

ボース・アインシュタイン凝縮実現を目指した
ポジトロニウム冷却の研究

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

周 健治

2017年1月20日

概要

本研究は、電子と陽電子からなる束縛系ポジトロニウム (Ps) によって、ボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) を実現することを目的とする。ポジトロニウムは質量が水素原子の約 1/1000 と軽いため、密度 10^{18} cm^{-3} において、約 14 K という高い BEC 臨界温度をもつ。ポジトロニウムによる BEC が実現すれば、反物質を含む系で初めての BEC となるとともに、511 keV ガンマ線レーザーの実現、物質・反物質対称性の精密測定など、様々な応用が期待できる。

Ps-BEC 実現のためには、高密度低速陽電子生成技術とポジトロニウム高速冷却技術の開発が必要である。本論文では、ポジトロニウム高速冷却技術について、極低温環境にトラップされたポジトロニウムに対し、レーザー冷却を使用する方法を提案し、詳細なシミュレーションにおいて、Ps-BEC に十分な高速冷却が可能であることを示した。ポジトロニウム冷却に必要なレーザーは、ポジトロニウムが短寿命であること、また、質量が軽くドップラー効果が大きいため、いくつかの特徴的なスペックを満たす必要がある、現在開発を進めている。

また、実際にポジトロニウムを冷却し温度を測定する実験を行っている。プロトタイプ実験として、冷却用レーザーがない状態で、130 K 環境下でポジトロニウムを冷却し、世界最低温のポジトロニウム温度時間発展測定に成功した。

今後の展望は、まず 4 K 極低温環境下におけるポジトロニウム温度時間発展を測定し、極低温ポジトロニウム生成のために必要な実験セットアップの最適化を行う。次にポジトロニウム冷却用レーザーの開発を完了後、レーザー冷却実験を行い、極低温ポジトロニウムの生成を行う。さらに高密度低速陽電子の開発を行い、ポジトロニウム BEC の実現を目指す。

目次

| | | |
|-------|------------------------------|----|
| 概要 | | i |
| 第 1 章 | はじめに | 1 |
| 1.1 | ポジトロニウム | 1 |
| 1.2 | ボース・アインシュタイン凝縮 | 1 |
| 1.3 | ポジトロニウムによるボース・アインシュタイン凝縮 | 2 |
| 第 2 章 | レーザー冷却を用いた Ps-BEC 実現方法 | 5 |
| 2.1 | 実現方法 | 5 |
| 2.2 | 冷却シミュレーション | 6 |
| 2.2.1 | ポジトロニウムの崩壊 | 7 |
| 2.2.2 | ポジトロニウム二体弾性散乱 | 8 |
| 2.2.3 | 熱化による冷却 | 8 |
| 2.2.4 | レーザー冷却 | 11 |
| 2.2.5 | シミュレーションによって得られる結論 | 16 |
| 第 3 章 | 低温シリカ中でのポジトロニウム温度測定実験 | 19 |
| 3.1 | 実験原理 | 19 |
| 3.1.1 | Pick-off 消滅を用いたポジトロニウムの温度測定法 | 19 |
| 3.1.2 | Pick-off 消滅率の測定手法 | 19 |
| 3.2 | 実験装置 | 20 |
| 3.2.1 | 陽電子生成およびタグシステム | 21 |
| 3.2.2 | Ps 生成・冷却システム | 22 |
| 3.2.3 | 崩壊ガンマ線検出システム | 23 |
| 3.2.4 | データ取得システム | 27 |
| 3.3 | データ解析 | 34 |
| 3.3.1 | イベントカットとキャリブレーション | 34 |
| 3.3.2 | ポジトロニウムの温度評価と熱化関数の導出 | 39 |
| 3.3.3 | 結論と今後の展望 | 51 |

| | | |
|-------|---------------------------------------|----|
| 第 4 章 | ポジトロニウム冷却用レーザーの開発 | 53 |
| 4.1 | レーザーのデザイン | 53 |
| 4.2 | 開発の現状 | 56 |
| 4.2.1 | シード CW レーザー | 56 |
| 4.2.2 | Ti:Sapphire シードインジェクションレーザー プロトタイプの実成 | 58 |
| 4.3 | 今後の展望 | 64 |
| 第 5 章 | 今後の展望 | 69 |
| 5.1 | 極低温シリカ中でのポジトロニウム熱化測定 | 69 |
| 5.2 | レーザー冷却実験 | 69 |
| 5.3 | 高密度陽電子源の開発 | 70 |
| 謝辞 | | 75 |

表目次

| | | |
|-----|--|----|
| 2.1 | ポジトロニウム冷却用レーザーのスペック | 12 |
| 3.1 | 使用したシリカエアロゲル | 23 |
| 3.2 | $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータの性質 | 25 |
| 3.3 | ポジトロニウム崩壊の検出効率 | 27 |
| 3.4 | 測定条件 | 34 |
| 3.5 | 検出器, トリガーのレート | 34 |
| 3.6 | タイミングスペクトルを作成するためのエネルギーカット | 39 |
| 3.7 | フィッティングスタートタイムの組 | 44 |

目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | 密度と BEC 臨界温度の関係 | 3 |
| 2.1 | Ps-BEC を実現するための実験セットアップ概念図 | 6 |
| 2.2 | 周囲に物質があるときのポジトロニウム崩壊様式 | 7 |
| 2.3 | 二体散乱によるエネルギー分布の変化 | 9 |
| 2.4 | シリカ有効質量 M の実験結果と M のポジトロニウム運動エネルギー依存性の推定 | 10 |
| 2.5 | 熱化による冷却の推定 | 11 |
| 2.6 | 冷却用レーザーの中心周波数・強度の時間発展 | 13 |
| 2.7 | レーザー冷却を適用したシミュレーション結果 | 14 |
| 2.8 | シミュレーションで得られたポジトロニウムの速さ分布 | 15 |
| 2.9 | ポジトロニウム速さ分布をマクスウェル-ボルツマン分布でフィットした際の Reduced χ^2 と p -value | 15 |
| 2.10 | 冷却効率のレーザー強度依存性 | 16 |
| 2.11 | シリカ有効質量 M の不定性による冷却への影響 | 17 |
| 2.12 | 中心周波数シフトの効果 | 17 |
| 3.1 | 実験装置の概念図 | 21 |
| 3.2 | 実験装置の断面図 | 21 |
| 3.3 | ^{22}Na 放射性同位体の崩壊様式 [33] | 22 |
| 3.4 | 使用した放射線源パッケージ | 22 |
| 3.5 | 線源ホルダー | 22 |
| 3.6 | ライトガイド | 22 |
| 3.7 | プラスチックシンチレータのエネルギー損失分布 | 23 |
| 3.8 | シリカエアロゲルの写真 | 24 |
| 3.9 | シリカエアロゲルステージ | 24 |
| 3.10 | シリカエアロゲル中での陽電子停止位置 | 24 |
| 3.11 | $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータの外観 | 25 |
| 3.12 | ^{22}Na 放射線源からのガンマ線を $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータによって検出した際の波高スペクトル | 25 |
| 3.13 | $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータの波高とエネルギー間キャリブレーション | 26 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.14 | LaBr ₃ (Ce) シンチレータのエネルギー分解能 | 26 |
| 3.15 | LaBr ₃ (Ce) シンチレータを用いて 2 光子崩壊, 3 光子崩壊を検出した際に得られるエネルギースペクトルのシミュレーション結果 | 27 |
| 3.16 | データ取得論理回路における主要な信号のタイミングチャート | 28 |
| 3.17 | 陽電子タグ系 | 29 |
| 3.18 | ガンマ線検出系 | 30 |
| 3.19 | トリガー・ゲート生成系 | 31 |
| 3.20 | データ記録系 | 32 |
| 3.21 | プラスチックシンチレータ PMT の時間差分布 | 35 |
| 3.22 | プラスチックシンチレータ PMT のエネルギー分布 | 36 |
| 3.23 | タイムウォークの発生原理 | 36 |
| 3.24 | LaBr ₃ (Ce) シンチレータでの異なるエネルギーで作成したタイミングスペクトル | 37 |
| 3.25 | LaBr ₃ (Ce) シンチレータでのプロンプトピークタイミング-エネルギー関係 | 38 |
| 3.26 | プラスチックシンチレータでの異なるエネルギーで作成したタイミングスペクトル | 38 |
| 3.27 | プラスチックシンチレータのタイムウォーク補正 | 39 |
| 3.28 | エネルギーカットをかけて作成したタイミングスペクトル | 40 |
| 3.29 | ガンマ線検出効率をフリーにしたタイミングスペクトルフィッティングの χ^2 分布 | 42 |
| 3.30 | ガンマ線検出効率をフリーにしたタイミングスペクトルフィッティングの χ^2 次元分布 | 43 |
| 3.31 | フィットによって求めた検出効率を用いたタイミングスペクトルの分解 | 43 |
| 3.32 | 2 光子崩壊と 3 光子崩壊それぞれによるタイミングスペクトルの比較 | 44 |
| 3.33 | タイミングスペクトルのグローバルフィット | 45 |
| 3.34 | フィット結果 (ガンマ線検出効率) | 46 |
| 3.35 | フィット結果 (熱化パラメータ) | 47 |
| 3.36 | フィットの p -value | 47 |
| 3.37 | 測定したポジトロニウム崩壊ガンマ線エネルギースペクトルと Geant4 によるシミュレーション結果の比較 | 48 |
| 3.38 | ガンマ線検出効率を固定したフィッティングによって求めた 3 光子崩壊寿命 | 48 |
| 3.39 | モンテカルロ・シミュレーションデータをフィットして得られた熱化パラメータ | 50 |
| 3.40 | Pick-off 消滅率と 3 光子自己崩壊率の比と温度の時間発展 | 51 |
| 3.41 | 本実験で測定されたシリカ有効質量 M の値と過去の測定値との比較 | 52 |
| 4.1 | ポジトロニウム冷却用レーザー光学系概念図 | 54 |
| 4.2 | Ti:Sapphire 結晶の光吸収・放出スペクトル [36] | 55 |
| 4.3 | ECDL の動作原理 | 56 |
| 4.4 | ECDL 内部構造 | 57 |
| 4.5 | ECDL 外部構造と発光の様子 | 57 |
| 4.6 | ECDL 電流と出力の関係 | 57 |
| 4.7 | 出力光の波長スペクトル | 58 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.8 | 2 台の ECDL によるビート信号測定セットアップ | 59 |
| 4.9 | 2 台の ECDL によるビート信号スペクトル | 60 |
| 4.10 | ECDL 出力光の時間ドリフト | 60 |
| 4.11 | 使用した Ti:Sapphire 結晶 | 61 |
| 4.12 | 共振器の設計図 | 61 |
| 4.13 | 製作した光学系 | 62 |
| 4.14 | 反射鏡に取り付けたピエゾ素子 | 62 |
| 4.15 | 光学系のうち偏光解析法に用いる部分 | 63 |
| 4.16 | 共振点を通過した際に得られる共振器からの出力とバランス検出器の出力 | 64 |
| 4.17 | フィードバック制御した際の共振器出力とバランス検出器出力 | 65 |
| 4.18 | Ti:Sapphire 結晶をポンプして増幅されたシード光, 自然発光をフォトダイオードによって検出した波形 | 65 |
| 4.19 | 波長選択高反射ミラーの波長と反射率の角度の関係 [38] | 66 |
| 4.20 | 波長選択高反射ミラーを用いた共振器 | 66 |
| 4.21 | 波長選択高反射ミラーへ変更前後での Ti:Sapphire 自然発光の増幅パルス波長スペクトル | 67 |
| 4.22 | 波長選択高反射ミラーに変更後自然発光パルスをフォトダイオードで観測したパルス波形 | 67 |
| 5.1 | 冷凍機内の温度 | 70 |
| 5.2 | 4 K 熱化測定実験で使用するシリカエアロゲルとターゲットホルダー | 71 |
| 5.3 | GM 冷凍機の 4 K ステージに取り付けたターゲットホルダー | 71 |
| 5.4 | 4 K 熱化測定実験で使用する線源ホルダーとライトガイド | 72 |
| 5.5 | シリカエアロゲル方向からみたライトガイド | 72 |
| 5.6 | 実験セットアップ全体図 | 72 |
| 5.7 | GM 冷凍機を駆動するための圧縮機を冷却する冷却水管理システム | 72 |
| 5.8 | 低速陽電子輝度増強システム [41] | 73 |

第 1 章

はじめに

1.1 ポジトロニウム

ポジトロニウムは、電子とその反粒子である陽電子によって構成される水素様原子である。ポジトロニウムは質量 $m_{Ps} \approx 1022 \text{ keV}/c^2$ をもつ、もっとも質量の小さい原子である。電子、陽電子ともにスピン $1/2$ のフェルミオンであるため、ポジトロニウムはスピン 0 または 1 のボソンとなる。スピン 0 のポジトロニウムはパラ-ポジトロニウム、スピン 1 のポジトロニウムはオルソ-ポジトロニウムと呼ばれる。

ポジトロニウムは電子と陽電子の対消滅によって光子へ崩壊するため、有限の寿命をもつ不安定原子である。崩壊様式は、ポジトロニウムのスピンによって大きく異なる。以下、主量子数 $n = 1$ の状態について考える。ポジトロニウムの荷電共役変換演算子 C に対する固有値は、ポジトロニウムのスピン S 、軌道角運動量 L （基底状態では $L = 0$ ）を用いて、

$$C = (-1)^{L+S} = \begin{cases} 1 & : \text{パラ-ポジトロニウム} \\ -1 & : \text{オルソ-ポジトロニウム} \end{cases} \quad (1.1)$$

と表せる。一方、光子の C 変換固有値は、光子数 N を用いて $(-1)^N$ である。電子と陽電子の対消滅という QED 過程では C 固有値が保存するため、パラ-ポジトロニウムは偶数個の、オルソ-ポジトロニウムは奇数個の光子に崩壊する。崩壊先の光子数が増えると遷移確率は非常に小さくなるため、パラ-ポジトロニウムは 2 光子崩壊、オルソ-ポジトロニウムは 3 光子崩壊が主要な崩壊モードである。ポジトロニウムの崩壊率は過去に精密測定がなされていて、パラ-ポジトロニウムの崩壊率は $7990.9 \pm 1.7 \mu\text{s}^{-1}$ [1]（寿命 125.14 ps ）、オルソ-ポジトロニウムの崩壊率は $7.0401(7) \mu\text{s}^{-1}$ [2]（寿命 142.04 ns ）である。オルソ-ポジトロニウムはパラ-ポジトロニウムに対し寿命が 1000 倍近く長いため、様々な操作がしやすい。したがって、本研究ではオルソ-ポジトロニウムによりボース・アインシュタイン凝縮を実現することを目指す。以降、断りのない限りポジトロニウムはオルソ-ポジトロニウムを指す。

1.2 ボース・アインシュタイン凝縮

ボース・アインシュタイン凝縮（BEC）は、高密度のボソンを BEC 臨界温度以下の低温にしたとき、全粒子数オーダーの粒子数がただひとつの量子状態へ凝縮する現象である。以下、相互作用のない粒子系

を考える。ボソン系の密度が n のとき、BEC 臨界温度 T_C は、

$$n\lambda_D^3 = n \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T_C} \right)^{3/2} = \zeta \left(\frac{3}{2} \right) \approx 2.612 \quad (1.2)$$

\hbar : プランク定数, m : 粒子の質量, k_B : ボルツマン定数, $\zeta(x)$: リーマンのゼータ関数

という関係式を満たす [3]。 λ_D は粒子の温度が T_C のときのド・ブROI波長であり、それぞれの粒子の波動関数は、 λ_D 程度広がっていると考えられる。したがって、 $n\lambda_D^3 = 2.612$ が臨界点というのは、ボソンの波動関数が重なるほど高密度になると凝縮現象が起こる、と定性的に理解することができる。

BEC 状態は、レーザーのようにコヒーレンスをもつ [4]。長距離秩序をもつため、凝縮体はマクロな波動関数を形成し、凝縮体全体が振幅と位相をもったひとつの物質波としてふるまう。BEC 状態を利用した物質波干渉も過去に観測されている [5]。

1.3 ポジトロニウムによるボース・アインシュタイン凝縮

粒子間相互作用の弱い希薄原子系においては、1995年に初めてボース・アインシュタイン凝縮が実現した [6, 7] が、反物質を含んだ系による BEC は未だ実現していない。ポジトロニウムは、

- 質量が小さいため、BEC 臨界温度が大きい
- 放射性同位体からの崩壊やガンマ線からの対生成によって低エネルギーな陽電子を得ることで簡単にポジトロニウムを生成できるため、高密度化が他の反物質を含んだ原子に比べて容易である

という利点があるため、反物質系による BEC 実現の最有力候補と考えられる。図 1.1 に、ポジトロニウム、水素、ルビジウムの密度と BEC 臨界温度の関係を示す。ポジトロニウムの質量は水素原子の 1000 分の 1 しかないため、高い温度での BEC が可能である。ポジトロニウムの密度 10^{18} cm^{-3} ¹、温度 14 K にて BEC が実現可能である。ポジトロニウムによって BEC を実現するアイデアは 1994 年に初めて提案された [11]。このとき、ポジトロニウムを極低温シリコン中の $1 \mu\text{m}$ 立方空孔にトラップし、ポジトロニウムを極低温シリコン壁との衝突によって冷却することが考えられた。しかしその後、ポジトロニウムと物質間の相互作用が実験的に調べられていくなかで、物質との衝突によるポジトロニウム冷却効率は低く、 $1 \mu\text{m}$ 空孔中では BEC に十分な冷却が行えないことが分かった [12]。それ以来、極低温、また、高密度のポジトロニウム生成への取り組みは精力的に研究されている。これまでの極低温ポジトロニウム生成の取り組みにおいて、実験的に温度が測定されたポジトロニウムのうち、もっとも温度が低いものは 150 K まで冷却された²[8]。この実験では、ポジトロニウムを極低温にしたシリコンと衝突させることでポジトロニウムを冷却している。ポジトロニウムが運動し、シリコンの温度と熱平衡に達する前にシリコンから離

¹ オルソ-ポジトロニウムのボース半径は水素原子の 2 倍で 0.1 nm 、弾性散乱長も同程度 [10] である。ボース半径領域に他のポジトロニウムがいる数は $10^{18} \text{ cm}^{-3} \times (0.1 \text{ nm})^3 = 10^{-6}$ と非常に小さいので、ポジトロニウムはボース統計性を維持できる。

² [8] においては、生成されたポジトロニウムのうちおよそ 10% が 150 K の熱分布に従うことが測定された。[13] においては生成されたポジトロニウムのうち 2% が 4 K の熱分布をもつことが測定されているが、BEC 実現のためにはポジトロニウム全体の温度を評価する必要があるため、熱分布に従うポジトロニウム割合の多い 150 K という測定結果を現状の最低温と考える。

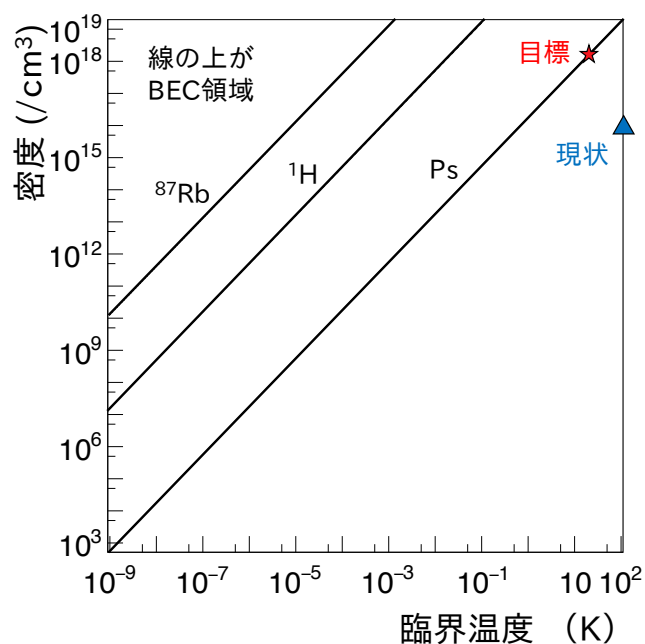


図 1.1: 密度と BEC 臨界温度の関係。ポジトロニウムの場合、 10^{18} cm^{-3} の密度で 14 K まで冷やせば BEC 相転移が起こる。図中に目標とする BEC 臨界点と、現在達成されている 150 K [8], 10^{15} cm^{-3} [9] を示す点をプロットした。

れていってしまうことで到達温度が制限されている。また、高密度ポジトロニウムの生成については、放射性同位体から放出される陽電子を蓄積しナノ秒程度のパルス幅で一度に放出、ポジトロニウムに変換することで、およそ 10^{15} cm^{-3} の密度が達成され、ポジトロニウム分子の生成が報告されている [9]。

ポジトロニウムが BEC 相転移を起こす際、興味深い現象が起こる可能性がある。同様に不安定系である励起子（エキシトン）が BEC 相転移を起こした際は、凝縮が起こるときに非弾性散乱レートが大きくなり励起子が一気に崩壊する緩和爆発と呼ばれる現象が見られた [14]。ポジトロニウムにおいても、同様の現象が見られる可能性がある。また、ポジトロニウム BEC によって様々な応用が期待できる。ひとつは、BEC 状態のポジトロニウムから放出される消滅ガンマ線を利用した 511 keV ガンマ線レーザーの実現である。BEC 状態にあるオルソ-ポジトロニウムに対し、パラ-ポジトロニウムとのエネルギー準位差に相当する 203 GHz サブテラヘルツ波を照射することで、パラ-ポジトロニウムに遷移させる。パラ-ポジトロニウムは 2 光子崩壊をするが、エネルギー保存則より、崩壊先光子のエネルギーは 511 keV 単色スペクトルとなる。BEC 状態にあるパラ-ポジトロニウムは、長距離相関のため協調的に崩壊が起こり、511 keV ガンマ線の誘導放出（崩壊）が強く起こる [15, 16]。このとき BEC の形状をある方向に長くしておけば、指向性のある 511 keV ガンマ線が得られる。特に、放出される 2 光子は、スピン 0 のパラ-ポジトロニウムの崩壊によるものだから、スピンエンタングル状態にある。増幅されたマクロなエンタングル状態が得られるという興味深い応用である。また、原子波の干渉を利用し、ポジトロニウム中の陽電子にはたらく重力効果の精密測定を行うことが考えられる [17]。反物質に対して弱い等価原理は十分に検証されていない。BEC 状態にあるポジトロニウムを Rydberg 状態に励起することで崩壊寿命を延ばし、重力相互作用

による位相シフトの異なる2つのパスを通らせ、干渉をみることで、ポジトロニウムにはたらく重力の作用を測定する。電子に対する寄与を差し引けば、反物質である陽電子にはたらく重力の効果を取りだせる。物質・反物質対称性の検証を進める上で、有用な応用である。

第 2 章

レーザー冷却を用いた Ps-BEC 実現方法

ポジトロニウムによる BEC を実現するためには、数百ナノ秒の間に 10 K までポジトロニウムを高速で冷却する必要がある。高速冷却を実現する新しい方法として、レーザー冷却を用いる方法を提案し、詳細なシミュレーションを行い冷却効率を評価した [18]。シミュレーションの結果、レーザー冷却は高速冷却に有効であり、BEC が実現可能であることが分かった。以下でその詳細について述べる。

2.1 実現方法

Ps-BEC を実現するには、高密度かつ低温のポジトロニウムを生成する必要がある。ポジトロニウムは寿命 142 ns でガンマ線に崩壊するため、以下の手順を用いる：

1. 蓄積装置中に陽電子を大量に集める、
2. 大量の陽電子を集束、高密度化し、電子を付与することで高密度のポジトロニウムを生成する、
3. 生成されたポジトロニウムを高速冷却することで、崩壊する前に BEC 相転移を起こす。

特に高速冷却を実現するために、極低温物質とポジトロニウムとの衝突による冷却とレーザー冷却とを併用した方法を新たに考案した。図 2.1 に、実験セットアップの概念図を示す。陽電子蓄積装置 [19, 20] に、およそ 10^9 個のスピンの偏極した低速陽電子を蓄積する。蓄積した低速陽電子は、蓄積装置内の電位を高めることで取り出し、集束システムによってビーム径を圧縮しながら、 SiO_2 （シリカ）に入射する。陽電子はシリカ中で減速され拡散するが、その過程でシリカ中の電子を剥ぎ取りポジトロニウムを形成する。シリカ中でのポジトロニウム形成率はおよそ 7 割と測定されている [21]。シリカ中には 150 nm 立方の空孔加工を行う。形成され拡散するポジトロニウムが空孔表面に到達すると、空孔中に放出され、トラップされる。これは、シリカがポジトロニウムに対して負の仕事関数をもつためである [22]。13,500 個のスピンの偏極ポジトロニウムを 150 nm 立方空孔中にトラップすることで、初期密度 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ を達成する。次に、空孔中にトラップされた高密度ポジトロニウムを冷却する。シリカ表面から放出されるポジトロニウムの初期運動エネルギーは 0.8 eV、温度にして 6000 K である [23]。冷却には二つのプロセスを用いる。一つは、ポジトロニウムと冷却されたシリカとの衝突による運動エネルギー交換である。この冷却プロセスは熱化と呼ばれ、ポジトロニウムの運動エネルギーが高い領域では効率が良いが、運動エネルギーが低くなるにつれ、壁との衝突頻度が減少、また、衝突によってシリカ中に励起されるフォノン

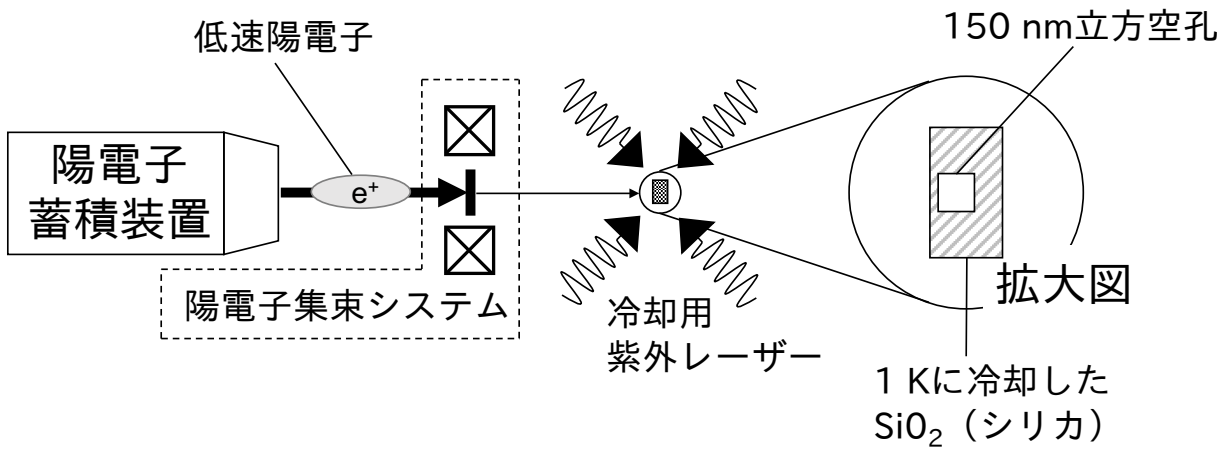


図 2.1: Ps-BEC を実現するための実験セットアップ概念図

モードが減少するという理由で、冷却効率が悪くなる。そこで、もう一つの方法として、運動エネルギーの小さくなったポジトロニウムの冷却を効率化するために、6 方向からレーザーを照射し、ポジトロニウムをレーザー冷却する。ポジトロニウムと光との相互作用を用いた冷却であるため、低温のポジトロニウムに対しても冷却効率が減少しない。レーザー冷却用の光源には、ポジトロニウムの $1s - 2p$ 遷移波長に対応した 243 nm 紫外光を用いる。シリカは 243 nm 紫外光に対して透明なため [24, 25]¹、シリカ中の空孔にトラップされたポジトロニウムに対しても冷却レーザー光は照射される。以下に述べるように、熱化による冷却とレーザー冷却を組み合わせることで、ポジトロニウムが崩壊する数百ナノ秒のうちに、約 10 K まで冷却し、BEC 相転移を起こす。

2.2 冷却シミュレーション

熱化による冷却とレーザー冷却を組み合わせることで Ps-BEC 実現に十分な高速冷却が可能であるかを検討するために、モンテカルロシミュレーションを行いポジトロニウムの温度を評価した。シミュレーションでは、13,500 個の粒子を生成し、50 ps ごとに相互作用によってポジトロニウムの速度、状態を発展させ、記録した²。相互作用は次の 4 つを組み込んだ：

1. ポジトロニウムの崩壊
2. ポジトロニウム二体弾性散乱
3. シリカとポジトロニウムの衝突によるエネルギー交換（熱化）
4. ポジトロニウムと冷却レーザーの相互作用

¹ [24] は常温におけるシリカの透明性を測定したもの、[25] は常温においてシリカ空孔中にトラップしたポジトロニウムにレーザーを照射し $1s - 2p$ 遷移を観測した実験であるが、低温における紫外光透過率、ポジトロニウム生成率 [26] などを測定予定である。

² 粒子の位置については記録していない。冷却レーザーのビーム径が $200 \mu\text{m}$ と大きく、150 nm 立方のトラップ領域中では強度がほぼ一定であるためである。

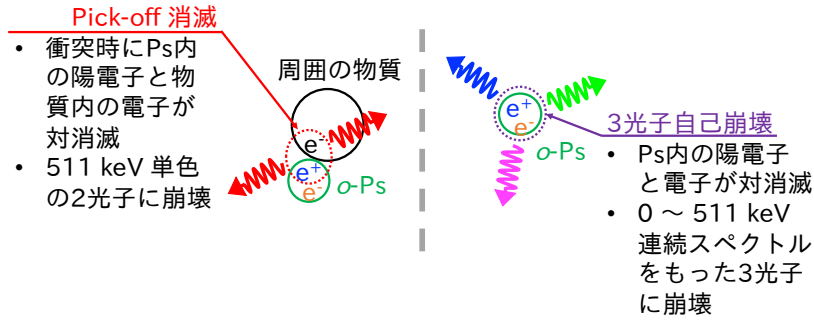


図 2.2: 周囲に物質があるときのポジトロニウム崩壊様式

シミュレーションは同一のパラメータで 30 回行い平均をとった。

2.2.1 ポジトロニウムの崩壊

シリカキャビティに閉じ込められた $1s$ 状態のポジトロニウムは、寿命 142 ns で自己崩壊する。 $2p$ 状態のポジトロニウムは寿命がおよそ $100\ \mu\text{s}$ [27, 28] と十分長いので、今回のシミュレーションでは $2p$ 状態からの自己崩壊は無視する。 $1s$, $2p$ どちらの状態のポジトロニウムも、シリカ粒子との衝突時に Pick-off 消滅する。図 2.2 に、周囲に物質がある際のポジトロニウム消滅様式を示す。3 光子自己崩壊の崩壊率 λ_3 は、ポジトロニウムを構成する電子と陽電子との対消滅が原因の崩壊だから、ポジトロニウムの速さによって変化しない。一方、2 光子消滅する Pick-off 消滅率 λ_2 は、ポジトロニウムを構成する陽電子と周囲の物質中電子との対消滅が原因だから、式 (2.1) のようにポジトロニウムの速さに依存する。

$$\lambda_2 = \frac{v}{L} P(v) \quad (2.1)$$

v : ポジトロニウムの速さ, L : ポジトロニウムとシリカ粒子との間の衝突平均自由行程,

$P(v)$: 衝突あたり Pick-off 消滅確率

衝突あたりの Pick-off 消滅率 $P(v)$ が未知であるが、 $P(v) = Cv^\gamma$ (C , γ は定数) として、速さ依存性をべき乗と仮定すると、本研究で新たに行ったポジトロニウムの Pick-off 消滅率を測定した実験結果をうまく説明できる。実験については、第 3 章にて詳述する。この仮定のもとで、Pick-off 消滅率は、

$$\lambda_2 = \frac{C}{L} v^\gamma \quad (2.2)$$

と表せる。冷却シミュレーションの際は、新たに行った実験によって得られた測定値 ($C = 2.70 \times 10^{-7} (\text{m/s})^{-\gamma} \text{ nm ns}^{-1}$, $\gamma = 1.05$) を用いる。ポジトロニウムの崩壊は次の手順でシミュレーションに組み込んだ:

1. 速さ v (300 K のとき平均値 80 km/s) をもつポジトロニウムに対し、消滅率の総和 $\lambda_{oPs} + \lambda_2 = \lambda_{oPs} + Cv^\gamma/L$ を計算する。 λ_{oPs} は、 $1s$ 状態のポジトロニウムに対しては、 $7.04\ \mu\text{s}^{-1}$ を用い、 $2p$ 状態のポジトロニウムに対しては 0 と近似する。 L はポジトロニウムとシリカ粒子の衝突平均自由行程で、 150 nm 立方体キャビティ中では $L = 100\text{ nm}$ である。

2. 消滅率よりステップごとの消滅確率を計算し、乱数と比較することでポジトロニウムの状態を更新する。消滅したポジトロニウムは以後追跡しない。

2.2.2 ポジトロニウム二体弾性散乱

スピン偏極したポジトロニウムは、 s 波弾性散乱を通して二体で運動エネルギーを交換する。このため、高密度のポジトロニウムでは、個々の粒子のエネルギーを平均化し、エネルギー分布が統計的なマクスウェル-ボルツマン分布³へ速く緩和していく。この弾性散乱の断面積は $\sigma = 72 a_0^2$ (a_0 はボーア半径) と理論的な計算がなされている [10]。二体弾性散乱は次のようにしてシミュレーションに組み込んだ:

1. 崩壊していないポジトロニウムからランダムに2つで1組のペアを作る。
2. ペアごとに乱数を生成し、二体弾性散乱が起こる確率 $1 - \exp(-n\sigma v dt)$ (n はポジトロニウムの密度、 v はポジトロニウムの速さの平均値、 dt はステップの時間幅) と比較し乱数が小さければ、弾性散乱による運動エネルギー交換を計算し、ペアの速度を更新する。

以上のように実装した二体弾性散乱によって、温度 300 K に相当するおよそ 0.04 eV 運動エネルギー一定値をもつ初期分布から、マクスウェル-ボルツマン分布に緩和していく様子を図 2.3 に示す。図中 τ は $\tau = \frac{1}{n\sigma v}$ を示しており、およそ 15τ 経過すれば、マクスウェル-ボルツマン分布へ緩和する。実際の二体散乱レートは、二体ポジトロニウム相対速度の大きさに比例するため、今回の実装は近似であるが、冷却において問題になる速度が大きいポジトロニウムに対しては、緩和レートを低く見積もっていることになるため、保守的な見積もりになっている。また、密度 10^{18} cm^{-3} において、10–6000 K における τ は 100–4 ps と変化する。50 ps のステップは、エネルギーが高いポジトロニウムに対しては、シミュレーションにおいて衝突回数が少なくなる。しかし、熱化とレーザー冷却による冷却は十分穏やかであるため、ポジトロニウムの速度分布は常にマクスウェル-ボルツマン分布に緩和している。熱化、レーザー冷却を組みこんでシミュレーションを行った際、時間毎にポジトロニウムのエネルギー分布をマクスウェル-ボルツマン分布でフィットした際の Reduced χ^2 が妥当であることを確認している (図 2.9)。

