Fission Fragment Detector を用いた
ハイパー核崩壊パイ中間子分光実験手法の研究

東北大学理学部物理学科 外山裕一

2015 年

目 次

1 はじめに **4**
1.1 ハイパー核分光実験 4
1.2 $(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ 反応を用いたハイパー核生成実験 4
1.3 ハイパー核崩壊パイ中間子分光実験 4
1.4 マインツ MAMI A1 Hall 5
1.4.1 Spek-A, Spek-C 7

2 本研究の目的 **8**

3 Fission Fragment Detector **9**

4 本研究で見積もった物理量 **9**

5 低速の原子核についての計算 **10**
5.1 娘核の飛程 10
5.2 低圧ガス中でのエネルギー損失 11

6 GEANT4 による Monte Carlo シミュレーション **12**
6.1 ${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$ の標的中での停止率 Stopping Ratio R_{stop} 12
6.1.1 ${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$ の運動量計算 13
6.2 ${}^{4}\mathrm{He}$ の標的からの脱離率 Escaping Ratio R_{esc} 14
6.3 Stopping Ratio×Escaping Ratio 15
6.4 標的角度 15
6.5 Long target acceptance 16
6.6 標的および FFD の GEANT4 上での Setup 16
6.7 ハイパー核生成を伴わない破砕核 17
6.8 ハイパー核の同定率 $R_{h\mathrm{ID}}$ 18
6.8.1 形状・時間分解能依存性 19

7 まとめ **20**

8 今後の課題 **20**

9 謝辞 **21**

図 目 次

1 崩壊パイ中間子分光実験 4
2 MAMI A1 Hall[3] 5
3 Spek-A, Spek-C の構造 [9] 7
4 新手法概念図 8
5 Fission Fragment Detector の A1 Hall 設置図 9
6 ヘキサン 1 [Torr] 中での $\frac{dE}{dx}$ 11
7 Stopping Ratio 12
8 ${}^{4}_{\Lambda}$H の初期運動量 13
9 SpekA,C acceptance 14
10 Escaping Ratio 14
11 Stopping ratio × Escaping ratio 15
12 R_{stop} 標的角度依存性 15
13 Long target acceptance 16
14 標的および FFD の Setup 16
15 バックグラウンド α 粒子の初期運動量 17
16 ${}^{4}_{\Lambda}$H の崩壊時間分布 18
17 t_0 分布 18
18 $R_{h\mathrm{ID}}$ の形状・時間分解能依存性 19

1　はじめに

1.1　ハイパー核分光実験

我々の研究グループはハイパー核の分光実験を行っている。ハイパー核とはハイペロンを含む原子核のことであり、ハイペロンとはストレンジネスをもったバリオンのことである。通常原子核を構成する核子である陽子、中性子はアップクォーク、ダウンクォークのみで構成されており、ハイペロンはストレンジクォークを持つので原子核中の核子からパウリの排他律の効果を受けずに原子核深部の軌道に束縛されることがある。そのため、主に中重核において深部の構造のプローブとしてハイペロンが用いられる。また核子-核子相互作用は通常核の散乱実験によって理解が進められてきたが、ハイペロン-核子相互作用はハイペロンの寿命の短さから直接散乱実験は困難である。そこでハイペロンの一種である Λ 粒子を原子核に束縛させ、分光実験を行っている。ハイペロン核子相互作用の現実的な相互作用ポテンシャルを用いた理論計算との比較によりハイペロン核子相互作用の理解、さらにはバリオン間力の理解への拡張が期待される。
ハイパー核分光実験は創成期には宇宙線を用いたエマルジョン実験によって行われてきた。1980 年代から加速器のビームのクオリティの向上によって $(\mathrm{K}^-, \pi^-), (\pi^+, \mathrm{K}^+)$ 反応によるハイパー核分光実験が行われてきた。$(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ 反応は 2000 年に開始された新しいハイパー核分光実験であり、我々はドイツのマインツとアメリカの JLab でこの $(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ 反応実験を行ってきた。

1.2　$(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ 反応を用いたハイパー核生成実験

$(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ 反応とは、電磁相互作用による K^+ 中間子生成反応であり、電子が仮想光子を介して陽子をハイペロンに変化する際に、K^+ 中間子が生成される反応である。$(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ 実験では散乱電子と K^+ 中間子の運動量を測定し、ミッシングマスを求めることでハイパー核の質量スペクトルを求める。$(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ 反応はビーム分解能がよい、メソンビームで生成されるハイパー核に対して荷電鏡像となるハイパー核が作れる、素過程によるエネルギーの絶対値較正が可能であるという特徴を持っている。

1.3　ハイパー核崩壊パイ中間子分光実験

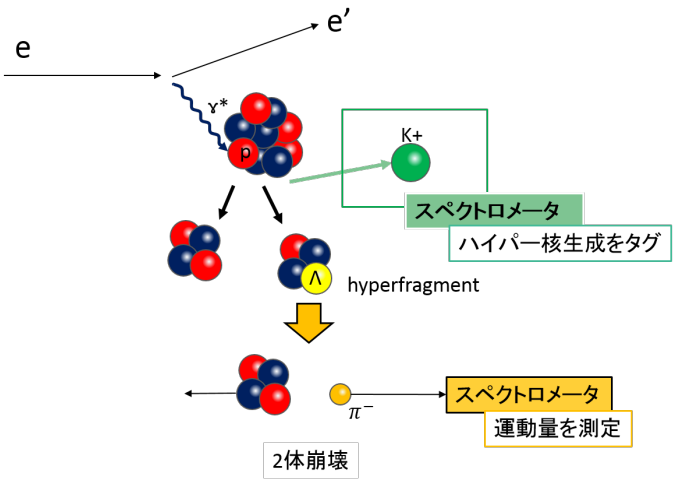


図 1: 崩壊パイ中間子分光実験

$(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ 実験とは別の実験手法として、我々の東北大学、マインツ大学を中心とする国際共同実験グループはハイパー核崩壊パイ中間子分光実験を創始、推進してきた。概念図を図 1 に示した。これはターゲット中で停止したハイパー核が弱崩壊したときの π^- 中間子の運動量を精度よく測ることでハイパー核の質量を数 10 [keV] の精度で決定できるというものである。ハイパー核の質量は次式で決定される。

$$M_{hyp} = \sqrt{M_N^2 + \boldsymbol{p_N}^2} + \sqrt{M_\pi^2 + \boldsymbol{p_\pi}^2} \tag{1}$$

