

修士論文

JLab における高分解能ハイパー核分光実験のための
マルチフォイル標的のデザイン

Design of multi-foil target
for high resolution hypernuclear spectroscopy at JLab

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

中村 雄紀

令和4年

概要

ハイパー核とはハイペロンを含んだ原子核である。バリオン間相互作用の研究に重要な役割を果たす。

我々はアメリカジェファーソン研究所 (JLab) において、ハイパー核欠損質量分光実験を行ってきた。現在、新たに、幅広い質量領域の標的を用いた実験を準備中である。

本論文では、高分解能かつ高収量で安全に実験が行えるように標的システムの設計を行った。モデリングを行いコンピュータシミュレーションを行った結果、我々の実験の目標を達成することができるような性能を持つことを確認した。

目次

概要		i
第 1 章	序論	1
1.1	ストレンジネス核物理	1
1.2	シングル Λ ハイパー核生成反応と欠損質量分光	2
1.3	JLab におけるハイパー核実験	4
1.4	本論文の目的・内容	6
第 2 章	実験概要	7
2.1	次世代実験の目的・概要	7
2.2	ハイパー核生成反応の運動学	8
2.3	JLab CEBAF 加速器	10
2.4	実験 Hall A の概観	12
2.5	磁気スペクトロメータシステム	12
2.5.1	磁気スペクトロメータの原理	13
2.5.2	運動学設定	14
2.5.3	PCS	15
2.5.4	HRS	17
2.5.5	HKS	18
2.6	用いる標的のリスト	20
2.6.1	固体標的	20
2.6.2	気体標的	21
2.7	実験の特徴と標的への要請	22
2.8	マルチフォイル標的	23
第 3 章	シミュレーションによる標的デザインの検討	25
3.1	欠損質量分解能	25
3.1.1	光学の影響	25
3.1.2	エネルギー損失・エネルギーストラグリングの影響	29
3.2	ハイパー核事象の収量	32

3.3	熱的安全性	35
第 4 章	マルチフォイル標的デザインとその期待される冷却性能	43
4.1	標的システム全体への要求性能	43
4.2	マルチフォイル標的フレームへの幾何学的制約	43
4.3	冷却性能	46
第 5 章	まとめと今後の課題	50
5.1	まとめ	50
5.2	今後の課題	50
	謝辞	52
	参考文献	53
	付録 A 鉛以外の熱計算結果	55

第 1 章 序論

1.1 ストレンジネス核物理

自然界は階層構造を持っている。最小の構成要素がレプトン・クォークといった素粒子であり、クォークが結合してハドロンを作る。ハドロンとはメソンやバリオンのような複数個のクォークが結合した粒子のことである。バリオンの一種、陽子と中性子が束縛した系が原子核である。原子核と電子が束縛して原子になり、原子の多体束縛系が分子である。原子・分子がアボガドロ数個程度集まって身の回りの様々な物質を形成している。各階層ごとに、何を基本的構成要素として記述すると便利かということが異なっている。その基本的構成要素の多体系として、各階層に様々な多様な現象が存在する。一般に多体系を理論で厳密に解くことは不可能なため、理論・実験が協力し様々な手法から得た情報を相補的に活用することが必要である。

ハドロンを構成要素とした有限量子多体系で、ストレンジクォークを一つ以上含んだものがストレンジネス核物理の研究対象である。これは陽子・中性子を構成要素としている原子核物理の自然な拡張であるが、陽子・中性子に対してその他のバリオンは寿命が短いということが大きな違いとなっている。陽子、中性子、ストレンジクォークを含んだバリオン（ハイペロン）からなる有限量子多体系のことをハイパー核と呼ぶ。例えば陽子 81 個、中性子 126 個、ラムダ粒子 1 個からなる ${}_{\Lambda}^{208}\text{Tl}$ である。 Λ ハイパー核は ${}_{\Lambda}^AZ$ と表す。A はハドロンの数、Z は電荷に対応した元素記号である。 Λ を二つ含むダブル Λ ハイパー核は ${}_{\Lambda\Lambda}^AZ$ 、 Σ を一つ含む Σ ハイパー核は ${}_{\Sigma}^AZ$ と表記する。

ハドロン多体系の研究には大きく分けて二つの目標がある。一つは構成要素間の相互作用の研究であり、もう一つは多体系の構造である。

ハドロン間の相互作用を第一原理から理論的に明らかにするのは、強い相互作用が摂動計算できないため一般に非常に難しいことである。計算機的能力が向上し、Lattice QCD という手法を用いて近年では数値的にハドロン間相互作用を得られるようになったが、その精度や得られる情報に限りがあるため、Lattice QCD 計算と実験データは互いに相補的に研究を進めていく必要がある。実験的には、散乱実験が最も直接的に相互作用の情報を与える。核子は寿命が長いため、比較的实验データが豊富である。陽子標的、陽子ビーム、中性子ビームが存在するため pp 散乱、pn 散乱のデータは多く存在する。ただし中性子標的がないため nn 散乱を直接行うことは難しい。一方、ハイペロンの場合は寿命が短いためビームとしても標的としても用いることができないため、実験データに乏しい。ただし、最近 J-PARC で高統計で信頼できるデータが得られるようになってきている。バリオンは複合粒子であるために、三体相互

作用が存在する。三体相互作用を研究するには、前提として二体相互作用を理解している必要がある。核子間相互作用については、高精度の二体力が確立し、また計算機の性能の向上によりモデル計算ではなく直接相互作用を用いた原子核の計算が行えるようになったことにより、三体力の効果が定量的に評価できるようになった。ハイペロンを含んだ三体力については実験的にはまだ未知である。

1.2 シングル Λ ハイパー核生成反応と欠損質量分光

我々は $(e, e' K^+)$ 反応によりシングル Λ ハイパー核を生成し、欠損質量分光法により、目的の物理量であるハイパー核の質量を測定する。この節では、ハイパー核生成に用いられる三つの主要な反応を紹介し、 $(e, e' K^+)$ 反応のメリットを説明する。また、欠損質量分光の概要を説明する。

ハイパー核分光実験は、現在までに主に図 1.1 で示されている三つの反応が用いられている [1, 2]。それぞれ異なる特徴を持ち、得られるデータの特徴が異なるため、相補的な役割を持っている。どういう反応を用いるかについては、ハイパー核生成の断面積だけでなく、加速器施設から供給されるビームを用いて実験するため、どういう粒子ビームが利用できるかにもよっている。分光実験では、測定するハイパー核質量の精度も重要であるが、同時に、収量も重要である。反応自体の断面積が小さくても、ビームの強度が大きければ、十分な収量を得られる実験になる。物理的な議論をするために求められる測定の精度・収量については、3.1 節と 3.2 節で詳しく述べる。

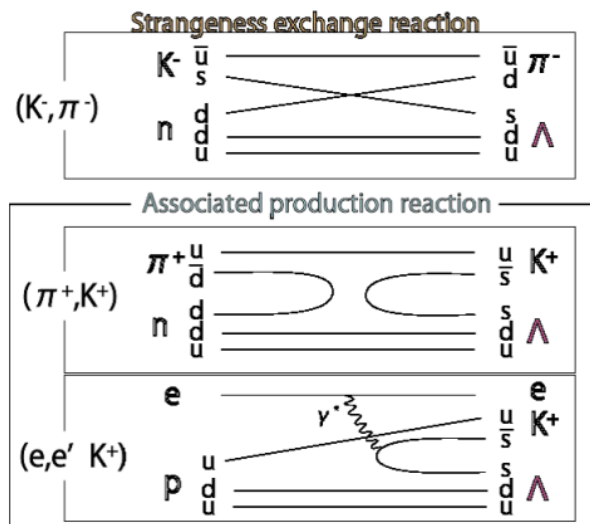


図 1.1: Λ を生成する主な反応 [3]

まず最も古くから用いられているのは $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ 反応である。 Λ を生成するには s クォークが必要になる。 K^- は s クォークを持っている粒子で最も軽いので最も簡単に生成でき、か

つ電荷をもっているのが扱いやすい。 K^- をビームにして外から s クォークを持ってくるこの反応は Λ の生成断面積が大きいので、早くから用いられた。

次に古いのは $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ 反応である。強い相互作用で $s\bar{s}$ を対生成させるため、ハドロンの中で最も軽いパイ中間子をビームにする。核内に s が残り \bar{s} が出ていくようにするため、 K^+ が出ていく粒子である。 $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ 反応よりも二桁ほど断面積が小さいが、高強度のパイ中間子ビームを利用することで、十分な収量を得ることができる。また、 $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ 反応に比べて運動量移行が大きく、角運動量移行が大きい。原子核が大きくなればなるほど角運動量が大きい状態の核子が多く、その核子そのまま Λ になり高い励起状態のハイパー核が生成される断面積が大きい。角運動量移行が大きいと、 Λ が基底状態に近い深い束縛状態も観測することができる。

もっとも新しいのが $p(e, e'K^+)\Lambda$ 反応である。これは電磁相互作用により s クォークの対生成を行う反応であるが、 $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ 反応より更に二桁ほど反応断面積が小さい。この反応を用いて実験的に十分な収量を得るにはビームは高強度でなければならない。ただ、強度が時間的に一定ではなくバンチと呼ばれる粒子のまとまりの一単位が離散的に来るパルスビームだと、検出器に入ってくる単位時間当たりの粒子数が大きくなり、検出器が動作できるレートを超えてしまう。強度が時間的に一定な連続ビームを使用することによってこの反応を用いた実験が可能になった。運動量移行は $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ と同じく大きく、深い束縛状態を作ることができる。また、上記の二反応は中性子を Λ に変える反応であるが、 $p(e, e'K^+)\Lambda$ は陽子を Λ に変える反応である。固定標的として用いることができるのは安定な核種のみであるため、 $n \rightarrow \Lambda$ と $p \rightarrow \Lambda$ では生成できるハイパー核の種類が異なる。

ハイパー核を研究するために我々の実験で測定する物理量は様々なハイパー核の質量 M_Y である。または同等であるが、

$$B_\Lambda := (\text{コア原子核の質量}) + (\Lambda\text{粒子の質量}) - (\text{ハイパー核の質量}) \quad (1.1)$$

上式で定義される、 Λ の束縛エネルギーという量も用いる。

ハイパー核の質量を測定するために、我々は $(e, e'K^+)\Lambda$ 反応を用いた欠損質量分光実験を行う。 $(e, e'K^+)\Lambda$ 反応欠損質量分光実験とは、加速器施設から供給される電子ビームを固定標的に当て、 ${}^AZ(e, e'K^+)\Lambda$ ${}^AZ - 1$ 反応 (標的原子核 (AZ) と電子ビーム (e) が反応し、反応後に散乱電子 (e')・生成 K 中間子 (K^+)・ハイパー核 (${}^AZ - 1$) が出てくる反応) を起こし、散乱電子と生成 K 中間子の運動量を磁気スペクトロメータでそれぞれ測定することで、4元運動量保存則と加速器により供給された入射電子の運動量が既知であることから、ハイパー核の質量を測定する実験である。詳細は 2.2 節で述べる。

1.3 JLab におけるハイパー核実験

連続電子ビームを用いたハイパー核実験はこれまでに JLab の CEBAF 加速器と Mainz 大学の MAMI 加速器で行われている。ここでは JLab で過去に行われたハイパー核実験について説明する。なお、各実験には実験番号という固有の名前が加速器施設から与えられており、ここではそれを用いる。また、JLab は加速器からの電子ビームを複数の実験ホールに分配し、複数の実験を同時に行えるようになっており、Hall A などはその実験ホールの名称である。

もっとも古いのは実験番号 E89-009 であり、西暦 2000 年に実験ホール Hall C で行われた [4]。主な目的は $(e, e'K^+)$ 反応でハイパー核実験が行えることを示すことであった。 ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ の欠損質量分解能で 900 keV(FWHM) を達成し、当時の $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ 反応で達成されていた 2 MeV(FWHM) より良い、1MeV 以下の分解能で実験が行えることを実証した (図 1.2)。炭素標的 (グラフィイト) は固体で扱いやすく、核子数が少なくスペクトルが単純であるため、ハイパー核分光において、キャリブレーションや実験間の精度の比較に用いられる。また、ポリエチレン標的も用いられた。これは水素標的として、生じる Λ , Σ^0 をキャリブレーションに用いるためである。水素を含む固体の中で、比較的熱伝導率が高くビームによって熱が生じて安全に実験を行えることや、余計に含むのが炭素であることなどによりよく用いられる。用いたスペクトロメータは散乱電子側が ENGE、生成 K 中間子側が SOS、標的直後は Splitting Magnet であり、JLab 既設の設備を用いた。

次に、E01-011 実験が第二世代実験として、Hall C で 2005 年に行われた [6, 7]。E89-009 実験では散乱電子側スペクトロメータのメラー散乱と制動放射による電子のバックグラウンドが問題になった。スペクトロメータを傾けてバックグラウンドの比率が少ない角度領域を選ぶという tilt 法を用いた。その結果、ルミノシティが 200 倍大きい条件で実験を行っても、散乱電子側のシングルレートは 1/100 になった。スペクトロメータは、散乱電子側は ENGE、K 中間子側は新設した HKS を用いた。標的はポリエチレン、 ${}^6,7\text{Li}$ 、 ${}^9\text{Be}$ 、 ${}^{10}\text{B}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{28}\text{Si}$ 、 ${}^{51}\text{V}$ 、 ${}^{89}\text{Y}$ 、 ${}^{208}\text{Pb}$ を用いた。 ${}^{51}\text{V}$ 、 ${}^{89}\text{Y}$ 、 ${}^{208}\text{Pb}$ は将来実験のためのフィージビリティスタディとして用いられた。 ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ の欠損質量スペクトルは図 1.3 であり、欠損質量分解能は 500 keV(FWHM) である。

第三世代実験として E05-115 が 2009 年に Hall C で行われた [8, 3]。より広範囲な質量数の領域のハイパー核を探索することが目的であった。標的は水 (液体)、ポリエチレン、 ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^9\text{Be}$ 、 ${}^{10,11}\text{B}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{52}\text{Cr}$ 、BeO を用いた。BeO はビームを当てると光るため、CCD カメラを用意しリモートで見れるようにしておき、標的システムが動作しているのを監視できるようにするために用いられた。水素標的として、水も用意された。ポリエチレンは融点が低く熱伝導率が小さいので、ラスターという機能 (3.3 節で詳しく述べる) でビームの当たる面積を実質的に大きくして熱密度を小さくし融けないようにする必要がある。ラスターは分解能に影響を与える。だが流れる水を標的に用いれば熱で標的が破損せずラスターする必要がない。また、ポリエチレン標的はビームを当て続けると、標的が炭化し、標的中の水素原子核の比率が時間

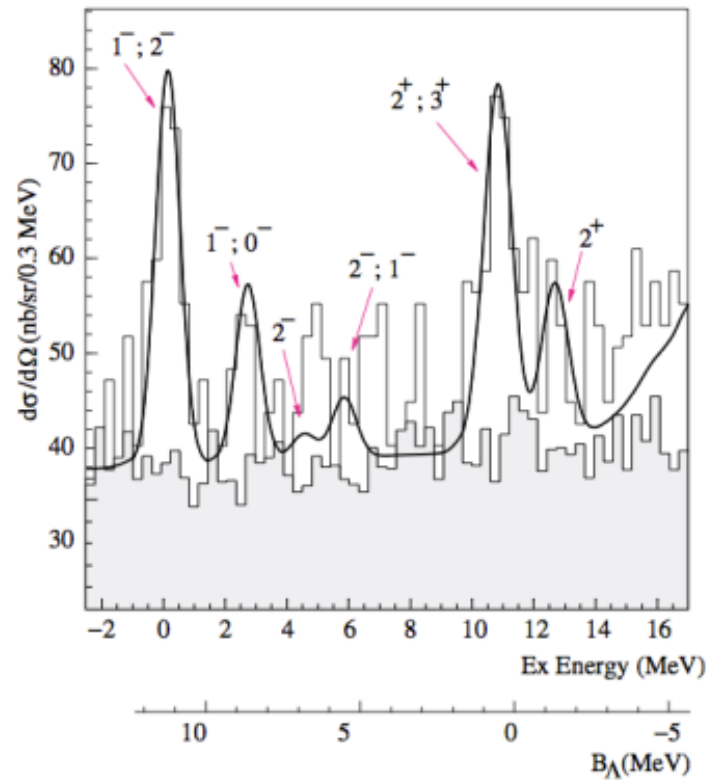


図 1.2: E89-009 実験で得られた ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のスペクトラム [5]。実線は理論計算、ヒストグラムの網掛け部分は予想されるアクシデンタルバックグラウンド。

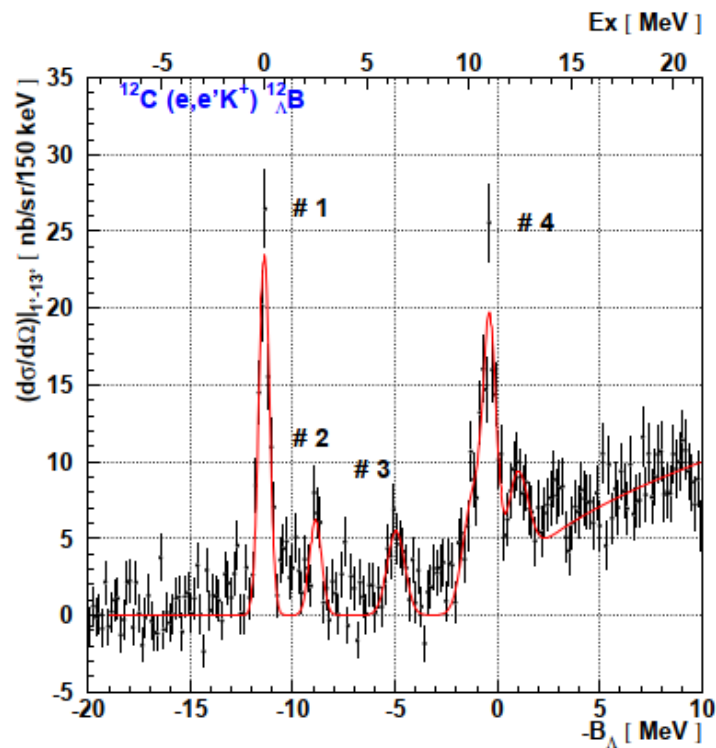


図 1.3: E01-011 実験で得られた ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のスペクトラム [7]。実線はフィッティング関数。

変動するため、微分断面積の測定の精度が下がる。フローとしての水を標的として用いればその問題は起こらない。一方、水は容器に入っているため、ビームは水以外の物質にも当たらざるを得ない。その窓部分は測定の精度の面からは薄くしたいが、水の圧力に耐えうる程度に厚くしなければならない。このように異なる特徴を持つため両方用いられた。スペクトロメータは、標的直後のスプリッターマグネットが SPL、散乱電子側が HES、K 中間子側が HKS である。SPL、HES は新設である。 ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ の欠損質量スペクトルは図 1.4 であり、欠損質量分解能は 500 keV(FWHM) である。

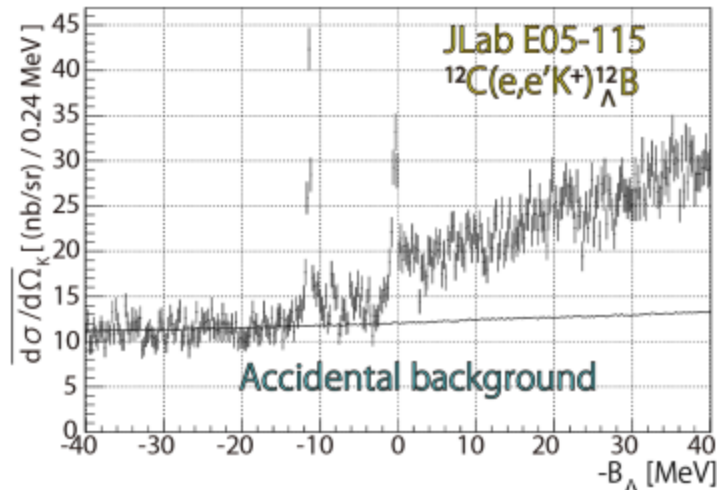


図 1.4: E05-115 実験で得られた ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のスペクトラム [3]。

