修士学位論文

超低速反陽子ビーム大強度化に向けた ドリフトチューブ型反陽子減速器の設計

Design study of a drift tube decelerator for an ultra-slow antiproton beam

> 平成28年度 広域科学専攻相関基礎科学系 学籍番号 31-156940 松舘拓也

概要

物質を構成するすべての粒子には、対応する反粒子が存在する。素粒子物理学における標準理論に 対しては、電荷共役変換、パリティ変換、時間反転変換の三つの変換を一度に行っても物理法則が不 変であるという CPT 対称性が保たれており、粒子と反粒子の質量や寿命は等しく、電荷や磁気モー メントの大きさは等しく符号は反対になるという厳密な対称性があるとされている。一方で、CPT 対称性が成り立っているとすると現在の物質優勢の宇宙になった理由を説明できず、CPT 対称性の 検証が行われている。

ASACUSA 国際共同研究グループでは、CERN 研究所の反陽子減速器施設 AD にて反水素原子 を人工的に合成し、その基底状態における超微細構造の測定を通して、CPT 対称性の実験的検証を 目指して研究を行っている。反水素原子の分光には大量の反水素の生成が必要であり、そのためには 反水素原子の構成要素である反陽子も同様に大量に必要となる。

CERN では反水素原子をはじめとする低エネルギーの反物質研究を推進するために、新たな減速 設備 ELENA を建設し、現在 AD で供給している 5.3 MeV の反陽子ビームをさらに 100 keV まで 減速する。反水素原子の合成には、反陽子のエネルギーを数 eV 以下まで下げる必要があり、これま では減速膜と RFQ 減速器を併用していたが、ELENA の完成にともなって RFQ 減速器は不要とな る。減速膜による減速は減速膜内部での反陽子の消滅を伴うため、反陽子数の減少を招いていた。

本研究では、減速膜に代わる新たな減速器としてドリフトチューブ型減速器を提案し、ASACUSA での反水素原子合成への使用を想定したドリフトチューブ型減速器の基本構成の設計を、有限要素法 による物理シミュレーションソフトを用いて行った。また、従来の方法である減速膜による減速をモ ンテカルロシミュレーションによって検証し、ドリフトチューブ型減速器との比較を行った。その結 果として、反陽子の通過数、エネルギー広がりの点で、ドリフトチューブ型減速器が良い性能を発揮 することが確認された。

そして、 減速器の実際の使用を想定して、ELENA からの反陽子ビームの性質が ELENA の設計 値よりも悪化した場合の影響を検討した。ビームエミッタンスおよびエネルギースプレッドについて は、設計値の3倍の悪化までは十分な減速を行えることを確認した。また、減速器で100 keV から1 keV までの減速を行う場合を検討し、必要なドリフトチューブ型減速器の構造の変更を行った。

本研究は、先行研究の少ないビームの減速技術に関する検討であり、減速器の完成は ASACUSA の反水素研究の加速だけでなく、減速技術の発展にも貢献する。

目次

1	序論	1
1.1	CPT 対称性	1
1.2	反水素原子による CPT 対称性の検証	1
1.3	反水素原子合成法・分光法	2
1.4	ELENA ring による超低エネルギー反陽子ビームの供給...........	7
1.5	ELENA 稼働による ASACUSA への影響	8
1.6	研究の目的	9
2	ドリフトチューブ型減速器	10
2.1	動作原理	10
2.2	ASACUSA CUSP 実験への必要要件	11
3	ビーム光学の基礎	12
4	設計方法	14
5	減速器構造の決定	18
5.1	ドリフトチューブ	18
5.2	静電レンズ....................................	19
5.3	TriComp によるパラメータサーベイ	21
6	減速膜との比較	27
7	電気回路の設計	31
8	悪条件下におけるドリフトチューブ減速器への影響	35
8.1	エミッタンス増大による減速への影響...............................	35
8.2	エネルギースプレッド増大による減速への影響............	39
8.3	1keV ビームの検討	42
9	結論	45
付録 A	ドリフトチューブ型減速器のパラメータ	48
付録 B	減速膜によるトラップ数の検討	50
B.1	減速膜の膜厚の最適化....................................	50
B.2	軸方向長さの制限	51
B.3	径方向長さの制限	53
B.4	ドリフトチューブ型減速器の軸方向長さの制限.........................	54

1 序論

1.1 CPT 対称性

物質を構成するすべての粒子には、対応する反粒子が存在する。素粒子物理学における標準理論に 対しては、電荷共役変換、パリティ変換、時間反転変換の三つの変換を一度に行っても物理法則が不 変であるという CPT 対称性が保たれており、粒子と反粒子の質量や寿命は等しく、電荷や磁気モー メントの大きさは等しく符号は反対になるという厳密な対称性があるとされている。

一方で、宇宙論ではビッグバンの際に物質と反物質は同じだけ生成されたと予想されているが、現 在の宇宙は物質だけで成り立っているということが観測的に知られている。宇宙当初の物質と反物質 が等量含まれている状態から、現在の非対称な状態がどのようにして生まれたのかは謎である。も し、CPT 対称性が破れていて、物質と反物質とで物理量の違いがあれば、この謎に答えを与えうる。 現時点で CPT 対称性の破れを示す結果は報告されていない。だが、ニュートリノ振動の発見など、 標準理論の見直しがなされるようになっており、同様に CPT 対称性についても、実験的に破れがな いかどうかの検証が熱心に行われている。

1.2 反水素原子による CPT 対称性の検証

ASACUSA(Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons) 国際共同研究グルー プでは、CERN 研究所の反陽子減速器施設 AD(Antiproton Decelerator) を拠点にして反水素原子 を合成し、CPT 対称性の検証を目指して研究を行っている。



図1 水素原子と反水素原子

反水素原子は、陽子の反物質である反陽子と電子の反物質である陽電子と結びついた、最も単純 な構造の反物質であり、現在人工的に合成できる唯一の反物質である。反水素原子は CPT 対称性の テストにおいて都合の良いプローブとなりうる。なぜなら、第一に、水素原子の物理量が極めて高い 精度で測定されているからである。検証には物質・反物質両方の物理量を知らなければならない。物 質である水素原子は良く調べられているため、反水素原子の物理量の精度を上げることができれば、 その結果が直接 CPT 対称性の検証につながる。第二に、反陽子と陽電子の束縛系とすることで、反 陽子と陽電子の物理量を別々に精密測定することに対して、原子分光などの実験的手法が利用できる 点である。反水素原子とすることで、反陽子と陽電子に現れる破れの効果は、どちらも反水素原子と しての物理量に寄与するため、それをまとめて測定できる。

ASACUSA では反水素原子の基底状態の超微細構造に注目している。精密分光を行う対象として は 1S-2S 遷移もあるが、1S-2S 遷移の分光を行うためにはレーザを使用するために反水素原子を閉じ 込めなければならない。反水素原子の閉じ込めには不均一な磁場を使用するが、それぞれの位置で磁 場の強さが変わり、それにともなって反水素原子の遷移周波数も変わるため、結果として高い精度で の測定が困難である。一方で超微細構造の測定ではレーザは不要であり、ASACUSA では反水素原 子を磁場の弱い空間にビームとして引き出して磁場の均一な領域で超微細構造を測定するため、高い 精度での測定が期待できる。

(反)水素原子の基底状態における超微細構造の遷移周波数 vHFS の leading term は次のようになる。

$$\nu_F = \frac{16}{3} \left(\frac{m_p}{m_e + m_p} \right)^3 \frac{m_e}{m_p} \frac{\mu_p}{\mu_N} \alpha^2 cRy \tag{1}$$

ここで m_e 、 m_p 、 μ_p はそれぞれ (陽) 電子の質量、(反) 陽子の質量・磁気モーメント、 μ_N は核磁子、 α は微細構造定数、c は光速度、Ry はリュードベリ定数である。測定精度を上げることで、 ν_{HFS} で は反陽子の磁気モーメントからの寄与が見えることになる。また 40 ppm 程度 [1][2] から、Zemach correction などの補正が見えるようになる。これによる補正項は次のように書かれる [2] [3]。

$$\Delta \nu_{Zemach} = \nu_F \frac{2Z\alpha m_e}{\pi^3} \int \frac{d^3q}{q^4} \left(\frac{G_E(-q^2)G_M(-q^2)}{1+\kappa} - 1 \right) \tag{2}$$

ここで $G_E(-q^2), G_M(-q^2)$ は (反) 陽子内部の電気的・磁気的構造因子、 κ は異常磁気能率、Z は 核の電荷である。ASACUSA では ν_{HFS} について 10^{-6} の相対精度での測定を見込んおり [3]、反陽 子の内部構造の寄与まで含めた CPT 対称性の検証が可能である。

また、標準理論の中に CPT 対称性を破るような項を人為的に加えることで物理量にどのように 影響を与えるかを調べる Standard model extension と呼ばれる理論研究が行われ、CPT 対称性の 破れに伴う効果は超微細構造で現れやすいというモデル [4] も提唱されており、CPT 対称性の検証 としてのメリットが期待できる。

1.3 反水素原子合成法・分光法

ASACUSA には大きく反陽子へリウムの分光、反水素原子分光、反陽子衝突断面積測定のグルー プが存在する。ここでは反水素原子の分光を行う CUSP グループにおける反水素原子合成手法につ いて述べる。

ASACUSA では CERN 研究所の反陽子減速器施設 AD に実験設備を設置し、AD から反陽子の供給を受けている。一般に、反陽子は宇宙線を除けば自然界に存在せず、大量に反陽子を得るためには加速器が必要となる。

