

2021 年度 修士論文

逆運動学 (p,pX) 反応測定に向けた
GAGG(Ce) カロリメーターの
開発



京都大学大学院 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室

辻 峻太郎

概要

近年の一般化された相対論的密度汎関数理論を用いた研究の進展により、核物質は均質な構造ではなく密度やアイソスピン自由度に応じて自発的に d や t 、 ${}^3\text{He}$ 、 α 粒子といったクラスターが形成されることが予言されている [1, 2]。また有限系である原子核中でも同様の現象が生じることが示唆されており、これまでの平均場的な原子核の描像に変更を迫る可能性のある重要な研究である [3]。この研究は α 崩壊のメカニズムや核子の短距離相関、中性子星の構造や超新星爆発といった天体核現象の理解に繋がる。この現象を比較的クリーンに観測する実験手法として我々は原子核内のクラスター X ($X=d, t, {}^3\text{He}, \alpha$) を陽子との散乱によって弾き出す (p, pX) 反応に注目した。 (p, pX) 反応の測定では弾き出されたクラスターと反跳陽子の角度・エネルギーを測定し質量欠損法を用いてクラスターの分離エネルギースペクトルを算出し近年発展の著しい DWIA に基づいた反応論による理論値と比較することでクラスター形成率についての情報が得られることが期待される。パイロット実験として阪大 RCNP で順運動学法による ${}^{112-124}\text{Sn}$ の $(p, p\alpha)$ 反応の測定が行われた。この実験で α クラスターが存在する可能性が確認され、反応断面積のアイソトープ依存性が理論値とよく一致した [4]。

そこで我々はこの手法を α 以外のクラスターについても拡張し、不安定核を含む様々な核種で系統的に調べることで、クラスター形成機構を総合的に理解することを目的とした ONOKORO プロジェクトを開始した。不安定核での実験や複数のクラスターの同時観測を実現するためには逆運動学法での実験が必須である。そこで逆運動学実験のためのテレスコープとして GAGG(Ce) カロリーメーターと Si ストリップを用いたトラッキング検出器からなる通称 TOGAXSI アレイを新規開発中である。本論文ではまず理研 RIBF で実験が計画されている 250A MeV の ${}^{52}\text{Ca}$ 不安定核ビームを用いた (p, pX) 反応測定について TOGAXSI アレイのシミュレーションを行い要求性能を求めた。断面積測定に必要な分離エネルギー分解能 2 MeV (rms) を満たすためにはカロリーメーターで 1A MeV(rms) のエネルギー分解能、トラッキング検出器では 3 mrad (rms) の角度分解能が要求される。またクラスター側の検出器には 50 kcps 程度の高いカウントレートで粒子が入射することが予想され、レート耐久性も重要な課題である。

今回は主に GAGG(Ce) カロリーメーターの開発を行い、エネルギー分解能や時間分解能などの基本性能の評価を行った。GAGG(Ce) は国産の優れた性能を持つ無機シンチレーターで高エネルギー分解能、高速応答、高密度、潮解性がないといった特徴を持つ。フォトセンサーには量子効率の良い APD と量子効率は悪いがゲインが高く応答の

早い PMT を検討した。特に APD については高速応答の電圧増幅型の回路を新規に開発した。性能評価は HIMAC で行なわれ 100A MeV の陽子・ α 粒子に対するエネルギー分解能 1% 以下を達成できた。また発光量や分解能の位置依存性やレート依存性、センサーや読み出し方法の比較などの性能評価を行なった。これらの結果を用いてクラスター側には高分解能の APD を、反跳陽子側については取扱の容易な PMT を用いることに決定した。また位置依存性についてはフォトセンサーの立体角に起因する発光量の変化が見られたが補正関数を用いることでエネルギー分解能を全領域で要求性能を満たすことができた。結晶の端では本来のエネルギー分解能よりも 2 倍程度悪化しており、さらに高レートによる発光量の変化も確認された。今後はこれらの改善を行い、より良いエネルギー分解能を目指す予定である。

目次

第1章	はじめに	3
1.1	核物質・原子核中でのクラスター形成	3
1.2	(p,pX) 反応による実験的アプローチ	7
1.3	ONOKORO プロジェクト	13
第2章	逆運動学 (p,pX) 反応測定に向けた装置開発	19
2.1	(p,pX) 反応の運動学	20
2.2	要求性能の見積もり	27
2.3	TOGAXSI アレイ	36
2.4	収量の見積もり	44
第3章	GAGG(Ce) カロリメーターの開発	45
3.1	GAGG(Ce) カロリメーターに関する先行研究	50
3.2	カロリメーターのフォトセンサー	54
3.3	γ 線源に対する応答	58
第4章	陽子・α 粒子ビームを用いた性能評価	61
4.1	実験の目的	61
4.2	HIMAC	62
4.3	実験セットアップ	62
4.4	Si ストリップ検出器	65
4.5	GAGG(Ce) シンチレーター	66
第5章	解析と考察	72
5.1	ビームの構造	72
5.2	ビームのトラッキング	78

5.3	エネルギー分解能	81
5.4	線形性について	87
5.5	クエンチについて	88
5.6	粒子の入射方向	88
5.7	位置依存性	89
5.8	レート依存性	96
5.9	時間分解能について	103
第 6 章	まとめと展望	105
6.1	まとめ	105
6.2	展望	106
参考文献		108

第 1 章

はじめに

1.1 核物質・原子核中でのクラスター形成

核物質とは陽子や中性子といった核子から構成される物質のことである。核物質で構成される物質として代表的な中性子星は未だその構造に謎が多く、原子核物理学ではその構造を決定するための研究が精力的に行われている。近年、一般化された相対論的密度汎関数理論研究の発展により飽和密度の 1/10 程度の領域で d 、 t 、 ${}^3\text{He}$ や α 粒子といった軽いクラスターの形成が顕著になることが示唆された [1, 2]。この理論計算の結果を図 1.1、図 1.2 に示す。またこのようなクラスター化の現象は中性子星の外殻の構造 [5] やコア崩壊型超新星 [6] にも見られ、天体核物理の観点からも興味深い現象である。例えば、コア崩壊型超新星のシミュレーションで標準的な状態方程式である Lattimer-Swesty EOS [7] や Shen EOS [8] には α 粒子の寄与が含まれている。さらに近年では d 、 t 、 ${}^3\text{He}$ やさらに重いクラスターの寄与も含んだ状態方程式を構築する研究が進んでおり、クラスター形成に関する研究はますます重要になっている [9]。また中性子星におけるクラスター形成の効果を調べる研究として液相-気相転位や 1 次相転移によって表れる非一様な構造であるパスタ構造に関する研究などが進んでいる [10, 11]。

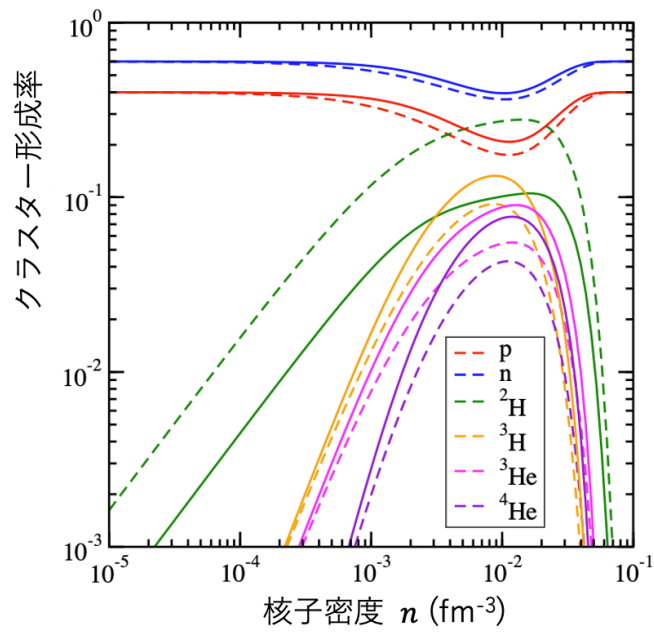


図 1.1 無限系の核物質中でのクラスター形成率 [1]。温度 10 MeV、陽子分率 $Y_p = 0.4$ の条件で計算された理論計算である。各クラスターの形成率は核子密度 n によって変化し、飽和密度の $1/10$ の領域で顕著になる。

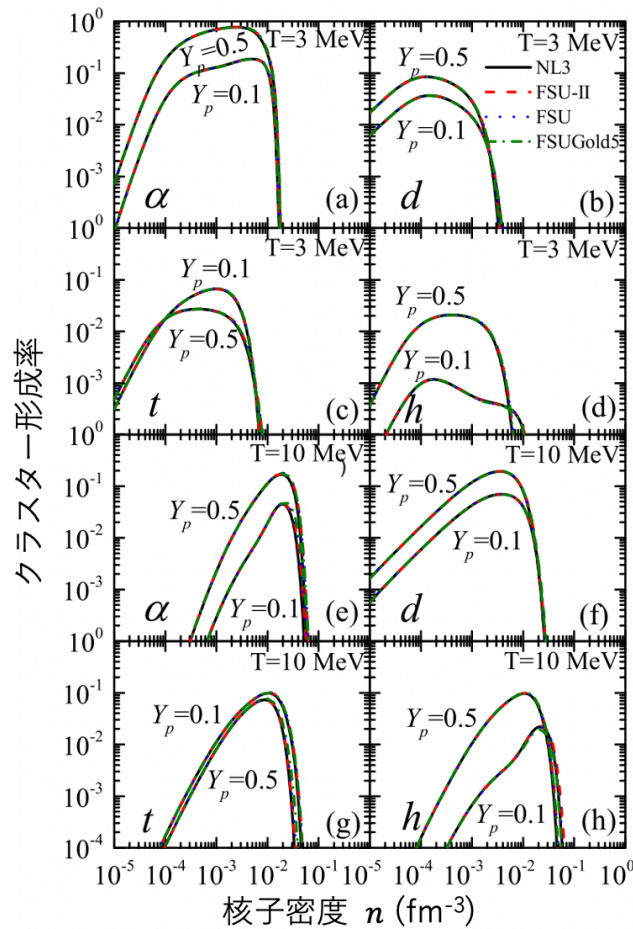


図 1.2 無限系の核物質中でのクラスター形成率 [2]。異なる温度 T 、陽子分率 Y_p のごとにクラスター形成率の密度依存性が調べられている。

さらに有限系の原子核中でも無限系の核物質と同様に密度の低い表面付近でクラスター形成が顕著になり、その形成率はアイソトープ・クラスターの種類によって変化することが予言されている [3]。図 1.3 に Sn アイソトープでの例を示した。

この予言は原子核物理学に新しい知見を与えうる。ここで今までよく知られてきた原子核描像について紹介する。1950 年代より、原子核中の核子はそれらが作り出す平均場的な一体ポテンシャル中で独立に運動をするという描像でよく理解されてきた。しかし、ホイルらによって原子核中で形成されたクラスターが弱く束縛し合う分子的な構造が提唱・発見された [12]。独立粒子描像と対照的なこの構造は軽い原子核の励起状態に見られ、原子核がクラスターに分離可能な閾値エネルギー近傍で現れると考えられている [13]。中重核に基底状態においても普遍的にクラスターが形成されるという描像は今までの原子核描像に新しい観点を与えうるものである。しかしながらこの研究が進展し

はじめたのはごく最近のことであり、この現象をよく理解するためには今後様々な核種でのクラスターの存在の確認及びその形成率のアイソトープ、クラスター依存性を系統的に調べていく必要がある。

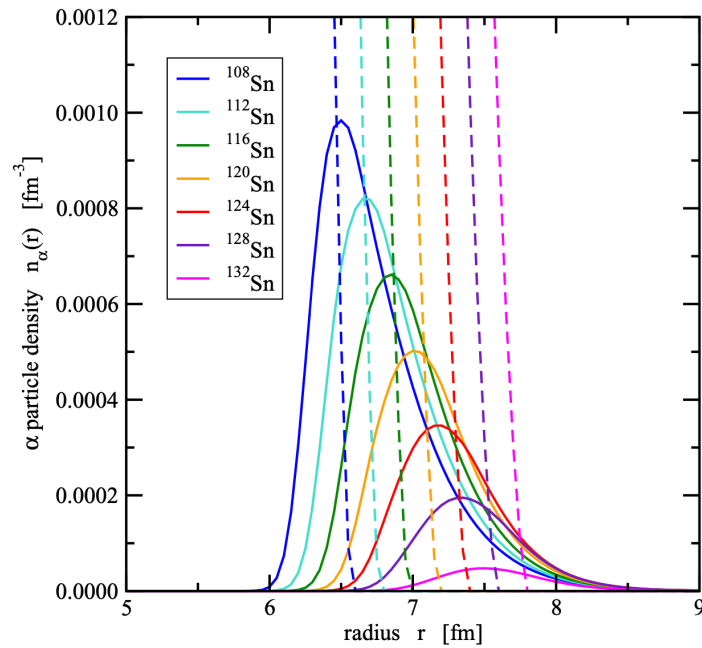


図 1.3 Sn アイソトープでのクラスター形成率の理論計算 [3]。密度の低い原子核表面でクラスター化が顕著になり、クラスター形成率のアイソトープ依存性も示唆されている。

またクラスター形成に関する研究を進めることは原子核に関する様々な原理や現象を理解する上で重要である。例として核子間の相互作用や相関の解明があげられる。中でも核子間に働く相互作用のうちテンソル力と呼ばれる相互作用がクラスター形成に強く関連していることが知られている。例えば重陽子は陽子と中性子が 1.11 MeV の束縛エネルギーで結びついてできるクラスターであり、テンソル力の効果で安定化している。こうした p-n 対の相関は原子核中でも見られ、重陽子同様スピンの依存する非等方性が見られる [14, 15]。特に短距離領域では重陽子的な相関が強いことが知られており、核構造的には長距離の p-n 対の相関も非常に重要である [16]。原子核中でのクラスターの研究はこうした原子核中の核子間の相互作用・相関に知見を与えるという意味でも重要である。また本研究は α 崩壊のメカニズムについても知見を与えうる。 α 崩壊は原子核中の α 粒子がクーロンポテンシャル障壁からのトンネル効果で原子核の外に放出されるという描像で

説明されるが [17]、その α 粒子の起源はあまりよく知られていない。しかし原子核中で形成された α 粒子によって α 崩壊を説明できる可能性を示唆する理論研究も行われており、 $(p,p\alpha)$ 反応の有効性が示されている [18]。

1.2 (p,pX) 反応による実験的アプローチ

原子核中のクラスターを観測する手法として我々が注目しているものが (p,pX) 反応測定である。原子核中のクラスターを弾き出すためクラスターノックアウト反応とも呼ばれる。 (p,pX) 反応測定では原子核中に存在する d 、 t 、 ${}^3\text{He}$ 、 α といったクラスター X を陽子散乱を用いて弾き出し、各クラスターの分離エネルギースペクトルを質量欠損法を用いて算出することで原子核中のクラスター形成に関する情報を引き出す。

1.2.1 ノックアウト反応の概観と反応理論

まずは原子核の陽子の 1 粒子軌道を調べる手法として用いられた $(p,2p)$ 反応について紹介し、ノックアウト反応の概観を説明する [19]。ノックアウト反応の歴史は古く、安定核に対して高エネルギーの電子を照射し陽子を叩き出す $(e,e'p)$ 反応は原子核中の陽子の 1 粒子軌道を解明する上で重要な役割を果たし、直接的な測定で不定性が少ないためクリーンなプローブとして知られてきた [20]。電子の代わりに陽子を入射させた際に起こる反応が $(p,2p)$ 反応であり $(e,e'p)$ 反応と同様に 1 粒子軌道を解明する上で強力な手法である。 $(p,2p)$ 反応は理論的には次のように記述される。まず簡単な近似として入射陽子と原子核中の陽子を自由粒子とみなすと遷移振幅 T_{pp}^{PW} は

$$\begin{aligned} T_{pp}^{\text{PW}} &= t_{pp}(q) \int d\mathbf{R} e^{-\mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{R}} e^{-\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{R}} e^{\mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{R}} \psi(\mathbf{R}) \\ &= t_{pp}(q) \tilde{\psi}(\mathbf{Q}) \end{aligned} \quad (1.1)$$

となる。この近似は PW 近似 (Plane Wave 近似) と呼ばれる。ここで \mathbf{K}_i ($i = 1, 2, 3$) はそれぞれ入射陽子、反跳陽子、ノックアウト陽子の運動量で $\psi(\mathbf{R})$ は原子核中の陽子の波動関数、 $\tilde{\psi}(\mathbf{Q})$ はそのフーリエ変換である。 $\mathbf{q} = \mathbf{K}_0 - \mathbf{K}_1$ は運動量移行であり、 $t_{pp}(q)$ はこの反応の素過程である pp 散乱の振幅である。同種粒子の反対称化の効果はこの項に含まれている。また $\mathbf{Q} = \mathbf{q} - \mathbf{K}_2$ はノックアウト陽子が持ち去った運動量で消失運動量と呼ばれる。ノックアウト反応では残留核の反跳は一般的には 0 ではないが、ここではこれを無視している。この近似はインパルス近似と呼ばれる。インパル

ス近似が成り立つ条件として消失運動量 Q が原子核中から弾き出した粒子の持つフェルミ運動量 ($\sim 1.5 \text{ fm}^{-1}$) より十分大きい必要がある。この条件は QFS 条件 (Quasi-Free Scattering 条件) と呼ばれる。なお Q がフェルミ運動量よりも遥かに大きい場合は断面積が著しく低下するうえに Q に入射陽子の影響が混入するため注意が必要である。

しかし PW 近似では原子核の 1 体ポテンシャルの効果は取り入れられていない。この効果を取り入れたさらに高い精度の近似は DWIA 近似 (Distorted wave impulse approximation 近似) と呼ばれる。DWIA 近似では式 1.2 の平面波を 1 体ポテンシャルの効果を取り入れた歪曲波に置き換える。DWIA を用いて導いた段面積に分光学的因子 S_{p2p} と呼ばれる定数倍をかけることで実験値とよく一致する。 S_{p2p} は陽子がある軌道の占有率を示す指標になる。つまり $(p,2p)$ 反応の断面積 σ_{exp} 測定と DWIA に基づいた理論値 σ_{theor} によって

$$S_{p2p} = \sigma_{\text{exp}} / \sigma_{\text{theor}} \quad (1.2)$$

を求めることで軌道の占有率を求めることができる。 $(p,2p)$ 反応の有効性は DWIA 反応理論の進展により確立され、精度の高い $(e,e'p)$ に対して誤差 15% 程度での一致が報告されている [21]。 $(p,2p)$ 反応では $(e,e'p)$ が不得意とする中性子のノックアウト反応や不安定核を用いるための逆運動学法による測定が可能であり、様々な実験が行われている [22–24]。

1.2.2 (p,pX) 反応

この測定を原子核中のクラスターについて行うのが (p,pX) 反応測定である。

特に束縛の強い α クラスターに対する研究は共鳴散乱や弾性散乱、移行反応などを用いて行われてきたが特に原子核表面での $S_{pp\alpha}$ を決定するのに適しているプローブとして $(p,p\alpha)$ 反応が注目され、その研究が進展している。DWIA による理論計算では図 1.4 に示すように実験値をよく再現することが報告されている [25]。DWIA によると吸収効果により原子核内部で形成される α クラスター粒子の寄与は小さいことが示されており、 $(p,p\alpha)$ 反応測定は原子核表面での α クラスターの存在確率を求める有力な手法であると期待される。

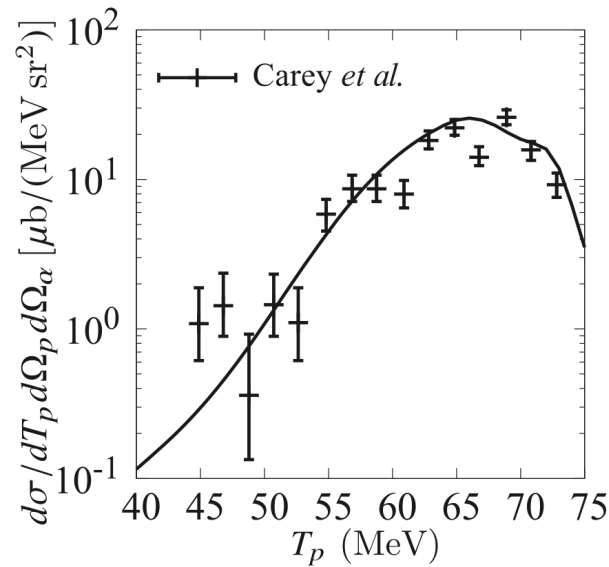


図 1.4 $^{20}\text{Ne}(p, p\alpha)^{16}\text{O}$ 反応の断面積の理論値 [25] と実験値 [26] の比較。実験データは ^{16}O が基底状態のイベントのみ選択している。理論値は AMD を用いた波動関数と DWIA 理論で計算されており、理論値は実験データをよく再現している。

また α クラスターの存在が確立されるのは原子核中の他の要素と隔てられているという描像に基づくが、原子核内部ではその描像は成り立たないことが知られている。これはクラスターと他の核子との反対称化の効果に起因するもので図 1.5 に示すように理論計算でクラスターの波動関数の振幅が原子核の内部で著しく減少することが示されている [25]。このようなクラスターの自由度を取り入れた核構造理論の進展もクラスター形成の理解には重要な要素である。また先述の通り、このような原子核中の表面で発生するクラスターを調べる上で (p, pX) 反応は良いプローブであると言える。

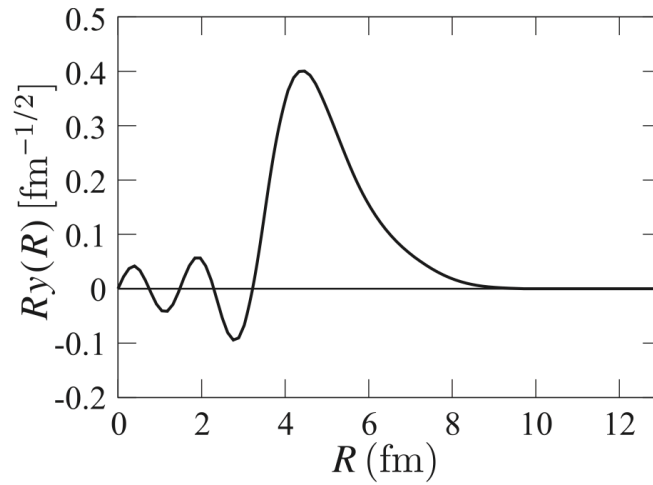


図 1.5 ^{20}Ne 原子核中の α 粒子の波動関数の振幅 [25]。反対称化動力学 (AMD) を用いて計算したもので反対称化の効果が入っている。原子核内部では振幅は著しく減少している。

この手法を他のクラスターについて応用することで原子核中で形成される各クラスターにアクセスすることが可能である。しかし重陽子は束縛エネルギーが弱く分解の効果もあるため、分解効果を取り入れた理論的な枠組みの構築も必要であり、現在研究が行われている [27]。また t や ^3He の反応理論やクラスター形成に関する核構造理論も発展途上であり、実験と理論両方の進展が重要である。

1.2.3 Sn アイソトープでの順運動学 ($p,p\alpha$) 反応測定

ここでパイロット実験として行われた Sn アイソトープを用いた ($p,p\alpha$) 反応測定実験について述べる。この実験は理化学研究所とダルムシュタット大学を中心としたグループによって阪大 RCNP で行われた [4]。この実験では $^{112,116,120,124}\text{Sn}$ 標的に 392MeV の陽子ビームを照射して行われ、散乱された陽子のエネルギーは Grand Raiden スペクトロメーター [31]、ノックアウトされた α 粒子のエネルギーは LAS スペクトロメーターを用いて測定された。実験のセットアップの詳細は図 1.6 に示した。測定された粒子のエネルギーから各アイソトープごとの α 分離エネルギースペクトルが得られ、 α クラスターが重い核においても形成される可能性が示された。さらにその反応断面積は DWIA による理論値と比較され、そのアイソトープ依存性が実験値と理論値で一致していることが確認された。これらの実験結果は図 1.7 に示した。この実験でクラスター形成の可能性が

示され、 (p,pX) 反応の有効性が確かめられたと言える。

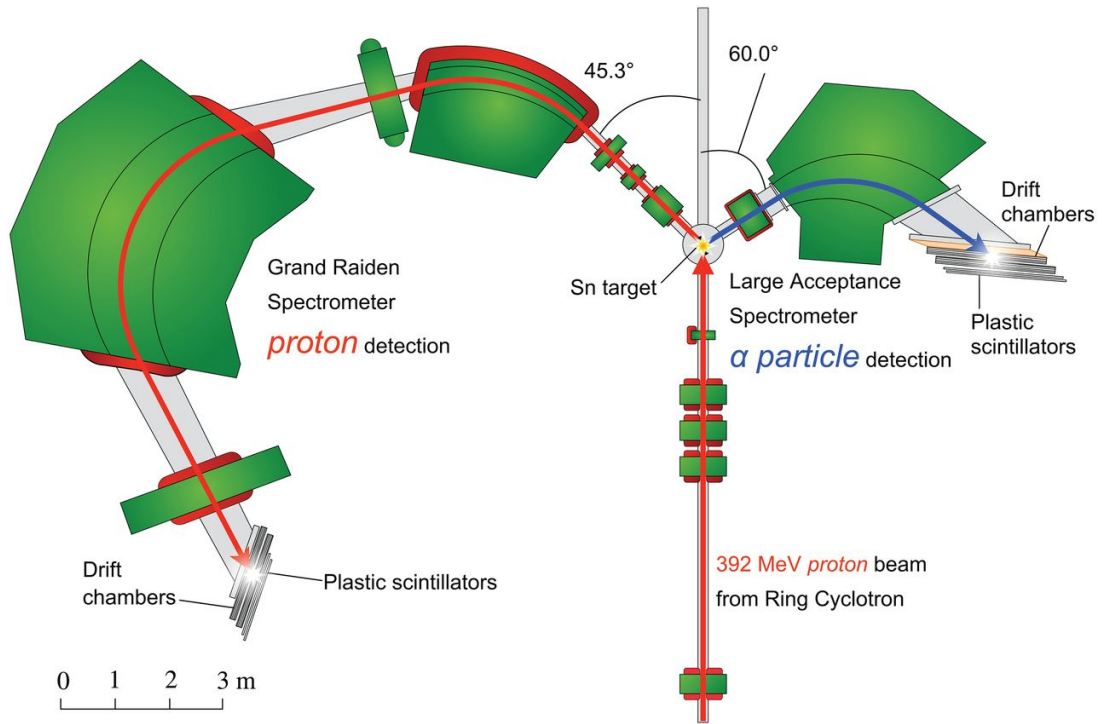


図 1.6 RCNP での実験セットアップ。順運動学法による実験では限られた角度のみを測定している。

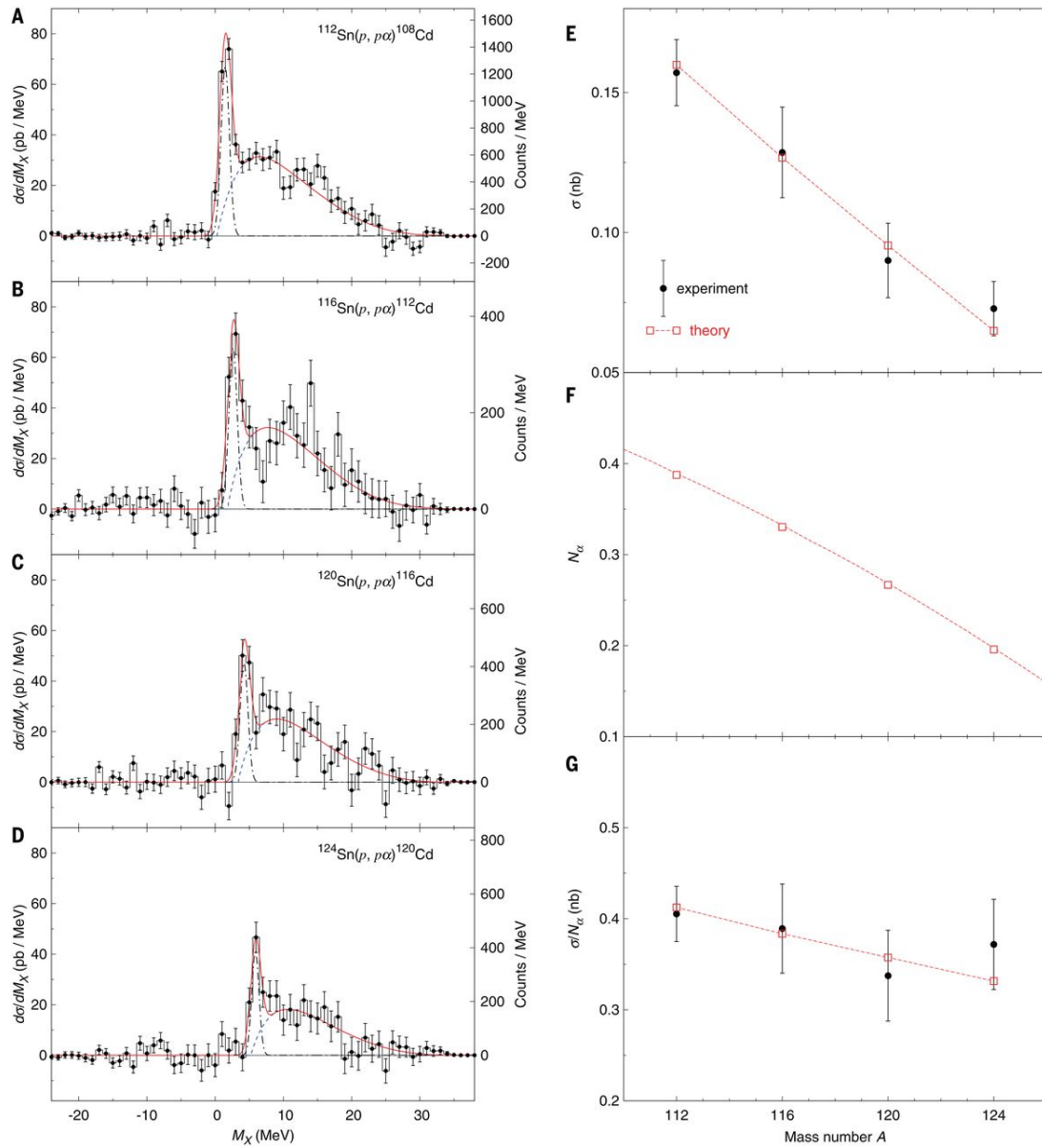


図 1.7 RCNP での実験結果。赤線は理論計算による値を示している。A~D には α 粒子の励起エネルギースペクトルが示されている。また反応断面積は質量数が大きくなるにつれて減少するという振る舞いが確認された。

1.2.4 逆運動学を用いた (p,pX) 反応測定

原子核中のクラスター形成のメカニズム解明のためには様々な核種で実験データを取得し、その質量数、アイソトープ依存性を調べていく必要がある。特に (p,pX) 反応測

定を不安定核の領域へ拡張していくためには不安定核ビームを用いた逆運動学法で実験を行う必要がある。逆運動学法で実験を行うメリットは不安定核へアクセスできるだけでなく

- ノックアウトクラスターのエネルギーが高いため多重散乱などの影響が小さく少ない不定性で実験を行うことができる。
- 同時に d 、 t 、 ${}^3\text{He}$ 、 α といった複数のクラスターの観測が可能である。
- 残留核の分光も可能である。

といったものがあげられる。また順運動学法での実験方法はある程度確立されているが逆運動学での実験は初であるため実験的な条件を確認する必要がある。これらの要件は2章で議論する。

1.3 ONOKORO プロジェクト

これらの研究を受けて我々のグループでは不安定核を含む様々な核種で (p,pX) 反応測定を行い、原子核中での普遍的なクラスター形成のメカニズムについて研究するプロジェクトとして ONOKORO プロジェクトを開始した [28]。先述のように (p,pX) 反応に関する総合的なデータはまだ集められてないため、様々な核種・クラスターで実験を行い理論や解析の枠組みを構築しつつ実験を行なっていく。この実験計画の概要は図 1.8 に示した。

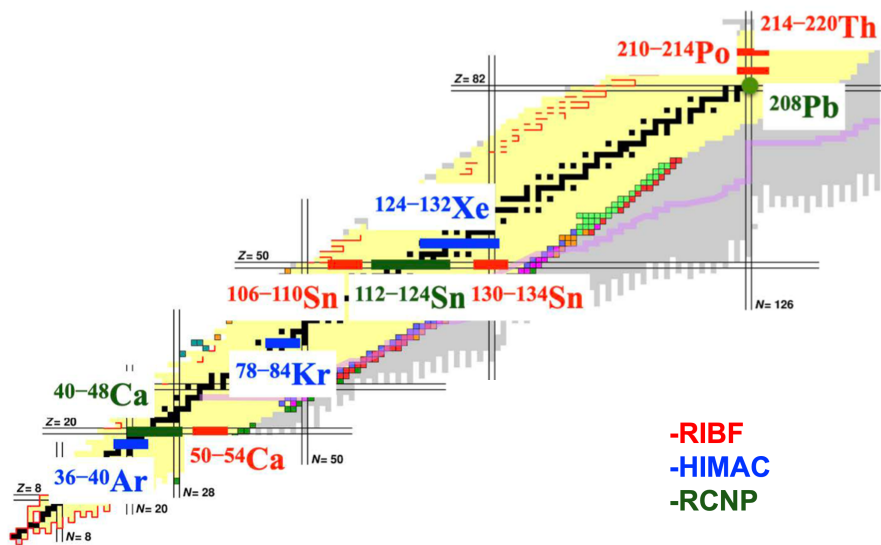


図 1.8 現在 ONOKORO プロジェクトで実験が計画されている核種を核図表に示したものの。核図表の広い領域で実験を行い、クラスター形成の総合的な理解を目指す。

ONOKORO プロジェクトの実験計画の 1 つに RCNP、RIBF、HIMAC といった日本の主要な加速器施設での実験があげられる。ONOKORO プロジェクトで提案された実験は各施設の実験採択委員会で高い評価を受け、実施が決定されている。また RIBF や HIMAC では逆運動学法で実験を行うため新規に検出器アレイを開発中である。このアレイは Si ストリップ検出器を用いたトラックと GAGG(Ce) カロリーメーターから構成される大立体角のテレスコープで TOGAXSI アレイと呼ばれる [28]。これらの検出器の詳細については 2 章で議論する。またここで各加速器施設の特徴について簡単に説明しておく。

