修　士　学　位　論　文

題　目　負ミュオン核変換のための円形加速器におけるビームエミッタンスの振る舞いに関する研究

指導教員　　石 禎浩　准教授

京都大学大学院工学研究科
（原子核工学専攻）

氏　　名　　首藤　駿到

提出年月　　令和　４年　３月

目次

1　序論

1.1　高レベル放射性廃棄物の処理、処分
1.2　負ミュオンによる核変換
1.3　内部標的による負ミュオン生成
1.4　研究目的

2　円形加速器におけるビームエミッタンス

2.1 ビームエミッタンス
2.2 イオン化クーリング

3　シミュレーション

3.1　ビームエミッタンスのシミュレーション
3.1.1 シュミレーションモデル
3.1.2 計算条件
3.1.3 計算手法（プロセス）
3.1.4 計算結果
3.2　散乱効果の検証シミュレーション
3.2.2 計算結果
3.3 まとめ

4　実験

4.1 実験装置、施設
4.2 実験条件、セットアップ
4.3 測定原理
4.4 結果

5　考察

6　結論

7　参考文献

1　序論

1.1　高レベル放射性廃棄物の処分、処理

原子炉稼働に伴い発生する使用済核燃料にはマイナーアクチノイド(MA)や長寿命核分裂生成物(LLFP)といった放射性核種が含まれている。これらの核種の中には半減期が数万年から数百万年に及ぶ非常に寿命の長い核種が存在し、核燃料の再処理の際高レベル放射性廃棄物(HLW)として排出される。高レベル放射性廃棄物はガラスと融かし合わされたガラス固化体として、貯蔵施設で数十年の冷却後、地層処分とすることが現在検討されている。しかし、現時点で使用済核燃料の再処理により発生しうるガラス固化体は約26,000本となり広大な面積の貯蔵施設、処分場を建設、管理する必要がある[1]。また、高レベル放射性廃棄物のうちAm、Cm、Np等のマイナーアクチノイド(MA)は放射性廃棄物の潜在的毒性の主要元素群であり、ガラス固化体として地層処分された場合でも100万年以上にわたって公衆被ばくへの影響を及ぼす[図１,]。このような観点からMAについては高速増殖炉(FBR)や加速器駆動型未臨界炉(ADS)を用いた核変換による消滅、再資源化システムが積極的に研究されてきた。一方で図１からもわかるように放射性廃棄物減容、有害度低減のためにはMAの核変換とともにLLFPの核変換処理も重要な問題である。しかし、LLFPについては加速器を用いた陽子ビームやガンマ線による核変換反応について検討されてきたが、実用的な処理方法は確立されていると言えない。

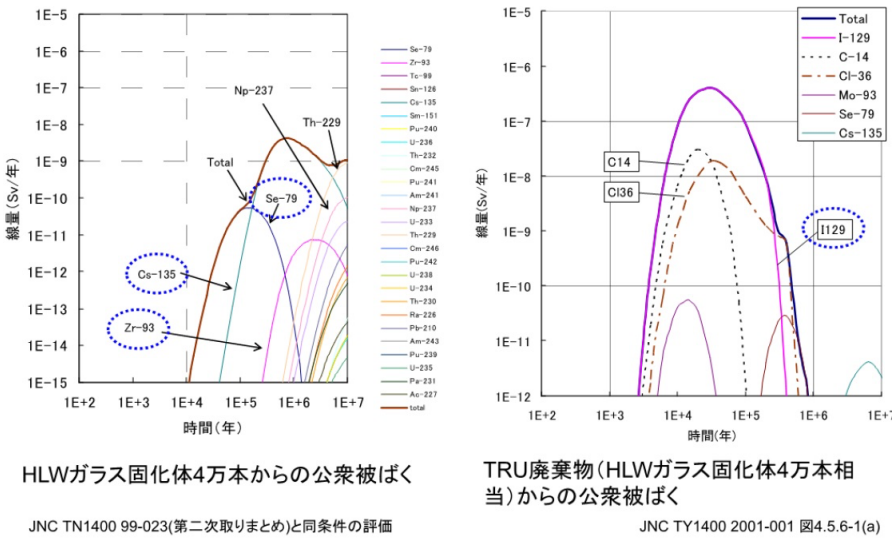
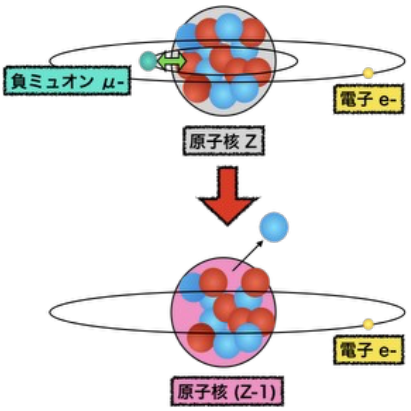


図1 HLWガラス固化体4万本からの公衆被ばく

1.2 負ミュオンによる核変換

LLFPの核変換技術の一つとして負ミュオン核変換がある。負ミュオンは物質中に入射されると電磁相互作用により減速、停止し原子核のクーロン場により捕獲され、ミュオン原子（図２）を形成する。その後負ミュオンは電子、X線を放出しつつ外側の軌道から最低準位の軌道まで段階的に遷移する。最低準位にある負ミュオンは自然崩壊$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$と原子核捕獲の競合過程にあるが、原子番号Zが大きな場合軌道半径が原子核により近接するため、$Z \geq 30$で原子核捕獲確率は95%以上になる[2]。負ミュオン捕獲反応が起こるとミュオンと陽子が弱相互作用$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$を起こし、中性子とニュートリノが生成する。この時原子核は10-20MeV程度の励起エネルギーにより励起状態となり中性子を複数個放出して同位体を生成する。このようにしてミュオン原子核捕獲反応は、原子番号Zの原子核を原子番号Z-1の原子核同位体へ核変換する。



$$\mu^- \quad + \quad p \quad \rightarrow \quad n \quad + \quad \nu_\mu$$

図2　負ミュオンによる核変換

負ミュオンによる核変換の利点として 同位体分離処理の負担低減と放射性核種が生じにくいことが挙げられる。中性子、陽子ビーム等を利用した核破砕、核変換反応では核変換特性等からLLFPの核種ごとに分離し処理する必要がある上、生成核種として安定核種だけでなく不安定核種も含まれる場合がある[3]。一方負ミュオンによる核変換では原子番号を１つ下げたZ-1原子核に変換されるが、不安定核種に変換された場合でも比較的短時間でβ-崩壊を起こし安

定同位体となる[4]。また安定同位体の核変換においても図３に示すとおり最終的に全て安定な核種となる。したがって負ミュオン照射を続けることによって幾つかの安定同位体を含む放射性核種を分離処理なしに安定核種に核変換することができる。

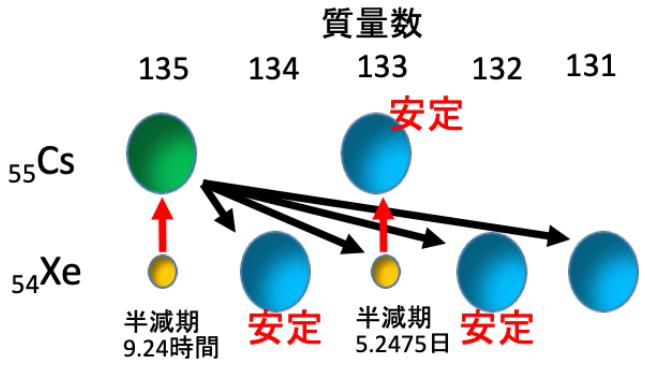


図3　Csの負ミュオン核変換

負ミュオンによる核変換をLLFP処理技術として実用化するためには大強度の負ミュオンビームを高効率で生成する必要がある。例えば、原子炉で3%濃縮ウラン燃料1tを燃焼した際生成される^{135}CsはCs同位体の13%を占め、これを5年程度で核変換処理するためには約10^6個/sのミュオンビームが必要であると計算されている[5]。

1.3　内部標的によるミュオン生成

高強度かつ、高効率で負ミュオンを生成する手法として円形加速器を用いた内部標的方式が提案されている。これはERIT(Energy Recovery Internal Target)方式と呼ばれ、加速器リング内部に薄い標的を設置し、これにビームを繰り返し照射することでミュオンを生成する。また高周波加速空洞による固定周波数加速によりビームを加速、貯蔵すると同時に内部標的を通過することで損失したビームエネルギーを回復する。従来の外部標的を用いた方法では、厚い標的と高エネルギーのビームを用い、より大きな反応断面積で２次粒子を生成することを目的としていた。しかし、生成した２次粒子が標的内部で消滅することや１次ビームのエネルギー損失に応じて反応断面積が低下することで結