CERN では CERN Proton Synchrotron で 26 GeV/c まで陽子ビームを加速させてイリジウムの



図 2 CERN 加速器群 [5]

標的に衝突させる。大きなエネルギーを持った陽子を高密度の標的に衝突させると、

$$p + p \to p + p + p + \bar{p} \tag{3}$$

という過程を経て反陽子が生成される。磁気ホーンを用いて反陽子のみを捕獲し、結果として陽子 ビームを反陽子ビームに変換する。

この方法によって生成された反陽子ビームも大きなエネルギーを持つため、このまま反水素原子合成などの実験に用いるのは不可能である。AD では生成した反陽子ビームを、RF による減速と電子冷却・確率冷却による冷却を行うことで 5.3 MeV までエネルギーを低下させて、3×10⁷ 個の反陽子を 100 秒に 1 回供給する。低エネルギーの反陽子ビームを実験グループに安定的に供給しているのは、この AD が世界で唯一の施設となる。 [7]

反水素原子の合成のためには、数 eV 以下まで反陽子のエネルギーを落とす必要がある。従来は減 速膜、例えば、アルミニウムなどの薄膜に反陽子ビームを打ち込むことで、5.3 MeV から静電的に捕 獲可能な 10 keV 以下までエネルギーを落としていた。しかし下げるエネルギーが大きいため、減速 膜の膜厚を厚くせざるをえず、結果として減速膜に入射した反陽子のほとんどが減速膜内部で消滅 し、実際に反水素合成などの実験に使用できる反陽子の割合は高くても 1% 程度と、極めて非効率で あった。

3

ASACUSA では反陽子数を増やすために RFQD(Radio Frequency Quadrupole Decelerator) と いう減速器を開発した。これは RF 加速器の RF の位相を加速とは逆位相にすることで荷電粒子の 減速を行うものであり、RFQD で 5.3 MeV から 110 keV まで減速させ、減速膜では 110 keV から 5 keV 程度まで減速させる。これによって減速膜の厚みを 1 μ m 程度まで薄くでき、減速膜での反陽 子の消滅が抑えられ、実験に使える反陽子数は 10% と従来手法より 10 倍高い効率を達成している。 [10]

減速後、ASACUSA では MUSASHI トラップと呼んでいる Penning-Malmberg 型の多重円筒ト ラップに反陽子を蓄積させる。MUSASHI に反陽子を蓄積させる前に、MUSASHI 内には電子を 蓄積させておき、減速されてきた反陽子を電子雲の中に打ち込む。電子は高磁場中ではシンクロト ロン放射で冷却され、反陽子は電子との衝突によってエネルギーが 1.5 eV 程度まで冷却される。 MUSASHI 内は超高真空を維持しているため、AD から打ち込まれる反陽子を数回ショット分蓄積で き、必要な反陽子数を貯め反水素の合成に使用する。

陽電子の用意には Na22 線源を使用する。Na22 はベータプラス崩壊で陽電子を放出する。陽電子 のエネルギースペクトルは 0~数百 keV と広がりがあるため、ネオン固体を使用したモデレータによ る減速と、窒素ガスによるバッファーガス冷却を行い、Penning-Malmberg 型の多重電極トラップに 蓄積させる。[8] [9]

合成に必要な陽電子数が蓄積したのち、これをソレノイドコイルの磁場中を通して引き出される。

蓄積器に蓄えられた陽電子と反陽子はそれぞれ輸送ラインを通り、超伝導アンチヘルムホルツコイ ルと多重円筒トラップから構成される CUSP トラップに輸送され、反水素原子が合成される。反水 素原子の合成のためには、陽電子と反陽子を空間的に同じ場所に閉じ込める必要があるが、反陽子と 陽電子では電荷の符号が反対であるため、MUSASHI トラップのような一つの静電ポテンシャルの 谷だけでは二つを閉じ込めることはできない。そこで図4に示すような入れ子構造にすることで、反 陽子・陽電子を同じ場所に閉じ込めることができる。以上が、反水素合成法の概要である。



図4 入れ子構造

続いて、反水素原子の分光の流れについて述べる。 基底状態における反水素原子のエネルギー準位図を図5に示す。磁場中では、磁場が強くなるほど



図 3 ASACUSA CUSP ビームライン



図5 Breit-rabi ダイアグラム

エネルギーが小さくなって安定になるものと、磁場が弱いほど安定になるものに分かれる。前者を High field seeker(HFS)、後者を Low field seeker(LFS) と呼ぶ。



図6 CUSP 磁場による偏極反陽子ビーム生成

CUSP トラップ内部の磁場は、アンチヘルムホルツコイルであるため不均一な磁場となっている。反水素原子は磁場の強い領域において生成される。生成された位置からみると、径方向には磁場 がより強くなる領域、軸方向には磁場の弱い領域が存在することになる。これにより、LFSの反水素 が軸の中心を進み、スピンの方向が揃った反水素原子がビームとして CUSP トラップ下流に引き出 されることになる。現在は、図6に示すような1つのアンチヘルムホルツコイルを軸方向に2つ重ね ることでビームの偏極度を改善した Double CUSP トラップを使用している。

CUSP トラップ下流には、磁気シールドが施されたマイクロ波キャビティ、六重極磁石と反水素



図7 反水素分光セットアップ

検出器が設置されている。LFSの反水素原子は六重極磁石によって作られた磁気勾配によって反水 素検出器上に収束され、検出される。ここでマイクロ波キャビティの共鳴周波数を順次変えていき、 これが超微細構造の遷移周波数と一致するとLFSのスピンが反転し、HFSとなる。すると六重極磁 石の磁気勾配では、収束ではなく発散の効果を受けることになり、反水素原子は検出されなくなる。 このように、マイクロ波キャビティの周波数に対する反水素原子の検出数の変化を調べることで、反 水素原子の超微細構造を決定することができる。

現時点で CUSP トラップ下流 2.7m の位置に設置された反水素検出器にて、時間あたり 80 個の反 水素を検出した [11]。しかし超微細構造の測定に向けては反水素の合成数は十分とは言えず、また検 出された反水素が基底状態にあるかどうかはわからない。

1.4 ELENA ring による超低エネルギー反陽子ビームの供給

CERN AD では ASACUSA の他にも AD から供給される反陽子ビームを用いて反水素原子を 合成する実験グループが存在するが、実験に使用できる反陽子数は入射する反陽子の 1% 以下と極め て非効率であった。そこで CERN は、実験に利用可能な反陽子の数を増やすことを目的として追加 の減速設備 ELENA(Extra Low ENergy Antiproton) ring を建設している。

ELENA は全周 30.4 m のリングからなり、RF による減速と電子冷却を繰り返すことで質の良い 100 keV の反陽子ビームを各実験グループに供給する。また、低エネルギーのビームを各実験グルー プに供給するために、AD からの反陽子ビームを4バンチに分けて供給する。これによって、時間あ たりに供給される反陽子数は 4.5×10⁶ 個に減少するが、4 つの実験グループへ同時に反陽子を供給さ せ、これまでのようにビーム時間を交代制で区切る必要がなくなるため、供給される反陽子数の総 量としては増えることになる。

ELENA ring は AD リングの内部に収まるように設計され、低エネルギーの反陽子の輸送のため にビームラインは全て静電式のレンズで構成されている。また輸送ラインの内壁を、ガス吸収の効果



図8 ELENA 配置図 [12]

を持つ NEG コーティングを施し、かつ全体をベーキングできる装置を設計することで、平均の真空 度を 3×10⁻¹²Torr に維持する。

ビームのデザインパラメータを表1に示す。

Parameter	Value	
Kinetic energy	100 keV	
Geometric emittance (H/V)	$6 \ / \ 4 \ \mathrm{mm} \ \mathrm{mrad} \ (95\%, \ 6arepsilon_{rms})$	
Relative momentum	2.5×10^{-3} (95%,full width, $4\sigma_{rms}$)	
Bunch population	0.45×10^{-12}	
Bunch length	75 ns, 1.3 m	

表1 ELENA ビームパラメータ [12] [13]

1.5 ELENA 稼働による ASACUSA への影響

ELENA の稼働によって、これまで 110 keV までの減速を担ってきた RFQD が不要となる。し たがって RFQD 用に調整されてきた、減速膜の交換も必要となる。RFQD は全長 5m 程度であっ たため、それに占有されてきたスペースが自由になる。また、時間あたりに受け取れる反陽子数は、 AD からのバンチを4つに分けるために減少するため、現在の反陽子数を維持するためには、さらに 性能の良い減速膜を使用するか、もしくは新たな減速機を設計して、減速に伴う反陽子の消滅を抑え なければならない。

1.6 研究の目的

ELENA の稼働に合わせて、反陽子トラップの性能を向上させる減速器が必要となる。 本研究では、新たな減速器としてドリフトチューブ型減速器を提案し、ASACUSA での反水素合成 への使用を想定したドリフトチューブ型減速器の基本構成の設計を、有限要素法による物理シミュ レーションを用いて行う。また、従来の減速方法である減速膜での減速膜による減速をモンテカルロ シミュレーションによって検討し、ドリフトチューブ型反陽子減速器との比較を試みる。

