

最近の研究から

ポジトロニウムの超微細構造の新しい方法による精密測定
New precise measurement of the hyperfine splitting of positronium

東京大学 大学院理学系研究科

石田 明

Abstract: A significant divergence of 3.9σ exists between the theoretical prediction and the averaged experimental value for the ground state hyperfine splitting of positronium (Ps), Δ_{HFS} . We have performed a new measurement of Δ_{HFS} taking into account the Ps thermalization effect. As a result $\Delta_{\text{HFS}} = 203.394 2 \pm 0.001 6$ (statistical) $\pm 0.001 3$ (systematic) GHz was obtained, consistent with theoretical calculations. Our new result differs from the average of previously measured values by 2.6σ , and it was found that the effect of assuming that Ps is instantly thermalized after formation is 10 ± 2 ppm. This result suggests that the previous divergence between the theoretical and experimental values can be explained by a failure to take account of Ps thermalization.

Keywords: positronium, quantum electrodynamics, hyperfine splitting, thermalization

1. 緒言

ポジトロニウム (Ps) は、素粒子である電子と陽電子の準安定な束縛系であり、もっとも軽い水素様「原子」である。Ps を用いた実験は、以下の2つの点から素粒子物理学においても非常に重要である。

1. 強い相互作用をしないレプトンのみのクリーンな系なので、ハドロンによる不定性がなく、現代の素粒子物理学の基礎の一つである束縛系量子電磁力学、QED の精密検証に適する。QED は電子の g 因子など非常に高精度に検証されているが、Ps はそれらと相補的な役割を果たす。
2. 粒子・反粒子系であり、 p -Ps は真空と、また o -Ps は光とそれぞれ同じ量子数をもつため、仮想的な対消滅反応を通して、真空の構造や未知粒子による真空分極など素粒子標準模型を超えた新しい物理現象に高い感度を持つ。

近年、ヒッグス粒子が発見され、宇宙がヒッグス場というスカラー場で満たされていることがわかった。これまでは「真空」という入れ物のなかでの「粒子」の性質を調べていたが、この発見により真空自体が「真に空っぽ」ではなく場の期待値を持つという「構造」が明らかになり、「入れ物である真空や時空そのもの」の豊かな構造を調べる時代になった。まさに Ps は、仮想的な対消滅反応

によってそのような場の影響に感度を持つため、この真空の構造を探るのに重要な系である。

Ps の性質は、さまざまな形で精密に測定されているが、特に 2000 年になって明らかになったのが基底状態における超微細構造、 Δ_{HFS} の実験値と理論値の有意な乖離である。Ps の様々な物理量において、そのほとんどが理論と矛盾のない実験値が得られているが、超微細構造は理論値と乖離した値を示しており、残された「謎」として非常に興味深い。Ps の基底状態には、スピン一重項状態 (1^1S_0 , パラ・ポジトロニウム, p -Ps, 崩壊率 $\Gamma_{p\text{-Ps}} = 7.990 9(17) \text{ ns}^{-1}$ (寿命 125 ps) で¹⁾、主に 2 本の γ 線に崩壊する) と、スピン三重項状態 (1^3S_1 , オルト・ポジトロニウム, o -Ps, 崩壊率 $\Gamma_{o\text{-Ps}} = 7.040 1(7) \mu\text{s}^{-1}$ (寿命 142 ns) で²⁾、主に 3 本の γ 線に崩壊する) がある。エネルギー準位は、 o -Ps の方が p -Ps より 0.84 meV (203 GHz) 高く、この差が超微細構造である。これまでのもっとも精度のよい実験は、1980 年代前半に 2 つの独立したグループで行われ、誤差の範囲で一致している結果が得られている。その平均値は、 $\Delta_{\text{HFS}}^{\text{exp}} = 203.388 65(67) \text{ GHz}$ (3.3 ppm) である³⁻⁵⁾。一方、理論値は近年発展してきた非相対論的 QED の手法により摂動計算され、微細構造定数 α のべき級数として表される。QED の計算では、仮想的に交換される光子 1 個当たり α 倍の寄与が生じる。 α の次数が高くなるほど、より多くの光子交換を考慮しなくてはならないため、計算がより困難になる。 α は $\sim 1/137$ と小さいが、精密測定結果と比較するためには、高次の項を計算する必要がある。超微細構造の理論値は現在、最低次項に比べて $O(\alpha^3 \ln \alpha^{-1})$ の項まで求められ、 $\Delta_{\text{HFS}}^{\text{th}} = 203.391 69(41) \text{ GHz}$ (2.0 ppm) と計算されている⁶⁻⁸⁾。なお、この誤差は高次の項の不定性を評価したものであり、文献によって評価の手法が異なるため、誤差の大きさが異なっているが、ここではミュー

