

原子衝突学会誌

# しょうとつ

第 15 巻  
第 5 号  
2018 年

解説

(若手奨励賞受賞研究)

反陽子の基礎物理量の高精度測定 長濱弘季

談話室

別冊しょうとつ「考える衝突論」補足, 続き 島村勲

新しい風

「もしも原子がみえたなら」からはじまって 遠藤友随



**THE ATOMIC COLLISION  
SOCIETY OF JAPAN**

原子衝突学会賛助会員（五十音順）

アイオーピー・パブリッシング・リミテッド（IOP 英国物理学会出版局）

Institute *of* **Physics**

<http://journals.iop.org/>

アドキャップバキュームテクノロジー株式会社



<http://www.adcap-vacuum.com>

有限会社イーオーアール



**Electronics Optics Research Ltd.**

<http://www.eor.jp/>

イノベーションサイエンス株式会社



<http://www.innovation-science.co.jp/>

株式会社オプティマ

Optima Corp.

<http://www.optimacorp.co.jp/>

クリムゾン インタラクティブ プライベート リミテッド

**enago™**

<http://www.enago.jp/>

<http://ulatus.jp/>

<http://www.voxtab.jp/>

株式会社サイエンス ラボラトリーズ



**株式会社 サイエンス ラボラトリーズ**

<http://www.scilab.co.jp/>

真空光学株式会社

**真空光学株式会社** -Vacuum & Optical Instruments-

<http://www.shinku-kogaku.co.jp/>

スペクトラ・フィジックス株式会社



<http://www.spectra-physics.jp/>

ソーラボジャパン株式会社



<http://www.thorlabs.jp/>

ツジ電子株式会社



<http://www.tsujicon.jp/>

ツジ電子株式会社  
株式会社東京インスツルメンツ



<http://www.tokyoinst.co.jp/>

株式会社ナバテック

真空機器の未来と歩む



<http://www.navatec.co.jp/>

仁木工芸株式会社



<http://www.nikiglass.co.jp/>

伯東株式会社



<http://www.g5-hakuto.jp/>

株式会社ラボラトリ・イクイップメント・コーポレーション



<http://www.labo-eq.co.jp/>

# しょうとつ

第 15 卷 第 5 号



THE ATOMIC COLLISION  
SOCIETY OF JAPAN

## 目 次

---

解説 (若手奨励賞受賞研究) 反陽子の基礎物理量の高精度測定	長濱弘季	... 91
談話室 別冊しょうとつ「考える衝突論」補足, 続き	島村勲	... 101
原子衝突の新しい風 「もしも原子がみえたなら」からはじまって	遠藤友随	... 104
第 43 回原子衝突学会年会のお知らせ	行事委員会委員長	... 107
2018 年度第 4 回運営委員会 (文書持回り) 開催報告	庶務委員会委員長	... 108
2018 年度国際会議発表奨励賞受賞者決定のお知らせ	顕彰委員会委員長	... 108
「しょうとつ」原稿募集	編集委員会事務局	... 108
ユーザー名とパスワード		... 109

---

## 反陽子の基礎物理量の高精度測定

長濱弘季

東京大学大学院理学系研究科附属原子核科学研究センター

〒351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1 理化学研究所内

nagahama@cns.s.u-tokyo.ac.jp

平成 30 年 8 月 17 日原稿受付

素粒子物理の標準理論が有する根源的な対称性の一つに、CPT 対称性がある。CPT 対称性によると、物質と反物質の基礎物理量の絶対値は等しくなければならない。一方で、我々の宇宙が 137 億年前にビッグバンにより誕生した際、同量の物質と反物質が生成したと考えられているが、現在の宇宙を見渡す限り、物質に満ちており、反物質はほとんど存在しない。これは、現代物理が抱える大きな謎の一つである。本研究では、反陽子の基礎物理量である質量電荷比と磁気モーメントを世界最高精度で測定し、それらを陽子の値と比較することで、CPT 対称性の厳密なテストを行った。そして、到達した測定精度で、陽子と反陽子の対称性が保たれているかどうかを確認した。

### 1. 序論

我々の宇宙に対する理解は、素粒子・原子核論と宇宙論の両輪によって飛躍的に進んでいるが、依然として多くの謎が未解決のままである。その大きな謎の一つに、「物質 - 反物質非対称性 [1]」がある。素粒子標準理論が有する根源的な対称性の一つに、CPT 対称性 (C: 荷電共役, P: 空間変換, T: 時間変換) があるが [2], CPT 対称性によると、物質と反物質の基礎物理量の絶対値は等しくなるべきであり、物質と反物質の完全な対称性を示している。一方で、宇宙論の立場から現在の宇宙を見渡すと、約 137 億年前のビッグバンにより物質と同量生成したはずの反物質は、ほとんど見当たらず、物質と反物質の間に何らかの非対称性が存在していることを示唆している。この問題を解決する一つのアプローチとなり得るのは、物質と反物質の基礎物理量を測定し、それらを比較することで、CPT 対称性をテストするということである [3-10]。スイスのジュネーヴ郊外にある CERN 研究所の反陽子減速器施設 (AD) において、BASE 国際共同研究グループ (以下、BASE) は、陽子と反陽

子の基礎物理量を、極低温ペニングトラップを用いて高精度で測定することにより、CPT 対称性の厳密なテストを目指している [11]。筆者は BASE が発足した当時のメンバーとして、陽子と反陽子の質量電荷比の比較および反陽子の磁気モーメントの測定を推進し、いずれも当時世界最高精度の測定として成果を挙げ、CPT 対称性の厳密なテストを行ってきた。本記事では、その中で筆者が博士課程在学時に行った研究について解説を行うことにする。

### 2. ペニングトラップの原理

荷電粒子を局所的な空間に捕獲し続けるためには、電場や磁場をうまく活用することが必要である。交流電圧をトラップ電極に印加することで、荷電粒子を捕獲する装置をポールトラップ (Paul trap), 静電場と強磁場を用いて捕獲するものをペニングトラップ (Penning trap) という。以降、BASE が用いているペニングトラップに絞って、話を進めていく。BASE が用いているペニングトラップは、図 1 に示してあるように 5 つの円筒状の電極から成り、それぞれの

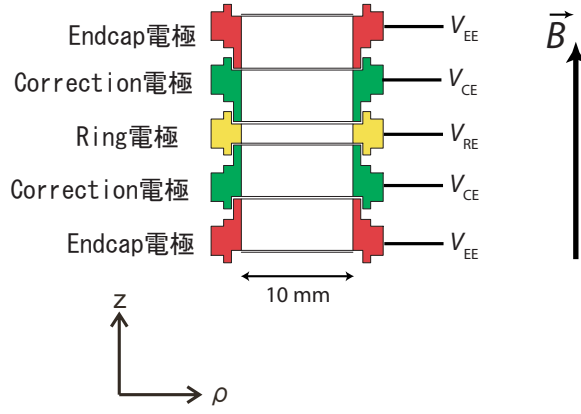


図 1: 5つの電極から構成されるペニングトラップ.

