

ポジトロニウムの超微細構造の精密測定

東京大学 素粒子物理国際研究センター

難波 俊雄 naniwa@icepp.s.u-tokyo.ac.jp

末原 大幹 suehara@icepp.s.u-tokyo.ac.jp

2008 年 (平成 20 年) 8 月 29 日

1 はじめに

ポジトロニウム (Ps) とは、素粒子である電子と陽電子が電磁相互作用によって束縛されている単純で準安定な系である [1]。Ps はその単純さゆえに高い精度での検証が可能であり、新しい物理現象のよいプローブである。また、粒子と反粒子の系であるため、対消滅に伴う新しい素粒子現象に対する感度も高い。われわれは Ps を用いて、10 年以上にわたって束縛系 QED の精密検証および標準モデルを超えた物理現象の探索に取り組んで来た。その取り組みのひとつとして、Ps の二つの基底状態、オルソポジトロニウム (o-Ps) とパラポジトロニウム (p-Ps) の間の超微細構造 (HFS) の測定を新たに行うことを計画している。その実験について説明する。

2 ポジトロニウム

Ps はちょうど水素原子の陽子が陽電子に置き換わった構造をしており、励起状態のエネルギー準位などもよく似ている。Ps は内部に反物質を含んでいるため水素原子ほどありふれてはいないが、 ^{22}Na や ^{68}Ga といった β^+ 崩壊を起こす核種を使用すれば簡単に生成できる。核の壊変時に放出される陽電子をシリカエアロゲルや不活性ガスなどの物質に打ち込めば、eV 程度まで陽電子が減速され、物質中の電子を捕獲して Ps が生成される。こうして生成された Ps は短時間でガンマ線へと崩壊する。面白いのは、崩壊の性質が Ps のスピン状態によって大きく異なる点である。以降、Ps の基底状態にしぼって Ps のスピン状態と性質を少し詳しく見ていこう。

Ps を構成する電子も陽電子もともにスピン 1/2 のフェ

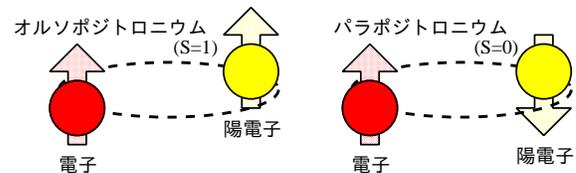


図 1: 2 種類の Ps。電子と陽電子のスピンが平行で全スピン 1 の o-Ps と反平行で全スピン 0 の p-Ps。

ルミオンであるため、Ps の基底状態には

$$|S = 1, m_z = 1\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle \quad (1)$$

$$|S = 1, m_z = -1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle \quad (2)$$

$$|S = 1, m_z = 0\rangle = 1/\sqrt{2}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) \quad (3)$$

$$|S = 0, m_z = 0\rangle = 1/\sqrt{2}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \quad (4)$$

の 4 種類のスピン状態が存在する。ここで、 S は系の全スピン、 m_z は全スピンの z 成分、 \uparrow/\downarrow は電子のスピンを、 \uparrow/\downarrow は陽電子のスピンを表す。この 4 種類の状態のうち、スピンが平行 ($S = 1$) の三重項が o-Ps、スピンが反平行 ($S = 0$) の一重項が p-Ps である (図 1)。両者はスピンの違いに起因して C 変換に対する固有値が異なる。このため、o-Ps は奇数本のガンマ線に、p-Ps は偶数本のガンマ線にしか崩壊できない。崩壊率は崩壊時のガンマ線の本数が 1 本増えるごとに α ずつ小さくなるため、ほとんどの o-Ps は 3 本の連続ガンマ線に、ほとんどの p-Ps は 2 本の 511 keV ガンマ線に back-to-back で崩壊する。また、p-Ps の寿命が 0.125 ns しかないのに比べて、o-Ps は 142.05 ns とほぼ 3 桁長寿命である¹。

さて、o-Ps と p-Ps は、それぞれスピンの状態が異なるため、スピン-スピン相互作用によって HFS が生じエネルギー準位が異なる。電子と陽電子で電荷が逆であるため、スピン平行の o-Ps の方がエネルギー準位が高い。

¹137 倍でないのは、崩壊ガンマ線の位相空間の効果もあるため。

また、HFS の大きさは、電子の磁子が陽子のそれと比べて 3 桁大きいので、水素原子と比較すると非常に大きな値であり、0.84 meV (203 GHz) もある。つまり、それぞれのエネルギー準位を E_{o-Ps} , E_{p-Ps} , HFS の大きさを Δ_{HFS} とすると、

$$E_{o-Ps} = E_{p-Ps} + \Delta_{HFS} \quad (5)$$

$$\Delta_{HFS} \simeq 0.84 \text{ meV} \simeq 203 \text{ GHz} \quad (6)$$

となる。 Δ_{HFS} の値は、1951 年に Ps が発見されて以降、多くのグループによって測定されてきた。現在もっとも精度のよい測定は、1984 年に V. ヒューズらのグループによって行われた測定で、3.6 ppm の精度を達成している [2]。ミュオンオンの $g-2$ 測定で有名な V. ヒューズは、Ps の世界でも大家なのである。一方で、束縛系 QED による理論計算は測定を後追いする形で精度が上がってきた。1980 年代になってようやく二次の高次効果の項まで計算が行われ、この時の精度はおよそ 50 ppm である。理論の精度がよくないこともあり、当時は理論値と測定値の間に大きな食い違いは見られず、Ps の HFS に関しては世間の興味が失われ、1984 年以降は新しい測定は行われていない。