Akira ISHIDA (Graduate School of Science, The University of Tokyo),

〒113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1

TEL: 03-3815-8384, FAX: 03-3814-8806,

E-mail: ishida@icepp.s.u-tokyo.ac.jp

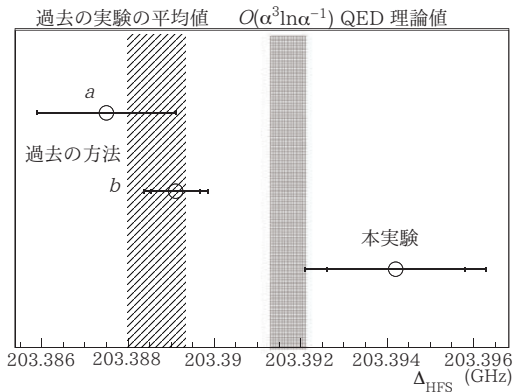


図1 ポジトロニウムの超微細構造測定のまとめ。誤差棒付きの点が実験値 (a は文献 4), b は文献 5) であり, 斜線は過去の実験の平均値, ドットは QED 理論値⁶⁻⁸⁾ を示す。(文献 21) より転載)

オニウムの場合との比較から評価した文献 6) の誤差を採用した。図 1 のように, 実験値と理論値の間には 15 ppm (3.9σ [σ : 標準偏差]) もの有意な乖離がある。実験・理論ともに問題がないのであれば, 素粒子標準理論を超えた新しい物理現象の存在を示唆することになる。

理論計算が間違っている可能性はあるだろうか。2014 年になって, 本記事の実験に触発された形で $O(\alpha^3)$ の項の計算も一部進み, 現在までに $\sim +1$ ppm シフトすることがわかっている^{9,10)} が, まだ $O(\alpha^3)$ のすべての項が計算されたわけではない。Ps が束縛系であり, 電子・陽電子が無限回の相互作用をするため, この計算は非常に困難である。非相対論的な有効場の理論による摂動計算は, いまのところ束縛系 QED や量子色力学 (QCD) において成功を取めているが, この摂動計算が収束するかどうかは自明ではなく, 原理的には発散しないと限らない。以上のように理論的にも非常に面白い状況になっている。

一方, 過去の実験に共通した系統誤差が存在した可能性も考える必要がある。そのような系統誤差として, 以下の 2 つが考えられる。

1. 熱化していない Ps の寄与。熱化とは, Ps が生成時の初期の運動エネルギーからエネルギーを失い, 室温 (周囲の温度) になる過程である。過去の実験では, ガス中で Ps を生成し, 超微細構造を測定している。ガス中における超微細構造の値は, Ps がガス分子と衝突する際に, ガス分子自体の電場の影響を受けるため, 衝突頻度にほぼ比例して真空中の値からずれてしまう。そこで, 超微細構造を様々なガス密度で測定し, この物質の効果が密度に比例す

ると仮定して, 線形に外挿することにより, 真空中の値を求めている。しかしながら, Ps の熱化を考慮すると, 衝突頻度が単純に密度にのみ比例する (すなわち Ps の速さの時間変化は無視できる) という仮定は, 大きな系統誤差となりうる。ここ 20 年ほどでわかってきた (いわゆる「*o*-Ps の寿命問題」で熱化が問題だったことがわかった)¹¹⁻¹³⁾。

2. 磁場の非一様性。過去の実験グループによって, もっとも大きな系統誤差として計上されている。ppm の精度で Δ_{HFS} を測定するには, ppm の精度で一様な磁場が必要である。過去の実験では, $\sim 10 \text{ cm}^3$ の領域において, ppm レベルの一様な磁場を供給しているが, 実はポジトロニウム生成領域自体は $\sim 100 \text{ cm}^3$ の大きさがあるため, 何らかの系統誤差を見逃しているかもしれない。

本稿では, 実験値と理論値の乖離を検証するために行ったものであり, 上記 2 つの系統誤差を考慮した実験と, その結果について述べる。

2. 原理

2.1 理論的背景

過去のすべての精密測定では, 静磁場下でゼーマン分裂 (Δ_{Zeeman}) を精密測定し, 間接的に Δ_{HFS} を求めている。本稿の実験もこの間接測定によっている。なお, その他にも Δ_{HFS} を静磁場のない状態で直接測定する実験¹⁴⁾ など独立な方法で測定を試みている実験^{15,16)} があるが, いずれもいまだ十分な精度が得られていない。

静磁場 B 下での Ps のエネルギー準位を図 2 に示す。磁場 0 での *o*-Ps と *p*-Ps のエネルギー差が Δ_{HFS} である。Ps に静磁場を印加すると, *o*-Ps の磁場向きの磁気量子数 $m=0$ の成分と *p*-Ps が混合し, $|+\rangle$ (磁場 0 で *o*-Ps) および $|-\rangle$ (磁場 0 で *p*-Ps) の 2 つの新しいエネルギー固有状態ができる。 $m=\pm 1$ の状態は静磁場の影響を受けないため, $|+\rangle$ との間でエネルギー差 Δ_{Zeeman} が生じる。 Δ_{HFS} と Δ_{Zeeman} の関係は, 近似的には Breit-Rabi の式によって以下のように表される。

$$\Delta_{\text{Zeeman}} \approx \frac{1}{2} \Delta_{\text{HFS}} \left[\sqrt{1 + 4 \left(\frac{g' \mu_B B}{h \Delta_{\text{HFS}}} \right)^2} - 1 \right]. \quad (1)$$

ここで $g' = g \left(1 - \frac{5}{24} \alpha^2 \right)$ は Ps 中での電子・陽電子の g 因子¹⁷⁻²⁰⁾, μ_B はボーア磁子, h はプランク定数である。 Δ_{HFS} を静磁場のない状態で直接測定するには, 203 GHz の大強度光源が必要となるため精密測定を困難にするが, Δ_{Zeeman} は 1 T の静磁場中で ~ 3 GHz となるため我々は高強度光源を容易に入手できる。実験ではまず静磁場中で Ps を生成し, ゼーマン分裂を起こさせる。そこに大強度