M_{hyp} はハイパー核の質量、M_N は崩壊娘核の質量、M_π は π^- 中間子の質量。静止したハイパー核の 2 体崩壊であるから $\boldsymbol{p_N}^2 = \boldsymbol{p_\pi}^2$ であり、π^- 中間子の質量と娘殻の質量は ~0.1 [keV] の精度でよくわかっているので [8]、π^- 中間子の運動量を精度よく測定すればよいのである。
このときハイパー核生成を伴わない π^- 中間子のバックグラウンドが大量に存在するので、ハイペロン生成を識別するために同時に生成される K^+ 中間子をタグしている。
$(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ 実験と異なる点としては 1 種類の標的に対して複数のハイパー核分光が可能であることがあげられる。$(e, e'\ \mathrm{K}^+)$ は散乱粒子の運動量からミッシングマスを求める方法なので 1 種類の標的に対して 1 種類のハイパー核分光しかできない。

1.4 マインツ MAMI A1 Hall

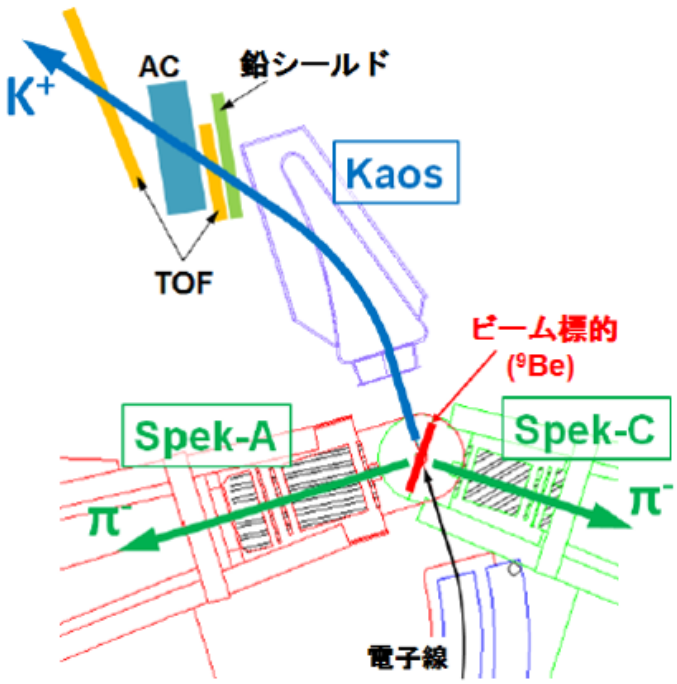


図 2: MAMI A1 Hall[3]

崩壊パイ中間子分光では、π^- 中間子の運動量を精度良く求める必要があり、そのためには π^- 中間子の標的内でのエネルギー損失を小さくする必要がある。よって標的を薄くしつつハイパー核の収量を稼ぐ必要があるので、大強度の一次電子ビームが必要となる。さらに π^- 中間子の運動量を精度よく測定できるスペクトロメータが必要である。この条件を満たす施設のひとつがマインツ大学の MAMI-C（マインツァ-マイクロトロン-C）がある。図 2 は 2012 年に行った実験セットアップである。図の下から上にビームが入射し、標的でハイペロンが生成される。この時に生成された K^+ 中間子は前方の K^+ 中間子スペクトロメータ Kaos で検出される。またハイパー核か

ら放出された π^- 中間子はスペクトロメータ Spek-A,Spek-C の 2 つによって分光される。
我々はこのマインツにおいて 2011, 2012, 2014 年と 3 回にわたり崩壊パイ中間子分光実験を行ってきた。2011 年の実験において原理検証実験を行い、実験が実現可能であるということを示した。しかし Kaos においてポジトロンバックグラウンドが大量に存在し、ハイパー核のピークをはっきりとは観測できなかった。そこで Kaos 側に鉛コリメータを設置し、ポジトロンの抑制を行った。2012 年の実験では ${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$ の質量を高精度で測定した。2014 年の実験では新たにバックグラウンドの抑制のためにコリメータを設置した。このコリメータは本実験方法では原理的に分離不可能な準自由生成されたハイペロン由来の π^- 中間子の抑制するためのものである [3]。

現在ほかのハイパー核のピークを期待して実験を行い現在結果を解析中である。

1.4.1 Spek-A, Spek-C

Spek-A, Spek-C は A1 ホールに配置されているスペクトロメータシステムの名称である。構造について図 3 に示す。

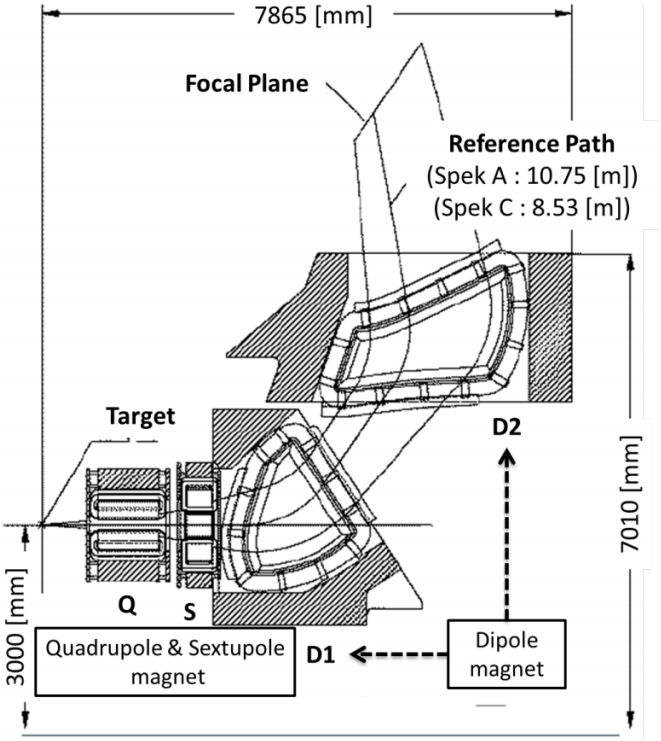
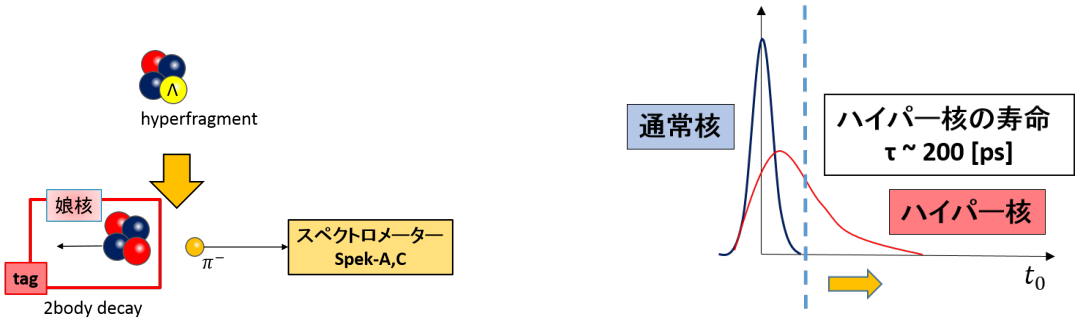