2.2.3 熱化による冷却

熱化による冷却モデルとして、古典弾性散乱モデル [23] を用いた。古典弾性散乱モデルでは、質量 m_{Ps} のポジトロニウムと質量 M の散乱体による散乱は古典弾性散乱であると仮定する。ポジトロニウムの散乱が等方的であり、かつ温度 T をもつ散乱体の運動が等方的であると仮定すれば、運動エネルギー E をもつポジトロニウムの散乱あたり運動エネルギー減少の平均値は、古典的な計算により、

$$\begin{aligned} \langle \Delta E \rangle &= -2 \frac{m_{Ps} M}{(m_{Ps} + M)^2} \left(E - \frac{3}{2} k_B T \right) \\ &\simeq -2 \frac{m_{Ps}}{M} \left(E - \frac{3}{2} k_B T \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

³ 本シミュレーションではポジトロニウムの温度が十分高くほとんど縮退のない状態を扱っているため、古典的な近似が可能である。

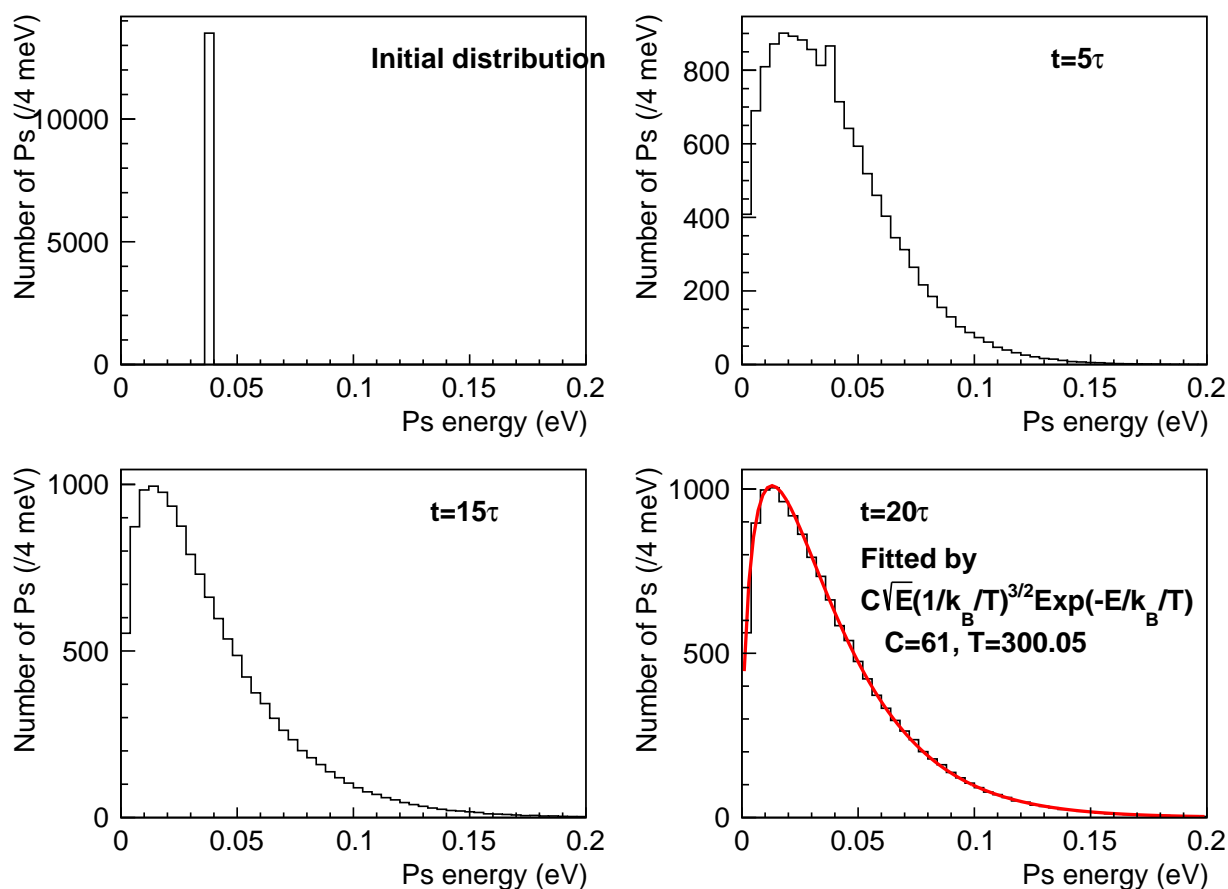


図 2.3: 二体散乱によるエネルギー分布の変化。図中 τ は衝突の時定数 $\tau = \frac{1}{n\sigma v}$ を表す。十分緩和したあとのエネルギー分布をマクスウェル-ボルツマン分布でフィットすることにより、正しい温度が得られる。

と表せる。 k_B はボルツマン定数である。 $M \gg m_{Ps}$ を用いた。ポジトロニウムと散乱体による衝突の平均自由行程を \bar{L} 、ポジトロニウムの速さを v とすれば、時間 \bar{L}/v ごとに散乱体と衝突する。したがって、時間あたりのポジトロニウム平均運動エネルギー E_{ave} の減少は、

$$\begin{aligned}
 \frac{dE_{ave}}{dt} &= -2 \frac{m_{Ps}}{M} \left(E_{ave} - \frac{3}{2} k_B T \right) \frac{\langle v \rangle}{\bar{L}} \\
 &\simeq -2 \frac{m_{Ps}}{M} \left(E_{ave} - \frac{3}{2} k_B T \right) \frac{1}{\bar{L}} \sqrt{\frac{2E_{ave}}{m_{Ps}}} \\
 &= -\frac{2}{M\bar{L}} \sqrt{2m_{Ps}E_{ave}} \left(E_{ave} - \frac{3}{2} k_B T \right)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

とする。このモデルは、過去の実験においてシリカ中で測定されたポジトロニウム温度の時間発展を良く再現できるが [23, 29–31]、シリカ-ポジトロニウム間の衝突におけるシリカの有効質量 M は実験間において一致していない。図 2.4 に過去の実験によって測定されたシリカ有効質量 M をまとめる。シリカ有効質量 M は、衝突するポジトロニウムのエネルギーに依存する [29]。これは、ポジトロニウムのエネル

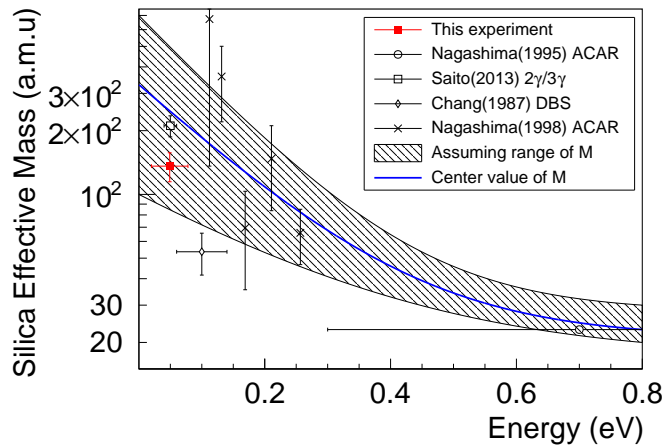


図 2.4: シリカ有効質量 M の実験結果と M のポジトロニウム運動エネルギー依存性の推定。縦軸エラーバーは測定誤差，横軸エラーバーは測定されたポジトロニウムのエネルギー領域を示す。図中青線は，もっとも測定精度のよい実験点を強く反映した M 推定関数（式 (2.5)）である。斜線部分は推定関数の不確かさとして考える。

ギーが大きい状態では，シリカ粒子との間で弾性散乱以外の相互作用が起こり，エネルギー移行が大きくなるためである。古典弾性散乱モデルでは，散乱体有効質量 M にポジトロニウムエネルギー依存性をもたせることで，現象論的にポジトロニウムの熱化を記述できる。

古典弾性散乱モデルを用いて，本実験における熱化によるポジトロニウムの冷却をシミュレーションする。これまで常温以下においてポジトロニウムの熱化を測定した実験はないため，図 2.4 にまとめた過去の測定値より M を推定する。図中に示した M の推定関数

$$M = 21 + 308 \exp(-E/0.16 \text{ eV}) \quad (2.5)$$

を中心値として，斜線部分を推定関数の不確かさとする。熱化による冷却は，

1. 各粒子の運動エネルギーより， M を計算する。
2. 各粒子ごとに，ステップあたりの平均運動エネルギーの減少率を式 (2.4) によって計算する。 M については，1. で計算した値を用いる。
3. 各粒子の速度を 2. で求めた減少率にしたがい減少させる。

という方法で取り入れた。図 2.5 に，1 K シリカ中での熱化による温度発展シミュレーション結果を示す。 M の不定性が大きく，400 ns の時点で 20–200 K と，到達温度の差が大きい。今回与えた不定性の範囲内では，ポジトロニウム温度が BEC 臨界温度を下回することはできず，レーザー冷却による冷却の効率化が必要である。なお，この不定性を取り除くために，極低温シリカにおける熱化を実測する必要がある。第 3 章にて，極低温シリカ中での熱化測定実験について議論する。

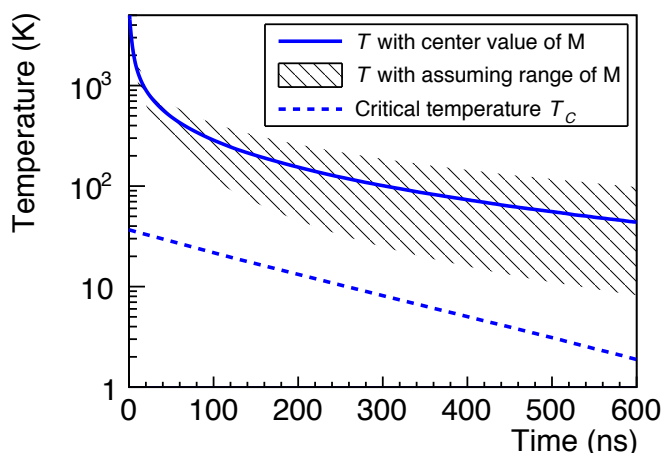


図 2.5: 熱化による冷却の推定。青実線は M を式 (2.5) によって推定したときの温度発展である。斜線領域は、図 2.4 中の斜線領域を M として用いた際の温度発展に対応する。 M が大きいほど、冷却が遅くなる。青点線は BEC 臨界温度を示す。ポジトロニウムの崩壊により密度が減少するため、臨界温度は時間とともに低くなる。

2.2.4 レーザー冷却

ポジトロニウム冷却を効率化するために、 $1s-2p$ 遷移に対応した波長 243 nm, 周波数にして 1.23 PHz の紫外レーザーを用いてレーザー冷却を行う。本実験で言及するレーザー冷却は、ポジトロニウムの $1s-2p$ 遷移共鳴周波数より波長の長い（周波数の小さい）レーザー光を入射することで、ドップラー効果により光と対向するポジトロニウムのみが光を吸収し反跳によって冷却されるという、もっともシンプルなドップラー冷却である。ポジトロニウム冷却用レーザーに必要な特徴的なスペックは次の通りである：

広い周波数幅 ポジトロニウムは質量が小さいため、速度が広く分布する。したがって光に対するドップラー幅も大きくなる。243 nm 紫外光に対し、300 K において 400 GHz (2σ) のドップラー幅をもつ。この幅は水素原子と比較しても 30 倍ほど大きいものであり、様々な速度をもつポジトロニウムを効率良く冷却するには、様々な周波数の光を含む、周波数幅の広いレーザー光源が必要である。熱化による冷却は、図 2.5 より、およそ 300 K から効率が悪くなる。したがって、レーザー冷却はおよそ 300 K から有効となるようチューニングする。冷却用レーザーの周波数は、 $1s-2p$ 遷移共鳴周波数より、300 K におけるドップラー効果の平均値 300 GHz 程度低くする。周波数幅は、10 K 以下となるポジトロニウムを加熱してしまう確率が十分低くなるよう、140 GHz (2σ) を考える。

周波数シフト ポジトロニウムはドップラー効果が大きいため、冷却され減速するのに伴い、共鳴周波数が大きく変化する。300→50 K と温度が変化すると、共鳴周波数の中心値は、130 GHz ほど変化する。共鳴周波数の変化に追従してレーザーの周波数を変えられれば、冷却効率が向上する。周波数シフトの効果については、パラメータを変更しながらシミュレーションを行い確認する。

長いパルス持続時間 ポジトロニウムの場合、243 nm 紫外光を吸収することにより、速度が $\hbar\omega/m_{P_5C} \approx$

表 2.1: ポジトロニウム冷却用レーザーのスペック。周波数プロファイル, 時間プロファイル, ビームプロファイルはすべてガウス関数型を仮定している。

| 項目 | 値 |
|--------------------|--|
| パルスエネルギー | 40 μJ |
| 中心周波数 | 1.23 PHz - $\Delta(t)$ |
| 周波数離調 $\Delta(t)$ | $\Delta(0 \text{ ns})=300 \text{ GHz}$ $\Delta(300 \text{ ns})=240 \text{ GHz}$ |
| 周波数幅 (2σ) | 140 GHz |
| 持続時間 (2σ) | 300 ns |
| ビーム径 (2σ) | 200 μm |

$1.5 \times 10^3 \text{ m/s}$ 減少する。 \hbar はプランク定数/ 2π , ω はレーザーの角周波数, c は光速である。ポジトロニウムは, 対向するレーザー光子を吸収し, ランダム方向に光子を放出して自然脱励起することによって冷却される。 $1s-2p$ 遷移間では, 自然脱励起の時定数は 3.2 ns である。したがって, 理想的には, 6.4 ns ごと⁴に $1.5 \times 10^3 \text{ m/s}$ ずつ減速していく。 300 K からの冷却を考えると, $\sqrt{k_B 300 \text{ K}/m_{Ps}}/(1.5 \times 10^3 \text{ m/s}) \times 6.4 \text{ ns} = 206 \text{ ns}$ という長い時間が冷却に必要である。連続発振 (CW) レーザーは, 線幅が狭く使用できないため, 数百ナノ秒の長い持続時間をもつパルスレーザーが必要である。

以上の要求により, 表 2.1にまとめたスペックをもつレーザーを考える。図 2.6に, 冷却用レーザーの中心周波数・強度の時間発展を示す。特に, 140 GHz の広い周波数幅, 300 ns の長い持続時間, 300 ns をかけての 60 GHz 中心周波数シフトが, これまでの光源にない特徴である。現在, レーザー開発を行っている。レーザーのデザイン, 開発状況については, 第 4 章で述べる。

ポジトロニウムとレーザーの相互作用は, レート方程式によって扱う。レート方程式によるアプローチでは, ポジトロニウムが一斉に励起されるラビ振動を記述することはできないが, 冷却に使う $1s-2p$ 遷移の自然幅は 313 MHz であり, その逆数 3.2 ns よりレーザーの持続時間が 300 ns と十分長いため, ラビ振動は見られず無視できる [32]。レーザーによる誘導吸収, 放出レート (アインシュタインの B 係数と呼ばれる) は,

⁴ レーザー光により $1s-2p$ 遷移が飽和していると, ポジトロニウムの半分が $1s$ 状態に, もう半分が $2p$ 状態になる。 $2p$ 状態のポジトロニウムは冷却されないから, 冷却サイクルは $3.2 \text{ ns} \times 2 = 6.4 \text{ ns}$ ごととなる。

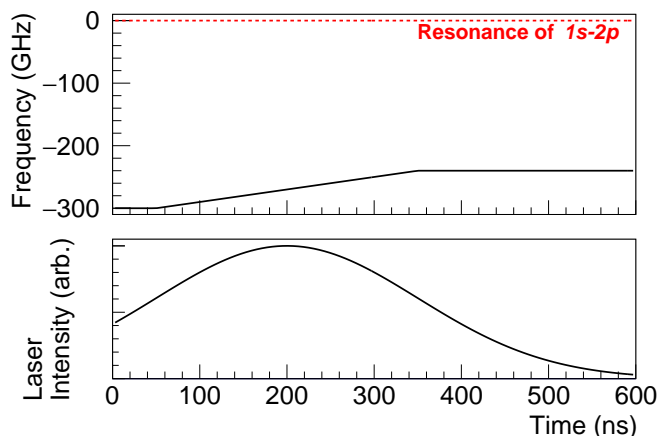


図 2.6: 冷却用レーザーの中心周波数・強度の時間発展。上：レーザー中心周波数の時間発展。1s-2p 遷移共鳴周波数へ徐々に近づけていくことで、減速したポジトロニウムをさらに冷却する。下：レーザー強度の時間発展。冷却レーザーの強度ピークがポジトロニウム生成から 200 ns 後に来るようレーザーを照射する。

$$B(t, \vec{x}, \vec{v}) = \int d\omega \frac{I(t, \vec{x}, \omega)}{\hbar\omega} \cdot \frac{4}{3}\pi^2 \alpha \omega_0 |X_{12}|^2 \cdot \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma/2}{(\omega(1 - \vec{k} \cdot \vec{v}/c) - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2.6)$$

t : 時間, \vec{x} : ポジトロニウムの位置, \vec{v} : ポジトロニウムの速度, \vec{k} : レーザー方向ベクトル,

$I(t, \vec{x}, \omega)$: 単位周波数あたりのレーザー強度,

X_{12} : 1s-2p 遷移行列要素,

ω : ポジトロニウムと相互作用する光子の角周波数

ω_0 : 1s-2p 遷移共鳴角周波数

と表せる。ポジトロニウムの位置については、レーザー強度プロファイルに対して十分狭い領域に閉じこめられているため、レーザー強度のピーク位置とする。表式最終項のローレンツ関数分母にドップラー効果が反映されており、ポジトロニウムと対向する光子に対して $B(t, \vec{x}, \vec{v})$ が大きくなる。2p 状態からの自然脱励起レートであるアインシュタイン A 係数 ($A = 1/3.2 \text{ ns} = 0.3/\text{ns}$) を用いて、次のようにシミュレーションに組み込む。1s 状態のポジトロニウムに対しては、ステップを進めるたびに、6 方向から入射したレーザーそれぞれによる 2p 状態への誘導吸収確率を B 係数より計算し、ステップを進める。遷移が起こった場合は、対応する光子の吸収による反跳を計算し、速度を更新する。2p 状態のポジトロニウムに対しては、1s 状態への誘導放出確率を B 係数より、自然脱励起確率を A 係数より計算する。誘導放出が起こる場合はレーザー光子の速度を、自然脱励起が起こる場合は 243 nm の光子をランダム方向へ放出するとした速度を反跳としてポジトロニウムの速度に加える。なお、50 ps のステップ幅は大きすぎる場合があるため、レーザーによる相互作用を計算する際は、ポジトロニウムの遷移確率が合計で 1% 以下になるようステップ幅を短くする。遷移確率をもっとも大きいときの典型的なステップ幅は 1 ps である。相互作用の適用順は、レーザー冷却 → ポジトロニウムの崩壊 → 熱化による冷却 → ポジトロニウム二体弾性散乱とし、それぞれの相互作用を 50 ps ステップずつ進めた。

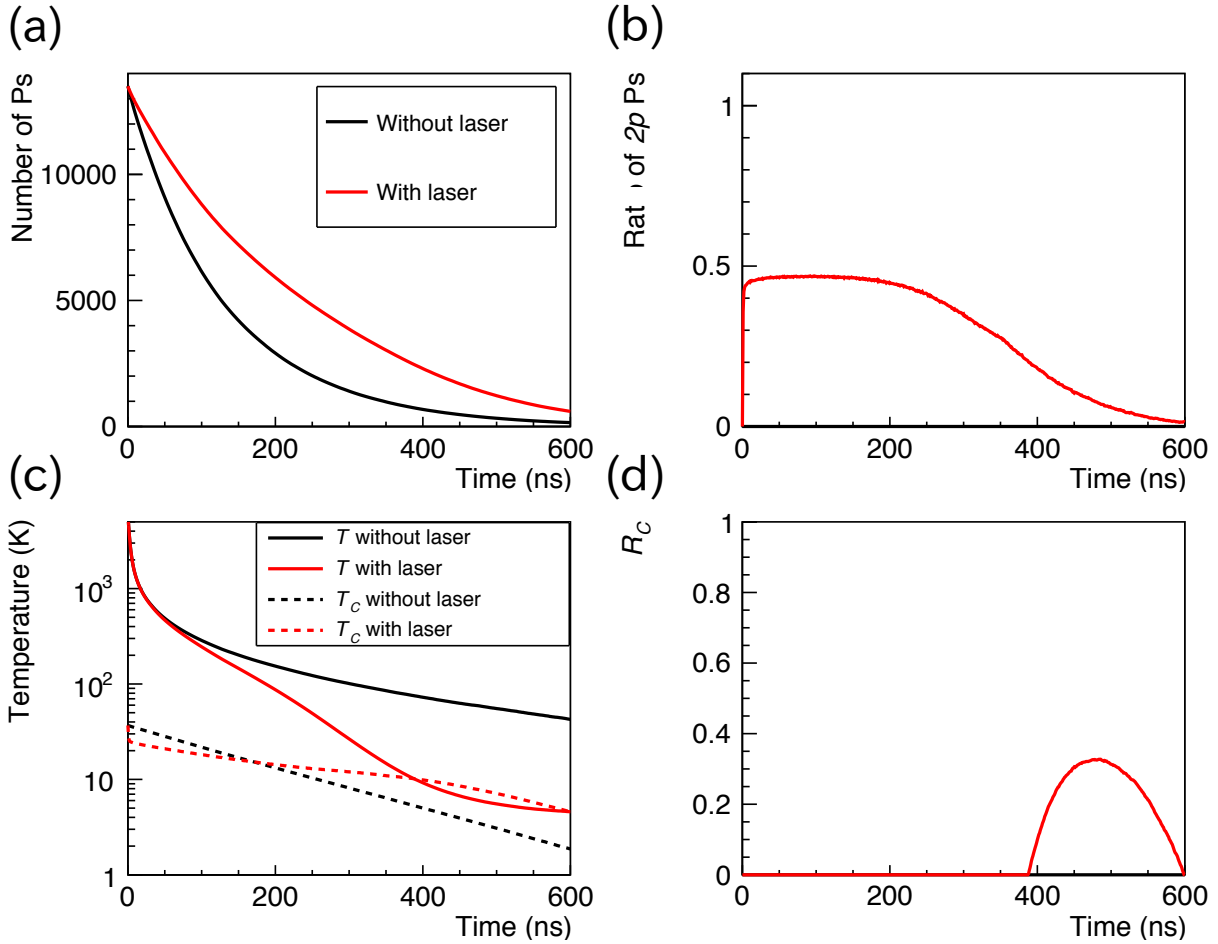


図 2.7: レーザー冷却を適用したシミュレーション結果。赤線はレーザー有り, 黒線はレーザー無しの結果である。(a): ポジトロニウムの残存数。(b): $2p$ 状態にあるポジトロニウムの割合。(a) と (b) より, 遷移の飽和によってポジトロニウムの寿命が延びていることが分かる。(c): ポジトロニウムの温度と BEC 臨界温度 T_C 。(d): 残存したポジトロニウムのうち BEC 状態にある割合 R_C 。(c) と (d) より, 400 ns あたりから BEC 相転移が起こり, 最大 3 割程度が BEC することが分かる。

図 2.7にて, レーザー冷却の有無を比較する。熱化モデル中シリカ有効質量 M は推定を中心値を用いた。レーザースペックは, 表 2.1に示した値を使用した。ポジトロニウムの残存数から, レーザーを照射したとき, 実効的な寿命が長くなっていることが分かる。これは, $1s$ - $2p$ 遷移がほぼ飽和し, 自己崩壊レートが非常に小さい $2p$ 状態の割合が 5 割弱あるからである。ポジトロニウムの温度 T は, ポジトロニウム速さの平均値 \bar{v} より, $\frac{m_{Ps}\bar{v}^2}{3k_B}$ と求まる。また, BEC 臨界温度 T_C は, $1s$ 状態のポジトロニウム密度 n を用いて式 (1.2)より計算した。レーザー冷却により, 熱化による冷却効率が悪くなるおよそ 300 K からの冷却を効率化できる。図 2.7 (c) より, ポジトロニウムの温度と BEC 臨界温度とを比較すると, およそ 400 ns 後に T_C を下回り, BEC 相転移が起こることが分かる。残存したポジトロニウム中 BEC 状態にある割合 R_C は, 自由空間中の BEC における式 [3]

$$R_C = 1 - (T/T_C)^{\frac{3}{2}} \quad (2.7)$$

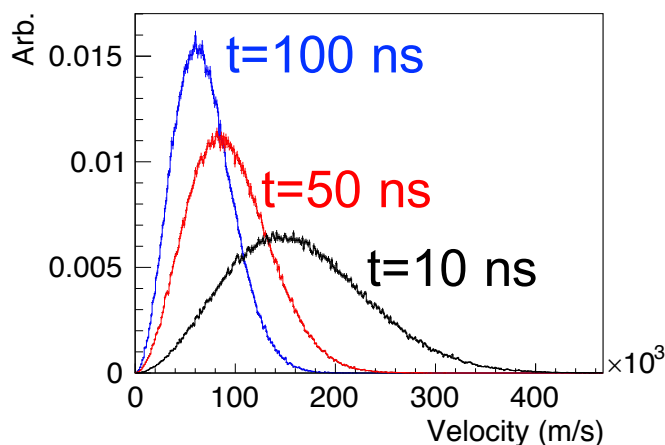


図 2.8: シミュレーションで得られたポジトロニウムの速さ分布。ポジトロニウムの数でノーマライズして表示している。ポジトロニウムが冷却され、速さが減少していることが分かる。

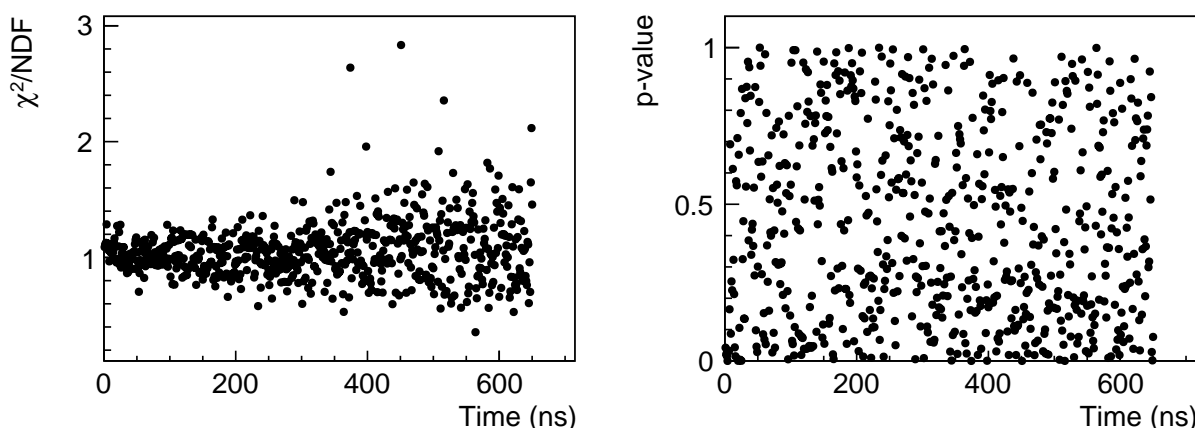


図 2.9: ポジトロニウム速さ分布をマクスウェル-ボルツマン分布でフィットした際の Reduced χ^2 と p -value。左: Reduced χ^2 。右: p -value。 p -value がランダムに分布しており、ポジトロニウムがマクスウェル-ボルツマン分布にしたがっていることが分かる。

より計算した。最大でおよそ 3 割のポジトロニウムを BEC 状態にできる。図 2.8 に、時刻 10 ns, 50 ns, 100 ns におけるポジトロニウムの速さ分布を、図 2.9 に、各時間に得られたポジトロニウム速さ分布をマクスウェル-ボルツマン分布でフィットした際の Reduced χ^2 , p -value を示す。フィットは妥当で、二体散乱の効果が不足なく組み込まれており、分布が緩和していることが分かる。

また、必要なレーザー強度を調べるために、レーザーのパルスエネルギーのみ変化させながら冷却シミュレーションを行った。図 2.10 にシミュレーション結果を示す。シリカ有効質量 M は推定の中心値を使用している。冷却用レーザーのパルスエネルギーとして 40 μ J は必要である。

シリカ有効質量 M は不定性が大きいので、レーザー冷却を行った際、 M の不定性がどの程度影響するのか、ポジトロニウムの温度発展をシミュレーションして検証した。結果を図 2.11 に示す。 M が式 (2.5) よりも 40% 程度大きい場合、シリカキャビティを小さくする、100 mK など低温環境を用意するなど実験の

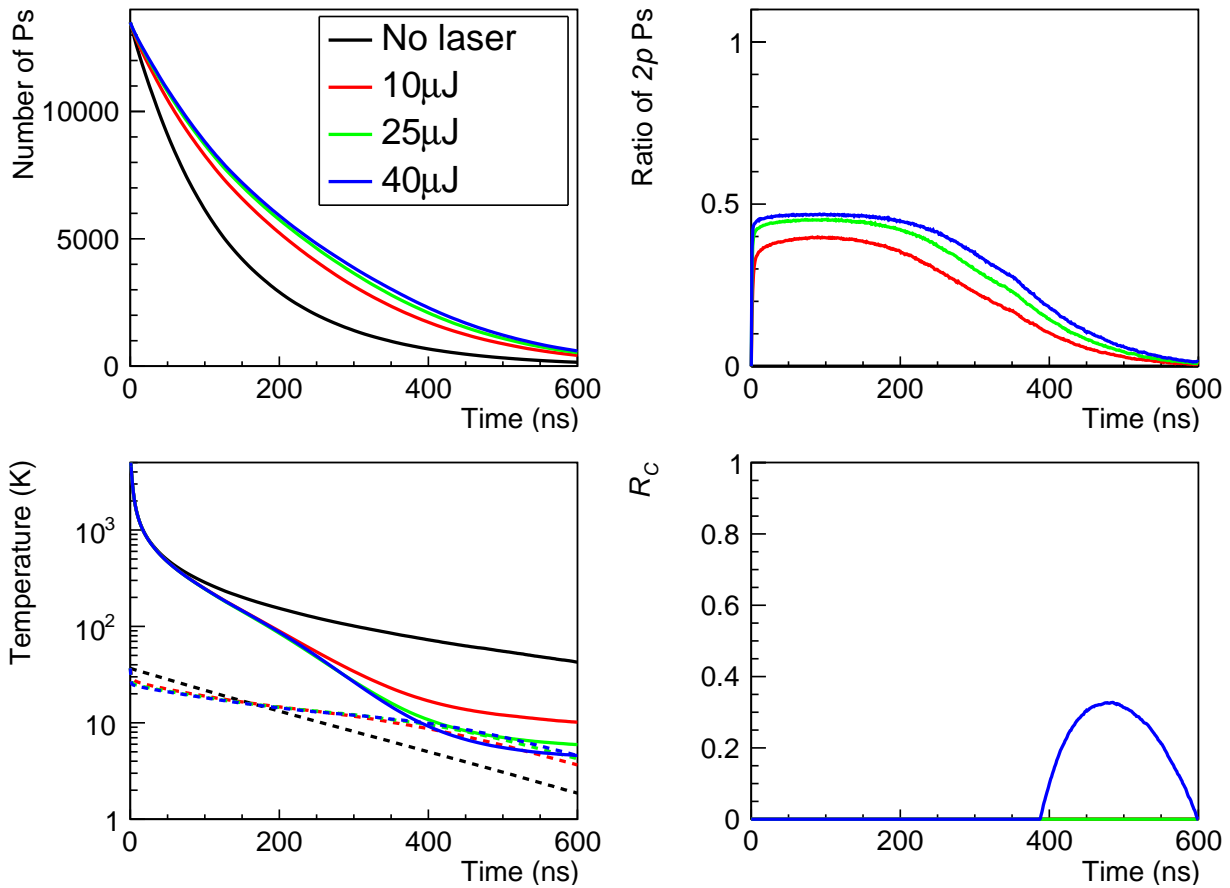


図 2.10: 冷却効率のレーザー強度依存性。シリカ有効質量 M は推定の中心値を使用している。冷却用レーザーのパルスエネルギーとして $40 \mu\text{J}$ は必要である。

最適化が必要である。

表 2.1 に示したレーザースペックのうち、パルスレーザーの中心周波数を 300 ns のうちに 60 GHz シフトするという項目は、特にチャレンジングである。周波数シフトの効果を検証するために、レーザー中心周波数シフトの大きさを変えてシミュレーションを行った。図 2.12 に、シミュレーション結果を示す。シリカ有効質量 M は推定の中心値を用いた。レーザー中心周波数を、(1) 300 → 240 GHz と最大 60 GHz シフトする、(2) 270 → 240 GHz と最大 30 GHz シフトする、(3) 240 GHz のままシフトしない、という 3 つのパターンで比較を行った。 M が推定の中心値であれば、中心周波数シフトなしに BEC を実現可能である。しかし、 M が推定よりも大きい場合や、BEC 状態にあるポジトロニウムの割合を高めることが必要な場合を考えると、中心周波数シフトが可能であることが望ましい。中心周波数シフトによって、BEC 状態のポジトロニウムをおよそ 3 倍にすることができる。

