修士学位論文

反水素合成に向けた 陽電子の蓄積および輸送

平成 20 年度 東京大学大学院 総合文化研究科 広域科学専攻相関基礎科学系 学籍番号 31076920

下山 拓也

2009年3月6日提出

目次

第1章	〕 序論	3
1.1	CPT 対称性とは	3
1.2	反水素原子を用いた CPT 対称性の検証	
1.3	反水素原子の合成およびその手法	
1.5	3.1 反水素原子とその合成過程	
1.5	3.2 反水素原子合成の歴史	5
1.4	我々の反水素トラップ	7
1.5	反水素原子の分光実験の手法	10
1.6	超低速反陽子ビーム	11
1.7	本研究の目的	
第2章	5 実験手法および原理	
2.1	陽電子の蓄積法	
2.2	低速陽電子ビーム	
2.2	 モデレータの選定 	
2.2	2.2 低速陽電子と気体分子の衝突	
2.3	蓄積陽電子数の測定法	19
第3章	N2ガスを用いた陽電子蓄積に用いた装置	
3.1	陽電子源	
3.2	陽電子トラップ	
3.2	2.1 MRT (Multi Ring Trap)、ガスセルおよび extractor	
3.2	2.2 透過型および反射型モデレータ	
3.3	真空排気系および N2 ガス導入系	
3.4	陽電子輸送ライン	
3.5	MCP および蛍光板検出器	30

第4章	: 陽電子の蓄積および輸送実験	31
4.1	陽電子蓄積実験の方針	31
4.2	蓄積から引き出しまでの流れ	32
4.3	陽電子蓄積ポテンシャルの最適化	34
4.4	透過型および反射型モデレータの電位最適化	38
4.4	4.1 反射型モデレータに印加した電圧と蓄積陽電子数	38
4.4	4.2 透過型モデレータに印加した電圧と蓄積陽電子数	39
4.5	陽電子数の磁場強度依存性	40
4.6	蓄積陽電子数のガス圧依存性	42
4.7	蓄積陽電子の寿命	43
4.8	陽電子の蓄積効率	45
4.9	陽電子の輸送実験	46
4.9	9.1 陽電子輸送シミュレーション	46
4.9	9.2 陽電子輸送実験	47
4.9	9.3 陽電子輸送実験結果	48
第5章	きまとめと今後の展望	50
5.1	実験結果のまとめ	50
5.1	1.1 陽電子蓄積効率の評価	50
5.1	1.2 実験結果の考察および改善点	51
5.2	まとめと今後の展望	52

第1章 序論

我々は、CERN 研究所(欧州原子核研究機構)にある AD (Antiproton Decelerator)という施設に おいて、反水素原子の合成と、基底状態における超微細構造分裂の精密測定による CPT 対称性の 検証を目指して研究をおこなっている。

1.1 CPT 対称性とは

点状の粒子に対する全ての局所的相対論的場の理論は CPT 変換に対して不変である。これが CPT 不変性であり、荷電変換(C)、パリティ変換(P)、および時間変換(T)をおこなったときに物 理法則が不変であることを意味する。CPT 定理の帰結として、(1)~(3)が導かれる。

(1)粒子と反粒子の質量は等しい。(2)粒子と反粒子の磁気モーメントは符号が逆で等しい大きさである。(3)粒子と反粒子の寿命は等しい。

CPT 対称性の検証に関しては、 $e^+ - e^-$ 、p - p 、 $\mu^+ - \mu^-$ を初めとする様々な粒子の電荷、 質量、磁気モーメントなどの比較実験がおこなわれている [1]。現在最も精度の高い **CPT** 不変

性の検証はK₀とK₀の崩壊から質量を求める方法であり、相対精度 10⁻¹⁸ という高い精度が得

られているが[2]、これをエネルギー(周波数)のスケールに換算すると、~100 kHz となる。エ ネルギーの絶対値を問題にすれば、これよりも高い精度で CPT 対称性の検証をおこなうことが できれば、最も厳しい CPT 対称性の検証となる。

1.2 反水素原子を用いた CPT 対称性の検証

水素原子の 1s-2s 準位間周波数や、超微細構造分裂の遷移周波数は分光実験によってそれぞ れ 7.0×10⁻¹⁶と 7.0×10⁻¹³という高精度で測定されている[3]。そこで、反水素原子も精密測定を 行うことができれば、粒子と反粒子の遷移周波数を比較することによって CPT 対称性の検証実 験がおこなえることになる。標準理論を CPT 対称性の破れと Lorentz 対称性が同時に破れるこ とを仮定して、拡張したあるモデル的考察では、CPT 対称性の破れは、基底状態の微細構造分 裂の項にあらわれるとしている[4]。

反水素原子は反陽子と陽電子からなる水素原子の反物質である。反水素原子は1998年CERN 研究所および Fermi 研究所において生成に成功した。2002 年には CERN の国際共同実験 ATHENA および ATRAP が反水素原子の大量生成に成功している[5]。

我々が所属している ASACUSA グループは、CPT 対称性の破れに敏感だとされている超微 細構造分裂の遷移周波数の分光実験を計画している。これまでに反陽子を効率的に蓄積および 冷却し、それを超低速の反陽子ビームとして引き出す手法を開発してきた。また、反水素原子 の生成し、閉じ込めるための反水素トラップの開発も同時におこなってきた。

1.3 反水素原子の合成およびその手法

1.3.1 反水素原子とその合成過程

反水素合成の主な過程には放射性再結合(Radiative recombination)と三体再結合(three body recombination)がある。それぞれ、

三体再結合
$$\overline{\mathbf{p}} + e^+ + e^+ \rightarrow \overline{\mathbf{H}}(n,l) + e^+$$
 (1)

放射性再結合
$$\overline{\mathbf{p}} + e^+ \rightarrow \overline{\mathbf{H}}(n,l) + hv$$
 (2)

となる。式(1)は反陽子と陽電子が結合したときの余分なエネルギーをもうひとつの陽電子 が持ち出すことでおきる反応であり、(2)は結合したときの余分なエネルギーを光として放 出する反応である。磁場も電場もない環境であれば、反応レートは陽電子密度の2乗と陽 電子温度の-4.5 乗で依存しているという理論があり、三体再結合の反応が優位であるとさ れている[4]。ただし、実験データの温度依存性は-4.5 乗よりも弱いという報告もあり[6]、 強磁場中の反水素の合成過程についてはまだよくわかっていないことも多いが、少なくと も効率よく反水素原子を合成するためには、冷えており、密度の高い陽電子が必要である。

1.3.2 反水素原子合成の歴史

2002年に ATHENA および ATRAP が反水素の合成に成功した際には、nested Penning trap という電極配置を用いている。

図1.1に示すように、nested Penning trap は Malmberg Penning trap を応用したもので、 多数の円筒電極を使って正と負の二つのポテンシャルの井戸を入れ子にすることにより、 反陽子と陽電子の同時閉じ込めを実現している。あらかじめ、陽電子を蓄積しておき、そ の中に反陽子を入射する。同じ領域に閉じ込められた反陽子と陽電子は衝突を繰り返し、 反陽子のエネルギーを陽電子が受け取る。陽電子がサイクロトロン放射によって冷える時 定数は反陽子に比べて質量に反比例して早いので、やがて反陽子、陽電子ともに環境温度 程度まで冷え、反水素原子が生成される。

生成された反水素原子は電気的に中性なので、電場と一様磁場で閉じ込めることはでき ない。反水素原子の多くはトラップの内壁に衝突し、消滅する。反陽子は消滅時に π^{\pm} 、 π^{0} を放出し、陽電子は γ 線を放出する。2 層に巻いた Si ストリップ検出器と CsI 結晶およ び avalanche photodiode でトラップを囲み、それぞれの消滅点を計算する[5]。反陽子と 陽電子の消滅点を計算し、反陽子と陽電子が同じ位置で同時に消滅していることをもって 反水素原子の消滅信号としている。つまり、反陽子と陽電子が同じ位置、時刻に消滅した ことでそこに反水素がいたことを示した。



