

高エネルギー原子核衝突前方物理を拓く
Si-W サンプルングカロリメーターに関する考察

広島大学理学部 物理科学科
クォーク物理学研究室

B132783 高須 早織

平成 29 年 2 月 28 日

指導教官 杉立 徹

主査 杉立 徹

副査 水野 恒史

概要

核子中におけるグルーオンの飽和状態はカラーグラス凝縮と呼ばれ、この構造は高エネルギー陽子+陽子衝突に対する原子核衝突の粒子生成比 R_{pA}, R_{AA} の衝突前方領域における測定を通してその検証の可能性が示唆されている。光子は強い相互作用をしない為、透過的プローブとして衝突時に生成された直接光子は衝突時の状態を知るうえで重要なプローブである。しかしこれらの光子は衝突後に多数生成される主に $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ に由来するハドロン崩壊由来の光子との識別が不可能である為、統計的に差し引く方法で測定する。また崩壊光子間の開き角は衝突前方領域でローレンツブーストにより小さくなることから、これらを識別するために検出器には小さなモリエール半径と細かな粒度が要求される。本研究ではそのひとつの手法としてシリコン (Si) とタングステン (W) を用いたサンプリングカロリメーターを想定し、この物理的構造が粒子検出における測定結果にもたらす影響についてシミュレーションを通じた考察を行った。粒子の入射エネルギーが等しいとき測定されるエネルギー量はカロリメーターのパッドサイズが大きい程多くなる傾向が見られたが、 $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ 以上の拡大に対して大きな影響は見られなかった。また、 100 GeV の光子を入射したとき入射方向に対するシリコンとタングステンの奥行きを検出器層数が 14 枚 ($16 X_0$)、21 枚 ($24 X_0$) のとき検出器全体で閉じ込められるエネルギーはそれぞれ 82 %、97 % でありそのエネルギー分解能は 4.2 %、2.5 % と検出器層数の増加と共に良くなる傾向がみられた。また粒子の入射位置を特定するために細分化したシリコン検出器の構造を用いて測定を行い、1 光子が入射した場合にその入射位置と入射の方向を特定できることを確認した。

目次

1	物理的背景	1
1.1	物質の構成要素	1
1.2	基本粒子とその性質	1
1.3	放射線と物質の相互作用	2
1.3.1	荷電粒子	2
1.3.2	光子	3
1.3.3	電磁シャワー	5
1.3.4	ハドロンシャワー	5
1.3.5	放射長	6
1.3.6	モリエール半径	6
1.3.7	海クォーク・価クォーク	6
1.3.8	ガウス関数	6
1.3.9	クリスタルボール関数	6
1.4	光子の種類	7
1.5	Bjorken-x	7
1.6	構造関数	7
1.7	EMC 効果	8
1.8	QGP と原子核補正因子	8
1.9	パートン分布関数	8
1.10	カラーグラス凝縮	9
1.11	飽和運動量	10
1.12	幾何学的スケーリング	10
1.13	高エネルギー重イオン衝突	11
2	CERN・LHC	11
3	ALICE 実験	12
3.1	V0,T0	12
3.2	ITS	12
3.3	TPC	13
3.4	TOF	13
3.5	TRD	13
3.6	PHOS	13
3.7	EMCal	13
4	ALICE アップグレード計画	14
4.1	FoCal	14
4.2	FoCal-E の構造	14
4.3	FoCal が測定する粒子	15

5	論文構成	15
6	Geant4の動作確認	15
6.1	光子を入射	16
6.2	μ 粒子を入射	17
7	カロリメーターの構造と基礎評価	18
7.1	タングステン中で粒子が落とすエネルギー	18
7.2	タングステンの有無による結果の比較	18
7.3	パッドサイズ、層数と結果の比較	19
7.3.1	パッドのサイズと測定エネルギー量	19
7.3.2	パッドサイズとエネルギー分解能	20
7.4	14層と21層の比較	20
7.4.1	エネルギー分解能	21
7.4.2	全吸収型カロリメーター	23
7.4.3	異なる粒子の入射と検出器層ごとの振る舞い	25
8	シリコンパッドのセグメント化	34
8.1	セルの中心に粒子を入射	34
8.2	セルの境界に粒子を入射	39
8.3	斜め方向に粒子を入射	42
9	結論	45
10	Outlook	46
11	謝辞	48

目 次

1.1	荷電粒子と物質の相互作用 [2]	3
1.2	光子と物質の相互作用 [3]	5
1.3	電磁シャワー模式図	5
1.4	パートン分布関数 [2]	9
1.5	大きい x (左) と小さい x (右) の核子描像	10
1.6	核子描像と散乱エネルギー・横分解能の概念図 [10]	10
1.7	高エネルギー重イオン衝突の時空発展模式図 [8]	11
3.1	ALICE に導入されている検出器 [6]	12
4.1	FoCal-E モデル図	14
6.1	1 cm × 1 cm のシリコン、タングステン各 7 層のセットアップ概要図	16
6.2	1 cm × 1 cm のシリコン、タングステン各 7 層に 0.5 GeV の光子を入射	16
6.3	シリコン検出器を用いた総エネルギー量分布	17
6.4	1,10,100 GeV の粒子を入射したときシリコン検出器 1,3,5,7 層で測定されたエネルギー量	17
7.1	タングステン検出器を用いた総エネルギー量分布	18
7.2	1 cm × 1 cm の Si 7 層に 0.5 GeV の光子を入射	19
7.3	0.5,10,100 GeV の光子を入射したときの総エネルギー量の平均値とパッドサイズ	19
7.4	0.5,10,100 GeV の光子を入射したときのエネルギーの分解能と検出器パッドサイズ	20
7.5	1,10,100 GeV の光子をシリコン 14 層で測定したときの総エネルギー量分布	21
7.6	1,10,100 GeV の光子をシリコン 21 層で測定したときの総エネルギー量分布	21
7.7	16 X_0 と 24 X_0 の総エネルギー分布のフィッティング結果 (mean)	22
7.8	16 X_0 と 24 X_0 総エネルギー分布のフィッティング結果 (σ)	22
7.9	16 X_0 と 24 X_0 のエネルギー分解能	23
7.10	1,10,100 GeV の光子をシリコン+タングステン 14 層で測定したときの総エネルギー量分布	23
7.11	1,10,100 GeV の光子をシリコン+タングステン 21 層で測定したときの総エネルギー量分布	24
7.12	シリコン+タングステン 16 X_0 、24 X_0 のエネルギー分解能	24
7.13	シリコン+タングステン 16 X_0 、24 X_0 のエネルギー効率	25
7.14	e^- を入射し各シリコン検出器層で測定したエネルギー分布	26
7.15	γ を入射し各シリコン検出器層で測定したエネルギー分布	27
7.16	π^+ を入射し各シリコン検出器層で測定したエネルギー分布	28
7.17	e^- を入射したとき各シリコン検出器層における hit map	29
7.18	γ を入射したとき各シリコン検出器層における hit map	30
7.19	π^+ を入射したとき各シリコン検出器層における hit map	31
7.20	シリコン検出器、シリコン+タングステン検出器で測定した粒子のヒット数分布	32
7.21	シリコン検出器、シリコン+タングステン検出器で測定した総エネルギー量の mean 値分布	33

8.1	セグメント化したシリコンパッド模式図	34
8.2	セルの中心に入射	34
8.3	セルの境界に入射	34
8.4	$(x,y)=(-0.5,-0.5)$ に光子 10 GeV を入射したときのヒットマップ	36
8.5	検出器層 2,7,13 層目のヒットマップ X 軸投影	37
8.6	検出器層 2,7,13 層目のヒットマップ Y 軸投影	37
8.7	エネルギー重心 X 軸成分の Z 軸分布 (0~7,14,21 層までの範囲でフィッティング) $((x,y)=(-0.5,-0.5))$	38
8.8	エネルギー重心 Y 軸成分の Z 軸分布 (0~7,14,21 層までの範囲でフィッティング) $((x,y)=(-0.5,-0.5))$	38
8.9	$(x,y)=(0.0,0.0)$ に光子 10 GeV を入射したときのヒットマップ	40
8.10	エネルギー重心 X,Y 軸成分の Z 軸分布 (0~14 層まで範囲でフィッティング) $((x,y)=(0.0,0.0))$	41
8.11	粒子の入射方向とカロリメーター全体の模式図	42
8.12	$(x,y)=(0.0,0.0)$ に光子 10 GeV を $(0.5,0,1)$ 方向に入射したときのヒットマップ	43
8.13	エネルギー重心 X,Y 軸成分の Z 軸分布 (0~14 層までの範囲でフィッティング) $((x,y)=(0.0,0.0)$ に $(0.5,0,1)$ 方向で入射)	44
10.1	互いに離れた 2 光子を入射したときのヒットマップ	46
10.2	隣接した 2 光子を入射したときのヒットマップ	46

表 目 次

1.1	クォークとレプトン (スピン=1/2)[1]	1
1.2	ゲージボソン (スピン=1)[1]	2
8.1	エネルギー重心-検出器層のフィッティング結果 $((x,y)=(-0.5,-0.5))$	38
8.2	エネルギー重心-検出器層数のフィッティング結果 $((x,y)=(0.0,0.0))$	41
8.3	エネルギー重心-検出器層数のフィッティング結果 $((x,y)=(0.0,0.0)$ に $(0.5,0,1)$ 方向 で入射)	44