2.2.5 シミュレーションによって得られる結論

以上のシミュレーションにより、次の結論が得られる：

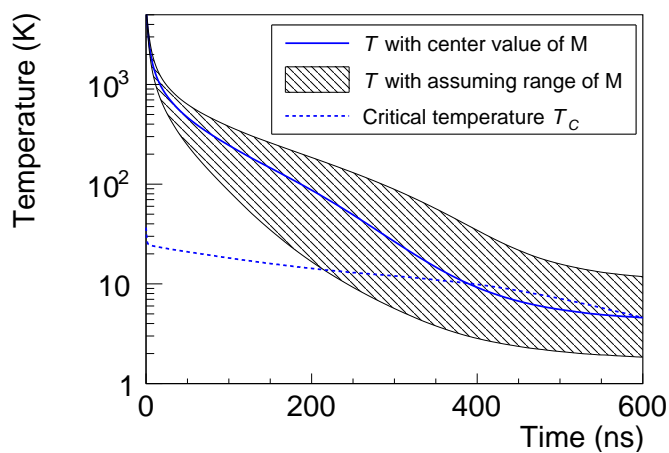


図 2.11: シリカ有効質量 M の不定性による冷却への影響。シミュレーションに用いた M の領域は図 2.4 中の斜線領域に対応する。

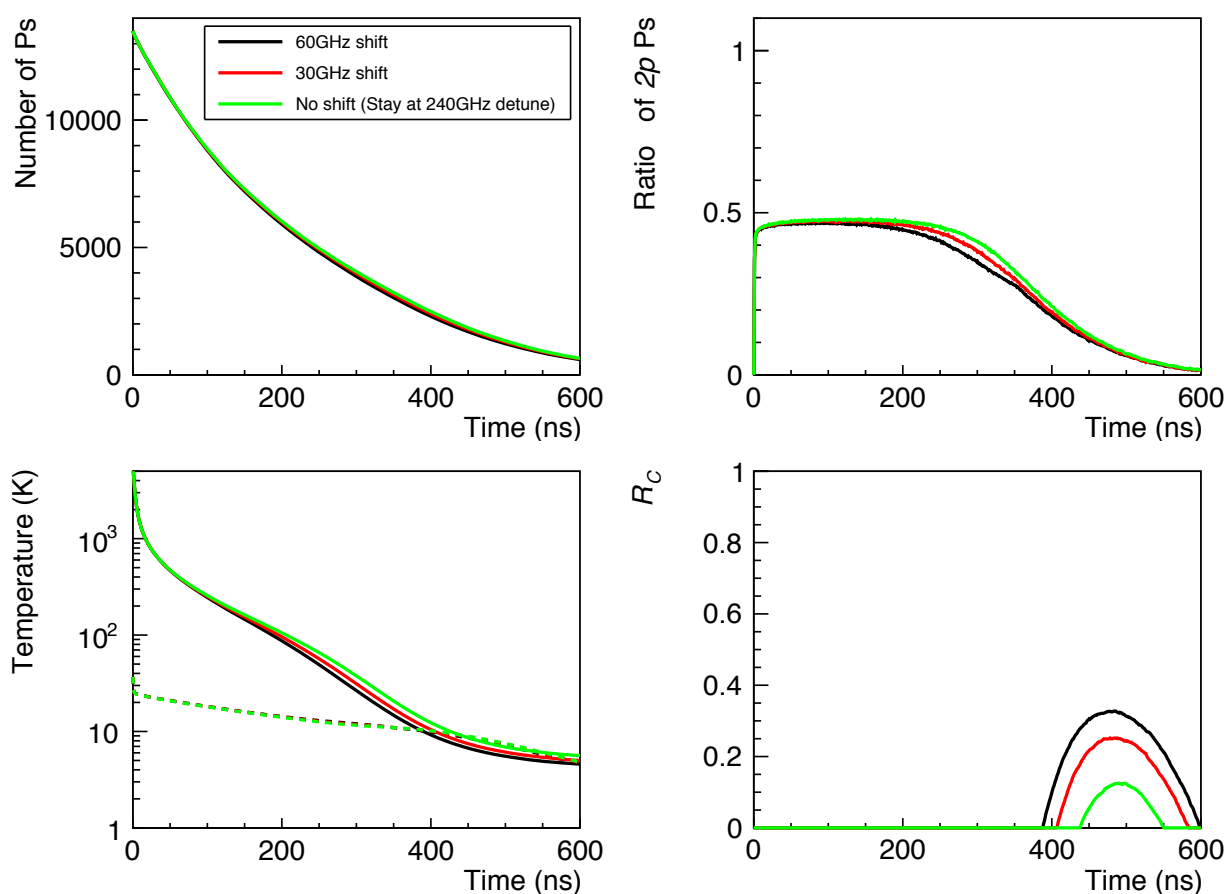


図 2.12: 中心周波数シフトの効果。黒線 : 300→240 GHz と最大 60 GHz シフト。赤線 : 270→240 GHz と最大 30 GHz シフト。緑線 : 240 GHz のままシフトしない。中心周波数をシフトしなくても BEC 実現可能だが、シフトによって BEC 状態のポジトロニウムをおよそ 3 倍にすることができる。

- 極低温領域までシリカ有効質量 M が過去に行われた精度の良い実験値程度であれば、ポジトロニウム冷却に最適なレーザー光源によって冷却することで、BEC 実現可能である。
- BEC 実現可能性はポジトロニウムの熱化による冷却効率に強く依存する。極低温環境で、ポジトロニウムの熱化を実測する必要がある。ポジトロニウム熱化測定実験については第3章にて詳述する。
- ポジトロニウム冷却用レーザーとして、広い周波数幅、長い持続時間をもつパルスレーザーが必須であり、開発する必要がある。パルスレーザーの中心周波数をシフトすることができれば、冷却効率の向上に有効である。

第 3 章

低温シリカ中でのポジトロニウム温度測定実験

第 2 章で述べたように、極低温環境下でのポジトロニウム熱化はこれまで測定されたことがない。極低温ポジトロニウム生成実験の第一段階として、低温にしたシリカエアロゲル中でのポジトロニウム温度発展を実測し、熱化関数を導出した。測定の結果、低温におけるポジトロニウムの冷却効率は十分良く、レーザー冷却によって BEC が実現できる見込みであることが分かった。

3.1 実験原理

3.1.1 Pick-off 消滅を用いたポジトロニウムの温度測定法

今実験では、ポジトロニウムの温度を測定するために、Pick-off 消滅率を測定する手法を用いる。2.2.1 にて述べたように、Pick-off 消滅率はポジトロニウムの速さに依存するため、Pick-off 消滅率を測定することで、ポジトロニウムの速さを測定することができる。ポジトロニウムの速さの平均値から、温度が求まる。また、Pick-off 消滅率の時間発展を測定すれば、ポジトロニウム温度の時間発展を測定することも可能である。

3.1.2 Pick-off 消滅率の測定手法

実験において、 $t = 0$ で $N(0)$ 個のポジトロニウムを生成したとする。時刻 t におけるポジトロニウムの生存数 $N(t)$ は、

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\int_0^t (\lambda_2(t') + \lambda_3) dt'\right) \quad (3.1)$$

と表される。いま、ポジトロニウムの崩壊に伴って放出されるガンマ線を検出し、ポジトロニウムの崩壊タイミングを測定することを考える。測定装置のガンマ線検出効率が、2 光子崩壊に対しては ε_2 、3 光子

崩壊に対しては ε_3 であったとき、崩壊のタイミングスペクトル $I(t)$ は、

$$\begin{aligned} I(t) &= \varepsilon_3 \frac{\lambda_3}{\lambda_3 + \lambda_2(t)} \left(-\frac{dN(t)}{dt} \right) + \varepsilon_2 \frac{\lambda_2(t)}{\lambda_3 + \lambda_2(t)} \left(-\frac{dN(t)}{dt} \right) \\ &= \varepsilon_3 \lambda_3 N(t) + \varepsilon_2 \lambda_2(t) N(t) \end{aligned} \quad (3.2)$$

となる。この崩壊タイミングスペクトルから、Pick-off 消滅率 $\lambda_2(t)$ を抽出すればよい。 $\lambda_2(t)$ を精度良く抽出するには、2光子崩壊イベント、3光子崩壊イベントをそれぞれ選択したタイミングスペクトルを作ることが有効である。2光子崩壊のみを抽出した崩壊タイミングスペクトル $TS_2(t)$ は、

$$TS_2(t) = \varepsilon_2 \lambda_2(t) N(t) \quad (3.3)$$

となる。また、3光子崩壊のみを抽出した崩壊タイミングスペクトル $TS_3(t)$ は、

$$TS_3(t) = \varepsilon_3 \lambda_3 N(t) \quad (3.4)$$

となる。これらふたつのタイミングスペクトルの比を取れば、

$$\lambda_2(t) = \frac{\varepsilon_3 TS_2(t)}{\varepsilon_2 TS_3(t)} \lambda_3 \quad (3.5)$$

と、Pick-off 消滅率そのものを取り出せる。これら崩壊モードを選択したタイミングスペクトルを測定するには、2光子崩壊と3光子崩壊とで放出されるガンマ線のエネルギー分布が異なることを利用する。2光子崩壊では、511 keV 単色のエネルギーをもったガンマ線が2本放出されるのに対し、3光子崩壊では、0 keV から 511 keV まで連続的なエネルギー分布をもったガンマ線が3本放出される。崩壊によって放出されたガンマ線のエネルギーが分かれば、その崩壊様式を弁別し、2光子崩壊、3光子崩壊量をエンハンスしたタイミングスペクトルを作成できる。したがって、

- ポジトロニウムが生成されたタイミング計測
- ポジトロニウムが崩壊し、ガンマ線が放出されたタイミング計測
- 2光子崩壊と3光子崩壊を区別するのに十分な分解能によるガンマ線のエネルギー測定

という3つの機能をもった実験装置によって、ポジトロニウム温度の時間発展を測定することができる。

3.2 実験装置

低温シリカ中でのポジトロニウム温度発展を測定するために、実験装置を構築した。図 3.1 に実験装置の概念図を、図 3.2 に構築した実験装置の断面図を示す。実験装置は、以下の手順にしたがい動作する。

1. ^{22}Na 放射線源を用意する。 ^{22}Na からは陽電子が放出される。
2. 放出された陽電子はプラスチックシンチレータでエネルギーを損失し、プラスチックシンチレータはシンチレーション光を出す。シンチレーション光を検出することにより、陽電子が放出されたタイミング、すなわちポジトロニウムが生成されたタイミングを計測する¹。

¹ 陽電子がプラスチックシンチレータを通過してからシリカエアロゲルに到達するまでにかかる時間、シリカエアロゲルに陽電子が到達してからポジトロニウムを形成するのにかかる時間は1ナノ秒にも満たず、今実験の時間測定精度では同時とみなせる。

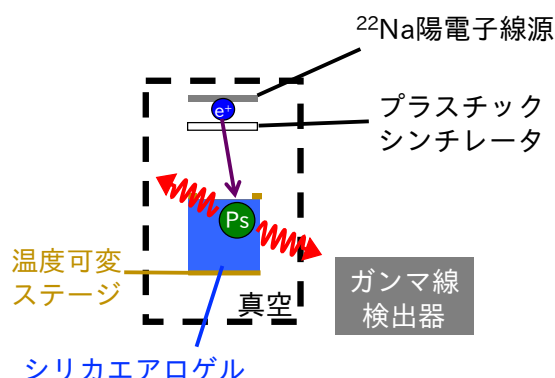


図 3.1: 実験装置の概念図

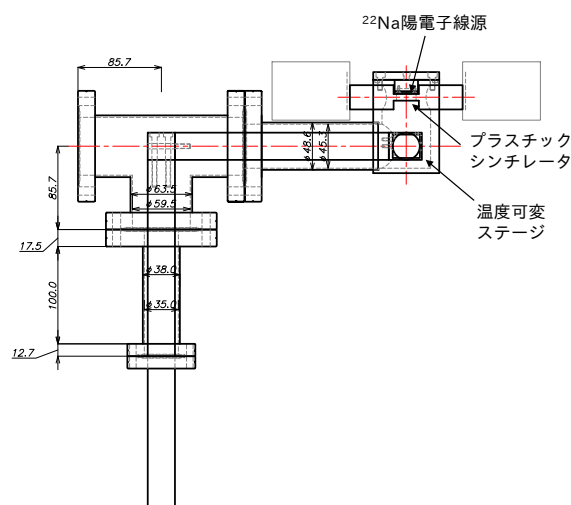


図 3.2: 実験装置の断面図。シリカエアロゲル，ガンマ線検出器，ガンマ線遮蔽用の鉛，真空排気系は省略している。

3. プラスチックシンチレータを通過した陽電子は，シリカエアロゲルに到達し，ポジトロニウムを形成する。シリカエアロゲルは，温度可変なステージに固定することで，極低温から高温までその温度を可変とする。
4. 形成されたポジトロニウムは，空孔に放出されるとき 1 eV 近い高い運動エネルギーをもつ。ポジトロニウムは，シリカ粒子との衝突を繰り返しながら冷却され，いずれガンマ線に崩壊する。崩壊ガンマ線を $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータで検出することにより，そのエネルギーとタイミングを測定する。

3.2.1 陽電子生成およびタグシステム

ポジトロニウムを形成するために必要な陽電子源として， ^{22}Na 放射線源を用いた。 ^{22}Na 放射性同位体の崩壊様式を図 3.3 に示す。主に最高運動エネルギー 546 keV の陽電子が放出される。放射線源パッケージは Eckert & Ziegler, POSN-22 を用いた。パッケージ外観を図 3.4 に示す。 ^{22}Na 線源は，ホルダーに取り付け，真空チャンバー中に設置した。線源ホルダーの外観を図 3.5 に示す。

陽電子が放出されたタイミングを計測するためのプラスチックシンチレータとして，200 μm 厚の NE-102A を用いた。プラスチックシンチレータの発光は，アクリル製のライトガイドによって真空チャンバー外に取り出した。ライトガイドの外観を図 3.6 に示す。ライトガイドには，陽電子が通過するための貫通穴が空いており，穴の片側にプラスチックシンチレータを貼り付けた。ライトガイドには反射材を巻きつけ，真空チャンバーに接着剤で固定した。ライトガイドの両端には，光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) を取り付けた。PMT は，浜松ホトニクス社製の H6614-70MOD を用いた。 ^{22}Na から放出された陽電子がプラスチックシンチレータで損失するエネルギー分布をシミュレーションした結果を図 3.7 に示す。プラスチックシンチレータでエネルギーを損失した陽電子のうち，およそ 5 割が停止せ

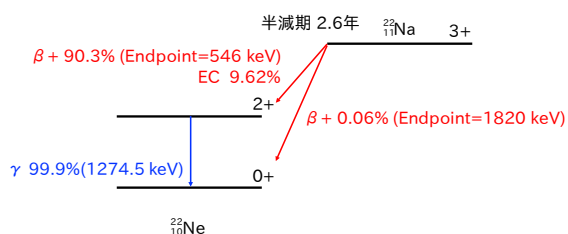


図 3.3: ^{22}Na 放射性同位体の崩壊様式 [33]。主に放出される陽電子の運動エネルギー最高値は 546 keV である。 ^{22}Na の崩壊とともに 1274.537 keV のガンマ線が放出される。



図 3.4: 使用した放射線源パッケージ。モデルは Eckert & Ziegler, POSN-22 である。 ^{22}Na 同位体は厚さ 11.7 μm の Ti フォイルに挟まっている。

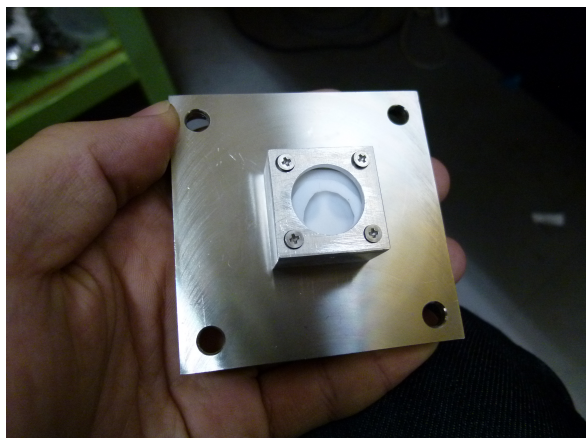


図 3.5: 線源ホルダー。写真中央にある穴部分に ^{22}Na 線源を入れる。真空チャンバーのフタに取り付ける。



図 3.6: ライトガイド。光の収集効率を高めるために反射材が巻きつけてある。真空チャンバーに接着剤を用いて固定している。写真上部より、線源ホルダー付きのフランジでフタをする。

ずにプラスチックシンチレータを通過する。

3.2.2 Ps 生成・冷却システム

陽電子に電子を供給しポジトロニウムを形成するための電子供給源として、シリカエアロゲルを用いた。シリカエアロゲルは、シリカ微粒子によって骨格が作られた多孔質体である。空孔径が数十ナノメートルから 100 ナノメートル程度となる密度のシリカエアロゲルを用いることで、第 2 章で提案した冷却

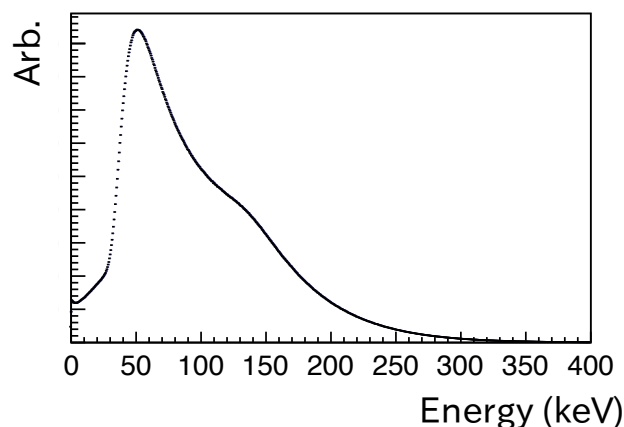


図 3.7: プラスチックシンチレータのエネルギー損失分布。Geant4 version.10.2.1 シミュレーションによる。

表 3.1: 使用したシリカエアロゲル。空孔直径は、密度 ρ を用いて、 $2(\rho_0/\rho - 1)R$ と見積もる [23]。 $R = 2.5 \text{ nm}$ は骨格を構成するシリカ微粒子の半径、 $\rho_0 = 2.20 \text{ g cm}^{-3}$ はシリカ微粒子の密度である。シリカエアロゲル中の空孔は球状を仮定し、平均自由行程は直径の $2/3$ 倍となる。

| 密度 (g cm^{-3}) | 空孔直径 (nm) | 衝突平均自由行程 (nm) |
|---------------------------|-----------|---------------|
| 0.11 | 95 | 63 |
| 0.06 | 178 | 119 |

実験セットアップと同じ状況でポジトロニウムの熱化を測定することができる。シリカエアロゲルの写真を図 3.8 に示す。実験では 2 種類の密度をもつシリカエアロゲルを用いた。表 3.1 に使用したシリカエアロゲルの性質をまとめる。

切り出したシリカエアロゲルは、銅製のターゲットステージに固定した。ターゲットステージの外観を図 3.9 に示す。ターゲットステージは真空チャンバー外まで引き出しており、引き出した部分を加熱、冷却することでシリカエアロゲルの温度を変えられる。

シリカエアロゲル中での陽電子停止位置を Geant4 version.10.2.1 によってシミュレーションした。結果を図 3.10 に示す。陽電子入射面から 4 mm までの領域におよそ 9 割の陽電子が停止し、シリカエアロゲル中の空孔にポジトロニウムが形成される。

3.2.3 崩壊ガンマ線検出システム

ガンマ線検出器として、直径 1.5 インチ、長さ 2 インチの $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータを用いた。使用した $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータの外観を図 3.11 に、性質を表 3.2 に示す。本実験においては、

- 減衰時間が 16 ns と短くパイルアップが少ない
- 光量が大きくエネルギー分解能が高い



図 3.8: シリカエアロゲルの写真。ここから $28\text{ mm} \times 28\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ 片を 2 つ切り出した。

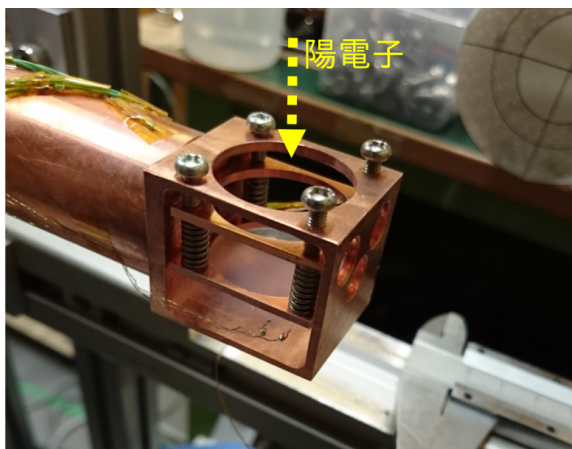


図 3.9: シリカエアロゲルステージ。SUS304 製のバネにより鉛直方向にシリカエアロゲルへ 2 kgf の荷重をかけることで、銅製のターゲットステージとの熱接触を良くしている。抵抗温度計 Pt100 を 2 片のシリカエアロゲルで挟むことにより、シリカエアロゲルの温度を測定する。銅製のステージは真空チャンバー外まで銅製のコールドフィンガーを通してつながっている。

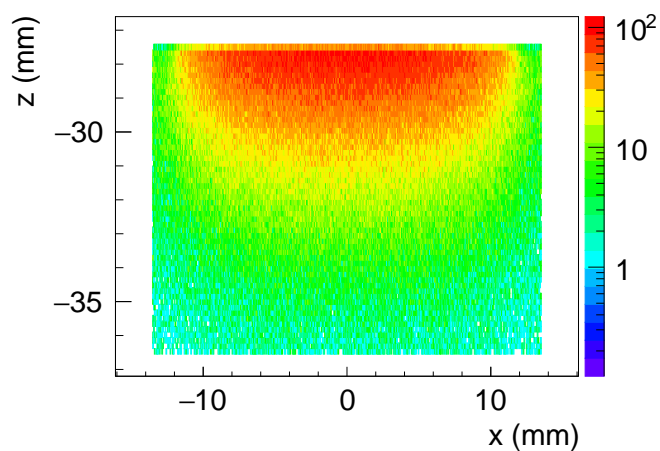


図 3.10: シリカエアロゲル中での陽電子停止位置。 $z = 0$ 方向から陽電子が入射する。シリカエアロゲルの密度は 0.11 g cm^{-3} である。

図 3.11: LaBr₃(Ce) シンチレータの外観表 3.2: LaBr₃(Ce) シンチレータの性質

| 性質 | 値 |
|--------|-------------------------|
| 密度 | 5.08 g/cm ³ |
| 最大放出波長 | 380 nm |
| 屈折率 | 1.9 |
| 減衰時間 | 16 ns |
| 光量 | 63 photons/keV γ |
| 光量比 | 165% (NaI(Tl) 比) |

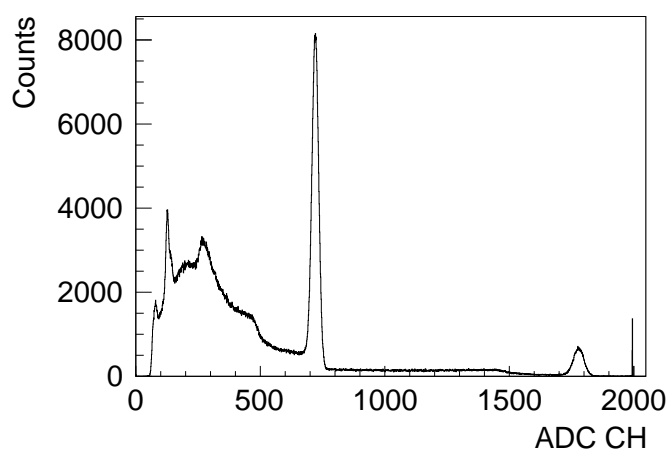


図 3.12: ²²Na 放射線源からのガンマ線を LaBr₃(Ce) シンチレータによって検出した際の波高スペクトル。横軸は LaBr₃(Ce) シンチレータのパルスを Charge-sensitive analog-to-digital converter (QADC) によってデジタル変換したチャンネル数である。700 ch 付近のピークは陽電子消滅による 511 keV のガンマ線、1800 ch 付近のピークは ²²Na 崩壊に伴って放出される 1275 keV のガンマ線による。

という 2 点が有用である。高いエネルギー分解能によって、ポジトロニウムの 2 光子崩壊ガンマ線と 3 光子崩壊ガンマ線を高い効率で分離することができる。図 3.12 に、本実験において、²²Na 放射線源からのガンマ線を LaBr₃(Ce) シンチレータによって検出した際の波高スペクトルを示す。PMT は H6614-70MOD を使用した。ペDESTALピーク²と、511 keV と 1275 keV の 2 つの全吸収ピークによって波高とエネルギー間のキャリブレーションを行った結果を図 3.13 に示す。エネルギー分解能は、ペDESTALピーク、511 keV ピーク、そして、1275 keV ピークの幅から見積もる。図 3.14 に LaBr₃(Ce) シンチレータのエン

² QADC チャンネルのゼロ点を意味する。LaBr₃(Ce) シンチレータにガンマ線が入射していない状態で AD 変換を行うことで取得する。

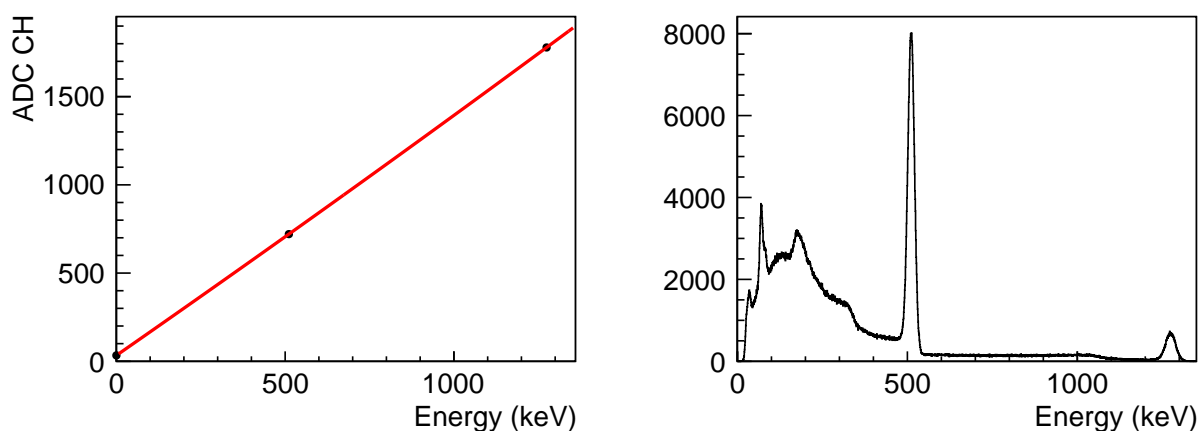


図 3.13: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータの波高とエネルギー間キャリブレーション。左: QADC チャンネルとエネルギーの対応関係。3つのピークをガウス関数でフィットし、その中心値をグラフにする。グラフを $p_0 + p_1E + p_2E^2$ (E はガンマ線のエネルギー) によってフィットすることで、キャリブレーション曲線を得る。右: キャリブレーション後のエネルギースペクトル。

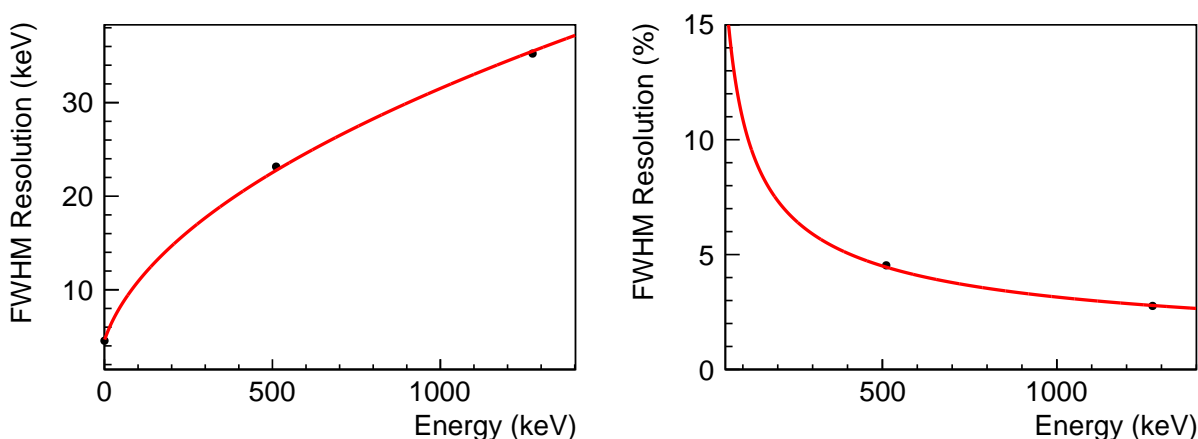


図 3.14: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータのエネルギー分解能。左: 半値全幅 (Full Width at Half Maximum, FWHM) の絶対値。右: 分解能のエネルギー比。511 keV, 1275 keV 各ピークをガウス関数でフィットした幅をグラフにする。グラフを $\sqrt{p_0^2E + p_1^2}$ (E はガンマ線のエネルギー) でフィットすることで、エネルギー分解能を得る。

エネルギー分解能を示す。500 keV のガンマ線に対して、およそ 5% (FWHM) のエネルギー分解能が得られる。2 光子崩壊, 3 光子崩壊を $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータを用いて検出した際に得られるエネルギースペクトルを Geant4 version.10.2.1 によってシミュレーションした。結果を図 3.15 に示す。 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータに記録されたガンマ線のエネルギー損失について、511 keV に近いエネルギー領域 (2 光子領域, 490–540 keV) 中のイベントを選択することで、2 光子崩壊イベントを多く抽出することができる。反対

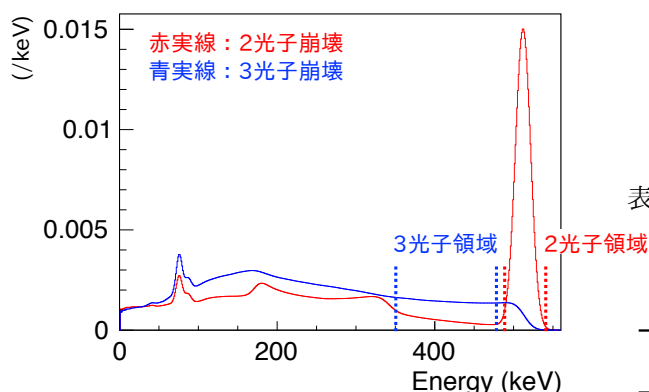


図 3.15: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータを用いて 2 光子崩壊, 3 光子崩壊を検出した際に得られるエネルギースペクトルのシミュレーション結果。それぞれのスペクトルは合計が 1 になるようノーマライズしている。

表 3.3: ポジトロニウム崩壊の検出効率。3 光子領域は, 350 keV から 470 keV, 2 光子領域は 490 keV から 540 keV である。

| | 3 光子領域 (%) | 2 光子領域 (%) |
|--------|------------|------------|
| 2 光子崩壊 | 0.1789(4) | 1.045(1) |
| 3 光子崩壊 | 0.8158(9) | 0.1579(4) |

に, 511 keV コンプトンフリーエネルギー領域³ (3 光子領域, 350–470 keV) 中のイベントを選択すれば, 3 光子崩壊イベントを多く抽出することができる。それぞれのエネルギー領域に, 2 光子崩壊, 3 光子崩壊が検出される効率のシミュレーションによる見積もりを表 3.3 にまとめる。 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータのエネルギー分解能が良く, 511 keV 全吸収ピークの幅が狭いため, 崩壊モードを高い効率で識別できる。

3.2.4 データ取得システム

本実験では, ポジトロニウムが生成された後, 数マイクロ秒後までに放出されるガンマ線を検出する。そのために, 論理回路は, 陽電子タグ用プラスチックシンチレータ PMT の信号が来てから約 $1.5 \mu\text{s}$ 後までにガンマ線検出用 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータ PMT の信号が来たとき, そのタイミングを Time-to-digital converter (TDC) で, 発光量 (シンチレータにおけるエネルギー損失量) を Charge-sensitive analog-to-digital converter (QADC) で記録するよう構成した。データ取得論理回路は NIM モジュールを組み合わせて構成し, CAMAC を用いてデータを記録した。図 3.16 に論理回路における主要な信号のタイミングチャートを, 図 3.17–3.20 に回路図を示す。なお本実験では, 解析手法のオプションとして, ポジトロニウム生成部を挟んで $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータと反対側に Ge 半導体検出器を設置していたため, Ge 半導体検出器用の回路を破線の四角で図中に示している。解析では, Ge 半導体検出器のデータは用いていない。タイミングチャートにおける括弧つき数字は, 回路図中にある同じ番号をもつモジュールの出力を意味する。以下, 論理回路中の重要な部分について述べる。本文中の括弧つきアルファベットは, 回路図中にある同じアルファベットをもつモジュールを指す。

³ ガンマ線がシンチレータ中でコンプトン散乱によってエネルギーを損失する際, 損失エネルギーには上限値がある。511 keV ガンマ線の場合, およそ 340 keV である。340–511 keV の領域は, シンチレータ中での多重コンプトン散乱や, 他の物質でコンプトン散乱したガンマ線イベントのみが記録されるため, イベント数が少なくなる。

