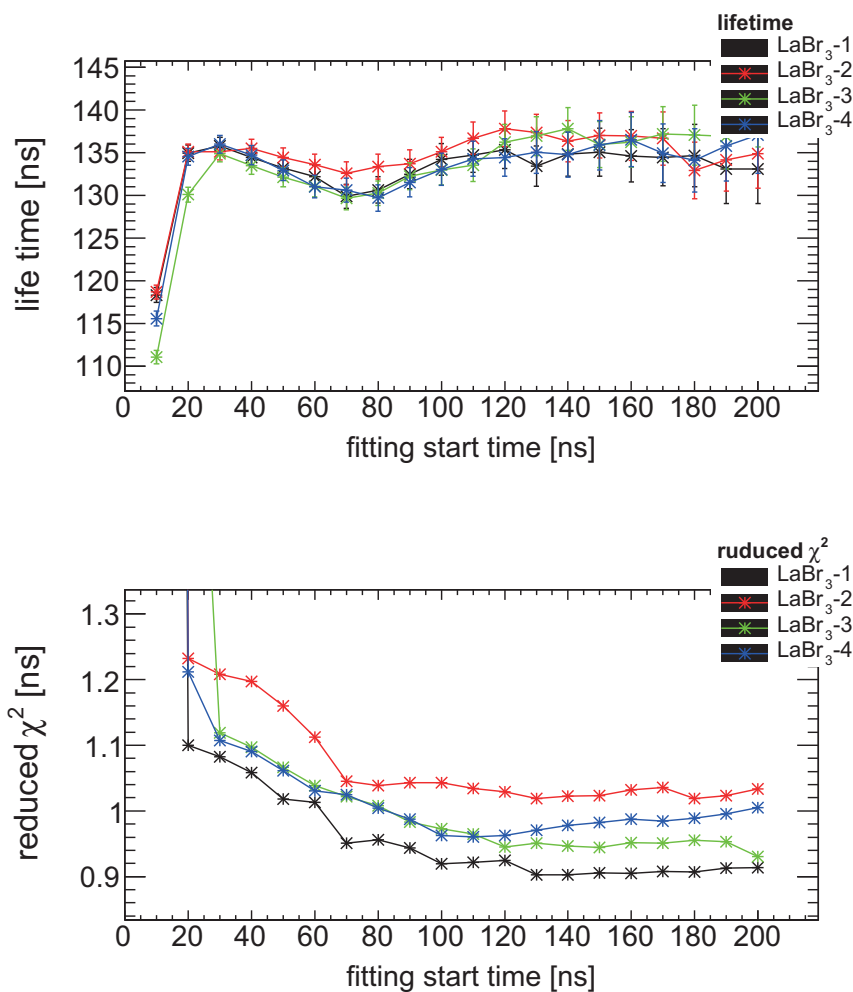


図 4.13: o -Ps 寿命曲線のフィットのフィット開始点依存性. 上図は寿命, 下図は χ^2/ndf である. フィット開始範囲を 10 ns から 200 ns まで変化させた.

ポジトロニウム (正確には o -Ps) の寿命は、ポジトロニウム崩壊曲線をフィットすることで求めることができる。ポジトロニウム中の陽電子がガス中の電子と相互作用して崩壊するイベント (pick-off 崩壊) のために、ポジトロニウムの寿命は真空中での値よりも短くなる。

3 光子崩壊のイベントを効率よく選ぶために、コンプトンフリーなエネルギー領域 ($380 < E <$

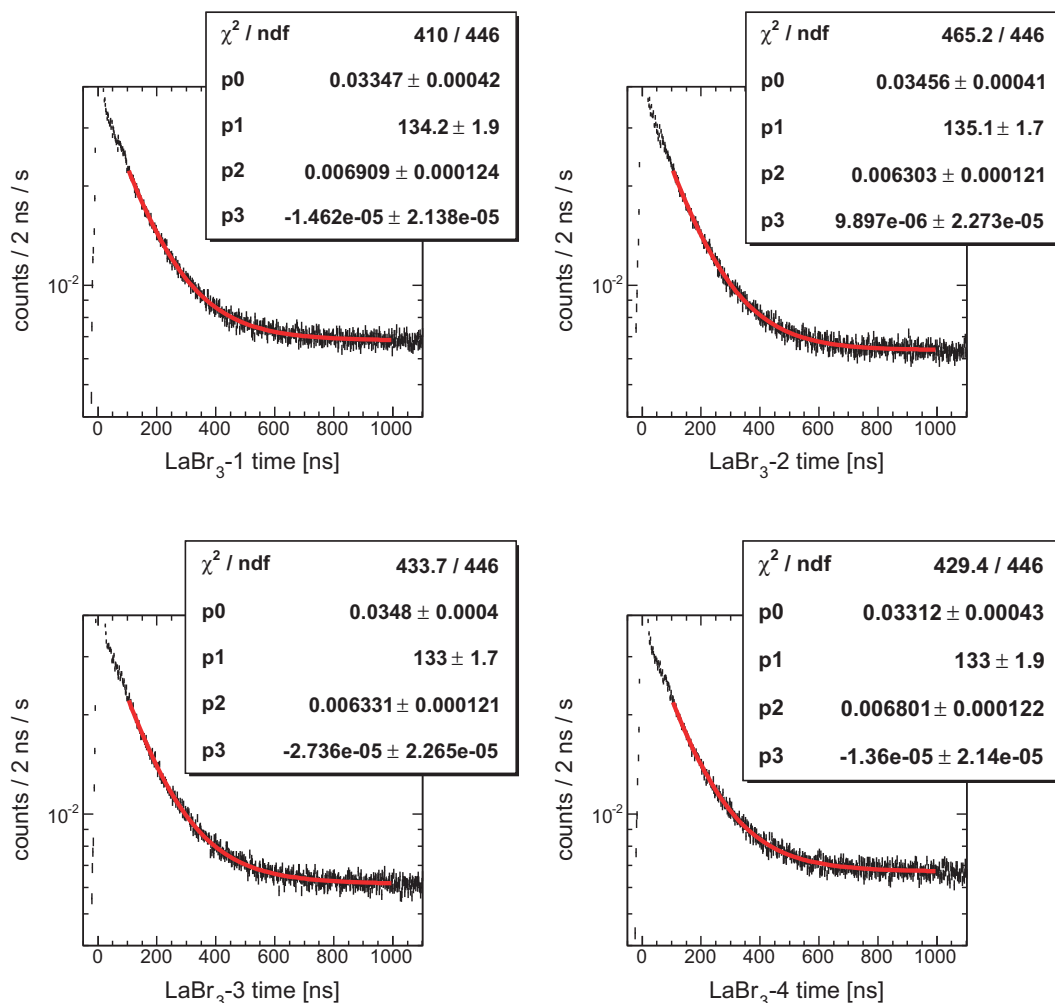


図 4.14: *o*-Ps の寿命曲線のフィット. 左上が LaBr₃-1, 右上が LaBr₃-2, 左下が LaBr₃-3, 右下が LaBr₃-4 の結果である. フィット範囲は 100 ns から 1000 ns のときのフィット結果である.

460 keV) をカットして,

$$f(x) = (p_0 e^{-x/p_1} + p_2) e^{p_3 \cdot x} \quad (4.3)$$

でフィットした. フィット範囲は, 後ろ側は 1000 ns に固定するのだが, フィット開始点はプロンプト崩壊, 低速陽電子, さらにはポジトロニウムの熱化の影響を受ける可能性がある. そこでフィット開始点を 10 ns から 10 ns 刻みで 200 ns まで変化させつつフィットを行った.

フィット開始点を変えたときの寿命の変化が図 4.13 に示されている. 上図が寿命で, 下図が χ^2/ndf である. これを見ると, 100 ns を超えた辺りから寿命のフィットが安定してくるとわかる. χ^2/ndf は 0.9 から 1.1 の間におさまるが, 100 ns 以前は悪い. その理由は, タイミングスペクトラムに除去しきれていないノイズがのっていることが挙げられる. 図 4.13 の上図で, 寿命の値が大きくなるっていることにも対応している. これはノイズによる山を乗り越えている効果だと考えられる².

² ポジトロニウム寿命曲線の最初の数 ns の間には, イソプタン 0.1 atm 中での低速陽電子の影響がある. 以上のように *o*-Ps の寿命曲線が決定したら, さらに違う崩壊率の曲線を追加し, フィット開始地点を 10 ns よりも近づけていくことで低速陽電子の寿命がフィット出来る. これを試したところ, 理論予想 3.4 ns に対して大体 4 ns という値が出た. し

寿命のフィットの一例が図 4.14 に示されている。これは χ^2/ndf が安定する、フィット開始点を 100 ns にした場合のフィットである。これにより、寿命は 133.8 ± 1.2 ns とわかる。真空中での *o*-Ps の寿命 142 ns に比べて pick-off の効果で寿命が短くなっている。pick-off 崩壊レート $\Gamma_{\text{pick-off}}$ は、

$$\frac{1}{142 \text{ ns}} + \Gamma_{\text{pick-off}} = \frac{1}{133.8 \text{ ns}} \quad (4.4)$$

に従って計算出来、値は $\Gamma_{\text{pick-off}} = 4.31(4) \times 10^{-4} \text{ ns}^{-1}$ となった。これは、*o*-Ps の崩壊レート $\frac{1}{142 \text{ ns}}$ に比べ、6.1%である。すなわち、生成した *o*-Ps は 6.1%の確率で pick-off 崩壊を起こして 2 光子消滅する

4.3.2 ポジトロニウム生成効率

ここでいうポジトロニウム生成効率とは、窒素 0.9 atm とイソブタン 0.1 atm の混合ガス中で陽電子が停止したうち、何割がポジトロニウムになるか、という確率 x である。ガス中での停止確率はモンテカルロ・シミュレーションを用いて評価した。モンテカルロ・シミュレーションと実測における、トリガー効率や γ 線検出効率、陽電子停止確率の微妙な違いの効果を極力減らすため、以下のようにして見積もった。

1. 実験における *o*-Ps 検出数を $N_{\text{data}}^{3\gamma}$ 、*o*-Ps も含めた全 γ 線検出数を $N_{\text{data}}^{\text{all}}$ とする。
2. モンテカルロ・シミュレーションにおいて、ガス中に陽電子が停止して 2 光子崩壊を観測する数を $N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{gas}}$ 、3 光子崩壊を観測する数を $N_{\text{MC}}^{3\gamma, \text{gas}}$ とし、ガス中以外で止まった陽電子から 2 光子崩壊を観測する数を $N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{wall}}$ とする。これらは陽電子の停止確率と γ 線の検出効率の情報で、シミュレーション上ではポジトロニウム生成効率 x のみが含まれていないことに注意する。
3. モンテカルロ・シミュレーションにおける全 γ 線検出数 N_{MC} は、

$$N_{\text{MC}}^{\text{all}} = \left[x \left(0.25 \cdot N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{gas}} + 0.75 \cdot N_{\text{MC}}^{3\gamma, \text{gas}} \right) + (1-x) N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{gas}} + N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{wall}} \right] \quad (4.5)$$