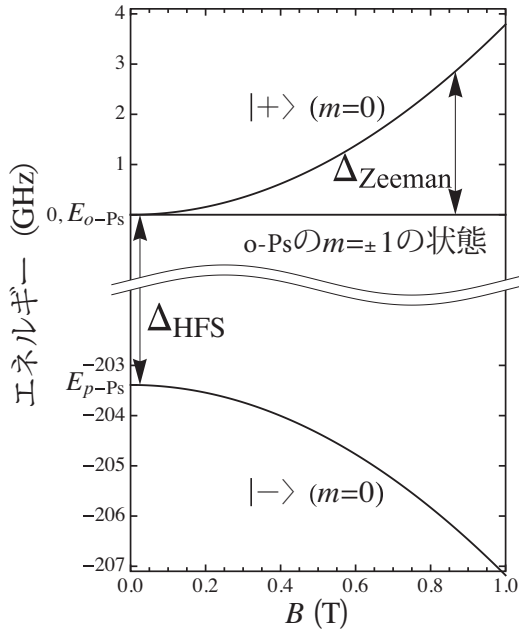


図 2 静磁場中における基底状態 Ps のエネルギー準位. 磁場 0 における o-Ps の準位を 0 にしている.

マイクロ波を印加し、ゼーマン遷移を起こさせる。この遷移が起こると、通常 3 本の γ 線に崩壊する o-Ps が、2 本の 511 keV の単色 γ 線に崩壊するようになる。この崩壊の違いから、遷移確率を求める。マイクロ波周波数を固定して静磁場を変化させ、ゼーマン遷移曲線を作ることで、ゼーマン分裂の大きさを精密に測定する。そして、ゼーマン分裂の大きさから、超微細構造を求めることができる。なお、式 (1) の近似は ppm レベルでは十分でないため、実際の解析においては、スピン固有状態の密度行列を用いた発展方程式を直接解き、データをフィットしている²¹⁾。

ここで Ps の熱化が Δ_{HFS} に及ぼす影響について考察してみる。熱化の効果は、ガス分子の数密度を n 、生成後の時刻 t における Ps の平均速さを $v(t)$ とすると、 $nv(t)^{3/5}$ に比例すると考えられる。この依存性は、Lennard-Jones のポテンシャルにおいて計算されたものであり²²⁾、 $v(t)$ の時間依存性が、Ps の熱化によって生じている。

Ps の熱化のモデル²³⁾によると、ガス中での $v(t)$ は、以下のように計算される。

$$v(t) \approx \sqrt{\frac{3kT}{m_{\text{Ps}}}} \left(\frac{1 + Ae^{-bt}}{1 - Ae^{-bt}} \right). \quad (2)$$

ここで、

$$b = \frac{16}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_m n \frac{\sqrt{m_{\text{Ps}} kT}}{M},$$

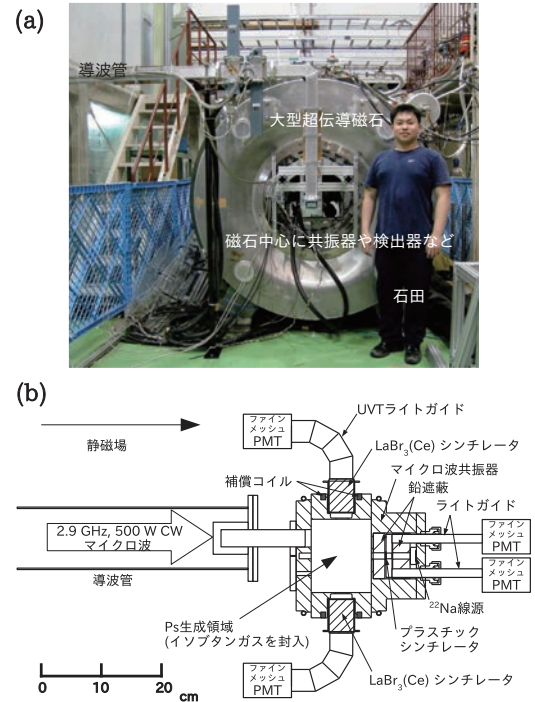


図 3 本実験のセットアップ. (a) は全体の写真, (b) は磁石内平面図. (a) の手前側が (b) の左側, (a) の左側が (b) の上側に相当する. ((b) は文献 21) より転載)

$$A = \left(\sqrt{E_0} - \sqrt{\frac{3}{2}kT} \right) / \left(\sqrt{E_0} + \sqrt{\frac{3}{2}kT} \right),$$

σ_m は Ps がガス分子と衝突する際の運動量移行断面積、 m_{Ps} は Ps の質量、 k はボルツマン定数、 T はガスの絶対温度、 M はガス分子の質量、 E_0 は Ps の初期運動エネルギーである。熱化の時定数は、過去の実験で用いられたガスである窒素の場合、高ガス密度 (~ 1 amagat, amagat は 0°C , 1 atm における理想気体の数密度で規格化された数密度の単位) では $\sim \text{ns}$ となり o-Ps の寿命に比べて充分短い。低ガス密度では密度に反比例して長くなり、o-Ps の寿命に比べて無視できなくなる。超微細構造の測定では、精度を高めるため、特に低ガス密度 (~ 0.3 amagat 以下) での測定が重要であり、熱化していない Ps の効果が大きい可能性がある。