図 1.1 ATHENA グループによる nested trap を用いた反水素の合成方法。あらかじめ蓄積しておいた陽電子の中に反陽子を打ち込み、同時に閉じ込める。反陽子と陽電子の消滅 位置を計算し、反水素消滅の信号を得る。

1.4 我々の反水素トラップ

基底状態の微細構造分裂の遷移周波数の測定を行なうためには、基底状態の反水素原 子が必要である。しかし、合成された反水素原子の多くは高励起状態であることがわか っている[7]。よって生成された反水素原子が基底状態へ脱励起するまで閉じ込める必要 がある。

1.3.2 節で説明した nested Penning trap を用いる手法では反水素原子を閉じ込めることはできず、反水素原子の分光実験は不可能である。したがって、分光実験に向けて、次になすべきことは反水素原子の閉じ込めおよび制御である。

反水素原子は電気的に中性であるが、磁気モーメントを持つので、極小磁場領域を持 つ不均一磁場によって閉じ込めが可能となる。

中性粒子の閉じ込め方法はいくつか提案されている[8~12]が、荷電粒子の閉じ込めは 磁場の軸対称性が重要であることが知られている[13]。そこで我々は軸対称性を持ちつ つ、中央に極小磁場領域を持つ cusp 磁場を採用した。図 1.2 に示すように、cusp 磁場 は磁場の中心に極小磁場領域が存在し、そこに中性粒子が閉じ込められる構造になって いる。極小磁場領域の両側の領域Aは磁場の強い領域であり、そこに反陽子と陽電子の 蓄積をおこなう。

磁気モーメントμをもっている粒子は磁場強度 Вの不均一磁場中で

$$\vec{F} = -\vec{\mu}(\nabla \cdot \vec{B}) \tag{1}$$

の力を受け、閉じ込められる。合成された反水素原子は多くが高励起状態にあり[7]、不 均一磁場内で振動運動をしている。この状態で、高励起状態の反水素原子は磁場の強い 領域に存在する時間が長いので、高励起状態の反水素原子は磁場の強い領域で脱励起す る[14]。

以上のように cusp 磁場を用いた反水素トラップは合成された反水素原子を閉じ込め、 脱励起させるための機構を備えている。図 1.3 に示すように、我々の反水素トラップは 図中の左側から反陽子を、右側から陽電子を入射し、閉じ込める方法を採用している。 これまでの実験で cusp 磁場中で反陽子を蓄積し、電子冷却することに成功している。図 1.4 に反水素トラップの写真を示した。

 $\mathbf{7}$



図 1.2 cusp 磁場の閉じ込め領域



図 1.3 反水素トラップの概略図



図 1.4 反水素トラップの写真

1.5 反水素原子の分光実験の手法

反水素原子の分光実験にはいくつかの手法が考えられる。水素原子についてこれまで 知られている超微細構造分裂の分光法としては、まず、(1)水素原子のメーザーが挙げら れるが、容器に入った水素原子はでてくるまでに壁と衝突している。反水素原子は壁に 衝突すると消滅してしまうので、採用できない。次に(2)磁気トラップ中の中性原子に対 し、磁気共鳴をおこなう方法であるが[15]、磁場中ではゼーマン効果により、励起状態 がシフトしてしまうので、精密測定には適していない。また、(3)Rabiの方法と呼ばれ、 水素原子ビームを不均一磁場中に通し、その軌道が水素原子の角運動量の状態によって 変化することを利用する方法がある。

(1)は反水素原子が壁と衝突してしまうため不適であり、(2)は精密測定には不向きであ る。しがたって、我々は分光実験の手法として(3)を採用することを計画している。(1) 式の力によって磁場の最小領域に閉じ込められるのは、磁場と反平行な磁気モーメント を持つ反水素原子(Low field seeking state)であり[14]、分光をおこなう際には、すでに 偏極した状態で、cusp 磁場によって収束されながら引き出される。図 1.5 に示したよう に反水素トラップの後段にマイクロ波共振器と不均一磁場を発生させる 6 重極マグネッ トおよび反水素検出器を設置する。マイクロ波共振器で共振周波数 v を変化させながら 実験をおこない、超微細構造分裂の遷移周波数 v HF に一致したものはスピン反転が起こ り、6 重極マグネットを通過する際に、発散する軌道を示す。よって共振周波数 v を変 えて実験をおこない、反水素の軌道が発散するものを見つければよい。



図 1.5 反水素原子生成と分光の手法の模式図

1.6 超低速反陽子ビーム

反水素原子の合成のためには、反陽子と陽電子が必要である。本節では、反陽子を得る方法について説明する。

図1.6に示すように、反陽子は陽子シンクロトロン(proton synchrotron)で加速した 25GeV の陽子ビームを AD の入口に置かれた Ir ターゲットに照射して生成する。生成された反陽子 は AD 内で確率冷却[16]と電子冷却を用いて冷却と減速を繰り返し、図 1.7 に示す実験エリア には 5.3MeV の反陽子が 100ns のパルス幅で約 100 秒おきに供給される。反陽子の個数は 1 パルス当り 2~3×10⁷個、ビームのエミッタンスは~0.5πmm mrad である。図 1.8 に反陽子 が AD から供給され、減速される流れの模式図を示した。実験エリアに供給された反陽子は RFQD、反陽子トラップ(多重電極型電磁トラップ)を経て反水素トラップに蓄積される。AD からの反陽子はまず RFQD(Radio Frequency Quadrupole Decelerator)に打ち込まれる。 RFQ は通常、粒子の加速に用いられるが、RFQD は逆位相で運転することによって荷電粒子 の減速をおこなう装置である。RFQD は AD からの 5.3MeV の反陽子を 63keV まで減速する ことができ、反陽子のエネルギーは RFQD のバイアス電圧を調整することで 10~120keV の 間で可変である。RFQD の減速効率は~30%である。

RFQD で減速された反陽子は、次に多重電極型電磁トラップ(MRT:Multi Ring Trap)内に 入射し、閉じ込められ、あらかじめ導入しておいた電子との衝突によって冷却される。我々 は反陽子トラップに AD 1shot あたり 10⁶ 個の反陽子蓄積に成功している。反陽子は反陽子 トラップに蓄積され冷却されたのち、超低速反陽子ビームとして引き出され、反水素トラッ プに輸送および蓄積される。反水素トラップには 5×10⁵ 個/shot の反陽子の蓄積に成功し、 これは他のグループに比べて 2 桁程度大きな個数であり、反水素原子生成の大きな強みとな っている。



proton synchrotron

antiproton decelerater

図 1.6 反陽子を生成するための陽子加速器 PS(proton synchrotron)と反陽子減速器 AD(antiproton decelerater)。AD入り口付近の Ir ターゲットに 25GeV の陽子を照射したも のを集め、反陽子ビームを生成する。



図 1.7 ASACUSA ビームラインの写真。AD から入ってくる 5.3MeV の反陽子を減速し、超低速 反陽子ビームとして引きだす。



図 1.8 反陽子の減速の流れ

1.7 本研究の目的

前節までで反水素トラップ、分光実験および超低速反陽子について説明した。反水素原子の 合成には反陽子源と陽電子源が必要である。そのため、本研究では反水素原子の合成に必要な コンパクトで操作性のよい陽電子蓄積装置を開発し、陽電子の蓄積効率の最適化をおこなった。 また、蓄積した陽電子を反水素トラップへ輸送した。