そして、ELENA からの反陽子ビームの性質が ELENA の設計値よりも悪化した場合のドリフト チューブ型反陽子減速器の動作への影響の検証を行う。

2 ドリフトチューブ型減速器

数十 keV 程度のエネルギーの荷電粒子を数 keV まで減速する比較的簡易方法として、ドリフト チューブ型減速器が CERN/ISOLDE の ISOLTRAP 実験にて使用された [14]。この方法は、高電 圧に対する対処をすることによって 100 keV から数 keV の減速が可能となり、反陽子の消滅も減速 膜に比べ大幅に抑えられる。本章では、ドリフトチューブ型減速器の原理を説明し、ASACUSA 実 験における使用を検討する。



2.1 動作原理

図9 ドリフトチューブ型減速器

ドリフトチューブ減速器の概念図を図9に示す。中央には荷電粒子の減速を担う導体でできた チューブがあり、荷電粒子が入射する上流側、および減速された荷電粒子が出てくる下流側それぞれ には、それぞれ静電レンズが配置されている。荷電粒子が入射するまでは、チューブの導体は荷電粒 子の持つ運動エネルギーよりも僅かに低いエネルギーに相当する静電ポテンシャルをもたせておく。 荷電粒子をチューブ中に入射させることによって、荷電粒子はポテンシャルを駆け上がることになる ため、進行方向に対して減速されてチューブ内を移動する。チューブ内に荷電粒子が入った状態で チューブのポテンシャルを接地電位まで落とすと、チューブ内ではポテンシャルの変化を感じないた め、荷電粒子の接地電位に対する減速が実現する。減速後の荷電粒子のエネルギー *Eout* は次のよう に表される。

$$E_{out} = E_{in} - eV_{HV} \tag{4}$$

ここで *E_{in}*, *V_{HV}* はそれぞれ入射時の運動エネルギーとドリフトチューブに印加されている電圧である。 ISOLTRAP 実験では、60 keV の直流イオンビームをトラップ内でバッファーガス冷却を

行って冷却・バンチ化したあと、これを 2.5 keV まで減速する際に使用している。100 ms 周期以下 での減速を行っていたため、チューブのスイッチングを担う電気回路の負担を軽減させるために電気 的な工夫が行われたが、AD での使用を考えると反陽子の供給は 100 s に一度であるため、時間あた りの使用頻度の問題は ISOLDE での場合に比べ問題とはならない。反陽子のドリフトチューブ減速 器による減速は、ASACUSA 以外にも GBAR でも計画されている。

ドリフトチューブによる減速の場合、チューブの端では外部のポテンシャルがチューブ内部にしみ こむため、荷電粒子ビームに対して強い収束力生じて荷電粒子を入射させることができない。そのた め、同等の収束力を持った静電レンズを設置することで、これを打ち消すことが必要となる。また、 長いドリフトチューブ内を移動することでビームは広がるため、これを絞るためにチューブ下流側に も静電レンズが必要となる。

2.2 ASACUSA CUSP 実験への必要要件

MUSASHI トラップで反陽子を捕獲するには、数 keV 程度でバンチ長を MUSASHI 内のトラッ プの長さ程度に抑えなければならない。トラップの長さは 466 mm であるので、ビーム長は跳ね返 りで稼げる距離を考慮して 932 mm 以下であることが望ましい。ELENA の 100 keV 反陽子のビー ム長は 1.3 m であるが、減速によって圧縮される。減速後のビーム長は、例えば 100 keV から 5 keV での減速の場合、単純な計算で 300 mm となるため、制限内に収まる。

MUSASHI トラップでは反陽子を電子冷却するために、MUSASHI 内に蓄積されている電子雲の よりも小さい半径で反陽子を打ち込み、電子と反陽子が空間的にオーバーラップするようにしなけれ ばならない。これについては、 MUSASHI の磁場も考慮しなければならないため、次章以降で確認 する。

100 keV の反陽子ビームの減速のためには、100 kV 程度の高電圧で、かつ反陽子がチューブに入 射してから通過するまでの時間の内にポテンシャルの切り替えをしなければならない。また、短時間 の大きなエネルギー放出でも耐えられる電気系の設計が求められる。

3 ビーム光学の基礎

加速器の設計においては、ビーム光学を計算させるソフトウエアで収束マグネットの位置やマグ ネットの強さの最適化させることを行う。本章では荷電粒子の輸送がどのようにあわらされるかにつ いて述べる。

加速器における荷電粒子の運動方程式を考えると、次のように書ける。

$$x'' + K(s)x = 0\tag{5}$$

s はビーム軸上の位置、*x* はビーム設計軸からの距離、*K*(*s*) は軌道上に配置されたマグネットの収 束・発散の強さに対応する。ここでは簡単のために荷電粒子は閉軌道であり、横方向 x と縦方向 y の 運動が相互作用しないと仮定している。閉軌道とすれば、一周の長さ *L* に対して次のような関係と なる。

$$K(s+L) = K(s) \tag{6}$$

式 5 は Hill の方程式と呼ばれ、周期的関係を持つものは Clohessy-Wiltshire 解と呼ばれる一般解が 存在する。一般解は次式のように書くことができる。 [20] [21]

$$x(s) = a\sqrt{\beta(s)}\cos(\phi(s) + \phi_0) \tag{7}$$

ここで $a \ge \phi_0$ は定数である。 $\beta(s)$ は s の関数であり、振動の振幅と関係するため振幅関数などと呼ばれる。 $\beta(s) \ge \phi(s)$ には次のような関係がある。

$$\frac{1}{\beta(s)} = -\frac{d\phi(s)}{ds} \tag{8}$$

また、 $x \ge x' = \frac{dx}{ds}$ から次のような関係が成り立つ。

$$\gamma(s)x^2 + 2\alpha(s)xx' + \beta(s){x'}^2 = a^2 \tag{9}$$

ここで $\alpha(s), \gamma(s)$ はそれぞれ

$$\alpha(s) = -\frac{1}{2} \frac{d\beta(s)}{ds} \tag{10}$$

$$\gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)} \tag{11}$$

である。式9はx, x'の位相平面で表すと楕円で表され、楕円の面積は πa^2 となる。 a^2 は $a^2 = \varepsilon$ など書かれ、エミッタンスと呼ばれる。この楕円の形状はビームの位置 s によって変形していくが、エミッタンスは場所によらず一定となる。

エミッタンスについては、ビーム内の各粒子は位相空間内で分布するため、実用的には、位相空間 での全体の 90% とか、1 σ の粒子が収まるような楕円の面積という形でビームのエミッタンスを定義 して、 $\varepsilon_{90\%}$ とか ε_{rms} などと表示する。エミッタンスと β 関数からビームサイズは $\sigma(s) = \sqrt{\varepsilon\beta(s)}$ となるが、実際にはビームバンチ内の荷電粒子のもつ運動量の広がりを考慮した式、

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\varepsilon_{x,y}\beta_{x,y}(s) + \left(\eta_{x,y}\frac{\sigma_p}{p}\right)^2}$$
(12)



図 10 Twiss parameter による位相空間におけるビーム分布

を使用する。^{*σ_p*} は運動量の広がり、η は分散関数で運動量の広がりに対する軌道のずれを表す量で ある。また式 12 から、エミッタンスが小さいほどビームサイズを絞ることができるためエミッタン スが小さいほどビームの質が良いとされる。

そして、式9で現れる $\alpha(s)$, $\beta(s)$, $\gamma(s)$ は Twiss parameter と呼ばれ、加速器設計において重要なパ ラメータである。

4 設計方法

ドリフトチューブの長さや上流・下流に設置する静電レンズの形、設置位置、印加する電圧など は、ドリフトチューブ型減速器の研究が少なく、適切な値を探さなければならない。加速器の設計に おいてはビーム光学ソフトがよく用いられるが、粒子の減速などを考慮できるようなソフトではな く、今回のパラメータサーベイには適切ではない。有限要素法による静電場・静磁場計算および軌道 計算であれば、計算時間が大きくなるが、任意の構造の静電レンズやドリフトチューブによる収束や 減速、MUSASHIトラップの磁場の計算が可能である。そこで本研究では有限要素法による解析を 行う。

解析ソフトは Field Precision の TriComp(Ver. 8.0) [15] を使用した。また計算に使用した PC の OS は Windows8.1 pro(64bit) である。

TriComp は 2 次元の静電場、静磁場、RF 場の計算や、電場、磁場マップを使用した荷電粒子の軌道 計算ができる計算ソフトである。TriComp では軸対象の円筒座標系での計算が可能であり、今回の ほぼすべてのパラメータサーベイに使用できる。



図 11 チューブのポテンシャル変化の計算

TriComp は電極などのポテンシャルの時間変化を計算できない。そこで、ポテンシャルの時間 変化については次のような方法をとった。まず、チューブのポテンシャルが高い場合で計算した電場 マップを使用して、反陽子がドリフトチューブの中心に到達するまで軌道計算を行い、中心を通過し た後は、ドリフトチューブの電圧をグランドに落とした場合で計算した電場マップに切り替えて軌道 計算を行う。チューブの電圧の過渡応答による反陽子ビームへの影響を考慮できないわけであるが、 チューブ内部の電場は均一であるから、電場の変化を反陽子は感じないため問題とはならない。

軌道計算のためには、それぞれの荷電粒子各々の運動エネルギー、初期位置およびビーム軸に対す る角度広がりを指定する必要がある。これらの決定にはビームの設計値が必要となる。ELENA の ビームの性質の設計値は、ELENA design report [12] で公開されている。また ASACUSA CUSP グループが使用するエリアまでの輸送ラインの設計は CERN で開発されたビーム光学計算ソフト MAD-X によって行われており、計算結果や計算用のファイルについても ELENA 開発グループが CERN のユーザに対して公開している。