と表される。最初の 2 項はガス中で陽電子が停止し、ポジトロニウムを作ったイベントで、スピン統計により *p*-Ps には 0.25、*o*-Ps には 0.75 がかかっている。第 3 項はガス中で停止したがポジトロニウムを作らず対消滅したイベントで、プロンプト崩壊の一部と低速陽電子を含む。最後の項はガス中ではなくプラスチックシンチレータやガスチェンバーの壁で対消滅したイベントである。

4. データとシミュレーションの値それぞれに対し、全体の γ 線検出数に対する *o*-Ps の比 R_{data} 、 R_{MC} をとる。

$$R_{\text{data}} = \frac{N_{\text{data}}^{3\gamma}}{N_{\text{data}}^{\text{all}}} \quad (4.6)$$

$$R_{\text{MC}} = \frac{N_{\text{MC}}^{3\gamma, \text{gas}}}{N_{\text{MC}}^{\text{all}}} \quad (4.7)$$

しかし寿命曲線の最初の方は除去しきれないノイズの影響が大きく、 χ^2/ndf が 5 程度と、極めて悪いフィットしか出来なかった。

表 4.2: ポジトロニウム生成効率

| | |
|---------------------------------------|---|
| $N_{\text{data}}^{\text{all}}$ | $283 \pm 17 \text{ s}^{-1}$ |
| $N_{\text{data}}^{3\gamma}$ | $19.3 \pm 0.4 \text{ s}^{-1}$ |
| $N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{all}}$ | $5.14 \text{ } 1(7) \text{ } 10^{-4} (\text{MC 全イベント中の割合})$ |
| $N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{gas}}$ | $1.25 \text{ } 2(4) \text{ } 10^{-4} (\text{MC 全イベント中の割合})$ |
| $N_{\text{MC}}^{3\gamma, \text{gas}}$ | $1.75 \text{ } 5(3) \text{ } 10^{-4} (\text{MC 全イベント中の割合})$ |

5. $R_{\text{data}} = R_{\text{MC}}$ をポジトロニウム生成効率 x について解いて,

$$x = \frac{\frac{4}{3} N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{all}}}{N_{\text{MC}}^{3\gamma, \text{gas}} \left(\frac{N_{\text{data}}^{\text{all}}}{N_{\text{data}}^{3\gamma}} - 1 \right) - N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{gas}}} \quad (4.8)$$

となる. ここから x がわかる. ただし, $N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{all}} = N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{gas}} + N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{wall}}$ と定義した. x の値は実験データ同士の比, 及びシミュレーション同士の比にしかよらない.

データとシミュレーションで同等のカット条件の下で各 N を求める. ここで, 比をとって比較するために N は相対値で良いことに注意する. 今回は back-to-back に配置された LaBr_3 がいずれも 100 keV 以上である, というカットをかけた.

データからの $N_{\text{data}}^{3\gamma}$, $N_{\text{data}}^{\text{all}}$ の見積もり $N_{\text{data}}^{\text{all}}$ は, カット条件をみだす全イベント数である. 今回はそれを livetime で割って使用した. 一方の $N_{\text{data}}^{3\gamma}$ に関しては, カット条件を満たしたうち, 独立なイベントに関して全検出器で総和をとった. そして 4.3.1 節と同様に寿命フィットを 100 ns から 1000 ns にかけて行った. すると 4.3 のうち, $p_0 e^{-x/p_1}$ が $o\text{-Ps}$ 由来の項となる. その全時間積分 $p_0 \cdot p_1$ が, 求めたい 3γ 検出数となる. フィット結果は $p_0 = 0.150 \pm 0.002 [1\text{ns/s}]$, $p_1 = 129.1 \pm 2.1 [\text{ns}]$ である. 結果は表 4.2 にまとめられている.

シミュレーションからの $N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{gas}}$, $N_{\text{MC}}^{3\gamma, \text{gas}}$, $N_{\text{MC}}^{2\gamma, \text{wall}}$ の見積もり カット条件は, 実験と同じく back-to-back に配置された LaBr_3 がいずれも 100 keV 以上というものに加え, プラスチックシンチレータで落とされるエネルギーが両側で 1.P.E. 以上という条件を加え, 実験の状況に近づけている. 2 光子崩壊の寄与は殆ど prompt 崩壊によるものなので, 3.7 節の typeI イベントを用いて, 1275 keV のガンマ崩壊込みで計算した. 一方の 3 光子崩壊は typeII のイベントが用いられた. 結果は表 4.2 にまとめられている.

以上により, 陽電子が窒素 0.9 atm, イソプタン 0.1 atm のガス中で停止したうち, ポジトロニウムを作る効率 x は,

$$x = 0.30 \pm 0.02 (\text{stat.}) \pm 0.03 (\text{sys.}) \quad (4.9)$$

と分かった. ここで, 系統誤差は 3.7 節で評価されたモンテカルロ・シミュレーションの系統誤差 10%をつけた.

4.4 イベントセレクション

以下ではポジトロニウム直接遷移のシグナル検出のためのイベントセレクションについて述べる。イベントセレクションはまとめると以下の通り。

オフライントリガー ノイズの寄与を減らすために、イベントセレクションに先立って性質のよいイベントを選んだ。まず両側のプラスチックシンチレータで正しく陽電子がタグされている必要がある。今回はプラスチックシンチレータで $\text{THR}=0.3$ を設定した。これは光電子数に直すと両側読み出しの片側で 1.5 P.E. に相当する。

また LaBr_3 が 2 つのみ鳴り (3 つ以上は TDC 情報を基準にして除去)、その 2 つの LaBr_3 の時間差の分布が 3σ 以内のものを選んだ。その上で、back-to-back の位置にある LaBr_3 結晶に関して、100 keV 以上を要求した。これはエレクトロニクスで決まった on-line トリガー 20 keV がゲインの変動に弱いことと、Time-Walk の補正が正しく機能するのが 100 keV 以上のみという 2 つの理由による。実際には次に述べるように、すぐ 511 keV 周囲の Energy Cut を要求する。

Energy Cut まず back-to-back に配置した 2 つの LaBr_3 結晶の組で、どちらも $511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ の範囲内、という Energy Cut をかける。これにより、2 光子崩壊イベントを選択的にとって行くことができる。

Timing Window $p\text{-Ps}$ の崩壊を含めたプロンプト崩壊と、低速陽電子の対消滅である。これらは Timing Window を適切に数 10 ns 以降に設定すれば完全に除去出来る。これがもっとも多くのバックグラウンドを除去する。

PsOnTime Cut プラスチックシンチレータにエネルギーを落とすタイプのパイルアップイベントは、Timing Window をかけて残ったバックグラウンドの中で、他に比べて 10 倍以上多い。これは図 3.19 に示されているように、プラスチックシンチレータが鳴った後に、次の対消滅イベントが $o\text{-Ps}$ 崩壊のように見えてしまうイベントである。これは対消滅の γ 線に同期して陽電子がプラスチックシンチレータにエネルギーを落とす。よって LaBr_3 が鳴ったタイミングでプラスチックシンチレータのシグナル (PsOnTime) がペDESTALである、という要求で除去出来る

以上のイベントセレクションを通過し、最終的に残るバックグラウンドは、

1. $o\text{-Ps}$ 3 光子崩壊のコンタミネーション
2. pick-off イベントによる 2 光子崩壊 (シグナルとほぼ同じ性質を持つ)
3. パイルアップイベント

である。

今回の実験で実際にイベントセレクションを行うことで、データ取得システムの改善点が判明した。今後、ポジトロニウム直接遷移を観測する本実験においては、今回得られた改善点を修正して実験を行う。現段階では、統計が少なく直接遷移を確認出来たとは言えない状況である。以下では、今回のイベントセレクションの様子と改善点に関して述べる。

4.4.1 Energy Cut

観測すべき直接遷移のシグナルは、寿命を持った2光子崩壊イベントである。シミュレーションの結果である図3.24より、3光子崩壊が2光子崩壊の一部に重なってくるため、エネルギーを511 keVの周囲でカットしなければならない。今回は $511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ でのカットが選択した。それが図4.15に示してある。

しかし、これだけでは3光子崩壊のコンタミネーションはまだ多く、1275 keVの γ 線に由来するパイルアップの影響も大きい。2光子崩壊は back-to-back の崩壊トポロジーを持つ。よって、back-to-back に配置された LaBr₃ で同時に検出されること要求する。

3.7.3節で示したように、シミュレーションではポジトロニウムは Fabry-Pérot Cavity 方向に対して広がる。それを示したのが図4.16の青色の領域である。ジャイロトロンからのパワーは図の左側から入射し、中央の Fabry-Pérot Cavity 内部に蓄積される。ポジトロニウム生成領域の広がりにより、図に緑色で示された LaBr₃ 結晶 L1 では、back-to-back となる組みはチェンバーの逆サイドにある L2 と L3 の2つとなる。以下の解析ではこのような全ての組みに対し、 $511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ のカットを要求する。L1 と L3 で検出されるエネルギーの例が図4.17である。この図に赤い四角で示された領域がエネルギーカットの領域である。

このエネルギーカットに関してはこのプロトタイプ実験で特に問題は発見されなかった。よって直接遷移を観測する実験でも全く同様の方針をとる。

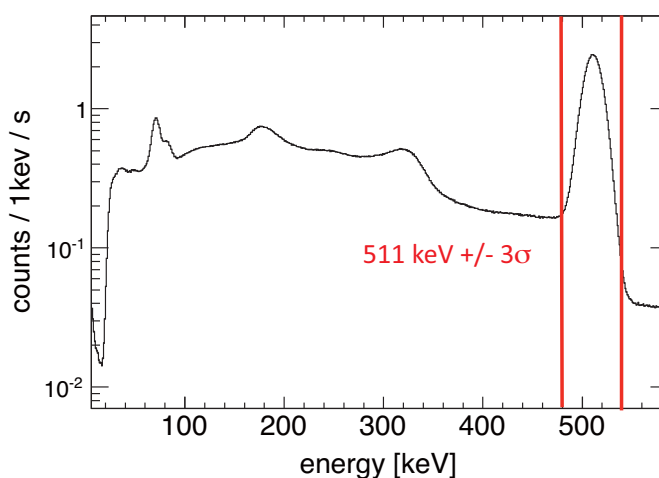


図 4.15: 1次元でみた Energy Cut の範囲。 $511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ でカットする。