第2章 実験手法および原理

2.1 陽電子の蓄積法

本節では、陽電子の蓄積方法について説明する。高効率の陽電子蓄積法には、常温下で強磁 場を用いずにガスを陽電子減速剤として使用する「バッファガス方式」[17]や強磁場、高真空、 極低温状態で電子プラズマとのクーロン散乱によって陽電子を減速し、蓄積をおこなう「電子 冷却式」[18]がある。

蓄積効率
$$\varepsilon = \frac{R_e}{N_e}$$

を考える。Reは単位時間あたりの蓄積陽電子数、Neは単位時間当たりにトラップ領域に入って きた陽電子数である。

バッファガス方式は Surko が開発し、蓄積効率は $\epsilon \sim 20\%$ が報告されている[17]。一方、電子冷却式は、 $\epsilon \sim 1\%$ という報告があり[18]、ガスを使わない超こうため高真空を保つことができるが蓄積効率の観点で前者に劣るとされている。

我々の実験では、反水素トラップと陽電子トラップはそれぞれ独立した装置であり、一度陽 電子トラップで蓄積した陽電子を反水素トラップへ輸送する方式をとっている。輸送をおこな う時以外は装置同士を輸送ラインをはさんでゲートバルブで仕切ることにより、ガスによる真 空度の不利を克服できるため、蓄積効率の高いバッファガス法を採用した。

図 2.1 に示すようにバッファガス方式は蓄積ポテンシャルのある領域とガスセル領域を使い、 モデレータを使い減速した陽電子をガスセル内のN₂ ガスとの反応(詳細は 2.2.2 で述べる)によ って蓄積する方法である。陽電子は放射線源が β⁺崩壊を起こして放出するものを用いるが、~ 540 keV までのエネルギー領域を持っているため、減速する必要がある。陽電子の減速にはモ デレータを用い(詳細は 2.2.1)、~3 eV の低速陽電子を得た。モデレータから再放出された陽電 子のうち、ガスセルでエネルギーを落としたものは蓄積ポテンシャルに蓄積される。図中のア パーチャー(φ6 mm)でガスセル領域と蓄積領域を隔てることで蓄積領域の真空への影響を減ら し、強磁場、低温化の環境で陽電子の蓄積実験をおこなった。

図 2.2 に示すように、我々の装置は、Surko 式の装置に比べ大変コンパクトであり、放射線 源を含めたトラップ装置全体が強磁場中にあり、陽電子がガスセル領域に入射するときに磁場 の変化による力(磁気ミラー効果[19])を受けずに済むメリットがある。



図 2.1 バッファガス方式による陽電子の蓄積法



図 2.2 ATHENA のトラップとの大きさの比較

2.2 低速陽電子ビーム

2.2.1 モデレータの選定

我々は陽電子源として²²Na ソースを用いた。²²Na はβ⁺崩壊を起こして陽電子を放出す る。放出された陽電子は540 keV までの連続的なエネルギーをもっているが、蓄積ポテン シャルに直接蓄積することは、エネルギーが高すぎ、不可能である。したがって、陽電子 源から放出された陽電子を高効率で蓄積するためには低速でかつエネルギーの揃ったビー ムに減速することが必要である。

低速の陽電子ビームを得るために、陽電子に対して負の仕事関数をもつ物質をモデレー タとして用いた。モデレータの表面近傍に打ち込まれた陽電子の一部は、再び拡散によっ て表面に戻ってきて、仕事関数に等しいエネルギーで表面から放出される。モデレータか ら放出される陽電子のエネルギー幅は室温で~75meV とされており[20]、バッファガスを 通過する際のエネルギー幅が少なく、減速するのに都合がよい(2.2.2 で述べる)。

モデレータの材質には希ガス結晶や単結晶タングステンやアニールされた多結晶物質 (Ni や Cu)が選ばれることが多く、その他の金属などもしばしば使われる[20]。モデレータ の配置は透過型と反射型があり、前者では陽電子が入射してきた方向と同じ方向に再放出 され、後者は逆方向に再放出される。

低速陽電子ビームを考える際にはモデレータでの陽電子変換効率 & mが重要であり、

と定義する。

モデレータに到達した陽電子が再放出される過程における低速陽電子への変換効率 ε_m は 10⁻³~10⁻⁴のオーダーである。 ε_m は線源やモデレータの配置、モデレータの材質および 表面の状態や引き出し条件など、多くの要因に依存しており、正確な値を見積もるのは困難である。もっとも ε_m がよいとされているネオンモデレータは凝固点が 24K と低いため、低温環境が必要であり、扱いが困難である。表 2.1 にタングステンとニッケルの透過型モデレータの変換効率 ε_m を示した。モデレータは非常に薄く脆いため、扱いが難しい。変換効率 ε_m と厚さの観点からニッケルよりもタングステンのほうが優れており、本研究で はモデレータに多結晶タングステンを使った。

材質	厚み	変換効率ε "
多結晶タングステン	6µ m	2.6 × 10 ^{−4}
多結晶タングステン	15µ m	1 × 10 ⁻⁴
多結晶ニッケル	5µ m	1 × 10 ⁻⁴

表 2.1 透過型モデレータの変換効率 8 "

2.2.2 低速陽電子と気体分子の衝突

本節ではガス中の低速陽電子のふるまいについて説明する。陽電子と気体分子との反 応については以前から研究されており[20]、次にあげる反応がある。

イオン化

$AB + e^+ \rightarrow AB^+ + e^+ + e^-$	(1)
ポジトロニウム生成	
$AB + e^+ \rightarrow AB^+ + Ps$	(2)
電子励起	

 $AB + e^+ \rightarrow AB^* + e^+$ (3)

他にガス中の電子との対消滅や陽電子によるガス分子の乖離反応があるが、無視できる 大きさである[21]。

N₂、CO、O₂のそれぞれの過程に対する閾値および断面積を表 2.1 に示す。(1)~(3)の 反応の中で低速陽電子の減速に寄与するのは、(3)のガス中の電子を励起する電子励起の 過程である。一方で、陽電子をガス中で減速する際に障害となるのは、ポジトロニウム 生成の過程である。陽電子を効率よく減速するためには(3)の反応が起こる断面積の比率 が高いエネルギー領域を持つガスを使う必要がある。

図2.3は電子励起とポジトロニウム生成の断面積をN2とCOそれぞれについてあらわ している。●と▼が N2のポジトロニウム生成と電子励起、○と▽が CO のポジトロニウ ム生成と電子励起をあらわす。N₂に関してはこれらの反応が起こる閾値の付近で、

電子励起>ポジトロニウム生成

となる領域がある。ポジトロニウム生成に比べ、陽電子による電子励起が起こる比率が 高い領域である。このようなエネルギー領域を持つのは N2 だけである。N2 の電子励起は 陽電子のエネルギーが8 eV あたりで起き始め、11eV を過ぎると、ポジトロニウム生成の

比率が大きくなっているのがわかる。したがって陽電子のエネルギーを 8~11 eV 付近に調整し、バッファガスは N₂を使うことが好ましい。

以上より、バッファガスには N2を採用した。

Molecule	Excitation	Ps formation	Direct ionization
N 2	8.59 eV	8.78 eV	15.58 eV
CO	8.07 eV	7.21 eV	14.01 eV
0 2	7.05 eV	5.4 eV	12.2 eV

表 2.2 N₂、CO、O₂に対する各過程を起こすエネルギーの閾値[20]。 N₂のみ、ポジトロニウム生成よりも電子励起の閾値の方が低い。



図 2.3 N₂ と CO の断面積。 ●と▼が N₂の Ps 生成と電子励起、○と▽が CO の P s 生成と電子励起をあらわす。[20]

2.3 蓄積陽電子数の測定法

陽電子の蓄積実験をおこなう際の陽電子数の見積もり方法について述べる。蓄積陽電子数の 見積もりはマイクロチャンネルプレート(MCP,Micro Channel Plate)と蛍光板検出器を用いて おこなう。