E94-107 実験が Hall A で 2005 年に行われた [9]。スペクトロメータは 2 台とも Hall A 既設の HRS を用いた。

また、E12-17-003 実験が 2018 年に Hall A で行われた。スペクトロメータは 2 台の HRS である。ガス標的を用いて実験を行った。

1.4 本論文の目的・内容

この論文では次世代の JLab ハイパー核実験で用いるために適当な標的デザインを検討する。マルチフォイル標的で分解能への悪影響を抑えつつ収量を増やせることを示す。また、熱伝導率が低く融点が高いため融かさずに実験を行うのが難しい鉛標的について、融かさずに十分な強度の電子ビームを当てられることを確認する。

第2章 実験概要

2.1 次世代実験の目的・概要

次世代実験として JLab で承認され実験準備を行っている我々のグループのハイパー核実験が三つあり、その実験番号は E12-15-008、E12-20-013、E12-19-002 である。これらの実験は共通した実験設備で行われることが計画されている。それぞれ、どういう物理的情報を得ることが目的かが異なり、そのため、物理的な情報を得るために用いる標的が異なる。

E12-15-008 実験は主な標的が ^{40}Ca と ^{48}Ca である。陽子数と中性子数の比が大きく異なるこの二つの核から生成されるハイパー核のスペクトルを比較することによって、 ΛNN 三体力のアイソスピン依存性を研究することが目的である。生成されるハイパー核は $^{40,48}_{\Lambda}\text{K}$ であり、核子数が原子核の魔法数、または魔法数-1 なのでスペクトルがシンプルであることが期待される。この同位体濃縮された標的は高価なので、多くの量を用意することはできない。

E12-20-013 実験では ^{208}Pb 標的が主な標的である。この核種は安定な原子核のうちで最も重いものと言われている。これを用いて、 ΛNN 三体力の質量依存性を研究することが目的である。この標的から生成されるハイパー核は $^{208}_{\Lambda}\text{Tl}$ であり、陽子数は魔法数-1、中性子数は魔法数なのでスペクトルが重い核の中では比較的シンプルになり、物理的情報を引き出すのに適当であると期待されている。一般に Λ が束縛するコア核の質量数が大きくなるほどコア核の励起が複雑になりスペクトルが複雑になる。

E12-19-002 実験では $^{3,4}\text{He}$ が物理的な情報を得ることを目的とした標的である。 ^3He 標的からは $^3_{\Lambda}\text{H}$ が生成され、これはハイパートライトンと呼ばれる。このハイパー核については既に複数の測定がなされている。束縛エネルギーが小さければフリーな Λ に近い状態のため寿命もフリーな Λ に近いだろうという予想があり、実験結果がそれと矛盾し束縛エネルギーが小さいながらも寿命がフリーな Λ より大きく短いという状況になっており、これをハイパートライトンパズルと呼ぶ。正確な再測定が求められており、この実験では正確な束縛エネルギーの測定を行う。 ^4He 標的では荷電対称性の破れ (Charge Symmetry Breaking, CSB) の研究を行う。通常原子核はクーロン力を除いて、陽子数と中性子数を入れ替えた鏡映核は互いに同じ性質を持つ。 Λ を入れるとその荷電対称性が破れることがある。 $^4_{\Lambda}\text{H}$ と $^4_{\Lambda}\text{He}$ は核子数が少ないので CSB の研究において重要である。この実験で、古い実験データしかない $^4_{\Lambda}\text{H}$ の励起状態について信頼のおける再測定を行う。

2.2 ハイパー核生成反応の運動学

ここでは運動学的変数を定義し、ハイパー核生成反応の断面積の表式を紹介する。

反応は模式図 2.1 のように起きる。 e は入射電子すなわち電子ビーム、 e' は散乱電子を表す。 γ^* は仮想光子である。 $e \rightarrow e' + \gamma^*$ を含むのが散乱平面、 $target + \gamma^* \rightarrow \Lambda + K^+$ を含むのが反応平面である。 $\theta_{ee'}$ は入射電子と散乱電子の運動量ベクトルのなす角、 $\theta_{\gamma K}$ は K 中間子と仮想光子の運動量ベクトルのなす角、 ϕ_K は散乱平面と反応平面のなす角である。これらの角度は Lab 系である。

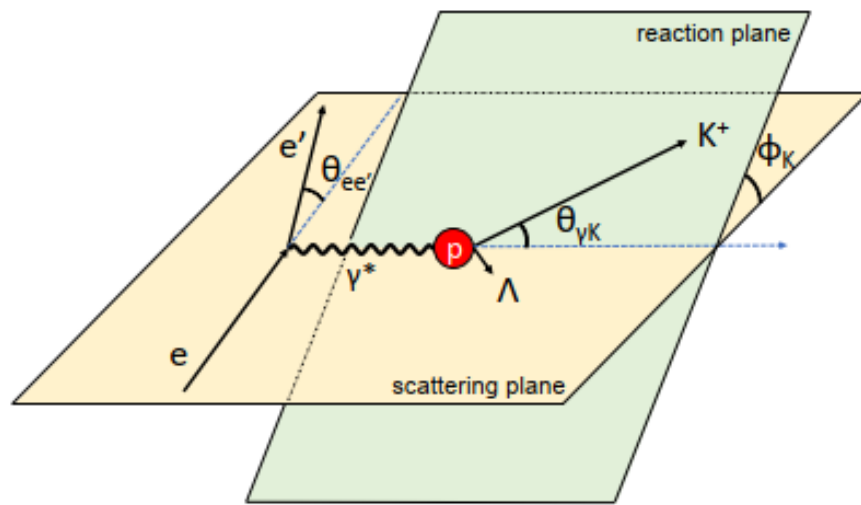


図 2.1: $(e, e' K^+)$ 反応の運動学 [10]

次の表 2.1 のように変数を定義する。座標は Lab 系で、図 2.2 のように定義されている。原点は標的の位置、 z 軸は電子ビームの方向、 y 軸は反重力方向である。 x 軸は xyz が右手系になるような向きである。また、 $Q^2 := -q^2$ と定義する。

表 2.1: ハイパー核生成反応の各粒子の運動学変数

粒子	4元運動量	エネルギー	運動量	質量
入射電子	p_e	E_e	\mathbf{p}_e	M_e
散乱電子	$p_{e'}$	$E_{e'}$	$\mathbf{p}_{e'}$	$M_{e'}$
生成 K 中間子	p_K	E_K	\mathbf{p}_K	M_K
仮想光子	q	ω	\mathbf{q}	
標的	p_{tar}	E_{tar}	\mathbf{p}_{tar}	M_{tar}
生成ハイパー核	p_Y	E_Y	\mathbf{p}_Y	M_Y

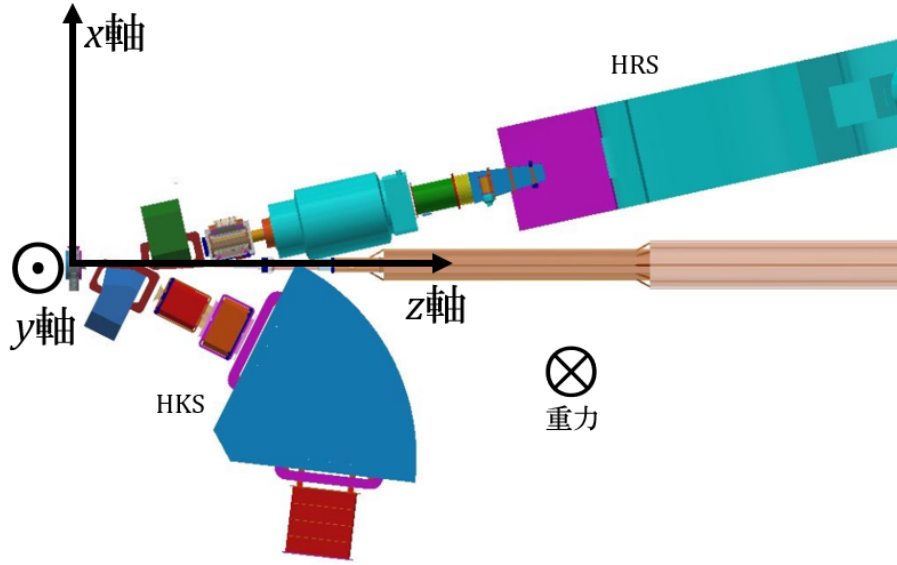


図 2.2: 我々の実験における座標の定義。スペクトロメータ系を上から見た図である。電子ビームの方向が z 軸、反重力方向が y 軸になっている。

HRS により散乱電子の運動量測定と粒子同定を行い、HKS により生成 K 中間子の運動量測定と粒子同定を行う。入射電子の運動量は加速器から直接供給されるものであり、既知とする。これらの情報から目的とするハイパー核の質量が次のように求められる。

$$M_Y = \sqrt{(E_e + M_{tar} - E_{e'} - E_K)^2 - (\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_{e'} - \mathbf{p}_K)^2} \quad (2.1)$$

これは一般に欠損質量分光と呼ばれる方法を用いて質量を測定している。

ハイパー核は、 Λ 粒子とコアになる通常の原子核が結合した原子核である。束縛することでバラバラの状態の質量の和より質量が小さくなる。束縛の程度を表す量、 Λ の束縛エネルギーを次のように定義する。

$$B_\Lambda := (\text{コア原子核の質量}) + (\Lambda \text{粒子の質量}) - (\text{ハイパー核の質量}) \quad (2.2)$$

このようなハイパー核生成が起きるには運動学的条件がある。仮想光子 + 標的の系の不変質量が K 中間子と生成ハイパー核の質量の和以上であることである。

$$\sqrt{(q + p_{tar})^2} \geq M_K + M_Y \quad (2.3)$$

4元運動量保存則より $p_e = p_{e'} + q$ すなわち $q = p_e - p_{e'}$ という関係があるので、式 (2.3) は入射電子と散乱電子の運動量に対する条件である。

素過程である Λ 生成の断面積について述べる。荷電中間子の電磁生成についてよく知られている表式がある [11]。

$$\frac{d\sigma}{d\omega d\Omega_{e'} d\Omega_K^{CM}} = \Gamma \frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K^{CM}} \quad (2.4)$$

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} = \frac{d\sigma_{\text{T}}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} + \varepsilon_{\text{L}} \frac{d\sigma_{\text{L}}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} + \sqrt{2\varepsilon_{\text{L}}(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{\text{LT}}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} \cos \phi_K + \varepsilon \frac{d\sigma_{\text{TT}}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} \cos 2\phi_K \quad (2.5)$$

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E_{\gamma}}{1-\varepsilon} \frac{E_{e'}}{E_e} \quad (2.6)$$

$$\varepsilon = \left[1 + 2 \frac{q^2}{Q^2} \tan^2 \left(\frac{\theta_{ee'}}{2} \right) \right]^{-1} \quad (2.7)$$

$$\varepsilon_{\text{L}} = \varepsilon \frac{Q^2}{\omega^2} \quad (2.8)$$

$$E_{\gamma} = \frac{W^2 - m_p^2}{2m_p} = \omega + \frac{q^2}{2m_p} \quad (2.9)$$

$$W = \sqrt{(q + p_p)^2} \quad (2.10)$$

ただしここで CM は重心系、L は縦波、T は横波を表す添え字であり、 α は微細構造定数である。また、ここでは標的は一般の原子核ではなく陽子なので、添え字を *tar* から *p* にした。式 (2.4) において重要なのは、単純に運動学的に決まる量とそれ以外の部分に分けて書かれていることである。 Γ は Virtual Photon Flux という量であり、このファクターによりハイパー核生成の多い運動学セッティングを見積もることができる。

2.3 JLab CEBAF 加速器

JLab はアメリカ・ヴァージニア州にある施設である (図 2.3)。JLab にある Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF) が電子線加速器であり、表 2.2 に示すような、我々の実験に適した特徴を持つ。

表 2.2: CEABF の電子ビームの実験 Hall A における性能 [12]

Beam Energy	1–11 GeV/ c^2
Energy Accuracy	3×10^{-3}
Beam Current	1–120 μA
Beam Bunch Width	2 ns (499 MHz)
Extracted Energy Spread (RMS)	$< 10^{-4}$
Horizontal Beam Size (RMS)	$< 250 \mu\text{m}$
Vertical Beam Size (RMS)	200 μm

まずエネルギー的には、少なくとも Λ ハイパー核生成の閾値を超える電子ビームでなければならない。JLab では以前は最大 6 GeV でその時点でもエネルギーとしては我々の実験には十分である。現在は最大 12 GeV にアップグレードされている。

次に高強度ビームを供給できることである。 $(e, e'K^+)$ 反応によるハイパー核生成は断面積が小さい。それを補う大強度のビームで実験を行うことが必要である。

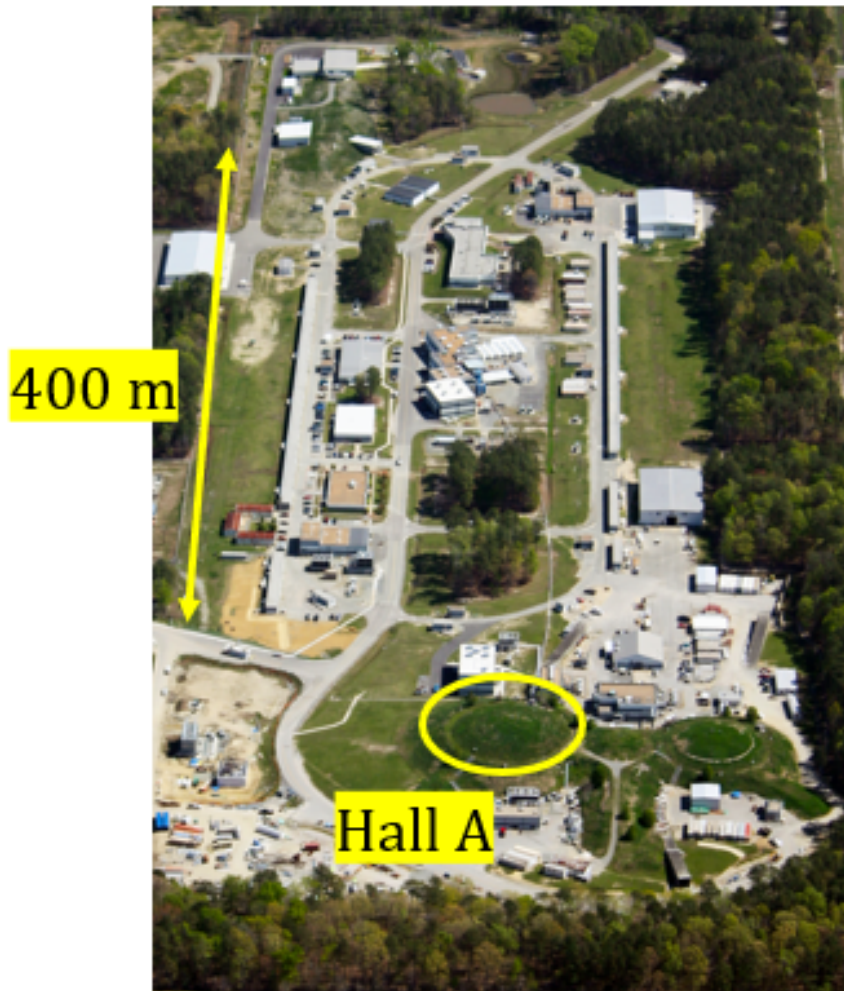


図 2.3: JLab の概観図 [13]

連続ビームであることもこの実験に適している。連続ビームとはビーム強度が時間に対してほぼ一定であることであり、パルスビームのように強度の大きな時間的変動がない。瞬間的なビーム強度が大きいと、真のイベントのレートも高くなるし、バックグラウンド粒子のレートも高くなる。レートが高いと検出器の応答は悪くなっていく。 $(e, e'K^+)$ 反応の小さい断面積を補うため高強度のビームを使わざるを得ないため、この実験においてレートは大きな問題である。また、時間的に同時に発生したであろう e' と K^+ の検出をもってハイパー核の生成とみなすため、真のイベントのレートが高いと、別々のイベントで発生した e' と K^+ が誤って同時とみなされてしまうこと（アクシデンタルコインシデンス）が起きる確率が高くなる。アクシデンタルコインシデンスはバックグラウンドになってしまうのでできるだけ少なくしたい。

供給される一次電子線のエネルギー精度が高いことも重要である。我々の実験ではハイパー核の欠損質量分光を 500 keV (FWHM) 以下の精度で行うことを目標としており、それに影響を与えない程度の電子ビームのエネルギー精度が必要である。

2.4 実験 Hall A の概観

Hall A の概観が図 2.4 のようになっている。CEBAF から Hall A, B, C, D の各ホールにビームが送られ、スペクトロメータや標的などの実験設備は実験ホールに置かれる。

標的システムはこれにおける空間的余裕がないといけない。モーターで重力方向に動かすことで遠隔にビームを当てる標的を変えられる仕組みにする場合、縦方向の余裕が必要である。ビームが地面から 10 ft の高さにあるため、十分大きな余裕があるといえる。

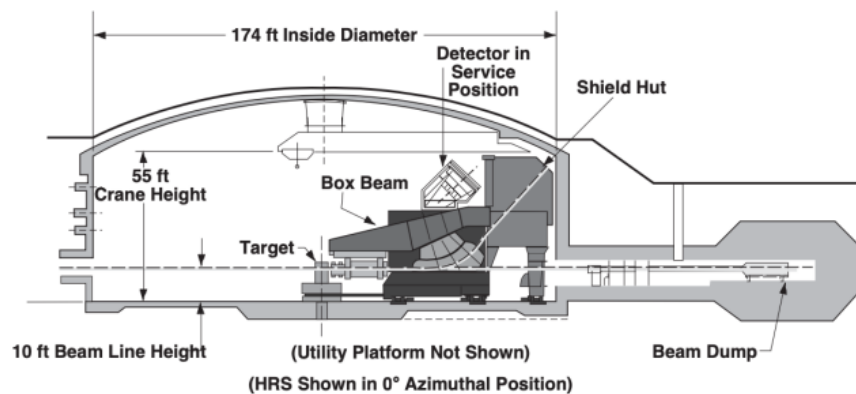


図 2.4: Hall A の概観図 [14]

2.5 磁気スペクトロメータシステム

磁気スペクトロメータ系は図 2.5 のように置かれる。まず標的の直後に散乱電子側の PCS、生成 K 中間子側の PCS が置かれる。PCS は前方角度の粒子を HRS・HKS の各スペクトロメータに入るように磁場で曲げる双極磁石である。次に散乱電子側は HRS、生成 K 中間子側は HKS が置かれる。スペクトロメータの配置・磁場の設定によってどの運動量の大きさ・角度領域の粒子を検出するかが決まる。どういう運動量の大きさ・角度領域の粒子を検出できるかの能力をそのスペクトロメータのアクセプタンスという。アクセプトする運動量の大きさ・角度には幅があるが、中心となる運動量の大きさ・角度の粒子が描く軌跡のことをセントラルレイという。