果的にミュオン生成効率が低くなるという問題点がある。上に述べたような内部標的方式では薄い標的に対して常に高いエネルギーで繰り返しビームを照射することができ、高いミュオン生成効率を実現可能であると考えられている。また、進行方向のビームエネルギーの拡がりに対応して楔形標的を利用し、さらに１次ビームの貯蔵、エネルギー回復だけでなく加速機能を付与したMERIT(Multiple Energy Recovery Internal Target)方式が考案され,すでに実証実験が行われている[4]。この方式ではERIT方式の利点に加え、低い入射ビームエネルギーによる入射器コストの低減を可能する。

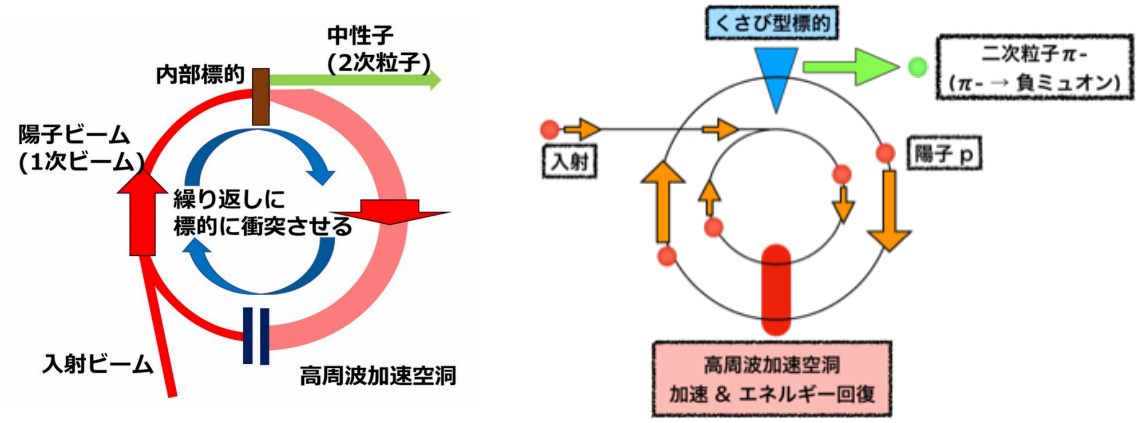


図4　ERIT及びMERIT方式の概念図

以上のような内部標的を用いた方式では標的との衝突での多重クーロン散乱によりビーム拡がり、エネルギー分布拡がりが増大し、リング内での一次ビーム損失ひいてはミュオン生成効率の低下につながる。したがって、散乱効果による１次ビームのビーム拡がり（エミッタンス）、エネルギー分布拡がりを抑え、高いミュオン生成効率に十分なビーム周回数、強度を確保することが重要である。

1.4 研究目的

前節で述べたように、負ミュオンによるLLFP核変換処理の実現のためには数十年といった現実的な期間で放射性同位体を核変換する必要があり、10^6個/s以上の大強度負ミュオンビームが不可欠である。大強度負ミュオン発生法としてERIT方式やMERIT方式といった内部標的方式が提案されている。内部標的を用いた方式では、円形加速器内部に薄い標的を設置し、ビームの加速、貯蔵及び標的照射による２次粒子生成を同時に行うものであるが、標的物質中の多重散乱によるビームサイズ、エネルギー分布拡がりの増大を抑えることが重要である。

本研究では大強度ミュオン源と期待されるMERIT-FFAGの原理実証、開発のための粒子トラッキングコードの開発とシュミレーションによる１次ビーム（陽子ビーム）の振る舞いについて研究、検討を行った。また、シュミレーションによる計算結果を検証するため、京大150MeV FFAG主リングによるビーム照射実験を行い、結果を比較、検討した。

2　円形加速器におけるビームエミッタンス

2.1 ビームエミッタンス

円形加速器における横方向の運動を表すいくつかの量について定義する。

次の式(1)に示すように

$$\epsilon^2 = < x^2 > < x'^2 > - < xx' >^2 \tag{1}$$

となるϵを定義する。このϵをビームのrmsエミッタンス（以下、エミッタンスと呼ぶ。）といいビームの拡がりを表す量となる。ただし、xは横方向の運動（ベータトロン振動）による粒子の閉軌道からの変位を表し、x'はxのビーム軌道にそった座標sによる微分である。<>は粒子分布に関する平均を表す。ϵはsに依存せず一定であり、Courant-Snyderの不変量と呼ばれる。また、式(2)よりtwiss parameter　α、β、γを定義することができ、

$$\begin{aligned} -\alpha\epsilon &= < xx' > \\ \beta\epsilon &= < x^2 > \\ \gamma\epsilon &= < x'^2 > \end{aligned} \tag{2}$$

となる。また、(2)式よりビームのrmsサイズの値は

$$x_{rms} = \sqrt{\beta\epsilon} \tag{3}$$

とあらわせる。

ビームの周回方向の運動量が変化する場合、式(1)で定義されるエミッタンスは不変量にならない。したがって、異なる運動量におけるエミッタンスの比較に便利であるようにこれを運動量で規格化したエミッタンスを定義する。

$$\epsilon_n = \beta_s\gamma_s\epsilon \tag{4}$$

ここで、β_s, γ_sはそれぞれ速度vと光速度cの比、ローレンツ因子であり、ϵ_nは規格化エミッタンスと呼ばれる。

2.2 イオン化クーリング

ERIT方式やMERIT方式では内部標的による多重散乱によってビームが広がり、ビームが安定的に周回する上で問題となる。これはイオン化冷却によって抑制することができる。イオン化冷却とは図5に示すようにビームが標的を通過することで進行方向と同時に横方向の運動エネルギーを失うが、高周波加速によって進行方向のビームエネルギーのみを回復させることでビーム拡がり、つまりビームエミッタンスを抑えることができるということである。

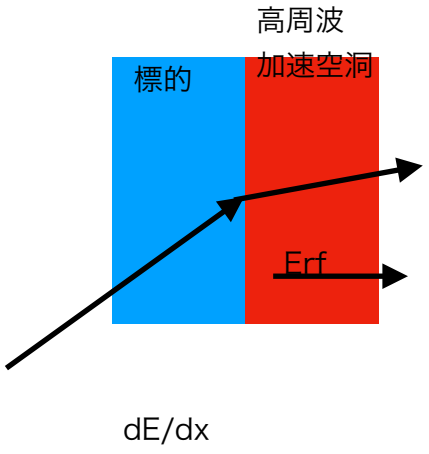


図５　イオン化冷却の原理

上で述べた標的によるイオン化冷却の効果とビームエミッタンスを増大させる多重散乱の効果によりビームエミッタンスのs方向の変化率は次の式(4)のように表すことができる。

$$\frac{d\epsilon_n}{ds} = -\frac{1}{\beta^2 E}\frac{dE}{ds}\epsilon_n + \frac{\beta\gamma\beta_x}{2}\frac{d<\theta_0^2>}{ds} \tag{5}$$

ただし、θ_0は多重散乱による散乱角であり、β、γは進行方向の粒子速度およびローレンツ因子である。この式において第一項はイオン化クーリングに、第二項は多重散乱による撹乱を表す項である。

3　シミュレーション

ビームが円形加速器を周回する毎に各粒子の横方向や進行方向の運動についての変数を計算するシュミレーションコードを作成し、計算条件を変更して結果を比較、検討した。

3.1 ビームエミッタンスのシミュレーション

3.1.1 シミュレーションモデル

本研究で用いたシミュレーションモデルとして、次の図６に示すものを使用した。全体がターゲット部、加速（エネルギー回復）部、リング部の３要素で構成されているとする。計算では、まず粒子が$s = s_0$でターゲット部、加速部を通過した後、リング部を周回して再び同じ位置$s = s_0$に戻ってくるまでを１ターンとし、$s = s_0$での個々の粒子のパラメータを１ターンごとに算出した。各粒子の変数は図6に示すように$s = s_0$での同期粒子半径Rsの位置を基準にとった座標軸における(x,x'),(y,y')、及び高周波位相ϕ、W($= \Delta E/\Omega_0 : \Delta E = E_j - E_s$)とした。（ただし、$\Omega_0$は周回周波数,Ejは粒子jの周回方向のエネルギー）