ところが 21 世紀になって状況が変わる。2001 年から 2002 年にかけて三次の高次効果まで計算され、とうとう理論精度が 3 ppm と実験精度を追い抜いてしまった [3]。そして、それとともに、理論値と測定値の不一致があらわになったのである。図 2 に Δ_{HFS} の理論値と測定値を示すが、測定値はいずれも一様に理論値よりも小さな値を示している。このズレは、双方の誤差を考慮しても 3.5σ 以上あり、なんらかの系統的誤差、あるいは未知の現象を示唆している。このように、Ps の HFS をめぐる問題は、古くて新しい問題なのである。

この 3.5σ のズレは何を意味するのであろうか？ 実験家の観点からみると、まずは過去の実験を疑ってみなくてはならない。後に第 4 章で詳説するが、過去の実験における静磁場の一様性と物質の効果の補正の 2 点に対して、われわれは疑問を抱き、新測定で改善を行う。

一方、仮に理論も実験も正しかった場合は何が見えて来るのであろうか。たとえばミュオンオンの $g-2$ の値などに対する効果と同様に、Ps の Δ_{HFS} のズレも未知の物理の存在を示唆する。弱い結合の未発見粒子などが高次補正を介して HFS に影響を与えるのである。もちろん、Ps は質量が軽いために重い粒子 ($> 1 \text{ GeV}$) に対してはミュオンオンの $g-2$ と比べて感度が低い。しかし、Ps を新粒子のプロープとして使用する最大の利点は、電子と陽電子のペアから成る系であるため、s-チャンネルの効果も寄与することである。このため、たとえば結合定数

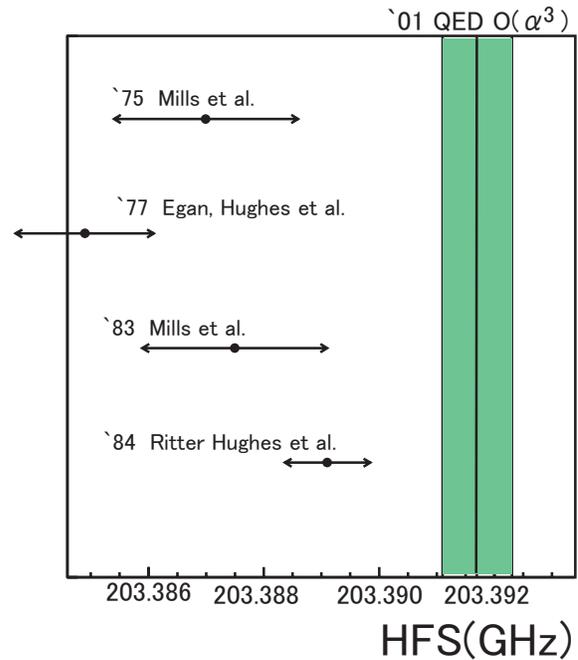


図 2: 横軸が Δ_{HFS} 。帯が三次補正まで考慮した束縛系 QED によって計算された値。エラーバー付きの点が測定を表す [2, 3, 4, 5, 6]。

$\alpha' \sim 10^{-8}$, 質量が MeV 程度の擬スカラー粒子が存在した場合は、Ps の Δ_{HFS} の方が $g-2$ 測定よりも感度が高く、現在観測されている Δ_{HFS} のズレは $g-2$ の測定値と予言値のズレと無矛盾になる。また、o-Ps は光子と同じ量子数を持ち、仮想光子との振動を繰り返していることから、余剰次元の効果なども見える可能性がある。小さな Ps の小さな Δ_{HFS} のズレが、標準理論を超えた大きな発見につながる可能性があるのだ。

3 超微細構造の二つの測定方法

われわれが Ps の Δ_{HFS} を測定するにあたっては、以下の 2 種類の方法を用いて別途測定を行う。

- 静磁場をかけたゼーマン効果による間接測定
- ミリ波を用いた直接遷移による方法

前者は過去の実験をほぼ踏襲した測定であるが、その詳細とわれわれの新しいセットアップに関しては第 4 章で詳説する。後者は過去の実験とは異なり、まったく新しい方法であり、ミリ波を使用して直接遷移の測定を行う。こちらに関しては第 5 章で解説する。これら両者による相補的な測定によって、 Δ_{HFS} を ppm の精度で測定することを目指している。

4 静磁場を用いた間接測定

まずは、静磁場を用いて Δ_{HFS} を測定する方法を説明しよう。Ps の基底状態は寿命の長い o-Ps ですら 142 ns で崩壊してしまうため、分光を行うためには大強度の電磁波を用いる必要がある。ところが Ps の場合 $\Delta_{\text{HFS}} \simeq 203$ GHz のミリ波帯であり、大強度光源はそもそも存在していなかった。このため、現在までに行われている高精度での Δ_{HFS} 測定は、すべて静磁場を用いて HFS 間隔をゼーマン準位に焼き直しての測定である。

4.1 磁場中でのポジトロニウム

さて、Ps に磁場を印加するとどういったことが起きるであろうか。スピンを持つ粒子に磁場を印加した場合、ゼーマン分離が起きる。 z 軸方向に磁場 H を取ると、ハミルトニアン \mathcal{H}_M は、

$$\mathcal{H}_M = \frac{g'}{2} \mu_B H \{ \sigma_z(e^-) - \sigma_z(e^+) \} \quad (7)$$

