

令和元年度 修士論文

LHC-ALICE 実験の高度化に向けた
シリコン電磁カロリメータの開発と性能評価

奈良女子大学大学院
数物科学専攻
高エネルギー物理学研究室

博士課程（前期課程）2年
学籍番号 18810129

港 陽子

2020年3月2日

概要

ビッグバンによる宇宙開闢から 10^{-5} 秒以内では、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) と呼ばれる超高温高密度の極限物質が存在していた。QGP とは、超高温環境下において陽子や中性子はその形状を保てずに内部のクォークやグルーオンが閉じ込めから解放された極限的な状態である。この QGP の物性を解明することは、宇宙の誕生の起源、そして我々を構成する物質の起源を理解することにつながる。この課題に取り組むため、欧州原子核研究機構 (CERN) をはじめとした国際実験機関で高エネルギー重イオン衝突実験が行われている。高エネルギー重イオン衝突実験では重い粒子を光速まで加速し、正面衝突させることによって 4 超度以上の超高温、高密度状態である QGP を再現し、その性質を解明することで宇宙誕生の起源や物質の成り立ちにアプローチしている。この研究で未解明な点の一つとして衝突初期状態の解明が注目されている。近年の研究で新たな理論として、この衝突初期状態に Color Glass Condensate (CGC) と呼ばれる物質状態の存在が提唱された。この CGC に感度の高い測定量として、前方方向の直接光子の測定が重要なプローブとなると期待されている。そこで私たちはこの新しい物質状態を解明するために衝突前方領域における直接光子の測定を目指して国際実験 ALICE のアップグレード計画の一つである Forward Calorimeter (FoCal) の開発を行なっている。FoCal はシリコンの検出層の LGL とタングステンの吸収層を交互に 20 層組み合わせ合わせたサンプリング型のカロリメーターである。FoCal は測定したい直接光子とバックグラウンドとなる $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ を区別するためシリコン検出層に $1 \times 1 \text{ cm}^2$ の Pad を持つ LGL と $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ の Cell を持つ HGL の 2 種類を採用している。これにより FoCal は高いエネルギー分解能と位置分解能を実現する。FoCal の R&D の一環で、特に LGL とタングステンの吸収層を交互に 20 層並べたプロトタイプである Mini-FoCal を作成した。そして、Mini-FoCal を用いて 2018 年に CERN の PS と SPS で性能評価のためのテストビーム実験を行った。PS では 9 GeV のハドロンを Mini-FoCal の LGL 1 枚に入射することによって MIP の測定を行なった。この結果、MIP を測定した 15 枚の Pad の ADC の平均値は、 117.2 ± 0.2 であることが測定された。この値を用いて ADC と入射エネルギーのキャリブレーションを行い、1 ADC あたりのエネルギーは 0.76 keV であると計算した。SPS の実験では、Mini-FoCal の性能評価のために、150 GeV と 250 GeV の高エネルギーの陽電子とハドロンの混合ビームを Mini-FoCal 全 Layer に入射させた。この実験の解析手法をシミュレーションで原理検証を行いながら開発した。これにより、粒子種の割合がわかっていないハドロンと陽電子の混合ビームから陽電子イベントを選定することに成功し、このプロトタイプでは初めてエネルギー再構成を行った。また、エネルギー再構成の結果よりエネルギー分解能を求めた。この結果 150 GeV の陽電子を入射させた際のエネルギー再構成結果は $153.3 \pm 2.9 \text{ GeV}$ エネルギー分解能は $\Delta E/E_{150\text{GeV}} = 3.6 \pm 0.6\%$ となった。また、250 GeV の陽電子を入射させた際のエネルギー再構成結果は $256.1 \pm 2.3 \text{ GeV}$ 、エネルギー分解能は $\Delta E/E_{250\text{GeV}} = 3.7 \pm 0.8\%$ となった。実験と同様の条件で行ったシミュレーションから得られたエネルギー分解能は、150 GeV と 250 GeV でそれぞれ $\Delta E/E_{Simu.150\text{GeV}} = 3.6 \pm 0.2\%$ 、 $\Delta E/E_{Simu.250\text{GeV}} = 3.1 \pm 0.2\%$ であった。解析手法の開発をしたことで、エネルギー再構成を行うことに成功し、FoCal の基本的な解析手法を確立した。また、この結果は Mini-FoCal が設計通りのエネルギー分解能を持つことを示している。本論文では、開発した手法について説明し、得られた結果について議論する。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	標準モデル	1
1.2	量子色力学	1
1.3	Quark Gluon Plasma	2
1.4	重イオン衝突実験	4
1.4.1	重イオン衝突実験の時空発展	4
1.4.2	衝突初期状態	5
1.5	高エネルギー粒子のエネルギー測定	7
1.6	研究の目的	10
第 2 章	実験背景	12
2.1	LHC 加速器	12
2.1.1	Proton Synchrotron(PS) 加速器	13
2.1.2	Super Proton Synchrotron(SPS)	13
2.2	LHC-ALICE 実験	14
2.3	Foward Calolimeter(FoCal)	15
2.3.1	Forward Calolimeter が目指す物理	15
2.3.2	FoCal 検出器の構成	17
	FoCal-E の構成	17
	FoCal-H の構成	18
第 3 章	FoCal の性能評価のためのテストビーム実験	19
3.1	テストビーム実験セットアップ	19
3.1.1	Mini-FoCal のデザイン	19
3.1.2	読み出しシステム	20
3.1.3	テストビーム実験セットアップ	23
3.2	PS テストビームセットアップ	25
3.3	SPS テストビームセットアップ	25
3.4	シミュレーションセットアップ	25
第 4 章	解析手法	27
4.1	イベント選定	27
4.2	ペDESTAL 較正	28
4.3	Common Mode Noise の除去	29

4.4	クラスタリングと Noise Cut	30
4.5	エネルギー再構成	31
4.6	シミュレーションによる陽電子再構成測定方法	32
4.6.1	シミュレーションの実験セットアップのためのチューニング	32
4.6.2	実験におけるエネルギー再構成の補正項	33
4.7	陽電子選定	36
	電磁シャワーの最大発展部におけるエネルギーによる選定	36
	電磁シャワーの発展分布形状による選定	37
	実験における陽電子選定	39
第 5 章	解析結果	42
5.1	MIP のエネルギー測定	42
5.2	陽電子のエネルギー測定	43
第 6 章	議論	47
6.1	Common Mode Noise(CMN) について	47
6.2	エネルギー再構成値とエネルギー分解能について	47
	1 : 陽電子選定の閾値を変化させたことによる系統誤差	47
	2 : Noise Cut によって生じる系統誤差	48
	3 : 各 Si-Pad における $F_{conv.}$ の違いによる系統誤差	48
第 7 章	結論	49
謝辞		50
References		51
付録 A	陽電子選定によるエネルギー分解能に対する影響	53
付録 B	9,10-layer を下げたことによるエネルギー分解能	55

目次

1.1	標準模型	1
1.2	クォークの閉じ込め	2
1.3	結合定数 α_s の Q 依存性	2
1.4	ビックバン直後の宇宙の発展図	3
1.5	温度の上昇に伴うクォークの自由度	4
1.6	重イオン衝突の時空発展図	5
1.7	Parton Distribution Function	6
1.8	エネルギー別の核子内構造の模式図	7
1.9	Minimum Ionizing Particle	9
1.10	シリコン中で落とすエネルギー	9
1.11	電子対生成（左）と制動放射（右）の模式図	10
1.12	電磁シャワー発展	10
2.1	LHC	13
2.2	S の T9 領域におけるビームの内訳	13
2.3	ALICE 検出器概要	14
2.4	LHC の稼働計画と FoCal の実験プラン	15
2.5	DIS 実験による各実験でのおおよその (x, Q) のカバー領域	16
2.6	FoCal の導入位置	17
2.7	FoCal 1 モジュールの模式図	18
2.8	LGL と HGL	18
3.1	2018 年に製作した FoCal の LGL(赤) と W-layer ((青)Mini-FoCal) の模式図。	19
3.2	Mini-FoCal の全体図の模式図。	20
3.3	2018 年に製作した FoCal のプロトタイプ (Mini-FoCal。)	20
3.4	LGL Si-Pad 図面 (浜松ホトニクス)	20
3.5	Mini-FoCal で使用した LGL1 枚分。8×8 の Si-Pad を持つ。	20
3.6	読み出しシステムの概要図	21
3.7	APV25-S1 hybrid board と FPC	22
3.8	実験で使用したユーロクレイト	22
3.9	1 つの Si-Pad での 1 イベントにおいての 9 GeV のハドロンビームを入射した際に得られた ADC の時間発展図	23
3.10	上からみた FoCal のセットアップの模式図	23
3.11	SPS での実際のセットアップの様子	24

3.12	SPS での実際のセットアップの様子	24
3.13	PS でのトリガーロジック	25
3.14	シミュレーションセットアップ	26
4.1	全イベントにおける最大の ADC 値を持つタイムビンの個数分布	28
4.2	ビーム停止時の 1 つの Pad における ADC 分布	28
4.3	あるイベントでのベDESTAL 構成後の 64cell の平均 ADC 値の時間発展図	29
4.4	LGL1 枚分の模式図。	30
4.5	各 Pad がビーム軸から見た LGL の Si-Pad の位置	30
4.6	1 イベントごとのヒットマップ	31
4.7	150GeV の陽電子、ハドロンビームを入射した際に得られた 12-layer 目の ADC 分布。	32
4.8	150GeV の粒子を入射させた時に得られた 12-layer 目のエネルギー分布	32
4.9	LGL の中でハドロンを入射した 1 Pad 分でのベDESTAL 分布	32
4.10	シミュレーションで再現した 12-layer 目のエネルギー分布	33
4.11	18-layer 目の有無によるエネルギー損失量 (Simulation) の比較	34
4.12	クラスタリングの有無によるエネルギー損失量 (Simulation) の比較	34
4.13	シミュレーションでの陽電子とハドロンを Mini-FoCal に入射した際のそれぞれの Layer ごとのシャワープロファイル。左が 150 GeV、右が 250 GeV を入射した際に得られた結果。緑はハドロンを入射した際のシミュレーション結果、赤と青は陽電子とハドロンを入射し、陽電子選定を行った時の Layer ごとのエネルギー損失を示す。x 軸は、1 イベントでのエネルギー損失量 (GeV)、横軸は Layer 番号を示す。エラーは分布の標準偏差を示す。	36
4.14	8,9,10layer のエネルギー損失を足し合わせた分布 (Simulation)	37
4.15	χ^2 分布 (シミュレーション)	38
4.16	Simulation から得られた閾値別の陽電子とハドロンの残存率	38
4.17	8,9,10layer の検出器層のみでの測定エネルギーを足し合わせた分布	40
4.18	χ^2 分布 (150 GeV 実験)	40
4.19	12-layer 目のエネルギー損失分布 (実験)	41
5.1	LGL 中の 1 つの Si-Pad におけるハドロンを入射した際の ADC 分布。x 軸が測定 ADC 値。y 軸はカウント。	42
5.2	15 枚の MIP 相当の ADC の平均値のヒストグラム。	42
5.3	Mini-FoCal に 150 GeV の粒子を入射した際に得られた各 Layer での測定エネルギー	43
5.4	Mini-FoCal に 250 GeV の粒子を入射した際に得られた各 Layer でのエネルギー損失分布。	44
5.5	Layer 方向での 1 イベントあたりのエネルギー損失。左が 150 GeV、右が 250 GeV を入射した際に得られた結果。緑は陽電子を入射した際のシミュレーション結果、赤は陽電子とハドロンを入射し、陽電子選定を行った時の Layer ごとのエネルギー損失を示す。	45
5.6	150 GeV の粒子を入射した際に得られた、陽電子選定後の Mini-FoCal 全体での測定エネルギー分布。x 軸は式 4.1 より ADC から求めた測定エネルギー、y 軸はカウントを示している。	46
5.7	250 GeV の粒子を入射した際に得られた、陽電子選定後の Mini-FoCal 全体での測定エネルギー分布。x 軸は式 4.1 より ADC から求めた測定エネルギー、y 軸はカウントを示している。	46
A.1	3layer を使用した陽電子選定の場合のエネルギー再構成結果	53
A.2	9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の陽電子ピーク (150 GeV)	54

A.3	9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の陽電子ピーク (250 GeV)	54
B.1	150GeV の陽電子を入射した際の Layer ごとのエネルギー分布。横軸がエネルギー (GeV) を示す。青が Simulation、赤が実験値を示す。	55
B.2	9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の Shower Profile と Simulation の比較 (150GeV) .	56
B.3	9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の Shower Profile と Simulation の比較 (250GeV) .	56
B.4	9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の陽電子ピーク (150 GeV)	56
B.5	9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の陽電子ピーク (250 GeV)	56
B.6	150GeV の陽電子を入射した際の Layer ごとのエネルギー分布。横軸がエネルギー (GeV) を示す。青が Simulation、赤が実験値を示す。実験値に係数をかけて Simulation と一致させた。 . . .	57

表目次

4.1	シミュレーションから得られたエネルギー分解能	35
4.2	150 GeV の陽電子とハドロンのシミュレーションで得られた閾値別の陽電子とハドロンの残存率。	39
4.3	250 GeV の陽電子とハドロンのシミュレーションで得られた閾値別の陽電子とハドロンの残存率。	39
4.4	陽電子選定で使用した閾値	41
5.1	シミュレーションと実験のエネルギー分解能とエネルギー再構成まとめ	45
6.1	補正前と後の 9、10-layer 目の測定エネルギーとシミュレーションの比較	48
A.1	陽電子選定別のエネルギー分解能と再構成結果	53
B.1	9、10-layer 目を補正後の陽電子選定で使用した閾値	57
B.2	9,10layer 目を補正前と後のエネルギー分解能と再構成結果	58

第 1 章

序論

1.1 標準モデル

我々の身の回りの物質、水や花、そして宇宙や私たち自身は、原子からできている。原子は、中心にある原子核とその周りを回る電子で構成されている。原子核は陽子と中性子から構成されており、この2種類の粒子をまとめて核子と呼ぶ。さらに核子のなかを見ると、核子はクォークと呼ばれる粒子が3つ集まってできている。このクォークや電子が物質を構成する最小の要素、素粒子と呼ばれる。現在では、これ以上小さく分けることはできないと考えられている。素粒子には6種類のクォークと6種類のレプトン、これらの中で力を運ぶゲージ粒子、素粒子に質量を与えるヒッグス粒子がある。(図 1.1) クォークとレプトンには3世代あり、それぞれの世代に電気の符号が反対の性質を持つ2つの素粒子が存在する。自然界には4つの基本的な相互作用、"強い相互作用"、"電磁相互作用"、"弱い相互作用"、"重力相互作用"がある。標準モデルは、重力を除く3つの力による素粒子間の相互作用を記述するための理論の総称である。

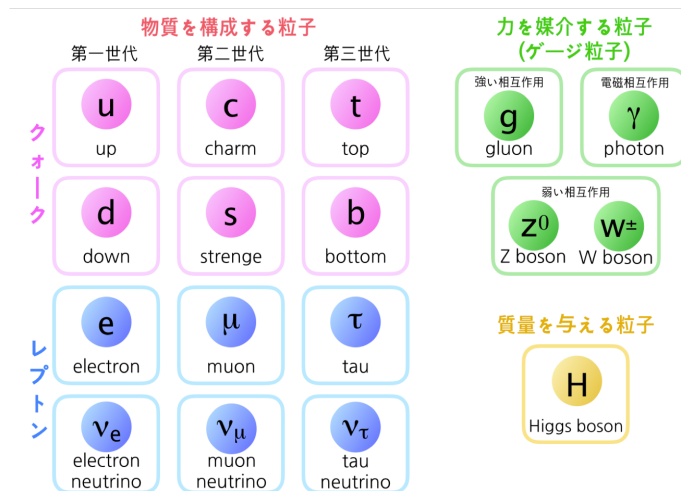


図 1.1 標準模型

1.2 量子色力学

量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics (QCD)) は、クォークやグルーオンに作用する強い相互作用を記述する場の量子論である。クォークやグルーオンはレプトンの電荷に相当する色荷と呼ばれる量子数を持っている。この色荷を持つ粒子間に働く力を強い相互作用と呼ぶ。クォークは3種類の色荷を持ち、グルーオンは8種類の色荷

を持っており、光の三原色のように色の組み合わせにより無色となることで安定の状態をとる。その安定となった複合粒子はハドロンと呼ばれる。その中で色荷の異なるクォーク 3 つから構成される粒子をバリオンと呼び、陽子や中性子などが例に挙げられる。また、互いに補色となるようなクォークと反クォークの対で構成される粒子をメソンと呼び、 π 中間子や K 中間子などが例に挙げられる。また、クォークとグルーオンを総称してパートンと呼ぶ。通常クォークやグルーオンのパートンはハドロンに閉じ込められている。例えば、電磁相互作用では電荷を持つ粒子の距離が離れるほど作用する相互作用が弱くなる。一方で、強い相互作用ではグルーオン自身が色荷を持つことで粒子感距離に比例して相互作用が強くなる。2 つのクォークを引き離すために必要なエネルギーよりも新たなクォーク対を生成するエネルギーの方が小さいため、クォーク単独で取り出すことはできない。これをクォークの閉じ込めと呼ぶ [(1)]。図 1.2 の分布はクォークの閉じ込めを表しており、横軸が規格化された距離 r で、縦軸が規格化された粒子の結合ポテンシャル $V(r)$ である。クォーク間距離が増大するのに比例して結合ポテンシャルが高くなり、引き離すには無限のエネルギーが必要になることがわかる。このクォークの閉じ込め機構は、量子色力学の大きな特徴となっている。しかし、量子色力学は、相互作用する粒子のエネルギーが大きくなるに従って、粒子間の束縛力が小さくなる漸近的自由性という性質も持ち合わせている。図 1.3 は、QCD の摂動法によって計算された結合定数のスケール依存性と実験により求められた α_s の値を表す。この図より、運動量移行 (Q) が大きな反応では α_s が小さくなっていることがわかる。これは、高エネルギー領域ではクォークやグルーオンが自由に振る舞うような、ハドロンから開放された物質相の存在が考えられるようになったことを表す。この物質相は極初期宇宙に存在したと考えられ、実験的にこの相にアプローチすることにより宇宙の誕生から核子（陽子や中性子）が形成される頃の解明が期待される。[(2)]

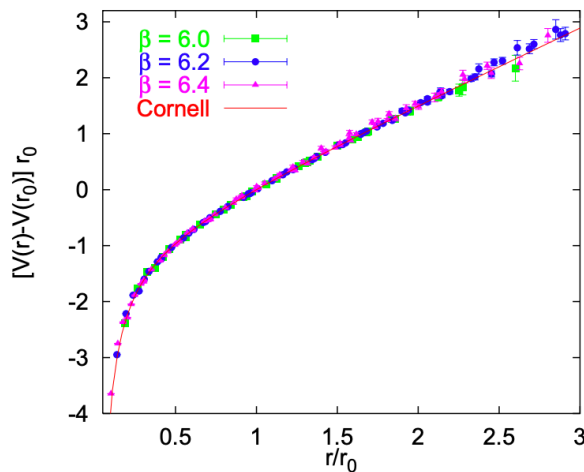


図 1.2 クォークの閉じ込めを表す [(1)] $\beta = v/c$

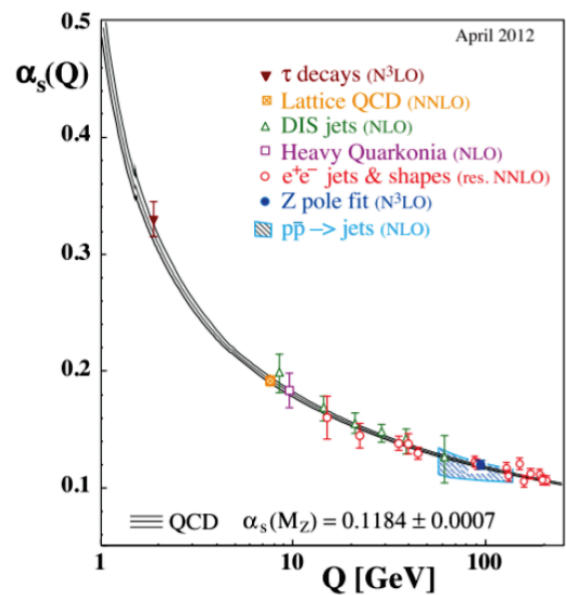


図 1.3 結合定数 α_s の Q 依存性

1.3 Quark Gluon Plasma

量子色力学が持つ漸近的自由性のため、クォーク物質のエネルギーを増大させていくことで、クォークが束縛から解放された物質状態が存在することが予言された [(3)][(4)]。我々が存在している、ビッグバンから 137 億年後の低いエネルギー密度の領域では、物質は中性子や陽子などの 3 つのクォークでできたハドロンや、電子などで

構成されている。宇宙誕生から現在までに至る物質の変化の歴史を図 1.4 に示す。ビッグバン直後の数 $10\mu s$ 後ではこの陽子や中性子がグルーオンの束縛からクォークが解放されて陽子や中性子などのハドロンがドロドロに溶けたスープのような状態になる。この状態のことをクォークグルーオンプラズマ (QGP) と呼ぶ。物質相が臨界温度 (Critical Temperature) と呼ばれる温度を超えると、この QGP 相への相転移が起こる。図 1.5 は温度の上昇に伴うクォークの自由度を示し、170 MeV ほどのところでクォークの自由度が急激に上昇していることがわかる。これが QGP の相転移を表している。格子 QCD の理論計算によると、臨界温度は $T_c \sim 173 \text{ MeV}$ 、エネルギー密度は $\epsilon_c \sim 1 \text{ GeV/fm}$ である。QGP を解明することは QCD の理論における閉じ込め現象や、カイラル対称性の破れなどといった物理現象を理解する上でも非常に重要な役割を担っている [(5)]。

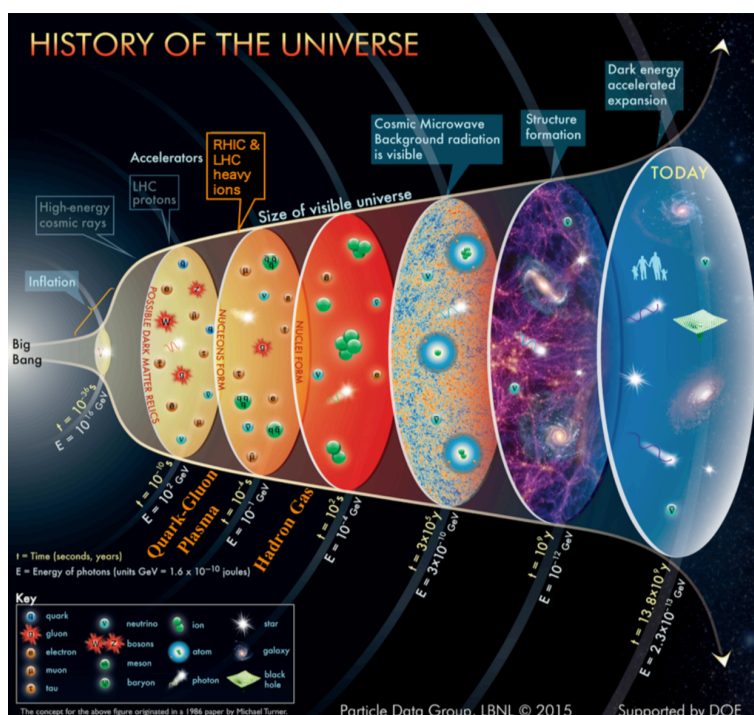


図 1.4 ビッグバン直後の宇宙の発展図 [(6)]

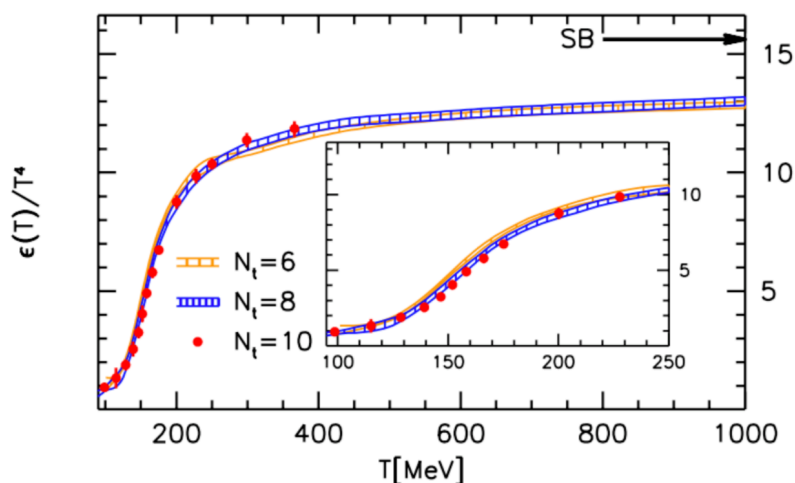


図 1.5 温度の上昇に伴うクォークの自由度

1.4 重イオン衝突実験

1.4.1 重イオン衝突実験の時空発展

宇宙の起源は、我々人間が知りたくてたまらない謎の中の一つである。国際的にこの宇宙の謎、そして我々を構成する物質の起源を探求するために様々な挑戦が行われてきた。その中でも、ヨーロッパ共同原子核研究機構 (CERN) や、アメリカのブルックヘブン国立研究所 (BNL) では、ビックバン直後に存在したと考えられる QGP を実験室で再現するために加速器を用いた重い原子核同士の衝突実験を行なっている。このような研究機構では重い粒子をほぼ光速まで加速し正面衝突させる。これにより、短時間、微小空間が 200 ~ 300 MeV 程度の高温度状態になり、宇宙起源の謎を解く鍵となる QGP を生成することができる。これは、温度でいうと、4 兆度もの高い温度となっている。加速された原子核が衝突を起こした時刻を $t = 0$ sec とした場合、図 1.6 のような時空発展が起こる。これまでの研究より、衝突からハドロンの生成まで次のような反応が順番に起こることがわかっている。