標的物質に電子ビームを当て、 ${}^A_Z(e, e'K^+)_{\Lambda}{}^A(Z-1)$ 反応で生じたハイパー核 ${}^A_{\Lambda}(Z-1)$ の質量を測定することを目的としている。散乱電子の運動量測定と粒子同定を PCS (散乱電子側)+HRS で行い、生成 K 中間子の運動量測定と粒子同定を PCS (生成 K 中間子側)+HKS で行う。散乱電子と生成 K 中間子のコインシデンスによりハイパー核生成事象とみなす。

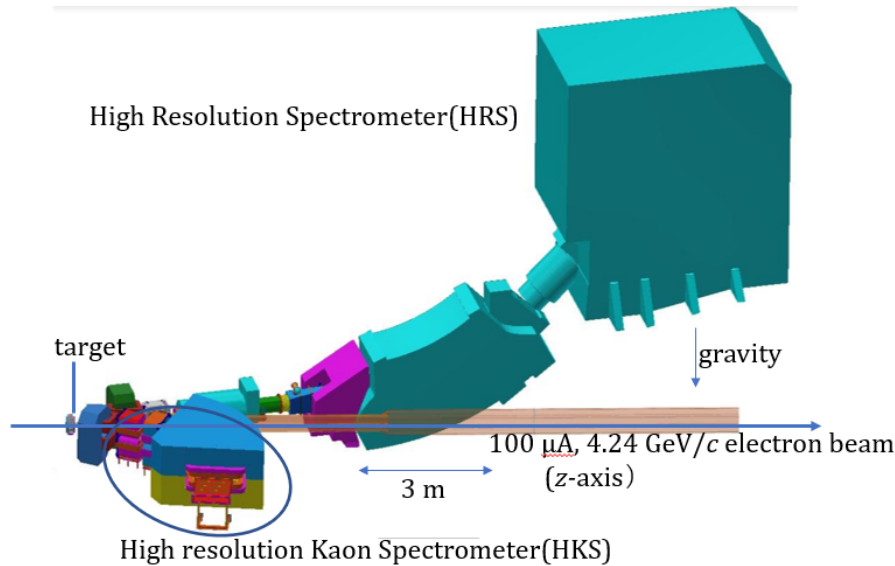


図 2.5: スペクトロメータ配置の 3DCAD 図

2.5.1 磁気スペクトロメータの原理

磁気スペクトロメータとは、運動量測定をしたい粒子を磁場にかけて後で検出器で運動量の向き・位置を測定し、あらかじめ校正しておいた標的での運動量と検出器での運動量の向き・位置との関係式から標的での運動量を求める装置である。一様磁場 B と曲率半径 R 、磁場に垂直な方向の運動量 p_{\perp} との関係式

$$p_{\perp} = \frac{0.3 \text{ GeV}/c}{\text{T m}} BR \quad (2.11)$$

があるため、磁場通過させた後に運動量と位置が相関を持つことが原理である。

実際に運動量測定に使用する検出器での変数をここで定義する。まず Focal Plane という平面を定義する。これは、運動量の磁場に垂直な成分が等しい粒子ができるだけ一点に収束する (point-to-point 収束) ような平面をシミュレーションなどで探し、Focal Plane とする。このように標的での変数と検出器での変数が一対一対応するようにしておくとのちに述べる逆輸送行列の収束性がよくなる。次に Focal Plane 内に x 軸と y 軸を互いに直交するように定義する。Focal Plane に垂直で粒子の進む向きに z 軸を取る。ドリフトチェンバーでは運動量の大きさを測定することができず、向きのみ測定する。そこで、 $x' := p_x/p_z$ 、 $y' := p_y/p_z$ という変数を定義する。複数のドリフトチェンバーからの情報を組み合わせて Focal Plane での x 、 y 、 x' 、 y' という 4 つの情報にし、これを用いる。以降、Focal Plane での変数には FP という添え字をつける。

また、標的での変数も定義する。座標は図 2.2 と同じで、更に $x' := p_x/p_z$ 、 $y' := p_y/p_z$ という変数を定義する。

標的で発生した粒子が磁場で輸送されて運動量や位置が変化することを輸送行列という多項式で近似的に表すことができるが、ここでは検出器での情報から標的での情報に直すため、逆輸送行列というものを用い、これも多項式であり、次式のようになる。

$$|\mathbf{p}| = \sum_{\substack{a+b+c+d \leq n \\ a,b,c,d \geq 0 \\ a,b,c,d \in \mathbb{Z}}} C_{|\mathbf{p}|}(a, b, c, d) (x_{FP})^a (x'_{FP})^b (y_{FP})^c (y'_{FP})^d \quad (2.12)$$

$$x' = \sum_{\substack{a+b+c+d \leq n \\ a,b,c,d \geq 0 \\ a,b,c,d \in \mathbb{Z}}} C_{x'}(a, b, c, d) (x_{FP})^a (x'_{FP})^b (y_{FP})^c (y'_{FP})^d \quad (2.13)$$

$$y' = \sum_{\substack{a+b+c+d \leq n \\ a,b,c,d \geq 0 \\ a,b,c,d \in \mathbb{Z}}} C_{y'}(a, b, c, d) (x_{FP})^a (x'_{FP})^b (y_{FP})^c (y'_{FP})^d \quad (2.14)$$

ここで $C_{|\mathbf{p}|}(a, b, c, d)$ などは係数であり、キャリブレーションにより定められる値である。次数の n は我々の実験では 3 から 6 で用いられる。一般に次数が増えるほど表現能力は高まるがキャリブレーションデータにオーバーフィッティングしてしまう危険性も高まる。

2.5.2 運動学設定

運動学設定は表 2.3 のようになっている。ただし表中の θ_{eK} は入射電子と生成 K 中間子の運動量ベクトルのなす角である。

表 2.3: スペクトロメータで測定する運動学の範囲 [15]

E_e	4.24 GeV
$ \mathbf{p}_{e'} $	2.74 GeV/c \pm 4.5%
$\theta_{ee'}$	6.5° \pm 1.5°
$ \mathbf{p}_K $	1.2 GeV/c \pm 10%
θ_{eK}	11.5° \pm 4.5°

この設定は、ハイパー核の収量が大きくなり、バックグラウンドが少なくなるように両者のバランスから決められている。

収量については Virtual Photon Flux が主要な要素である。また、K 中間子の光生成・電磁生成の断面積のデータも存在するのでそれも利用する。

バックグラウンドについては、主に散乱電子側スペクトロメータに混入する電子が主である。

バックグラウンド粒子は、電子ビームが標的や標的近くの物質と相互作用することで発生する。また、そこで発生する粒子が崩壊や相互作用をし、二次的にも発生する。

スペクトロメータの磁場に輸送され後段の検出器群でヒットするのは特定の運動量領域の粒子だけである。スペクトロメータの脇の空間など、目的とする粒子が通るはずのない場所にはできるだけコンクリートブロックなどが置かれ、余計な粒子が後段の検出器群まで飛んでいか

ないようになっている。HKS 側の磁場を通り抜け後段の検出器に達するのは、K 中間子以外の粒子として、主に陽子、 π^+ 、 μ^+ 、 e^+ がある。これらの粒子はある程度運動量がそろっているので、速度が分かれば質量が分かることになり粒子弁別できる。チェレンコフ放射は速度によって起こるかが決まるので、HKS 後段に置かれたエアロジェルチェレンコフ検出器 (AC)、水チェレンコフ検出器 (WC) により K 中間子とそれ以外を分けることができる。この運動学セッティングにおいて K 中間子は $p + e \rightarrow \Lambda + e' + K^+$ または $p + e \rightarrow \Sigma^0 + e' + K^+$ 反応のものだけなので、K 中間子さえ取ればそれは目的のものである。

一方、散乱電子側のスペクトロメータでは粒子弁別を行ったあとも、目的の反応以外で生成された電子がバックグラウンドになる。主に、制動放射とメラー散乱である。ローレンツブーストにより散乱電子もバックグラウンド粒子も前方に多い。超前方はよりバックグラウンド粒子が多い領域なので、そこを避けた前方を測定する。

2.5.3 PCS

Particle Charge Separator (PCS) (図 2.6、2.7) は標的の直後に置かれる双極磁石で、散乱電子側と生成 K 中間子側でそれぞれ一つずつある。スペックは表 2.4 の通りである。

前方領域を測定しやすくするために、HRS、HKS の前に置き双極磁石で粒子を曲げておくための装置である。スペクトロメータとビームラインが物理的に干渉しないようにできる。また、二つに分かれていることで 0° の電子ビームには磁場がかからず、バックグラウンドの原因となることを避けられる。

表 2.4: PCS のスペック [16, 17]

		PCS (散乱電子側)	PCS (生成 K 中間子側)
総重量		8.0 t	7.8 t
最大磁場		1.3 T	
主コイル (2 コイル/磁石)	導体サイズ	16 × 16 mm ² 、 ϕ 10 mm の穴	
	巻数	96/コイル	
	電流	1700 A/磁石	
	電圧	106 V/磁石	
補助コイル (2 コイル/磁石)	導体サイズ	14 × 9 mm ² 、10 × 5 mm ² の穴	
	巻数	88/コイル	
	電流	1000 A/磁石	
	電圧	97 V/磁石	

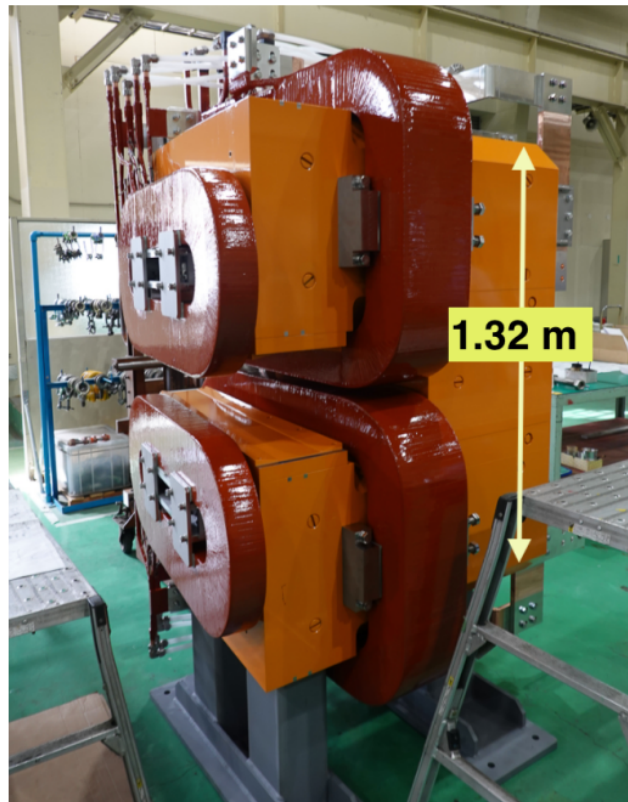


図 2.6: PCS の片方だけの写真 [15]

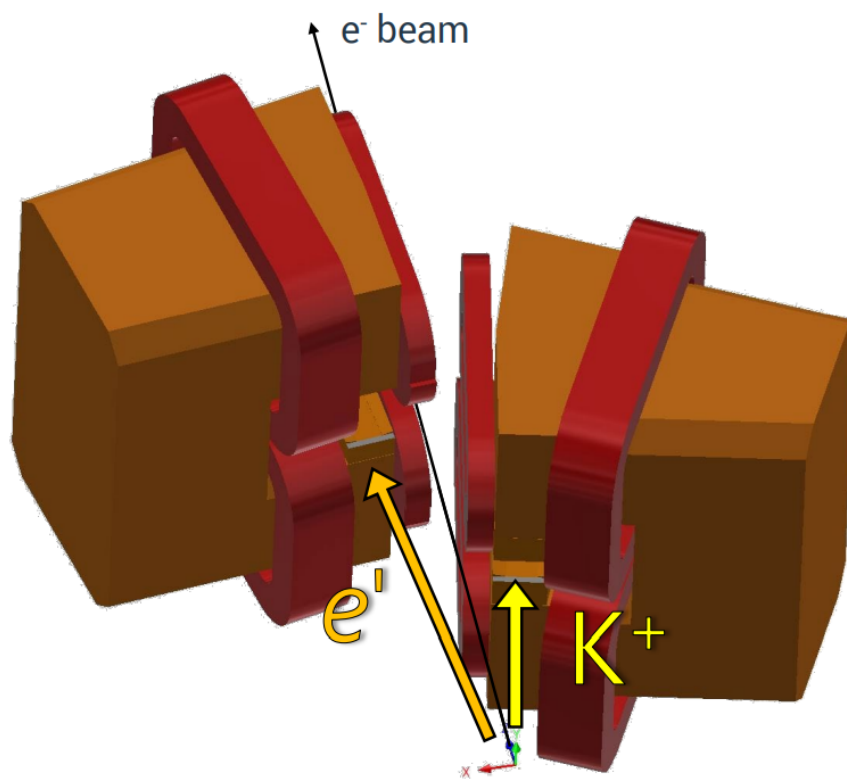


図 2.7: PCS の 3DCAD 図 [16]

2.5.4 HRS

High Resolution Spectrometer (HRS) (図 2.8) とは JLab Hall A 既設の磁気スペクトロメータで、我々は散乱電子の運動量測定のために用いる。磁石は QQDQ の構成になっている (D は双極磁石、Q は四重極磁石)。性能は表 2.5 のようになっている。後段の検出器群は図 2.9 のようになっており、S はシンチレータ、VDC はドリフトチェンバーである。

HRS は z 方向の分解能を持つ。これは運動量測定のために磁場で粒子を曲げる向きが重力方向になっているためである。水平に曲げると、運動量の情報を持つ方向と z 位置の情報を持つ方向が一致してしまうため、 z の情報が運動量分散に埋もれてしまい測定できない。重力方向に曲げると、 z 位置の情報が運動量分散に埋もれない。

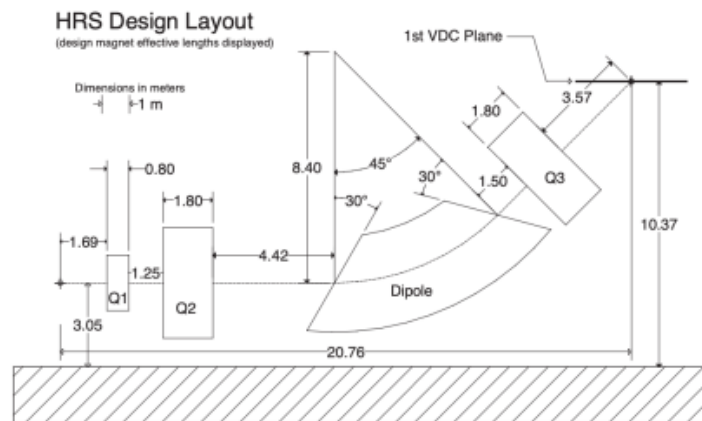


図 2.8: HRS 磁石のレイアウト [14]

表 2.5: HRS のスペック [14]

Configuration	QQDQ
Bending Angle	45°
Optical Length	23.4 m
運動量レンジ	0.3–4.0 GeV/ c
運動量アクセプタンス ($\delta p/p$)	4.5 %
運動量分解能 (FWHM)	1×10^{-4}
角度レンジ (HRS-L)	12.5°–150°
角度アクセプタンス (Horizontal)	± 30 mrad
角度アクセプタンス (Vertical)	± 60 mrad
角度分解能 (Horizontal)	0.5 mrad
角度分解能 (Vertical)	1.0 mrad

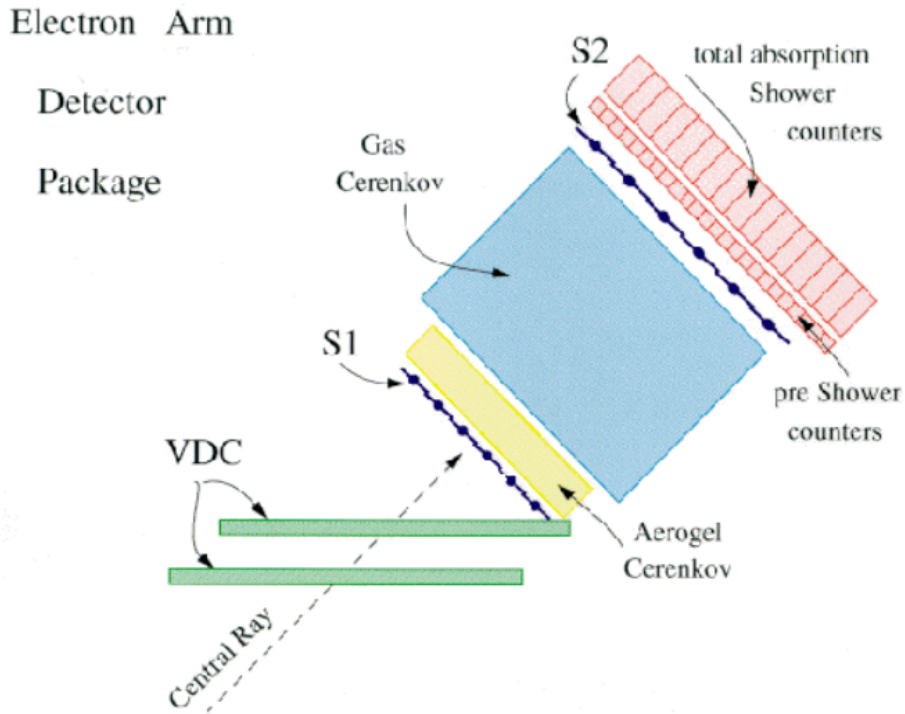


図 2.9: HRS 後段の検出器群の概要を示す図 [18]

2.5.5 HKS

High Resolution Kaon Spectrometer (HKS) は生成 K 中間子の運動量を測定するための磁気スペクトロメータである (図 2.10)。性能は表 2.6 のようになっている。後段の検出器群は図 2.11 のようになっており、1X、2X、1Y、2Y はシンチレーションカウンター、KDC はドリフトチェンバー、AC はエアロジェルチェレンコフカウンター、WC は水チェレンコフカウンター、LC はルサイトチェレンコフカウンターである。

HKS は我々のグループがハイパー核実験のために作ったスペクトロメータである。K 中間子は寿命が有限のため、後段検出器までの距離が短めになっている。強収束の原理で粒子を収束させるため Q1 が縦収束、Q2 が横収束になっている。D の間口が横に広いため、Q1 での縦収束をはじめに行い D に入りやすくする。

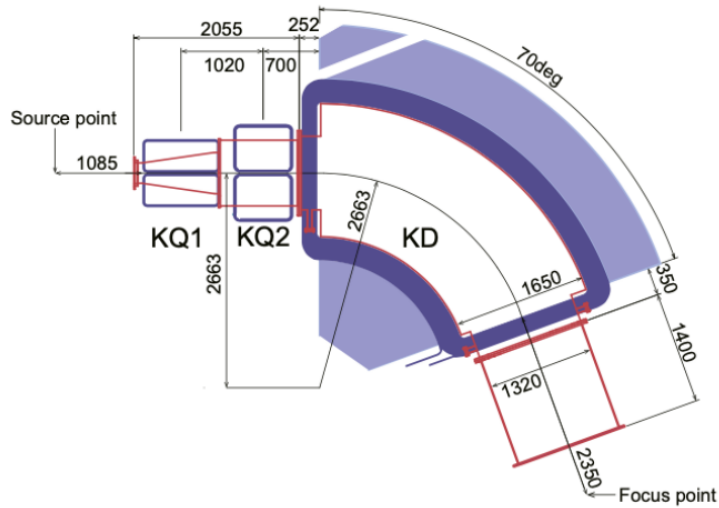


図 2.10: HKS 磁石のレイアウト [19]