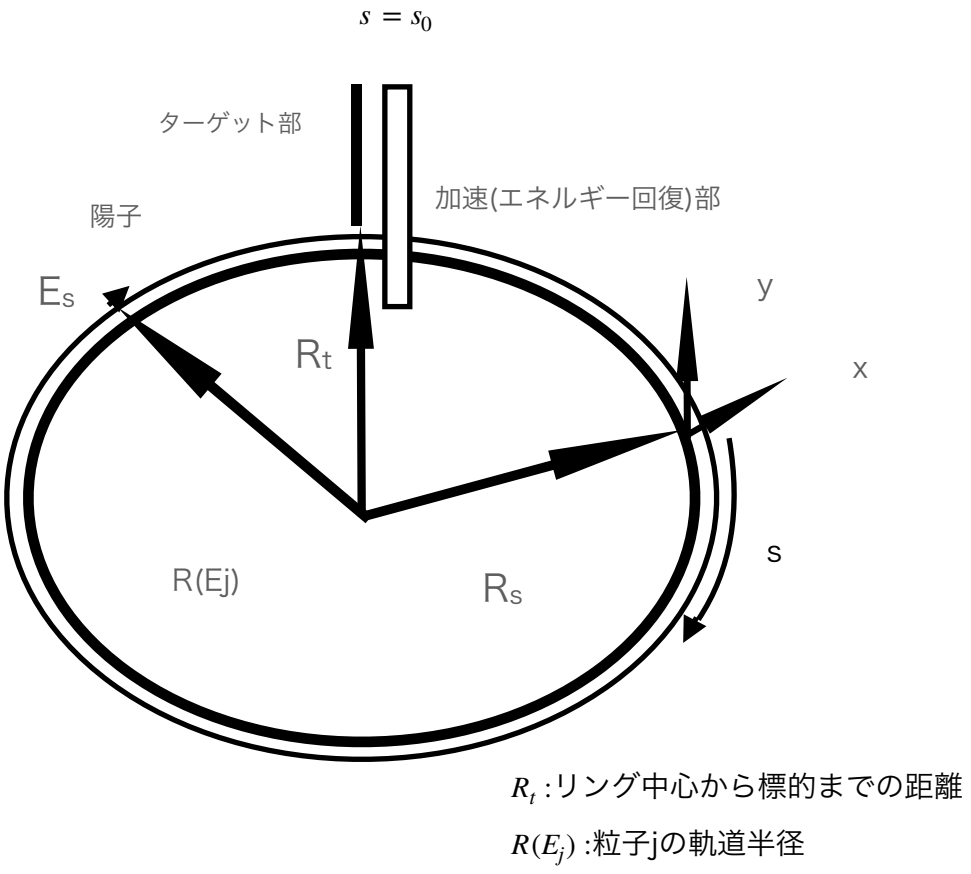


図６　シミュレーションモデル

3.1.2 計算条件

以下に計算に使用した前提条件を示す。

1.リング部での粒子の輸送計算においてリング上のターゲット部及び加速部の存在による影響は無視し、さらに磁場勾配を線形近似して輸送行列のみで計算できるとする。

2.粒子同士の相互作用は考慮しない。

3.標的への衝突や装置との干渉によって粒子の損失は起こらない（粒子数が一定）とする。　また、標的はx方向では半径$R > R_t$の領域に存在し、y方向には無限に大きいと考えている。

4.加速部、ターゲット部、リング部での各設定値を以下の表１に示す。これらの値は後述する検証実験のため京大複合研究所150MeVFFAG主リングにおける各パラメータを参考に設定した値を用いている。

入射エネルギー	75MeV
入射Eに対する軌道半径	R=4.83(m)
RF電圧	4.0kV
加速電圧	1.0keV/周
ハーモニック数h	1
K値	7.5
$\alpha_y(s_0), \alpha_x(s_0)$	0.0,0.0
$\beta_x(s_0), \beta_y(s_0)$	1.0,5.1(m)
標的	炭素薄膜
標的厚さd	40.0μg/cm^2、80.0μg/cm^2
標的位置Rt	R>4.90(m)

表１　シミュレーション条件

5.ターゲット部での標的薄膜への衝突によって粒子は標的物質中で多重クーロン散乱され、さらに周回方向のエネルギーを損失する。この時の散乱角は確率分布によるばらつきを無視し、（5）式[6]で決定した。また、散乱方向は乱数$\alpha(0 \leq \alpha \leq 2\pi)$を生成し、次の（6）式で計算した。

$$\theta_s = \sqrt{2} \times \frac{13.6(MeV)}{\beta_s c p_s} \times \sqrt{\frac{d}{X_0}} \times [1 + 0.0088 log_{10}\left(\frac{d}{X_0 \beta_s}\right) \tag{6}$$

$$x' \leftarrow x' + \theta_s \times cos(\alpha), y' \leftarrow y' + \theta_s \times sin(\alpha) \tag{7}$$

ここで、$p_s, c\beta_s$は周回方向の運動量及び速度、d, X_0は標的薄膜の厚さ及び放射長を表す。

エネルギー損失は、Bethe-Bloch式（7）[6]で計算される阻止能に標的薄膜の厚さdを乗じて導出した(式8)。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{0.511(MeV)} \times \left(\frac{1}{\beta_s}\right)^2 \times \frac{\rho N_0 Z}{A} \times \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \times \left[ln\left(\frac{2 \times 0.511(MeV)}{10 \times Z}\frac{\beta_s^2}{1-\beta_s^2}\right) - \beta_s^2\right] \quad (8)$$

$$E_{loss} = -<\frac{dE}{dx}> \times d \quad (9)$$

ここで、A, Z, ρは標的物質の質量数、原子量及び密度、N_0, ϵ_0, eはアボガドロ定数、誘電率、電気素量である。

(7)式に炭素Cの場合を考慮して定数を代入し整理すると、

$$-\frac{dE}{dx} = 0.3466 \times \left[\frac{1}{\beta_s^2} \times ln\left(0.0170 \times \frac{\beta_s^2}{1-\beta_s^2}\right) - 1\right] \quad (8)'$$

3.1.3 計算手法（プロセス）

次に示すような手順、手法で粒子ごとの上記の粒子ごとの各パラメータを計算した。ただし、一連の計算プロセスは1周回ごとに行なっているので、各パラメータは粒子の周回ごとに算出している。

1.各変数(x,x'),(y,y'),(ϕ,W)の初期分布をボックス＝ミュラー法によってランダムにガウス分布として発生させる。

このとき初期分布に対するx,y方向のエミッタンスϵ_x, ϵ_yがおよそ10 π mm mrad、(ϕ,W)の分散がそれぞれ$0.01, 1.0 \times 10^{-6} (J \cdot s)$となるようにしている。

2.ターン（周回）数を１つ増やし、縦方向（s方向）の同期粒子のエネルギー、運動量,周回半径Rsを更新する。同期粒子のエネルギーEsから対応する阻止能$-dE/dx$および散乱角θ_sを計算する。

3.j番目の粒子について軌道半径Rsとxjの和が標的薄膜の設置領域内に位置する($(Rs + xj) < Rt$)ならば2で計算した阻止能$-dE/dx$と粒子が通過する標的の厚さdよりΔE_{loss}を計算する。

4.(8)式によりx'j,y'jを乱数を用いて変換する。さらに　上記のイオン化冷却の効果を考慮して、周回方向のエネルギーロスΔE_{loss}に対応した値に変更する。

5.(ϕj,Wj)の値を更新する。また、輸送行列を用いて(xj,x'j),(yj,y'j)を変換し、xjにDispersion:$\frac{\Delta p}{p_s}$に比例する項$\frac{W_j}{p_s} \times \alpha_c$を加える(ただし、$\alpha_c = 1/(k+1)$はモーメンタムコンパクション）。

6.エミッタンスϵ_x, ϵ_yを分散$< x^2 >, < x'^2 >$、$< y^2 >, < y'^2 >$及び共分散$< xx' >, < yy' >$より計算する。

