

卒 業 論 文

KEK PF-AR テストビームラインを用いた
電子核子散乱観測実験

令和 6 年 3 月 31 日

浅見 優輝

笹田 真宏

佐野 友麻

中村 唯真

神戸大学 理学部 物理学科
粒子物理学研究室

概要

本研究では、陽子半径を求めることを最終目標に置き、その第一歩となる、電子陽子散乱の微分散断面積の角度分布の測定を行った。高エネルギー加速器研究機構で運用されているテストビームラインを利用し、電子ビームを陽子に当てることで散乱させる。散乱後の電子を、シンチレータを交互に重ねたトラッカー（飛跡検出器）と鉛ガラスカロリメータでとらえた。結論として、目的とされていた角度の散乱を観測することはできなかった。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	散乱の理論	2
2.1	陽子半径	2
2.2	電子陽子弾性散乱	3
2.2.1	電子陽子弾性散乱の散乱断面積	3
2.2.2	散乱断面積の理論計算	5
第 3 章	KEK PF-AR テストビームライン	6
3.1	テストビームラインの概要	6
3.2	電子ビームの生成方法	7
3.3	電磁石リモートコントロールシステム	10
第 4 章	検出器	12
4.1	散乱実験の全体像と検出器	12
4.1.1	各検出器の詳細	13
4.2	信号読み出しの流れ	20
第 5 章	鉛ガラスカロリメータと飛跡検出器の性能評価・校正	22
5.1	鉛ガラスカロリメータのエネルギー校正	22
5.1.1	鉛ガラスカロリメータに入射する電子ビームのエネルギー	25
5.2	トラッカーの性能評価	27
5.2.1	MPPC の閾値の決定方法	27
5.2.2	トラッカーの効率	31
5.3	電子ビームの広がり	35
5.3.1	電子ビームの焦点位置と上流の実験の影響	35
5.3.2	デフォルトの Q マグネットの調整とビームの広がり	36
5.3.3	Q マグネットの変化とビームの広がり	37
第 6 章	電子散乱実験の解析と結果	40

6.1	電子散乱事象の選別	40
6.2	実験と理論の比較	43
6.2.1	電子散乱事象のイベント数に対する実験値と理論値の比較	43
第7章	結論	46
参考文献		48

第 1 章

序論

私達の研究の最終的な目標は、陽子の電荷半径（以下、電荷半径を単に半径と呼ぶ）を求めることである。陽子半径の測定を目標に掲げた理由は、現在でも、陽子半径の正確な値が決まっていないためである。「半径」が「質量」などと同様に、陽子の性質として基本的な量に思われることを考えると、この事実は少々意外なものである。

では、どのようにして陽子半径を測定するのだろうか。陽子半径の測定方法は主に、「水素原子分光」を用いる方法と「電子陽子散乱」を用いる方法の二つがある。今回は、「電子陽子散乱」の方向から陽子半径にアプローチすることにした。電子陽子散乱と陽子半径の関係については第 2 章で説明する。この実験を行うには電子ビームが必要である。今回は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) が実施している「加速器科学インターンシップ」を利用して、KEK つくばキャンパスにある測定器開発テストビームラインの電子ビームを使用して電子散乱実験を行った。KEK に 2023 年 11 月 24 日から 12 月 4 日まで滞在し、11 月 24 日から 11 月 30 日に装置の準備や予備実験等を行い、12 月 1 日から 12 月 4 日に電子散乱実験を行った。また、散乱実験の期間は筑波大学と同じ電子ビームを使って同時に実験を行った。このことは第 4 章で詳しく説明する。本論文では、まず第 2 章において散乱断面積の理論式を説明し、第 3 章で散乱実験を行ったテストビームラインについて紹介する。そして、第 4 章で各検出器の詳細を説明し、第 5 章で検出器等の性能評価・較正について述べ、最後に第 6 章で散乱実験の解析結果と考察を述べる。

第 2 章

散乱の理論

2.1 陽子半径

陽子の半径（電荷半径）は以下で定義される [1]。

$$\langle r_p^2 \rangle \equiv -6 \frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \Big|_{Q^2 \rightarrow 0} \quad (2.1)$$

ここで、 G_E は陽子の電荷形状因子で、 Q^2 は電子陽子散乱過程における電子から陽子への 4 元運動量移行であり、以下のように表される。

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.2)$$

ただし、 k, k' はそれぞれ散乱前後の電子の 4 元運動量で、 $q = k - k'$ である。 θ は散乱角、 E, E' は散乱前後の電子のエネルギーである（図 2.1）。

また、陽子の電荷形状因子 G_E は高い運動量移行領域まで測定されており、これが

$$G_E(Q^2) \sim \left(1 - \frac{Q^2}{0.71 \text{GeV}^2} \right)^{-2} \quad (2.3)$$

という形で表されることは広く知られている。2.2 節で説明されるように、この電荷形状因子が電子陽子弾性散乱の微分散乱断面積に現れるため、電子陽子散乱を調べることで陽子半径を測定することができる。

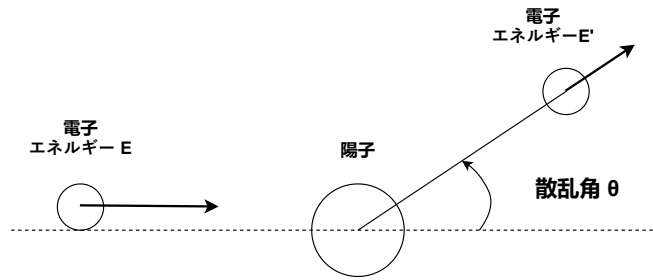


図 2.1: 電子陽子弾性散乱

2.2 電子陽子弾性散乱

この節では、電子や陽子の性質によって微分散乱断面積の式にどのような修正が加わるかを説明し、微分散乱断面積に電荷形状因子が現れることを確認する。この節は主に『現代素粒子物理-実験的観点からみる標準理論』[2]を参考に、修正前後で微分散乱断面積の値が具体的にどう変化するかを理論計算のグラフを用いて比較する。

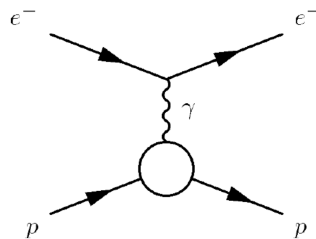


図 2.2: 電子陽子弾性散乱のファインマンダイアグラム [3]

2.2.1 電子陽子弾性散乱の散乱断面積

始めに、粒子のスピンと大きさを無視した荷電粒子同士のクーロン散乱過程を考える。入射電子のエネルギーを E 、散乱角を θ とすると、入射電子の速度が相対論的極限でのラザフォード散乱の微分散乱断面積は、以下ようになる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2.4)$$

ここで、 α は微細構造定数である。(今考えているのは電子陽子散乱のため、上式では、原子番号 $Z = 1$ としている)

これからは、この散乱に以下の 4 つの効果を取り入れることで、式 (2.4) がどのように修正を受け

るのかを考える。

1. ビーム電子のスピンの効果
2. ターゲット粒子 (陽子) の反跳の効果
3. 電子と陽子のスピン磁気相互作用の効果
4. 陽子が内部構造を持つことによる効果

まず、ビーム電子のスピン 1/2 の効果を取り入れると、式 (2.4) の散乱断面積は以下のように修正される。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}^{M \rightarrow \infty} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.5)$$

式 (2.5) から、電磁相互作用は高エネルギーではヘリシティを保存するため、電子のヘリシティが反転する $\theta = \pi$ 方向への散乱が抑制されていることがわかる。これは次に紹介する式 (2.7) においてターゲットの質量 M が無限大の場合に相当する。

次に陽子の反跳を取り入れる。散乱後の電子のエネルギーを E' とすると、エネルギー・運動量保存により、 E' は以下のように表される。

$$E' = \frac{E}{1 + 2\left(\frac{E}{M}\right) \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (2.6)$$

このとき、式 (2.5) は以下ようになる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}}^{M \rightarrow \infty} \frac{E'}{E} \quad (2.7)$$

この散乱はモット散乱と呼ばれる。

さらに、電子と陽子のスピン磁気相互作用を取り入れると、式 (2.7) は、

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Dirac}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left(1 + \frac{Q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (2.8)$$

この散乱はディラック散乱と呼ばれる。ここで、 Q^2 は 4 元運動量移行で、式 (2.2) である。

最後に陽子の内部構造を考えると、式 (2.8) は以下のように修正される。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left(\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (2.9)$$

ただし、 $\tau = Q^2/4M^2$ である。 G_E は 2.1 節の電荷形状因子、 G_M は以下の磁気形状因子である。

$$G_M(Q^2) \sim 2.79 \left(1 - \frac{Q^2}{0.71 \text{GeV}^2}\right)^{-2} \quad (2.10)$$

ここで係数の 2.79 は陽子の磁気モーメントを核磁子によって規格化したものである。式 (2.9) は $G_E = G_M = 1$ の場合、式 (2.8) に帰着することがわかる。

2.2.2 散乱断面積の理論計算

ここでは 2.2.1 節で求めた微分散乱断面積の表式に具体的な値を代入して計算してみる。第 6 章では、この理論計算のグラフと散乱実験の結果を比較するので、ここで理論計算のグラフを示しておく。今回の散乱実験と同じ電子のエネルギーが 3 GeV の場合のラザフォード散乱と陽子の内部構造を考慮したディラック散乱の微分散乱断面積を以下に示す (図 2.3)。様々な効果を取り入れた散乱 (青線) の方が断面積が小さくなっていることがわかる。

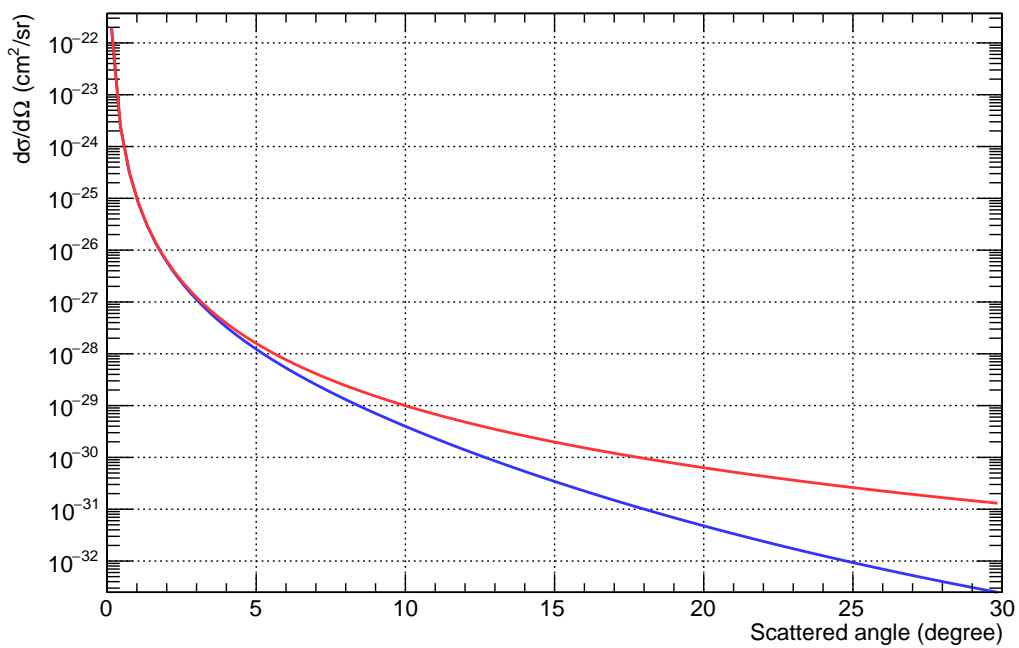


図 2.3: 微分散乱断面積の比較 赤線が式 (2.4)、青線が式 (2.9) である。散乱角が大きくなるにつれて両者の差が大きくなることがわかる。

第 3 章

KEK PF-AR テストビームライン

3.1 テストビームラインの概要

KEK は加速器科学における国内最大規模の研究機関である。今回は KEK のつくばキャンパスで実験を行った (図 3.1)。つくばキャンパスには、Belle II 実験に使用されている電子陽電子衝突型加速器 SuperKEKB をはじめ様々な施設があるが、私達はその中で PF-AR(Photon Factory - Advanced Ring for Pulse X-rays) に建設されたテストビームラインを利用した。

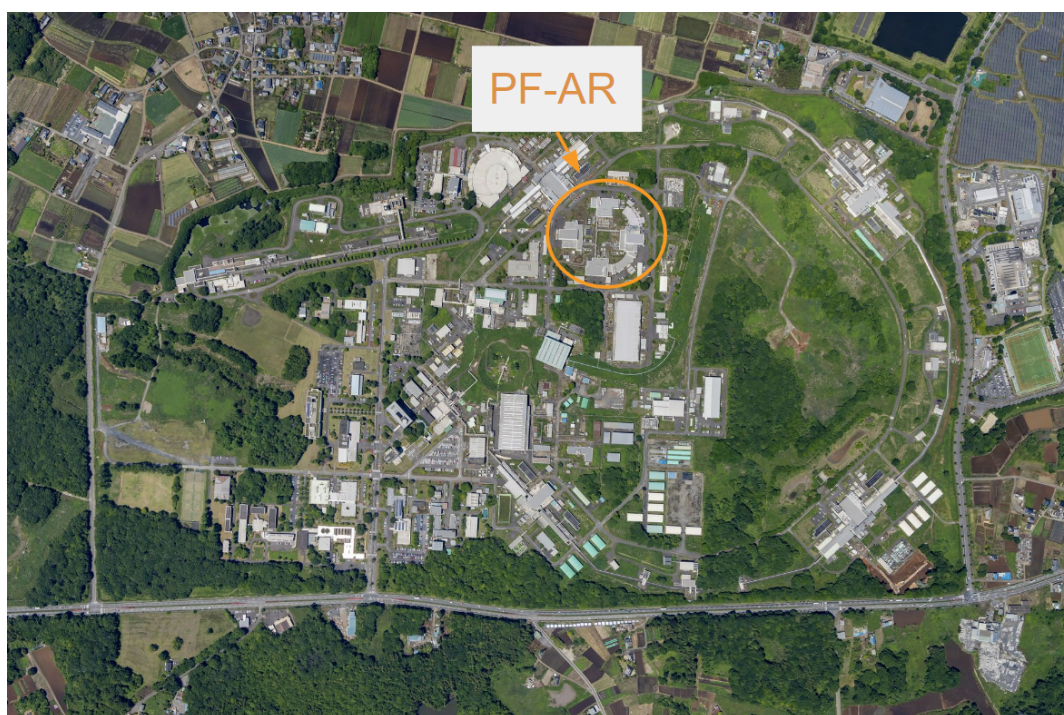


図 3.1: KEK つくばキャンパスの航空写真 (2023 年) [4]。橙色の円で囲われた部分が今回実験を行った PF-AR である。

PF-AR は、円周 377 m の円型の光源加速器である。この加速器では電子を加速させ、それが磁

場で曲げられる際に放出する制動輻射（放射光）を取り出している。これを物質に当てて、物質の動的な変形や化学反応の過程を観測する。PF-AR が生み出す放射光の特徴は、「シングルバンチ」と「大電流」である。「バンチ」というのは、群れや集合を意味する単語である。通常、加速器内では複数の電子の群れ（マルチバンチ）が回っている状態で運転しており、放射光が連続的にやってくるように見える。これに対して、電子の群れが一つ（シングルバンチ）の場合は、同じ場所で観察していると、電子の群れがリングを一周する間に一回だけ光るので、変化している物質の一瞬一瞬を切り取ることができる。また、大電流であるため、放射光が大きな強度を持っていて、シングルバンチであることと相まって、非常に明るい写真を撮ることができる。50-60 mA で $1.3 \mu\text{s}$ 間隔の大強度パルス放射光源として利用されている。この放射光を物質に当てることは非常に明るく、1MHz で写真を撮ることに例えられる [5]。