4.4.2 Timing Window

Timing Window の範囲は、プロンプト崩壊を含まないことが条件である。図4.13にあるように、今回の実験で得られたタイミングスペクトラムは100 ns程度までノイズがのっており、信頼性が低く使用出来ない。そこで、150 ns から320 ns で Timing Window をとった。

今回の実験の条件である、入力周波数約202.9 GHz、Cavity内蓄積パワー10 kWの場合の、直接

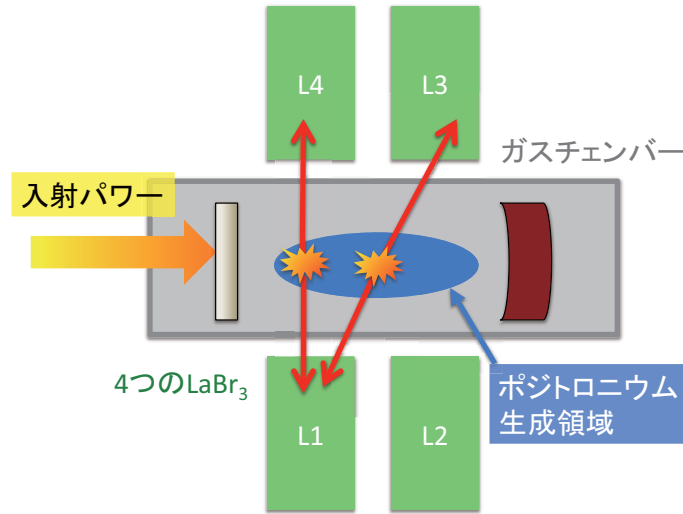


図 4.16: back-to-back の崩壊トポロジー. 一つの LaBr_3 に注目すると, back-to-back となる配置の LaBr_3 は 2 つある.

遷移確率を時間に対してプロットしたのが図 4.18 である. 遷移確率は指数関数的に減っていくため, 100 ns 以下の領域がとれないと遷移確率が半分以下になってしまう. この Timing Window を使用した場合, $o\text{-Ps}$ から $p\text{-Ps}$ へと遷移する確率は積分して 0.5% 以下であり, 今回の実験で直接遷移を観測することは難しい. しかもまだ見つかっていないノイズが Timing Window 内部に存在する可能性もある.

Timing Window の問題点と改善案

100 ns 付近までに発生しているノイズの原因は, LaBr_3 からくるシグナルのダブルパルスであると考えられる. これは図 3.18 の ⑨を TDC のスタートとしているため, アクシデンタルに LaBr_3 シグナルのダブルパルスが TDC スタートタイミングとなってしまう場合があるからである. そこで, 次回からは TDC のスタートを ④とし, ⑨の Main Trigger が開かなかった場合に TDC に fast clear をかけるように改造する. これでダブルパルスの影響はなくなる.

4.4.3 LaBr_3 に同期したプラスチックシンチレータのシグナル (PsOnTime) に対するカット

PsOnTime シグナルに対し, ある THR 以下のイベントのみを選び出すことで, パイルアップが除去される. この THR は以下のようにして決定した.

両側読み出しのプラスチックシンチレータの信号である PsOnTime の両方で THR を超えたものが, 熱電子等では無い真のパイルアップである. しかしこのイベントは必然的にプロンプト崩壊を含んでいるため, まず初めに Timing Window 100-320 ns をとり, プロンプト崩壊の影響をなくす. 除去すべきパイルアップレート R_{pileup} は以下の式から予測出来る.

$$R_{\text{pileup}} = T_c \times R_p \times R_L \times R_t \quad (4.10)$$

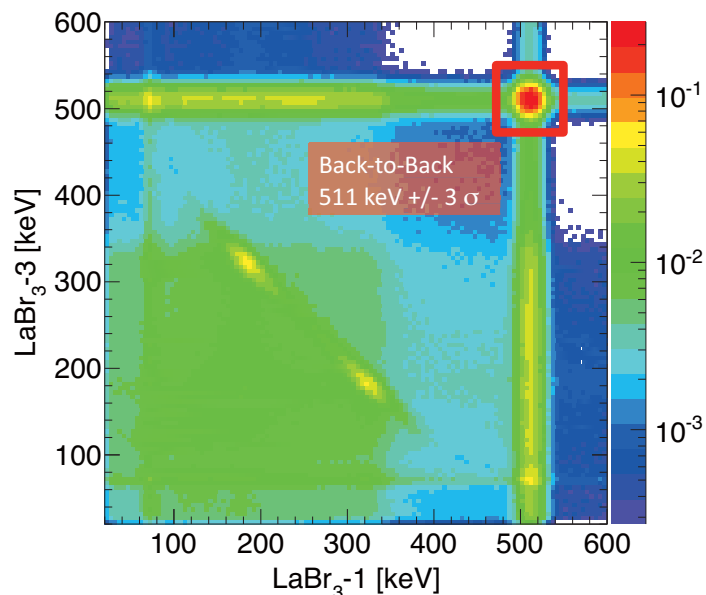


図 4.17: 2次元でみた Energy Cut の範囲. back-to-back の配置にある 2 つの LaBr₃ に対して, 511 keV \pm 3 σ を要求する.

ここで, T_c はプラスチックシンチレータ信号と LaBr₃ 信号のコインシデンス幅で, 図 3.15 の B と C に対応し 1220 ns. R_p は同図 B の両側プラスチックシンチレータのコインシデンスレートで, 187 kHz であった³. R_L は同図 C の LaBr₃ の任意の 2 つが鳴るレートで, 722 Hz であった. R_t は Timing Window の全体に対する割合であり, パイルアップが平らだとするとタイミングスペクトラムの全幅 1130 ns との比をとって $R_t = \frac{220 \text{ ns}}{1130 \text{ ns}} = 0.195$. これらから予想されるパイルアップは $R_{\text{pileup}} = 32.2 \text{ Hz}$ だと分かる. そして, THR の値を変えたとき PsOnTime でカットされるイベントレートを調べて予想とあう THR を探す. カットされるイベントレートを表 4.3 にまとめた. 表からは, THR=0.1 から 0.05 程度が予想値に近い.

図 4.4 をみると, 確かに THR=0.1 とするとペDESTALピーク以外を良く分けることが出来ると読み取れる. 以上, レートとスペクトラムの形状から判断して, 2 つの PsOnTime 双方で THR=0.1 以上となるイベントがパイルアップであり, 除去すべきであるとわかった.

PsOnTime シグナルにおける問題点と改善案

この PsOnTime のイベントセレクションにはタイミングスペクトラムを歪ませる効果があった. それを示したのが図 4.19 である. この図は共振の無いときの全データに対し, Timing Window 以外の全てのイベントセレクションをかけたときのタイミングスペクトラムである. 赤いスペクトラムがジャイロトロン ON, 黒が OFF である. このスペクトラムに対して Timing Window 積分をとると欲しい結果となる.

この図 4.19 は, イベントセレクションを通過した以下のイベントを含む.

³両側読み出しのプラスチックシンチレータのコインシデンスレートは 280 kHz であったが, 自身が 1200 ns の幅を広げて LaBr₃ とコインシデンスをとるため, 0.33 程度は消えてしまう.

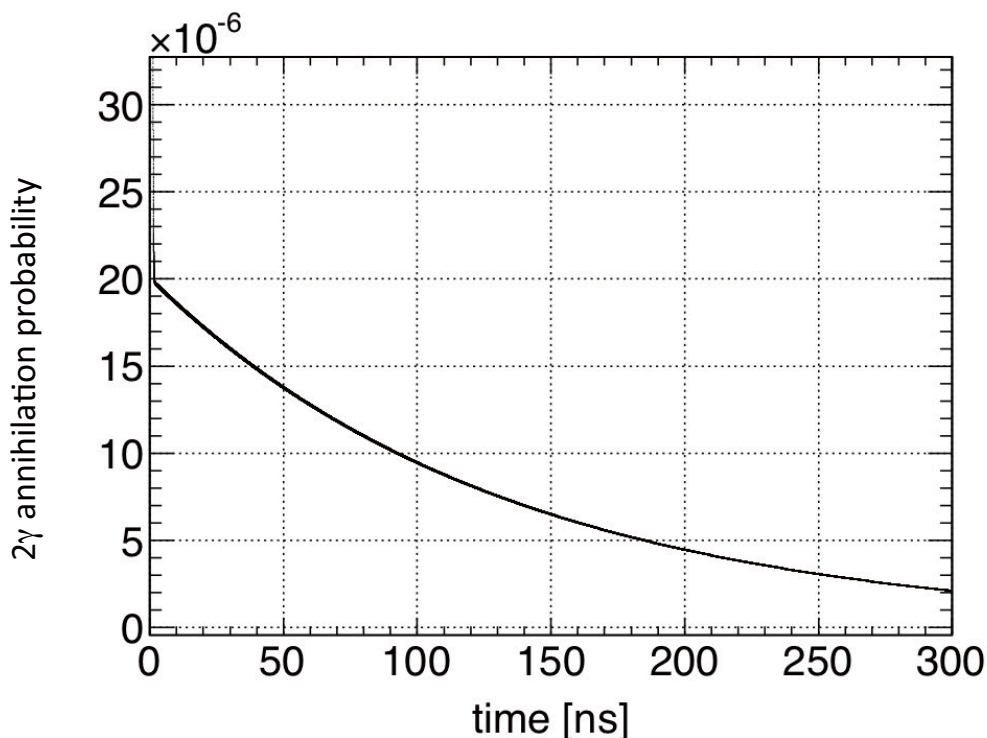


図 4.18: 2 光子崩壊率の時間依存性. 縦軸は 2 光子崩壊率, 横軸はポジトロニウム生成時刻を 0 としたときの時刻である.

1. o -Ps \rightarrow p -Ps 直接遷移シグナル
2. o -Ps の 3 光子崩壊のバックグラウンド
3. o -Ps の pick-off 崩壊バックグラウンド
4. PsOnTime で取り除けない (プラスチックシンチレータでタグされない) パイルアップイベントのバックグラウンド

初めの 3 つは寿命構造を持ち, 最後のパイルアップイベントは時間によらないバックグラウンドである. よって理想的には 0 ns から指数関数的な減衰が始まり, 途中で一定となるタイミングスペクトラムが期待される.