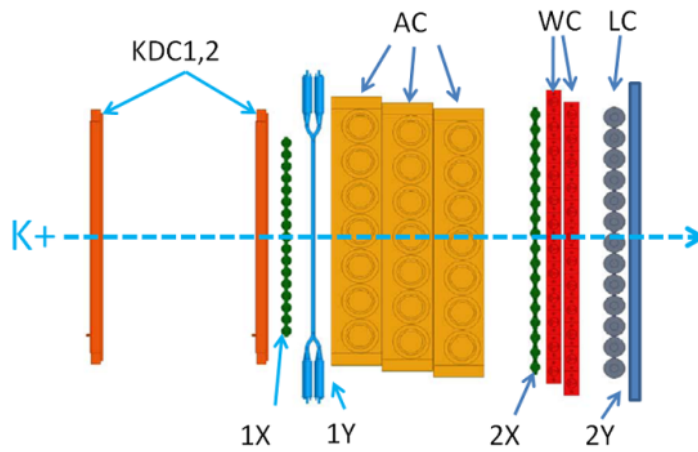


図 2.11: HKS 後段の検出器群の概要の模式図 [20]

表 2.6: HKS のスペック [19]

Configuration	QQD
Bending Angle	70°
Pass Length	< 10 m
中心運動量	1.2 GeV/c
運動量アクセプタンス	±15 %
運動量分解能 $\delta p/p$ (FWHM)	2×10^{-4}
立体角	~ 30 msr

2.6 用いる標的のリスト

この実験では、三つの承認された実験を共通したセットアップで行うため、多くの標的を用いる。低温ガス標的として H_2 、 $^3,^4\text{He}$ を用い、これを用いるため約 20 K の冷媒で冷やしながらか実験を行う。他の使用する標的は、常温で固体となる物質のみであり、共通したターゲットフレームで実験を行い 20 K で冷却できるとすると、もちろん固体である。

2.6.1 固体標的

用いる固体標的とその大まかな厚さは次の表 2.7 のようになっている。単位 mm の厚さは幾何学的な厚さである。単位 mg/cm^2 の厚さは幾何学的な厚さに物質の密度（体積当たりの質量）をかけた量で、単なる幾何学的な厚さよりもより直接的に粒子の通過する物質質量を表すためよく用いられる。

表 2.7: 標的のリスト

	厚さ
CH_2	1.0 mm ($100 \text{ mg}/\text{cm}^2$)
^7Li	1.9 mm ($100 \text{ mg}/\text{cm}^2$)
^9Be	0.54 mm ($100 \text{ mg}/\text{cm}^2$)
^{10}B	0.43 mm ($100 \text{ mg}/\text{cm}^2$)
^{12}C	0.56 mm ($100 \text{ mg}/\text{cm}^2$)
^{27}Al	0.37 mm ($100 \text{ mg}/\text{cm}^2$)
^{40}Ca	0.5 mm ($78 \text{ mg}/\text{cm}^2$)
^{48}Ca	0.5 mm ($78 \text{ mg}/\text{cm}^2$)
^{208}Pb	1.9 mm ($100 \text{ mg}/\text{cm}^2$)
BeO	

まず E12-15-008 実験の物理標的として $^{40,48}\text{Ca}$ を用いる。これは既に購入済みであり、厚さ $500 \mu\text{m}$ 、直径 1.27 cm の円盤がそれぞれ 1 枚ずつである。これは高価であり、1 枚ずつしか保有していないため、マルチフォイル標的としては用いない。

次に E12-20-013 実験の物理標的として ^{208}Pb を用いる。これはまだ保有していない。

キャリブレーション用標的として、 $(\text{CH}_2)_n$ (High Density Polyethylene, HDPE)、 ^{12}C (グラファイト)、 $^6,^7\text{Li}$ 、 ^9Be 、 $^{10,11}\text{B}$ 、 ^{27}Al を用いる予定である。広い質量領域の標的を用いてキャリブレーションすることにより、信頼性が高くなる。炭素標的は標準的に用いられるキャリブレーション標的であり、束縛エネルギー・断面積がよくわかっているため、他の実験と比較する際の基準となる。ハイパー核生成の断面積が大きく、またピークがきれいに見えること

から用いられる。ポリエチレンは水素標的として用いられ、扱いやすい固体の水素標的として JLab の実験でよく用いられる。水素標的で Λ を生成できそれを用いてキャリブレーションができるために、陽子を Λ に変える ($e, e'K^+$) 実験は高いアキュラシーを持つ。ポリエチレンは炭素を含むが、グラファイトのデータも取得するため、炭素の効果は差し引ける。ポリエチレン標的の欠点として、ビームを当て続けると見た目としては黒くなり、水素が飛んで行って標的としての物質質量が変わってしまうことがある。このため、微分断面積を得るためには、物質質量が変わる効果を考慮しなければならない。 ^{27}Al 標的では、キャリブレーションと同時に、三軸非対称核の研究という物理的目的も持つ。気体標的を入れるガスセルがアルミでできており、 ^{27}Al の同位体存在比が大きいため、気体標的のランからも ^{27}Al 標的のデータを得ることができる。BeO はビームを当てると光るため、ビームが標的の想定するところに当たっているかを視覚的に確認するために用いられる。

2.6.2 気体標的

E12-19-002 実験での物理標的としては $^3,^4\text{He}$ が用いられる。

キャリブレーション用としては H_2 が用いられる。

気体標的は約 20 K に冷却されて用いられる。限られたビームタイムの中で収量を大きくするためには標的物質の密度を大きくしなければならず、また気体を入れるセルが圧力に耐えられるようにしなければならないという機械的要求から、冷却される。ガスセルの壁を厚くすることにより耐圧を高めることができるが、壁でのエネルギー損失やバックグラウンド粒子生成が増えることなどから、壁の厚さには制限がある。

このような目的を達成するための気体標的のデザインはすでになされており、図 2.12、2.13 のようになっている。気体標的は円筒形のセルの中に詰められている。壁はアルミでできている。そのセルが重力方向に複数積み重なっており、モーターにより標的フレーム全体を上下に移動させ、ビームを当てる標的を変更する。ガス領域はビーム方向に 200 mm 広がっている。

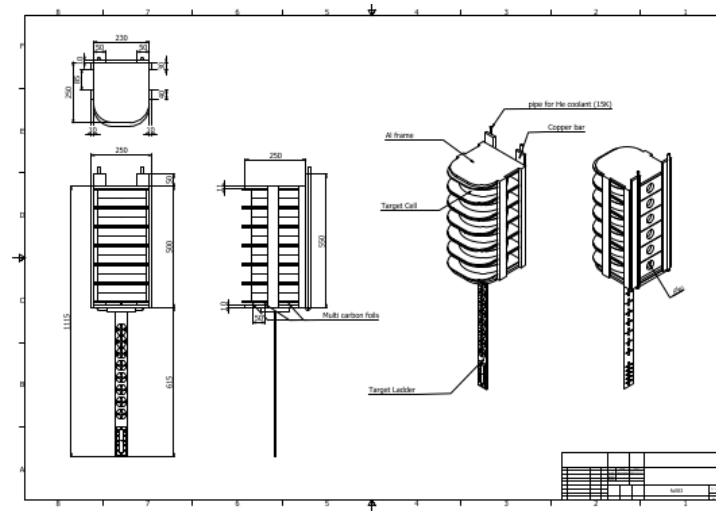


図 2.12: ガス標的フレーム全体の 3DCAD 図 [21]。上半分には気体標的セルが縦に重なっている。下半分についている細い部分は、固体標的フレームとして仮に置かれたもの。

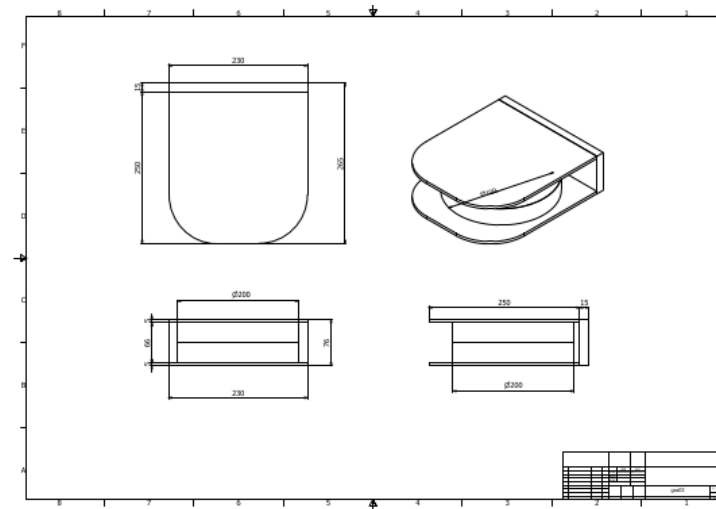


図 2.13: ガス標的セルの 3DCAD 図 [21]。円筒状の部分に気体標的が詰められる。その円筒状の標的セルが上下で標的フレームと固定されるようになっている。

2.7 実験の特徴と標的への要請

まず、 $p(e, e'K^+)\Lambda$ 反応の断面積が小さいことが特徴である。それを補うための高強度電子ビーム (10–100 μA) を用いて実験を行う。

また、実験で目標とする欠損質量分解能が 500 keV/c^2 (FWHM) 以下であることも特徴である。ビームは細いほど反応点の座標を特定しやすくなるので、ビームの直径は 100 μm 程度である。また、標的の物質が厚いと、入射電子・散乱電子・生成 K 中間子が標的物質で相互作用

用することによる欠損質量分解能への悪影響が大きくなるので、標的の物質厚は 100 mg/cm^2 程度でなければならない。

以上のような特徴の下で、標的への要請は次のようになる。

まず、限られたビームタイムの中でできるだけ多くのハイパー核収量を得たいので、標的を厚くしルミノシティを大きくしたい。欠損質量分解能への悪影響が許容できる程度まで標的を厚くする。

次に、標的が熱で融けないことである。細く高強度な電子ビームが当たるので、標的には大きな熱密度が発生する。大きな収量を得るためには高強度の電子ビームが使えることが望ましいため、そのような高密度の熱でも耐えられることが要求される。

2.8 マルチフォイル標的

前述したように、収量の観点からは標的を厚くしたい。しかし、単純に厚くするだけでは標的でのエネルギー損失や多重散乱の効果も同時に大きくなってしまい、欠損質量分解能への悪影響を避けることはできない。標的を厚くしつつ、欠損質量分解能への悪影響も抑えられるのがマルチフォイル標的である。

従来の標的は図 2.14 の上のように、厚さ $\sim 100 \text{ mg/cm}^2$ の標的が一枚のシングル標的である。マルチフォイル標的は図 2.14 の下のように、2-5 枚程度の標的をビーム軸方向にある程度の間隔をあけて並べ、同時にビームを当てるというものである。スペクトロメータの z 分解能により、どの標的板から発生したイベントか同定することができれば、エネルギーストラグリングの効果を小さくすることができる。

実際 HRS は z 分解能を持つ。図 2.15 は Geant4 によるシミュレーションの結果であり、標的での z 位置を $\sigma = 1.2 \text{ cm}$ の精度で測定することができる。標的板の間隔を 10 cm 程度離せば、十分にどこの標的板でイベントが発生したかを見分けることができる。

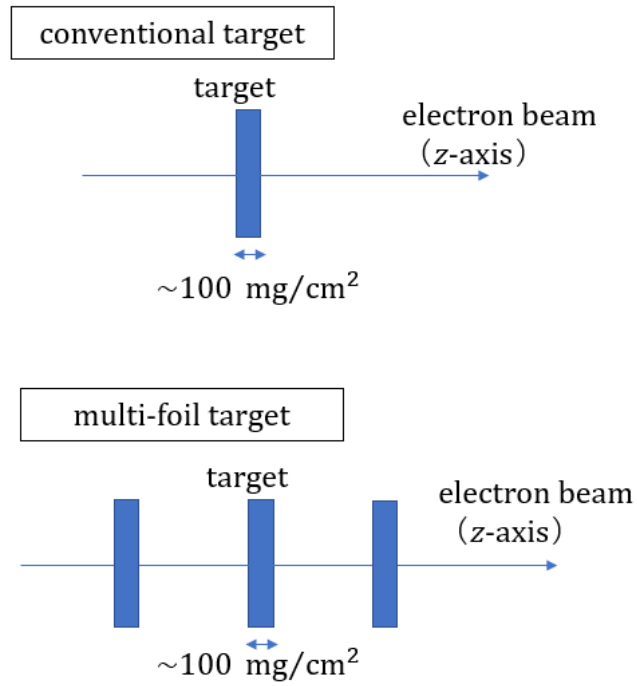
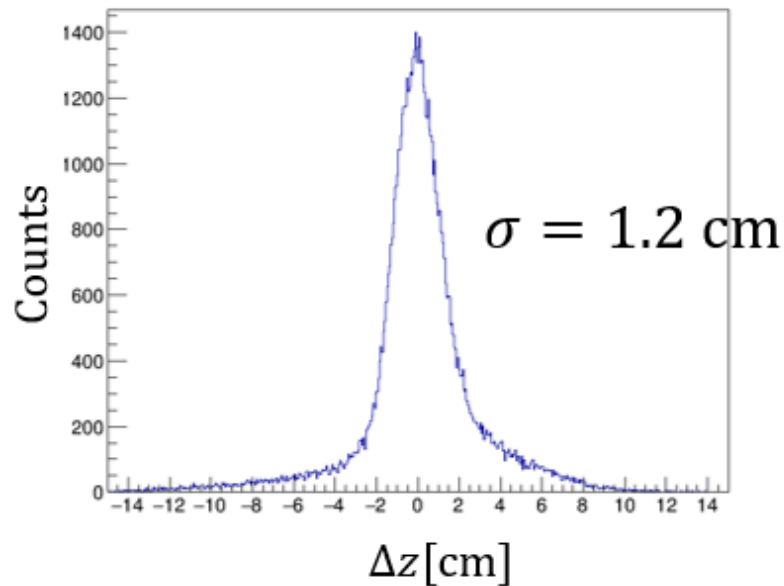


図 2.14: 従来の標的とマルチフォイル標的

Geant4 simulation



$$\Delta z = (\text{generated } z) - (\text{reconstructed } z)$$

図 2.15: HRS の z 分解能

第3章 シミュレーションによる標的デザインの検討

我々の実験ではハイパー核の欠損質量スペクトルを測定する。目標のピーク中心決定精度(確度)は 100 keV である。標的システムは、これを達成できるように設計されていなければならない。

確度は分解能と収量で決まる。

2.7、2.8 節で述べたように標的が厚くなるほどエネルギー損失・多重散乱が大きくなり分解能を悪くする。また、マルチフォイル標的によりビーム方向にずれた位置にも標的を置くため、そのことがスペクトロメータの運動量分解能に悪影響を与えうる。

収量の観点からは、標的を厚くするほうがよい。また、ビーム強度は大きいほうが収量は大きくなるが、標的で発生する熱も大きくなり、融けやすくなる。マルチフォイル標的による収量への影響は、 z 方向にずれた位置に標的を置くことによって、スペクトロメータのアクセプタンスが減る効果がある。

この章では主に二つの観点からシミュレーションを行い、標的の適切な設計について議論する。一つは、分解能と収量であり、3.1、3.2 節で述べる。もう一つは熱的安全性であり、3.3 節で述べる。

3.1 欠損質量分解能

マルチフォイル標的を用い収量を増やしつつも目標とする欠損質量分解能 $500 \text{ keV}/c^2$ (FWHM) を達成することができるかを検討した。欠損質量分解能は文献 [3] の 4.6 節で述べられているように、(2.1) 式に含まれる運動学変数のそれぞれの不定性を合わせたものになっている。標的に関係する部分は、マルチフォイルによりビーム方向 z の異なる位置に標的を置くことによるスペクトロメータでの運動量測定への影響、標的でのエネルギー損失・エネルギーストラグリングの影響がある。

3.1.1 光学の影響

マルチフォイル標的を用いることにより、スペクトロメータ設計時に標的の中心と考えられていた場所から離れたところでイベントが生成されることになる。そのようなイベントに対しスペクトロメータによる運動量測定にどれだけの悪影響があるかを、粒子の磁場による輸送・物

質での相互作用をシミュレーションできる C++ ツールキット Geant4 を用いて評価した。散乱電子側スペクトロメータへの影響、生成 K 中間子側スペクトロメータへの影響をそれぞれ評価した。

まず PCS+HRS での散乱電子の運動量の測定について行ったシミュレーション結果について述べる。Geant4 内で用いたモデルは図 3.1 のようになっており、これらは、図 2.2 の全体のセットアップにおける上半分においてあるスペクトロメータである。Q1・Q2・Q3 の磁場は表 3.1 のパラメータを用いて、加藤公式 (文献 [22] の式 (4.1) から (4.6)) で計算した。PCS と D 磁石の磁場は TOSCA によって計算された磁場マップを用いた (散乱電子のセントラルレイが運動量 3.0 GeV、角度 $\theta_{ee'} = 6.5^\circ$ になるよう設計されている)。

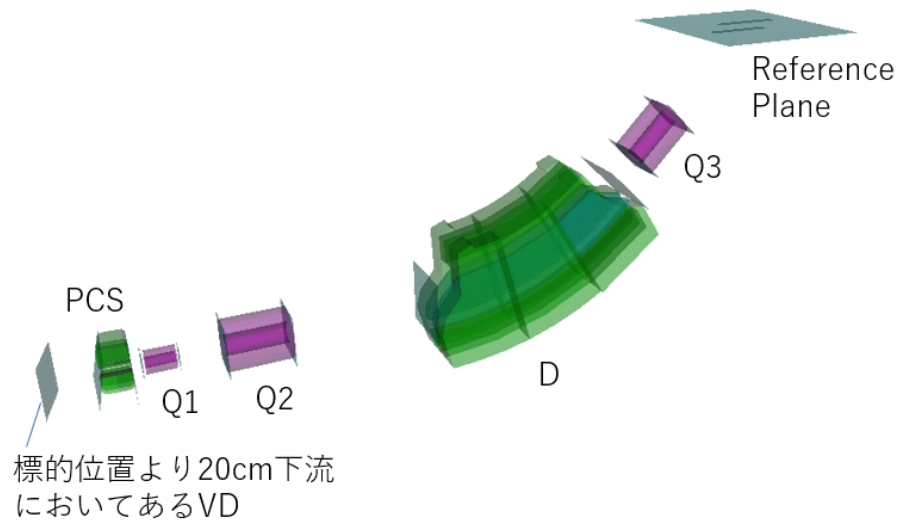


図 3.1: シミュレーションに用いた PCS と HRS。灰色の平面は Virtual Detector(VD) というシミュレーション内に仮想的に置いてあるもの。

表 3.1: シミュレーションに用いた HRS の Q1・Q2・Q3 の磁場を計算するためのパラメータ

	Q1	Q2	Q3
Bore radius[mm]	128.27	300	300
Field gradient[T/m]	4.5	2.0	1.8489
Magnetic length[mm]	900	1800	1800

このシミュレーションでは光学の影響のみを評価するため、標的での相互作用は行わない。

スペクトロメータの運動量分解能の評価は次のように行う。まず、標的点での散乱電子を適度な運動量の範囲と角度の領域で乱数を振って生成する。それらの粒子を Geant4 内で磁場によって輸送し、Focal Plane での位置・角度を得る。FP での情報から標的での情報を得る逆輸送行列を特異値分解によって最適化する。運動量分解能は $\Delta p/p$ (Δp は (生成した運動量) - (再構成した運動量)、 p は生成した運動量) のヒストグラムをガウス分布でフィッティング

した標準偏差 σ とする。

逆輸送行列の生成・運動量の評価に用いたイベントは、運動量は 2.7 GeV から 3.35 GeV で一様に、角度 $\theta_{ee'}$ は 0.06 rad から 0.19 rad で球面一様に、50 万イベント生成した。そのうちすべてのイベントを逆行列最適化に用いるのではなく、確かに磁石を通り検出器に入ったイベントのみを用いるように、各磁石前後の VD、RP での VD での位置情報によりカットをかけた。