と書ける。ここで g' は電子の g ファクター、 σ_z はパウリ行列の z 成分である。さて、このハミルトニアンを Ps の基底状態、式 (1)–(4) に作用させてみよう。 $\sigma_z(|\uparrow\rangle) = 1$ 、 $\sigma_z(|\downarrow\rangle) = -1$ であることに注意すると、

$$\mathcal{H}_M |S=1, m_z = 1\rangle = 0 \quad (8)$$

$$\mathcal{H}_M |S=1, m_z = -1\rangle = 0 \quad (9)$$

$$\mathcal{H}_M |S=1, m_z = 0\rangle = g' \mu_B B |S=0, m_z = 0\rangle \quad (10)$$

$$\mathcal{H}_M |S=0, m_z = 0\rangle = -g' \mu_B B |S=1, m_z = 0\rangle \quad (11)$$

となり、下の 2 式の固有状態が、左辺と右辺で入れ替わっている。つまり、o-Ps の三重項のうち、 $m_z = \pm 1$ の成分は変化しないが、o-Ps の $m_z = 0$ の成分は p-Ps と磁場中で混合を起こすのである。こうして生じた新たなエネルギー準位を $|+\rangle$ 、 $|-\rangle$ とすると、これら二つの状態のエネルギー準位は、混合状態に応じて変化する。もともと o-Ps と p-Ps の間は Δ_{HFS} だけエネルギー差があったので、準位の変動は Δ_{HFS} に依存し、

$$E_{|\uparrow\uparrow\rangle/|\downarrow\downarrow\rangle} = E_{\text{o-Ps}} \quad (12)$$

$$E_+ = E_{\text{o-Ps}} + \Delta_{\text{mix}} \quad (13)$$

$$E_- = E_{\text{p-Ps}} - \Delta_{\text{mix}} \quad (14)$$

$$\Delta_{\text{mix}} = \frac{1}{2} \Delta_{\text{HFS}} \left(\sqrt{1 + x^2} - 1 \right) \quad (15)$$

となる。ここで、磁場は x に押し込められており、

$$x = \frac{2g' \mu_B H}{\Delta_{\text{HFS}}} \simeq 0.0275 H \text{ [kG]} \quad (16)$$

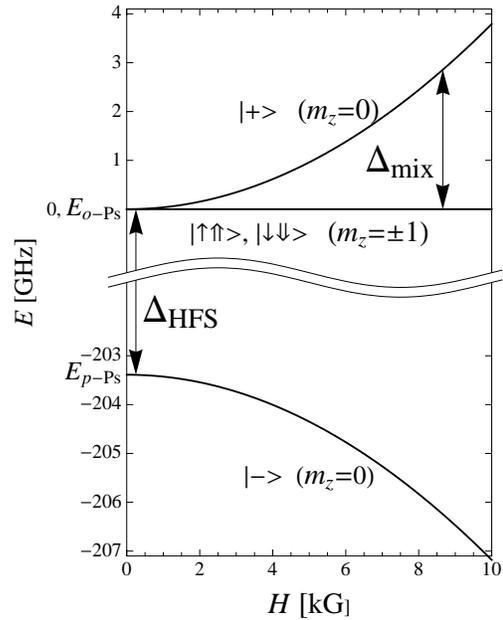


図 3: 磁場中の Ps エネルギー準位。静磁場によって o-Ps の $m_z = \pm 1$ の準位は変化しないが、 $m_z = 0$ の準位は p-Ps と混合し、エネルギーシフトが生じる。新たに生じた準位差 Δ_{mix} を測定すれば、 Δ_{HFS} の値を間接的に求められる。

である。図 3 に磁場とそれぞれの固有状態のエネルギー準位を示す。ここで、o-Ps 起源で混合を起こした $|+\rangle$ と、混合を起こしていない $|\uparrow\uparrow\rangle/|\downarrow\downarrow\rangle$ の間に、新たにエネルギー準位差 (Δ_{mix}) が生じたことに注目して欲しい。このエネルギー準位差は印加する磁場の強さに応じて調整可能であり、しかも内部に Δ_{HFS} を含む。したがって、印加した磁場の強度と Δ_{mix} を精密に測定すれば、 Δ_{HFS} を測定することができる。印加する磁場の強度を 9 kG 程度に取ってやれば、 Δ_{mix} は 3 GHz 程度となる。つまり、203 GHz のミリ波に相当している Δ_{HFS} を、磁場を介して手頃な S バンドのマイクロ波に変換することができた訳だ。2～3 GHz のマイクロ波であれば、数百 W 程度の増幅器も存在し、手頃な大きさ (~ 10 cm) の共鳴空洞で $Q \sim 10000$ 程度も容易に実現できるため、大強度マイクロ波によって Ps の遷移を検出可能なレベルで起こすことができる。