2.2 実験的アプローチ

本実験は、Ps の熱化による系統誤差を抑えた実験である。実験のセットアップとその写真を図 3 に示す。過去の精密測定実験と同様の間接測定であるが、本実験では第 1 節にあげた系統誤差を抑えるため、以下の 3 つの方法を導入した。

1. 時間情報の取得. これがもっとも重要な点である。

Ps が生成してから崩壊するまでの時間情報を新たに取得することにより、Ps の熱化の効果を抑え、かつ補正することを可能にした。Ps 生成直後の十分に熱化していない時間領域のデータを使用しないことにより、ある程度熱化した Ps の崩壊事象のみを選択することができる。また、ゼーマン遷移事象を効果的に選択することで、シグナル・ノイズ比が従来の実験に比べて 20 倍向上した。

- 高性能 γ 線検出器. 直径 38.1 mm, 長さ 50.8 mm の $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 無機結晶シンチレータを 6 個用いた。このシンチレーション光を、紫外光を透過させる UVT ライトガイドを通し、ファインメッシュ光電子増倍管, PMT で読み出した。エネルギー分解能は、511 keV で 8 %FWHM, 時定数は 16 ns であった。エネルギー分解能を高くすることによって、 2γ 崩壊の際には back-to-back に γ 線が放出されるという幾何学的情報を用いなくても、エネルギー情報だけで 2γ と 3γ の崩壊イベントを区別することができる。この手法と速い時定数によって、高統計の実験を可能にした。
- 大型超伝導磁石. 静磁場の非一様性による系統誤差を減らすため、ボア径 800 mm, 長さ 2 m の大型超伝導磁石を用いて、 $B \sim 0.866$ T の静磁場を印加した。本実験では、直径 40 mm, 長さ 100 mm の円柱内 $\sim 100 \text{ cm}^3$ という従来の実験の約 10 倍の広範囲の領域で 1.5 ppm RMS の一様性を確保した。これは Ps 生成領域のほぼすべてをカバーする。また、永久電流モードでの運転により、1 週間の長期にわたり ~ 1 ppm で安定した静磁場を確保した。

本実験で使用した陽電子線源は、1 MBq の ^{22}Na である。Ps 生成時刻の情報を得るための「 β -タグ」として、直径 10 mm, 厚さ 0.1 mm の薄いプラスチックシンチレータを用いた。シンチレーション光はライトガイドを通じてファインメッシュ PMT で検出した。時間分解能は標準偏差で 1.2 ns であった。この線源から放出された陽電子は、プラスチックシンチレータを通過し、ガスを封入したマイクロ波共振器内に入り Ps を生成する。

発振器の CW 信号を GaN アンプで最大 500 W に増幅したマイクロ波を共振器に印加した。入射導波管の途中から方向性結合器によって取り出した入射パワーと、共振器につけたアンテナで取り出した透過パワーを測定した。パワーはフィードバックによって 0.2 % の瞬間安定性を得ている。共振器は、無酸素銅で製作されており、内部は直径 128 mm, 長さ 100 mm の円柱である。 γ 線が壁を透過しやすいよう、側面の厚みは 1.5 mm としている。共振モードは TM_{110} であり、共振周波数は 2.856 6 GHz, 負荷 Q_L 値は 14700 である。この共振器は、各測定の前に 10^{-4} Pa まで真空引きし、その後 0.129 amagat–1.366 amagat

のガスを封入した。

本実験では、ガスとして純イソブタン (> 99.9 %) を用いた。イソブタンを用いることで、過去の実験で使用された窒素では顕著なバックグラウンドとなる低速陽電子による長寿命 2γ 対消滅事象を排除するとともに、窒素に比べ Ps 生成率を高め、熱化を早めることができる。イソブタンガスの熱化のパラメータは、Doppler Broadening Spectroscopy, DBS 法によって測定されており、運動エネルギー 0.15 eV–1.52 eV の範囲で、 $E_0 = 3.1_{-0.7}^{+1.0}$ eV, $\sigma_m = 146 \pm 11 \text{ \AA}^2$ と求められている²⁴⁾。しかしながら、文献 24) にも記されているように、イソブタンは 0.17 eV に振動準位があるため、Ps の運動エネルギーが 0.17 eV より大きいと、この準位を励起してしまい σ_m が大きくなる。したがって、DBS 法の結果は、0.17 eV 以下の場合に適用すべきではない。そこで本実験では、低エネルギー Ps のイソブタンにおける熱化パラメータを測定するため、相補的な方法として「ピックオフ法」^{2, 11, 12)}を用いた。この方法では、Ps のピックオフ崩壊 ($\text{Ps} + e^- \rightarrow 2\gamma + e^-$) の時間に依存した崩壊率を $\Gamma_{\text{pick}}(t)$ とすると、 $\Gamma_{\text{pick}}(t)/\Gamma_{o\text{-Ps}} = (2\gamma \text{崩壊率})/(3\gamma \text{崩壊率})$ を γ 線のエネルギースペクトルを用いて測定する。 $\Gamma_{\text{pick}}(t)$ は、文献 25) のデータをべき関数²⁶⁾ でフィットすると、イソブタンでは $nv(t)^{0.6}$ に比例する。 $\Gamma_{\text{pick}}(t)$ が $v(t)$ に依存することから、この方法で熱化が測定できる。本実験における独自の測定により、運動エネルギー 0.17 eV 以下における運動量移行断面積として、 $\sigma_m = 47.2 \pm 6.7 \text{ \AA}^2$ という値を得た。