今回実験を行ったのは、測定器開発テストビームラインである。このテストビームラインは KEK つくばキャンパスの PF-AR に建設され、0.5~5 GeV 程度の電子ビームを利用できる。図 3.3 は、図 3.2 における「ビームステージ」の写真である。図 3.3 の右側の黄色い部分は図 3.2 の「ビームシャッター」、左側の4つのオレンジ色の装置は「四重極磁石（quadrupole magnet : Q マグネット）」、フェンスの奥が「テストビームエリア」である。新たに設置したこの Q マグネットにより、図 3.3 の右から左に向かって電子ビームを輸送する。

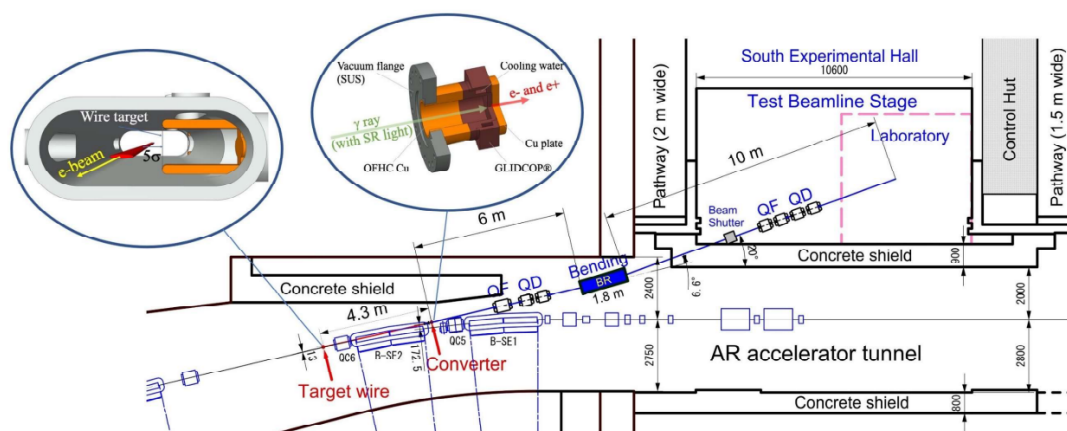


図 3.2: テストビームライン全体を上から見た図 [6]。「Bending」は B マグネットである。QD・QF で電子ビームを収束させ、図の左下から右上に向かって電子が輸送される。

3.2 電子ビームの生成方法

テストビームラインでは PF-AR を利用して電子ビームを生成しているが、電子ビームへの影響を小さくするため以下の方法で電子を生成する。まず、PF-AR のリング内にワイヤーターゲットを挿入し、PF-AR 内の電子ビームとワイヤーの電磁相互作用による制動放射でガンマ線を生成し、そのガンマ線を銅製のコンバータに入射させて電子陽電子対を生成する。その電子をまず Q マグ



図 3.3: ビームステージの写真 [7]。右側の黄色い装置は「ビームシャッター」、左側の4つのオレンジ色の装置は「Q マグネット」、フェンスの奥が「テストビームエリア」である。Q マグネットにより、写真の右から左に向かって電子ビームを輸送する。

ネット (図 3.5) を用いて収束させ、偏向用双極電磁石 (Bending Magnet : B マグネット) (図 3.4) によって特定の運動量を持った電子だけを取り出し、再び Q マグネット (図 3.3 はこちらの Q マグネットである) で収束させ、テストビームラインに供給する (図 3.2)。Q マグネットには横方向に収束させる「QF」、縦方向に収束させる「QD」の2種類がある。QF (QD) は横方向に収束 (発散)、Focus (Defocus) する Q マグネットという意味である。QD は図 3.5 の緑色の矢印の磁場を作り出し、電子は白い矢印の方向に力を受ける。したがって紙面奥から手前にやってくる電子ビームは、横方向に広がり、縦方向に収束される。QF は QD の N 極と S 極の位置を入れ替えたものであるので、電子ビームは縦方向に広がり、横方向に収束される。これらを交互に置くことによって、電子ビームを散逸させずにテストビームエリアまで輸送することができる。今回のビームラインには、コンバーターから B マグネットの間に QF1 台、QD2 台、ビームシャッターからテストビームエリアの間に QF2 台、QD2 台の計 7 台の Q マグネットが設置されている。今回の散乱実験には 3 GeV の電子ビームを用いた。また実験中は、図 3.2 の「制御ハット」に NIM 回路などのデータ取得系を設置し実験を行った。



図 3.4: B マグネットの写真 [7]。中央のオレンジ色の二つの半円が B マグネットである。B マグネットは特定の運動量を持った電子のみを取り出すために用いられている。

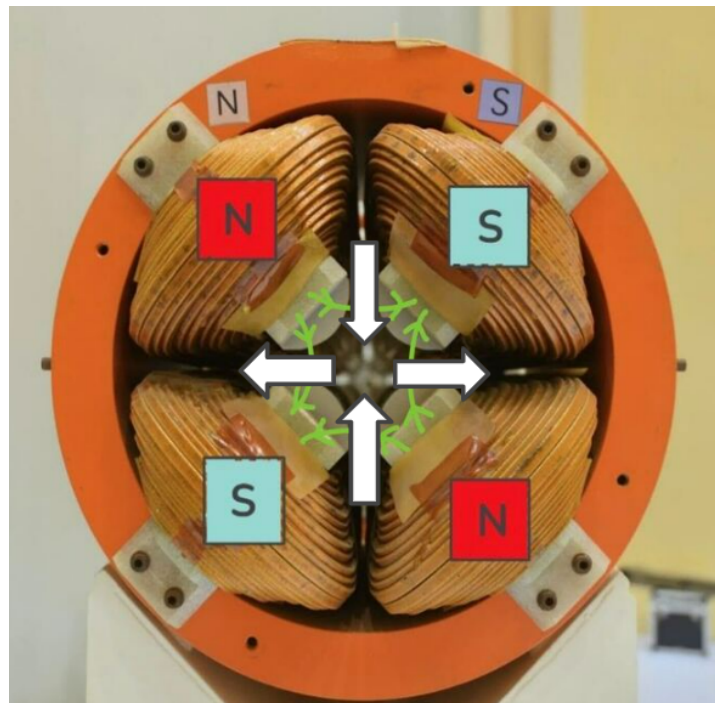


図 3.5: QD の磁場のイメージ図 [7]。白い矢印は電子が受ける力の向き。写真の磁場では、紙面奥から手前にやってくる電子ビームは、横方向に広がり、縦方向に収束される。

3.3 電磁石リモートコントロールシステム

実験を行った AR 南実験棟に設置されている Gateway PC (GW-PC) を用いて B マグネット、Q マグネットの制御を行う。PC と電磁石の通信は EPICS(Experimental Physics and Industrial Control System) を介して行われている。コントロールシステムの概要を図 3.6 に示す。KEK 所内ネットの VPN 経由で GW-PC にアクセスし、電磁石のコントロールを行う。GW-PC は 2 口の LAN ポートを有し、片方のポートは KEK 所内ネットの ARTBL クラスタ、もう片方のポートは電磁石の制御機器等に接続されている。機能ごとに 5 つの Docker コンテナにより運用されている。

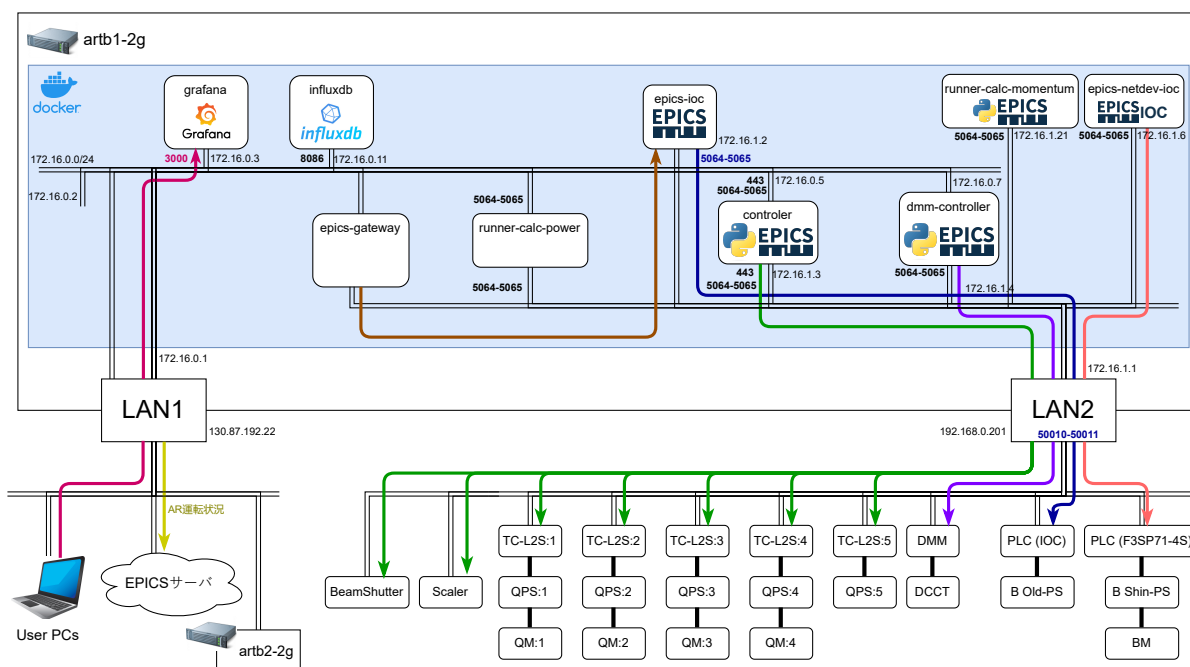


図 3.6: 電磁石リモートコントロールシステムの概要。LAN2 内の電磁石に PLC を接続し、それぞれにアドレスを振ることで EPICS で制御する。LAN1 に接続された PC で Grafana にアクセスし、InfluxDB に格納された値をモニタリングすることができる。

Q 磁石、B 磁石のそれぞれに直流電源が接続され、電流の供給を行う。また、それぞれの電源は ARTBL 内 LAN に接続されており、コントロールシステムで制御可能である。今回の実験を行うにあたって、古くなった B 電源を、図 3.7 の新しい B 電源に取り換え、コントロールの実装を行った。表 3.1 に対応する電流値を設定することで、指定した運動量の電子ビームをテストビームとして用いることができる。



図 3.7: 新 B 電源。EPICS によってリモートコントロールが可能。

p[GeV/c]	BEND[A]	QRF[A]	QRD[A]	QSF[A]	QSD[A]
0.5	15.61	4.77	2.50	2.45	2.30
1.0	32.93	9.74	5.24	5.16	4.84
1.5	49.75	14.73	8.00	7.89	7.39
2.0	66.50	19.72	10.78	10.64	9.97
2.5	83.33	24.73	13.58	13.42	12.56
3.0	100.23	29.74	16.41	16.22	15.18
3.5	117.09	34.77	19.26	19.05	17.82
4.0	133.89	39.81	22.14	21.89	20.48
4.5	150.75	44.86	25.04	24.76	23.17
5.0	168.08	49.92	27.96	27.66	25.87

表 3.1: 取り出したい電子ビームのエネルギー p に対応する電流の設定値。ここで、BEND は B マグネット、頭文字が Q は Q マグネットで、磁石の命名規則は Q (Quadrupole)、R (Ring) or S (Stage)、F (Focus) or D (Defocus)

第4章

検出器

この章では、電子散乱実験における、各検出器について述べる。

4.1 散乱実験の全体像と検出器

今回の散乱実験の目的は、ターゲットで電子ビームを散乱させ、散乱された電子の角度分布を測定することである。検出器の全体像を図 4.1 に示す。ターゲットの後に飛跡検出器、鉛ガラスの順で設置することによって、飛跡検出器で散乱の角度、鉛ガラスで散乱後の電子ビームのエネルギーを測定する。以下、LG1, LG2 と定義する。ビームテストエリアには、四重極電磁石で磁場的に収束され、コリメータで物理的に収束された電子ビームが入射する。

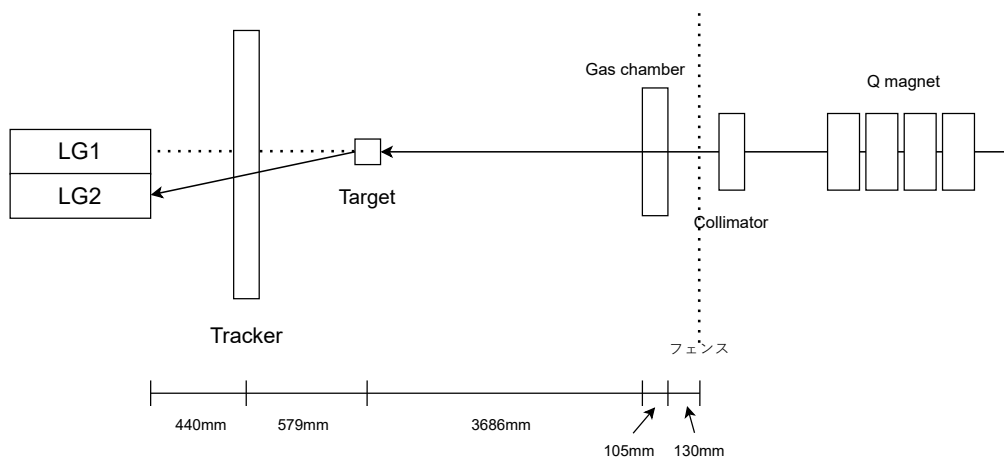


図 4.1: 検出器の全体像。フェンスを挟んで右側から電子ビームが入射し、ターゲットで散乱される。

また、ビームタイムの制限の関係で、散乱実験は筑波大学がビームを使用する期間中に行った。そのため、ビーム上流に筑波大学の装置が存在する。以降、この期間の実験をパラサイト実験と呼ぶ。パラサイトであることによる影響は次章以降の重要な考慮事項となる。