1 物理的背景

1.1 物質の構成要素

物質を構成する基本粒子の研究を遡ると紀元前 400 年に提唱されていた原子論にたどり着く。現代広く認知されている原子、分子といった考えは 1803 年にドルトンによって提案されたものである。その後 1897 年にトムソンが電子を、1911 年にラザフォードが原子核の存在を発見した。1930 年代に入り原子核の構成要素として陽子、中性子が発見されたことで電子、陽子、中性子が最小の構成要素であると考えられた。しかし 1950 年代、陽子や中性子の仲間とされる粒子バリオンが多数発見され、核力を説明するために湯川秀樹氏が予言した π 中間子にもメソンと呼ばれる仲間が発見された。また、電子もレプトンと呼ばれる仲間のひとつであることが明らかになり、物質の最小の構成要素である素粒子の種類が 100 を超えるものとなった。そんな中バリオンやメソンはクォークと呼ばれる基本粒子によって構成されているという説（クォーク模型）が 1960 年代にゲルマンによって提唱された。これはバリオンは 3 個のクォークによって成り立ち、メソンはクォークと反クォーク対で構成されているという考えである。この説は様々な実験事実 に即しており、今日では物質の構成要素はクォークとレプトンであると考えられている。

1.2 基本粒子とその性質

現在基本粒子はクォークとレプトンであるとされているが、それらもそれぞれの性質によって分類することができる。クォークはフレーバーを持っているとされそれによって (u,d,c,s,t,b,) の 6 種類に分類される。またレプトンも電子、電子ニュートリノ、ミューオン、ミューオンニュートリノ、タウ、タウニュートリノの 6 種類に分けられる。クォーク、レプトンはそれぞれ第 1 ~ 3 世代に分類できる。それぞれの粒子の同じ世代間では基本的な相互作用の性質は同じである。またそれぞれの粒子には反粒子が存在しすべてスピンの $1/2$ のフェルミ粒子である。

また、自然界には強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用の 4 つの基本相互作用が存在し、その相互作用に対応するゲージボソンがクォーク、レプトンの間で交換されることで力がはたらくと考えられている。クォーク、レプトン、ゲージボソンについての詳細は表 1、表 2 に示す。

表 1.1: クォークとレプトン (スピン=1/2)[1]

	クォーク		レプトン	
第 1 世代	アップ (u)	ダウン (d)	電子 (e)	電子ニュートリノ (ν_e)
第 2 世代	チャーム (c)	ストレンジ (s)	ミューオン (μ)	ミューオンニュートリノ (ν_μ)
第 3 世代	トップ (t)	ボトム (b)	タウ (τ)	タウニュートリノ (ν_τ)
電荷	+2/3	-1/3	-1	0
バリオン数	1/3	1/3	0	0
レプトン数	0	0	1	1
色荷	赤、緑、青		無色	
相互作用	弱い相互作用 電磁相互作用 強い相互作用		弱い相互作用 電磁相互作用	弱い相互作用

表 1.2: ゲージボソン (スピン=1)[1]

	光子 (γ)	弱ボソン			グルーオン
		W^+	Z^0	W^-	
電荷	0	+1	0	-1	0
バリオン数	0	0			0
レプトン数	0	0			0
媒介する力	電磁相互作用	弱い相互作用			強い相互作用

1.3 放射線と物質の相互作用

1.3.1 荷電粒子

荷電粒子と物質の相互作用は主に以下の4種類が挙げられる。

1. 物質を構成する原子あるいは分子中の電子との非弾性衝突 (電磁相互作用)
2. 原子核との弾性衝突
3. 弾性散乱以外の原子核との反応
4. 制動放射 (電磁相互作用)

1の過程は荷電粒子と電子の散乱であり、荷電粒子がこの過程で物質中に落としたエネルギー量は次に示す Bethe-Bloch の式から求めることができる。

$$-\frac{dE}{dx} = nZz^2 \frac{4\pi\alpha^2 (\hbar c)^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right) \quad (1.1)$$

ここで I は物質原子の平均励起エネルギーであり $Z > 1$ で近似的に $I = 16Z^{0.9} [\text{eV}]$ と表せる。また m_e は電子の半径であり、 α は微細構造定数と呼ばれディラック定数 \hbar 、電気定数 ϵ_0 を用いて $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \cong \frac{1}{137}$ と表せる。図 1.1a に荷電粒子のエネルギー損失の平均値を図式的に示す。1.1式より、エネルギー損失は粒子の電荷と速さに依存するが質量には依存しない。図 1.1a に表されているように荷電粒子のエネルギー損失は速さが小さいとき $1/v^2$ のように減少し、やがて $\beta\gamma \approx 4$ 付近で最小値をとる。このような粒子は最小電離粒子、MIP (minimum ionizing particle) と呼ばれる。陽子、荷電 π 中間子、 μ 粒子など電荷が1の粒子の MIP のエネルギー損失は 1.2 式で表せる。

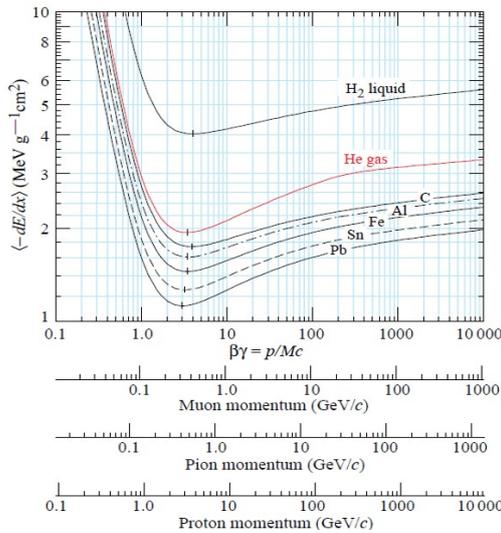
$$-\frac{dE}{d(\rho x)_{min}} \approx 2 \text{MeV/g cm}^{-2} \quad (1.2)$$

荷電粒子が物質中を通過すると媒質との衝突によってエネルギーを失い、これにより原子は励起、もしくは電離されて電子とイオンに分かれる。この作用によって失われるエネルギー量は Bethe-Bloch の式から求められる。しかし薄い物質層を透過する際に電子-イオン対の生成量は統計的なばらつきをもちその分布はエネルギー損失の大きい方に尾を引く形をとる。図 1.1b に厚さ 1.7mm のシリコンに 10 GeV のエネルギーで μ 粒子を入射した際のエネルギー損失を表す。これはランダウによって指摘され、このような分布をランダウ分布と言う。物質の厚さが厚くなり散乱回数が充分大きくなるとこの分布は左右対称なガウス分布へと近づいてゆく。またランダウ分布のピーク値は

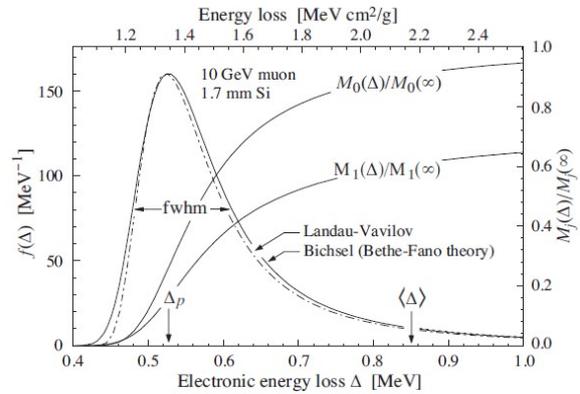
most probable energy loss と呼ばれ 1.1 式で求められるエネルギー損失の平均値より小さな値をとる。この値を Δp とおくとその大きさは 1.3 式で表せる。

$$\Delta p = \xi \left[\ln \frac{2mc^2\beta^2\gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (1.3)$$

ここで $j=0.200$ であり、電子の古典的半径、質量をそれぞれ r_e 、 m_e とおきアボガドロ数 N_A を用いて $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ と定義した K を用いると厚さ $x [g cm^{-2}]$ の検出器中で $\xi = (K/A) < Z/A > z^2(x/\beta^2) [MeV]$ である。 δ は密度効果の補正項であり高エネルギーで $\delta/2 \rightarrow \ln(\hbar\omega_p/I) + \ln \beta\gamma - 1/2$ と表せる



(a) 各物質中でのエネルギー損失



(b) エネルギー損失のランダウ分布

図 1.1: 荷電粒子と物質の相互作用 [2]

また、電子や陽電子も他の荷電粒子と同様に物質の原子中の電子との散乱によるエネルギー損失をするが、質量が小さいため制動放射によるエネルギー損失が重要になる。制動放射は入射電子の進行方向が物質中の原子核の電場によって曲げられることで放出される電磁波の放射のことである。低エネルギー領域ではこの寄与は小さいが、数十 MeV を超えた高エネルギー領域では先に述べた物質中の原子のイオン化によるエネルギー損失よりも重要となる。制動放射の断面積は $\sigma_{rad} \propto Z^2 \alpha^3 / m_e^2 c^4$ であることから電子、陽電子より質量の大きな粒子ではほとんど無視できる。