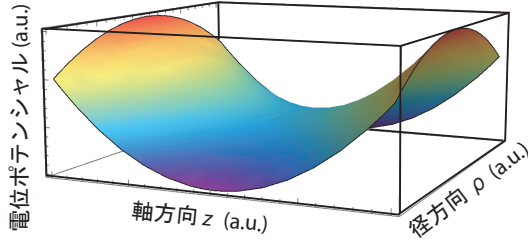


図 2: ペニングトラップの電極に印加した電圧によって生じる鞍型の電位ポテンシャル. 反陽子は  $z$  軸方向に閉じ込めることができるが,  $\rho$  方向 (径方向) にはそのままと閉じ込めることが出来ず, いずれ電極に衝突してしまう. そのため, 強い均一磁場を  $z$  軸に印加することで, 反陽子を同時に  $\rho$  方向にも閉じ込めることを可能にする.

電極に適切な電圧を加えることで, 図 2 のような鞍型の電位ポテンシャルを形成する. この電位ポテンシャル中の荷電粒子は, 軸方向 ( $z$ ) には閉じ込められるが, 径方向 ( $\rho$ ) には閉じ込められないので, やがて電極に衝突してしまう. この問題を克服するために, 強い均一磁場を  $z$  軸方向に印加する. これにより荷電粒子は磁場による向心力を受け, この向心力が電場による遠心力を上回る条件で, 荷電粒子を径方向 ( $\rho$ ) にも閉じ込めることができる. 高精度測定を主な用途とするペニングトラップでは, 電極に印加する電圧は数 100 mV~100 V であり, 磁場は 1 T~6 T である.

ここで, ペニングトラップ中の荷電粒子の運動

方程式を解いていき, ペニングトラップがどうして高精度測定という枠組みの中で, 広く用いられているのかを確認していく. 質量  $m$  と電荷  $q$  の荷電粒子がペニングトラップ中に捕獲されていて, 以下の四重極静電ポテンシャル  $\Phi_V(z, \rho)$  と磁束密度  $\vec{B}$  と相互作用していると仮定する:

$$\Phi_V(z, \rho) = V_{RE} C_2 \left( z^2 - \frac{\rho^2}{2} \right) \quad (1)$$

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_z \end{pmatrix}. \quad (2)$$

ここで,  $V_{RE}$  は Ring 電極 (図 1 参照) に印加している電圧,  $C_2$  はトラップ特有の係数である. この条件で荷電粒子の運動方程式を解くと, ペニングトラップ中の荷電粒子は 3 つの独立な固有振動運動をし, それらの固有周波数は以下のようなになる:

$$\nu_{z,0} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2qC_2V_{RE}}{m}} \quad (3)$$

$$\nu_+ = \frac{1}{2} \left( \nu_c + \sqrt{\nu_c^2 - 2\nu_z^2} \right) \quad (4)$$

$$\nu_- = \frac{1}{2} \left( \nu_c - \sqrt{\nu_c^2 - 2\nu_z^2} \right). \quad (5)$$

$\nu_{z,0}$  は axial frequency,  $\nu_+$  は modified cyclotron frequency,  $\nu_-$  は magnetron frequency という. また,  $\nu_c$  は cyclotron frequency といい, 外場が磁場だけの環境で荷電粒子が磁力線に巻き付くように周回運動する時の周波数であり,

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi} \frac{q}{m} B_z \quad (6)$$

と表される. 磁場は同様にして  $z$  軸方向に印加していると仮定する. 式 (6) は荷電粒子の質量電荷比や磁気モーメントを測定する上で, 必要不可欠な周波数の一つである. ペニングトラップ中の荷電粒子の 3 つの固有周波数 ( $\nu_{z,0}$ ,  $\nu_+$ ,  $\nu_-$ ) と, cyclotron frequency  $\nu_c$  の関係は,

$$\nu_c^2 = \nu_{z,0}^2 + \nu_+^2 + \nu_-^2 \quad (7)$$

となるので, これら 3 つの固有周波数を何らかの方法で測定することが出来れば,  $\nu_c$  を得ることが可能である. ここで, 式 (7) は Brown-Gabrielse 不変定理 [12] といい, トラップ電極を機械加工する上で生じる幾何学的な不完全さや, トラッ

ブ軸と磁場の軸がズレているために生じる誤差のうち、1次のオーダーまでの寄与を $\nu_c$ を導出する過程で打ち消すことが出来る。これがペニングトラップが高精度測定を行う上で、非常に強力なツールだと言われている大きな理由の一つである。

### 3. 単一粒子検出器を用いた固有周波数の非破壊測定

前節でペニングトラップ中の荷電粒子は3つの固有振動運動を行い、それらの周波数を測定することにより cyclotron frequency  $\nu_c$  を求めることが出来ると説明した。さらに、 $\nu_c$  は質量電荷比や磁気モーメントを求める上で必要不可欠な周波数のうちの一つであることを述べた。本節では、ハンドメイドの超伝導共振器と低ノイズアンプから成る検出器を用いて、トラップ粒子の固有振動運動を非破壊的に測定する方法について紹介する。