- **Pre-equilibrium** ($t \sim 1$ fm/c) : パートの散乱が起きて、クォークとグルーオンが増加。高横運動量の粒子が生成する。横運動量とは、ビーム軸に垂直な成分を持つ運動量のことである。この過程において多数の光子が生成される。その生成数や生成分布は初期状態の原子核内部の構造を反映している。
- **Thermalization** ($t \sim 1 \sim 10$ fm/c) : 生成されたクォークやグルーオンが多重散乱をくり返すことで熱化して QGP へと相転移する。この際に QGP の温度を反映したボルツマン分布に従って、熱光子が多数生成される。
- **Hadronization** : QGP の膨張に伴う温度低下によって再度クォークの閉じ込めが起こり始め、最終的に全てのクォークがハドロン内部に閉じ込められる。QGP の温度が **Critical Temperature** に到達すると、QGP に存在したクォークとグルーオンは、ハドロンを形成する。
- **Freeze-out** : 相転移直後のハドロンガス内では非弾性衝突によるハドロンの生成・崩壊が繰り返し起こり、ある一定時間後にはハドロンの数と種類が固定される。これを化学的凍結 (**Chemical Freeze-Out**) と呼ぶ。さらに膨張・冷却を繰り返し十分な低密度まで達すると、ハドロン間での相互作用も起こらなくなりハドロンの運動量分布が固定される。これを熱力学的凍結 (**Thermal Freeze-Out**) と呼ぶ。

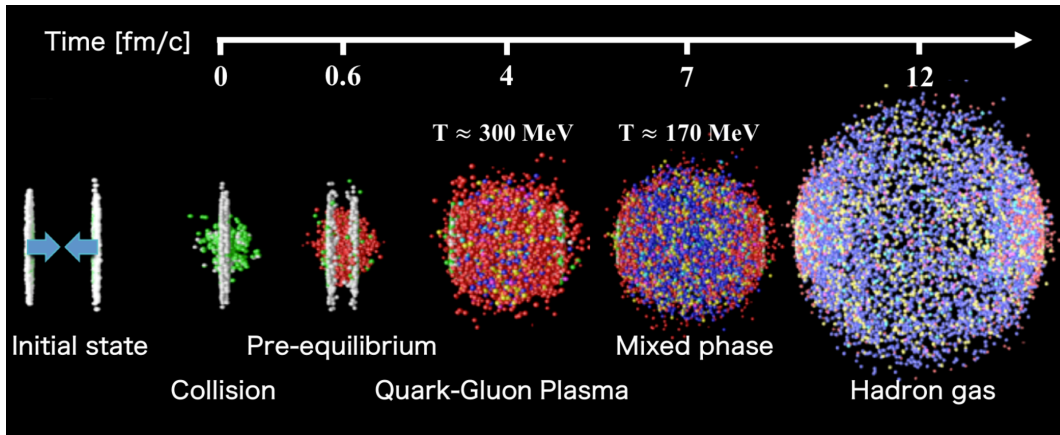


図 1.6 重イオン衝突の時空発展図

重イオン衝突実験では、上記の時空発展を全て経験した粒子が検出器で検出される。ハドロン測定では、クォークのハドロン化、化学凍結および運動量凍結を経験するため、衝突初期状態や QGP の情報を間接的にしか保持していない。一方で、衝突の各段階で生成される光子は、強い相互作用をしないので、生成時の情報を保持した状態で検出される。このため光子測定は、衝突初期状態や QGP を研究するための重要なプローブとなる。特に、QGP を生成する高エネルギー重イオン衝突の衝突初期状態は未解明であり、この命題に取り組むことは重イオン衝突機構の全容を明らかにすると考えられている。そのため、この光子測定を用いた初期状態の解明が注目されている。

1.4.2 衝突初期状態

重イオン衝突実験の衝突初期状態の理解は、QGP の物性解明に向けた重イオン衝突後の時空発展の理解に不可欠である。重イオン衝突実験によって作り出された物質相が高温高密度の QGP へと相転移していく過程は、衝突初期の核子内構造に影響される。しかしこの核子内構造が衝突初期でどのような状態であったかは未解明な課題であり、QGP への相転移理解における不確定要素となっている。特に QGP が 1 fm/c で早く熱化 (rapid thermalization) する現象の理解が重要視されており、研究が進められている。近年の研究で衝突初期状態に Color Glass Condensate (CGC) と呼ばれる物質状態が存在しているのではないかと理論的に提唱された。この章では、この新たな物質状態として予言されている CGC について説明する。

まず、高エネルギーに加速された後の粒子の構造について Parton Distribution Function (PDF) [(7)] を用いて説明する。図 1.7 は、 $Q^2=10 \text{ GeV}^2$ の際に、核子内のパートンがどのような割合で核子内に存在するかを表している。図中の xu_v は u クォーク、 xd_u は d クォーク、 xg はグルーオン、 xS はシークォークを表しており、グルーオンとシークォークの分布は 0.05 倍されている。シークォークとは、ハドロン内で絶え間なくグルーオンからクォークと反クォークが対生成と対消滅を繰り返す過程で、生成されすぐに消滅するクォークのことを指す。横軸の x は、

$$x = \frac{P_{\text{constituent}}}{P_{\text{hadron}}} = \frac{2p_T}{\sqrt{s}} \times e^{-\eta} \quad (1.1)$$

で表され、これは、核子の持つ運動量に対する核子内の各パートンが持つ運動量の比をあらわしている。これを Bjorken- x と呼ぶ。 p_T は横運動量、 \sqrt{s} は衝突エネルギー、 η は擬ラピディティで、高エネルギーハドロン衝突実験においてビーム軸となす角度を記述する際に用いられる空間座標を表す。

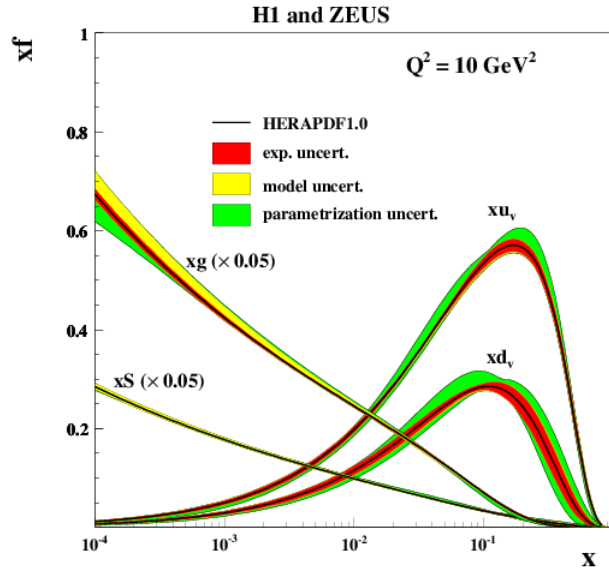


図 1.7 パートン分布関数 (PDF)。HERA で行われていた H1 や ZEUS によって測定された。

$x \sim 1/3$ の領域ではクォークの割合が高く、 $x < 10^{-2}$ の領域ではグルーオンの割合が非常に高いことがわかる。これは、 $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ のエネルギーにおいて、核子内で高い運動量を持つ粒子はクォークが支配的であり、低い運動量を持つ粒子の割合はグルーオンが支配的であることを示す。これはつまり、式 (1.1) より、ラピディティが大きな前方方向において、クォークよりもグルーオンが観測される量が多いということになる。

次に、エネルギーをさらに上げた時の核子内部構造について説明する。図 1.8 に高エネルギーにおける核子内構造の模式図を示す。グルーオンとクォークは、ハドロンの中に閉じ込められていて、その内部では

$$q \rightarrow q + g \rightarrow q \quad (1.2)$$

$$g \rightarrow g + g \rightarrow g \quad (1.3)$$

のように絶えずグルーオンの吸収と放出が繰り返されている。グルーオンは寿命が短いため、低いエネルギーでは PDF で表されるようにクォーク 3 つが核子内で支配的であるという構造は変わらない。しかし、粒子がさらに高エネルギーに加速されると核子内部のパートンが持つエネルギーが大きくなることで、グルーオンの寿命が長くなり、式 (1.2) や式 (1.3) の反応が連鎖的に続いてグルーオンが雪崩的に増加する。このようにして増え続けたグルーオンはグルーオン同士で融合を起こす。グルーオンはあるエネルギーの地点で融合と分離のバランスが取れたところで飽和を起こす。また、原子核内部の陽子では隣同士の陽子と相互作用を起こすため、この飽和は単体の陽子内部よりも原子核の方が低いエネルギーで起こる。高エネルギーに加速された粒子が飽和状態になることで現れる物質状態が CGC である。CGC は、カラー (Color) を持つグルーオンからなる状態で、グルーオンの密度がとても高く凝縮状態 (Condensate) であるにも関わらず、その分布や運動がガラス (Glass) に似てランダムで凍結しているとみなすことができる非常に興味深い新しい物質状態として予言されている。原子核が加速して核子内のグルーオンが飽和することによって、CGC が存在している場合には前方方向でクォークよりもグルーオンの数が多いという寄与がさらに顕著に現れることにつながる。CGC の効果を示すことができる実験結果として、RHIC での陽子+金衝突の前方方向における粒子生成の抑制がある。前方方向で観測された π^0 粒子の収量の抑制は金原子核の中で小さな x 領域における CGC の効果が表れたものだと考えられている [(8)]。しかし、この粒子の収量の抑制は他の物理現象でも説明が可能のため、CGC が存在する実験的な証明は未だ確立されていない。

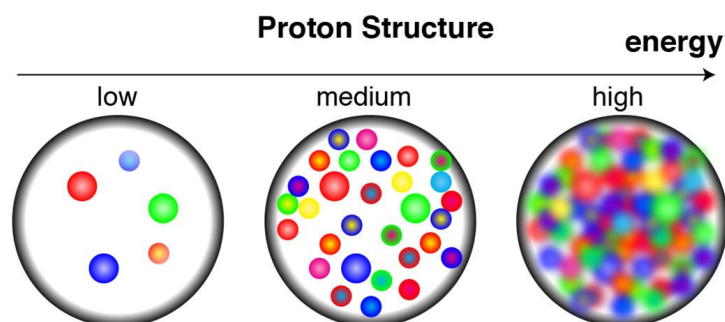


図 1.8 エネルギー別の核子内構造の模式図

そこで、近年の研究でこの CGC に感度が高い測定量として前方方向での直接光子の測定が提言されている。前方領域における直接光子測定の詳細は章 2.3 で詳細に述べる。直接光子とは、衝突後のパートン散乱によって生成される即発光子と、衝突初期に生成される高温物質から熱的に放射される熱光子を総称したものである。前方方向に飛んでくるのは即発光子が支配的である。放出されたグルーオンはコンプトン散乱 (式 1.4) や、対生成 (式 1.5)、パートンの破砕 (式 1.6) によって光子 (直接光子) を生成する。

$$q(\bar{q}) + g \rightarrow \gamma + q(\bar{q}) \quad (1.4)$$

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g \quad (1.5)$$

$$q(\bar{q}) \rightarrow q(\bar{q}) + \gamma \quad (1.6)$$

生成された直接光子は、他の粒子とほとんど相互作用をしないため、衝突初期の状態に感度が高い。つまり、前方領域で直接光子を測定することは、CGC の効果を持ったグルーオンを測定することにつながる重要なプローブであることがわかる。例えば、CGC がガラスのような状態であることが期待されることから、核子の中で隣り合うグルーオンが何らかの相関関係を持つようになることが予想できる。そのため、原子核同士が衝突した際にクォークグルーオン散乱を起こして生成される光子がこの相関関係を持って前方領域で観測できるのではないかと期待される。このように直接光子を測定することで CGC を証明するための実験が可能になると期待している。このようにしてグルーオンが支配的になった核子内で現れる新しい物質状態 CGC を実験的に観測しようという挑戦が様々な国際共同実験で行われている。CGC の存在を証明することで QGP の物性解明、そして宇宙誕生の謎に迫ることができると考えられている。

1.5 高エネルギー粒子のエネルギー測定

光子の相互作用

CGC に感度が高い物理量として、光子の測定が重要であると述べた。この章では、高エネルギーの光子を測定するための原理について紹介する。まず、光子は物質中に入射した際に、次のような 3 つの相互作用が起こる。

1. 電子対生成

電子の静止質量 m_e の 2 倍以上のエネルギーを持つ光子が原子核によるクーロン場の中で電子、陽電子のペアを生成する現象。

2. コンプトン散乱

光子と電子の弾性散乱である。光子が物質中の束縛されているがほぼ自由な電子と衝突して、散乱すること

によって入射光子のエネルギーが失われる。その失われたエネルギーの一部は散乱された電子に与えられる。軌道電子に与えられたエネルギーが束縛エネルギーよりも大きいとき、エネルギーが与えられた軌道電子は束縛から解放されて自由電子となる。この現象をコンプトン散乱と呼ぶ。コンプトン散乱は、光子のエネルギーが 10~100 keV の時に支配的になる。

3. 光電効果

物質に入射した光子が全エネルギーを原子中の束縛電子に与えて、荷電粒子に変換する。1つの軌道電子を原子の外に放出する現象を光電効果と呼ぶ。

荷電粒子の相互作用

荷電粒子は、物質中で次のような相互作用を起こす。

1. 電離損失

荷電粒子が物質中を通過する時に物質を構成する原子を電離や励起させることによってエネルギーを失うことを電離損失という。単位長さあたりに失うエネルギー (dE/dx) は Bethe-Bloch の公式で、以下のように記述される。[(9)]

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1.7)$$

N_A : アボガドロ定数 = $6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

r_e : 古典電子半径 = $2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$

Z : 物質原子の原子番号

A : 物質原子の質量数

m_e : 電子の質量 $0.511 \text{ MeV}/c^2$

ρ : 物質の密度

$\beta = v/c$: 入射粒子の速度

$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

I : 電子の平均イオン化ポテンシャル

z : 入射荷電粒子の電荷

δ : 密度効果を表す量。

エネルギー損失は、 β に依存する。入射エネルギーが小さいときは $1/\beta^2$ でエネルギーが大きくなると $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ の \log に依存して増加する。様々な物質での dE/dx を図 1.9 に示す。 Z が大きくなるにつれ、徐々にエネルギー損失量は減っているが、LiquidH₂ を除いて、粒子は異なる物質の中でほぼ同じエネルギー損失の割合であるということがわかる。さらに、高エネルギーの粒子のエネルギー損失は、 $1 \sim 2 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$ の間にある。このような粒子のことを Minimum Ionizing Particle (MIP) と読んでいる。また、図 1.10 を用いて、薄い Si での MIP のエネルギー損失を計算することができる。例えば、9 GeV の π を、厚さ $320 \mu\text{m}$ の Si に入射した際の MIP のエネルギー損失を以下のように求められる。図 1.10 には、ミューオンの kinetic energy (GeV) のみの表示であるので、これを π^0 表示に変えるには、ミューオンと π の質量比 $105 \text{ (MeV)}/137 \text{ (MeV)}$ をかければ良い。これより、 π^0 が $9 \text{ GeV}/c$ の運動量を持っている時、図 1.10 から、 $dE/dx = 1.21 \pm 0.1 \text{ (MeVg}^{-1}\text{cm}^2)$ となる。

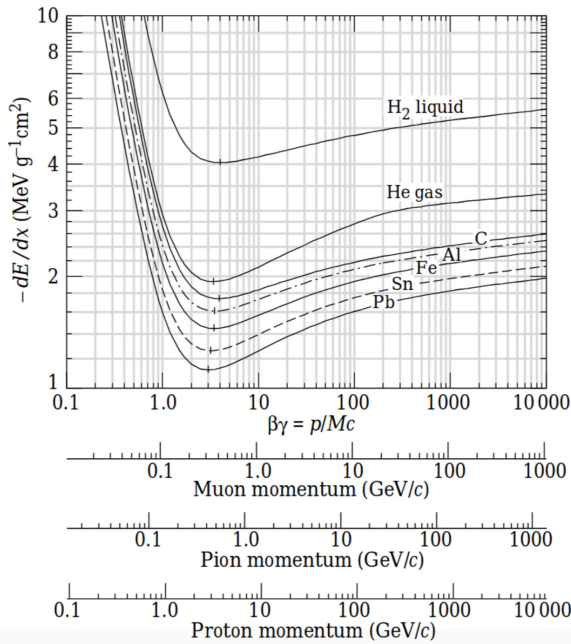


図 1.9 液体ヘリウム、ヘリウム、炭素、アルミニウム、鉄、鉛の平均エネルギー損失。ミューオンと π 中間子に関連する放射効果は含んでいない。[(9)]

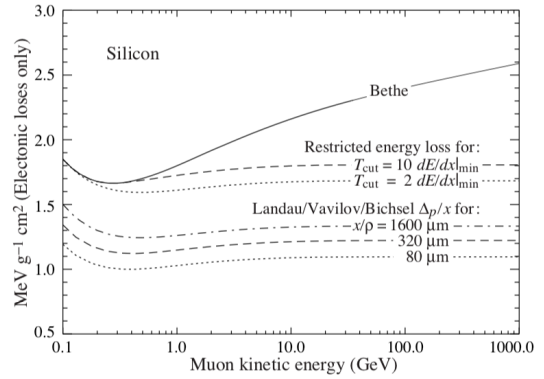


図 1.10 シリコン中で落とすエネルギー [(9)]

さらに、Si の密度は $2.3(\text{gcm}^{-3})$ より、MIP のエネルギー損失量は、

$$1.21(\text{MeVcm}^2/\text{g}) \times 2.3(\text{g/cm}^3) \times (320(\mu\text{m}) \times 10^{-4})(\text{cm}) = 0.089 \pm 0.007(\text{MeV}) \quad (1.8)$$

と計算なる。(誤差は読み取り誤差のみ)

2. 制動放射 (Bremsstrahlung)

荷電粒子が物質中に入射した際には、物質中の原子核のクーロン場によって進路を曲げられる。進路を曲げられた荷電粒子は、減速してエネルギーを失い、失った分のエネルギーを光子として放出する。この現象を制動放射と呼ぶ。電子は、低いエネルギーではイオン化によってエネルギーを失うが、高エネルギーの場合は、物質中での制動放射によってエネルギーを失う。

このような相互作用によって、エネルギーが $1/e$ に減少するまでに物質中を通過する平均的な距離のことを放射長 (radiation length) と呼び、 X_0 と表す。様々な物質の放射長は式 1.9 で近似的に与えられる。[(9)]

$$X_0 = \frac{716.4\text{gcm}^{-2}A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (1.9)$$

カロリメータでのエネルギー損失

このような現象を利用して粒子のエネルギーを測定する測定器として、電磁カロリメータがある。光子が電磁カロリメータに入射すると、主に電子対生成と制動放射の連鎖反応によって、電磁シャワーが発生する (図 1.12)。電磁シャワーのエネルギーの 90% が入るシャワーの半径をモリエール半径として計算することができる。モリエール半径は、例えば 20 放射長のカロリメータであれば

$$R_M(\text{g/cm}^2) \sim \frac{21(\text{MeV})X_0}{E_c(\text{MeV})} \quad (1.10)$$

と定義される。[(9)] ここで、 $E_c = \text{Critical Energy}$ である。**Critical Energy** とは、制動放射と dE/dx によるエネルギー損失が等しくなるエネルギーのことを指す。電磁シャワーは、 E_c に到達するまでシャワーが続く。[(10)] カロリメータはシャワーを発生させるための吸収層と荷電粒子が落としたエネルギーを電気信号として読みだして処理を行う検出層がある。電磁カロリメータではこの電気信号の大きさから電磁シャワーの規模、つまり光子などの粒子の元のエネルギーを測定する。電磁カロリメータには、全吸収型カロリメータと、サンプリング型カロリメータがあり、それぞれ次のような特徴がある。

サンプリング型カロリメータ

吸収層と、検出層を交互に配置する電磁カロリメータのこと。吸収層は通常、鉄 (Fe)、鉛 (Pb)、ウラン (U) のような密度の高い物質で作られる。このように、高い密度を持つ物質を吸収層に採用することによって、放射長が小さくなり、電磁カロリメータをコンパクトに作ることができるという利点がある。また、エネルギー測定範囲が広いと、三次元的なシャワーの観測が可能であり、安価に設計することができる。一方で測定可能な粒子のエネルギーは検出層に落としたエネルギーのみであるため、エネルギー分解能が悪くなるのが欠点としてあげられる。

全吸収型カロリメータ

全吸収型カロリメータは、媒質中で粒子がシンチレーション光またはチェレンコフ光を発生し、粒子のエネルギーに応じて光量に変化することを生かして測定を行う。吸収体そのものが検出器で、エネルギー分解能が良いという利点がある。一方で、材料が非常に高価かつ、奥行き方向の位置分解能が良くないという欠点を持つ。

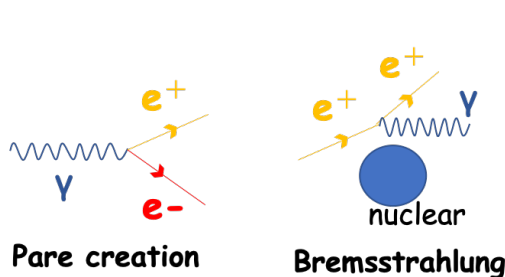


図 1.11 電子対生成 (左) と制動放射 (右) の模式図

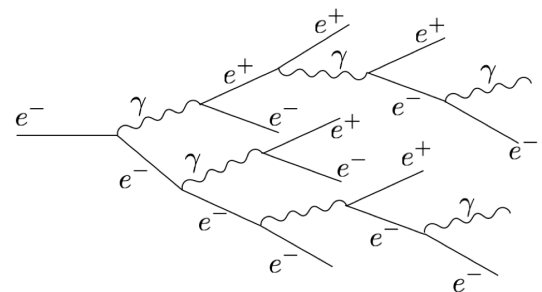


図 1.12 電磁シャワー発展

1.6 研究の目的

宇宙の誕生の起源、そして我々を構成する物質の起源を解明するために、国際的に高エネルギー重イオン衝突実験が行われている。高エネルギー重イオン衝突実験では、ビッグバン直後の物質状態を実験室系で再現することによって、4 超度以上の超高温で、現在とは物質の概念が異なる QGP を作り、その性質を解明することで宇宙誕生の起源や物質の成り立ちにアプローチしている。重イオン衝突実験にける未解明問題の一つに QGP の早期熱化問題がある。私は、高エネルギー重イオンの初期状態を理解することでこの問題を解決できると考えている。近年の研究でこの衝突初期状態に新しい物質状態である CGC が存在していたのではないかと新しい理論が提唱された。この物理状態を検証する実験は、重イオン衝突実験を行う CERN や BNL で行われている。しかし、この CGC の存在を決定づける実験的検証方法はまだ確立されていない。そこで CGC に感度が高い測定量として、前方方向での直接光子の測定に着目した。そこで、重イオン衝突に特化した LHC ALICE 実験におけるアップグレード計画の一つとしてこの直接光子の測定を目指した電磁カロリメータである Forward Calorimeter の導入が進められている。

FoCal は、2026 年度の ALICE 実験への導入に向けて、R&D を行なっている。この一貫で 2018 年に FoCal のプロトタイプを製作し、CERN の PS、SPS で性能評価のためのテスト実験を行なった。このテストビームでは、光子の代わりに陽電子ビームを用いた。このテストビーム実験におけるデータ解析を行なった先行研究では、ノイズを差し引くことができず、シグナルが検出されにくかったため、正しい性能評価を行うことができなかった。そこで本研究では、ノイズを差し引く方法を開発し、さらに、MIP を用いてエネルギーを再構成を行うことで、FoCal のプロトタイプの性能評価を行ったの以下その詳細について報告する。この解析結果をもとに今後 FoCal のさらなる開発と最終デザインの検討が進められる予定である。

第 2 章

実験背景

2.1 LHC 加速器

大型ハドロン加速器 (Large Hadron Collider(LHC)) は、European Organization for Nuclear Research (CERN) に建設され、2008 年の 9 月 10 日より実験のための物理運転を開始した世界最大、世界最高エネルギーの陽子・陽子衝突型加速器である。全長が 26.7 km にも及ぶ巨大な加速器がフランスとスイスの国境をまたぐようにして建設されている。加速した陽子同士を高エネルギーで正面衝突させることで、標準理論や素粒子の相互作用など、様々な新しい現象の発見を目指して実験が行われている。2012 年には、陽子の衝突エネルギーを $\sqrt{s} = 8.3 \text{ TeV}$ にあげることに成功した。現在では陽子+陽子衝突では世界最高の 13 TeV に達し、鉛+鉛衝突では 5.5 TeV の衝突エネルギーまであげて実験を行なっている。この巨大な施設が地下約 100 m の位置に建設されている。この実験施設では、粒子を加速空洞によってほぼ光速まで加速させて実験を行なっている。加速された粒子は長さ 15m で全部で 1232 本ある超電導マグネットにより軌道を保ちながら、さらに加速される。この時の磁場は 9 T である。これによって加速された粒子は、6 つの実験施設のポイントで衝突するように設計されている。6 つの実験施設の中で代表的な実験施設として、ALICE 実験 [(11)][(12)]、CMS 実験、ATLAS 実験 [(13)]、LHCb 実験 [(14)][(15)] がある [(12)]。また、CERN には LHC の他に加速器として Proton Synchrotron(PS)、Super Proton Synchrotron(SPS) が存在する。(図 2.1)