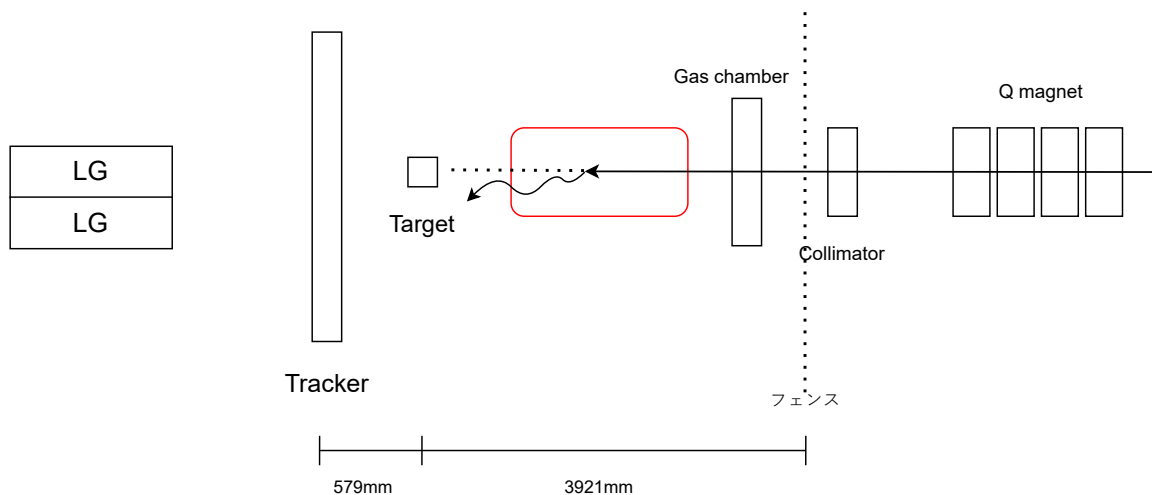


図 4.2: パラサイト実験では、ターゲットよりビーム上流に赤線で示した装置が存在する。

4.1.1 各検出器の詳細

ガス検出器

ビームの広がりを確認するためにガス検出器を利用した。検出器内はアルゴン 90%、メタン 10% のガスで満たされている。電子ビームが入射すると、ガスをイオン化させて電子を生成し、その電子が種となりアノードワイヤー近傍でガス増幅することによって電気信号が取り出される。横方向に 11 本、縦方向の 5 本のアノードワイヤーが通っており、カソードワイヤーによって分割されたセルの大きさ 8mm 単位で電子が入射した位置を測定することができる。今回は、電子ビームが通った位置をもとに、電子ビームの広がり进行评估する。

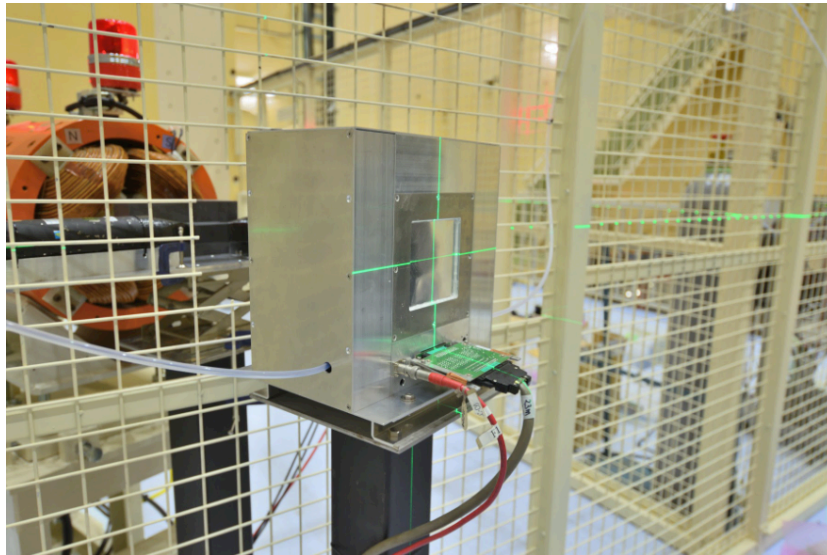


図 4.3: ガス検出器の写真。

ターゲット

1cm×1cm×1cm のプラスチックシンチレータをターゲットとして用いた。シンチレータを採用することで、電子ビームの信号を読み取ることができ、ターゲットに電子ビームが入射したという条件をトリガーに用いることができる。信号の例を図 4.6 に示す。このプラスチックシンチレータに紫外線透過型のアクリルである三菱レーヨン製のアクリライトで作ったライトガイドを取り付け、浜松ホトニクス製の 1-inch PMT である H8643MOD で読み出す [8]。



図 4.4: 使用したターゲットの写真。左側の 1cm×1cm×1cm のプラスチックシンチレータを、右側のライトガイドに接着する。実際には PMT に取り付け、遮光する。

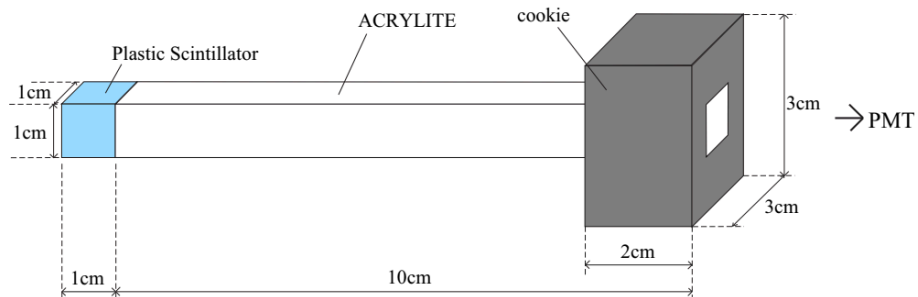


図 4.5: ターゲットの模式図。アクリルは黒色のプラスチックに接着されており、PMT を接着して信号を読み出す [8]

。

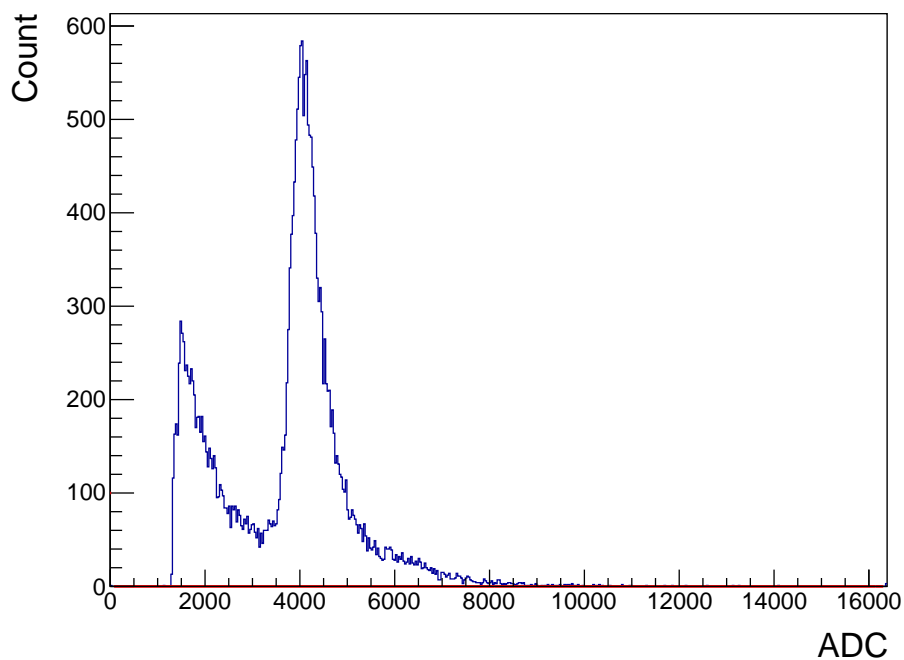


図 4.6: ターゲットのプラスチックシンチレータでとらえた電子ビームの信号例

トラッカー（飛跡検出器）

14.5mm×15.5mm×180mm のシンチレータを横方向 12 本、縦方向 4 本と組み合わせることで、トラッカーを製作した。シンチレータに入射した電子はシンチレーション光を放出する。シンチレーション光を WLS ファイバーを用いて取り出し、MPPC(Multi Pixel Photon Counter) で信号を読み出す。WLS ファイバーと MPPC は GOMI コネクタを用いて接続した。

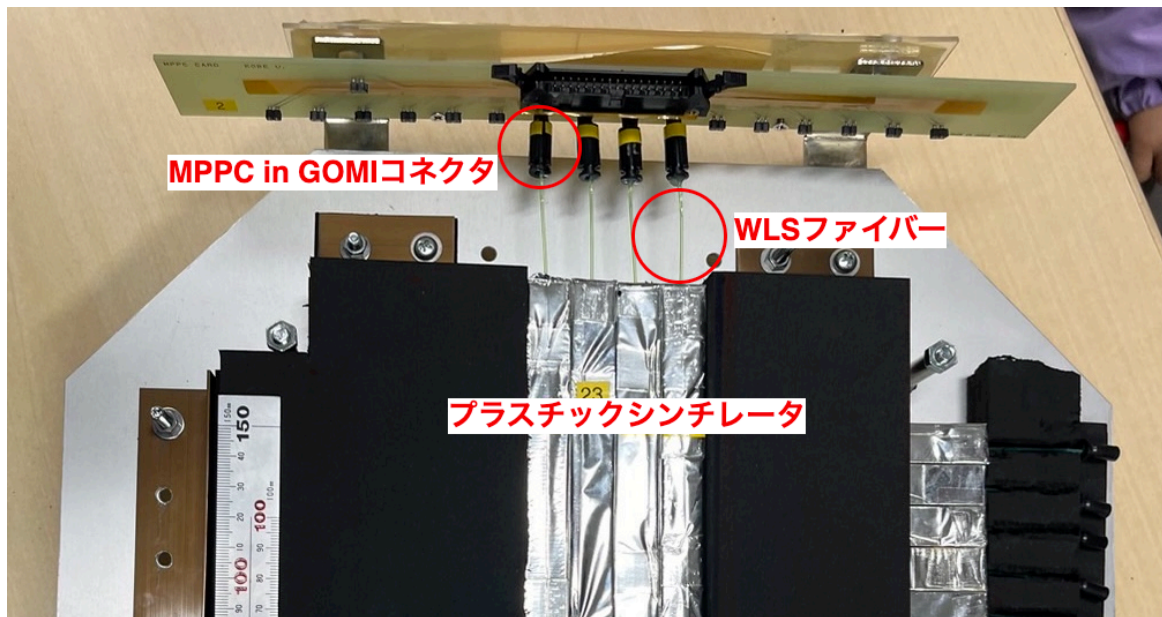


図 4.7: シンチレータと MPPC の接続。WLS ファイバーを接続した MPPC を GOMI コネクタに挿入する。

トラッカーの全体像を図 4.8 に示す。トラッカーのチャンネルを $x1 \sim x12$ 、 $y1 \sim 4$ と定義する。

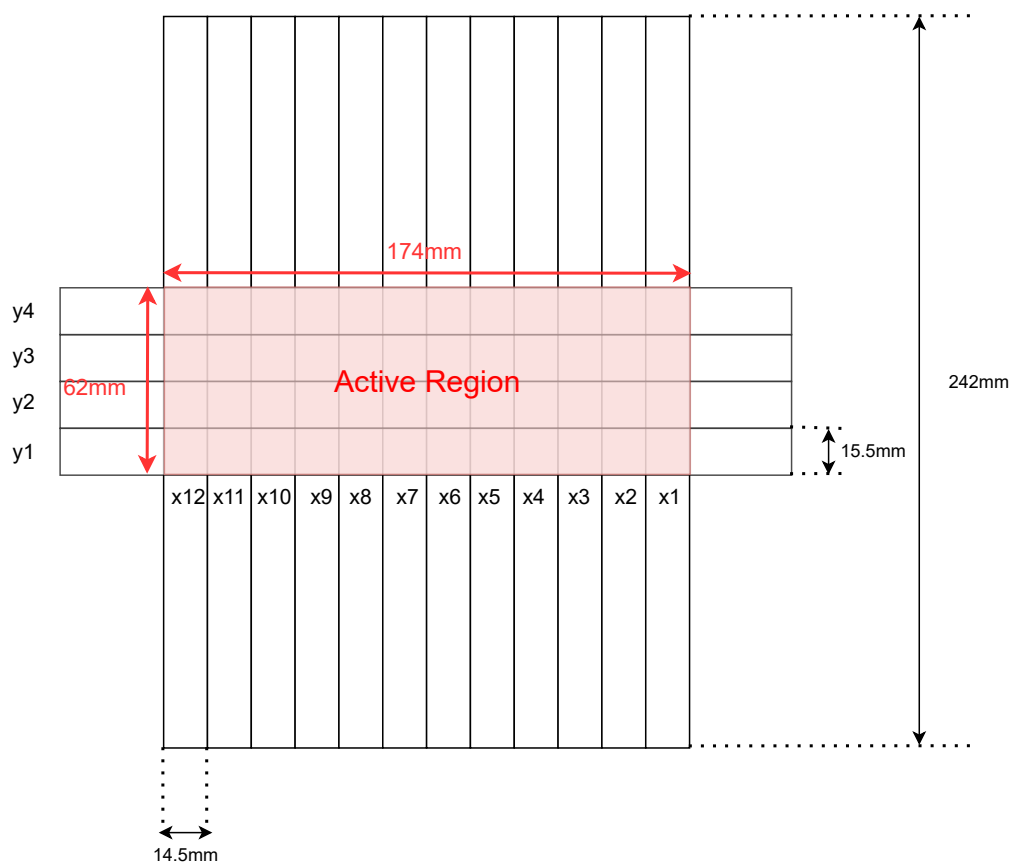


図 4.8: トラッカーの全体像。Active Region で示す範囲に入射した電子ビームをとらえることができる。

トラッカーの信号読み出しには EASIROC(Extended Analogue Silicon PM Integrated Read Out Chip) を用いた。EASIROC は最大 64ch の MPPC への電圧印加と同時読み出しが可能なモジュールである。内部にはアンプ、シェイパー、ディスクリミネータが内蔵されており、光電子数の情報を ADC(Analog to Digital Converter) 値として、時間情報を TDC 値 (Time to Digital Converter) として取得することができる [9]。今回のセットアップでは、トラッカーを構成する 16 本のシンチレータの信号を読むために EASIROC を使用した。