理研 RIBF

RIBF は Radio Isotope Beam Factory の略で大強度の不安定核ビームを生成することが可能な施設である。図 1.9 に示すように 1 次ビームは線形加速器と複数のサイクロトロンを用いて ^{238}U までの原子核を 345 MeV/u まで加速される。1 次ビームは F0 に設置された生成標的に照射され 2 次ビームができる。この 2 次ビームは様々な核種を含むためカクテルビームと呼ばれる。F0 以降の設備は図 1.10 に示した。カクテルビームから目的の核種を分離するために BigRIPS と呼ばれるビームライン上に設置した検出器を用いる。ONOKORO プロジェクトの実験では反応標的を SAMURAI エリアに設置し測定を行う。SAMURAI エリアには図 1.11 のように SAMURAI スペクトロメーターが設

置されており、残留核の識別や解析に用いる。RIBFではRIビームを用いた実験を行うことでクラスター形成のデータを不安定核を含む広いアイソトープチェーンに広げることが可能である。

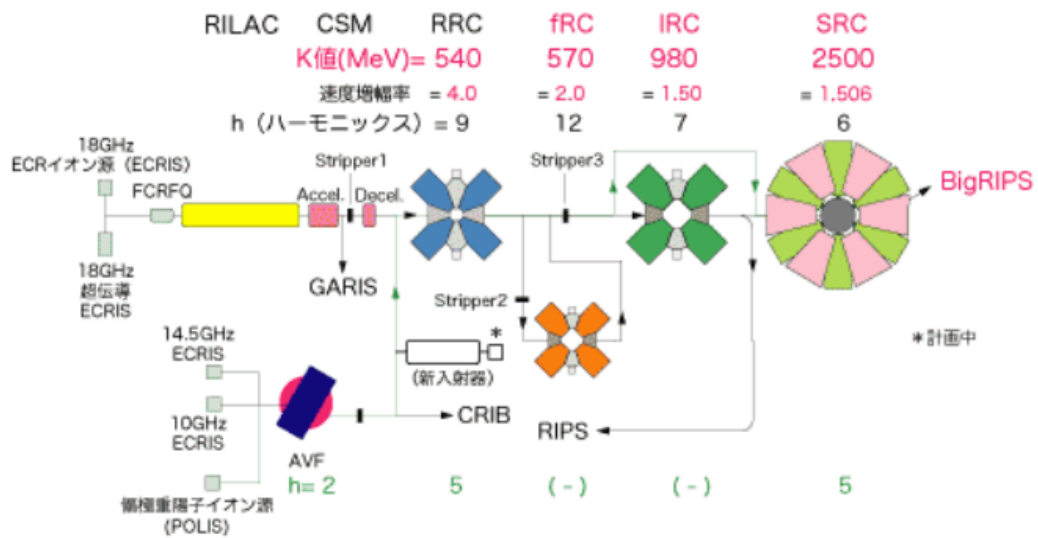


図 1.9 RIBF の加速器 [29]。ビームは ECR イオン源 (ECRIS) から始まり、重イオン線形加速器 (RILAC)、理研リングサイクロトロン (RRC)、固定加速周波数型リングサイクロトロン (fRC)、中間段リングサイクロトロン (IRC)、超伝導リングサイクロトロン (SRC) で加速され BigRIPS へと送られる。

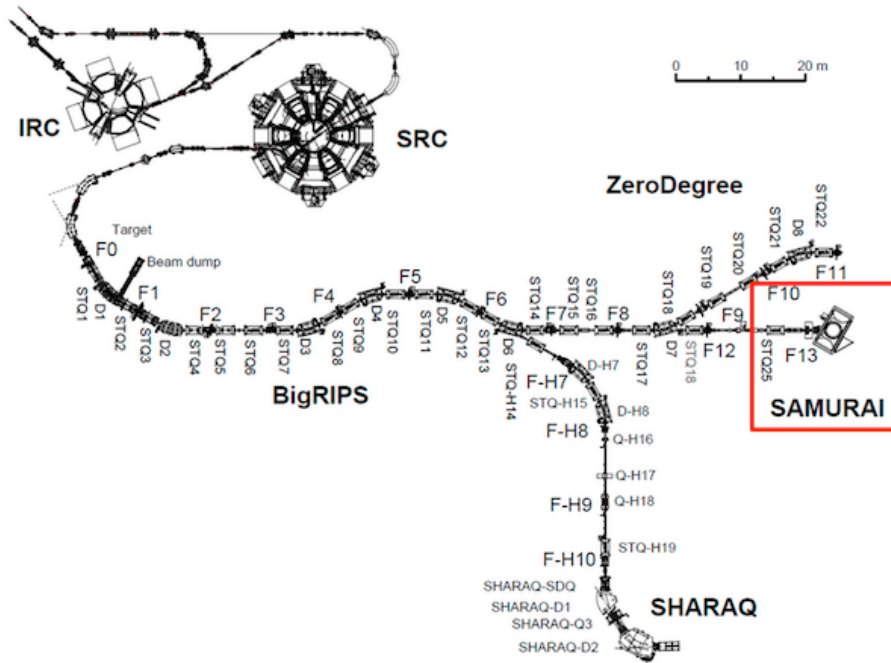


図 1.10 BigRIPS と SAMURAI ビームライン [30]。

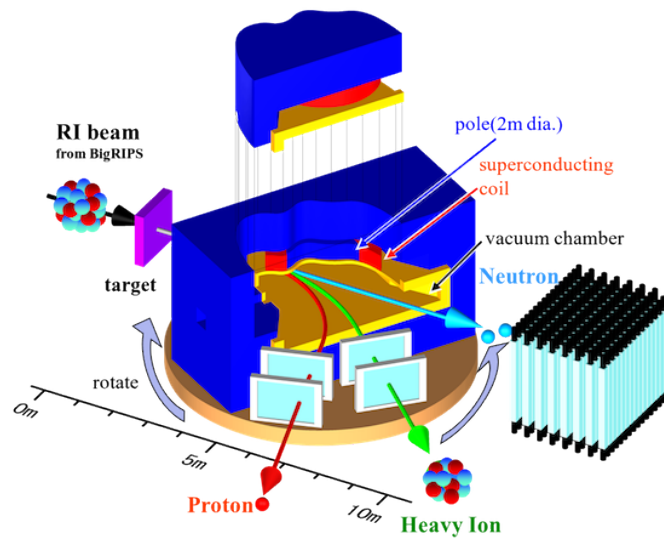


図 1.11 SAMURAI スペクトロメーター [30]。 (p,pX) 反応測定では陽子やクラスター粒子の検出は液体水素標的を囲むように配置された TOGAXSI アレイで行われ、残留核の検出を SAMURAI スペクトロメーターで行う。

HIMAC

HIMAC とは Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba の略であり、重イオンビームを用いた放射線治療のための加速施設である。HIMAC では共同利用研究として重粒子線治療だけでなく臨床研究や基礎科学分野の研究が可能である。HIMAC のビームはシンクロトン加速器を用いて最大 800 MeV/u のエネルギーまで加速される。HIMAC では主に安定核を用いた逆運動学 (p,pX) 反応測定を行う。先述の通り逆運動学法を用いることで複数のクラスターを同時に測定することが可能になる。

阪大 RCNP

RCNP は Research Center for Nuclear Physics の略であり、Ring サイクロトロンによって加速された陽子ビームを用いて順運動学法で (p,pX) 反応測定を行う。実験のセットアップは 1.2.3 項で示したものと同様のものを用いる。順運動学法での実験手法はほぼ確立しており、世界最高の運動量分解能を持つ Grand Raiden スペクトロメーターなどを用いて高い精度で安定核の (p,pX) 反応測定を行うことが可能である。

ここで各施設の特徴の比較を表 1.1 に示す。

表 1.1 加速器施設の比較

加速器施設	運動学	クラスター	Luminosity ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$\Delta\Omega_p\Delta\Omega_X$ (sr^2)	ΔS_X (MeV)
RIBF	逆運動学	同時測定	10^{27}	4	2
HIMAC	逆運動学	同時測定	10^{30}	4	2
RCNP	順運動学	別々に測定	10^{32}	10^{-4}	0.3

この表の分離エネルギー分解能 ΔS_X や角度分解能 $\Delta\Omega_p$ 、 $\Delta\Omega_X$ については 2 章で詳しく議論する。RIBF や HIMAC では広いアクセプタンスで実験が可能であり、RCNP では高い分解能で実験を行うことが可能である。ONOKORO プロジェクトでは日本の各加速施設の特徴を活かしつつ実験を行う。

1.3.1 ^{52}Ca 不安定核ビームを用いた測定

これらの一連の実験の中で TOGAXSI アレイを用いた逆運動学 (p,pX) 反応測定として最初に行われるのが RIBF で行われる ^{52}Ca を中心とした不安定核ビームによる実験である。 ^{52}Ca は 2 重魔法数を持ち、中重核の中では唯一第一原理計算との比較が可能な原子核である。さらに RCNP で安定な Ca アイソトープを用いた実験も計画されており、広い領域でアイソトープ依存性について調べることも可能である。そのためこの実験はクラスター形成の総合的な解明に向けた第一歩として非常に重要である。

第2章

逆運動学 (p,pX) 反応測定に向けた装置開発

本章では逆運動学 (p,pX) 反応の運動学的な特徴と反応測定における装置の性能について議論する。この実験では反跳陽子とロックアウトクラスターのエネルギー測定と飛跡のトラッキングを行い、質量欠損法を用いてクラスター粒子の分離エネルギースペクトルを算出する。反応測定には図 2.1 に示す現在開発中の TOGAXSI アレイを用いる。このアレイではエネルギー測定には GAGG(Ce) シンチレーターを用い、飛跡のトラッキングには Si ストリップ検出器を用いる予定である。

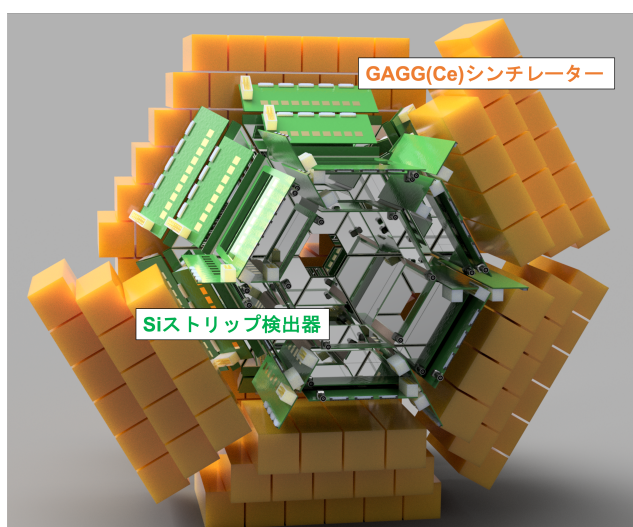


図 2.1 TOGAXSI アレイのデザイン案。

2.1 (p,pX) 反応の運動学

本節では (p,pX) 反応の運動学について議論する。運動学の議論は検出器の性能評価に加え、測定データの解析を行う際の (p,pX) 反応のイベント選択やクラスター粒子の識別に関しても重要である。

まずここで本章で用いる角度の定義について述べておく。図 2.2 のように角度は不安定核ビームの進行方向を z 軸正方向とした極座標で議論する。なお運動学は ϕ 方向に関しては等方的である。

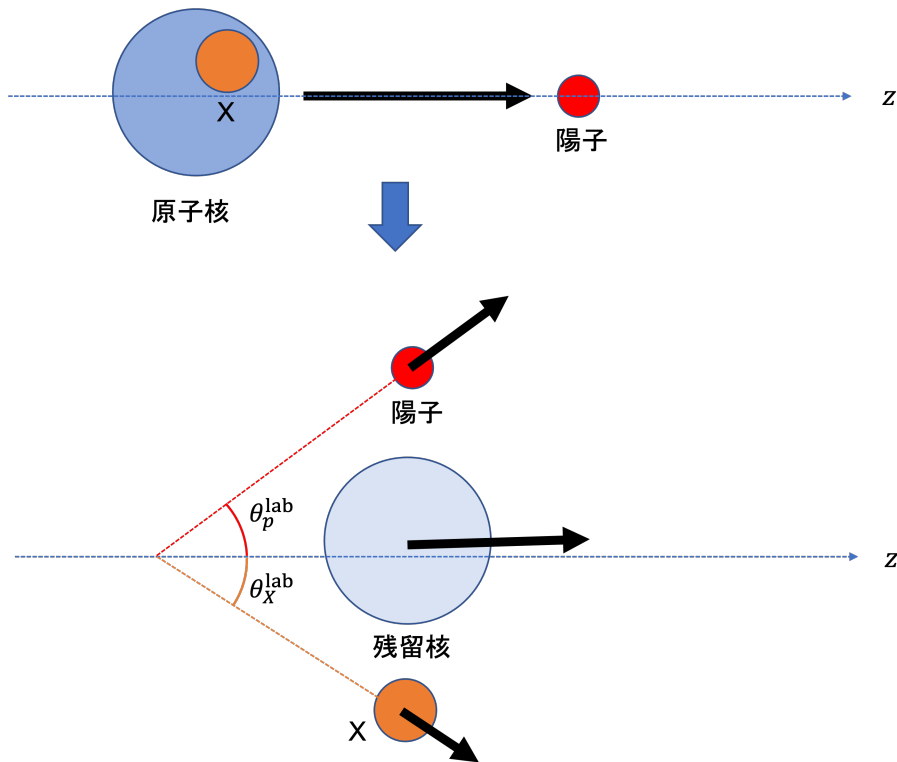


図 2.2 lab 系での運動学の概念図。角度の定義はビーム方向を z 軸正方向として定めた。

2.1.1 分離エネルギースペクトル

実験では分離エネルギースペクトルから反応断面積などの情報を引き出す。分離エネルギースペクトルは反跳陽子とノックアウトクラスターのエネルギー・角度によって決定

できる。本節ではその詳細について解説する。

ビーム静止系 (br 系) でのエネルギー保存則を考えると (p,pX) 反応でのクラスターの分離エネルギー S_X は次のように表せる。

$$S_X = T_0^{\text{br}} - T_p^{\text{br}} - T_X^{\text{br}} - \frac{|\mathbf{q}_R|^2}{2m_R} \quad (2.1)$$

$$= -m_X(\gamma - 1) - \gamma(T_p + T_X + \beta(P_p \cos\theta_p + P_X \cos\theta_X)) - \frac{|\mathbf{q}_R|^2}{2m_R}$$

ここで m_X はクラスター粒子の質量で T_p, T_X は lab 系での陽子・クラスターの運動エネルギー、 θ_p, θ_X は lab 系での散乱角 (θ 方向の角度) である。なおここでは lab 系を表す添字を省略している。また β は lab 系でのビームの速度を光速で割った値で γ はそのローレンツ因子である。 m_R は残留核の質量で q_R は残留核の br 系での運動量を表す。

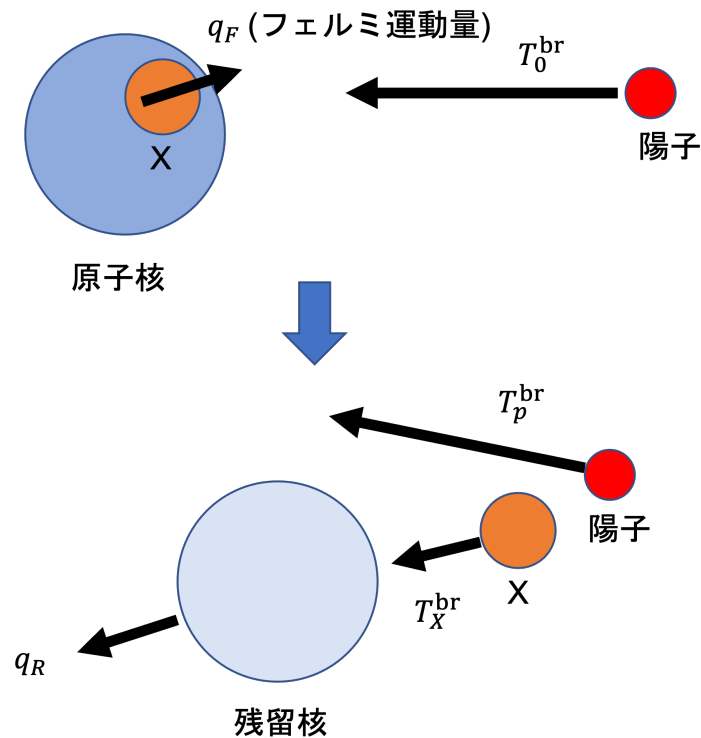


図 2.3 br 系での運動学の概念図。原子核中のクラスター粒子はフェルミ運動量を持つ。b クラスター粒子は入射陽子との散乱により原子核から弾き出される ((p,pX) 反応)。残留核は反跳を受けて q_R の運動量を持つ。

分離エネルギーの式には残留核の運動量 q_R が現れるが直接測定は難しい。そこで残留核は反応には関与しないという近似を用いる。これは 1 章で述べたインパルス近似的

な描像である。すると運動量保存則から

$$\mathbf{q}_R = -\mathbf{q}_F \quad (2.2)$$

となる。この近似が可能な条件は

- 標的-入射粒子の相対的な運動量が高い。
- 反跳陽子-残留核の相対的な運動量が高い。
- ノックアウトクラスター-残留核の相対的な運動量が高い。

である。つまり入射粒子のエネルギーが高いこととクラスター粒子から陽子への運動量移行が大きいことが要求される。RIBF や HIMAC における逆運動学法の実験では入射粒子のエネルギーは $250A$ MeV と高く、この条件を満たしている。また運動量移行にはクラスター粒子のフェルミ運動量 ($\sim 1.5 \text{ fm}^{-1}$) よりも十分大きいという条件として $q > 2 \text{ fm}^{-1}$ を課す。逆運動学方では最初、陽子は静止しているため運動量移行 q は 1 章で説明した消失運動量ということになり、この条件は QFS 条件に他ならない。

さらにフェルミ運動量 q_F は陽子とクラスターが弾性散乱により反応する際の運動量保存則から

$$q_F = \sqrt{q_{//}^2 + q_{\perp}^2} \quad (2.3)$$

$$q_{//} = \sqrt{P_p^2 \sin^2 \theta_p + P_X^2 \sin^2 \theta_X + 2P_p P_X \sin \theta_p \sin \theta_X \cos(\phi_p - \phi_X)} \quad (2.4)$$

$$q_{\perp} = \gamma_0 P_p (\cos \theta_p + P_X \cos \theta_X - \beta_0 (T_p + T_X + m_X)) \quad (2.5)$$

ここで $q_{//}$ 、 q_{\perp} はフェルミ運動量のビーム軸に対して平行・垂直方向の成分を表す。また P_p 、 P_X は lab 系での反跳陽子・ノックアウトクラスターの運動量を表し、 ϕ_p 、 ϕ_X は陽子・クラスターの lab 系での ϕ 方向の角度を表している。これらの結果を用いると陽子・クラスター粒子のエネルギーと散乱角度を測定することで分離エネルギースペクトルを得ることができる。

2.1.2 (p,pX) 反応の運動学的な特徴

本節では逆運動学 (p,pX) 反応の運動学について解説する。この運動学は以下の特徴を持つ。

- フェルミ運動によりエネルギー・角度が広がる。

- ノックアウトクラスターは前方の散乱角に集中する。
- 反跳陽子・ノックアウトクラスターは広いエネルギー範囲を持つ。

運動学の詳細な特徴はシミュレーションを用いて調べた。本シミュレーションは RIBF で実験が計画されている ^{52}Ca ビームを用いた設定で行なった。ビームのエネルギーは QFS 条件を考えると高い方が好ましいが、RIBF の設備で上限が決まっておりその値は 250A MeV とした。またこのビームエネルギーで十分な断面積が得られることも確認している。シミュレーションはこれらの条件のもと行った。

まずはフェルミ運動を無視して運動学の相関を確認した。各 (p,pX) 反応に関する反跳陽子・ノックアウトクラスターのエネルギーと角度の相関は下図のようになった。

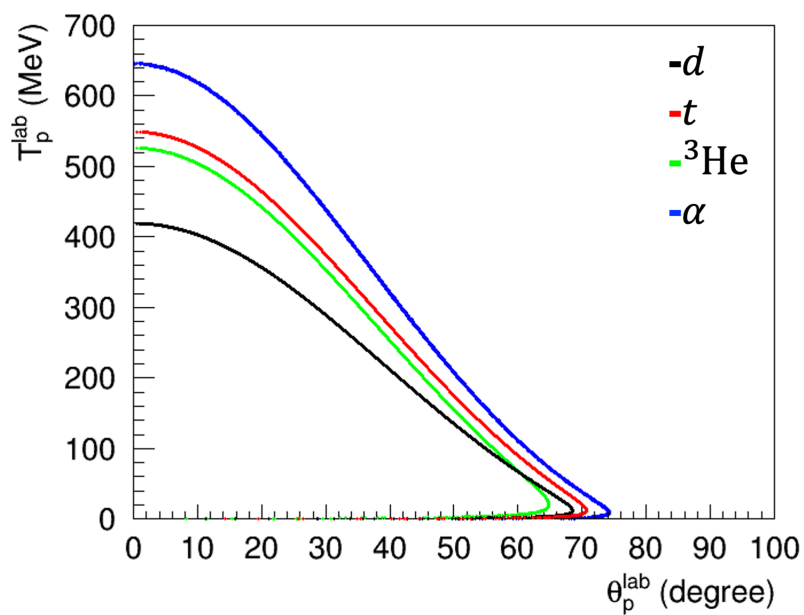


図 2.4 lab 系での反跳陽子の散乱角度とエネルギーの相関。

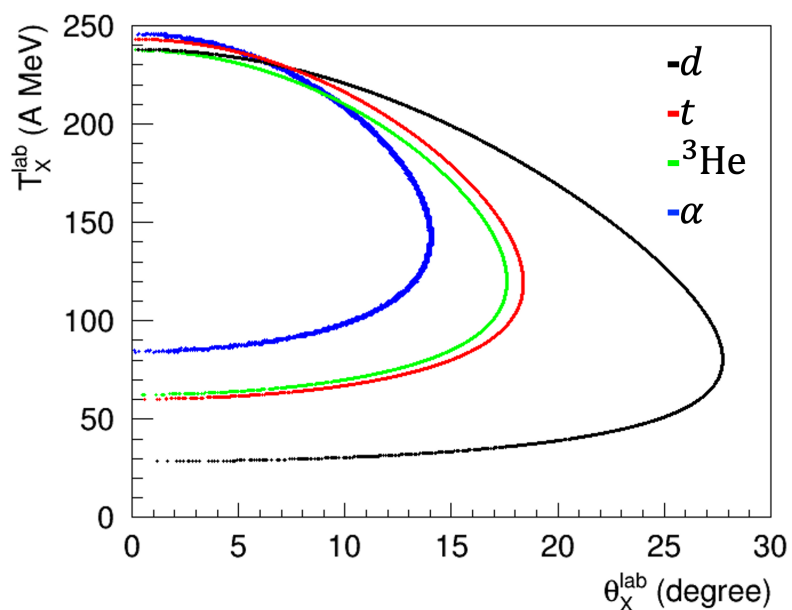


図 2.5 lab 系でのクラスターの散乱角度とエネルギーの相関。特に α 粒子は前方に集中している。縦軸はエネルギーを質量数で割ったものであり α 粒子が最も高いエネルギーで散乱される。

特に α 粒子は角度範囲が前方に集中しており、エネルギーも高いという特徴を持つ。そのため実験的な要求は α 粒子が最も厳しく、以下のシミュレーションは全て $(p,p\alpha)$ 反応で行なった。

次にフェルミ運動も取り入れた $(p,p\alpha)$ 反応の運動学のシミュレーションを行なった。この結果を図 2.6～図 2.10 に示す。これらの角度やエネルギーの相関はフェルミ運動を取り入れたことにより広がっている。

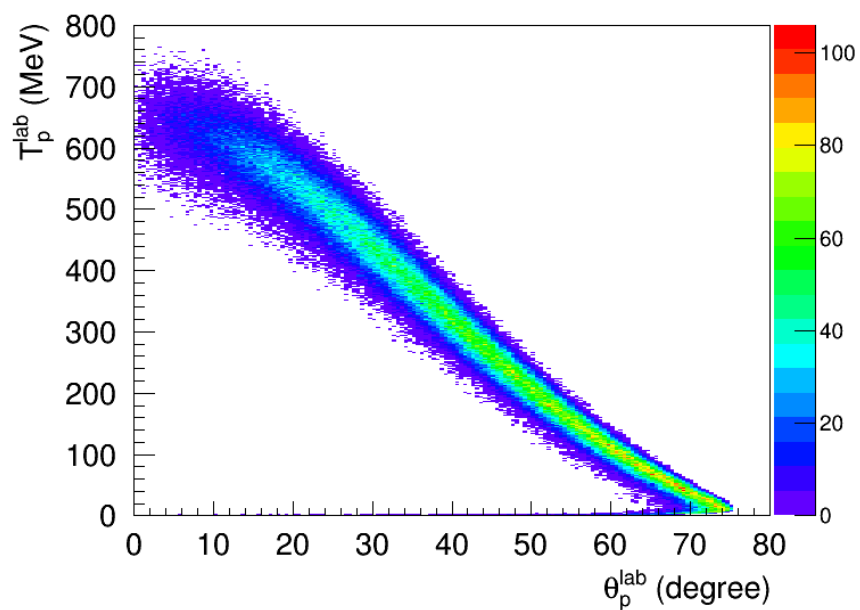


図 2.6 lab 系での反跳陽子の散乱角度とエネルギーの相関。反跳陽子は後方に散乱され、最後方では 1 GeV 近くの高い運動量を持つ。

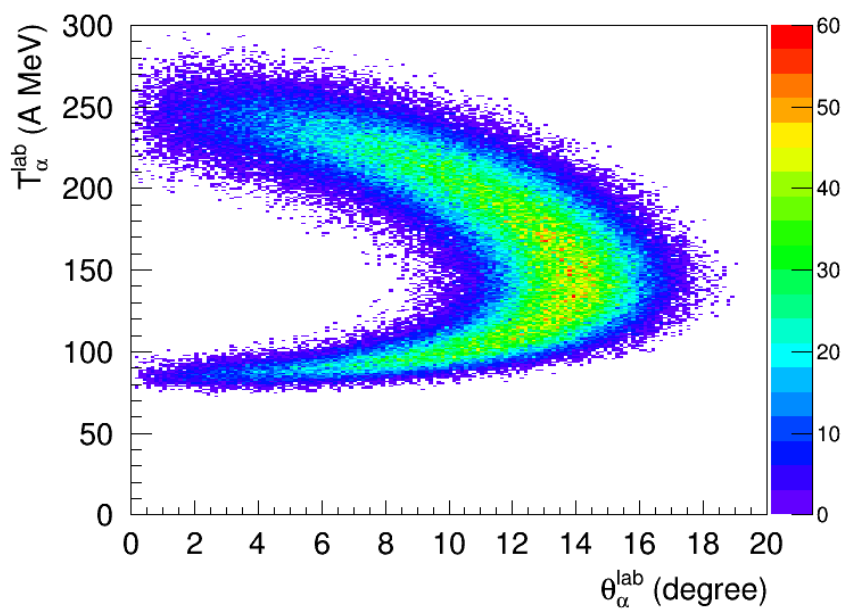


図 2.7 lab 系でのノックアウトクラスターの角度とエネルギーの相関。ノックアウトクラスターは高いエネルギーで前方 20° 以内に集中して散乱される。

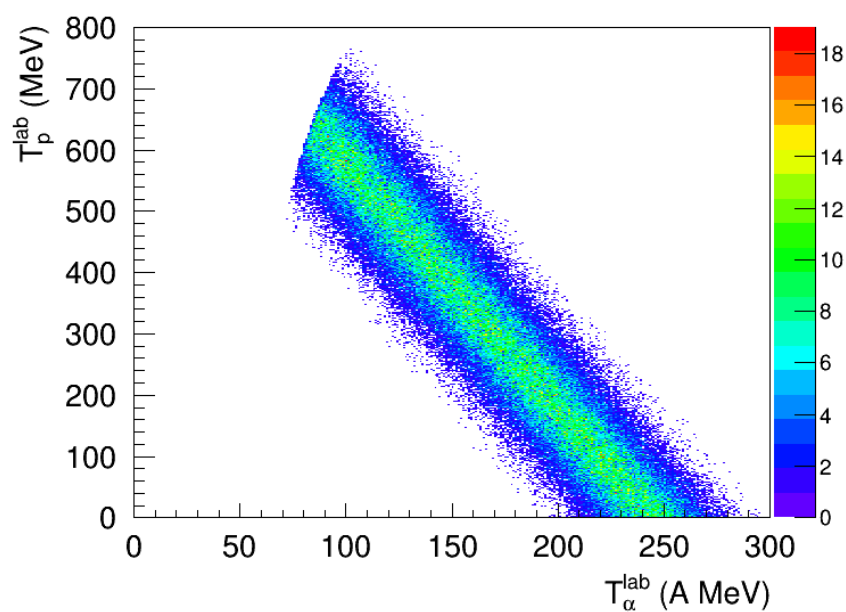


図 2.8 lab 系での反跳陽子とノックアウトクラスターのエネルギーの相関。

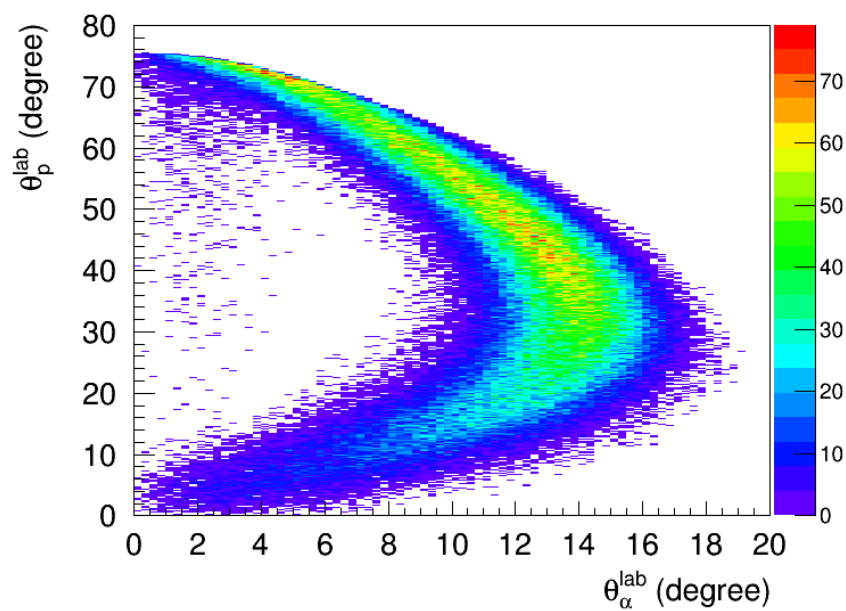


図 2.9 lab 系での反跳陽子とノックアウトクラスターの散乱角度の相関。散乱角度の相関は弾き出すクラスターごとに異なるため粒子識別に用いることができる。

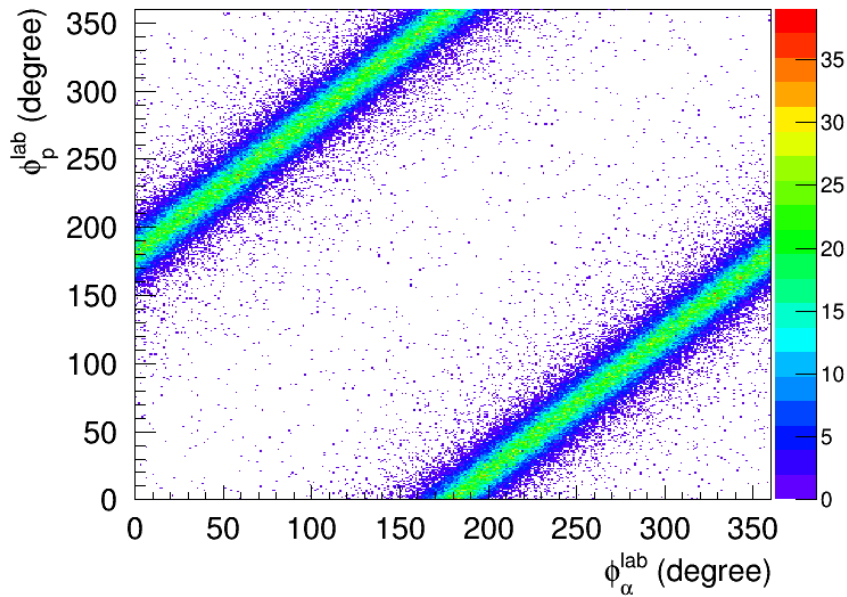


図 2.10 lab 系での反跳陽子とノックアウトクラスターの角度 ϕ の相関。この相関を用いることで (p,pX) 反応の事象を選択できる。

2.2 要求性能の見積もり

先述の通り逆運動学 (p,pX) 反応測定のために TOGAXSI 検出器の開発を行なっているが、このような反応測定は ONOKORO プロジェクトが初である。そのため要求性能の見積もりを行い、実験が行えることを確認しておく必要がある。本節では検出器に対する要求性能について議論し、その性能を満たしていることを確認する。

2.2.1 角度範囲とエネルギー範囲

(p,pX) 反応の運動学から検出器でカバーする角度範囲とエネルギーの範囲を見積もった。以下では $(p,p\alpha)$ 反応の場合で議論を行うがその他の (p,pX) 反応についても同様の議論を行い角度範囲を決定した。なお以下の図ではフェルミ運動量を 0 とした場合の相関を赤線で示した。

まず DWIA による解析を行うためには QFS 条件 $q > 2 \text{ fm}^{-1}$ を満たす必要がある。この条件から反跳陽子検出器の覆う角度の上限は 70° と決定した。