図3には、ペニングトラップと上記の検出器の簡略図が示してある。検出器の一部である超伝導共振器には、第2種超伝導体であるNbTiの導線( $\phi = 75 \mu\text{m}$ , 被覆はPTFE)がトロイドを形成するように約1000回巻かれている。超伝導共振器と低ノイズアンプの入力インピーダンスを含めた等価回路は、図3のようにRLC並列回路として表される。ペニングトラップと検出器全体を4Kという極低温の環境に置くことにより、トラップ内を超高真空( $\sim 10^{-18}$  mbar)に保つと同時に共振器の相転移を引き起こす。相転移後の検出器において、共鳴周波数 $\nu_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC_{\text{eff}}})$ では、検出器の入力インピーダンスは巨大な抵抗

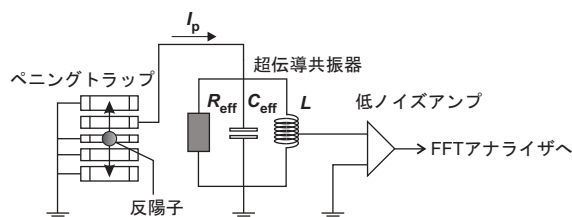


図3: ペニングトラップと超伝導検出器の簡略図。

$R_{\text{eff}}$  として振る舞う。ここで、ペニングトラップ中に1個の反陽子が閉じ込められていると仮定し、固有振動運動の1つである軸方向振動運動の周波数 $\nu_{z,0}$ に着目して、上記の測定手法を具体的に説明する。ペニングトラップ中の反陽子の軸方向運動は、トラップ電極にフェムトアンペア (fA) オーダーの微弱な鏡像電流 $I_p$ を流すことがわかっており、 $\nu_{z,0}$ が検出器の共鳴周波数 $\nu_0$ と一致するとき大きな電圧降下 $V_p = R_{\text{eff}}I_p$ を起こす。 $V_p$ を低ノイズアンプで増幅し、最終的にFFTアナライザで観測する。図4で示した鋭いピークが反陽子由来の信号であり、ピークの周波数を読み取ることで軸方向周波数 $\nu_{z,0}$ を求めることが出来る。図4でピークの左右に広がっている共鳴スペクトルは、検出器の抵抗成分 $R_{\text{eff}}$ から発する熱雑音に対応する[13, 14]。反陽子由来の鏡像電流 $I_p$ が検出器の抵抗成分 $R_{\text{eff}}$ に流れて電圧降下 $V_p$ を起こすことで、反陽子の運動エネルギーは減衰していき、最終的には4Kに冷えた検出器と熱平衡状態に達する。この熱平衡状態に達した反陽子の振動運動は図5に示すような直列LC回路と等価であり、共鳴周波数は $\nu_{z,0} = 1/(2\pi\sqrt{L_p C_p})$ である。したがって、 $\nu_{z,0}$ のとき、反陽子の振動運動に相当する直列LC回

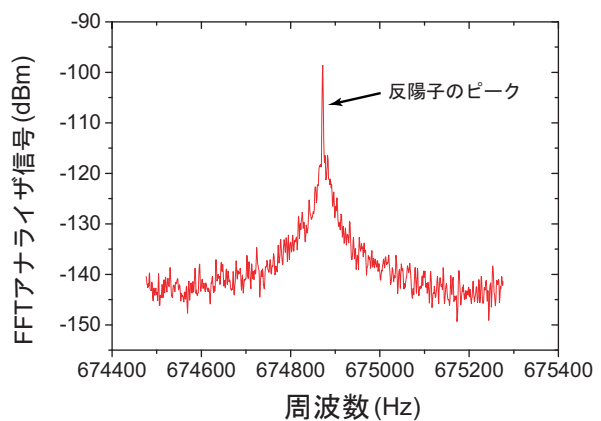


図4: 1個の反陽子のピーク信号。反陽子の軸方向振動運動のエネルギーが比較的大きいときは、ピークとして観測することが可能である。

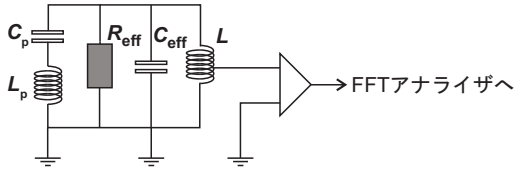


図 5: 反陽子が超伝導検出器と熱平衡状態に達したときの等価回路。

路のインピーダンスは0となるので、結果として回路全体をショートすることになる。すなわち、検出器の抵抗成分  $R_{\text{eff}}$  から発する熱雑音のうち  $\nu_{z,0}$  に対応する成分のみがショートするので、反陽子の軸方向振動運動は結果的に図 6 のようにディップ信号として観測される。ディップの中心に対応する周波数が  $\nu_{z,0}$  である。前述のピークを用いた  $\nu_{z,0}$  の検出において、反陽子は比較的大きな振動運動をしているので反陽子が感じるトラップ磁場の変動が大きく、質量電荷比や磁気モーメントの測定精度は良くない。一方で、ディップを用いた検出では反陽子は熱平衡状態に達しており、反陽子を局所的な空間に閉じ込めることが出来るので感じるトラップ磁場の変動は小さく、測定精度が良い反面、検出器の高度な性能 (SN 比や  $Q$  値) を要求する。私は博士課程在学時に、単一粒子の非破壊的検出器の中で世界一感度が高いものの開発に成功し [15]、後半の節で紹介する質量電荷比や磁気モーメントの測定に大きく貢献した。

#### 4. BASE の 4 連ペニングトラップ装置

BASE は AD が供給する 5.3 MeV の低速反陽子ビームを捕獲し、反陽子の基礎物理量を今までにない精度で測定することを目的としている。図 7 に BASE 装置の断面図を示す。BASE は合計 4 つのペニングトラップが連結している装置を開発し、それぞれのトラップには前節で述べた超伝導検出器が接続してあり、荷電粒子の固有周波数の測定を可能とする。4 つのトラップは測定ごとに異なる役割を担うが、一番上流側に位置するトラップは主に反陽子ビームの捕獲および多量の反陽子の蓄積の用途として用いるため、