測定は、2010 年 7 月から 2013 年 3 月までの 32 か月間行った。期間全体において、トリガーレートは ~ 1.7 kHz, データ取得レートは ~ 910 Hz であった。全 PMT からの信号を処理し、NIM および CAMAC からなるシステムによって時間およびエネルギーの情報を取得した。ゼーマン遷移曲線は、11 種類のガス密度 (0.129, 0.133, 0.167, 0.232, 0.660, 0.881, 0.969, 1.193, 1.353, 1.358, 1.366 amagat) において測定した。すべてのガス密度および静磁場強度において、マイクロ波を印加した RF-ON データと、発振器およびアンプを切った RF-OFF データを取得した。

3. 結果

3.1 ゼーマン遷移曲線

3.1.1 時間およびエネルギースペクトル

本実験で得られた典型的な時間スペクトルを図 4 に示す。この図は、Ps が生成してから崩壊するまでの時間差を示したものである。矢印で示した 50 ns–440 ns の領域のデータを選択することで、熱化していない Ps の効果を抑え、かつシグナル・ノイズ比を高める。この時間領域はさらに 11 個の小さな時間領域に分けて解析され、ゼーマ

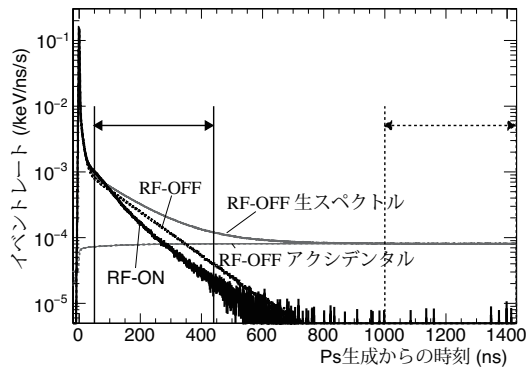


図4 時間スペクトル (0.881 amagat, 0.865 733 6 T). 実線の矢印は遷移曲線の導出に用いられた時間領域を、破線の矢印はエネルギースペクトルの引き算に用いられたアクシデンタル時間領域を示す。「RF-OFF」および「RF-ON」のプロットは、アクシデンタル事象を除いたもの。(文献 21) より転載)

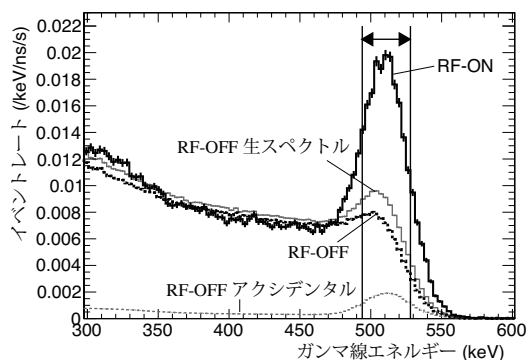


図5 時間領域 50 ns–60 ns におけるエネルギースペクトル (0.881 amagat, 0.865 733 6 T). 「RF-OFF」および「RF-ON」のプロットは、アクシデンタル事象を除いたもの。遷移曲線は、図中に矢印で示された領域の、RF-ON および RF-OFF の面積を比較することによって得られる。(文献 21) より転載)

ン遷移の時間発展解析を行った。

次に、本実験で得られた典型的な崩壊 γ 線のエネルギースペクトルを、図 5 に示す。図 4 に示した、1000 ns–1430 ns のアクシデンタル領域におけるスペクトルを用いることにより、真のエネルギースペクトルを求めている。そして、511 keV $\pm 1\sigma$ (~ 17 keV) の領域内のイベントレートについて、 $[(\text{RF-ON でのレート}) - (\text{RF-OFF でのレート})] / (\text{RF-OFF でのレート})$ を静磁場の関数としてプロットすることにより、図 6 のような遷移曲線を得た。この遷移曲線は、11 個の時間領域に分けて

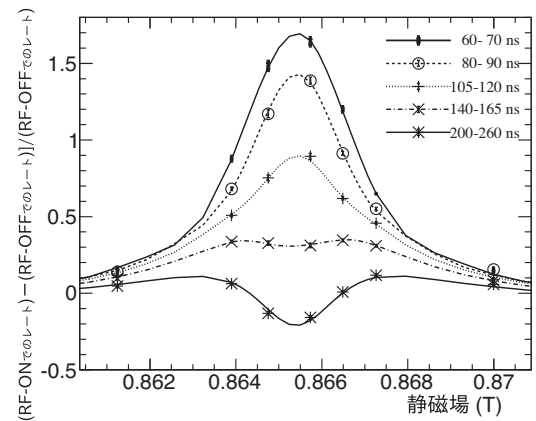
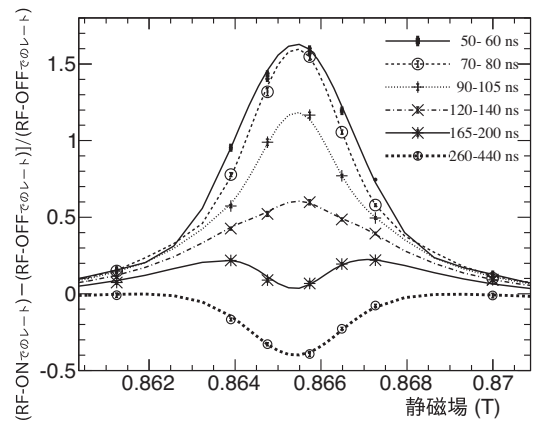