ASACUSA では輸送ラインが現在の1つから図12のLNE05とLNE06の2つに増設される。 CUSP グループではこのうちLNE05という輸送ラインを使用する。MAD-X にはパラメータの最



図 12 ELENA ビーム輸送ライン [13]

適化メゾッドが組み込まれており、 例えば LNE05 でのビームサイズなどに制限をかけて四重極レ ンズなどの収束力を調整できるようになっている。MAD-X による LNE05 計算結果を図 13 に示す。 Twiss Parameter から、個々の粒子のもつ位置や角度広がりを計算には C++ 用プログラムパッケー ジである CERN ROOT [22] を使用して、変換マクロを製作した。またビームはガウシアンビーム を仮定し、位置や角度広がりの分布は、ガウス分布に従った乱数生成メゾッドを使用して生成した。

ビーム内の運動エネルギーの広がりは、ELENA design report の値の 100 eV を使用した。この 100 eV(1 σ) という値は、表 3 にある運動量分散 2.5×10⁻³ (95%,full width,4 σ_{rms}) から誤差伝搬と して、

$$\sigma_K = \frac{dK}{dp} \cdot \sigma_p \sim 100[eV] \tag{13}$$

としても計算できる。エネルギー分布についても、同様にガウス分布を仮定して変換マクロで個々の 反陽子のエネルギーを計算した。以上のようにして、反陽子がもつ位置・角度広がり・エネルギーが 計算された。得られた結果を図 14 に載せる。



図 13 MAD-X による LNE05 のビーム光学計算結果



(c)*x*, *y* 分布 (ビームサイズ)



5 減速器構造の決定

減速器の構成要素として、上流静電レンズ、ドリフトチューブ、下流静電レンズが挙げられる。 本章では各要素について、構造を仮定したのち、TriComp によるシミュレーションによって構造を 決定していく。

5.1 ドリフトチューブ

ドリフトチューブは基本的には導体でできた円筒である。そこで、チューブの内径および外径、 そしてチューブの長さについて検討する。

チューブの内径および外径は、その外側に置かれるビームパイプの内径よりも小さくなければなら ない。ビームパイプは現在のセットアップでは内径 100 mm であるので、減速器の場合同様のビー ムパイプを使用するとする。ドリフトチューブの内径は、反陽子ビームが通過できるような大きさに しなければならない。チューブには 100 kV 程度の高電圧が印加されることから、外径が大きくしす ぎることは絶縁の観点から好ましくない。加えて、真空パイプとドリフトチューブを同軸ケーブルと みなした際の、全体としての静電容量 *C*_{tube} は、

$$C_{tube} = \frac{2\pi\varepsilon_0 l}{\ln(\frac{b}{a})} \tag{14}$$

として計算される。ここで1はチューブの長さ、bは真空パイプ内径、aはドリフトチューブ外径で ある。ドリフトチューブは高速でスイッチングする必要があるため、静電容量は小さい方が好まし い。式14から、チューブの外径が大きくなりすぎるのは好ましくない。ここではチューブの内径を、 ビームパイプの半分として50 mm、外径を56 mmと仮定してシミュレーションを行う。静電容量 および、スイッチング時間が間に合うかどうかは次章以降に確認する。

チューブの長さは、スイッチング時間を強く制限する値となる。反陽子がドリフトチューブを通過 する前にチューブの電圧を切り替えないといけないからである。ドリフトチューブ内でのバンチ長さ



図 15 バンチ長の見積もり

を次のように見積もった。減速前後の領域 1,2 として、減速前のバンチ長さと速度を l₁,v₁、減速後

のバンチ長さと速度を l_2 , v_2 とする。領域 2 はドリフトチューブの内部に相当する。バンチの先端 が境界に到達してから、後端が境界に到達してバンチが全て領域 2 に入るまでの時間を t_2 とすると $t_2 = \frac{l_1}{v_1}$ であり、領域 2 でのバンチ長さは $l_2 = v_2 t_2$ であるから、 $l_2 = \frac{v_2}{v_1} l_1$ となる。また、ここで扱 うエネルギーは 100 keV 以下なので非相対論的に扱えるものとして、反陽子の質量を m、運動エネ ルギーをそれぞれ K_1 , K_2 とすると、 $v_{1,2} = \sqrt{\frac{2K_{1,2}}{m}}$ と書けるので、最終的に、減速後のバンチ長さ l_2 は次のように書ける。

$$l_2 = \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} l_1 \tag{15}$$

式 15 から 100 keV から 5 keV までの計算を考えると、ELENA からの反陽子ビームのバンチ長さは 1.3 m であるから、減速後のバンチ長さは 300 mm 程度である。また 5 keV での反陽子の移動速度 は 9.78×10⁵m/s であり、約 100 mm で 102 ns のスイッチング時間を稼ぐことができる。



図16 チューブ内へのポテンシャルの浸み込み

ドリフトチューブの両端では、周囲の接地電位浸み込むことでポテンシャルが低下し、低下した 分だけ減速できないため、端で減速された反陽子はエネルギーが高くなってしまう。したがって端 での減速は避けなければならない。浸み込む領域として、概ねチューブの半径程度を見積もって 25 mm とすると、ドリフトチューブの長さは少なくとも 350 mm 以上必要である。例えば、チューブ の長さを 700 mm とすると、スイッチング時間は 350 ns 以下に抑えなければならない。

5.2 静電レンズ

静電レンズについては Einzel lens を基本に考える。Einzel lens は 3 つの電極からなり、中心に ポテンシャルを与えることでビームを収束させることができる。中央の電極に印加する電圧は、イオ



図 17 EINZEL LENS 概要

ンのもつ電荷の極性による。反陽子の場合には電荷がマイナスなので、負電圧を印加させる。この場 合、反陽子が受ける電場は減速の方向であり、中心を過ぎると加速の方向となる。このように印加す る電圧の極性と、荷電粒子の電荷の極性を合わせる方法を decel-accel モードと呼ぶ。印加する電圧 を逆にする accel-decel モードでも収束が可能であるが、一般的に decel-accel モードの方が焦点距離 を短くできる [16]。本研究でも decel-accel モードで使用する。

Einzel lens の構造として決めなければならないのは、単純には、電極のビーム軸方向への長さ、電 極間のギャップの長さ、電極の内径および外径、電極に印加する電圧である。また、ドリフトチュー ブの上流に設置する Einzel len の最適な構造とは、ドリフトチューブの端での収束の効果を打ち消 し、チューブ内における反陽子ビームのビームサイズをなるべく小さくできる構造である。よって、 チューブとの Einzel lens との距離も重要となる。

電極の内径および外径は、製造の簡単さを考えて、ドリフトチューブと同じ径を使用することにする。また電極のサイズとギャップは文献 [16] を参考にして、それぞれを4 cm と6 cm とした。

ギャップについては、文献値よりも余裕を持って長く見積もった。今回の反陽子ビームは 100 keV であるため、その軌道を変えるには数十 kV 程度を印加しなければならず、ギャップが短ければ真空 放電の可能性があるからである。真空中のギャップ放電の絶縁破壊電圧は、電極の形状や、加工の歪 み、洗浄の程度に影響されるため参考にできるものが少ないが、目安として 1 cm あたり 200 kV と 言われている。[17] よって、6 cm 程度であれば、ある程度余裕をもって真空放電を防ぐことがで きると期待される。また、ドリフトチューブを含め、高電圧を印加した電極については、真空放電に 加えて、例えば電極を支える支持体を通じた縁面放電の可能性も高く、製造にあたっては縁面距離を 稼ぐなどの工夫が必要である。

下流に設置する静電レンズについては、減速後の反陽子ビームを MUSASHI トラップまで輸送す るために使用する。ビームのエミッタンスは減速によって悪化しているため、適切な位置に配置する 必要がある。 以上の構造を仮定した上で、静電レンズの設置位置および、印加電圧については TriComp によるシ ミュレーションによって決定していく。

5.3 TriComp によるパラメータサーベイ

TriComp でジオメトリを作成し、反陽子ビームの軌道計算を行った。計算例を図 18 に示す。図



RS17.TLS.dat

図 18 TriComp による計算例

18 では、縦軸が径方向、横軸がビーム軸方向で z=0 の位置が入射側であり、z=0 は ELENA 輸送ラ インの終端 (Hand over point) に対応させている。チューブの中心に青い線が引かれており、反陽子 がその面に到達するまでチューブのポテンシャルを-95 kV にした電場マップを使用し、それ以降は チューブのポテンシャルを 0 V とした電場マップを使用している。ポテンシャル切り替えによる不 連続な変化は見受けられない。ドリフトチューブの出口における反陽子のエネルギー分布を図 19 に 示す。チューブには-95kV を印加して、5keV までの減速がされていることから、減速についての再 現が出来ている。Einzel lens の位置とレンズの印加電圧を変えていき、チューブ出口における反陽 子の通過率を計算した。結果を図 20 に示す。図 20 から、距離に対して適切な印加電圧を加えるこ とで、どの位置においてもビームをロスなく通過させることができることがわかった。また、それぞ れの組み合わせにおけるビームサイズを計算すると、静電レンズはチューブに近い方が、ビーム径が 小さくなる傾向があることがわかった。

減速された反陽子は MUSASHI トラップ内での反陽子ビームの半径が、反陽子の電子冷却のため に MUSASHI 内に蓄積されている電子雲の半径よりも小さいことが求められる。MUSASHI 内での