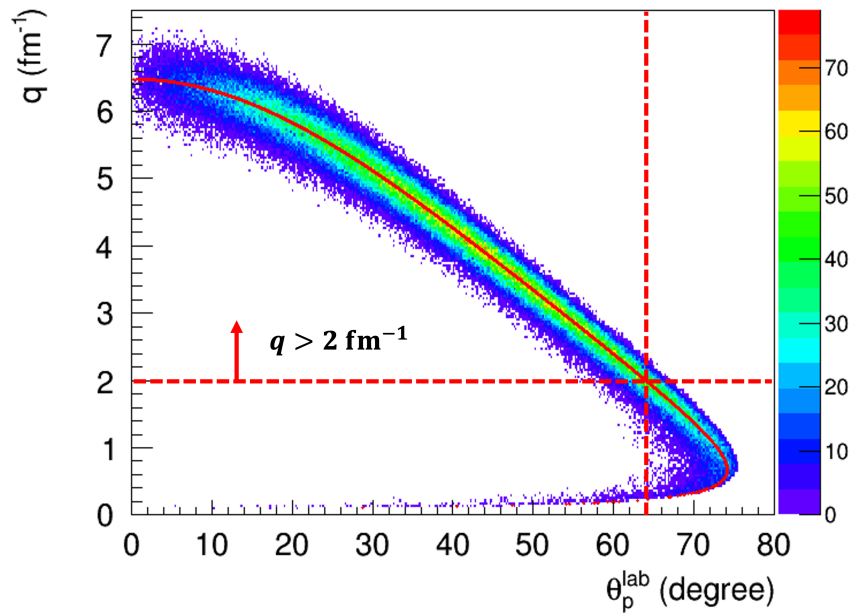


図 2.11 運動量移行 q と反跳陽子の散乱角度の相関から決定した角度範囲。逆運動学法では運動量移行は反跳陽子の lab 系での運動量に対応している。

次に GAGG(Ce) シンチレーターで測定可能なエネルギーの上限を 250 MeV として反跳陽子検出器の覆う角度の下限を 35° と決定した。この値は後述する GAGG(Ce) 結晶のサイズによって定まる飛程から決定されている。これらの条件から $(p, p\alpha)$ 反応で測定を行う反跳陽子のエネルギー範囲は 100 ~ 250 MeV 程度になる。

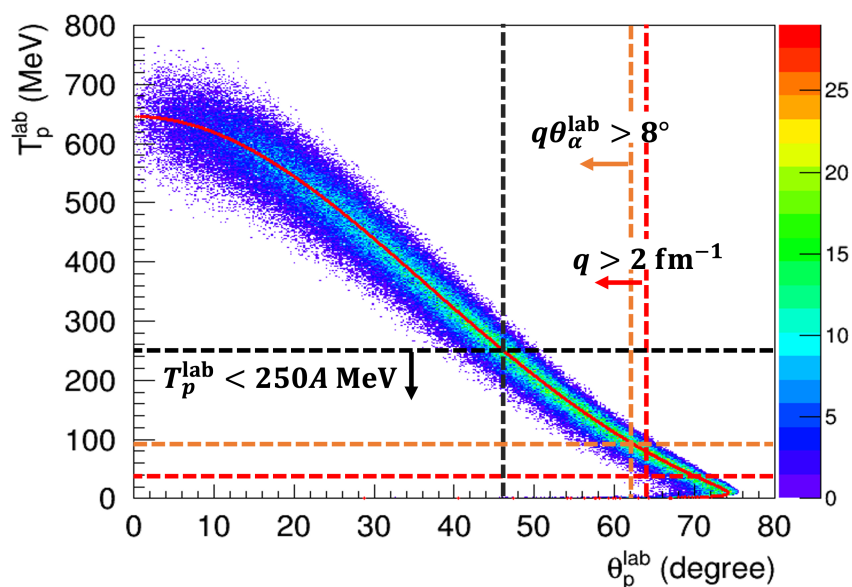


図 2.12 反跳陽子の運動エネルギーと反跳陽子の散乱角度の相関から決定した角度・エネルギーの範囲。GAGG(Ce) シンチレーターで測定可能なエネルギーの上限を 250 MeV とした。またノックアウトクラスターの測定角度の下限による制限もこの図に書き入れた。

次にビームと検出器間の干渉を避けるためにノックアウトクラスターの角度範囲の下限を 8° とした。この値は後ほど説明する検出器アレイの配置から決定されている。これらの条件から測定を行うノックアウトクラスター検出器側の角度範囲は $8 \sim 30^\circ$ とした。

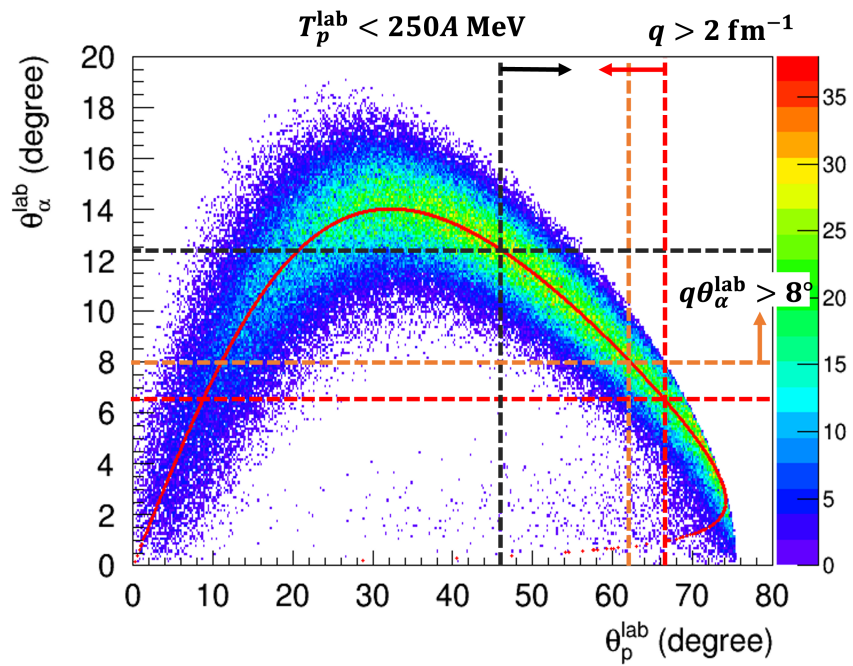


図 2.13 反跳陽子の散乱角度とノックアウトクラスターの散乱角度の相関から決定した角度・エネルギー範囲。ノックアウトクラスターは lab 系で前方 8° まで測定するものとした。

またこれらの角度範囲では図 2.14 に示すようにクラスター粒子のエネルギー範囲は $100 \sim 250A\text{MeV}$ 程度となる。

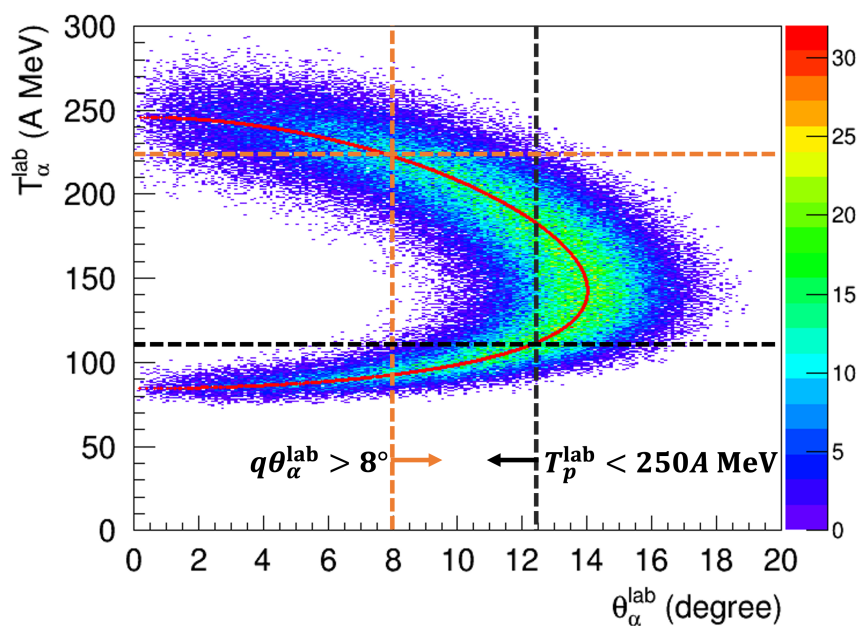


図 2.14 反跳陽子の散乱角度とノックアウトクラスターの散乱角度の相関から決定したエネルギー範囲。

これらの条件を表 2.1 にまとめた。

表 2.1 検出器で測定する範囲

粒子	角度	エネルギーの上限
反跳陽子	35 ~ 70°	250 MeV
ノックアウトクラスター	8 ~ 30°	250A MeV

2.2.2 角度・エネルギー分解能

分離エネルギースペクトルには数 MeV 程度のエネルギー差を持つ基底状態によるピークと励起状態によるピークが現れるためそれらを分離するためには良い分離エネルギー分解能が必要である。阪大 RCNP で行われた Sn アイソトープを用いた順運動学 ($p, p\alpha$) 反応測定では図 2.15 に示すように 0.3 MeV 程度の分解能でエネルギースペクトルが得られている [4]。逆運動学法条件では純運動学法と比較して高分解能を出すことが困難であるため、分離エネルギー分解能 2 MeV(rms) 程度とした。

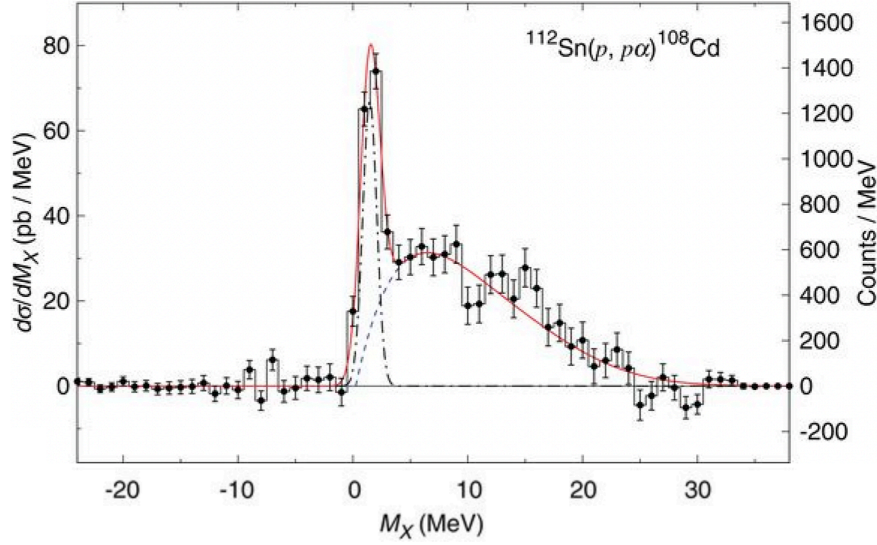


図 2.15 $^{112}\text{Sn}(p, p\alpha)^{108}\text{Cd}$ 反応の分離エネルギースペクトル [4]。基底状態のピークと励起状態のピークが分離されている。

次に角度・エネルギー分解能が分離エネルギーに与える影響について議論する。分離エネルギー分解能は誤差伝播の式から

$$\sigma_{S_X} = \sqrt{\left(\frac{\partial S_X}{\partial T_p} \sigma_{T_p}\right)^2 + \left(\frac{\partial S_X}{\partial T_X} \sigma_{T_X}\right)^2 + \left(\frac{\partial S_X}{\partial \theta_p} \sigma_{\theta_p}\right)^2 + \left(\frac{\partial S_X}{\partial \theta_X} \sigma_{\theta_X}\right)^2 + \left(\frac{\partial S_X}{\partial \phi} \sigma_{\phi}\right)^2} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial S_X}{\partial T_i} = \left\{ \frac{\beta(T_i + m_i)}{P_i} \cos\theta_i - 1 \right\} \gamma + \frac{T_i + m_i}{m_R} \left(\sin^2\theta_i + \frac{P_j}{P_i} \sin\theta_i \sin\theta_j \cos\phi \right) \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial S_X}{\partial \theta_i} = -\beta\gamma \sin\theta_i P_i + \frac{P_i \cos\theta_i}{m_R} (P_i \sin\theta_i + P_j \sin\theta_j \cos\phi) \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial S_X}{\partial \phi} = -\frac{P_p P_X \sin\theta_p \sin\theta_X \sin\phi}{m_R} \quad (2.9)$$

となる。ただし $(i, j) = (p, X), (X, p)$ で $\phi = \phi_p - \phi_X$ である。以下にこれらの係数と角度・エネルギーの相関を示した。 ϕ 方向の角度分解能が分離エネルギースペクトルに

与える影響は小さいため、 θ_p^{lab} 、 θ_X^{lab} 、 T_p^{lab} 、 T_X^{lab} の分解能が分離エネルギー分解能に与える影響のみを考慮すればよい。これらの値からトラッキング検出器の角度分解能は rms で平均 3 mrad 程度、カロリメーターのエネルギー分解能は rms で 1A MeV 程度と見積もった。角度分解能は多重散乱の影響により粒子の物質中での移動距離やエネルギーによって変化するのでこれらの効果も考慮する必要がある。これらの影響を取り入れたシミュレーションは 2.3.3 節で説明する。

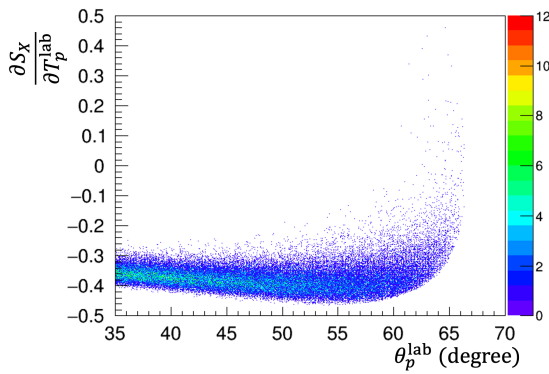


図 2.16 反跳陽子のエネルギー分解能が分離エネルギー分解能に与える影響。

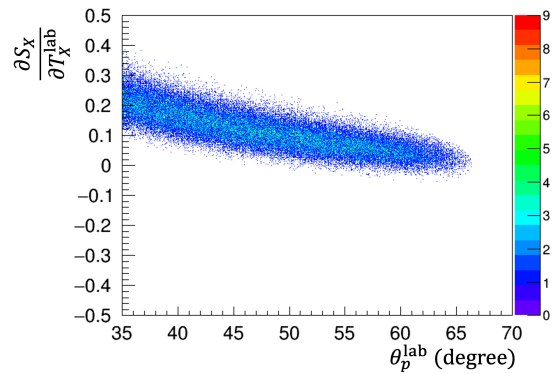


図 2.17 ノックアウトクラスターのエネルギー分解能が分離エネルギー分解能に与える影響。

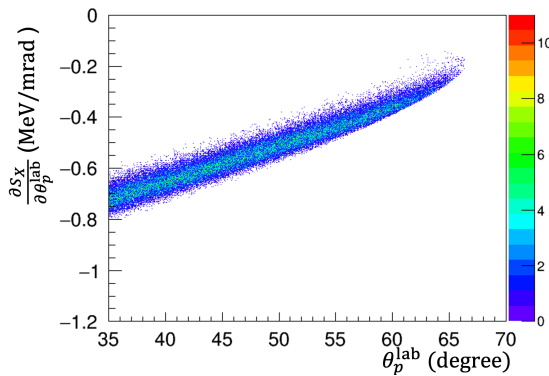


図 2.18 反跳陽子の θ 方向の角度分解能が分離エネルギー分解能に与える影響。

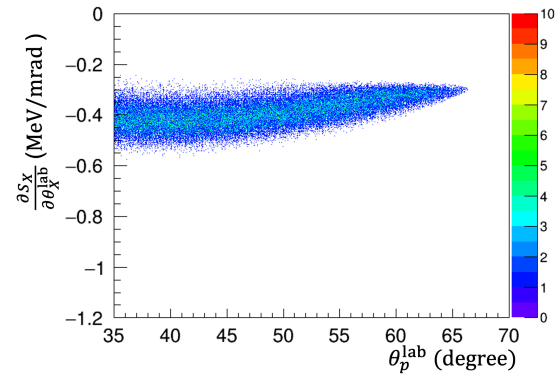


図 2.19 ノックアウトクラスターの θ 方向の角度分解能が分離エネルギー分解能に与える影響。

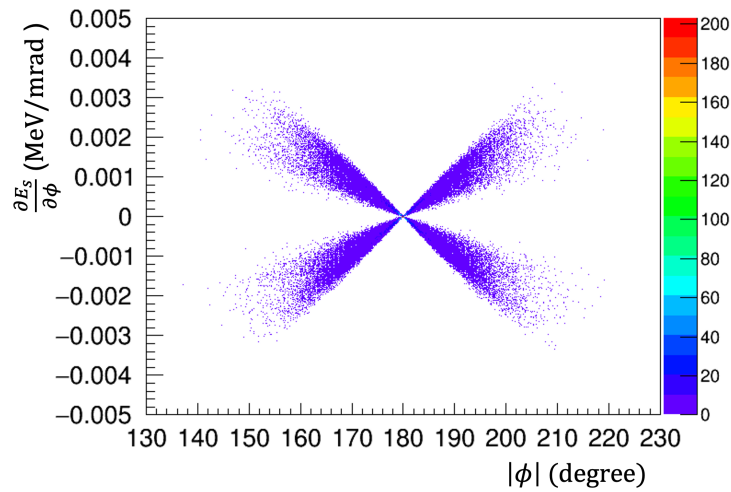


図 2.20 ϕ 方向の角度分解能が分離エネルギー分解能に与える影響。

2.2.3 レート耐性

2019 年度に HIMAC で行われた ^{16}O の $(p,p\alpha)$ 反応測定の結果を用いてカロリメーターのレートを算出した [32]。なおこの実験はカロリメーターとトラッキング検出器を用いた逆運動学 (p,pX) 反応測定の性能確認と Si ストリップの位置分解能の評価のため行われた。実験は 200A MeV のエネルギーで 500 kcps の ^{16}O ビームを用いて逆運動学法で行われた。なお詳細なセットアップは図 2.21 に示した。カロリメーターに入射する全粒子のレートは標的から 5 cm 程度離れたところで 1cm^2 あたり陽子側の検出器で 5 cps、 α 粒子側の検出器で 500cps 程度であった。この結果を用いるとカロリメーター 1 つあたり陽子側の検出器で 200cps 程度、 α 粒子側の検出器で 50 kcps 程度のレートが予想される。この見積もりでは標的の厚さの補正と ^{52}Ca 実験で予測される全ビームのレート 200kcps を考慮した。またカロリメーターの面積は反跳陽子側で $35 \times 120 \text{ mm}^2$ 、ノックアウトクラスター側で $35 \times 35 \text{ mm}^2$ とした。この値は後述する GAGG(Ce) 結晶のサイズを用いている。特に α 粒子側の検出器はレートが高く、高レート耐性が要求される。

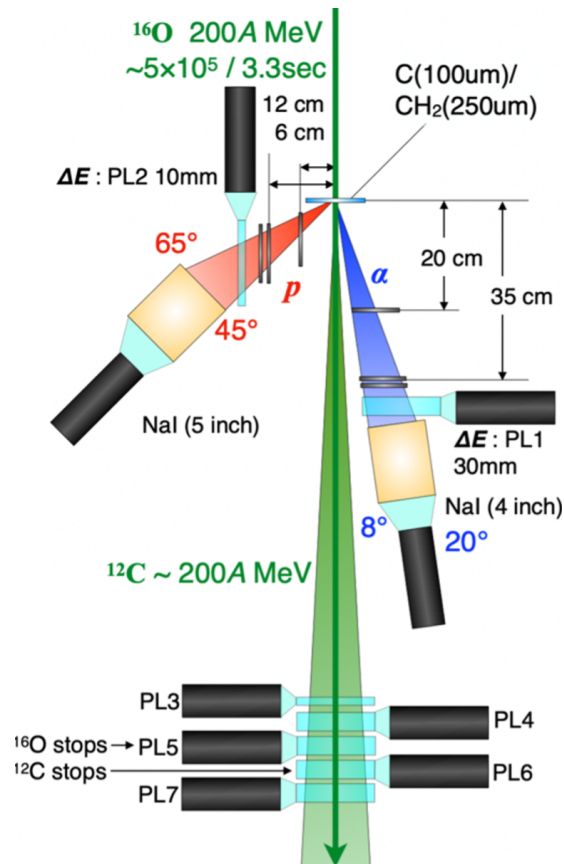


図 2.21 HIMAC での ^{16}O の $(p,p\alpha)$ 反応測定の設定アップ [32]。標的は厚さ $250\ \mu\text{m}$ の CH_2 でカロリメーターには NaI(Tl) シンチレーターを用いている。

2.2.4 時間分解能

(p,pX) 反応の測定では測定対象のイベントの他にも弾性散乱や $(p,2p)$ 反応といったバックグラウンド事象が存在する。それらのイベントを取り除くためには運動学的な相関や粒子識別などによるカットを行うが、S/N の向上には TOF の相関によるカットも必要になる可能性がある。中重核におけるクラスター形成に関する (p,pX) 反応の逆運動学での測定は ONOKORO プロジェクトが初であり、こうしたデータは存在しないため詳細な議論はできないがカロリメーターの時間分解能は重要な項目の 1 つである。

2.3 TOGAXSI アレイ

以上の要求性能を満たす検出器として開発を行なっているのが TOGAXSI アレイ (TOtal energy measurement by GAgg and verteX measurement by Si strips) である。再度説明しておくところの検出器は散乱された粒子のトラッキングを行う Si ストリップ検出器とエネルギーを測定する GAGG(Ce) シンチレータから構成される。本節ではそれぞれの検出器の詳細やシミュレーションによる検出器の性能について解説する。TOGAXSI アレイの各検出器は現段階では図 2.22 のように配置する予定である。

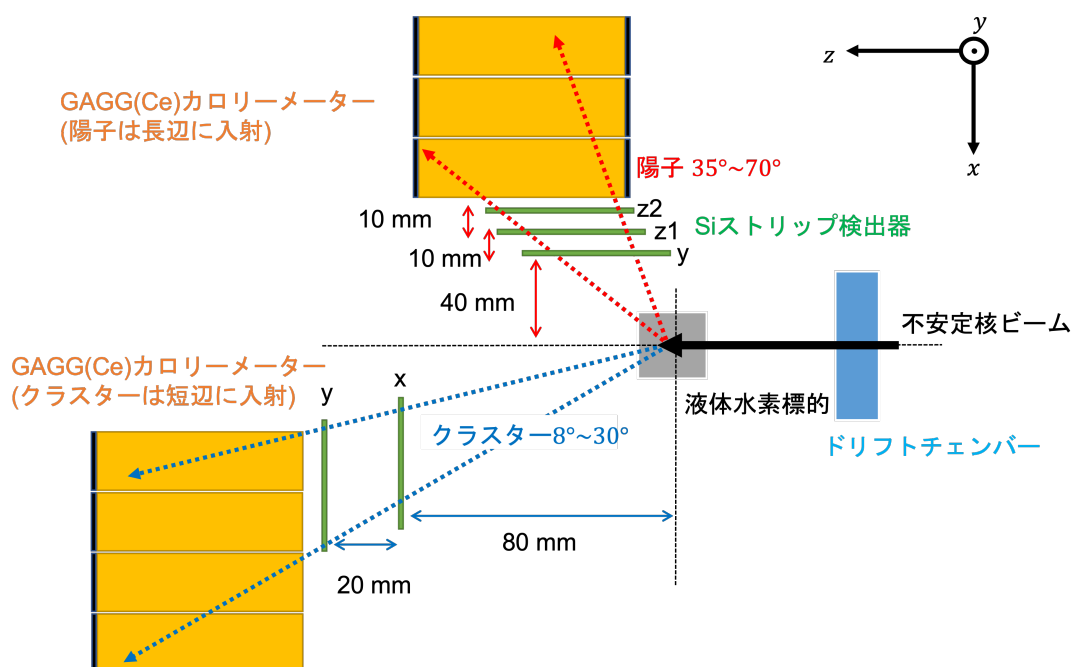


図 2.22 TOGAXSI アレイでの各検出器の配置。

TOGAXSI アレイの中心には $\phi 20$ mm、 z 方向の奥行きが 40 mm の円柱形の液体水素標的が設置され、入射した不安定核粒子と反応を起こす。液体水素標的の厚みは統計量を多くするためには厚くする必要があるが、多重散乱による角度分解の悪化に注意する必要がある。反跳陽子側の Si ストリップ検出器 $z1$ 、 $z2$ で求めた平面とドリフトチェンバーを用いて求めたビームの進行方向に沿った直線の交点から反応点を決定する。反応点の情報と Si ストリップ検出器の情報を用いることで反跳陽子、ノックアウトクラスターの散乱角度を決定することができる。さらに粒子のエネルギーは GAGG(Ce) シンチレータ

によって測定される。以下では各検出器の詳細とシミュレーションを用いた性能評価について説明する。

2.3.1 Si ストリップ検出器

本項では Si ストリップ検出器の詳細について説明する。Si ストリップ検出器には rms で 3 mrad 以下の角度分解能が求められる。この値は多重散乱による角度ストラグリングも含んだ値である。Si ストリップの仕様は角度ストラグリングを小さくするため厚みは 100 μm とし、位置分解能の目標値を 200 μm としてストリップ幅は 100 μm とした。位置分解能については HIMAC での ^{16}O の $(p,p\alpha)$ 反応測定によるテストにより 280 μm であることが確認された [32]。この値から大気中での多重散乱の効果を引くと位置分解能は 200 μm となり要求を満たしている。また Si ストリップは CERN-LHC の CMS トラッカー用に開発された APV25 という ASIC チップに接続されている。APV25 はプリアンプ・整形回路と信号をデジタル化するための ADC モジュールが一体となったチップで、この ADC は適切なディレイ時間を設定することで動作するサンプルホールド型の ADC である。なお APV25 のチャンネルのうち Si ストリップに接続されているのは半分のみであり、残りのチャンネルは同期ノイズを差し引くために用いられる。また読み出しの高速化とデータ量の削減のため、チャンネル毎のオフセットを調節とスレシヨルド電圧の設定によるゼロサブセクションが可能である。

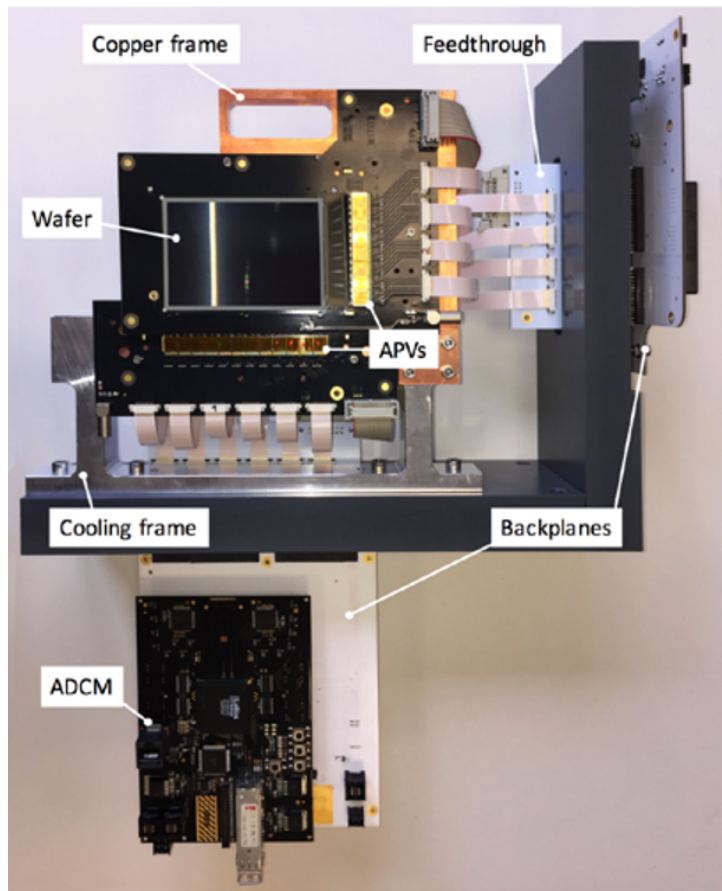


図 2.23 Si ストリップ検出器のプロトタイプ。ストリップのチャンネル数は 4096 チャンネルである。

2.3.2 GAGG(Ce) カロリメーター

カロリメーターには rms で 1MeV 程度の分解能が要求される。先行研究で GAGG(Ce) シンチレーターは荷電粒子に対して十分な性能を持つことが確認されている。詳細については 3 章で述べる。また検出器は大立体角を覆う必要があるためカロリメーターは隙間なく配置するべきであり、さらに他チャンネル化を避けるためシンチレーターは大型化する必要がある。図 2.24 に示した GAGG(Ce) 結晶中での飛程と結晶育成技術の観点からシンチレーターのサイズは 35 mm × 35 mm × 120 mm に決定した。しかし長さ 120 mm の結晶では重陽子については 150A MeV 程度のエネルギーまでしか測定することができないため、高いエネルギーの重陽子の検出や解析については検討が必要な事項の 1 つである。

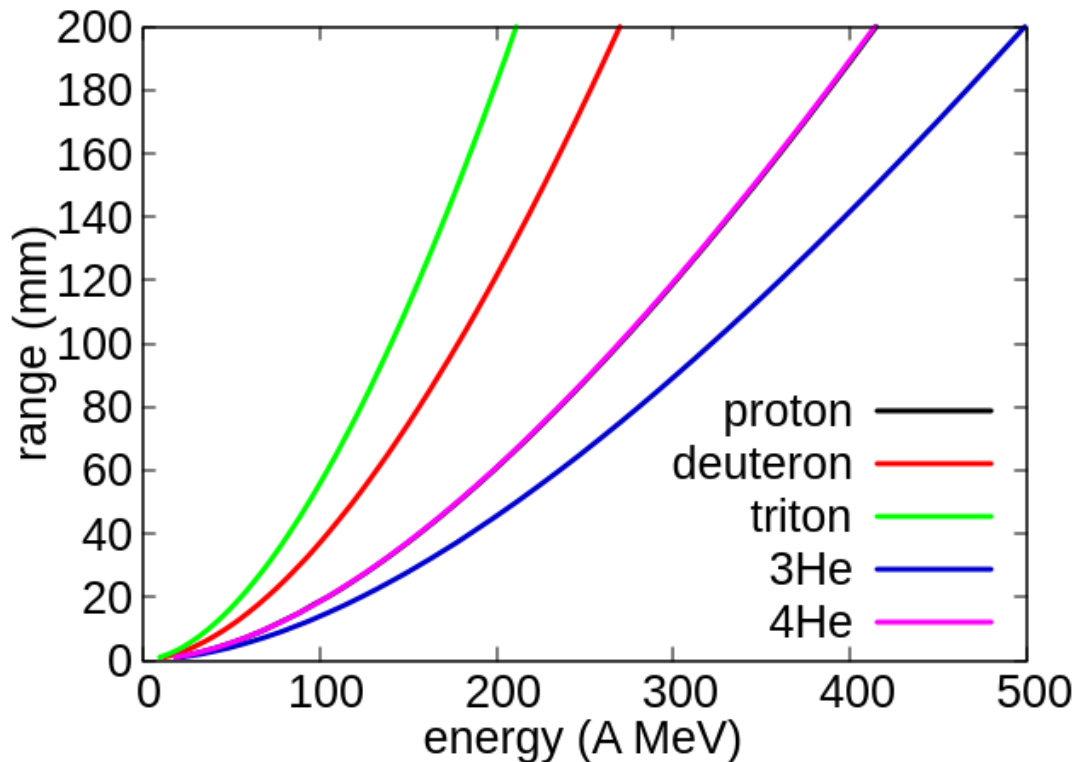


図 2.24 LESE++ [33] で計算した GAGG(Ce) 結晶の飛程。陽子と α 粒子はほぼ同じ飛程を持つため重なっている。

なお TOGAXSI アレイ中でのカロリメーターのは図 2.22 で示したように後方では反跳陽子が長辺に入射するように配置され、前方では飛程の長いノックアウトクラスターを測定するため短辺に粒子が入射するような配置になっている。最終的なカロリメーターの配置を決定するためには結晶の入射方向による違いによる性能の変化を検討する必要がある。

2.3.3 TOGAXSI アレイのシミュレーション

以下の条件を考慮して TOGAXSI アレイでの $(p,p\alpha)$ 反応測定のシミュレーションを行った。

- ビームトラッキングの位置分解能
- 液体水素標的中での反応点の広がり (ビームの直径方向の広がり と 反応点の z 方向の広がり)

- 液体水素標的中の角度ストラグリング
- Si ストリップ中の角度ストラグリング
- Si ストリップの位置分解能
- GAGG(Ce) シンチレーターのエネルギー分解能

ここで詳細なシミュレーションの条件を表 2.2 に記す。

表 2.2 シミュレーションの条件

項目	条件
液体水素標的のサイズ	$\phi 20 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$
ビームの直径方向の広がり	分散 5 mm のガウス分布
反応点の z 方向の分布	液体水素標的内で一様な分布
カロリメーターのエネルギー分解能	分散 1A MeV のガウス分布
Si ストリップの厚み	100 μm

また液体水素標的や Si ストリップ中の多重散乱による角度ストラグリングは Molière の式を用いて評価した。Molière の式によると原子番号 Z 、運動量が p の粒子が入射した際の角度ストラグリングは以下の式で表せる分散 $\sigma_\theta(\text{mrad})$ を持つガウス分布に従う。

$$\sigma_\theta = \frac{13.6(\text{MeV})}{\beta p} Z \sqrt{L/X_0} (1 + 0.038 \ln(L/X_0)) \quad (2.10)$$

また X_0 は粒子が入射する物質の放射長、 L は粒子が物質中を通過した距離である。放射長の値には表 2.3 の値を用いた。

表 2.3 シミュレーションに用いた放射長の値 [34, 35]

物質	X_0
液体水素	8904 mm
Si ストリップ	93.7 mm

この結果、TOGAXSI アレイでは分離エネルギー分解能は 2 MeV 程度であることが確認できた。最後方では分解能が悪化し 2.5 MeV 程度になっているが ($p, p\alpha$) 反応測定では QFS 条件によって約 65° 以下の領域でのデータのみを用いるため要求性能の分離エネルギー分解能は要求される条件を満たしている。

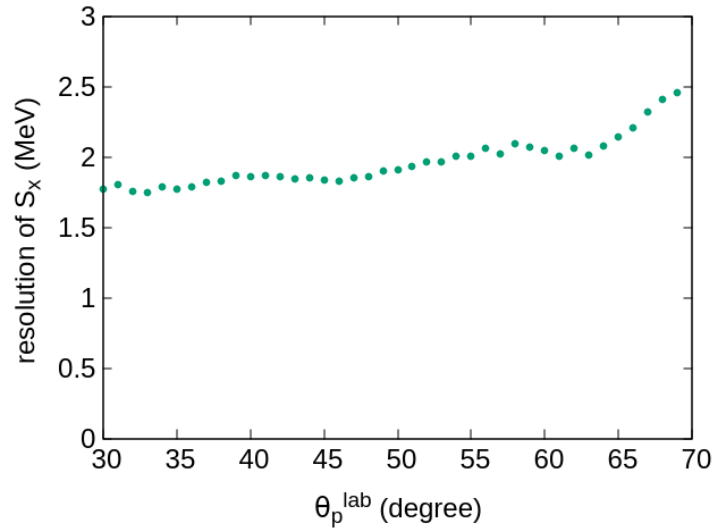


図 2.25 lab 系での反跳陽子の角度に θ_p^{lab} に対する分離エネルギー S_x の分解能の変化。

次に各粒子の角度・エネルギーの分解能が分離エネルギー分解能に与える影響を比較した。エネルギー分解能の影響を比較すると反跳陽子ではその影響が一定であるのに対し、ノックアウトクラスターでは前方で特に悪くなっている。このためさらに良い分離エネルギー分解能を目指す際にはノックアウトクラスターのエネルギー分解能については検討の余地がある。また分離エネルギー分解能は特に反跳陽子の角度分解能の影響を大きく受けている。