しかし, 図 4.19 はそうになっていない. これは, PsOnTime のチャージを取得している QDC-1 が LaBr₃ シグナルのタイミングで gate を開いていることに由来する. PsOnTime は LaBr₃ シグナルに同期したプラスチックシンチレータのシグナルであるため, パイルアップだけでなく通常のプロンプト崩壊を含む. 今回のように LaBr₃ シグナルで開いた gate でチャージを測った場合, さらにプラスチックシンチレータのシグナル幅だけ LaBr₃ シグナルが遅れるようなイベントも PsOnTime には含まれる. これは正しいイベントであるが, チャージ量によっては PsOnTime の Cut で除去されることになる. この効果により, 大体 100 ns 程度までタイミングスペクトルにバイアスがかかっているのが図 4.19 である. 図 4.18 にあるように, Timing Window はなるべく早い時刻からとりたいのにも関わらず, このバイアスがあると大いに損をしてしまう.

表 4.3: PsOnTime の THR

| THR[A.U.] | pileup rate [Hz] |
|-----------|------------------|
| 0.7 | 21.0 |
| 0.6 | 22.7 |
| 0.5 | 24.3 |
| 0.4 | 25.8 |
| 0.3 | 27.1 |
| 0.2 | 28.6 |
| 0.1 | 30.7 |
| 0.08 | 31.5 |
| 0.05 | 33.7 |

以上から PsOnTime の取り方には改善の余地があると分かった. チャージ ADC をもう一つ用意し, LaBr_3 シグナルに同期して, かつプラスチックシンチレータのアナログ信号の幅に合わせたゲートを使用することで対処する.

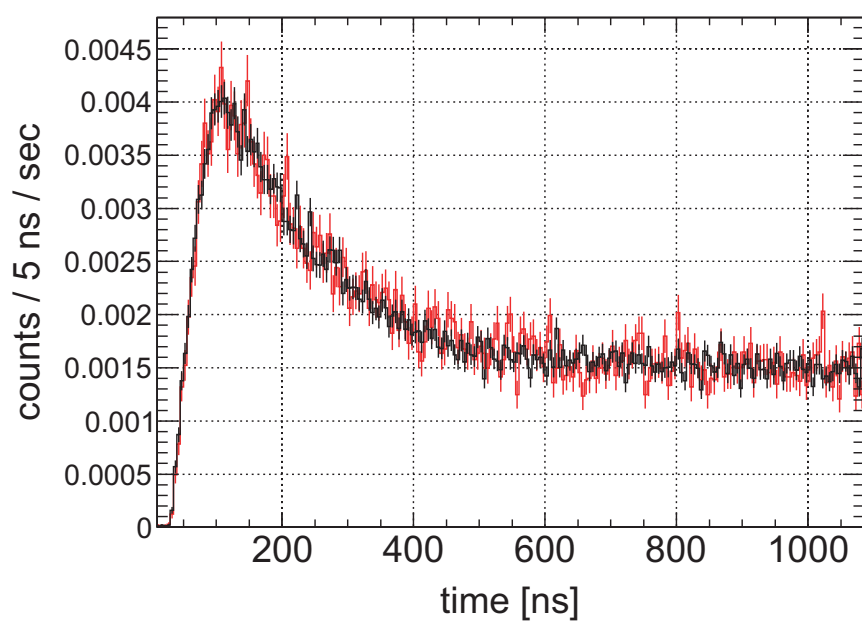


図 4.19: PsOnTime Cut がタイミングスペクトラムに与えるバイアス. Timing Window 以外の全てのイベントセレクションを加え, 独立なイベントに対して各検出器のシグナルの和をとったタイミングスペクトラムである. 共振無し全データを用いている. 赤いスペクトラムがジャイロトロン ON, 黒が OFF である.

4.5 非共振イベントにおけるイベントセレクションの適用

非共振イベントに対して4.4節のイベントセレクションを実際に適用した時の、イベント数の変化とスペクトラムの形状を見る。さらに、このイベントセレクションが予想通り働いているかどうかをモンテカルロ・シミュレーションと比較することで調べる。

4.5.1 イベントセレクションを行う前

図4.20はイベントセレクションを行う前の、1つの LaBr_3 結晶で検出されるエネルギースペクトラムである。ただしオフライントリガーはかかっている。オフライントリガーをかけることで、イベント数は全体の19.3%となった。ここで除去されたのはノイズでトリガーがかかったものや、1つの LaBr_3 に大きなエネルギー、もう反対側に小さなエネルギー落とすようなコンプトン散乱の寄与である。511 keVの光電吸収ピークが1となるようにノーマライズした。Timing Windowをかけていないこの段階では、データには様々なシグナルが混在しており、モンテカルロ・シミュレーションとの比較は不可能である。

4.5.2 Energy Cut 後

Energy Cutを施したあとのスペクトルが図4.21である。Back-to-backの配置にある相手の LaBr_3 検出器で $511\text{ keV} \pm 3\sigma$ のエネルギーを検出した場合の、1つの LaBr_3 検出器で検出されるエネルギースペクトラムである。このスペクトルで511 keV周囲 3σ をとることでEnergy Cutは達成される。

このEnergy Cutにより、イベントはオフライントリガーの10.3%に減る。ここで除去されているのはコンプトン散乱によるイベントと、 $o\text{-Ps}$ 及びパイルアップの寄与である。図4.20に比べ、340 keVのコンプトンピークが減少していることが読み取れる。

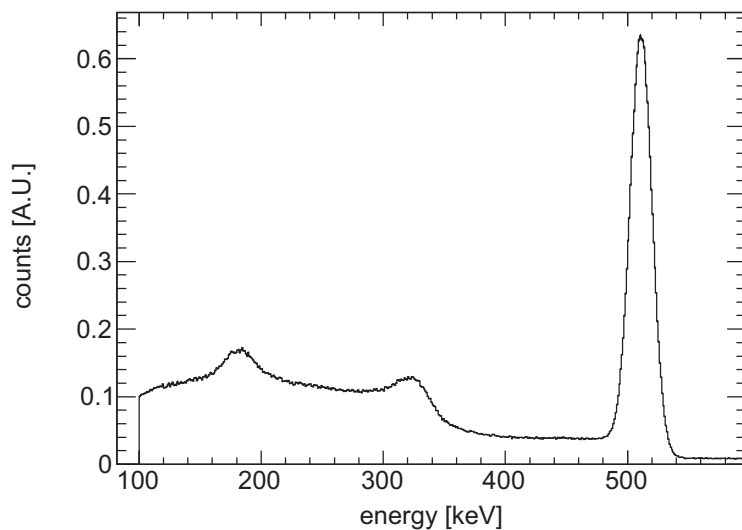


図 4.20: イベントセレクション前の1つの LaBr_3 のエネルギースペクトラム.

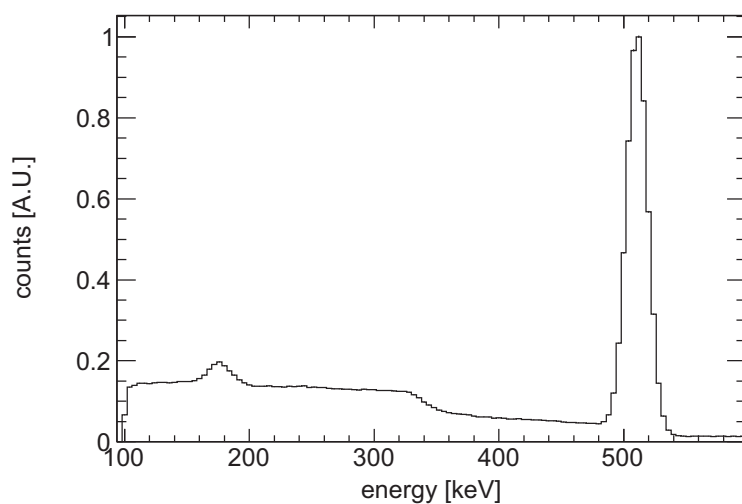


図 4.21: back-to-back セレクション後の1つの LaBr_3 のエネルギースペクトラム. back-to-back の位置にある LaBr_3 結晶で検出されたエネルギーが $511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ だった場合の、 LaBr_3 結晶で検出されるエネルギーである. このスペクトラムで 511 keV 周囲 3σ を見ると、イベントセレクションで要求された Energy Cut となる.

Timing Window

図 4.22 は Timing Window 150 ns から 320 ns をかけたときのエネルギー・スペクトラムの比較である。back-to-back の位置にある LaBr_3 結晶で検出されたエネルギーが $511 \text{ keV} \pm 3\sigma$ だった場合の、 LaBr_3 結晶で検出されるエネルギーを、独立な検出器に対して総和をとった。Energy Cut に追加して Timing Window をとることで、オフライントリガーの 0.39% にイベント数は低下する。

Timing Window をとることで、4.3 節で得たポジトロニウムの解析情報を用いてデータの絶対的なレートの比較に意味が出てくる。このスペクトルを作るイベントは大きくわけて 3 光子崩壊のコンタミネーション、pick-off 崩壊、パイルアップである。これらは 3.7 節で説明された方法でシミュレーションにより見積もられている。その上で、実験データと合わせるためにスケールファクターを見積もり使用した。

まず全体に 3.7.4 節で見積もられたタグ効率 $0.92 \cdot 0.67$ がかかる。さらにそれぞれ、以下のスケールファクターをかけてスペクトラムをスケールした。

1. 3 光子崩壊のコンタミネーション : $x \cdot 0.75 \cdot S_{\text{TW}}$
2. pick-off 崩壊 : $(3 \text{ 光子崩壊のスケールファクター}) \cdot \frac{\Gamma_{\text{pick-off}}}{\Gamma_{o\text{-Ps}}}$
3. パイルアップ : $P_{\text{tag}} \cdot W_{\text{TW}}$

ここで x はポジトロニウム生成効率で $x = 0.30$, 0.75 はスピン統計から来る $o\text{-Ps}$ の生成割合, S_{TW} は崩壊曲線の Timing Window 中の面積比であり, Timing Window を t_1 から t_2 としたとき

$$S_{\text{TW}} = e^{-\Gamma \cdot t_1} - e^{-\Gamma \cdot t_2} \quad (4.11)$$

で表され, ここで用いた Γ は pick-off 崩壊率を含めた $o\text{-Ps}$ の崩壊率であり, $\Gamma = \frac{1}{142} \left(1 + \frac{\Gamma_{\text{pick-off}}}{\Gamma_{o\text{-Ps}}} \right) \text{ ns}^{-1}$ である。また $\frac{\Gamma_{\text{pick-off}}}{\Gamma_{o\text{-Ps}}} = 0.061$ は $o\text{-Ps}$ 崩壊に対する pick-off 崩壊の割合であり, P_{tag} はタグ効率を含んだタグのレートで, W_{TW} は Timing Window の幅 320 – 150 ns である。