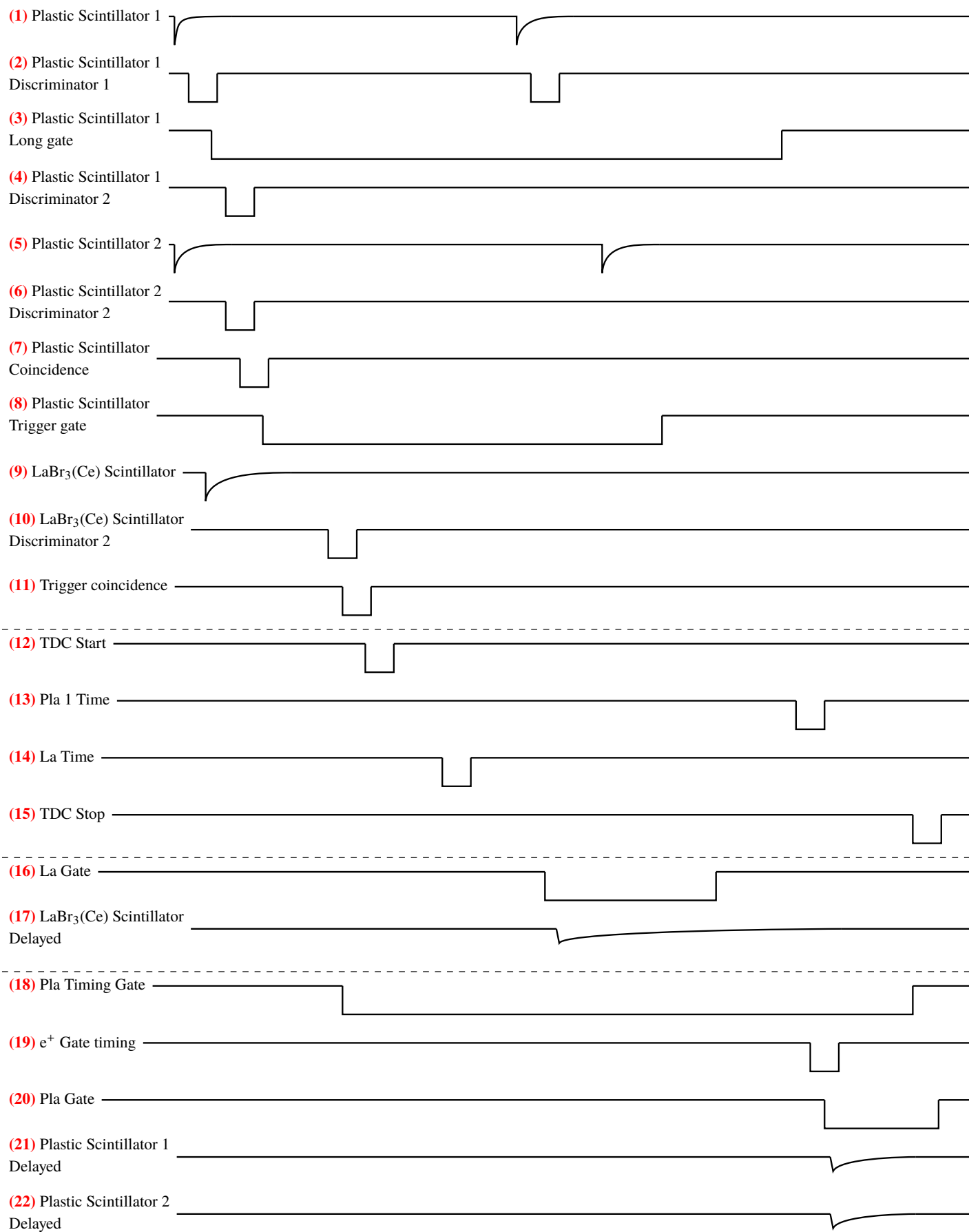


図 3.16: データ取得論理回路における主要な信号のタイミングチャート

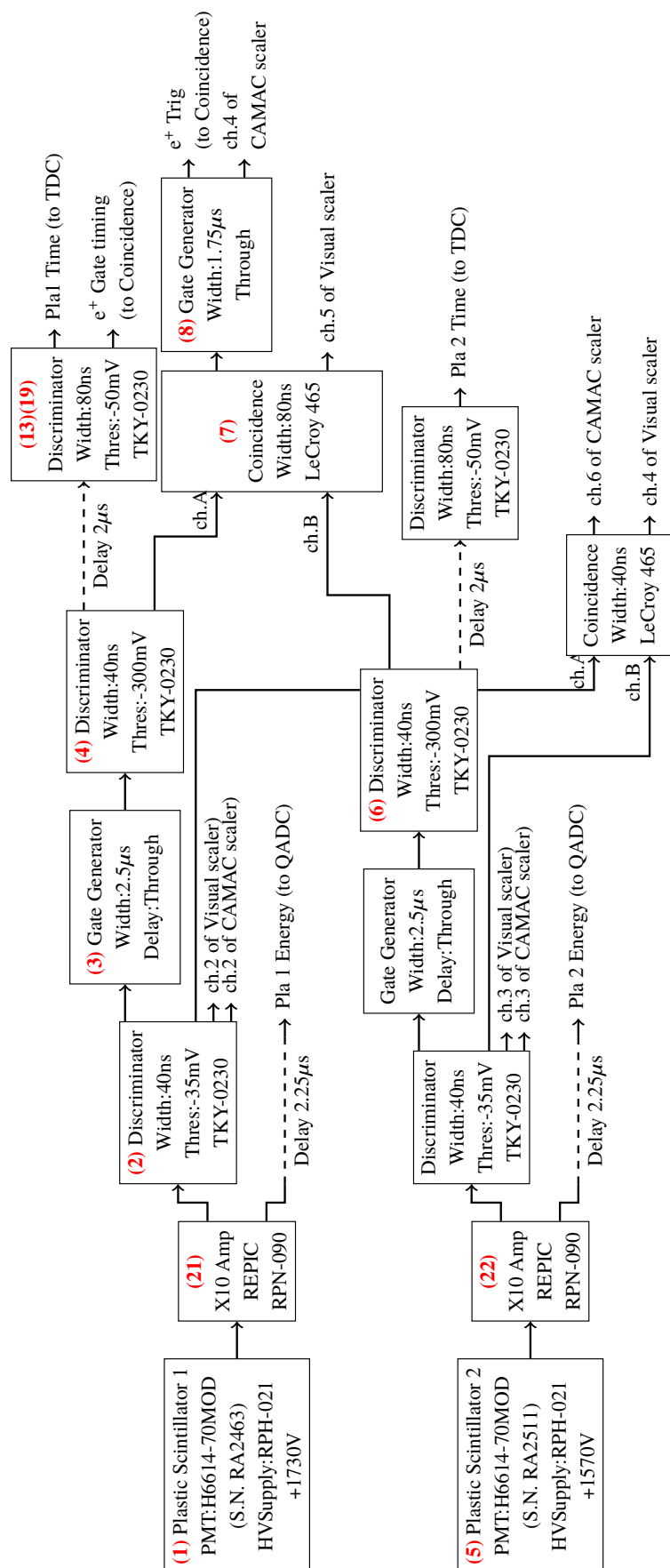


図 3.17: 陽電子タグ系

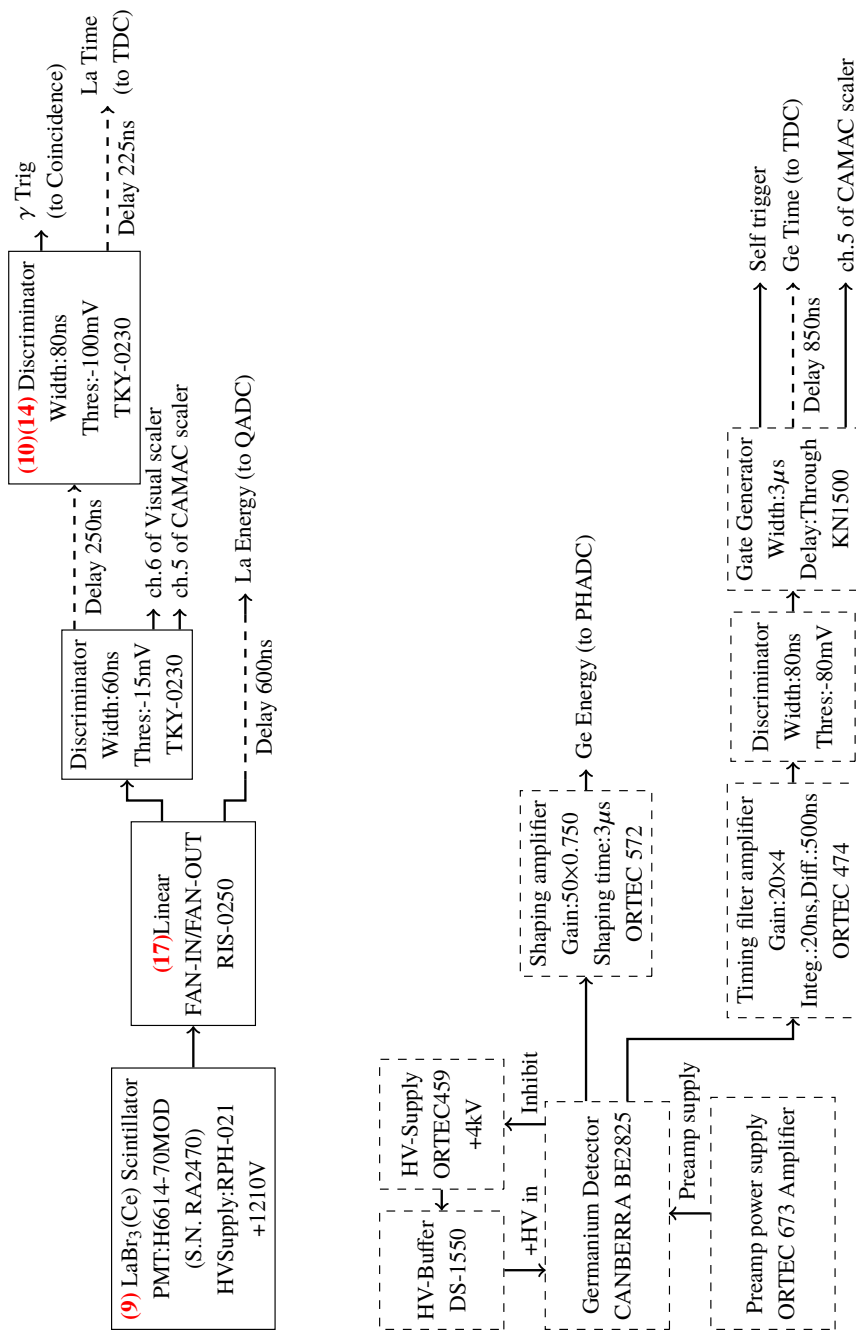


図 3.18: ガンマ線検出系

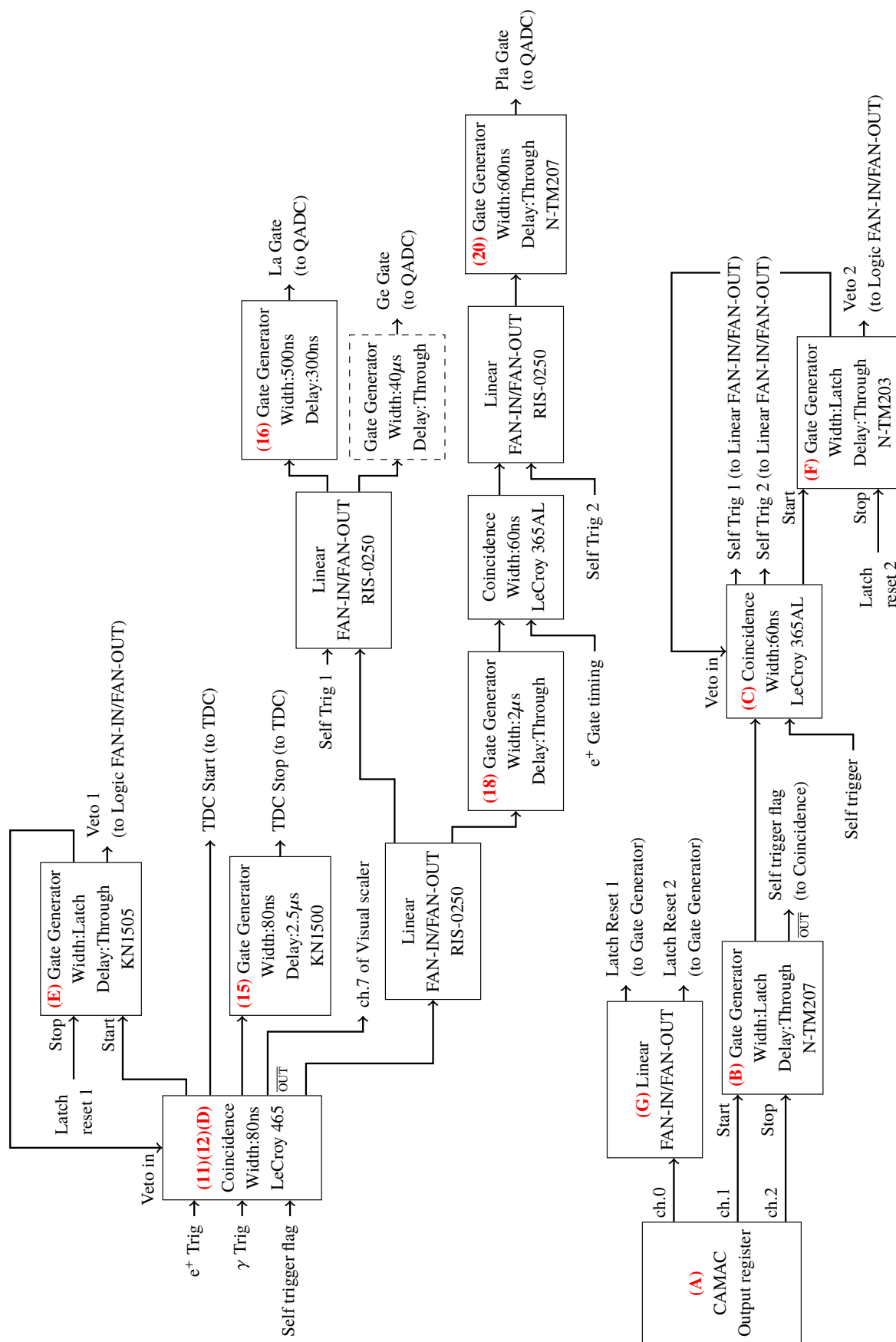


図 3.19: トリガー・ゲート生成系

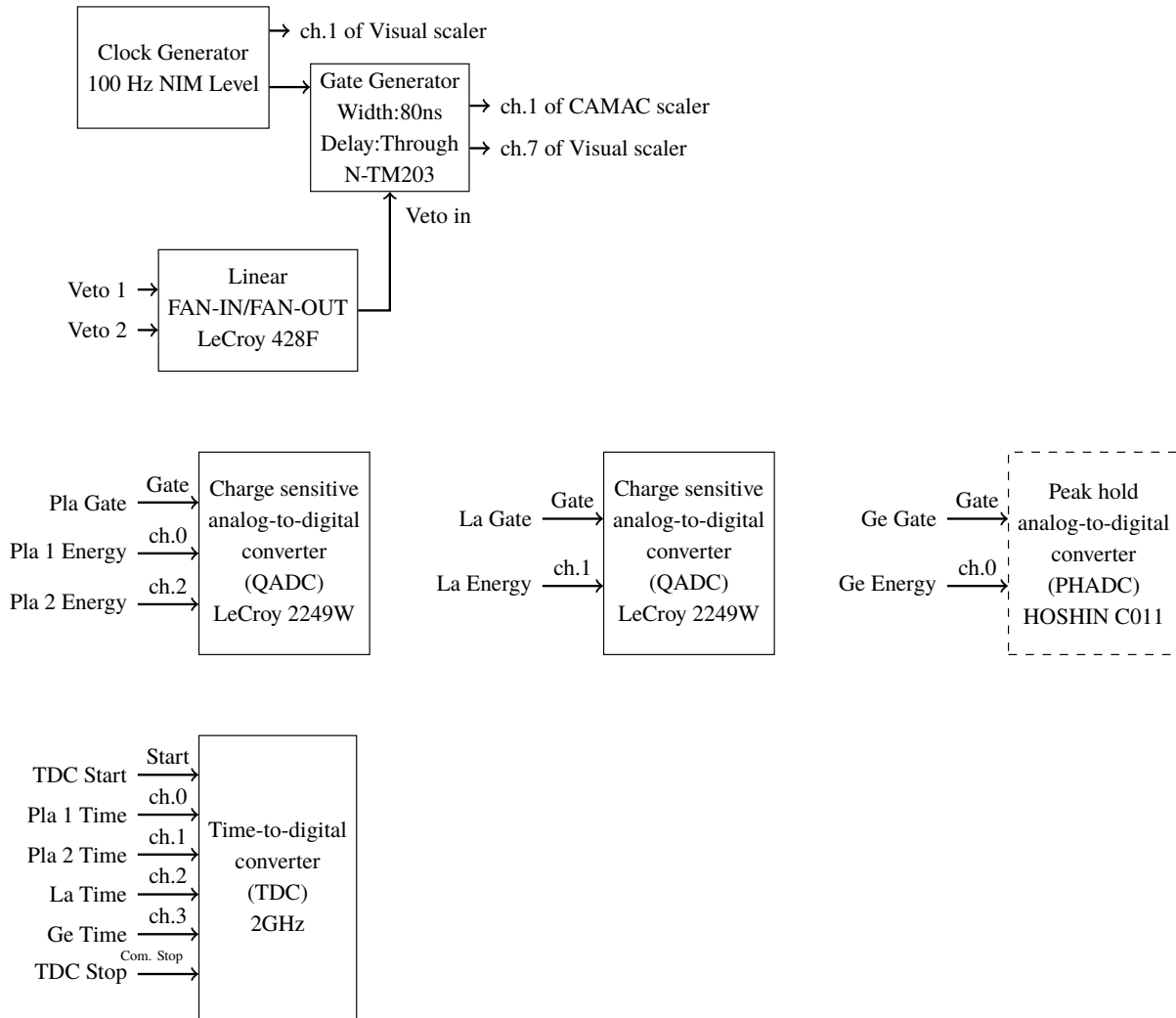


図 3.20: データ記録系

陽電子タグ系

まず、プラスチックシンチレータ用 PMT の信号 (1)(5) は、10 倍アンプ (X10 Amp) によって増幅される。その後、Discriminator, Gate Generator(2)(3)(4) によってデジタルパルスへ変換される。ここで、ゲート幅 $2.5 \mu\text{s}$ の Gate Generator (3) を用いているのは、TDC など後の回路に送られる信号の間隔を拡げ、誤った検知を防ぐためである。プラスチックシンチレータのレートが 100 kHz 弱と高いため、このような措置が必要である。2つの PMT の Coincidence(7) をとることで、ノイズや暗電流の影響を抑えて、プラスチックシンチレータの発光を検出する。Coincidence(7) の出力より、 $1.75 \mu\text{s}$ のゲートを Gate Generator(8) によって生成する。このゲート信号は、陽電子が検出されたことを示す信号としてトリガーに用いる。

ガンマ線検出系

LaBr₃(Ce) シンチレータ用 PMT の信号 (9) は, Discriminator によってデジタルパルスへ変換された後, 遅延, 再整形される。これは, コインシデンス処理などによって遅延された陽電子タグ系のゲート信号 (8) とタイミングを合わせるためである。遅延されたデジタルパルス (10) は, 陽電子タグ系のゲート信号 (8) よりおよそ 250 ns 遅延するように調整し, ガンマ線が検出されたことを示す信号としてトリガーに用いる。

トリガー・ゲート生成系

陽電子タグ系からの 1.75 μ s 幅ゲート信号とガンマ線検出系からの信号を Coincidence(11) 回路に入力することで, トリガーシグナルを生成する。トリガーシグナルの生成によって, TDC と QADC にゲート信号を発する。

TDC に対しては, トリガーシグナルと同時に Start 信号 (12) を, さらに Start 信号より 2.5 μ s 遅れて Common Stop 信号 (15) を入力する。Start 信号と Common Stop 信号の間に, 陽電子タグ (13), ガンマ線検出 (14) それぞれのタイミングを示す Stop 信号が来るよう, 遅延線によってタイミングを調節した。

LaBr₃(Ce) シンチレータの発光量を記録する QADC に対しては, トリガーシグナルよりゲート信号 (16) を生成し, 入力した。LaBr₃(Ce) シンチレータの信号は遅延線によってゲート信号とタイミングを揃え, QADC に入力する (17)。

プラスチックシンチレータの発光量を記録する QADC に対しては, トリガーシグナルがガンマ線検出のタイミングと同期していてプラスチックシンチレータの信号に対して時間的にふらつくため, ゲート信号のタイミングを調整して入力する。まず, トリガーシグナルに同期して, 2 μ s 幅のゲート信号 (18) を生成する。この長いゲート信号と, プラスチックシンチレータからの信号 (19) の Coincidence をとることで, プラスチックシンチレータの信号と同期したゲート信号 (20) を生成し, QADC に入力する。プラスチックシンチレータの信号は遅延線によってゲート信号とタイミングを揃え, QADC に入力する (21)(22)。

以上は, ポジトロニウムの崩壊を測定するためのシステムである。加えて, QADC のペDESTAL を取得するためのトリガーシステムを構築した。CAMAC Output register(A) の出力信号をコンピュータで制御することにより, 1 時間毎にラッチゲート (B) の出力を High にする。ラッチゲートの出力を Coincidence(C), 反転出力をトリガーシグナル生成用 Coincidence(D) に入力することで, 1 時間毎に, ポジトロニウムの崩壊によるトリガーを抑制し, 回路図中 Self trigger によって QADC にゲートを出力する。

また, AD 変換, データ転送中に再びトリガーが出力されないように, トリガーが出力されると同時にトリガー生成用 Coincidence(C)(D) を veto するラッチゲート (E)(F) を設置した。コンピュータへのデータ保存が完了した際, CAMAC Output register からパルスを出力 (G) し, ラッチを解除, 再びトリガーを受け付けるようにする。

データ記録系

TDC, QADC のデータに加え, CAMAC scaler を用いてプラスチックシンチレータと LaBr₃(Ce) シンチレータ, ゲルマニウム半導体検出器のレートを記録している。

表 3.4: 測定条件

| シリカエアロゲルの密度 (g cm^{-3}) | 温度 (K) | 温度変化方法 | 測定期間 (yyyy/mm/dd) |
|------------------------------------|--------|--------------|-----------------------|
| 0.11 | 359 | リボンヒーター | 2016/06/23–2016/06/27 |
| 0.11 | 295 | 室温 | 2016/06/06–2016/06/13 |
| 0.11 | 218 | ドライアイスとエタノール | 2016/06/16–2016/06/20 |
| 0.11 | 128 | 液体窒素 | 2016/06/02–2016/06/05 |
| 0.06 | 358 | リボンヒーター | 2016/08/23–2016/08/26 |
| 0.06 | 297 | 室温 | 2016/07/22–2016/07/25 |
| 0.06 | 297 | 室温 | 2016/07/28–2016/08/01 |
| 0.06 | 226 | ドライアイスとエタノール | 2016/08/27–2016/08/29 |
| 0.06 | 150 | 液体窒素 | 2016/07/25–2016/07/27 |

表 3.5: 検出器, トリガーのレート。略語はそれぞれ, Pla: プラスチックシンチレータ, Ge: ゲルマニウム半導体検出器を示す。

| 項目 | レート (Hz) |
|-----------------------------|----------|
| Pla-PMT1 | 80,000 |
| Pla-PMT2 | 60,000 |
| Pla-コインシデンス | 32,000 |
| Pla-ゲート | 26,000 |
| LaBr ₃ (Ce) -PMT | 1,600 |
| Ge | 670 |
| トリガー | 430 |
| データ取得 | 400 |

3.3 データ解析

シリカエアロゲルの密度, 温度を変えてデータを取得した。表 3.4に測定条件をまとめる。各種レートの典型値を表 3.5にまとめる。

3.3.1 イベントカットとキャリブレーション

ペDESTALデータと1時間分のポジトロニウムシグナルデータをひとつのデータセットとし, データセットごとにキャリブレーションを行った。また, 取得したデータの質を向上させるため, イベントカットを行った。以下のプロットは, シリカエアロゲルの密度 0.11 g cm^{-3} , 室温において測定したデータのあるセットを抽出し作成した。

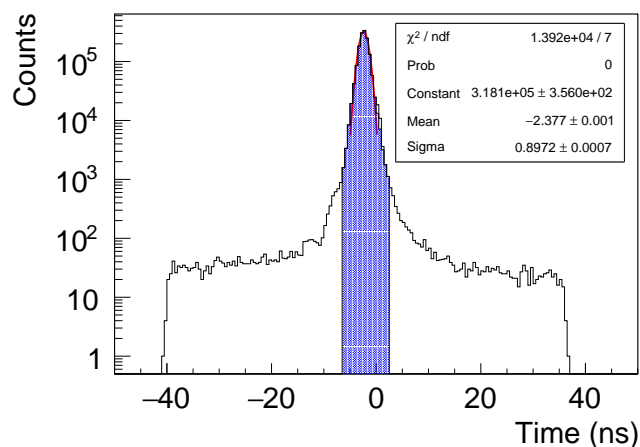


図 3.21: プラスチックシンチレータ PMT の時間差分布。色を塗った領域がカットを通過する。

プラスチックシンチレータ PMT の時間差

2つのプラスチックシンチレータ PMT の時間差が典型的な分布より大きく外れている場合、陽電子による信号ではないものを検出している可能性が高くなる。したがって、プラスチックシンチレータ PMT の時間差が大きいイベントを排除した。図 3.21 にプラスチックシンチレータ PMT の時間差分布を示す。時間差分布のピークをガウス関数でフィットし、得られた中心値 $\pm 5\sigma$ よりも時間差の大きいイベントを排除した。0.7% のイベントが排除される。以後、プラスチックシンチレータのタイミングとして、2つの PMT のタイミング平均値を用いる。

プラスチックシンチレータ PMT のエネルギー差

2つのプラスチックシンチレータ PMT のエネルギー差についても、時間差と同様のカットを行った。図 3.22 にプラスチックシンチレータ PMT のエネルギー分布、エネルギー差分布を示す。2つの PMT の光量は相関があり、また、平均光量の違いを考慮したプラスチックシンチレータ PMT のエネルギー差分布が標準偏差 1 のガウス関数となっているため、プラスチックシンチレータの発光を効率良く検出できていることが分かる。プラスチックシンチレータ PMT のエネルギー差分布をガウス関数でフィットし、得られた中心値 $\pm 5\sigma$ よりもエネルギー差の大きいイベントを排除した。 $2 \times 10^{-4}\%$ のイベントが排除される。以後、プラスチックシンチレータのエネルギーとして、2つの PMT の発光量平均値を用いる。

タイムウォーク補正

プラスチックシンチレータや $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータの発光タイミングを記録する際、タイミングが波高に依存してずれてしまう。これをタイムウォークという。図 3.23 にタイムウォークが生じる原理を示す。タイムウォークは、陽電子放出の直後に放出されるガンマ線イベントを用いて補正する。これらのイベントはプロンプトイベントと呼ばれ、 ^{22}Na の崩壊により陽電子と伴って放出される 1275 keV ガンマ線イベント、陽電子がポジトロニウムを形成せずに物質中の電子と対消滅するイベント、そして、寿命が 125 ps と短いパラ-ポジトロニウムを形成、もしくは多孔質でなく周囲に電子が多い物質中でオルソ-ポジ

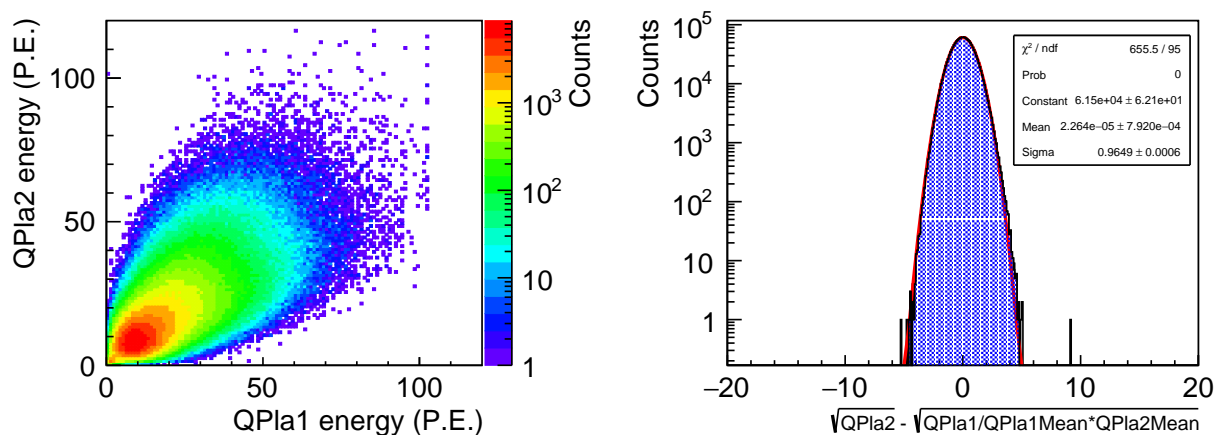


図 3.22: プラスチックシンチレータ PMT のエネルギー分布。左：エネルギー 2 次元分布。プラスチックシンチレータ PMT のゲインは事前に LED を用いて測定し、光量を光電子数 (photo electrons, p.e.) で表している。右：エネルギー差の分布。平均光量の違いによるばらつきを正規化したエネルギー差をプロットした。色を塗った領域がカットを通過する。

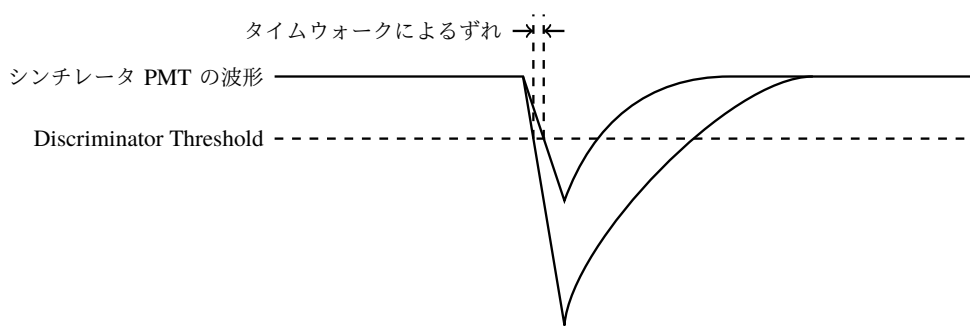


図 3.23: タイムウォークの発生原理。TDC に記録されるのは、各シンチレータ PMT の出力レベルが Discriminator のしきい値を越えたタイミングである。したがって、エネルギーの小さい信号は遅く記録されてしまう。

トロニウムを形成し、すぐに崩壊してしまうイベントを含む。シンチレータのエネルギー E とタイミングのずれ Δt の関係をタイムウォーク関数 f_{TW} ($\Delta t = f_{TW}(E)$) と呼ぶ。タイムウォーク関数は次の手順によって導出する：

1. シンチレータのエネルギーを区切って、 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータとプラスチックシンチレータの時間差タイミングスペクトルを作成する。
2. 作成したタイミングスペクトル中のプロンプトイベントが作るピーク（プロンプトピーク）をガウス関数でフィットする。
3. 横軸をタイミングスペクトルを作成したエネルギー、縦軸をプロンプトピークの中心値としたグラフを作成し、プロンプトピークの中心値とエネルギーの関係をタイムウォーク関数でフィットする。

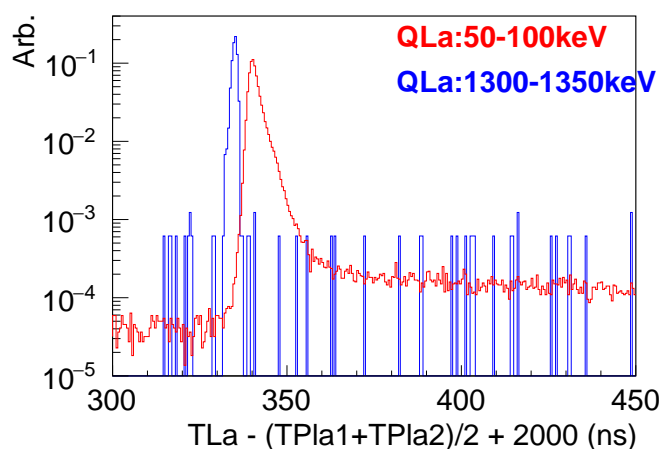


図 3.24: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータでの異なるエネルギーで作成したタイミングスペクトル。タイミングスペクトルはノーマライズして表示している。エネルギーが小さいほど、TLa が遅れスペクトルは右側にずれる。

タイムウォークは、シンチレータのエネルギー E 、タイミング t のイベントに対して、ずれを補正したタイミング t_{new} を $t_{\text{new}} = t - f_{\text{TW}}(E)$ と計算することで補正する。これ以降、タイミングスペクトルとは、 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータとプラスチックシンチレータの時間差タイミングスペクトルのことを指す。

■ $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータのタイムウォーク補正 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータのタイムウォーク補正では、ガンマ線のエネルギー 50 keV ごとにタイミングスペクトルを作成した。図 3.24 にエネルギーが小さいイベント、大きいイベントを集めたタイミングスペクトルを比較する。エネルギーが低いイベントを集めたとき、プロンプトピークが遅れた位置に来ていることが分かる。プロンプトピークの位置がおよそ 340 ns の位置にあるのは、データ取得の際 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータとプラスチックシンチレータとで異なる長さの遅延線を用いており、時間原点がずれているためである。各タイミングスペクトルのプロンプトピークをガウス関数でフィットし、その中心値とエネルギーの関係を図 3.25 左側にプロットした。エネルギーとタイミングの 2 次元ヒストグラムも重ねてプロットしている。 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータのタイムウォーク関数として、 $f_{\text{TW}}^{\text{La}} = p_0 \sqrt{2 \log(E/p_1) + p_2}$ を用いて、エネルギーとタイミングの関係をフィットした。図 3.25 右側に、タイムウォーク補正後の t_{new} とエネルギー E の 2 次元ヒストグラムを示す。タイムウォークが補正できていることが分かる。また、プロンプトピークの位置を時間差の原点として較正することも同時に行うことができ、これ以降のタイミングスペクトルでは、 $t = 0$ が陽電子タグの時間である。なお、タイムウォーク関数の定義域から外れたエネルギーをもつイベントについては補正が行えないため、 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータのエネルギーがフィットパラメータ p_1 より小さいイベントを除外した。このカットによっておよそ 3% のイベントが除外される。

■プラスチックシンチレータのタイムウォーク補正 プラスチックシンチレータのタイムウォーク補正では、エネルギー 0 p.e. から順に、ひとつのタイミングスペクトル中にフィットに十分な統計数が得られるようタイミングスペクトルを作成した。以後 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータと同様の手続きでタイムウォーク補正を行う。図 3.26 にエネルギーが異なるイベントを集めたタイミングスペクトルの比較、図 3.27 に

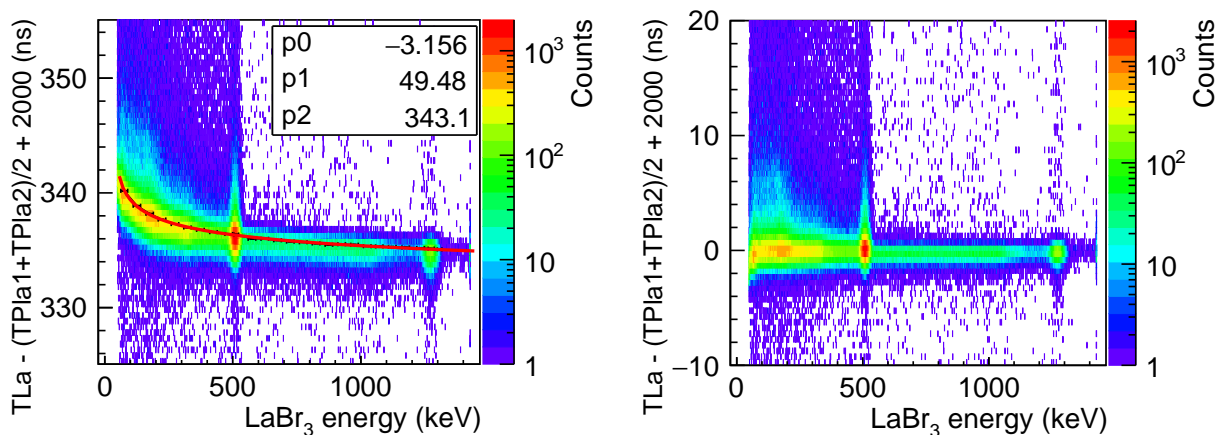


図 3.25: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータでのプロンプトピークタイミング-エネルギー関係。左：補正前。右：補正後。