1.3.2 光子

荷電粒子は物質中で多重散乱を繰り返しながらそのエネルギーを失い方向を変えてゆくのに対し、光子ビームは通過する物質の厚さ l の関数として指数関数的にその数（強度）が減少する。

$$I(l) = I_0 e^{-\mu l} \quad (1.4)$$

ここで I_0 、 I はそれぞれ入射光子のビーム強度、厚さ l を通過した後のビーム強度を表す。また、 μ は物質に入射する光の吸収のされやすさを表す吸収係数であり、光子のエネルギーと物質の種類に依存する。

光子と物質の相互作用は主に次の3つの種類に分けられる。

- 光電効果
- コンプトン散乱
- 対生成

光電効果は金属表面にエネルギー $h\nu$ の光が当たるとそのエネルギーが金属内の原子に吸収され、原子中でその束縛エネルギー B.E. だけ小さくなったエネルギー $E = h\nu - \text{B.E.}$ をもつ電子が放出される現象である。100keV を超えるエネルギーの光子については K 殻の電子との反応断面積が大きくなり、以下のように表せる。[4]

$$\sigma_{PE} = Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^n \quad (1.5)$$

ここで $E_\gamma < m_e c^2$ のとき $n = 7/2$ 、 $E_\gamma \gg m_e c^2$ の場合に $n = 1$ である。上式から分かるように K 殻電子との光電効果の反応断面積は大きな Z 依存性を持つので光電吸収を行わせるには Z の大きな物質が有用である。また運動量保存則のため自由電子と光子は光電効果は起こらないが、原子中の電子ではその原子核が反跳運動量を担うことで光電効果が起こりえる。

コンプトン散乱は光子と自由な電子との散乱である。原子中の電子の束縛エネルギーが無視できるほど入射光子のエネルギーが大きいとき光子と電子の散乱は光子と自由粒子の散乱と考えることができ、この現象は光子の粒子性を表す。またコンプトン散乱の断面積は反応物質の Z に比例する。

対生成は高エネルギーの光子が物質中に入射することで光子が消滅し電子・陽電子対が生成される現象である。真空中ではエネルギーと運動量の保存則によりこの反応は禁止されるが、物質中では原子核のクーロン場により対生成が起こりえる。対生成が生じるとき系のエネルギー、運動量保存則を満たすために光子が入射した原子核にもエネルギーが与えられる。光子の運動量が生成された電子対と原子核に分配されるが、原子核の質量は電子と比べて非常に大きいことから原子核が得るエネルギーはごく僅かである。よって対生成が可能な光子のエネルギーは電子と陽電子の質量の和 $2m_e c^2$ (≈ 1.02 MeV) 以上である。また、対生成の断面積は $E_\gamma \gg m_e c^2$ の場合次式で表せる。[5]

$$\sigma_{pp} = 4Z^2 \alpha \gamma_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{2}{9} \right] \quad (1.6)$$

上式より対生成の断面積は Z^2 に比例する。

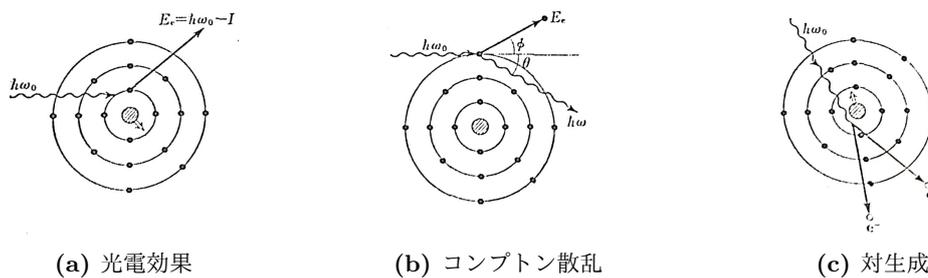


図 1.2: 光子と物質の相互作用 [3]

1.3.3 電磁シャワー

制動放射によって放出された高エネルギーの光子は高エネルギーの電子・陽電子対を生成し、生成された電子・陽電子が制動放射に十分なエネルギーを持っている場合次の制動放射を引き起こし新たに光子を放出する。この過程は電子・陽電子のエネルギーがイオン化によるエネルギー寄与の方が大きくなる低エネルギー領域になるまで繰り返され、電子・陽電子・光子が累算的に多数生成される。この現象は原子核乾板上でその飛跡がシャワー状を呈することから電磁シャワーと呼ばれる。

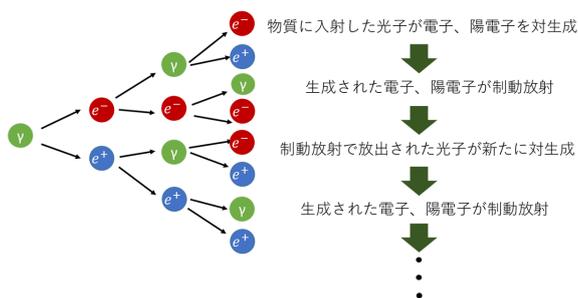


図 1.3: 電磁シャワー模式図

1.3.4 ハドロンシャワー

高エネルギーの陽子や中性子などのハドロンが物質中に入ると物質中の核子との衝突で多数の中間子やバリオンなどの二次粒子が生成される。また生成された二次粒子のうち荷電中間子やバリオンはさらに物質中の核子と衝突し三次粒子を生成する。このように粒子生成が連続的に起こる様子をハドロンシャワーという。

1.3.5 放射長

電子が物質の中を進むとき、制動放射により次第にエネルギーを失ってゆく。失われたエネルギーは物質の厚さに対して指数関数の形をとり、入射前の電子のエネルギーが $1/e$ となるまでに電子が物質中を進んだ距離を放射長という。

1.3.6 モリエール半径

電磁シャワーの横方向の広がりにはモリエール半径を用いて記述できる。モリエール半径 R_M は放射長 X_0 を用いて

$$R_M \approx 21 \text{MeV} \cdot \frac{X_0}{E_c} \quad (1.7)$$

と表せる。またシャワーの全エネルギーの約 90 % がこの半径内に収まる。

1.3.7 海クォーク・価クォーク

クォーク模型において陽子を形成している uud の 3 つのクォークは価クォークと呼ばれる。また陽子の中には価クォークの他にも強い相互作用の場の中でグルーオンから仮想粒子として生成され消滅するクォーク、反クォーク対が存在する。このクォーク、反クォーク対は海クォークと呼ばれ価クォークと区別される。海クォークはクォーク、反クォーク対で生成されるので海クォークの量子数は平均すると実質 0 になる。よって陽子の量子数は価クォークの量子数によって決まる。

1.3.8 ガウス関数

連続型確率変数 X に対して X が $a \geq X \geq b$ となる確率が $P(a \geq X \geq b) = \int_a^b f(x) dx$ で表せるとき、 $f(x)$ を確率密度関数という。そして $f(x)$ が 1.8 式を満たすような分布をガウス分布という。ここで μ は平均、 σ^2 は分散を表す。

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.8)$$

1.3.9 クリスタルボール関数

クリスタルボール関数は一般的に高エネルギー物理学の非可逆プロセスで用いられる。ガウス関数のピークと低い値での範囲でべき乗に尾を引く関数を加えた複合関数である。

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n} & \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (1.9)$$

$$\left(\begin{array}{l} A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \\ B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|, \quad c = \frac{n}{|\alpha|} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \\ N = \frac{1}{\sigma(C+D)}, \quad D = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \text{erf}\left(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}\right)\right) \end{array} \right)$$

1.4 光子の種類

高エネルギー原子核衝突で生成される光子はその生成過程によって次のように分類される。

即発光子

即発光子 (prompt photon) は衝突初期にパートン散乱によって生成される光子である。即発光子が生成される過程はクォークとグルーオンのコンプトン散乱 ($q + g \rightarrow \gamma + q$) 過程とクォーク、反クォーク対の対消滅過程 ($q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$) がある。

熱光子

熱光子 (thermal photon) は衝突初期の高温物質から熱的に放射される光子である。熱光子の発生量とエネルギー分布は衝突初期の温度やその後の時間発展を反映していることから熱光子の測定から衝突時の系の温度を測定することが出来る。

崩壊光子

崩壊光子 (decay photon) は衝突後生成されたハドロンが崩壊して生じた光子である。崩壊過程は主に π^0 からの $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ や η からの $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ に由来するが π^0 由来の崩壊光子が多く占める。

また、即発光子と熱光子を合わせて直接光子 (direct photon) という。

1.5 Bjorken-x

陽子中のあるパートンがその親陽子の運動量やエネルギーに対して x の割合で運動量、エネルギーを持っているとき、この x を Bjorken- x という。このとき x はそれぞれ異なる値をとりうる。パートン i が陽子の運動量 p をある割合 x で担う確率を表すパートンの運動量分布 $f_i(x) = dP_i/dx$ を導入すると x の総和は 1 になることから次式が成り立つ。

$$\sum_{i'} \int dx x f_{i'}(x) = 1 \quad (1.10)$$

散乱前と散乱後の粒子の運動量をそれぞれ p 、 p' とおきそれらの差を運動量移行として定義する。つまり運動量移行を q とおくと $q = p - p'$ が成り立つ。いま便宜的に正の値 $Q^2 \equiv |q^2|$ という物理量を導入する。このとき Bjorken- x は Q^2 を用いて次のように表すことができる。

$$x = \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (1.11)$$

1.6 構造関数

核子の内部構造を記述するために構造関数が用いられる。核子を構成しているクォークの種類を f とし、それぞれのクォークの電荷を $z_f \cdot e$ としたときそれぞれのクォークによる電氣的散乱の断面積はその電荷の 2 乗に比例することから z_f^2 に比例する。クォーク、反クォークの運動量の分布関数をそれぞれ $q_f(x)$ 、 $\bar{q}_f(x)$ と書くと構造関数 $F_2(x)$ は次式で定義される。

$$F_2(x) = x \sum_f z_f^2 (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \quad (1.12)$$