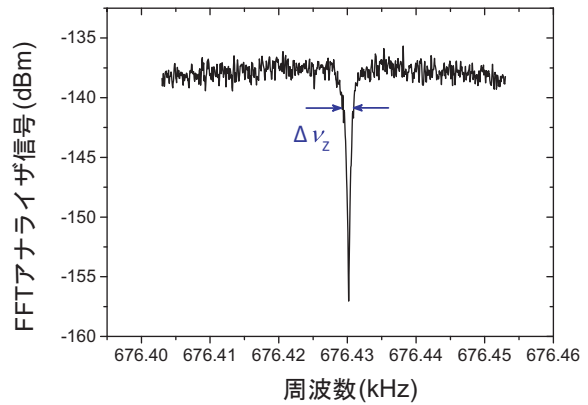


図 6: 1 個の反陽子のディップ信号 [15]. 反陽子が超伝導検出器と熱平衡状態になると、反陽子はディップ信号として観測することが出来る。ディップ幅  $\Delta\nu_z$  はトラップしている反陽子の数  $N$  に比例する。

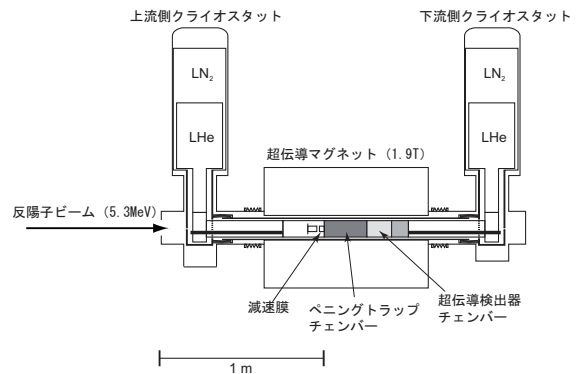


図 7: BASE 装置全体の断面図 [11].

蓄積用トラップまたは Reservoir trap (RT) と呼ぶ。CERN の加速器が止まっている状態でも、適宜 RT から粒子を引き出すことで、実験を可能にする。4 連トラップを真空引きとベーキングにより約  $10^{-8}$  mbar まで内部の圧力を低下させた後、トラップと検出器類全体を超伝導マグネット (中心磁場は約 1.9 T) 内にインストールし、液体ヘリウム温度 (4 K) まで冷却することで装置の準備は完了する。冷却後のトラップ内は超高真空 ( $\sim 10^{-18}$  mbar) に達しており、測定対象の荷電粒子はバックグラウンド粒子とほとんど相互作用しないので、数年単位の閉じ込めが原理的には可能である。現に、BASE は同一反陽子を 405 日間に渡って閉



じ込めることに成功した [16].

ADより入射した反陽子ビームは、トラップシステムに入る前に Al と PTFE の層から成る減速膜によってエネルギーを失い、RT 中に捕獲される。RT の両端には高電圧用の電極があり、反陽子ビームのパルスが RT のトラップ領域に入るタイミングに合わせて 1 kV の高電圧パルスを印加することにより、1 keV 以下の反陽子を捕獲する。捕獲した反陽子はシンクロトロン放射によって冷えた電子雲との共同冷却によってさらにエネルギーを失い、最終的には単一粒子検出器との熱的な相互作用によって 0.3 meV 程度まで到達する。トラップした反陽子の数  $N$  は、単一粒子検出器を用いて観測したディップ信号のディップ幅  $\Delta\nu_z$  (図 6 参照) を測定することで、非破壊的に知ることが出来る ( $\Delta\nu_z \propto N$ )。反陽子ビームのパルスを 1 回入射することで、RT に 100 個程度の反陽子が蓄積される。RT に蓄積した反陽子はトラップの電位ポテンシャルを上手く操作することで、他のトラップへと輸送することが可能である [17]。同様にして、引き出した反陽子の個数は、各々のトラップに接続してある単一粒子検出器を用いてディップ幅  $\Delta\nu_z$  を観測することで把握することが出来る。

## 5. 陽子と反陽子の質量電荷比の高精度比較実験

BASE は反陽子と陽子の質量電荷比を 69 ppt (parts per trillion) という世界最高精度で比較することに成功し、到達した精度では CPT 対称性が保たれていることを 2015 年に発表した [18]。本節では、質量電荷比の基本的な測定手法と実験の概要について簡単に紹介する。

陽子と反陽子の cyclotron frequency (それぞれ、 $\nu_{c,p}$ ,  $\nu_{c,\bar{p}}$ ) を同一磁場  $\vec{B}$  で測定し、それらの比を取ると以下のようにそれぞれの粒子の質量電荷比の比として表される：

$$\frac{\nu_{c,\bar{p}}}{\nu_{c,p}} = \frac{\frac{1}{2\pi} \left(\frac{q}{m}\right)_{\bar{p}} \cdot B_z}{\frac{1}{2\pi} \left(\frac{q}{m}\right)_p \cdot B_z} = \frac{\left(\frac{q}{m}\right)_{\bar{p}}}{\left(\frac{q}{m}\right)_p}. \quad (8)$$

よって、反陽子と陽子の質量電荷比を高精度で

比較するためには、それぞれの粒子の cyclotron frequency ( $\nu_{c,p}$ ,  $\nu_{c,\bar{p}}$ ) を同一磁場中で高精度で測定することが必要である。つまり、それぞれの粒子を同じペニングトラップへ交互に輸送し、単一粒子検出器を用いて cyclotron frequency を繰り返し測定して統計を蓄えることが、高精度測定達成への道標である。しかし、ここで重要なポイントは、陽子と反陽子は反対の電荷を持っているので、トラップの電位ポテンシャルの極性も反対でなくてはならないということである。トラップ電極にはランダムなオフセット電圧がかかっているため、陽子と反陽子を同一トラップ中に捕獲した時の空間的な位置が僅かに異なり、それぞれの位置で磁場が異なるため大きな系統誤差が発生してしまい、数十 ppt のオーダーで質量電荷比を比較するのが困難になる。この問題を解決するための一つの手段は、陽子の代わりに水素負イオン ( $H^-$ ) を用いることである。 $H^-$  は反陽子と同符号の電荷を持っているため、電位ポテンシャルの極性も同じで済み、系統誤差を抑えられる。また、 $H^-$  の質量と陽子の質量の関係式では、電子と陽子の質量電荷比 [19]、極性変位 [20]、電子の結合エネルギー [21]、そして水素原子の電子親和力 [22] の項が含まれているが、いずれも到達したい測定精度より高精度で決定されているため、それらの寄与は無視出来るほど小さい。陽子と反陽子の質量電荷比を高精度で比較するためのもう 1 つのポイントとなるのは、前述した通り、ペニングトラップ中に閉じ込められた荷電粒子の固有周波数を高精度で測定するということである。これは、筆者が博士課程在籍時に開発した世界一感度が高い単一粒子検出器を用いることで達成出来る [15]。