荷電粒子の個数を測定するためには所謂ファラデーカップを用いる検出方法が考えられるが、 本実験において、測定すべき陽電子の数は非常に少ないため、ファラデーカップの前で信号を 増幅する必要があった。増幅方法として、我々はマイクロチャンネルプレートを用いた。

図 2.4 に示すように、陽電子トラップに蓄積後、パルスビームとして引き出された陽電子は、 MCP にあたり、2 次電子が放出される。2 次電子は MCP によって増倍されファラデーカップ として用いている導電性の蛍光板に引き込まれる。



図 2.4 陽電子が衝突した MCP が電子を 2 次電子を放出し、ファラデーカップとして用いている蛍 光板検出器に引き込まれる。

陽電子による MCP 上での 2 次電子放出効率を ϵ_s 、バイアス電圧 V における MCP の増倍率 を G(V)、蛍光板での電子放出効率を Ω_{phos} とすると、蛍光板で測定された電荷量 Q_{sig} と MCP にあたった陽電子の電荷量 Q_i の関係は

$$Q_{sig} = Q_i \varepsilon_s G(V) \Omega_{phos}$$

と書ける。

Q_i[C]と陽電子数 N_e+の関係は

$$N_{e^{-}} = Q_i / 6.24 \times 10^{18}$$

となるため、比例係数 $k(V) = \epsilon {}_{s}G(V) \Omega_{phos}$ がわかれば Q_{sig} から Q_i が求まり、陽電子数 N_{e+} がわ かる。ここで、陽電子でなく、蓄積個数の多い電子を使えば Q_i を直接測定することができる。 MCP での陽電子と電子の 2 次電子放出効率はほぼ等しいと仮定して、電子に対する k(V)を測 定し、それを陽電子に用いた。電子を使って得た比例係数 k(V)を図 2.5 に示す。

本実験ではオシロスコープを用いて電荷量 Q_{sig} を測定している。蛍光板に到達した電子の電流(dQ/dt)は、負荷抵抗Rにより電圧 V(t)に変換される。よって、時間 t で積分すれば、

$$Q_{\rm sin} = \frac{1}{R} \int V(t) dt$$

となる。

実験では蛍光板からの電流をオシロスコープのインピーダンス R=50 Ω で受けている。 例えば、MCP に 1100V の電圧をかけた場合、k(V=1100)~6×10⁴ となり、オシロスコープで 測定された 5 nVs の電荷量は~2×10⁴ 個の陽電子シグナルに相当する。この値を用いてオシロ スコープでの電圧の積分量を陽電子数に換算した。



第3章 N₂ガスを用いた陽電子蓄積に用いた装置

図 3.1 に陽電子蓄積で用いたトラップ装置全体の概略を示した。超伝導マグネット (superconducting solenoid)と長さ 1.8 m、内径 150 mm のボアが架台の上に設置され、その中に ²²Na 線源、ガスセル、MRT (Multi Ring Trap)、extractor が設置されている。

²²Na 線源は heavy alloy で囲まれており、陽電子の出口は、通常時はシールドでふさがれてい る。外からシールドを開閉できる機構が備わっており、陽電子を引き出す時にシールドを開け、 陽電子の放出をおこなう。放出した陽電子はガスセルの先端に設置した透過型モデレータに入射 し、再放出した陽電子をガスセルと MRT を用いて蓄積する。反射型モデレータにも可動機構が 備わっており、蓄積した陽電子を引き出す時は、反射型モデレータを陽電子軸上から外し、引き 出しをおこなう。陽電子は、配線などの絶縁体の影響を避けるための extractor を通して引きだ され、MCP および蛍光板検出器に衝突する。

超伝導マグネットの上部にはマグネットを冷却するための液体ヘリウム槽が設置されている。 マグネットの超伝導を維持するために液体ヘリウムを使って~130K に冷却されている。また、 ボアの両端に直線アクチュエーターが備わっており、その可動機構を用いることにより、中心軸 の軸あわせをおこなっている。

図3.2にトラップ装置全体の概観を示した。図中の黄色い点線の位置にボアが設置されている。



図 3.1 陽電子トラップの全体図



図 3.2 陽電子蓄積装置の概観

3.1 陽電子源

本研究で使っている²²Na 線源は半減期 2.6 年、購入時の線源強度は(50 mCi(1.85 GBq)であ る。図 3.3 は図 3.1 中の²²Na 線源部を拡大した図であり、陽電子の出口に可動機構のついたシ ールドがついている。図 3.4 に²²Na 線源の入ったカプセルの写真を示した。



図 3.3 ²²Na 線源の入った heavy alloy shield。



図 3.4 ²²Na 線源の入ったカプセル

3.2 陽電子トラップ

3.2.1 MRT (Multi Ring Trap)、ガスセルおよび extractor

陽電子の蓄積トラップ装置としてマルチリングトラップ(MRT)を採用した[22]。MRT は複数の同軸円筒電極からなっており、各電極にトラップの中心から距離の2 乗に比例した電圧をかけることにより、荷電粒子の安定な蓄積を可能にするポテンシャルを形成することができる[22]。また、超伝導マグネットによりトラップ領域に一様磁場を発生させる。MRT は、これらを用いて荷電粒子の軸方向および動径方向の運動を制限し、荷電粒子の閉じ込めをおこなうことができる装置である。

図 3.5 に示した陽電子トラップの MRT は、25 個の同軸円筒電極からなっており、内径は 40 mm、電極同士の間隔は 5 mm である。陽電子の安定な閉じ込めにはトラップ装置の同軸 度(それぞれのリング電極の中心が直線状にあるか)が重要であり、ホーニング加工を用いて、 15 µm という高い精度を実現した。陽電子の透過型モデレータに対するポテンシャルエネル ギーを決定するためにガスセル部にも電圧を印加することができる。図 3.6 の写真に示すよ うに、電極間の絶縁体には PEEK(poly-ether-ether-ketone)を用いた。

また、電極の配線による電場の影響をなくすために、MRT の出口から extractor と呼んで いるボアで引き出し口まで陽電子の軌道をガイドしている。



図 3.7 に MRT、ガスセルおよび extractor 部の写真を示した。



図 3.6 MRT の写真



図 3.7 MRT、ガスセル、extractor 部の写真

3.2.2 透過型および反射型モデレータ

²²Na 線源から放出される陽電子は図 3.5 に示した位置に設置してある透過型モデレータに 到達し、再放出されることで単色の低速陽電子ビームとなる。減速されずに通過して陽電子 は、MRT の出口に設置してある反射型モデレータにぶつかる構造になっている。モデレータ の材質は多結晶のタングステンで、厚さは透過型 4 µm、反射型 25 µm である。ガスセル の先端に設置してある透過型モデレータの写真を図 3.8 に示した。

図 3.9 の写真に示すように、反射型モデレータには可動機構が実装されており、陽電子蓄積時にはトラップ軸上に配置され(onaxis)、下流に陽電子を引き出すときは、軸上から外すことができる(offaxis)。



図 3.8 ガスセルの先端についている透過型モデレータ



図 3.9 反射型モデレータ。MRT とガスセルの間に可動機構と共に設置されている。onaxis 時 は反射型モデレータを使い、offaxis 時は陽電子をアパーチャーに通す。

3.3 真空排気系および № ガス導入系

図 3.10 は真空排気系とN₂ガス導入系をあらわしている。陽電子トラップ装置が入っている ボアは両側から TMP2 と TMP3 で真空を引いている(排気速度はそれぞれ 350 l/s と 70 l/s)。ガ スセル領域とトラップ領域の間にアパーチャー(差動排気量 S=0.2 l/s)を置き、真空度に差をつ けている。N₂ ガスはガスボンベから供給され、ガスセル内の圧力(ガス圧)は valve 1 および valve 3 を操作して調整する。valve 1 はニードルバルブになっており、ガスの流量を微調整す る。valve 3 を開放することによって TMP1(排気速度 150 l/s)を使ってガスセルの真空を引くこ とができる。MRT 内の真空度はボア用の真空計の測定値を使っている。図 3.10 に示すように、 ガスセルの真空度を測定している真空計とガスセルの間にはバッファガス導入管 φ 6 mm があ るため、ガス圧は導入管のコンダクタンスを考慮に入れる必要がある。