図 3: Spek-A, Spek-C の構造 [9]

各スペクトロメータには VDC(Vertical Drift Chamber) が 4 層、トリガー生成用の Scintillation Trigger Detector が 2 層、Cherenkov Detector が組み込まれている。

2　本研究の目的



[a] 概念図　　[b] 寿命によるハイパー核同定

図 4: 新手法概念図

本研究の目的は崩壊 π^- 中間子分光実験において収量を劇的に増加させる新たな手法の検証である。
今までの実験では前述のとおりハイペロン生成時に発生する K^+ 中間子をタグしてハイパー核生成の同定を行ってきた。しかし、K^+ 中間子スペクトロメータ Kaos の立体角が 17 [msr] と小さいためにハイパー核の収量を大きく損してしまっているという現状がある。そこで K^+ 中間子タグを行わない π^- 中間子分光実験のデザインを検討中である。今回新たな手法として、2 体崩壊の際に放出される娘核 (fission fragment) をタグするという手法を検証した。概念図を図 4[a] に示す。ハイパー核は弱い相互作用によって寿命 $\tau \sim 200$ [ps] で崩壊する。これは電子ビームからの運動量移行によって瞬時に破砕する原子核の寿命と比べれば十分に長いため、標的での崩壊時間を測定することができればハイパー核生成が起こったのかどうかを分別することができる (図 4[b])。本研究では従来の 10 倍の収量を目標とし、Be 標的使用時の ${}^{4}_{\Lambda}$H の収量を見積もった。

3 Fission Fragment Detector

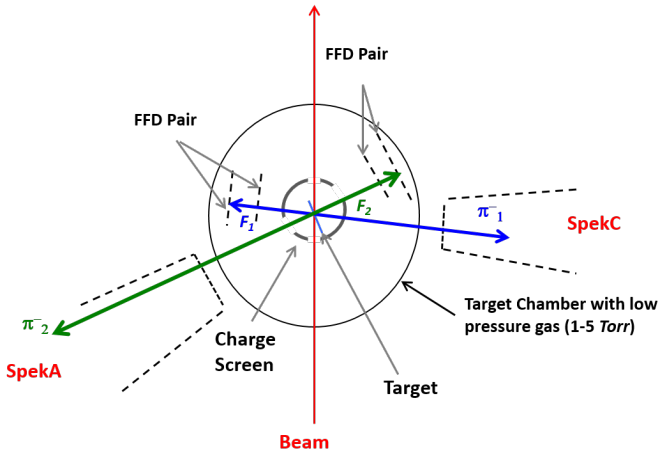


図 5: Fission Fragment Detector の A1 Hall 設置図

今回娘核をタグする検出器として、Jlab でハイパー核の寿命の測定実績のある Fission Fragment Detector[4] を想定した。以後 FFD と略すこととする。FFD は数 Torr の非常に低圧中で動作する MWPC(Low Pressure Multi Wire Proportional Chamber) でガスはヘキサンやイソブタンなどの単一有機ガスを使用する。ガスを低圧にすることで電子のドリフト時間を大幅に短くし、100 [ps] 以下の時間分解能を実現することができる [4]。また高検出率、高レート耐性を持ち、β の大きな相対論的粒子に関しては不感であるといった特徴を持っている [4]。本実験では高エネルギーの電子、陽電子等のバックグラウンドが非常に多くなるので、FFD のように重粒子以外に対し感度を持たない検出器を使用することが望ましい。この種の検出器は重イオンを用いた核分裂プロセスを調べる実験に使われている。

4 本研究で見積もった物理量

$$N_{\pi^-} = A \times \Delta\Omega_{\pi^-} \times R_{stop} \times \Delta\Omega_{K^+} \times SR_{K^+} \times eff_{K^+} \quad (2)$$

$$N_{\pi^-} = A \times \Delta\Omega_{\pi^-} \times R_{stop} \times R_{esc} \times R_{h\mathrm{ID}} \quad (3)$$

式 (2) は K^+ 中間子をタグした時の π^- 中間子の収量である。A は生成断面積など K^+ 中間子タグの有無によらない部分をまとめたもの、$\Delta\Omega_{\pi^-}$ は π^- 中間子スペクトロメータ Spek-A,C の立体角、R_{stop} は ${}^4_\Lambda$H が標的中で静止する割合、$\Delta\Omega_{K^+}$ は Kaos の立体角、SR_{K^+} は K^+ 中間子の残存率、eff_{K^+} は検出効率である。$R_{stop} \times \Delta\Omega_{K^+} \times SR_{K^+} \times eff_{K^+}$ の積はおよそ 0.04%となる。
式 (3) は K^+ 中間子をタグしない時の π^- 中間子の収量である。R_{esc} は弱崩壊した娘核が標的中から運動量を持って標的中から出てくる割合、 $R_{h\mathrm{ID}}$ はハイパー核の同定率である。FFD の立体角の項がないのは、π^- 中間子と娘核は 180 度反対方向に放出されるので、Spek-A に π^- 中間子が入射するときに娘核の多重散乱による分散を考慮したうえですべての娘核を測定するように FFD のジオメトリを決めればよいからである。
従来の 10 倍の収量を得るためには式 (3) の $R_{stop} \times R_{esc} \times R_{h\mathrm{ID}}$ 部分の積が 0.4 %以上になる必要がある。本研究では R_{stop}、R_{esc}、$R_{h\mathrm{ID}}$ をそれぞれ見積もった。

5　低速の原子核についての計算

5.1　娘核の飛程

弱崩壊した娘核を測定するにはまずはその娘核が標的から出てくる必要がある。2012 年の実験から ${}^{4}_{\Lambda}$H の 2 体崩壊の際の π^- 中間子の運動量はよくわかっている。またそのほかのハイパー核での 2 体崩壊の運動量もエマルジョン実験によりある程度わかっている。そこでまず Be および C 中での各娘核の飛程を計算した。しかし、弱崩壊での運動量は数 100 [MeV/c] であり、β に直すと $0.01 - 0.04$ 程度である。この領域では一般に物質中でのエネルギー損失を計算する際に使われる Bethe-Bloch の式は使えない。そこで 1989 年に IBM の J.Ziegler によって発表され改良が重ねられている SRIM(the Stopping and Range of Ions in Matter)[[5]] を用いて飛程を計算した (表 1)。SRIM は比較的高速に精度のよい計算ができるので高速イオンの飛程やダメージ等のシミュレーションでは一般的に用いられているソフトである。
表 1 からわかるように、娘核の飛程は非常に短い。しかし、標的の厚さを ~ 10 [μm] スケールまで薄くすることで測定が可能であると考える。しかし標的を薄くするとハイパー核が標的中で静止する割合が減ってしまうので最適化が必要となる。また薄い標的を用いることでハイパー核の生成数が減ってしまうことが懸念されるが、標的をビームラインに対して斜めに傾けることで実質的な厚さを厚くしてハイパー核の生成量を稼ぐ予定である。
またこの方法で現実的に使用できる標的材料としては Be と C であろうと考えた。