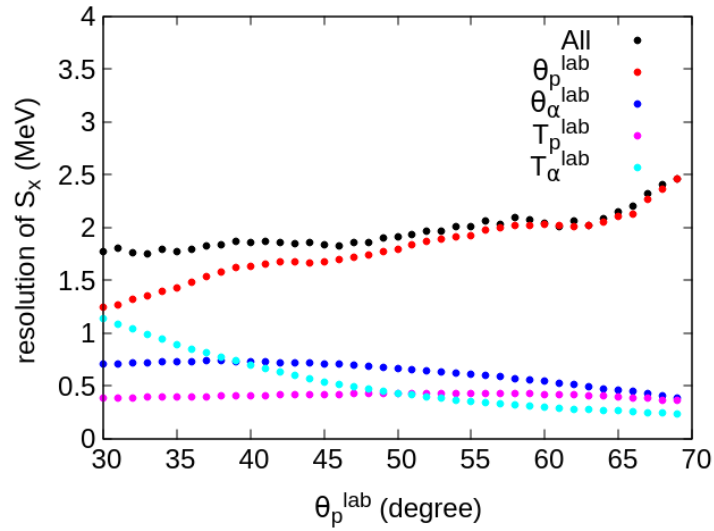


図 2.26 各測定量が与える分離エネルギー分解能への影響。特に反跳陽子の角度分解能による効果大きい。

角度分解能の影響を確認するため反跳陽子とノックアウトクラスターの角度分解能の変化を図 2.27 に示した。ノックアウトクラスターの角度分解能はほぼ一定で 1 mrad 程度であるのに対して反跳陽子の角度分解能は悪く、後方になるにつれてさらに悪化する。この原因は陽子のエネルギーが低いことによる多重散乱の効果である。しかし $\frac{\partial E_s}{\partial \theta_p}$ の絶対値は小さくなるためその効果はある程度打ち消されている。

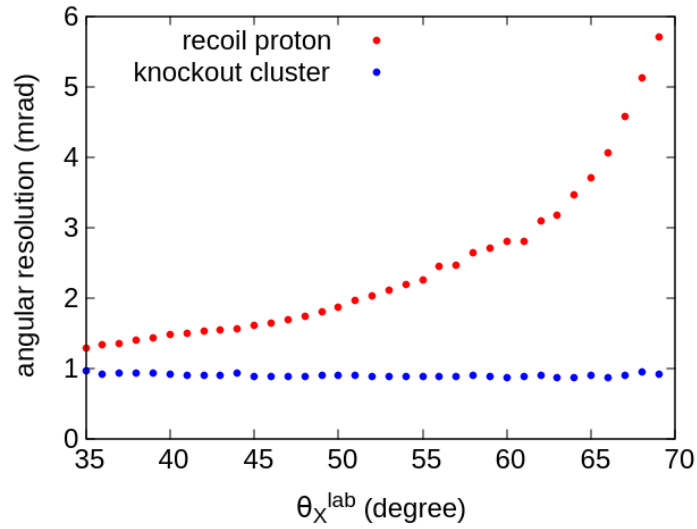


図 2.27 反跳陽子とノックアウトクラスターの角度分解能。反跳陽子の角度分解能は 65° 付近で 3 mrad を超え、 70° 付近では 6 mrad 程度になっている。

また反跳陽子に関する液体水素と Si ストリップ中での多重散乱による角度ストラグリングの効果を比較した。Si ストリップの角度分解能への影響が大きく、今後より良い励起エネルギー分解能を目指す際には薄いシリコンストリップの開発などを行なっていく必要がある。

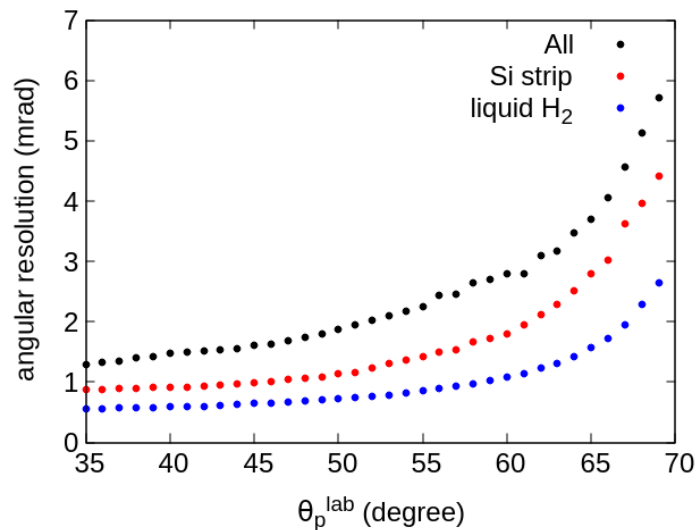


図 2.28 反跳陽子の角度分解への多重散乱の寄与の比較。

2.4 収量の見積もり

RIBF で行う ^{52}Ca ビームを用いた実験の収量を DWIA 近似と PW 近似を用いた断面積の理論値を用いて見積もった。表 2.4 に断面積を、表 2.5 に収量を示す。表 2.5 の断面積は検出器の立体角範囲に渡って DWIA 計算による微分断面積を積分したものである。実験を行う際、250A MeV の ^{52}Ca ビームはエネルギー 345A MeV、強度 200 pA の ^{70}Zr 1 次ビームを ^7Be 生成標的に照射して作られる。2 次ビームのレートは合計で 200 kcps だが、そのうち ^{52}Ca ビームのレートは僅か 2 kcps である。 ^{52}Ca ビームは貴重であり、有意な収量が得られることを確認する必要がある。なお見積もりの際の液体水素標的の面密度は $6 \times 10^{23} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$ とした。

表 2.4 ^{52}Ca ビームを用いた (p,pX) 反応の断面積

反応	DWIA (mb)	PW (mb)	DWIA/PW
($p,2p\alpha$)	1.516	22.8	0.067
(p,pd)	0.325	7.0	0.046
($p,p\alpha$)	0.084	6.2	0.014

表 2.5 ^{52}Ca ビームを用いた (p,pX) 反応の収量

反応	断面積 (mb)	レート (cps)	3 日間での収量
(p,pd)	0.1	0.1	5800
(p,pt)/($p,p^3\text{He}$)	0.05	0.06	3500
($p,p\alpha$)	0.028	0.034	2000

第 3 章

GAGG(Ce) カロリメーターの開発

本章では GAGG(Ce) シンチレーターの特性とカロリメーターの開発について述べる。カロリメーターの最終的なデザインは検討中であるためここでは主にフォトセンサーについて述べる。今回の性能評価実験で用いたカロリメーターのデザインについては 4 章で解説する。

3.0.1 GAGG(Ce) カロリメーターの概要

GAGG(Ce) とは Gadolinium Aluminium Gallium Garnet (Ce doped) の略であり $\text{Gd}_3\text{Ga}_2\text{Al}_2\text{O}_{12}$ の組成にセリウムをドーピングした結晶である [36]。GAGG(Ce) シンチレーターは国内で開発・製造され無機シンチレーターで優れた性能を持つ。今回の性能評価には $40\text{ mm} \times 40\text{ mm} \times 120\text{ mm}$ サイズの結晶を用いた。結晶は 2 本あり、それぞれ異なる表面処理がなされている。元々このサイズの結晶を用いる予定であったが大型の結晶の育成の困難さから今後作成する結晶のサイズは $35\text{ mm} \times 35\text{ mm} \times 120\text{ mm}$ に変更した。実験直前にはこのサイズの結晶も納品されたため、1 本のみ性能評価に用いた。

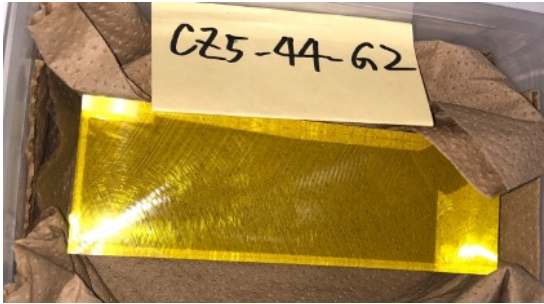


図 3.1 GAGG 40 mm × 40 mm × 120 mm。表面は鏡面加工されている。

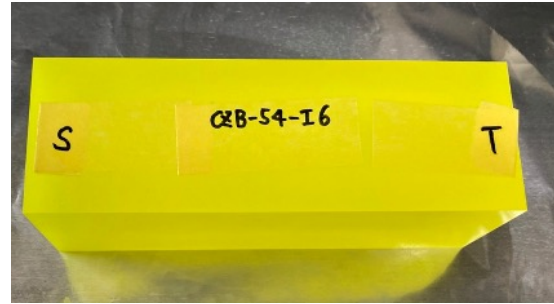


図 3.2 GAGG 40 mm × 40 mm × 120 mm。表面は荒らし加工されている。

またカロリメーターの主な要求性能は以下の通りである。

- エネルギー分解能が 1A MeV 以下である。
- 測定エネルギーは陽子で 100 ~ 250MeV 程度、クラスター側で 100A ~ 250A MeV 程度である。
- 50 kcps 程度のレートに対する耐性を持つ。

3.0.2 無機シンチレーターの原理

まずは無機シンチレーターの原理について説明する。無機シンチレーター中を荷電粒子が通過してエネルギーを落とすと以下のプロセスによりシンチレーション光が発生する。無機シンチレーターはバンドギャップ構造を持ち、荷電粒子がエネルギーを落とした際に荷電子帯の電子を電導帯に励起する。荷電子帯に生じた正孔と電導帯の電子が対消滅し電子が電導帯に戻ると余剰なエネルギーがシンチレーション光として放出される。また不純物をドーピングすることにより結晶構造を変化させバンドギャップ中に新たなエネルギー準位を作り出すことが可能である。この際、正孔は新たに生じた準位の基底状態、電子は新たな励起状態に捕獲され、エネルギーギャップを小さくするように設計することで発光効率の向上が可能である。

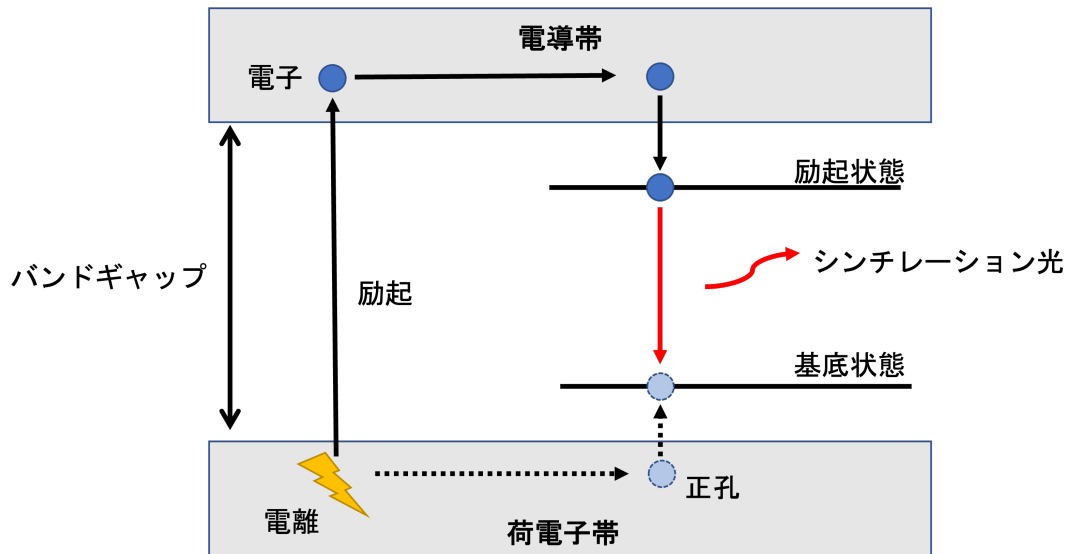


図 3.3 無機シンチレーターの発光過程の概念図。

3.0.3 GAGG(Ce) シンチレーターの特徴

GAGG(Ce) シンチレーターはバンドギャップが小さいため発光量が多く、また図 3.4 に示すように高速応答のため蛍光寿命を短くする組成が選択されている [37]。そのため他の無機シンチレーターと比較して十分な性能を保ちつつ、早い応答が実現されている。また密度が高く、高エネルギーの荷電粒子のエネルギーに適しているというメリットや潮解性を持たず取扱が容易であるという利点がある。これらの特性と他の向きシンチレーターとの比較は表 3.1 にまとめた。そのため GAGG(Ce) は大立体角かつ高速応答かつ高エネルギー分解能を目指したカロリメーターに用いるシンチレーターとして最適である。

表 3.1 無機シンチレーターの比較

結晶	密度 (g/cm ²)	崩壊時間 (ns)	フォトン数 (MeV ⁻¹)	発光波長 (nm)	屈折率	潮解性
GAGG(Ce)	6.63	92	56000	540	1.9	なし
NaI(Tl)	3.67	230	45000	420	1.8	あり
CsI(Tl)	4.53	1050	56000	565	1.8	あり
BGO	7.13	300	8000	565	2.2	なし

	light yield (photons/MeV)	first decay time (ns)	second decay time (ns)
Gd ₃ Al ₄ Ga ₁ O ₁₂	15 895	316 (100%)	
Gd ₃ Al ₃ Ga ₂ O ₁₂	45 931	221 (100%)	
Gd ₃ Al ₂ Ga ₃ O ₁₂	42 217	52.8 (73%)	282 (27%)
Gd ₃ Al ₁ Ga ₄ O ₁₂	17 912	42.2 (34%)	90.5 (66%)
Gd ₃ Al ₀ Ga ₅ O ₁₂	0	*ND	*ND
Lu ₁ Gd ₂ Ga ₀ Al ₅ O ₁₂	6 410	*ND	*ND
Lu ₁ Gd ₂ Ga ₁ Al ₄ O ₁₂	3 633	*ND	*ND
Lu ₁ Gd ₂ Ga ₂ Al ₃ O ₁₂	30 627	75.7 (38%)	326 (62%)
Lu ₁ Gd ₂ Ga ₃ Al ₂ O ₁₂	18 166	50.7 (65%)	298 (35%)
Lu ₁ Gd ₂ Ga ₄ Al ₁ O ₁₂	0	*ND	*ND
Lu ₁ Gd ₂ Ga ₅ Al ₀ O ₁₂	0	*ND	*ND
Lu ₂ Gd ₁ Ga ₀ Al ₅ O ₁₂	1 720	*ND	*ND
Lu ₂ Gd ₁ Ga ₁ Al ₄ O ₁₂	2 477	*ND	*ND
Lu ₂ Gd ₁ Ga ₂ Al ₃ O ₁₂	21 288	67.2 (52%)	293 (48%)
Lu ₂ Gd ₁ Ga ₃ Al ₂ O ₁₂	20 808	9.06 (6%)	46.6 (94%)
Lu ₂ Gd ₁ Ga ₄ Al ₁ O ₁₂	0	*ND	*ND
Lu ₂ Gd ₁ Ga ₅ Al ₀ O ₁₂	0	*ND	*ND
Lu ₃ Ga ₀ Al ₅ O ₁₂	8 285	38.7 (60%)	232 (40%)
Lu ₃ Ga ₁ Al ₄ O ₁₂	17 622	50.9 (46%)	109 (54%)
Lu ₃ Ga ₂ Al ₃ O ₁₂	20 447	36.15 (56%)	93.1 (44%)
Lu ₃ Ga ₃ Al ₂ O ₁₂	9 720	58.4 (86%)	234 (14%)
Lu ₃ Ga ₄ Al ₁ O ₁₂	0	*ND	*ND
Lu ₃ Ga ₅ Al ₀ O ₁₂	0	*ND	*ND

^aThe decay component intensities are indicated in percent with each decay time value. *ND = not detected.

図 3.4 結晶の組成を変化させた際の発光量と崩壊時間 [37]。Gd₃Ga₂Al₂O₁₂ の組成は十分な発光量を保ちつつ崩壊時間も短い。

また GAGG(Ce) シンチレーターの発光スペクトルは図 3.5 の通りである [37]。他の無機シンチレーターと比べてやや発光波長が長く、読み出しを行うフォトセンサーはこの波長領域に適したものを選ぶ必要がある。

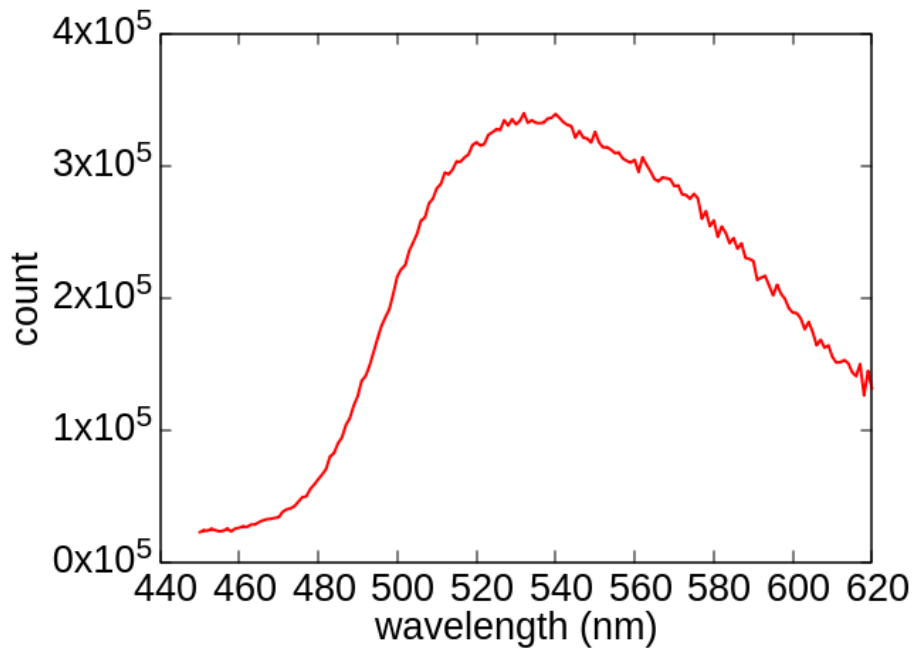


図 3.5 GAGG(Ce) シンチレーターの発光波長スペクトル [37]。このスペクトルは今回用いた結晶について取得されたデータで、ピーク波長は約 540 nm である。

3.1 GAGG(Ce) カロリメーターに関する先行研究

本節では京大と阪大のグループで行われた GAGG(Ce) カロリメーターの荷電粒子に対する応答の先行研究について紹介する [38]。結晶の形状は図 3.6 の通りで、読み出しには APD と電荷積分型のプリアンプとシェーピングアンプが用いられている。

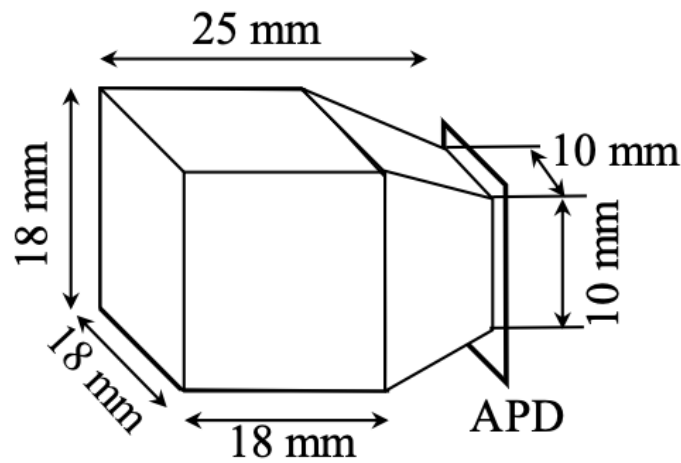


図 3.6 先行研究で使用された GAGG(Ce) シンチレーター形状 [38]。光子の収集効率の向上のためテーパ加工がされている。

荷電粒子に対する分解能は図 3.7 の通りである。エネルギー分解能は 68 MeV の陽子にたいして FWHM で 1% 程度であり、今回の要求性能の rms で 1% の分解能を満たしている。

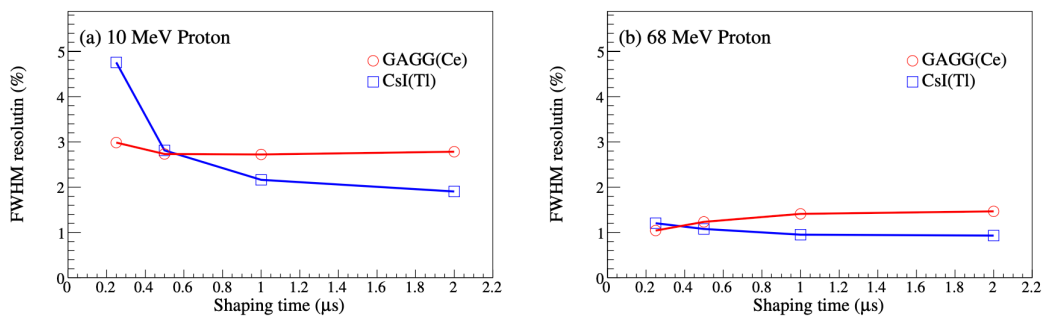


図 3.7 10 MeV、68 MeV の陽子に対するエネルギー分解能 [38]。先行研究ではシェーピング時間による分解能の変化が調べられている。

また陽子・ α 粒子に対するエネルギーごとの発光量は図 3.8 の通りである。

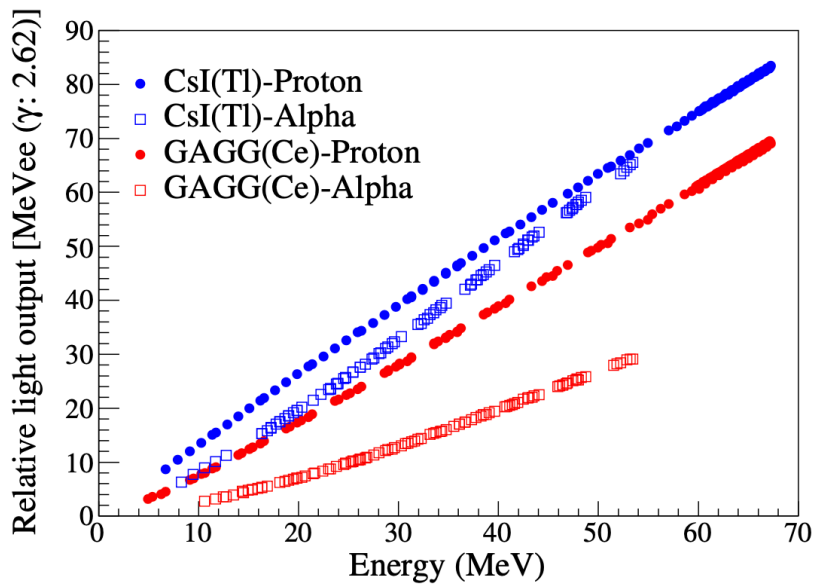


図 3.8 エネルギーと発光量の関係 [38]。

さらに先行研究では発光量を評価する際によく用いられる $\frac{dL}{dE}$ (発光量のエネルギー微分) と阻止能 $\frac{dE}{dx}$ の関係も調べられている。 $\frac{dE}{dx}$ が高いところでは α 粒子の $\frac{dL}{dE}$ の値が陽子よりも小さくクエンチが生じていることが判明した。

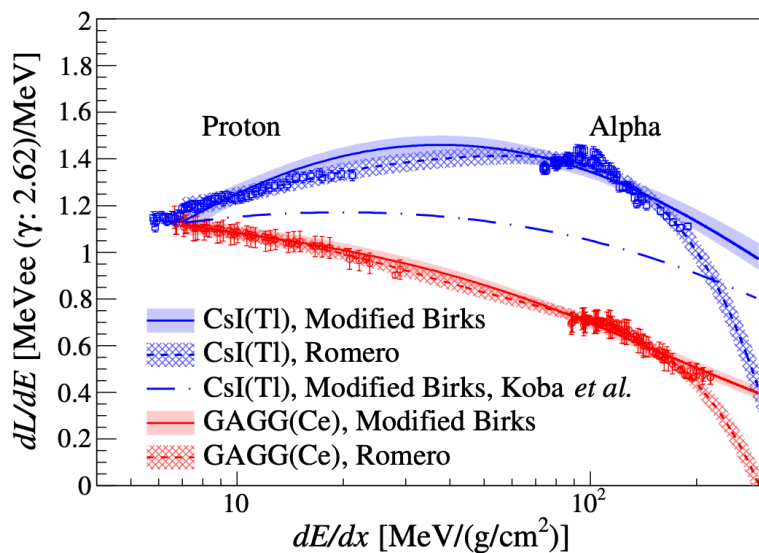


図 3.9 $\frac{dL}{dE}$ と $\frac{dE}{dx}$ の関係 [38]。

また粒子の識別能力についても調べられている。粒子識別は厚さ $500\ \mu\text{m}$ の Si ストリップ検出器を用いた $\Delta E - E$ 法で行われており、軽い原子核に対して十分な粒子の識別能力があることが示されている。

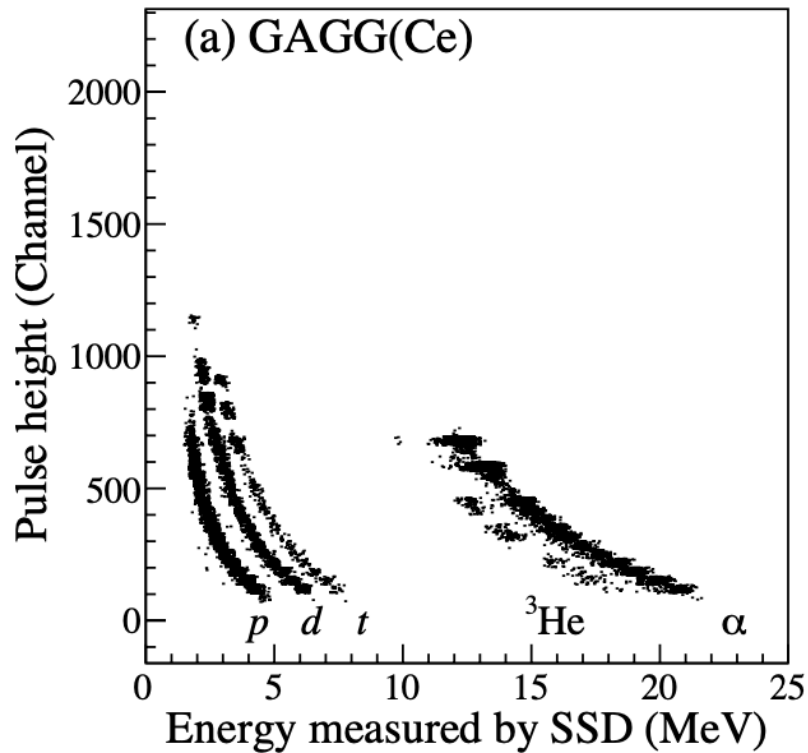


図 3.10 GAGG の波高と Si ストリップ検出器で測定した ΔE の相関 [38]。粒子ごとに異なる相関を持つ。

先行研究では小型の結晶で 100A MeV 以下の比較的低いエネルギーの荷電粒子に対する応答が調べられている。大型の結晶での性能や (p,pX) 反応で測定対象する比較的高いエネルギーの荷電粒子に対する応答は研究がされておらず新たに性能評価を行う必要がある。

3.2 カロリメーターのフォトセンサー

3.2.1 ノックアウトクラスター側のフォトセンサー

ノックアウトクラスターを測定する GAGG(Ce) シンチレーターのフォトセンサーには高分解能のための良い S/N、幅広いエネルギーに対応できるレンジ、レート耐性が求められる。これらの要求を満たすフォトセンサーとして Si APD(Avalanche Photo Diode)を用いた開発を行なった。APD はアバランシェによる 10~100 倍程度の自己増幅機能を持ったフォトダイオードである。今回使用した浜松ホトニクス製の S8664-1010 は GAGG の発光波長に対して良い量子効率と広い有感領域を持つ。APD の性能と他のフォトセンサー との比較は表 3.2 にまとめた。

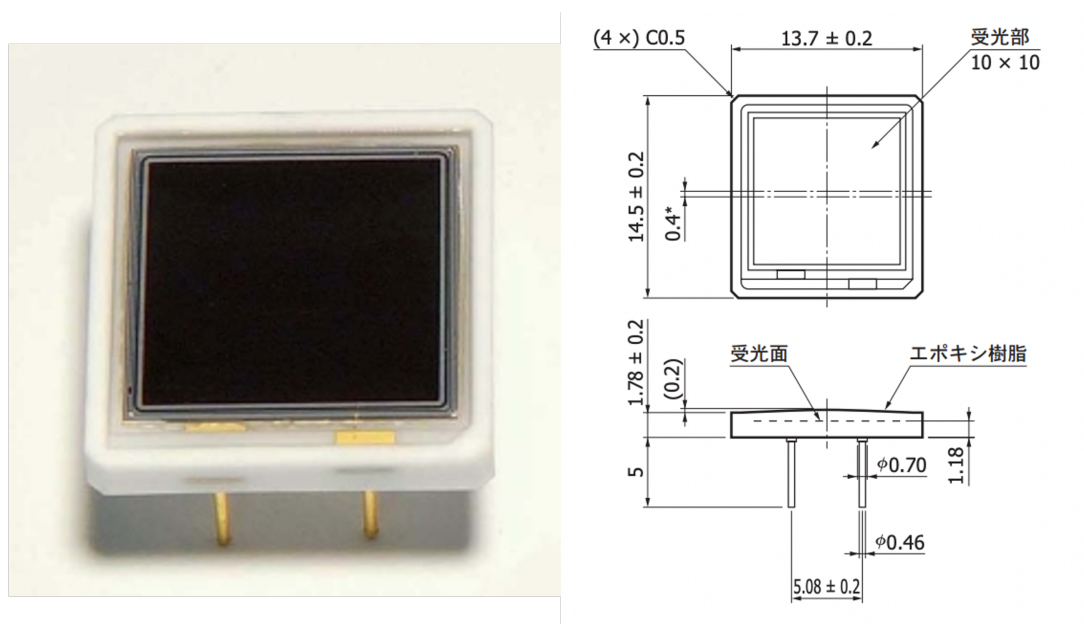


図 3.11 浜松ホトニクス社製 APD(S8664-1010) [40]。

表 3.2 フォトセンサーの比較 [40] [41] [39]

フォトセンサー	ゲイン	量子効率	有感領域
APD(S8664-1010)	50-100	80%	10 (mm) × 10 (mm)
PD(S3584-08)	1	80%	28(mm) × 28 (mm)
PMT(R11265U-20)	$> 10^5$	$< 20\%$	23 (mm) × 23 (mm)

しかし PD や APD は PMT と比べてゲインが小さいため信号を増幅する必要がある。通常の PD を用いた読み出しでは電荷積分型のアンプが用いられるが今回は高速応答を実現するため電圧増幅型のアンプの設計を行なった。このアンプは反転増幅回路を用いており、オペアンプには周波数帯域が 1.5 GHz で高速応答の Analog Devices 製 AD8000 を選定した [42]。APD からの信号は電流信号であるため $470\ \Omega$ の抵抗を用いて電圧に変換し、その信号をゲイン 50 倍で増幅を行なっている。また増幅回路の電源電圧には AD8000 の動作電圧である $\pm 5\ \text{V}$ の電源を用いた。

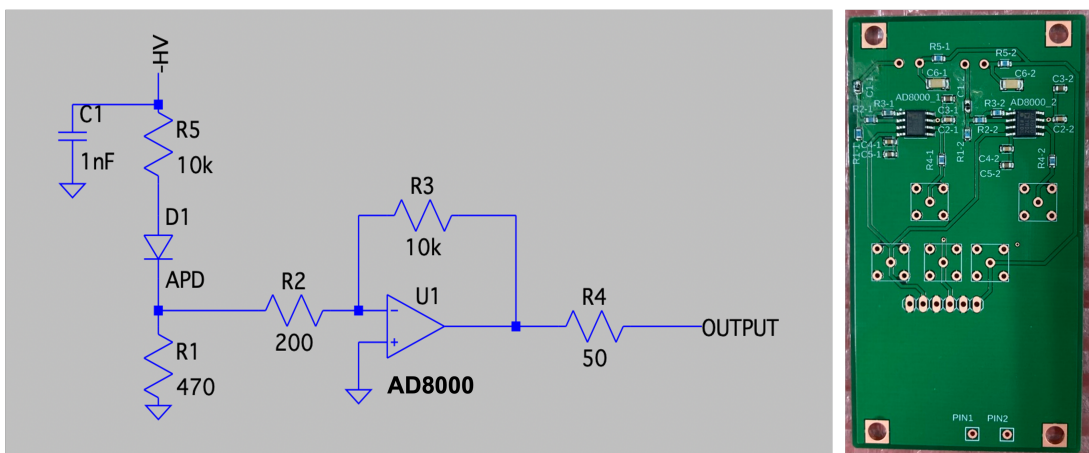


図 3.12 アンプの回路図。右図は実際に製作した回路で 1 枚あたり APD 2ch 分の増幅回路を載せている。

またこの回路で取得した波形は図 3.13 のようになった。図 3.14 の PMT で取得した波形と比べると立ち上がりが遅い。これは増幅回路の周波数特性によるものと考えられる。50 倍のゲインで設計した場合のカットオフ周波数 (ゲインが 3 db 減衰する周波数) は 30 MHz 程度であり波形の周波数帯域と被っている。なお波形の周波数帯域は立ち上がりが 100 ns であることから 10 ~ 100 MHz 程度と見積もった。