4.2 V. ヒューズらの測定方法と考えられる問題点

過去の測定を例に、もう少し具体的に静磁場を用いた Δ_{HFS} 測定について見てゆこう。図 4 に、V. ヒューズ達

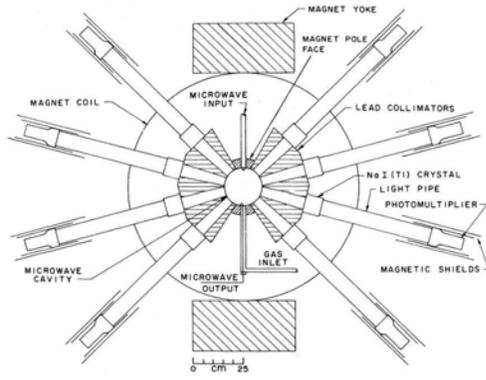


図 4: V. ヒューズらの実験のセットアップ [7]。

が行った実験のセットアップを示す。中央の円形の部分が円筒形をした 2.3 GHz (TM10 モード) の共鳴空洞である。この共鳴空洞の蓋の中心に ^{22}Na の陽電子源が配置されており、共鳴空洞内の不活性ガス中で陽電子を止めて Ps を生成する。この共鳴空洞自体は紙面に垂直方向の磁場中に置かれており、磁場の強度を 7.8 kG 近傍で変化させ、スキャンを行っている。磁場による準位シフト Δ_{mix} が、ちょうど印加している 2.3 GHz のマイクロ波のエネルギーに一致した際、共鳴がおき、 $|\uparrow\uparrow\rangle / |\downarrow\downarrow\rangle$ の状態は $|+\rangle$ の状態に遷移を起こす。この遷移の確認は、周囲に置いた NaI(Tl) 検出器によって行う。前述の通り、遷移する前の $o\text{-Ps}$ は 3 本の連続スペクトルのガンマ線に崩壊するのに対し、遷移後の $|+\rangle$ の状態は $p\text{-Ps}$ が混合を起こしているために 2 本の単色ガンマ線へ崩壊する。共鳴空洞をはさんで置いたペアの NaI(Tl) 検出器でコインシデンスを取ることで、back-to-back 511 keV のガンマ線を選別し、共鳴時の 2 ガンマ線への崩壊率の増加を検出する。図 5 に、彼らが磁場をスキャンした際に得た共鳴カーブを示す²。この得られた共鳴ピークの中心の時の磁場と、共鳴空洞に印加しているマイクロ波の周波数から、 Δ_{HFS} を 3.6 ppm の精度で決定した。

では、V. ヒューズらの実験は本当に問題がないのだろうか？ われわれは、以下の点で彼らの測定結果について検討の余地があると考えている。

● 磁場の一様性

式 (15), (16) から明らかな様に、磁場 H の絶対精度は Δ_{HFS} の精度に直結する。しかも生成される Ps が共鳴空洞内で広く拡散するため、 $(10\text{cm})^3$ 程度

²磁場を固定し、マイクロ波のエネルギーでスキャンすることも可能である。ただし、その場合は共鳴空洞の Q を同じに保ったまま共鳴周波数を変える必要があり、磁石の電流を変えるだけの磁場スキャンに比べるとはるかに難しい。

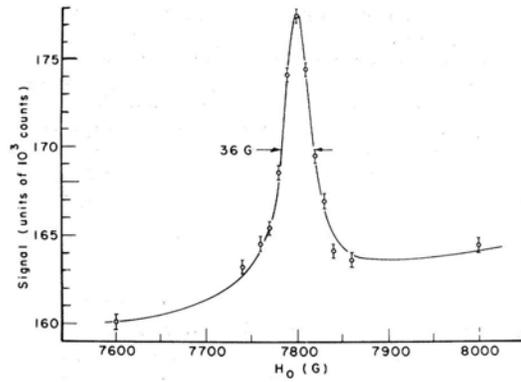


図 5: V. ヒューズらの実験で得られた共鳴カーブ。縦軸は back-to-back 511 keV ガンマ線のカウンtrate。7.8 kG において共鳴が生じ、 $o\text{-Ps} \rightarrow$ オルソ-パラ混合状態への遷移 $\rightarrow 2\gamma$ 崩壊が生じている [7]。

体積において磁場が ppm の精度で均一である必要がある。もちろん磁石の神様と呼ばれた V. ヒューズだけあって、磁場については細心の注意を払っているが、共鳴空洞が常伝導磁石のギャップ間いっばいに広がっている状態でどこまで磁場の均一性が保たれているかは、疑問の余地がある。

● 物質の効果

共鳴空洞中には不活性ガスを充填してある。 ^{22}Na 線源から放出された陽電子 (~ 100 keV) を、Ps が生成される eV 程度まで減速すること、Ps 生成のために電子を供給することの 2 点が、ガスを充填している目的である。ところが、いざ Ps が生成された後は、このガスが曲者となる。Ps がガスの分子と衝突することによって pick-off 崩壊をおこしたり、分子の作る電場によってシュタルク効果でエネルギー準位がズレたりするのである。特に後者の効果は、 Δ_{HFS} を測定する上では致命的である。

この物質の効果を評価するために、V. ヒューズらはガスの密度を変化させ、ガス圧力に依存した Δ_{HFS} を測定し、線形に真空まで外挿することによって真空中の Δ_{HFS} を求めた。これは過去に行われたすべての実験に共通の手法である。われわれはこの外挿を疑問視している。というのも、物質の効果は Ps が生成されてからの時間に依存するからである。Ps は生成直後、 $\sim\text{eV}$ のエネルギーを持って物質と衝突を繰り返し、100 ns 程度の寿命の間に、常温である $1/30$ eV 程度のエネルギーにまで熱化される。物質の効果は衝突頻度に比例するため、物質の密度以外



図 6: 使用する超伝導磁石。直径 80 cm, 長さ 2 m の大きな空間に均一な磁場を印加できる。

にも速度に依存する。ガスの密度を変えてしまうと熱化にかかる時間も変化してしまい、これに伴い非線形の効果が生じてしまう。線形からのズレがどの程度の系統誤差を生むかは自明ではないが、決して無視できる効果ではないと思われる。

なお、Ps の熱化に関係した効果にわれわれがこだわるのは理由がある。 Δ_{HFS} のズレと同様に、1990年代には $o\text{-Ps}$ の寿命が測定値と理論値で系統的に $5 \sim 7\sigma$ ズレていた ($o\text{-Ps}$ の寿命問題)。われわれのグループはこの問題に取り組み、熱化の効果がシリアスな系統誤差であることを指摘し、新しい実験方法を確立した。この新しい測定で「 $o\text{-Ps}$ の寿命問題」は解決した。「 $o\text{-Ps}$ の寿命問題」や、物質が Ps に与える効果の詳細については、文献 [8, 9] を参考にされたい。