表 1: 飛程

ハイパー核	標的物質	娘核	2 体崩壊運動量 [MeV/c]	飛程 [μm]
${}^{3}_{\Lambda}$H	Be	^{3}He	114	10.4
${}^{4}_{\Lambda}$H	Be	^{4}He	133	8.38
${}^{6}_{\Lambda}$He	Be	^{6}Li	108	2.68
${}^{7}_{\Lambda}$Li	Be	^{7}Be	108	1.81
${}^{9}_{\Lambda}$Li	Be	^{9}B	121	1.37
${}^{12}_{\Lambda}$B	C	^{12}C	116	0.85
${}^{4}_{\Lambda}$H	C	^{4}He	133	6.68

5.2 低圧ガス中でのエネルギー損失

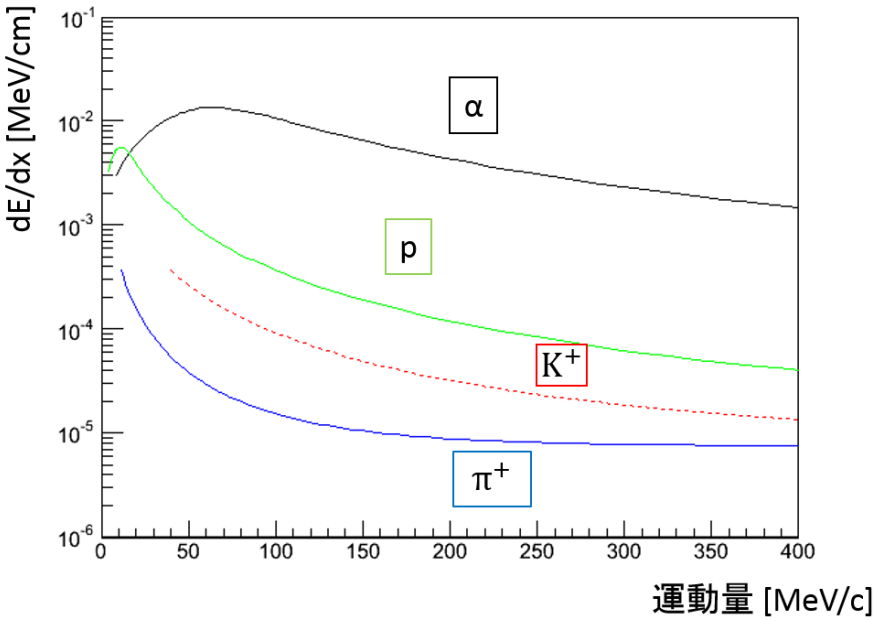


図 6: ヘキサン 1 [Torr] 中での $\frac{dE}{dx}$

ヘキサン (C_6H_{14}) 1 [Torr] 中での α 粒子、陽子、K 中間子、パイ中間子のエネルギー損失を計算した。
α 粒子と陽子については SRIM による計算、K 中間子とパイ中間子については Bethe-Bloch の式 (4) によって計算した。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}[\ln(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}] \tag{4}$$

N_a : アボガドロ定数
r_e : 古典電子半径
m_e : 電子質量
ρ : 物質の密度
Z : 物質の原子番号
A : 物質の原子質量
z : 入射粒子の電荷
W_{max} : 入射粒子が 1 回の衝突で物質に与えることのできる最大エネルギー
I : 物質の平均イオン化ポテンシャル
δ : 密度補正を表す量
C : シェル補正を表す量
$\beta = v/c$: 入射粒子の速度
$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

6 GEANT4 による Monte Carlo シミュレーション

標的の厚さ及び角度の最適化、2 章で述べたように τ ~200 [ps] の寿命からハイパー核を分別するのに必要な分解能を見積もるために GEANT4 によるシミュレーションを行った。

6.1 ${}^{4}_{\Lambda}$H の標的中での停止率 Stopping Ratio R_{stop}

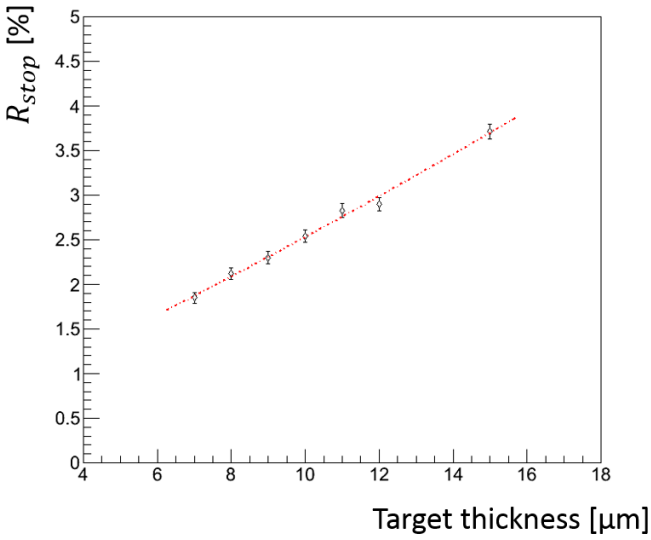


図 7: Stopping Ratio

生成された ${}^{4}_{\Lambda}$H が標的中で停止する割合を Stopping Ratio とする。
図 7 は Be 標的をビームに対して 85 度傾けたときの Stopping Ratio である。それぞれの厚さについて GEANT4 で 50000 イベントのモンテカルロシミュレーションを行ったもので、エラーバーは統計誤差によるものである。${}^{4}_{\Lambda}$H の生成位置は標的中のビームの当たる部分でビーム方向に関して一様、ビーム方向に垂直には重力方向 $\sigma_h = 280$ [μm] 水平方向 $\sigma_v = 300$[μm] のガウシアンで重みをつけた。この値は MAMI-B でのビームサイズの実測値である [7]。
標的を厚くしていくと R_{stop} が増加していくのがわかる。