$z=0$ cm での分解能を評価するための逆輸送行列は $z=0$ cm で生成したイベントのみを用いて最適化した。 $z=+10$ cm、 -10 cm についても、それぞれ $z=+10$ cm、 -10 cm で生成したイベントのみを用いて最適化した。

以上のような条件で行ったシミュレーションの結果が図 3.2 である。黒が $z=0$ cm、赤が $z=-10$ cm、青が $z=+10$ cm である。 σ は、 $z=0$ cm が 4.28×10^{-4} 、 $z=+10$ cm が 3.87×10^{-4} 、 $z=-10$ cm が 4.34×10^{-4} である。

この結果、マルチフォイル標的を用いても散乱電子側スペクトロメータの運動量分解能に大きな影響を与えないことが分かった。

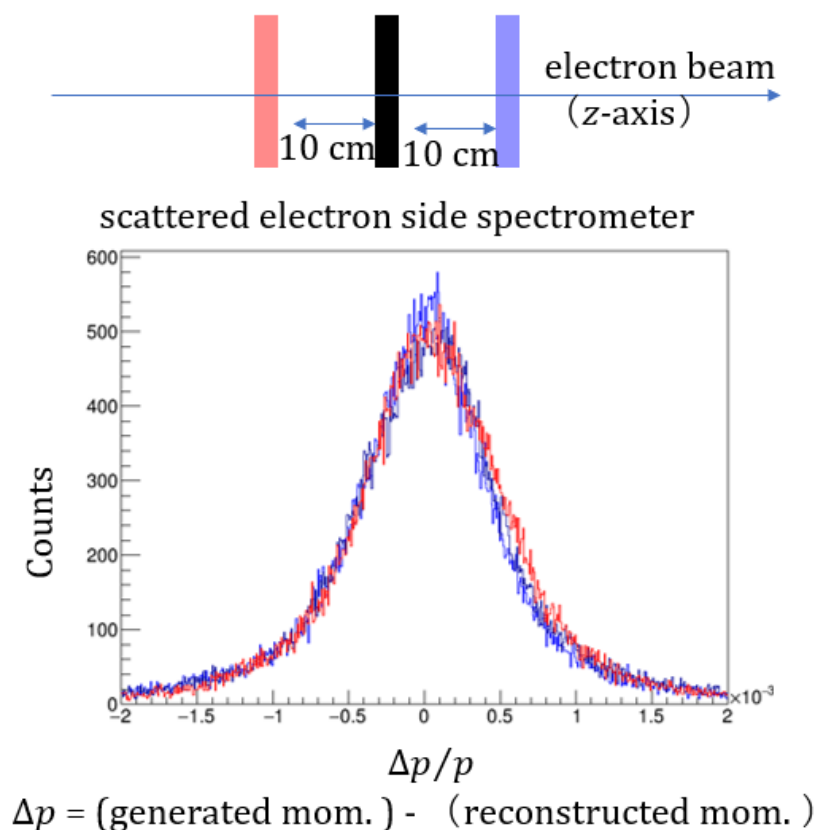


図 3.2: HRS の運動量分解能。赤色が $z=-10$ cm、黒色が $z=0$ cm、青色が $z=+10$ cm に標的を置いたときに対応している。

次に、生成K中間子側、PCS+HKS のシミュレーション結果について述べる。

シミュレーションに用いた PCS+HKS のモデルは図 3.3 であり、これらは、図 2.2 の全体

のセットアップにおける下半分においてあるスペクトロメータである。PCS と D 磁石、Q1、Q2 磁石の磁場は TOSCA によって計算された磁場マップを用いた（生成 K 中間子のセントラルレイが運動量 1.2 GeV、角度 $\theta_{eK} = 11.5^\circ$ になるよう設計されている）。

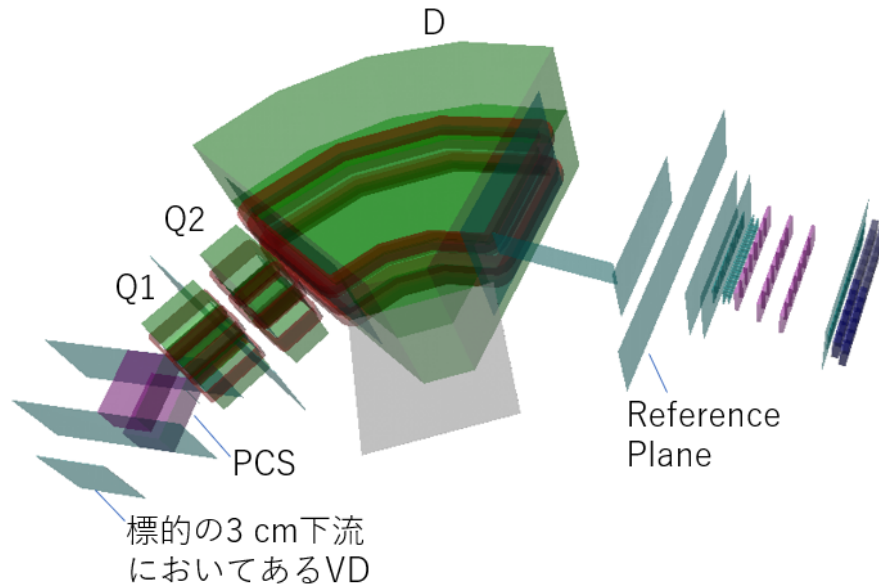


図 3.3: シミュレーションに用いた PCS+HKS のモデル。灰色の平面は Virtual Detector(VD) というシミュレーション内に仮想的に置いてあるもの。

このシミュレーションでは光学の影響のみを評価するため、標的での相互作用は行わない。また、K 中間子の崩壊も行わない。

逆輸送行列の生成・運動量の評価に用いたイベントは、運動量は 0.9 GeV から 1.55 GeV で一様に、角度 θ_{eK^+} は 0.1047 rad から 0.3491 rad で球面一様に、50 万イベント生成した。そのうちすべてのイベントを逆輸送行列最適化に用いるのではなく、確かに磁石を通り検出器に入ったイベントのみを用いるように、各磁石前後の VD、RP での VD での位置情報によりカットをかけた。

$z=0$ cm での分解能を評価するための逆輸送行列は $z=0$ cm で生成したイベントのみを用いて最適化した。 $z=+10$ cm、 -10 cm についても、それぞれ $z=+10$ cm、 -10 cm で生成したイベントのみを用いて最適化した。

以上のような条件で行ったシミュレーションの結果が図 3.4 である。黒が $z=0$ cm、赤が $z=-10$ cm、青が $z=+10$ cm である。 σ は、 $z=0$ cm が 1.44×10^{-4} 、 $z=+10$ cm が 1.34×10^{-4} 、 $z=0$ cm が 1.46×10^{-4} である。

この結果、マルチフォイル標的を用いても生成 K 中間子側スペクトロメータの運動量分解能に大きな影響を与えないことが分かった。ただ、アクセプトしている粒子の数に違いがあることがわかる。これは下流のほうが幾何学的に、スペクトロメータに入る立体角が大きくなっている効果によると思われる。定量的なアクセプタンスの見積もりは 3.2 節で行う。

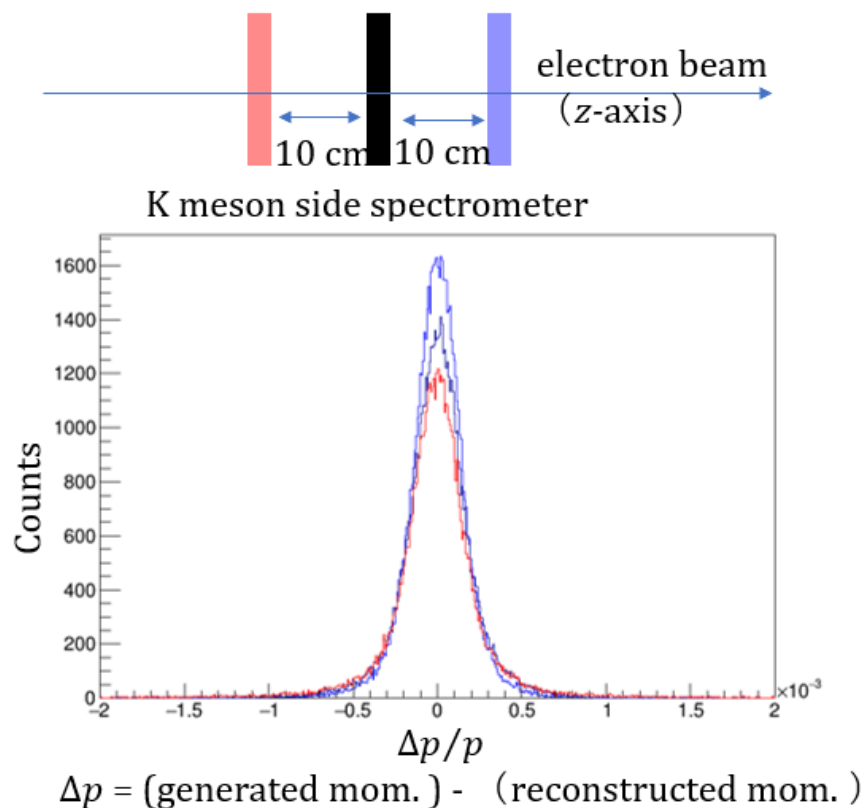


図 3.4: HKS の運動量分解能。赤色が $z=-10$ cm、黒色が $z=0$ cm、青色が $z=+10$ cm に標的を置いたときに対応している。

3.1.2 エネルギー損失・エネルギーストラグリングの影響

標的物質中のある原子核でハイパー核が生成される前に、入射電子は標的物質と相互作用しエネルギーを失っており、ハイパー核生成事象の電子の運動量はビーム電子のものではなく物質を通り抜けた後のものになる。また、散乱電子・生成 K 中間子も同様に、ハイパー核生成事象のあと標的物質で相互作用しエネルギーを失ったものがスペクトロメータで運動量を測定される。このことが欠損質量分解能に影響を与える。その悪影響は標的が厚くなればなるほど大きくなる。

エネルギー損失による欠損質量分解能の中心値のずれは、エネルギー損失の Most Probable Value(MPV) を見積もることにより、補正可能である。ただ、ストラグリングによって分布が広がることは、補正できない。

ここでは、入射電子・散乱電子・生成 K 中間子の標的物質中でのエネルギー損失を Geant4 を用いてシミュレーションし、欠損質量分解能への影響を見積もった。 ^{12}C 標的について、厚さ $300\text{mg}/\text{cm}^2$ が 1 枚のシングル標的と、厚さ $100\text{mg}/\text{cm}^2$ が 3 枚のマルチフォイル標的という、総計の厚さが同じ二つの標的を比較した。

シミュレーションは図 3.5 のように、以下に説明する手順で行った。

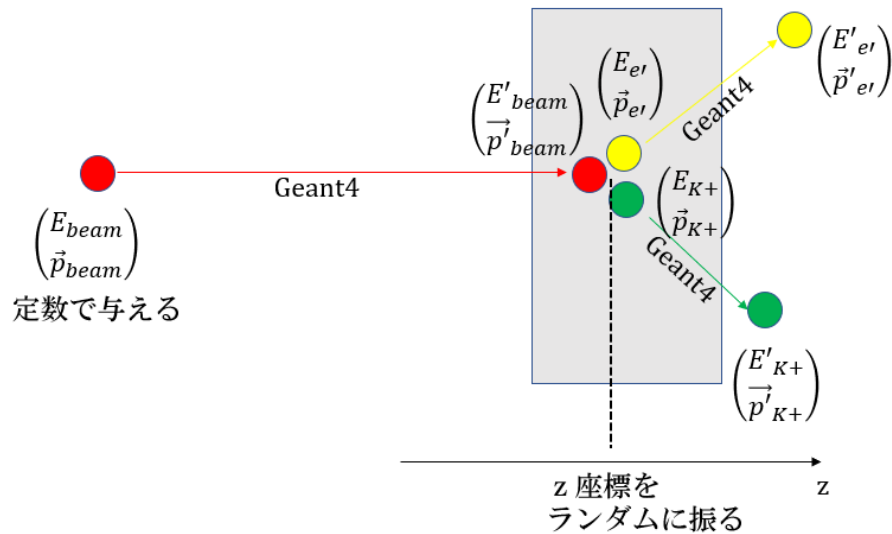


図 3.5: 標的での相互作用が与える欠損質量分解能への影響を評価するためのシミュレーションの模式図。標的物質でエネルギー損失をした後の文字にはダッシュをつけた。散乱電子 e' のダッシュとは異なる意味である。

まず、標的のどの位置でハイパー核生成反応が起きたか、ハイパー核生成反応の z 座標を一樣に振る。例えば、厚さ 1 mm のシングル標的であれば、 z は -0.5 mm から +0.5 mm の範囲で一樣に振る。厚さ 1 mm の標的を 3 枚、 $z = -10$ cm, 0 cm, +10 cm に置くマルチフォイル標的の最上流の標的板に関するシミュレーションでは、 z は -10.05 cm から -9.95 cm の範囲で一樣に振る。

次に、ビーム粒子のエネルギー損失をシミュレーションする。ハイパー核生成事象の z 座標が決まればビームが反応までに通る標的物質の厚さが決まるので、その厚み分だけ相互作用させる。例えば、厚さ 1 mm のシングル標的について、 $z = 0.2$ mm と乱数を振ったら、反応までにビーム電子は $z = -0.5$ mm から $z = +0.2$ mm までの 0.7 mm 標的物質を通過している。これによって、図 3.5 の $(E'_{beam}, \vec{p}'_{beam})$ が決まる。

次に、(2.3) 式を満たす範囲で散乱電子の運動量の乱数を振る。運動量の大きさについては一樣に、角度については球面一樣に振る。すると残りの生成 K 中間子の運動量は角度を除いて一意に定まる。角度は仮想光子と同じ向きにする。そして散乱電子と生成 K 中間子の標的物質での相互作用をシミュレーションし、 $(E'_{e'}, \vec{p}'_{e'})$ と (E'_{K+}, \vec{p}'_{K+}) を得る。

これにより、入射電子・散乱電子・生成 K 中間子の標的物質中でのエネルギー損失の MPV がわかる。実験で我々が知っているのは、 $(E_{beam}, \vec{p}_{beam})$, $(E'_{e'}, \vec{p}'_{e'})$, (E'_{K+}, \vec{p}'_{K+}) である。これらを MPV により向きは変えず大きさのみ補正する。補正した後の量を $(E^{cor}_{beam}, \vec{p}^{cor}_{beam})$, $(E^{cor}_{e'}, \vec{p}^{cor}_{e'})$, $(E^{cor}_{K+}, \vec{p}^{cor}_{K+})$ とする。この補正後の運動量で計算した欠損質量と真の欠損質量の差を比較した。

電子ビームのエネルギーを 4.24 GeV としてシミュレーションを行った。300 mg/cm² 1 枚の標的、100 mg/cm² が 3 枚のマルチフォイル標的の 1 枚目、2 枚目、3 枚目の 4 通りについて、各 10 万イベント生成し、補正して得られた欠損質量と真の欠損質量の差を求め、そのヒストグラムの FWHM を評価した。

300 mg/cm² 1 枚の標的の結果は図 3.6 である。FWHM は 0.46 MeV/c² である。

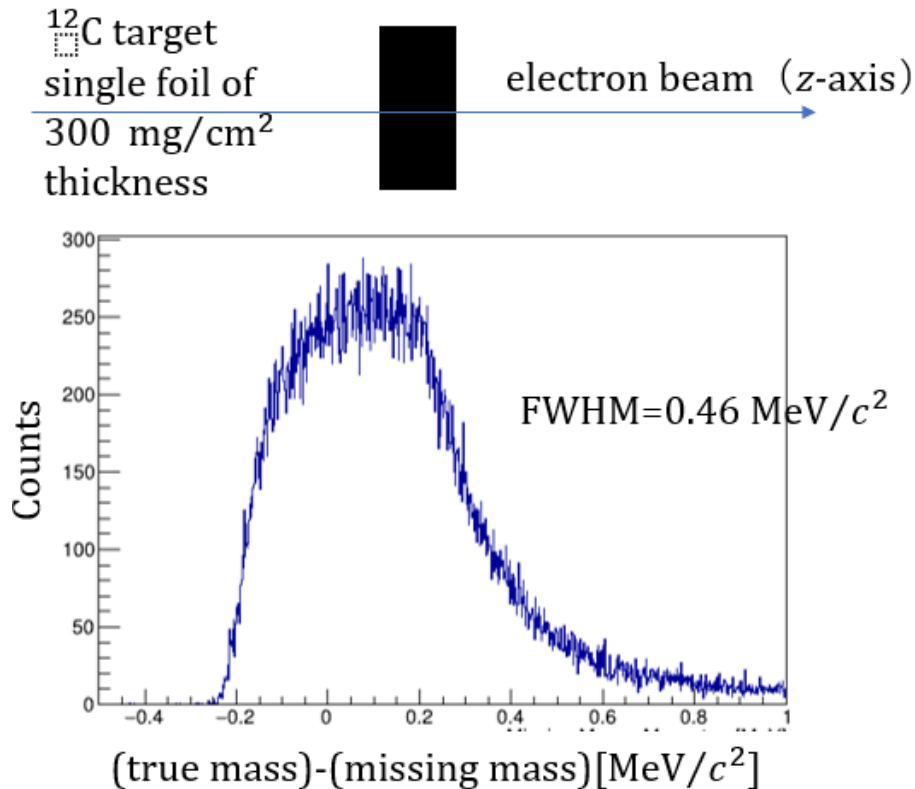


図 3.6: エネルギーストラグリングによる欠損質量分解能への影響。¹²C の厚さ 300 mg/cm² 1 枚の標的。

100 mg/cm² が 3 枚のマルチフォイル標的の 1 枚目、2 枚目、3 枚目の結果は図 3.7 である。FWHM は 3 枚とも 0.15 MeV/c² である。

以上の結果により、マルチフォイル標的を用い 3 枚に分割することにより、合計の厚さは変えないまま、エネルギーストラグリングによる欠損質量分解能への悪影響を約 1/3 に抑えられることが分かった。

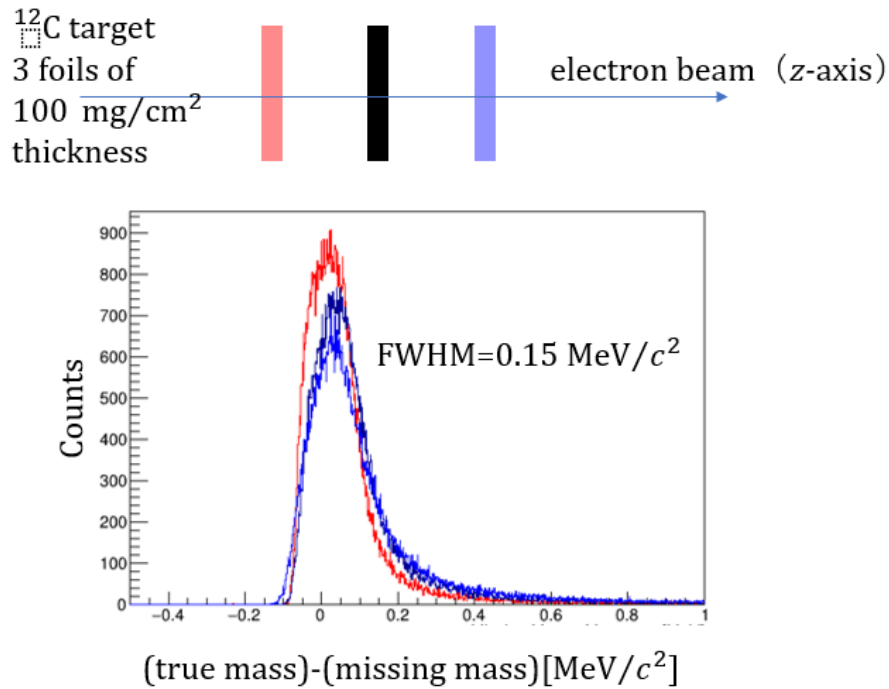


図 3.7: エネルギーストラグリングによる欠損質量分解能への影響。 ^{12}C の厚さ 100 mg/cm^2 が 3 枚のマルチフォイル標的。赤色が $z = -10 \text{ cm}$ 、黒色が $z = 0 \text{ cm}$ 、青色が $z = +10 \text{ cm}$ に標的を置いたときに対応している。