これより、BASE が 2015 年に発表した反陽子と  $H^-$  の質量電荷比の測定実験に関して紹介する。AD からの反陽子ビームが減速膜を通過する際、減速膜に付着した水素分子がビーム通過時の衝撃によって真空中に離脱し、水素原子間の結合が非対称的に切断されることで  $H^-$  が生じたり、結合が対称的に切れた後に電子捕獲反応が起きることで  $H^-$  が発生すると考えられ

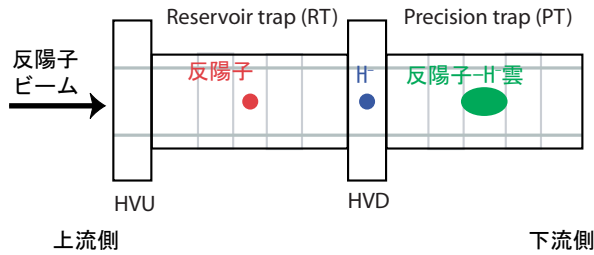
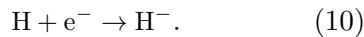
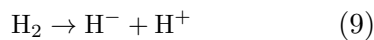


図 8: 反陽子と  $H^-$  の質量電荷比を測定する時の、粒子の配置図。

ている（反応の詳細な実態はまだ調べられていない）：



RT にトラップされた冷却  $H^-$  の数は、およそ反陽子のトラップ数の 30% である。次に、多量の反陽子と  $H^-$  が混在した RT から、トラップの電位ポテンシャルを操作することでそれぞれ 1 個ずつ引き出す。第 4 節でも述べたように、RT の両端には 1 keV 以下の反陽子を捕獲するための高電圧電極があるが（図 8 参照）、今回の質量電荷比の測定実験においては、これら 2 つの電極を引き出した単一粒子を一時的に捕獲するための「トラップ」として用いた。ここで、RT の上流側、下流側に位置する高電圧電極を、それぞれ HVU、HVD と呼ぶことにする。また、HVD の下流側には Precision trap (PT) が連結しており、反陽子- $H^-$  雲の蓄積用として用いた。今回の測定では、RT を反陽子と  $H^-$  の質量電荷比を測定するためのトラップとして用いた。引き出した粒子の判別は、軸方向振動周波数の違いを観測することで行うことが可能である。 $H^-$  の軸方向振動周波数  $\nu_{z,H^-}$  は、BASE が用いている一般的な条件下において、反陽子の軸方向振動周波数  $\nu_{z,p} \approx 650$  kHz より約 350 Hz 小さい。最終的に、引き出した 1 個の反陽子を RT、 $H^-$  を HVD、反陽子- $H^-$  雲を PT にトラップすることで実験準備は整う。質量電荷比の測定手順は、以下の通りである。

1. RT において、反陽子の 3 つの固有周波数

を単一粒子検出器を用いて測定。

2. 反陽子を HVU に輸送する。
3.  $H^-$  を HVD から RT に輸送する。
4. RT において、 $H^-$  の 3 つの固有周波数を単一粒子検出器を用いて測定。
5.  $H^-$  を RT から HVD に輸送する。
6. 反陽子を HVU から RT に輸送する。

この一連のシーケンスを 1 サイクルとすると、1 サイクルで反陽子と  $H^-$  の cyclotron frequency の測定を 1 回ずつ行ったことになる。式 (6) で示したように粒子の cyclotron frequency は磁場に比例するので、1 サイクルの中で反陽子と  $H^-$  の cyclotron frequency を測定する際、それぞれ同じ磁場中での測定であることが要求される。しかし、AD の運転によって生じる磁気ノイズが超伝導マグネットによるトラップ磁場と重ね合わさるので、この寄与を無視して測定をすると反陽子と  $H^-$  の cyclotron frequency を異なる磁場で測定することになってしまい、大きな系統誤差が発生する。ここで、AD の運転周期が約 120 秒であるので AD による磁気ノイズもその周期を持つことに着目すれば、1 サイクルの半分を AD の運転周期と同期させることによって、反陽子と  $H^-$  の cyclotron frequency を実効的に同一磁場中で測定することが出来る。BASE はこの手法を用いて反陽子と  $H^-$  のサイクロトロン周波数の比  $R$  の測定を合計 6521 回行い、最終的に 69 ppt の相対精度で反陽子と陽子の質量電荷比が一致し、到達した精度では CPT 対称性が保たれていることを確認した：

$$\frac{(q/m)_p}{(q/m)_p} - 1 = 1(64)(26) \times 10^{-12}. \quad (11)$$

右辺の左の括弧内の値は統計的な不確かさ、右の括弧内の値は系統的な不確かさを表す。 $R$  をアラン分散で評価した結果、 $R$  のばらつきは正規分布をしていることがわかった。ところで、RT において反陽子と  $H^-$  の軸方向周波数を検出器の共鳴周波数  $\nu_0$  と一致させるために、これらの粒子で 5 mV 程度 Ring 電極の電圧に差が生じる。それに伴い反陽子と  $H^-$  で空間的なト

ラップ位置がごく僅かに異なり，その結果，系統誤差が発生し，測定全体における系統誤差の大半を占める．

## 6. 反陽子の磁気モーメントの高精度測定

本節では筆者の博士論文および若手奨励賞受賞のメインテーマである，ペニングトラップを用いた反陽子の磁気モーメントの高精度測定 [23] について紹介する．

第2節において，外場が磁場だけの時に反陽子はサイクロトロン運動を行い，その周波数が式 (6) で表されることを説明した．しかし，磁場は反陽子の磁気モーメントとも相互作用する．反陽子はスピン 1/2 のフェルミ粒子であり，以下の磁気モーメント  $\vec{\mu}_p$  を有する：

$$\vec{\mu}_p = g_p \frac{q}{2m} \vec{S} \quad (12)$$

$$|\vec{\mu}_p| = \frac{g_p}{2} \mu_N. \quad (13)$$

ここで， $g_p$  はランデの  $g$  因子， $\vec{S}$  は反陽子のスピン， $\mu_N$  は核磁子である．反陽子の磁気モーメントは磁場  $\vec{B}$  によるトルクを受け，その結果，磁場の軸  $z$  の周りを歳差運動する（古典的な描像）．これをラーモア歳差運動といい，その周波数は以下で表される：

$$\nu_L = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_p}{2} \cdot \frac{q}{m} \cdot B_z. \quad (14)$$