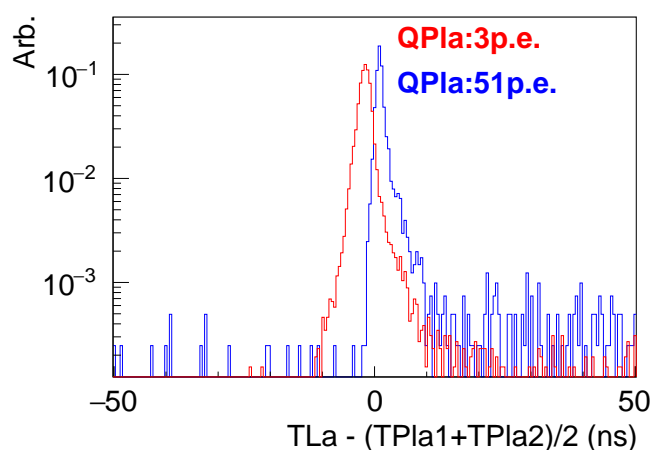


図 3.26: プラスチックシンチレータでの異なるエネルギーで作成したタイミングスペクトル。タイミングスペクトルはノーマライズして表示している。エネルギーが小さいほど $(\text{TPla1}+\text{TPla2})/2$ が遅れ、スペクトルが左側にずれる。

プロンプトピークタイミングとエネルギーの関係，またタイムウォーク補正後のタイミングとエネルギーの2次元ヒストグラムを示す。なお，プラスチックシンチレータのタイムウォーク補正関数には， $f_{\text{TW}} = p_0 + p_1 \tanh(p_2(E - p_3)) + p_4\sqrt{E}$ を用いた。プラスチックシンチレータのエネルギーについても，タイムウォーク関数の定義域から外れたエネルギーをもつイベントは補正できないため，プラスチックシンチレータのエネルギーが 0p.e. より小さいイベントを除外した。このカットによっておよそ $1 \times 10^{-3}\%$ のイベントが除外される。これ以降の解析で，プラスチックシンチレータのエネルギー情報は使用しない。

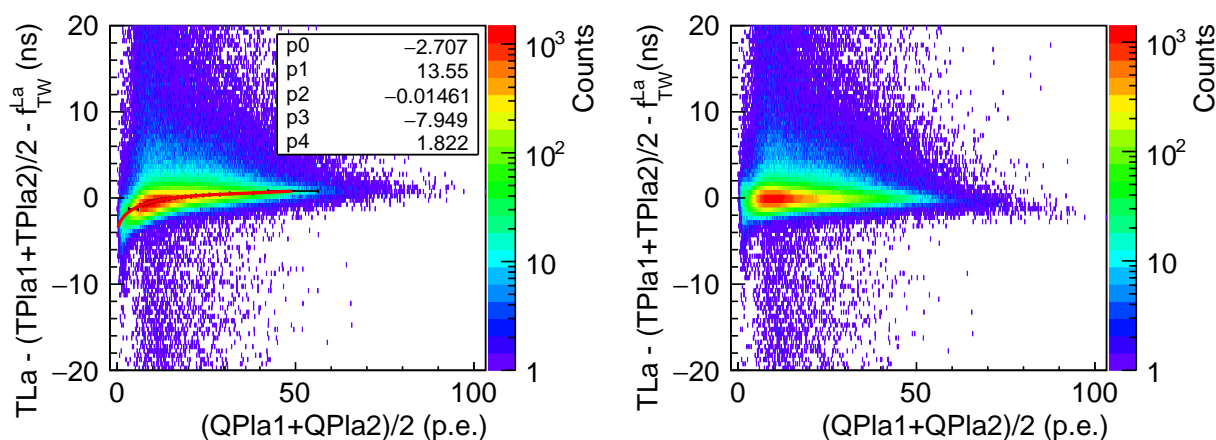


図 3.27: プラスチックシンチレータのタイムウォーク補正。左：補正前。右：補正後。

表 3.6: タイミングスペクトルを作成するためのエネルギーカット。

| タイミングスペクトル名 | ガンマ線のエネルギーカット領域 | エンハンスされるイベント |
|-------------|-----------------|-----------------|
| TS_3 | 350–470 keV | 3 光子自己崩壊 |
| TS_2 | 490–540 keV | Pick-off 2 光子消滅 |

3.3.2 ポジトロニウムの温度評価と熱化関数の導出

タイミングスペクトルの作成

ポジトロニウムの Pick-off 消滅率を求め、熱化関数を導出する。まず、ポジトロニウムが消滅していく様子を解析するために、ガンマ線のエネルギーカットをかけて 2 つのタイミングスペクトルを作成する。カット条件を表 3.6 にまとめる。プロンプトピークの影響が無視できるほど時間差の大きい領域では、タイミングスペクトルに、ポジトロニウムの崩壊イベントと、プラスチックシンチレータの信号と LaBr₃(Ce) シンチレータの信号に相関がないアクシデンタルイベントが含まれる。このとき、タイミングスペクトル $TS(t)$ は、

$$TS(t) = (\varepsilon_3 \lambda_3 N(t) + \varepsilon_2 \lambda_2(t) N(t) + R_A) \times \exp(-R_{stop} t) \quad (3.6)$$

ε_x : x 光子崩壊の検出効率, λ_x : x 光子崩壊の消滅率,

$N(t) = N(0) \exp(-\int_0^t (\lambda_2(t') + \lambda_3) dt')$: 生成から時間 t 後に残っているポジトロニウムの数,

R_A : アクシデンタルイベントレート, R_{stop} : スタートシグナルと相関しないストップシグナルレート

という形になる。 $\exp(-R_{stop} t)$, R_A という項は、アクシデンタルイベントによる効果である。タイミングスペクトルからこれら 2 項による寄与を取り除く。まず、 $\exp(-R_{stop} t)$ という項については、CAMAC scaler によって記録した LaBr₃(Ce) シンチレータのレートを R_{stop} として用い、タイミングスペクトルを

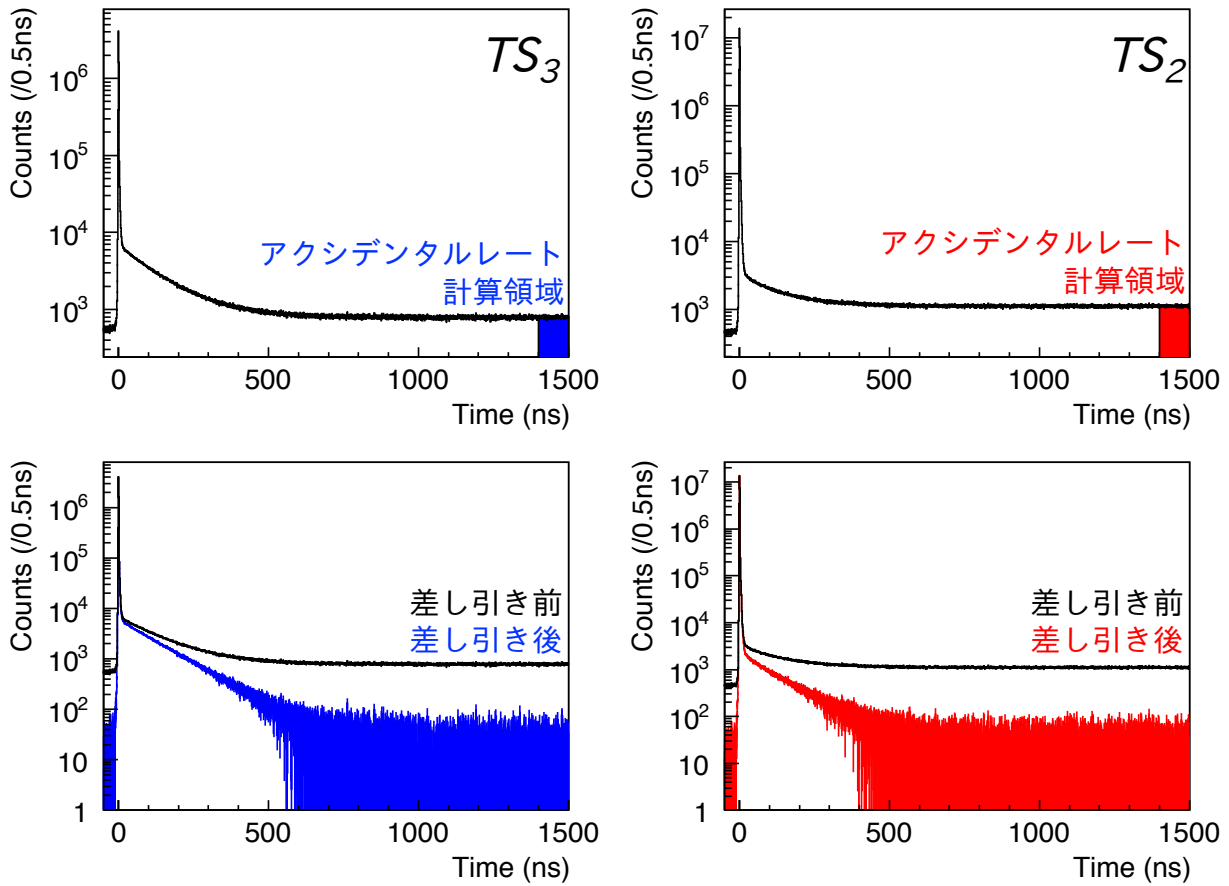


図 3.28: エネルギーカットをかけて作成したタイミングスペクトル。左が TS_3 、右が TS_2 である。上部のプロットは、 R_A 差し引き前のタイミングスペクトルであり、すでに $\exp(-R_{stop}t)$ の項を補正している。アクシデンタルイベントレートは、1400–1500 ns 領域から求めた。

$\exp(R_{stop}t)$ 倍することで補正する。 R_A という項については、ポジトロニウムが崩壊しきっており R_A の寄与のみが残っているほど十分時間差の大きい領域から見積もる。タイミングスペクトル中 1400–1500 ns より R_A の大きさを見積もり、タイミングスペクトル全体から差し引く。図 3.28 に、 $\exp(-R_{stop}t)$ の項を補正後、 R_A 差し引き後のタイミングスペクトルを示す。

熱化関数によるタイミングスペクトルのフィット

タイミングスペクトルを熱化関数によってフィットし、ポジトロニウムの到達温度とポジトロニウム-シリカ間の熱化パラメータを評価する。ガンマ線のエネルギーカットをかけて作成し、アクシデンタルイベントの寄与を補正したタイミングスペクトル $TS_2(t)$, $TS_3(t)$ は、プロンプトピークの影響が無視できる領域では、

$$\begin{aligned}
 TS_x(t) &= (\varepsilon_{3inx}\lambda_3 + \varepsilon_{2inx}\lambda_2(t))N(t) \\
 &= (\varepsilon_{3inx}\lambda_3 + \varepsilon_{2inx}\lambda_2(t))N(0) \exp\left(-\int_0^t (\lambda_2(t') + \lambda_3)dt'\right)
 \end{aligned}
 \tag{3.7}$$

と表される。 ε_{yinx} は、エネルギーカットをかけたタイミングスペクトル TS_x に y 光子崩壊が記録される検出効率である。プロンプトピークの影響を無視できる領域の決定については、後にフィット結果をもとに議論する。Pick-off 消滅率は、式 (2.1)において衝突あたりの Pick-off 消滅率 $P(v)$ が未知であるが、 $P(v) = Cv^{\gamma-1}$ (C, γ は定数) と仮定し、

$$\lambda_2(t) = \frac{C}{L}v(t)^\gamma \quad (3.8)$$

とする。3 光子崩壊率は、過去の精密測定 [2] で得られた値 $\lambda_3 = 7.0401 \mu\text{s}^{-1}$ を用いる。ポジトロニウムの速さ $v(t)$ については、第 2 章で採用した古典弾性散乱モデルを用いて、ポジトロニウムの運動エネルギー $E(t)$ を微分方程式

$$\frac{dE(t)}{dt} = -\frac{2}{ML}\sqrt{2m_{Ps}E(t)}\left(E(t) - \frac{3}{2}k_B T\right) \quad (3.9)$$

から求め、 $v(t) = \sqrt{\frac{2E(t)}{m_{Ps}}}$ と計算する。 M はシリカ粒子の有効質量、 L はポジトロニウム-シリカ衝突の平均自由行程、 T はシリカエアロゲルの温度である。フィットのフリーパラメータは、検出効率である ε_{3in3} , ε_{3in2} , ε_{2in3} ⁴, ポジトロニウム初期生成数である $N(0)$, Pick-off 消滅率の表式に現れる C, γ , ポジトロニウム初期生成運動エネルギー E_0 , そして、シリカ粒子の有効質量 M である。

■フィッティングによるガンマ線検出効率の導出 ガンマ線の検出効率は Geant4 モンテカルロシミュレーションによって評価することも考えられるが、シミュレーションの系統誤差を回避するために、ガンマ線の検出効率をフリーパラメータとし、タイミングスペクトルのフィッティングによって導出する。フィッティングによって検出効率を求め、タイミングスペクトルを 2 光子崩壊による寄与と 3 光子崩壊による寄与とに分離できる理由は、それぞれの寄与が異なる時間依存性をもつためである。3 光子崩壊の寄与は、 $\varepsilon_{3inx}\lambda_3N(t)$ と表され、3 光子崩壊率が時間によらず、ポジトロニウムの数にのみ時間依存性が入ってくる。一方、2 光子崩壊の寄与は、 $\varepsilon_{2inx}\lambda_2(t)N(t)$ と表され、時間に依存する 2 光子消滅率の寄与によって、3 光子崩壊による寄与とは時間依存性が異なる。

実際に、ガンマ線検出効率のみをフリーパラメータとし、シリカエアロゲル密度 0.11 g/cm^3 , 常温におけるデータを 20–500 ns の範囲でフィッティングした際の χ^2 分布を図 3.29, 図 3.30 に示す。Pick-off 消滅率は、後に全てのデータをフィットした際に得られた値 ($E_0 = 0.23 \text{ eV}$, $M = 115 \text{ a.m.u}$, $C = 8.58 \times 10^{-7} (\text{m/s})^{-\gamma} \text{ nm ns}^{-1}$, $\gamma = 0.95$) で固定している。すべての検出効率についてフィットが収束しており、 $p\text{-value} = 0.34$ とフィットは妥当である。

ガンマ線検出効率が分かれば、タイミングスペクトル TS_2, TS_3 それぞれに対して、2 光子崩壊と 3 光子崩壊とが寄与している量を分解することができる。図 3.31 に、得られた検出効率の値を用いてタイミングスペクトルに対する 2 光子崩壊, 3 光子崩壊の寄与を分解した結果を示す。2 光子崩壊は絶対量が少ないので、 $TS_3(t)$ への 2 光子崩壊によるコンタミネーションは少ない。しかし反対に、 $TS_2(t)$ には 3 光子崩壊の寄与が多く含まれるため、Pick-off 消滅率の絶対値を知るには、検出効率を正しく求めることが必要である。

また、2 光子崩壊と 3 光子崩壊が作るタイミングスペクトル形状を比較する。 TS_3 から 2 光子崩壊の寄与を差し引き純粋な 3 光子崩壊タイミングスペクトルを、 TS_2 から 3 光子崩壊の寄与を差し引き純粋な 2

⁴ 今回のフィットで意味があるのは TS_2 と TS_3 の比であるため、 ε_{2in2} については 1 に固定した。フィットの結果求められる検出効率は、 ε_{2in2} に対する比である。

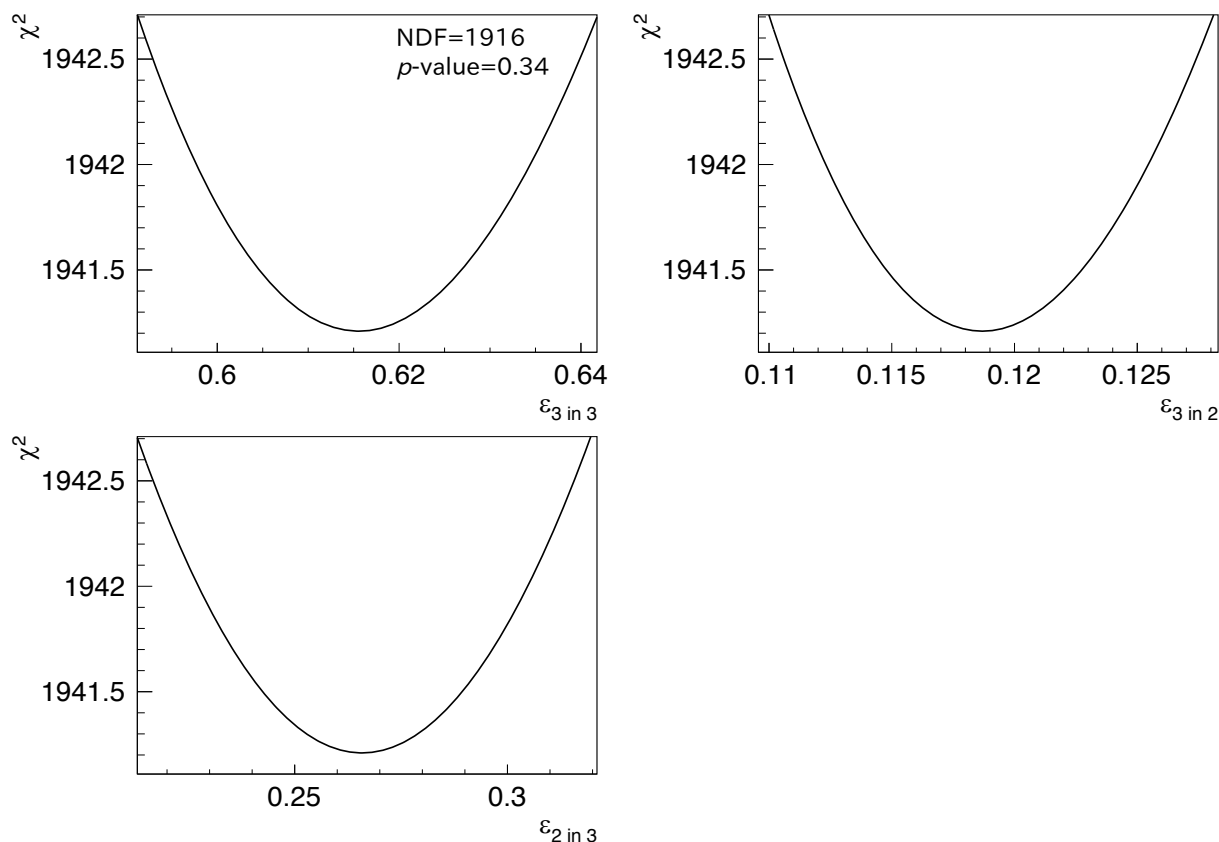


図 3.29: ガンマ線検出効率をフリーにしたタイミングスペクトルフィッティングの χ^2 分布。ガンマ線の検出効率に対してスキャンを行っている。

光子崩壊タイミングスペクトルを作成する。これらのタイミングスペクトルを図 3.32 に比較する。2 つのタイミングスペクトルは、 $\lambda_2(t)$ がほぼ一定となる 250–500 ns 領域でノーマライズしてプロットしている。2 光子崩壊タイミングスペクトルは、 $\lambda_2(t)$ の時間依存性により 3 光子崩壊タイミングスペクトルよりも大きく時間変化していることが分かる。

■タイミングスペクトルのフィット タイミングスペクトル形状から熱化関数を求めるために、フィットパラメータを全てフリーにしてフィットを行う。フィット範囲は、終点を 500 ns に固定し、始点については、プロンプトピークの影響を検証するために数点変えてフィットを行い、フィットパラメータの安定性を確認する。密度 0.06 g cm^{-3} のデータについては、ポジトロニウムの熱化が遅い。したがって、シリカエアロゲル密度 0.11 g cm^{-3} のデータとフィットするポジトロニウムのエネルギー範囲をそろえるために、フィッティングスタートタイムを遅らせている。表 3.7 にフィッティングスタートタイムの組をまとめる。

グローバルにフィットされた各データのタイミングスペクトル TS_3 , TS_2 とフィットによって得られた関数を重ねて図 3.33 に示す。フィッティングスタートタイムはもっとも早いフィット番号 1 のデータをプロットしている。 $p\text{-value} = 0.35$ とフィットは妥当であり、様々な温度かつ密度の異なるシリカエアロゲル中の熱化過程が良く記述できている。各パラメータのフィット結果と $p\text{-value}$ のフィッティングス

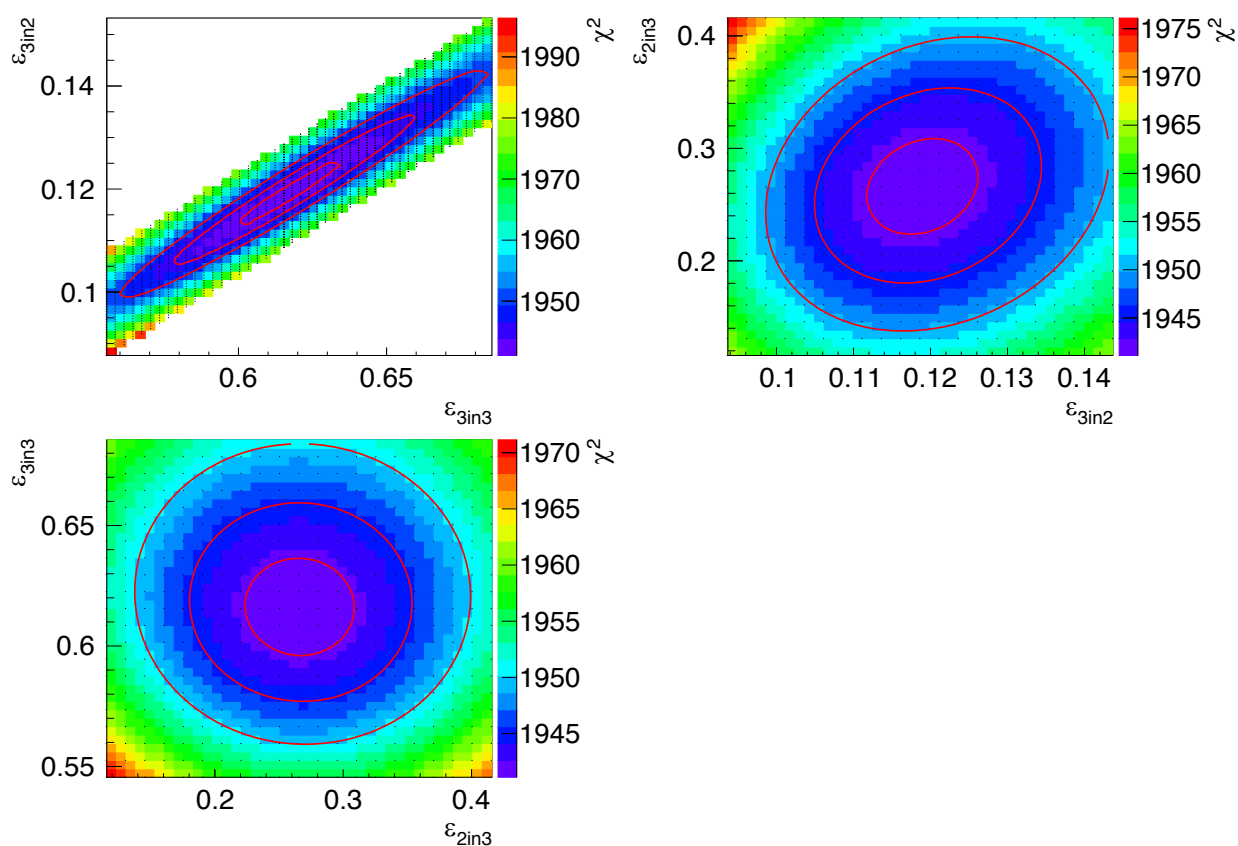


図 3.30: ガンマ線検出効率をフリーにしたタイミングスペクトルフィッティングの χ^2 次元分布。赤い等高線は、 χ_{min}^2 を χ^2 最小値として、順に $\chi_{min}^2 + 1$, $\chi_{min}^2 + 4$, $\chi_{min}^2 + 9$ 領域である。

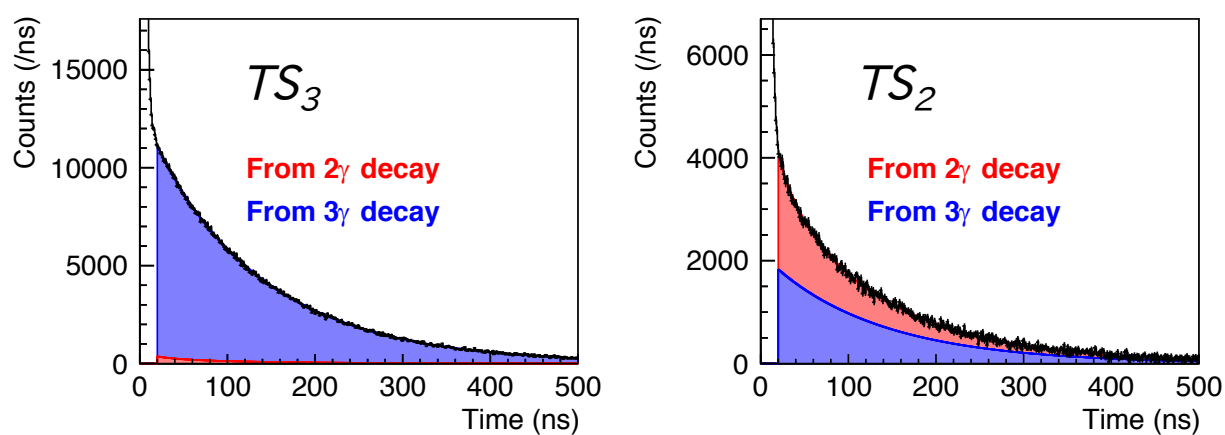


図 3.31: フィットによって求めた検出効率を用いたタイミングスペクトルの分解。青色領域は 3 光子崩壊、赤色領域は 2 光子崩壊による寄与である。

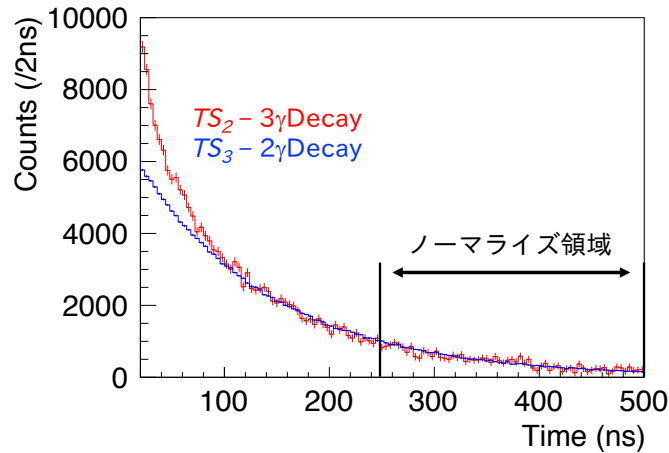


図 3.32: 2 光子崩壊と 3 光子崩壊それぞれによるタイミングスペクトルの比較。青線は 3 光子崩壊，赤線は 2 光子崩壊によるタイミングスペクトルである。 $\lambda_2(t)$ がほぼ一定となる 250–500 ns 領域でノーマライズしてプロットしている。2 光子崩壊によるタイミングスペクトルは時間変化が大きい。

表 3.7: フィッティングスタートタイムの組

| フィット番号 | 0.11 g cm ⁻³ | 0.06 g cm ⁻³ |
|--------|-------------------------|-------------------------|
| 1 | 20 ns | 40 ns |
| 2 | 25 ns | 50 ns |
| 3 | 30 ns | 60 ns |
| 4 | 35 ns | 70 ns |
| 5 | 40 ns | 80 ns |

スタートタイム依存性を図 3.34–3.36 に示す。図 3.36 より，フィッティングスタートタイムによらず，データをフィットできていることが分かる。以下でフィッティングによって得られた結果について議論する。

まず，全データをフィッティングした際に得られた検出効率の妥当性について議論する。まず，図 3.34 より，検出効率はエラーの範囲内でフィッティングスタートタイムに依存しないため，プロンプトイベントのように，ポジトロニウム由来ではない 2 光子崩壊の寄与は含まれていないと考えられる。また，Geant4 シミュレーションによって得られたガンマ線検出効率（表 3.3 より検出効率の比を図 3.34 へ赤い帯でプロットした）と比較すると，2 光子崩壊の検出効率は不確かさの範囲内で一致しているが，3 光子崩壊の検出効率が小さい。しかし，3 光子崩壊の検出効率比 $\varepsilon_{3in3}/\varepsilon_{3in2}$ については，Geant4 において 5.17 ± 0.01 (1σ)，フィッティング結果においては 5.12 ± 0.07 (1σ) と，Geant4 とフィッティングとで結果が一致している。したがって，2 光子崩壊，3 光子崩壊それぞれのエネルギースペクトル形状は，Geant4 とフィッティングとで一致した結果が得られていると考えられる。このことを確認するために，測定したポジトロニウム崩壊ガンマ線エネルギースペクトルと Geant4 によるシミュレーション結果の比較を図 3.37 に示す。Geant4 によりポジトロニウムの 3 光子崩壊，2 光子崩壊エネルギースペクトルをシミュレーション

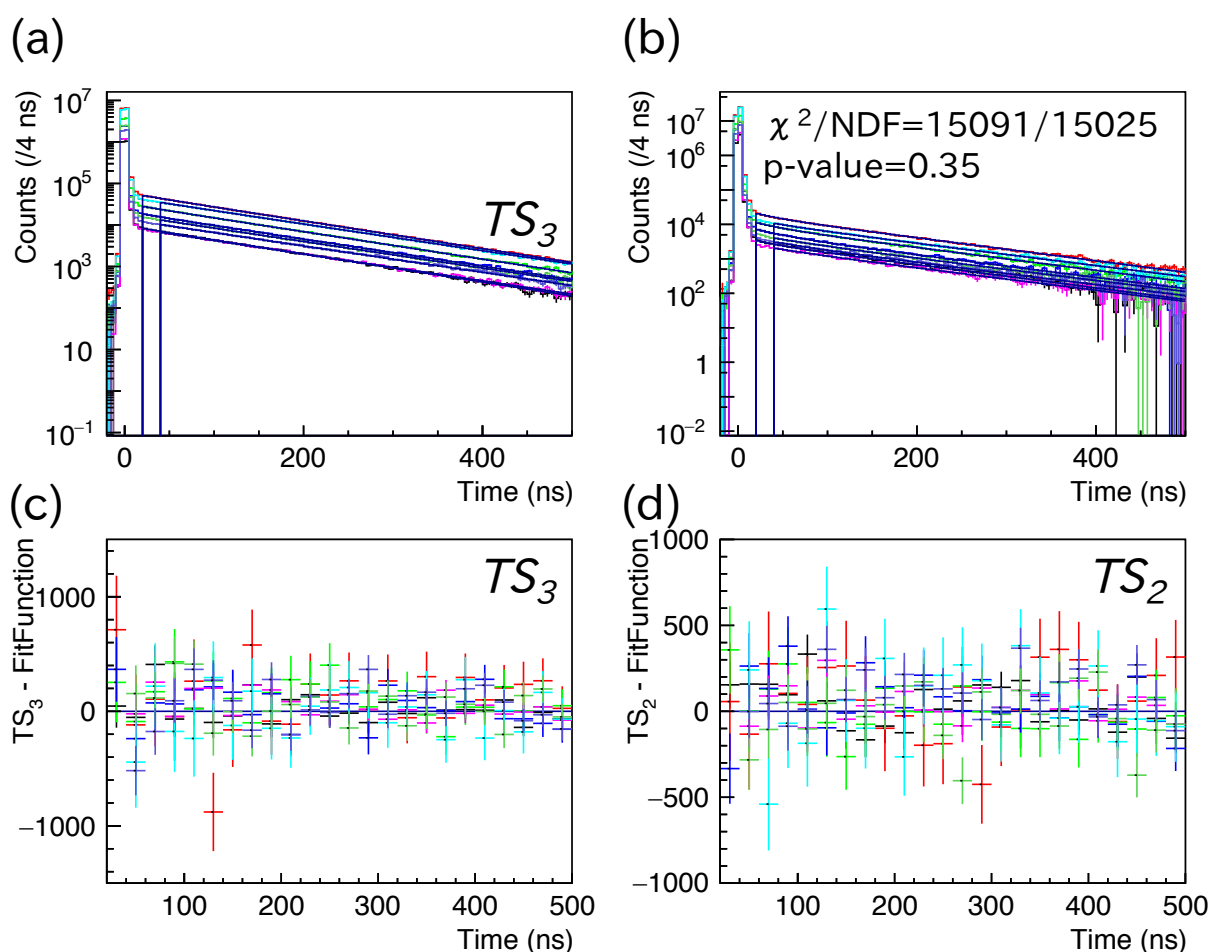


図 3.33: タイミングスペクトルのグローバルフィット。(a)(b): タイミングスペクトルとフィット関数に比較。(c)(d): タイミングスペクトルとフィット関数の残差。フィッティングスタートタイムは、 0.11 g cm^{-3} データについては 20 ns 、 0.06 g cm^{-3} データについては 40 ns である。ひとつのデータから得られたタイミングスペクトルは同じ色でプロットしている。

し、それぞれのスペクトルに対しスケールファクターをフィッティングパラメータとして与え、測定したエネルギースペクトルをフィットする。フィット範囲は $350\text{--}540 \text{ keV}$ である。データはシリカエアロゲル密度 0.11 g cm^{-3} 、室温での測定を用いた。Geant4 と比較するエネルギースペクトルは、タイミングカット $20\text{--}500 \text{ ns}$ を適用することでプロンプトイベントを排除した。加えて、タイミングカット $1400\text{--}1500 \text{ ns}$ をかけてアクシデンタルイベントによるエネルギースペクトルを推定し、積算時間分のスケールファクター $480 \text{ ns}/100 \text{ ns}$ をかけて差し引くことでアクシデンタルイベントによる寄与を差し引いた。図 3.37(b) のフィット残差分布より、測定されたエネルギースペクトルを歪みなく Geant4 によって再現できていることが分かる。以上の議論から、次のことが結論される。