3.2 ハイパー核事象の収量

確度は分解能と収量で決まる。ここでは、収量に関する量の見積もりを行う。

ハイパー核の収量は次の式 (文献 [23] の (5.29) 式) で概算できる。

$$N_Y = \Gamma^{int} \times N_{beam} \times N_{target} \times \frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K^{CM}} \times \Delta\Omega_K \times \epsilon_K \quad (3.1)$$

ここで、 Γ^{int} は Virtual Photon Flux を仮想光子のエネルギー ω と散乱電子の角度で積分したもの、 N_{beam} は単位時間当たりの入射電子数、 N_{target} は単位面積当たりの標的粒子数、 $\frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K^{CM}}$ は (2.4) 式の微分断面積、 $\Delta\Omega_K$ は生成 K 中間子側スペクトロメータの立体角、 ϵ_K は K 中間子の生存率である。散乱電子側スペクトロメータの立体角の効果は Γ^{int} に含まれている。

(3.1) 式からわかるように、標的の設計によって変わる部分は、 N_{target} と、マルチフォイル標的を用い z 方向にずれた位置にも標的を置くことによるスペクトロメータのアクセプタンスへの影響である。

ここでは 3.1.1 節と同様の Geant4 シミュレーションを行って、散乱電子側・生成 K 中間子側それぞれで、標的位置が $z = 0 \text{ cm}$, $+10 \text{ cm}$, -10 cm のときのアクセプタンスを評価した。

まず散乱電子側についてのシミュレーションについて述べる。生成した運動量・角度の範

囲、用いた磁場、適用したカット条件、用いた逆輸送行列は 3.1.1 節と同様である。生成した角度領域の立体角は 4π ではなく、シミュレーションの効率化のため、明らかに検出器に入らない角度は除いている。アクセプタンス $\Delta\Omega$ は次の式で評価した：

$$\Delta\Omega = \frac{(\text{アクセプトした粒子数})}{(\text{生成した粒子数})} \times (\text{生成した角度領域の立体角}). \quad (3.2)$$

結果は図 3.8 である。マルチフォイル標的の配置を $z=-10$ cm、 0 cm、 $+10$ cm としても散乱電子側のアクセプタンスに大きな影響を与えないことが分かった。

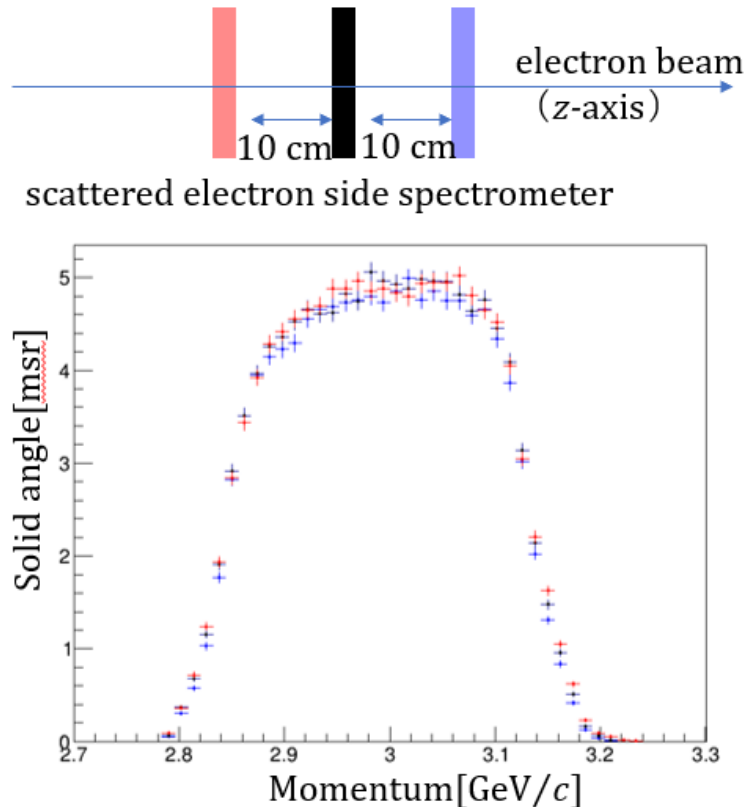


図 3.8: HRS の運動量アクセプタンス。赤色が $z=-10$ cm、黒色が $z=0$ cm、青色が $z=+10$ cm に標的を置いたときに対応している。

次に、生成 K 中間子側についてのシミュレーションについて述べる。生成した運動量・角度の範囲、用いた磁場、適用したカット条件、用いた逆輸送行列は 3.1.1 節と同様である。

結果は図 3.9 である。マルチフォイル標的の配置を $z=-10$ cm、 0 cm、 $+10$ cm としても生成 K 中間子側のアクセプタンスに大きな変化はないことが分かった。

ただ、少しではあるが違いがある。これを図 3.9 のヒストグラムの総イベント数の比で比較した。 $z=0$ cm(黒) に対して、 $z=-10$ cm(赤) は 94%、 $z=10$ cm(青) は 108% になっている。スペクトロメータに近いほうが幾何学的な立体角が大きいことによる。

以上のように見積もったスペクトロメータのアクセプタンスの値を用いて、文献 [23] の 5.4.8 節の結果をスケール倍することにより、 ^{12}B ハイパー核収量の概算を行う。パラメータは

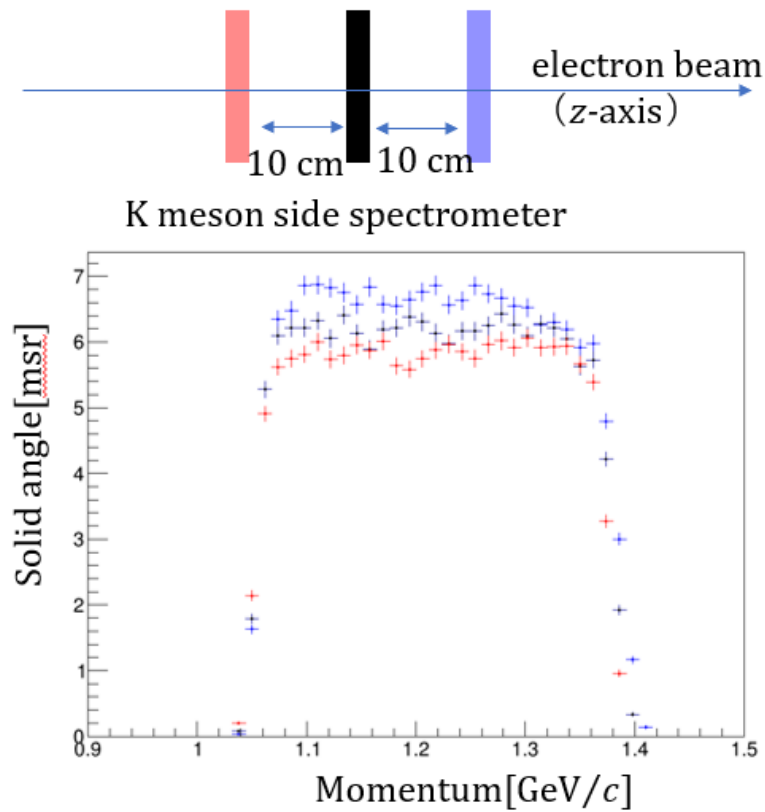


図 3.9: HKS の運動量アクセプタンス。赤色が $z=-10$ cm、黒色が $z=0$ cm、青色が $z=+10$ cm に標的を置いたときに対応している。

文献 [23] の表 5.9 を用いる。ただし、Thickness は 300 mg/cm^2 、 $\Delta\Omega_K$ は 6 msr とする。散乱電子側のアクセプタンスは大きな変化がないので Γ^{int} は表 5.9[23] と同じ値を用いる。その結果、100 時間ビームを当てると、 1.7×10^4 個のハイパー核イベントが得られると分かった。

3.3 熱的安全性

JLab の CEBAF の供給する電子ビームは高強度 ($\sim 100 \mu\text{A}$) かつ細い ($\sim \phi 100 \mu\text{m}$)。高強度のおかげで、薄い標的かつ低い反応断面積で実験を行っても十分な収量を得ることができ。また、ビームが細く反応点の x, y 座標が限定できることが高分解能の欠損質量分光を可能にしている。

その一方で、高密度の熱が標的に発生することになり、標的が融解して破損する恐れがある。安全に実験を行うには、標的が融解しないようにしなければならない。

我々の実験のセットアップにおいて、標的の熱的安全性を決める要素は主に次の6つである：

ビーム強度 電子ビームの強度が強いほど、標的に落とす熱は大きくなる。

標的物質の熱伝導率 熱伝導率は物質によって大きく異なる (図 3.10)。

融点 融点も同様に、物質によって大きく異なる (図 3.10)。

冷媒温度 標的ホルダーに接触させる冷媒の温度。この実験では、低温ガス標的とともに用いるため、冷媒の温度は 20 K とする。

接触熱コンダクタンス 標的物質と標的ホルダーの熱的接触の良さのこと。Thermal Interface Material(TIM) としてグリスなどを物質間に塗ることにより、熱的接触をよくすることができる。本節で詳しく述べる。

ラスター面積 JLab では、ビームを太くするのではなく電磁石によって上下左右に揺らし実効的に熱を落とす面積を広げることのできる装置が存在する。これをラスターシステムという [24]。本節で詳しく述べる。

図 3.10 に標的物質の融点と熱伝導率をまとめた。図 3.10 を見ると熱的に最も難しいのは、融点が低く熱伝導率が小さい鉛である。それ以外の標的は、冷媒温度を 20 K とすれば、ラスターを用いずに JLab の最大強度 ($100 \mu\text{A}$) で実験を行っても問題がない (付録 A)。

ここでは、鉛標的について、接触熱コンダクタンスの値の範囲がどの程度で、ラスター面積がどの程度であれば、電子ビーム強度 $25 \mu\text{A}$ で標的が融解せずに実験が行えるかを、三次元有限要素法ソフトウェア ANSYS での計算を用いて調べた。

シミュレーションによる計算結果が実際とどの程度合うかを考える必要がある。ANSYS は JLab において標的の熱計算でよく用いられ計算と実験の比較がなされているので、ソフトウェアとしての信頼性は高い。我々のグループでも ANSYS による熱計算と実験の比較が行われている。文献 [25] の 3.3 節では、冷媒温度からの 200 K 程度の温度上昇に対し、計算と実験の温度差は大きくて 30 K 程度であった。その温度差の主な原因は各物性値の不定性によるものだと考えられる。本論文における計算条件において大きい不定性が考えられるのは標的-標的ホルダー間の接触熱コンダクタンスの値であり、本節では接触熱コンダクタンスの値の不定性を考慮に入れて計算を行った。

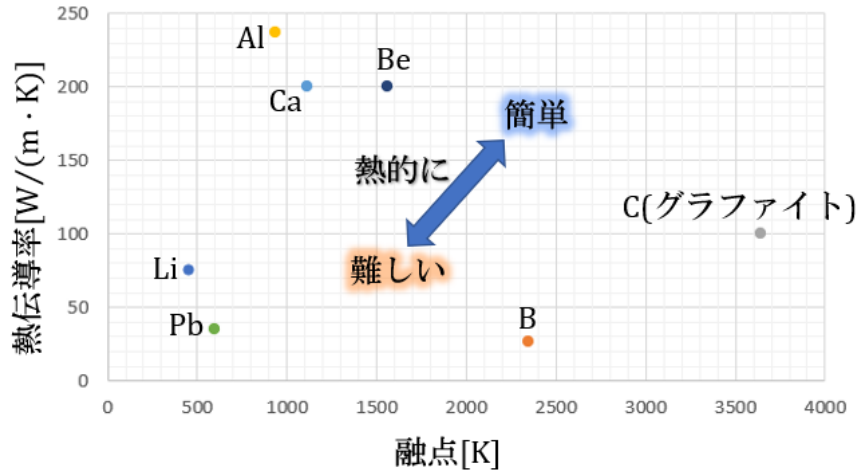


図 3.10: 標的物質の融点と熱伝導率のグラフ。融点が低いほど、熱伝導率が小さいほど、融けやすい。

鉛は $Z=82$ で電荷が大きく、電磁相互作用によって生成されるバックグラウンドの量は Z^2 に比例するため、生じるバックグラウンドが用いる他の標的より非常に多い。そのため、検出器レートの都合から $100 \mu\text{A}$ ではなく $25 \mu\text{A}$ を目標の電子ビーム強度とする [15]。

計算には図 3.11 に示すモデルを用いた。冷媒部分には 20 K の定温を ANSYS 内での境界条件として与えている。

冷媒の温度は標的に発生する熱などにより変化しうるが、ここでは一定とする。JLab の Hall A にて PREX2/CREX という実験が過去に行われている。その実験では固体標的の冷却を温度 20 K ・流量 10 g/s のヘリウム冷媒を用いて行っている。ビームにより標的に生じる熱の最大値としては 350 W を想定している。冷媒の帰りの温度を監視しており、 22 K 以下で実験が行われた [26]。我々の実験の冷却システムもこれと同じ性能のものを想定しており、厚さ 100 mg/cm^2 の ^{208}Pb 標的に $25 \mu\text{A}$ の電子ビームを当てた時に生じる熱量を 3.0 W と見積もっているため、 20 K の一定温度として問題ない。また、熱伝導率の温度依存性を無視すれば、冷媒温度の上昇が ΔT ならば最大温度の温度変化も ΔT と考えられるため、冷媒の数 K 程度の温度上昇が起きても問題はない。

なお、電子ビームが標的に落とす熱は Geant4 でシミュレーションしたものを、ANSYS 内で境界条件として設定している。4.2 GeV の電子一個が標的物質に与えるエネルギーを Geant4 で求め、ANSYS 内では、ビームが当たる領域に、 $\{(\text{電子一個が落とすエネルギーの平均}) \times (\text{電子ビーム強度})\} / (\text{電子ビームが当たる領域の体積})$ の熱密度を境界条件として与えている。

用いた主な熱伝導率は、表 3.2, 3.3 に示す値を用いた。

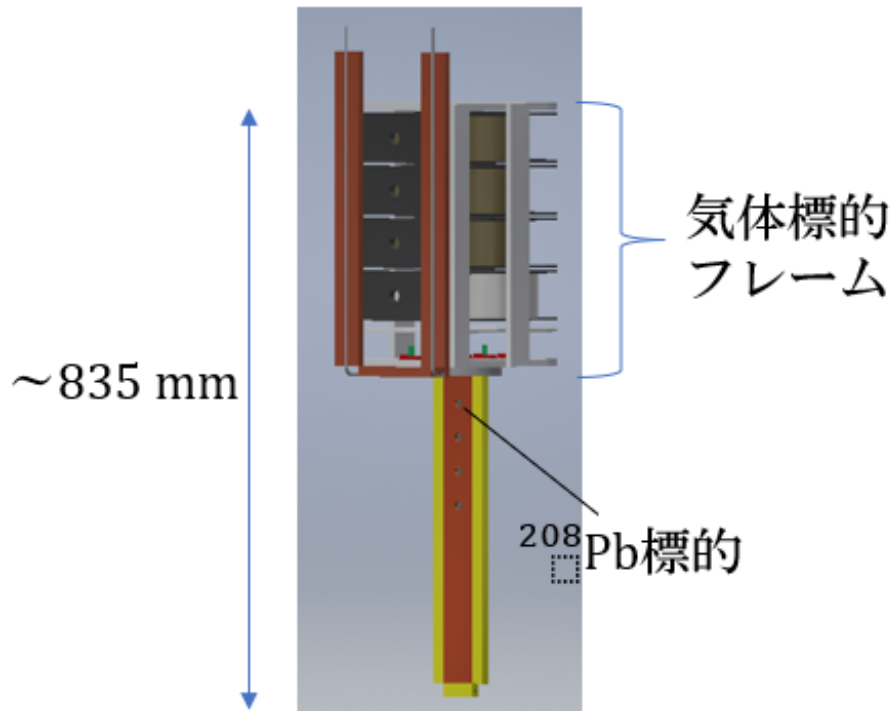


図 3.11: 熱計算に用いた標的フレームのモデル。上半分が気体標的で、下半分が固体標的。黄色い部分は 20 K の冷媒。赤褐色の部分の材質は銅。

表 3.2: 各温度での鉛の熱伝導率 [27]。単位は $W/(m \cdot K)$ 。

物質	50 K	100 K	200 K	300 K	400 K
鉛	43.5	39.6	36.6	35.2	33.8

表 3.3: 各温度での銅の熱伝導率 [27]。単位は $W/(m \cdot K)$ 。

物質	150 K	250 K	300 K	600 K	800 K	1000 K	1200 K
銅	428	404	398	383	371	357	342

接触熱コンダクタンス

前述したように、標的-標的ホルダー間の接触熱コンダクタンスは我々の標的システムの熱的安全性を決める主要要素の一つである。

ある固体のバルクの中での熱伝導の良さは熱伝導率というパラメータによって表すことができる。固体と固体の接触する面での熱伝導は、図 3.12 に示すように、固体同士の不完全な接触によって熱伝導も不完全になっている。接触熱コンダクタンスとは固体同士が接触する面で

の熱伝導の良さを表すパラメータである。ANSYS 内では、個体間の接触する面に対して設定するパラメータである。

接触する面にサーマルグリスを塗ったり、大きい圧力をかけて固体同士を強く密着させたりすると接触熱コンダクタンスはよくなる。しかし、固体の表面状態はコントロールすることが難しく、接触熱コンダクタンスの値には大きな不定性がある。

そこで、ここでは、市販のグリスを使用した場合の接触熱コンダクタンスの実験値 $0.1 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$ [28] を典型的な値として用いて、そこからどれだけ悪くなくても標的が融解しないかを、鉛標的に $25 \mu\text{A}$ の電子ビームを当てたという表 3.4 に示す設定で ANSYS で計算を行った。ラスター面積は典型的な値として 16 mm^2 を用いた。

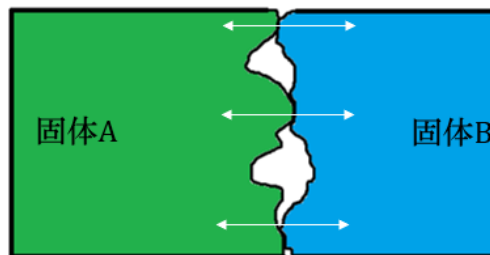


図 3.12: 接触熱コンダクタンスの概念図。固体と固体の不完全な接触の部分で熱伝導が悪くなる。

表 3.4: ANSYS で行った熱計算 (図 3.13) の条件。標的溫度の接触熱コンダクタンス依存性。

標的	^{208}Pb
ビーム強度	$25 \mu\text{A}$
標的厚さ	$200 \text{ mg}/\text{cm}^2$
ラスター面積	16 mm^2
冷媒温度	20 K
標的-標的ホルダー間の接触熱コンダクタンス	変数
標的ホルダーの材質	銅
冷媒位置	気体標的部分と固体標的部分
4.2 GeV の電子一個が標的に落とすエネルギーの平均	$0.118 \text{ MeV}/(100 \text{ mg}/\text{cm}^2)$