以上により得られたスペクトラムである図 4.22 をみると, まずパイルアップがほぼ全てを占めていることが分かる。これは次の PsOnTime Cut によって他の寄与と同程度まで除去される。その上で, 絶対的な計数がデータに比ベシミュレーションの見積もりが 20% 程度少ないことが分かる。すなわちパイルアップイベントの見積もりに不備があることを意味している。

そこで, データからパイルアップを見積もり, モンテカルロ・シミュレーションと比較した。Timing Window 800 ns から 970 ns は $o\text{-Ps}$ は崩壊しきっており, ほぼ全てがパイルアップイベントである。この領域でシミュレーションと比較したのが図 4.23 である。なお, ストップレートによるパイルアップイベントの補正は 1% 以下と小さかったために考慮していない。これをみると, 511 keV 光電ピークの数データの方が 10% ほど多く, シミュレーションはパイルアップを過小評価していることが分かる。しかしこれを含めても図 4.22 での差異 20% の説明にはならない。現在この点に関しては調査中であるが, 次の PsOnTime カットをかけるとデータとシミュレーションの予想はかなり近くなるため, 不一致の原因はパイルアップであると考えている。

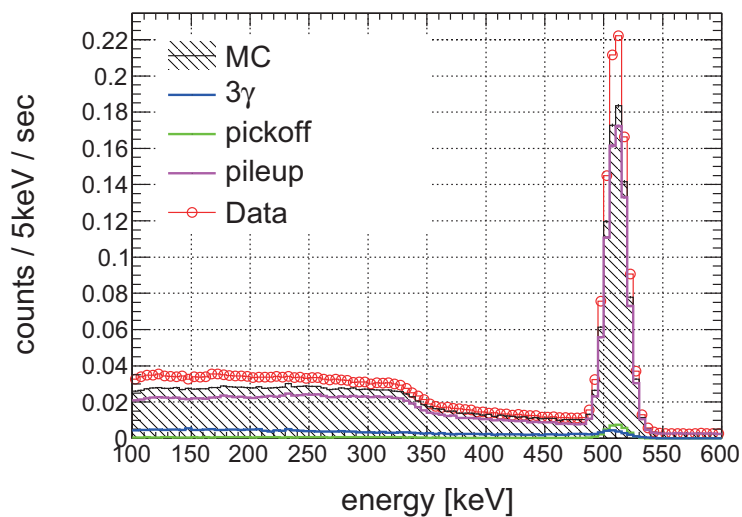


図 4.22: Timing Window をかけたあとのスペクトラム. Energy Cut に加え, ノイズの影響が小さいと考えられる 150 ns から 320 ns をとった場合のエネルギースペクトラム. 赤丸が実験データ, 黒い斜線で表されたのがシミュレーションで予想されるイベントの総和である. うちわけは, 青いスペクトラムが 3 光子崩壊のコンタミネーション, 緑が pick-off, マゼンタがパイルアップである.

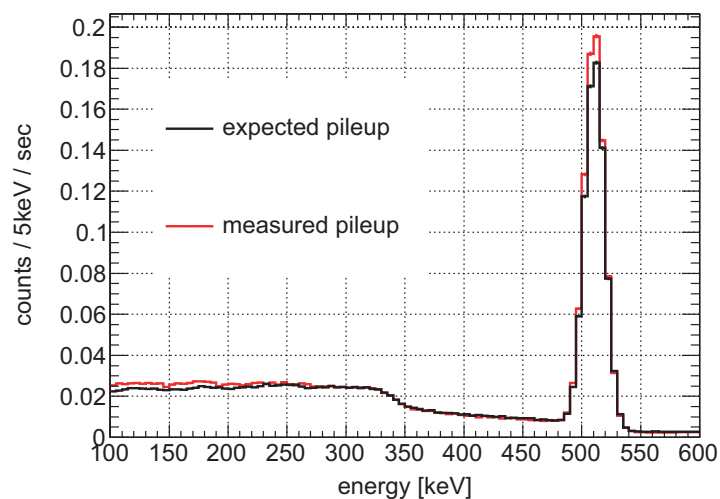


図 4.23: パイルアップイベントに対するデータとモンテカルロ・シミュレーションの比較 1. PsOn-Time カットを加える前のデータとシミュレーションの比較である. 赤線が実験データ, 黒線が図 4.23 で使用した, シミュレーションで予想されるパイルアップイベントである. データは Timing Window 800 ns から 970 ns をとった. ストップレートによるパイルアップイベントの補正は 0.1% 以下と小さかったために考慮していない.

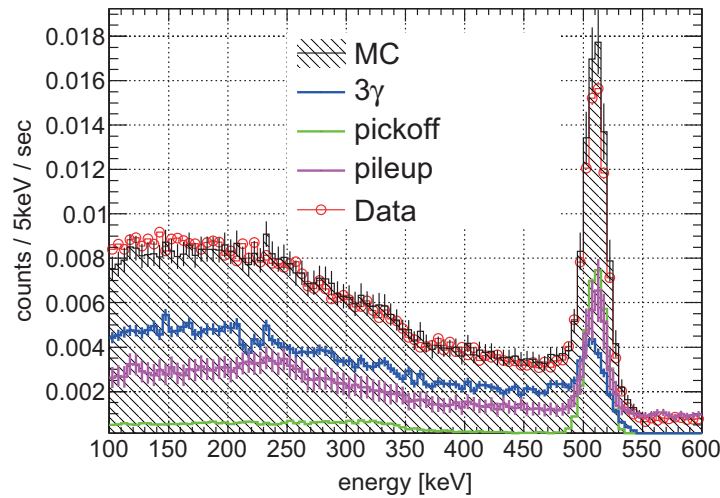


図 4.24: PsOnTime のカットを加えた最終的なエネルギースペクトラム. このスペクトラムで 511 keV 周囲 3σ をとると, 今回のイベントセレクションで得られたレートが分かる.

4.5.3 最終的なエネルギースペクトラム

図 4.24 が PsOnTime の Cut を含めた最終的なエネルギースペクトラムである. 残ったイベント数はオフライントリガーの 0.034% である.

シミュレーションの見積もりは, PsOnTime の Cut によってパイルアップだけ変更される. すなわち, プラスチックシンチレータにエネルギーを落とすようなパイルアップイベントを除去し, 残りの, 陽電子がガスチェンバーに向かわないタイプのパイルアップのみにした. これにより, 3 光子崩壊, pick-off 崩壊, パイルアップの全ての寄与が同程度になった. 3 光子崩壊とパイルアップは 511 keV ピークの低エネルギー側にテールを引いているが, これは Energy Cut により除去される.

また, PsOnTime カットを加える前はパイルアップイベントがデータとシミュレーションでずれていた. PsOnTime カットを加えた後のパイルアップのスペクトラムは図 4.25 である. 今回はシミュレーションの統計誤差が大きいため, 誤差の範囲内でデータとシミュレーションが一致しているが, 511 keV 光電吸収ピークはややデータの方が大きいようである. 今後はパイルアップをデータから評価する方法を視野に入れて考える必要があるだろう.

以上のイベントセレクションにおけるイベント数の変化を表 4.4 にまとめた.

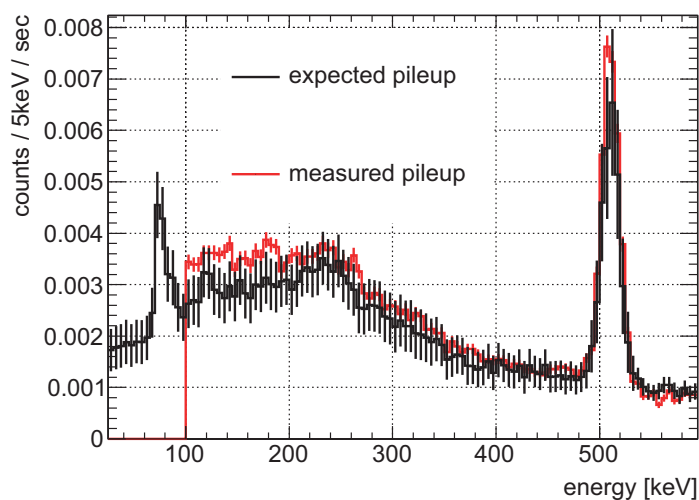


図 4.25: パイルアップイベントに対するデータとモンテカルロ・シミュレーションの比較 2. PsOn-Time カットを加えた後のデータとシミュレーションの比較である. 赤線が実験データ, 黒線が図 4.23 で使用した, シミュレーションで予想されるパイルアップイベントである. データは Timing Window 800 ns から 970 ns をとった. ストッププレートによるパイルアップイベントの補正は 0.1% 以下と小さかったために考慮していない.

表 4.4: イベントセレクションにおけるイベント数変化 (非共振). オフライントリガーはそれ以降全てのカットに対してあらかじめかかっている. livetime は 3 日弱である.

| カット条件 | イベント数 |
|-----------------------------------|-------------------|
| カット前 | 9.3×10^7 |
| オフライントリガー | 1.8×10^7 |
| back-to-back 511keV 3σ (1) | 1.9×10^6 |
| Timing Window (2) | 1.1×10^6 |
| PsOnTime Cut (3) | 1.9×10^6 |
| (1) かつ (2) | 71178 |
| (1) かつ (3) | 26895 |
| (2) かつ (3) | 498544 |
| (1) かつ (2) かつ (3) | 6179 |

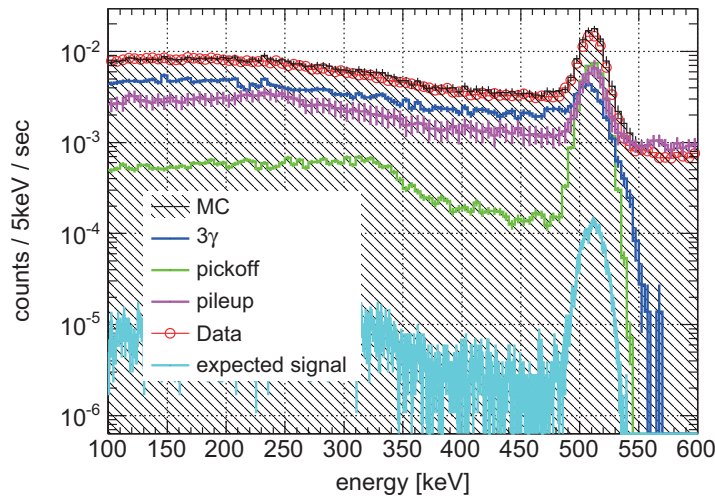


図 4.26: 最終的なスペクトラムのログスケール. このスペクトラムで 511 keV 周囲 3σ をとると, 今回のイベントセレクションで得られたレートが分かる. 水色で示されたのが期待されるシグナルレートである.