- 3 光子崩壊、2 光子崩壊それぞれに対しては、フィッティングによって求めたガンマ線検出効率と Geant4 によって求めたガンマ線検出効率が一致している。

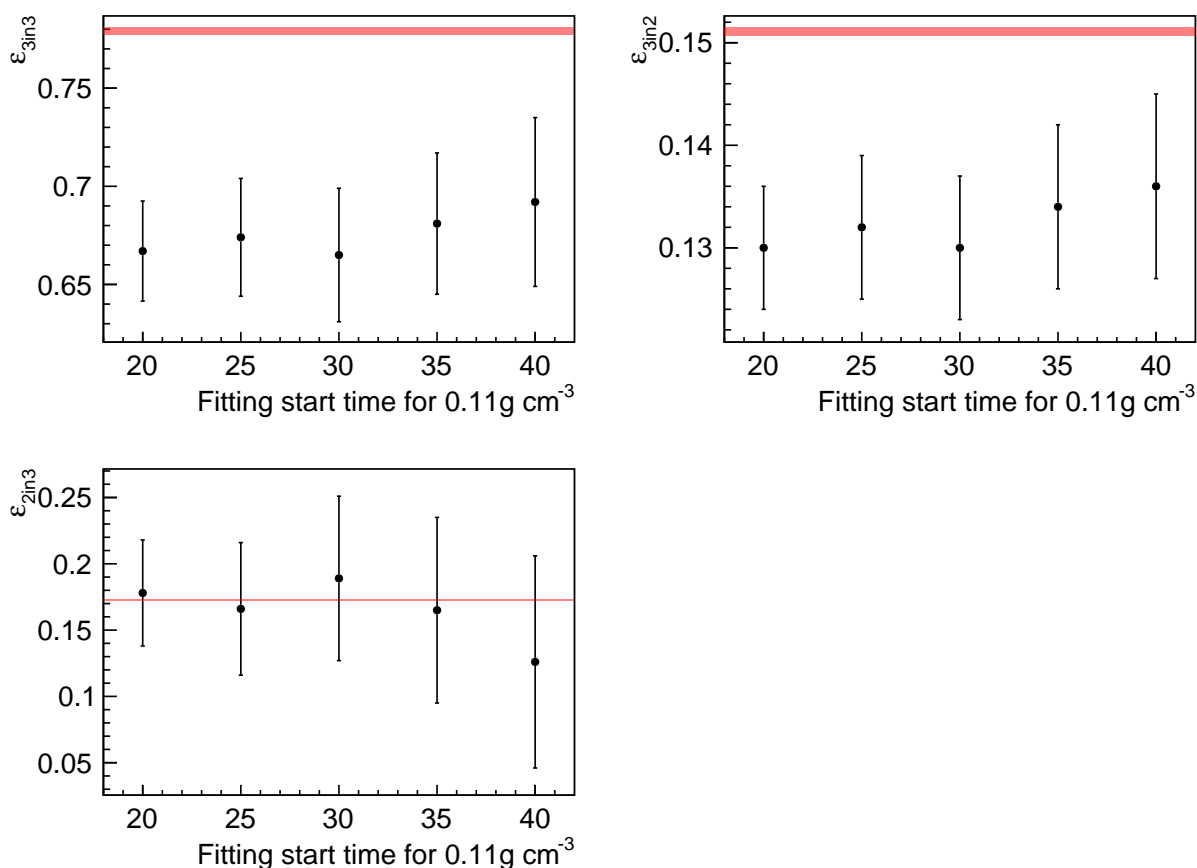


図 3.34: フィット結果 (ガンマ線検出効率)。横軸のフィッティングスタートタイムは 0.11 g cm^{-3} の値を示している。比較のために、Geant4 version.10.2.1 によりシミュレーションしたガンマ線検出効率 (表 3.3) を赤い帯でプロットした。領域は $\pm 1\sigma$ を表す。

- 今回実装した Geant4 シミュレーションにおいては、何らかの原因により、2 光子崩壊検出効率に対し 3 光子崩壊検出効率が系統的に大きい可能性がある。

また、ガンマ線検出効率のフィッティング結果に自己矛盾がないことを確認するために、過去に行われた Pick-off 消滅率の時間発展を測定した実験⁵ [2, 34, 35] と同様に、ガンマ線検出効率を固定し、代わりに 3 光子崩壊率 λ_3 をフリーパラメータとしたフィッティングを行い、3 光子崩壊率を求めた。図 3.38 に、フィッティングによって求めた 3 光子崩壊寿命を示す。3 光子崩壊寿命のフィット結果は、ガンマ線検出効率を求める際に固定した値 142.04 ns に収束しており、矛盾がないことが分かる。ガンマ線検出効率フィッティング結果についてのこれまでの議論より、フィッティングによってガンマ線検出効率を正しく求められていると考えられる。

次に、熱化パラメータのフィット結果について議論する。まず、前節において議論した、Geant4 によっ

⁵ いずれの実験も、精密測定におけるポジトロニウム熱化の効果を評価するために、熱化関数を測定している。[2] は 3 光子自己崩壊率を、[34, 35] はポジトロニウムの超微細構造を精密測定している。

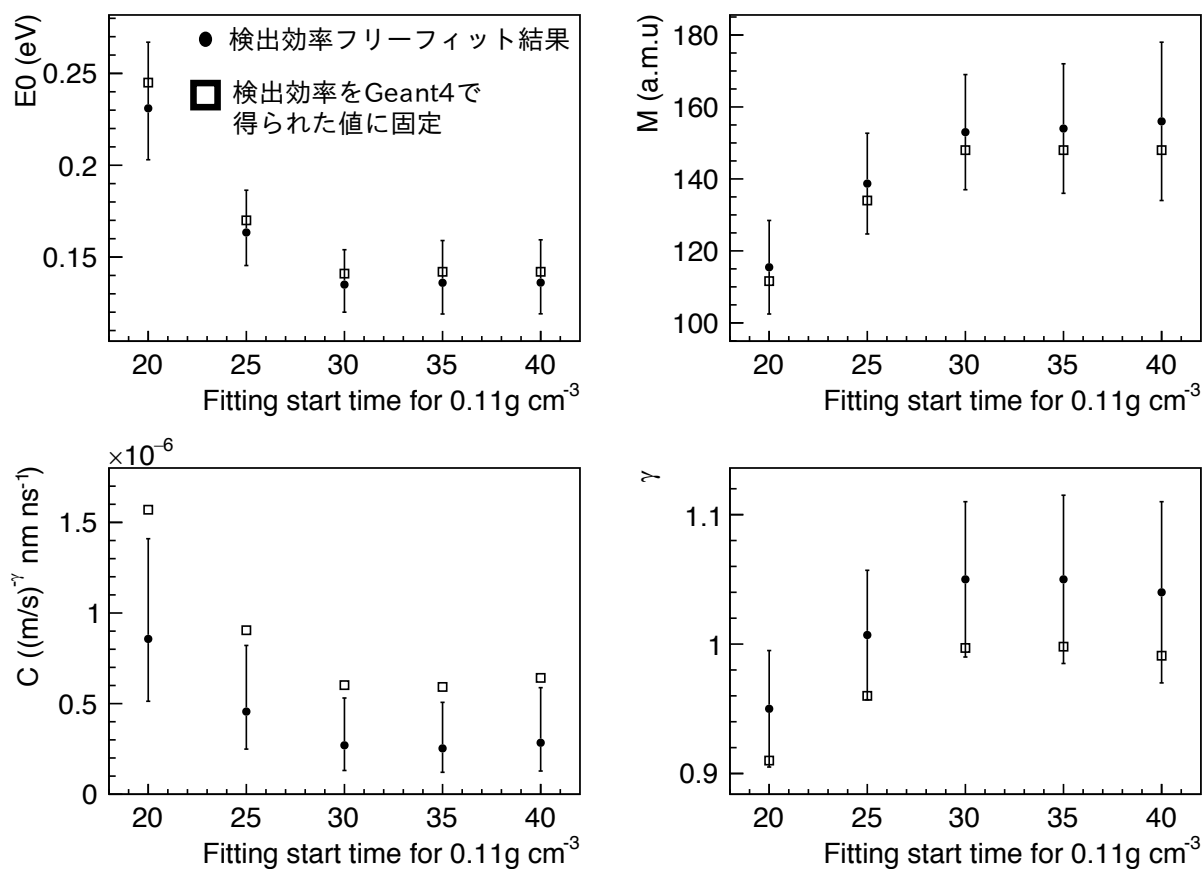


図 3.35: フィット結果 (熱化パラメータ)。横軸のフィッティングスタートタイムは 0.11 g cm^{-3} の値を示している。黒丸点はガンマ線検出効率をフリーパラメータとしたフィット結果, 四角点はガンマ線検出効率を Geant4 シミュレーションで得られた値に固定したフィット結果である。

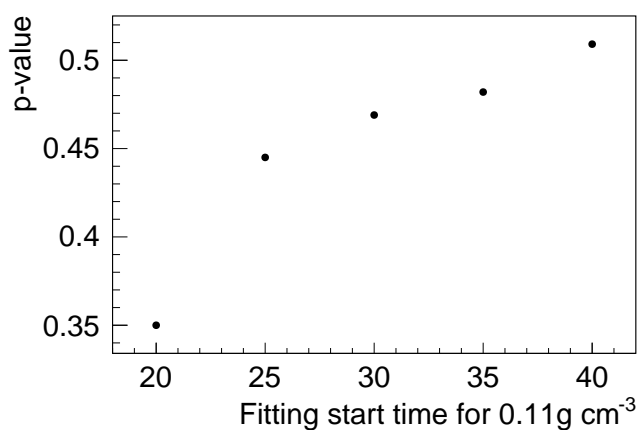


図 3.36: フィットの p-value。横軸のフィッティングスタートタイムは 0.11 g cm^{-3} の値を示している。

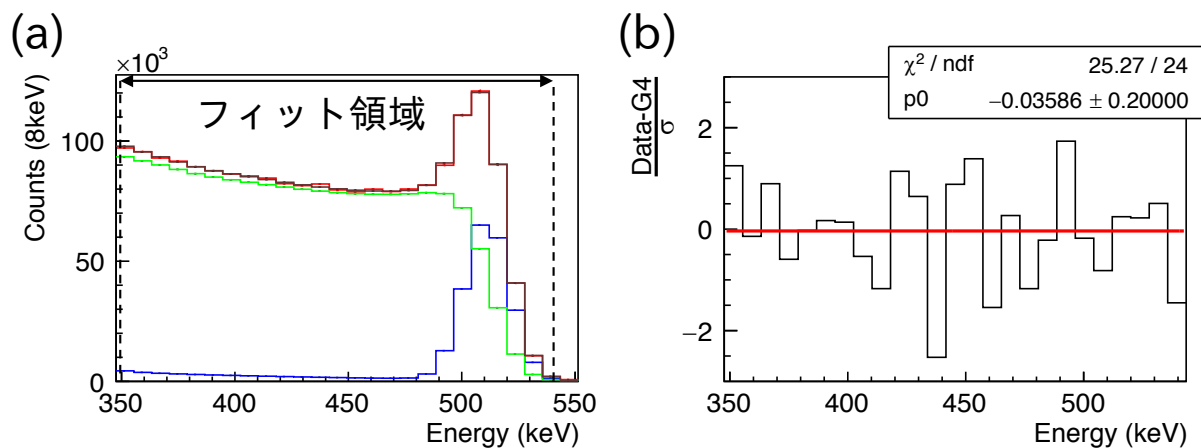


図 3.37: 測定したポジトロニウム崩壊ガンマ線エネルギースペクトルと Geant4 によるシミュレーション結果の比較。(a): エネルギースペクトルの比較。赤がデータ、他の色が Geant4 によるシミュレーション結果である。緑が 3 光子崩壊、青が 2 光子崩壊、黒が総和を表す。Geant4 によるスペクトルはフィッティングによってデータとノーマライズする。(b): データと Geant4 シミュレーションの残差分布。統計不確かさでノーマライズしている。残差分布を定数 p_0 でフィットした。 $p_0 = 0$ と矛盾なく、Geant4 シミュレーションによって測定したエネルギースペクトル形状を再現できていることが分かる。

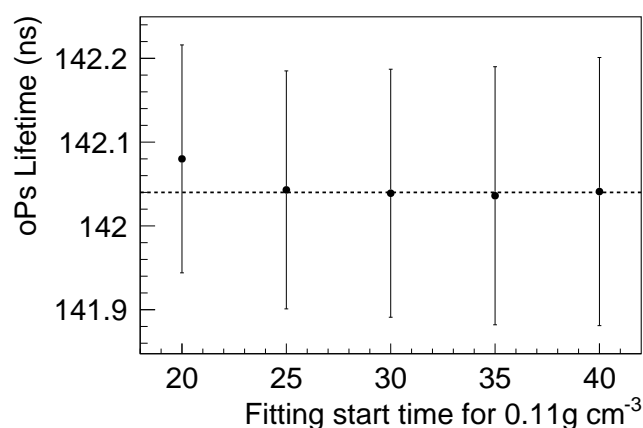


図 3.38: ガンマ線検出効率を固定したフィッティングによって求めた 3 光子崩壊寿命。ダッシュ線は、ガンマ線検出効率をフリーパラメータとしてフィッティングした際に 3 光子崩壊寿命を固定した値 142.04 ns である。

て得られるガンマ線検出効率とフィットによって得られるガンマ線検出効率が系統的にずれていることの効果を検証する。図 3.35において、ガンマ線検出効率をフリーパラメータとして得られたフィット結果を黒丸点、ガンマ線検出効率を Geant4 によって得られた値に固定してフィットした結果を四角点にて比較する。Geant4 によるガンマ線検出効率を用いても、シリカ有効質量 M の値は、統計誤差の 0.3σ 程度値がずれるのみである。これは、Pick-off 消滅率の測定値が、式 (3.7)より、

$$\lambda_2(t) = \frac{\varepsilon_{3in3}TS_2(t) - \varepsilon_{3in2}TS_3(t)}{\varepsilon_{2in2}TS_3(t) - \varepsilon_{2in3}TS_2(t)}\lambda_3 \quad (3.10)$$

と計算できるため、3光子崩壊の検出率 ε_{3inx} が一様にずれている場合、Pick-off 消滅率の関数形がほぼ変わらず、絶対値が変化するだけだからである。Pick-off 消滅率の絶対値変化分は、ポジトロニウムの温度発展を表す熱化関数中のパラメータ E_0 に加え、Pick-off 消滅率のポジトロニウム速度依存性を表すパラメータ C, γ の変化に吸収される。したがって、本実験において、Geant4 によるガンマ線検出効率とフィッティングによって得られるガンマ線検出効率がずれていることは、シリカ有効質量 M を求める上では問題にならない。

また、図 3.35より、熱化パラメータには 30 ns までフィッティングスタートタイム依存性が見られる。これは、2.2.3 節にて述べた M のポジトロニウムエネルギー依存性が原因だと考えられる。検証のため、 M に図 2.4中青線で表した M エネルギー依存性 (式 (2.5)) を仮定し、モンテカルロ・シミュレーションを行った。本実験で測定したデータと同程度の統計量をもつタイミングスペクトル TS_2, TS_3 を 1,000 セット作成し、測定データと同様に、 M にポジトロニウムエネルギー依存性をもたせずフィットを行った。熱化パラメータのフィット結果を図 3.39に示す。パラメータのフィット結果は分布の最頻値、誤差は分布の半値半幅をプロットした。図 3.35と同様に、フィッティングスタートタイムを遅らせるとシリカ有効質量 M が大きくなっていく依存性が見られる。熱化パラメータのフィッティングスタートタイム依存性は、系統誤差として計上する。 M の測定結果は、図 3.35中フィッティングスタートタイム 20 ns, 25 ns, 30 ns のフィッティング結果の平均値である 136 a.m.u を中心値とする。統計誤差はフィッティングスタートタイム 30 ns の値より 14 a.m.u と推定する。35 ns, 40 ns の結果については、30 ns と同様なため平均に加えない。 M に対する系統誤差をまとめる。

フィッティングスタートタイム依存性 フィッティングスタートタイムによって得られた M の偏差 15 a.m.u より、11% の系統誤差がある。

シリカエアロゲル中での衝突平均自由行程 L の不定性 表 3.1に示したシリカエアロゲル中での衝突平均自由行程 L の見積もりのために、シリカエアロゲル密度を測定している。密度の測定は、10 cm×10 cm×2 cm に切り出したシリカエアロゲルの質量を測定し、計算した。熱化関数は式 (2.4)より ML に依存するため、 L の測定誤差はそのまま M の測定誤差となる。密度測定の誤差は 5% である、 L の誤差も 5% と計算される。以上により、 M に 5% の系統誤差を計上する。

シリカエアロゲル温度の不定性 表 3.4に示した測定データのうち、寒剤を使用した低温の測定データについては、寒剤の蒸発によりシリカエアロゲルの温度が測定期間中変動する。ドライアイスとエタノール、また、液体窒素を使用した測定では、測定期間中温度が表 3.4に示した温度を中心に ± 5 K 程度まで変動している。この誤差を考慮するために、寒剤を用いたデータのシリカエアロゲル温度を ± 5 K ずらし、フィッティング結果への影響をみた。 M の変化は ± 1 a.m.u であった。系統誤差

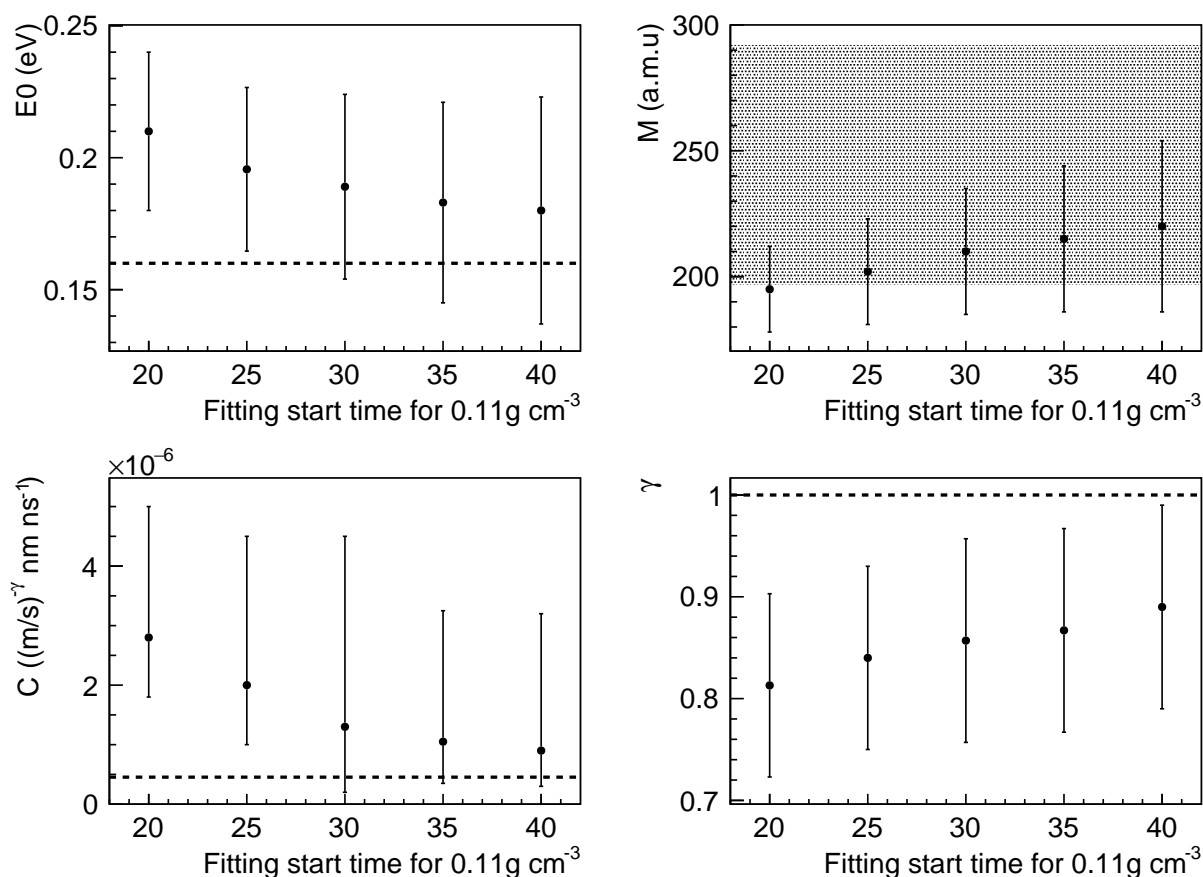


図 3.39: モンテカルロ・シミュレーションデータをフィットして得られた熱化パラメータ。タイミングスペクトルを作成した際の入力パラメータを点線もしくは領域で示している。シリカ有効質量 M の入力パラメータは、仮定した M エネルギー依存性 (式 (2.5)) において、160–700 K の範囲を黒領域で示した。160–700 K は、測定データ点が存在する領域である。

として 0.8% 計上する。

以上より、シリカ有効質量 M の測定結果は、 $M = 136 \pm 14(\text{stat.}) \pm 16(\text{sys.})$ である。

■ **ポジトロニウムの温度評価** 全データを用いたフィッティングによってガンマ線の検出効率が導出できたので、 TS_2 , TS_3 を使って Pick-off 消滅率の時間発展が求められる。フィッティングパラメータの値は、フィットが結果が一定となったフィット番号 3 での値を用いる。Pick-off 消滅率は、式 (3.10) より計算する。ここで、 TS_2 , TS_3 はビンあたり十分な統計量が得られるようにリビンしてから Pick-off 消滅率を計算する。図 3.40 に、Pick-off 消滅率と 3 光子崩壊率との比の時間発展と、式 (3.8) を逆算することで Pick-off 消滅率から求めたポジトロニウム温度を示す。タイミングスペクトルフィット関数中の Pick-off 消滅率も重ねてプロットしている。シリカエアロゲル密度 0.11 g cm^{-3} のデータについて、遅い時刻に着目すると、Pick-off 消滅率の変化が緩やかになっていて、統計エラーの範囲内で熱平衡に至り Pick-off 消滅率が一定になっているとみなせる。熱平衡に至り温度が周りのシリカエアロゲルと同じになったときの Pick-off 消

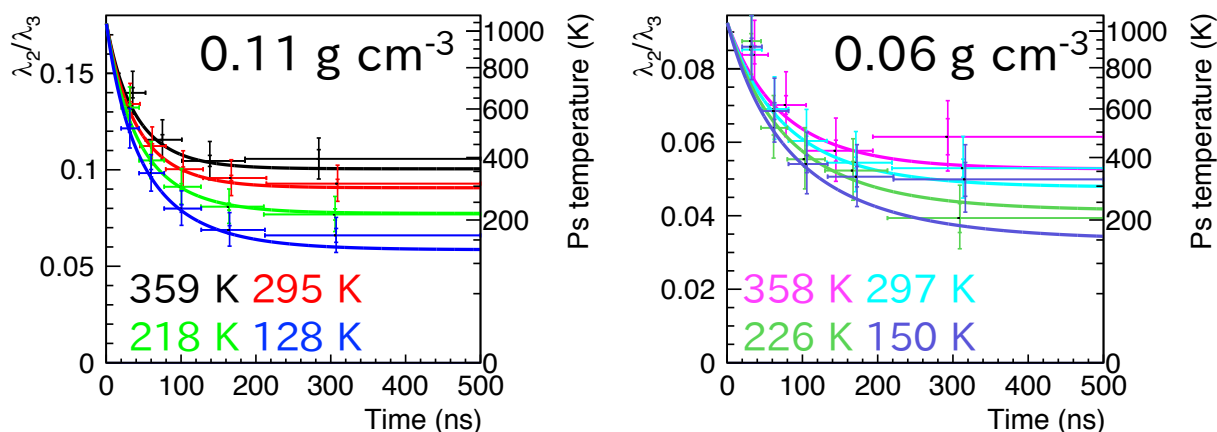


図 3.40: Pick-off 消滅率と 3 光子自己崩壊率の比と温度の時間発展。エラーバー付きのプロットは式 (3.10) にしたがって計算したデータ点である。横軸エラーバーはリビン領域を示す。縦軸エラーバーは、統計誤差を表す。計数による不確かさ、検出効率の不確かさの順に計上している。図中色文字で示した温度はシリカエアロゲルの温度で、同じ色の線が対応するデータである。

滅率は、熱化関数に依存しないから、異なるシリカエアロゲル温度のデータを用いることで Pick-off 消滅率-ポジトロニウム温度間の関係式 (C と γ) と熱化関数を同時にフィットすることが可能であった。

本実験において温度を測定した最低温のポジトロニウムは、図 3.40 中 0.11 g cm^{-3} , 128 K のデータより、温度 $160 \pm 40(\text{stat.}) \pm 5(\text{sys.}) \text{ K}$ である。系統誤差として、シリカ有効質量 M の系統誤差を評価する際前述したシリカエアロゲルの温度変化を計上した。

■まとめ 測定により得られた結果をまとめる。本実験は、常温以下のポジトロニウムが熱化していく過程を観測した初めての実験である。図 3.40 中 0.11 g cm^{-3} , 128 K のデータより、ポジトロニウムが温度 $160 \pm 40(\text{stat.}) \pm 5(\text{sys.}) \text{ K}$ まで冷却されていく熱化過程の測定に成功した。熱化過程は式 (2.4) を用いることで良く説明できる。熱化モデル中のパラメータであるシリカ有効質量 M は、図 3.40 中データ点が存在する、ポジトロニウム温度 $160\text{--}700 \text{ K}$ の範囲で $M = 136 \pm 14(\text{stat.}) \pm 16(\text{sys.}) \text{ a.m.u}$ と測定した。本実験において測定したシリカ有効質量 M の値と過去の測定値とを図 3.41 にて比較する。第 2 章で行った M 推定の中心線より小さい値である。本測定はこれまで行われてきた熱化測定実験とは異なり低温における測定であるから、低温における熱化を推定する上で信頼度が高い。第 2 章で述べたように、本測定値の M が低温まで大きく変わらなければ、レーザー冷却を用いることで BEC が実現できる。

3.3.3 結論と今後の展望

本実験において、 160 K までの熱化は BEC 実現に向け十分効率が良いことが分かった。今後は、 10 K ポジトロニウムの生成を視野に入れ、 4 K 環境中で同様の熱化測定実験を行い、レーザー冷却、さらに BEC 実現を目指したセットアップとほぼ同じ状況での熱化過程を実測する。極低温環境下での熱化過程が明らかになれば、極低温ポジトロニウム生成のためのレーザーやシリカキャビティの最適化を行うことが可能となるなど、大きな進展が期待できる。

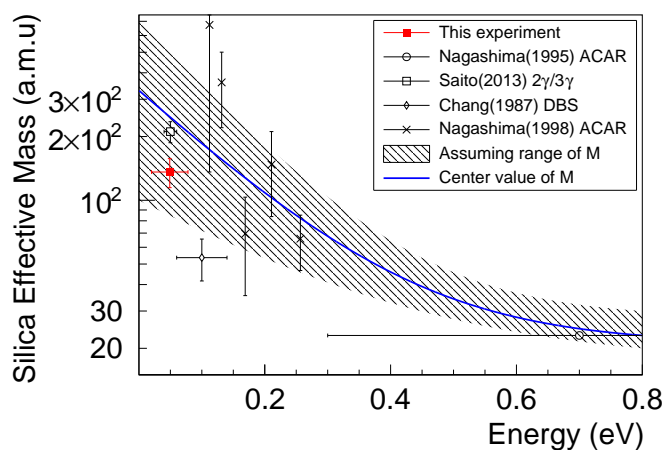


図 3.41: 本実験で測定されたシリカ有効質量 M の値と過去の測定値との比較。本実験の測定値を赤点で示す。横軸エラーバーは測定を行ったポジトロニウムのエネルギー範囲を表す。

第 4 章

ポジトロニウム冷却用レーザーの開発

第 2 章にて述べたように、ポジトロニウム冷却用レーザーは、

- 140 GHz という広い周波数幅
- 300 ns という長い持続時間

をもった 243 nm 紫外パルスレーザーである必要がある。さらに、ポジトロニウムの冷却に合わせ、300 ns で 60 GHz 周波数をシフトできれば、冷却効率が良くなる。これらの非常に特殊なスペックを満たすために、レーザー光学系を新たにデザインした [18]。デザインは、既存の技術を応用したものであり、現在開発を進めている。

4.1 レーザーのデザイン

ポジトロニウム冷却用に新たにデザインされた光学系の概念図を図 4.1 に示す。光学系の基本的な動作は、次の通りである：

1. 図 4.1 中 CW レーザーより 729 nm 連続シード光を出し、電気光学変調素子 (Electro-optical modulator, EOM) によって周波数シフトと広線幅化を行う。
2. Nd:YAG Q スイッチレーザーによりポンプした Ti:Sapphire 結晶を含む共振器に、1. で周波数制御したシード光を注入する。Ti:Sapphire 結晶が波長 729 nm にゲインをもつため、シード光によってレーザー発振が起き、シード光が周波数構造を保ったままパルスの増幅される。このとき、出力パルスエネルギーは 10 mJ 程度を目標とする。
3. 波長変換によって 729 nm の光を 243 nm の紫外光へ変換する。まず、リチウムトリボレート (LiB_3O_5 , LBO) 結晶により、729 nm の 2 倍波である 365 nm 光をだす。その後、ベータバリウムボライト ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, BBO) 結晶により、2 倍波と基本波の和周波をとり 3 倍波の 243 nm 光へ変換する。729 nm 光 10 mJ より 40 μJ のパルスへと変換できると考えられる。

以下、デザインにおける重要な部分について詳述する。

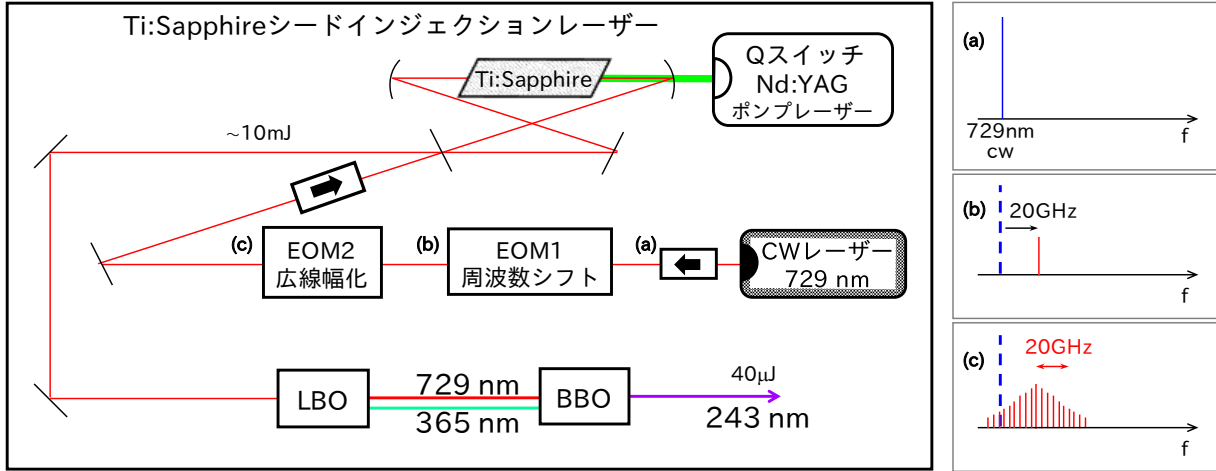


図 4.1: ポジトロニウム冷却用レーザー光学系概念図。右側のスペクトルは、図中対応する点における周波数スペクトルを表す。CW レーザーより出力される連続光を、電気光学変調素子 (Electro-optical modulator, EOM) によって周波数シフト, 広線幅化する。さらに Ti:Sapphire インジェクションレーザーによって持続時間 300 ns のパルスレーザーに増幅する。増幅光の波長をリチウムトリボレート (LiB_3O_5 , LBO) 結晶, ベータバリウムボライト ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, BBO) 結晶を用いた非線形効果により 243 nm 光へ変換する。

CW レーザー, EOM 周波数制御部

周波数シフト, 広線幅化については, EOM によって行える。EOM は, 非線形光学効果を利用してデバイス内の光屈折率を印加電圧にしたがって変化させる。いま, 複素電場 E_0 , 振幅角周波数 ω_0 の単色光を EOM によって変調することを考える。EOM に角周波数 ω_m の RF 電圧を印加すると, 変調された光の複素電場 E_m は,

$$\begin{aligned} E_m &= E_0 \exp(i(\omega_0 t + \beta \sin \omega_m t)) \\ &= E_0 \exp(i\omega_0 t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^{1+n} J_n(\beta) \exp(in\omega_m t) \end{aligned} \quad (4.1)$$

と表せる。 J_n は第 1 種ベッセル関数であり, RF 周波数の整数倍だけ周波数の異なる高次モード光が現れていることが分かる。変調によって現れる高次光をサイドバンドと呼ぶ。 β は変調指数と呼ばれ, RF 印加電圧とともに増加する。RF 印加電圧を大きくすることでより高次のサイドバンドが現れることが分かる。

パルス発振光は瞬間強度が大きく, EOM が破損するおそれがあるため, EOM による周波数制御は, 弱い連続光に対して行う。また, CW レーザーの波長を 729 nm としたのは, 市販の高周波 EOM が長波長にしか対応していないためである。周波数シフトを行う図 4.1 中 EOM1 は, 波長変換によって周波数が 3 倍になることを考慮し, 1 本のサイドバンドをたて, 最大で 20 GHz まで時間とともに変調周波数を変化させる。EOM1 は, 20 GHz の高周波かつ 700 nm 波長に対応した, iXblue 社の NIR-MPX800-LN-20 位相変調器を用いる。広線幅化を行う EOM2 は, 周波数 1 GHz にて高い電圧で変調を行うことで, 20 次のサイド

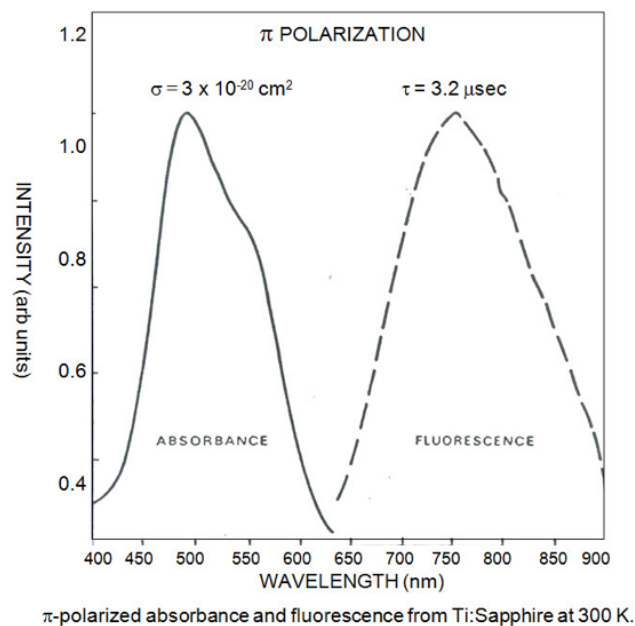


図 4.2: Ti:Sapphire 結晶の光吸収・放出スペクトル [36]。729 nm に光放出があるため、シード光を増幅するゲイン媒質として使用できる。500 nm 付近に吸収ピークがあるため、532 nm の光をだす Nd:YAG レーザーで結晶をポンプし反転分布を形成、ゲインをもたせることができる。