6.1.1 ${}^{4}_{\Lambda}$H の運動量計算

${}^{4}_{\Lambda}$H の運動量分布は以下の手順により計算した [2]。

手順 1 1.5 [GeV] の電子が入射したときの仮想光子の運動量分布を計算する。電子の散乱角度は計算時間の短縮のため 0-5 度に制限している。^{9}Be 中の陽子のフェルミ運動は ^{12}C 標的の準弾性散乱のデータを $k_F^{\mathrm{Be}}/k_F^{\mathrm{C}} = 200$ [MeV/c]/229 [MeV/c] でスケーリングすることで得た。陽子のフェルミ運動の分布は球面一様であるとした。また不変エネルギーが K^+ 中間子と Λ 粒子の生成閾値を下回った場合は新たな仮想光子と陽子が生成される。

手順 2 仮想光子と陽子の重心系にローレンツ変換する。

手順 3 K 中間子の運動量ベクトルをランダムに生成する。K^+ 中間子の角度分布はアイソバーモデルの素過程 $\gamma + p \to K^+ + \Lambda$ の生成断面積を再現するように生成した。仮想光子と ^{9}Be 標的中の陽子による K^+ 中間子と Λ 粒子の生成断面積は素過程と同じであるとした。

手順 4 Λ 粒子の運動量はエネルギー保存と運動量保存より計算する。

手順 5 K^+ 中間子と Λ 粒子を研究室系にローレンツ変換する。

手順 6 ${}^{4}_{\Lambda}$H を Λ 粒子とコア核 (^{8}Li) から生成する。Λ 粒子の運動量は手順 4 のものを使う。コア核の運動量は反応陽子の運動量（手順 1）と大きさ同じで反対方向とする。崩壊チャンネルは $\Lambda + {}^{8}\mathrm{Li} \to {}^{4}_{\Lambda}\mathrm{H} + {}^{2}\mathrm{H} + {}^{2}\mathrm{H} + \mathrm{n}$ とする。$\Lambda + {}^{8}\mathrm{Li}$ の不変エネルギーが崩壊チャンネルの閾値を下回った場合、手順 1 に戻る。

手順 7 ${}^{4}_{\Lambda}$H の運動量を出力する。

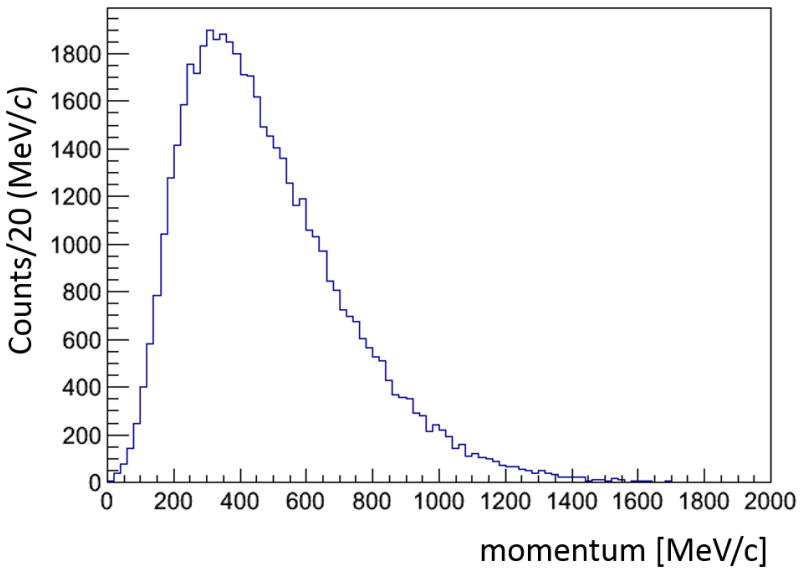


図 8: ${}^{4}_{\Lambda}$H の初期運動量

6.2 ^{4}He の標的からの脱離率 Escaping Ratio R_{esc}

標的中で静止状態から 2 体崩壊したハイパー核のうち、娘核が標的から運動量を持ち脱離した割合を Escaping Ratio とする (式 5)。

$$\text{EscapingRatio} \ : \ \mathrm{R_{stop}} = \frac{\text{標的から運動量を持ち脱離した娘核の数}}{\text{標的中で静止状態から 2 体崩壊したハイパー核の数}} \tag{5}$$

$^4_\Lambda$H の 2 体崩壊後の娘核は ^{4}He(α 粒子) であり、静止状態から崩壊した際の運動量は 132.9 [MeV/c] なので、Be 標的中で z 軸方向に一様に 132.9 [MeV/c] の α 粒子を生成し、標的から脱離する割合を求めた。このとき生成条件として崩壊 π^- 中間子の Spek-A への入射を課した。Spek-A の角度アクセプタンスは dispersive な方向に 70 [mrad]、non-dispersive な方向に 100 [mrad] である (図 9)。角度アクセプタンスとはスペクトロメータ入射時に許容される入射角度のことである。dispersive な方向とは図 3 の縦方向（Spek-A, Spek-C 入射時）、non-dispersive な方向とは図の紙面に対し垂直な方向 (Spek-A, Spek-C 入射時) である。
その結果、Be 中での 129.5 [MeV/c] の α 粒子の飛程 9 [μm] 付近で R_{esc} が 100 %でサチレイトしている (図 10)。