熱計算の結果が図 3.13 である。接触熱コンダクタンスの値が想定した $0.1 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$ から二桁悪くなるまでの範囲では、最大温度に大きな影響はないことが分かった。

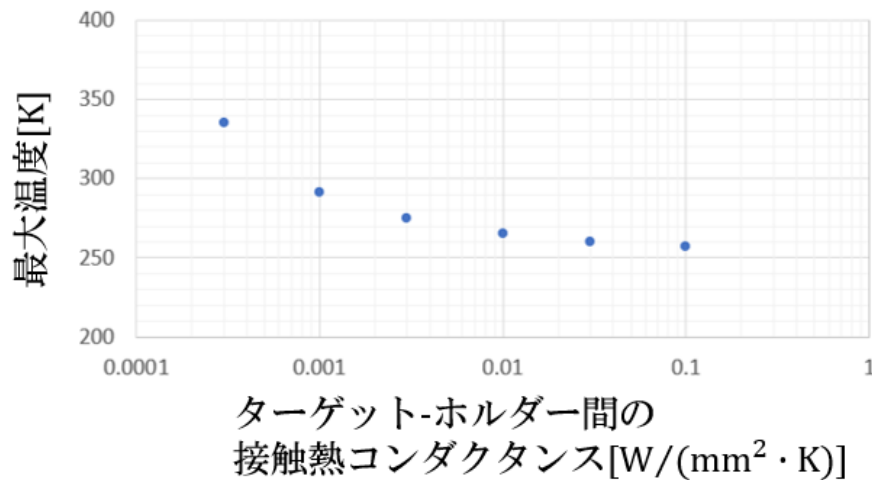


図 3.13: 最大温度の接触熱コンダクタンス依存性。鉛の融点は 601 K であり、図の縦軸の範囲には入っていない。計算条件は表 3.4 に示す。

ラスターシステム

JLab の CEBAF の供給する電子ビームは高強度 ($\sim 100 \mu\text{A}$) かつ細い ($\sim \phi 100 \mu\text{m}$) ため、標的に与える熱の影響が避けられない。が、電子ビームを単純に太くすると質量分光の分解能に影響が出てしまう。図 3.14 のように二台の電磁石を標的上流に置きビームを縦方向と横方向に約 25 kHz で高速に揺らすことで、分解能への影響を小さく抑えながら、標的に与える熱密度を小さくするのがラスターシステムである。標的のビームが当たる部分は、図 3.15 のように、直径 $\phi 100 \mu\text{m}$ 程度の細い分布から、辺の長さが数 mm 程度の長方形の分布になる。その長方形での与える熱の均一性は 95%[24] である。

ラスターシステムの電磁石の電流値の時間変動のデータを記録しておけば、標的地点での x, y 座標の情報に直すことができるため、分解能への影響が小さい。ただ、ラスターが小さいほうが分解能への影響は小さいので、熱的に問題がない範囲で小さくしたい。

ここでは、どれだけのラスター面積をすれば鉛標的に $25 \mu\text{A}$ の電子ビームを当てても安全に実験が行えるかを、ANSYS での計算を行って調べた。計算の条件は表 3.5 に示す。接触熱コンダクタンスの値は典型的な値として $0.1 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$ を用いた。

結果は図 3.16 である。ラスター面積が 10 mm^2 程度あれば融点まで十分な余裕があることが分かった。

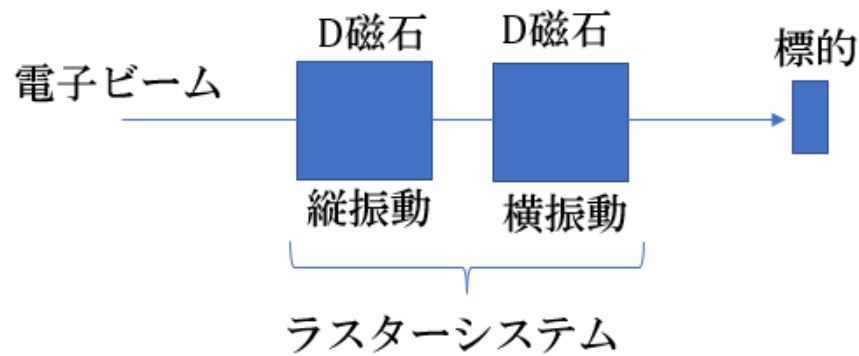


図 3.14: ラスターシステム概念図。標的上流に二台の電磁石を置き縦振動と横振動を加えることにより、標的のビームが当たる面積が増える。

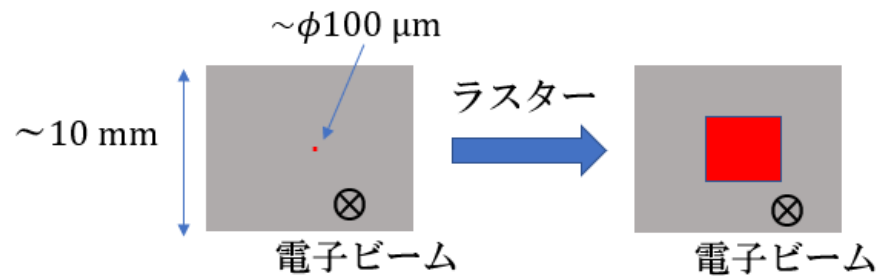


図 3.15: ラスターシステムによって標的上の熱が生じる面積が広がる様子。辺の長さが数 mm 程度の長方形になる。

接触熱コンダクタンスとラスター面積

以上のように、接触熱コンダクタンスとラスター面積の標的温度への影響を調べた。ただ、接触熱コンダクタンスが小さくかつラスター面積が小さいときに急激に冷却性能が悪くなる可能性があるため、両方を変数として、ANSYS での熱計算を行い調べた。

行った計算の条件は表 3.6 に示すとおりである。鉛標的に対して $25 \mu\text{A}$ を当てたとしている。

計算結果は図 3.17 である。この範囲の接触熱コンダクタンスとラスター面積では、あるところから急激に冷却性能が悪くなるということはないことがわかった。

表 3.5: ANSYS で行った熱計算 (図 3.16) の条件。標的溫度のラスタ面積依存性。

標的	^{208}Pb
ビーム強度	$25 \mu\text{A}$
標的厚さ	200 mg/cm^2
ラスタ面積	変数
冷媒温度	20 K
標的-標的ホルダー間の接触熱コンダクタンス	$0.1 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$
標的ホルダーの材質	銅
冷媒位置	気体標的部分と固体標的部分
4.2 GeV の電子一個が標的に落とすエネルギーの平均	$0.118 \text{ MeV}/(100 \text{ mg/cm}^2)$

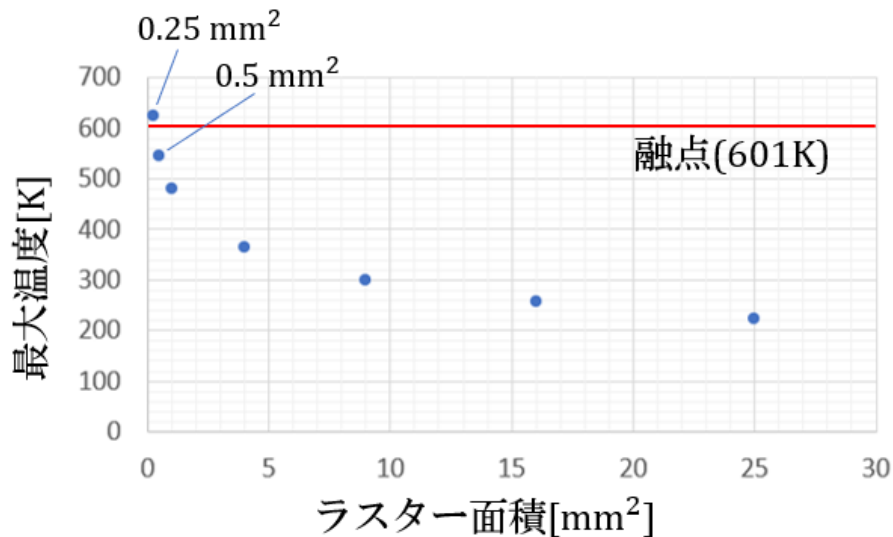


図 3.16: 最大温度のラスタ面積依存性。計算条件は表 3.5 に示す。

表 3.6: ANSYS で行った熱計算 (図 3.17) の条件。標的溫度の接触熱コンダクタンス・ラスタ面積依存性。

標的	^{208}Pb
ビーム強度	$25 \mu\text{A}$
標的厚さ	200 mg/cm^2
ラスタ面積	変数
冷媒温度	20 K
標的-標的ホルダー間の接触熱コンダクタンス	変数
標的ホルダーの材質	銅
冷媒位置	気体標的部分と固体標的部分
4.2 GeV の電子一個が標的に落とすエネルギーの平均	$0.118 \text{ MeV}/(100 \text{ mg/cm}^2)$

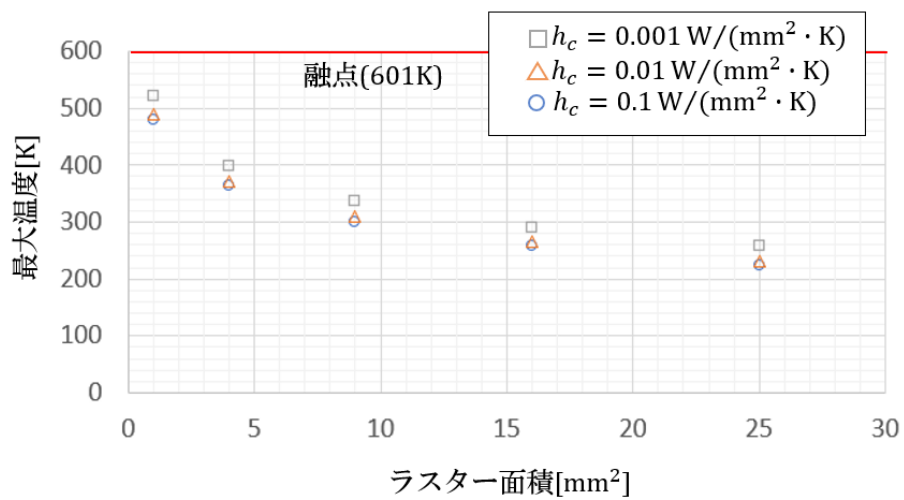


図 3.17: 最大温度の接触熱コンダクタンス・ラスター面積依存性。計算条件は表 3.6 に示す。設定した接触熱コンダクタンスの値は、青い丸が $0.1 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$ 、オレンジの三角が $0.01 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$ 、緑色の四角が $0.001 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$ である。

第4章 マルチフォイル標的デザインとその期待される冷却性能

この章では、実験を行うために標的システムが満たすべき能力を示す。また、マルチフォイル標的を仮定した3Dモデルを作成し、そのモデルについて熱計算を行うことで、マルチフォイル標的でも標的を融解させず高強度電子ビームを当てられることを調べた。

4.1 標的システム全体への要求性能

標的システム全体が満たすべき性質について述べる。標的システムとは、標的とそれを保持するフレームだけでなく、ビームを当てる標的を遠隔で変えられるモーター・冷媒との接続・ビームが適切に当たっているかを視覚的に確認するモニターシステムなどを総合して言う。

要求性能は以下のものがある [29]。

マルチフォイル 固体標的をビーム方向に複数枚並べられるようなフレームデザインにする。

冷媒 ビームが標的に当たると熱が発生する。標的が融けないように、冷媒と標的フレームを接触させ、熱を逃がせるようにする。

リモートコントロール この実験では複数の標的を使用する。標的システムをモーターで重力方向に動かせるようにして、ビームを当てる標的を遠隔で変えられるようにする。

標的位置の精度 標的位置の情報はミッシングマススペクトロスコープにおいて既知の情報として用いるため、正確性が求められる。

ビーム位置確認用標的 ビームが当たると光る標的にビームを当てているときにカメラで見ることにより、ビームが標的に当たっており、異常がないことを確認できる。BeOを使用する予定である。また、カメラで標的を見ることをフレームが遮らないようにする。

粒子軌道による幾何学的制約 測定したい物理イベントのビーム粒子・散乱粒子・生成粒子が標的フレームに当たらないような幾何学的条件を満たす必要がある。

4.2 マルチフォイル標的フレームへの幾何学的制約

前節で述べた標的システムへの要求性能のうち、標的フレームの形状を決める幾何学的条件について、詳しく述べる。

まずはz方向の長さについて述べる。マルチフォイル標的はz方向に複数枚の標的を並べるので、z方向への長さがある。

この実験は、固体標的と同時に、低温ガス標的を用いる。図4.1に示すように、そのガス標的は直径200 mmのアルミセルの中に入っており、ビームが通過するz方向の長さは200 mmとなっている。ガスセルのアルミ壁からのイベントとガスからのイベントを分けるためのz方向のキャリブレーションを行うために、炭素のマルチフォイル標的を、50 mmの間隔で5枚並べる。固体標的の実験も気体標的と同じセットアップで行うため、z方向の長さが200 mmであると、キャリブレーションが共通化できる。

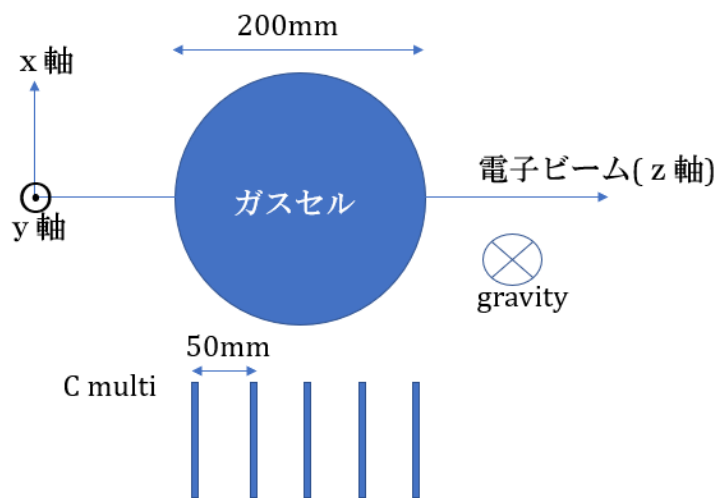


図4.1: 低温ガス標的のガスセルとz方向のキャリブレーション用の炭素マルチフォイル標的のz方向の長さ。

そのため、ここで行う標的フレームのモデリングにおいては、z方向の長さを200 mmとする。

また、2.8節の図2.15に示すように、z分解能は $1.2 \text{ cm}(\sigma)$ ある。マルチフォイル間隔を50 mmとすると、 4.2σ で分けることができる。

次に、標的のx方向の幅について述べる。

これは、物理イベントで生じる散乱電子と生成K中間子の軌道を確保するように定めないといけない。マルチフォイルの上流の板で発生したイベントの粒子が、下流の標的板や標的ホルダーにぶつからないようにする必要がある。散乱電子側のほうが前方に出るため、角度の条件が厳しい。

散乱電子側スペクトロメータの角度アクセプタンスは図4.2に示すようになっている。これより、5 degの角度の散乱電子が下流の標的板にぶつからないようにする。

図4.3に示すように、標的板のx方向の幅を4 mm($2 \text{ mm} \times 2$)とすれば、5 degの散乱電子に対し、 $4.4 \text{ mm} - 2 \text{ mm} = 2.4 \text{ mm}$ の余裕が取れる。鉛はバックグラウンドレートが高いのでマルチフォイルでは用いない。それ以外の標的についてのラスタは 4 mm^2 で

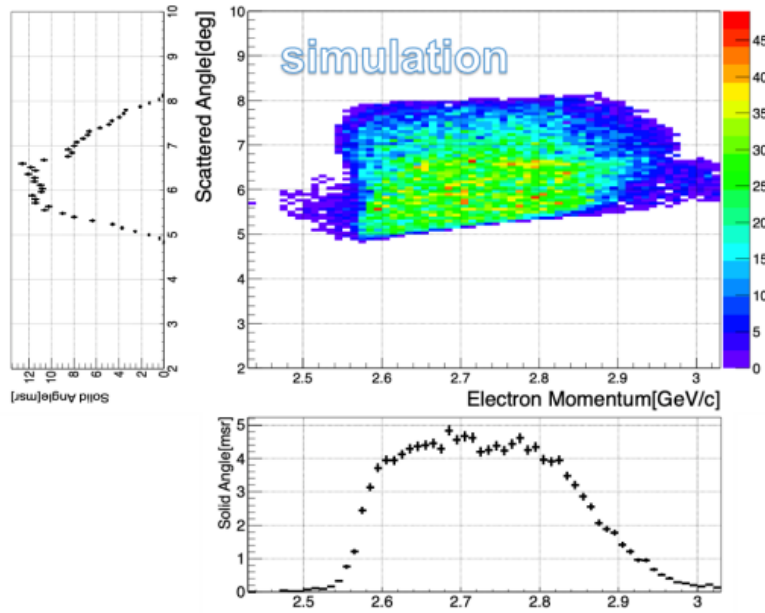


図 4.2: 散乱電子側スペクトロメータのアクセプタンス [15]

十分とすると、x 方向 1 mm、y 方向 4 mm のラスタをすればよい。ラスタ込みでは、 $2.4 \text{ mm} - 1 \text{ mm} \div 2 = 1.9 \text{ mm}$ の余裕がある。

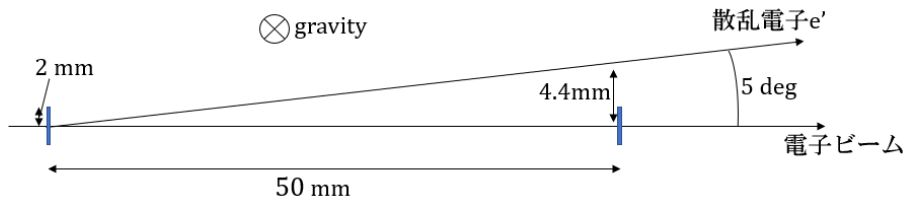


図 4.3: マルチフォイル標的の z 方向の間隔とアクセプトする粒子の軌道。図の縮尺は正確ではない。

以上より、マルチフォイル標的の標的板の x 方向の幅は 4 mm とする。

4.3 冷却性能

マルチフォイル標的を仮定した標的フレームをモデリングし、そのモデルについて熱計算を行い、熱的安全性を調べる。

マルチフォイルを仮定して行ったモデリングの結果が図 4.4 である。横から見た図が図 4.5 である。z 方向に黄土色の標的が 5 枚並んでいる。3 枚での実験を考えているが 5 枚にする可能性もあるため、より熱的に厳しいであろう 5 枚とした。重力方向に複数段重なっており、モーターによって重力方向に動かし、ビームを当てる標的を変えることができる。黄土色の部分が標的板である。最下段が 1 枚のみになっているのはシングル標的として用いる標的があるからである。同位体濃縮された $^{40,48}\text{Ca}$ 標的 (特に ^{48}Ca) は高価で複数枚用意できないため、シングル標的で行う。鉛標的はバックグラウンドレートが大きいのでシングル標的で行う。赤褐色部分が冷媒であり、熱計算の際は一定温度を境界条件として与える。