図 4.9: EASIROC の写真

鉛ガラスカロリメータ

120mm×120mm×315mm の鉛ガラスを実験に使用した。



図 4.10: 鉛ガラスの写真。実際には遮光し、PMT を接続して使用する。

鉛ガラスカロリメータに電子ビームが入射すると、鉛ガラス中の原子核との相互作用によって制動放射が起こり光子を放出する。放出された光子は対生成によって電子と陽電子を生成する。このように、制動放射と対生成を繰り返すことで電磁シャワーが発生する (図 4.11)。これらで発生した電子が、鉛ガラス中で落とすエネルギーに比例した量のチェレンコフ光を放出する。この光を PMT でとらえ、電気信号を ADC で変換する。

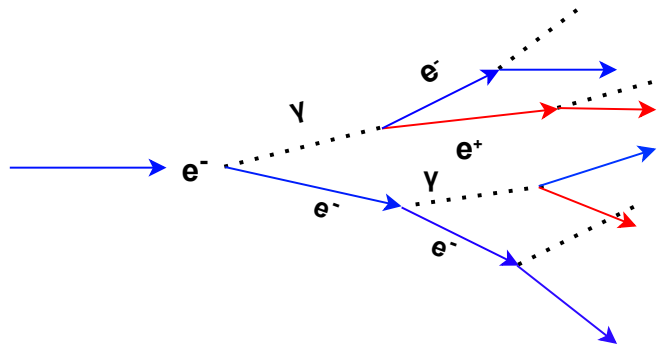


図 4.11: 鉛ガラスの発光原理の模式図

4.2 信号読み出しの流れ

ここでは、検出器が信号をどのように読み出すかを述べる。まず、回路図を図 4.12 に示す。図 4.13 に示す通り、シャッター前と電子ビームが Q マグネットを通過する前後に設置されていたシンチレータの 3 つのシンチレータ信号の論理積をビーム信号とする。次に、電子ビームが Q マグネット、コリメータを通過し収束される。収束された電子ビームがターゲットシンチレータを通過することでターゲット信号が PMT で読み出される。ターゲットによって散乱された電子ビームの信号をトラッカーで読み出し、最後に鉛ガラスで信号を読み取る。

ここで、トリガーはビーム信号、ターゲット信号の論理積である。トラッカーの信号を EASIROC、鉛ガラスの信号を VME ADC を用いて読み取っている。Gate Generator を用いて電子が通過した信号タイミングを調整する。

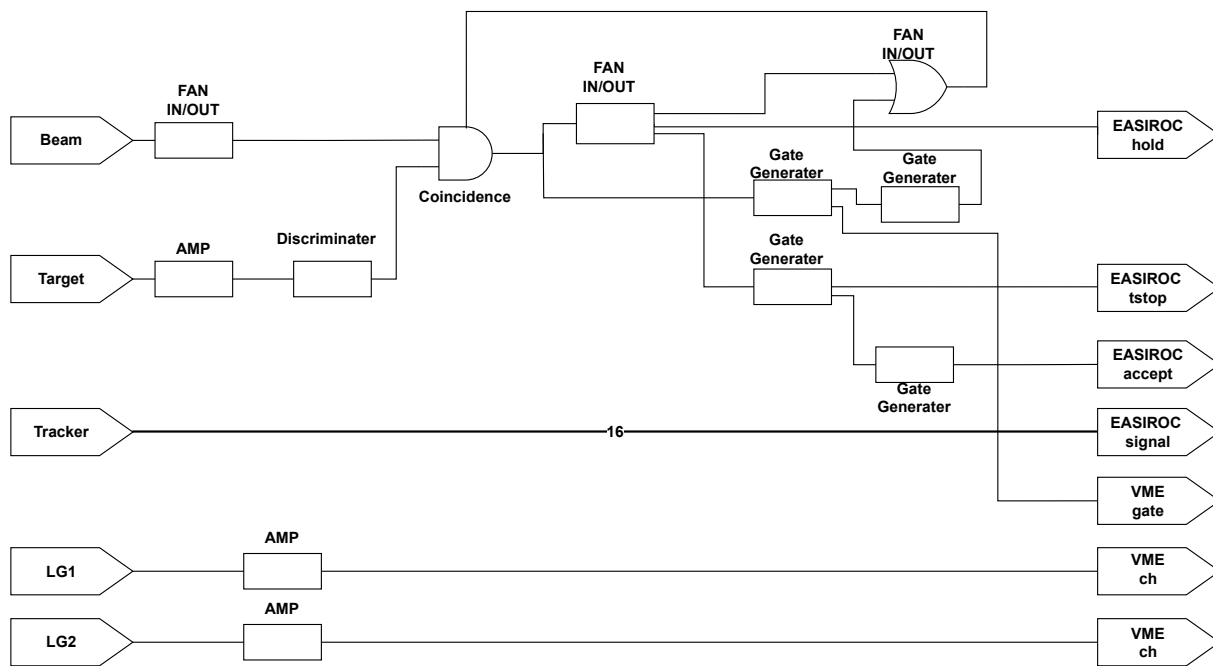


図 4.12: 散乱実験における回路図。入力信号として、Beam がビーム信号、Target がターゲットシンチレータの信号、Tracker がトラッカーで呼び出した信号であり、LG1 と LG2 は鉛ガラスで読み出した信号を表す。

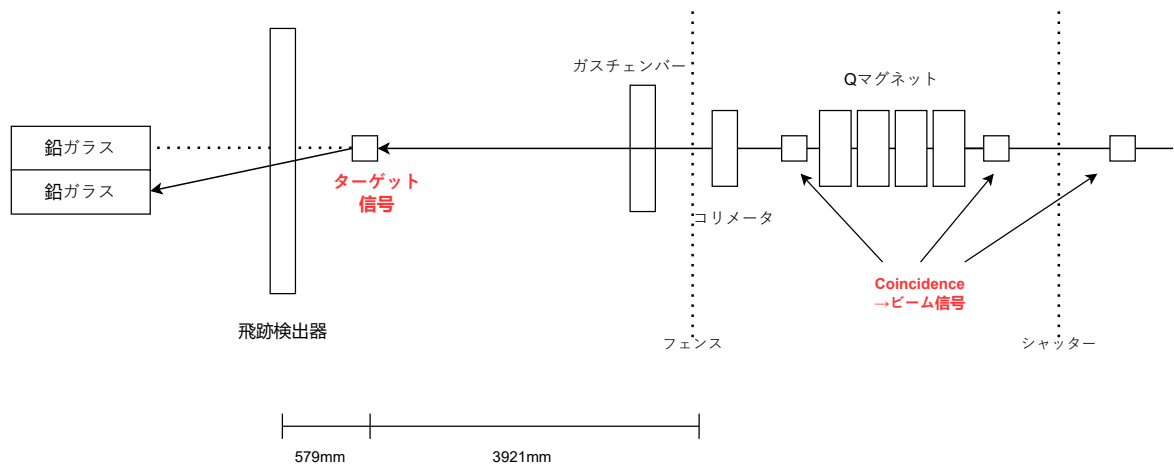


図 4.13: トリガー信号の位置

第 5 章

鉛ガラスカロリメータと飛跡検出器の 性能評価・較正

散乱実験を行うにあたり、散乱後の電子のエネルギーを正確に測定するために鉛ガラスカロリメータのエネルギー較正を行う。また、トラッカーは 16 本のプラスチックシンチレータと MPPC を用いて製作しているため、正確に任意の角度へ散乱した電子の個数を測定するために個々のストリップの効率を求める。

5.1 鉛ガラスカロリメータのエネルギー較正

鉛ガラスのエネルギー較正には電子ビームを用いた。指定した任意のエネルギーの電子ビームを鉛ガラスに照射し、その ADC 値を読み取ることで ADC 値と入射した電子のエネルギーを対応させる。エネルギー較正では以下のセットアップで測定を行った。

ビーム上流から入射した電子ビームはターゲットシンチレータとトラッカーを通過して鉛ガラスに入射する。電子ビームを 0.5 GeV, 1 GeV, 2 GeV, 3 GeV, 4 GeV の 5 種類のエネルギーに設定して鉛ガラスに照射した。得られたデータからは図 5.2 ようなエネルギースペクトルが確認できた。これをガウス分布でフィッティングした。

入射エネルギーと ADC 値を対応させたものをプロットした (図 5.3)。青色でプロットをした LG1 のエネルギー較正結果は

$$\text{Energy[GeV]} = 732.5 + 2370 \times (\text{ADC 値}) \quad (5.1)$$

となり、エネルギー分解能は

$$\text{Resolution} = \frac{0.01082}{\sqrt{E}} - \frac{0.01245}{E} \quad (5.2)$$

で表される。赤色でプロットをした LG2 のエネルギー較正結果は

$$\text{Energy[GeV]} = 1200 + 2615 \times (\text{ADC 値}) \quad (5.3)$$

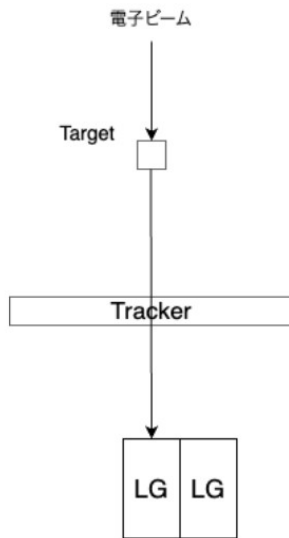


図 5.1: 鉛ガラスのエネルギー較正のセットアップ

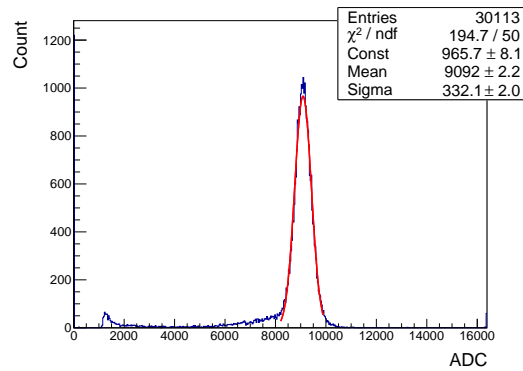


図 5.2: 鉛ガラスに 3 GeV の電子ビームを照射したときの ADC 分布

となり、エネルギー分解能は

$$\text{Resolution} = \frac{0.06100}{\sqrt{E}} + \frac{0.01894}{E} \quad (5.4)$$

で表される。それぞれのカロリメータの 3 GeV 当たりのエネルギー分解能は

$$LG1 : 6.3\%, LG2 : 4.1\% \quad (5.5)$$

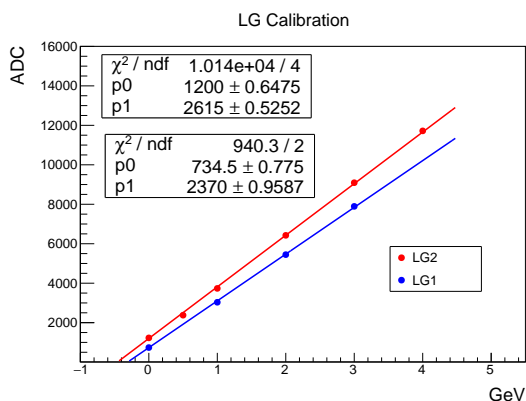


図 5.3: 3GeV の電子ビームのエネルギースペクトル

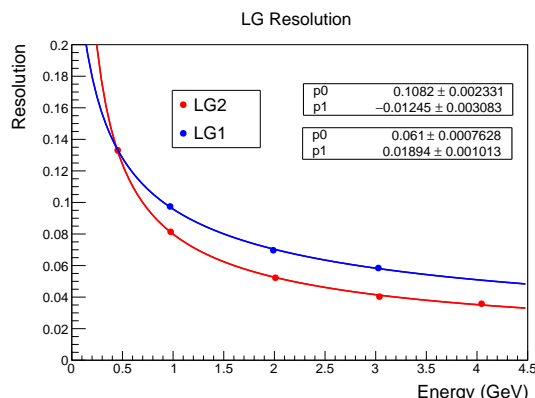


図 5.4: 鉛ガラスカロリメータの性能

と求まった。

ここで、エネルギー分解能のグラフに関してフィット関数は

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{p_0}{\sqrt{E}} + \frac{p_1}{E} \quad (5.6)$$

で定義したがここには定数項は含まれていない。これは実際にフィットした結果、定数項を含めた場合よりも含めなかった場合により精度良くフィットできたことからである。また、セットアップ図 5.1 からわかる通り、電子ビームは鉛ガラスカロリメータに入射する前にターゲットシンチレータとトラッカーを通過しており、ここでエネルギーを落とすと考えられる。その影響を以下の通り見積もった。荷電粒子がある物質を通過するときの単位質量当たりの損失エネルギー $-\frac{dE}{d\xi}$ はベーテブロッホの式

$$-\frac{dE}{d\xi} = D \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta^2}\right)^2 \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (5.7)$$

記号	定義	単位または値
$-\frac{dE}{d\xi}$	単位質量あたりの損失エネルギー	MeV/g/cm ²
D	$4\pi N_A r_e m c^2$	0.307 MeV · cm ²
N_A	アボガドロ数	6.02×10^{23} /g
r_e	電子の古典半径	$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2} \times 10^{-13}$ g
m_e	電子の静止質量	0.510998918 MeV/c ²
Z, A	物質の原子番号と原子質量	
I	平均イオン化ポテンシャル	$16Z^{0.9}$ eV

より、ターゲットシンチレータとトラッカーで落とすエネルギーを概算すると 1 cm 当たり約

2MeV と分かる [10]。ターゲットシンチレータとトラッカーの厚さを合計しても約 4 cm であることから、これを通過する時に落とすエネルギー量は入射させるエネルギーに対して十分小さく、無視できると考えられる。ただし δ は密度の効果を表す量で γ の値が大きなところで $-\frac{dE}{d\xi}$ を定数に近づける作用を持つ。

散乱実験ではこの鉛ガラスカロリメータのエネルギー較正結果を用いて実験を行う。

5.1.1 鉛ガラスカロリメータに入射する電子ビームのエネルギー

パラサイトの前後の鉛ガラスカロリメータで観測されたエネルギーの変化を見ることで、入射エネルギーの上流の装置の影響を確認し、5.1 節で行った鉛ガラスのエネルギー較正の結果を実際に散乱実験で用いることができるのかを確認する。

鉛ガラスカロリメータに入射する荷電粒子は電子ビームだけでなく、ビーム上流側で制動放射を起こした荷電粒子も入射するため、パラサイト後の電子ビームの入射エネルギーを見るためにはこの影響を取り除いて入射する電子ビームのエネルギーを測定する必要がある。このために以下の 3 つの条件を課した。

1. ターゲットシンチレータの ADC 値が MIP ピーク- 3σ を超える。(条件 1)
2. トラッカーの中心部分を通過する。(条件 2)
3. 中心に置いた鉛ガラスカロリメータに入射する。(条件 3)

条件 1 により電子ビームがターゲットシンチレータを通過したデータのみが残る。さらに条件 2 と条件 3 によって電子ビームのエネルギーがすべて鉛ガラスカロリメータで落とした時のデータを要求する。これらの条件を加える前と後の ADC 分布を比較したものが図 5.5 になる。