1.7 EMC 効果

原子核の構造関数は核子の構造関数の核子数倍である、つまり原子核中の核子 1 個あたりの構造関数は自由な核子 1 個の構造関数と一致すると予想される。しかし ^{56}Fe のような中重核において 10~20 % 程度予想と異なることが実験的に明らかになった。[7] この現象は発見したグループの名前 (European Muon Collaboration) から EMC 効果と呼ばれる。

1.8 QGP と原子核補正因子

原子が電子と原子核に分離した状態のことをプラズマというのに対し、核子と π 中間子がクォークとグルーオンに分離した状態はクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) という。QGP 相は高エネルギー原子核衝突で生成可能であり、その生成の確認は QGP 相を生成しない高エネルギー陽子+陽子衝突での物理量と比較することで行う。高エネルギー原子核衝突ではローレンツ収縮により原子核はそれぞれ平たい円形のパンケーキ状の構造をとり衝突する。このとき二つの原子核間には QCD 媒質が生じ、衝突により生成されるパートンは QCD 媒質との強い相互作用によりエネルギーを失いやがて破砕反応によりハドロンを生成する。このハドロンは終状態として観測され、その生成率はパートンのエネルギー損失により陽子+陽子衝突の場合と比べ抑制される。一方で強い相互作用をしない光子は媒質と相互作用をほとんどせずその生成率は原子核衝突と陽子+陽子衝突であまり変わらない。このような生成率の比を原子核補正因子と呼ばれる物理量で表される。原子核衝突で生じるある粒子の生成量を N_{AA} 、陽子+陽子衝突によるその粒子の生成量を N_{pp} 、平均核子衝突回数を $\langle N_{coll} \rangle$ 、横運動量を p_T とすると原子核補正因子 R_{AA} は次式で表される。

$$R_{AA} = \frac{\frac{dN_{AA}}{d^2p_T}}{\frac{dN_{pp}}{d^2p_T} \langle N_{coll} \rangle} \quad (1.13)$$

$R_{AA} = 1$ のときは原子核補正がかかっていないことを表す。実験からハドロンの R_{AA} は 1 を下回る結果が得られておりこれはハドロン生成の抑制を表す。この現象は高密度の QGP が生成されその中をパートンが伝播することが原因で生じるため QGP 生成の有力な証拠となる。

1.9 パートン分布関数

パートン分布関数 (parton distribution function: PDF) はハドロン内でパートンがどのように分布しているかを表す関数である。親陽子の運動量 p に対して x の割合の運動量をもつパートン i が存在する確率を表し、これは高エネルギー原子核反応の断面積を求めるのに不可欠である。PDF を x の関数としてみたとき、陽子構造の大きな運動量部分 ($x \simeq 1$) では価クォークが支配的である。それに対しグルーオンはクォークからの輻射で生成され、反クォークはそのグルーオンからクォーク、反クォーク対で生成されることから運動量やエネルギーが小さく small- x 領域でそれらの PDF が支配的になる。特に small- x 領域でグルーオンの PDF は他の粒子に比べ非常に大きいことから大部分をグルーオンが占める。

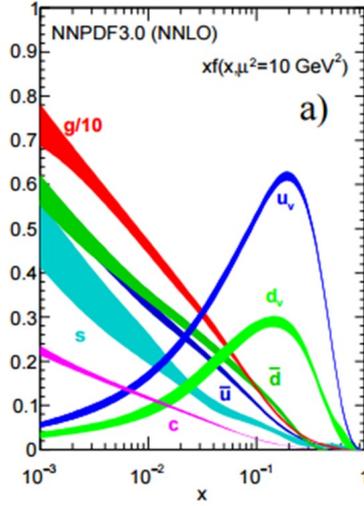


図 1.4: パarton分布関数 [2]

1.10 カラーグラス凝縮

前述したように small- x 領域でグルーオンの PDF は急激に増加する。これは $g \rightarrow g+g$ のグルーオンの多重生成による。しかしさらに小さな x 領域では $g+g \rightarrow g$ のグルーオンの再結合が行われ、高密度でグルーオンが飽和した状態をとる。核子中でのこのグルーオンの飽和状態をカラーグラス凝縮 (color glass condensate: CGC) という。CGC の名はカラーを持つグルーオンから成ること、グルーオンを生成した価クォークの分布や運動が非結晶状態のガラスのようにランダムに凍結しているとみなせること、グルーオンが非常に高密度で凝縮状態に見えることに由来している。図 1.5 に x のスケールと核子の構造を模式的に示す。ここでそれぞれ外周の円は核子、その内側に描かれている複数の球体はパートンを表す。大きい x 領域では核子の構造は 3 つの価クォークで構成されているが、小さい x 領域では海クォーク、グルーオンが非常に多く存在する。

この現象は高エネルギーハドロン実験のなかに現れる。クォークはグルーオンを絶えず放射・吸収しているがその寿命はとても短く核子を構成しているのは 3 つのクォークであるという基本構造は大きく変わらない。しかし高エネルギー粒子衝突実験などの場合クォークが非常に高いエネルギーを持つで反応の寿命は延びグルーオンの雪崩的生成やグルーオン同士の相互作用が生じる。よって散乱で測定される核子の構造は 3 つのクォークではなく多数のグルーオン状態 (CGC) となる。またこの描像は後に示す図 1.7(1) の衝突前の陽子の初期状態であると考えられている。

この描像を示唆する実験結果が複数存在する。その 1 つにアメリカの BNL (Brookhaven National Laboratory) の RHIC 実験での重陽子・金衝突における粒子生成の抑制が挙げられる [10]。衝突前方領域では金原子核の非常に小さな x を見ることになりこの実験結果には CGC の効果が現れたと考えられる。

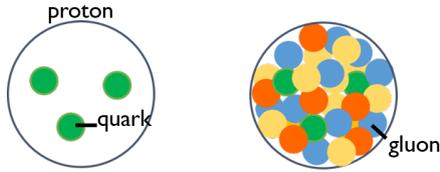


図 1.5: 大きい x (左) と小さい x (右) の核子描像

1.11 飽和運動量

飽和状態でのグルーオンの大きさは CGC を特徴付ける重要なスケールでありその逆数は飽和運動量 Q_s に相当する。ここで厳密にはグルーオンは大きさを持たないためここではプローブの分解能によって定義される大きさを表す。図 1.6 に陽子の非弾性散乱で核子の内部構造を表したものを示す。散乱エネルギーを上げるほど価クォーク 3 つで表されていた核子の構造 (A) の中にグルーオンが急増し (B) やがて飽和状態である CGC に到達 (C) する様子が描かれている。このように飽和運動量は希薄なパートンガスと CGC との境界を与える指標となるため図 1.6 の CGC 領域の存在を示唆する。

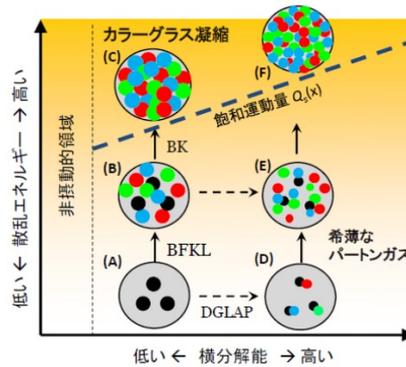


図 1.6: 核子描像と散乱エネルギー・横分解能の概念図 [10]

1.12 幾何学的スケーリング

ドイツの DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) 研究所の HERA での電子・陽子深非弾性散乱実験などで CGC の存在を示唆する実験事実が報告されている [9]。電子・陽子の深非弾性散乱の部分過程である仮想光子と陽子の散乱断面積 $\sigma(Q^2, x)$ は Q^2 と x の 2 変数の関数であるが HERA で得られた結果から 0.01 よりも小さい x の実験値のみを選んだときその断面積は Q^2 と x の独立な関数でなく $\xi \equiv Q^2/Q_s^2(x)$ のみに依存するスケーリング則が存在するというものである。この実験事実は幾何学的スケーリングと呼ばれ、実際に CGC の理論で求められた Q_s の x 依存性は実

験的に決められたものと一致する。これらの結果から幾何学的スケーリングは飽和運動量の存在を示す。そして飽和運動量の存在は小さな x での CGC 描像にその有効性を与える。