図6 ガス密度 0.881 amagat における遷移曲線。誤差棒つきプロットは得られたデータを、曲線はフィット結果を示す。見易くするため、11 個の遷移曲線を 2 つの図にわけてプロットしてある。(文献 21) より転載)

プロットされた。

3.1.2 遷移曲線のフィット

得られた遷移曲線は、スピン固有状態の密度行列を用いた理論曲線²¹⁾を用いてフィットした。その際、Ps 熱化関数を正しく取り扱うため、熱化による Δ_{HFS} および Γ_{pick} の時間依存性を、以下のようにガス密度 n 、Ps 生成後の時刻 t の関数として取り込んだ。

$$\Delta_{\text{HFS}}(n, t) = \Delta_{\text{HFS}}^0 - Cnv(t)^{\frac{3}{5}}, \quad (3)$$

$$\Gamma_{\text{pick}}(n, t) = \Gamma_{\text{pick}}(n, \infty) \times \left(\frac{v(t)}{v(\infty)} \right)^{0.6}. \quad (4)$$

ここで、 Δ_{HFS}^0 は真空中での Δ_{HFS} 、 C は定数である。この 2 つの定数は、すべてのデータ (11 のガス密度 \times 11 の時間領域 \times 4–7 の静磁場点) に共通のフリーパラメータである。 $\Gamma_{\text{pick}}(n, \infty)$ は、RF-OFF の時間スペクトル $N(t)$ を、各ガス密度において、Ps の熱化を取り込んだ以下の式でフィッ

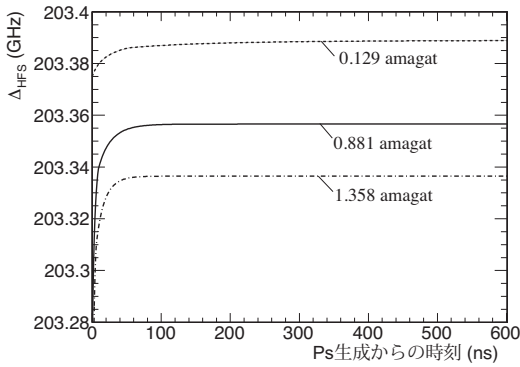


図7 Δ_{HFS} の時間依存性. ガス密度 0.129 amagat, 0.881 amagat, 1.358 amagat のデータについて, 遷移曲線を中心にもっとも近いデータ測定磁場点について示した. (文献 21) より転載)

トすることで求めた.

$$N(t) = N_0 \exp \left[-\Gamma_{o\text{-Ps}} \int_0^t \left(1 + \frac{\Gamma_{\text{pick}}(t')}{\Gamma_{o\text{-Ps}}} \right) dt' \right] + N_1 \exp \left[-\Gamma_{|+>} \int_0^t \left(1 + \frac{\Gamma_{\text{pick}}(t')}{\Gamma_{|+>}} \right) dt' \right]. \quad (5)$$

ここで, N_0 および N_1 は規格化定数, $\Gamma_{|+>}$ は, $|+>$ 状態の崩壊率である. $|->$ 状態の寿命は ~ 100 ps と短いので無視できる.

図6に示しているように, 得られた遷移曲線は理論曲線によくフィットできており, 全データをグローバル・フィットした結果,

$$\Delta_{\text{HFS}}^0 = 203.3942(16) \text{ GHz} \quad (6)$$

という値を, $\chi^2/\text{ndf} = 633.3/592$, p -値 0.12 で得た. 図7に, このフィットによって得られたPsの熱化による Δ_{HFS} の時間依存性を示す. 本解析で使用していない ~ 50 nsの時間領域において, ~ 100 ppmの急激な変化がみえている. また, 低圧になると, ~ 100 nsの時定数をもった ~ 10 ppmの緩やかな変化がみえている.