図 19 ドリフトチューブ終端における反陽子のエネルギー分布



図 20 静電レンズ印加電圧とチューブまでの距離での反陽子通過数の変化

電子雲の半径は先行研究 [18] から 3.4 mm である。この値は目安ではあるが、これよりも反陽子ビー ムのスポットサイズが小さいことが望ましい。MUSASHI 内の磁場を再現するために、静磁場解析 を行った。コイルの位置や流れる電流値は MUSASHI マグネットの設計書の値を使用した。ドリフ トチューブ減速器と MUSASHI の間には、ビームプロファイルモニタや真空ポンプを設置するとみ なして仮に 1000 mm の空間を設けた。磁場の計算結果を図 21、図 22 に示す。中心の磁場は 2.5 T



図 21 MUSASHI マグネットによる磁場分布

で均一な磁場が作られていることが確認できる。MUSASHI までのジオメトリを使用して軌道計算 を行った。下流の静電レンズの印加電圧は、チューブ内をどのように反陽子ビームを通過したかで変 わるので、それぞれに合わせて調整を行った。計算結果を図 23、図 24、図 25 に示す。MUSASHI トラップ内で反陽子は全て半径 2 mm 以下に収まっている。ガウス関数でフィットし、1σ は 0.50~ 0.56 mm 程度であった。これは電子雲の半径より十分小さいものである。以上の解析から、反陽子 減速器に対するパラメータサーベイによって、CUSP 実験への要件を満たす構造が探索できた。



図 22 MUSASHI トラップの中心軸上における磁束密度分布



図 23 MUSASHI トラップ磁場を考慮した反陽子軌道



図 24 MUSASHI トラップ中心におけるビームエネルギー分布



(a) ビーム位置分布



(b) ビーム位置分布 (X,Y 平面分割)



6 減速膜との比較

本章では、100 keV の反陽子ビームに対する減速膜の減速のシミュレーションを行い、エネル ギー広がりの程度や反陽子の消滅数の大きさなどを前章で得られた結果と比較することで、減速器の 性能を評価することを試みる。

減速膜内での粒子のエネルギー損失などを計算するために、モンテカルロシミュレーションソフト Trim [19] を使用する。Trim では各種材料に対するエネルギー損失のデータを元に、材料内でのイオ ンの拡散や侵入長の計算が可能であり、減速膜の設計にも使用される。

今回の検討では、減速膜の材料としては、ASACUSA にて RFQD からの 110 keV からの減速に 使用されている PET 樹脂を使用する。Trim では反陽子によるエネルギー損失のデータはないため、 代わりに陽子を使用し、100keV から 5keV までの減速のシミュレーションを行う。反陽子の初期分 布については、5章で用いた反陽子ビームのパラメータをそのまま使用できるように、TriComp 用の データセットを作るようにしていた変換マクロを適当に作り変えて Trim で使用できるようにした。 Trim のバージョンは srim-2013.00 である。

計算結果の例を図 26 に示す。図 26 では減速膜通過後の反陽子ビームのエネルギー分布を示している。ここでの膜厚は 4µm である。



図 26 PET 樹脂通過後の反陽子のエネルギー分布

5keV までの減速のための膜厚を調べるために、膜厚を変化させた時のエネルギー分布を調べた。結果を図 27 に示す。

エネルギーは、通過後のエネルギー分布をガウス関数でフィッティングし、中心値を用いた。結果



図 27 膜厚に対する反陽子ビームのエネルギー変化

からおよそ 1.0 µm で 5 keV までの減速が達成されると分かった。 この計算では、減速膜の膜厚は均一としているが、実際には加工誤差が生じる。減速膜の膜は通過粒 子のエネルギー分布に直結するため、膜厚は均質であることが望まれるが、均質な膜厚を作ることは 製作上難しい。加工精度として ±5~10% 程度を見積り、計算を行う。エネルギー分布を図 28、図 29、結果を表 2 に示す。



図 28 膜厚 1µm・加工誤差 ±5%



図 29 膜厚 1µm・加工誤差 ±10%

表 2 減速膜計算結果

	加工誤差±5%	加工誤差 ±10%
通過率	88.4%	80.5%
通過率 (10keV 以下)	80.7%	73.6%
通過率	3.2 keV	$6.1 \ \mathrm{keV}$

通過できた割合は加工精度 10% の場合で 80% 程度であるが、エネルギーの広がりが大きいことが わかる。静電トラップで捕獲できる 10 keV 以下では、全体の 60% 程度である。5 章での減速器の結 果と比較すると、反陽子の通過率の面やエネルギー広がりの面で、減速器の方がよい性能が期待でき ると言える。

今回のシミュレーションでは、反陽子の代わりに陽子を使用してシミュレーションを行っている が、陽子と反陽子では電荷が違うため、物質内でのエネルギーの損失が変わるという Barkas 効果を 考慮していない。今回のエネルギー領域において、反陽子のエネルギー損失 de/dx は、陽子の半分 程度であることがわかっている [23]。反陽子の減速においては、少なくとも今より膜厚を厚くする必 要がある。物質中を移動する距離が長くなるほどエネルギーの分散が広がるため、10 keV 以下に収 まる粒子数はさらに減ると予想される。

減速膜には反陽子を減速する役割のほかに、AD リング内の残留ガスがビームラインを通して実験 セットアップに入ってくるのを抑える真空隔壁としての役割があった。ELENA 輸送ラインの真空度 は 3×10⁻¹²Torr と、現在の AD リング内の真空度に対して 100 倍程度 [24] [25] 向上しており、減速 膜を使用せずにドリフトチューブ減速器を用いて実験セットアップと直結しても問題は生じない。

減速膜はこれまで MUSASHI マグネットの磁場下に設置さてれており、減速後はマグネットの磁 場に巻きついたため、スポット径が大きくなることはなかった。一方、減速器の場合には MUSASHI からの位置が遠いため、適切に静電レンズを設置しなければならない。

電気回路の設計 7

本章ではドリフトチューブ型減速器の電気系の設計および予想される危険について検討する。

ドリフトチューブの動作は、単純には充放電回路である。ドリフトチューブ自体はキャパシタとし て機能するので、ビームが入射するまでドリフトチューブを充電し、入射のタイミングで放電回路に 切り替えて電位をグランドレベルまで落とすことを行う。動作の特徴として、ELENA からの反陽子 ビームはおよそ100秒に一度の長い充電時間に対して、放電時間は反陽子ビームがチューブ内にとど まっている時間と極めて短い点が挙げられる。5章での検討では放電時間は 350 ns 以下に抑えなけ ればならない。

ドリフトチューブの持つ容量成分は、TriComp の静電場計算パッケージ ESTAT でチューブの持 つ静電エネルギーを計算でき、そこから $P = CV^2/2$ として静電容量を計算することができる。計算 の結果、75.8 pF という値が得られた。この値は、式 14 での同軸ケーブルとみなした場合で計算し た結果、73.3 pF と良い一致をした。TriComp による計算の方が値が大きいのは、TriComp で計算 した場合には上流・下流に設置している静電レンズからの成分を含んでいるからである。

ドリフトチューブを駆動するスイッチングデバイスには 100kV 以上の高耐圧、数百 ns 以下の高速 応答性が求められる。後者はメカニカルスイッチでは不可能であり、実現できるのは半導体スイッチ デバイスのみである。100 kV 以上の耐圧を持つ半導体スイッチデバイスについては、幾つかが商用 販売されている。例えば Behlke 社の B1, C3, C4 シリーズが挙げられる。

充放電回路の回路図を図 30 に示す。電源に直列につながっている抵抗 R は、ドリフトチューブへ の充電の時定数を決定する電流制限抵抗である。R'は放電時の時定数と、スイッチングデバイスを 流れる電流を決定する電流制限抵抗である。ここで R >> R' である。スイッチングデバイスはオフ の間、ドリフトチューブは充電され、オンになった時にはチューブの電荷がスイッチを流れてポテン シャルが接地電位まで落ちることになる。



図 30 ドリフトチューブ型減速器駆動回路図

(充電応答)

充電の際に R 及び HV 電源から流れる電流値は RC 回路の回路方程式を解くと次のようになる。

$$i(t) = \frac{V}{R}e^{-\frac{t}{RC}} \tag{16}$$

ここで、V は高電圧電源の電圧、R は電流制限抵抗、C はドリフトチューブの静電容量である。時定 数 τ は RC であるから、充電にかかる時間は 3τ で見積もって 3RC となる。また、式から充電開始 時間 t=0 s にピーク電流となるから、抵抗 R でのピーク電力 P_{peak} は次のようになる

$$P_{peak} = i^2(0)R = \frac{V^2}{R}$$
(17)

制限抵抗 R の制約として、充電時間が ELENA の供給サイクルよりも小さくなければならない ことと、耐圧やピーク電力が抵抗器の定格値を超えないことが挙げられる。前者については、少なく とも 200 GΩ 以下にすれば達成される。後者については、販売されている高電圧用抵抗器であれば達 成できる。例えば、KOA 社の高圧用抵抗器 PSN-6 シリーズは定格電圧 300 kV、定格電力が 250W であるから、100 MΩ 以上の抵抗値があれば定格電力の安全率 2.5 以上を確保できる。1 GΩ の場合 で考えると、電源電圧 95 kV の時、ピーク電流は 0.95 mA、ピーク電力は 90.3 W、充電時間は 37 として、227 ms となる。

(充電応答)