1.13 高エネルギー重イオン衝突

高エネルギー重イオン衝突においてその時空発展の様子はその状態によって以下の6つに分けられる。

1. 原子核衝突前
2. 原子核衝突直後
3. パートン散乱
4. 熱平衡、QGP
5. ハドロン相
6. 終状態

このとき原子核はそれぞれ非常に高速で走っているためローレンツ収縮により進行方向に長さが縮んだ薄い円盤状になり衝突する。図 1.7 はそれぞれその円盤を横から見た様子を表している。衝突から約 $1\text{fm}/c$ 後原子核中のパートン同士が散乱し、パートン散乱により系の温度が相転移温度を超えるとクォーク・グルーオンの局所的熱平衡状態に達し QGP が生成される。その後時間の経過とともに系の温度が下がりパートンからハドロンが生成され物質相（ハドロン相）へ相転移が起こる。生成された粒子は系の膨張と共に広がりやがて終状態を迎える。

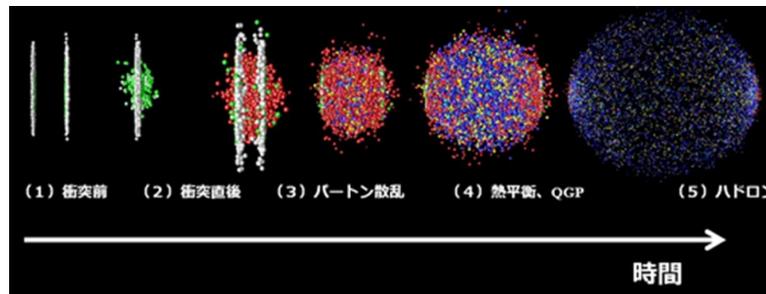


図 1.7: 高エネルギー重イオン衝突の時空発展模式図 [8]

2 CERN・LHC

CERN(欧州原子核研究機構)はスイスとフランスの国境に位置する素粒子物理学の研究施設である。地下には全周約27kmの世界最大のハドロン衝突型加速器があり、LHC(Large Hadron Collider)と呼ばれる。LHCは陽子+陽子衝突の相互作用を測定することを目的として2009年より運用を開始した。地下100mの位置にALICE実験、CMS実験、ATLAS実験、LHC b実験、LHC f実験、TOTEM実験の6つの実験施設が設置されている。

3 ALICE 実験

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) は CERN の LHC を用いた実験の中で高エネルギー重イオン衝突に特化した実験チームである。ALICE の主な目的は極初期宇宙に存在していたとされるクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) と呼ばれる物質相を高エネルギー重イオンを衝突させることで再現しその性質を解明することである。

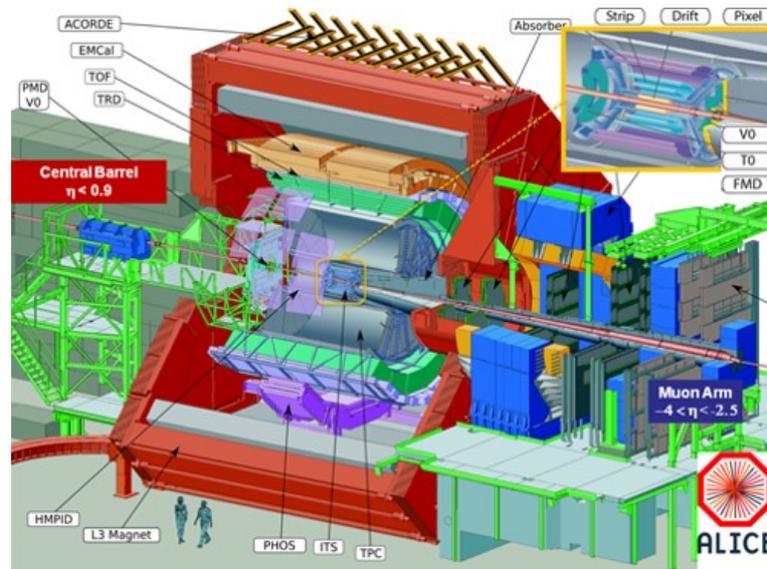


図 3.1: ALICE に導入されている検出器 [6]

3.1 V0, T0

衝突の初期状態を知るために原子核衝突の高密度から生成された粒子を測定する必要がある。V0 は衝突により生成される粒子数やその分布を測定し、T0 はそれに加えてイベントの時間を高精度で測定する。

3.2 ITS

ALICE の飛跡検出器は巨大な磁石で作られる磁場中に設置され、電荷を運ぶ各々の粒子の位置を多数測定することでその飛跡を精密に求めることができる。また磁場により曲げられる粒子の飛跡の曲率からその運動量を求められる。ITS (Inner Tracking System) は軸の最も内側に設置されているシリコン半導体検出器である。ITS は内側から SPD (Silicon Pixel Detector)、SDD (Silicon Drift Detector)、SSD (Silicon Sensor Detector) で構成されており、非常に短い時間で生成された崩壊粒子の生成点の情報を高精度で取り出すことで識別できる。

3.3 TPC

ITSの外側にTPC(Time Projection Chamber)と呼ばれる検出器が設置されている。その内部はネオン、二酸化炭素、窒素のガスで満たされており電場を印加することで通過する荷電粒子が生成する電子を測定する。TPCは荷電粒子の飛跡再構成、運動量測定、粒子識別などを行う。

3.4 TOF

ALICEは各々の粒子の種類を同定するためにITS、TPCの情報に加えて荷電粒子の飛行時間の測定による粒子識別を行うTOF(Time of Flight)を用いている。TOFはそれぞれの粒子が衝突点から互いに到達するのにかかる時間(1億分の1秒)よりも高精度な時間の測定が可能で速度を測定する。またHMPIDで一次粒子から発せられる微かな光を測定し、TRDで非常に高速の粒子が異なる物質を通過した際の特有な放射を測定する。以上の情報から電子を同定する。またミュオンは他の粒子より高い透過性をもつ特性を用いて測定する。衝突前方領域に非常に薄く複雑な吸収体を設置し他の粒子を止めたうえでミュオンスペクトロメーターと呼ばれる専用の検出器を用いて測定する。

3.5 TRD

高速の荷電粒子が異なる物質の境界を通過する際にその進行方向にX線を放射し、この現象を遷移放射という。この性質を利用し遷移放射光子測定から電子を識別することを目的とした検出器がTOFの外側に設置されておりTRD(Transition Radiation Detector)と呼ばれる。またTRDは高横運動量粒子のトリガーや電子のトリガー検出器としても用いられる。

3.6 PHOS

PHOS(Photon Spectrometer)は鉛タングステン結晶(PWO結晶)を用いた電磁カロリメーターである。PWO結晶は鉛のような密度とガラスのような透明性を併せ持ち光子を高精度で測定する。中性中間子からの崩壊光子や直接光子のエネルギーを測定する他、高エネルギー光子のトリガーとしても用いられる。

3.7 EMCal

PHOSより広範囲をカバーし高い運動量を持ったハドロン束であるジェットを測定するカロリメーターとしてEMCal(Electro Magnetic Calorimeter)が用いられている。EMCalは鉛とシンチレーターを用いたサンプリング型電磁カロリメーターであり光子や電子のエネルギーを測定する。

4 ALICE アップグレード計画

3 節に示したように ALICE にはその目的別に数多くの検出器が導入されている。LHC 実験ではそれぞれの実験グループで用いている既存の検出器のメンテナンスや新しい検出器の導入をする期間として数年ごとに LHC の運用を止めるシャットダウンの期間を設けている。またシャットダウン期間中に検出器を新しくし再開後の実験でより良い成果を求めるアップグレード計画が存在する。

4.1 FoCal

ALICE のアップグレード計画のひとつとして原子核衝突前方領域に Forward Calorimeter (FoCal) を導入する計画がある。FoCal は 2022 年の Long Shutdown3 にその完成機導入を目指しており、衝突点から 8m 前方位置に設置し $3.3 < \eta < 5.3$ の領域をカバーする。FoCal の物理的動機は CGC 探査であり、広いラビディティ領域で直接光子を測定する。FoCal はハドロンカロリメーターの FoCal-H と電磁カロリメーターの FoCal-E で構成されている。

4.2 FoCal-E の構造

電子や光子を検出する手法として入射粒子に電磁シャワーを誘発し発生したシャワーのエネルギーを測定する電磁カロリメーターが挙げられる。その一つである FoCal-E はシリコン (Si) とタングステン (W) の層を交互に重ね合わせたサンドイッチ構造をとっている。ここでタングステン は吸収体としての役割を持ちタングステン中で電磁シャワーを生成する。またシリコンは検出器としてタングステン中で生成された荷電粒子のエネルギーがシリコン中で失う量を測定する。シリコンなどの半導体は通常の状態では電圧を印加しても電気が流れないが、電子が入射された場合原子中の電子が励起され電気信号が流れる。この特性を用いてシリコン検出器に入射した粒子が落とすエネルギー量を測定することができる。

FoCal-E には LGL と HGL と呼ばれる異なる構造をもつシリコン検出器が搭載される予定である。LGL (Low Granularity Layers) は $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ のシリコンピクセルを縦横 8×8 個並べた構造をしており主にエネルギー測定を目的としている。HGL (High Granularity Layers) は $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ のシリコンピクセルを縦横 1280×1280 個並べた構造をしており直接光子と崩壊光子の識別を行う。いずれもタングステンの厚さは 3.5 mm であり各シリコン検出器層の間に配置されている。