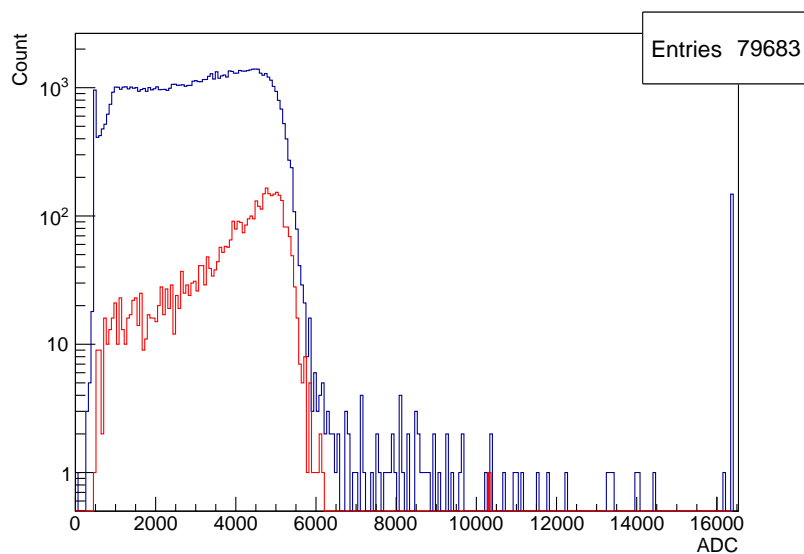


図 5.5: イベントセレクション前後の ADC 分布

イベントセレクション前の青い ADC 分布とイベントセレクション後の赤い ADC 分布を比較すると、電子ビームのエネルギースペクトルとして期待されるガウシアンに近い形に近似的なグラフになっていることが分かる。このイベントセレクションを行った後のエネルギースペクトルをガウシアンでフィットし、その平均値をプロットした図が次の図 5.6 になる。

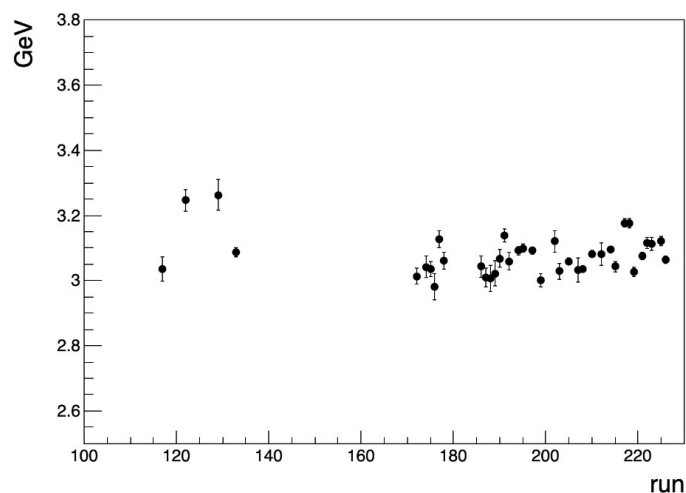


図 5.6: 各 run 毎のエネルギー値

この結果より、電子エネルギーの測定値は 3.1 GeV 付近で観測され約 6 % の時間依存性に起因する不定性を持つことが分かる。エネルギーの実験値が 3.0 GeV より高くなっているのは制動放射の影響により、低いエネルギーの荷電粒子が電子とともに入射し、観測されるエネルギーが高く見えていることが関係していると考えられる。

5.2 トラッカーの性能評価

この章ではトラッカーの各ストリップの効率を求めてトラッカーの性能評価を行う。ストリップの効率を求める前に粒子からの信号に対する閾値を決める必要がある。5.2.1 節で、MPPC からの信号に対する閾値を決定し、5.2.2 節では、それを用いて各ストリップの効率を求める。

5.2.1 MPPC の閾値の決定方法

ここでは、MPPC の信号とノイズ（主に熱電子由来のもの）を分けるために、MPPC が検出したフォトン数に対する閾値を決定し、閾値よりも大きいフォトン数の信号を取得する。MPPC からの信号は ADC 値として記録される、また熱電子ノイズも光電子と同様、個数で議論できるので、まずはその ADC 値をフォトン数に変換する必要がある。その変換の際、トラッカーの内部トリガーによる宇宙線検出実験のデータを用いた。この実験は散乱実験とは別の実験であるが、MPPC にかける電圧 (54V) は散乱実験時と等しいので求めた ADC 値も散乱実験のものと同じとした。トラッカーのある一つのチャンネル (Y ストリップ ch2) について、MPPC の ADC 値をヒストグラムにしたものが図 5.7 である。

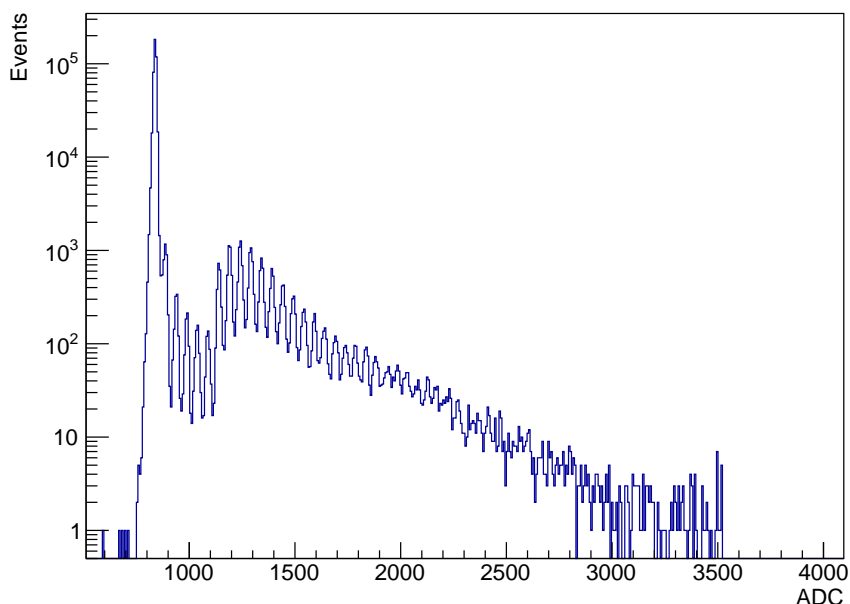


図 5.7: MPPC の ADC 値のヒストグラム (Y ストリップ ch2)。イベント数は 463,767 である。

図 5.7 における各ピークは、MPPC に入射したフォトンからの光電子数に対応している。一番左の大きいピークはペDESTALである。したがって、この隣り合ったピークの差が 1 フォトン分の ADC 値となる。代表的なピークをガウシアンでフィットしたものが図 5.8 である。また、ペデ

スタルも同様にガウシアンでフィットし、その平均値をペDESTALの ADC 値として求めた。その結果、フォトン 1 個分の ADC 値は 35~54 の間で、ペDESTALの ADC 値は 840 前後となった。ADC 値からフォトン数への変換の式

$$(\text{フォトン数}) = \frac{(\text{変換前の ADC 値}) - (\text{ペDESTALの ADC 値}) - \frac{(1 \text{ フォトンの ADC 値})}{2}}{(1 \text{ フォトンの ADC 値})} \quad (5.8)$$

を用いて、図 5.7 のヒストグラムの横軸をフォトン数にしたものが図 5.9 である。

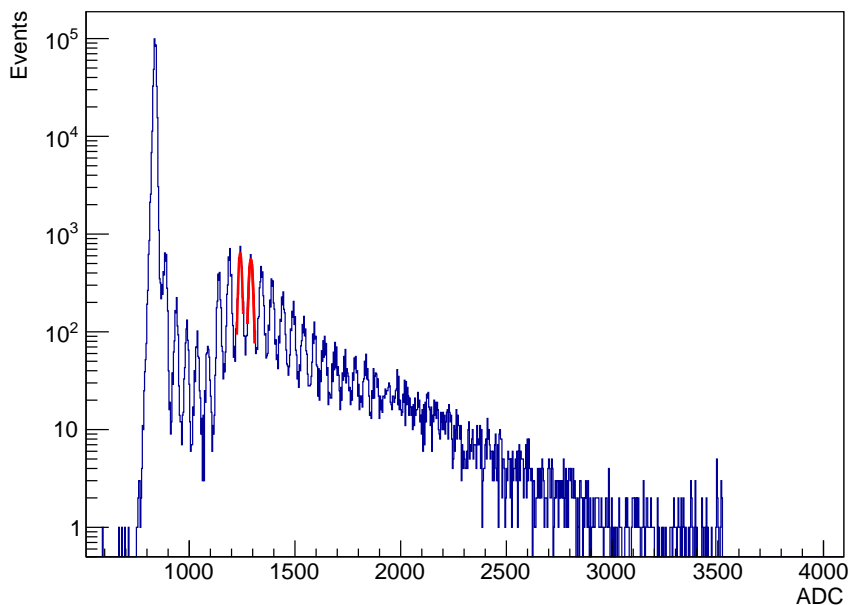


図 5.8: 図 5.7 をガウシアンでフィットしたもの。例えば、この 2 つのガウシアンの mean 値の差は、 $1291 - 1241 = 50$ となるので、1 フォトン分の ADC 値は 50 である。

ノイズのフォトン数の典型的な大きさは 1~2 個である。図 5.9 より、ピークのフォトン数がノイズのフォトン数よりも十分大きく、フォトン数が 4 個を閾値とすれば信号とノイズを十分に分離できる。ただし、いくつかのチャンネルでは図 5.10 のように信号とノイズの境界が分かれていないものが存在する (図 5.10 は Y ストリップ ch4 である)。この場合は、信号とノイズを十分に分離できない可能性があるが、2 個を閾値とする。以上の作業をすべてのチャンネルに対して行い、閾値は Y ストリップ ch1 と ch4 では 2 個、その他のチャンネルでは 4 個と決めた。今回はこの閾値を決定するのに内部トリガーのデータを用いた。しかし、図 5.11 より、外部トリガーである散乱実験のデータを用いた場合でも、内部トリガーで決めた閾値によって、ノイズと信号を十分に分離できていることが分かる。以降はこの節で決めた閾値を用いて解析をしていく。

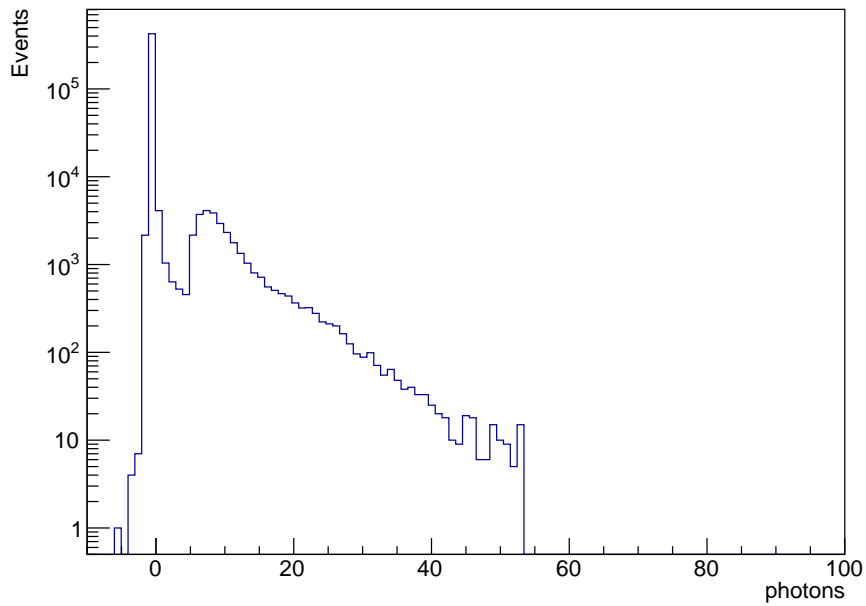


図 5.9: 図 5.7 の横軸を光子数に変換したヒストグラム。この図からピークの光子数よりも閾値となる光子数が十分低いと考えられる。

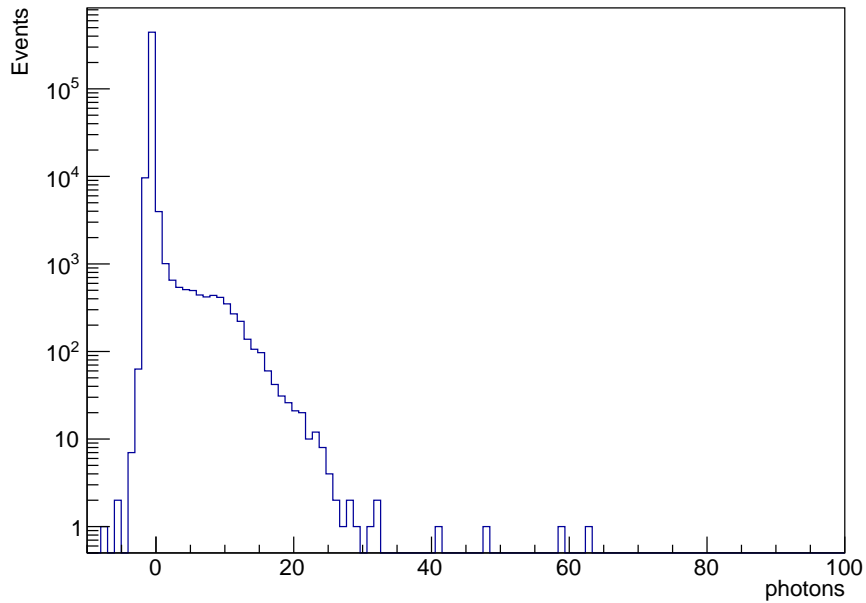


図 5.10: 信号とノイズの境界が曖昧なチャンネルのヒストグラム (Y ストリップ ch4)。実験の条件は図 5.9 と同じであるが、信号部分とノイズ部分が分かれていない。