7.3から6の手順を全ての粒子について完了するまで繰り返した後、再び2へ戻る。

3.1.4 計算結果

粒子数5000、周回数50000ターンの場合のx方向の規格化エミッタンスϵ_xの計算結果及び、式(5)による理論的な計算結果との比較を図7,8に示す。

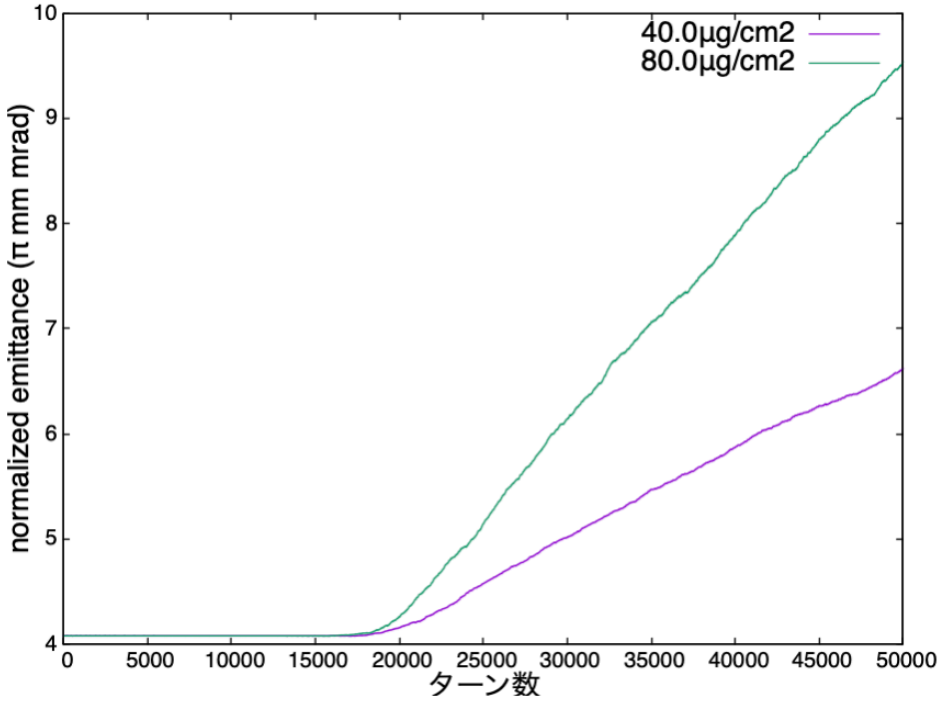


図7　40.0、80.0μg/cm^2 の場合の規格化エミッタンス変化

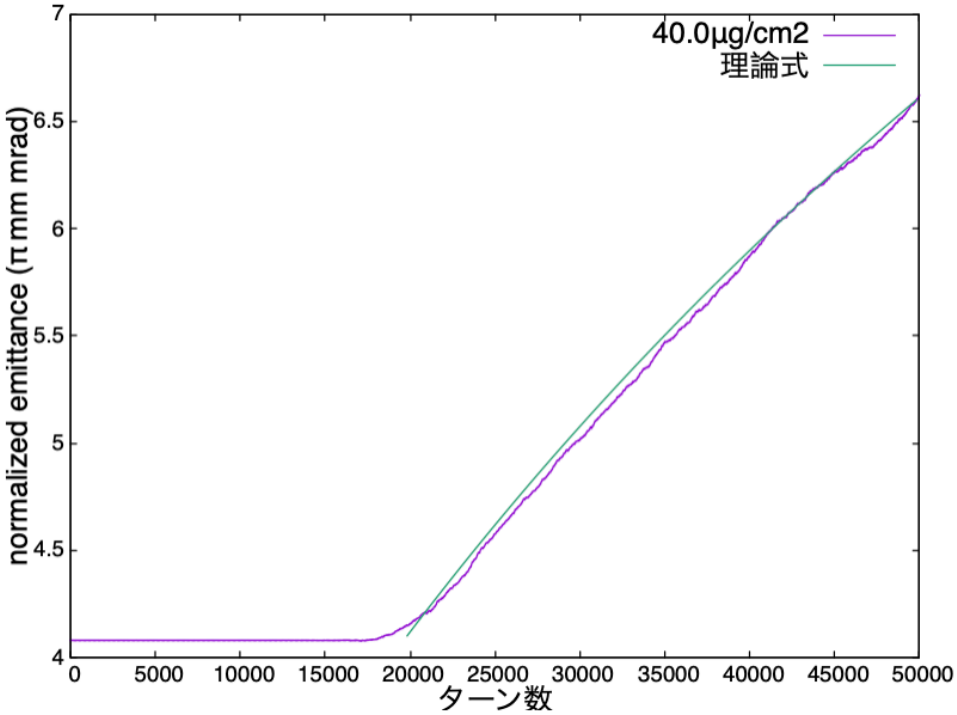


図8 理論式とシュミレーションによる計算値の比較

図７より40.0μg/cm^{2}炭素薄膜を標的とした場合50000ターンでおよそ2.5 π mm mradのエミッタンスが増加した。また、ビーム粒子が標的となる炭素薄膜の通過を開始する18000ターン付近から、標的の散乱効果からエミッタンスは単調かつほぼ線形的に増加する。したがって、イオン化冷却によるクーリング項の寄与は小さく、散乱項による寄与が支配的であると考えられる。また、標的厚が40.0μg/cm^{2}より80.0μg/cm^{2}の方が周回あたりに標的を通過する長さは２倍となるため同一周回数でのエミッタンス増大は大きい。しかし式（5)(8)からわかるように散乱角θsは標的厚の1/2乗に比例する一方、エネルギー損失は１乗に比例するため、図7、8に示すように標的厚が大きい方が周回あたりの比率でエミッタンス増大が抑えられていることが計算上確認された。

一方で本研究で前提条件として仮定した設定値では、イオン化冷却の効果によりエミッタンスが一定の値に収束するという結果を得ることができなかった。上に述べたように標的厚を比較的大きくすることで、エミッタンス収束を確認できると思われるが、その分加速部で回復するエネルギー量は大きくなる上、加速器におけるビーム周回数の上限とされる数千～数万ターン以内で収束を得ることは難しいという問題がある。したがって、より大きな放射長、阻止能をもつ物質を標的にしたり、ターゲット部でのβ関数の値を小さくしたりすることで冷却項の寄与を大きくして、エミッタンス増大を抑えられる可能性がある。

3.2 散乱効果の検証シミュレーション

前節のシミュレーション結果からわかるようにビームエミッタンスは、ターゲット部での薄膜の散乱効果により周回数に従って単調に増加することが分かった。このような内部標的でのビームエミッタンスの増大を実験的に検証するため、図9のようなビームの遮蔽物となる金属板が標的薄膜より外側の位置に設置されていると仮定してシミュレーションを行なった。ビームの加速により粒子はしだいに外側の軌道を周回することになるが、ある半径方向の位置に到達すると遮蔽物となる金属板により粒子は失われ、ビーム強度が減衰していくことになる。ビームエミッタンスはビームの拡がりを表す量であるため、ビームエミッタンスの変化は、ビームの強度の時間変化の差として現れると考えられる。このときのビーム強度の時間変化を測定し、標的の散乱効果によるエミッタンス変化が実験的に検証可能であるか確認する。

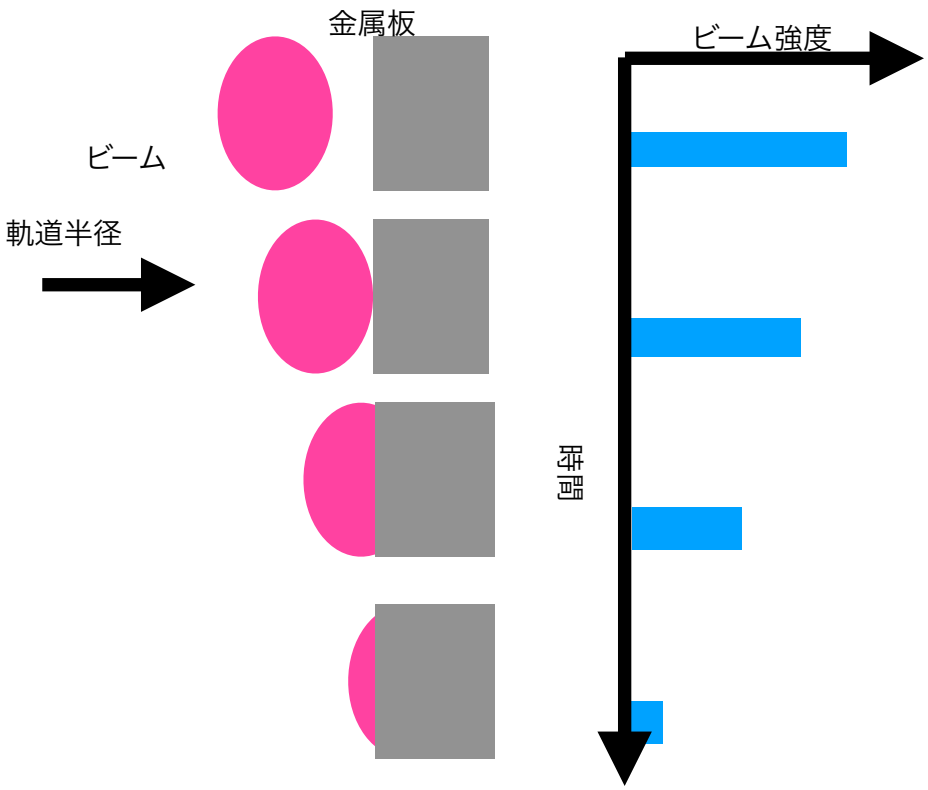


図9　ビームエミッタンス測定の概念図

シミュレーション計算の前提条件、モデルは前節と同様のものを用いる。薄膜の厚さは　40.0μg/cm^{2}とする。また、遮蔽体となる金属板は、半径R>4.925(m)の位置に設置しているとする。したがって3.1.3の5番目の計算プロセスに次の処理に変更される。

5.(φj,Wj)の値を更新する。また、輸送行列を用いて(xj,x'j),(yj,y'j)を変換し、xjに分散$\frac{\Delta p}{p_s}$に比例する項$\frac{W_j}{p_s} \times \alpha_c$を加える。このとき、もし粒子jのx方向の位置が遮蔽体の位置を超える（$(x_j + R_s) \geq R_o$(R_oは遮蔽体の位置)）ならばその粒子については、以降のプロセスで計算を行わない。

3.2.2 計算結果

以下の図10,11にターゲット部で標的が存在する場合、存在しない場合の２通りについてビーム強度、エミッタンス(geometric emittannce)を計算した結果を示す。ただし、入射時のビーム強度を100%としている。