図 31 ドリフトチューブ型減速器駆動回路図 (放電時)

放電の際には電源につながる制限抵抗 R の値は十分に大きいため、図のような等価回路と見なせる。放電時に回路を流れる電流は次のようになる。

$$i(t) = \frac{V}{R_{on} + R'} exp\left(-\frac{t}{(R_{on} + R')C}\right)$$
(18)

R_{on} は高電圧スイッチの ON 抵抗、*R*'は半導体スイッチに流れる電流の制限抵抗である。ピーク電流は充電時と同じくスイッチを ON にした時間であるから、次のように書ける。

$$i(0) = \frac{V}{R_{on} + R'} \tag{19}$$

放電の時定数 *τ*on は

$$\tau_{on} = (R_{on} + R')C \tag{20}$$

である。

放電にかかる制約としては、反陽子がドリフトチューブを通り抜けるまでの短時間に放電仕切ら なければならない点である。前述した Behlke のスイッチのうち、MOSFET で構成された B1,C3、 及び SiC-FET で構成された C4 シリーズの製品は高い性能を持っている。ここでは C3 シリーズ の HTS1201-20-LC2 [26] でスイッチング時間を見積もることにする。この FET の定格電圧は 120 kV、ピーク電流は 200 A、ピーク電力は 24 MW、ON 抵抗は 21 Ω である。 FET の定格電流の制限から、

$$i(0) = -\frac{V}{R_{on} + R'} = \frac{95 \times 10^3}{21 + R'} < 200$$
 A

となり、

 $R' > 454 \ \Omega$

という制限がつく。安全率を考えて2倍以上として、電流制限抵抗 R'を

 $R' = 1 \ \mathrm{k}\Omega$

とすると、ピーク電流は

 $i(0) \sim 93$ A

となる。安全率は 2.1 である。

この時のスイッチング時間は、放電にかかる時間を 3₇の とすると

 $3\tau_{on} \sim 232$ ns

となり、350 ns 以下に抑えることができる。 FET におけるピーク電力は

$$P_{peak} = i^2(0)R_{on} \sim 0.182$$
 MW

であり、定格内に収まる。 制限抵抗 *R*' におけるピーク電力は

$$P_{peak} = i^2(0)R' \sim 8.65$$
 MW

となる。

抵抗器の選択には、最大注入エネルギーと平均時間あたりのワット数の定格が調べられている、高 電圧パルスを扱うように設計された抵抗器を使用する必要がある。例えば、日本の東海高熱工業のエ レマ抵抗器やスウェーデンの SANDVIK 社の KANTHAL セラミック抵抗器などが見つかる。



図 32 Behlke HTS におけるパルス応答パラメータの定義

FET 自体にも、スイッチング時間と遅延時間が存在する。HTS スイッチでは、駆動電圧や型番 にもよるが、立ち上がり時間 $t_r(on)$ は 1 ns から 20 ns 程度である。[27] 遅延時間 $t_d(on)$ につい てはデータがないが、例えば同じ C3 シリーズの HTS901-20-LC2 では 250 ns であり、これと同程 度と予想される。 [28]

立ち上がり時間については、上記の放電時間に上乗せされるが、20 ns であったとしても 350 ns 以内 に収まるため問題はない。遅延時間については、スイッチが遷移するわけではないので、反陽子ビー ムが入射する直前に供給される ELENA からの信号からドリフトチューブのスイッチを切り替える までの時間のうち、遅延時間分を差っ引くことで無視することができると思われる。遅延時間につ いても使用環境に依存すると予想されるので、事前に測定して確認する必要がある。また、HTS ス イッチの電気特性として On-Time が指定されているが、これは On 状態の最小時間に関する制限で あり、ドリフトチューブを放電させてから再び充電させるまでの時間に対応する。HTS1201-20-LC2 では On-Time は 250 ns 程度であるが、ELENA のサイクルは 100 s で高速に復帰する必要はない ため、問題はない。

ドリフトチューブを駆動する電気系は、電気系から発する静電ノイズへの対応及び、高電圧からの 安全確保を徹底して施さなければならない。静電ノイズについては、高電圧かつ高速にスイッチング を行うため、電気系全体が強力な雑音源となる。例えば電源を共有している電気機器の破壊や、静電 ノイズがビームラインを伝搬することによって、MUSHASIトラップの電極や制御系を破壊するお それがある。電気回路は、全体をファラデーケージで覆い、回路のグランドは、他の電気機器の使用 するグランドとはなるべく別の線を使うようにしなければならない。大電流がグランド線を流れるこ とで、グランド線自体の抵抗値による電圧降下を引き起こし、グランド線を共有する他の機器のグラ ンドレベルに影響が出ることを抑えることができる。加えて、ドリフトチューブ減速機全体につい てもファラデーケージを設けることが必要である。ビームラインを伝搬するノイズが大きい場合に は、例えばビーム軸上に極細の導線を使ったメッシュを貼り、それをファラデーケージとすること で、ビームラインを塞ぐことなく伝搬を抑えることができると予想される。

また 100 kV という高電圧を使うため、漏電や感電を防ぐための対策が必須であり、実験がおこな われる CERN の高電圧装置に関する安全規則に従って対処しなければならない。

8 悪条件下におけるドリフトチューブ減速器への影響

前章までの減速器のシミュレーションは理想的な条件を仮定したものであり、実際の運転では計 算通りの性能を発揮できるわけではない。例えば、ELENAからの反陽子ビームの性質は、設計値よ りも悪くなることが想定される。ビームエミッタンスが悪くなった場合には、ビームサイズが増大 し、エネルギーの広がりが大きくなった場合には、チューブに入射する際の軌道に影響が出る。

減速に影響が出る悪条件下においても、ある程度の性能を発揮することが実際の使用に際しては期 待される。本章では、そのような状況における減速器内での反陽子ビームへの影響をシミュレーショ ンによって明らかにする。

8.1 エミッタンス増大による減速への影響

エミッタンスの増大した反陽子ビームの初期分布を作成し、TriComp によるシミュレーション から、その影響を検討する。エミッタンスを悪化させたときの初期分布については第4章で作成した 変換マクロを使用してこれを生成した。エミッタンスを設計値の2倍、3倍、4倍、5倍と大きくさ せていったときのシミュレーション結果を図 33 に示す。















(e)5 倍





(c)3 倍

図 33 エミッタンス増大による減速



(b) ビーム位置分布 (X,Y 平面分割)

図 34 エミッタンス 3 倍の場合における MUSASHI トラップ中心のビーム分布

エミッタンスの悪化に伴って、チューブの内部におけるビームサイズが増大する。そして4倍を 超えるとビームサイズはチューブの径より大きくなり消滅している。エミッタンスの上限は、チュー ブの内径によって制限される。3倍の悪化の場合のビーム分布を図34に示す。3倍までであれば、全 ての反陽子が MUSASHIトラップ中心まで到達している。また、MUSASHIトラップ中心は、半径 3.4 mm を超えるものもあるが、ガウス関数でフィットした際の 1σ は 0.59~0.64 mm 程度で、0.1 mm 程度の増加であった。MUSASHI トラップ中心までビームが到達できれば、ビームサイズは概 ね問題はないとみられる。エミッタンスの悪化によって、ドリフトチューブ減速器と MUSASHI ト ラップの間のドリフト空間でのビームサイズが大きく広がっている。減速によってエミッタンスは増 大するため、下流側のドリフトスペースはなるべく短い方が好ましい。これまでの検討では、製造の 際の余裕を持つために 1000 mm として前章では計算を行ったが、設置するのはビームプロファイル モニタなどだけであり、ドリフトスペースを 500 mm と仮定して再計算する。

先の計算よりも MUSASHI マグネットの設置位置を 500 mm だけ上流に移動したジオメトリに変 更し、同じようにビームエミッタンスを悪化させたときのシミュレーションを行う。計算結果を図 35 に示す。



図 35 ドリフトスペース短縮による改善

ドリフトスペースの短縮によって、減速器下流側のビームサイズの広がりは改善された。 MUSASHI におけるビーム分布を図 36 に示す。ビームサイズとしてはほとんど変わっていない が、3.4 mm を超えるものは多少減った。



図 36 エミッタンス 3 倍の場合における MUSASHI トラップ中心のビーム分布

4倍以上の悪化については、ドリフトチューブのサイズを大きくすることで対応が可能と予想される。また、実際の製造において下流側のドリフトスペースが長くしなければならない場合には、静 電レンズを置くことでビームの広がりは改善される。

8.2 エネルギースプレッド増大による減速への影響

エネルギースプレッドについても同様に大きくしていったときの変化を調べる。エネルギースプ レッドを大きくさせた場合の反陽子の初期分布も同様に変換マクロを使用して用意をした。計算結果 を図 37 に示す。計算に使用したジオメトリは減速器と MUSASHI の間の距離は 500 mm にしてい る。



(c)3 倍

図 37 エネルギースプレッド増大における減速

エネルギースプレッドを大きくさせていくと、減速後のビームサイズがわずかに大きくなってい る。エネルギースプレッドの増大によって、静電レンズによる収束に影響がある。反陽子ビームのう ち、エネルギーの大きいものは静電レンズによって曲げられにくいが、小さいものは強く曲げられる ことになる。上流の静電レンズについては、100 keV に対する広がりが 100 eV 程度であるが、減速 後は単純計算で 5 keV に対して 100 eV の広がりとなるため、比較的影響が大きい。 図 35 と図 37 を比べると、MUSASHI 中心におけるビームサイズの増大はエミッタンスの悪化の場合に比べて小 さいと言える。4 倍以上の悪化や下流のドリフト空間の長さが 500 mm を大きく超える場合には、追 加の静電レンズが必要である。3 倍までについての MUSASHI 中心におけるビームは、半径 3.4 mm 以下に全て収まっているので、十分な減速が見込める。