4.3 われわれの新しいセットアップ

これら過去の測定での問題点を念頭に、われわれの新しいセットアップを述べよう。

まず、この測定の鍵となるのは、やはり磁石である。Ps 生成領域において ppm の精度で均一、安定な磁場を保証するためには、どうしても大型の超伝導磁石を用いることが必須となる。われわれは、KEK 低温センターの協力の下、医療 MRI 用に製作された最新の大型超伝導磁

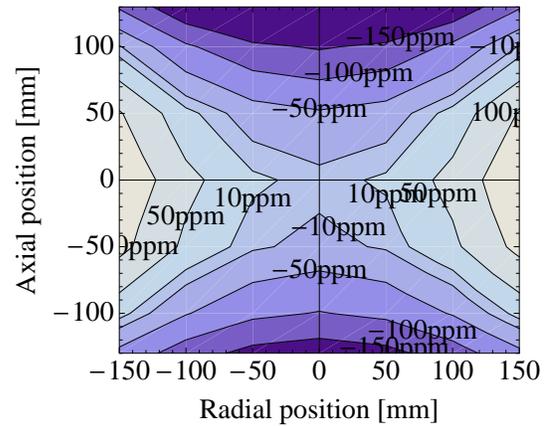


図 7: 予備測定で得られた磁石中心付近の磁場マップ。等高線は中心磁場 (8.658 kG) からのズレを表す。現在は調整前のため中心 10 cm でのズレは最大 70 ppm ほどあるが、今後シムなどで調整することにより ppm の精度を出す。

石を使用する (図 6)。この大型ソレノイド磁石は、内径 80 cm, 長さ 2 m の巨大なボアを持ち、大容積の空間に均一な磁場を印加することが可能である。また、永久電流モードで運用するため、経時変化についても心配の必要がない。図 7 に、測定した磁場の一様性を示す。調整以前の状態で、一様性は 70 ppm である。最終精度 ppm への調整はシムや補正磁石を用いて行なう予定である。

磁石の中心部には銅でできた共鳴空洞を置き、500 W の強度のマイクロ波を印加する。マイクロ波の増幅には、最近実用化されたばかりの GaN 半導体を用いた高速で低損失なアンプを使用し、フィードバックを加えて安定化させる。500 W の入力を、すでに製作した $Q \approx 14000$ (実測) の共鳴空洞 (図 8) に入射することにより、共鳴時には内部の $o\text{-Ps}$ の 10% 程度を遷移させることができる。

共鳴空洞において、以前の実験との最大の違いは、内部に新たにプラスチックシンチレータを配置し、Ps 生成のタイミングをモニタする点である。具体的には、 ^{22}Na 線源の直前に厚さ 0.2 mm に潰したシンチレーションファイバーを置いて、陽電子が共鳴空洞内に入射したタイミング情報を取得する。V. ヒューズらの実験では遷移イベントの選別にはガンマ線の情報しか用いていないのに対して、われわれは Ps が生成された時間情報も利用する。このことは、以下の 2 点において大きな利点となる。まず 1 点目は、S/N 比が大幅に向上することである。図 5 を見返していただきたい。縦軸が読み取りづらいが、過去の実験において共鳴ピークにおけるシグナルの増加はわずか 10% 以下に過ぎない。これは、陽電子が Ps を作



図 8: TM110, 2.856 GHz 共鳴空洞 (内径 128 mm, 深さ 100 mm)。測定により, $Q \approx 14000$ が得られた。

らないで対消滅した事象や、遷移と関係ない $|-\rangle$ 状態の崩壊がすべてバックグラウンドとして寄与しているためである。このような事象は、基本的に陽電子が放出された直後 ($< 1\text{ns}$) に生じる。観測したい遷移は $o\text{-Ps}$ の寿命程度の時間スケール ($\sim 100\text{ns}$) で起きるため、陽電子のタイミングを用いて遅延同時計測を行うことにより、対消滅の事象を除くことができ、10 倍程度 S/N をよくできる。

Ps 生成のタイミングをモニタするもう一つの利点は、先述した物質の効果をきちんと測定できる点である。Ps の生成時間さえタグしておけば、Ge 検出器を用いたガンマ線の高分解能測定から、Ps と物質との衝突頻度の時間依存性を測定することができる。この手法は、すでに $o\text{-Ps}$ の寿命測定で確立している [8]。つまり、物質の効果が時系列を追って確認でき、ガス圧だけの外挿でなく、熱化の効果まで取り込んだ衝突頻度による外挿が可能になる。これにより、V. ヒューズらの測定で残されている系統誤差を正しく評価することができる。

ガンマ線の検出にも、新しい技術を使用する。新世代のシンチレーターである $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 結晶 (サイズ: 直径 1.5 インチ, 長さ 2 インチ) を図 9 の様に 6 個、共鳴空洞の周囲に並べる。図 10 に $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレーターの典型的なシグナルを、図 11 に ^{22}Na からのガンマ線を測定したスペクトルを示すが、これらの図からお分かりの通り、非常に速くて光量が多いという特徴を持つ。また、原子番号 57 のランタンを含むため、ガンマ線の阻止能も大きい。511 keV において FWHM 3.9% という圧倒的なエネルギー分解能は、シグナルの検出効率を飛躍的に高める。V. ヒューズらのように back-to-back のコインシデンスを取らなくても、シングルで 511 keV の事