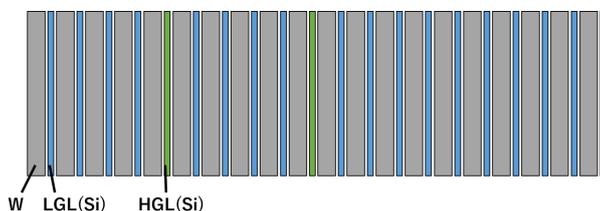


図 4.1: FoCal-E モデル図

4.3 FoCal が測定する粒子

ハドロンを測定することで衝突後に QGP が生成されていることは既に確認されている。しかし、QGP 生成前の衝突初期の状態は未だ明確にされていない。その 1 つがグルーオンの飽和を表す CGC である。光子は強い相互作用をしない透過性プローブであり、直接光子は QGP 生成以前に生成されることからより初期の状態を知るための重要なプローブとなる。直接光子の主な生成過程は 1.4 節で述べたようにクォークとグルーオンのコンプトン散乱やクォーク・反クォーク対の対消滅に由来する為、前方領域での光子生成は小さな x 領域のグルーオン分布に強く影響を受ける。また小さな x 領域でのグルーオンの飽和は原子核補正因子の大きな抑制として検証できると考えられている。以上より FoCal は衝突前方領域で π^0 や直接光子を測定し小さな x 領域の物理を探ることを目的としている。

5 論文構成

本研究では FoCal-E を模した仮想のカロリメーターをシミュレーション上で作成し粒子が入射する様を再現することでカロリメーターの基本的な仕組みを再確認し、構造を変えたときにそれが測定結果にどのような影響があるかについて調べた。また、シリコンパッド検出器を細分化することで測定結果から粒子の入射位置や入射方向などの情報を取得する方法についての考察を行った。6 節では本研究でシミュレーションの手法として用いる Geant4 が正常に作動するかについて実際に粒子の入射のシミュレーションを行い理論値と比較することで動作確認を行った。7 節ではカロリメーターの物理的な構造を変化させながら光子を測定しその構造が測定結果に及ぼす影響について調べ、カロリメーター内部でどのような測定が行われているのかについて考察した。また異なる種類の粒子をそれぞれ入射し、それらの測定結果に現れる違いについて調べた。8 節では細分化された検出器を想定し測定を行うことで粒子の入射位置や入射方向などの情報を取得する方法について考察を行った。

6 Geant4 の動作確認

本研究においてシミュレーションの手法として Geant4 を用いる。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・パッケージである。この章では実際に Geant4 を動かし、得られた結果と期待される結果の比較することで Geant4 の動作確認を行う。

6.1 光子を入射

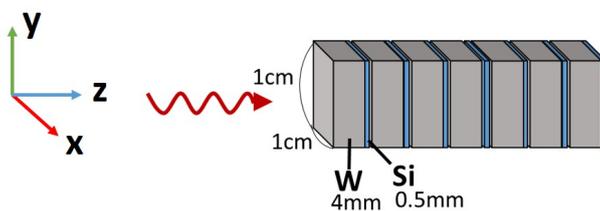


図 6.1: 1 cm × 1 cm のシリコン、タングステン各 7 層のセットアップ概要図

図 6.1 のようなセットアップを Geant の中で作成し、それを用いて光子を入射したときの相互作用の様子を確認した。また、そのときに各検出器層で粒子が落とすエネルギー量を求めた。

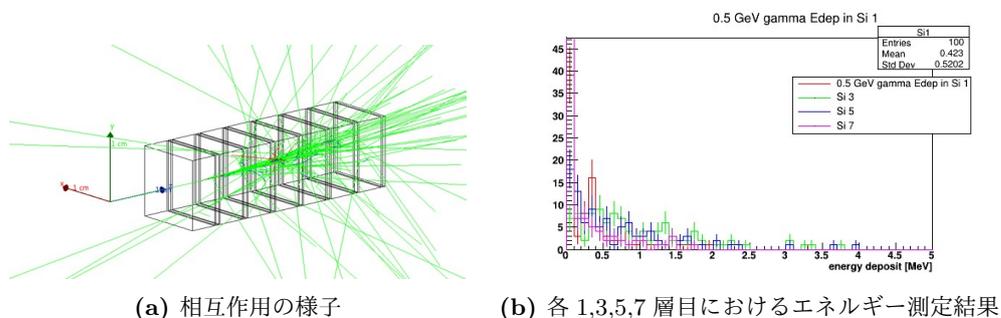


図 6.2: 1 cm × 1 cm のシリコン、タングステン各 7 層に 0.5 GeV の光子を入射

図 6.2a は 1 cm × 1 cm の検出器 7 層に 0.5 GeV の光子を z 軸方向に 1 つ入射したときのシミュレーション結果である。また本研究では全て座標系はビーム軸を z 軸正の方向にとった左手系を用いる。それに対し Geant の出力では右手系を用いている為、図 6.2a を含め以下シミュレーション結果の図中で x 軸が図 6.1 と正負逆方向に描かれている。ここで緑線は光子、赤線は電子、青線は陽電子を表している。また本研究においてカロリメーターに粒子を 1 つ入射する事象をイベントと表現する。つまり入射した粒子が 3 つのときそれを 3 イベントと表す。図 6.2b の結果は粒子を 100 個入射したときそれぞれの検出器層で測定したものである。また、各検出器で測定したエネルギーのイベントごとの総和 (以下総エネルギー量) を図 6.3 に示す。

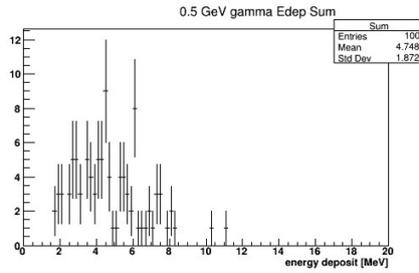


図 6.3: シリコン検出器を用いた総エネルギー量分布

6.2 μ 粒子を入射

Geant を用いて得られたカロリメーターで入射粒子が落とすエネルギー値が妥当なものであるかどうか μ 粒子を用いて検証を行った。図 6.1 のセットアップを用い、検出器層数 7 層の構造で入射エネルギーがそれぞれ 1, 10, 100 GeV の μ 粒子を測定した。荷電粒子である μ 粒子が物質中で落とすエネルギー量は 1.1 式に示した Bethe-Bloch の式を用いて推定でき、MIP が落とすエネルギー量は 1.2 式から求められる。しかし、いま各シリコン層の厚さが 0.5 mm と非常に薄いことを踏まえると散乱回数が充分でなく測定されるエネルギー分布のピーク値は 1.3 式において Δp で表した most probable energy loss となると予想される。また、その分布の形は図 1.1b のような高エネルギー側に尾を引く左右非対称なランダウ分布となると考えられる。ここでシリコンの密度が 2.33 g/cm^3 であることを踏まえて 1.3 式を計算すると、入射 μ 粒子のエネルギーが 1, 10, 100 GeV のときそれぞれの Δp は 0.145, 0.145, 0.142 MeV であると求められる。実際にシミュレーションを行い各検出器層で測定を行いそのエネルギー分布を図 6.4 に示す。

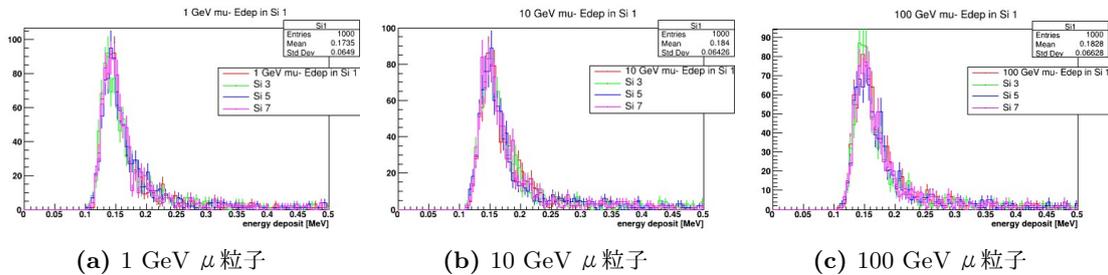


図 6.4: 1, 10, 100 GeV の粒子を入射したときシリコン検出器 1, 3, 5, 7 層で測定されたエネルギー量

図 6.4 において各 1, 3, 5, 7 層目の測定結果が図の赤線、緑線、青線、桃線に対応している。上図の結果からそれぞれ約 0.14~0.15 MeV あたりにピークが立っておりそれぞれの分布の形は左右非対称なランダウ分布となっていることが確認できる。これらの結果は前述したような理論的な予測と無矛盾である。以上の結果より Geant のシミュレーションの測定結果は理論的に妥当なものであり正常に動作させることが出来ていると確認できた。

7 カロリメーターの構造と基礎評価

この章ではカロリメーターの物理的な構造が測定結果にもたらす影響について、それぞれのパラメーターを変化させていくことで考察を行った。

7.1 タングステン中で粒子が落とすエネルギー

本研究においてシリコンとタングステンをを用いたカロリメーターを想定している。その中でシリコンは検出器、タングステンは吸収体としての役割を担っている。本来読み出しはシリコンを用いて行うが、ここではシミュレーション上でタングステンを検出器として指定し粒子がタングステン中で落とすエネルギー量を求めた。0.5 GeV の光子を 100 個カロリメーターに入射したときの各タングステン層で測定した総エネルギー量を図 7.1 に示す。