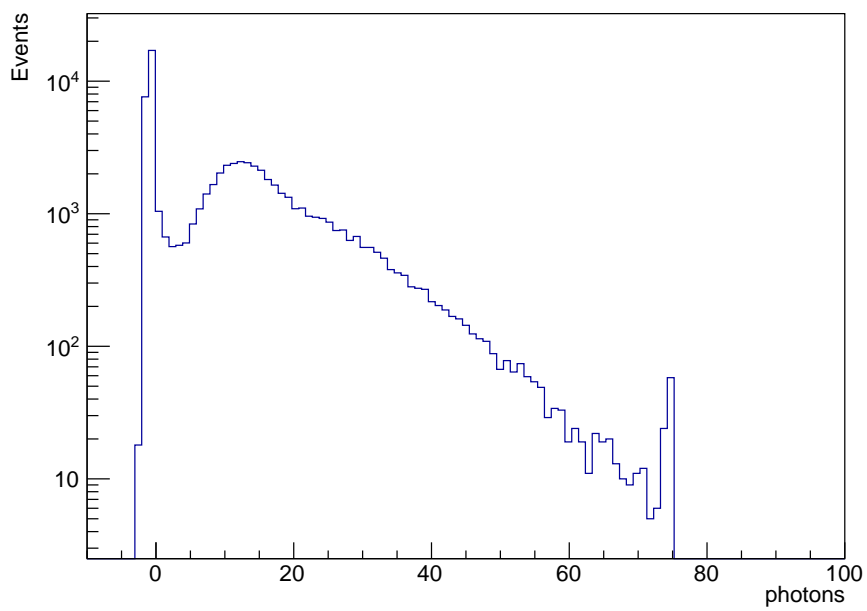


図 5.11: 図 5.9 と同じ縦軸と横軸で散乱実験のデータ（外部トリガー）を用いた場合のヒストグラム。

5.2.2 トラッカーの効率

トラッカーの効率を求めるために以下のセットアップで測定を行った。

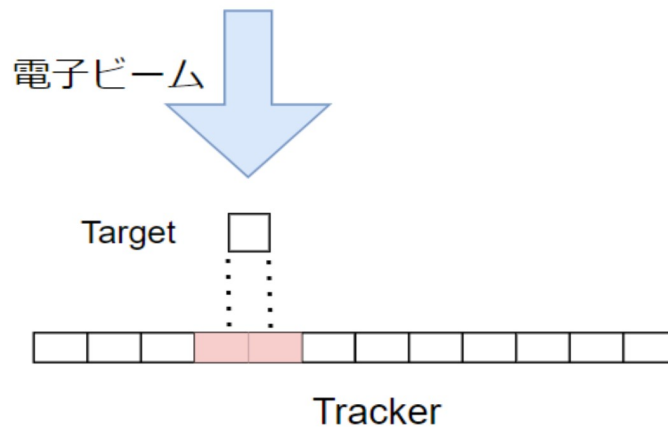


図 5.12: トラッカーの効率測定の設定アップ

電子ビームはターゲットシンチレータを通過し、トラッカーへ入射する。ターゲットシンチレータをトリガーとして取ることによって任意の2本のストリップに電子が当たる場合のみをみる。このターゲットシンチレータはトラッカーに対してストリップ1本分の距離ずつ等間隔で動かすことで注目する2本のストリップを変えていった。ここで生じる問題として、このターゲットシンチレータの移動距離とトラッカーの各ストリップ間の距離に差ができてしまうことが挙げられる。つまり、実際にはストリップ間に隙間があるため、注目するストリップを変えるごとにターゲットシンチレータと注目したいストリップの位置関係がずれてしまう。この影響を考慮するために以下の3つのステップに分けて効率を求めた。

1. 電子ビームの各ストリップにあたる比を $r(X) : 1 - r(X)$ と置いて方程式を立式し、 r を求める。

図 5.13 のように各ストリップに当たるビームの比率 $r(X)$ を X の一次関数 $r(X) = aX + b$ と置く。ここで X はトラッカーの中心からの距離であり、ストリップ間の隙間は一定であるとしてビームの比率は一次関数と仮定した。

電子ビームをストリップ2本に対して照射したときに分かる情報は

- i. 2本のストリップそれぞれの鳴った回数の比
- ii. 2本のストリップを1組と見たときの効率 ($= \frac{2 \text{本のストリップのどちらか1本でもなった回数}}{\text{ターゲットの鳴った回数}}$) の2つである。一つ目の情報を $a : b, c : d$ のように a から h の文字を用いて比を表す。二つ目の情報を α から β の文字を使って表す。この時、各ストリップの効率を ϵ_1 から

ϵ_6 と置けば、下の 8 元連立方程式が立式できる。

$$\begin{aligned}
 \epsilon_1 r(X_1) : \epsilon_2 (1 - r(X_1)) &= a : b \\
 \epsilon_2 r(X_2) : \epsilon_3 (1 - r(X_2)) &= c : d \\
 \epsilon_1 r(X_1) + \epsilon_2 (1 - r(X_1)) &= \alpha \\
 \epsilon_2 r(X_2) + \epsilon_3 (1 - r(X_2)) &= \beta \\
 \epsilon_4 r(X_3) : \epsilon_5 (1 - r(X_3)) &= e : f \\
 \epsilon_5 r(X_4) : \epsilon_6 (1 - r(X_4)) &= g : h \\
 \epsilon_4 r(X_3) + \epsilon_5 (1 - r(X_3)) &= \gamma \\
 \epsilon_5 r(X_4) + \epsilon_6 (1 - r(X_4)) &= \delta
 \end{aligned}
 \tag{5.9}$$

2. 1. より求めた $r(X)$ より、各ストリップに当たった電子の個数を求める。
3. 各ストリップに当たった電子の個数と実際にストリップが鳴った回数から効率を求める。

この作業を Y 方向にも行うことによって $r(Y)$ を求め、この $r(Y)$ から Y 方向のストリップの効率も求めた。

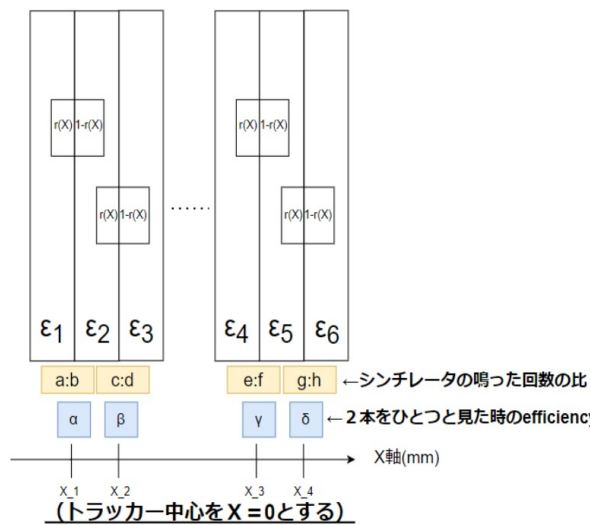


図 5.13: 効率を求めるために必要なデータ

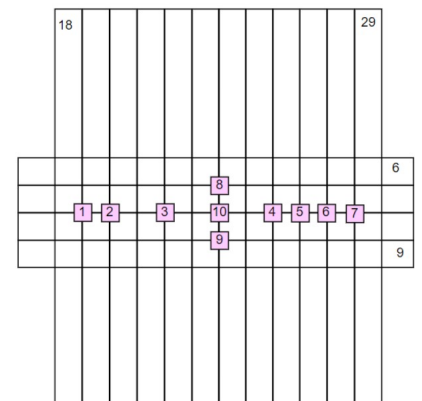


図 5.14: 効率測定で行った電子ビーム照射位置

効率を求めるために電子ビームは図 5.14 の 1 から 10 の位置に照射した。連立方程式 (5.9) から $r(X)$ を求めるために使用したデータは図 5.14 中の 1,2,5,6 の位置に照射したデータを使用し、 $r(Y)$ を求めるために使用したデータは 8,9,10 の位置に照射したデータである。下に各測定結果をまとめたグラフを記す。

照射位置						
1	a	0.338	b	0.433	α	0.771
2	c	0.407	d	0.460	β	0.866
5	e	0.628	f	0.300	γ	0.928
6	g	0.651	h	0.284	δ	0.934

表 5.1: X ストリップの効率測定

照射位置						
8	a	0.291	b	0.322	α	0.568
10	c	0.452	d	0.433	β	0.886
10	e	0.452	f	0.433	γ	0.886
9	g	0.484	h	0.317	δ	0.801

表 5.2: Y ストリップの効率測定

上の測定結果を式 (5.9) に代入して、X 方向と Y 方向のストリップに対してそれぞれ同じように方程式を解くと、

$$\begin{aligned} r(X) &= 0.5993 + 0.001769X \\ r(Y) &= 0.5605 - 0.004508Y \end{aligned} \quad (5.10)$$

となる。式 (5.10) より、各ストリップに当たった電子の個数を求めてストリップ毎の効率を求めた結果は次の図 5.15 図 5.16 のようになる。

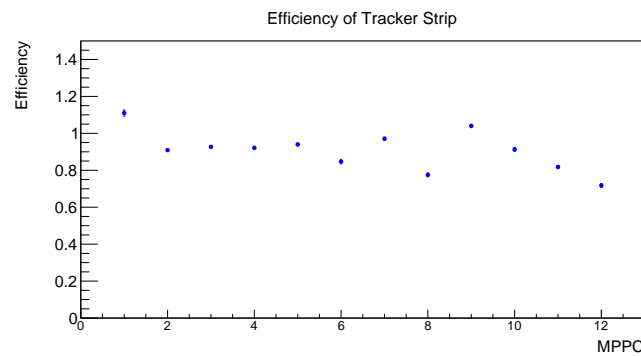


図 5.15: トラックの X 方向のストリップの効率

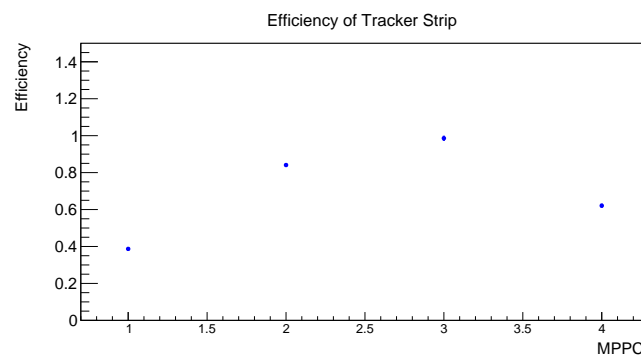


図 5.16: トラックの Y 方向のストリップの効率

グラフからもわかる通り効率が 1 を超えているストリップもあるが、誤差棒として示している誤差伝播から求まる誤差を考慮しても効率が明らかに高く計算されている。これは方程式を解く上で

誤差伝播を超える誤差が出てしまったと考えられる。

散乱実験では図 5.15 と図 5.16 の効率を用いて実験を行う。

5.3 電子ビームの広がり

5.3.1 電子ビームの焦点位置と上流の実験の影響

ビームテストを行うにあたり必要なビームの広がりやビームの焦点を調べた。また、パラサイト前に測定したビームの広がりとはパラサイト中に測定したビームの広がりと比較することによって上流の装置の影響によるビームの広がりを確認した。この実験におけるセットアップは図 5.17 で行った。

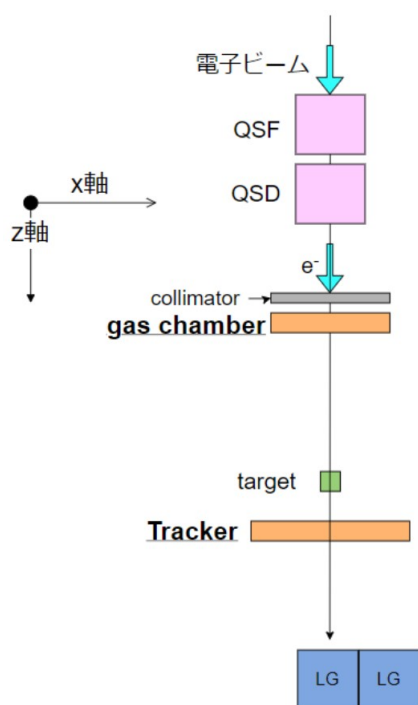


図 5.17: ビームの広がり測定の設定アップ

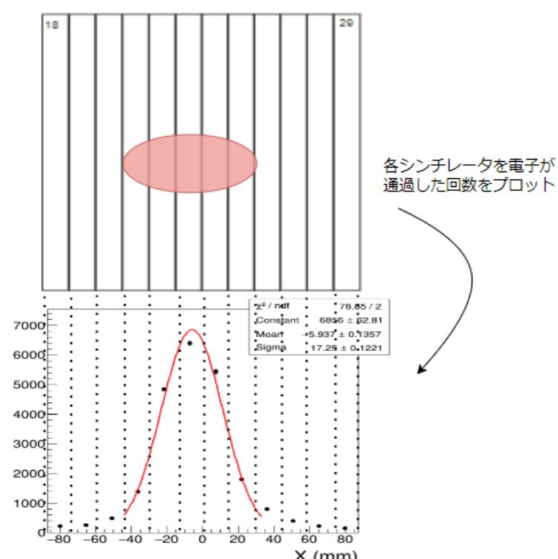


図 5.18: ビームの広がりの評価方法

電子ビームは Q マグネットによって収束され、コリメータで物理的にビームの形状を整えたあと、ガス検出器とトラッカーの 2 点で広がりを観測する。

電子ビームの広がりとはトラッカーの各ストリップ毎に鳴った回数をプロットした図をガウスフィットして評価する。例として、図 5.18 の赤い部分にビームが通過したとき、各ストリップの鳴った回数はビームの中心が最も多く、ビームの外側に行くにつれて少なくなっていくことが想定される。従って各ストリップの鳴った回数をプロットすることによってビームの広がりをグラフとして評価できると期待できる。さらに、この散布図をガウス分布でフィッティングして、ガウス関数の σ をビームの幅と定義してビームの広がりを定量的に評価した。

ここで、電子ビームのエネルギーを 3 GeV として、 $z=3921$ mm にトラッカーを配置する。ビームの焦点を調べるとともに、以下の手順で上流の装置によるビームの広がりの影響を確認した。

1. ガス検出器とトラッカーの 2 点でのビームの幅から焦点の位置を計算する。
2. トラッカーの位置を $z=4500$ mm に移動し、パラサイト中でのビームの幅を再び観測する。
3. $z=4500$ mm における焦点位置から予測されるビームの幅と、実際の幅を比較することによって上流の装置の影響を確認する。

初めに焦点の位置を計算する。 $z=182.5$ mm におけるガス検出器ではビームの幅は 17.6 mm となり、 $z=3921$ mm におけるトラッカーではビームの幅は 22.5 mm と分かった。さらにこの時の Q マグネットの電流値から x 方向の focus を強めた場合のデータを確認すると、ガス検出器のビームの幅は狭まっているのに対し、トラッカーでのビームの幅は広がっていることから、焦点位置はガス検出器とトラッカーの間に位置すると分かる。これらの情報から幾何学的に焦点の位置を計算すると、焦点の位置は $z = 1.82 \times 10^3$ mm と予測できる。

また、上流の装置の影響について以上の結果より、 $z=4500$ mm におけるビームの広がり $\sigma = 28.7$ mm になると予測できる。しかし実際にパラサイトにて $z=4500$ mm にトラッカーを設置してビームの幅を測定したところ、ビームの幅は 54.6 mm と観測された。これはパラサイト前の結果から予測されたビームの幅に比べて約 2 倍の広さを持っており、上流の装置によるビームの広がりへの影響は、1.7 倍程度であると分かる。上流の装置の影響は大きなものであるが、ビームの広がりを観測できないほどの影響は無いことが分かった。