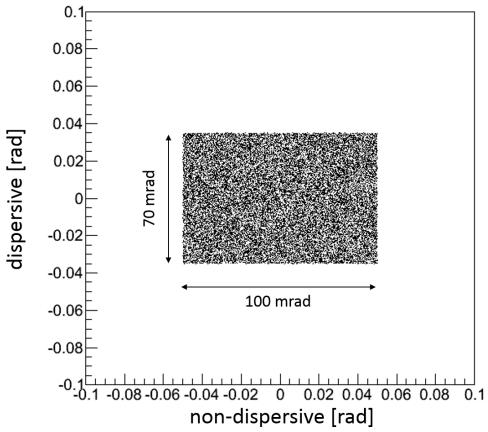


図 9: SpekA,C acceptance

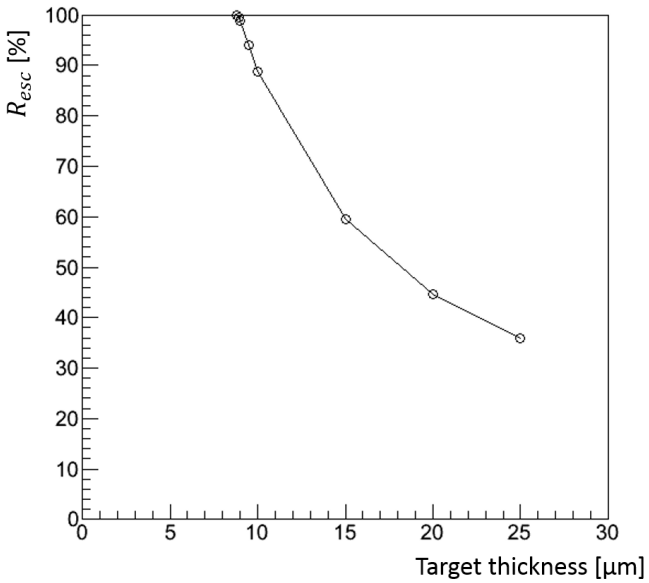


図 10: Escaping Ratio

6.3 Stopping Ratio×Escaping Ratio

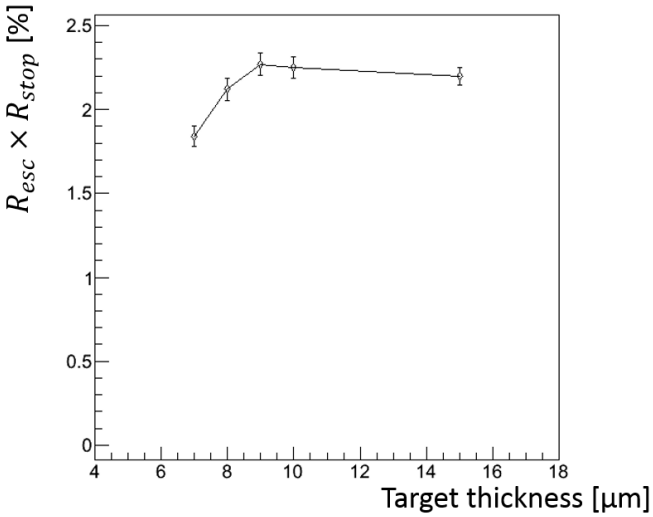


図 11: Stopping ratio × Escaping ratio

Stopping Ratio と Escaping Ratio の掛け算から、標的の最適な厚さを決定した (図 11)。その結果 9 [μm] 付近で最適な値をとり、およそ 2.2 %が標的中で静止し、かつ 2 体崩壊の娘核が標的から運動量を持ち飛び出すということがわかった。
このとき前述の式 (2) から、10 倍の収量を得るためにはハイパー核の同定率を 20 %以上にする必要がある。

6.4 標的角度

標的を 85 度からさらに傾けても ${}^{4}_{\Lambda}$He の標的中での停止率は変わらなかった。標的の傾きが大きくなるとビームの実効的な厚さが増え、ハイパー核の生成量が増加するのでできるだけ大きく傾けたい。そこで傾きは次項の Long target acceptance により決定する。

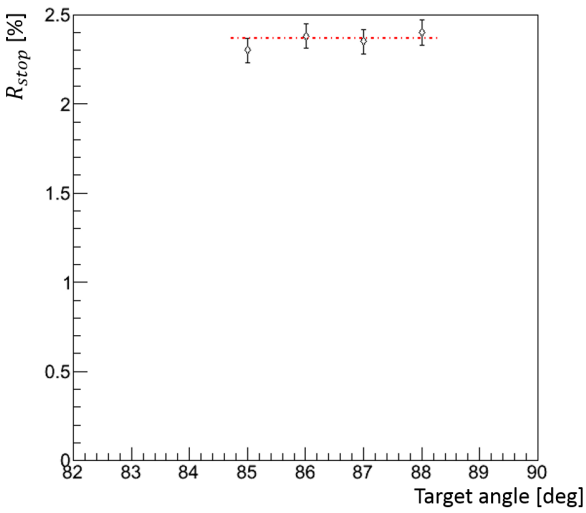
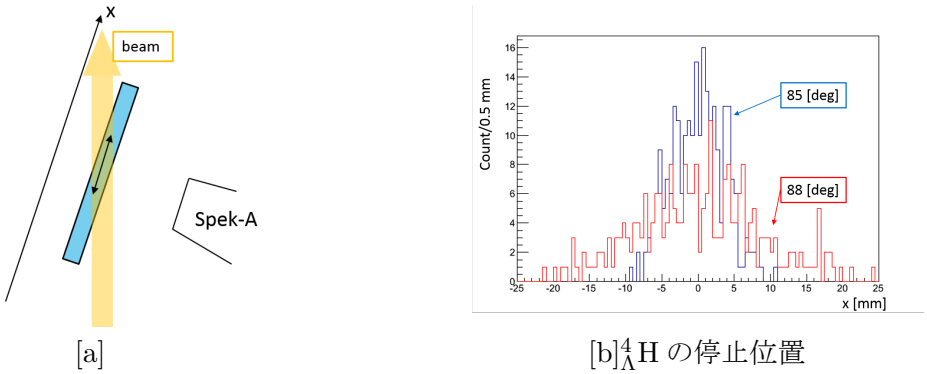


図 12: R_{stop} 標的角度依存性

6.5 Long target acceptance



[a] [b]$^4_\Lambda$H の停止位置

図 13: Long target acceptance

Spek-A,C は non-dispersive な方向に対して角度アクセプタンスに加え、50 [mm] のアクセプタンス (Long target acceptance) がある。これはスペクトロメータに入射する粒子の初期位置について図 13[a] の x 軸方向に制限を与えるもので、通常は使用できる標的の厚さの上限値である。今回のように標的を大きく傾けると、電子ビームとはいえそのビームスポットの大きさによって反応点が大きく広がる影響を無視することができない。
標的厚さ 9 [μm] で標的の角度を変えたときの $^4_\Lambda$H の静止位置の広がりを見積もった。その結果が図 13[b] である。88 度標的を傾けた場合でもほぼすべての $^4_\Lambda$H が Spek-A,C のアクセプタンス内に停止することがわかった。そこで最適な標的の角度は 88 度であるとする。
なお今回ビームサイズとして仮定した値は $\sigma = 280$ [μm] のガウス関数であるがこれは MAMI-B での実測値である [7]。本実験は MAMI-C で行う予定なので今後 MAMI-C でのビームサイズ測定が必要となることを付け加えておく。MAMI-C でのビームサイズの正確な測定はされたことがないが、MAMI-B の値よりも若干大きくなると思われる。