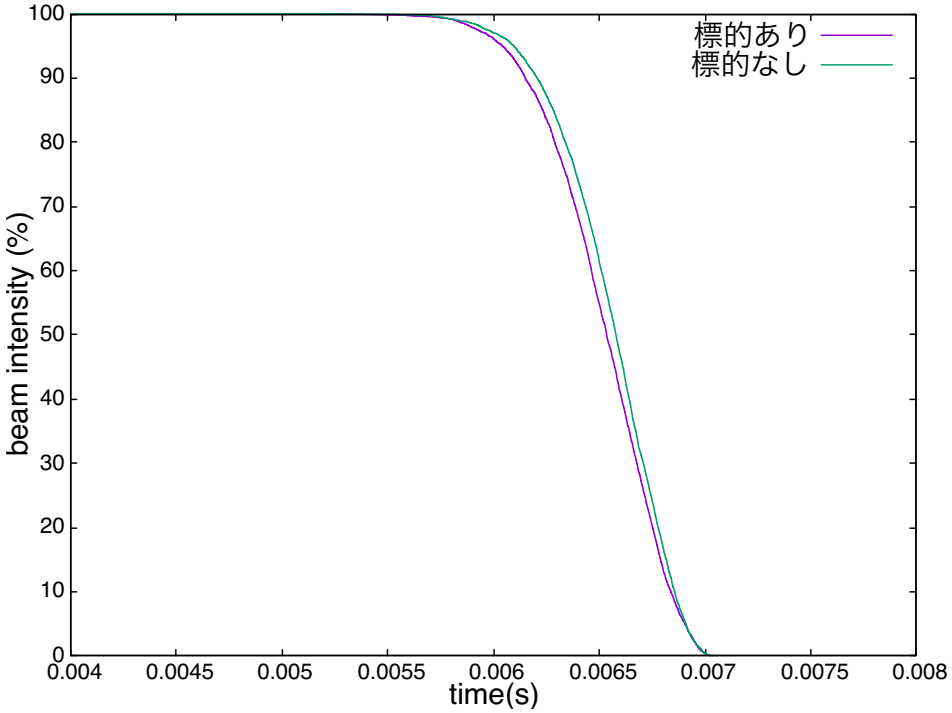


図10　標的の有無の場合のビーム強度の変化

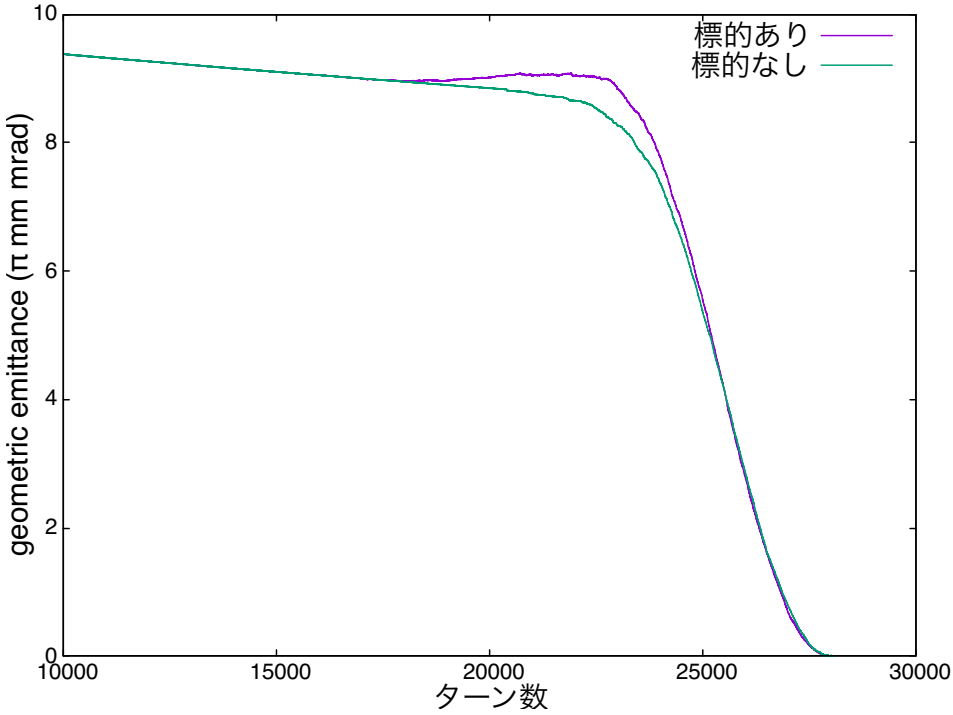


図11　標的の有無の場合のエミッタンスの変化

図10より内部標的の存在の有無によって同程度のビーム強度に減衰するまでに約0.1ms程度の時間差が生じることが分かった。この差分は４章で述べる実際の実験系におけるビーム強度測定機器で検出可能な範囲である。図11によるとこの時のエミッタンス変化は約5%程度であり、ビームサイズの拡がりは約2%である。

3.3 まとめ

周回ごとのビーム粒子の各変数をトラッキングするプログラミングコードの開発とこれを利用した内部標的方式でのエミッタンス変化の計算を実行し、40.0μg/cm^{2}炭素薄膜を標的として想定した場合、50000ターンの周回でおよそ2.5 π mm mradのエミッタンスが増加した。

また、標的となる物質が存在する時としない場合でのエミッタンス変化、つまり標的による散乱効果を検証するため、リング内に遮蔽体が設置されていると仮定し、減衰するビーム強度変化の差をシミュレーションによって求めた。このとき標的の有無によってビーム強度の減衰において0.1ms程度の時間差が発生することが分かった。したがって、シミュレーション計算によって初期エミッタンスを10 π mm mradとした時、約2%程度のビーム拡がりが実際のビーム強度測定によって検出可能であるとわかった。

4 実験

FFAG加速器による内部標的方式におけるビームエミッタンスの振る舞いを検証する実験を行なった。円形加速器として京大複合原子力科学研究所150MeVFFAG加速器を用いて炭素薄膜に陽子ビームを照射し、ビーム強度の時間変化を測定した。　最後に実験により得られた結果と３章で用いたシミュレーションによる結果を比較、検討し、考察を行なった。

4.1 実験装置、施設

ビーム照射実験は京都大学複合原子力科学研究所にある150MeV-FFAG加速器複合体（KURNS-FFAGs Complex)の主リングを使用し、リング内部に炭素薄膜の標的を設置して行った。図12に使用したFFAG加速器主リングの全体像を示す。FFAG加速器は固定磁場強収束加速器とも呼ばれ強い収束力と大きなビームアクセプタンスを持ち、さらに速い加速繰り返しが可能であるという特徴がある。これらの特徴は、内部標的方式におけるエミッタンス増大やビームエネルギー拡がりに対して、ビームを安定的に周回させ、大電流、高強度のビームを加速、貯蔵することを可能にするという利点がある。

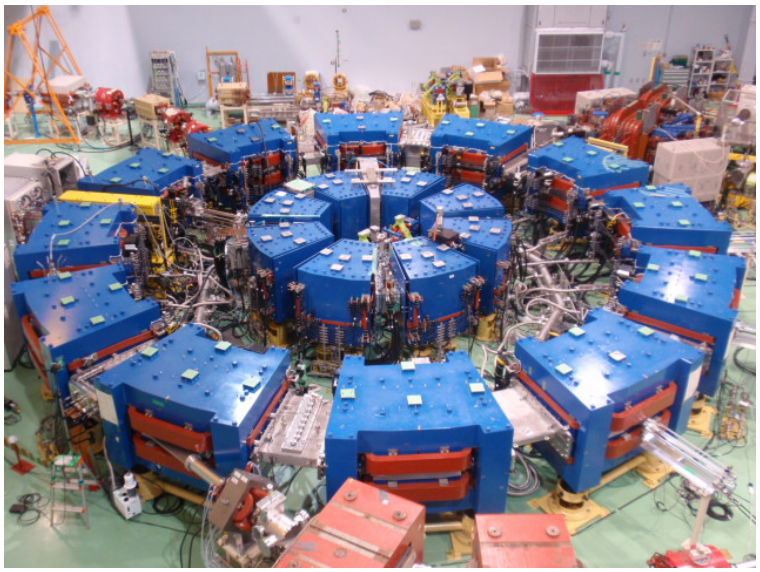


図12　FFAG加速器の外観

4.2 実験条件、セットアップ

図13に内部標的及びその模式図を示す。また、チャンバー内に挿入するターゲットの保持についての概要図を図13に示す。

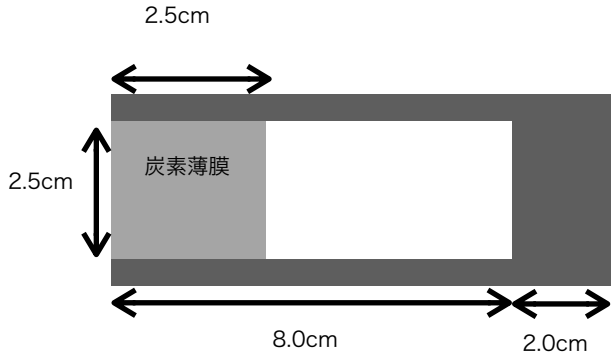


図13　標的の概略図

次の表2に主リングにおけるビーム照射時の条件をまとめたものを示す。
(ビームエネルギーは90MeVまで加速されそれ以降は一定のエネルギーに保持される。)