図 3.11 に示すモデルを用いてガス圧を見積もった。バッファガス導入管のコンダクタンス C は管の長さを 100 cm、管の径を 6 mm とすると、C=0.027 l/s となる。 流量 Q と圧力差∠P の関係式より、

$$\mathbf{Q} = \mathbf{C}(\mathbf{P}' - \mathbf{P}) \tag{3.1}$$

である。また、

$$P = \frac{Q}{S}$$
(3.2)

であるので、(3.1),(3.2)式から、

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{C}}{\mathbf{S} + \mathbf{C}} \mathbf{P}' \tag{3.3}$$

となる。式(3.3)に C と S を代入し、ガス圧 P は真空計の測定値 P'を用いて、

$$P = 0.12P'$$
 (3.4)

と書ける。ガス圧はガスセル用の真空計の測定値と(3.4)式を使って見積もった。



図 3.10 陽電子トラップ装置の真空計



図 3.11 ガス圧の見積もりモデル

図中の矢印は差動排気によるガスの流れを示す。

3.4 陽電子輸送ライン

陽電子トラップと反水素トラップをつなぐ陽電子輸送ラインについて説明する。図 3.12 に 示す位置に検出器、ゲートバルブ(GV1、GV2)、輸送コイル、反水素トラップの MRT がある。

輸送を行う際には、3 つのソレノイドコイルを使用した。最大定格は 50A で、中心軸の磁 場強度は 500 G である。コイルの発熱を防ぐために陽電子引き出し時のみ数秒間通電した。 陽電子の蓄積実験で用いていた MCP および蛍光板検出器には可動機構がついており、輸送 の際にはビーム上から退避させ、輸送時の軌道を確保している。また反水素トラップ側にも 可動機構のついた検出器がついており、陽電子検出に用いることができる。

輸送ラインには独立に真空を引けるように、ターボ分子ポンプおよびゲートバルブが実装 されている。陽電子トラップ、輸送ライン、反水素トラップはそれぞれ、~10⁻⁶ Torr、~10⁻⁸ Torr、~10⁻⁹ Torr に保たれているため、輸送の際にのみ、ゲートバルブの開閉をおこない、 陽電子を反水素トラップまで輸送した。



図 3.12 陽電子輸送ラインの模式図

3.5 MCP および蛍光板検出器

図 3.13 に示すように、MCP と蛍光板とが一体になった検出器がトラップ下流に設置されて いる。MCP は沢山の小さな穴のついた薄いガラスプレートからなり、穴それぞれが電子増倍管 として働く。穴の径は 25 µ m である。荷電粒子が MCP の表面に到達すると、2 次電子が放出 され、穴の壁をたたきながら増倍される。増倍率はかける電圧によって決まる。

後段に設置されている蛍光板は、ガラス版の片面が導電性の ITO 膜で覆われ、その上に ZnO が塗布されたものである。導電性があるので、ファラデーカップとして利用することが可能で あり、これにトラップから引き出した陽電子をぶつけて個数を見積もることができる。また、 蛍光体である ZnO に陽電子があたったときの発光を、CCD カメラを用いてとらえることがで きる。

蓄積され、引き出された陽電子は前段の MCP により増幅され、後段の蛍光板にあたる。実 験は蛍光板に流れる電荷を測定する。また図 3.14 に示すように、真空チェンバーの外側からは NaI+PMT ディテクターを使い、陽電子消滅時のγ線を検出しており、二つの検出器で相補的 に陽電子の検出をおこなっている。



図 3.13 MCP+蛍光板検出器



図 3.14 陽電子の消滅を観測するための NaI 検出器

第4章 陽電子の蓄積および輸送実験

本章では第3章で説明した装置を用い、陽電子の蓄積および輸送実験をおこなった結果につい て述べる。

4.1 陽電子蓄積実験の方針

より多くの陽電子を反水素トラップに輸送するために、どのように最適化を進めたかを以下 に述べる。主要なパラメータは、

- ・ 単位時間あたりにトラップ領域に入射してくる低速陽電子数(I)
- ・ 陽電子トラップへの蓄積効率(ε)
- ・ 陽電子のトラップ中での寿命(T)

であり、蓄積陽電子数 Ne+(t)は

$$N_{e+}(t) = \frac{I\varepsilon}{\lambda} \{1 - \exp(-\lambda t)\}$$
(4.1)

で与えられる。 λ は陽電子の消滅係数であり、 $\lambda = 1/T$ である。式(4.1)から明らかなように、最 大蓄積数は $N_{max}=I \epsilon / \lambda$ となる。

Nmax をできるだけ大きくしたいが、反陽子は反水素トラップに~300s 毎に輸送される。した がって陽電子も 300s 程度の間に蓄積し、反水素トラップに輸送するというサイクルで実験をお こないたい。そのため、陽電子の寿命は 100s 以上であることが望ましい。

蓄積効率は窒素の電子励起断面積および Ps 断面積($\sigma = \sim 10^{-17} \text{cm}^2$ 第2章より)とガス密度 [(m^3) からおよそ決まり、2.1節で定義した蓄積効率 ϵ は

$$\varepsilon = \frac{\sigma_e}{\sigma_e + \sigma_{P_s}} \{ 1 - \exp(-n(\sigma_e + \sigma_{P_s})L) \}$$

で与えられ、我々の設計した装置では~20%の見積もりとなる。よって、εについてはこの値 を目指すことにする。

調整すべきパラメータは以下のものが挙げられる。

- 1. 磁場とボアの軸あわせ
- 2. トラップポテンシャル形状
- 3. 磁場強度
- 4. ガスセル内の真空度(ガス圧)
- 5. モデレータ電位

4.2 蓄積から引き出しまでの流れ

陽電子を蓄積するため、まず²²Na 線源のシールドをあける。シールドを開放すると陽電子は 磁力線上に巻きつきながらトラップ領域へ入射される。図 4.1.(a)に示すように、透過型モデレ ータを通り、再放出した陽電子は~3eV のエネルギーの揃ったビームとなりバッファガス領域 に入射する。バッファガス領域でガスセル内の N₂ガスとの衝突により減速されたものは、最終 的に MRT 内に閉じ込められる。図 4.1.(b)で、引き出しエネルギーの高さに蓄積ポテンシャル の底の高さを設定する。図 4.1(c)でパルス引き出しをおこなうためにトラップ長を短くする。 図 4.1(d)で引き出し側のポテンシャルの壁を下げ、陽電子の引き出しをおこなう。引き出し時 のポテンシャル操作は高速のスイッチング回路(立ち上がり~100ns)を利用している。パルスと して引き出された陽電子は、図 4.1.(d)中の MCP+蛍光板検出器に到達する。

陽電子を引き出す際には反射型モデレータを軸上からはずし、MCP+蛍光板(ファラデーカッ プとして使用)検出器に衝突させる。MCP には陽電子を引き込むために前面に-1100V かけてあ り、後面は GND にしている。後段の蛍光板には MCP により発生、増倍された電子を引き込 むために+700V 印加している。また、図 4.2 に示すように、陽電子消滅時に放出される γ 線を 検出するために、周囲に NaI シンチレータとプラスチックシンチレータを設置して相補的に信 号を見ている。