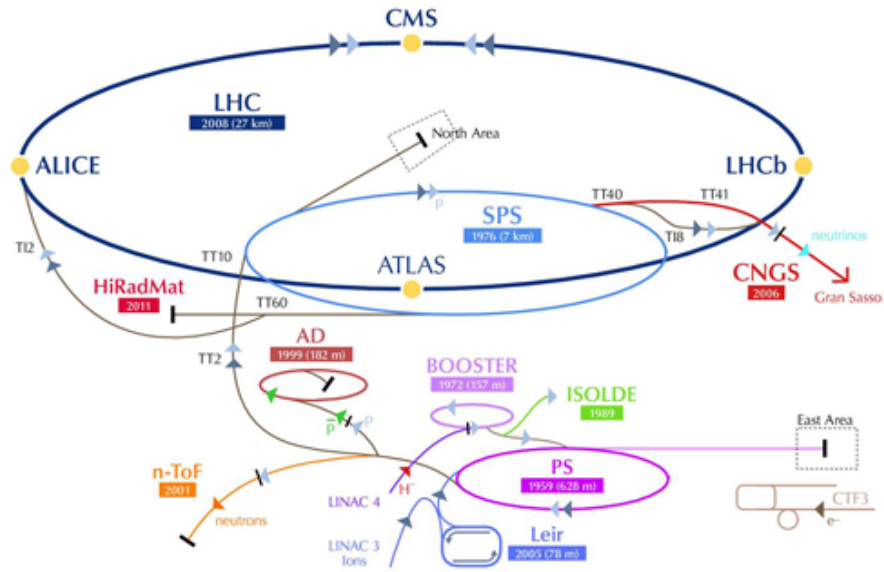


図 2.1 LHC の全体図

2.1.1 Proton Synchrotron(PS) 加速器

PS は、CERN の最初の加速器である。円周は 628 m であり、リングの周りにビームを曲げるための 100 個の双極子を含む、277 個の従来型（室温）の電磁石がある。1959 年 11 月 24 日に建設された当時の世界最高エネルギー（24 GeV）に到達することに成功した。現在は加速器は最大 25 GeV で動作する。陽子に加えて、 α 粒子（ヘリウム核）、酸素および硫黄核、電子、陽電子、および反陽子を加速できる [(16)]。図 2.2 に PS のビームエネルギー別の粒子の割合の内訳を示す。

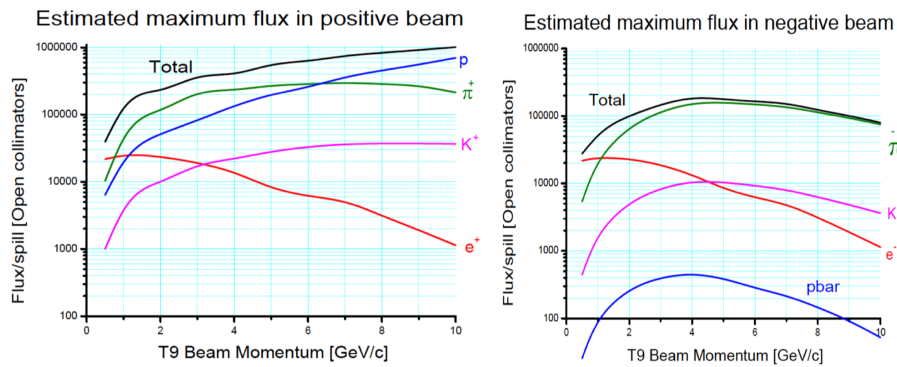


図 2.2 PS の T9 領域におけるビームの内訳 [(17)]。左がビーム中の p, π^+, K^+, e^+ 、右が π^-, K^-, e^-, \bar{p} の割合を示す。

2.1.2 Super Proton Synchrotron(SPS)

Super Proton Synchrotron(SPS) は、円周 7 キロメートルある CERN の最初の巨大な地下リングで、フランスとスイスの国境を越えた最初の加速器である。1976 年 6 月 17 日に建設が開始された。その後、SPS は CERN の素粒子物理学プログラムの主力となった。建設期間中の技術の進歩により、建設が早期に完了しただけでなく、元

の設計エネルギーよりも 100 GeV 高い 400 GeV のビームエネルギーで動作することができた。SPS は現在、最大 450 GeV で動作している。SPS のビームを使用した研究では、陽子の内部構造を調べ、QGP の探索を目的とした実験に使われている [(18)]。SPS の実験は、図 2.2 で示したようなビーム中の粒子種の割合がわかっていない。

2.2 LHC-ALICE 実験

LHC の 6 つの実験の 1 つである A Large Ion Collider Experiment (ALICE 実験) は、LHC にある重イオン検出器機である。陽子の約 200 倍以上の質量を持つ鉛の原子核同士を高エネルギーで加速・衝突させることによってビッグバン直後の状態を実験室系で再現する。これは温度にして 4 兆度以上という太陽の中心の十万倍の温度であり、人類が生成できる最も高温状態を実現している。これによって QGP の物性解明を行い、ビッグバン後の宇宙の発展を研究している。ALICE 検出器の概要を図 2.3 に示す。重さ 1 万トン、高さ幅が 16 m で長さが 26 m に及ぶ ALICE 実験検出器が、地下 56 m に設置されている。ALICE 検出器は様々な検出器で構成されている。まず、最も内側に飛跡再構成をするため ITS (Inner Tracking System) [(19)]、その外側に TPC (Time Projection Chamber) [(20)] がある。さらに飛行時間を測定することで粒子識別をおこなう TOF (Time-Of-Flight)[(21)] や、光子のエネルギーを測定する PHOS (PHOTon Spectrometer)[(22)]、光子と電子を識別しエネルギーを広い範囲で測定することのできる EMCal (Electro-Magnetic Calorimeter) [(23)] という様々な目的に沿った検出器が設置されている。近年では EMCal と同じ構造を持った DCal(Di-jet Calorimeter) が EMCal とは方位角方向で 180 度反対側に設置されている。このような検出器によって構成される ALICE 実験の検出器は高エネルギー原子核衝突で生成される様々な粒子を幅広いエネルギー領域で測定できるようにデザインされている [(11)]。

現在 ALICE 実験グループは 30 もの国々の数百を超える研究所から数千単位の研究者が参加する、大型国際実験グループである。

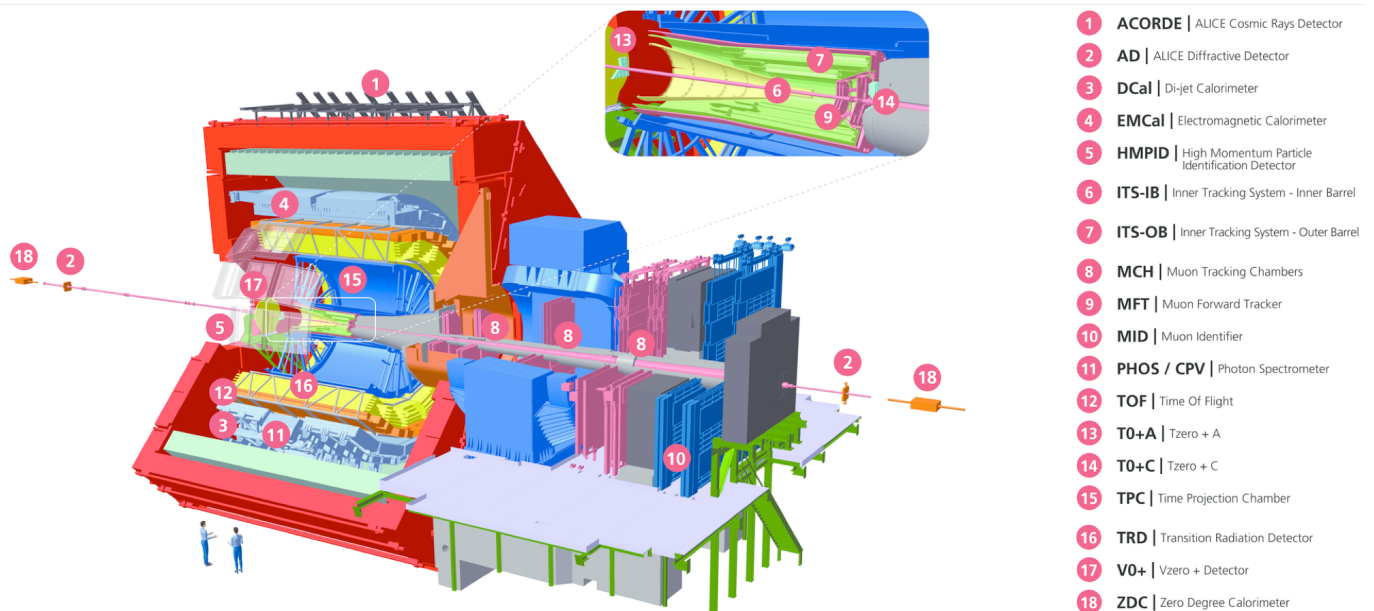


図 2.3 ALICE 検出器概要

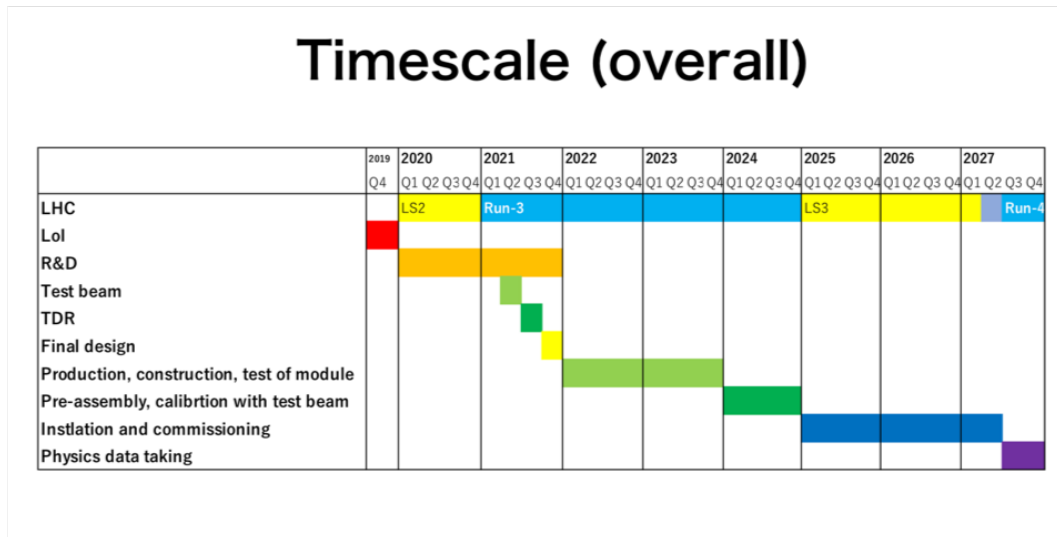


図 2.4 LHC の稼働計画と FoCal の実験プラン。LoI は Letter Of Intent の略。

LHC ではビームラインのメンテナンスやエネルギー増強、高輝度化のために数年ごとに LHC の運用を止めるシャットダウンの期間、Long Shut Down (LS) を設けている。その期間を利用し、各実験グループは既存の検出器のメンテナンスや新しい検出器の導入を行うことで、再開後の実験でより良い成果を目指す。LHC の計画を図 2.4 の 1 行目に示す。2020 年には 1 年間の LS に入り、その後 4 年間運転を行う。これらの計画を総称してアップグレード計画という。その一つとして、LS3 の期間への導入、Run4 での測定を目指し、Foward Calolimeter (FoCal) の開発が行われている。

2.3 Foward Calolimeter(FoCal)

2.3.1 Forward Calolimeter が目指す物理

LHC-ALICE 実験では、高エネルギー重イオン衝突実験を通して、実験室でビクバンを生成し、衝突初期に生成される高温高密度の物質状態、QGP を解明するための実験を行なっている。近年の研究で QGP を生成するための衝突初期状態に新しい物質状態である CGC の存在が理論的に提唱され、この測定が注目されている (章 1.4.2 参照)。章 1.4.2 で述べたとおり、CGC は核子内でグルーオンが飽和状態になった時に現れる描像であり、この物質状態を理解することは QGP の物性解明の鍵になる。CGC に感度が高い物理量として前方方向での直接光子の測定が提言されており、この直接光子を測定するために Forward Calolimeter (FoCal) と呼ばれるサンプリング型カロリメータが開発されている。FoCal は ALICE 実験のアップグレード計画の一つとして 2026 年から始まる Run 4 での測定を目指して開発が行われている。FoCal は CGC に感度の高い直接光子を測定すべく、衝突前方方向 $3.2 < \eta < 5.8$ に設置する予定である。これにより、LHC-ALICE 実験において測定 Bjorken-x の領域を Bjorken-x $< 10^{-5}$ まで広げる。図 2.5 は、様々な実験において、深部非弾性散乱 (Deep Inelastic Scattering : DIS) 測定や、直接光子測定を通した x と Q の測定感度がある領域を示す。Q は式 2.1 で計算される。

$$Q_s^2(x) \sim \frac{\alpha_s}{\pi R^2} xG(x, Q^2) \sim \left(\frac{A}{x}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.1)$$

図に示した Q_s は、飽和運動量と呼ばれ、飽和状態にあるグルーオンの典型的なサイズの逆数を示す [(24)][(25)][(26)]。FoCal がカバーする領域を、図 2.5 の赤の領域に示す。 $Q_s(\text{Pb})$ は鉛原子核の中でグルーオンが飽和するラインで、 $Q_s(\text{p})$ は単体の陽子内でグルーオンが飽和するラインを示している。原子核内部の陽子に存在するグ

ルーオンは、隣の核子のグルーオンと反応を起こすことにより単体の陽子の中よりも早く飽和する。これを利用した CGC の測定が注目されており、FoCal はこれを用いた CGC の測定を目指している。

FoCal がカバーする $x \sim 10^{-5}$ の領域では、鉛原子核の飽和は起こるが、単体陽子内でのグルーオン飽和は起こらない。この領域で陽子+陽子と陽子+鉛衝突の直接光子の前方方向での収量比を比較することで CGC の効果が見ることができる可能性がある。収量比とは式 2.2 で求められる値で、

$$R_{AA} = \frac{E \frac{d^3 N_{AA}}{dp^3}}{N_{coll} E \frac{d^3 N_{pp}}{dp^3}} \quad (2.2)$$

と表す。 $E \frac{d^3 N_{AA}}{dp^3}$ は原子核衝突 $A + A$ での不変生成量、 $E \frac{d^3 N_{pp}}{dp^3}$ は陽子+陽子衝突での不変生成量、 N_{coll} は核子間衝突数である [(5)]。 $R_{AA} = 1$ の時はつまり、粒子の収量の比が、原子核衝突と陽子衝突の間で等しいことを表し、 $R_{AA} < 1$ であることは陽子+陽子衝突の粒子の生成量に比べて原子核衝突での粒子生成の抑制があったことを示す。CGC がある場合、グルーオンの相互作用によって発生する直接光子の数が増えるため、陽子+鉛衝突で測定できる直接光子の収量比 R_{pPb} は、CGC があったと仮定した場合、1 を大きく下回ることが予想される。

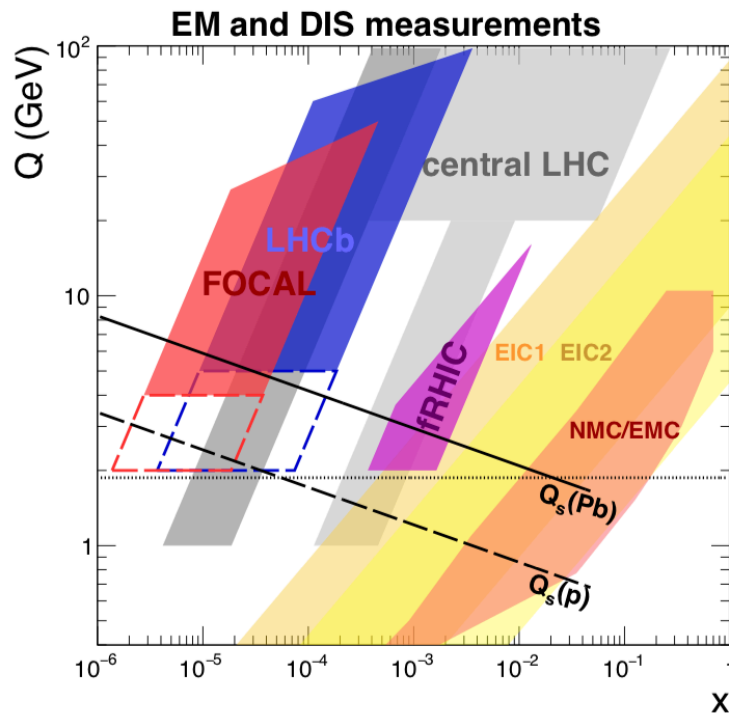


図 2.5 DIS 実験による各実験でのおおよその (x, Q) のカバー領域。RHIC と LHC、各実験で実施予定の測定を含む。グレーの測定領域は、ALICE のミュオンアームがカバーしている。 ($2.5 < \eta < 4$) (26)

このような物理量探求を目標にして FoCal は、LHC の Run 4 (2026-2028) で前方方向での 8.8 TeV の pp と p-Pb 衝突において光子スペクトルを測定するために、開発が行われている。図 2.4 に FoCal の Run4 までの R&D の計画を示している [(26)]。

FoCal は ALICE 検出器の衝突点前方 7 m の位置への導入を予定しており (図 3.10)、数 10 GeV から数 TeV の広いエネルギー範囲の光子を高いエネルギー分解能と位置分解能で測定することを目指している。FoCal は主に電磁カロリメータの FoCal-E と、ハドロンカロリメータの FoCal-H からなる。また、FoCal は CGC 探求のため、小さい x の領域をカバーすることができる。この領域では初期状態に感度が高い前方方向の直接光子が支配的になる

というメリットもあるが、バックグラウンドとなる崩壊光子の影響も大きくなる。シグナルとなる直接光子から崩壊光子を識別することが、FoCal の達成するべき最重要課題となる。この目標を達成するために、FoCal の R&D が繰り返し行われている。

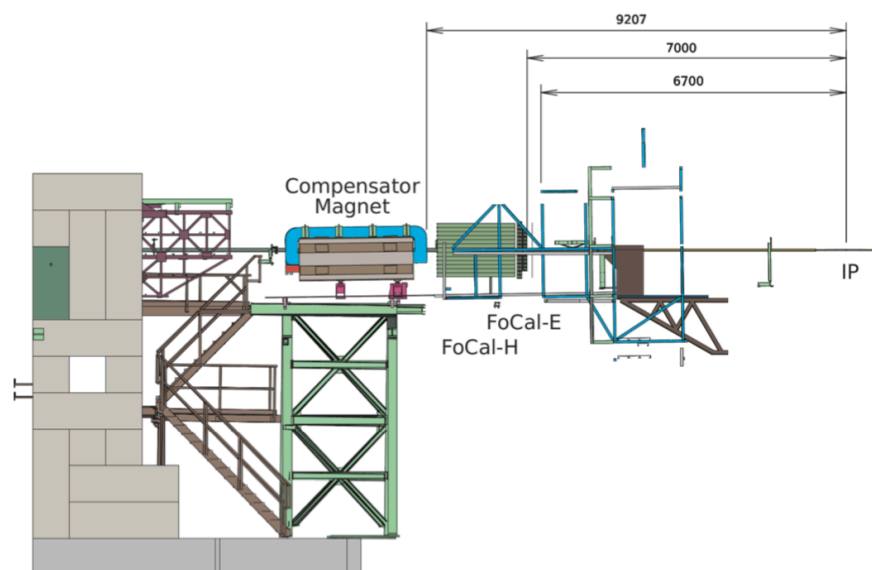


図 2.6 FoCal の導入位置。FoCal-E と FoCal-H を ALICE の衝突点から 7 m の位置に導入予定 [(26)]

2.3.2 FoCal 検出器の構成

FoCal-E の構成

FoCal-E は前方領域での光子やメソンの測定を目的とするサンプリング型電磁カロリメータである。FoCal-E は、測定する電磁シャワーを最小限に抑えるため、モリエール半径 $R_M = 9.4 \text{ mm}$ 、 $X_0 = 3.5 \text{ mm}$ であるタングステン (W) を吸収層 (W-layer) に採用している。各 W-Layer の厚さは 1 放射長 ($\sim 1 X_0$) でありシリコン検出器層と交互に 20 Layer (= $20 X_0$) 重ね合わせた構造を持つ。シリコン検出器とは、放射線が入射することで電離作用によって電子正孔対が生成され、電気が通ることによって放射線の入射を電気信号に変換し、放射線のエネルギー損失を測定する検出器である。時間応答性が比較的早く、エネルギー分解能が優れている検出器である。FoCal-E は大きさの異なる 2 種類のシリコン検出器 Low Granularity Layer (LGL) と High Granularity Layer (HGL) を組み合わせることによって直接光子と π^0 からの崩壊光子の識別を目指して設計される。LGL 層の目的は入射粒子のエネルギー測定であり、HGL 層の目的は入射粒子の位置測定である。LGL 1 Pad は大きさが $1.13 \text{ cm} \times 1.13 \text{ cm}$

の Si-Pad を 8×8 の 64 枚持つ。HGL 1 Pad は、大きさ $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ の Si-Pixel を持つ。図 2.8 は LGL と HGL の模式図である。また、図 2.7 に FoCal の 1 モジュールの構成図を示す。全体で $20 X_0$ の構造のうち LGL 18 層、HGL 2 層で構成され、中でも HGL は電磁シャワー発達前の $5 X_0$ の位置とシャワーが発達する $10 X_0$ の位置に配置されている。今後さらに研究が推し進められ、HGL の位置は最適化される予定である。LGL、HGL 共に、シリコン 1 Pad、1 Pixel ずつ読み出しを行うことで、粒子識別を可能としている。FoCal-E は、この 20 Layer の検出器を 1 モジュールとし、このモジュールを組み合わせることで外径 0.6 m で、 2 m^2 の検出器を構成する。[(26)]

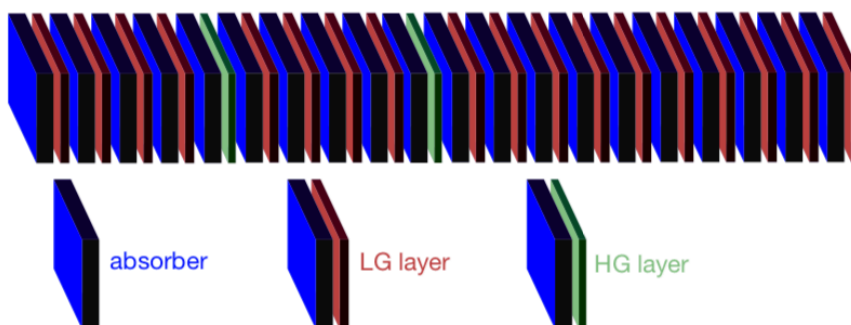


図 2.7 FoCal 1 モジュールの模式図

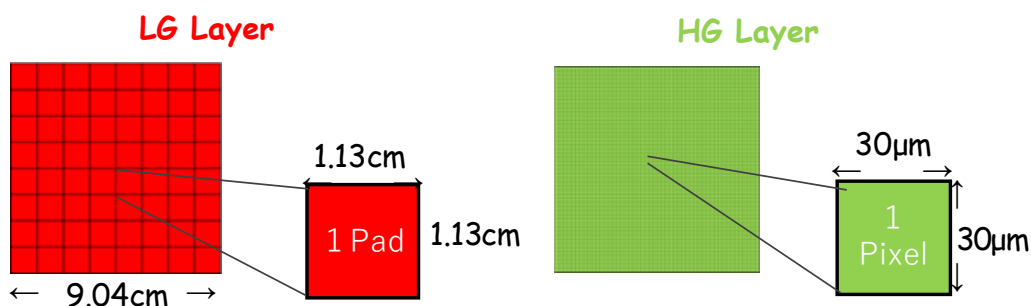


図 2.8 赤 : LGL 1 枚。64 枚の Si-Pad を持つ。緑 : HGL 1 Pad 枚。

FoCal-H の構成

FoCal-H は単独の光子 (isolation photon) やジェット の測定を目的とし開発が行われている、鉛/シンチレータ サンプル型ハドロンカロリメータである。全体の厚みは、約 $8 \lambda_{\text{had}}$ で、大きさは $\Delta z \sim 1.5 \text{ m}$ である。吸収層 は、銅、鉛、鉄の混合物質から成る。FoCal-H は FoCal-E と同じ擬ラピデティ領域をカバーし、FoCal-E で発生したシャワーの発散を防ぐために FoCal-E になるべく近く設置する予定である。衝突点から約 7.5 m の位置に導入される予定である [(26)]。

第 3 章

FoCal の性能評価のためのテストビーム実験

3.1 テストビーム実験セットアップ

3.1.1 Mini-FoCal のデザイン

2027 年に始まる Run4 への導入に向けて、FoCal の最終デザインの決定に向けてプロトタイプや読み出し機器の実験を行ってきた。この R&D の一環で 2018 年の 7 月にプロトタイプである Mini-FoCal の製作を筑波大学、奈良女子大学、広島大学をはじめとする FoCal グループで行なった。2018 年の 8 月に Mini-FoCal を用いたテストビーム実験を CERN の PS、SPS で行なった。FoCal は QGP を生成する衝突初期状態に感度が高い直接光子を測定することを目標としているため、この Mini-FoCal を用いた実験では陽電子を用いて電磁シャワーからエネルギーが再構成できるか、分解能が十分であるかの評価を行うテストビーム実験を行なった。

Mini-FoCal は、LGL を横に 3 枚並べ、吸収層である W-layer と組み合わせた構造を 1 Layer としている。図 3.1 に Mini-FoCal の W-layer と LGL の大きさの模式図を示す。この 2 つの組み合わせを 1 Layer とし、これを 20 Layer 重ねた構造を持つ (図 3.2)。これは、全長 $20 X_0$ に相当する。図 3.3 に実際に製作した Mini-FoCal の写真を示す。