6.6 標的および FFD の GEANT4 上での Setup

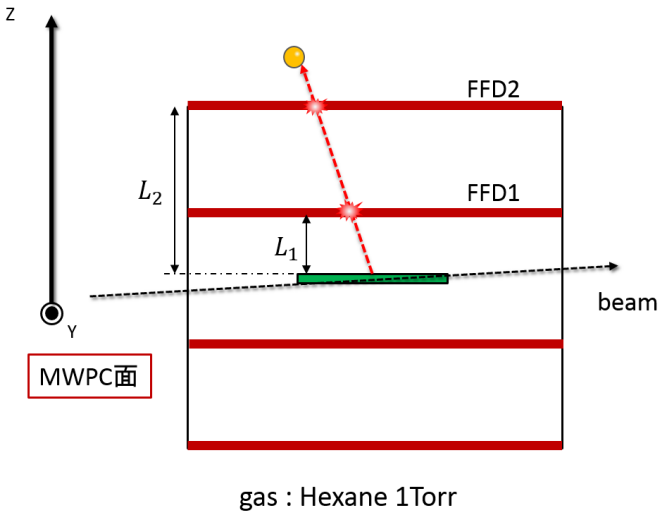


図 14: 標的および FFD の Setup

図 14 は今回のシミュレーションで用いたセットアップを上から見た図である。2 層の MWPC 面での時間情報からハイパー核の崩壊時刻を式 (6) を用いて再構成した。また 2 層の MWPC の時間分解能は等しく、応答関数はガウス関数であるとし、それぞれの MWPC の時間分解能を σ_t で表す。

$$t_0 = t_{F1} - \frac{L_1}{L_2} t_{F2} \tag{6}$$

L_1: 2 層の MWPC 面のうち標的に近いほうの MWPC 面 (FFD1) と標的表面までの距離
L_2: 2 層の MWPC 面のうち標的から遠いほうの MWPC 面 (FFD2) と標的表面までの距離
t_0: 原子核の崩壊時刻
t_{F1}: FFD1 での時刻
t_{F2}: FFD2 での時刻

6.7 ハイパー核生成を伴わない破砕核

β の大きな粒子は詳細な解析をする前に FFD にヒットしたときの時刻 t_{F1} だけでカットできるので 0-400 [MeV/c] の α 粒子をハイパー核生成を伴わない破砕核（通常核）として仮定し、バックグラウンドイベントとした (図 15)。
またこの角度分布は球面一様とした。

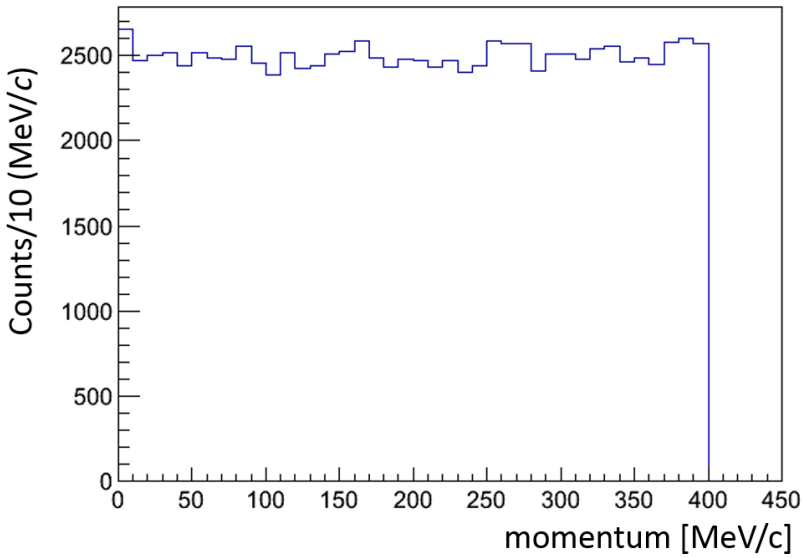


図 15: バックグラウンド α 粒子の初期運動量

6.8 ハイパー核の同定率 $R_{h\mathrm{ID}}$

応答関数としてガウス関数を仮定し、ハイパー核の同定率 $R_{h\mathrm{ID}}$ の形状依存性、分解能依存性についてシミュレーションを行った。同定率 $R_{h\mathrm{ID}}$ の定義は次の式 (7) で与える。

$$R_{h\mathrm{ID}} = \frac{\text{ハイパーフラグメントとして同定できた}{}^4_\Lambda\mathrm{H}}{\text{測定されたすべての}{}^4_\Lambda\mathrm{H}} \tag{7}$$

ハイパー核の寿命を $\tau = 200$ [ps] とし、$\exp(-t/\tau)$ の重みつきの乱数によって崩壊時間を与えた (図 16)。
ハイパー核、通常核ともに生成位置は図 14 の標的中で z 方向に一様。

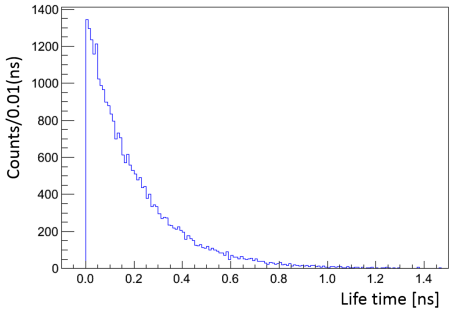
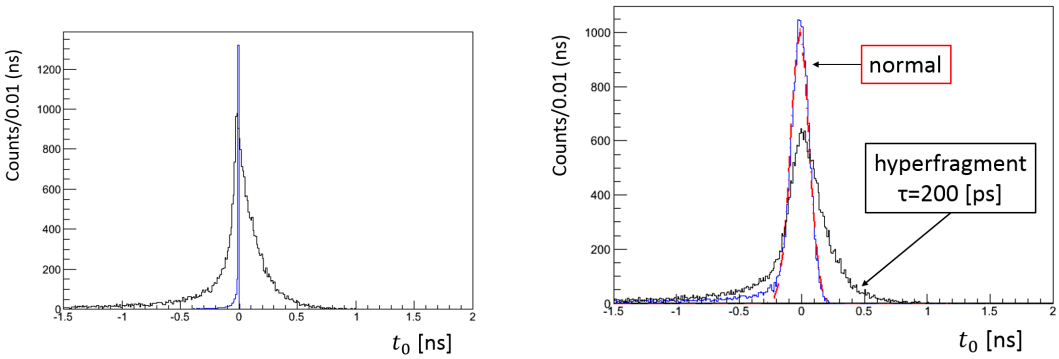


図 16: ${}^4_\Lambda$H の崩壊時間分布



[a] 理想的な FFD　　[b] 時間分解能 $\sigma_t = 65$ [ps] の FFD

図 17: t_0 分布

図 17 は通常核の分布とハイパー核の分布を重ねて書いたもので、$L_1 = 3$cm, $L_2 = 13$cm とし、[a] は時間分解能が無限に良いとしたとき、[b] は時間分解能が $\sigma_t = 65$ [ps] のときである。理想的な分解能の時も t_0 分布が 0 未満に尾を引いているのはガス中での減速の効果によるものである。通常核の t_0 の分布は FFD の時間分解能によりほぼガウシアンとなる。
t_0 がこのガウシアンの 5σ 以上のものをハイパーフラグメントとする。なおこのガウシアンの σ はガス中での減速を無視できれば L_1/L_2 が十分小さいところで MWPC 一つの時間分解能 σ_t と等しくなる。実際には L_1/L_2 を小さくするために L_2 を伸ばすとガス中での減速によりハイパーフラグメントのテイル部分が大きくなってしまい、$R_{h\mathrm{ID}}$ が小さくなる。したがって $R_{h\mathrm{ID}}$ が最大となるのは L_1/L_2 の減少に伴い通常核のピークが細くなっていく効果と、パスが長くなることによるハイパーフラグメントのテイル部分の増加の効果がつりあうところである。