5.3.2 デフォルトの Q マグネットの調整とビームの広がり

Q マグネットの電流値を変化させながらそのビームの広がりの変化を確認する実験を図 5.17 のセットアップで行った。

KEK では焦点の設計値で最も収束するように取り出す電子ビームのエネルギーに応じた適切な Q マグネットの電流値が設定されている。Q マグネットの電流値を変化させてトラッカーでビームの幅を測定することで 2 つの間の関係性を調べた。

はじめに、取り出す電子ビームのエネルギーを変化させて、デフォルトの Q マグネットの電流値ではどのようにビームの広がりが変わるのかを観測する。この実験ではトラッカーの位置は $z=3921$ mm であり、パラサイト前に行った。

電子ビームのエネルギーは 2 GeV, 3 GeV, 4 GeV と変化させ、それぞれのデフォルトの Q マグネットの電流値でビームの幅を測定した。このビームの幅とビームの位置 (ガウスフィットした際の mean 値) をまとめたグラフが図 5.20、図 5.21 になる。

ビームの位置はトラッカーの中心からの距離を表す。ビームの幅と位置どちらも電子ビームのエネルギーが変化するとともに変わっていくことが分かる。実際にビームのエネルギーが 2 GeV の時と 4 GeV の時ではビームの幅は約 37 % 小さくなっている。これより、Q マグネットの調整は電子ビームのエネルギーに依存することが確認できる。

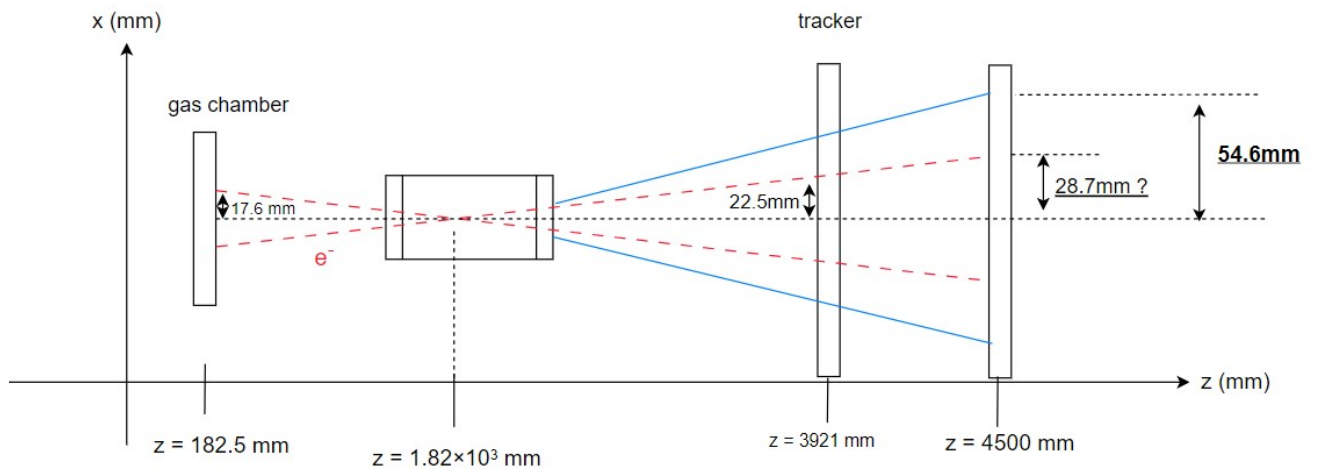


図 5.19: ビームの広がりとお流の実験による影響

5.3.3 Q マグネットの変化とビームの広がり

電子ビームのエネルギーを固定し、デフォルトの Q マグネットの電流値から変化させることでどのようにビームの広がりが変わるのかを観測する。この実験ではトラッカーの位置は $z=4500$ mm に配置してあり、パラサイトで実験を行ったため、上流の実験装置によるビームの広がりを受けている。

電子ビームのエネルギーは 3 GeV で固定し、デフォルトの Q マグネットの電流値 (QSF:16.18 A, QSD:15.18 A) から水平方向にビームを収束させる QSF のみ変化させた場合と水平方向に拡散させる QSD のみ変化させた場合の 2 つのパターンについて確認した。

QSF のみ変化させた場合

QSF に流す電流値を 28 A から 0 A まで 3 A 刻みで減少させた (10 回目の測定のみ 4 A \rightarrow 0 A)。電流値とビームの幅をプロットした結果は図 5.22 に示しており、デフォルトの電流値付近で

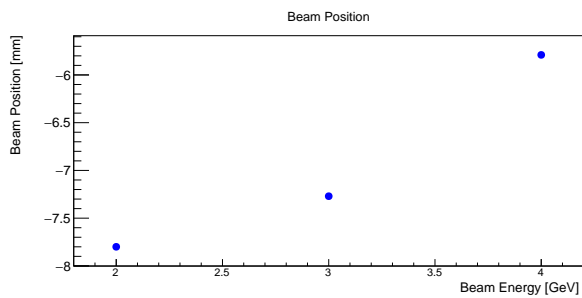


図 5.20: Q マグネットのデフォルトの電流値とビームの位置

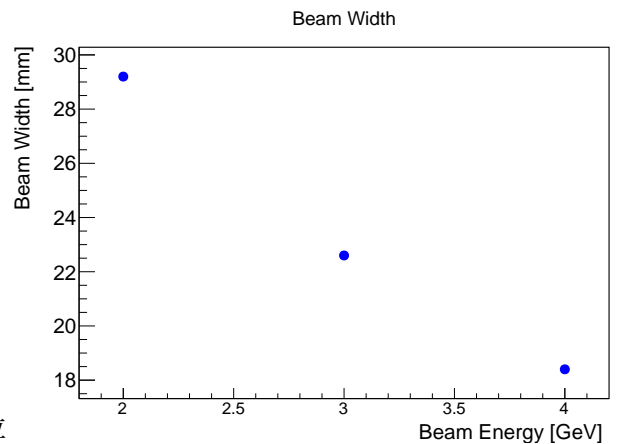


図 5.21: Q マグネットのデフォルトの電流値とビームの幅

最も幅が狭くなる結果となった。これは焦点の設計値付近にトラッカーが設置してあることを考慮すればおおむね理想的な結果といえる。

QSD に流す電流値を QSF と同じように変化させ、そのビームの幅をプロットした結果が図 5.23 となった。QSF での結果と違い、QSD の電流値は 10 A 付近で最もビームの幅が狭くなる結果となった。トラッカーが正確に焦点の設計値に置かれていない点とパラサイトでの実験である点を考慮しても Q マグネットの電流値の設定には改善点があると考えられる。

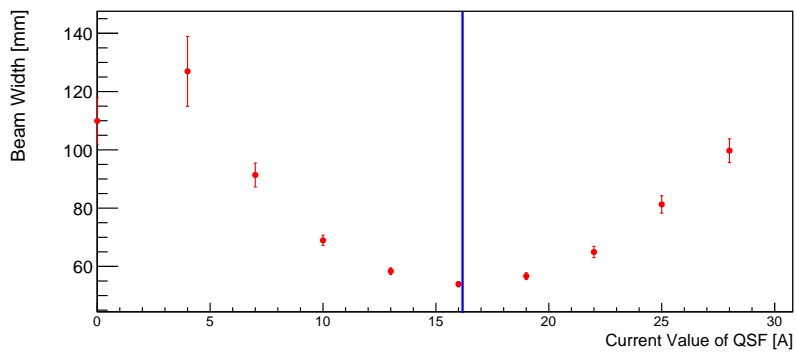


図 5.22: QSF の電流値とビームの幅

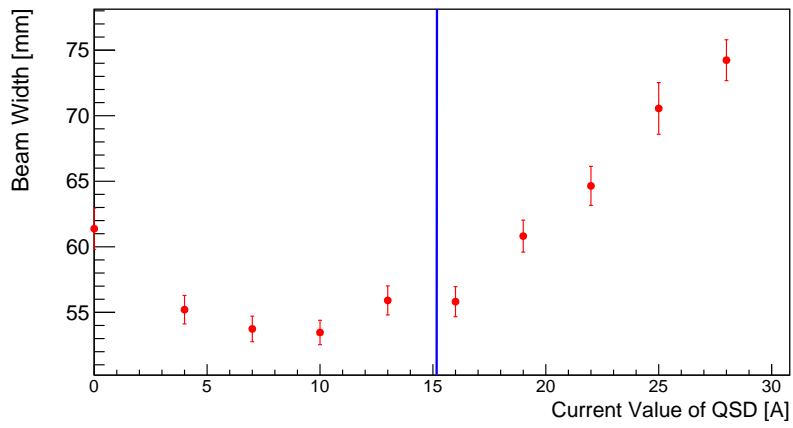


図 5.23: QSD の電流値とビームの幅

第 6 章

電子散乱実験の解析と結果

この章では、電子ビームのプラスチックターゲットでの電子核子散乱の角度分布の測定に関する解析を行う。

6.1 電子散乱事象の選別

この節では、取得したデータの中から電子散乱と考えられる事象を選ぶ。電子散乱実験は 3GeV の電子ビームを用いて行った。トリガーは QSF と QSD 前後のシンチレータとターゲットのコインシデンスである。選別前のイベント数は 931572 である。

まず、電子の飛跡の必要条件として各イベントに対して以下の 3 つを要求する。

1. ターゲットシンチレータの信号が閾値を超えている
2. トラッカーで閾値を超えたストリップが 1 つだけである
3. 鉛ガラスカロリメータ (LG) の測定値が電子ビームのエネルギーの付近である

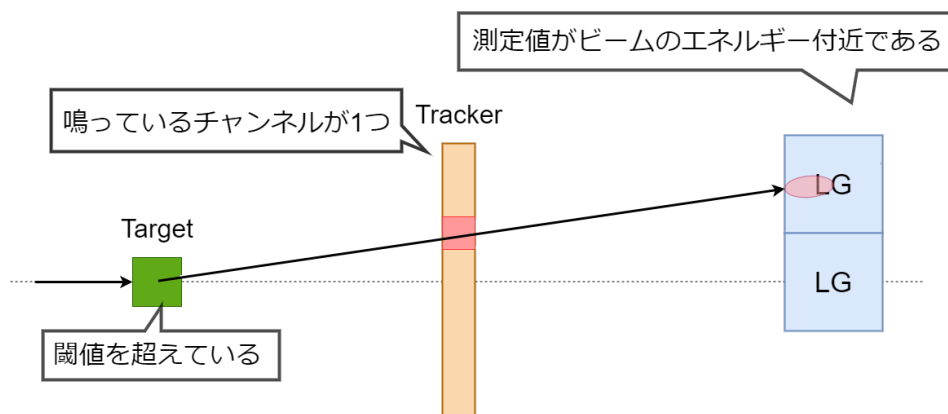


図 6.1: 電子の飛跡の必要条件。閾値を超えたことを「鳴っている」と表現している。

ここで必要条件 2 は、閾値を超えたストリップが複数個の場合、電子の飛跡を特定することがで

きないため要求した。以降はこの3つの条件を満たすイベントのみを考える。

次に、 θ_{track} 、 θ_{LG} という2つの角度を定義する (図 6.2)。 θ_{track} は、閾値を超えたストリップの位置とターゲットを結んだ直線とビーム軸のなす角度として定義する。 θ_{LG} は電子が LG を通過した位置とターゲットを結んだ直線とビーム軸のなす角度として定義する。電子が LG を通過した位置は以下のように決定した。まず、ある LG に 1.2GeV 以上エネルギーを落としたとき、電子がその LG を通過したと考える。次に、どちらかのみを通過した場合はその LG の表面の中心を電子が通ったものとし、両方を通過した場合は LG1 と LG2 の境界を通過したと考える。このような定義から散乱事象における電子の飛跡において、 θ_{track} と θ_{LG} は「 θ_{track} が大きい (小さい) 場合は θ_{LG} も大きい (小さい)」と考えられ、この2つの角度はある範囲内で等しいはずである。

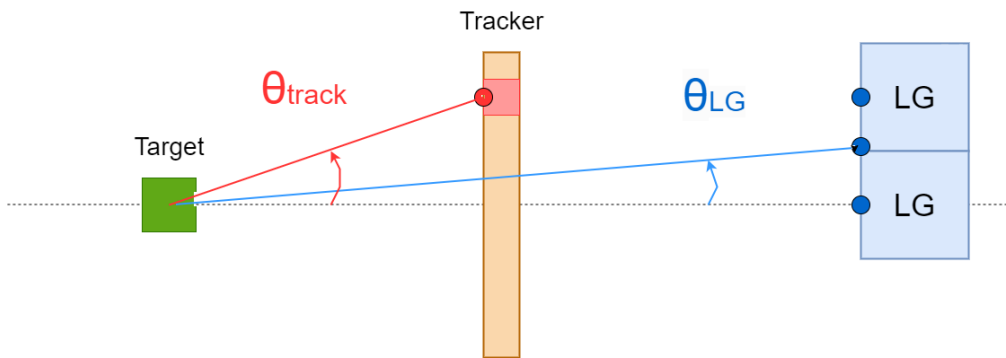


図 6.2: 角度 θ_{track} 、 θ_{LG} の定義。黒い点線がビーム軸である。

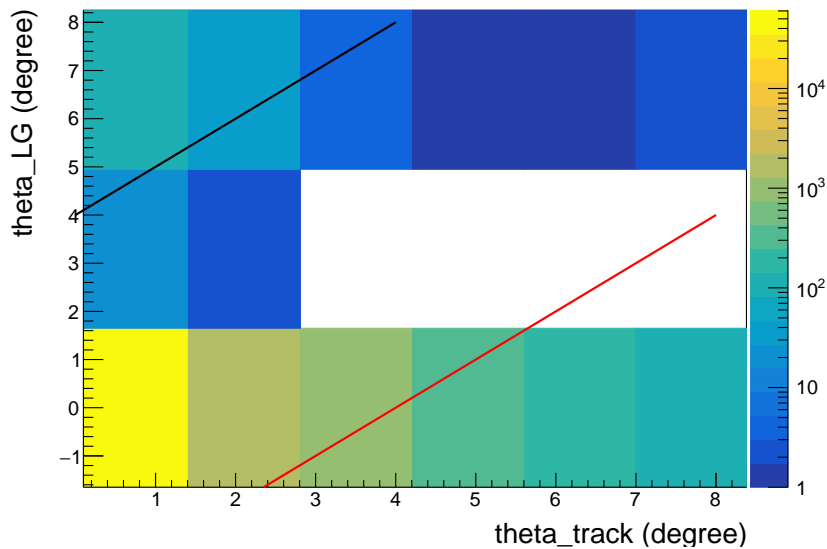


図 6.3: θ_{track} と θ_{LG} の分布。黒線と赤線は、 $|\Delta\theta| = 4^\circ$ の直線である。

このように定義すると θ_{track} と θ_{LG} の分布は、図 6.3 のようになる。図 6.3 の黒線と赤線は、 $|\Delta\theta| = 4^\circ$ の直線である。ここで $\Delta\theta = \theta_{\text{LG}} - \theta_{\text{track}}$ である。この中から、電子散乱事象とみなせないものを取り除く。例えば、図 6.3 の黒線の左上の領域は図 6.4 のような事象に対応する。これは散乱事象とは見なせない。なぜなら 1 つの電子がこのような θ_{track} と θ_{LG} をなしていることになるからである（今回はトラッカーでの散乱は考えない）。同様に赤線の右下の領域の事象も散乱事象ではない。このような事象を除くために、各イベントが $|\Delta\theta| < 4^\circ$ を満たすことを要求する。図 6.3 に対して $|\Delta\theta| < 4^\circ$ のカットを行うと、図 6.5 になる。取り除きたい領域のイベントを取り除けていることが分かる。以上の条件を課した後の θ_{track} の分布は図 6.6 のようになる。