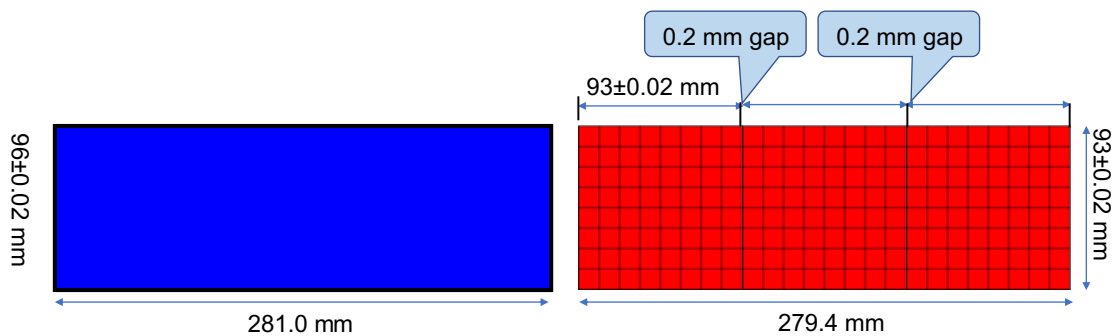


図 3.1 2018 年に製作した FoCal の LGL(赤)と W-layer ((青)Mini-FoCal) の模式図。

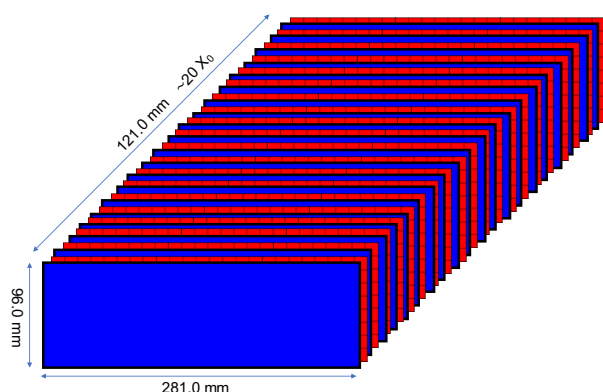


図 3.2 Mini-FoCal の全体図の模式図。

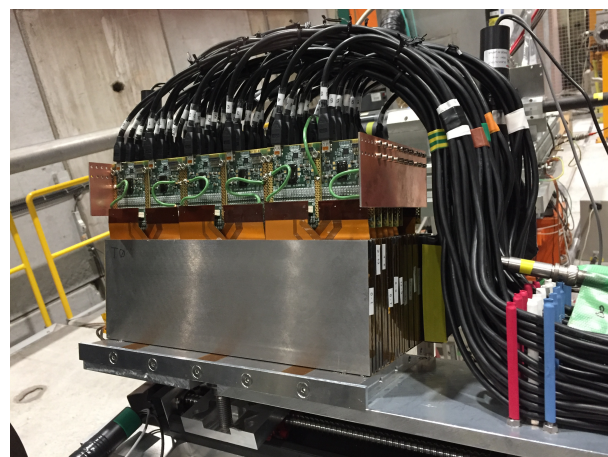


図 3.3 2018 年に製作した FoCal のプロトタイプ (Mini-FoCal。)

今回使用した W-layer は、タングステン (W) 94.0%、ニッケル (Ni) 4.0%、銅 (Cu) 2.0% である。この比から計算される W-layer のモリエール半径は、9.4mm である。W-layer の総重量は 1.82kg、厚みは 1 Layer あたり 3.5mm である。また、今回使用した LGL の浜松ホトニクス製の Si-Pad の図面と実験で使用した Si-Pad の写真を図 3.4 と図 3.5 に示す。LGL 中の Si の数は、LGL 1 枚につき 64Pad で、1 Layer につき 192 Pad で全 Layer 合わせて 3840 Pad ある。この反応面積は 24300 mm² である。

また、Mini-FoCal では高エネルギー陽電子の電磁シャワーによる巨大なパルスが生じる。これを ADC の測定可能範囲に収めるために、各 Layer で減衰回路によって 1、2-layer 目は 1/18、3~20-layer 目は 1/180、波高を減衰させている。

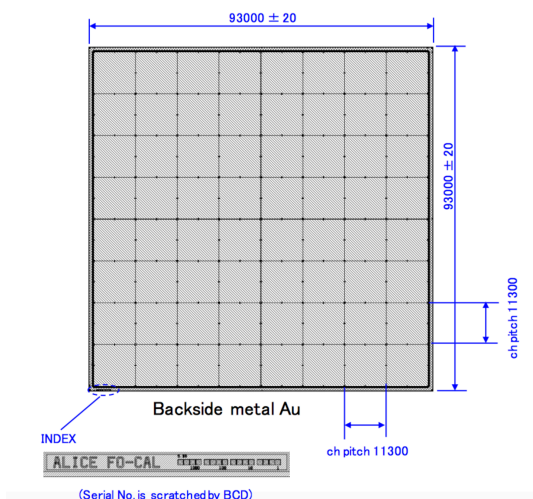


図 3.4 LGL Si-Pad 図面 (浜松ホトニクス)

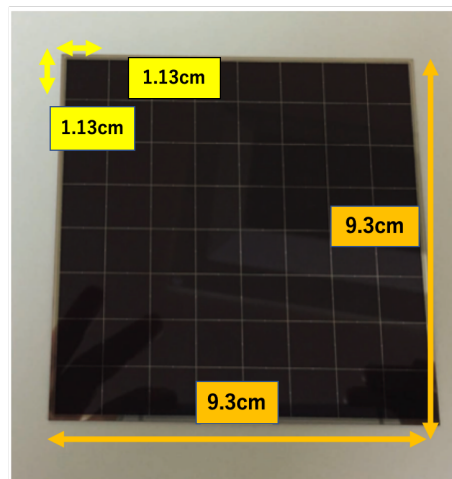


図 3.5 Mini-FoCal で使用した LGL1 枚分。8×8 の Si-Pad を持つ。

3.1.2 読み出しシステム

図 3.6 に Mini-FoCal で出力されたアナログ信号をデジタル化して保存する過程を示す。FoCal のシグナルは、APV25 に入り、HDMI ケーブルを通して Scable Read Out System (SRS) に送られる。SRS 内でアナログからデ

デジタルに変換され、データ処理が行われた後、イーサネットケーブルを通して PC に送られる。

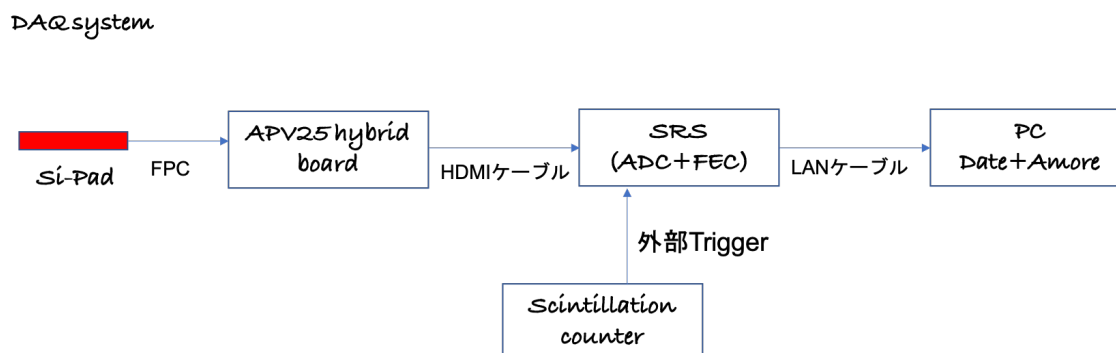


図 3.6 読み出しシステムの概要図

Mini-FoCal の Data Acquisition system(DAQ)

: センサー、信号調節、Analog to Digital converter、読み出しソフトウェアである ALICE Data Acquisition and Test Environment(DATE)[(27)] を搭載し、PC で構成されるデータ収集をする。測定のモニタリングシステムとして Automatic MONitoring Environment(AMORE)[(28)] を使用している。

Flexible Printed Circuits(FPC)

: FPC 基板は絶縁性を持った薄く柔らかいベースフィルムに銅箔などの導電性金属を貼り合わせた基材に電気回路を形成した基板である。柔軟性のある回路基板であり、薄く、軽く、耐久性に優れる特徴を持ち電子機器等の配線に使用される。(図 3.7)

APV 25

: APV25 は LHC-CMS 実験で使われている、シリコンストリップ検出器の読み出しのために開発された 128ch のアナログパイプラインチップである [(29)][(30)]。(図 3.7) 1 つの APV25 で 128ch の Si-Pad からのデータを読み出す。Pad からの電圧パルスは、プリアンプ+シェイパーで増幅、整形されたのち、40 MHz(25 nsec) でサンプリングされる波形の各点の電圧値は 192 段のアナログパイプラインで保存される。トリガーをつけるとパイプラインに保存された波形をサンプルアンドホールドしたのち、後段の処理回路に出力する。波形あたりの保存点数は設定可能であり、Mini-FoCal では波形あたり 21 点記録している。この波形測定点をタイムピンと呼ぶ。

Scalable Readout System (SRS)

: ADC ボード、FEC ボード、電源モジュールを搭載したシステムのことを総称して SRS と呼ぶ。FEC に電源コネクタが付いており、そこから ADC、FEC の電源を供給する。(図 3.8[(31)])

Analog Digital Converter(ADC) ボード

: ADC ボードは APV25 専用にデザインされたボードである。APV25 からのアナログシグナルをデジタル値に変換する [(32)]。12bit のデータを 40~50 MHz の AD 変換が可能である。

Front End Converter (FEC)

: FPGA のファームウェアに書かれたプログラムにより、ADC ボードから送られてくるデジタル信号を処理し、PC へ送る [(32)]。

図 3.9 にこのような読み出しを経た後の、1つの Si-Pad に粒子を入射した際の波形データを示す。この図で最大の ADC 値が積分回路の出力であるため、実際の粒子が落としたエネルギーに相当する。

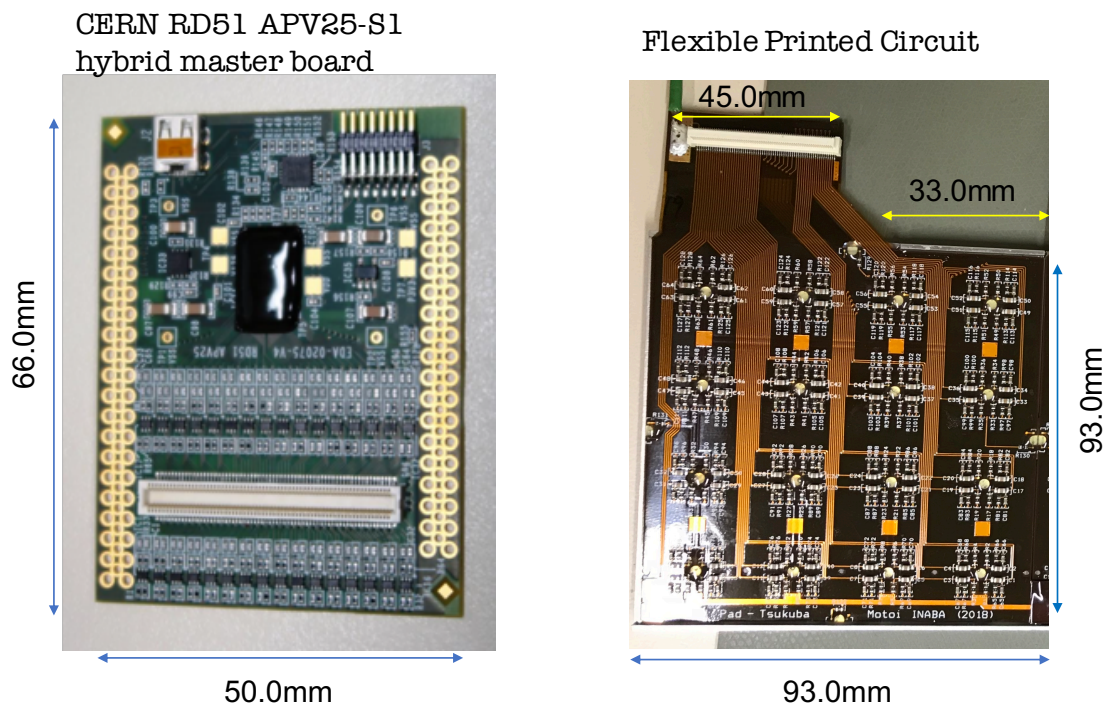


図 3.7 左 : APV25-S1 hybrid board、右 : FPC

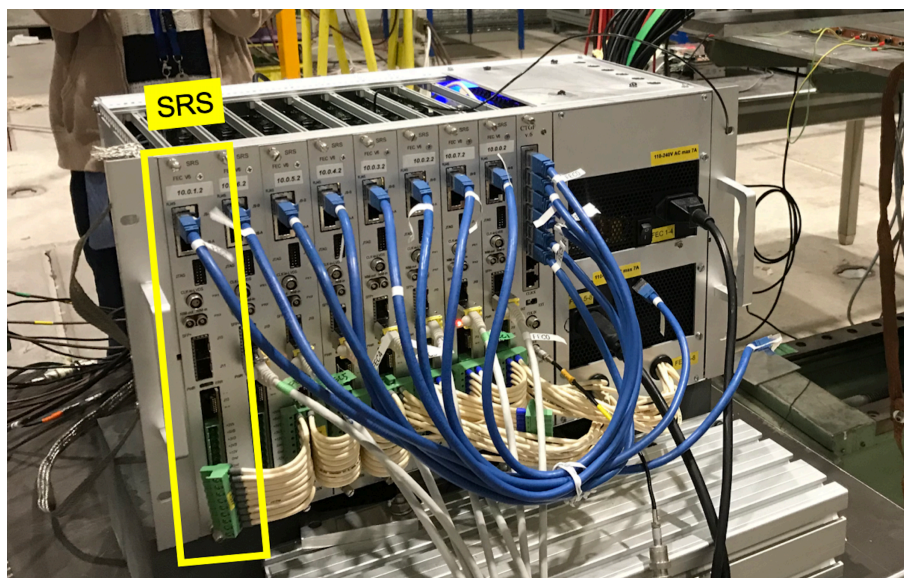


図 3.8 実験で使用したユーロクレイト。写真では、8つの SRS がユーロクレイトに格納されている。

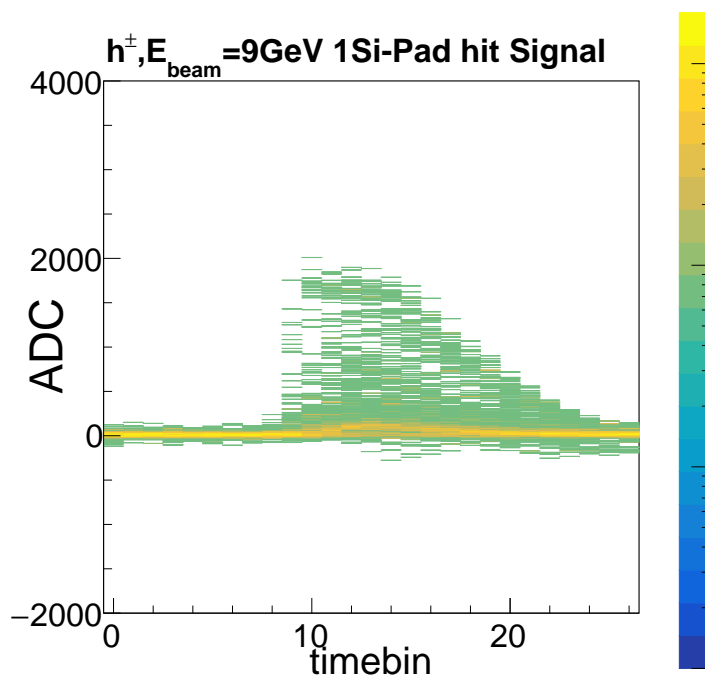


図 3.9 1つの Si-Pad での 1 イベントにおいての 9 GeV のハドロンビームを入射した際に得られた ADC の時間発展図。x 軸はタイムビン。y 軸は ADC 値を示す。

3.1.3 テストビーム実験セットアップ

図 3.12 に、SPS のセットアップの実際の様子、図 3.10 に SPS のテストビームで用いた典型的なセットアップの模式図を示す。Mini-FoCal の前後にシンチレーションカウンターを設定し、コインシデンスをとることでビームの入射のトリガーを測定した。4つのシンチレーションカウンター (P)resent、(H)orizontal、(V)ertical、(F)ront、を Mini-FoCal の前方に設定し、1つのシンチレーションカウンター (B)ack を Mini-FoCal の後方に設定した。特に、(H) と (V) は先端が $1 \times 1 \text{ cm}^2$ のシンチレーションカウンターであり、DESY と呼ばれる可動式の台に取り付けてある。そのため、この (H)(V) の二つのシンチレーションカウンターを自動で動かしてビーム位置をスキャンすることにより、ビームがどこに入射しているかの決定を行なった。

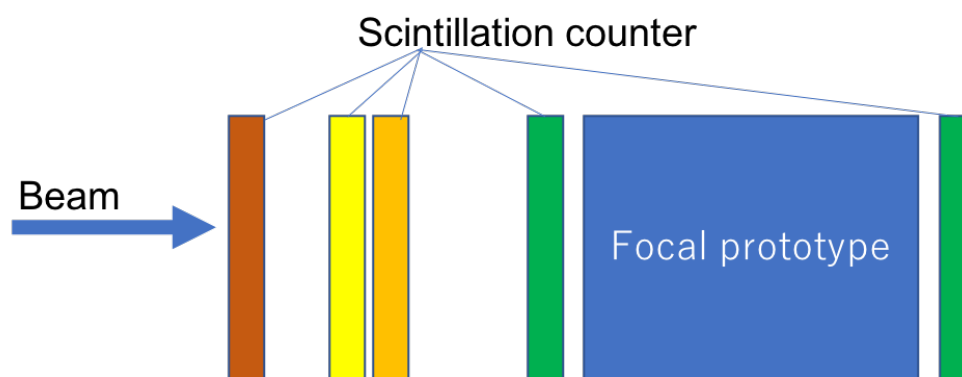


図 3.10 上からみた FoCal のセットアップの模式図

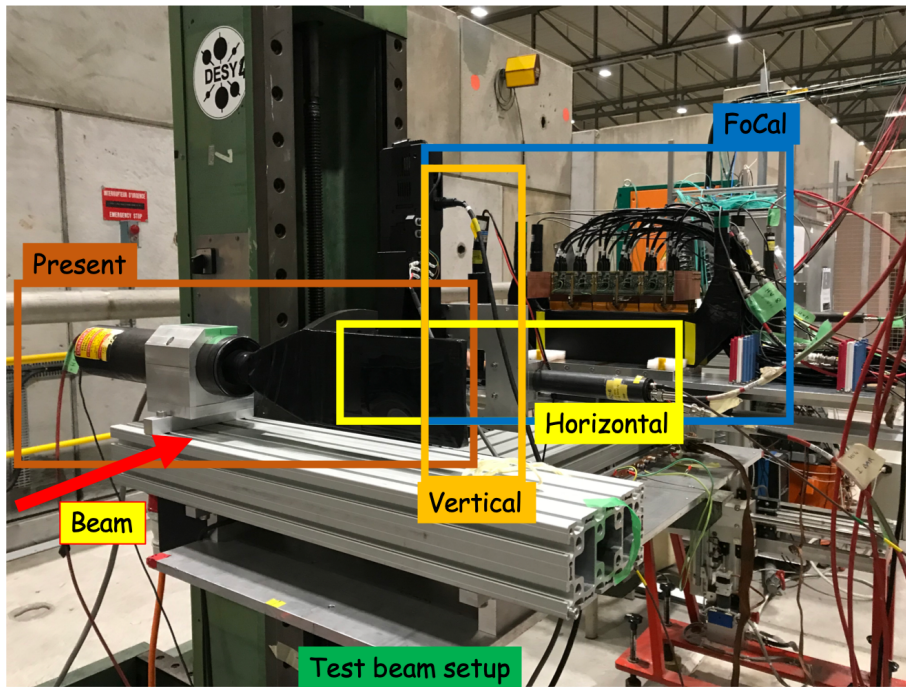
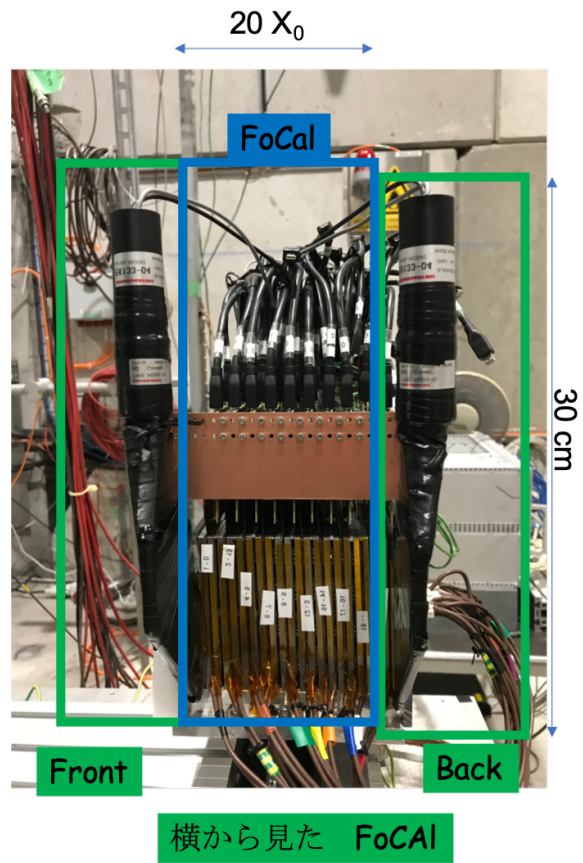


図 3.11 SPS での実際のセットアップの様子



横から見た FoCal

図 3.12 SPS での実際のセットアップの様子

3.2 PS テストビームセットアップ

PS テストビーム実験では、Mini-FoCal の LGL1-layer 分に 9 GeV のハドロンを入射することにより、MIP の測定を行い、ADC と入射エネルギーのキャリブレーションを行なうことを目的として実験を行なった。2018 年の 7 月に LHC の T9 (34) で約 24 時間収集した。シンチレーションカウンターと合わせて粒子識別用にチェレンコフカウンターを用いた。シンチレーションカウンター (P)(H)(B) のコインシデンスと、チェレンコフカウンター 2 つの Veto をとり、この 2 つのコインシデンスをとって外部トリガーとして入力することでハドロンの粒子識別を行なった。図 3.13 に PS のトリガーロジックを模式的に示す。

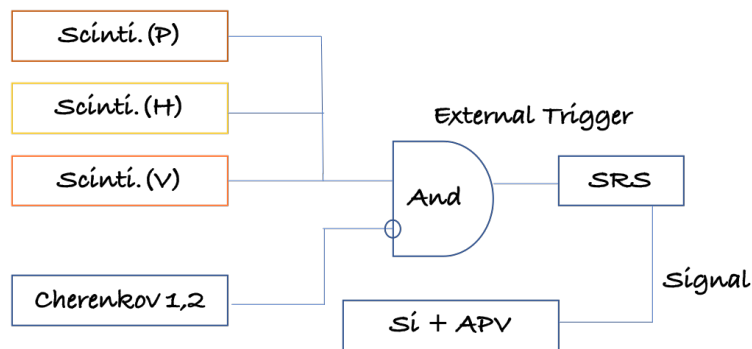


図 3.13 PS でのトリガーロジック

約 24 時間の間、LGL 1 枚に 9GeV のハドロンビームを入射することにより、MIP に相当する ADC の測定を行なった。ハドロンを入射する Si-Pad の位置は (H)(V) のシンチレーションカウンターの位置を変更した。

3.3 SPS テストビームセットアップ

SPS テストビーム実験を 2018 年の 8 月に H8 (33) で行った。このビーム実験では、Mini-FoCal の全層に陽電子と π^0 の混合ビームを 110、150、250 GeV で入射した。これにより、電磁シャワーの発達、粒子のエネルギー損失を測定し、入射エネルギーの再構成、エネルギー分解能の導出を目標に実験を行なった。SPS ではチェレンコフカウンターを使用しておらず、(P)(H)(V)(F)(B) の 5 つのシンチレーションカウンターのコインシデンスをとることでビームを検出した。また、18-layer 目の読み出しに問題があったことから、18-layer 目のデータを取ることができなかった。また、章 3.1 の通り、Layer ごとに減衰回路を組み込んでいる。8 月 11 日と 12 日の計 2 日間を通して、150GeV のビームを用いて実験を行い、8 月 13 日の 24 時間を通して 250GeV のビームを用いて実験を行なった。150 GeV を入射した際のイベント数は、10810、250 GeV を入射した際のイベント数は、13493 イベントのデータを測定した。

3.4 シミュレーションセットアップ

実験データ解析における陽電子選定などの解析手法の原理検証やエネルギー再構成で使用する各種パラメータなどを導出するため SPS テストビーム実験を再現したシミュレーションを行った。シミュレーションには素粒子の物質内での相互作用を精度良く計算可能な GEANT4 と呼ばれる汎用ソフトウェアを用いた。Geant4 は粒子が物質中を通過する際の相互作用過程をシミュレーションするソフトウェア・パッケージであり、主に高エネルギー物理学、原子核実験、医療、加速器の分野の研究で使用されている。本研究のシミュレーションでは先行研究で構築された

Geant4 シミュレーション [(35)][(36)] のセットアップを用いた [(37)]。ビーム上流から、タングステン層、非伝導性接着シート、FPC、伝導性接着シート、FPC 基盤、伝導性接着シート、シリコン検出器の順に配置した構造を 1 layer とし、20 layer の構造を実際のセットアップと同様に 5.5 mm 間隔で配置し Mini-FoCal の構造を Geant4 上で再現している [(37)]。また、Mini-FoCal を挟んで、シンチレーションカウンタを 1 枚ずつ設置している。(図 3.14)

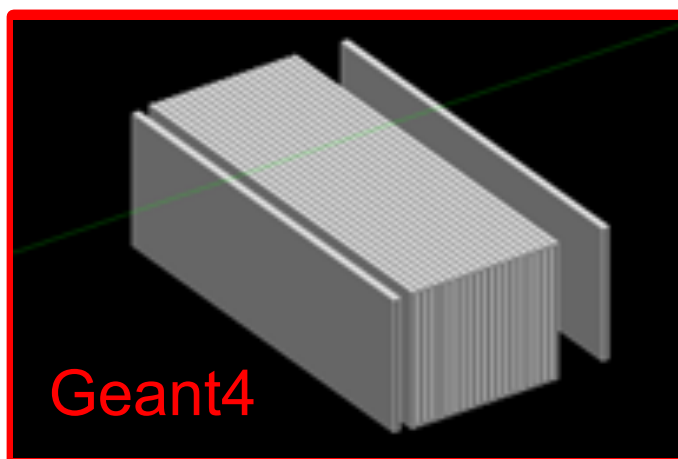


図 3.14 シミュレーションセットアップ

第 4 章

解析手法

SPS、PS でとったテストビームの実験データより、入射した陽電子のエネルギーを再構成し、エネルギー分解能を求めることで Mini-FoCal の性能評価を行う。そのために実験で測定された ADC 値をエネルギーに換算し、全てのイベントの中から陽電子を選定してエネルギー分解能を求めた。詳細な解析手順を以下に述べる。