ラーモア周波数  $\nu_L$  に相当する交流磁場  $\vec{B}_{\text{rf}}(\nu_{\text{RF}})$  を  $z$  軸と垂直になるように印加すると，50% の確率でスピンの反転が起きる（スピンスリップ）．スピンスリップの確率を  $\vec{B}_{\text{rf}}(\nu_{\text{RF}})$  の周波数の関数として測定すれば，ラーモア周波数  $\nu_L$  を求めることが出来る．ここで，式 (14) と式 (6) の比を取ることを考える．すると， $g_p/2$  はラーモア周波数  $\nu_L$  とサイクロトロン周波数  $\nu_c$  の比として，簡単に表すことが出来ることがわかる：

$$\frac{g_p}{2} = \frac{\nu_L}{\nu_c}. \quad (15)$$

したがって，磁場中における反陽子の独立な2つの周波数 ( $\nu_L$  と  $\nu_c$ ) を測定すれば，磁気モーメントを核磁子  $\mu_N$  の単位として求めることが可能である（式 (13) を参照）．

第2節で示したように，反陽子の cyclotron frequency  $\nu_c$  は，ペニングトラップ中の独立な3つの固有周波数を，単一粒子検出器を用いることにより，高精度で測定が可能である．一方，ラーモア周波数  $\nu_L$  に関しては一工夫が必要である．なぜなら，スピンは軌道運動とは異なる内部自由度であり，トラップ電極に鏡像電流を流さず，スピンスリップが起きてもその現象を直接観測することは出来ないからである．ここで，トラップ中心に不均一磁場を導入し，間接的にスピンスリップを観測することを考える．不均一磁場は，以下のように表されるとする：

$$\vec{B}(\rho, z) = B_0 \vec{e}_z + B_2 \left( \left( z^2 - \frac{\rho^2}{2} \right) \vec{e}_z - \rho z \vec{e}_\rho \right). \quad (16)$$

反陽子の磁気モーメント  $\vec{\mu}_p$  と不均一磁場  $\vec{B}(\rho, z)$  が相互作用する際の磁気双極子エネルギーは， $E_{\text{MD}} = -\vec{\mu}_p \cdot \vec{B}(\rho, z)$  となる．議論の単純化のために  $\rho = 0$  の場合を考え，同時にトラップ電極による電位ポテンシャル (式 (1)) も考慮し，反陽子が感じる  $z$  方向の全ポテンシャルエネルギーを導出する．すると，磁気モーメント  $\vec{\mu}_p$  の向きによって軸方向周波数  $\nu_z$  が変化する現象が起きると予想される：

$$\nu_z \approx \nu_{z,0} + \frac{B_2}{4\pi^2 m \nu_{z,0}} (\mu_p + \mu_+ + \mu_-). \quad (17)$$

ここで， $\mu_+$  と  $\mu_-$  はそれぞれ modified cyclotron motion と magnetron motion 由来の磁気モーメントに対応する．式 (17) より，スピンスリップが「上向き」のときと「下向き」のときで軸方向周波数  $\nu_z$  は異なり，その差  $\Delta\nu_{z,\text{SF}}$  は，

$$\Delta\nu_{z,\text{SF}} = \frac{g_p q \hbar B_2}{8\pi^2 m^2 \nu_{z,0}} \quad (18)$$

となることがわかる．よって，反陽子にある周波数  $\nu_{\text{RF}}$  を持つ交流磁場を加えたとき，その前後で軸方向周波数  $\nu_z$  が  $\Delta\nu_{z,\text{SF}}$  だけ変化したら，スピンスリップが起きたことを意味する．このように，間接的な方法で非破壊的にスピンスリップを観測する手法を continuous Stern-Gerlach effect [24] という．以上，ペニングトラップを用いて反陽子の磁気モーメントを測定する基本的な手法について簡単に紹介した．

これより、BASEが2017年に発表した単一反陽子の磁気モーメントの高精度測定に関して紹介していく。第4節で説明した通り、ADより供給された多量の反陽子をRTに捕獲した後、1個の反陽子を順次他のトラップへと輸送する。今回の測定で要となるのは、不均一磁場が導入してあるAnalysis trap (AT)であり、ATで磁気モーメントの測定を行った。ATのRing電極には強磁性体であるコバルト鉄を用いており、従来よりはるかに大きい磁場の不均一度 $B_2$ を実現することに成功し、 $\Delta\nu_{z,SF} \approx \pm 180$  mHzを達成した。BASEの実験環境においては軸方向周波数 $\nu_z$ はおおよそ650 kHzなので、スピントリップを観測するためにはこの僅かな変化を測定しなければならない。したがって、 $\nu_z$ 自体が非常に安定であることが求められるので、トラップ電極に印加する電圧の安定化やAT内のバックグラウンド粒子をなるべく減らさなければならない。さらに難しい課題は、 $\nu_z$ はスピン由来の磁気モーメント $\mu_p$ に依存するだけではなく、反陽子の径方向の回転運動であるmodified cyclotron motionとmagnetron motion由来の磁気モーメント $\mu_{(+/-)}$ にも依存するという点である(式(17)参照)。ここで、modified cyclotron motionとmagnetron motionの主量子数をそれぞれ $n_+$ 、 $n_-$ と置くことにする。これらの主量子数の変化に伴い(磁気モーメントの変化に対応する)、軸方向周波数 $\nu_z$ がどれだけ変化するかを見積もると、 $\Delta n_+ = \pm 1$ で約 $\pm 60$  mHz、 $\Delta n_- = \pm 1$ で約 $\pm 40$   $\mu$ Hzであることがわかる。したがって、軸方向周波数 $\nu_z$ はmodified cyclotron motionの主量子数 $n_+$ の変化に敏感であることがわかる。スピントリップに伴う $\nu_z$ の変化 $\Delta\nu_{z,SF}$ が $\pm 180$  mHzなので、 $n_+$ の時間変化(heating rate)をなるべく抑制しないとスピン判定が困難になる。 $n_+$ のheating rateは、以下の式で表されることが知られている[25]：

$$\frac{dn_+}{dt} \approx \frac{q^2}{2mh\nu_+} n_+ \Lambda^2 \langle e_n(t), e_n(t-\tau) \rangle. \quad (19)$$