ここで、エネルギースプレッドとビームエミッタンスを同時に悪化させた場合も調べた。それぞれ を悪化させた場合の計算結果を図 38 に示す。計算の結果、エミッタンス 2 倍、エネルギースプレッ ド 2 倍にした場合であれば、全ての反陽子が半径 3.4 mm 以下に収まり、十分な性能を発揮しうる。 エミッタンス 3 倍、エネルギースプレッド 3 倍については、下流静電レンズで消滅する反陽子もある が、MUSASHI トラップ中心には 1000 個中 998 個が到達し、MUSASHI トラップ中心では全ての 反陽子が 3.4 mm 以下に収まっていることから、十分使用可能である。





図 39 エネルギースプレッド/エミッタンス 3 倍における MUSASHI トラップ中心のビーム分布

8.3 1keV ビームの検討

ドリフトチューブ減速器での減速は、原理的には 5 keV 以下まで減速が可能である。また減速する ほど、ビームのバンチ長を短くできる点でもチューブを通過する時間を稼ぐことができる点でも都合 が良い。そこで、1 keV までの減速を行える減速器の構造を検討する。

1 keV までの減速を行うためにチューブの電圧を-99 kV にしてシミュレーションを行った。結果を 図 40 に示す。



図 40 チューブ電圧-99 kV による減速

上流の静電レンズの印加電圧はチューブの電圧を変えたため、これまでの値は適切ではない。印加 電圧についてはチューブを通過する反陽子数が最大になるように決定した。また MUSASHI トラッ プには 12 kV の反射用のポテンシャルに加えて、電子のトラップ用の電圧として-500 V を印加して いる。結果として、トラップ中心での反陽子ビームの運動エネルギーは 0.5 keV となる。図 40 を見 ると、チューブ入射にともなう収束の効果を打ち消し切ることができず、チューブの内壁で反陽子が 消滅している。MUSASHI 中心に到達した反陽子数は 78.8% であった。

到達数を向上させるためには、まずはチューブ内での消滅を抑えなければならない。このためには、 単純にはチューブの径を大きくすれば良い。

現在のチューブの半径は、現在のビームパイプのサイズを参考にしたものであり、これは現在使用 している CF152 という規格のフランジに基づいて最大の大きさが決まっている。同様の規格で次に 大きい径を持つ CF203 で再検討する。CF203 での使用されるパイプの内径は 146.4 mm、外径は 152.4 mm となる。パイプの内径の半分程度の内径を持つようにして、チューブの内径の半径を 37 mm、外径の半径を 40 mm とした。これによりチューブの径は 12 mm 大きくなることになる。新 しいチューブ径とした場合のシミュレーション結果を図 41 に示す。

チューブ内部での消滅は抑えられ、MUSASHI 内部に到達した反陽子は 95% と改善された。到達 できなかったものは、MUSASHI の磁場によって反射したものであり、これについては、例えば MUSASHI 直前に静電レンズを設置することでさらに改善されると予想される。



9 結論

本研究では以下の4点の結果が得られた。

1. ASACUSA CUSP グループで使用することを想定した、100 keV の反陽子ビームを 5 keV ま で減速するドリフトチューブ型減速器の基本構造の設計を有限要素法によるシミュレーションソフ トを用いて行った。今回検討された減速器構造では、CERN ELENA から入射する反陽子のうち、 99.9% 以上が消滅することなく減速されることが期待される。

2. 従来手法であった減速膜による減速を、モンテカルロシミュレーションソフトを用いて調べた。 減速膜は MUSASHI の内部に設置できる点でメリットがあるが、反陽子の内部消滅があり、かつ減 速によってエネルギースプレッドが大きくなるため、MUSASHI トラップで捕獲できる反陽子数の 面でドリフトチューブ型減速器が優れることが確認された。

3. ドリフトチューブ型減速器を駆動する 100 kV の耐圧とサブマイクロ秒の動作速度をもつ電気 回路の検討を行い、販売されている半導体スイッチおよび抵抗器をもとに、ドリフトチューブ減速器 の動作を実現できる電気回路の設計を行った。

4. ELENA が完成前であることを踏まえ、ELENA からの反陽子ビームのビーム性質が ELENA 設計値よりも悪化した場合に、ビーム性質の悪化がドリフトチューブ型減速器による減速にどのよう に影響を与えるのかについて、ビームエミッタンスとエネルギースプレッドの面から検討した。ビー ムエミッタンスとエネルギースプレッドの悪化は、それぞれ、ドリフトチューブ内部でのビームサイ ズ、減速器通過後のビームサイズに大きく影響する。今回検討したドリフトチューブ型減速器の構造 では、ビームエミッタンスとエネルギースプレッドがそれぞれの設計値の3倍の悪化までであれば、 99% 以上反陽子が減速されて MUSASHI トラップに捕獲されることを確認した。また、1 keV まで の減速を行える減速器構造について検討を行い、必要な構造の変更を行った。

謝辞

はじめに、松田研究室で2年間研究活動を指導いただきました、松田恭幸准教授、鳥居寛之助 教、黒田直史助教に深く御礼申し上げます。

松田恭幸准教授には、指導教官として大学院での研究活動・学生生活について終始丁寧にご指導いた だきました。他大学・他分野からの進学にもかかわらず研究室に温かく迎えていただき、研究の進め 方から進路まで丁寧に相談に乗っていただきました。大学院で自由に研究できましたのは、松田先生 あってこそでした。

鳥居寛之助教には、日本でのミュオニウム研究に参加する際にはお世話になりました。日頃から研究 室で物理研究や海外での生活についてお話を聞くことができ、とても面白く、勉強になりました。 黒田直史助教には、本研究を始めるきっかけをいただいただけでなく、本研究に対して親身にご指導 いただきました。CERN での研究への参加に際しても、CERN への行き方から、現地での仕事の仕 方まで、すべて面倒を見ていただきました。本研究が無事進みましたのは、黒田先生あってこそでし た。厚く御礼申し上げます。

また ASACUSA メンバーである、理化学研究所 山崎泰規博士、金井保之博士、Pierre Dupre 博士、広島大学 檜垣浩之准教授、東京農工大学 永田祐吾特任助教に深く感謝いたします。

山崎泰規博士には、ASACUSA 実験への参加を認めていただき、CERN での長期滞在や ASACUSA に関わる研究をさせていただいたのは、大変光栄なことでした。金井保之博士、永田祐吾特任助教に は CERN での生活の面倒を見ていただいただけでなく、ASACUSA での実験や装置の考え方につい て教えていただきました。檜垣浩之准教授には、ドリフトチューブ型減速器についてのテーマをいた だき、装置製作に向けた具体的な指摘を数多くいただきました。Pierre Dupre 博士には、実際のシ ミュレーションの方法や、減速器設計のアイディアなどについて相談に乗っていただきました。

また、高専時代からの念願であった CERN での装置開発という夢が叶いましたのは、先生方のお力 があってこそでした。重ねて御礼申し上げます。

そして、研究室の先輩である東北大学 田中香津生助教、長濱弘季さん、田島美典さん、樋口嵩さ ん、小林立人さん、上野恭裕さん、同期の田中陶冶くん、後輩である瀬尾俊くん、八木大介くんに心 から感謝いたします。大学に知り合いがいなかった自分にとって、楽しく研究ができたのは間違いな くみなさんのおかげでした。

最後に、これまでの人生を支えてくれた家族、友人たちに深く感謝いたします。

参考文献

- [1] J.L. Friar, Ingo Sick, Phys. Lett. B 579, 285âÅŞ289, 2004.
- [2] S. J. Brodsky et al., Phys. Rev. Lett., 94, 022001, 2005.
- [3] ASACUSA collaboration. Atomic Spectroscopy and Collisions Using Slow Antiprotons. Technical report, CERN-SPSC 2005-002, 2005.
- [4] R. Bluhm et al., Phys. Rev. Lett., 82, 2254, 1999.
- [5] Christiane Lefèvre, CERN CDS, https://cds.cern.ch/record/1260465.
- [6] B. Radics et al., Hyperfine Interact, 237, 156, 2016
- [7] M. Hori et al., Progress in particle and nuclear physics 72,2013.
- [8] N. Oshima et al., Phys. Rev. Lett., 93, 195001-1, 2004.
- [9] 金井保之 et al., 陽電子が拓く物質の科学第4回低エネルギー反水素生成のための低エネルギー 陽電子, 原子衝突学会誌「しょうとつ」 2016 年第13巻第5号.
- [10] N. Kuroda et al., Phys. Rev. ST AB 15, 024702, 2012.
- [11] N. Kuroda et al., Nat. Commun. 5, 3089, 2014.
- [12] ELENA Technical Design report, CERN, 2014, EDMS 1303646.
- [13] Layout of ELENA Transfer Lines Version 2.02, CERN, 2016, EDMS 1388169.
- [14] F. Herfurth et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A 469, 254-275, 2001.
- [15] http://www.asl-i.com/contents/soft/tricomp/
- [16] Helmut Libel, Applied Charged Particle Optics, Springer, 2007.
- [17] 斎藤芳男, KEK OHO セミナー 1990 年テキスト.
- [18] N. Kuroda et al., Phys. Rev. Lett., 100, 203402 2008.
- [19] http://www.srim.org/
- [20] 久保浄, KEK OHO セミナー 2012 年テキスト.
- [21] 亀井亨、木原元央, 丸善, パリティ物理学コース 加速器科学, 平成5年発行.
- [22] https://root.cern.ch
- [23] S.P. Møller et al. Phys. Rev. Lett. 88, 193201, 2002.
- [24] J. Y. Hémery, S. Maury, Nuclear Physics A, 655, 345c-352c, 1999.
- [25] Lajos Bojtár, ANTIPROTON DECELERATOR STATUS REPORT, Proceedings of COOL 2009, Lanzhou, China.
- [26] http://www.behlke.com/separations/separation_c3.htm
- [27] Behlke, Application Notes FAST HIGH VOLTAGE TRANSISTOR SWITCHES Model Series HTS, http://www.behlke.com/pdf/general.pdf
- [28] Behlke, HTS901-20-LC2 データシート, http://www.behlke.com/pdf/901-20-lc2.pdf