- 1: イベント選定
 - 2: ベデスタル較正
 - 3: Common Mode Noise (CMN) の除去
 - 4: ノイズカット
 - 5: クラスタリング
 - 6: エネルギー再構成
 - 7: 陽電子選定
- 各項目について以下で説明する。

4.1 イベント選定

測定した電荷パルスの積分値が 1 タイムビンごとにアナログ値として 25nsec ごとに SRS に出力される。(章 3.1.2、図 3.9 参照)したがって、最大の ADC 値を持つタイムビンは、粒子がその Si に落とした測定エネルギーに相当する。そのため、まず初めに最大の ADC を持つタイムビンを選出する。最大のタイムビンを選出する際の注意点として、信号の入らなかった Pad に着目すると、ベデスタル分布の正方向のゆらぎを積極的に採用することになるため、ベデスタルを差し引けなくなる。そのため本研究では、全イベントでの最大のタイムビン番号の傾向を調べ、イベントごとに同じタイムビンを使用することにした。図 4.1 の横軸は 1 イベントにつき全 21 個あるタイムビンの番号を示し、縦軸は各イベントで最大の ADC 値がどのタイムビンであったのかのカウンタ数を示している。この結果より、シグナルが入ってきた時に最大の ADC 値を持つタイムビンには偏りがあり、7、8 タイムビンがその回数が最も多いことがわかる。これは、7、8 タイムビンの時に粒子が Si 中で落とした全エネルギーが測定されているということを意味している。また、Si に粒子が入射した際は、同じ時間間隔で粒子のエネルギー分布が発達していることになる。この結果より本研究の解析ではすべての Si-Pad で共通して 8 タイムビン目で検出した ADC 値を粒子が Si 中に落とした全エネルギーの値に相当する ADC 値であるとした。

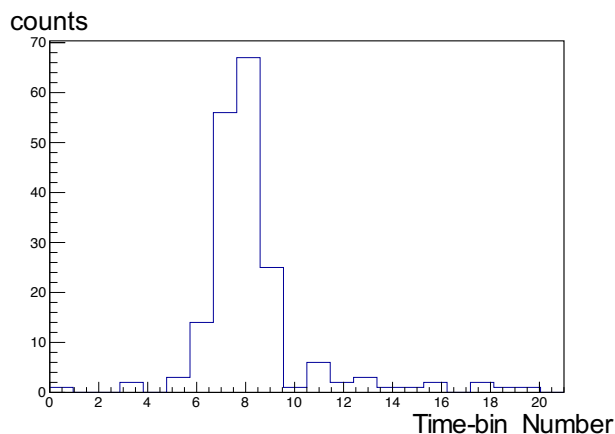


図 4.1 全イベントにおける最大の ADC 値を持つタイムビンの個数分布。x 軸：タイムビン番号、y 軸：イベント中で最大の ADC 値であった回数

4.2 ペDESTAL校正

ADC で読み出した信号は、シグナルが入っていないときでもオフセット値をもち、これをペDESTALと呼ぶ。このオフセットを補正してシグナルが入っていない時の ADC 値を 0 に補正する必要がある。そこで、Si-Pad ごとにペDESTALの値を測定した。図 4.2 の青色の分布が示すのはビーム停止時の 1-Layer の中の 1 つの Si-Pad におけるペDESTALの ADC 分布である。この分布を Pad 1 枚につき 1 つのガウス関数でフィットを行ない、フィットから求められた平均値を各 Pad のペDESTAL値として、これを差し引くことで各 Si-Pad 固有のオフセットを補正した。差し引いた後の 1 つの Pad における ADC 分布を図 4.2 の赤で示す。補正後の分布が ADC0 のピークを持っていることを全 Pad で確認した。ペDESTALの値はイベントに依存せず、ほぼ一定である。本研究ではビーム停止時に Si-Pad 毎に求めたペDESTALの値を全てのイベントに適用し、ペDESTALを差し引いている。

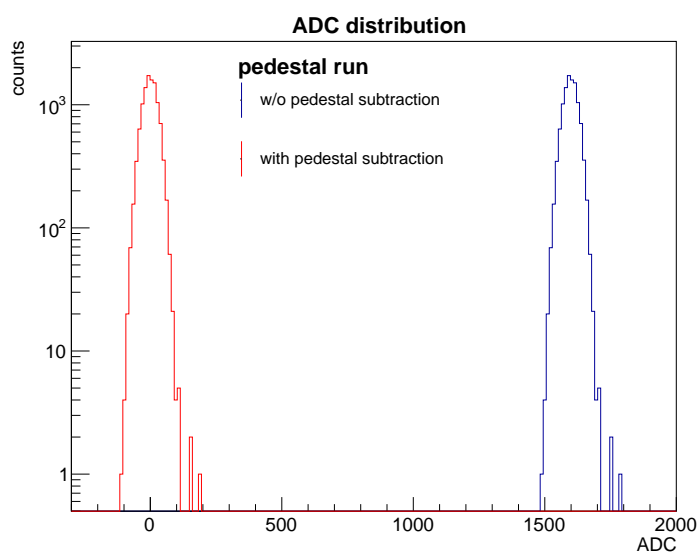


図 4.2 ビーム停止時の 1 つの Pad における ADC 分布。青がペDESTAL校正前、赤がペDESTAL校正後を表す。

4.3 Common Mode Noise の除去

ペDESTAL校正後、Layer に存在する 64 枚の Si-Pad で共通に時間依存するノイズを発見した。図 4.3 は、ビーム停止時のペDESTAL校正後の ADC 値 (1 層の全 pad 平均) の時間発展図を示している。横軸が時間発展 (nsec) を示し、縦軸が 1-Layer に存在する 64 Pad の ADC の平均値を示している。誤差は、64 Pad の平均値の分散を示している。この図より、ペDESTAL校正後の分散値を超えて時間周期を持って揺らいでいることがわかる。この周期は、イベントごとにも、Layer ごとにも異なる周期であることがわかっている。また、この時の縦軸のゆらぎの幅はエネルギーに換算すると 1 Pad につき 10 MeV のオーダーである。実際、エネルギー再構成のために使われる Pad 数は 1 layer につき 9 Pad (章 4.4 参照) でこれが 20 層あるため、このノイズが含まれることにより、最大で 1.8 GeV 程度エネルギーが間違っで見積もられていることになる。これは、150 GeV のエネルギーを測定するときに、約 1% のエネルギーに相当する。FoCal は 5% 以下の高い分解能を目標としているため、此ノイズによる影響が大きいことがわかる。そのためこのノイズを **Common Mode Noise (CMN)** と定義し、差し引く方法を以下のように開発した。今回のテストビーム実験では、ビーム入射位置をシンチレーションカウンタによって固定した。図 4.4 に LGL 1 枚分の模式図を示す。赤点がビーム入射点を表す。1 イベント、1 Pad 毎にビームを入射していない外周 28 Pad (図の黄色で示した部分) の平均値を算出し各 Pad から平均値を差し引いた。CMN を差し引いた結果が、赤で示したものである。ここで、図 4.3 の右と左の青は同じ分布である。CMN を差し引くことによって、ノイズが 1/100 になった。本研究では、ビーム入射時にもこの方法で 1 イベントごとに CMN を算出し、Si-Pad の ADC 値から差し引いた。

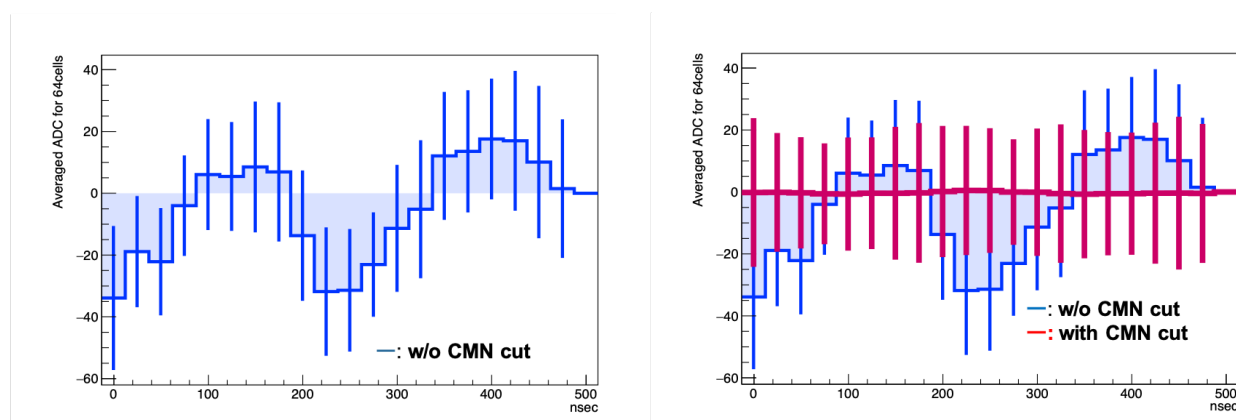


図 4.3 あるイベントでのペDESTAL構成後の 64cell の平均 ADC 値の時間発展図。右と左の青の分布は同じ。青が CMN を抜く前、赤が CMN を抜いた後の時間発展を示す。横軸は時間 (nsec)、縦軸はある LGL の 64Pad の平均 ADC 値。エラーバーは 64Pad の平均 ADC 値の分散を表す。

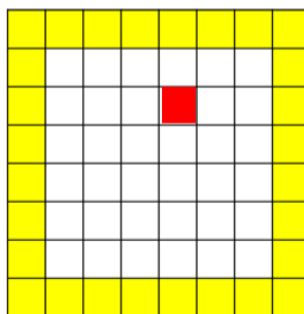


図 4.4 各 cell が Si-Pad 1 枚分に相当する。赤がビーム入射点を表す。

4.4 クラスタリングと Noise Cut

Mini-FoCal に一つの粒子が入射した際には、モリエール半径 (章 1.5 式 1.10 参照) から想定される範囲にエネルギーが落とされる。そのため粒子が入射した Si-Pad を特定して一定範囲の Si-Pad のエネルギーのみを足し合わせることで、各イベントのエネルギー損失を計算する。これをクラスタリングと呼ぶ。またシグナルの入らなかった Si-Pad ではノイズのみを含んだ ADC 値が測定されるので、各 Si-Pad からノイズを差し引く必要がある。本章ではこのクラスタリングとノイズカットの方法を詳細に示す。

まず、ビーム停止時にデータを取得したペDESTALランにおけるデータから、ペDESTALと CMN を差し引いた後の分布の標準偏差の 2 シグマ分をノイズとした。これを閾値として各 Pad に設定することでノイズカットを行なった。この際の LGL での Si-Pad のヒットマップを図 4.5 に示す。陽電子が特定の Pad にエネルギーを多く落としていることがわかる。これが電磁シャワーによるものと考えられる。吸収層のモリエール半径は 0.9 cm であり、電磁シャワーは LGL の Si-Pad 1 Pad とその周辺の Pad に広がっている。本解析ではまず、イベント毎に各 Si-Pad で Layer20 枚分の ADC の和を取り、その ADC が最大となった Pad をビームが入射したと考えられる Pad に設定した。(図 4.6) にイベントごとのヒットマップを示す。z 軸は 20layer 分の ADC の和を表している。これよりイベントごとにビーム入射位置がずれていて、イベントごとに最大の ADC 値を持つ Pad を選定する必要があることがわかる。選定後、電磁シャワーの取りこぼしがないようにイベントごとにビームが入射したと考えられる Pad とその周辺の 9 Pad のエネルギーを足し合わせることでクラスタリングを行なった。このような過程で得られた 12-layer 目の ADC 分布を図 4.7 に示す。

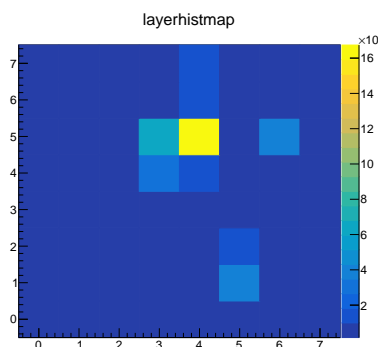


図 4.5 各 Pad がビーム軸から見た LGL の Si-Pad の位置。Si-Pad ごとにエネルギーを 20 層足し合わせた ADC 値を z 軸として表す。

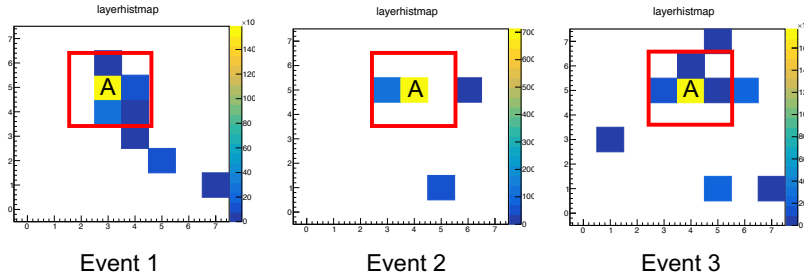


図 4.6 1 イベントごとのヒットマップ。サンプルとして 3 イベント示した。各 Pad がビーム軸から見た LGL の Si-Pad の位置を示している。Si-Pad ごとにエネルギーを 20 層足し合わせた ADC 値を z 軸としている。最大のエネルギー損失をもつ Si-Pad を A と表記している。

4.5 エネルギー再構成

実験で測定した ADC 値から入射粒子のエネルギーを再構成する方法を以下に示す。式 4.1 によってエネルギー損失への変換を行った。

$$Reco.Energy = ADC \times F_{conv.} \times F_{samp.} \times F_{atte.} \times F_{corr.} \tag{4.1}$$

ここで ADC は実験で測定した ADC の値、 $F_{conv.}$ は、変換係数 (Conversion Factor)、 $F_{samp.}$ は、シミュレーションから導出した Sampling Fraction、 $F_{atte.}$ は Layer ごとにかかる減衰率の違い (章 4.4 参照) による減衰係数 (Attenuation Factor)、 $F_{corr.}$ はシミュレーションから導出した 18-layer 目がないことと、クラスタリングの影響を考慮した補正係数を示す。 $F_{atte.}$ については次の章 4.6.2 で詳細に説明する。また、 $F_{conv.}$ と $F_{samp.}$ 、そして $F_{atte.}$ はそれぞれ、

$$F_{conv.} = \frac{\text{測定した MIP が Mini - FoCal 1 層に落としたエネルギー}}{320\mu\text{m の Si に MIP が落としたエネルギー}} \tag{4.2}$$

この時、分母の Si に MIP が落としたエネルギーは、式 (1.8) より 0.089 MeV である。

$$F_{samp.} = \frac{\text{W - layer と Si - layer を含めた Mini - FoCal 全体へのエネルギー損失量}}{\text{Si でのエネルギー損失量}} \tag{4.3}$$

$$F_{atten.} = 180 \tag{4.4}$$

と表される。ADC に $F_{conv.}$ をかけることによって粒子が Mini-FoCal の検出層に落としたエネルギーに換算、さらに、 $F_{samp.}$ をかけることによって検出層に落としたエネルギーから Mini-FoCal 全体に落としたエネルギーに換算している。また、全レイヤーを足し合わせた際に $F_{corr.}$ をかけることによって検出層の不具合や、解析でのカットによる効果を補正している。このような過程で導出した 12-layer 目のエネルギー分布を図 4.8 に示す。分布は、全イベントでの合計をあらわしており、12 GeV あたりにピークを持つガウシアン関数と、10 GeV 以下の指数関数の 2 つの構造に分けることができる。この構造を理解するために、シミュレーションを行なった。

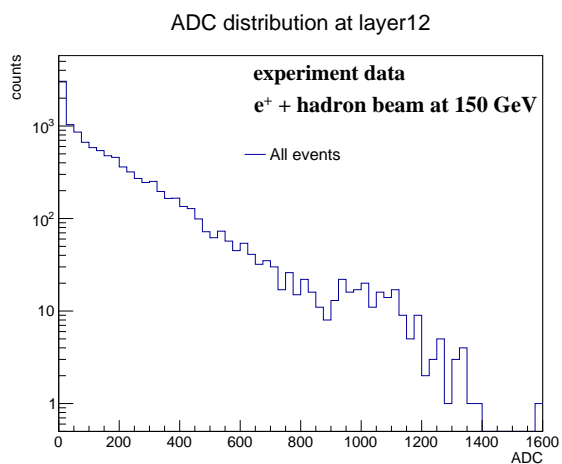


図 4.7 150GeV の陽電子、ハドロンビームを入射した際に得られた 12-layer 目の ADC 分布。x 軸は ADC。y 軸はカウント数

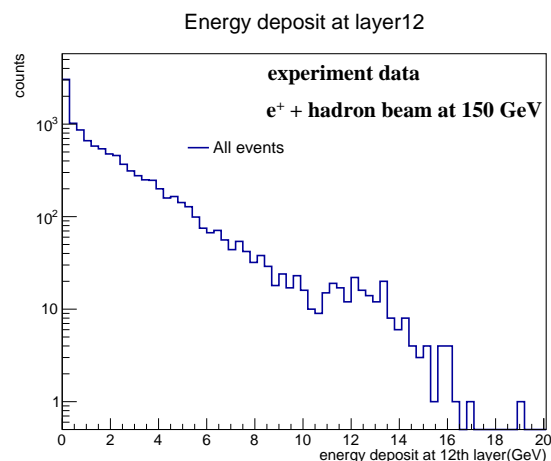


図 4.8 150GeV の粒子を入射させた時に得られた 12-layer 目のエネルギー分布。式 4.1 でエネルギー再構成を行なった。x 軸がエネルギー損失、y 軸がカウント数を示す。

4.6 シミュレーションによる陽電子再構成測定方法

4.6.1 シミュレーションの実験セットアップのためのチューニング

シミュレーションのデータ解析では実際のビームテストと条件を揃えた。

まず、各 Pad ごとにペDESTALの広がりを加えた。実験のペDESTALランから得られたデータより CMN とペDESTALを差し引いた後の 1つの Si-Pad の分布を図 4.9 に示す。得られたペDESTAL分布をガウス関数でフィットすることによって標準偏差を得た。この標準偏差をランダムにガウス関数で発生させることでシミュレーションの分布にペDESTALの広がりを加えた。これを各 Pad ごとにおこなった。

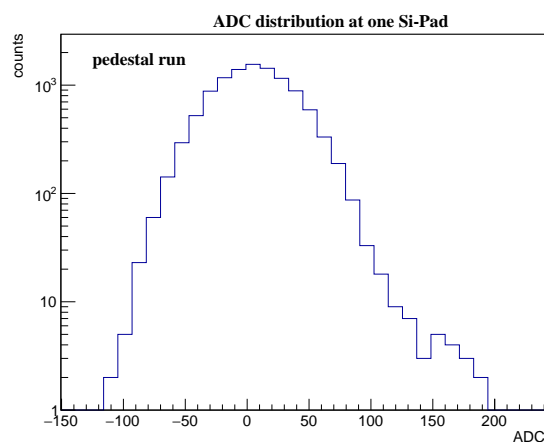


図 4.9 LGL の中でハドロンを入射した 1 Pad 分でのペDESTAL分布。x 軸は ADC、y 軸はカウント数を示す。

また、エネルギーを再構成する際に SPS の実験で動かなかった 18-layer 目を除き、エネルギーを足し合わせる

際には、テストビーム実験の解析と同様のクラスタリングを行なうことで実験に近いシミュレーションを行なった。(章 4.4 参照) このようにして得た 12-Layer 目のエネルギー分布を図 4.10 に示す。この分布と、実験で得られた ADC 分布 (図 4.8) を比較すると、シミュレーションが実験をよく再現できていることがわかる。シミュレーションでペDESTALの広がりあり、クラスタリングなし、18-layer 目ありの理想的な条件で、陽電子が Si に落とす総エネルギー損失量を計算したところ、150 GeV の陽電子は 1.7 GeV、250 GeV の陽電子が Si に落とすエネルギーは 2.8 GeV であった。この結果より Sampling Fraction (F_{smp}) の計算を行った。 F_{smp} は、式 4.3 で表される式より、それぞれ

$$F_{smp.150GeV} = \frac{150}{1.7} = 88.2 \quad (4.5)$$

$$F_{smp.250GeV} = \frac{250}{2.8} = 89.2 \quad (4.6)$$

と計算できる。

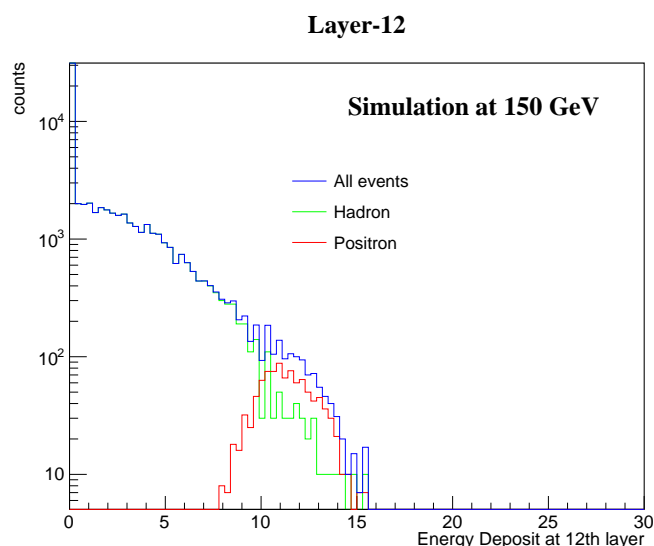


図 4.10 シミュレーションで再現した 12-layer 目のエネルギー分布。x 軸がエネルギー損失、y 軸がカウント数を示す。赤が陽電子、緑がハドロンで再現した分布。赤と緑を足し合わせた分布を青で示す。

4.6.2 実験におけるエネルギー再構成の補正項

実験におけるエネルギー再構成では、部品の故障やノイズの影響があるため、シミュレーションで計算した理想的な F_{smp} に補正項を加える必要がある。そのため、まず SPS の実験で動作しなかった 18-layer 目の有無によるエネルギー損失の違いについて計算を行った。図 4.11 に、粒子が 18-layer 目に落としたエネルギーを含まない場合の Mini-FoCal 全体へのエネルギー損失の分布と 18-layer 目を含んだ場合の分布を比較を示した。

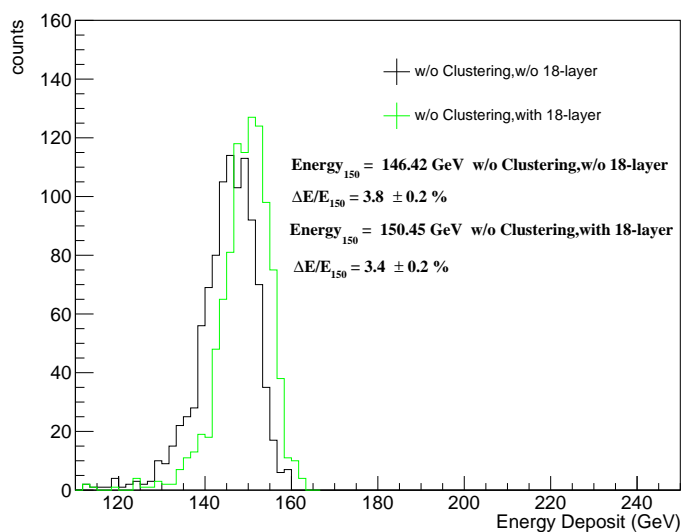


図 4.11 18-layer 目の有無によるエネルギー損失量（シミュレーション）の比較。x 軸が Mini-FoCal への 150 GeV の陽電子のエネルギー損失量、y 軸はカウント数を示す。緑が、クラスタリングなし、18-layer 目ありの時のエネルギー損失量、青がクラスタリングなし、18-layer 目なしの時のエネルギー損失量を示す。

18layer 目を除いた場合は、18layer 目を除いていない場合のエネルギー損失量よりも全体で 2% 少ないことがわかる。同様の計算を 250 GeV でおこなったところ、3% 少ないことがわかった。

次に、クラスタリングの有無によるエネルギー損失量の比較を行った。図 4.12 より、クラスタリングをした時は、していない時に比べて 150 GeV の際は 8% エネルギーが少ないことがわかる。同様の計算を 250 GeV でおこなったところ、同様に 8% のエネルギーが少ないことがわかった。

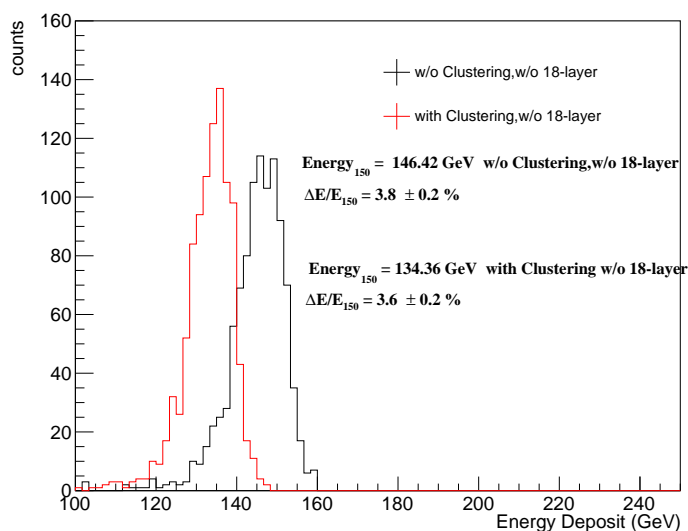


図 4.12 クラスタリングの有無によるエネルギー損失量（シミュレーション）の比較。x 軸が Mini-FoCal への 150 GeV の陽電子のエネルギー損失量、y 軸はカウント数を示す。青が、クラスタリングなし、18-layer 目ありの時のエネルギー損失量、赤がクラスタリングあり、18-layer 目なしの時のエネルギー損失量を示す。

18-layer 目なし、クラスタリングありの時の 150 GeV に対する補正を、補正係数 $F_{corr.}$ として、計算した。それぞれ $F_{corr.150GeV} = 1.1$ 、 $F_{corr.250GeV} = 1.11$ となった。

図 4.12 に示した赤の分布をガウス関数でフィットすることで、平均値と標準偏差を計算した。これより、実験に沿ったシミュレーションでのエネルギー分解能は、 $(\Delta E/E)_{150GeV} = 3.6 \pm 0.2\%$ 、 $(\Delta E/E)_{250GeV} = 3.1 \pm 0.2\%$ を得た。異なるシミュレーション条件におけるエネルギー別のエネルギー分解能の結果を表 4.1 に示す。ここで、シミュレーションで理想的な場合も実験に近い場合両方でベデスタル分布の広がりを加えた後の分布のエネルギー分解能を計算している。