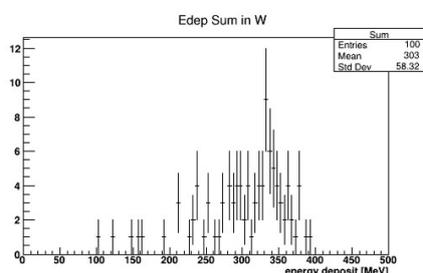


図 7.1: タングステン検出器を用いた総エネルギー量分布

図 6.3、図 7.1 はどちらも光子を 0.5 GeV で入射しておりそれぞれシリコン層、タングステン層全体でイベントごとに測定したエネルギー量の総和を表している。シリコンで測定したときそのエネルギー分布の中心値 (mean) は約 5 MeV 付近に現れるのに対し、タングステンで測定した場合には約 300 MeV の位置にピークが現れる。入射光子のエネルギーが 500 MeV であることを踏まえるとタングステンではその約 6 割のエネルギー量を測定できているのに対し、シリコンでは入射エネルギーの数%しか測定できていないことが分かる。また、単純にタングステンとシリコンで測定された総エネルギー量を比較してもタングステンで検出されるエネルギー量の方が非常に大きいことが分かる。この結果から粒子がカロリメーターを通過する際に損失するエネルギーの大部分はタングステン中で失い、シリコンで失うエネルギーはごく一部分のみであるということが確認できる。

7.2 タングステンの有無による結果の比較

7.1 節において入射粒子が検出器中で落とすエネルギーのうちその大部分をタングステン中で失っていることが分かった。そこでタングステンの吸収体としての役割を確認する為タングステンを除きシリコンのみで構成した検出器を想定し測定を行った。そのときの相互作用の様子を図 7.2a に、測定した総エネルギー量を図 7.2b に示す。

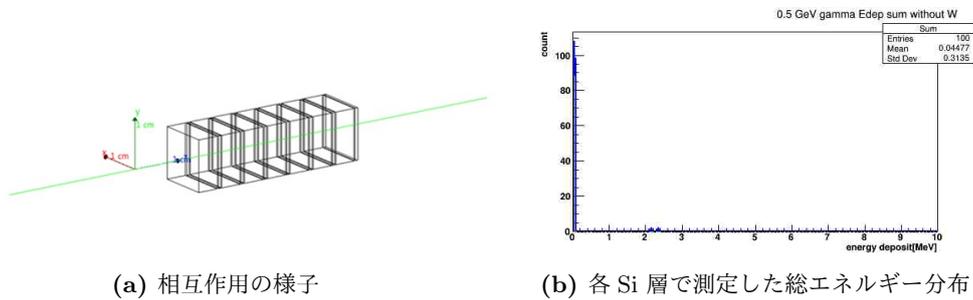


図 7.2: 1 cm × 1 cm の Si 7 層に 0.5 GeV の光子を入射

図 7.2a より図 6.2a と比較して入射光子は相互作用を起こさずに検出器中を透過している様子が確認できる。また、図 7.2b の結果ではエネルギーが 0 MeV の位置にビンが現れている。これは図 6.3 と比較しても明らかなように吸収体がないシリコン検出器のみでは光子のエネルギー量を測定するのに不十分であり、シャワーを生成する吸収体の存在が不可欠であると分かる。

7.3 パッドサイズ、層数と結果の比較

この章では各シリコン、タングステンのパッドのサイズや奥行きを検出器層数などの構造を変えて測定を行った。

7.3.1 パッドのサイズと測定エネルギー量

各シリコンパッドのサイズを 1 cm × 1 cm から 100 cm × 100 cm まで拡大してゆき検出器層を 7 層 ($8X_0$)、14 層 ($16X_0$)、21 層 ($24X_0$) の条件のもと入射エネルギー 500 MeV、10 GeV、100 GeV の光子を 1000 個測定した。それぞれの総エネルギー量の平均値とパッドサイズをグラフにプロットしたものを図 7.3 に示す。

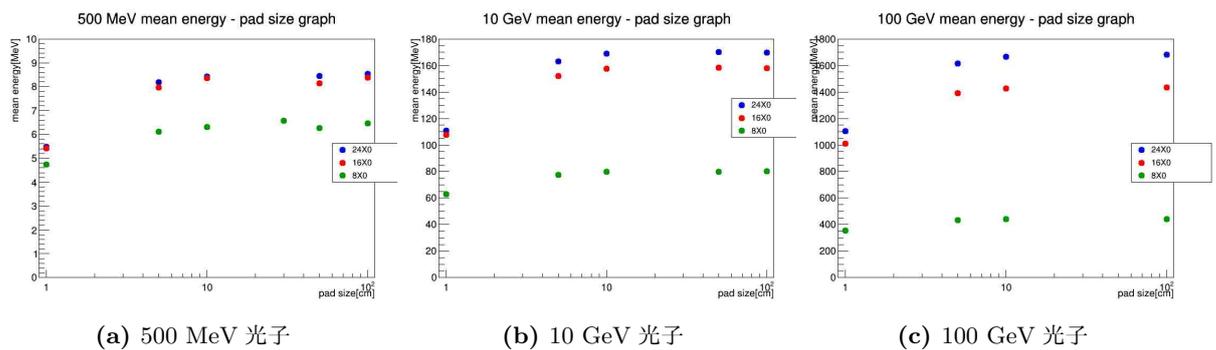


図 7.3: 0.5, 10, 100 GeV の光子を入射したときの総エネルギー量の平均値とパッドサイズ

図 7.3 全ての点で検出器層数が多いほど高いエネルギー量を測定できていることが確認できる。また入射エネルギーが高いほどそれらの差は顕著に現れた。特に $24X_0$ と $8X_0$ の縦軸の比をとると 500 MeV、10 GeV、100 GeV でそれぞれ約 75 %、50 %、25 % と測定量に大きな差が現れた。これは入射エネルギーが高いほどシャワーの生成位置がより後方へ移動することで少ない層数ではシャワーを十分に捕らえきれていない為であると考えられる。また、各検出器のパッドサイズに関して 10 cm × 10 cm までの拡大では特に検出器の層数が多いほどそれぞれの測定エネルギー量の増加がみられたがそれ以上の拡大に対してはほぼ一定の値をとった。

7.3.2 パッドサイズとエネルギー分解能

7.3.1 節で測定した結果の縦軸をそれぞれのエネルギー分解能に変えプロットしたものを図 7.4 に示す。

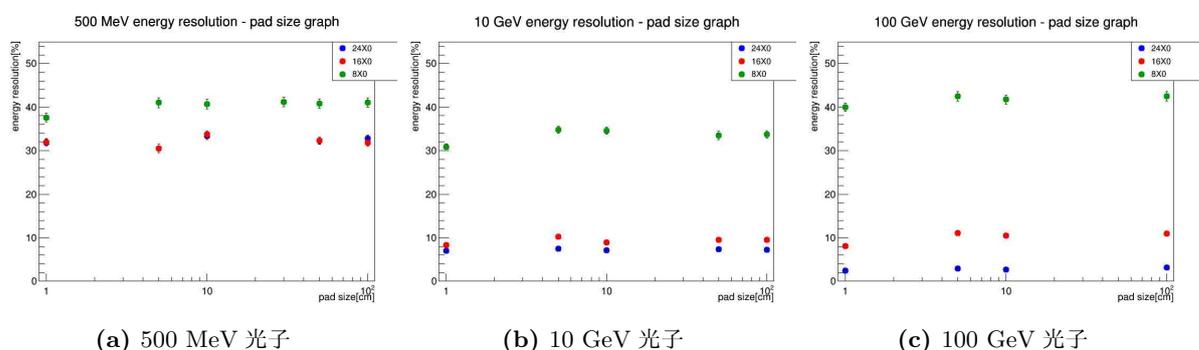


図 7.4: 0.5,10,100 GeV の光子を入射したときのエネルギーの分解能と検出器パッドサイズ

ここで各エネルギー分解能の値は各総エネルギー分布の結果を用いてそれぞれ (エネルギー分解能) = (総エネルギー量の標準偏差) ÷ (総エネルギー量の中心値) とし導出した。図 7.4 の結果からそれぞれの入射エネルギーの場合で層数が多いほどエネルギー分解能が良い傾向がみられ、その差は入射エネルギーが高いほど顕著に現れた。またパッドサイズの拡大に対してそれぞれのエネルギー分解能はあまり変化が見られなかった。図 7.3、図 7.4 の結果より層数が多いほど測定できるエネルギー量は多く、そのエネルギー分解能も良いことが確認できた。また各検出器のパッドサイズを拡大してもそのエネルギー分解能はあまり変化はなかったが、その測定できるエネルギー量は 10 cm × 10 cm までの拡大では増加しそれ以上の拡大に対してはあまり変化はなかった。

7.4 14層と21層の比較

前章でシリコン、タングステンのパッドサイズは 10 cm × 10 cm で相応の測定が出来ると分かった。よってこの章では各パッドサイズを 10 cm × 10 cm に固定した上で 14 層と 21 層の性能の評価についてより詳しく行った。また 4.2 節に示したように実際の FoCal-E はタングステンの厚さ 3.5 mm の 20 層で構成されており本実験で用いている 4 mm のタングステンの厚さでは 17.5 層分に相当する。