付録 A ドリフトチューブ型減速器のパラメータ

反陽子ビームの軌道計算で使用した減速器の構造と印加電圧をまとめる。



図 42 構造図

	5 keV ビーム	1 keV ビーム
a(上流ドリフト空間, mm)	500	500
b(下流ドリフト空間, mm)	200	200
c(静電レンズサイズ, mm)	40	40
d(静電レンズギャップサイズ, mm)	60	60
e(ドリフトチューブ内径, mm)	25	37
f(ドリフトチューブ外径, mm)	28	40
g(真空パイプ内径, mm)	49	73
h(真空パイプ外径, mm)	50	76
V1(上流静電レンズ印加電圧, V)	-77000	-88000
V2(下流静電レンズ印加電圧, V)	-2200	-500
Vtube(ドリフトチューブ電圧, V)	-95000 / 0	-99000 / 0

表3 各種パラメータ

静電レンズとドリフトチューブの間のギャップも d と同じである。 図で指定していない電極の電圧は 0 である。

付録 B 減速膜によるトラップ数の検討

B.1 減速膜の膜厚の最適化

第5章において、減速膜による 5keV までの減速の評価を行うことで、減速膜とドリフトチュー ブ型減速器との比較を行った。一方で減速膜で 5keV までの減速を行うことが、MUSASHI でのト ラップ数を最大にするかどうかは自明ではなく、これについては議論されていない。そこで、減速膜 の使用で期待される最大の反陽子のトラップ数を見積もるために、トラップ数が最大になるように膜 厚を決定することにすることで、減速器との比較を行うことにする。

解析コードは同様に TRIM を使用した。減速膜の材質は PET 樹脂を使用し、膜厚のゆらぎは同様にガウス分布で与え、分布の広がりは 1 σ で膜厚の 10% として与える。また MUSASHI では 12 keV 以下の反陽子が捕獲できるものとする。そして陽子の初期位置および初期移動方向の初期分布は、ELENA の設計値から与えられるものを用いる。膜厚を適当に変化させた時の、減速膜通過直後の 12 keV 以下の粒子数を次に示す。0.96 μ m で捕獲数はピークとなり、効率は 67.5% となった。膜



図 43 12keV 以下の反陽子数 (初期反陽子数 10000 個)

厚が薄いと減速が十分ではなく 12kV の反射電圧で反陽子を捕獲できなくなり、膜厚が厚くなりすぎ ると膜内で停止する反陽子が増えるために捕獲数が減少する。

この結果では 12 keV 以下という制限のみでの捕獲数の見積もりであるが、実際には 12 keV 以下 であっても全て捕獲できるわけではない。例えば、減速後の反陽子のエネルギーの広がりは、もとの 1 σ ・100 eV から数 keV 程度に広がる。エネルギーの広がりが大きくなれば、減速後ドリフト空間 を移動によって、ビームバンチは軸方向にも径方向にも大きく広がることになる。MUSASHI 内の 反陽子捕獲用の電極の長さは 310mm と有限であるから、ビームの軸方向長さが大きくなりすぎれ ば、全ての反陽子を捕獲することができなくなる。径方向の広がりについては、減速膜が MUSASHI 内部に設置されていることから、反陽子は MUSASHI の磁場に巻きつき、ドリフト空間を走るよう に大きく広がることは無いが、径方向成分が大きく、かつ減速後も比較大きいエネルギーを持つ場合 には径方向の広がりも電子雲のサイズである 3.4 mm を超えるようになり、無視できなくなる。

B.2 軸方向長さの制限

軸方向の広がりについて検討する。減速膜と MRT の位置関係を図 44 に示す。Trim では減速膜



図 44 MUSASHI 内での減速膜とトラップ電極の距離

通過後の陽子のエネルギーや位置分布などを取得できる。減速膜から MRT までのドリフト空間での 移動によるバンチの広がりを検討するために、運動エネルギーと運動方向から軸方向の速度を計算 し、これを元に減速膜通過の時点から粒子の時間ごとの位置を計算する。減速後の初期バンチ長さに ついては、5.1 節のように全ての粒子が理想的に 5 keV まで減速された時のバンチ長さである 4 σ , 300 mm を目安として、軸方向の位置分布をガウス分布の乱数で与えた。また初期粒子数は 1000 で ある。計算結果を図 45 に示す。



図 45 粒子の位置分布

ここでは横軸が時間に対応し、縦軸がビーム軸方向の位置である。図内の灰色の線で挟まれた領域 が MRT で捕獲できる領域に対応してる。MRT の下流側には-12 kV を印加してあり、入射した反陽 子を反射させるため距離を稼ぐことができる。計算では簡単のために、MRT の2 倍の長さを捕獲可 能な領域としてみなしている。運動エネルギーが 12 keV 以下の粒子について、MRT の領域内の粒 子数の時間発展を図 46 に示す。



図 46 領域内の粒子数の時間変化

この図は、上流側の-12 kV の反射電圧をどの時間で印加すると、どれくらいの粒子が捕獲できる かに対応する。このカーブの最大値を、その膜厚における捕獲可能な粒子数とみなすことにする。 MRT の長さによる軸方向の制限を加えた加味した場合の、膜厚によるトラップ数を図 47 に示す。



図 47 各膜厚におけるトラップ数 (エネルギー・軸方向の制限)



図 48 軸方向長さの制限で減少する割合

膜厚は 0.96 μm で捕獲数は最大となり、捕獲の効率は 62.5% となった。また軸方向の制限を加え る前と後での粒子数の減少率を図 48 に示す。膜厚の増加に伴って減少率は増大する。膜厚の増大は エネルギースプレッドを悪化させ、これが軸方向のバンチ長さを大きくしている。

B.3 径方向長さの制限

MUSASHI内では荷電粒子はサイクロトロン運動をするため、径方向の評価のためには MUSASHI の磁場を考慮しなければならない。そこで TriComp を用い、MUSASHI の磁場マップを含めて軌道 計算を行い、径方向の大きさを計算する。Trim の出力を TriComp の軌道計算の入力ファイルとし て使えるように変換マクロを作成し、PET 樹脂を通過した後の粒子を減速膜のサポータの位置から MUSASHI の中心まで軌道計算を行い、MUSASHI 中心における径方向の位置分布のうち、電子雲 の半径である 3.4 mm 以上に径が広がったものはトラップできない (正確には減速できず反水素実験 に使用できない) ものとして、制限をかけることにする。12 keV 以下のエネルギーの制限および電子 雲サイズによる径方向サイズの制限を考慮した場合の、各膜厚におけるトラップ数を図 49 に示す。



図 49 各膜厚におけるトラップ数 (エネルギー・径方向の制限)

この結果は軸方向の制限を加えていない。エネルギー、軸方向サイズ、径方向サイズ全ての制限を 適切に加えた解析は行えていないが、例えばエネルギーと径方向サイズの制限をかけた結果である図 49 に軸方向長さの制限を加えると、単純に図 48 だけの結果から減少すると考えることで、おおよそ の値を見積もることができる。

B.4 ドリフトチューブ型減速器の軸方向長さの制限

5章の減速器の検討では径方向の大きさについては確認しているが、軸方向長さの制限については 検討していない。そこで前述の方法と同様に、軸方向の移動速度からドリフト空間での軸方向広が りによる検討を行う。減速器と MRT までの位置関係を図 50 に示す。減速器では MRT までの距離



図 50 減速器と MRT の位置関係

が長くなってしまう点で、MUSASHI内に設置できる減速膜よりも不利となる。図 24 に示している MUSASHI内での減速後の粒子のデータから軸方向速度を計算した。時間ごとの位置分布を図 51 及 び図 52 に示す。



図 52 減速器を用いた場合の領域内の粒子数の時間変化

減速膜の場合と異なり、ビームは大きく広がることはなく、図 52 については最大値がフラット になる。計算の結果、減速器では軸方向のサイズが MRT を超えることはなく、すべての反陽子が MUSASHI で捕獲できることが期待できる。また 5 章の結果から、径方向のサイズも電子雲のサイ ズよりも小さいことがわかっているので、この結果は、エネルギー制限、径方向サイズの制限と軸方 向の制限をすべて加味した結果である。また減速膜の製作には低エネルギーの反陽子の物質中でのエ ネルギー損失を加味して膜厚を決めなければならず更に検討が必要だが、減速器の場合では Barkas 効果は関係なく、上記の性能を期待できる。