4.6 ジャイロトロン ON と OFF の差

今回の予備実験はポジトロニウム直接遷移実験のためのデータ取得システムの試験が主であった. この試験では最も直接遷移確率の高い時間領域にノイズがあることがわかった. 今回のノイズフリーな Timing Window 150 ns から 320 ns で, 共振を起こした場合に予想される 10 kW の 203 GHz 光 (正確には 202.9 GHz) での $o\text{-Ps} \rightarrow p\text{-Ps}$ 直接遷移確率は 0.5% である. それを踏まえて図 4.26 に水色で期待されるシグナルを描いた. 今回の場合, 遷移確率が小さすぎて直接遷移は観測は困難であることがわかる.

また, 4.5 節で見たように, 現状では主にパイルアップに関して予想とデータがずれている. そのため, シミュレーションのスペクトラム形状をつかって実験データにおける 2 光子崩壊率の上昇を見ることは出来ていない.

しかし直接遷移の確認は, ジャイロトロン ON のスペクトラムから OFF のスペクトラムを引き算するとわかる. このとき, パイルアップは ON と OFF で同じ形状をしているため, 除去される. なぜなら最終的なエネルギースペクトラムに残っているパイルアップイベントは, プラスチックシンチレータを陽電子が通過していないために, ガスチェンバーに陽電子が向かっていないイベントだからである.

また, ジャイロトロン ON のスペクトラムでは遷移により増えた $p\text{-Ps}$ による 2 光子崩壊の上昇と同時に, $o\text{-Ps}$ が遷移して 3 光子崩壊が減っている. よって ON と OFF の差は, 実質的にシグナルを倍程度にして観測することになる.

ただし ON と OFF ではノイズの乗り方が異なるのが問題となる. 実際, 今回の実験では ON のみ 100 ns 付近に大きなノイズと思われるピークが存在した. さらに 100 ns 以下はノイズが多く,

ポジトロニウムの寿命フィットもままならなかった (4.3.1). そのため, Timing Window を 150 ns からとって話を進める.

まずモンテカルロ・シミュレーションでは, 図 4.27 のようになる. Timing Window を 150 ns から 320 ns では $o\text{-Ps} \rightarrow p\text{-Ps}$ 直接遷移確率は 0.5% であるので, それをジャイロトロン ON のスペクトラムには加えてある. ON と OFF ののスペクトラムは同じシミュレーションサンプルを用いているため, エラーの大きさに比べて, 差をとったときのばらつきが小さい.

モンテカルロ・シミュレーションの統計が少ないために, 結果はゼロコンシステントであるが, 十分な統計があればシグナルを観測出来る可能性がある.

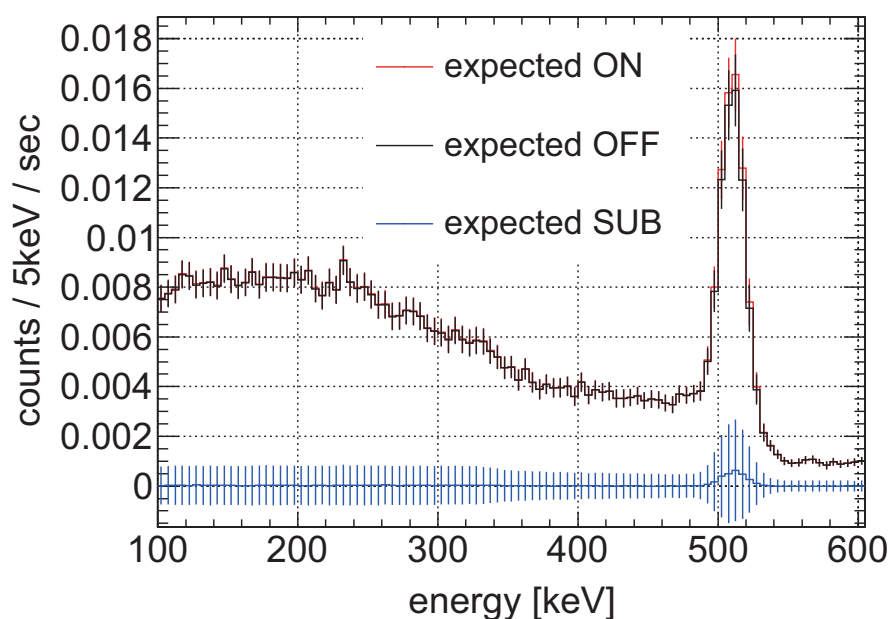


図 4.27: モンテカルロ・シミュレーションから期待されるシグナル. 赤がジャイロトロン ON, 黒が OFF で, 青がそれらの差である. ただし, ON も OFF も同じサンプルを用いて計算しているため, 差をとると値のばらつきがエラーよりも小さくなっている.

次に非共振イベントでは, 図 4.28 のようになった. 511 keV 周囲 3σ でのレートは -1.5 ± 1.3 mHz であり, 期待通りゼロコンシステントであった.

最後に共振イベントでは, 図 4.29 のようになった. 511 keV 周囲 3σ でのレートは 1.8 ± 0.9 mHz であり, 統計エラーだけを考慮しても優位性 2σ であるので統計的にはまだ何も言えない. さらに今回の実験では共振イベントはノイジーであった. 特に, Timing Window 150 ns 以前は 3σ を超えるようなノイズも存在するため, 直接遷移が観測出来たとは, 現状では結論出来ない.

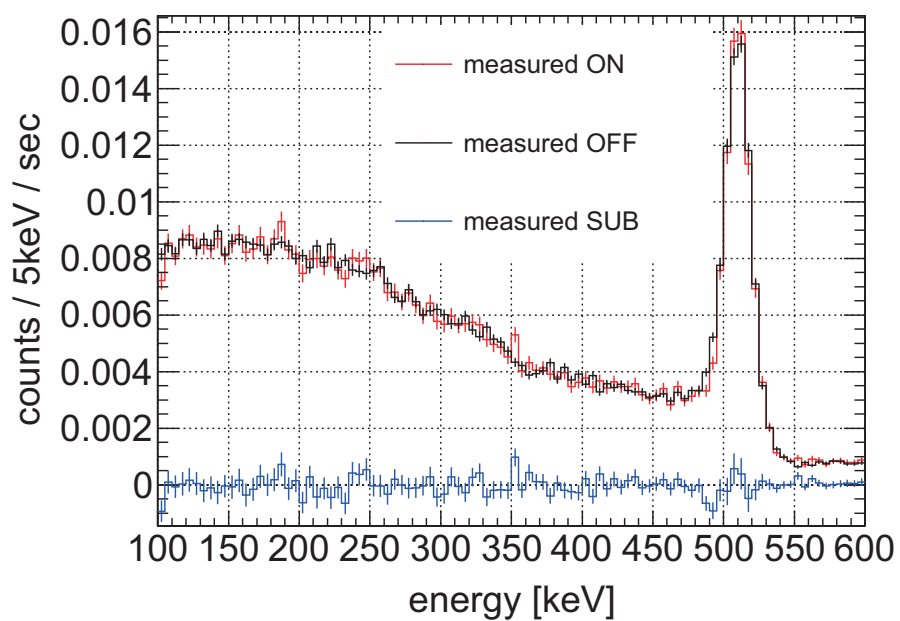


図 4.28: 非共振イベントで観測されたシグナル. 赤がジャイロトロン ON, 黒が OFF で, 青がそれらの差である. 勿論, 遷移は起こらないのでシグナルはゼロコンシステントでないといけない.

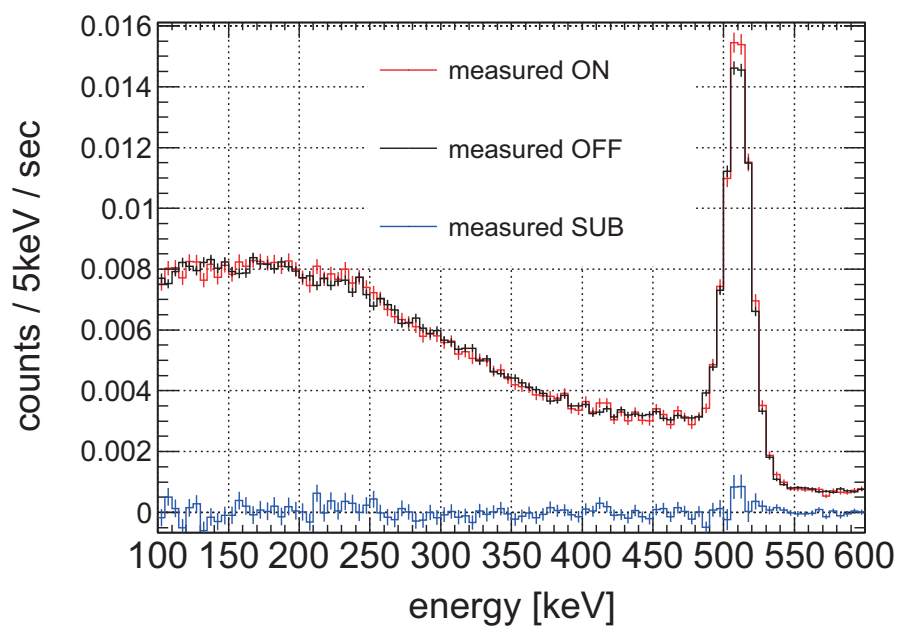


図 4.29: 共振イベントで観測されたシグナル. 赤がジャイロトロン ON, 黒が OFF で, 青がそれらの差である. 統計的には何も言えない.