ここで、 $1/\Lambda$ はトラップ特有の長さ、 $\langle e_n(t), e_n(t-\tau) \rangle$ は、トラップ電極にかかっているノイズのパ

ワースペクトル密度である。式(19)より、heating rateを抑えるためには、

1. modified cyclotron motionを冷却することにより $n_+$ をなるべく小さくすることと、
2. トラップ電極にかかっているノイズを可能な限り除去すること

が必要である。条件1に関しては、ATの1つ上流側に位置するPTに接続してあるサイクロトロン検出器を用いて冷却することで達成できる。サイクロトロン検出器は第3節で紹介した単一粒子検出器の一種であり、modified cyclotron motionの周波数 $\nu_+$ と一致するような共鳴周波数 $\nu_0$ を持っている。まず、1個の反陽子をPTに輸送し、サイクロトロン検出器と一定時間相互作用させ $n_+$ を冷却し、ATに輸送する。サイクロトロン検出器は周りの環境に依存した(冷媒の温度、ノイズ)実効温度 $T_{\text{eff}}$ を持つので、サイクロトロン検出器と相互作用した後の $n_+$ は、 $T_{\text{eff}}$ に対応したボルツマン分布をしている。ATには強い不均一磁場が導入してあり、反陽子の軸方向周波数 $\nu_z$ は $n_+$ に依存するので、ATで $\nu_z$ を測定するとmodified cyclotron motionのエネルギー $E_+$ も決定する。 $E_+$ が小さいほど(磁気モーメントが小さいほど) $\nu_z$ も小さいので、 $\nu_z$ が出来るだけ小さくなるまで「PTに接続してあるサイクロトロン検出器と相互作用→ATで $E_+$ の観測」を繰り返す( $E_+/k_B \leq 100$  mKになるまで)。 $E_+/k_B \leq 100$  mKの反陽子を用意するために必要な時間はサイクロトロン検出器の実効温度 $T_{\text{eff}}$ に依存するため、装置のノイズを可能な限り除去する必要がある。これにより、 $T_{\text{eff}}$ を小さくするだけではなく、 $n_+$ のheating rateも抑制することが可能である。トラップ電極にかかっているノイズの除去は、電極に印加するDC電圧を多段のRCフィルターによって安定化させたり、電子機器の接続を見直してグラウンドループを除去したりすることで解決出来る。2017年に行った反陽子の磁気モーメントの測定実験では $T_{\text{eff}} = 8.3(1.1)$  Kであり、100 mK以下

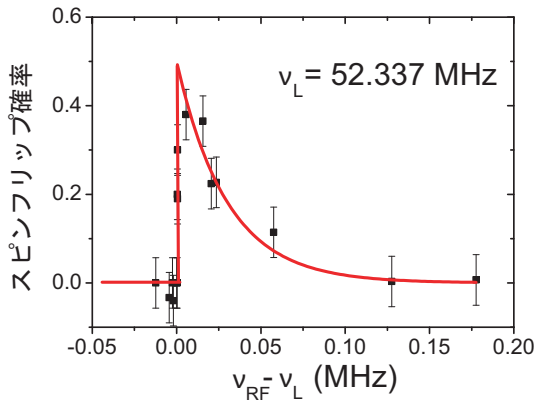


図 9: Analysis trap における 1 個の反陽子のラーモアスペクトル [23]. カット周波数を磁気モーメントの計算に用いた. ここで,  $\nu_{RF}$  は反陽子に加える交流磁場の周波数である.

の反陽子を用意するために約 10 時間要した.

以上のようにして AT に十分に冷えた反陽子を用意したら, AT の電極の近くに設置してあるコイルに交流電流を流してスピントリップを促し, 軸方向周波数  $\nu_z$  の変化を観測する. 前述した通り, 印加する交流電流の周波数  $\nu_{RF}$  をスピントリップが生じた確率の関数としてプロットすることで, ラーモア周波数  $\nu_L$  を測定することが可能である. 図 9 に AT における単一反陽子のラーモア周波数  $\nu_L$  の共鳴スペクトルを示す. スペクトルの lineshape がボルツマン分布をしているのは, AT が式 (16) に示すような不均一磁場を導入しているからである (詳細は筆者の博士論文 [26] を参照). 磁気モーメントの計算にはスペクトルのカット周波数を用いた. 合計 6 回の磁気モーメントの測定に成功し (図 10 参照), 0.8 ppm (parts per million) の不確かさで  $g_p/2$  を決定した:

$$\frac{g_p}{2} = 2.7928465(23). \quad (20)$$

これは, 以前の測定 [27] の精度を 6 倍更新した値である. また, 陽子の磁気モーメント [28] と不確かさの範囲内で一致することを確認したので, 今回到達した精度では CPT 対称性が保たれていることがわかった. 反陽子の磁気モーメントを AT で測定している間, もう 1 個の反陽子を

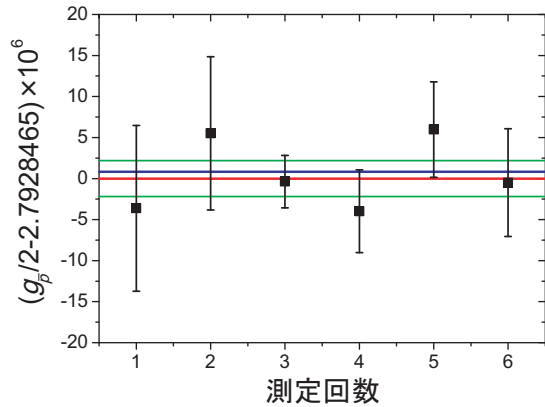


図 10: 反陽子の  $g$  因子の測定値 [23]. 合計 6 回測定することに成功した. 図の赤色の直線は反陽子の  $g$  因子の測定値で, 2 つの緑色の直線はその不確かさを表している. また, 青色の直線は陽子の  $g$  因子の値である (ppb (parts per billion) の精度で決定されているため, この図で不確かさは省略してある).