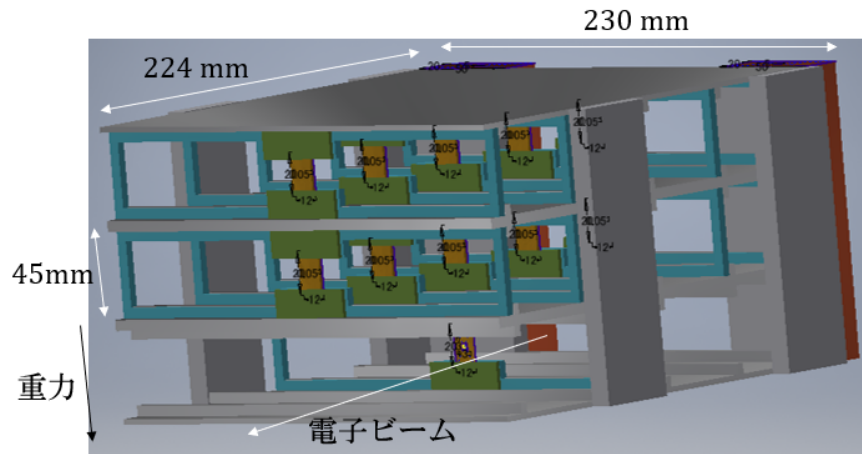


図 4.4: 熱計算に用いたマルチフォイル用標的フレームモデル。黄土色が標的板、赤褐色の部分が冷媒で銅である。それ以外の部分の材質はアルミとする。

標的部分を拡大した図が図 4.6 である。標的の左右を物理イベントの粒子が通れるように、黄土色の標的板の上下のみをアルミフレームで固定している。

鉛標的については、図 4.7 に示すような形状を仮定した。中心の黒色部分が鉛で、周りのグレー部分がアルミである。鉛はマルチフォイル標的として用いないため、冷却性能のために標的の四方をアルミフレームで固定している。

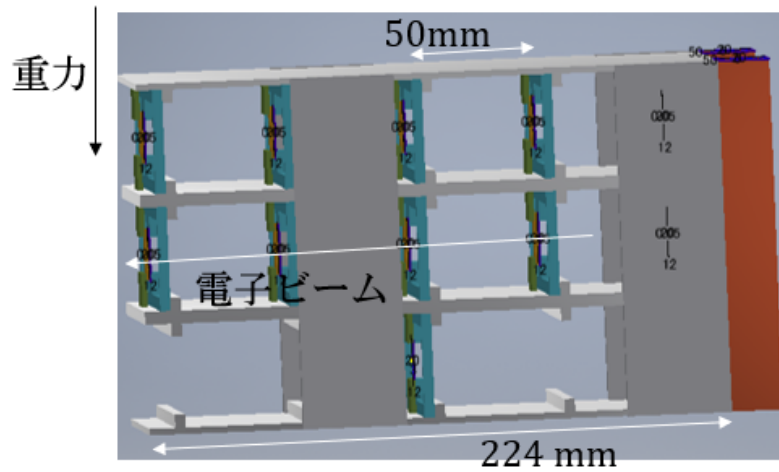


図 4.5: 熱計算に用いたマルチフォイル用標的フレームモデルの横から見た図。

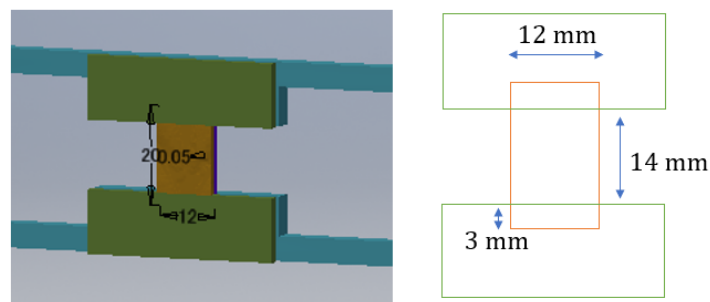


図 4.6: 熱計算に用いたマルチフォイル用標的フレームモデルの標的の部分拡大した図。標的は黄土色の部分である。右図の縮尺は正確ではない。

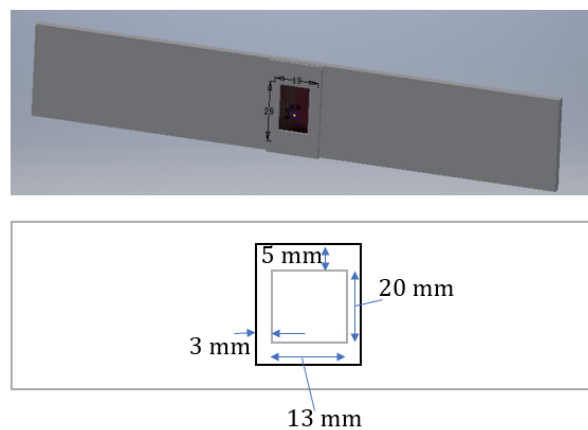


図 4.7: 熱計算に用いたマルチフォイル用標的フレームモデルのうち、鉛標的の熱計算に使用した、鉛標的とそれを固定する部分の図。下図の縮尺は正確ではない。

以上のように示すモデルで、鉛と ${}^7\text{Li}$ 標的について ANSYS で熱計算を行った。我々の用いる標的で熱的に最も難しいのが鉛で、次がりチウムである。境界条件は、冷媒部分に温度の定数を与え、ビームによって熱が落ちる部分に熱密度を指定した。

まず鉛標的についての結果を述べる。ラスター面積は 9 mm^2 である。接触熱コンダクタンスは典型的な値 $0.1\text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$ とそれより一桁小さい値の二通りで計算した。ビーム強度を変えながら熱計算を行った。細かい条件は表 4.1 に示す。

表 4.1: ANSYS で行った図 4.8 の熱計算の条件。マルチフォイル用標的ホルダーにおける鉛シングル標的の熱計算。

標的	${}^{208}\text{Pb}$
ビーム強度	変数
標的厚さ	$200\text{ mg}/\text{cm}^2$
ラスター面積	9 mm^2
冷媒温度	15 K
標的-標的ホルダー間の接触熱コンダクタンス	変数
標的ホルダーの材質	アルミ
4.2 GeV の電子一個が標的に落とすエネルギーの平均	$0.118\text{ MeV}/(100\text{ mg}/\text{cm}^2)$

結果は図 4.8 に示すとおりである。 $15\text{ }\mu\text{A}$ の電子ビームを当てても融点までに十分な余裕があることが分かった。 $25\text{ }\mu\text{A}$ の電子ビームを当てても融点までに 100 K 程度の余裕があることが分かった。

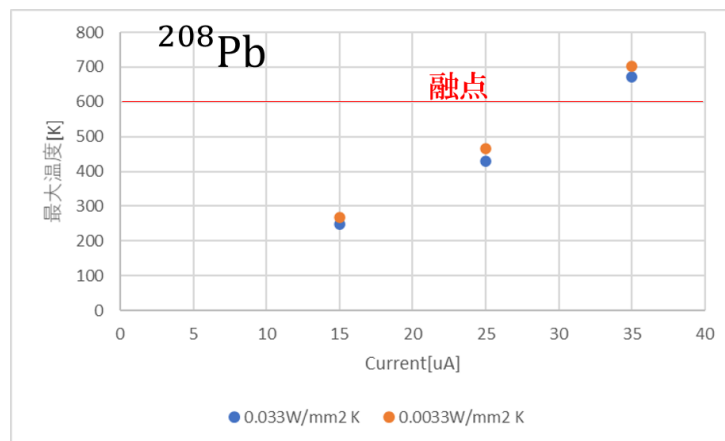


図 4.8: ${}^{208}\text{Pb}$ でのマルチフォイル表標的ホルダーでの熱計算結果。計算条件は表 4.1 に示す。

次は ${}^7\text{Li}$ 標的についての熱計算の結果を述べる。ラスタはなし、接触熱コンダクタンスは典型的な値 $0.1 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$ とそれより一桁小さい値の二通りで計算した。ビーム強度を変えながら熱計算を行った。細かい条件は表 4.2 に示す。

表 4.2: ANSYS で行った図 4.9 の熱計算の条件。マルチフォイル用標的ホルダーにおける ${}^7\text{Li}$ マルチフォイル標的の熱計算。

標的	${}^7\text{Li}$
ビーム強度	変数
標的厚さ	$100 \text{ mg}/\text{cm}^2$
ラスター面積	なし
冷媒温度	15 K
標的-標的ホルダー間の接触熱コンダクタンス	変数
標的ホルダーの材質	アルミ
4.2 GeV の電子一個が標的に落とすエネルギーの平均	$0.149 \text{ MeV}/(100 \text{ mg}/\text{cm}^2)$

結果は図 4.8 に示すとおりである。ラスタを用いずとも、加速器の最大強度 $100 \mu\text{A}$ を当てても融点に十分余裕があることが分かった。

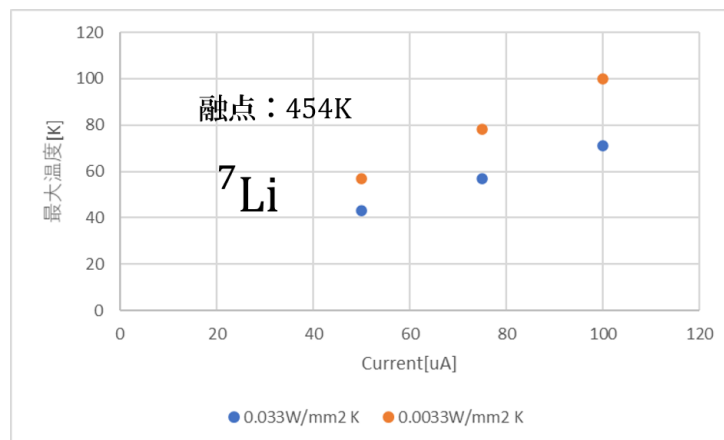


図 4.9: ${}^7\text{Li}$ でのマルチフォイル表標的ホルダーでの熱計算結果。計算条件は表 4.2 に示す。

第5章 まとめと今後の課題

最後に、本論文のまとめと、今後の課題について述べる。

5.1 まとめ

我々はアメリカジェファーソン研究所 (JLab) において、幅広い質量領域の標的を用いた、シングル Λ ハイパー核欠損質量分光実験を行う予定である。本研究では、標的システムのデザインについて、コンピューターシミュレーションを行い検討を行った。

ビーム方向に複数枚の標的を並べ、標的を厚くすることによるエネルギーストラグリングへの悪影響を抑えることができるマルチフォイル標的について、分解能と収量の見積もりを行った。標的を置く位置の z 座標が広がることによる分解能・収量への悪影響が考えられるためである。Geant4 シミュレーションにより、マルチフォイル標的を用いることによる分解能への悪影響は小さいことが分かった。また、アクセプタンスについても Geant4 シミュレーションを行い、 z 方向にずれた位置に標的を置くことによるアクセプタンス減少の効果は小さいことが分かった。散乱電子側はほぼ違いがない。生成 K 中間子側は $z=0$ cm に標的を置いた時のアクセプタンスに対し、10 cm 下流に置いたときは 108 %、10 cm 上流に置いたときは 94 % になる。

JLab の CEBAF の電子ビームは高強度 ($\sim 100 \mu\text{A}$) かつ細い ($\sim \phi 100 \mu\text{m}$) ため標的に高密度の熱が発生し標的が融解する危険性がある。融点が低く熱伝導率が小さい鉛標的について、三次元有限要素法ソフトウェア ANSYS を用いた熱計算を行い、接触熱コンダクタンスが想定した値 ($0.1 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$) より二桁小さくなくても、ラスターの面積が 16 mm^2 あれば、 $25 \mu\text{A}$ の電子ビームを当てても融点まで余裕があることが分かった。

また、マルチフォイルを想定したターゲットフレームのモデリングを行い、鉛と ${}^7\text{Li}$ について熱計算を行った。鉛については、ラスター面積 9 mm^2 の条件では、 $25 \mu\text{A}$ の電子ビームを当てても融点まで余裕があることが分かった。 ${}^7\text{Li}$ はラスターを行わなくても CEBAF の最大強度 $100 \mu\text{A}$ を当てても融点まで十分な余裕があることが分かった。

5.2 今後の課題

本研究に続き、固体標的フレームの設計・製作について、以下のことが必要である。

- 接触熱コンダクタンスの値は固体の表面状態によるためシミュレーションのみでは見積

もることが難しい。そこで、実際に接触熱コンダクタンスを測定する実験を行い、熱的に安全な実験を行える条件を探す必要がある。コントロールできる部分で重要なのは標的の標的フレームへの固定方法（接触部分にかかる圧力）と、標的と標的フレーム間に塗るグリスである。これらを複数通り試し接触熱コンダクタンスを測定する。

- 標的フレームの設計について、固体標的部分だけでなく、気体標的・モーター・冷媒などを含めた標的システム全体のより現実的な設計が必要である。

上記の研究の成果をもとに、JLab Target Group と協力して今後、本実験用標的の詳細設計を進める予定である。

謝辞

本論文の執筆において多くの方々のご支援をいただいたことを心より感謝いたします。

中村哲教授には進みの遅い私に何度もミーティングに付き合ってくれ下さり非常に感謝しています。内容面の指導だけでなく、何度も完成に向けて励ましていただきました。

母にも何度も励ましていただきました。食べ物を送っていただいたり電話で励ましていただいたことを深く感謝します。

永尾翔助教からは本研究について多くのご指導・ご協力をいただきました。研究テーマ設定をはじめとして多くを助けていただきました。

後神利志助教には気体標的の 3DCAD モデル、熱計算データを提供いただいたことを感謝します。

金田雅司助教、藤井優教授には ELS 組のミーティングにてコメントをいただきました。ありがとうございます。外山裕一特任助教、板橋浩介特任研究員には研究室の先輩としてお世話になりました。研究される姿を見て多くのことを学びました。秋山タケル氏には Geant4 の解析コードの使い方を教えていただきました。奥山和樹氏は私の研究内容に関心を寄せてくださり暖かいコメントをくださったことに感謝します。同期の藤原友正氏、水野柁哉氏の存在は心強かったです。鈴木一輝氏には HKS、HRS の Geant4 の使い方を教えていただきました。上原圭太氏、永野慎太郎氏、木野量子氏、橘昂我氏、石毛達大氏、梅崎英一氏、片山一樹氏、豊田峻史氏、JLab の実験についてともに協力した皆さんに感謝します。

最後に、祖父母、両親、妹に感謝します。ありがとうございました。

参考文献

- [1] O. Hashimoto, H Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57, 565 (2006).
- [2] A. Gal, E. V. Hungerford, and D. J. Millener, Rev. Mod. Phys. 88, 035004 (2016).
- [3] T. Gogami, Ph.D. thesis, Tohoku University (2014).
- [4] T. Miyoshi, Ph.D. thesis, Tohoku University (2002).
- [5] T. Miyoshi et al., Phys. Rev. Lett. 90, 23 (2003).
- [6] Y. Okayasu, Ph.D. thesis, Tohoku University (2008).
- [7] A. Matsumura, Ph.D. thesis, Tohoku University (2009)
- [8] D. Kawama, Ph.D. thesis, Tohoku University (2011)
- [9] F. Cusanno et al., Physical Review Letters 103, 202501 (2009)
- [10] 奥山和樹, 修士論文, 東北大学 (2021).
- [11] E. Amaldi, S. Fubini, and G. Furlan, Pion Electroproduction. Electroproduction at Low- Energy and Hadron Form-Factors, Vol. 83 of Springer Tracts in Mod. Phys., Springer, Berlin (1979).
- [12] J. Benesch, “12 GeV CEBAF Beam Parameter Tables,” JLAB-TN-18-022 (2018).
- [13] <https://www.jlab.org/visitors/science/works.html>
- [14] J. Alcorn et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 522, 294–346 (2004).
- [15] 片山一樹, 修士論文, 京都大学 (2021).
- [16] 永尾翔, 「JLab におけるカリウムハイパー核質量分光実験の準備状況」, 日本物理学会 2020 年秋季大会 (2020).
- [17] 秋山タケル, 修士論文, 東北大学 (2021).
- [18] <https://hallaweb.jlab.org/equipment/HRS.htm>
- [19] Y. Fujii et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 795, 351–363 (2015).
- [20] 千葉淳, 修士論文, 東北大学 (2010).
- [21] 豊田峻史, 修士論文, 京都大学 (2021).
- [22] 藤田真奈美, 修士論文, 東北大学 (2016).
- [23] 相田元気, 修士論文, 東北大学 (2018).
- [24] C. Yan et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 539 1–15 (2005).
- [25] 内田大介, 修士論文, 東北大学 (2005).
- [26] S. Covrig Dusa, ”The PREX2/CREX Target”, <https://prex.jlab.org/wiki/images/7/7b/TargetOperations.pdf>

-
- [27] 化学便覧
- [28] S. Narumanchi et al., Proceedings of the 2008 ITherm Conference (2008)
- [29] S. Nagao, private communication.

付録 A 鉛以外の熱計算結果

計算に用いた接触熱コンダクタンスの値は $0.1 \text{ W}/(\text{mm}^2 \cdot \text{K})$ である。

表 A.1: ${}^6\text{Li}$

標的	冷媒温度 [K]	ラスター面積	ビーム強度 [μA]	最大温度 [K]	融点 [K]
${}^6\text{Li}$	303	なし	50	345	454
${}^6\text{Li}$	303	なし	100	397	454
${}^6\text{Li}$	303	$1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$	50	321	454
${}^6\text{Li}$	303	$1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$	100	339	454
${}^6\text{Li}$	15	なし	50	62	454
${}^6\text{Li}$	15	なし	100	108	454
${}^6\text{Li}$	15	$1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$	50	33	454
${}^6\text{Li}$	15	$1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$	100	51	454

表 A.2: ${}^7\text{Li}$

標的	冷媒温度 [K]	ラスター面積	ビーム強度 [μA]	最大温度 [K]	融点 [K]
${}^7\text{Li}$	303	なし	50	348	454
${}^7\text{Li}$	303	なし	100	394	454
${}^7\text{Li}$	303	$1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$	50	320	454
${}^7\text{Li}$	303	$1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$	100	337	454
${}^7\text{Li}$	15	なし	50	60	454
${}^7\text{Li}$	15	なし	100	106	454
${}^7\text{Li}$	15	$1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$	50	32	454
${}^7\text{Li}$	15	$1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$	100	48	454

表 A.3: ^{11}B

標的	冷媒温度 [K]	ラスター面積	ビーム強度 [μA]	最大温度 [K]	融点 [K]
^{11}B	303	なし	50	550	2350
^{11}B	303	なし	100	798	2350
^{11}B	15	なし	50	265	2350
^{11}B	15	なし	100	514	2350

表 A.4: ^{12}C (グラファイト)

標的	冷媒温度 [K]	ラスター面積	ビーム強度 [μA]	最大温度 [K]	融点 [K]
^{12}C	303	なし	50	430	3643
^{12}C	303	なし	100	558	3643
^{12}C	15	なし	50	142	3643
^{12}C	15	なし	100	270	3643

表 A.5: ^{27}Al

標的	冷媒温度 [K]	ラスター面積	ビーム強度 [μA]	最大温度 [K]	融点 [K]
^{27}Al	303	なし	50	386	934
^{27}Al	303	なし	100	469	934
^{27}Al	15	なし	50	98	934
^{27}Al	15	なし	100	181	934

表 A.6: ^{40}Ca

標的	冷媒温度 [K]	ラスター面積	ビーム強度 [μA]	最大温度 [K]	融点 [K]
^{40}Ca	303	なし	50	365	1115
^{40}Ca	303	なし	75	397	1115
^{40}Ca	303	なし	100	431	1115
^{40}Ca	15	なし	75	104	1115
^{40}Ca	15	なし	100	134	1115

表 A.7: ^{48}Ca

標的	冷媒温度 [K]	ラスター面積	ビーム強度 [μA]	最大温度 [K]	融点 [K]
^{48}Ca	303	なし	50	364	1115
^{48}Ca	303	なし	75	395	1115
^{48}Ca	303	なし	100	429	1115
^{48}Ca	15	なし	75	102	1115
^{48}Ca	15	なし	100	131	1115