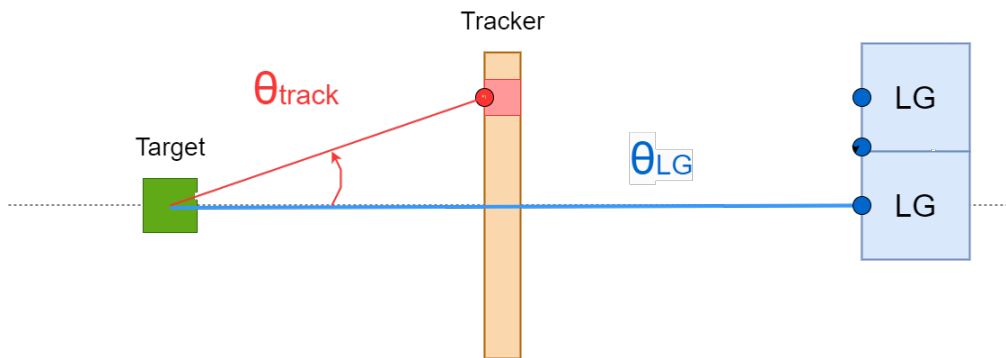


図 6.4: 散乱事象とは見なせない事象の例。ターゲットで電子が制動放射した場合はこのようになる場合がある (θ_{track} が電子、 θ_{LG} が γ 線を想定)。

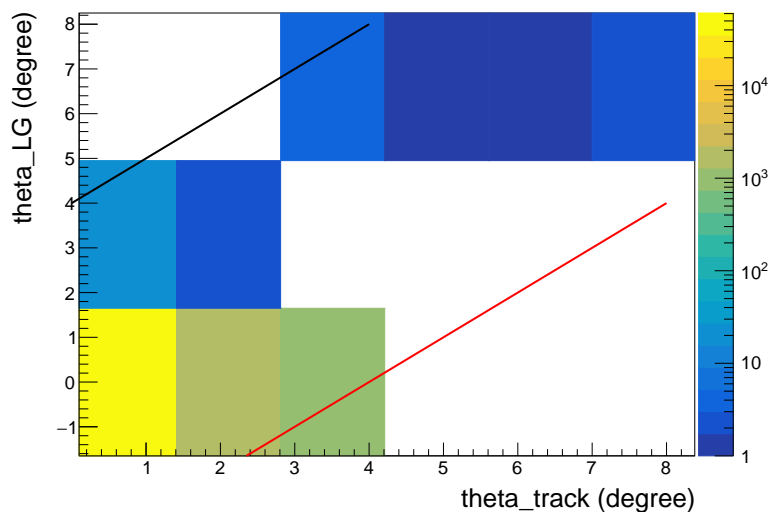


図 6.5: $|\Delta\theta| < 4^\circ$ のカットをかけた後のグラフ。赤線の右下、黒線の左上の領域がカットされている。

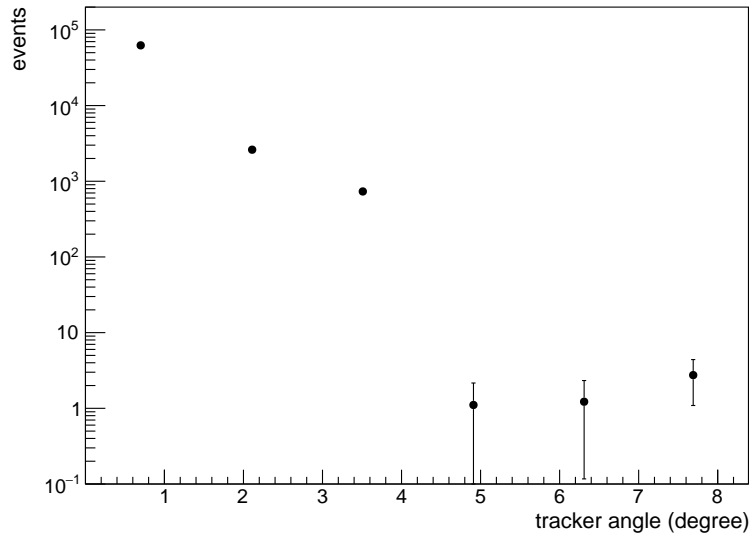


図 6.6: θ_{track} の分布。横軸は各 X ストリップの位置に対応するビーム軸からの角度である。

6.2 実験と理論の比較

6.2.1 電子散乱事象のイベント数に対する実験値と理論値の比較

今回は電子散乱としてラザフォード散乱（クーロン散乱）を仮定する。実験値と理論値を比較するために、まず第 2 章で説明した微分散乱断面積を式 (6.1) を用いてトラッカーのあるストリップを通過したイベント数 N に変換する。

$$N = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Rutherford}} \times \Delta\Omega \times b \times x \quad (6.1)$$

ここで、 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Rutherford}}$ はラザフォード散乱の微分散乱断面積 (式 (2.4))、 $\Delta\Omega$ はトラッカーのストリップ 1 つ当たりの立体角、 b は単位面積当たりのターゲットに入射した電子数 (1.0×10^6 個)、 x はターゲットに含まれる陽子数である。パラサイトによる影響等で b の値は不明であるが、選別前のイベント数が b の下限を与えるのでそれを用いた。 $\Delta\Omega$ は以下のように求められる。

$$\Delta\Omega = \frac{(\text{ストリップの有効面積})}{(\text{ターゲットとトラッカーの距離})^2} \quad (6.2)$$

ここでストリップの有効面積は、各 X ストリップと Y ストリップの ch2、ch3 と重なっている部分の面積である。Y ストリップの ch1、ch4 を通過した電子は、LG でそのエネルギーをすべて落とし切らない可能性があるため、散乱実験の解析には用いなかった。また x は以下のように求められる。

$$x = \frac{V \times \rho \times n \times N_A}{m} = 3.2 \times 10^{23} \text{ 個} \quad (6.3)$$

ここで、 V はターゲットの体積 (1.0 cm^3)、 ρ はターゲットの密度 (1.0 g/cm^3)、 n は CH に含まれる陽子数 (7 個)、 m は CH の分子量 (13 g/mol)、 N_A はアボガドロ定数 ($6.02 \times 10^{23} / \text{mol}$) である。

トラックの各 X ストリップに対してイベント数 N を求めて、図 6.6 と重ね合わせると、図 6.7 になる。プロットが実験値で、ヒストグラムが理論値である。今回の電子散乱実験の目的である大角度散乱 (5 度以上) は、理論値が 1 イベント未満であるため、そもそも観測できないことが理論の予測と一致するという結論になってしまった。したがって理論の予想とは一致したが、大角度散乱は観測できなかったと結論できる。(ただし 6 度付近に 1 イベント確認でき、誤差の範囲内で理論と一致している。) 図 6.7 から分かるように、実験の方が理論の予想よりもイベント数が遥かに多かった。その原因は主に 2 つ考えられる。1 つ目は単位面積当たりのターゲットに入射した電子数 b に下限値を用いていることである。この値が大きければ、理論から予想されるイベント数は多くなるからである。2 つ目は制動放射が考えられる。ターゲット等で電子が制動放射をし、電子ビームとほとんど同一直線上に光子が出た場合、今回の検出器では電子散乱事象との区別ができない。そのため、実験のイベント数は電子散乱事象に加えて、制動放射のイベント数も加わることになり、理論の予想よりも多くなると考えられる。

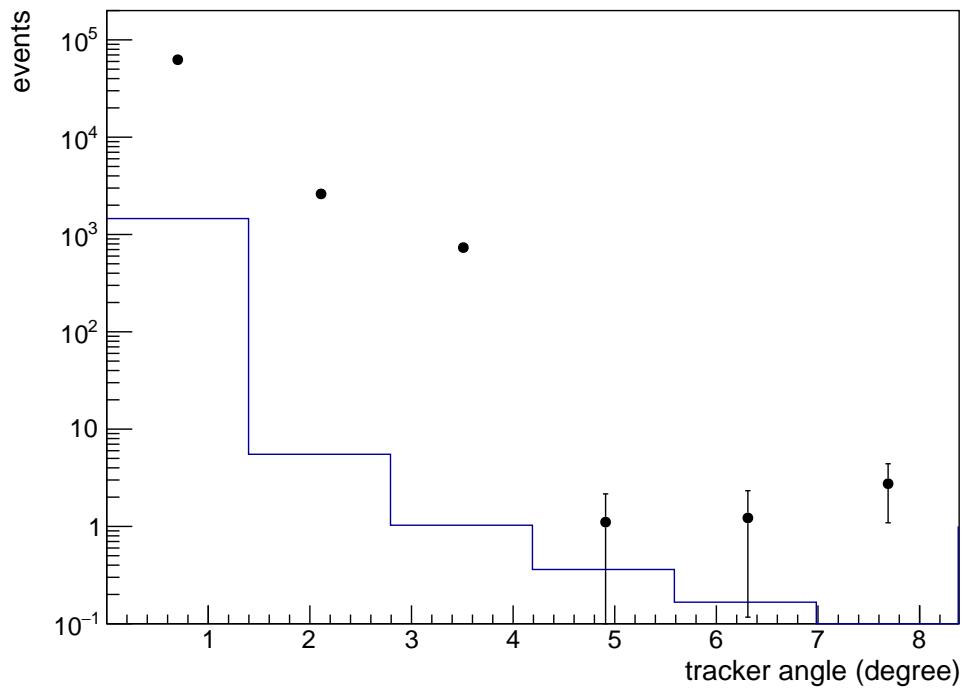


図 6.7: 電子散乱事象のイベント数の実験値と理論値の比較。プロットが実験、ヒストグラムが理論である。理論による予想よりも実験のイベント数の方が遥かに多い。

第7章

結論

第6章の解析結果から、本研究において、電子の大角度散乱（散乱角が5度以上）は観測できなかったと結論する。改良点として、統計量を増やすことが挙げられる。統計量を増やす方法は主に以下の2点が考えられる。1つ目はDAQ (Data AcQuisition)を改良することである。データの処理速度を高速にすることにより、改良前は取得できなかったデータも取得できるようになり、より多くのデータを蓄積することができる。2つ目はパラサイトではない状態で実験を行うことである。パラサイト下では、ビームが上流の実験装置で散乱されるため、我々の装置に無事に到達する電子の数が大幅に少なくなってしまう。

謝辞

本実験を行うにあたり、多くの方より多大なる助力をいただきましたのでこの場にて心より感謝申し上げます。

指導教員である前田順平講師、山崎祐司教授には実験を行うための手続きや、理論、実験方法、実験装置の組み立て、解析まで様々なことをご指導して頂きました。つくば出張での16時間交代制の実験シフト、徹夜での作業を終えたのち宿無しになったこと、神戸へ戻るころには実験班全員の体調が壊れていたこと、今では全てとても良い思い出です。学部生としては初めてビームテストを用いて実験をすることができたというのは非常に良い経験でした。先生方には未熟故にクソだ、他人事な態度だ等と評された私たちですが、この卒業研究半年間を通じて少しは成長できたと思います。また、KEKの花垣和則様をはじめ中村勇様、池上陽一様、宇野彰二様方には本実験を行うためのインターンシップの受け入れ他、様々なご協力を頂きました。さらには、藏重久弥教授をはじめとする神戸大学粒子物理学研究室の教員の方々には、貴重なお時間を割いてご指導、ご助言を頂き非常にお世話になりました。同研究室博士課程後期課程の高橋真斗さんにもご親切に理論や解析方法を教えていただきました。博士課程前期課程の西将汰様にはKEKにて実験を協力していただきました。大変だったつくば出張の中でも、初日に西先輩と秘密を語り合った夜は一番星のように輝く思い出として私たちの心の中に残っています。オンライン授業中にKEK内を案内してくれた思い出が二番星です。

本研究において携わっていただいたすべての方々へ深く感謝の気持ちをもって謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] 須田利美、本多佑記、前田幸重、塚田暁, “陽子半径”, 高エネルギーニュース Vol. 40 No. 3 2021/10/25, URL: <https://www.jahep.org/hepnews/2021/40-3-4-protonradius.pdf>.
- [2] 末包文彦、久世正弘、白井淳平、湯田春雄, “現代素粒子物理-実験的観点からみる標準理論”, ISBN978-4-627-15581-7 2016/12/13.
- [3] サンクトペテルブルク大学 HEP lecture URL: <https://phys.spbu.ru/content/File/Library/studentlectures/schlippe/pp05-08.pdf>.
- [4] KEK, “つくばキャンパス 2023”, ID:38227
URL: <https://www.kek.jp/ja/imagearchive/38226/>.
- [5] KEK, “PF-AR 計画” URL: <https://www2.kek.jp/ja/tour/electron-31.html>.
- [6] “PF-AR の測定器開発テストビームライン建設計画”, PASJ2021 MOP049
URL: https://www.pasj.jp/web_publish/pasj2021/proceedings/PDF/MOP0/MOP049.pdf.
- [7] 測定器開発テストビームライン 写真集
URL: https://photos.google.com/share/AF1QipPCV90fzabSD4eY7q_pV6a-zLWwr06enSFR00_Ucn8p01FWrqEVYAbhrB2YPIu4bg?key=Yy1uaFlkVElvWFJiaV9vUmZuNzZoRk5SeGRPX1N3.
- [8] 前田順平, “原子炉ニュートリノ振動実験のための宇宙線飛跡検出器の開発”, 2006 年度修士論文, 東京工業大学 2006/08.
- [9] 村田優衣, 樋口流雲, 西将汰, “宇宙線ミュオンによる光生成反応の探索”, 2023 年度卒業論文, 神戸大学 2023/03,
URL: https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/muon_nucleus_2022.pdf.
- [10] 中馬文広, “ALICE 実験 PHOS 検出器の宇宙線を用いたエネルギー較正”, 2007 年度卒業論文, 広島大学 2008/02,
URL: https://www.quark.hiroshima-u.ac.jp/thesis/b200803_chuman.pdf.