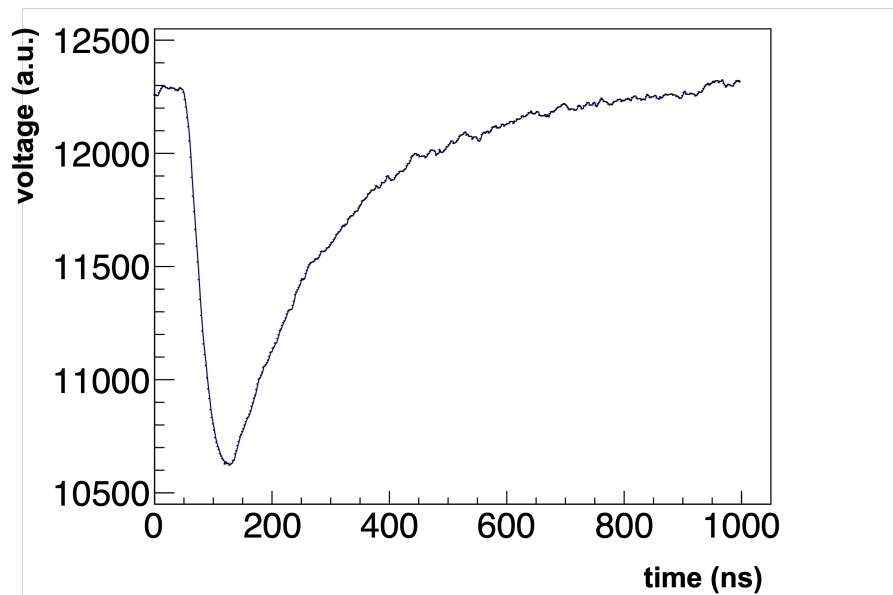


図 3.13 APD 読み出しの際の波形。100A MeV の α 粒子を入射させた場合のデータである。

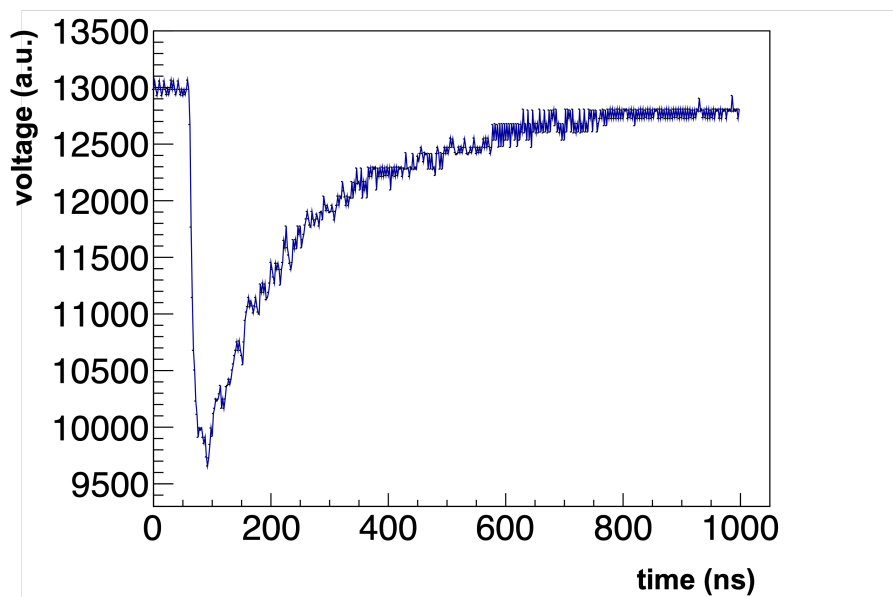


図 3.14 PMT 読み出しの際の波形。PMT には浜松ホトニクス製の R7600U を用いた。このデータは 100A MeV の α 粒子を入射させた場合のものである。

3.2.2 陽子側のフォトセンサー

また陽子側の GAGG(Ce) シンチレーターはロックアウトクラスターと比較すると両側読み出しであるためフォトセンサー 1 つあたりのエネルギー分解能への要求も低く、高レート耐性も必要ない。また両側読み出しをすることによるチャンネル数の増加を防ぐため有感領域の広い PMT を用いた読み出しを選択した。さらに PMT は APD と比較するとチャンネル数が少なくゲイン調整が簡単であるという長所もある。PMT にはオフラインテストの結果 GAGG(Ce) シンチレーターの発光波長領域で感度が良く有感領域の広い浜松ホトニクス製の R11265U-20 を用いることにした。

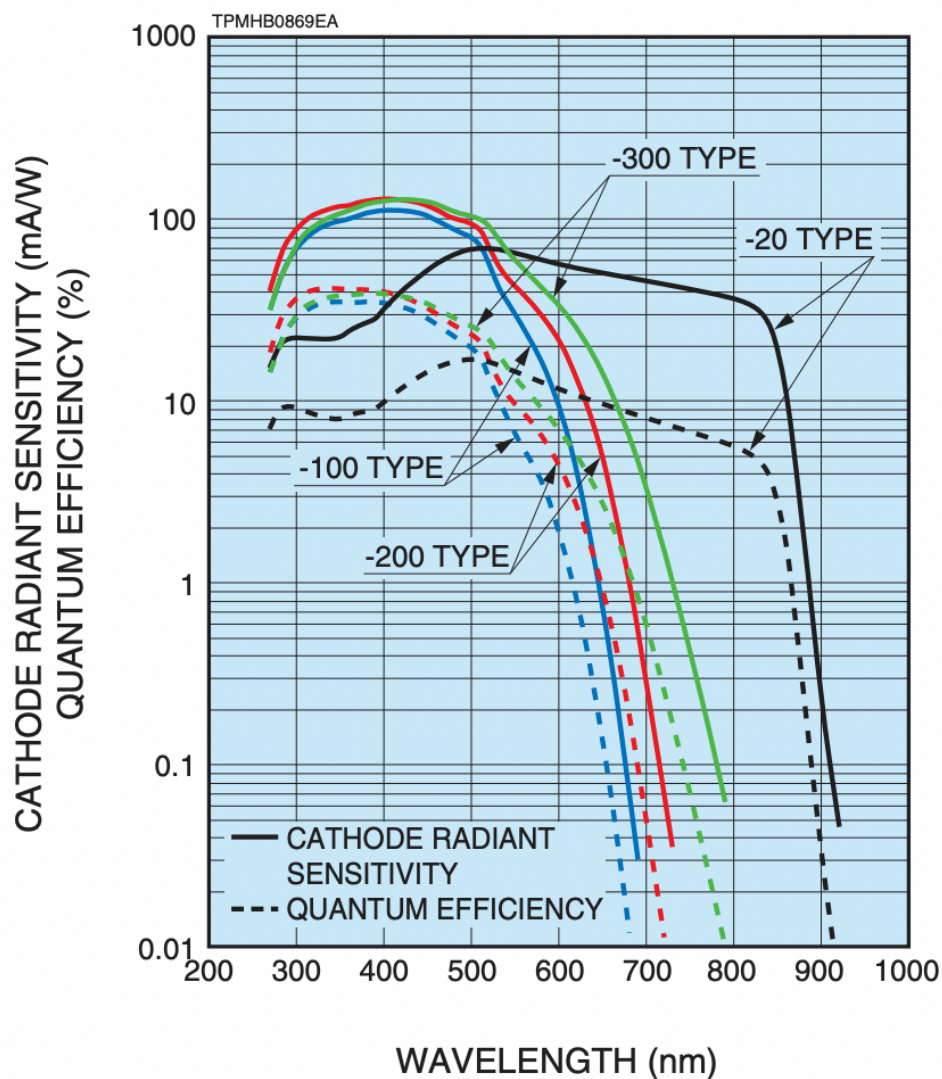


図 3.15 各波長に対する量子効率。R11265U-20 は長波長領域での量子効率が良い。

3.3 γ 線源に対する応答

GAGG(Ce) シンチレーターのパフォーマンスをオフラインでテストするために ^{60}Co 線源を用いたエネルギー分解能の測定を行った。読み出しには GAGG(Ce) の発光波長領域で感度の良い PMT である R11265U-20 と R11265U-300 を用いた。これらの測定で得られたスペクトルを図 3.17、図 3.18 に示す。 ^{60}Co の 1332.5 keV の全吸収ピークに対して R11265U-20 で 11.4%(σ)、R11265U-300 で 15.3%(σ)、であった。反跳陽子側ではこ

のテストの結果から R11265U-20 を両側読み出しで使用することを決定した。

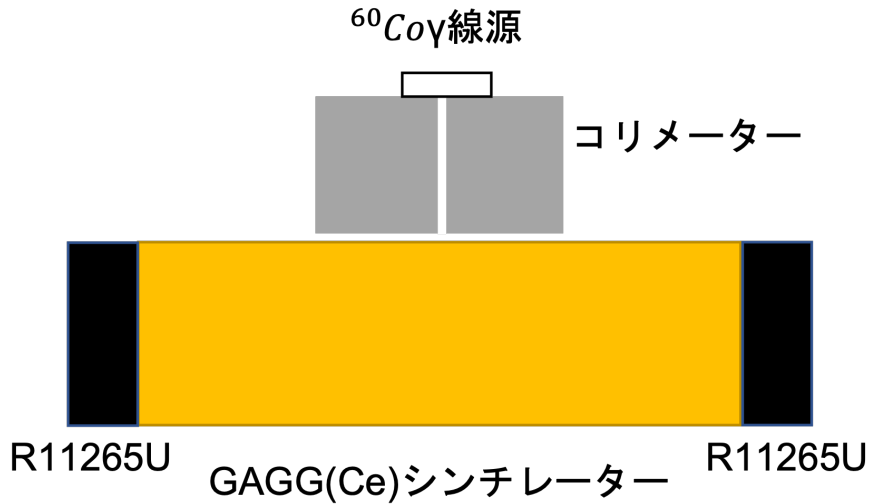


図 3.16 ^{60}Co 線源を用いたオフラインテストのセットアップ

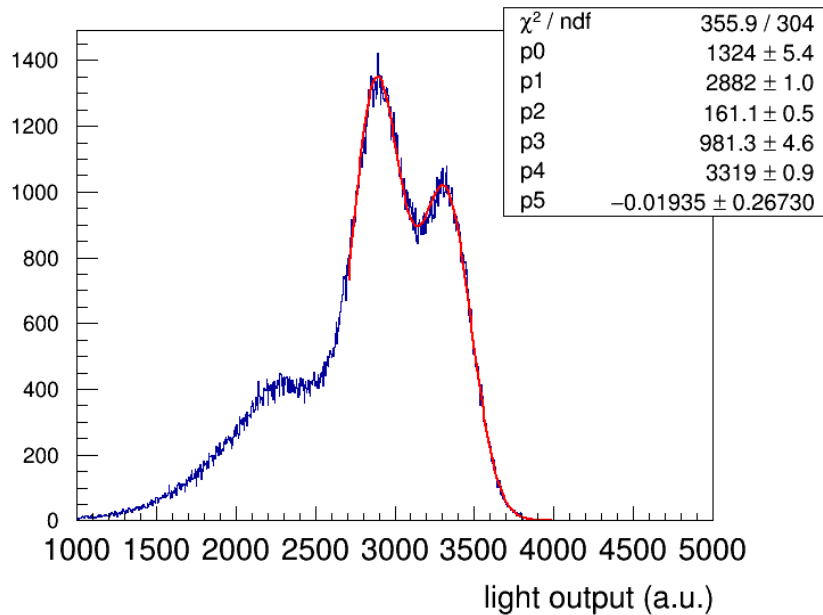


図 3.17 R11265U-20 を用いて測定した ^{60}Co の発光スペクトル。左右の相乗平均を取り、同じ分散を持つ 2 つのガウス関数の和 ($f(x) = p_0 \exp\left(\frac{(x-p_1)^2}{2p_2^2}\right) + p_3 \exp\left(\frac{(x-p_4)^2}{2p_2^2}\right) + p_5$) でフィットを行なった。エネルギー分解能は 2 番目の全吸収ピーク (1332.5 keV) で 11.4 % (rms) である。

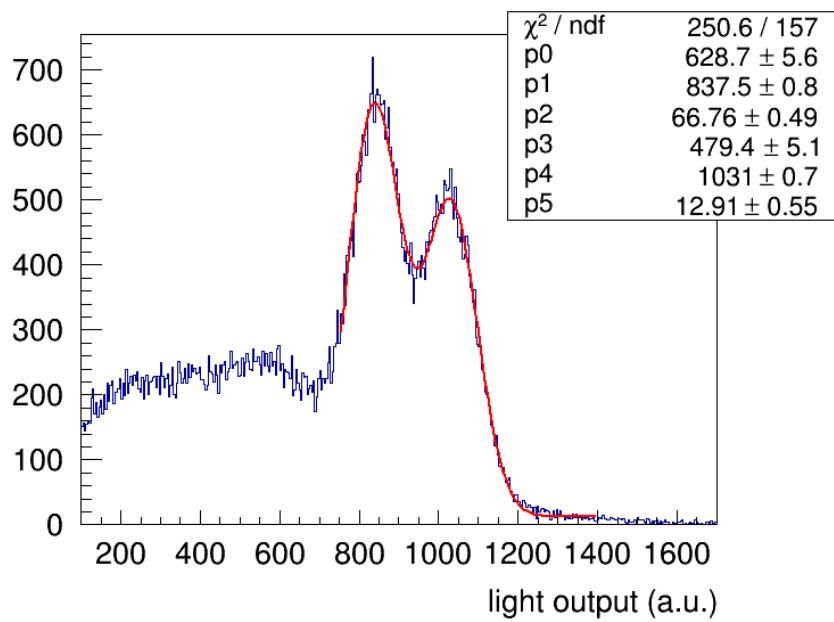


図 3.18 R11265U-300 を用いて測定した ^{60}Co の発光スペクトル。エネルギー分解能は 2 番目の全吸収ピークで 15.3% (rms) である

第4章

陽子・ α 粒子ビームを用いた性能評価

4.1 実験の目的

2021年8月、放医研 HIMAC で陽子・ α 粒子の1次ビームを用いた GAGG(Ce) シンチレータの性能評価実験を行なった。 (p, pX) 反応で測定対象とする数百 MeV 程度のエネルギーの荷電粒子に対する応答を調べるため、100A MeV および 230A MeV の陽子と α 粒子の1次ビームを用いた。GAGG(Ce) シンチレータの性能評価項目は以下の通りである。

- エネルギー分解能
- フォトセンサー方法の比較
- 粒子の入射方向に対する応答の違い (長辺方向と短辺方向)
- 発光量やエネルギー分解能の位置依存性の確認
- エネルギーと発光量の線形性
- α 粒子に対するクエンチの効果の確認
- 高カウントレートに対する応答
- 時間分解能

しかし、今回の性能評価実験ではビームタイムの都合上や線形性やクエンチについては詳細な測定は行うことができなかったため5章では主にエネルギー分解能やフォトセンサーの比較、位置依存性、レート依存性について議論を行う。

4.2 HIMAC

HIMAC とは Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba の略であり、重イオンビームを用いた放射線治療のための加速施設である。HIMAC では共同利用研究として重粒子線治療だけでなく臨床研究や基礎科学分野の研究が可能である。HIMAC のビームはシンクロトン加速器を用いて最大 800 MeV/u のエネルギーまで加速される。今回の実験は HIMAC の二次ビーム照射室 SB2 で行なわれた。

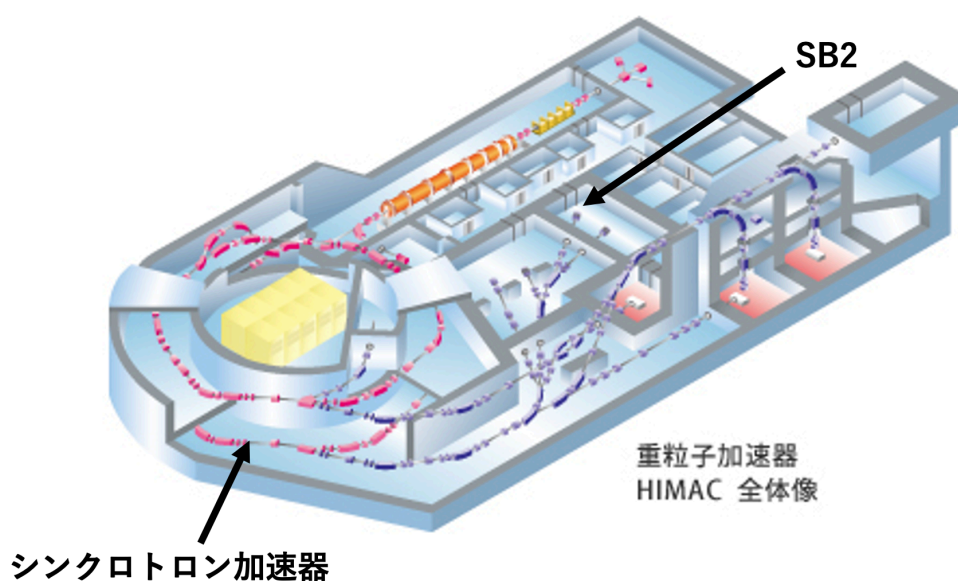


図 4.1 HIMAC の概観図 [43]。シンクロトンから取り出されたビームは各実験室や治療室へ輸送される。今回の実験は SB2 コースで行なった。

4.3 実験セットアップ

検出器は図 4.2、図 4.3 のように設置した。また実際のセットアップを図??に示す。以下でその詳細について説明する。

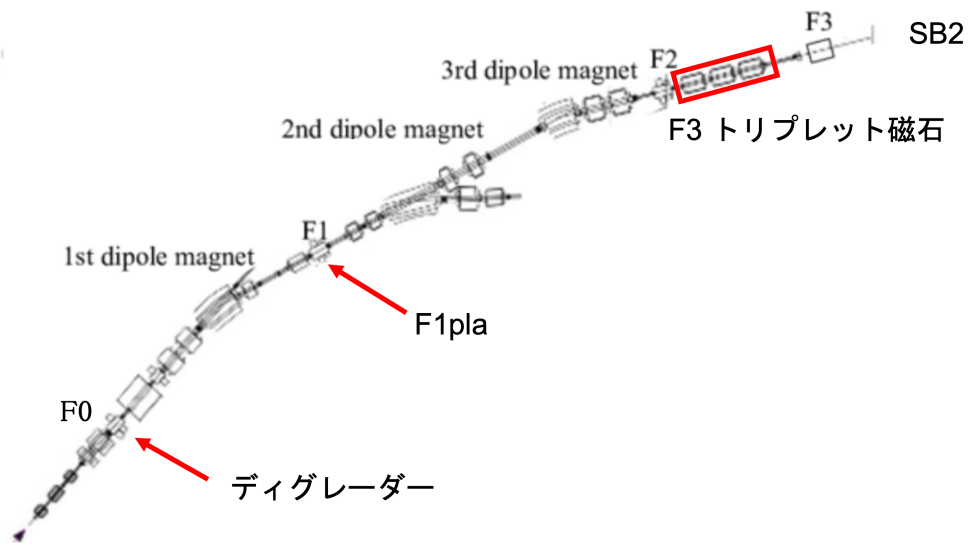


図 4.2 ビームラインの概観図。

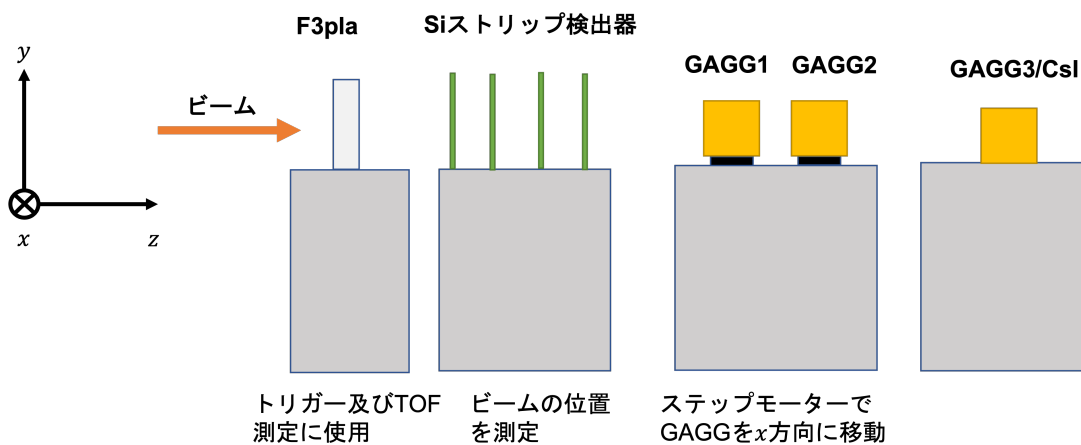


図 4.3 ビーム取り出し口移行のセットアップ

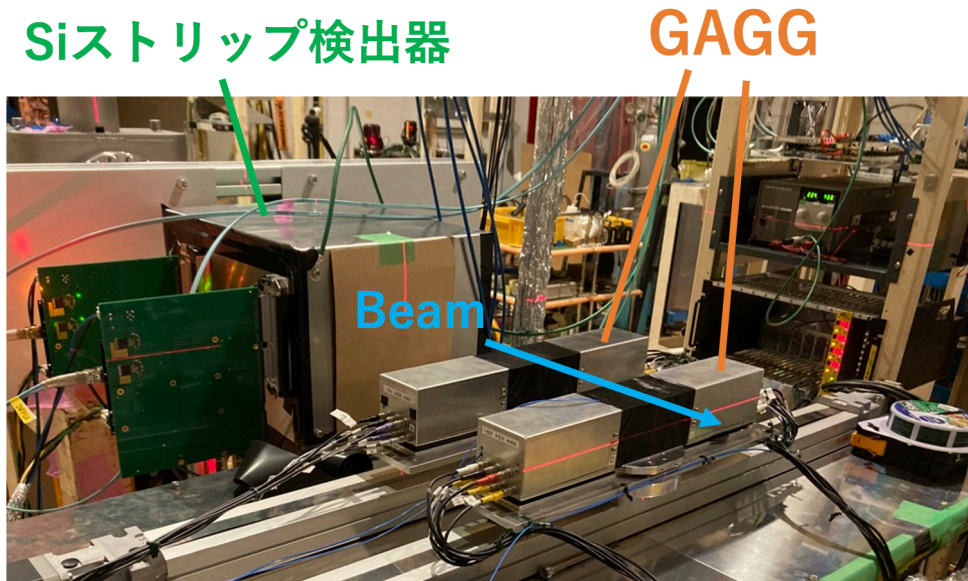


図 4.4 実際のビーム取り出し口移行のセットアップ

4.3.1 ビームラインのセットアップ

F0 のセットアップ

F0 には Cu 製のディグレーダが設置され、1 次ビームのエネルギーを下げる際に用いた。F0 には通常 2 次ビームを用いる際に生成標的が置かれ、複数の標的をリモートで入れ替えることが可能である。今回は必要に応じて厚みの異なるディグレーダを挿入した。ディグレーダの厚みとビームのエネルギーの対応は表 4.1 に示した。この値は LISE++ を用いて計算したものである。

表 4.1 ディグレーダーの厚みとビームエネルギー

ディグレーダー厚	25 mm	5 mm	25 mm	5 mm
1 次ビーム	p 230 MeV	p 100 MeV	α 230A MeV	α 100A MeV
2 次ビーム	160 MeV	76 MeV	160 MeV	76 MeV

F1 のセットアップ

SB 2 コースでのビームはアクロマティックになっており F 1 にスリットを設けることでビームの運動量を選択している。今回の実験ではレート耐性を測るために高レートモードや位置依存を調べるためにビームを空間的に広げたデフォーカスモードも用いたが F1 のスリットでエネルギー広がりには抑制されている。

また TOF(Time of Flight) によってエネルギーを測定するために F1 にはプラスチックシンチレータが設置されている (以下、F1pla とする)。

F3 のセットアップ

ビームはトリプレット磁石によって収束し、空間的な広がりを抑えられている。デフォーカスモードは F3 のトリプレット磁石をオフにすることで行われる。

4.3.2 ビーム取り出し口移行のセットアップ

ビーム取り出し口は厚み 100 μm のアルミ板で封じられており、それ以降の検出器は大気中に設置されている。最初の架台にはプラスチックシンチレータが設置されており、データ取得の際のトリガー生成と TOF の測定に用いた (以下、F3pla とする)。その後直後に設置された架台には Si ストリップ検出器が設置されておりビームの位置を測定するために用いられた。さらにその下流には GAGG(Ce) カロリメーター 2 台を載せた架台が設置されている。カロリメーターはアクチュエータ上に設置され、位置依存性を測定する際や下流の検出器にビームを照射する際に横方向に移動させることが可能になっている。本研究ではこの GAGG(Ce) カロリメーターの性能評価を主に行なった。最下流には PD 読み出しの GAGG(Ce) カロリメーターと CsI(Tl) カロリメーターが置かれた架台があり、これらの検出器の性能も同時に行われた。これらの検出器の性能評価は課題研究 P4 の前期実験として行われた。

4.4 Si ストリップ検出器

ビームの照射位置を測定するために設置された Si ストリップ検出器は TOGAXSI アレイで使用するものと同様の仕様である。DAQ システムは GSI の HADES 実験のために開発された TRB3(TDC Readout Board V3) を用いた。この DAQ システムでは他の検出器で用いた DAQ システムとは独立に動作しているが EOB を用いてトリガーを共通化

することでイベントの統合を行なった。

4.5 GAGG(Ce) シンチレーター

今回の実験時には 40 mm × 40 mm × 120 mm サイズの GAGG(Ce) カロリーメーター 2 本と 35 mm × 35 mm × 120 mm サイズの結晶 1 本を用いた。40 mm サイズの結晶はそれぞれ異なる表面処理がなされている。今回はビームタイムの都合上両者を同じ設定で比較することはできなかったため、結晶の違いは小さいものとしてそれぞれ PMT による読み出しと APD による読み出しで比較を行なった。また 35 mm サイズの結晶は PD で読み出しを行なった。これらのセットアップは表 4.2 にまとめた。

表 4.2 GAGG(Ce) カロリーメーターのセットアップ

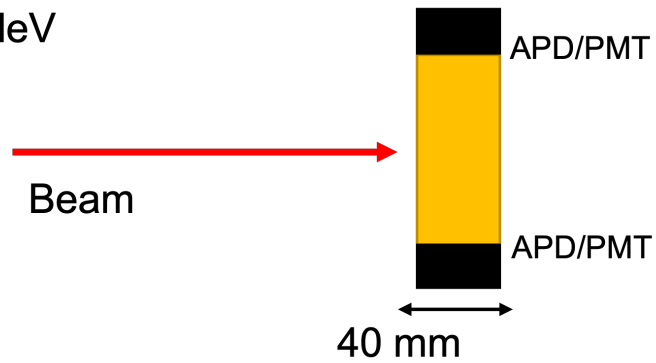
	GAGG1	GAGG2	GAGG3
短辺の長さ	40 mm	40 mm	35 mm
表面の加工	荒らし	鏡面	荒らし
フォトセンサー	APD	PMT	PD
増幅回路	電圧増幅回路 +PMT アンプ	なし	プリアンプ +S アンプ

以下では主に 40 mm サイズの結晶のセットアップについて解説する。検出器のデザインは図 4.6、図 4.7、図 4.8 の通りである。160 A MeV 以上のエネルギーのビームを照射する場合は図 4.5 のように短辺に入射させるため読み出しを片側のみにする必要がある。そのためセンサーの取り外しが容易にできるように GAGG 結晶にデルリン製のフレームを取り付け、そのフレームにセンサーを固定できるデザインで設計を行なった。なお、センサーは有感領域は結晶の中心に配置するように取り付けられている。また反射材には反射効率が良いとされる乱反射材として厚さ 1 mm の Gore-Tex シートを用いた。なお反射材についてアルミホイルや ESR フィルムとの比較を行ったが Gore-Tex シートを用いた場合が最も発光量が多かった。さらにその上から遮光シートをフレームの上から巻き付けている。Gore-tex シートは厚く、エネルギーロスの効果が無視できないため今後は薄い全反射材の使用も検討している。さらに APD での読み出しを行う際にはノイズの影響を低減するため、回路は直接 APD に接続されアルミ製のケース内に設置されている。また GAGG(Ce) シンチレーターには温度計が取り付けられ結晶の温度依存性や APD の温度依存性が生じていないことを確認した。温度計は反射材の表面と基板上で最も APD に近いところに接続されたグラウンド部に取り付けた。温度は常にモニターしていたが今

回の実験では変動が見られなかった。

①長辺への入射

E=100A, 76A MeV



②短辺への入射

E=230A, 160A MeV

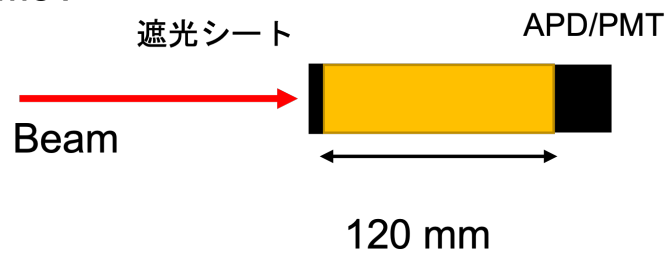


図 4.5 GAGG(Ce) シンチレーターの設置アップ。レンジの関係から 160 A MeV 以上のビームエネルギーでは短辺方向へ入射させている。この際にはセンサーを外した面には遮光シートを貼り付けたフレームを取り付けている。



図 4.6 PMT を取り付けた GAGG(Ce) シンチレーターのセットアップ。結晶を反射材の Gore-Tex で覆い、デルリン製のフレーム保持している。

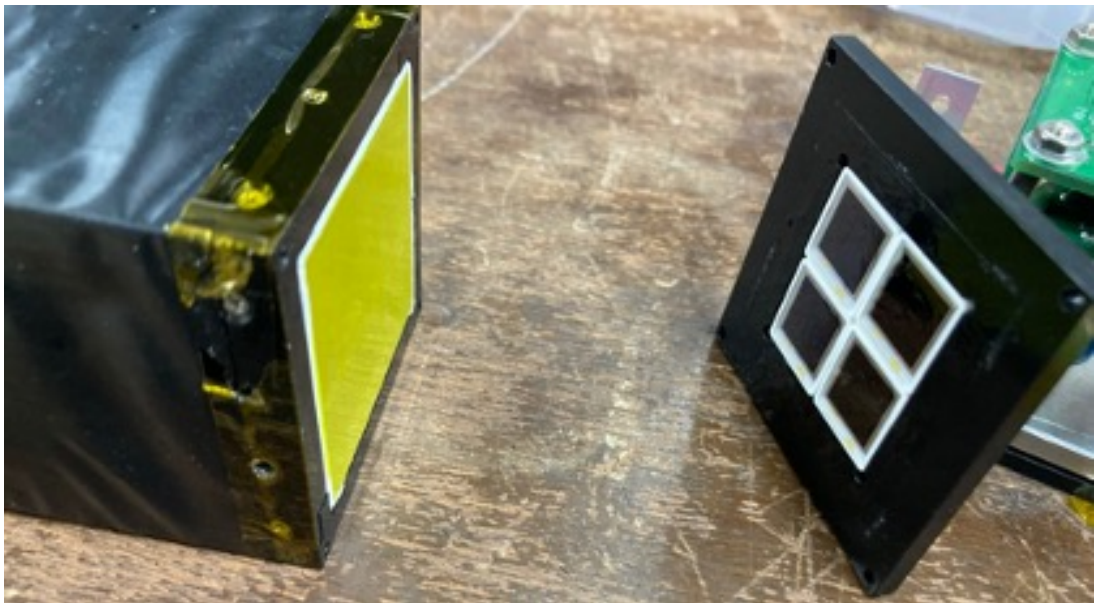


図 4.7 APD と取り付ける前の GAGG(Ce) シンチレーター。4 枚の APD は隙間なく敷き詰められ、有感領域が結晶の中心から対称に並ぶよう配置している。さらに図 4.6 の状態から遮光シートを巻き付けている。

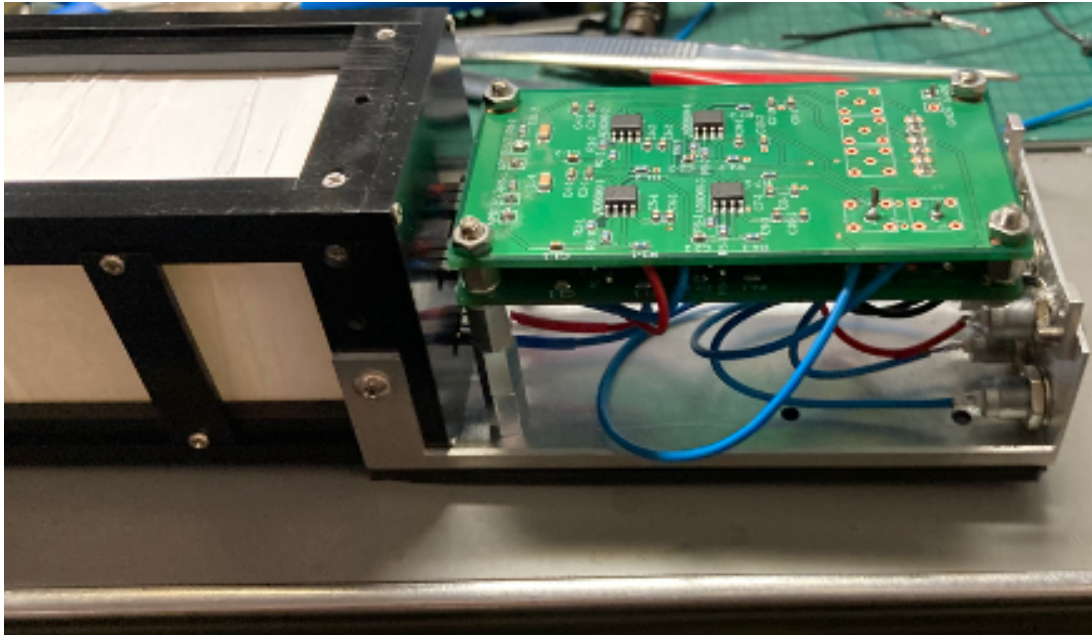


図 4.8 APD と増幅回路を取り付けた GAGG(Ce) シンチレーター。ノイズ対策のため回路はアルミ製のケース内で固定され、さらに APD の端子に直接取り付けられている。

4.5.1 測定回路

実験の測定回路の詳細について説明する。Si ストリップ検出器の DAQ には先述の TRB3 を用いたがその他の DAQ システムには理研で標準で使用されている babirl を用いた。

トリガー回路

リクエストトリガーは F3pla の左右に取り付けられた PMT のコインシデンスとした。アクセプトトリガーは理研で開発された GTO モジュールを用いて生成した。GTO では各 DAQ から EOB(End Of Busy) 信号が到達した場合のみトリガーを生成する。EOB を用いて DAQ システムのハングアップを防止するとともに TRB3 と babirl の統合を行った。