図 4.1 陽電子の蓄積から引き出しまでの流れ



図 4.2 陽電子検出の模式図

4.3 陽電子蓄積ポテンシャルの最適化

陽電子を蓄積するために、ポテンシャルの形状を変えながら実験をおこない、図 4.3 に示す ポテンシャルで陽電子の蓄積に成功した。陽電子の入射時間を変えながら、陽電子の蓄積数を 測定した結果を図 4.4 に示す。この時はボア内の真空度 2.1×10⁻⁷ Torr、ガス圧は 1.1×⁻³ Torr であり、磁場強度は 2 T である。





図 4.4 陽電子の入射時間と蓄積数

図 4.4 に示したように、初めて蓄積に成功した段階では、磁場 2 T の状態で、陽電子の蓄積数 は陽電子入射時間が~25 s のときに、3000 個程度であった。その後、図 4.3 に示すポテンシ ャル深さを 50 V から 80 V や 30 V に、ガス圧を 1.5×10⁻³ Torr から 1.1×10⁻² Torr の間で調整 したが陽電子蓄積数は 10000 個に届かなかった。

次に、図 4.5 に示すように、陽電子の蓄積ポテンシャルを 2 つの短い領域に分け、陽電子の 蓄積をおこなった。図 4.5 のポテンシャル形状を元にして、A と B の電位を変えて蓄積陽電子 数を測定したデータを図 4.6 と図 4.7 に示す。磁場強度は 2.5T、トラップ領域の真空度は~1 ×10⁻⁶ Torr、ガス圧は~7.2×10⁻³ Torr に保っている。



図 4.5 陽電子の蓄積ポテンシャルを2つに分けたポテンシャル形状





図 4.7 Bの電位と蓄積数の関係

図 4.6 は図 4.5 中の A の電位を変えて蓄積陽電子数を測定したデータである。二つのポテン シャルの井戸を隔てている壁を高くすると蓄積数が減少していることがわかる。また A の電位 を 165 V より下げた場合も蓄積陽電子数が減少する。適切な高さでは 2 つの蓄積ポテンシャル に陽電子が蓄積されていたと推測できる。

図 4.7 は図 4.5 中の B の電位を変えて蓄積陽電子数を測定したデータである。B の値が 100 V 付近で最大値を持ち、それ以降減少している。図 4.5 の B の蓄積ポテンシャルの深さは~50 V がもっとも効率よく陽電子を蓄積することができ、それより深くした場合には蓄積数が減少し ていることがわかるが、その原因についてはまだ、よくわかっていない。

結果的に図 4.3 のような広い蓄積ポテンシャルをひとつ作る場合より、図 4.5 に示すような、 2 つの狭い蓄積ポテンシャルを作った場合の方が、蓄積数が多いことがわかった。片方の井戸 をなくすと蓄積数も約半分となってしまうことから、2 つの蓄積ポテンシャルに陽電子が蓄積 されていると考えられる。

陽電子を MCP および蛍光板検出器に引き出したときにオシロスコープで測定した信号と、 蛍光板の発光によって得られた像を図 4.8 に示す。



図 4.8 陽電子を MCP に衝突させた時の蛍光板の発光(左)とオシロスコープでみた陽電子の信号 (右)

4.4 透過型および反射型モデレータの電位最適化

透過型および反射型モデレータとガスセルとの電位差によって、ガスセル内をとおる陽電子の初期エネルギーが決まる。ガスセルの電位を 150V に固定し、モデレータにかける電圧の最 適値を実験的に求めた。

2 章で述べたように、 σ_e が σ_{Ps} よりも優位なエネルギー領域は 8eV から 11eV の間であると されている。二つのモデレータにかける電圧を変え、蓄積した陽電子の個数を測定した。

4.4.1 反射型モデレータに印加した電圧と蓄積陽電子数

陽電子の初期エネルギーが 11 eV 付近になるように透過型モデレータに印加する電圧を 162Vに固定して、反射型モデレータに印加する電圧を変え、蓄積陽電子数を測定した。本来 ならば、透過型モデレータから再放出した陽電子の運動エネルギーは~3 eV あるので、 150+11-3=158V程度に設定するのが良いと見積もることができるが、これは二つのモデレー タがガスセルに対して~4eV 浮いていたことが原因と考えられる。図 4.9 に示したように、 蓄積数は 162V 付近で最大値を持っている。反射型モデレータの電位が 162V より低い場合 は、1 度目のガスセル通過で電子励起を起こさずに反射型モデレータに到達したものは、は ね返らずに衝突して消滅してしまうが、反射型モデレータが 162V より大きい場合は、電子 励起を起こさなかった陽電子は反射型モデレータではね返され、再びガスセル領域を通過す るため蓄積数が増加していると考えられる。



図 4.9 透過型モデレータに印加する電圧を 162 V に固定し、反射型モデレータの電位を変え、 陽電子蓄積数を測定した。

4.4.2 透過型モデレータに印加した電圧と蓄積陽電子数

反射型モデレータに印加する電圧を 162 V に固定し、透過型モデレータの電圧を変えて 陽電子蓄積数を測定した。図 4.10 に示すように、162 V 付近で最大値をとっている。透過 型モデレータの電位を 162 V 付近よりも高く設定すると、透過型モデレータから再放出し た陽電子の初期エネルギーが増加し、N2 ガス中でポジトロニウム生成の反応の比率が増加 する。それにより蓄積陽電子数が減少したと考えられる。また、透過型モデレータの電位 が 162 V 以上の場合は反射型モデレータにはね返されずに衝突し、消滅してしまうので、 一度目のガスセル通過でエネルギーを落とさなかった陽電子は蓄積することができないと 考えられる。

4.4.1および4.4.2より、モデレータに印加する電圧は~162 Vが最適値であるとわかった。



図 4.10 反射型モデレータに印加する電圧を 162 V に固定し、透過型モデレータの電位を変え、 陽電子蓄積数を測定した。

4.5 陽電子数の磁場強度依存性

磁場強度を変化させながら、蓄積数を測定した。ポテンシャルおよび引き出し手順は同一で ある。図 4.11 と 4.12 に結果を示す。

図 4.11 は横軸に陽電子入射時間、縦軸に陽電子蓄積数をとっており、それぞれ磁場が 1 T,2 T, 2.5 T, 3 T の時のデータを示している。



図 4.11 蓄積陽電子数の磁場強度依存性



図 4.12 磁場強度依存性(蓄積時間を 100 s に固定)

磁場に巻きついている陽電子のサイクロトロン半径 r_c は、磁場強度 B、陽電子の径方向のエネルギー \mathbf{E}_+ 、電荷 q、電子質量 m_eを用いて、

$$r_c = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m_e E_{\perp}}{q}}$$

と書ける。陽電子の ²²Na ソースからの放出角とソース径 3.7 mm から、低速陽電子ビームの径 を図 4.10 のように見積もった。

MRT とガスセル間のアパーチャーの径が φ=6 mm であるので、磁場強度を上げることによって、アパーチャーを通過するときの損失が減少し、陽電子の蓄積数が増加したと考えられる。



図 4.13 磁場強度と低速陽電子ビームの径

4.6 蓄積陽電子数のガス圧依存性

陽電子の電子励起断面積はガス密度に依存するため、ガス圧は高いほうが効率はよい。し かし、ガス圧を上昇させると陽電子の飛行中での消滅率が高くなり、寿命が短くなる。二つ の折衷点を見つけるために、蓄積数のガス圧依存性を調べた。

磁場強度を 2.5T、陽電子入射時間を 10s に固定し、ガス圧を変えながら、蓄積実験をおこなった。ガス圧の最適化をおこなった。得られた結果を図 4.14 に示した。7.2×10⁻³ 付近で 最大値をもっており、これらのデータを元に、ガスセル内は~7.2×10⁻³ Torr、 MRT 内の真 空度は 1×10⁻⁶ Torr、に設定し、実験をおこなった。