3.1.3 熱化していないPsの効果

熱化していないPsによる超微細構造測定への効果の大きさを見積もるため, 理論曲線からPs速度の時間依存性を排除, すなわち式(3), 式(4)において $v(t) \rightarrow v(\infty)$ の置き換えをした上で, 先と同様のグローバル・フィットを行い, 十分に熱化しているという仮定での Δ_{HFS} を求めた. その結果, 203.3922(16) GHzという値が得られた. 今回得られた結果と比較すると熱化していないPsによる効果は, 10 ± 2 ppmもの大きさであることが判明した. この大きさは, 過去の実験値と理論値の乖離 (15 ppm) に匹敵するものである. また, 過去の実験のように, 時間情報を使わず全時間領域のデータを使用すると, 特に0–50 nsの

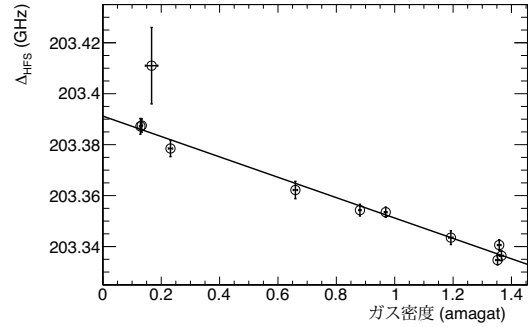


図8 それぞれのガス密度における Δ_{HFS} . 誤差棒つきの点がデータ, 実線はその線形フィット. (文献 21) より転載)

早い時間領域ではPs速度が急激に変化し, Δ_{HFS} が急激に変化していることから, 熱化による Δ_{HFS} 測定への効果がさらに大きくなることが予想される.

なお, これらのフィットの方法とはまったく異なるのだが, あくまでデータの質を確認し, 全データに対する情報をわかりやすくするため, 各ガス密度における Δ_{HFS} を求めたものを図8に示す. この図では, 式(3)における $\Delta_{\text{HFS}}(n, t)$ を, 各ガス密度において定数として扱っている. 直線によるフィットも示したが, データに変な構造はないことがわかる. しかしこのような方法では, 熱化の効果を正しく考慮することはできないので, あくまでも正しくフィットするには, 先に示したグローバル・フィットが必要である.

3.2 系統誤差

本実験で計上した系統誤差を表1に示す. 物質の効果の不定性, 磁場の系統誤差, マイクロ波システムの不定性, その他解析方法などによる系統誤差を考慮し, 6.4 ppmを計上した. とりわけ寄与が大きいのは以下の5つである.

1. o -Psのピックアップ崩壊率. 本解析では, $\Gamma_{\text{pick}}(n, \infty)$ を, RF-OFFの時間スペクトルを用いたフィットによって求めている. そのフィットの統計誤差による Δ_{HFS} のフィット結果の誤差3.5 ppmを計上した.
2. 静磁場の非一様性. 式(1)より, Δ_{HFS} はほぼ静磁場の2乗に比例する. よって, 静磁場の非一様性1.5 ppmより3.0 ppmを計上した.
3. ガス密度および温度の共振器内空間分布. イソブタンは極性を持つため, マイクロ波を少し吸収してしまう. よって, 吸収が起きた場所では温度が上がり, 密度が小さくなる. それにより, 共振器内にガス密度と温度の空間分布が生じてしまう. 一方, Ps生成領域も共振器内に分布しているため, Ps生成場所によってガス密度や温度が異なることになる. Δ_{HFS} および Γ_{pick} は密度に依存するため, この空間

表 1 本実験で計上した系統誤差 (文献 21) より転載).

要因	Δ_{HFS} の誤差 (ppm)
物質の効果:	
o -Ps のピックオフ崩壊率	3.5
ガス密度測定	1.0
温度測定	0.1
ガス密度及び温度の共振器内空間分布	2.5
Ps の熱化:	
初期運動エネルギー E_0	0.2
DBS 法の σ_m	0.5
ピックオフ法の σ_m	1.8
静磁場:	
非一様性	3.0
オフセットと再現性	1.0
NMR による測定	1.0
マイクロ波システム:	
パワーの不定性	1.2
共振器の Q_L 値	1.2
周波数	1.0
共振器内パワー分布	<0.1
その他:	
時間領域の選び方	1.8
エネルギー領域の選び方	0.6
陽電子の偏極	<0.2
マイクロ波の位相	<0.1
o -Ps 寿命	<0.1
p -Ps 寿命	<0.1
自乗和	6.4

分布の不定性によって Δ_{HFS} の不定性が生じる。そこで、もっとも空間分布の激しくなる極端な場合、すなわちガスの対流がなく、マイクロ波の電場エネルギー分布に比例したエネルギー吸収が起こるとした場合の Δ_{HFS} のフィット結果を、共振器内でガス密度や温度が一様であるとした場合の結果と比較した。その結果、分布がある場合はない場合に比べて 2.5 ppm 大きな Δ_{HFS} が得られた。この差を系統誤差として計上した。

- Ps の熱化過程。Ps の熱化関数に使われているパラメータである、初期運動エネルギー E_0 、DBS 法の σ_m 、ピックオフ法の σ_m それぞれの誤差を加味し、熱化関数測定誤差による Δ_{HFS} の不定性を求め、計 1.9 ppm を計上した。
- 時間領域の選び方。50 ns–440 ns という時間領域の選び方の任意性から生じる系統誤差を評価するため、終了時刻を固定して開始時刻を 40 ns, 60 ns と変化させ、また開始時刻を固定して終了時刻を 260 ns, 620 ns と変化させた場合における Δ_{HFS} のフィット

結果の変化を調べた。その結果、最大 1.8 ppm 変化したため、これを系統誤差に計上した。

最終的に、熱化の効果を正しく取り扱った結果は以下となった。

$$\Delta_{\text{HFS}} = 203.3942 \pm 0.0016 \text{ (統計誤差, 8.0 ppm)} \\ \pm 0.0013 \text{ (系統誤差, 6.4 ppm) GHz.} \quad (7)$$