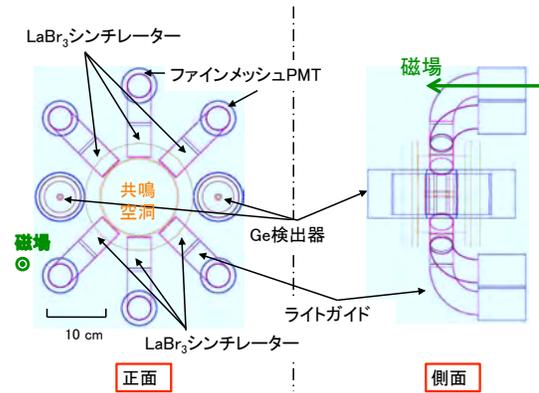


図 9: 共鳴空洞とシンチレーターの配置。全 6 個の $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレーターを共鳴空洞の周囲に配置する。PMT の分解能に対する磁場の影響を最小限に抑えるため、ファインメッシュ PMT は磁場に対して平行に配置する。Ge 検出器は物質の効果の時間依存性を測定するために使用する。

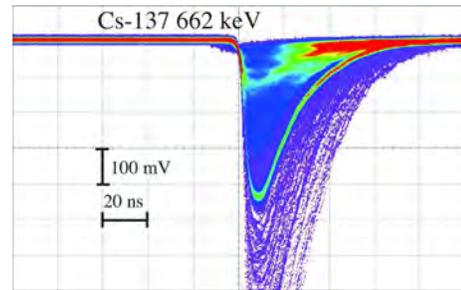


図 10: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレーターに ^{137}Cs のガンマ線を照射した時の PMT 出力。511 keV ガンマ線に対して、FWHM で 300 ps の時間分解能が得られた。

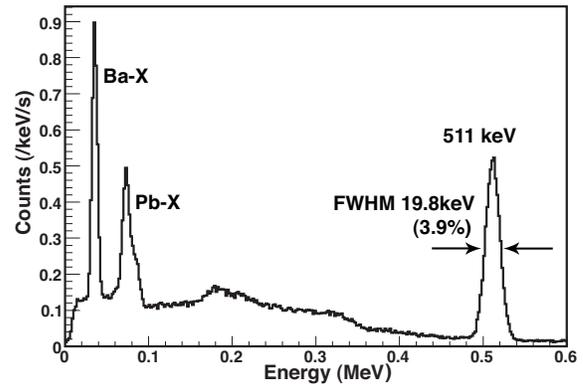


図 11: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレーターに ^{22}Na 線源からのガンマ線を照射して得られたスペクトル。

象を取るだけで十分な S/N が得られるのである。このため、高い効率での測定が可能である。LaBr₃(Ce) の速い応答により、線源強度を 1 MBq 程度まで高められることと併せて、短時間の測定で十分なシグナルを得ることができる。

8.66 kG の磁場中でのファインメッシュ PMT (Hamamatsu R5924-70) の動作試験もすでに完了している。PMT と磁場を平行に配置することにより、エネルギー分解能、時間分解能ともに無磁場の時とほとんど同じ値が得られた。増幅率は磁場によって約 1/50 まで減少するが、印加電圧の増加によって対応可能である³。

以上述べて来た各主要コンポーネントはプロトタイプでテストを行った後、すでに発注が終わり、現在は納品を待っている状況である。年内に通りのセットアップがそろそろため、最初の Δ_{HFS} 測定を行う。この測定は全体のシステムが動作することの確認が目的であり、精度は期待していない。最終的な ppm の精度の測定は、このプレ測定からのフィードバックを組み入れて、来年度中に実施する予定である。

5 ミリ波を用いた直接測定

前章で説明した静磁場とマイクロ波を用いた測定計画と並ぶもう一つの実験が、大強度ミリ波光源を用いた HFS の直接観測である。すでに述べたように、 Δ_{HFS} を直接測る際の最大の問題は、大強度のミリ波光源の不在であった。ところが、近年大強度ミリ波光源の開発が進み、直接遷移の測定が現実的に行えるレベルの光源が手に入るようになってきた。これにより、外部印加の静磁場の不定性を完全に排除した、直接分光実験が可能となった。

ここで HFS の遷移観測に必要な電磁波強度について考えてみる。 Δ_{HFS} の値は静磁場の場合の Δ_{mix} に比べて約 70 倍大きいので、同じエネルギー密度の電磁波を供給してもミリ波の方は光子密度が 1/70 になってしまい、遷移確率も 1/70 になってしまう⁴。

ところが、実はミリ波の特性である直線性と光の性質を生かすことで静磁場での測定に近い遷移確率を得ることが可能である。203 GHz のミリ波は波長 1.5 mm であり、それより大きな長さスケールでは粒子として振る舞うと考えてよい。われわれが必要とするセンチメートル程度のスケールでは準光学的に取り扱うことができるた

³磁場と PMT 軸の間の角度に対して、分解能と増幅率は異なる振る舞いを示した。角度が大きくなると分解能は悪化し、30° だと無磁場の 1.5 倍になる。一方、増幅率は 30° 近辺が最も低下が少なく、約 1/10 の低下に留まる。