6.8.1 形状・時間分解能依存性

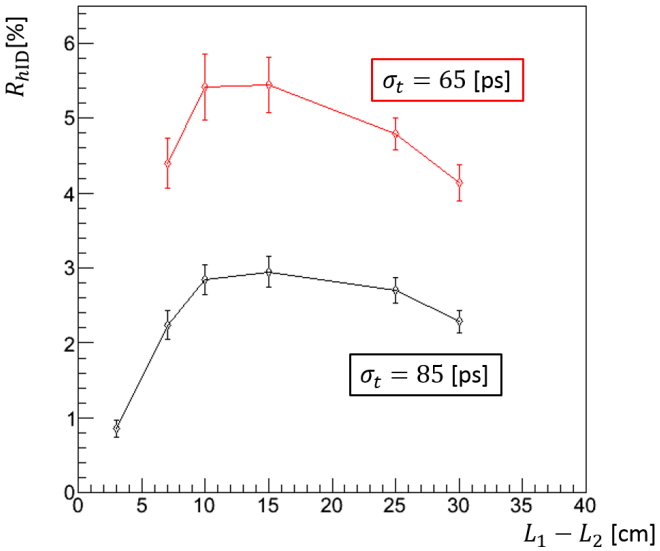


図 18: $R_{h\mathrm{ID}}$ の形状・時間分解能依存性

L_1 を 3 cm に固定し、L_2 と時間分解能を変化させ、$R_{h\mathrm{ID}}$ の変動を調べた。
過去に FFD が達成した時間分解能 $\sigma_t = 85$ [ps] では目標である 20 %には届いていない。
また図のように時間分解能の向上により $R_{h\mathrm{ID}}$ の増加が見込まれるが、$\sigma = 65$ [ps] のときでも目標である 20 %には程遠い。
時間分解能 $\sigma_t = 20$ [ps] で目標である 20 %を達成する見込みであるが、現実的な値ではない。
また本研究ではバックグラウンドイベントのレートを見積もっていないため、収量の過大評価を避けるために通常核のフィッティング結果から $t_0 > 5\sigma_{fit}$ をハイパー核と同定したが、実際にはもう少し t_0 が小さいところでバックグラウンドが十分少なくなる可能性もある。しかしハイパー核の生成断面積を考えるとバックグラウンドイベントは少なくとも 10^3 程度のオーダーになると考えられる。仮に $t_0 > 3\sigma_{fit}$ をハイパー核とした場合でも $R_{h\mathrm{ID}} > 20$ [%] を達成するのは時間分解能 σ_t が ∼40 [ps] のときである。

7　まとめ

弱崩壊後の娘核の振る舞いについて標的中、ガス中でのシミュレーションを行い、標的内で停止し、その後 2 体崩壊した ${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$ についてその収量を見積もった。
その結果目標とする 10 倍の収量の実現はこの方法では困難であるという結論に至ったが、たとえば娘核と π^- 中間子の両方の時間情報用いてハイパー核の分別を行うなど他の検出器、スペクトロメータとの組み合わせによって収量の大幅な増加を達成するという可能性は残されている。

8　今後の課題

まとめの項にあったように FFD 単体でのハイパー核タグは困難であるが、ほかの検出器とともに FFD を用いるという方法は可能性が残っている。
アイデアとしては現在次のものがある。

- Spek-A,C でのパイ中間子の時間情報と FFD の娘核の時間情報から 2 次元的にカットをかけハイパー核を分別する。
- 標的を複数置き、${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$ の収量を増やす。

それぞれのアイデアについて実現可能性を検証する予定である。
また FFD を使用する際には下記の見積もりが必要となるので、順次行っていく予定である。

- バックグラウンドレートの見積もり
- ワイヤーによる物質量などを考慮したシミュレーション
- 他のハイパー核について収量の見積もり

特にバックグラウンドレートの見積もりは t_0 がいくつ以上をハイパー核とすることができるかを決めるので、収量への寄与が大きく非常に重要である。この見積もりは理論計算からは困難なので他の実験データとの比較によって行う。

9　謝辞

本研究を進めるにあたって多くの方のご指導をいただきました。心より感謝いたします。
指導教官である中村哲教授には、まずこのような興味深い研究テーマをいただいたことに感謝いたします。そして毎週のミーティング以外にも私の初歩的な疑問に対し丁寧かつ熱心に回答していただきました。本当にありがとうございました。今後ともご指導よろしくお願いいたします。
永尾翔氏にはご自身の論文執筆で忙しい中、何から何までお世話になりました。基本的な物理の疑問からシミュレーションツールの導入など、永尾氏の助力なしには本研究の完成はありえませんでした。最大限の感謝を述べさせていただきます。
金田雅司助教にはプログラミングについて一切の知識がなかった私に root および C++の基礎を丁寧に教えていただきました。またハワイでの学会では公私ともに大変お世話になりました。本当にありがとうございました。
またその他にも田村裕和教授、小池武志准教授、藤井優助教、三輪浩司助教、鵜飼美冬助教にはゼミやミーティング、卒研発表の場で様々なアドバイスをいただきました。ありがとうございました。
同研究グループの先輩である高橋佑太氏、藤田真奈美氏には卒研発表準備中や日々の研究生活のなかで様々なアドバイスをいただきました。非常に勉強になりました。ありがとうございました。
同輩の池田迪彦氏、小椋裕氏、冨田翔子氏、秋枝智美氏、今紘史氏、朝田晃世氏、長谷川邦彦氏とは同じ居室で苦楽を共にしました。日々の他愛ない会話がよい息抜きとなりました。特に同研究グループの冨田氏との議論は研究を進めるうえでも非常に重要でした。奇想天外な言動で我々に笑いを提供してくださったことと合わせて感謝申し上げます。

参考文献

[1] 永尾翔　修士論文　東北大学（2011）

[2] 永尾翔　博士論文　東北大学（to be published）

[3] 高橋佑太　卒業論文　東北大学 (2014)

[4] A.Margaryan *et al.*,Time-zero fission-fragment detector based on low-pressure multiwire proportional chambers

[5] J.F.Ziegler, The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter

[6] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments

[7] 日下航　修士論文　東北大学 (2015)

[8] Particle Data Group, Review of Particle Properties

[9] P.Achenbach, The Kaos spectrometer at the Mainz microtron and first measurements of kaon electro-production