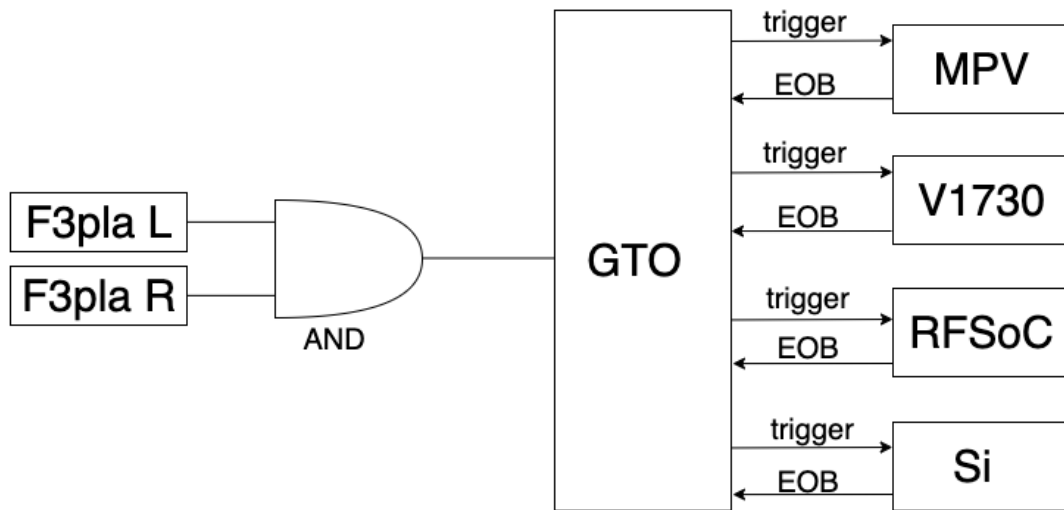


図 4.9 トリガー回路の回路図。リクエストトリガーには F3pla のコインシデンスを用い、GTO モジュールによって EOB 信号を反映しながらトリガーを生成している。

GAGG(Ce) シンチレーターのデータ取得回路

GAGG(Ce) シンチレーターの測定回路は図 4.10 の通りである。APD を用いた読み出しでは十分なゲインを稼ぐために PMT アンプを用いた。PMT アンプには Phillips 製の model 776 とカイズワークス製の KN2104 を用いた。回路調整などの都合から陽子のデータ取得には model 776、 α 粒子の測定では KN2104 を用いたがゲインはどちらも同じで 10 倍である。また PD による読み出しではプリアンプにはクリアパルス製の 5570 型プリアンプ、シェーピングアンプには Ortec 製の V568 を用いた。

APD 読み出しにのデータ取得には 500 MHz のサンプリングレートを持つ flash ADC である CAEN 製の V1730、RFSoc を用いた 4 GHz のサンプリングレートを持つ flash ADC、CAEN 製の QDC である V792 を用いた。RFSoc は xilinx 製の SoC で ADC、FPGA、CPU が一体となったボードである。このボードを用いた flash ADC は高レート化に向けて高速かつチャンネル単価の安い flash ADC として理研で開発中である。また PMT 読み出しのデータ取得には V1730、V792 を用いた。V792 のデータはオンライン解析に用い、主なオフライン解析は V1730 のデータで行なった。PD のデータ取得には CAEN 製の ADC である V785 と 50 MHz クロックを同期することでサンプリングレートを落とした V1730 を用いた。また各 GAGG(Ce) カロリーメーターについて時間分解能のデータも取得するため CAEN 社製のマルチヒット TDC である V1290 を用いている。V792 や V1290 は理研で開発された VME bus である MPV を用いて読み出し

を行なった。MPV では VME モジュールごとに MOCO と呼ばれるコントローラーが搭載されており、読み出しを並列化することで高速化を実現している。

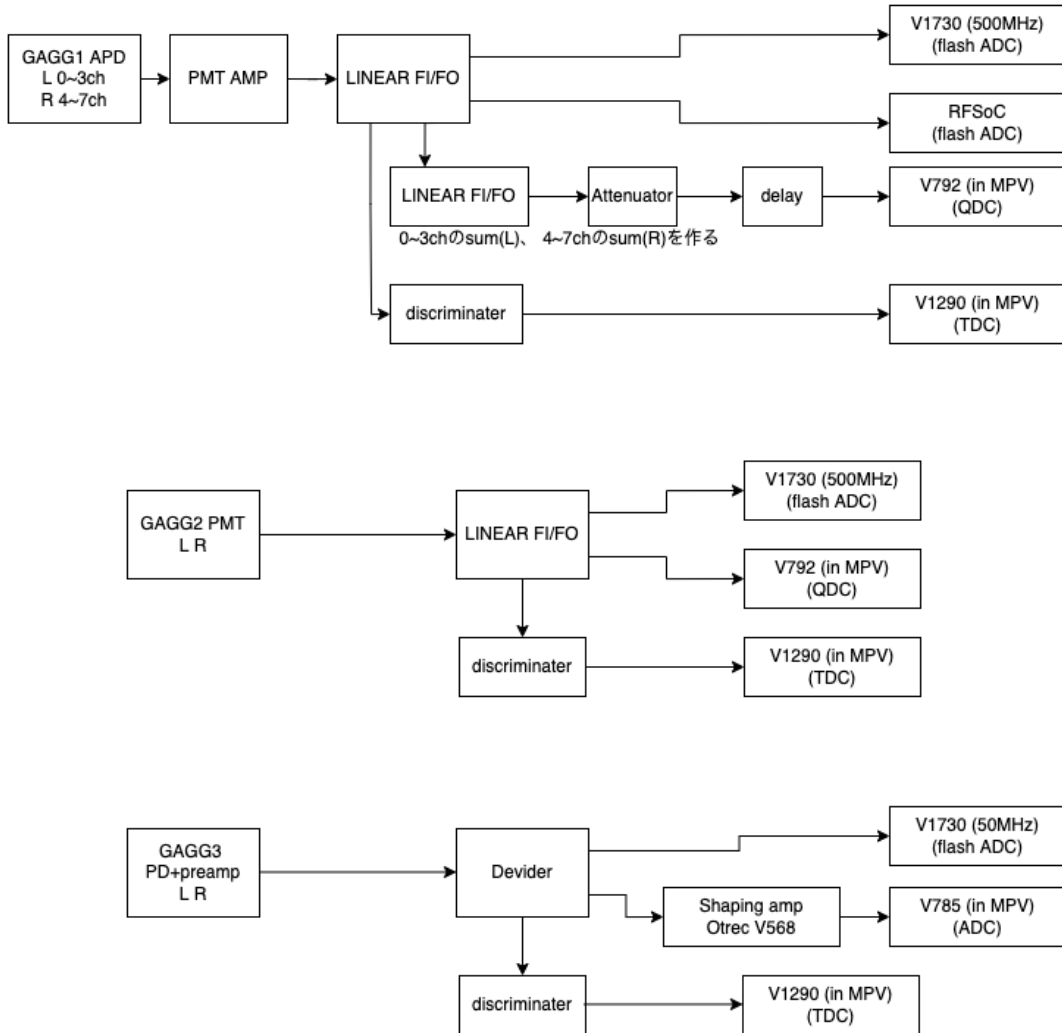


図 4.10 GAGG(Ce) シンチレーターのデータ取得回路。

また今回の性能評価実験は flash ADC でカロリメーターの性能が引き出せることの確認を兼ねている。 (p,pX) 反応測定は多チャンネルかつ高レートでの実験となる。そのためディレイ回路が必要なく、波形解析によるパイルアップの除去が可能な flash ADC でのカロリメーターのデータ取得を予定している。

第5章

解析と考察

本章では HIMAC での性能評価実験で調べられた GAGG(Ce) カロリメーターのエネルギー分解能やその位置・レート依存性、フォトセンサーの比較、時間分解能などについて議論する。線形性やクエンチについては詳細なデータは得られなかったが今回取得できたデータで簡単な議論を行った。解析の結果、エネルギー分解能について要求性能の 1A MeV が達成できていることが分かった。

5.1 ビームの構造

GAGG(Ce) カロリメーターの性能評価は 230A MeV、100A MeV の陽子・ α 粒子の一次ビームとディグレーダーによって作られた 160A MeV、76A MeV のビームを用いて行われた。本節ではビームのエネルギー広がりやシンクロトロン加速に見られるビームの時間構造であるスピル構造について議論する。

5.1.1 ビームのエネルギー

F1 と F3 に設置したプラスチックシンチレーターから得られた TOF(Time Of Flight) を用いてエネルギー広がり調べた。TOF は粒子がある距離を移動した時間であり、これを用いて粒子のエネルギーを求めることができる。TOF とエネルギーは以下の関係式で表される。

$$T = m\sqrt{1 + \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}} \quad (5.1)$$

$$\beta = c \times \text{TOF}/L \quad (5.2)$$

ただし c は光速で L は TOF を測定した経路の長さである。本実験の解析では F1pla と F3pla の距離として $L = 24.016$ m の値を用いた。今回の実験では 100A MeV、230A MeV のエネルギーのビームは 1 次ビームを用いたためそれらのエネルギーは正しいものとして解析を行なった。TOF は F1pla、F3pla の左右から求め、オフセットは LISE++ で計算した値を用いて補正した。TOF は図 5.1 のようになり、TOF から求めたエネルギーの広がりとは図 5.2 のようになった。

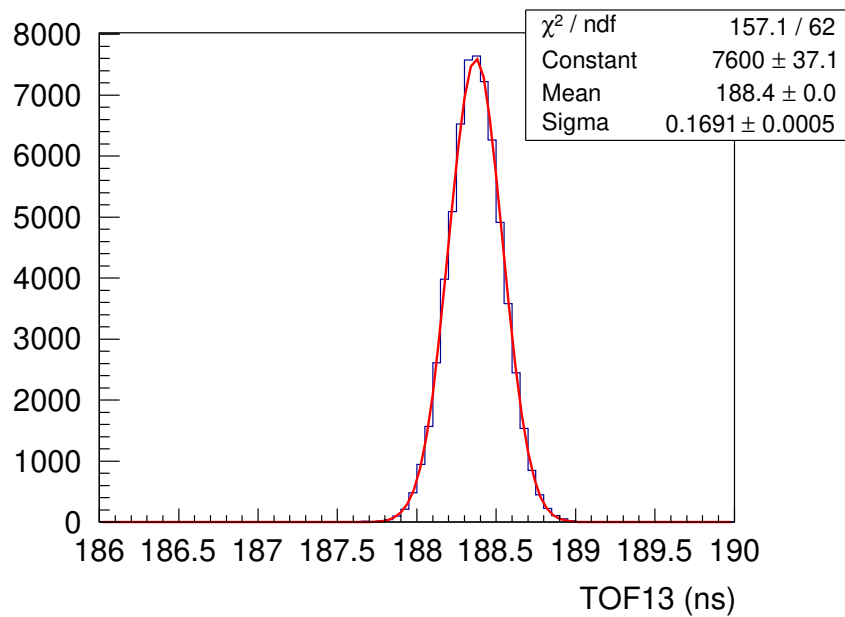


図 5.1 100A MeV の α 粒子ビームの TOF の広がり。

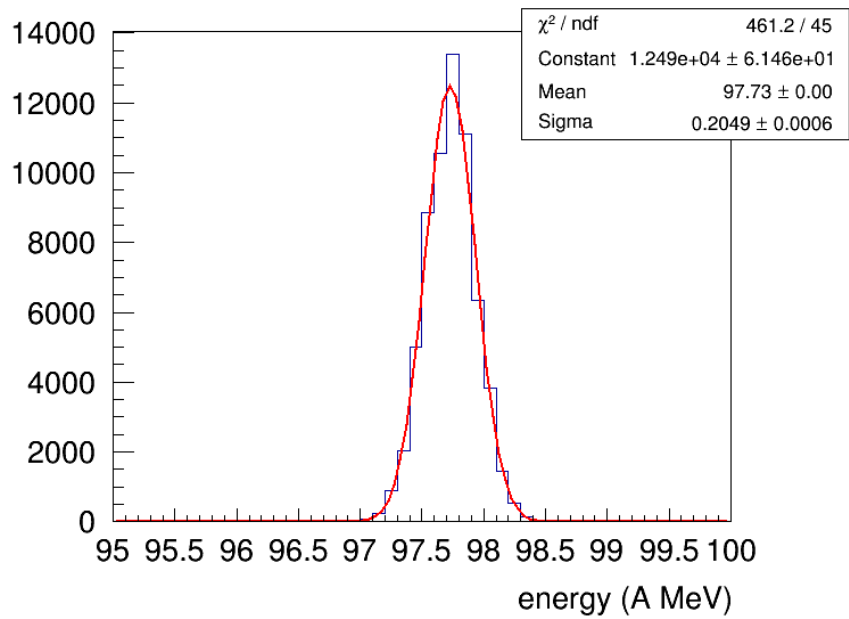


図 5.2 100A MeV の α 粒子ビームのエネルギー広がり。

この方法で算出した TOF の広がりには実際に通過した粒子のエネルギー広がりによるものに加え時間分解能による広がりも含まれる。この効果を取り除くためにはプラスチックシンチレータの時間分解能を評価する必要がある。この時間分解能はシンチレータの左右で検出された信号の時間差をとり、ガウス関数でフィットを行うことで算出した。この方法で求めたプラスチックシンチレータの時間分解能を図 5.3 に示す。

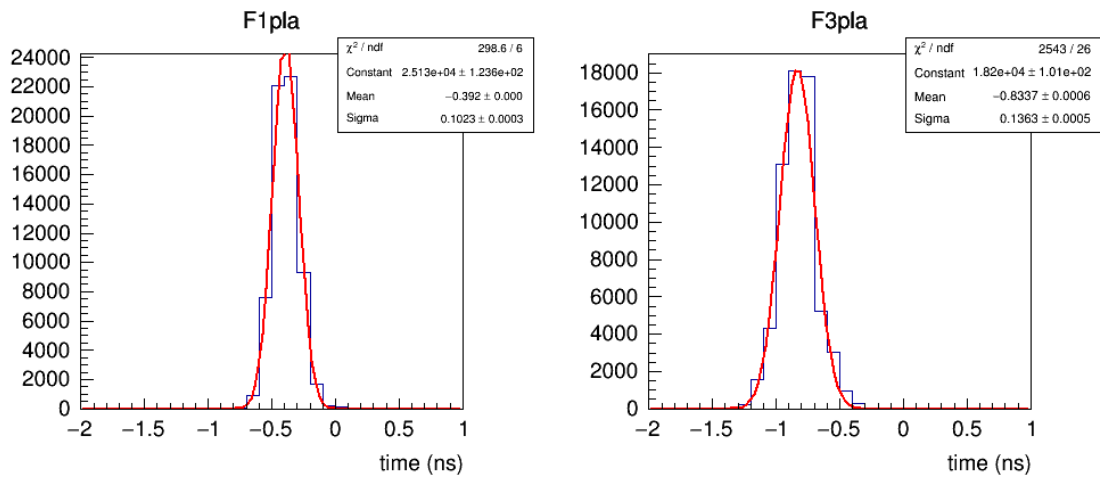


図 5.3 100A MeV の α 粒子ビームでデータを取得した際の時間分解能。プラスチックシンチレータに取り付けた左右の PMT からの信号の時間差を取ることで時間分解能を求めた。

粒子のエネルギー広がりのみを考慮した TOF の分散は

$$\sigma_{\text{TOF}} = \sqrt{\sigma_{\text{exp}}^2 - \sigma_{\text{F1pla}}^2 - \sigma_{\text{F3pla}}^2} \quad (5.3)$$

と表せる。また TOF の分散とエネルギーの分散の関係は

$$\sigma_E = \frac{\partial E}{\partial t_{\text{TOF}}} \sigma_{\text{TOF}} = -\frac{c}{L} \frac{m^2}{E} \frac{\beta^3}{(1 - \beta^2)^2} \sigma_{\text{TOF}} \quad (5.4)$$

となる。これらの式で計算したエネルギーの広がりとは十分小さく、さらに TOF のエネルギー分解能はほぼプラスチックシンチレータの時間分解に由来していることが分かった。しかしディグレーダーを挿入した場合には図 5.4 のように低エネルギー側にテールが見られたので以降の解析ではカットを行なった。

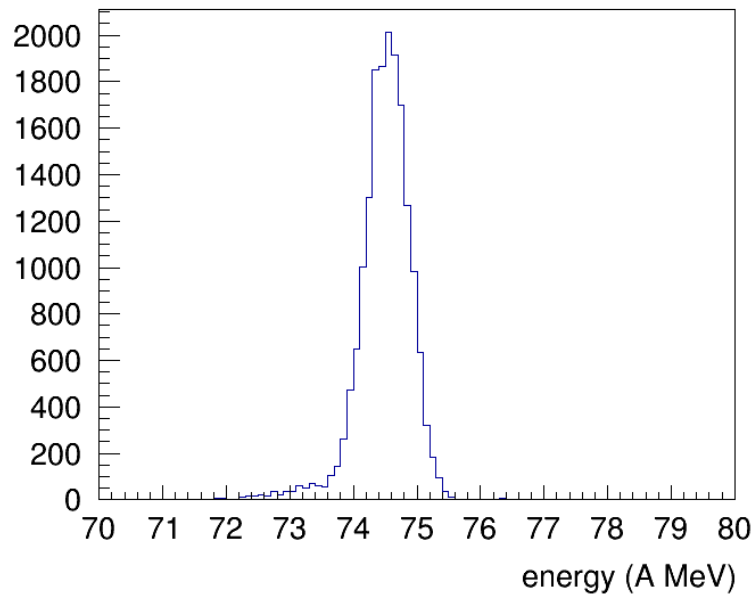


図 5.4 76 A MeV の陽子ビームのエネルギー広がり。エネルギーが低い方にテールを引いている。

5.1.2 ビームのスピル構造

シンクロトロン加速器ではビームの取り出しによって時間構造が生じ、これをスピルと呼ぶ。HIMAC のシンクロトロン加速器のスピル周期は約 3.3 s で、そのうちビーム取り出し時間は 1.5 s 程度である。そこでスケーラーで取得した 20 MHz Clock の値から求めた時間を 3.3 で割った剰余とビーム粒子のカウントレートの相関を用いてスピルの時間構造を確認した。これを図 5.5 に示す。ビームのカウントレートはスケーラーの 20 MHz クロックの値とリクエストトリガーの値から算出した。この方法で算出したレートは DAQ レートによって決まる時間間隔で平均されたレートであることと、パイルアップによる数え落としがあることに注意したい。

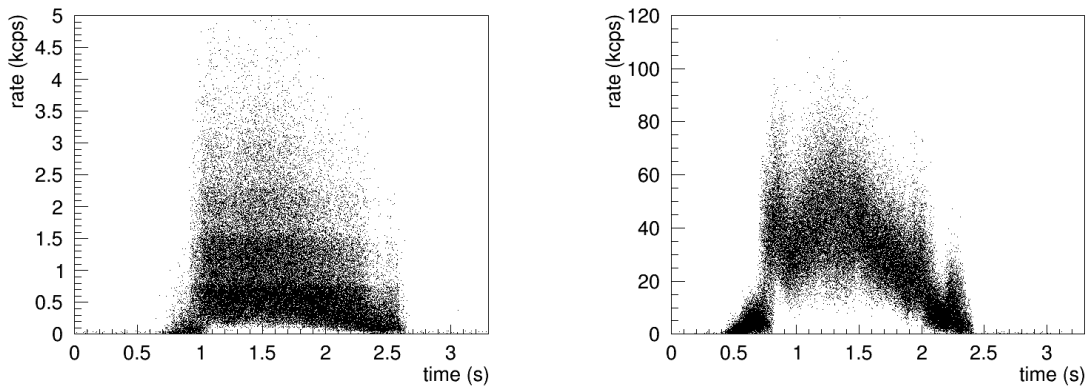


図 5.5 スピルとレートの相関。左は低レート時 (1 kpps) のもので右は高レート時 (100 kpps) のもの。

低レート時のカロリメーターの発光量とスピル構造には図 5.6 に示すように相関が見られなかったためスピルによるカットは行わないものとした。しかし高レート時には図 5.7 に示すような相関が見られた。特に赤線で囲んだ部分には種類またはエネルギーの異なる粒子が混入していたためこの部分はカットして解析を行った。またレートの変化に起因する発光量も見られた。この議論は 5.8 節で行う。

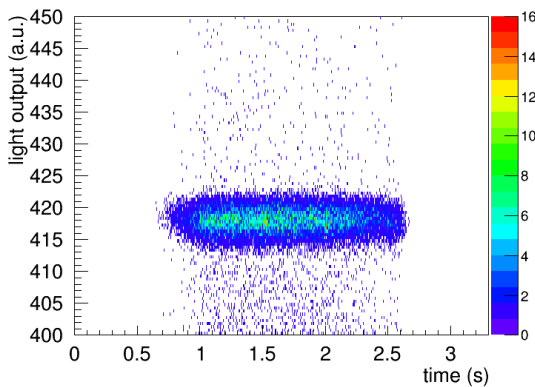


図 5.6 低レート (1 kcps 程度) 時のスピルと GAGG(Ce) シンチレーターの発光量の相関。スピルの時間構造と相関がないことから低レート時には種類やエネルギーの異なる粒子は混入していないと言える。

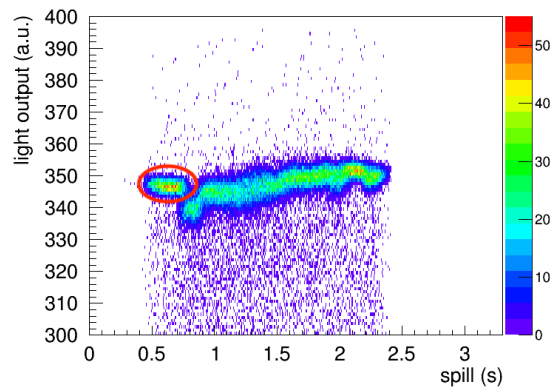


図 5.7 高レート時のスピルと GAGG(Ce) シンチレーターの発光量の相関。レートの変化により発光量が変化している。赤で囲った部分に種類またはエネルギーの異なる粒子が混入していたためカットを行った。

5.2 ビームのトラッキング

GAGG シンチレータにビームが照射された位置を Si ストリップ検出器を用いて求めた。位置の単位は mm として議論を行う。

5.2.1 Si ストリップ検出器でのトラッキング

Si ストリップ上でのヒットポジションは ADC の値が最大のチャンネルを用いて決定した。ヒットしたチャンネルを CH、検出器の中心にあるチャンネルを CH₀ とするとストリップ幅は 0.1 mm(100 μm) なのでヒットポジション X は

$$X = 0.1(CH - CH_0) \quad (5.5)$$

となる。

さらに実測された Si ストリップ検出器と GAGG シンチレータの位置を用いてトラッキングを行なった。Si ストリップ検出器の配置とトラッキングの概念図を図 5.8 に示す。

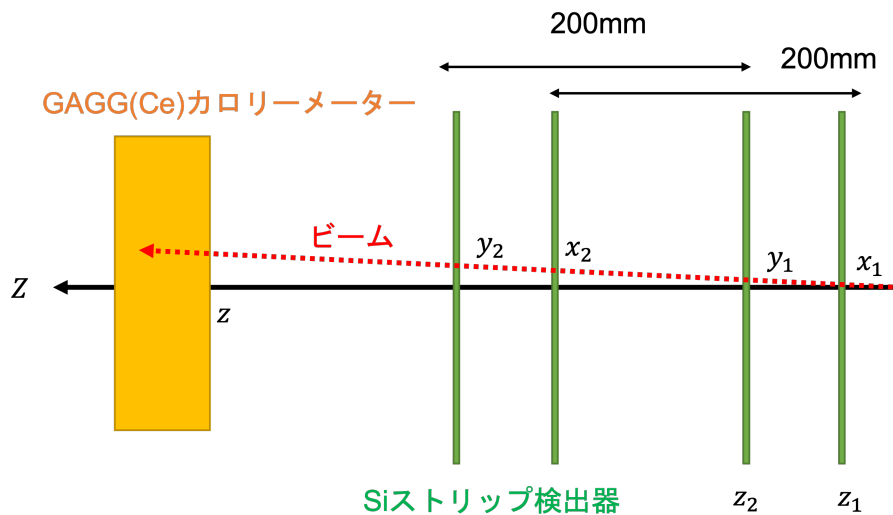


図 5.8 Si ストリップ検出器の配置とトラッキングの概念図。

Si ストリップの x1 面と x2 面、 y1 面と y2 面の距離はどちらも 200 mm であるので

GAGG シンチレータの位置 x 、 y は

$$x = x_1 + a(z - z_1) \quad (5.6)$$

$$y = y_1 + b(z - z_2) \quad (5.7)$$

$$a = (x_2 - x_1)/200 \quad (5.8)$$

$$b = (y_2 - y_1)/200 \quad (5.9)$$

$$(5.10)$$

となる。ただし x_i 、 y_i は Si ストリップ上でのヒットポジションで z_i 、 z は測量で決定した Si ストリップ検出器と GAGG の座標である。なお a 、 b はビームの角度に関連した量である。

5.2.2 イベントずれについて

Si ストリップ検出器のデータとその他のデータは異なる DAQ システムで取得したため、イベントのずれを確認する必要がある。そこで図 5.9 のように約 $\phi 5$ mm の穴が空いた銅製のブロックを Si ストリップ検出器と GAGG(Ce) カロリーメーターの間に設置し、取得したデータの解析を行うことでイベントずれが生じていないことを確かめた。

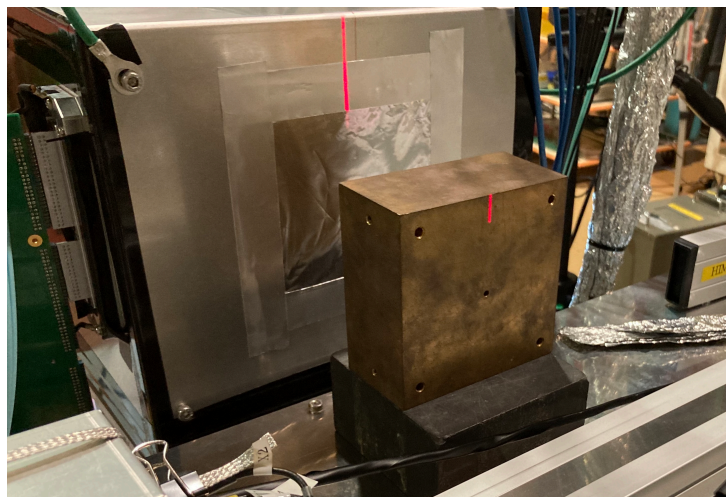


図 5.9 Si ストリップ検出器の直後に設置された約 $\phi 5$ mm の穴が空いた銅製ブロック。

GAGG シンチレータに粒子が入射したイベントのみを選択し、トラッキングを行なったところ図 5.10 のように 5mm 程度の円形の像が見えることが確認できた。

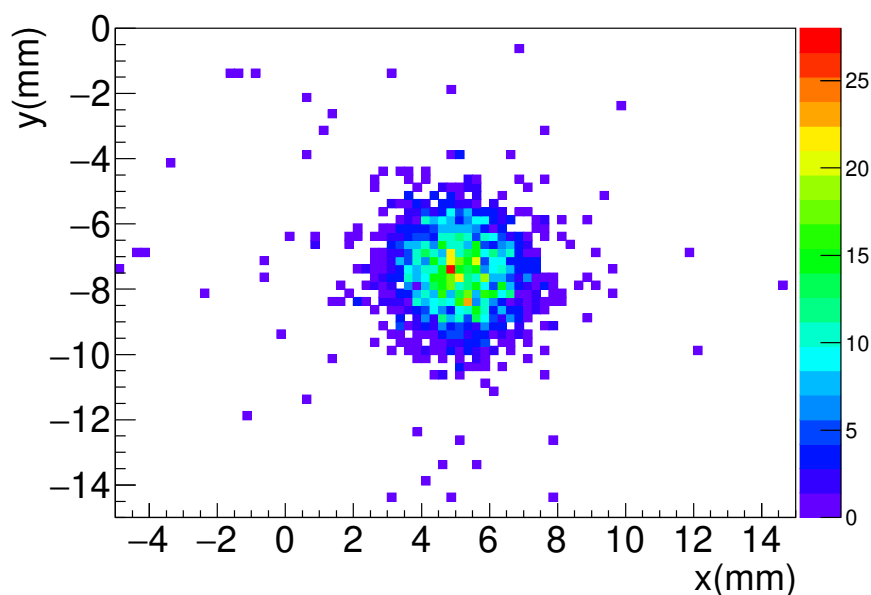


図 5.10 GAGG(Ce) シンチレーターの発光量でカットをかけた際の Si ストリップ検出器によるビームトラッキング。マスクの穴の形が見えていることからトラッキングは正しいと言える。

5.2.3 GAGG(Ce) カロリメーターの位置補正

Si ストリップ検出器とカロリメーターはビームに対してアラインメントは行われたが Si ストリップで測定した座標の原点はカロリメーターの中心位置と異なる。そのため結晶にビームが照射されたイベントのみを選択して結晶の上下左右の端の位置から座標の補正を行なった。結晶の端に当たったビームの分布がステップ関数とガウス関数の畳み込みで表現できると仮定する。ビームの端の位置を x_0 、ガウス関数の分散を σ とすると分布は

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx' \Theta(x' - x_0) \exp\left(-\frac{(x - x')^2}{2\sigma^2}\right) = \sigma \sqrt{\frac{\pi}{2}} - \sqrt{2}\sigma \operatorname{erf}\left(\frac{x_0 - x}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (5.11)$$

に定数倍をしたものとなる。ただし $\operatorname{erf}(x)$ は以下のように定義される誤差関数である。

$$\operatorname{erf}(x) = \int_0^x dt \exp(-t^2) \quad (5.12)$$

この分布関数にオフセットを加えた以下の関数でフィットして結晶の端の座標を求め位

置の補正を行なった。

$$f(x) = p_0 + p_1 \operatorname{erf} \left(\frac{x - p_2}{\sqrt{2} p_3} \right) \quad (5.13)$$

その結果カロリメーターの位置は Si ストリップ検出器の原点から x 方向に 6.90 ± 0.07 mm、 y 方向に -2.49 ± 0.04 mm のオフセットがあることが分かった。以下ではこの補正を行なった座標を用いて議論を行う。

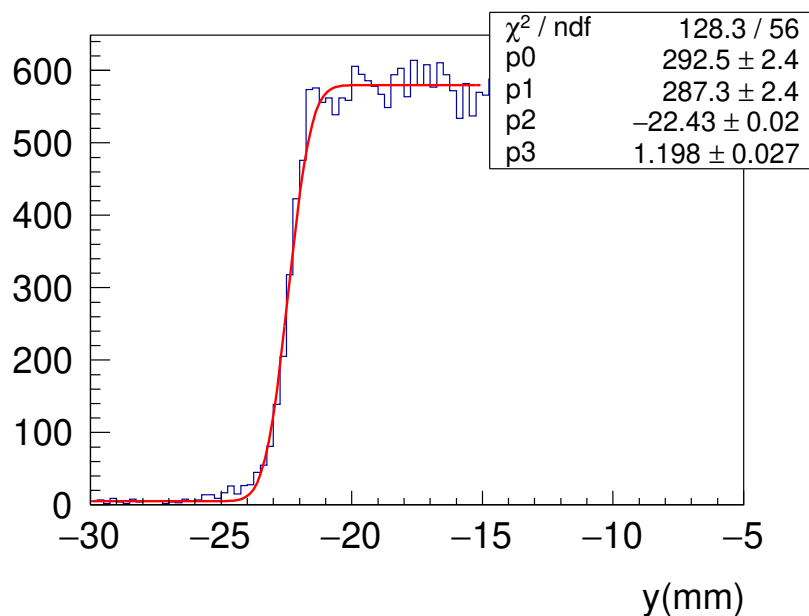


図 5.11 GAGG(Ce) シンチレーターの発光量でカットをかけた際の y 座標のヒストグラム。このヒストグラムのエッジは GAGG(Ce) シンチレーターの y 軸正方向の端の位置を示している。

5.3 エネルギー分解能

5.3.1 解析方法

V1730 で取得した APD または PMT の波形データを用いて以下の方法でエネルギー分解能を求めた。

- 今回の解析では発光量の評価には波形の積分値を用いた。

- ディグレーダを用いた場合はビームのエネルギーが低い方に裾の広がりが見られたため TOF を用いて計算したエネルギーでカットを行なった。
- APD は 4 枚 1 組に対して同じ電圧を印加したためゲインがそれぞれ異なる。そのため結晶の中心にあたったイベントのみを選択してゲイン補正を行なった。補正は可能な限り Run ごとに行なったが Si ストリップ検出器のデータが存在しない Run では同じ HV 設定時の補正データを用いて行なった。
- GAGG シンチレータには発光量の位置依存性があるため原点から x 方向、 y 方向ともに $\pm 2.5\text{mm}$ の範囲でのカットを行い、さらに位置との相関がある場合には多項式によるフィットで位置依存性を補正した。
- 得られたスペクトルをガウス関数でフィッティングしてエネルギー分解能を求めた。

ただし GAGG(Ce) カロリーメーターのセットアップは 4 章で説明したようにエネルギーによって異なることに注意する。図 5.12 に GAGG(Ce) カロリーメーターのセットアップを再度示す。

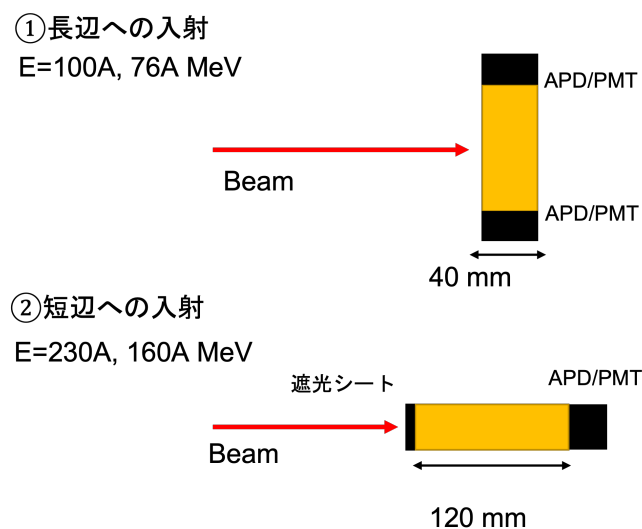


図 5.12 GAGG(Ce) カロリーメーターのセットアップ。

この手法を用いて得られた APD 読み出しでのスペクトルは図 5.13 以下ようになった。また図 5.14 のように 230A MeV の α 粒子には y 方向の位置との相関が確認されたため 1 次関数でフィッティングを行い補正を行なった。