⁴それ以外に両遷移の断面積の違いが影響するが、今回のケースでは断面積は大差ない。

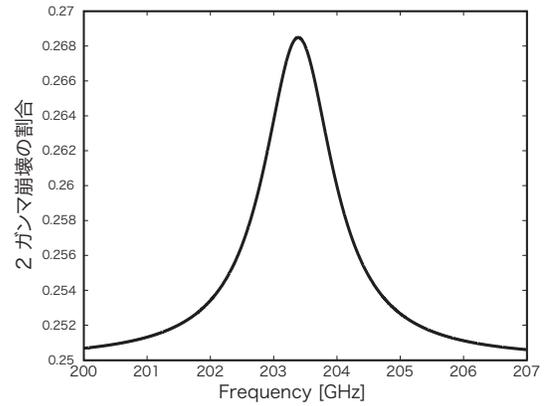


図 12: 100 W のミリ波を $Q = 10^5$ の共振器に入力した際、予想される共鳴カーブ。 Δ_{HFS} のミリ波によって、 $\text{o-Ps} \rightarrow \text{p-Ps}$ の直接遷移がおき、2 本のガンマ線への崩壊が増える。

め、可視光や赤外領域で一般的に使われる一次元のファブリー・ペロー共振器が使える。ファブリー・ペロー共振器は 2 枚の高反射鏡を向かい合わせた共振器で、進行方向以外の二次元方向の電磁波エネルギー分布は局在しているため、マイクロ波の三次元共振器に比べ局所的にエネルギー密度をあげることができる。今回の実験では、共振器中心の 2 cm 程度の範囲に電磁波エネルギーを局在させ、そこで Ps を主に生成させる。これにより、共振器の設計目標の $Q = 10^5$ が得られれば、静磁場とマイクロ波を用いた実験に近い遷移確率 (100 W 入力で約 2%) を得ることができる (図 12)。さらに、ファブリー・ペロー共振器は反射鏡の間隔を変化させることで共振周波数を簡単に変えられる利点を持っており、広範囲の周波数をスキャンする必要がある本実験には最適である。

なお、この測定方法では o-Ps から p-Ps への直接遷移を見ることになるので、遷移後の p-Ps の崩壊率 ($1/0.125 \text{ ns}^{-1}$) を気にされる方もあるかもしれない。ところが、実際には測定する電磁波自身の周波数も高いので、相対的には半値幅で 0.5% 程度と静磁場測定と大差ない。このようにミリ波帯直接遷移は観測するだけでも世界初という意味で価値があるが、間接測定の際に問題となる静磁場による系統誤差を完全に排除でき、その他の系統誤差をつきつめていけば間接測定と競える精度の測定も可能と考えられる。さらに、ミリ波領域は素粒子実験ではまだ未開拓のエネルギー領域であり、今後様々な応用も考えられる。本実験はそのパイロット実験としての役割も担っている。

以下、実際のセットアップに即して、光源、共振器について現状を述べる。

5.1 ジャイロトロンによるミリ波大強度光源

ジャイロトロンは、現在手に入る唯一ともいえるミリ波大強度光源である。ジャイロトロンの概念図を図 13 に示す。下部の電子銃から打ち出された電子ビームは超伝導磁石に入るが、その際磁場勾配により横方向のエネルギーを得る。磁場中で電子はサイクロトロン運動をするが、そのサイクロトロン周波数が磁石内に形成された共振器の周波数と一致すると共鳴放出によりその周波数の電磁波を共振しエネルギーを失う。共振した電磁波は上部のウィンドウより取り出され、電子はコレクターに集められる。サイクロトロン周波数は磁場の強度に比例するため、磁場勾配および共振器長をコントロールすることで出力周波数を変調することができる。ジャイロトロンは、核融合プラズマの加熱用に近年高出力化を目指した開発が進み、現在のところ、170 GHz 帯の連続波で 1 MW クラスの高出力がすでに実現している。したがって、本実験に必要な 0.1 ~ 1 kW の光源強度は十分に達成できる。

われわれは、すでにジャイロトロン開発に多くの実績がある福井大学遠赤外領域開発研究センターと共同で、本実験で使用するためのジャイロトロン光源の開発を行っている。この開発の一番の鍵であり、チャレンジな項目は、大きな周波数変調幅 (203 ± 3 GHz 程度) と安定性である。これに対しては、電子銃の印加電圧と共振器長を調整することによって対応する設計となっている。現在、試作機を開発中であり、近日中に動作試験、性能評価を行う予定である。

5.2 共振器および測定系の設計

図 14 に共振器および測定系の基本設計を示す。共振器内にミリ波を蓄積し高い電磁場密度を作る。電磁場密度が高い部分で Ps を生成を生成するが、プラスチックシンチレーターで生成のタイミングをタグし、時間情報を用いる点、崩壊したガンマ線を周囲に配置した Ge 半導体検出器および $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレーターで検出する点は静磁場を用いた間接測定の場合と同じである。

本実験に必要な、大きなエネルギーを蓄積できる (Q 値が高い) ミリ波共振器として、confocal というタイプの共振器を使用する [11]。Confocal 共振器は 2 枚の凹面鏡 (曲率半径は鏡面間の距離と同じ) を向かい合わせて形成された物で、単なる平板鏡に比べ、完全に平行にならなくても回折ロスが少ないという利点がある。この共振器開発の最大の課題となるのは光源とのカップリング方法である。単純に凹面鏡にカップリング用の小穴を開ける方法は、穴径が大きくなるとカップリングが大きくなり