ビーム電流	1nA
ビームエネルギー	75-90MeV
周波数(at 90MeV)	4.0MHz
高周波加速電圧振幅	4.0kV
加速勾配	1.368keV/周
ハーモニック数h	1
K値	7.5
$\alpha_y(s_0), \alpha_x(s_0)$	0.0,0.0
$\beta_x(s_0), \beta_y(s_0)$	1.0,5.1(m)
使用標的	炭素薄膜
標的厚さd	40.0μg/cm^2

表2　主リングでのビーム照射時の条件

4.3 測定手法

本照射実験での標的薄膜によるビームエミッタンス変化を実測するための原理について簡単に述べる。下の図14に示すように金属棒に取り付けられ固定されたターゲットは、金属棒をチャンバー内に差し込む長さを制御することで、その半径方向の位置を調整することができる。ビームが標的へ照射され始めるとエミッタンスは増大し、ビームサイズが拡大していくが、図14に示すようにy方向のフォイルの幅は2.5cmであり、この範囲を超えた粒子はフォイルフォルダーの枠部分に衝突し損失する。このようにして引き起こされるビーム強度の低下は3.2.2で述べたものと原理的には同じである。したがってターゲット位置をそれぞれ変更し、ビーム強度の時間変化の測定を行い、間接的にエミッタンス増大による効果を計測した。

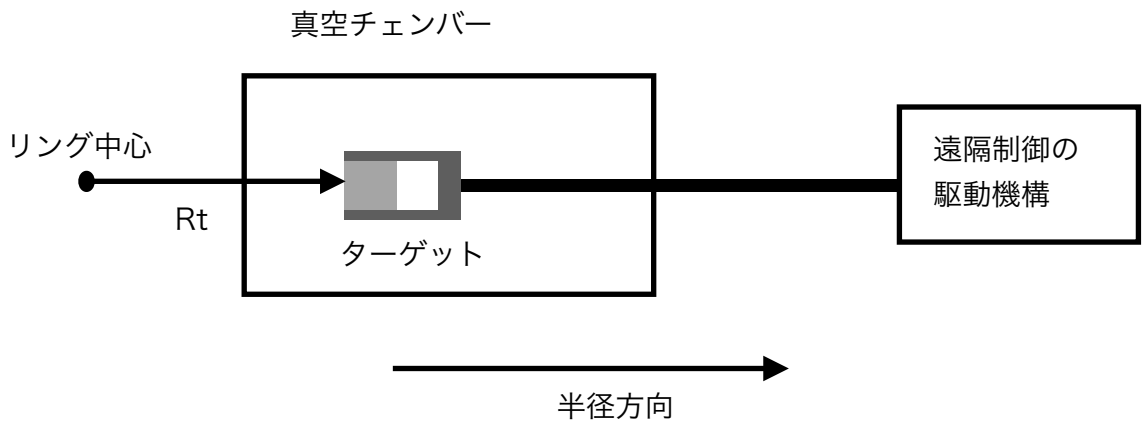


図14　チャンバー内に設置されたターゲットの模式図

4.4 結果

以下の図15,16にそれぞれ異なった標的位置でのビーム強度の測定結果を示す。また、測定時のRFデータのプロットを図16に示す。

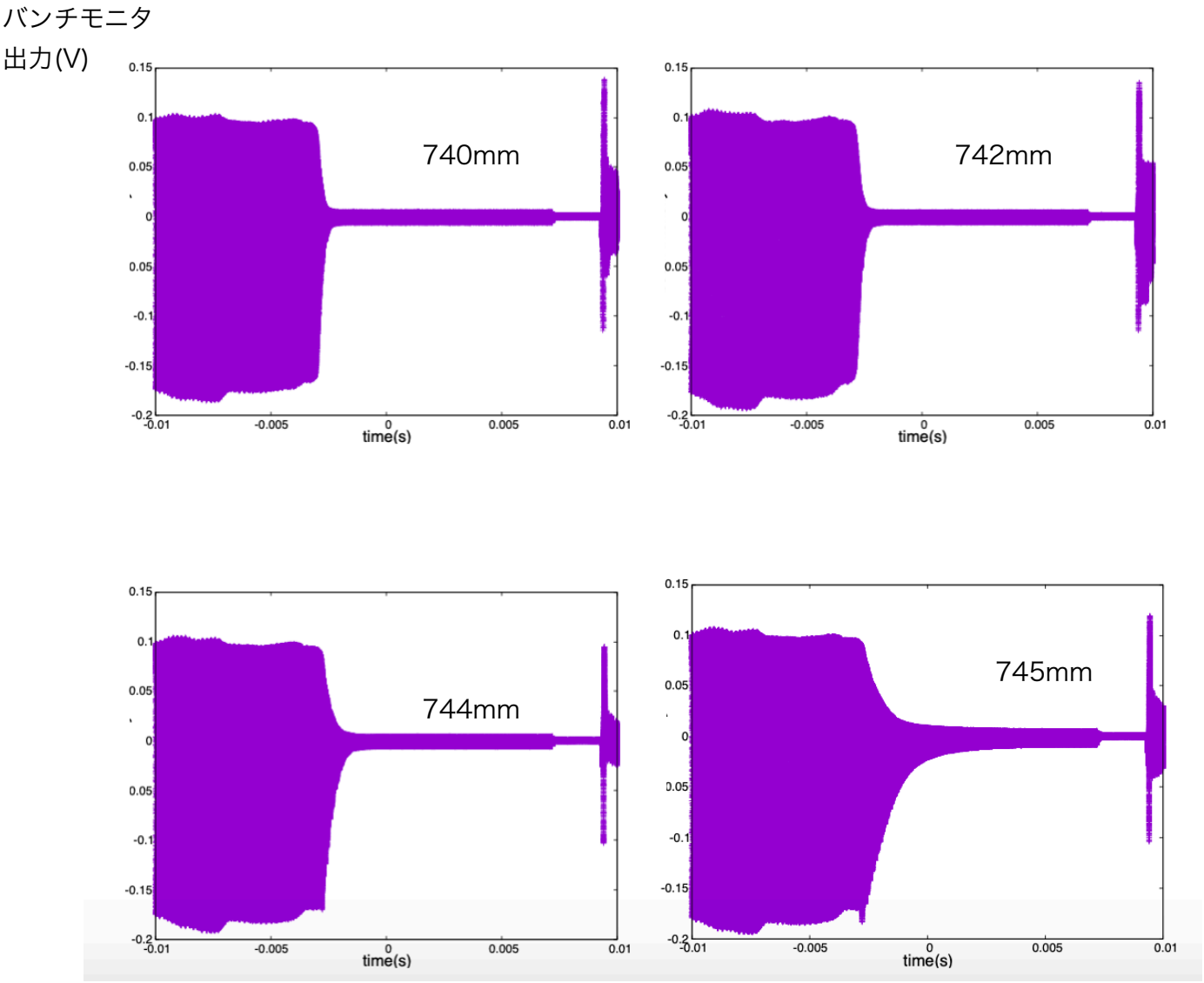


図15 測定したビーム強度

バンチモニタ
出力(V)