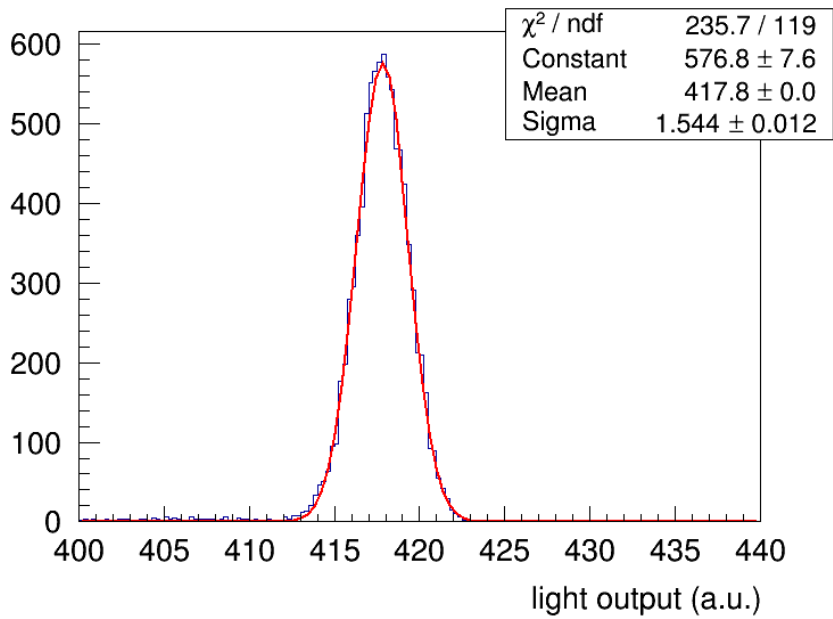


図 5.13 APD 読み出しの GAGG(Ce) シンチレーターで取得した 100A MeV の α 粒子のスペクトル。他の粒子、エネルギーについても同様のスペクトルが得られた。

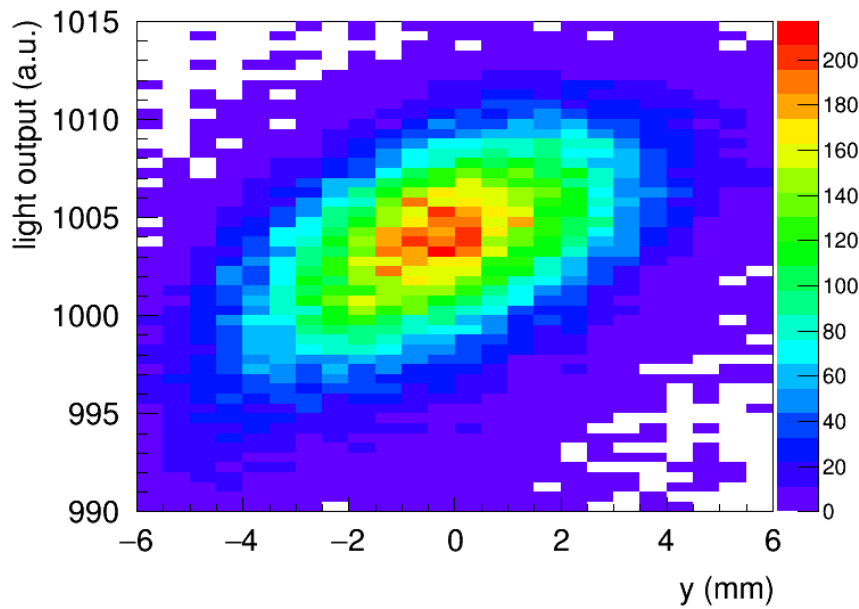


図 5.14 230A MeV の α 粒子ビームでの APD 読み出しの GAGG(Ce) シンチレーターでの発光量と y 座標の相関。位置依存性は y 方向のみに見られた。

5.3.2 エネルギー分解能

以上の解析手法を用いて求めた GAGG シンチレータのエネルギー分解能は表 5.2、5.3、5.4 のようになった*¹。その結果、APD を用いた読み出しで目標の 1A MeV のエネルギー分解能を達成できていることが分かった。また GAGG(Ce) シンチレーターに入射するビームのエネルギーは Si ストリップ検出器や遮光シート、反射材の Gore-Tex シートでのエネルギー損失があるため LISE++ で計算を行ない、その結果も表に記した。またここでもう一度、各 GAGG(Ce) カロリーメーターのセットアップを表 5.1 に記しておく。

表 5.1 GAGG(Ce) カロリーメーターのセットアップ

	GAGG1	GAGG2	GAGG3
短辺の長さ	40 mm	40 mm	35 mm
表面の加工	荒らし	鏡面	荒らし
フォトセンサー	APD	PMT	PD
増幅回路	電圧増幅回路 +PMT アンプ	なし	プリアンプ +S アンプ
データ取得	V1730	V1730	V785

表 5.2 GAGG(Ce) シンチレーターのエネルギー分解能 (陽子、長辺入射)

ビームエネルギー	100A MeV	76A MeV
入射エネルギー	96.2A MeV	70.9A MeV
APD 分解能 (σ)	0.90%	1.28%
PMT 分解能 (σ)	1.1%	1.7%
PD 分解能 (σ)	0.52%	0.72%

*¹ 分解能の誤差は 0.005% と非常に小さかったため省略した

表 5.3 GAGG(Ce) シンチレーターのエネルギー分解能 (α 粒子、長辺入射)

ビームエネルギー	100A MeV	76A MeV
入射エネルギー	95.5A MeV	70.5A MeV
APD 分解能 (σ)	0.37%	0.54%
PMT 分解能 (σ)	0.60%	0.64%
PD 分解能 (σ)	0.34%	not analyzed

表 5.4 GAGG(Ce) シンチレーターのエネルギー分解能 (α 粒子、短辺入射)

ビームエネルギー	230A MeV	160A MeV
入射エネルギー	228.2A MeV	154.9A MeV
APD 分解能 (σ)	0.36%	0.60%
PMT 分解能 (σ)	1.5%	no data
PD 分解能 (σ)	no data	no data

5.3.3 フォトセンサーの比較

分解能は PD が最もよいが APD と高速応答の増幅回路の組み合わせで TOGAXSI アレイに要求される rms で 1A MeV 程度の分解能は達成された。また PMT の分解能は最も悪く、これは 3 章で説明した量子効率の低さが原因であると考えられる。しかしながら今回使用した R7600U は特に量子効率が悪いいため、3 章で述べた R11265U-20 を用いることで PMT 読み出しでも高いエネルギー分解能を発揮できる可能性がある。この PMT は実験時には納品が間に合わなかったため荷電粒子を用いたテストは今後行う予定である。また粒子の入射方向による分解能の違いも確認された。短辺入射 230A MeV で得られた分解能と長辺入射 100A MeV で得られた分解能が同程度になっている。本来は 230A MeV の方が発光量が多く良い分解能が得られるはずであるが短辺入射では片側読み出しで測定を行なっているため両側読み出しが可能な長辺入射の場合よりも条件が不利になっているためであると考えられる。よってクラスターノックアウトの測定を短辺入射で行う場合には分解能の良い APD を用いる必要がある。

5.3.4 ノイズの影響

APD の分解能が悪い原因として電荷積分型のプリアンプとシェイピングアンプの組み合わせよりも高速応答の電圧増幅型のアンプが電氣的なノイズに弱い可能性が考えられる。そこでペDESTALとピークの広がりの違いを比較し、この結果を表 5.5 にまとめた。特に 100 MeV の陽子ビームでは波高が低いためノイズの影響を強く受けている。ノイズの影響を差し引くと分解能は改善し、PD を用いた読み出しと同程度のエネルギー分解能が得られた。エネルギー分解能を改善するためには回路由来の電氣的なノイズを抑える必要がある。増幅回路の S/N の向上は今後の課題としたい。

表 5.5 ペDESTALによるノイズの影響の見積もり

ビームエネルギー	陽子 100 MeV	α 粒子 100A MeV
$\sigma_{\text{peak}}(\text{ch})$	0.898	0.920
$\sigma_{\text{peak}}(\text{ch})$	1.049	1.55
元々の分解能	0.90%	0.37%
補正後の分解能	0.47%	0.30%

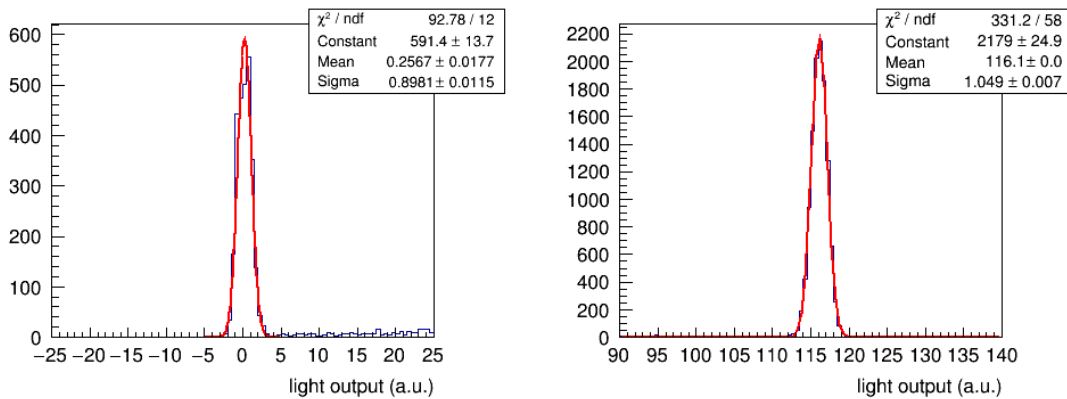


図 5.15 100 MeV の陽子ビームでの APD 読み出しでのペDESTALとピーク。

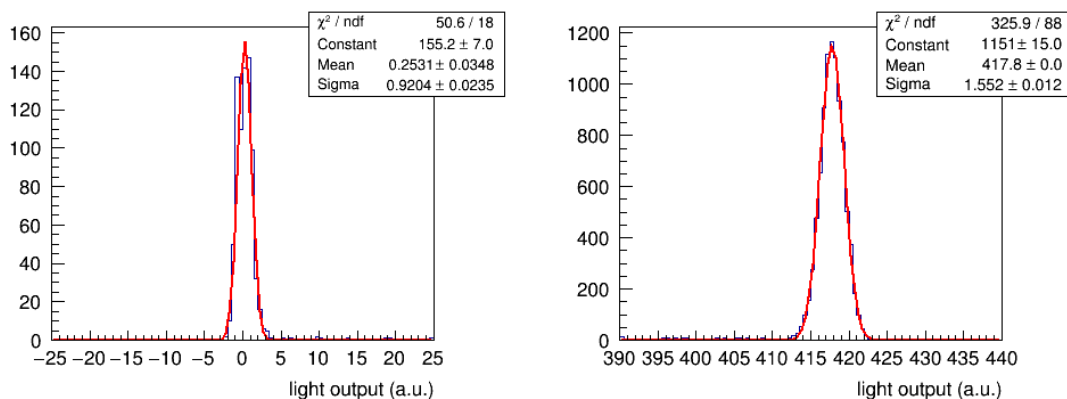


図 5.16 100A MeV の α 粒子ビームでの APD 読み出しでのペダスタルとピーク。

5.4 線形性について

入射粒子のエネルギーと発光量の線形性はカロリメーターのエネルギー分解能を議論する上で重要な指標である。本来は薄いディグレーダーを挿入して複数のエネルギーで詳細なデータを取得する予定であったがビームタイムの都合上、この測定は行っていない。そのため今回の解析では測定された 2 点のデータ取得のみで粗い評価を行なった。線形性の詳細な評価は今後の性能評価で行う予定である。

長辺入射の際の陽子ビームでの線形性は表 5.4 のようになった。2 点でのエネルギーの比と発光量の比は誤差 3% 以内で一致し、粗い評価ではあるが線形性が確認できた。

表 5.6 陽子 75 ~ 100 MeV での線形性

ビームエネルギー	入射エネルギー	発光量 (a.u.)
100A MeV	96.2A MeV	116.1
76A MeV	70.9A MeV	88.1
比	1.36	1.32

短辺入射の際の α ビームでの線形性は表 5.4 のようになった。長辺入射のセットアップと比較すると線形性は悪く、高いエネルギーで発光量が上がっていることからレンジによる効果が表れている可能性がある。これはエネルギーが高いところでは結晶の深いところでの発光量が多く、フォトセンサーに届くフォトンが増えるためであると考えられる。ノックアウトクラスター側の検出の GAGG(Ce) シンチレーターの配置を決定す

るためにはこの読み出し方法での線形性を評価する必要があるため、詳細な性能評価は今後行う予定である。

表 5.7 α 粒子 160A ~ 230A MeV での線形性

ビームエネルギー	入射エネルギー	発光量 (a.u.)
230A MeV	228.2A MeV	1001.38
160A MeV	154.9A MeV	628.62
比	1.47	1.59

5.5 クエンチについて

先行研究によると α 粒子でのクエンチの効果が報告されている。クエンチについて議論する際は発光量のエネルギー微分である $\frac{dL}{dE}$ の情報が必要であるため線形性と同じくエネルギーごとの詳細なデータが必要である。今回は陽子と α 粒子 100A MeV のデータは同じ HV 設定の同一の APD でデータを取得したためこれらのデータを用いて粗くクエンチに関する評価を行った。 α 粒子の発光量は陽子の発光量と比較して約 3.6 倍となっておりエネルギーの比に近い値となっている。よってこのエネルギー領域でのクエンチの効果は小さいことが推測される。

表 5.8 100A MeV の陽子と α 粒子の比較

ビーム	入射エネルギー	発光量 (a.u.)
陽子 100A MeV	95.5 MeV	116.1
α 粒子 100A MeV	382.0A MeV	417.8
比	3.97	3.59

5.6 粒子の入射方向

今回の実験では 160A MeV 以上のエネルギーの粒子は短辺入射で測定された。この測定方法は長辺入射時よりも分解能は悪化しており、さらに線形性も悪くなる可能性がある。しかしながら APD を用いた読み出しでは目標の分解能は達成できている。今後は線形性の詳細な評価を行い、問題が生じればノックアウトクラスターの測定は長辺入射で行

う必要がある。

5.7 位置依存性

α 粒子 100A MeV、長辺入射の RUN では GAGG(Ce) カロリメーターの位置依存性を確認するためビームをデフォーカスにした設定でもデータを取得した。また結晶全体にビームが照射されるようにアクチュエーターを用いてカロリメーターを移動させた。本節ではこの結果について議論する。なお結晶の横方向のサイズは 120 mm であり結晶の原点を座標の原点としたためフォトセンサーは $x = \pm 60$ mm の位置に存在する。またフレームによるエネルギー損失が見られたため位置依存性は $|x| < 50$ mm、 $|y| < 15$ mm の範囲で評価した。なお今回の測定では短辺入射での位置依存性は測定できなかったの今後の性能評価で評価を行う予定である。

5.7.1 エネルギー分解能の位置依存製

左右それぞれの APD の発光量の位置依存性は図 5.17 のようになり、自己吸収によるアテネーションが見られた。それらを打ち消すために相乗平均を取ったところ図 5.18 のような位置依存性が見られた。

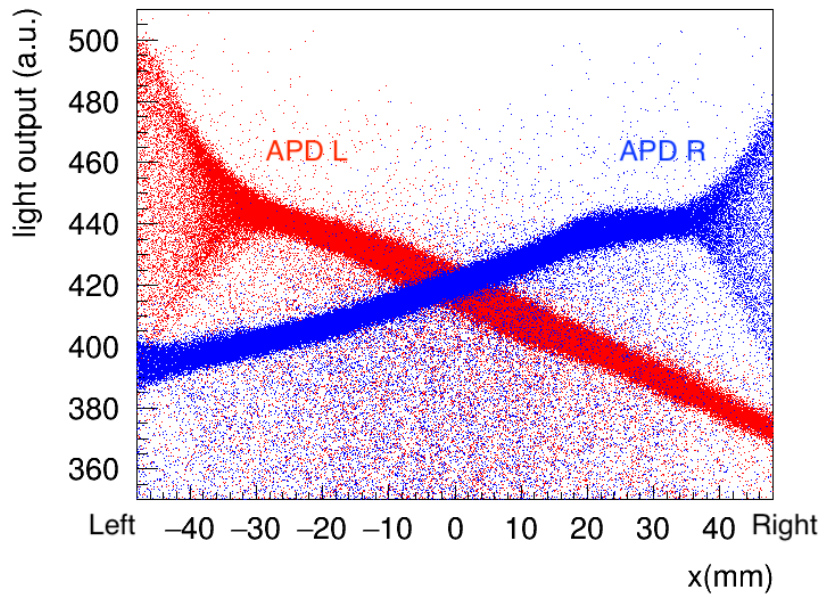


図 5.17 APD 読み出しをした際の左右の発光量とビーム位置の相関。APD から少し離れたところから発光量が一定の割合で減少していく原因は自己吸収によるものと考えられる。

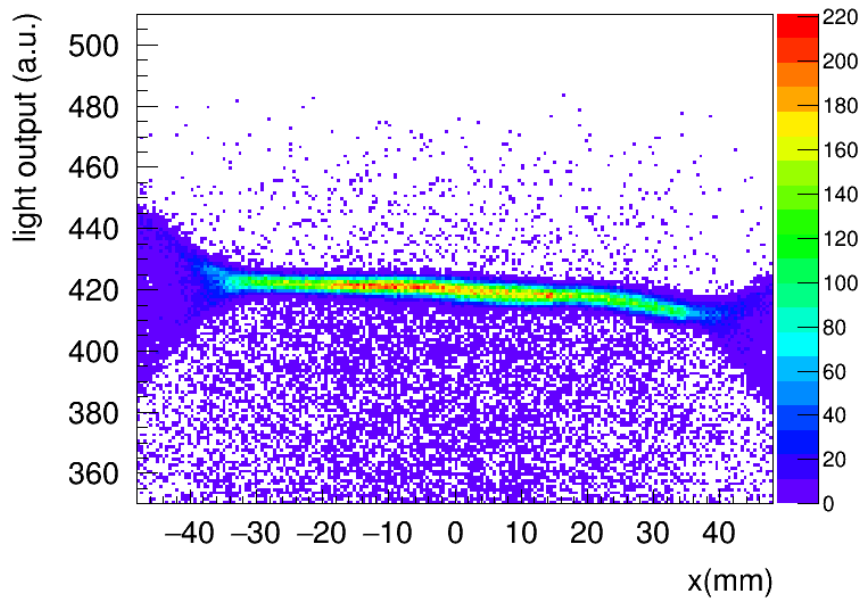


図 5.18 左右の APD の発光量の相乗平均とビーム位置の相関。特に両端で位置依存性の効果による発光量の広がりが見られる。

中心付近の位置依存性は弱くなっているものの特に端で発光量の変化が著しい。これらの位置依存は主にセンサーの立体角によるものと考え、結晶内で発光が生じた位置を変化させながら立体角効果による発光量の変化のシミュレーションを行なった。なおシミュレーションにはモンテカルロ法を用いた。

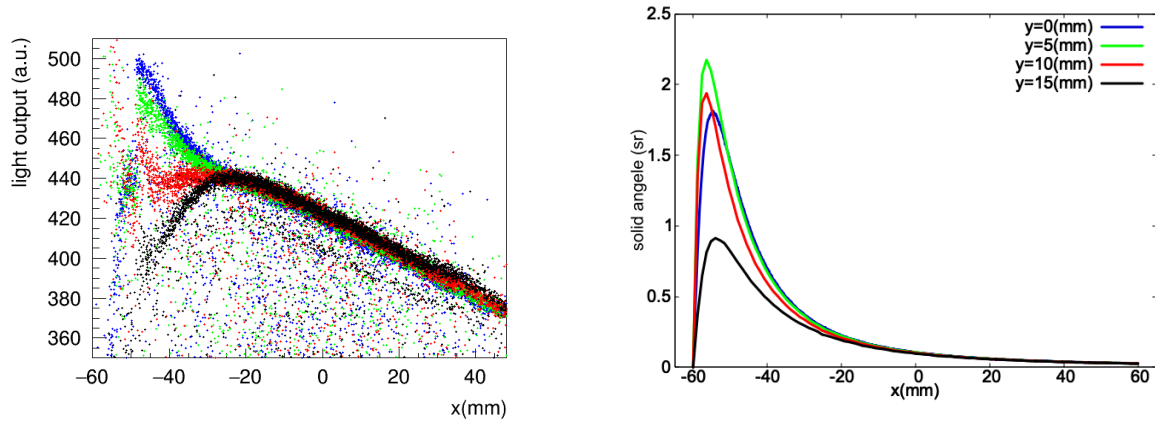


図 5.19 $y = 0\text{mm}$ 付近での APD L の発光量と x 座標の相関。左側は 100A MeV の α 粒子のデフォーカスビームでの測定データで右側は立体角のシミュレーションの結果である。

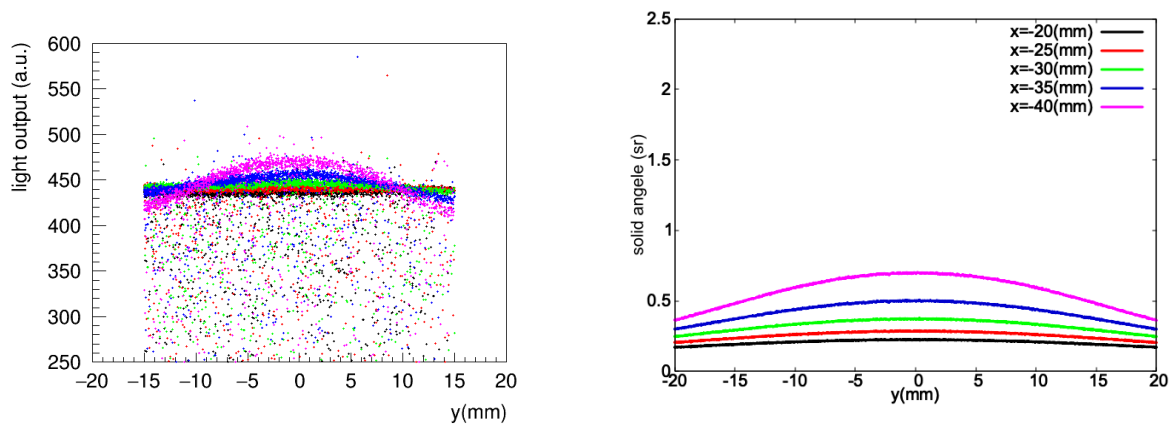


図 5.20 $x = 0\text{ mm}$ 付近での APD L の発光量と y 座標の相関。

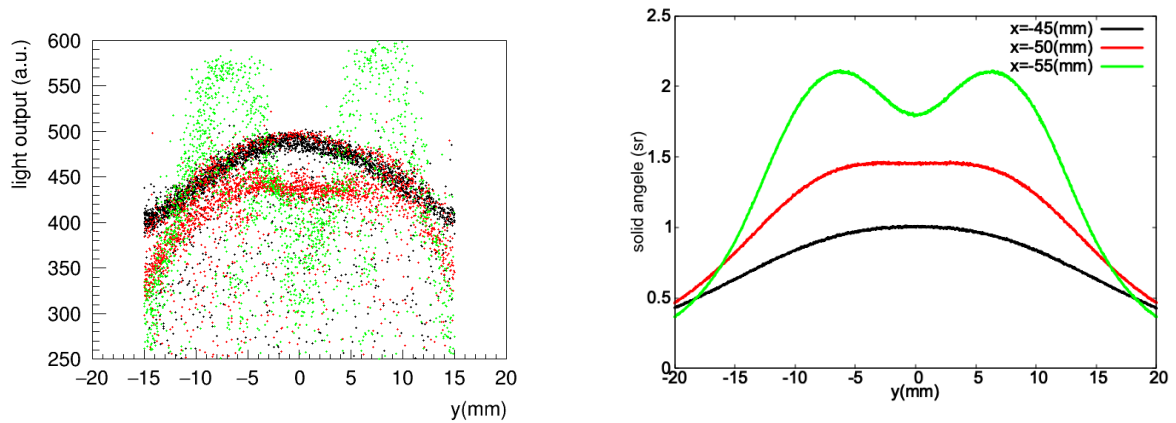


図 5.21 $x = 0$ mm 付近での APD L の発光量と y 座標の相関。 $x = 50$ mm 付近からフレームによるエネルギーロスが生じていることに注意。

このシミュレーションでは荷電粒子粒子の結晶中でのエネルギー損失による発光位置・発光量の変化の効果や反射の効果は含まれておらず、位置依存の絶対値は再現はできなかったが立体角効果と位置依存性の相対的な変化が類似していることが分かった。GAGG シンチレーターの持つエネルギー分解能を発揮するためには位置依存の効果を抑制することが不可欠である。

5.7.2 補正関数による位置依存製の除去

位置依存効果の除去を行うため補正関数を用いた解析を行った。この補正は以下の手順で行った。

1. x 座標を変化させながら x 座標と発光量の相関を確認する。なお y 方向のカットは 0.5 mm とした。
2. x 座標と発光量を多項式でフィットを行い、係数を求める。
3. 各係数と y 座標の相関を用いて補正関数を作成する。

補正関数は現象論的に多項式

$$f(y) = p_0(x) + p_1(x)y + p_2(x)y^2 + p_3(x)y^4 \quad (5.14)$$

で表せるものとした。 y 座標と発光量の相関は概ね原点对称であったが対称性のずれを考慮して y の 1 次の項も追加した。以上の方法で求めた補正関数のパラメーターは以下のようになった。

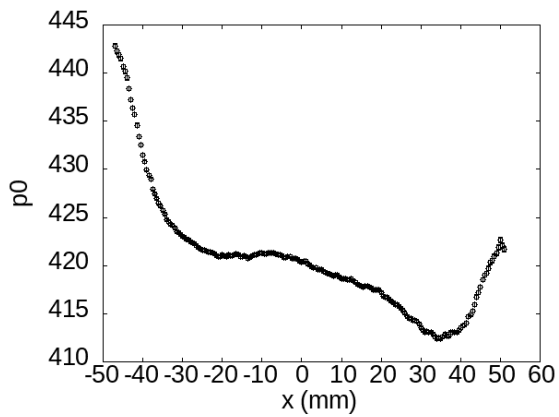


図 5.22 補正関数の定数項 $p_0(x)$ 。このパラメータは x 方向の位置依存性を示している。

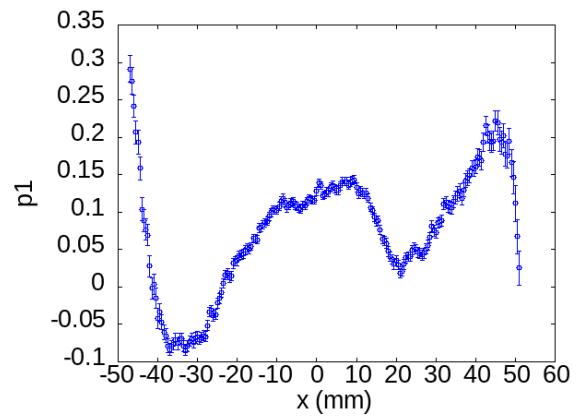


図 5.23 補正関数の 1 次の係数 $p_1(x)$ 。 x 座標との相関を持つことから y 方向の対称性からのずれには位置依存性があると考えられる。

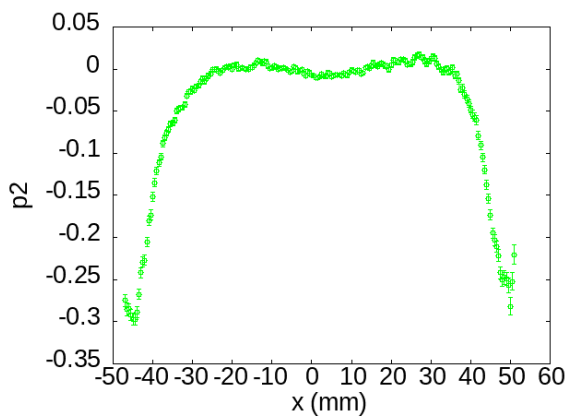


図 5.24 補正関数の 2 次の係数 $p_2(x)$ 。端での立体角効果による y 座標依存性を示している。

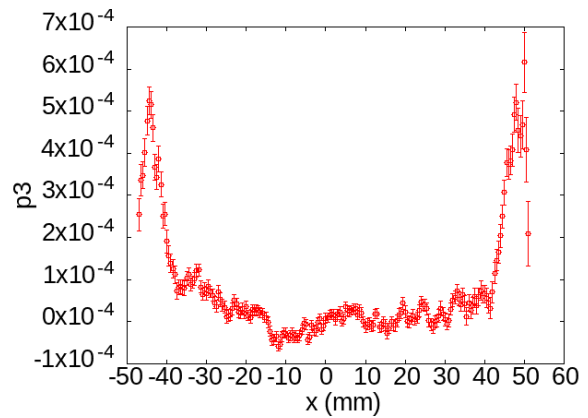


図 5.25 補正関数の 4 次の係数 $p_3(x)$ 。2 次の係数同様、端での立体角効果による y 座標依存性を示している。

これらの補正関数を用いて位置依存性を補正したところ次の結果が得られた。なお $p_i(x)$ をフィットする適切な関数が見つからなかったため x 依存性についてはフィットは行わず 2 点間を線形補完した。この結果を 5.26、図 5.27 に示す。

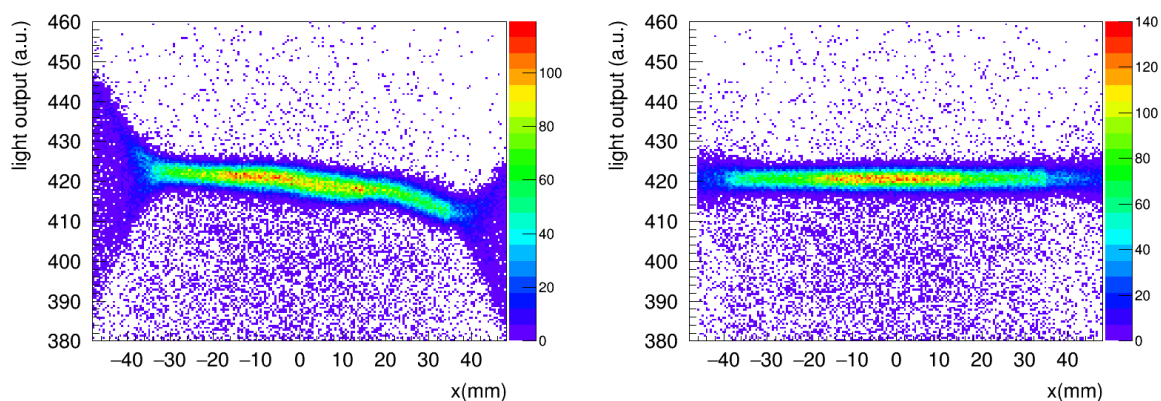


図 5.26 位置依存補正前後の発光量と位置の相関の比較。

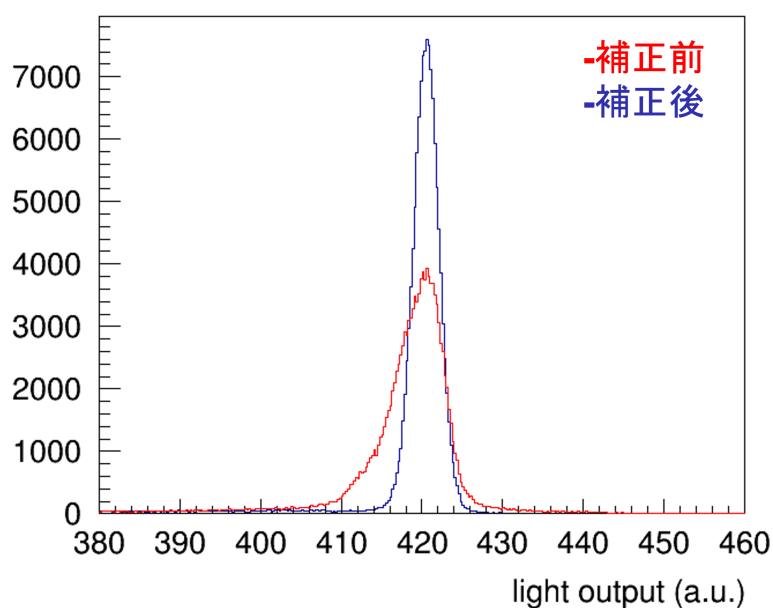


図 5.27 位置依存補正前と後のスペクトルの比較。補正前は非対称な分布でテールを引いている。

補正前と比較すると位置依存性が改善していることがわかる。高いエネルギー分解能を発揮するためには発光量が位置によって変化しないことが重要である。さらに補正後の発光量の x 方向依存性をガウス関数でフィットして確認したところ図 5.28 のように

なった。

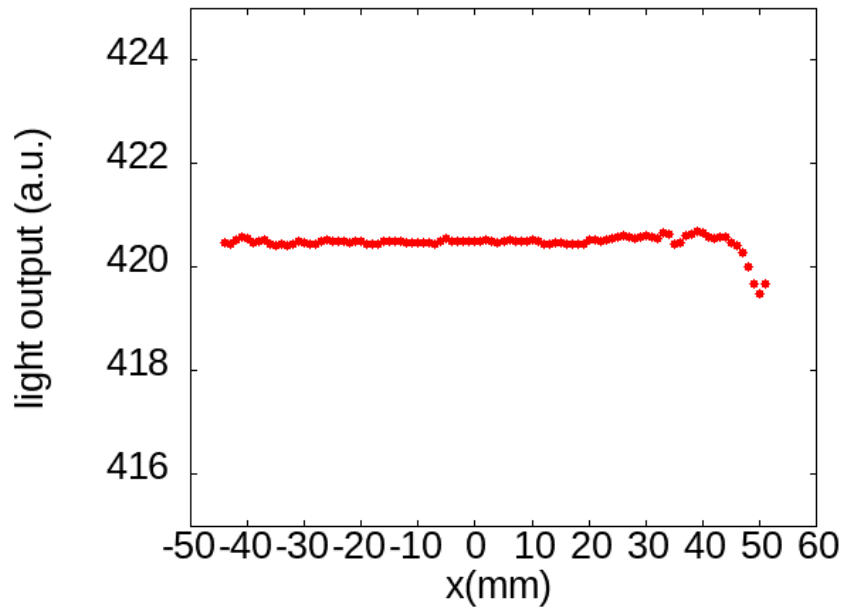


図 5.28 補正後の発光量の位置依存性。端で発光量に変化している。

端では発光量に変動が生じているがその割合は 0.3% 程度と小さい。これは結晶の端で激しい発光量の変化が生じており、それが補正しきれなかったことに起因すると考えられる。

また x ごとの分解能をガウス関数によるフィットで求めると以下のようになった。 x 座標が中心より 40 mm 以上離れたところから分解能の悪化が見られたが要求性能の 1A MeV は達成できている。