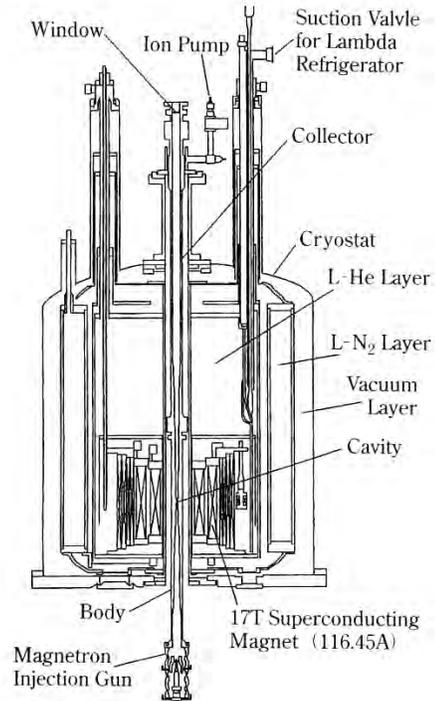


図 13: ジャイロトロンの概念図。(Gyrotron FU IVA [10])

Q 値が下がってしまう。一方、穴径を波長以下にすると、入力したミリ波の大部分は回折により共振モードに入らず散逸してしまう。この問題に対し、われわれはクォーツに金属を蒸着した鏡を作成することで対応する。カップリング部分には金属メッシュを蒸着し、メッシュの目の細かさと面積比を調整することにより、カップリングの大きさを調整する。メッシュを使用すると、回折損失、入力時の吸収も抑えられる。凹面に蒸着をするという未知の部分があるため、試作して性能評価を行う予定である。

また、本実験では周波数を変調させるため、共振器長を変化させて周波数の変化に追随する必要がある。共振器長の調整は片側のミラーにピエゾ駆動のステージを組み込むことで対応する。現在、長ストローク (波長 = 1.5 mm 以上)、高精度 (10 nm) のステージの選定・テストを行っている。

共振器の開発は今年中には完了の予定であり、実際にジャイロトロンを用いた Q 値などの性能評価も年内を行う予定である。その結果を踏まえ、来年中には線源、測定系を組み込んで世界初のミリ波遷移の直接観測を行えると考えている。

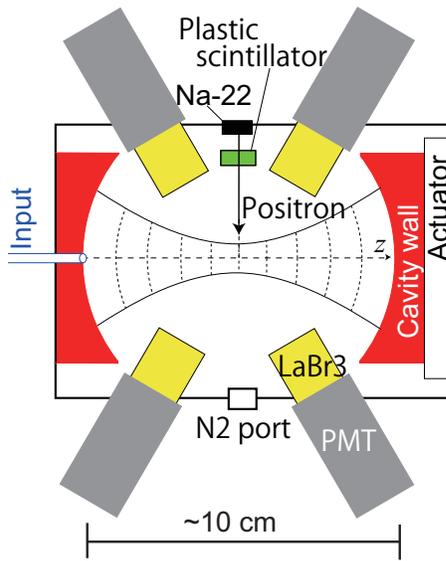


図 14: 203GHz 直接遷移測定の基本設計。

6 まとめ

ポジトロニウムの超微細構造の値は、束縛系 QED による計算値と測定値とのあいだで 3.5σ も食い違っている。もしこの相違が本当ならば、未知の物理の存在、たとえば MeV 程度の質量を持つ弱結合粒子の存在を示唆している。われわれは相違の検証のために、新しい技術を用いた二つのアプローチで精密測定を計画している。一つは過去の測定にならって静磁場中でのゼーマンシフトを利用した方法であり、もう一つはミリ波光源を用いて直接測定を行う方法である。ともに ppm の高精度での測定であり、妥協が許されない挑戦である。いずれのアプローチも精力的に R&D が進められており、来年度中に測定が完了することを目指している。

なお、今後の進捗状況は日本物理学会において随時お知らせする。資料は web page [9] に掲載していくので、そちらも併せてご覧頂きたい。

謝辞

本実験は、出原敏孝先生はじめ福井大遠赤外センター、山本明先生はじめ KEK 低温センターのみなさまの御協力の下、進められています。東大総合文化の齋藤晴雄先生には遷移確率を始めとした計算で、KEK 加速器の吉田光宏先生にはマイクロ波関係のほぼすべてのことで御世話になっています。素粒子センターでは、小林富雄先生と浅井祥仁先生の指揮の下、小林研、浅井研の修士の皆さん方が実働部隊として頑張ってくれています。特に、

M2 の秋元銀河君、M1 の石田明君は中心となって、仕事をこなしてくれています。みなさま、感謝致します。

この実験は、科研費基盤 B および若手スタートアップの支援によって遂行されています。

参考文献

- [1] A. Rich, Rev. Mod. Phys. 53(1981)127.
- [2] M. W. Ritter, *et al.*, Phys. Rev. A 30(1984)1331.
- [3] K. Melnikov and A. Yelkhovsky, Phys. Rev. Lett. 86(2001)1498; G. S. Adkins, *et al.*, Phys. Rev. A 65(2002)042103.
- [4] A. P. Mills and G. H. Bearman, Phys. Rev. Lett. 34(1975)246.
- [5] P. O. Egan, *et al.*, Phys. Rev. A 15(1977)251.
- [6] A. P. Mills, Phys. Rev. A 27(1983)262.
- [7] E. R. Carlson, *et al.*, Phys. Rev. A 15(1977)241.
- [8] 少し古いですが、 o -Ps の寿命問題と熱化をめぐる話は、浅井祥仁 折戸周治, 日本物理学会誌 49(1994)217 にまとめてある。 o -Ps の最新の寿命測定に関しては、片岡洋介, 東京大学博士学位論文 (2007) (<http://tabletop.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/oPs-life/main.final.pdf>) を参照のこと。
- [9] <http://tabletop.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/>
- [10] テラヘルツテクノロジーフォーラム編, テラヘルツ技術総覧, ISBN978-4-9903713-0-2.
- [11] S. Sabchevski, *et al.*, (FIR FU-93)2008.