4.7 蓄積陽電子の寿命

陽電子蓄積後の閉じ込め時間を変え、引き出される陽電子数を測定することにより、陽電子のトラップ領域内での寿命を測定した。遅い陽電子のガス中での電子との対消滅反応による自然消滅率λsは、

$$\lambda_s = \pi r_0^2 cn Z_{eff} \tag{4.2}$$

と書ける。 r_0 は古典電子半径(2.818×10⁻¹⁵ m)、cは光速、nはガス密度、 Z_{eff} はガス固有の比例 係数であり、窒素でおよそ 30 という値をとる。しかし実際には、蓄積陽電子の径方向への拡散 等、様々な要因でより不安定である。このような不安定性による損失率を λ_{us} と置く。 陽電子蓄積時間をTとした時、蓄積数 N_T は

$$N_T = \frac{I}{\lambda_s + \lambda_{us}} \frac{\sigma_e}{\sigma_e + \sigma_{Ps}} \{1 - \exp(-n(\sigma_e + \sigma_{Ps})L) \{1 - \exp(-(\lambda_s + \lambda_{us})t)\}\}$$

と書ける。

陽電子を輸送し、反水素合成実験をおこなうにあたり、個数とともに寿命は重要なパラメー タである。ここでは蓄積数が 1/e になるまでの時間を蓄積陽電子の寿命とした。得られたグラ フを指数関数でフィットし、係数を求めたところ、トラップ領域内での陽電子の寿命は~30s となった。図 4.15 に示す。

この結果から効率よく反水素トラップに輸送をするためには、蓄積時間を長くするより、短い周期で陽電子を輸送するのが得策だと考えられる。反水素トラップに輸送された陽電子は、 真空度の改善により、寿命が長くなることが確認されている。それについては 4.9.3 節で述べ ることとする。



図 4.15 陽電子トラップ中での陽電子の寿命

4.8 陽電子の蓄積効率

これまでの測定で、もっとも効率のよかった際の、陽電子の蓄積効率を算出する。

陽電子の蓄積効率 & た

$$\varepsilon_{t} = \frac{$$
単位時間あたりの蓄積陽電子数(R_{e})
単位時間あたりにトラップ領域に入ってきた陽電子数(N_{e})

と定義する。

 N_e は、線源の強度、透過型モデレータに到達する効率、多結晶のタングステンモデレータの効率を考慮し、以下のように見積もった。

$$N_e = 1.6 \times 10^9 \times 2\pi / 4\pi \times 0.9 \times 1 \times 10^{-4} = 7.2 \times 10^4 / s$$

R_eは以下に示す蓄積数と寿命の関係式から算出する。

$$N_t = R_e \tau (1 - \exp(-t/\tau))$$

ここで N_t は蓄積した陽電子数、 τ は陽電子の寿命、tは陽電子入射時間である。 例えば、陽電子 100s 入射の際の蓄積数を考えると、 $N_t=2.68\times10^5$ 、t=100s、 $\tau=30$ として以下のように見積もることができる。

$$R_e = \frac{2.68 \times 10^5}{30(1 - \exp(-100/30))} = 9 \times 10^3 / s$$

となる。陽電子の蓄積効率 \mathcal{E}_t は、

$$\varepsilon_t = \frac{9 \times 10^3 / s}{7.2 \times 10^4 / s} = 12.5\%$$

となった。

この値は我々の装置の見積もりと同じオーダーとなっている。

4.9 陽電子の輸送実験

4.9.1 陽電子輸送シミュレーション

陽電子を陽電子トラップから反水素トラップへ輸送する際の、陽電子の軌道を軌道計算 ソフト tricomp を用いて計算した。3章で述べたが輸送には 500 G のソレノイドコイル 3 つを使った。座標系は z 軸を中心とした円筒座標系である。初期条件として、軸方向に 1eV のエネルギー、z 軸からの初期位置を r [mm]とする。 z 軸の原点は引き出しのポテンシャ ル操作をする電極とする。加速電圧 V で引き出され、中心軸に B G の磁束密度をつくるコ イルを 3 つ用いて輸送させるとした。B=500 G、加速電圧 43 eV の条件で、シミュレーシ ョンをおこなった時の陽電子の軌道計算結果と磁場分布を図 4.16 に示した。



図 4.16 陽電子の輸送シュミレーションと磁場分布

4.9.2 陽電子輸送実験

引き出された陽電子がそれぞれの箇所に到達しているのかどうか、飛行時間(TOF Time Of Flight)を見ながら測定を行った。輸送の手順は次のとおりである。 陽電子の引き出しエネルギーは 43eV に設定した。なお、引き出し時のポテンシャル操作 は蓄積数見積もり時と同様である。

図 4.17 に輸送ラインの写真を示した。各箇所(MCP および蛍光板、GV1、GV2、反水素 トラップ側の検出器)まで引き出した陽電子の TOF の計算と測定値を図 4.18 に示した。 TOF の測定値は計算とほぼ一致しており、引き出された陽電子は輸送先の反水素トラップ まで到達していると考えられる。



図 4.17 陽電子トラップから反水素トラップへの陽電子輸送ライン



4.9.3 陽電子輸送実験結果

反水素トラップへの輸送を実現するためには、図 4.19 に示したように、陽電子引き出し のタイミングにあわせて反水素トラップ側のトラップポテンシャルをスイッチングしなけ ればならない。引き出された陽電子の先頭が反水素トラップの陽電子蓄積領域にあるのは 引き出し時から、904ns~1180ns であるので、それと陽電子のパルス幅(50 ns)を考慮して タイミングを走査し、補足を試みた。輸送が成功した場合の TOF は~1130ns であり、計 算結果と矛盾していない。しかし、輸送効率が悪く(最大で 3%程度、個数 1000 個程度)、 輸送に失敗することが多かった。

図 4.20 に示すように、反水素トラップでキャッチングした後の閉じ込め時間を変えて測定することで、輸送後の寿命を~200s と見積もることができた。陽電子トラップ内では 30s であったが真空度の良い(1×10⁻⁹ Torr)反水素トラップ中に輸送されることによって寿命が延びていることがわかる。



図 4.19 陽電子補足のためのポテンシャル操作



図 4.20 反水素トラップ中での陽電子の寿命

第5章 まとめと今後の展望

おこなった実験についてまとめ、評価する。また改善点および今後の方針について述べる。

5.1 実験結果のまとめ

5.1.1 陽電子蓄積効率の評価

我々の陽電子蓄積装置と同じ N₂ バッファガス方式を用いて陽電子蓄積を実験をおこなった ATHENA グループとの比較を表 5.1 に示した。

ATHENA に対して非常にコンパクトなシステムになっているが、同じオーダーの蓄積 効率の実現に成功している。我々の装置と比較してみると、まずモデレータの材質および 効率が異なる。ATHENA は~1×10⁻²と効率のよい固体 Ne を使っており、入射陽電子数 が~5×10⁶ /s が実現されている。我々は入手のしやすさと、利用の簡便さで多結晶 tungsten foil を使用したが、反射型の単結晶を用いることで、一桁の改善が見込まれる。

	我々	ATHENA[23]
source	₂₂ Na 50 mCi	₂₂ Na 50 mCi
length of gascell part	30 cm	150 cm
length of trapping part	26 cm	50 cm
medauatau	polycrystalline	single crystal
moderator	tungsten	tungsten
moderator efficiency	~1 × 10 ⁻⁴	$(3\pm1)\times10^{-4}$
trapping efficiency	12.5 %	25 %
number of accumulated positrons (100 s)	2.6 × 10⁵	2.0 × 10 ⁸

表 5.1 陽電子蓄積パラメータの ATHENA グループとの比較

5.1.2 実験結果の考察および改善点

反水素合成のために必要だった陽電子蓄積装置の開発をおこなった。ガス圧、トラッ プポテンシャルについての研究をおこなうことで、同じバッファガス方式を採用してい る ATHENA グループと同じオーダーの蓄積効率を実現することができた。また、10s 間での蓄積数は~10⁵個であった。