第5章 考察と今後の計画

今回の実験では直接遷移を観測したとは結論出来なかった。それは主にノイズのせいで遷移確率の高い時間領域のデータが使えなかったことが原因である。今回の実験を踏まえ、ポジトロニウム直接遷移を確実に観測する実験を行う。

5.1 直接遷移観測実験へ向けた改善点

今回の最大の反省点は、プラスチックシンチレータのシグナルの扱いである。エレクトロニクスの間違いを修正するのは当然として、パイルアップの問題、PsOnTime がタイミングスペクトラムにバイアスを与える問題を解決する必要がある。直接遷移確率は図 4.18 に示されるように指数関数的に減衰するため、なるべく早い時刻の情報を正しく取得できるように改良を加える必要がある。具体的には以下の改良を行う。

1. プラスチックシンチレータのエネルギーを、長大なアナログ delay を用いずモジュールの fast clear を用いて測る。
2. TDC も fast clear を用いることで、LaBr₃ のダブルパルスの影響をなくす。
3. PsOnTime シグナルを LaBr₃ の ADC を流用するのではなく、専用の ADC を一つ追加する。

タイミングスペクトラムが 40 ns からとれると、直接遷移確率はおよそ 2.5 倍の 1.4% に増えることが期待される。図 5.1 はそのときのシグナルのスペクトラムを、非共振イベントと比較してプロットしたものである。現在の図 4.26 に比べ、シグナルが 2.5 倍程度であることがわかる。さらにバックグラウンドに目を向けると、パイルアップに対する 3 光子崩壊と pick-off の割合が上昇している。これは Timing Window を早い時刻までとれたために、*o*-Ps 由来のイベントが増えたことを意味している。このように、シグナル量は増えるのだが、それでも非常に小さく、ジャイロトロン ON と OFF の差をとらないと遷移の検出は困難である。

この場合の期待されるシミュレーションの ON と OFF とその差のスペクトラムを図 5.2 に示した。ただしモンテカルロ・シミュレーションの統計が足りなかったため、予想される統計量でエラーをつけた。

この予想では ON と OFF の差は 7 mHz 程度で、今回のプロトタイプ実験と同じ 9 日の Run Time で有意性 3σ 程度、1ヶ月の測定で有意性 5σ で直接遷移が観測出来ると期待される。シグナルレートが小さいのは、ビームの存在領域が小さいため、陽電子がビーム領域で止まり、かつ LaBr₃ 結晶で崩壊 2γ 線を検出する効率が非常に小さいことが最大の原因である。直接遷移の確率自体も小さいのだが、こちらは既に飽和しつつあり、パワーを上げる利点は小さい。検出効率の上昇のためには、検出器系のジオメトリを改良する必要がある。

まず、線源をガステンバーに近づけることが考えられる。図 3.23 をみると、線源を 20 mm ビーム軸に近づければ、陽電子停止量は 2 倍になる。その場合、プラスチックシンチレータから光を読

み出すライトガイドが、ガスチェンバーの蓋や LaBr_3 結晶用の光電子増倍管と干渉するため、途中で曲げて図 3.2 で上方向に読み出す必要がある。その場合、ライトガイドの光量が少なくなることが予想されるため、光量試験を行わなければならない。

次に、 LaBr_3 結晶をビーム軸に近づけることが考えられる。この場合、20 mm 程度近づければアクセプタンスが 2 倍になるので、シグナルレートも倍になる。現在のガスチェンバーの形状は、ミラーホルダーの大きさで決まっている。 LaBr_3 結晶を近づけるためには、ガスチェンバーの側面を LaBr_3 と鉛シールドの形状に削りだす必要がある。

このような改造を検出器系に施すと、シグナルは 4 倍になることが期待される。ただし、共振器に物質を近づけることになるため、共振を乱さないかどうかの確認をする必要がある。理想的にはビーム軸周り直径 50 mm (すなわちミラーのアーチャー) 内部に物質が無ければ、回折損失は無視出来るはずである。

今のところ、取りあえず今の設計のままデータ取得システムの試験を続け、頃合いを見計らって新しいガスチェンバーに変更する予定である。今のままの設計でも 1 ヶ月で 5σ の観測は可能である。

さて、遷移の有無を確認する際に考えられる最大の系統誤差として、ジャイロトロン ON のときのみ生ずるノイズの影響がある。実際、今回の試験実験では Timing Window 40 ns から 320 ns をとったとき、期待されるシグナルと同程度のノイズがのっていた。このようなノイズがあっては直接遷移の観測は不可能であるが、前述の改良により改善が見込まれている。

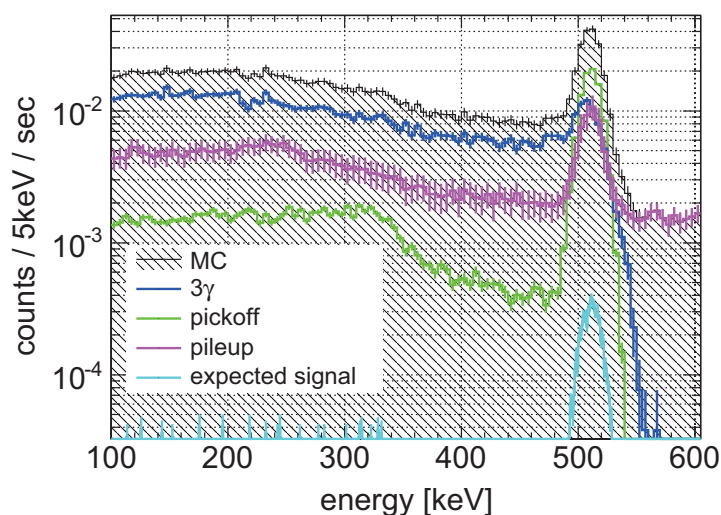


図 5.1: Timing Window 40ns から 320ns までとった時モンテカルロ・シミュレーションから期待されるシグナル 1. シグナル量は現在の 2.5 倍に増える。

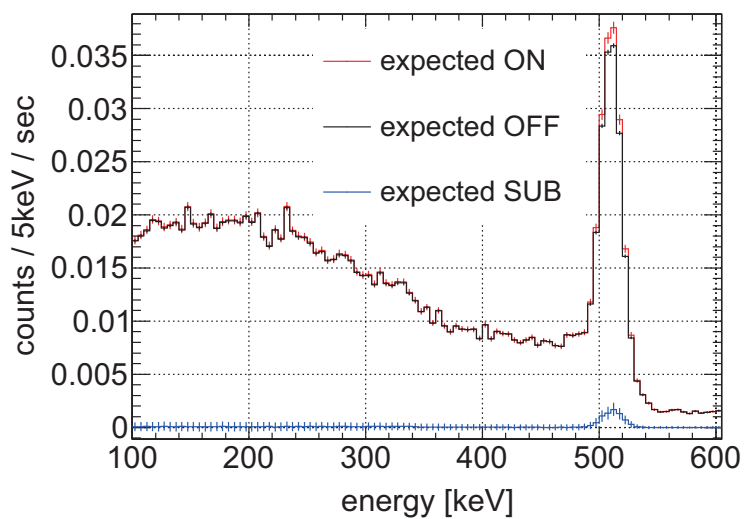


図 5.2: Timing Window 40ns から 320ns までとった時モンテカルロ・シミュレーションから期待されるシグナル². 1ヶ月の測定を仮定している. 赤がジャイロトロン ON, 黒が OFF で, 青がそれらの差である. モンテカルロ・シミュレーションの統計は不足しているため, 予想される統計量からエラーを見積もった.

5.2 直接遷移確率の測定で考慮すべきこと

直接遷移の観測は、パワーの有無を知るだけでよかった。しかし直接遷移確率を求めるためには、パワーの値を知る必要がある。以下では遷移量の評価方法と、パワーの評価方法の2点に分けて考察する。系統誤差のまとめを表 5.1 に示す。

絶対的なパワーの値に対する誤差を除くと、現在系統誤差は合計で 52%程度であると評価した。予想される遷移量の統計誤差 20%(5σ) と合わせると、56%の精度でパワーに対して遷移確率を測定することが出来る。光学系のキャリブレーションに存在している 50%の誤差が最大であるが、これは今後改善出来る見込みである。以下に系統誤差の詳細を記す。

遷移量の見積もり

あるパワーを入射した際の遷移確率を求めるためには、ジャイロトロン ON と OFF の差をとる必要がある。その際、ON では 2 光子崩壊が増加し、かつ 3 光子崩壊が減少しているため、2 光子崩壊と 3 光子崩壊の双方の検出効率が必要である。これは、2 光子崩壊の上昇と 3 光子崩壊の減少を、モンテカルロ・シミュレーションで求めたスペクトラムを用いてフィットすることで行う。この方針はモンテカルロ・シミュレーションに強く依存する。

レートに関しては、3.7.4 節にあるように、現在 10%程度シミュレーションよりもデータの方が小さい。これは実験装置の設置誤差が 2 mm であったとすれば説明出来るが、現状では原因を追及しきれていない。

エネルギー・スペクトラムの形状に関しては、typeI の 2 光子崩壊は実験とシミュレーションで一致することは確かめた (図 3.25)。しかしプラスチックシンチレータの信号に対して時間的に遅れてくる 3 光子崩壊に関しては不十分で、現在は 10%程度系統的にずれが存在している (図 3.27)。それはまず第一に、現在の実験データにはタイミングスペクトラムにノイズがあるためにシミュレーションとの比較が難しいからである。ノイズ対策に関しては既に改善策を述べている。さらに、現在は back-to-back に配置した 4 つの LaBr₃ のうち 2 つが鳴った条件でトリガーをかけているため、データには 3 光子崩壊をとりにくいバイアスがかかっている。シミュレーションの妥当性を調べるために、トリガー条件を変えた予備実験を行う必要がある。

さらにパイルアップも 4.5.2 節で述べたようにシミュレーションの予想が実験よりも小さい。しかしジャイロトロン ON と OFF の差をとる場合、パイルアップの寄与は消えるため、遷移確率を求める際には効かない。

以上より、現在のシミュレーションの系統誤差はおおよそ 10%程度であると考えられる。また、統計量を増やす必要があるが、現状でも既に非常に多くのイベント (7×10^9 イベント) を生成しているため時間がかかる。特にコリメータの影響でパイルアップイベントの統計が厳しい。

パワーの見積もり

光学系に目を向けると、直接遷移確率とパワーの関係性を調べる必要がある。現在、フィードバック制御と Fabry-Pérot Cavity 内部エネルギーを逐次、透過パワーモニタで確認しているため、相対的には 5%以下の精度でパワーを決めることはできると期待される。

塩化ビニル板でのパワー測定には毎回 10%程度のばらつきがあり、それが系統誤差として効く。また、水での測定は導波管内部でしか行えず、自由空間にでてからは塩化ビニル板を用いている。両者の間の相対的なキャリブレーションに最大で 50%ほどの系統誤差が見込まれている。なぜな