表 4.1 シミュレーションから得られたエネルギー分解能

陽電子のエネルギー	シミュレーション条件	エネルギー分解能
150 GeV	理想的 : with 18-layer、w/o クラスタリング	$3.4 \pm 0.2\%$
150 GeV	実験に近い : w/o 18-layer、with クラスタリング	$3.6 \pm 0.2\%$
250 GeV	理想的 : with 18-layer、w/o クラスタリング	$2.8 \pm 0.2\%$
250 GeV	実験に近い : w/o 18-layer、with クラスタリング	$3.1 \pm 0.2\%$

4.7 陽電子選定

テストビーム実験では、シグナルとなる陽電子とバックグラウンドとなるハドロンとの混合ビームを使用していたため、陽電子アルゴリズムを開発することで陽電子を選定した。本研究の選定方法では電磁シャワーとハドロンシャワーの発達の違いを用いて陽電子選定を行った。図 4.13 に、シミュレーションで求めた 150 GeV、250 GeV それぞれの陽電子とハドロンシャワープロファイルを示す。縦軸は 1 イベントあたりの Layer ごとの測定エネルギー量の平均を表す。

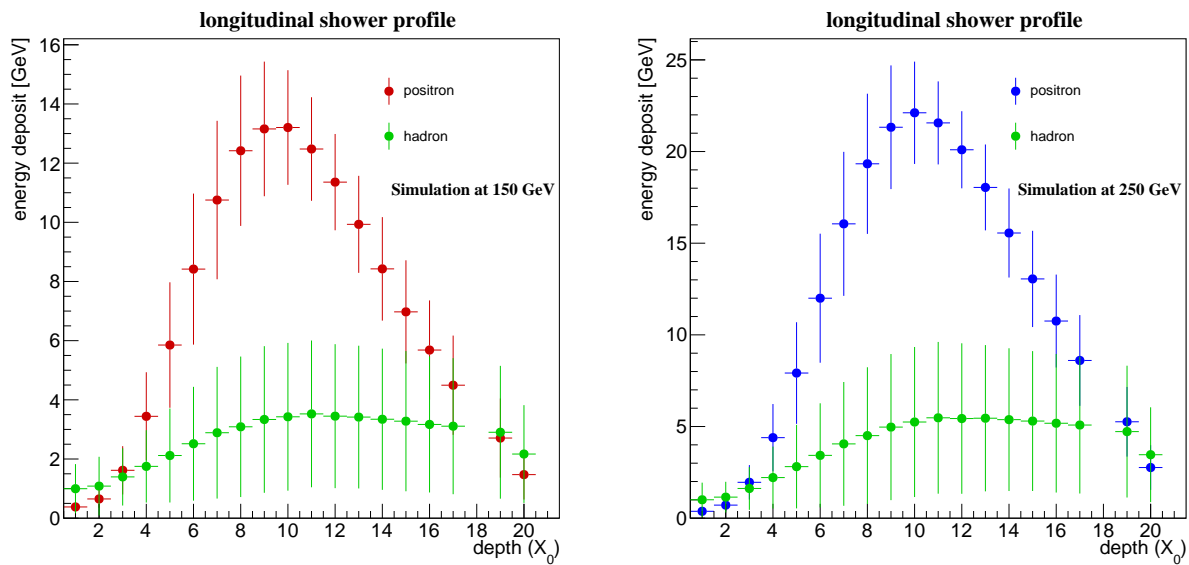


図 4.13 シミュレーションでの陽電子とハドロンを Mini-FoCal に入射した際のそれぞれの Layer ごとのシャワープロファイル。左が 150 GeV、右が 250 GeV を入射した際に得られた結果。緑はハドロンを入射した際のシミュレーション結果、赤と青は陽電子とハドロンを入射し、陽電子選定を行った時の Layer ごとのエネルギー損失を示す。x 軸は、1 イベントでのエネルギー損失量 (GeV)、横軸は Layer 番号を示す。エラーは分布の標準偏差を示す。

陽電子は、Mini-FoCal 内で電磁シャワーを起こし、9、10-layer 目で最大のエネルギー損失を起こしていることがわかる。一方で、ハドロンは Mini-FoCal 内ではハドロンシャワーを起こしにくく、シャワーの発達が見られないことがわかる。また、ハドロンと陽電子のシャワープロファイルの比較より、1、2、3、19、20-layer 目は陽電子の電磁シャワー発達と、ハドロン電磁シャワー発達で落とすエネルギーの量がほぼ同じであることがわかる。この特徴を用いて、以下の二つの方法で陽電子選定を行った。

- 1: 電磁シャワーの最大発達部分におけるエネルギーによる選定
 - 2: 電磁シャワーの発達分布の形状による選定
- それぞれ以下に詳しく説明する。

電磁シャワーの最大発達部におけるエネルギーによる選定

電磁シャワーが Mini-FoCal の 9、10-layer 目で最大になることから、8、9、10-layer のエネルギーを足し合わせることで陽電子選定を行う。3-layer 分のエネルギーを用いたのは Layer 間の相関関係を利用するためである。シミュレーションで 150 GeV の陽電子とハドロンを入射した際の 3-layer の和の分布を作成し、図 4.14 に示した。

350~400 MeV あたりを境にハドロンと陽電子の優位関係が入れ替わっている。そのため、350 MeV 付近のエネルギー閾値によって陽電子を選定することができる。これを電磁シャワーの最大値を利用した 3-layer selection と呼ぶ。

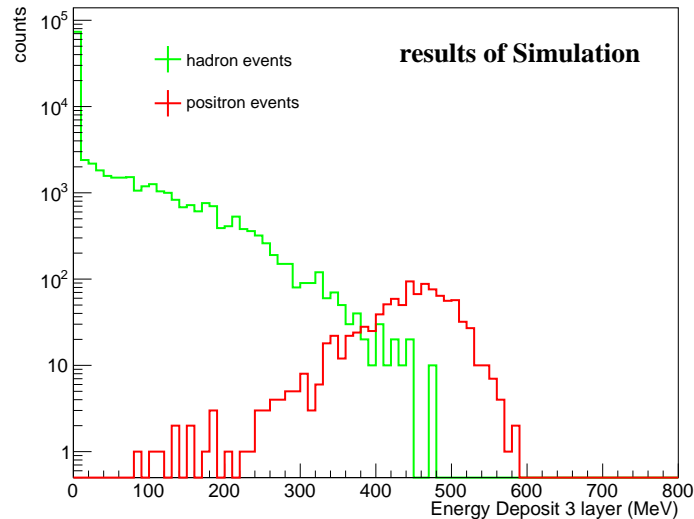


図 4.14 シミュレーションで得られたクラスタリングした後の 8、9、10-layer のエネルギー損失を足し合わせた分布。緑がハドロン、赤が陽電子を入射した際に得られた結果。x 軸が 3 層のエネルギーの和。y 軸がそのカウントを表している

電磁シャワーの発展分布形状による選定

陽電子による電磁シャワーと、ハドロンシャワーの形状の性質を生かし、陽電子選定を行なった。

シミュレーションで計算した Layer ごとの平均エネルギー損失 (GeV) の値を用いて、イベントごとの χ^2 の値を式 (4.7) で定義した。

$$\chi_{event}^2 = \sum_{l=0}^{layer} \frac{(E_{event}(l) - E_{average}(l))^2}{\sigma_{sim}^2} \times \frac{1}{19} \quad (4.7)$$

E_{event} は 1 イベントごとの Mini-FoCal 各 Layer での測定エネルギー、 $E_{average}(l)$ はシミュレーションで計算した各層ごとのエネルギー損失の平均、 σ_{sim} はシミュレーションは求めた各 Layer ごとのエネルギー損失の標準偏差の値である。

シミュレーションで作成した 150 GeV の陽電子とハドロンを入射した際の χ^2 分布を図 4.15 に示す。この時、ハドロンのエネルギー損失と陽電子のエネルギー損失の量が同程度となる、3、19、20-layer は含んでいない。この分布より、陽電子とハドロンによる χ^2 の違いがはっきりわかる。そのため、この χ^2 の閾値を用いて陽電子選定を行う手法を χ^2 -selection と呼ぶ。

この 2 つの陽電子選定を、250 GeV でも同様に行った。

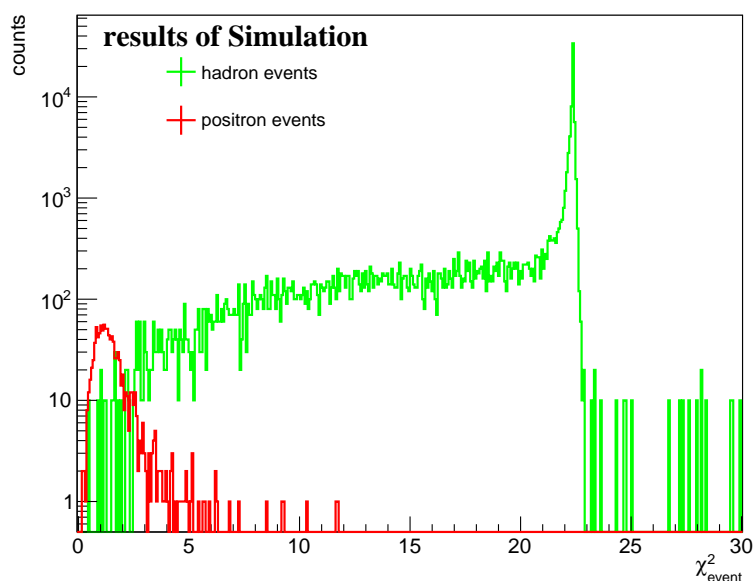


図 4.15 シミュレーションで得られた χ^2 分布。緑はハドロン、赤は陽電子の結果をあらわす。x 軸が χ^2_{event} 、y 軸がそのカウントを表している。

また、これらの2つの陽電子選定の各閾値におけるハドロンと陽電子の残存率を 150 GeV と 250 GeV でそれぞれ求めることで陽電子選定方法の効果を調べた。残存率は、式 4.8 で求めた。

$$Survival\ rates = \frac{\text{陽電子選定のカットによって残った陽電子 (またはハドロン)}}{\text{全ての陽電子またはハドロンイベント}} \quad (4.8)$$

図 4.16 に、150GeV と 250 GeV でのエネルギーでの各陽電子選定方法の閾値別の陽電子とハドロンの残存率を示す。

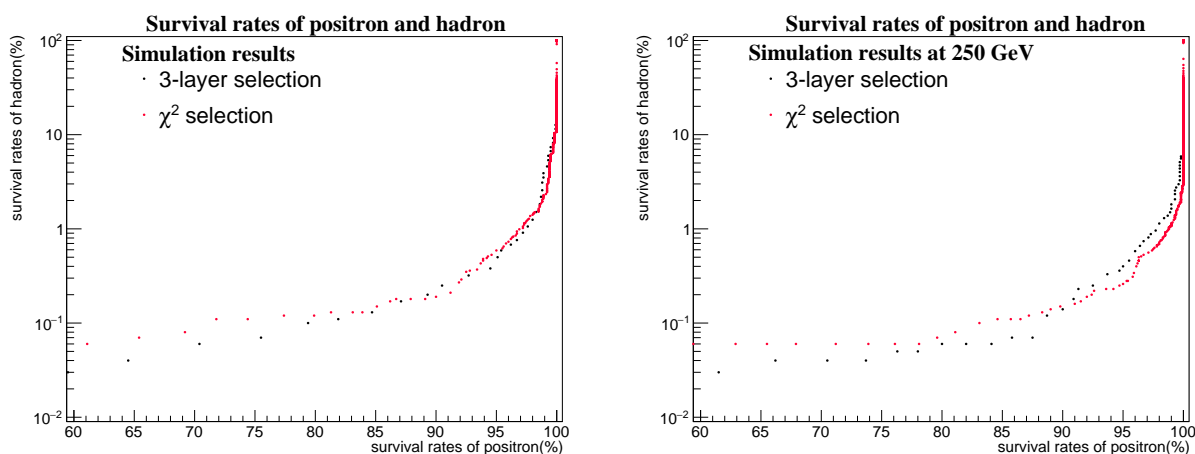


図 4.16 シミュレーションから得られた閾値別の陽電子とハドロンの残存率。左が 150 GeV、右が 250 GeV の結果を示す。x 軸は陽電子の残存率 (%), y 軸はハドロンの残存率 (%) を示す。赤は 3-layer selection、黒は χ^2 -selection の残存率を示す。

この図から、3-layer-selection と χ^2 -selection が陽電子を残す割合とハドロンを残す割合は、ほぼ一緒であるこ

とがわかる。実際の実験では、陽電子を80%以上残したいと仮定して、陽電子の残存率が2つの選定方法で同等となる時のハドロンの残存率をそれぞれ求めることで選定方法の評価を行う。シミュレーションによって150 GeV、250 GeVのそれぞれで陽電子を80～85%残したい時の、1)3-layer-selection、2) χ^2 -selection、3)2つを組み合わせた場合の選定方法のハドロンの残存率と陽電子の残存率の計算を行った。計算結果を150 GeV、250 GeVのそれぞれで表4.2、表4.3に示す。このシミュレーション結果より、2つの選定方法を組み合わせた時のハドロンの残存率が最も低いことがわかる。この結果より3-layers-selectionと χ^2 -selectionを組み合わせた方法を陽電子選定方法とした。

表4.2 150 GeVの陽電子とハドロンのシミュレーションで得られた閾値別の陽電子とハドロンの残存率。

陽電子選定方法	閾値	陽電子の残存率 (%)	ハドロンの残存率 (%)
1)3-layer selection	380 MeV	81.9	0.11
1)3-layer selection	370 MeV	84.7	0.13
2) χ^2 selection	2.1	83.9	0.13
3) 3layer& χ^2 selection	360MeV&2.4	83.9	0.1

表4.3 250 GeVの陽電子とハドロンのシミュレーションで得られた閾値別の陽電子とハドロンの残存率。

陽電子選定方法	閾値	陽電子の残存率 (%)	ハドロンの残存率 (%)
1)3-layer selection	610 MeV	82.0	0.06
2) χ^2 selection	2.5	81.1	0.08
3)3layer& χ^2 selection	600MeV&3.	82.0	0.03

実験における陽電子選定

二つのシミュレーションで検証を行った陽電子選定方法を実験に適用させた。150 GeV、250 GeVの陽電子を照射した際の実験データで作成した8、9、10-layerの3-layer分の測定エネルギーの和の分布をそれぞれ図4.17に示す。図4.14のシミュレーションと同様のオーダーのエネルギー損失をしており、またシミュレーションと同じく2つのピーク構造を持っていることがわかる。この結果より2つのピーク分布の境目、150 GeVでは492 MeV、250 GeVでは820 MeVに閾値を設けて陽電子選定を行った。

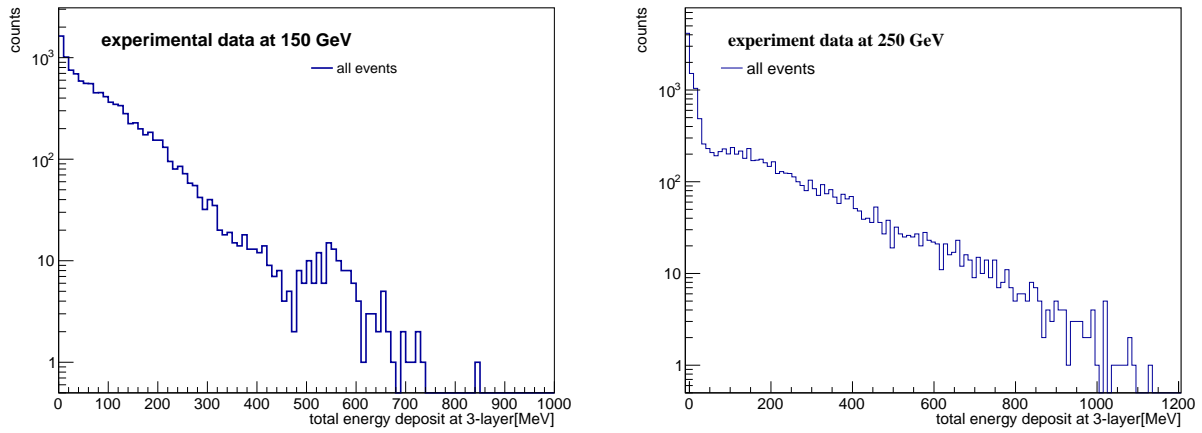


図 4.17 クラスタリングした後の 8,9,10layer の検出器層のみでの測定エネルギーを足し合わせた分布。左が 150 GeV、右が 250 GeV を示す。全イベントの結果を表す。x 軸が 3 層のエネルギーの和 (MeV)。y 軸がそのカウントを表している

次に電磁シャワーの情報を用いた χ^2 -selection の陽電子選定の閾値を決定するために実験データで χ^2_{event} 分布を作成した。実験で求めた χ^2_{event} 分布を 150 GeV と 250 GeV それぞれで図 4.18 に示す。陽電子とハドロンピークだと思われる 2 つのピークの優位性が変わる境界線が $\chi^2_{event} = 3 \sim 5$ に存在する。そこで、この閾値が 150 GeV では 4 以下、250 GeV では 4.5 以下であるイベントを選ぶことで陽電子選定を行った。

3-layer、 χ^2 -selection の二つの閾値を用いて陽電子選定のカットを行なう前後の 150 GeV での 12-layer 目の実験結果を図 4.19 にしめす。赤色の陽電子選定後の結果はシミュレーションから得られた図 4.10 と比較して、同じ傾向を持つことがわかる。これにより、2 つの陽電子選定方法によって全体のイベントから陽電子が選定できていることがわかる。

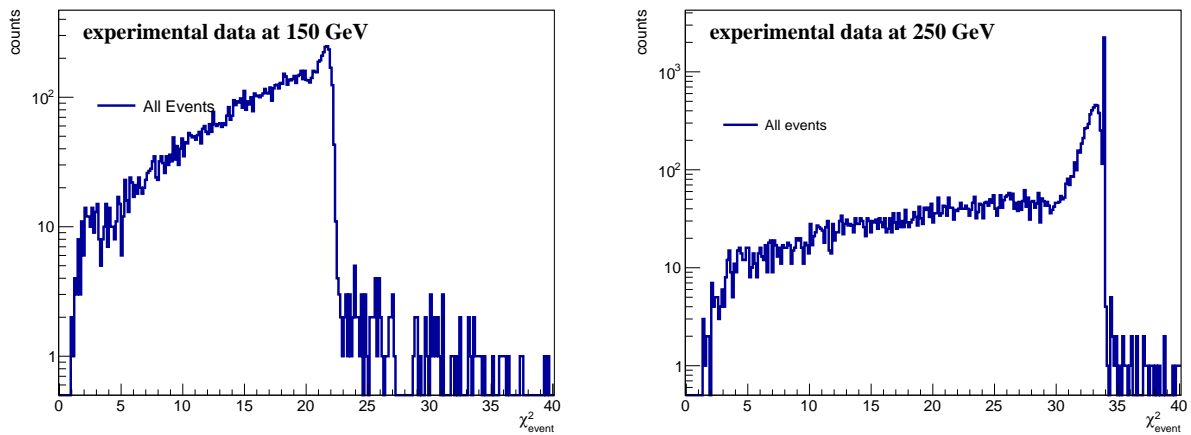


図 4.18 χ^2 分布。左が 150 GeV、右が 250 GeV を示す。全イベントでの結果を表す。x 軸が χ^2_{event} 。y 軸がそのカウントを表している。

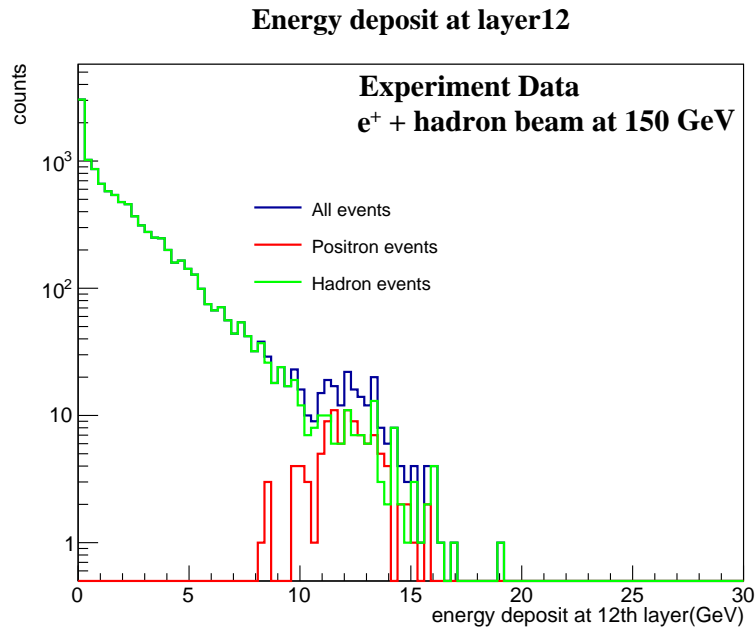


図 4.19 12-layer 目の 150GeV の実験から得られたエネルギー損失分布。青が全てのイベント、赤が陽電子選定後、緑が青と赤の差分布を示す。

今回実験で使用した各陽電子選定毎の閾値を表 4.4 にまとめる。

表 4.4 陽電子選定で使用した閾値

ビームエネルギー	3-layer selection 閾値	χ^2 selection 閾値
150 GeV	492MeV	4
250GeV	820MeV	4.5

第 5 章

解析結果

5.1 MIP のエネルギー測定

PS のテストビーム実験は MIP 相当のエネルギーを測定することで ADC 値のキャリブレーションを行うことを目的に実験を行なった。MIP の ADC 値がわかると Si で粒子が落としたエネルギーと ADC 値との変換係数が求まるので、それを使って電磁シャワーを起こす粒子のエネルギー測定が可能になる。そこで、9 GeV のエネルギーを持つハドロンビームを Mini-FoCal の LGL 1 Layer の中の 1 Pad に入射させる実験を計 15 枚分行った。このテストでは吸収層である W-layer を導入せずに実験を行なっている。図 5.1 に LGL の 64 Pad のうちの一つの Pad に 9 GeV のハドロンを入射した際の ADC 分布を示す。115 付近に見られるピークが MIP に相当する ADC のピークであり、30 周辺に見られるピークは、ペDESTアルとノイズを含んだ分布となっている。この 2 つのピークをそれぞれガウス関数と指数関数でフィットを行い、MIP に相当する ADC のピークの平均値を測定した。同じ解析を Si-Pad15 枚へのビーム入射実験それぞれに適用して、各 Si-Pad における MIP 相当の ADC 値を測定した。Si-Pad15 枚の結果から、MIP に相当する ADC の平均値は 117.2 ± 2.1 、分散は 15% と計算できた。(図 5.2)

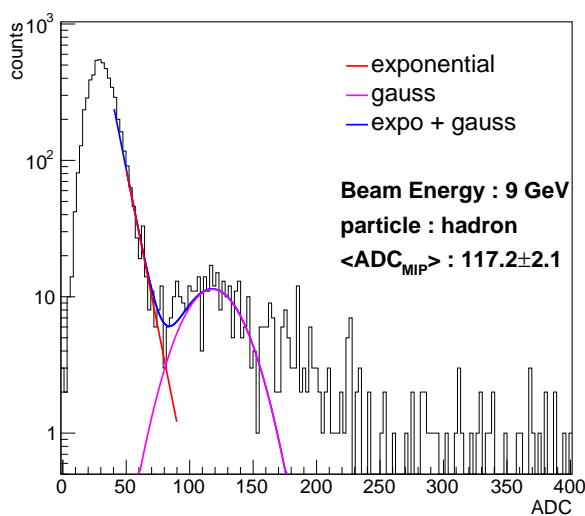


図 5.1 LGL 中の 1 つの Si-Pad におけるハドロンを入射した際の ADC 分布。x 軸が測定 ADC 値。y 軸はカウント。

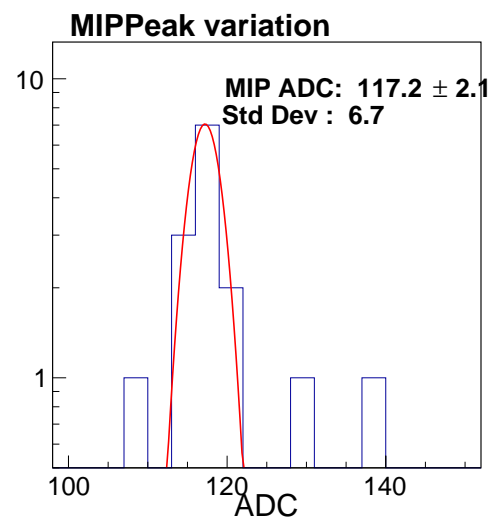


図 5.2 15 枚の MIP 相当の ADC の平均値のヒストグラム。

また、ここで求めた MIP の平均値と式 (1.8) を用いて式 (4.2) から、 Si 検出器 $320\ \mu\text{m}$ に MIP が落とすエネルギーが 1 ADC あたり $F_{conv.} = 0.76\ \text{keV}$ と計算された。SPS の実験で用いた Mini-FoCal では PS に比べて波高を減衰したため (章 3.1 参照)、各 Layer では MIP のエネルギーが各 Pad ごとのペDESTAL に埋もれてしまう。そのため SPS では MIP の値が測定できず、MIP による ADC キャリブレーションを行うことができなかった。そこで、PS 実験より求めた MIP 相当の ADC と SPS での減衰率から計算した $F_{conv.}$ (式 (4.2)) を全ての LGL で共通だと仮定して、解析を行った。

5.2 陽電子のエネルギー測定

150 GeV と 250 GeV のエネルギーで入射した陽電子のエネルギーを章 4.5 参照の式 4.1 より再構成した結果を以下に示す。この時、18-layer 目の有無とクラスタリングの有無による $F_{corr.}$ は考慮していないもので算出している。この係数は、全レイヤーを足し合わせてエネルギー再構成を行うときに用いる。