バンドまで変調し、周波数幅 40 GHz を達成する。EOM2 については、iXblue 社の NIR-MPX800-LN-05 を使用する。

Ti:Sapphire シードインジェクションレーザー部

Ti:Sapphire 結晶は、赤～赤外に光放出スペクトルをもつ結晶で、729 nm シード光を増幅するゲイン媒質として使用する。図 4.2 に、Ti:Sapphire 結晶の吸収・放出スペクトルを示す。500 nm 付近に吸収ピークがあるため、532 nm の光をだす Nd:YAG レーザーで結晶をポンプし反転分布を形成、ゲインをもたせることができる。

ゲイン媒質である Ti:Sapphire 結晶を、4 枚の鏡で形成される光共振器中の置く。共振器に入射したシード光は、共振器を何度も周回し、Ti:Sapphire 結晶を通過する。Ti:Sapphire 結晶を光が通過するとき、誘導放出が起き光が増幅される。光強度が強くなるに従い誘導放出が強くなるようになり、レーザー発振が起こる。シード光によってレーザー発振が引き起こされるので、このレーザーシステムはシードインジェクションレーザーと呼ばれる。誘導放出による増幅なので、シード光の周波数構造は維持される。パルス光は、共振器中で他 3 枚（反射率 99.8% 以上）より少し小さい反射率（99%）にした 1 枚の鏡（カップラーと呼ばれる）より、光子寿命

$$\tau = \frac{L}{c(1-R)} \quad (4.2)$$

L : 共振器の長さ, c : 光速, $1-R$: 共振器を 1 周するときの光強度損失で少しずつ抜けていくため、長い持続時間のパルスレーザーとなる。

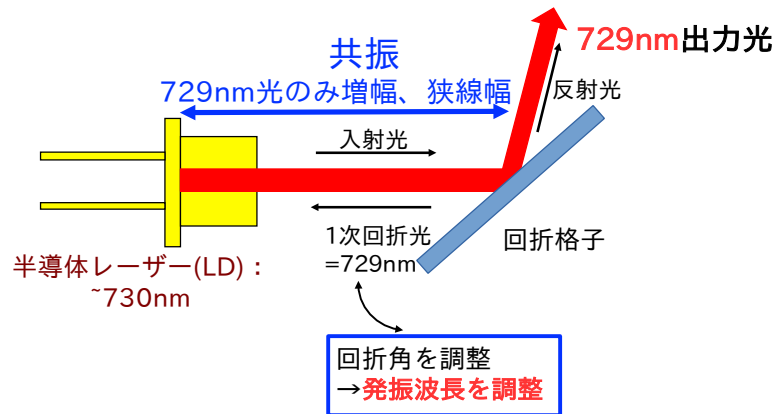


図 4.3: ECDL の動作原理。

波長変換部

LBO, BBO 非線形結晶を用いて 729 nm 光を 243 nm 光に波長変換する。このとき、周波数シフト幅、周波数幅ともに 3 倍されるから、周波数シフト、広い周波数幅が達成される。

4.2 開発の現状

これまで、シード用の CW レーザーの開発を完了した。また、Ti:Sapphire シードインジェクションレーザーについては、弱いパルスエネルギーでの原理検証実験を行い、シード光の増幅に成功した。以下に詳細を述べる。

4.2.1 シード CW レーザー

シード CW レーザーへの要求スペックは、

- Ti:Sapphire による増幅をシードできる程度出力 (10 mW 程度)
- 243 nm へ波長変換した際に周波数幅 140 GHz を超えない程度の周波数幅 (40 GHz 以下)。線幅が狭い分には、EOM でのちに広線幅化できるため問題ない。
- 周波数シフト幅 20 GHz に比べて小さい周波数ふらつき (1 GHz 以下)

である。シード CW レーザーとして使用するために、外部共振器型半導体レーザー (External Cavity Diode Laser, ECDL) を製作した。ECDL の動作原理を図 4.3 に示す。半導体レーザー単体では非常に広い周波数スペクトルで発光する (図 4.7(a))。しかし、回折格子によって特定の波長の光を半導体レーザーに戻すことによって半導体レーザーの端面と回折格子間で共振器が形成され、特定の波長の光のみが共振し、周波数幅の狭いレーザーが得られる (図 4.7(b))。発振波長は回折格子の角度と半導体レーザーに流す電流を調整することで選択できる。今回は、729 nm の光が共振するように回折格子の角度を選択した。製作した ECDL を図 4.4, 4.5 に示す。

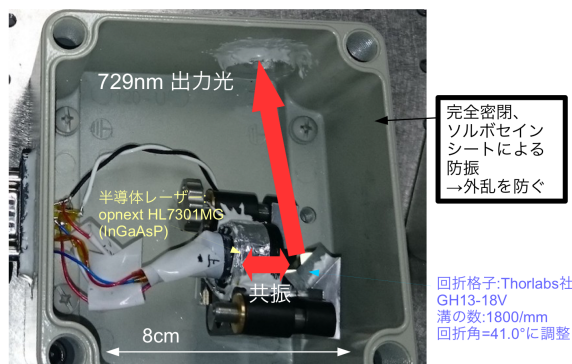


図 4.4: ECDL 内部構造。729 nm で発振するように回折角を調整した。半導体レーザーとケースの間にペルチェ素子があり、ECDL の温度を制御できる。

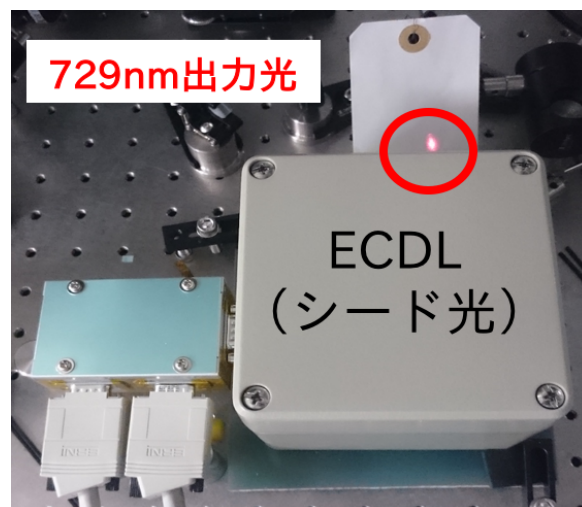


図 4.5: ECDL 外部構造と発光の様子。写真左のコントローラは半導体レーザーに流す電流とペルチェ素子を制御している。729 nm の赤い光が出ていることが分かる。

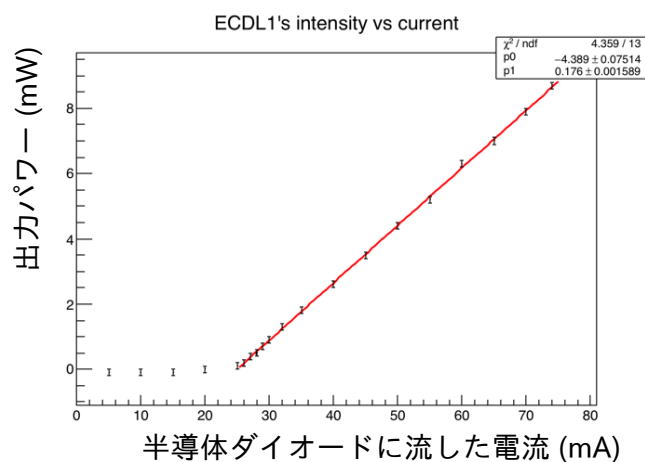


図 4.6: ECDL 電流と出力の関係。最大で 8.7 mW までの出力を確認した。

製作した ECDL の特性評価を行った。ECDL に流した電流値と光出力の関係を図 4.6 に示す。最大で 8.7 mW までの出力を確認し、後の増幅をシードするのに十分なパワーがあることが分かった。図 4.7 に半導体レーザーと ECDL の出力光波長スペクトルを示す。半導体レーザー単体では、波長 1 nm (周波数 500 GHz) ほど広がったスペクトルで発光するが、外部共振器を組むことによって発振波長を 729 nm に選択できる。ただし、本測定を行った光スペクトラムアナライザは、回折格子の角度をスキャンして光の波長スペクトルを測定するものであり、波長分解能が悪く、今回製作した ECDL の線幅は分解能に対し狭すぎて評価できない。ECDL の線幅を評価するために、同様の ECDL をもう一台製作した。2 台の ECDL を近い波長で発振させ、干渉させることで、1 MHz 程度の差周波ビート信号を生じさせる。干渉光

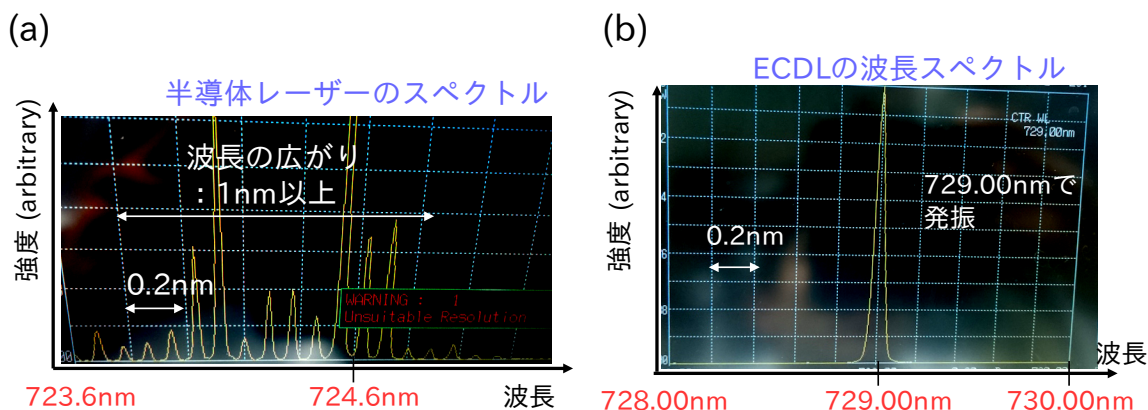


図 4.7: 出力光の波長スペクトル。光スペクトラムアナライザーによって測定した。(a): 外部共振器を組まないときの半導体レーザーのスペクトル。(b): ECDL のスペクトル。外部共振器により、発振波長が選択できている。光スペクトラムアナライザーの波長分解能が 0.2 nm (周波数にしておよそ 110 GHz) と悪いため、光スペクトラムアナライザーによって線幅 0.2 nm 以下であるという程度の評価しかできない。

をフォトディテクター（型番 DET10C/M）で検出しその出力ビート信号をスペクトラムアナライザーで測定することで、干渉させた ECDL の線幅の和が測定できる。PHz 程度ある光の周波数を、差周波をとることで電氣的に解析可能な周波数に下げるといったテクニックである。ビート信号測定の様子を図 4.8 に示す。2 つの ECDL 出力を、光路を重ねて光ファイバーに入力し、光をフォトディテクターまで導く。フォトディテクターの出力をスペクトラムアナライザーにて測定した結果を図 4.9 に示す。2 台の ECDL の線幅の和は 50 kHz 以下であり、線幅目標値である 40 GHz を大きく下回っている。最後に、ECDL 出力光の周波数安定性を検証する。ECDL は、温度が変わると熱収縮により共振器長が変化するなど、外乱によって発振周波数が変化する。温度変化、気圧変化などの外乱を抑えるために、ECDL ケースを密閉し断熱材で覆い、半導体レーザー下に取り付けたペルチェ素子によるフィードバック制御を行った。周波数安定性の測定には波長計を用いた。ECDL 出力光を波長計へ入力し、測定された波長を長時間記録した。図 4.10 に周波数ドリフト測定の結果を示す。4 時間にわたって周波数が 0.8 GHz 以内で安定しており、目標値を達成している。以上の検証により、目標値をすべて達成しており、シード光としての ECDL は完成している。

4.2.2 Ti:Sapphire シードインジェクションレーザー プロトタイプの作成

Ti:Sapphire シードインジェクションレーザーの出力は最終的には 10 mJ 程度必要である。 10 mJ を出力するには、Ti:Sapphire をポンプする Nd:YAG レーザーのパルスエネルギーがおよそ 100 mJ 必要となり、大規模な光学系を組む必要がある。そこで、まずはじめにシードインジェクションレーザーの原理検証を行うために、パルスエネルギー 0.5 mJ の Nd:YAG レーザーを用いて、プロトタイプレーザーを作成した。使用した Ti:Sapphire 結晶を図 4.11 に示す。Ti:Sapphire 結晶は、反射鏡 4 枚で構成される共振器中に配置する。共振器の設計図を図 4.12 に、製作した光学系を図 4.13 に示す。Ti:Sapphire 結晶は、ポンプ光や

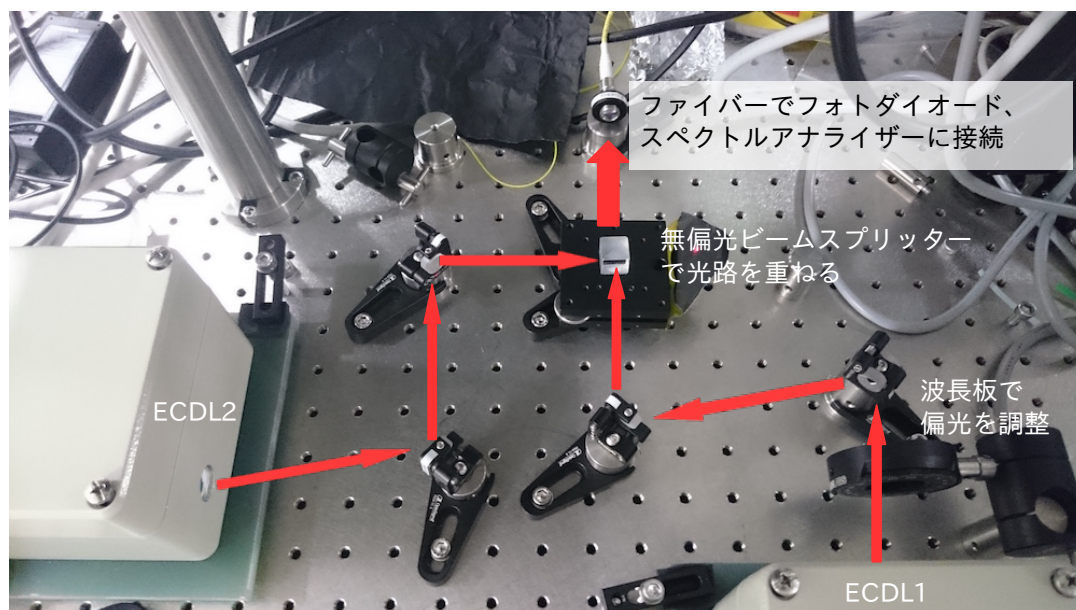


図 4.8: 2 台の ECDL によるビート信号測定セットアップ。2 つの出力光を合わせて光ファイバーに入力し、干渉させる。光ファイバーはフォトディテクターに光を伝える。

キャビティ中に共振する光が Ti:Sapphire 結晶へブリュースター角で入射するよう配置する。共振器に入射する光の偏光を、Ti:Sapphire 結晶への入射面に対し p 偏光となるよう波長板、偏光ビームスプリッター (Polarized Beam Splitter, PBS) を用いて調整することで、Ti:Sapphire 結晶表面での反射率を 0.05% 以下に抑えられる。キャビティを構成する 4 枚の鏡のうち、3 枚は 729 nm に対し反射率を 99.8% という高反射率にすることで、キャビティのロスを減らす。残りの 1 枚は反射率を 99% と、他の鏡よりも低くする。この鏡はカップラーと呼ばれ、シード光の注入や共振したパルス光の取り出しを行うためのものである。Ti:Sapphire 結晶をポンプするための 532 nm, Nd:YAG レーザー光に対しては、鏡の反射率がほぼ 0 なので、共振器の外からポンプ光を入射して結晶をポンプする。プロトタイプ共振器中の光子寿命は、およそ 80 ns である。

共振器中にシード光を入射、Ti:Sapphire 結晶によって増幅するには、共振器中を何度も周回するシード光の位相が揃っており、強め合う必要がある。この共振条件を満たすには、共振器長がシード光の半波長の整数倍である必要があり、共振器長をナノメートルオーダーで制御する必要がある。共振器長を制御するために、反射鏡のひとつにピエゾ素子を取り付け、常に共振条件を満たすようにフィードバック制御を行った。図 4.14 に、反射鏡に取り付けたピエゾ素子を示す。ピエゾ素子を制御するために、偏光解析法を用いて共振条件からのずれを取得する。偏光解析法は、共振する光が p 偏光のみであることを利用したフィードバック制御方法である [37]。偏光解析法を利用するために、シード光の偏光を、s 偏光と p 偏光の割合が 1 対 1 の直線偏光となるように調整し共振器に入射する。図 4.15 に、光学系のうち偏光解析法に用いる部分を示す。共振器からの楕円偏光出力光を PBS により取り出し、 $\lambda/4$ 波長板とウォラストンプリズムにより p 偏光と s 偏光に分けてその強度差をバランス検出器によって測定する。バランス検出器の出力の増減により、共振器長が短長どちらにずれているかの情報が読み出せる。温度変化などにより、共振点を通過した際に得られる共振器からの出力とバランス検出器の出力を図 4.16 に示す。こ

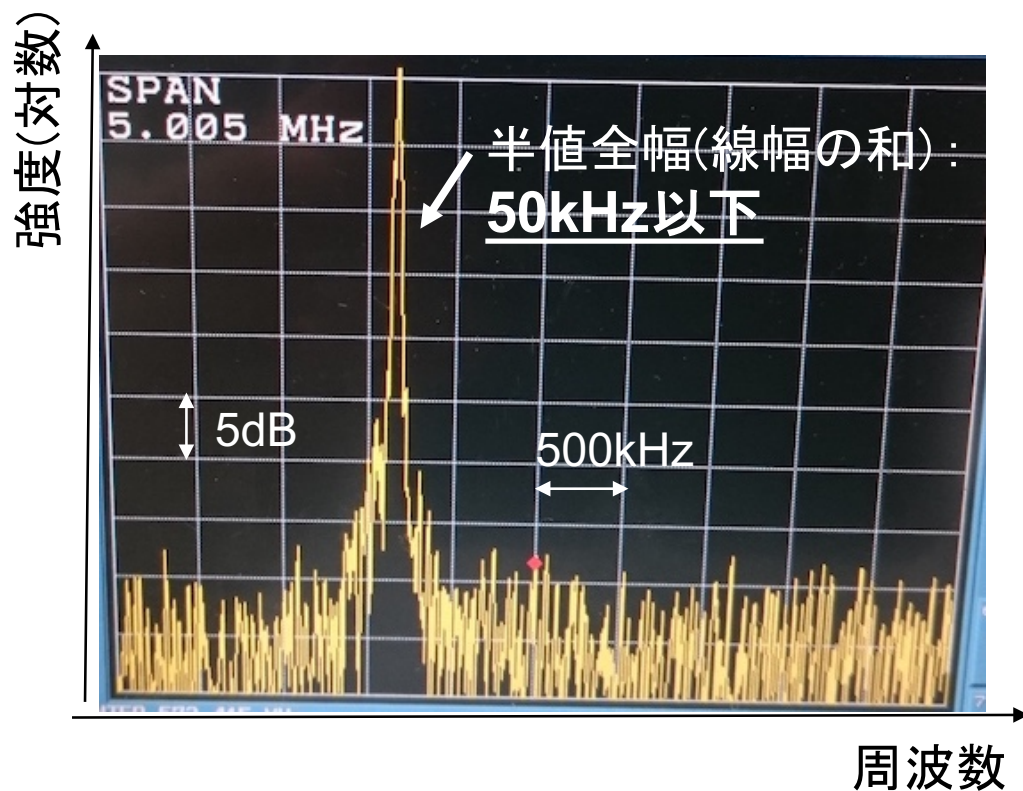


図 4.9: 2 台の ECDL によるビート信号スペクトル。波形積分時間は 10 ms, 分解能帯域幅は 30 kHz で測定した。FWHM (線幅の和) は 50 kHz 以下である。

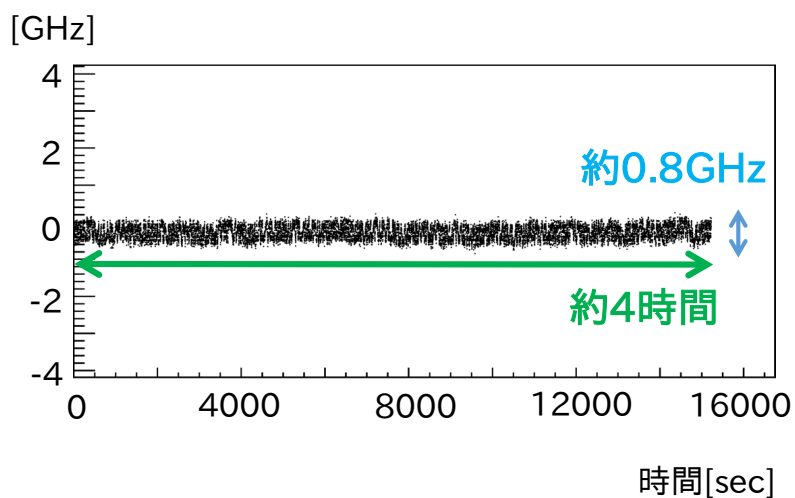


図 4.10: ECDL 出力光の時間ドリフト。十分に安定している。



図 4.11: 使用した Ti:Sapphire 結晶。結晶の全長は 20 mm。型番は, CRYSTAL SYSTEMS 社 PO#: CSI-1374 である。

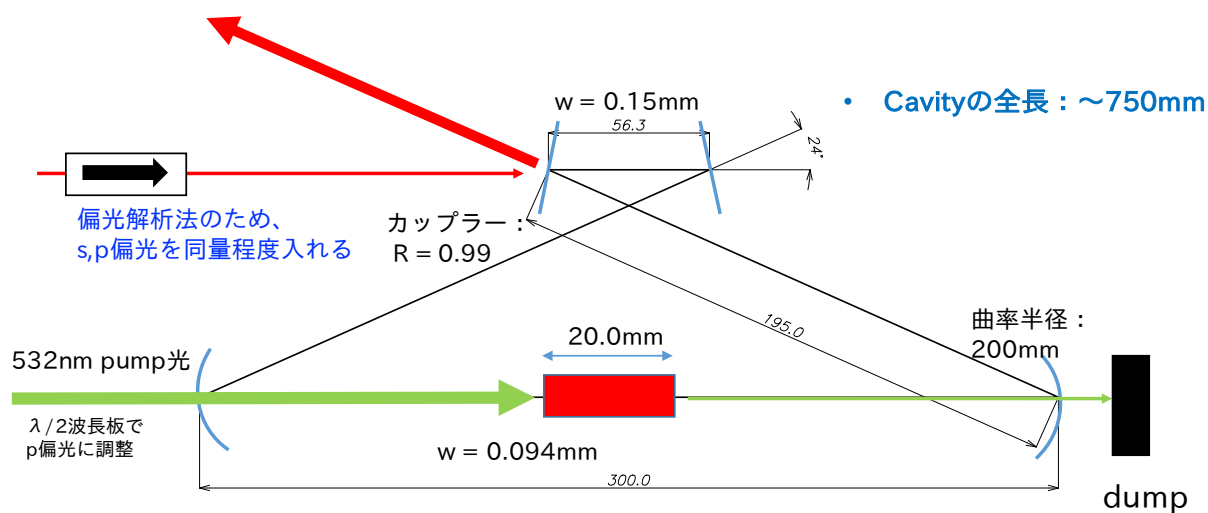


図 4.12: 共振器の設計図。図中“w”はビームウェストを表す。は共振器中に Ti:Sapphire 結晶をブリュースター角 60.4 度で配置する。Ti:Sapphire 結晶により, 729 nm 光が共振器を周回するたびに増幅される。4 枚の反射鏡のうち, 729 nm 光に対して, 3 枚は反射率 99.8% 以上, カップラーと呼ばれる 1 枚は 99% とすることで, シード光を注入したり, パルス光を取り出したりする。532 nm 光に対しては, 反射率がほぼ 0 なので, 共振器外から 532 nm Nd:YAG レーザーを入射することで結晶をポンプできる。



図 4.13: 製作した光学系



図 4.14: 反射鏡に取り付けたピエゾ素子

の際、Ti:Sapphire 結晶はポンプしていない。シード光が共振条件を満たすと、シード光がカップラーを反射した光と、共振器内に蓄積された光の透過光が干渉して、出力光強度が図 4.16 に示したように減少する。その際バランス検出器の出力は、共振器長がフィードバック制御可能な領域に入ること、共振器長のずれを表す。図 4.17 に、バランス検出器出力をサーボコントローラへ入力し、バランス検出器出力が常に共振点 (図 4.16 参照) で一定になるようピエゾ素子をフィードバック制御した際の共振器出力、バランス検出器出力を示す。フィードバック制御を開始した時点で、共振器出力が継続的に減少し、共振が維持

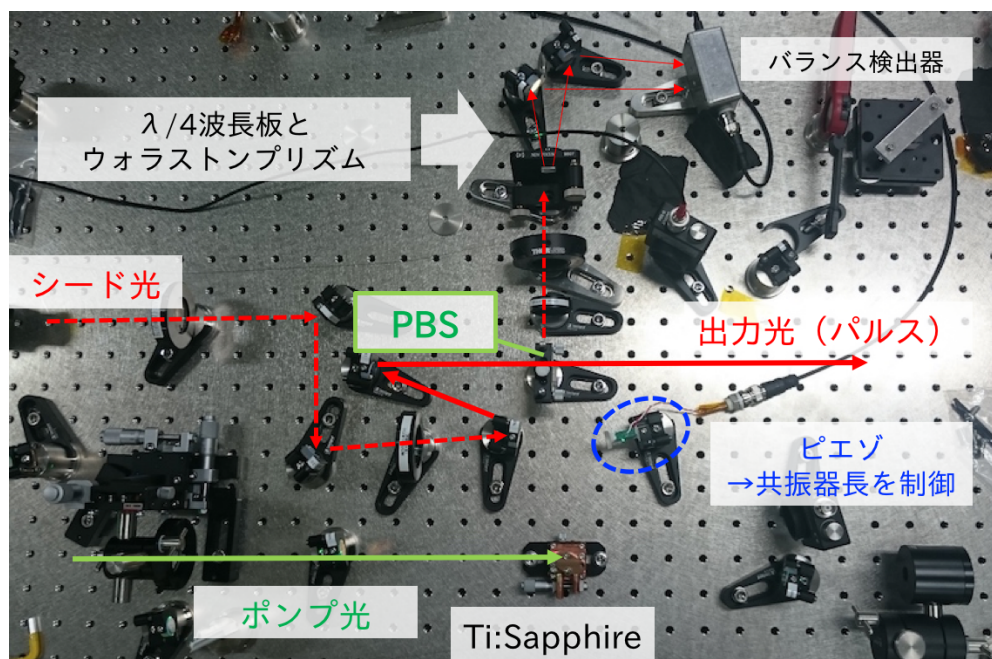


図 4.15: 光学系のうち偏光解析法に用いる部分。共振器からの出力光を PBS により取り出し、 $\lambda/4$ 波長板とウォラストンプリズムにより p 偏光と s 偏光に分けてその強度差をバランス検出器によって測定する。

されていることが分かる。バランス検出器出力についても、共振点付近に維持されている。フィードバック制御により、現状では数分間の共振維持が可能である。持続時間は、光学系に対する大きな擾乱により共振器長がフィードバック制御可能な領域を外れてしまうことで制限されている。光学系に覆いなどを設置し空気による外乱を防ぐことで、実験に十分な時間共振を維持できると考えられる。

シード光の共振が維持されている状態で Ti:Sapphire 結晶をポンプすることで、シード光が増幅されパルス発振する。実際には、シード光以外にも、Ti:Sapphire からの自然発光が共振器にて増幅される。自然発光スペクトルは、図 4.2 に示すように、およそ 760 nm にピークをもつため、回折格子によって 729 nm シード光と分離できる。回折格子によってシード光と自然発光とを空間的に分離し、対応する位置にフォトダイオードをおいて波形を観測した。図 4.18 に、Ti:Sapphire 結晶をポンプして増幅されたシード光、自然発光をフォトダイオードによって検出した波形を示す。シード光がおよそ 100 ns の持続時間をもつパルスに増幅されていることが分かる。持続時間は、光子寿命 80 ns とコンシステントである。パルスエネルギーはおよそ 7.5 μJ であり、ポンプ光のパルスエネルギー 500 μJ のうちおよそ 1% を 729 nm シード光の増幅に使用できていることが分かる。一方、自然発光パルスは、共振器中 2 方向で発振しているため、合計で 25 μJ 、ポンプ光エネルギーの 5% を使用している。自然発光の増幅は、共振器を構成する鏡を、729 nm 光のみ反射率が高い波長選択高反射鏡に変更することで抑えられる。実際に共振器中の鏡を 1 枚変更し、増幅される自然発光の波長スペクトルが変化するのを確認した。使用した波長選択高反射鏡 Newport 05D20BD.1 の波長と反射率の関係を図 4.19 に示す。共振する p 偏光に対する反射率を、光の反射角度を変えることで調整できる。波長選択高反射ミラーは、図 4.20 のように共振器に組み込み、波長選

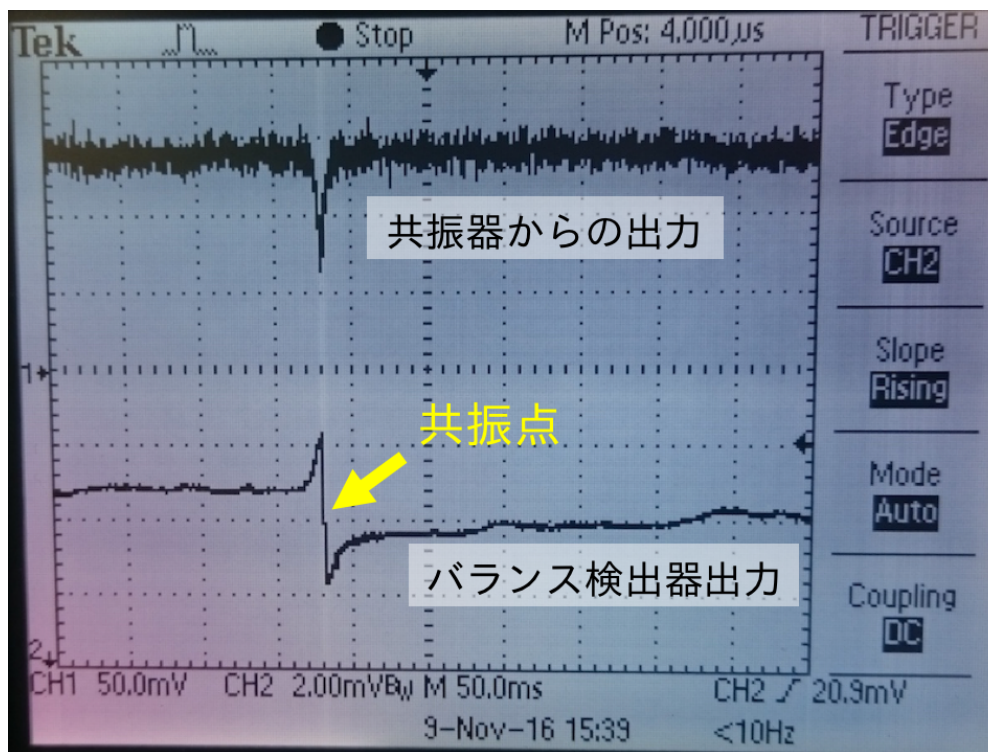


図 4.16: 共振点を通過した際に得られる共振器からの出力とバランス検出器の出力。Ti:Sapphire 結晶はポンプしていない。共振が起こった際に共振器出力が減少し、バランス検出器出力が共振点からのずれを表すようになる。バランス検出器出力が、図中共振点で維持されるようフィードバック制御を行えば共振が維持される。

折高反射ミラーの位置を変えるだけで反射角を可変とした。729 nm 付近にのみ反射率が高くなるよう反射角をおよそ 45 度に調整する。波長選択高反射ミラーへ変更前後での、Ti:Sapphire 自然発光の増幅パルス波長スペクトルを図 4.21 に示す。ミラー変更前は 780 nm 付近で発振していた¹が、波長選択高反射ミラーを使用することで自然発光パルスのスペクトルピーク位置が移動し、740 nm 付近で発振していることが分かる。波長選択高反射ミラーに変更後、自然発光パルスをフォトダイオードで観測したパルス波形を図 4.22 に示す。パルス持続時間が 100 ns 強、ポンプ光に対する変換効率が 5% あり、波長選択高反射ミラーに変更前と同程度の性能がある。今後は、波長選択高反射ミラーに変更した状況でシード光を入射、増幅し、波長スペクトルを測定することで、シード光の周波数構造が維持されているか検証を行う予定である。

4.3 今後の展望

今後は、プロトタイプ Ti:Sapphire シードインジェクションレーザーの原理検証を終えたのち、波長変換に取り組み、243 nm、持続時間 100 ns 超のパルス光を得ることに挑戦する。パルスエネルギーの小さ

¹ Ti:Sapphire 結晶の放出スペクトルピークは 760 nm にあるが、共振器のゲインが反射率などにより波長依存性をもつため、製作した共振器では 780 nm で共振する。

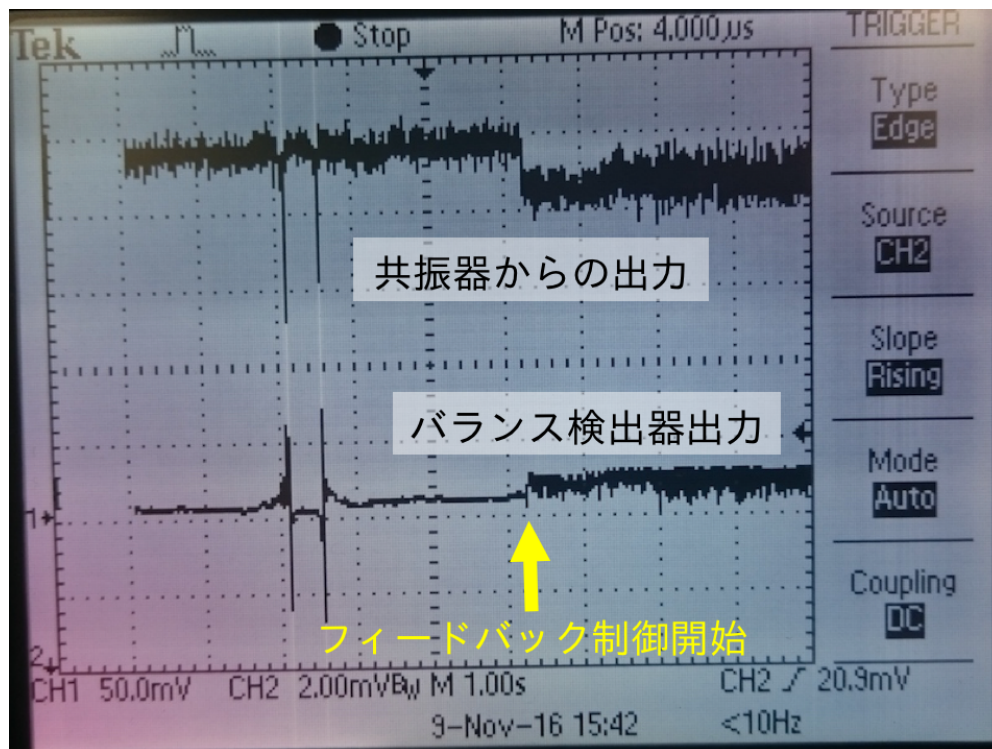


図 4.17: フィードバック制御した際の共振器出力とバランス検出器出力。フィードバック制御を開始した時点で、共振器出力が継続的に減少し、共振が維持されていることが分かる。バランス検出器出力についても、共振点付近に維持されている。