反水素トラップへの輸送に成功した。輸送効率の測定、より安定した補足の条件を見 つける事は反水素合成に向けた今後の課題である。

蓄積効率は同程度ではあるが、ATHENA は 100s 間で 2×10⁸ 個の蓄積に成功してお り、蓄積数には大きな開きがある。しかし、改善すべき点はいくつか存在しており、以 下に挙げる点を改善することにより、効率および蓄積数を改善することが期待できる。

(1) 蓄積ポテンシャルについて

蓄積時のトラップポテンシャルの最適化はまだなされていない。なぜひとつのポテ ンシャルでは蓄積がおこなえないかはまだよくわかっておらず、さらなる研究が必要 であり、改善の余地がある。

(2) 蓄積陽電子の寿命について

4.2 式より、寿命には陽電子蓄積領域の真空度が影響する。ガスセル部と MRT をつ なぐアパーチャー(φ6 mm)による差動排気量(0.2 l/s)を小さくできれば、トラップ領域 の真空度を改善できると考えられる。差動排気量はアパーチャーの径の3 乗に比例す るので、例えば、アパーチャーの径を4 mm にすれば差動排気量は8/27 倍となり、ト ラップ領域の真空度を下げることができる。

しかし磁場 2.5 T での陽電子径は φ 5.7 mm であるので、このままではアパーチャー で陽電子の損失が起こる。磁場強度を上げれば径は小さくできるが、現在は漏れ磁場 の影響が大きく、真空ポンプや可動機構のセンサーが正常に働かない可能性がある。 磁気シールドなどを使って漏れ磁場の対策をおこなう必要があるが、アパーチャーの 径を小さくすることによって蓄積陽電子の寿命が改善できると考えている。

以上はトラップされる前の入射陽電子について述べたが、蓄積陽電子の径方向の拡 がりを抑制できることで寿命を延ばすことができるとされている。ATHENA は径方向 圧縮をおこなうことにより、径方向圧縮なしでの寿命 100 s を 200 s まで寿命を延ば すことに成功している[24]。我々はまだ、陽電子の径方向圧縮に成功していないが、 これに成功し、寿命を延ばすことができれば効率および蓄積数の改善が見込まれる。 (3) モデレータについて

我々の多結晶タングステンの効率は 1×10⁻⁴に対して、ATHENA の使っている固体 は Ne は~1×10⁻²となっている。固体 Ne を使用することは装置の制約上難しいが、 多結晶のタングステンを単結晶に代えることで一桁の効率アップが見込まれる。また、 現在までに成功例はないが、electric-field asisted moderator という高効率なモデレー $タ(ε = 1 \times 10^{-1})$ も考案されており[20]、検討中である。

(4) 輸送について

反水素トラップへの輸送効率が悪い点については、蓄積中の陽電子の径方向の広が りが原因として考えられる。実際に蛍光板で見える像から陽電子トラップ内で 6mm 以上に広がっている事が予想され、輸送シミュレーションから輸送中に真空ダクト内 壁で消滅する成分がいると考えられる。陽電子の軌道は磁性体に敏感なので、フラン ジ周辺の磁性体が軌道を変えていた可能性がある。輸送ラインでは輸送コイル同士の 間は磁場強度が弱いので軌道が発散するため、引き出し前の陽電子径が重要である。 輸送効率も径方向圧縮によって改善が見込まれる。

5.2 まとめと今後の展望

反水素原子を合成するために必要な陽電子蓄積装置の開発をおこない、陽電子の蓄積および 輸送に成功した。

今後は、陽電子の高効率蓄積および反水素トラップへの安定した輸送を実現するための研究 を引き続きおこなう予定である。反水素トラップを囲む反水素ディテクターの開発も同時に進 行しており、近々、反水素消滅の信号を検出できると期待される。分光実験にむけた、sextapole magnetの開発も進んでいる。

参考文献

[1]Yao, W.M. ,et al. Review of Particle Physics. Journal of Physics G, 33:1, 2006

[2]Ellis, J. ,et al. Physical Review D. 53,3846—3870(1996)

[3]Gabrielse, G., Bowden, Ns., et al. Physical Review Letters. 89,233401(2002)

[4]Bluhm, R. ,Kosteleck, V. ,et al. Physical Review Letters. 82.2254–2257(1999)

[5]Amoretti, M. ,Amsler, C. ,et al. NuclearInst. and Methods in Physics Research.A. 518,244—248(2004)

[6] Amoretti, M., Amsler, C., et al. Physics Letters B. 583,59–67(2004)

[7]Pajek, M. ,shuch, R. ,et al. Hyperfine Interactions. 108,185-194(1997)

[8]Dubin, D.H.E. ,et al. Physics of Plasmas. 6,4331(2002)

[9]Fajans, J. ,Schmidt, A. ,et al. NuclearInst. and Methods in Physics Reserch.A. 512,318—325(2004)

[10] Fajans, J., Bertsche, W., et al. Physical Review Letters. 95(15):155001(2005)

[11]Mohri, A., Yamazaki, Y., et al. Euarphysics Letters. 63,207–213(2003)

[12] Squires, TM., Yesley, P., et al. Physical Review Letters. 71,87-172(1999)

[13] Dubin, D.H.E., Neil, TM., et al. Reviews of Modern Physics. 71,87–172(1999)

[14]Pohl, T., Sadeghpour, HR., Nagata, Y., et al. Physical Review Letters. 97,213001(2006)

[15]Brown, L.S., Gabrielse, G., et al. Reviews of Modern Physics. 58,233-311(1986)

[16]Mohl, D., Petrucci, G., et al. Physics Reports. 58,73-102(1980)

[17]Murphy, TJ., Surko, CM., et al. Physical Review A. 46,5696–5705(1992)

[18]Oshima, N., Kojima, TM., et al. Physical Review B. 31,4123–4130(1985)

[19]**内田 岱二郎** and Francis F.Chen. プラズマ物理入門. 丸善, 1986

[20]Schultz, P.J., Lynn, KG., et al. Reviews of Modern Physics. 60,701-779(1988)

[21] Chalton, M. ,Humberston, J.W. ,et al. Positorn Physics. 2001

[22]Mohri, A., Higaki, H., et al. Japanese Journal of Applied. Physics. 37,664–670(1988)

[23] Amoretti, M. ,Amsler, C. ,et al. Nuclear Inst and Methods in Physics Reserch.A. 518, 679—711(2002)

[24]Greaves, RG., Surko, CM., et al. Physical Review Letters. 85,1883–1886(2000)

謝辞

本研究を一人で進めることはできませんでした。本研究テーマを与えてくださり、研究に対する 様々なご助言をくださった山崎泰規教授に感謝いたします。松田恭幸准教授にはこの論文をまと めるにあたり、適切な指導をして頂きました。鳥居寛之助教、黒田直史助教には滞在先 CERN で の実験装置や生活全般についてご指導いただきました。また榎本嘉範氏には、予備知識のない私 に実験装置や電子回路について基礎から丁寧に教えて頂きました。

理化学研究所の永田祐吾博士には他の人には聞きづらい初歩的な質問にも答えて頂きました。 今尾浩士博士には、装置の開発、データの解析や論文の執筆に至るまで、研究で困った時にはあ らゆる面で助けていただきました。

同期にも恵まれ、豊田寛氏とは研究の楽しさ(厳しさ?)を分かち合うことができました。私が2 年間がんばってこれたのも、気さくな研究者に恵まれ、根気よく指導していただけたからだと思 っております。

原子物理研究室の皆様、山崎松田研究室の皆様、この2年間で関わったすべての皆様に心から 感謝しております。