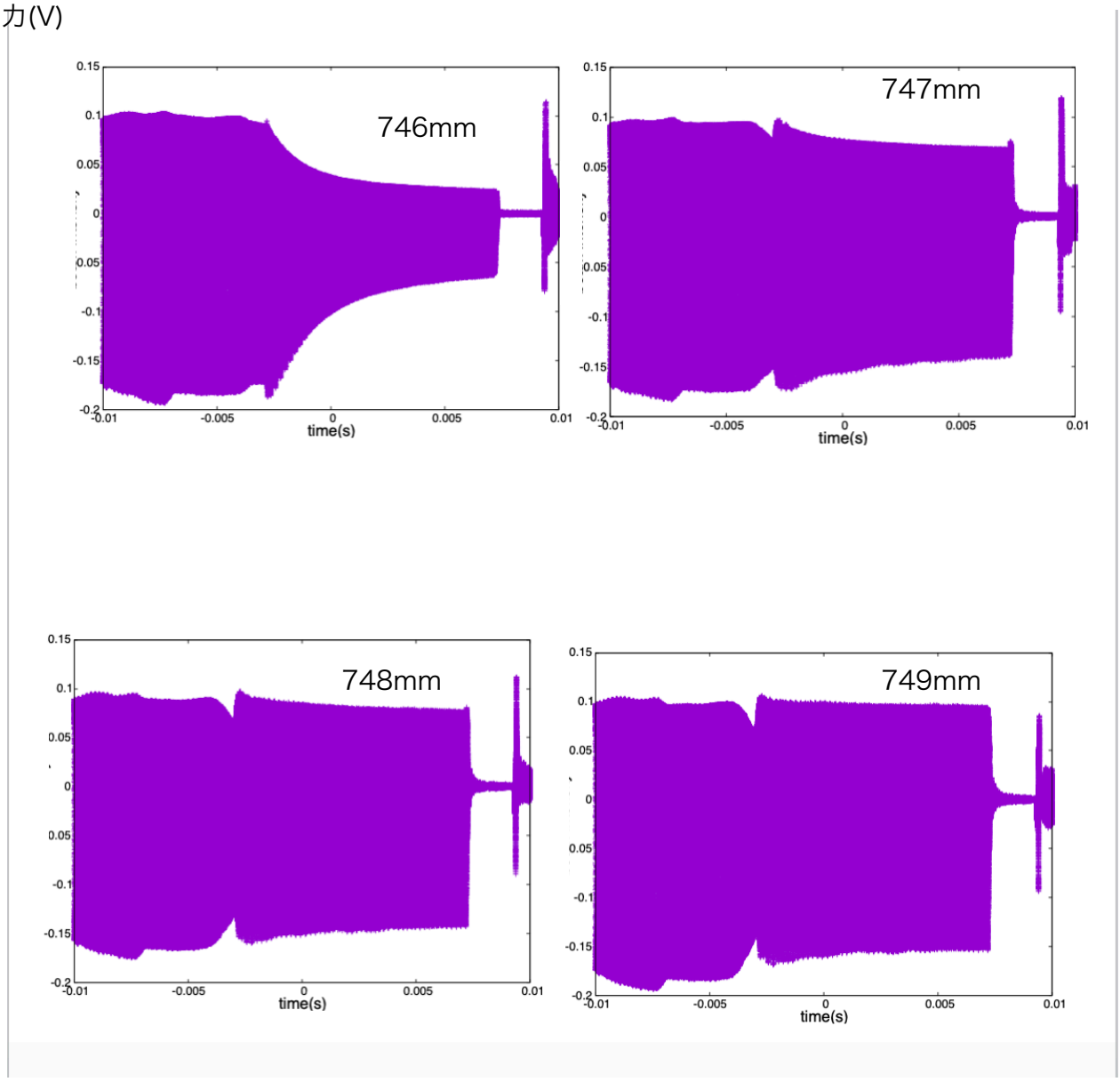


図16　測定したビーム強度

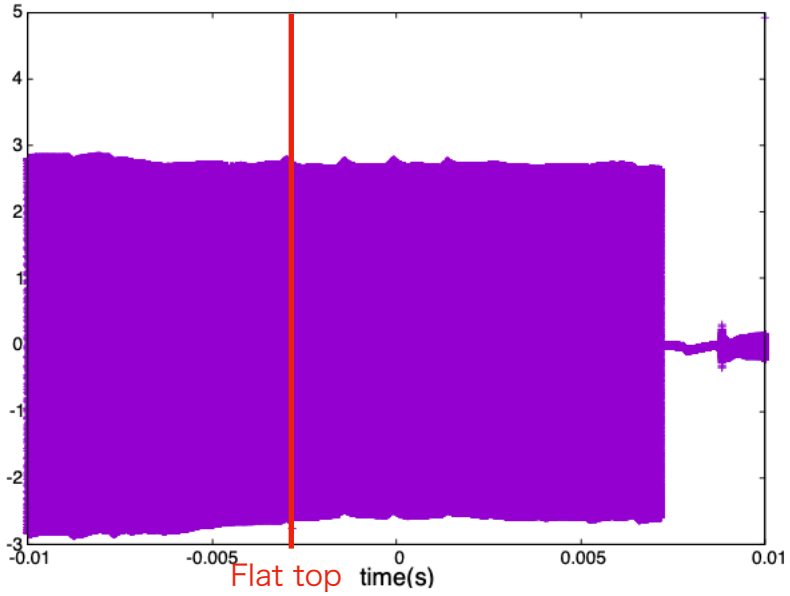


図17　高周波加速電圧波形

図17からRF加速時間はおよそ0.0172(s)であり、RF加速パターンが変化しRF周波数がフラットトップとなる時刻がおよそ$t_f = -0.002822(s)$である。

図15,16においてそれぞれの位置表示は遠隔操作装置での目盛りの読みを計測している。　また、744.5mm以下の時ビーム粒子は最終的に全て失われた。したがって表２の運転条件に示した90MeVにおける周回周波数から周回ビームの平均軌道半径を求め、これをターゲットフォイル設置場所での半径方向のビーム中心位置であるとすると位置表示744.5mmのときターゲット位置が$R_t = 4.8843(m)$と定まった。このような対応から決めた以下の表３に位置表示とターゲット位置との関係を示す。

また、図15,16よりターゲット位置が半径方向に移動する、つまりR_tが大きくなるとフォイル設置領域を通過し散乱や消滅するビーム粒子の割合は減少し生存するビーム強度は大きくなる。$R_t = 4.8798(m)$では全ての粒子が消滅している一方$R_t = 4.8888(m)$ではほとんど全ての粒子が残存していると考えられる。

位置表示(mm)	R_t(mm)
740	4879.8
742	4881.8
744	4883.8
745	4884.8
746	4885.8
747	4886.8
748	4887.8
749	4888.8

表３　　位置表示と 標的位置Rtの関係

5. 考察

４章で示した測定結果と３章で用いたシュミレーションコードによる計算結果を比較するため、計算条件を実験における条件に合わせて設定し、標的の形状に合わせてフォイルが存在するy方向の範囲(-0.0125(m)<y<0.0125(m)）から外れた粒子は損失するという条件を追加した。また、計算に使用した各パラメータは次の表５の通りである。実験データのうち標的位置が$R_t = 4.8858(m)$となる場合での強度変化の計測結果を用いて比較検討を行なった。

入射エネルギー	75MeV
入射位置	R=4.83(m)
RF電圧	4.0kV
加速電圧	1.365keV/周
ハーモニック数h	1
K値	7.5
$\alpha_y(s_0), \alpha_x(s_0)$	0.0,0.0
$\beta_x(s_0), \beta_y(s_0)$	1.0,5.1(m)
ターゲット	炭素薄膜
フォイル厚さd	40.0μg/cm^2
フォイル幅	25mm
標的位置Rt	R=4.8858(m)

表５　実験条件に合わせたシミュレーション条件

本実験における主リングへのビーム入射時のx、y方向の初期エミッタンスは不明であるため、まずこれらのおおよその値を測定結果とシュミレーション結果を比較することで決定する。

ここでx方向の初期エミッタンスは入射されるビームのx方向のビーム拡がりに相当する量であるから最終的にフォイルへの衝突により失われるビーム粒子の割合は初期エミッタンスϵ_xに依存する。したがってビーム強度の減衰が無くなり、一定となる時の強度、つまり残存ビーム強度について比較し、最も一致する時のx方向の初期エミッタンスを採用する。

以下の図18に計算結果としてx及びy方向の初期エミッタンスをそれぞれ$\epsilon_x = \epsilon_y = 1.0$,1.5 ,2.0(π mm $mrad$)とした時のビーム強度の時間変化と実験での測定データを示す。