PT 中にトラップし, その cyclotron frequency  $\nu_c$  を測定し続けることで, トラップ磁場の安定性を評価した. その結果,  $\Delta B/B < 6 \times 10^{-9}/h$  となり, 反陽子の磁気モーメントを ppm の精度で測定する上では十分に安定であることがわかった. また, 共鳴スペクトルのカット周波数の不確かさはモンテカルロ法と最小二乗法によって評価したが, これらの議論の詳細は, 筆者の博士論文を参考にして欲しい [26].

## 7. まとめ

筆者は博士課程在学時に BASE 国際共同研究グループにおいて, 当時世界最高精度で以下の測定を行うことに貢献した.

1. 69 ppt の相対精度で, 陽子と反陽子の質量電荷比を比較 [18].
2. 0.8 ppm の相対精度で, 反陽子の磁気モーメントを測定 [23].

以上の測定で, 到達した精度では CPT 対称性が保たれていることを確認し, 陽子と反陽子の

対称性についての理解を深めた。

## 8. 謝辞

本記事で紹介した研究成果は、多くの方々からの協力の下で達成されたものである。ここで特に、当時筆者の指導教員であった東京大学大学院総合文化研究科の松田恭幸教授と、BASE国際共同研究グループのリーダーである理化学研究所のStefan Ulmer 主任研究員に厚く御礼申し上げます。また、本研究は、RIKEN pioneering Project Funding, RIKEN PR Funding, RIKEN JRA Program, the Grant-in-Aid or Specially Promoted Research of MEXT, the Max-Planck Society, the EU, the Helmholtz-Gemeinschaft, the CERN-fellowship programme の支援により遂行されたものである。

## 参考文献

- [1] M. Dine and A. Kusenko, *Rev. Mod. Phys.*, **76**, 1 (2003).
- [2] G. Lueders, *Annals of Physics*, **2**, 1 (1957).
- [3] R. Van Dyck Jr, P. Schwinberg, and H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 26 (1987).
- [4] B. Schwingerheuer *et al.*, *Phys. Rev. Lett*, **74**, 4376 (1995).
- [5] J.P. Miller, E. De Rafael, and B.L. Roberts, *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 795 (2007).
- [6] G. Gabrielse, A. Khabbaz, D. Hall, C. Heimann, H. Kalinowsky, and W. Jhe, *Phys. Rev. Lett*, **82**, 3198 (1999).
- [7] M. Hori *et al.*, *Nature*, **475**, 484 (2011).
- [8] M. Ahmadi *et al.*, *Nature*, **548**, 66 (2017).
- [9] M. Ahmadi *et al.*, *Nature*, **541**, 506 (2017).
- [10] ALICE Collaboration, *Nat. Phys.*, **11**, 811814 (2015).
- [11] C. Smorra *et al.*, *Eur. Phys. J. S.T.*, **224**, 3055 (2015).
- [12] L.S. Brown and G. Gabrielse, *Phys. Rev. A.*, **25**, 2423 (1982).
- [13] J. Johnson, *Phys. Rev.*, **32**, 97 (1928).
- [14] H. Nyquist, *Phys Rev.*, **32**, 110 (1928).
- [15] H. Nagahama *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **87**, 113305 (2016).
- [16] S. Sellner *et al.*, *New J. Phys.*, **19**, 083023 (2017).
- [17] C. Smorra *et al.*, *Int. J. Mass Spectrom.*, **389**, 10 (2015).
- [18] S. Ulmer *et al.*, *Nature*, **524**, 196 (2015).
- [19] S. Sturm *et al.*, *Nature*, **506**, 467 (2014).
- [20] J.K. Thompson, S. Rainville, and D.E. Pritchard, *Nature*, **430**, 58 (2004).
- [21] C.G. Parthey *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 203001 (2011).
- [22] A.K. Bhatia and R.J. Drachmann, *J. Phys. At. Mol. Opt. Phys.*, **27**, 1299 (1994).
- [23] H. Nagahama *et al.*, *Nat. Commun.*, **8**, 14084 (2017).
- [24] H.G. Dehmelt and P. Ekstroem, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **83**, 2291 (1986).
- [25] T.A. Savard, K.M. O’Hara, and J.E. Thomas, *Phys. Rev. A*, **56**, R1095 (1997).
- [26] 長濱弘季, “反陽子の基礎物理量の高精度測定”, 東京大学, 博士論文 (2017).
- [27] J. DiSciaccia *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 130801 (2013).
- [28] A. Mooser *et al.*, *Nature*, **509**, 596 (2014).

---

## 2018 年度 役員・委員会

### 会長

城丸春夫（首都大学東京）

### 幹事

平山孝人（立教大学）〔副会長〕

彦坂泰正（富山大学）

吉井裕（放射線医学総合研究所）

土田秀次（京都大学）

松本淳（首都大学東京）

### 運営委員

岡田邦宏（上智大学）

佐甲徳栄（日本大学）

星野正光（上智大学）

東俊行（理化学研究所）

加藤大治（核融合科学研究所）

土田秀次（京都大学）

平山孝人（立教大学）

松本淳（首都大学東京）

小田切丈（上智大学）

中村信行（電気通信大学）

本橋健次（東洋大学）

鵜飼正敏（東京農工大学）

田沼肇（首都大学東京）

彦坂泰正（富山大学）

間嶋拓也（京都大学）

吉井裕（放射線医学総合研究所）

### 常置委員会

編集委員会 委員長：彦坂泰正（富山大学）

行事委員会 委員長：土田秀次（京都大学）

広報渉外委員会 委員長：吉井裕（放射線医学総合研究所）

顕彰委員会 委員長：平山孝人（立教大学）

庶務委員会 委員長：松本淳（首都大学東京）

---

編集委員 大橋隼人, 岡田邦宏, 金安達夫, 北島昌史,  
中井陽一, 彦坂泰正, 松田晃孝, 森下亨



しょうとつ 第15巻 第5号 (通巻84号)

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2018

<http://www.atomiccollision.jp/>

発行: 2018年9月18日

配信: 原子衝突学会事務局 <[acr-post@bunken.co.jp](mailto:acr-post@bunken.co.jp)>