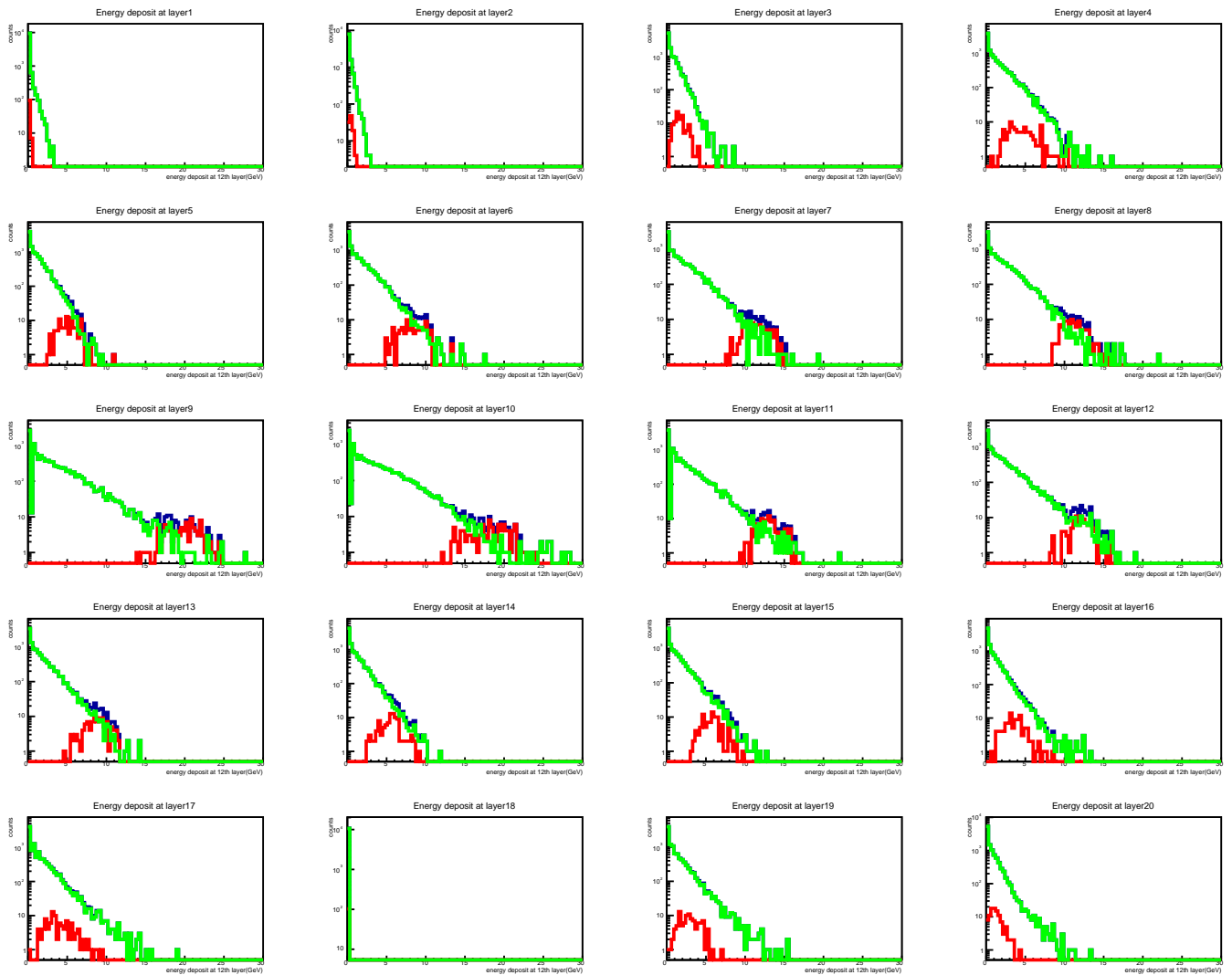


図 5.3 Mini-FoCal に 150 GeV の粒子を入射した際に得られた各 Layer での測定エネルギー。青：陽電子選択前 赤：陽電子選択後 緑：青と赤の差を表す。x 軸は各 Layer の測定エネルギー

図 5.3、図 5.4 は、それぞれ Mini-FoCal に 150 GeV と、250 GeV のハドロンと陽電子の混合ビームを入射させた際に得られた、Layer ごとの ADC 分布である。x 軸が各 Layer でのエネルギー損失に相当するエネルギーの値で、y 軸はそのカウント数である。

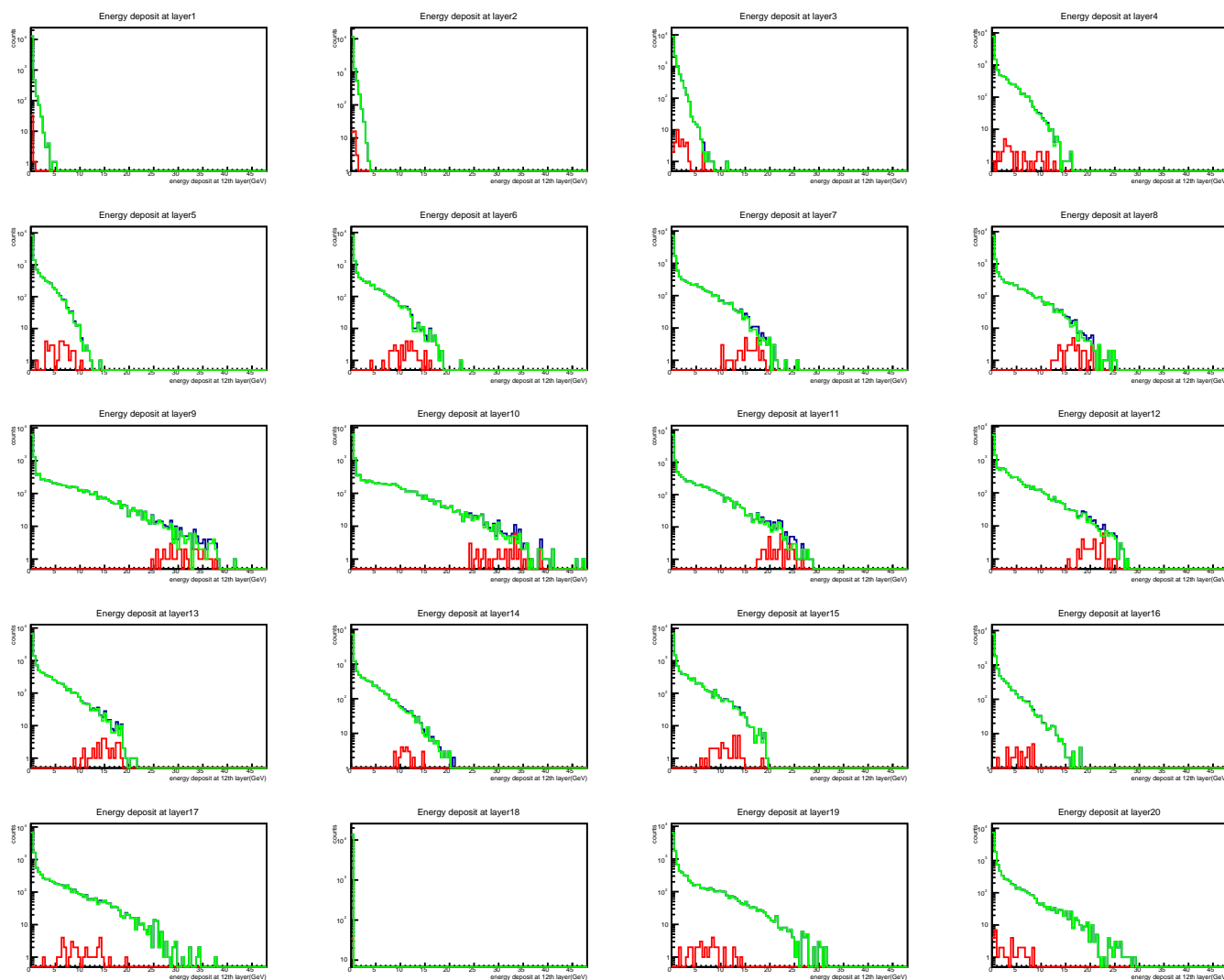


図 5.4 Mini-FoCal に 250 GeV の粒子を入射した際に得られた各 Layer でのエネルギー損失分布。青：全イベント、赤：陽電子選定後、緑：青と赤の差を表す。x 軸は各 Layer の測定エネルギー

Layer ごとのエネルギー分布を見ることで、Layer の数が大きくなるにつれてエネルギー損失が大きくなり、9、10-layer 目あたりでエネルギーが最大になっていることがわかる。これは、電磁シャワーやハドロンシャワーが発展している様子を表している。これを可視化するために Layer ごとの陽電子選定後の分布の平均値を用いてビーム軸方向のシャワープロファイルを作成し、シミュレーションの結果と比べた。150 GeV と 250 GeV のシャワープロファイルを図 5.5 に示す。この時、エラーは各 Layer の分布の標準偏差を表している。150 GeV、250 GeV 共に電磁シャワーの最大値がシミュレーションで期待される Layer と誤差の範囲で一致していることがわかる。この結果より、実験データが陽電子を入射したシミュレーションと一致していることがわかる。章 4.7 で示した陽電子選定により、実験データで陽電子選定に成功していることを示す。

また、9-layer、10-layer 目のエネルギー損失がシミュレーションと比べて高いことがわかる。これについては、議

論の章で考察を行う。

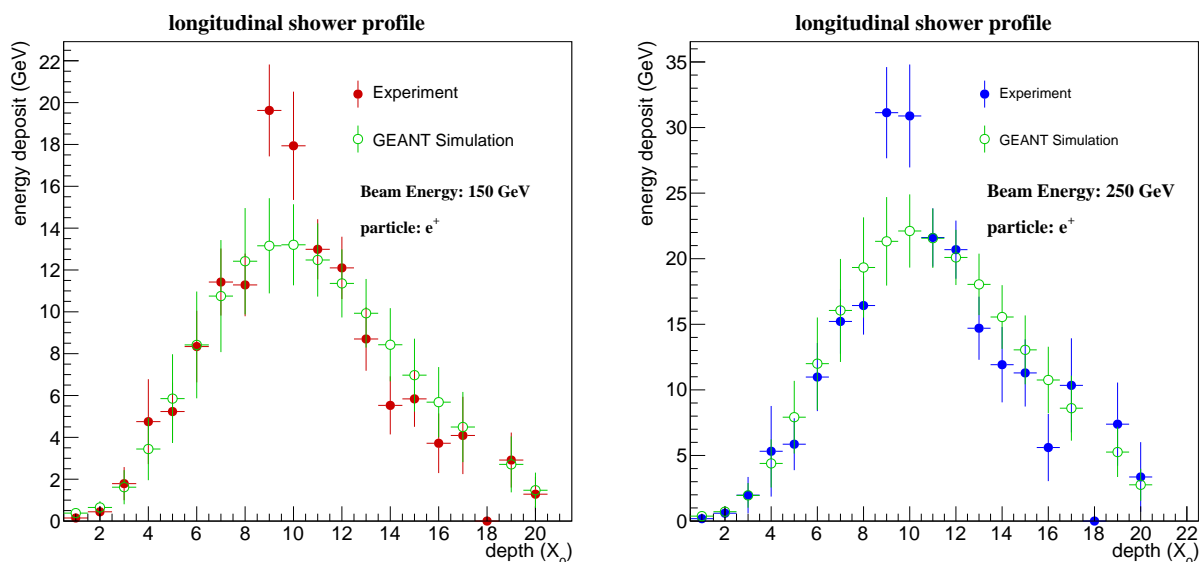


図 5.5 Layer 方向での 1 イベントあたりのエネルギー損失。左が 150 GeV、右が 250 GeV を入射した際に得られた結果。緑は陽電子を入射した際のシミュレーション結果、赤は陽電子とハドロンを入射し、陽電子選定を行った時の Layer ごとのエネルギー損失を示す。

図 5.6 と図 5.7 で 150 GeV、250 GeV のエネルギーのビームを入射した際に得られたそれぞれの陽電子の Mini-FoCal へのエネルギー損失を表す。150 GeV のビームを Mini-FoCal に入射した際には、エネルギー再構成の値が 153.1 ± 2.9 GeV、エネルギー分解能が $3.6 \pm 0.6\%$ であり、250 GeV はエネルギー再構成の値が 256.1 ± 2.3 GeV エネルギー分解能 $3.7 \pm 0.8\%$ であった。この時、エネルギー再構成の誤差は、統計誤差のみ含んでいる。また、陽電子選定後の統計数は、150 GeV は 103 イベント、250 GeV は 34 イベントであった。また、全統計は章 3.3 で示した通り、150 GeV では 10810、250 GeV では 13493 であった。全統計と比較すると、各エネルギーの陽電子のフラクシオンは 150 GeV では、0.9%、250 GeV では 0.2% となる。クラスタリングや陽電子選定などで失われたものもあるため、厳密なピュリティではない。エネルギー分解能をシミュレーションと実験値で比較した結果を表 5.1 に示す。シミュレーションのエネルギー分解能は、18-layer 目なし、クラスタリングありのエネルギー分解能であり、エネルギー再構成の値に示してあるのは、入射エネルギーである。

表 5.1 シミュレーションと実験のエネルギー分解能とエネルギー再構成まとめ

	統計数	$E_{Reco.150}$	$\Delta E/E_{150}$	統計数	$E_{Reco.250}$	$\Delta E/E_{250}$
実験	103	$153.3 \pm 2.9 GeV$	$3.6 \pm 0.6\%$	34	$256.1 \pm 2.3 GeV$	$3.7 \pm 0.8\%$
シミュレーション	1000	$150 GeV$	$3.6 \pm 0.2\%$	1000	$250 GeV$	$3.1 \pm 0.2\%$

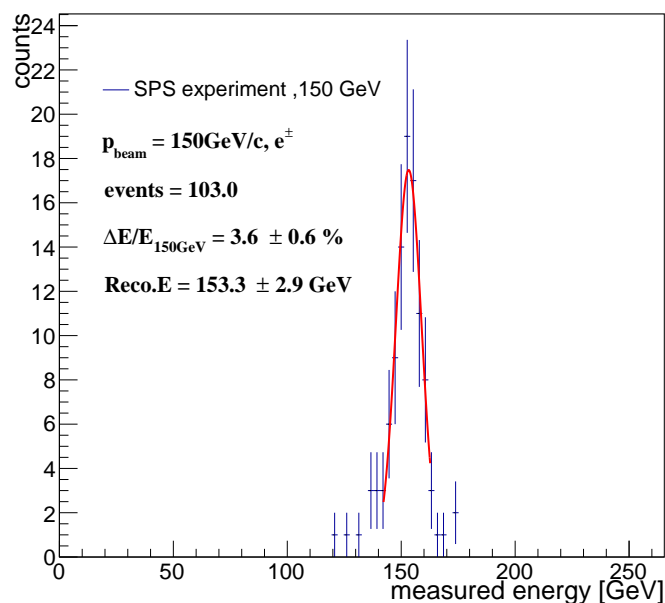


図 5.6 150 GeV の粒子を入射した際に得られた、陽電子選定後の Mini-FoCal 全体での測定エネルギー分布。x 軸は式 4.1 より ADC から求めた測定エネルギー、y 軸はカウントを示している。

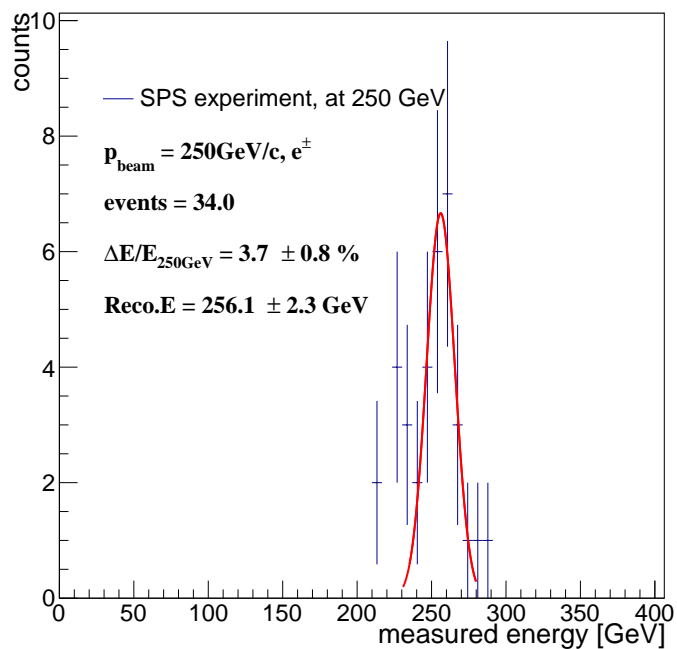


図 5.7 250 GeV の粒子を入射した際に得られた、陽電子選定後の Mini-FoCal 全体での測定エネルギー分布。x 軸は式 4.1 より ADC から求めた測定エネルギー、y 軸はカウントを示している。

第 6 章

議論

6.1 Common Mode Noise(CMN) について

テストビーム実験のデータを解析する中で、1つの LGL の中で Si-Pad 共通に時間依存しているノイズ (CMN) を発見したので、それを差し引く方法を考案した。SPS テストビーム実験では、シンチレーションカウンターを利用して粒子の位置を特定することで特定の Si-Pad に入射した粒子を測定に用いた。実際のビームラインでは、たかさんの粒子が不特定の Si-Pad に入射するため本研究で用いた CMN を差し引く方法 (章 4.3 参照) は実際の実験には適用できない。イベント、レイヤーごとに CMN の時間依存性を調べた結果、CMN はイベント間や、Layer 間に相関がないことがわかった。また、CMN は異なった周波数を持つノイズがいくつも重なり合ったノイズであることがわかった。

CMN の原因として、シェイパーアンプの閾値を低く見積もったことが挙げられる。今回のビーム実験がこのプロトタイプを使った最初のテストビーム実験であったため、どのようなシグナルが検出されるかが不明であった。そのため、製作の際に、シェイパーアンプの増幅回路の閾値を低めに設定してテストビームの実験を行なった。これによって機器から発生されるノイズを十分に除くことができなかった。今後は実験前に各 Layer のキャリブレーションテストを行うことでノイズの大きさを測定し、シェイパーアンプの閾値を設定する必要があることが本研究から示された。

6.2 エネルギー再構成値とエネルギー分解能について

本研究では、陽電子選定とエネルギー再構成のための解析手法を開発することで、粒子種の割合がわかっていないハドロンと陽電子の混合ビームから陽電子を識別した。そしてエネルギー再構成を行い、Mini-FoCal の性能評価を行うことに成功した。さらに FoCal が期待通りのエネルギー分解能を持っていることがわかった。一方で、入射ビームエネルギー 150 GeV および 250 GeV に対するエネルギー再構成の結果は、それぞれ 2.2% および 2.4% の測定超過があった (章 5.2)。今回エネルギー再構成に用いた誤差は統計誤差のみであり、系統誤差は含まれていない。以下のような系統誤差がエネルギー再構成の値の数 % の違いとして考えられる。

1 : 陽電子選定の閾値を変化させたことによる系統誤差

シミュレーションを行うことで 3-layer selection と χ^2 -selection の閾値を用いた際の、おおよその陽電子が支配的な領域が予測できるため、そこに閾値を設定している。(章 4.7 参照) この設定閾値に各々で、エネルギー再構成を行った際にフィットから計算したエネルギー再構成値のばらつきが系統誤差として評価できる。

2 : Noise Cut によって生じる系統誤差

Noise Cut は、ビーム停止時のデータから、ペDESTALと CMN を差し引いた時の分布の標準偏差の2倍をノイズとして各 Pad から差し引いている(章 4.4 参照)。Noise Cut の閾値を変えることによってクラスタリングで足し合わせるエネルギーの量が増えるため、エネルギー再構成の値に影響すると考えられる。このことから生じる系統誤差を本研究では含んでいない。Noise Cut の基準を決定づけるために、シミュレーションで陽電子とハドロンを混ぜたデータから、同様の NoiseCut を行うことで、エネルギー再構成に影響の出ないオーダーでノイズカットを行う検証が今後できると考えている。

このように NoiseCut についてまだ改善点はあるものの、結果より 150 GeV、250 GeV で共通の Noise Cut を使用して、エネルギーの値がほぼ再構成できているため、本解析は現段階では Noise の閾値を比較的正しく設定できていると考えられる。

3 : 各 Si-Pad における $F_{conv.}$ の違いによる系統誤差

テストビーム実験で用いた Mini-FoCal は、数 TeV の入射粒子の測定を予想したプロトタイプであった。そのため各 Layer ごとに測定値の値を減衰させる減衰回路を設けることで ADC の測定可能範囲には波高を減衰させた(章 3.1 参照)。このことにより、SPS では MIP に相当する ADC の値がペDESTALの分布に埋もれて測定できなかった。そこで PS で求めた1つの LGL の $F_{conv.}$ (式 (4.2)) が他の 19 枚の LGL でも同様だとみなしてエネルギー再構成を行っていた。各 LGL の持つ特性による $F_{conv.}$ の違いの系統誤差があると考えられる。この系統誤差が最大で何 % であるかを以下のように計算した。

章 5.2 の図 5.5 を見ると、150 GeV、250 GeV で共通して 9、10-layer 目の測定値がシミュレーションの値と誤差の範囲を超えて一致していないことがわかる。9、10-layer 目のシミュレーションの値と測定値との差異の比較を表 6.1 に示す。シミュレーションの値と比較して 150 GeV では 9、10-layer 目合わせて 11.1 GeV 高く、これはつまり全体のエネルギーで計算すると約 7.4 % の系統誤差として考えられる。また、250 GeV で計算すると 18.6 GeV 大きく、全体のエネルギーで計算すると同じく 7.4 % の系統誤差として考えられる。まとめると $F_{conv.}$ の違いによる系統誤差は、最大で 7.4% であることが計算された。

そのため、使用した Mini-FoCal の全 LGL に対してレーザー実験を行い、正確な ADC と入射エネルギーのキャリブレーションをすることによって各 LGL の Gain を調査することが必要である。また、今後の R&D の計画としては、より正確な $F_{conv.}$ を求めるために数百 GeV の高い運動量を持つ電子や光子の電磁シャワーだけでなく、エネルギー損失量の小さい MIP を同時に測定できるようなダイナミックレンジを持つ読み出し機器を用いることが必要であることを提言する。

表 6.1 補正前と後の 9、10-layer 目の測定エネルギーとシミュレーションの比較

入射エネルギー	9-layer		10-layer	
	Simu.(GeV)	補正後 (GeV)	Simu.(GeV)	補正後 (GeV)
150	13.2	19.5	13.2	17.9
250	21.32	31.1	22.11	30.9

以上の系統誤差を考えると結果が、150 GeV と 250 GeV の入射エネルギーを誤差の範囲で再構成できたと考える。今回の解析手法より Mini-FoCal に期待されるエネルギー分解能があったことと合わせて、基本的な解析手法の確立が本研究により完了したと言える。

第 7 章

結論

CERN にある LHC で行われている ALICE 実験のアップグレード計画で、Forward Calorimeter(FoCal) の導入が検討されている。FoCal は直接光子を前方方向で測定することにより、高エネルギー重イオン衝突における衝突初期状態に存在していたと考えられる Color Glass Condensate を検証する鍵となる。FoCal の R&D の一環で、 8×8 の Si-Pads を持つ検出層とタングステンの吸収層を組み合わせて 1-layer として 20-layer 並べたプロトタイプである Mini-FoCal を作成した。Mini-FoCal を用いて 2018 年に CERN の PS と SPS で性能評価のためのテストビーム実験を行った。PS では 9 GeV のハドロンを Mini-FoCal の LGL に入射することによって MIP に相当する ADC の測定を行なった。この結果、MIP を測定した 15 枚の Pad の ADC の平均値は、 117.2 ± 0.2 であることが測定された。この値から、Conversion Factor を計算することで、1 ADC あたりのエネルギーは 0.76 keV であることが計算された。SPS の実験では、Mini-FoCal の性能評価のために、150 GeV と 250 GeV の高エネルギーの陽電子とハドロンの混合ビームを Mini-FoCal 全 Layer に入射させた。また、実験データを解析する手法の原理検証としてシミュレーションを行った。これにより、実験データから陽電子とハドロンのピークがあることを確認した。さらに、シミュレーションから得られた陽電子とハドロンのエネルギー損失の分布より、3-layer の相関と、電磁シャワーの形を利用した陽電子選定手法を開発した。これにより実験データから得られたハドロンと陽電子の混合ビームから陽電子イベントを選定することに成功した。求めた陽電子イベントをエネルギー再構成するために、シミュレーションで計算した Sampling Fraction と MIP から計算した Conversion Factor 利用して計算を行なった。得られたエネルギーピークの平均値と標準偏差を用いてエネルギー分解能を求めた。この結果、150 GeV の陽電子を入射させた際のエネルギー再構成結果は $E_{reco.150} = 153.3 \pm 2.9 \text{ GeV}$ エネルギー分解能は $\Delta E/E_{150 \text{ GeV}} = 3.6 \pm 0.6\%$ となった。また、250 GeV の陽電子を入射させた際のエネルギー再構成結果は $E_{reco.250} = 256.1 \pm 2.3 \text{ GeV}$ エネルギー分解能は $\Delta E/E_{250 \text{ GeV}} = 3.7 \pm 0.8\%$ となった。この値は、どちらも統計誤差の範囲で実験の状況に合わせて行なったシミュレーション結果と一致している。この結果より、1) Mini-FoCal では、電磁シャワーの形や、Layer ごとの相関を利用してハドロンのバックグラウンドの中から陽電子の識別が可能であること、2) また、シミュレーションと照らし合わせることによって入射エネルギーの再構成が可能かつ、エネルギー分解能の結果より設計通りの性能が出せていることが証明された。本研究により、FoCal の基本的な解析方法が確立され、テストビーム実験の解析が完了した。また Mini-FoCal はすでに ALICE 実験に組み込んで pp 衝突での実験が行われ、解析が進められている。本研究の成果を受けて、Mini-FoCal の性能向上のため、筑波大学では新たな読み出し機器の研究や、FoCal の最終デザイン決定のためのシミュレーションが行われている。