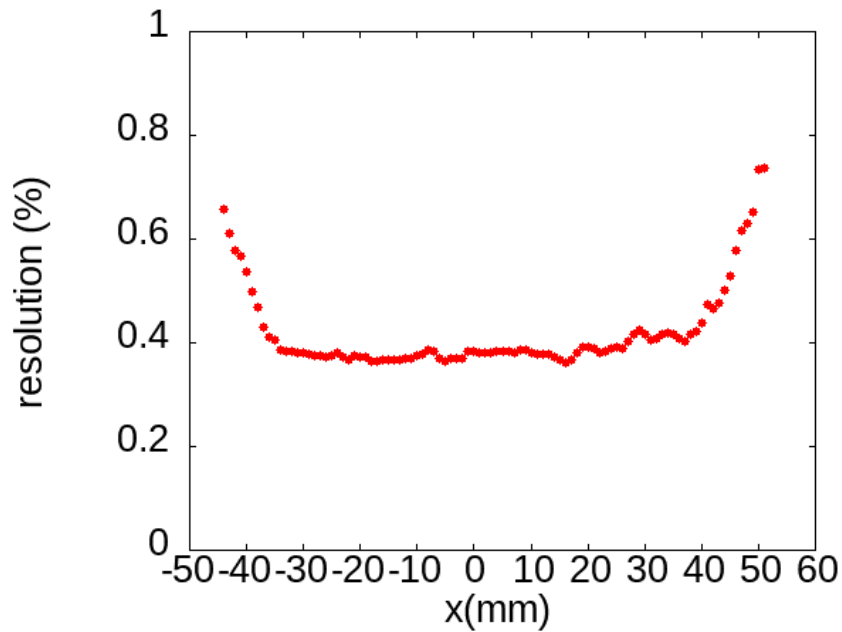


図 5.29 エネルギー分解能の位置依存性。端で急激に分解能が悪化しているが要求性能は満たしている。

GAGG(Ce) シンチレータを 0.5% 以下の非常に高い分解能で使用できる領域は結晶の長さ 120 mm に対して 80 mm 程度になっている。これも端での激しい発光量の変化に起因するものであり、このシンチレータの性能を最大限生かすには位置依存性の改善が重要である。そこで今後はオプティカルガイドの開発や適切な反射材の選定による光子の収集効率の向上を行なっていく予定である。

5.8 レート依存性

100A MeV の α 粒子ビームを用いてレート耐性のデータを取得した。ビームのレートはスケーラーから算出し、スピルのカットを用いて種類やエネルギーの異なるイベントを除去した。レートが上がるにつれてパイルアップの事象が確認されたが割合は 50 kcps で 10% 以下であり、回路の高速化は概ね達成できたと言える。

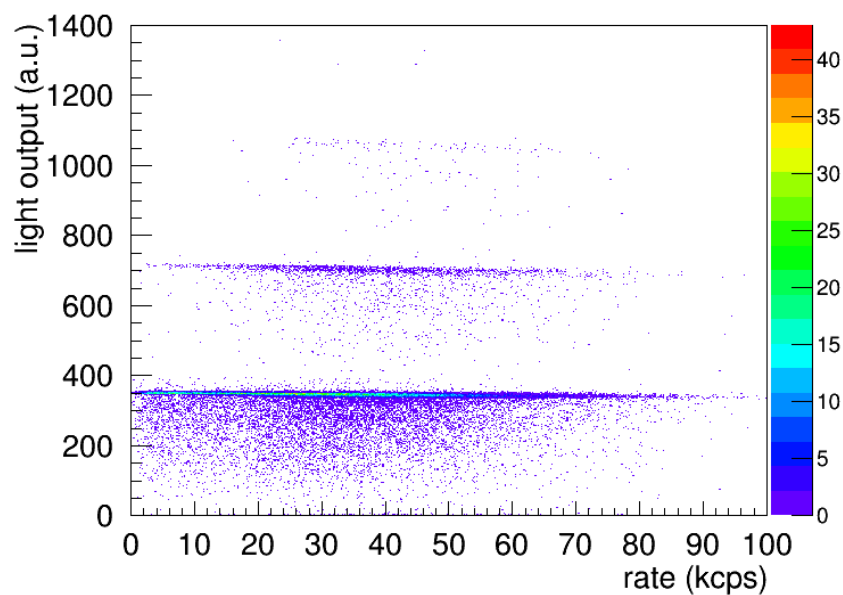


図 5.30 レートと発光量の相関。1 パイルアップと 2 パイルアップが現れている。

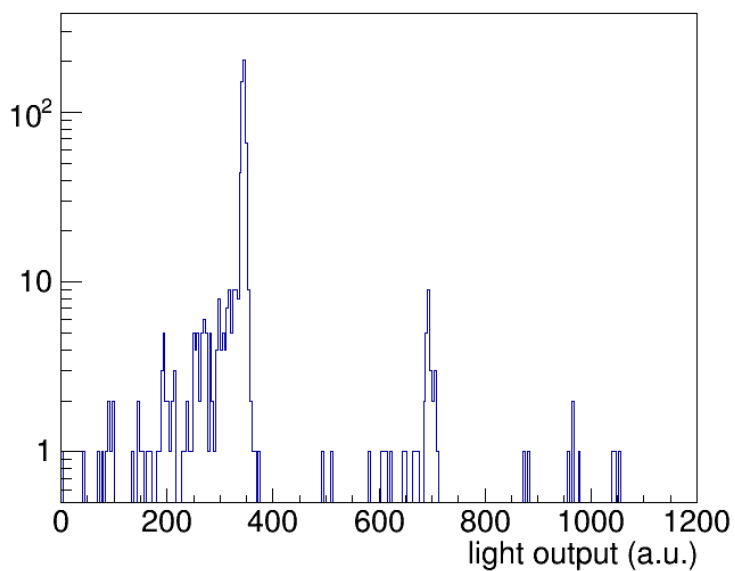


図 5.31 50kcps でのスペクトル。パイルアップの事象は 10% 以下であった。

さらに APD を用いた読み出しでは図 5.32 に示すようにレートが上がるにつれて発光量が下がる現象が見られた。またガウス関数によるフィットで発光量の中心値の変化を

調べたところ図 5.33 のようになった。レートの変動に伴い、発光量が 2% 程度変動している。

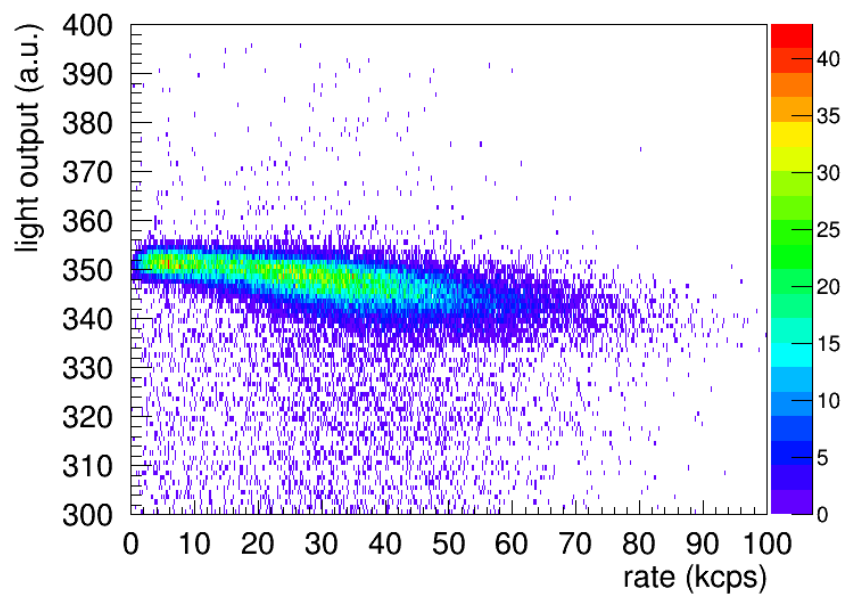


図 5.32 レートと発光量の相関のpileアップが生じていない部分を拡大したもの。レートが上がるにつれて APD で測定した発光量が減少している。

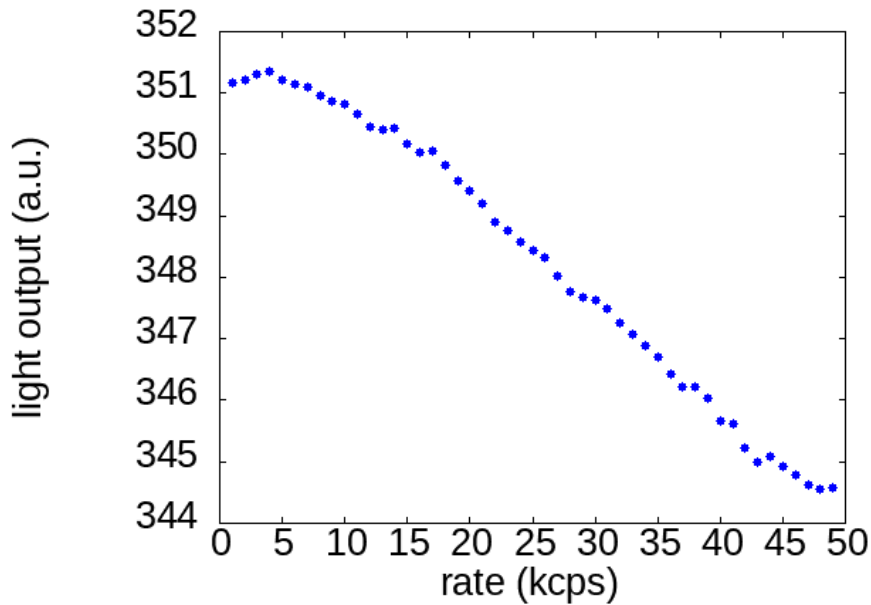


図 5.33 レートごとの発光量の変化。図 5.32 を 1 kcps 刻みごとにカットし、射影して得られたスペクトルをガウス関数でフィットして求めた。

この現象はレートの上昇に伴い APD に流れる電流が増加し、図 5.34 に示す電流制限抵抗による電圧降下の影響で APD に印加される電圧が低くなったことが原因であると解釈した。APD に印加した電圧とゲインの関係は図 5.35 に示した。実験では 400 V 程度の電圧を印加しており、特にこのような高い電圧ではゲインの変動が激しくなっている。今回の実験では APD の電流値の詳細な変化は測定を行っていないため定量的な評価は行えなかったが、高レート耐性のためには APD の印加電圧を一定に保つ改良が必要であることが分かった。この一例として電流制限抵抗の抵抗値を下げるこゝがあげられる。電流制限抵抗は HV ラインのノイズを除去するローパスフィルターの役割も果たしており、そのカットオフ周波数は

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \sim 16 \text{ kHz} \quad (5.15)$$

となっている。電流制限抵抗の値を 1/10 倍にし、コンデンサーの値を 10 倍にすることでローパスフィルターの効果を保ちつつ電圧降下を 1/10 に抑えられることが期待される。

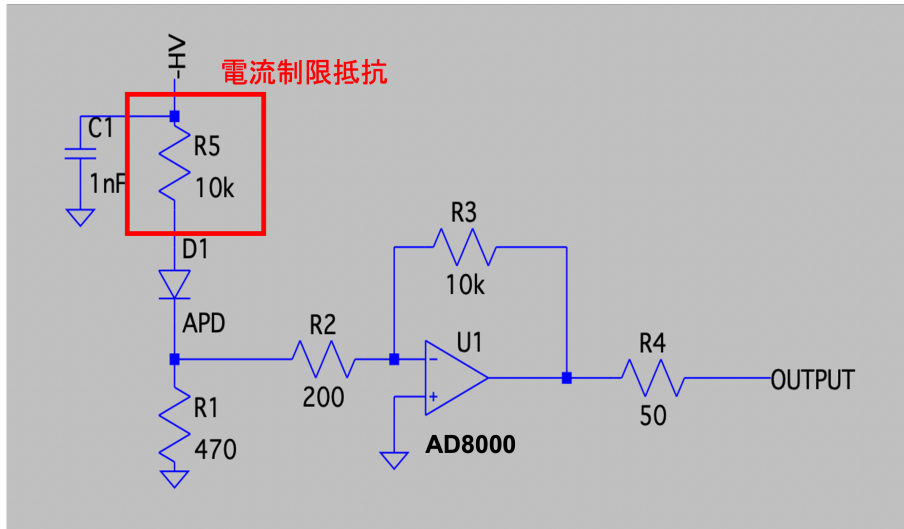


図 5.34 APD に取り付けられた基板の回路図。HV ラインには過電流を防ぐための電流制限抵抗が取り付けられている。

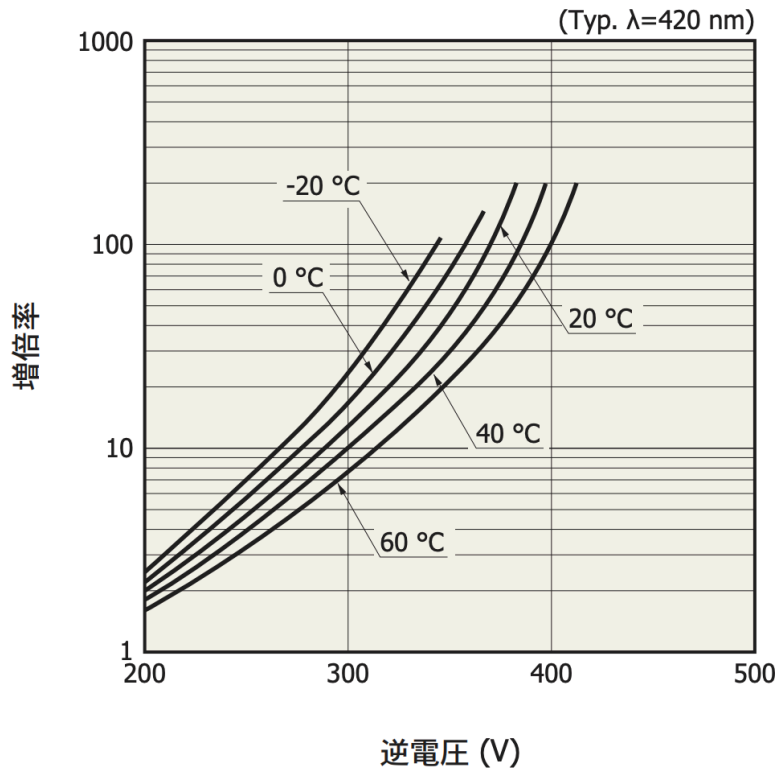


図 5.35 APD に印加した電圧とゲインの関係 [40]。

また図 5.36 に示すようにレートが高くなるにつれてエネルギー分解能が悪化していく

振る舞いが見られた。

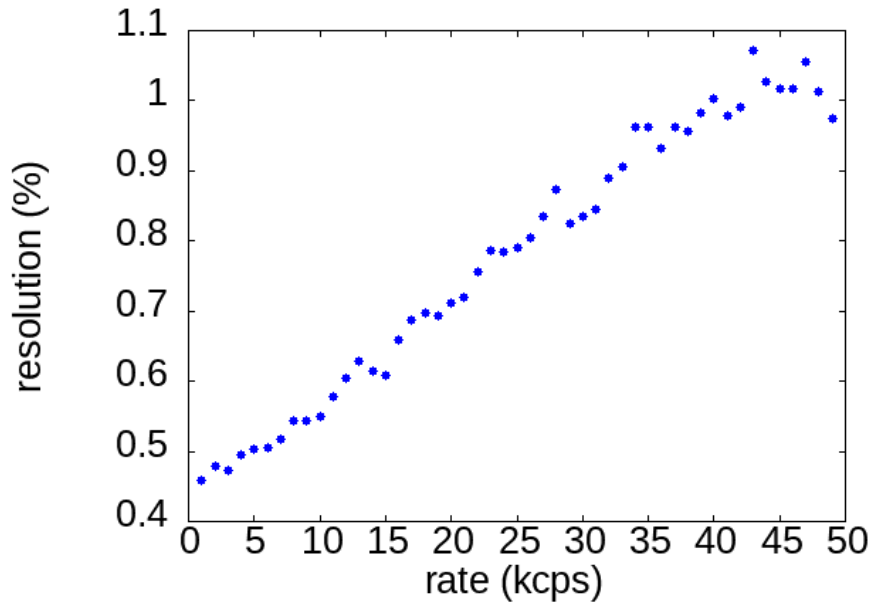


図 5.36 レートと分解能の相関。図 5.32 を 1 kcps 刻みごとにカットし、射影して得られたスペクトルをガウス関数でフィットして求めた。高レートになるにつれて分解能が悪化していく。

この分解能の悪化もレートによるゲイン変動によるものだと解釈できる。図 5.37 のように短い時間で大きくレートが変動しているため実際のカウントレートには揺らぎがあり、それが分解能の悪化につながっていると考えられる。これはシンクロトロン特有の現象であり、レートが一定のサイクロトロンでは生じないことが予想される。RIBF のようなサイクロトロンを用いた加速器施設ではこのような問題が生じないことが期待されるが、HIMAC のようなシンクロトロン加速器施設で実験を行う際にはレート依存性の改善が必要である。

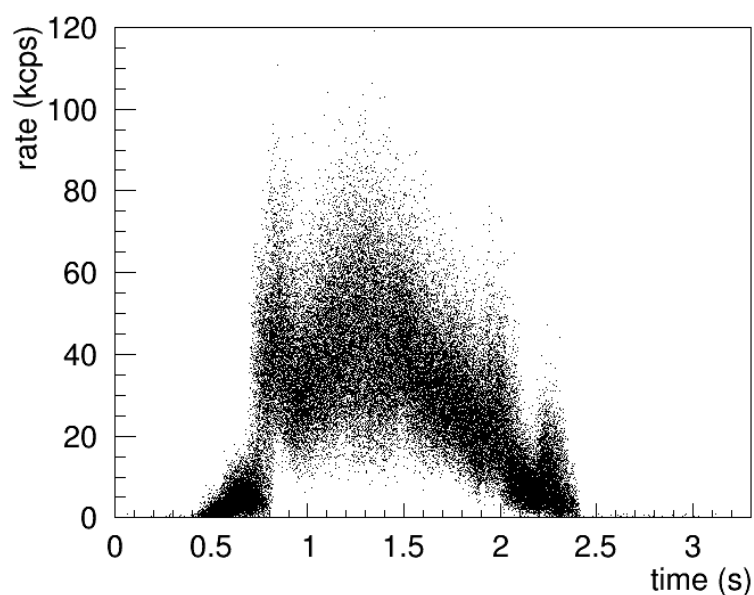


図 5.37 スピルとレートの相関。短い時間でレートは大きく変動している。

また PMT を用いた読み出しのレート依存性は図 5.38 のようになった。高レート環境ではアフターパルスによる発光量の増加や過電流による増倍率の低下がみられるが [44]、今回の測定ではゲインの変動がかなり大きくその詳細な理由はあまり理解できなかった。PMT を高レートで使用する際にはブースターやアクティブディバイダーを用いる必要があり、 (p,pX) 反応測定においてレートの高いノックアウトクラスターの検出には APD が適していると言える。なお PMT は反跳陽子側のカロリメーターに用いるが反跳陽子のレートが低く、レート耐性による問題は生じない。

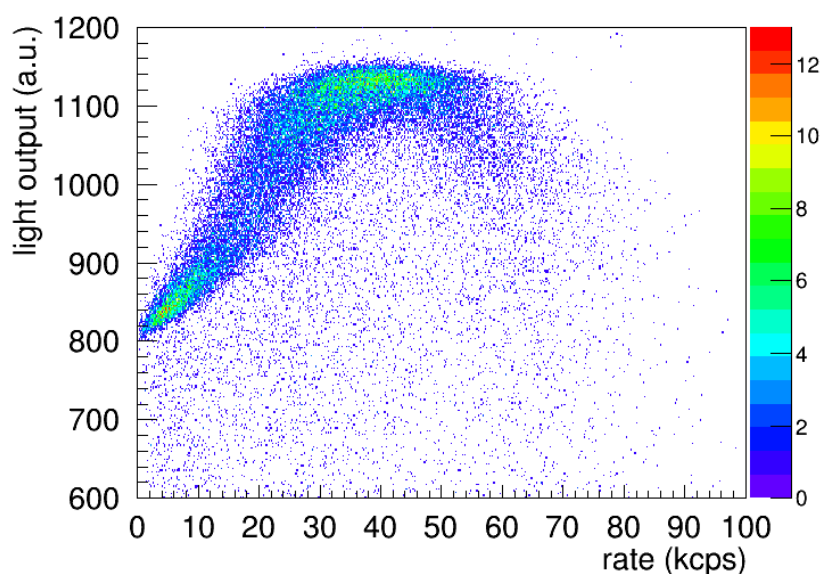


図 5.38 レートと PMT で測定した発光量の相関。

5.9 時間分解能について

F1pla と GAGG(Ce) シンチレーター間の TOF を用いて時間分解能を評価した。TOF はビームエネルギーの解析と同様、L と R の平均を用いて算出した。また F1pla の L と R の時間差を用いて評価したプラスチックシンチレーターの時間分解能の影響を差し引いた。APD と PMT 読み出しでの GAGG(Ce) シンチレーターの分解能は表 5.9 のようになった。また TOF のヒストグラムを図 5.39、図 5.40 に示す。

表 5.9 GAGG(Ce) シンチレーターの時間分解能

フォトセンサー	時間分解能 (ps)
APD	213 ± 1.7
PMT	96 ± 0.8

時間分解能が良いとされるプラスチックシンチレーターと比べても GAGG(Ce) シンチレーターの時間分解能は遜色がない。これは GAGG(Ce) シンチレーターの発光量が多いためであると考えられる。また APD 読み出しの際の時間分解は PMT 読み出しのものより悪いが増幅回路の周波数特性や S/N の向上により改善が期待される。

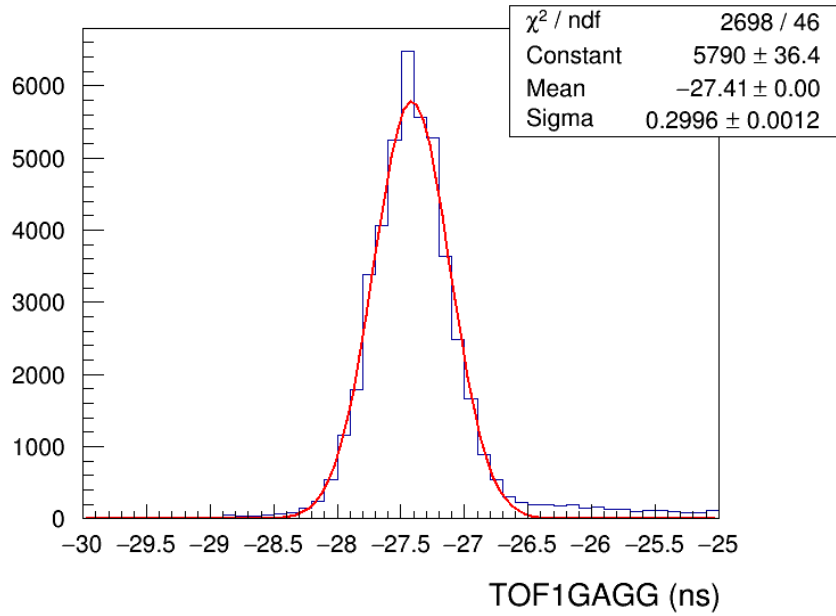


図 5.39 APD で読み出しをした際の F1pla と GAGG(Ce) シンチレーター間の TOF。

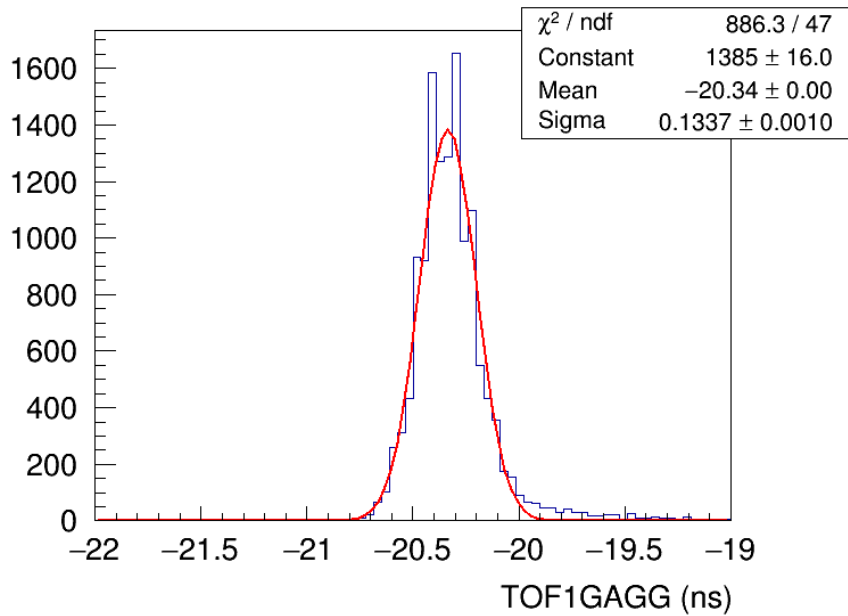


図 5.40 PMT で読み出しをした際の F1pla と GAGG(Ce) シンチレーター間の TOF。

第6章

まとめと展望

6.1 まとめ

本研究では (p,pX) 反応の反跳陽子とノックアウトクラスターのエネルギーを測定するカロリメーターを GAGG(Ce) シンチレーターを用いて開発した。レートやエネルギー分解能、チャンネル数の観点からクラスターの読み出しには APD を、陽子側については PMT を用いるものとし今回は APD による高速応答の読み出しの開発を主に行なった。性能評価は HIMAC で 76A ~ 230A MeV の陽子・ α 粒子ビームを用いて行われ、大型の GAGG(Ce) 結晶に対する 100A MeV 以上の高いエネルギーの荷電粒子に対する応答測定が初めて行われた。

APD による読み出しでは長辺入射に対する分解能は陽子 100 MeV で 0.9%、短辺入射に対する分解能は α 粒子 230 MeV で 0.37% で目標の 1A MeV の分解能を達成することができた。また PMT による読み出しでは陽子 100 MeV で 1.1% であり概ね要求性能を達成できていると言える。

また 100A MeV の α 粒子を用いてエネルギー分解能の位置依存性を確認した。フォトセンサーの立体角効果に起因すると思われる発光量の位置依存性が見られ、補正関数を用いることで分解能を改善することができた。この補正によってエネルギー分解能を結晶の長さ 120 mm のうち、 $|x| < 40$ mm の範囲で 0.5% 以下、 $|x| < 50$ mm の範囲で 1% 以下にすることができた。

また 100 kppp のビームを用いて 50 cps 以下のカウントレートに対する応答を確認した。APD による読み出しでは 2 倍程度の分解能の悪化、2% 程度のゲインの広がりが確認された。これは高レート時の過電流による電圧降下が原因であると推測される。

6.2 展望

今回の測定では以下の項目については評価できなかったため 2023 年度前期に HIMAC で性能評価を行う予定である。

- 線形性・クエンチの評価
- 短辺入射での位置依存性
- R11265U-20(量子効率の良い PMT) を用いた際の荷電粒子に対する応答
- 結晶の個体差の確認

また今後行う GAGG(Ce) カロリメーターの改善や追加の開発として

- オプティカルガイドなどによる位置依存性の緩和
- HV ラインの回路の見直しによるレート依存性の改善
- 増幅回路の S/N、周波数特性の改善
- 多重散乱やエネルギーロスが少ない薄い反射材の検討

があげられる。

これらの開発・測定を行った後、2023 年度後期には HIMAC で TOGAXSI アレイのプロトモデルを用いて Xe アイソトープでの (p,pX) の測定を行い、分離エネルギー分解能や収量が要求性能を満たすことを確認する予定である。TOGAXSI アレイは ϕ 方向に関して 60° 回転対称であり、プロトモデルはアレイ全体の $1/6$ を再現している。この性能評価実験の結果をもとに TOGAXSI アレイのデザインの最適化、製作を行う。その後は $p\alpha$ 散乱を用いた TOGAXSI アレイのキャリブレーションも行い、 (p,pX) 反応測定への準備を進めていく予定である。

謝辞

本研究を進めるにあたって協力していただいた皆様にここで感謝の意を申し上げます。

指導教官の銭廣十三准教授には修士過程での指導だけでなく普段の研究室生活でも大変お世話になりました。開発・実験に対する姿勢や原子核物理の研究について色々学ばせていただきました。また解析や修士論文の執筆にあたっては様々な助言をいただき、無事本論文を執筆することができました。

理化学研究所の田中純貴特別研究員には実際に実験を行うにあたって様々なアドバイスやご協力をいただきました。この実験は田中純貴特別研究員のご協力なしでは成し得なかったはずです。

理研仁科センターの上坂友洋主任研究には ONOKORO プロジェクトのリーダーとしてクラスターロックアウトの物理や検出器の知識について色々学ばせていただきました。

東北大 NICHe の黒澤俊介准教授にも GAGG(Ce) シンチレーターの開発者として様々なことをご教授いただきました。

九州大の川瀬頌一郎助教、同じ EPSRI グループの原田知也さん、土方佑斗さん、八尋寛太さんや ONOKORO コラボレーターの武重祥子さん、樋口浩志さん、東京都市大学の高橋弘幸さんには実験を行う際に協力をしていただきました。また実験準備のためにご協力いただいた理研仁科センターの馬場秀忠チームリーダーや西村俊二前任研究員、大阪大学の大田晋輔准教授にも感謝いたします。

永江知文教授をはじめとする原子核・ハドロン物理学研究室のメンバーの皆様には課題演習の頃よりお世話になっております。そして実験準備で長期間理研にいた際には、理研の同期の皆様や京都大学に所縁のある理研の先輩方にも色々とお世話になりました。

最後になりますが研究生活以外でもお付き合いいただいた友人の皆様や6年間何も言わず見守ってくれた家族の皆様にも感謝申し上げます。

参考文献

- [1] S. Typel, J. Phys. Conf. Ser. 420, 012078 (2013)
- [2] Z.-W. Zhang and L.-W. Chen, Phys. Rev. C 95, 064330 (2017)
- [3] S. Typel, Phys. Rev. C 89, 064321 (2014)
- [4] J. Tanaka, Z.H. Yang, S. Typel, *et al.*, Science 371, 6526 (2021)
- [5] S. S. Avancini, M. Ferreira, H. Pais, *et al.*, Phys. Rev. C 95, 045804 (2017)
- [6] S. Furusawa, K. Sumiyoshi, S. Yamada, *et al.*, Nucl. Phys. A 957, 188 (2017)
- [7] J. M. Lattimer, F. D. Swesty, Nucl. Phys. A 535, 331 (1991)
- [8] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, K. Sumiyoshi, Astrophys. J. Suppl. 197, 20 (2011)
- [9] S. Heckel, P. P. Schneider, and A. Sedrakian, Phys. Rev. C 80, 015805 (2009)
- [10] B. K. Sharma, S. Pal, Phys. Rev. C 82, 055802 (2010)
- [11] S. S. Avancini, C. C. Barros, Jr., L. Brito, S. Chiacchiera, D. P. Menezes, C. Providência, Phys. Rev. C 85, 035806 (2012)
- [12] F. Hoyle, Astrophys. J. Suppl. Ser. 1, 121 (1954).
- [13] K. Ikeda, *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. E68 464 (1968)
- [14] Forest, *et al.*, Phys. Rev. C 54, 646 (1996)
- [15] Matsubara, Tamii *et al.*, Phys. Rev. Lett. 115, 102501 (2015)
- [16] R. Subediet, *et al.*, Science 320, 1476 (2008)
- [17] G. Gamow, Nature 123, 606 (1929)
- [18] K. Yoshida, J. Tanaka, arXiv:2111.07541 [nucl-th] (2021)
- [19] K. Ogata, T. Uesaka, *et al.*, 日本物理学会誌 第 76 卷, 第 9 号, 575 (2020)
- [20] G. Van der Steenhoven, *et al.*, Nucl. Phys. A480, 547 (1988)
- [21] T. Wakasa, K. Ogata, T. Noro, Prog. Part. Nucl. Phys. 96, 32 (2017)
- [22] S. Kawase, *et al.*, Prog. Ther. Exp. Phys. 2018, 021D01 (2018)
- [23] T. L. Tang, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 124, 212502 (2020)

- [24] Y. Kubota, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 125, 252501 (2020)
- [25] K. Yoshida, *et al.*, Phys. Rev. C100, 044601 (2019)
- [26] T. A. Carey, P. G. Roos, N. S. Chant, A. Nadasen, H. L. Chen, Phys. Rev. C 29, 1273 (1984)
- [27] Y. Chazono, *et al.*, Phys. Rev. C 103, 024609 (2021)
- [28] T. Uesaka, J. Zenihiro, J. Tanaka, *et al.*, RIBF Construction proposal NP2112-SAMURAI72 (2021)
- [29] 理研 RIBF, Accelerator Concept, <https://www.nishina.riken.jp/ribf/accelerator/concept.html>.
- [30] 理研 RIBF. SAMURAI Overview, <https://www.nishina.riken.jp/ribf/SAMURAI/overview.html>.
- [31] M. Fujiwara *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 422, 484 (1999)
- [32] J. Tanaka, *et al.*, Annual Report of the Research Project with Heavy Ions at NIRS-HIMAC 19H424 (2020)
- [33] LISE++, A simulation for exotic beam production with fragment separation, <http://lise.nscl.msu.edu/lise.html>.
- [34] PDG, Atomic and nuclear properties of liquid hydrogen (H_2), https://pdg.lbl.gov/2020/AtomicNuclearProperties/HTML/liquid_hydrogen.html
- [35] PDG, Atomic and nuclear properties of silicon (Si), https://pdg.lbl.gov/2020/AtomicNuclearProperties/HTML/silicon_Si.html
- [36] C&A, GAGG(Ce) シンチレータ, https://c-and-a.jp/assets/img/products/101210514_GAGG.pdf
- [37] 東北大 NICHe 黒澤俊介氏より提供
- [38] T. Furuno, *et al.*, J. Instrum. 16, P10012 (2021).
- [39] 浜松ホトニクス, R11265 シリーズデータシート, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R11265U_H11934_TPMH1336E.pdf.
- [40] 浜松ホトニクス, S8664 シリーズデータシート, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s8664_series_kapd1012j.pdf.
- [41] 浜松ホトニクス, S3204/S3584 シリーズデータシート, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s3204-08_etc_kpin1051j.pdf.
- [42] Analog Devices, AD8000 Data sheet <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD8000.pdf>.
- [43] QST, 重粒子加速器 HIMAC, <https://www.nirs.qst.go.jp/rd/>

collaboration/himac/outline.html.

- [44] 浜松ホトニクス, 『光電子増倍管ハンドブック』 (光電子増倍管 その基礎と応用 第4版), https://www.hamamatsu.com/sp/hq/mktg-LP/201707_pmt/PDF/PMT_handbook_v4J.pdf