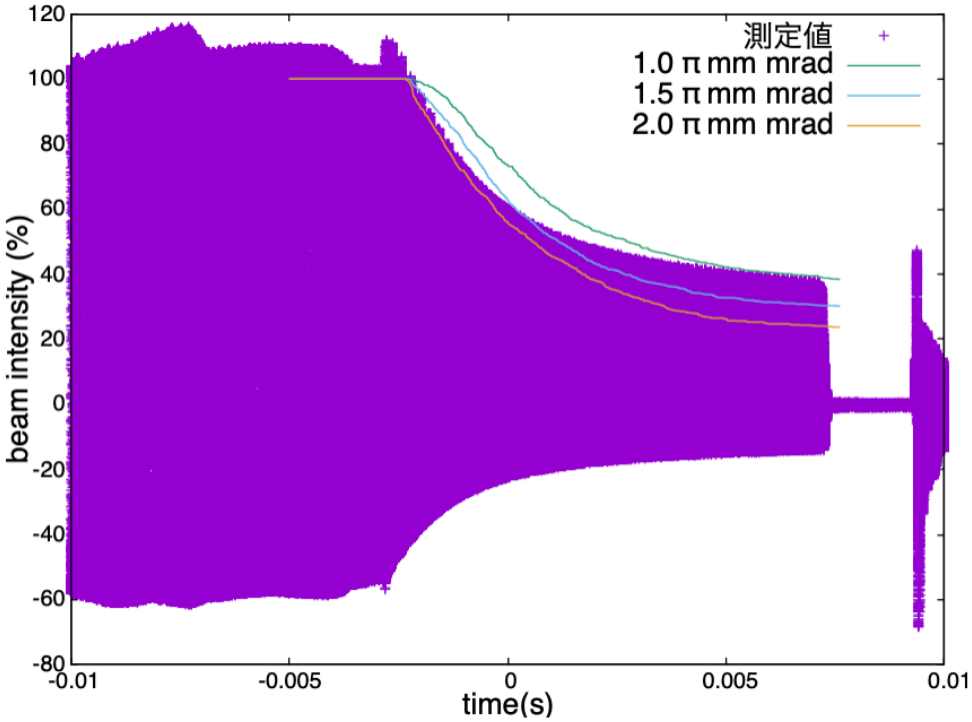


図18 ターゲット位置$R_t = 4.8858(m)$のときのビーム強度変化

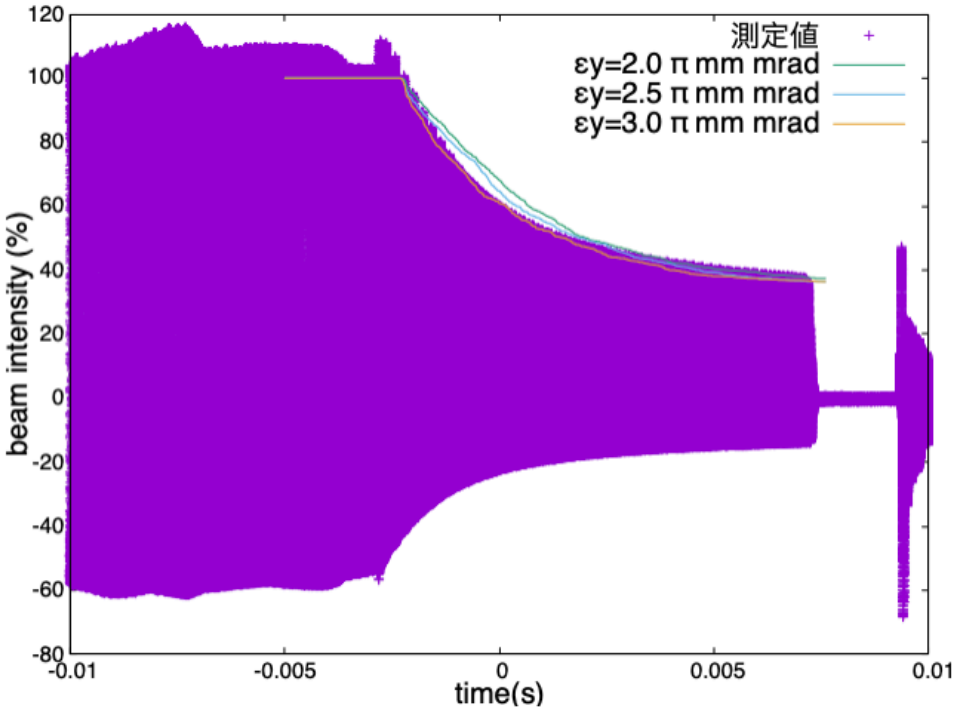


図19 ターゲット位置$R_t = 4.8858(m)$のときのビーム強度変化

図18よりx,y方向の初期エミッタンスを1.0 πmm mrad としたときの計算結果と実験結果は残存ビーム強度に関してよく一致していると言える。したがって、x方向の初期エミッタンスの値を$\epsilon_x \fallingdotseq 1.0\ (\pi\ mm\ mrad)$とした。

次に、x方向の初期エミッタンスを上で採用した値（$\epsilon_x = 1.0\ (\pi\ mm\ mrad)$）に固定し、y方向の初期エミッタンスを調整することで実験の測定結果とのフィッティングを試みた。

y方向の初期エミッタンスをそれぞれ2.0、2.5、3.0 π mm mradとした時の計算結果を図19に示す。

図19にプロットされた強度減衰の曲線に最もフィッティングしていると考えられるのは、$\epsilon_y = 3.0\ (\pi\ mm\ mrad)$のときであり、実際のビームエミッタンス$\epsilon_y$について$\epsilon_y \fallingdotseq 3.0\ (\pi\ mm\ mrad)$であると考えられる。

このようにして仮定したx、y方向のエミッタンス初期値$\epsilon_x = 1.0\ (\pi\ mm\ mrad), \epsilon_y = 3.0\ (\pi\ mm\ mrad)$をもちいた$R_t = 4.8868(m)$のときの計算結果と実験結果を重ねてプロットした図を図20に示す。

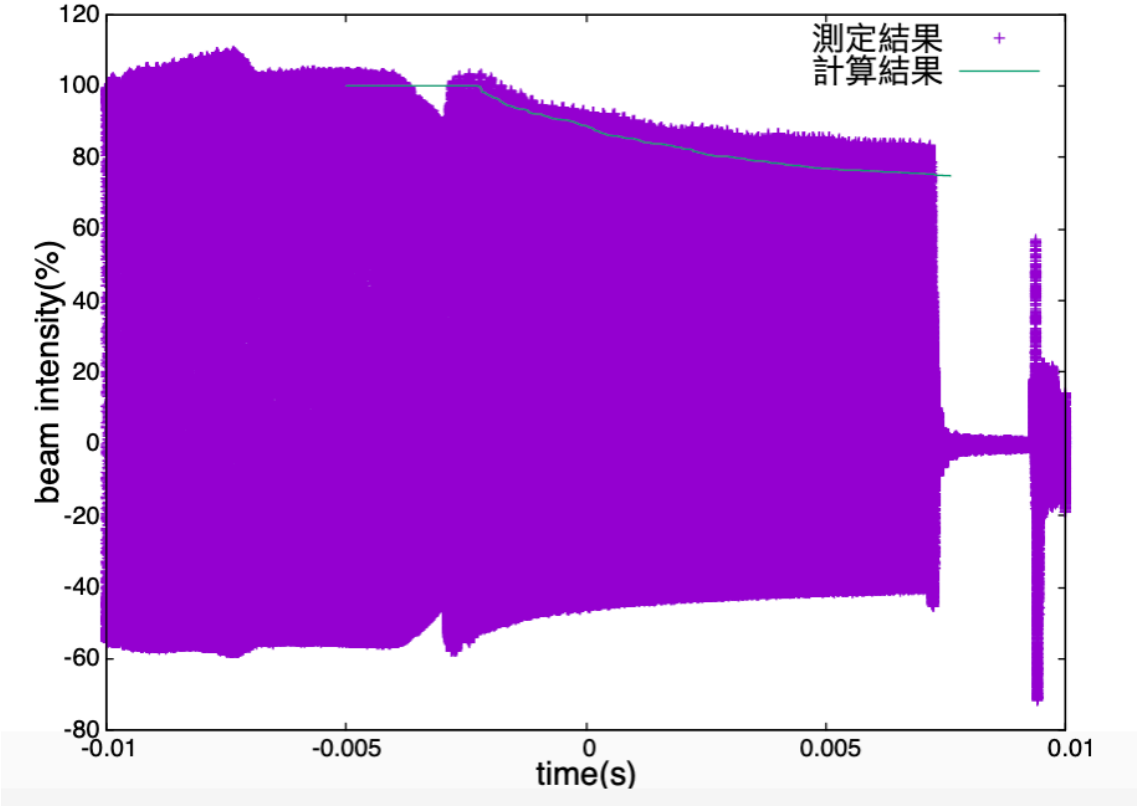


図20 ターゲット位置$R_t = 4.8868(m)$のときのビーム強度変化

図20より$R_t = 4.8868(m)$の場合でも測定結果と計算結果がおおよその範囲においてよく合致するといえる。

６. まとめ

本研究では大強度ミュオン源と期待されるMERIT-FFAGの原理実証、開発のための粒子トラッキングコードの開発とシミュレーションによる１次ビーム（陽子ビーム）の振る舞いについて研究、検討を行った。また、シミュレーションによる計算結果を検証するため、京大150MeV FFAG主リングを用いてビーム実験を行い、結果を比較検討を行った。その結果x及びy方向の初期エミッタンスをそれぞれ1.0、3.0 πmm mrad と仮定することで、実験により得られたビームロス波形をシミュレーション計算においてよく再現できた。本研究において開発、使用したシミュレーションプログラムでは、輸送計算やターゲットでの散乱角、エネルギー損失の算出に関して近似、簡略化を行い、比較的単純なモデルを用いて計算を行なった。しかし、このようなモデルを仮定しても京大150MeVFFAG主リングにおける実験結果を十分よく再現可能であり、FFAG主リングを利用した内部標的方式におけるエミッタンスの振る舞いについても良い精度で見積もることができると考えられる。

7. 参考文献

[1] 経済産業省・資源エネルギー庁ホームページ. https://
www.enecho.meti.go.jp/ category/electricity_and_gas/nuclear/rw/ .
[2] K. Nagamine., “Possible Radioactive Wastes Removal by Muon Capture Method”.
Muon ADS. 10.7566/JPSCP.25.011011. (2019).
[3] H. Wang et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2017, 021D01 (2017).
[4] H. Okita,“Study and beam experiment on MERIT scheme”. FFA’19 @PSI. (2019).
[5] 正木良 “負ミュオンによる超長寿命核廃棄物処理のための負ミュオン源 MERIT リング
における電磁石の研究”. 京都大学大学院工学研究科 原子核工学専攻 修士学位論文 2016.
[6] Particle data group. 2020. https://pdg.lbl.gov/2020/reviews/contents_sports.html