謝辞

本研究を行うに当たるお世話になった方々に厚くお礼申し上げます。まずはじめに指導教官である下村真弥先生は、FoCAIのプロジェクトに参加するきっかけを与えてくださりました。このプロジェクトに参加することで、2年間普通では経験できない環境に身を置くことができ、充実した2年間を過ごすことができました。また、未熟な私に学会やトークなど様々なチャンスを何回も与えてくださったことで研究に対する意欲が向上し、大変な中でもやりがいを感じながら研究を行うことができたと感じております。ありがとうございました。

蜂谷崇先生は、解析コードや読み出し機器の知識をたくさん教えていただきました。理解力がない私が何度同じことを聞いても基礎から根気よく教えていただいたことは感謝してもしきれません。研究に対する理解が深まっただけでなく、“なんでこうなるの？ なんでこう思うの？”と何度も何度も何度も聞かれることによって、事象に対する疑問の持ち方や、論理を組み立て人に伝える能力が2年間で成長できたと感じております。

宮林先生、林井先生には、ミーティングや学会のスライド作り、そして **Proceedings** においてたくさんの的確なアドバイスをいただきました。発表や論文の質が上がり、全ての発表においてその時の最大限納得いくものを作ることができました。分野外の先生からのコメントは厳しくもありましたが、自分の至らない点を見つめ直す機会にもなり、本当に感謝しかありません。

そして筑波大学の中條達也先生は、筑波大学や CERN への出張の機会をたくさん与えてくださりました。この2年間で奈良女子大学から出てたくさんの研究所や学会の場に参加し、研究者と交流できたことでたくさんの知識やコミュニケーションの幅が広がったと感じております。また、実験や解析など研究に関して助けを求めたら必ず誠実に丁寧に教えてくださり、相談に乗っていただけたことで楽しく研究を行うことができました。そして中條先生が至らない私にたくさんのお仕事を任せてくださったおかげで、充実した研究生活となったと感じております。ありがとうございます。

筑波大学の Norbert さんは、解析方法どころか ROOT の使い方さえ全くわからなかった私に1から膨大な時間を使って解析のノウハウを教えてくださいました。Meeting や出張中には解析に対するアドバイスをしてくださり、さらに仕事が遅い私に檄を飛ばし続けてくださったおかげで、定期的に進捗を生み続けることができました。英語に関しても、私の拙い英語を単語だけでも何が言いたいかわかるときに察し理解してくださったおかげで、Norbert さんからたくさんの知見を吸収することができました。院生生活を楽しく過ごせたのも Norbert さんのおかげだと思っています。

広島大学の高須さん、筑波大学の一色さん、畠山さん、中川さん、星さん、田所くん、高村くんの知識の多さに感銘を受け、もっと頑張ろうと思えました。皆様のご協力でテストビーム実験が成功し、無事に終わることができました。そして皆様と過ごしたテストビーム実験での生活は貴重な体験でした。

そのほか、ALICE FoCal グループの皆様、特に Thomas さん、Marco さんにはたくさんのアドバイスと指導をいただきました。Marco さんは、英語がわからない私のために Meeting で議論をメールで送ってくださったりとお時間を割いていただき感謝しております。

そして何よりも、今日まで一緒に頑張った同期の釜野楓さん、鈴木彩香さん、藤井美保さん、藪内晶友美、そして阪大の院に進んだ石黒稚可子さん、皆さんがいたから4回生からとても楽しい3年間を過ごすことができました。

協力し合いながら研究を行い、息抜きにおやつを食べながら爆笑した毎日は忘れません。このように様々な方に本研究に関わっていただいたおかげで、2年間楽しく研究を行い、完成させることができました。本研究に関わっていただいたすべての方に重ねてお礼申し上げます。

最後にいつも自由奔放で後先を考えない私を信じて院に行くことを許可してくださり、2年間支えてくれた両親に感謝いたします。

参考文献

- [1] Gunnar S. Bali, Phys.Rept. 3443,1-136 (2001)
- [2] David J. Gross and Frank Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343-1346 (1973).
- [3] J. C. Collins and M.J. Perry, Phys. Rev. Lett. 34,1353 (1975)
- [4] Cabibbo, Nicola, Parisi, Giorgio, Phys. Lett. B,59 (1975)
- [5] 秋葉康之, 共立出版 物理学最前線 3, クォークグルーオンプラズマの物理
- [6] (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
- [7] R. Plac akyte (on behalf of the H1 and ZEUS Collaborations),Parton Distribution Functions A.Cooper-Sarkar, Proceedings of Science, PDF Fits at HERA (Dec 2011) <https://arxiv.org/pdf/1112.2107.pdf>
- [8] 板倉 数記, 高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所, カラーガラス凝縮 (Color Glass Condensate, CGC) http://kakudan.rcnp.osaka-u.ac.jp/jp/researcher/word/cgc_54_02_2010_03.pdf
- [9] (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016).
- [10] 高エネルギー物理学 I, 大阪大学, 2013 年度第 4 回 http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/~kazu/class_hep2013/highenergy_130508.pdf
- [11] (CERN News), Ian Randall ,ALICE prepares for heavy ion collisions, Published: 03 November 2010
- [12] ALICE Collaboration, K. Aamodt et al., “The ALICE experiment at the CERN LHC”, JINST 3 (2008) S08002.
- [13] ATLAS Collaboration, “Measurement of the long-range pseudorapidity correlations between muons and charged-particles in $\sqrt{s_{NN}}=8.16$ TeV proton-lead collisions with the ATLAS detector”, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2017-006, CERN, Geneva, Feb, 2017. <http://cds.cern.ch/record/2244808>.
- [14] LHCb Collaboration, J. Alves et al., “The LHCb Detector at the LHC”, JINST 3 (2008) S08005.
- [15] LHCb Collaboration, R. Aaij et al., “LHCb detector performance”, Int. J. Mod. Phys. A30 no. 07, (2015) 1530022, arXiv:1412.6352 [hep-ex].
- [16] The Proton Synchrotron, CERN Accelerating science,<https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron>
- [17] Lau Gatignon, LHCb meeting, 10 March 2014 , "The T9 beam line for tests",https://twiki.cern.ch/twiki/pub/ALICE/Mini-FoCal/documen.site_t9-beam-lau-gatignon.pdf
- [18] Council commissions the Super Proton Synchrotron, CERN Accelerating science,10 FEBRUARY 1971, <https://timeline.web.cern.ch/council-commissions-super-proton-synchrotron>
- [19] ALICE Collaboration, Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS), (1999).
- [20] ALICE Collaboration, Technical Design Report of the Time Projection Chamber (TPC), (2000).
- [21] G. Dellacasa *et al.* [ALICE Collaboration], "ALICE technical design report of the time-of-flight system (TOF)," CERN-LHCC-2000-012.
- [22] G. Dellacasa *et al.* [ALICE Collaboration], "ALICE technical design report of the photon spectrometer

- (PHOS),” CERN-LHCC-99-04.
- [23] P. Cortese *et al.* [ALICE Collaboration], "ALICE electromagnetic calorimeter technical design report," CERN-LHCC-2008-014, CERN-ALICE-TDR-014.
- [24] L. V. Gribov, E. M. Levin, and M. G. Ryskin, "Singlet structure function at small x: Unitarization of gluon ladders", Nucl. Phys. B188 (1981) 555–576.
- [25] A. H. Mueller and J.-w. Qiu, "Gluon Recombination and Shadowing at Small Values of x", Nucl. Phys. B268 (1986) 427–452.
- [26] ALICE Collaboration, "A Forward Calorimeter (FoCal) in the ALICE experiment" , ALICE-PUBLIC-2019-005
- [27] ALICE Data Acquisition, Copyright CERN 2008 - ALICE Collaboration, http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_DAQ.html
- [28] Imre Nagi, Prototype, "Data Quality Monitoring : Automatic MONitoring Environment (AMORE) Web Administration Tool in ALICE Experiment", Electrical Engineering Departement, School of Electrical Engineering and Informatics.
- [29] General Resources and Setup Instructions, APV https://hallaweb.jlab.org/wiki/index.php/SRS_DAQ#DATE :
- [30] APV25-S1 Users guide Version https://hallaweb.jlab.org/wiki/images/e/ec/Apv_User_Guide_2.2.pdf
- [31] Scalable Readout System (SRS) <http://rd51-public.web.cern.ch/RD51-Public/Activities/Documents/WG5SRS.pdf>
- [32] Connecting, Programming and Testing FEC and ADC v1.0 <https://hallaweb.jlab.org/wiki/images/3/35/SRSConnectionProgrammingandTesting.pdf>
- [33] H8 beam line, ©CERN 2017 <http://sba.web.cern.ch/sba/BeamsAndAreas/resultbeam.asp?beamline=H8>
- [34] The T9 beam line for tests, Lau Gatignon, LHCb meeting, 10 March 2014, https://twiki.cern.ch/twiki/pub/ALICE/Mini-FoCal/documen.site_t9-beam-lau-gatignon.pdf
- [35] S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collaboration), "GEANT4: A Simulation toolkit," Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [36] J. Allison *et al.*, "Geant4 developments and applications," IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
- [37] 広島大学、高須早織、修士論文

付録 A

陽電子選定によるエネルギー分解能に対する影響

3-layer を使用した陽電子選定とシャワーシェイプを用いた χ^2 陽電子選定それぞれでのエネルギー分解能について調べた。3-layer 陽電子選定のみを使用した時のエネルギー再構成の結果を図 A.1 に示す。

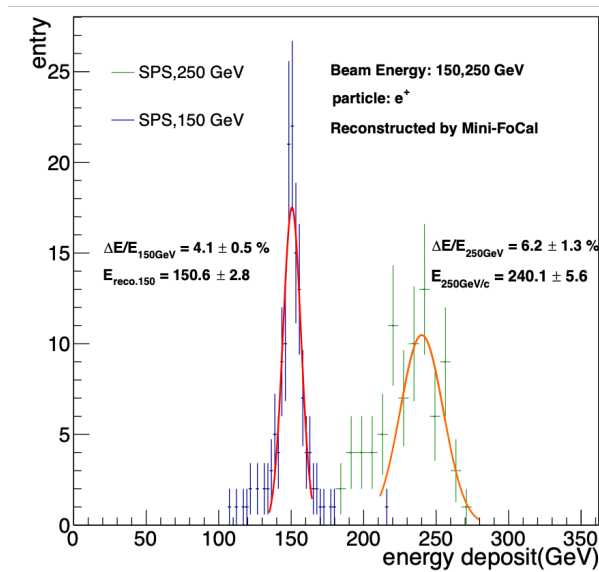


図 A.1 3layer を使用した陽電子選定の場合のエネルギー再構成結果

表 A.1 陽電子選定別のエネルギー分解能と再構成結果

陽電子選定	$E_{Reco.150}$	$\Delta E/E_{150}$	$E_{Reco.250}$	$\Delta E/E_{250}$
3layer 陽電子選定のみ	$150.6 \pm 2.8 GeV$	$4.1 \pm 0.5\%$	$240.1 \pm 5.6 GeV$	$6.2 \pm 1.3\%$
3layer と χ^2 陽電子選定	$153.1 \pm 2.9 GeV$	$3.8 \pm 0.7\%$	$258.5 \pm 3.0 GeV$	$4.4 \pm 1.4\%$
Simulation	$150 GeV$	$3.6 \pm 0.2\%$	$250 GeV$	$3.8 \pm 0.2\%$

また、3layer 陽電子選定のみを使用した場合と、 χ^2 の陽電子選定を組み合わせた場合のエネルギー再構成結果とエネルギー分解能の値を表 A.1 に示す。これらの比較より、3-layer 陽電子選定のみを使用した場合のエネルギー分解能は二つの陽電子選定を使用した場合よりも悪くなっていることがわかる。特に 250GeV のような統計数が低い

イベントについては 3-layer selection のみで陽電子選定を行うことは不十分であることを示している。 χ^2 -selection を入れることによって、1 : FoCal の後ろの Layer で起きたハドロンシャワーを除く、2 : たまたま 9、10、11 layer 目で大きなノイズを発生したイベントを除く効果が期待される。そのため本解析のように電磁シャワーの形の情報を用いてエネルギー再構成を行うことは、FoCal の構造上有効である。この結果より、今後 FoCal の解析で粒子識別を行う際は、電磁シャワーの形の情報を用いての解析が必要であることが示されただけでなく、FoCal が Layer ごとにエネルギーを読み出せるで粒子識別が可能であることを示した。

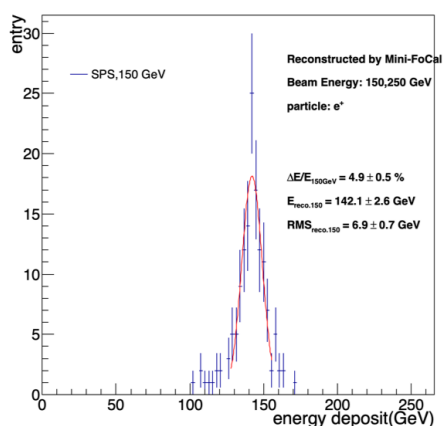


図 A.2 9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の陽電子ピーク (150 GeV)。x 軸はエネルギー再構成 (GeV)、y 軸はカウント数

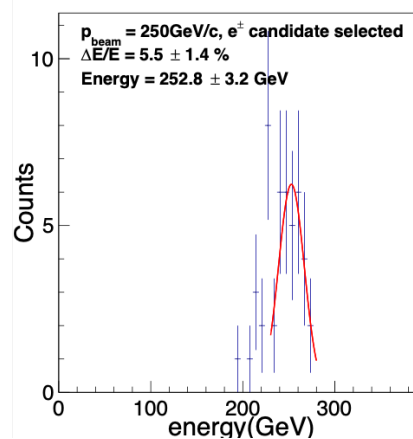


図 A.3 9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の陽電子ピーク (250 GeV)。x 軸はエネルギー再構成 (GeV)、y 軸はカウント数

付録 B

9,10-layer を下げたことによるエネルギー分解能

章 5.2 の 図 5.5 から分かる通り、150 GeV、250 GeV で共通して 9、10-layer 目の測定値がシミュレーションの値と誤差の範囲を超えて一致していない。この Shower Profile の分布を各 Layer で確認したエネルギー分布を図 B.1 に示す。

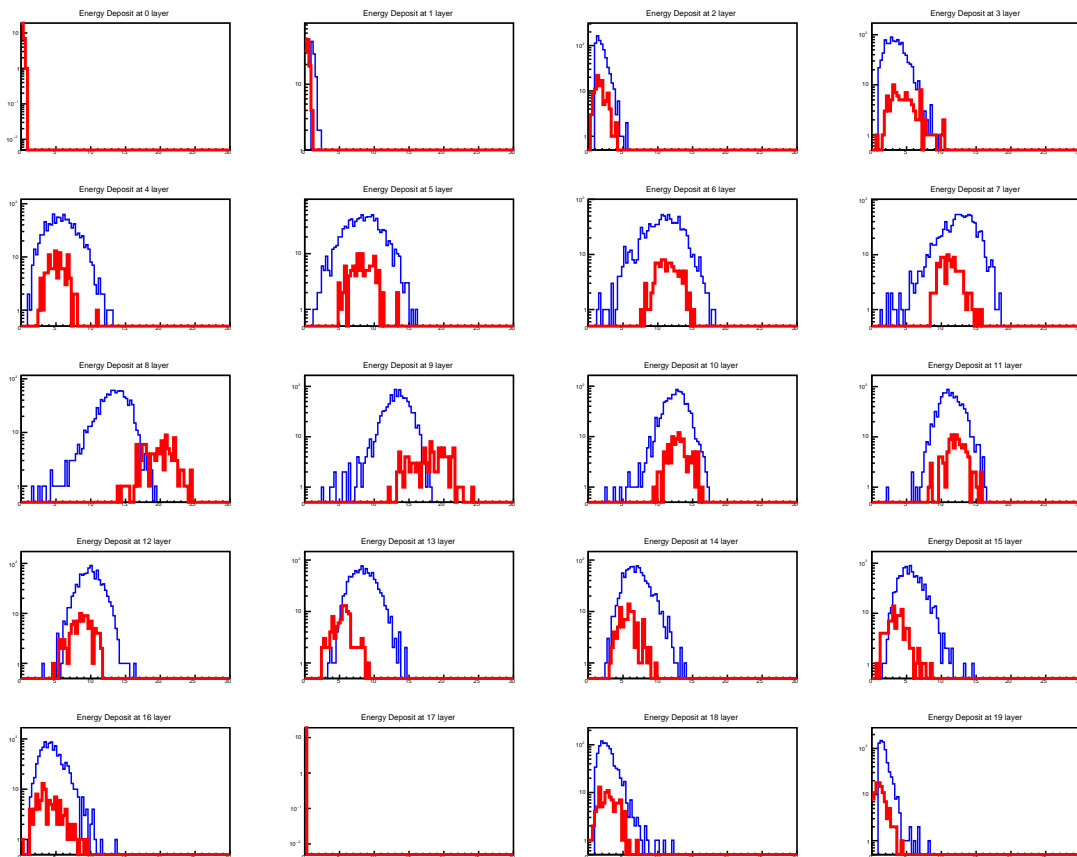


図 B.1 150GeV の陽電子を入射した際の Layer ごとのエネルギー分布。横軸がエネルギー (GeV) を示す。青が Simulation、赤が実験値を示す。

この図からわかるように 9、10-layer 目、13-16-layer 目がの分布が Simulation と一致していないことがわかる。

また、9、10-layer 目は分布が高いだけでなく、分布の幅も広いことがわかる。本考察では、実験で使用した9、10-layer 目から得られた測定値に Simulation に合わせるような係数をかけることで、9、10-Layer 目の Gain の違いについて検証を行なった。

まず、9-Layer 目と 10-Layer 目のエネルギー損失に、0.75 係数をかけて、Simulation から予想されるレイヤーごとの測定エネルギーの値に近づけた。図 B.2 と、図 B.3 は、それぞれ 9、10-layer 目の実験の測定値に係数をかけた後の 150 GeV と 250 GeV のシャワープロファイルを示している。図 B.4 と図 B.5 にエネルギー再構成を行なった結果を示す。

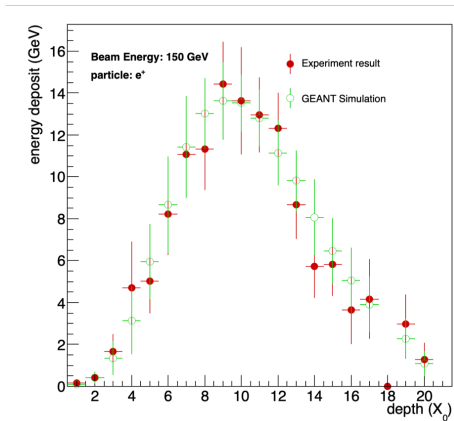


図 B.2 9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の Shower Profile と Simulation の比較 (150GeV)

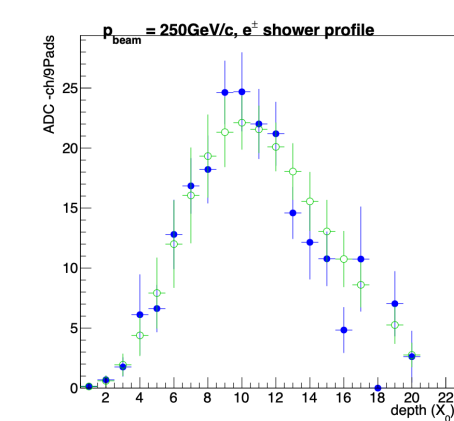


図 B.3 9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の Shower Profile と Simulation の比較 (250GeV)

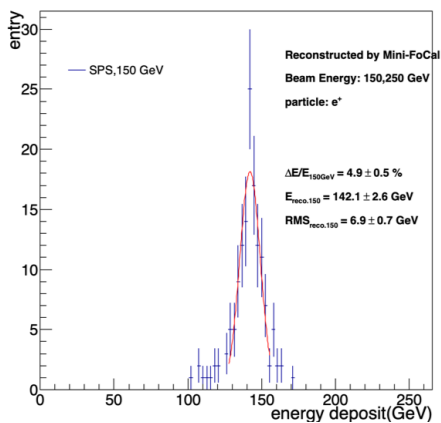


図 B.4 9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の陽電子ピーク (150 GeV)。x 軸はエネルギー再構成 (GeV)、y 軸はカウント数

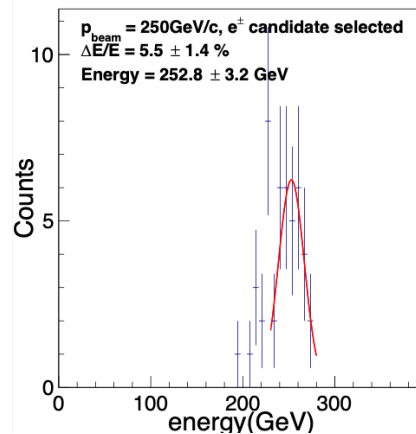


図 B.5 9、10layer 目に 0.75 倍の Factor をかけた時の陽電子ピーク (250 GeV)。x 軸はエネルギー再構成 (GeV)、y 軸はカウント数

また、係数をかけた後の各 Layer のエネルギー分布を図 B.6 に示す。

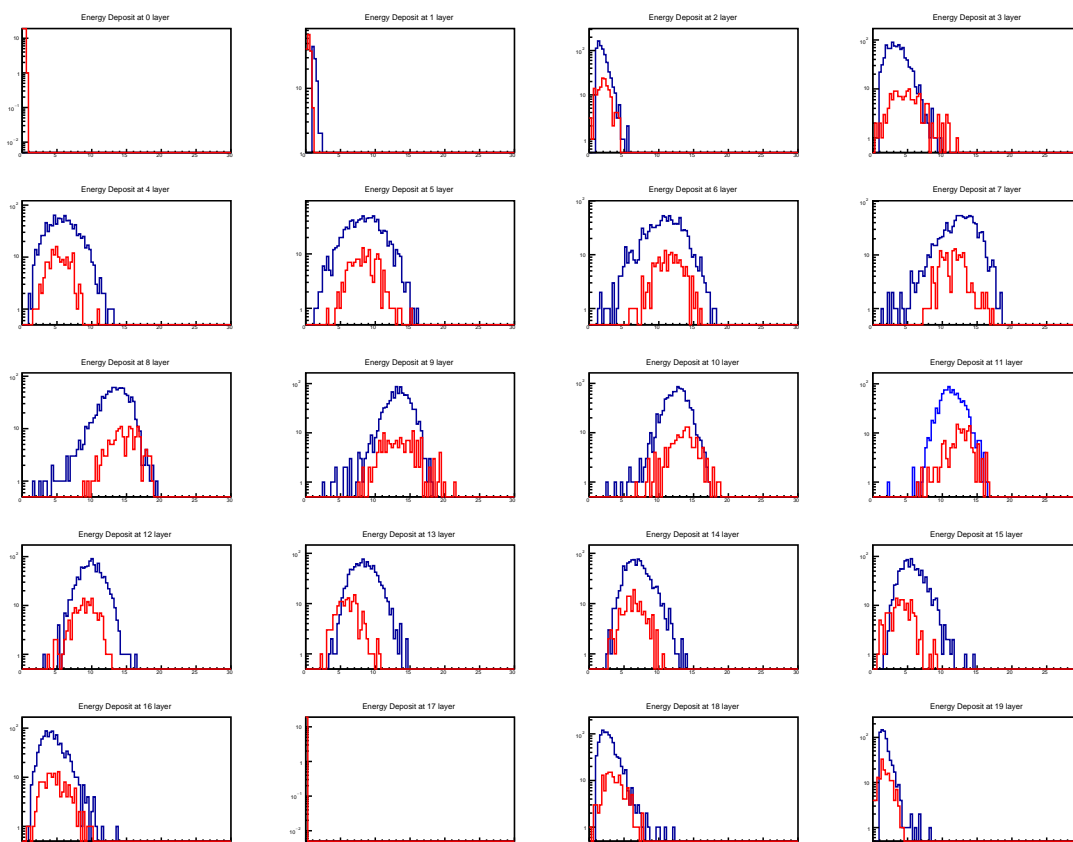


図 B.6 150GeV の陽電子を入射した際の Layer ごとのエネルギー分布。横軸がエネルギー（GeV）を示す。青が Simulation、赤が実験値を示す。実験値に係数をかけて Simulation と一致させた。

ここで、使用した Noise Cut の閾値は章 4.4 で示した通りで、3-layer-selection と χ^2 -selection 二つの陽電子選定方法を用いている。それぞれ用いた閾値を表 B.1 に、各エネルギーごとのエネルギー再構成の値とエネルギー分解能の値を表 B.2 に示す。この結果から、9、10-layer 目に 0.75 倍の係数をかけた時は、150 GeV のエネルギー再構成の値が 150 GeV よりも 8 GeV 程度低くなり、エネルギー分解能は悪くなった。250 GeV については、エネルギー再構成の値が低くなったことで誤差の範囲で再構成ができるようになったが、こちらも結果に示したエネルギー分解能から悪くなっていることがわかる。どちらの再構成の結果でも、Noise Cut による影響があることも考えられるため、この Gain を下げることが正しいのかどうかはさらなる検証が必要である。

エネルギー分解能が悪化することについては、今後のシミュレーションにおいてシミュレーション結果が実験結果でえられたエネルギー測定値と同じになるように 9、10-layer 目に係数をかけることによって生じる分解能の変化の様子を確認することが重要である。また、この Gain の値が Layer によって異なっていることを実際に確認するためにも Mini-FoCal を用いたレーザ実験が必要不可欠である。

表 B.1 9、10-layer 目を補正後の陽電子選定で使用した閾値

ビームエネルギー	3-layer selection 閾値	χ^2 selection 閾値
150 GeV	355MeV	4
250GeV	684MeV	4

表 B.2 9,10layer 目を補正前後のエネルギー分解能と再構成結果

補正	$E_{Reco.150}$	$\Delta E/E_{150}$	$E_{Reco.250}$	$\Delta E/E_{250}$
前	$153.3 \pm 2.9 GeV$	$3.8 \pm 0.7\%$	$256.1 \pm 2.3 GeV$	$4.4 \pm 1.4\%$
後	$142.1 \pm 2.6 GeV$	$4.9 \pm 0.5\%$	$252.8 \pm 3.2 GeV$	$5.5 \pm 1.4\%$
Simulation	$150 GeV$	$3.6 \pm 0.2\%$	$250 GeV$	$3.8 \pm 0.2\%$