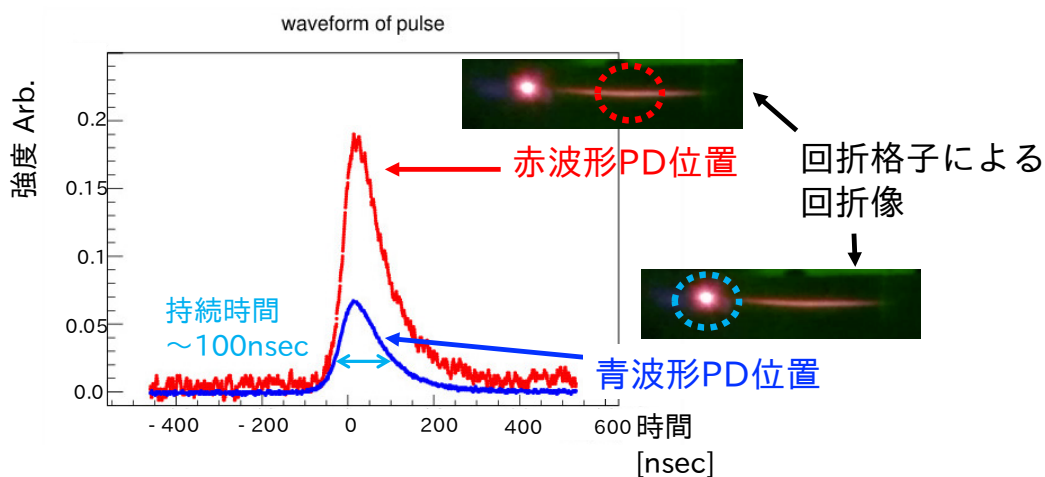


図 4.18: Ti:Sapphire 結晶をポンプして増幅されたシード光，自然発光をフォトダイオードによって検出した波形。回折格子によって共振器出力を分離すると，自然発光の連続スペクトルと，729 nm シード光単色に分離できる。729 nm の光は，比視感度が高い，また，シード光のカップラーにおける反射光があるため，回折格子によって分離したとき自然発光スペクトルよりも明るく見える。シード光がおよそ 100 ns の持続時間をもつパルスに増幅されている。

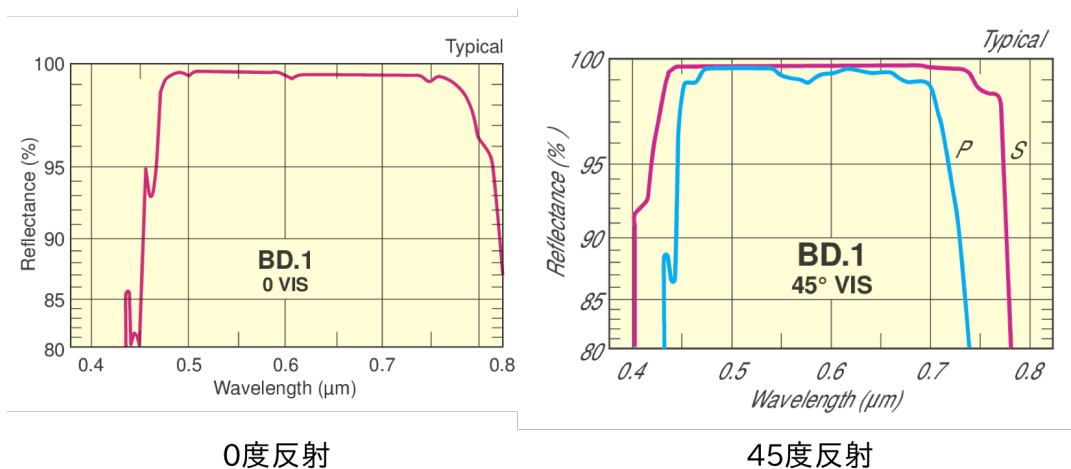


図 4.19: 波長選択高反射ミラーの波長と反射率の角度の関係 [38]。共振する p 偏光に対する反射率を、光の反射角度を変えることで調整できる。

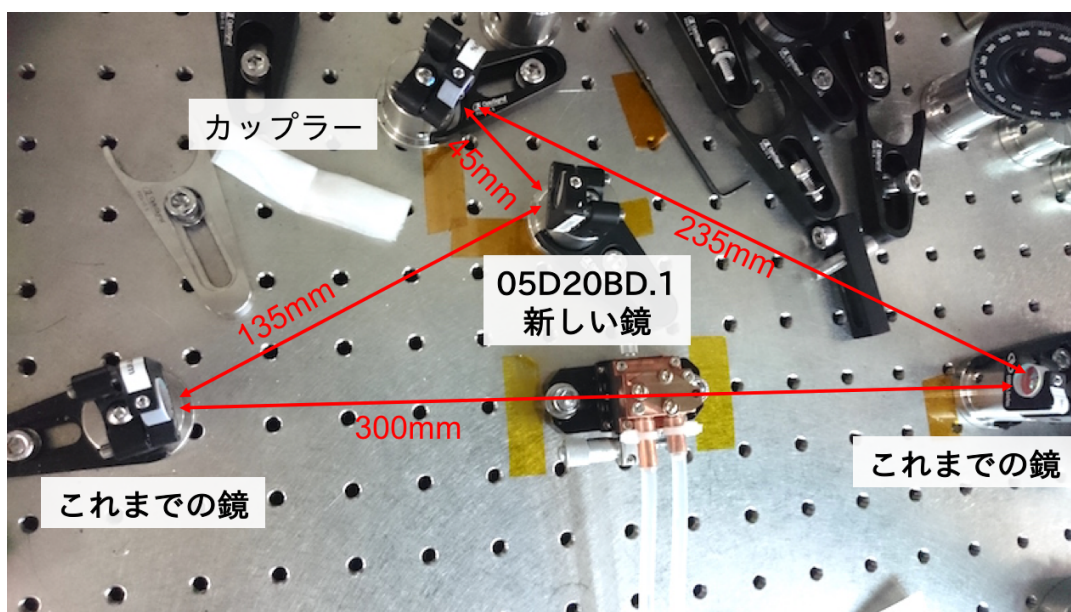


図 4.20: 波長選択高反射ミラーを用いた共振器。波長選択高反射ミラーの位置を変えるだけで反射角が変えられる。

いプロトタイプレーザーに対しては波長変換素子の選定を終えており、LBO 結晶での 2 倍波生成効率は 10%、BBO 結晶での 3 倍波生成効率は 1% が達成できる見込みである。波長変換を行い、729 nm から 243 nm への変換効率を導出し、想定通りの変換効率を得られるか確認する。実際に製作する高い強度のレーザーでは、10 mJ の基本波から 40 μ J の 3 倍波 (変換効率 0.4%) を生成することを想定している。3 倍波生成率は 729 nm 基本波強度の 3 乗に比例する²ため、プロトタイプレーザーで十分な変換効率が確認

² 非線形光学効果を使った和周波生成効率は、和周波をとる光強度の積に比例する。2 倍波生成効率は基本波強度の 2 乗に比例し、3 倍波生成効率は基本波強度と 2 倍波強度の積に比例する。

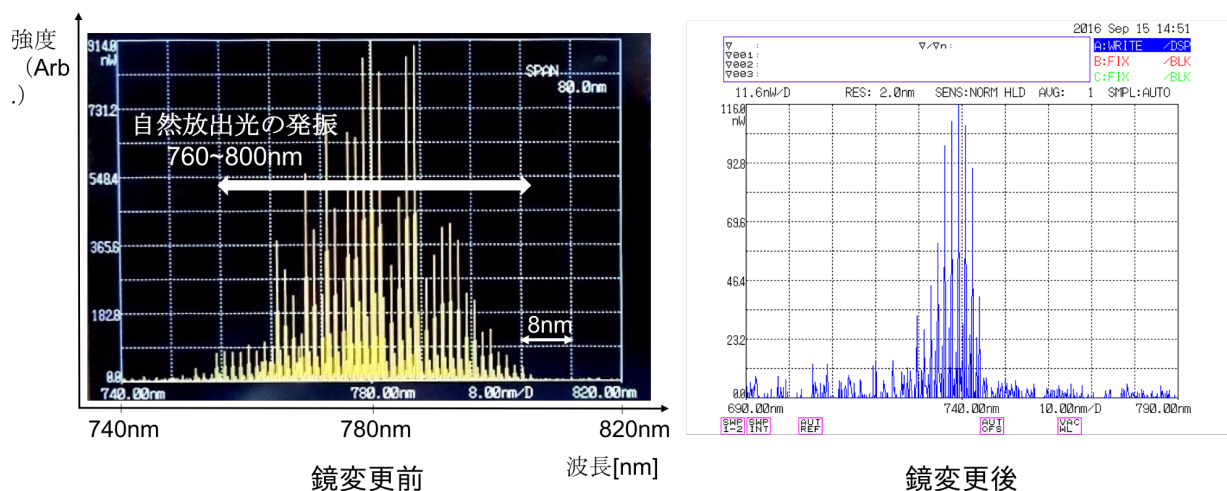


図 4.21: 波長選択高反射ミラーへ変更前後での Ti:Sapphire 自然発光の増幅パルス波長スペクトル。自然発光パルスのスペクトルピーク位置が移動し、740 nm 付近で発振していることが分かる。

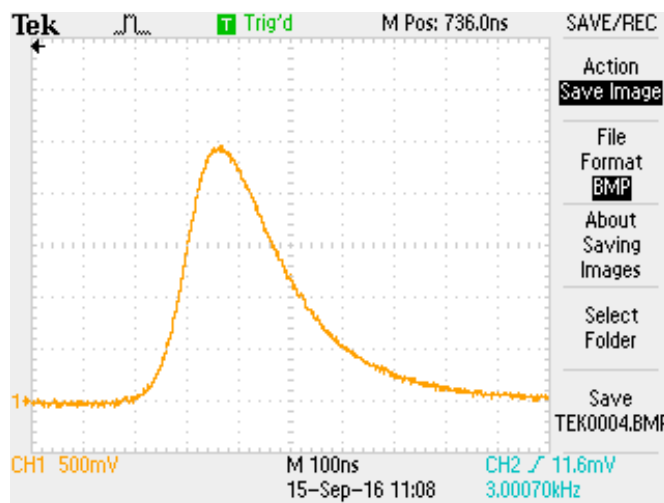


図 4.22: 波長選択高反射ミラーに変更後自然発光パルスをフォトダイオードで観測したパルス波形。パルス持続時間が 100 ns 強、ポンプ光に対する変換効率が 5% あり、波長選択高反射ミラーに変更前と同程度の性能がある。

できれば、強度を上げた際十分な変換効率が得られると考えられる。

波長変換達成後 EOM を追加し、EOM によって生成されたサイドバンド光に対してもシードインジェクションがはたらくことを確認する。最後に、パルスエネルギーの向上と持続時間の延長を行う。パルスエネルギーの向上では、Nd:YAG ポンプレーザーをパルスエネルギー 200 mJ のものに変更し、ポンプレーザーのエネルギーを 5% 変換することで 10 mJ の 729 nm パルス光を得る。高強度 Nd:YAG レーザーとしては、Continuum 社 Powerlite シリーズなどが使用できる。パルスエネルギーを上げる際、高強度化による光学系の破損を防ぐために、共振器中の 729 nm 光のビームウェストを大きくする。ビームウェストを大きくするには、共振器長を長くし、反射鏡の曲率を共振器長に合わせて大きくすれば良い。この

際、共振器から出力される光の光子寿命も長くなる。光子寿命は、式(4.2)より、共振器長に比例して長くなる。共振器長を750 mmからおよそ3倍にすることで、パルスレーザーの持続時間300 nsを実現する。

第 5 章

今後の展望

まずは、極低温ポジトロニウムの生成を目指し、第 4 章で述べたレーザー開発を進めるとともに、極低温シリカ中でのポジトロニウム熱化測定に取り組む。冷却用レーザーの開発が完了したら、ポジトロニウムのレーザー冷却実験に取り組み、10 K 極低温ポジトロニウム生成を行う。BEC 実現のためには、高密度陽電子源の開発も必要であるから、陽電子蓄積・収束装置についても並行して開発を進めている。

5.1 極低温シリカ中でのポジトロニウム熱化測定

ポジトロニウム BEC 実現のためには 10 K までポジトロニウムを冷却する必要があるため、ポジトロニウムをトラップするシリカキャビティも 10 K 以下まで冷却する。第 2 章で議論したように、極低温ポジトロニウム生成のためには熱化による冷却が重要だから、極低温シリカ中でのポジトロニウム熱化を実測する必要がある。現在、4 K GM 冷凍機によって冷却したシリカエアロゲル中でのポジトロニウム熱化を、第 3 章で述べた手法によって測定する実験を行っている。すでに実験セットアップの構築を完了し、シリカエアロゲルの温度が 20 K まで冷えていることを確認している (図 5.1)。図 5.2-5.7 に、実験装置の外観を紹介する。現在、室温と 20 K の 2 つの温度でデータ取得、解析を行っている。また、シリカエアロゲルの温度が 20 K で下げ止まっている。4 K での実験を可能とするために、シリカエアロゲル部への熱流入を減らす対策を行う。

5.2 レーザー冷却実験

レーザー冷却実験では、パルスレーザーを用いて冷却を行うため、陽電子についてもナノ秒程度の時間幅をもったパルス陽電子が必要である。パルス陽電子を得るには、 ^{22}Na 放射性同位体から放出される陽電子をモデレータ、バッファガスによって減速し、電磁場を用いてトラップする Surko 型トラップ装置 [19] を利用したり、加速器で加速した電子をタングステンにぶつけたときに放出される制動ガンマ線による対生成で得られるパルス状陽電子 [39] を使用することが考えられる。いずれの場合も、パルスあたりの陽電子が 10^4 、パルス繰り返しが数十 Hz 程度である。レーザー冷却実験を行う際には、陽電子に同期して冷却用レーザーを照射する。多くのポジトロニウムが一度にできるため、ポジトロニウム温度を測定するには、ガンマ線検出器を細分化しパイルアップがない状態で Pick-off 消滅率を測定する、もしくは、

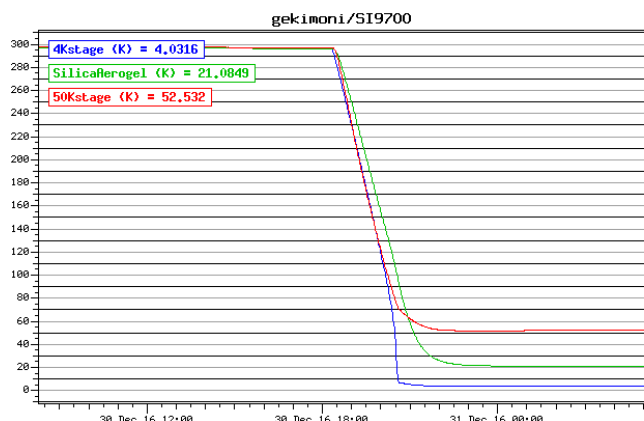


図 5.1: 冷凍機内の温度。温度センサーはシリコンダイオードセンサー Scientific instruments 社製 Si401A を使用した。SilicaAerogel は、シリカエアロゲルに挟んだ温度センサーの温度を表す。4 Kstage は、図 5.3 に示したターゲットホルダーの温度を表す。50 Kstage は、4 K ステージ全体を覆う銅製の放射シールドの温度である。

ポジトロニウムに対しパルスレーザーを用いたドップラー分光 [40] を行う予定である。パルスレーザーを用いたポジトロニウムのドップラー分光法では、時間幅数ナノ秒をもち、ポジトロニウムのドップラー広がりよりも狭い線幅のパルスレーザーをポジトロニウムに照射する。ポジトロニウムは励起され、さらに励起状態の束縛エネルギー ($n = 2$ で -1.7 eV) を上回るレーザーを入射することで、ポジトロニウムは電子陽電子対に電離される。陽電子は周りの電子と対消滅するため、崩壊ガンマ線強度が大きくなる。ガンマ線強度の増加をシグナルとしてレーザーの波長をスキャンすれば、ポジトロニウムのドップラープロファイルが得られ、温度が求められる。この手法では、ガンマ線の強度のみを測定するため、検出器が飽和しない限りパイルアップが問題にならないという利点がある。冷却用レーザーの開発を進めるとともに、パルス状ポジトロニウムに対する最適な温度測定方法を検討する。

5.3 高密度陽電子源の開発

第 2 章で述べたような、13,500 個のオルソ-ポジトロニウムを 150 nm 立方にトラップし $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 高密度ポジトロニウムを得るには、多数の低速陽電子を強く集束する必要がある。13,500 個のスピンの偏極したオルソ-ポジトロニウムを得るには、陽電子スピン偏極率、ポジトロニウム生成率をともに 5 割と仮定して、およそ 10^5 個の低速陽電子が必要となる [12]。この数の陽電子を 150 nm 平方領域に閉じ込めて輸送しようとする、陽電子同士のクーロン相互作用により互いに反発しビーム径が広がってしまう。したがって、陽電子パルスの時間幅を $1 \mu\text{s}$ 程度に広げたまま輸送しビーム径を徐々に縮小、シリカキャビティに入射する際に、電場で時間幅を 10 ns 程度に縮め、強磁場で空間的に強く集束するシステムを開発する必要がある。 $1 \mu\text{s}$ 時間幅でビーム輸送しながらビーム径を圧縮するには、ビームエミッタンスを減少させなければならない。低速陽電子のビームエミッタンス減少には、再減速材を用いた輝度増強システム [41] を用いる。低速陽電子輝度増強システムの構成を図 5.8 に示す。このシステムは、低速陽電子をニッケルやタングステンの薄膜に入射すると、薄膜中で拡散し、表面から垂直に放出されることを利用する。



図 5.2: 4 K 熱化測定実験で使用するシリカエアロゲルとターゲットホルダー。Si ダイオードセンサーをシリカエアロゲルの間に挟み温度を取得する



図 5.3: GM 冷凍機の 4 K ステージに取り付けたターゲットホルダー。全方向をネジ止めした銅で覆うことで極力熱流入を減らす。陽電子のパスは銅に穴を空け、厚さ $6 \mu\text{m}$ のアルミ蒸着マイラーでふさぐ。4 K ステージ全体は、GM 冷凍機 50 K ステージに取り付けた銅製の放射シールドで覆う。

まず、輸送した陽電子を Extraction Coil によって一度ビーム径を拡大し、その後 Lens コイルによって急激に集束し Remoderator (再減速材) へ入射する。陽電子は Remoderator 中ですぐに熱化し角度発散の情報を失い、拡散によって入射面と反対側表面に到達し、集束時のビーム径を維持して表面から垂直に放出される。このようにして、低速陽電子のビームエミッタンスを減少させる。低速陽電子輝度増強システムを用いて、これまでに低速陽電子ビーム径 $25 \mu\text{m}$ が達成されている [42]。現在、ビーム集束に必要な電磁場の計算など、陽電子ビーム集束システムの設計を進めている。

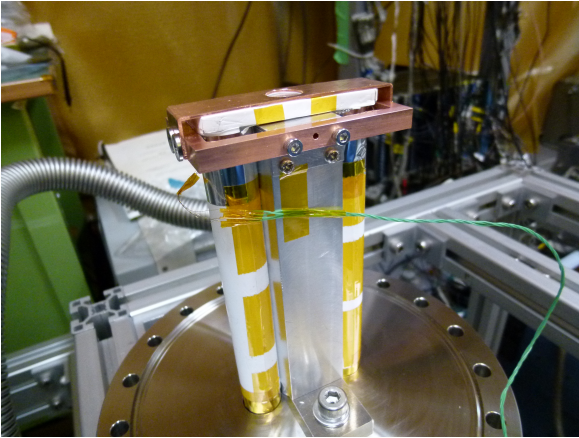


図 5.4: 4 K 熱化測定実験で使用する線源ホルダーとライトガイド。白いテフロン反射材を巻いてあるものがライトガイドであり、大気中の PMT まで光をガイドする。

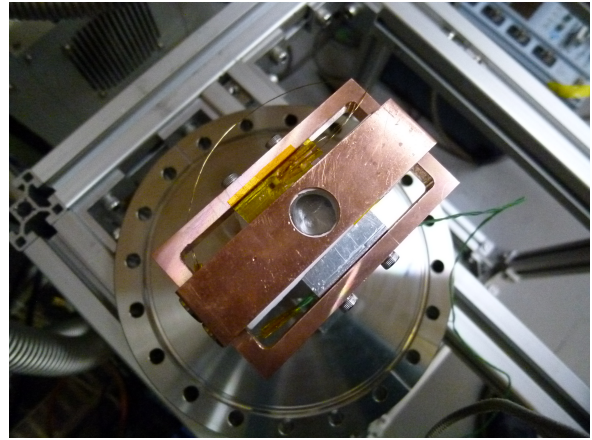


図 5.5: シリカエアロゲル方向からみたライトガイド。写真中央の穴部分には厚さ $200\ \mu\text{m}$ のプラスチックシンチレータが貼り付けてある。プラスチックシンチレータの向こう側に ^{22}Na 線源を配置する。



図 5.6: 実験セットアップ全体図。PMT を黒い遮光シートで覆っている。



図 5.7: GM 冷凍機を駆動するための圧縮機を冷却する冷却水管理システム。循環型冷却水の流量をモニターできる。また、ホース接続部にて水漏れがあった際、自動で電磁弁を閉める安全装置を備えている。

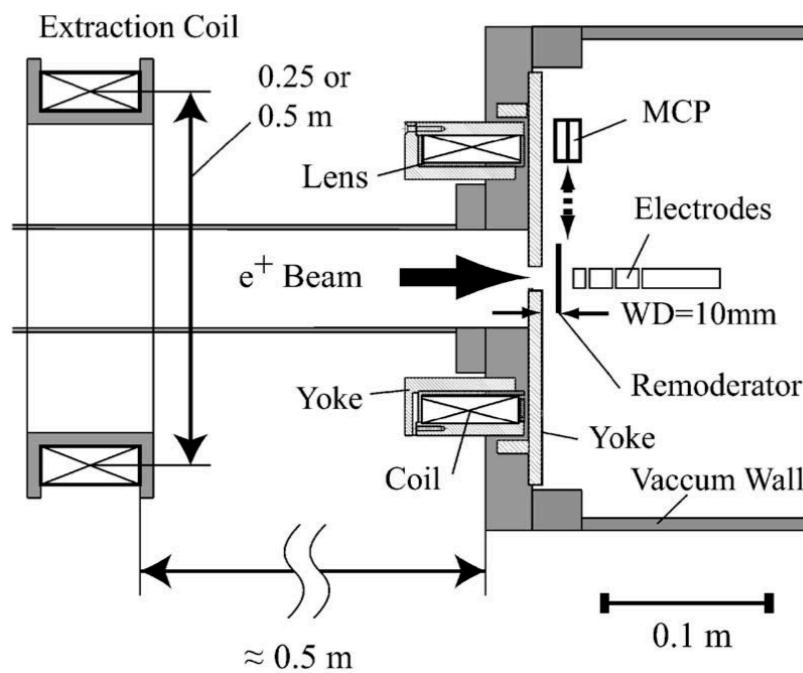


図 5.8: 低速陽電子輝度増強システム [41]。輸送した陽電子を Extraction Coil によって一度ビーム径を拡大し、その後 Lens コイルによって急激に集束し Remoderator (再減速材) へ入射する。陽電子は Remoderator 中ですぐに熱化し角度発散の情報を失い、拡散によって入射面と反対側表面に到達し、集束時のビーム径を維持して表面から垂直に放出される。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご指導、ご支援をいただきました。心から感謝致します。

指導教官である浅井祥仁教授には、ポジトロニウムによるボース・アインシュタイン凝縮の実現という魅力的な研究テーマをご紹介いただきました。私が研究に取り組み始めてからは、特に研究全体の方針、進め方について、様々な点を指導していただきました。

難波俊雄助教には、シミュレーションのアイデア、実験装置の設計と組立、解析に至るまで、研究全体にわたってご協力いただきました。学部4年の頃から、研究について何も分からない私を熱心にご指導くださいました。

石田明助教は、親身になって本研究にご尽力くださいました。研究のすべての面において、有意義なアイデアを多くいただきました。何かと失敗の多い私を辛抱強くご指導くださっています。

五神真総長、物理工学科の吉岡孝高准教授は、本研究に用いるレーザー光源開発にご協力くださっています。レーザー光学系の素人である私たちが本研究を進められているのは、五神総長、吉岡准教授のおかげです。

産業技術総合研究所の鈴木良一首席研究員、大島永康主任研究員、Brian Eugene O'Rourke 主任研究員には、陽電子源開発にご協力いただいています。難しい課題達成のために、多くのアイデアをご提案くださっています。

九州大学の藤野茂教授は、本研究で用いるシリカガラスサンプルを製作されています。私たちの難しい要求を満たすよう、日夜シリカガラスサンプルの製作・改良にご尽力いただいております。

浅井研究室の村吉諄之さん、樊星さんは、共同研究者として主にレーザー光源開発を進めてくださっています。本論文にて紹介したレーザー光源開発は、村吉さん、樊さんが行ったものです。

テーブルトップ実験グループの山崎高幸博士、稲田聡明博士、山道智博さん、清野結大さん、上岡修星さんは、ミーティングなどで有意義な議論をしてくださいました。

試作室の大塚茂巳さん、南城良勝さん、阿部武さんには、実験装置の製作を行っていただきました。装置設計や組み立て、加工方法についてもご指導いただきました。

ICEPP、物理事務室のみなさまには、研究を進める上で欠かせない様々な手続きを行っていただきました。

ICEPP 同期の宇野健太さん、井口竜之介さん、岩井遼斗さん、中尾光孝さん、藤倉昇平さん、中西均さん、内田健太さん、木村光太郎さんとは、普段から食事を共にするなど、楽しい日々を過ごすことができました。

最後に、友人のみなさまと家族に感謝致します。

参考文献

- [1] A. H. Al-Ramadhan and D. W. Gidley, “New precision measurement of the decay rate of singlet positronium”, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1632 (1994).
- [2] Y. Kataoka, S. Asai, and T. Kobayashi, “First test of correction of the orthopositronium decay rate”, *Physics Letters B* **671**, 219 (2009).
- [3] C. J. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein condensation in dilute gases* (Cambridge university press, 2002).
- [4] W. Ketterle and H.-J. Miesner, “Coherence properties of Bose-Einstein condensates and atom lasers”, *Phys. Rev. A* **56**, 3291 (1997).
- [5] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, “Observation of interference between two Bose condensates”, *Science* **275**, 637 (1997).
- [6] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor”, *Science* **269**, 198 (1995).
- [7] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, “Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [8] S. Mariazzi, P. Bettotti, and R. S. Brusa, “Positronium cooling and emission in vacuum from nanochannels at cryogenic temperature”, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 243401 (2010).
- [9] D. B. Cassidy and A. P. Mills, “The production of molecular positronium”, *Nature* **449**, 195 (2007).
- [10] I. A. Ivanov, J. Mitroy, and K. Varga, “Positronium-positronium scattering using the stochastic variational method”, *Phys. Rev. A* **65**, 022704 (2002).
- [11] P. M. Platzman and A. P. Mills, “Possibilities for Bose condensation of positronium”, *Phys. Rev. B* **49**, 454 (1994).
- [12] H. Saito and T. Hyodo, in *New directions in antimatter chemistry and physics*, edited by C. M. Surko and F. A. Gianturco (Kluwer Academic Publishers, 2001), pp. 101–114.
- [13] A. P. Mills, E. D. Shaw, R. J. Chichester, and D. M. Zuckerman, “Positronium thermalization in SiO₂ powder”, *Phys. Rev. B* **40**, 2045 (1989).
- [14] K. Yoshioka, E. Chae, and M. Kuwata-Gonokami, “Transition to a Bose–Einstein condensate and relaxation explosion of excitons at sub-Kelvin temperatures”, *Nature Communications* **2**, 328 (2011).
- [15] V. Vanyashin, “Coherent decay of positronium Bose condensate”, *Letters in Mathematical Physics* **31**, 143.

- [16] H. K. Avetissian, A. K. Avetissian, and G. F. Mkrtchian, “Self-amplified gamma-ray laser on positronium atoms from a Bose-Einstein condensate”, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 023904 (2014).
- [17] D. B. Cassidy and A. P. Mills, “Physics with dense positronium”, *physica status solidi (c)* **4**, 3419 (2007).
- [18] K. Shu, X. Fan, T. Yamazaki, T. Namba, S. Asai, K. Yoshioka, and M. Kuwata-Gonokami, “Study on cooling of positronium for Bose–Einstein condensation”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **49**, 104001 (2016).
- [19] D. B. Cassidy, S. H. M. Deng, R. G. Greaves, and A. P. Mills, “Accumulator for the production of intense positron pulses”, *Review of Scientific Instruments* **77**, 073106 (2006).
- [20] D. W. Fitzakerley, M. C. George, E. A. Hessels, T. D. G. Skinner, C. H. Storry, M. Weel, G. Gabrielse, C. D. Hamley, N. Jones, K. Marable, E. Tardiff, D. Grzonka, W. Oelert, M. Zielinski, and A. Collaboration, “Electron-cooled accumulation of 4×10^9 positrons for production and storage of antihydrogen atoms”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **49**, 064001 (2016).
- [21] S. Van Petegem, C. Dauwe, T. Van Hoecke, J. De Baerdemaeker, and D. Segers, “Diffusion length of positrons and positronium investigated using a positron beam with longitudinal geometry”, *Phys. Rev. B* **70**, 115410 (2004).
- [22] Y. Nagashima, Y. Morinaka, T. Kurihara, Y. Nagai, T. Hyodo, T. Shidara, and K. Nakahara, “Origins of positronium emitted from SiO_2 ”, *Phys. Rev. B* **58**, 12676 (1998).
- [23] Y. Nagashima, M. Kakimoto, T. Hyodo, K. Fujiwara, A. Ichimura, T. Chang, J. Deng, T. Akahane, T. Chiba, K. Suzuki, B. T. A. McKee, and A. T. Stewart, “Thermalization of free positronium atoms by collisions with silica-powder grains, aerogel grains, and gas molecules”, *Phys. Rev. A* **52**, 258 (1995).
- [24] R. Kitamura, L. Pilon, and M. Jonasz, “Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature”, *Appl. Opt.* **46**, 8118 (2007).
- [25] D. B. Cassidy, M. W. J. Bromley, L. C. Cota, T. H. Hisakado, H. W. K. Tom, and A. P. Mills, “Cavity induced shift and narrowing of the positronium Lyman- α transition”, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 023401 (2011).
- [26] B. S. Cooper, A. M. Alonso, A. Deller, L. Liskay, and D. B. Cassidy, “Positronium production in cryogenic environments”, *Phys. Rev. B* **93**, 125305 (2016).
- [27] A. I. Alekseev, “Two-photon annihilation of positronium in the p-state”, *Sov. Phys. JETP* **34**, 826 (1958).
- [28] A. I. Alekseev, “Three-photon annihilation of positronium in the p-state”, *Sov. Phys. JETP* **36**, 1312 (1959).
- [29] Y. Nagashima, T. Hyodo, K. Fujiwara, and A. Ichimura, “Momentum-transfer cross section for slow positronium-He scattering”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **31**, 329 (1998).
- [30] T. Chang, M. Xu, and X. Zeng, “Effect of the energy loss process on the annihilation of orthopositronium in silica aerogel”, *Physics Letters A* **126**, 189 (1987).

- [31] K. Shibuya, Y. Kawamura, and H. Saito, “Time-resolved determination of ortho-positronium kinetic energy utilizing p -wave scattering during positronium-xenon collisions”, *Phys. Rev. A* **88**, 042517 (2013).
- [32] R. Loudon, *The quantum theory of light* (OXFORD SCIENCE PUBLICATIONS, 2000).
- [33] M. S. Basunia, “Nuclear data sheets for $A = 22$ ”, *Nuclear Data Sheets* **127**, 69 (2015).
- [34] A. Ishida, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, M. Yoshida, K. Tanaka, and A. Yamamoto, “New precision measurement of hyperfine splitting of positronium”, *Physics Letters B* **734**, 338 (2014).
- [35] A. Ishida, T. Namba, and S. Asai, “Measurement of positronium thermalization in isobutane gas for precision measurement of ground-state hyperfine splitting”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **49**, 064008 (2016).
- [36] 株式会社ハナムラオプティクス, *Ti:sapphire 結晶 (チタンサファイア結晶)*, <http://www.hanamuraoptics.com/lasercrystal/csi/csi.htm>, 2017年1月9日アクセス.
- [37] T. Hansch and B. Couillaud, “Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity”, *Optics Communications* **35**, 441 (1980).
- [38] N. Corporation, *Broadband dielectric mirror, 12.7 mm, 488-694 nm*, <https://www.newport.com/p/05D20BD.1>, 2017年1月9日アクセス.
- [39] K. Wada, T. Hyodo, A. Yagishita, M. Ikeda, S. Ohsawa, T. Shidara, K. Michishio, T. Tachibana, Y. Nagashima, Y. Fukaya, M. Maekawa, and A. Kawasuso, “Increase in the beam intensity of the linac-based slow positron beam and its application at the slow positron facility, KEK”, *The European Physical Journal D* **66**, 37 (2012).
- [40] D. B. Cassidy, P. Crivelli, T. H. Hisakado, L. Liskay, V. E. Meline, P. Perez, H. W. K. Tom, and A. P. Mills, “Positronium cooling in porous silica measured via Doppler spectroscopy”, *Phys. Rev. A* **81**, 012715 (2010).
- [41] N. Oshima, R. Suzuki, T. Ohdaira, A. Kinomura, T. Narumi, A. Uedono, and M. Fujinami, “Brightness enhancement method for a high-intensity positron beam produced by an electron accelerator”, *Journal of Applied Physics* **103**, 094916 (2008).
- [42] N. Oshima, R. Suzuki, T. Ohdaira, A. Kinomura, T. Narumi, A. Uedono, and M. Fujinami, “Development of positron microbeam in AIST”, *Materials Science Forum* **607**, 238 (2008).