図 1 に、この結果もあわせて示してある。この値は、QED の理論値と 1.2σ で矛盾していないが、過去の実験値とは 2.6σ ずれていた。

4. 結 言

Ps の熱化による系統誤差を小さくした Ps の超微細構造の精密測定を行い、過去の実験値と理論値の間に存在する有意な乖離を検証した。その結果、熱化していない o -Ps による Δ_{HFS} への効果が、 10 ± 2 ppm もの大きさを持つことが判明した。この効果の大きさは、使用する時間領域に依存するので、過去の実験においてはさらに大きかった可能性がある。本研究での Ps の熱化を正しく取り扱った精密測定結果として、 $\Delta_{\text{HFS}} = 203.3942 \pm 0.0016$ (統計誤差, 8.0 ppm) ± 0.0013 (系統誤差, 6.4 ppm) GHz が得られた。これは、 $O(\alpha^3 \ln \alpha^{-1})$ の QED 理論値を 1.2σ で支持するが、過去の実験値とは 2.6σ 離れている。このことは、過去の実験において、熱化していない Ps の効果を過小評価していることを示しており、Ps の熱化が実験と理論の乖離の原因になっていたことを示唆する。

謝 辞

本研究は、難波俊雄、浅井祥仁、小林富雄 (東京大学素粒子物理国際研究センターおよび大学院理学系研究科)、斎藤晴雄 (東京大学大学院総合文化研究科)、吉田光宏、田中賢一、山本明 (高エネルギー加速器研究機構, KEK) 各氏 (敬称略) との共同研究です。また、KEK 超伝導低温工学センターの皆様の温かいご支援のもと行われました。本研究は、JSPS 科研費 23340059 の助成を受けたものです。

参 考 文 献

- 1) A. H. Al-Ramadhan, D. W. Gidley: Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1632.
- 2) Y. Kataoka, S. Asai, T. Kobayashi: Phys. Lett. B **671** (2009) 219.
- 3) A. P. Mills, Jr., G. H. Bearman: Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 246.
- 4) A. P. Mills, Jr.: Phys. Rev. A **27** (1983) 262.
- 5) M. W. Ritter, P. O. Egan, V. W. Hughes, K. A. Woodle: Phys. Rev. A **30** (1984) 1331.
- 6) B. A. Kniehl, A. A. Penin: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 5094.
- 7) K. Melnikov, A. Yelkhovsky: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1498.
- 8) R. J. Hill: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3280.

- 9) M. Baker, P. Marquard, A. A. Penin, J. Piclum, M. Steinhauser: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 120407.
- 10) G. S. Adkins, R. N. Fell: Phys. Rev. A **89** (2014) 052518.
- 11) S. Asai, S. Orito, N. Shinohara: Phys. Lett. B **357** (1995) 475.
- 12) O. Jinnouchi, S. Asai, T. Kobayashi: Phys. Lett. B **572** (2003) 117.
- 13) R. S. Vallery, P. W. Zitzewitz, D. W. Gidley: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 203402.
- 14) A. Miyazaki, T. Yamazaki, T. Suehara, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, Y. Tatematsu, I. Ogawa, T. Idehara: arXiv:1403.0312v3 (2014).
- 15) Y. Sasaki, A. Miyazaki, A. Ishida, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, K. Tanaka, A. Yamamoto: Phys. Lett. B **697** (2011) 121.
- 16) D. B. Cassidy, T. H. Hisakado, H. W. K. Tom, A. P. Mills, Jr.: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 073401.
- 17) H. Grotch, R. A. Hegstrom: Phys. Rev. A **4** (1971) 59.
- 18) E. R. Carlson, V. W. Hughes, M. L. Lewis, I. Lindgren: Phys. Rev. Lett. **29** (1972) 1059.
- 19) H. Grotch, R. Kashuba: Phys. Rev. A **7** (1973) 78.
- 20) M. L. Lewis, V. W. Hughes: Phys. Rev. A **8** (1973) 625.
- 21) A. Ishida, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, M. Yoshida, K. Tanaka, A. Yamamoto: Phys. Lett. B **734** (2014) 338.
- 22) N. Allard, J. Kielkopf: Rev. Mod. Phys. **54** (1982) 1103.
- 23) F. Saito, Y. Nagashima, T. Hyodo: J. Phys. B **36** (2003) 4191.
- 24) M. Skalsey, J. J. Engbrecht, C. M. Nakamura, R. S. Vallery, D. W. Gidley: Phys. Rev. A **67** (2003) 022504.
- 25) R. S. Vallery, A. E. Leanhardt, M. Skalsey, D. W. Gidley: J. Phys. B **33** (2000) 1047.
- 26) B. N. Miller, T. L. Reese, G. A. Worrell: Can. J. Phys. **74** (1996) 548.

(2014年11月29日受付)

著者紹介



石田 明: 2014年東京大学博士(理学)取得。東京大学大学院理学系研究科助教。ポジトロニウムを用いたテーブルトップサイズの素粒子実験を行ってきた。現在は、日本学術振興会海外特別研究員としてALPHA実験に出向し、欧州原子核研究機構における反陽子減速器を用いて反水素(水素の反物質であり、反陽子と陽電子の束縛系)の研究を行っている。