ら、その測定は2回しか行っておらず、その2回で状況が大きく異なっているためである。そのため、同じ条件下で多数回測定して正しく評価する必要がある。

最後に、ワット単位の絶対的な値に直す際に問題がある。現在のキャリブレーションは水の温度上昇を用いている。よって水容器が 203 GHz 光を反射、吸収する効果、熱輻射、あるいは温度の非一様性の効果で値が系統的にずれている可能性がある。ここで生じる系統誤差は絶対キャリブレーションが水自身であるために、不明である。この測定に対する系統誤差を評価するために、別の方法でパワーをキャリブレーションする必要がある。例えば使用する液体を変えたり、容器の形状を変えることが考えられる。

表 5.1: 系統誤差のまとめ.

| 要因 | 系統誤差の大きさ |
|-------------------------|----------|
| モンテカルロ・シミュレーション | 10% |
| 相対パワー | 5% |
| 塩化ビニル板の温度測定誤差 | 10% |
| 水と塩化ビニル板のパワーキャリブレーション誤差 | 50%(現状) |
| 合計 | 52% |
| 水によるパワーの絶対測定 | 不明 |

5.3 超微細構造の測定

直接遷移を観測し、直接遷移確率を測定した後はいよいよポジトロニウム超微細構造測定を行う。

検出器系

現在の検出器系ではポジトロニウムがビーム軸に停止する確率が小さいためシグナルは非常に小さいものとなっている。この原因は、陽電子の初期運動エネルギーが連続的であることと、ガス中で陽電子が非常に多く多重散乱することである。これを改善するためには、ポジトロニウム生成系を抜本的に改造する必要がある。前者の問題に関しては、陽電子ビームを使ってモノクロマティックな陽電子を照射し、ビーム領域で選択的に停止させる、等の方法がある。後者に関しては、物質に大強度の陽電子を照射して、そこから放出されたポジトロニウムを真空中で遷移させるなどの方法がある。この場合、pick-off 崩壊がなくなるためにバックグラウンドが大きく減少する。

光学系

まず現在のジャイロトロンの別のモードを用いて off-Resonance の点を測定する。TE₁₃ モードが周波数 171 GHz, TE₂₃ モードが周波数 199 GHz にあるため、この用途で使用出来る可能性がある。ただしビーム伝送系は TE₁₃ モードに関しては現在の TE₀₃ モードとほぼ同様に変換出来るが、TE₂₃ モードは中央にノードが出来てしまうため、パワーの半分しか使えない難点がある。また、設計周波数 203.4 GHz の別のジャイロトロンも製作中であり、これにより共鳴曲線の反対側の点を

測定することが出来ると期待している。その後、現在開発中の周波数可変ジャイロトロンを用いた実験を行う。

超微細構造の値を測定する際には、共鳴曲線の中央値がわかれば良いので絶対的なパワーは必ずしも必要ない。しかし、以上で述べたモンテカルロ・シミュレーションの系統誤差の評価は重要となる。さらに周波数を変化させたときのパイロエレクトリックディテクタの応答を始めとして、光学系が周波数に対して変化した際、相対的なパワーをどのように確定するかはやっかいな問題である。原理的には図 2.45 にあるように、 P_{int} の値を P_{tr} でモニタすれば、Fabry-Pérot Cavity 内部パワーの相対値は決定されるため、パワーモニタの周波数応答および安定性という問題に集約される。最終的に使用するパワーモニタをパイロエレクトリックディテクタにするかどうかは、今のところ決まっていない。

第6章 まとめ

ポジトロニウムの超微細構造には理論と実験で 3.9σ のずれが存在している。過去の実験は全て磁場を用いて間接的に超微細構造を測定するものであった。このとき用いた磁場が共通の系統誤差となっていた可能性がある。

磁場を用いない超微細構造の直接測定を計画している。ポジトロニウム超微細構造の値は 203.4 GHz と sub-THz の領域であり、技術的に非常に困難が伴う。そのため、ポジトロニウム超微細構造間の直接測定を観測することを第一の目標としている。

ポジトロニウム超微細構造間の直接遷移に必要な光学系の開発はほぼ終了し、期待される 10 kW のパワーを得ることに成功した。データ取得システムの試験実験を行い、おおよそ期待通り動作することを確かめたが、主に予想していなかったノイズなど、改善点が判明した。

ノイズの影響でこの試験実験では直接遷移の確認をすることはできなかったが、ノイズを適切に取り除くことで、1ヶ月程度の測定で直接遷移を有意性 5σ で観測出来る見込みが立った。今はシステムの改良作業を行っており、年度内の直接観測を目指している。

現在の光学系にはパワーの見積もりに大きな 52%もの系統誤差が存在している。それとモンテカルロ・シミュレーションの系統誤差 10%を踏まえて、パワーに対するポジトロニウムの直接遷移確率が 56%程度の精度で測定出来る。このうち 50%の系統誤差は今後大きく改善される見込みである。ただし、パワーの絶対的な値をワットで出す方法に対する系統誤差の見積もりが出来ていない。そのため、直接遷移確率に対する誤差は、今後大きく増減する可能性が大きい。

超微細構造の測定には周波数を変えて遷移確率を測定する必要がある。現在のジャイロトロン周波数は 202.9 GHz であるが、設計周波数 203.4 GHz の新たなジャイロトロンの製作を進めている。これにより、共鳴曲線の左右の半値の点を押さえることができる。さらに現在のジャイロトロンの別の共振モードを用いて、off-resonance の点も測定する。この一連の測定により、超微細構造の値を 1%以下の精度で測定することが出来る。

現在開発中の周波数可変ジャイロトロンが完成した後は、7点ほど周波数をスキャンしながら共鳴曲線を測定する。この場合、ポジトロニウムがビーム領域で停止しないことが最大の問題となる。そのため、陽電子ビームを用いるなど、検出器系の設計は大幅に変更する必要があるかもしれない。この問題については目下検討中である。

参考文献

- [1] 伊藤泰男, 鍛治東海, 田畑米穂, 吉原賢二, 『素粒子の化学』, 学会出版センター (1987).
- [2] G. S. Adkins, N. M. McGovern, R. N. Fell, and J. Sapirstein, *Phys. Rev. A* **68**, 032512 (2003).
- [3] G. S. Adkins, R. N. Fell, and J. Sapirstein, *Ann. Phys. (N.Y.)* **295**, 136 (2002).
- [4] A. H. Al-Ramadhan and D. W. Gidley, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1632 (1994).
- [5] Y. Kataoka, S. Asai, and T. Kobayashi, *Phys. Lett. B* **671**, 219 (2009).
- [6] S. G. Karshenboim, *Phys. Rep.* **422**, 1 (2005).
- [7] M. W. Ritter, P. O. Egan, V. W. Hughes, and K. A. Woodle, *Phys. Rev. A* **30**, 1331 (1984).
- [8] A. P. Mills, Jr., *Phys. Rev. A* **27**, 262 (1983).
- [9] R. Weinstein, M. Deutsch, and S. Brown, *Phys. Rev.* **94**, 758 (1954), **98**, 223 (1955).
- [10] V. W. Hughes, S. Marder, and C. S. Wu, *Phys. Rev.* **106**, 934 (1957).
- [11] E. D. Theriot, Jr., R. H. Beers, V. W. Hughes, and K. O. H. Ziock, *Phys. Rev. A* **2**, 707 (1970).
- [12] E. R. Carlson, V. W. Hughes, M. L. Lewis, and I. Lindgren, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 1059 (1972).
- [13] A. P. Mills, Jr. and G. H. Bearman, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 246 (1975).
- [14] E. R. Carlson, V. W. Hughes, and I. Lindgren, *Phys. Rev. A* **15**, 241 (1977).
- [15] P. O. Egan, V. W. Hughes, and M. H. Yam, *Phys. Rev. A* **15**, 251 (1977).
- [16] C. Itzykson and J. B. Zuber, "Quantum Field Theory", Dover (2005).
- [17] B. A. Kniehl and A. A. Penin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5094 (2000).
- [18] 石田明, 修士学位論文 ポジトロニウムの超微細構造の精密測定 (2010).
- [19] Y. Nagashima, M. Kakimoto, T. Hyodo, and K. Fujiwara, *Phys. Rev.* **A52**, 258 (1995).
- [20] F. Saito, Y. Nagashima, and T. Hyodo, *J. Phys.* **B36**, 4191 (2003).

- [21] M. Skalsey, J. J. Engbrecht, R. K. Bithell, R. S. Vallery, and D. W. Gidley, Phys. Rev. Lett. **80**, 3727 (1998).
- [22] M. Skalsey, J. J. Engbrecht, C. M. Nakamura, R. S. Vallery, and D. W. Gidley, Phys. Rev. **A67**, 022504 (2003).
- [23] C. J. Foot, “Atomic Physics, OXFORD MASTER SERIES IN ATOMIC, OPTICAL AND LASER PHYSICS”, OXFORD UNIVERSITY PRESS (2003).
- [24] V. V. Burdyuzha, Ph. Durouchoux, and V.L. Kauts, Astro. Lett. **25**, 3, 172 (1999).
- [25] T.H. Chang, and T. Idehara, J. Appl. Phys. **105**, 063304 (2009).
- [26] 小林真一郎, 修士学位論文 (2009).
- [27] 内藤喜之, 『マイクロ波・ミリ波工学』, コロナ社 (1986).
- [28] A. Yariv, P. Yeh, “PHOTONICS, OPTICAL ELECTRONICS IN MODERN COMMUNICATIONS”, OXFORD UNIVERSITY PRESS (2005).
- [29] 和田修己, 大電力ミリ波導波系およびビーム放射系に関する研究 (1987).
- [30] I. Ogawa, A. SASAKI, T. Idehara, K. Kawahata, and W. Kasperek, Int. J. Elec. **83**, 5, 635 (1995).
- [31] K. Iwata, R. G. Greaves, T. J. Murphy, M. D. Tinkle, and C. M. Surko, Phys. Rev. A **51**, 473 (1995).
- [32] D. A. L. Paul and L. Saint-Pierre, Phys. Rev. Lett. **11**, 493 (1963).
- [33] SAINT-GOBAIN CRYSTALS, Scintillation Products Technical Note: BrillLanCeTM Scintillators Performance Summary (Revision: January, 2009).
- [34] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. and Meth. A **506**, 250 (2003).
- [35] J. Allison et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
- [36] J. Baró et al., Nucl. Instr. and Meth. B **100**, 31 (1995).
- [37] G. S. Adkins, Phys. Rev. Lett. **76**, 4903 (1996).
- [38] Bene Brun and Fons Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A **389**, 81 (1997), See also <http://root.cern.ch/>.
- [39] IT/ASD CERN, *MINUIT Function Minimization and Error Analysis, version 94.1* (1998), D506 CERN Program Library.