7.4.1 エネルギー分解能

検出器層数 14,21 層で入射光子のエネルギーを 1,2,5,10,20,50,100 GeV と変化させながらそれぞれのシリコン検出器中で検出した総エネルギー量を測定した。またエネルギー分解能をより正確に導くためにそれぞれの分布の形状に合わせたフィッティングを行った。

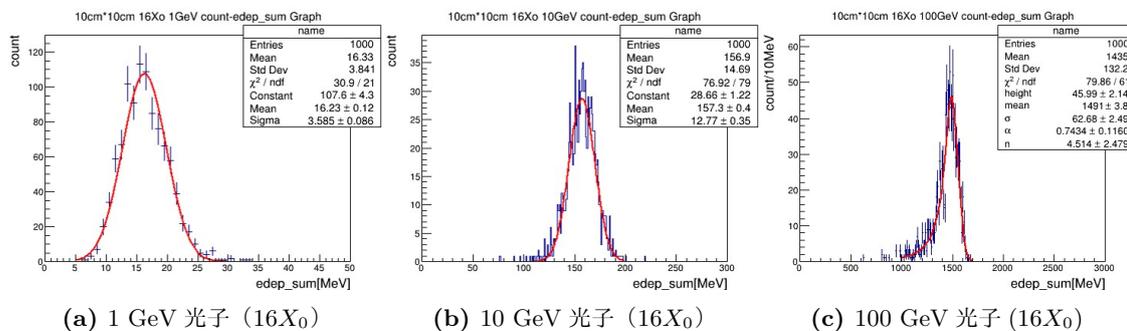


図 7.5: 1,10,100 GeV の光子をシリコン 14 層で測定したときの総エネルギー量分布

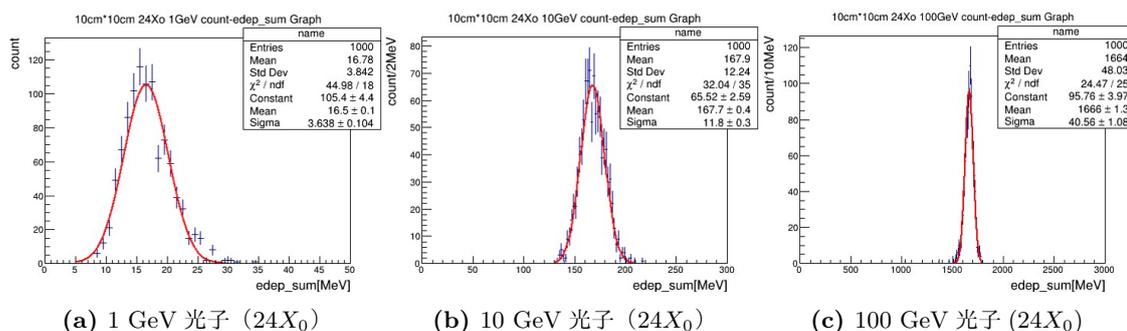


図 7.6: 1,10,100 GeV の光子をシリコン 21 層で測定したときの総エネルギー量分布

図 7.5~図 7.6 にそれぞれの測定結果の一部を載せる。ここで 7.4.2 は低エネルギー側に尾を引く左右非対称の分布である。この形状はこの測定の中では 14 層で入射エネルギーが 50,100 GeV の高エネルギーの場合にみられ、21 層のときには現れなかった。この原因として入射エネルギーが高いほど電磁シャワーの後方への漏れ出しが生じ、少ない層数では測定上の確率的な揺らぎが生じるためであると考えられる。よってこの分布を示した結果ではクリスタルボール関数を、それ以外の左右対称な分布に対してはガウス関数を用いてフィッティングを行った。フィッティングの結果得られた mean と σ の値をそれぞれ入射エネルギーに対してプロットしたものを図 7.7、図 7.8 に示す。

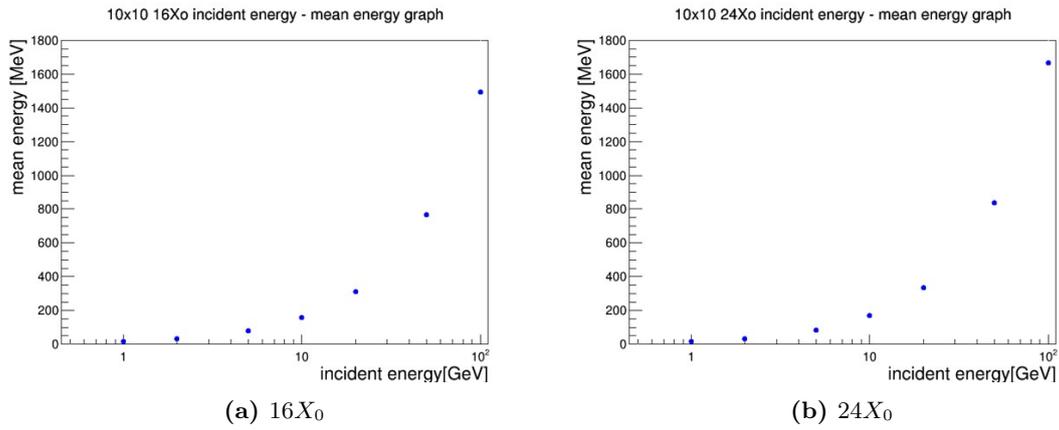


図 7.7: 16X₀ と 24X₀ の総エネルギー分布のフィッティング結果 (mean)

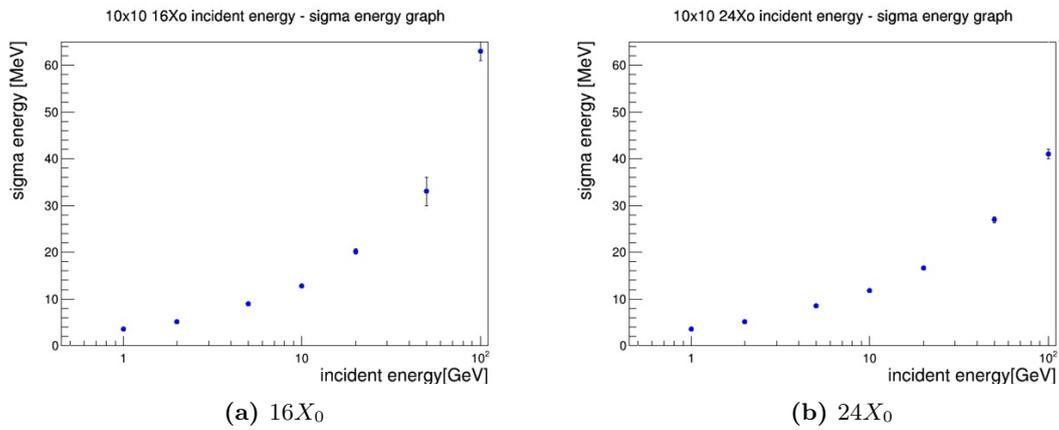


図 7.8: 16X₀ と 24X₀ 総エネルギー分布のフィッティング結果 (σ)

以上の結果から $energy\ resolution = \frac{\sigma}{mean}$ を求めた。また得られた結果に $energy\ resolution = \frac{p^0}{\sqrt{E}} + p1$ の関数でフィッティングを行った。ここで入射エネルギーの大きさを E とした。その結果を図 7.9 に示す。

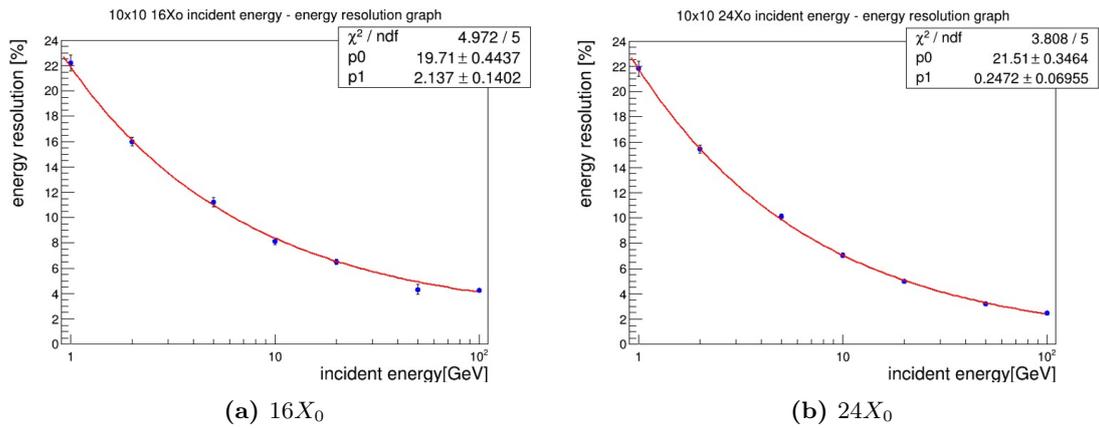


図 7.9: $16X_0$ と $24X_0$ のエネルギー分解能

フィッティング結果より $16X_0$ のとき $energy\ resolution = \frac{19.7}{\sqrt{E}} + 2.1$ であり、 $24X_0$ のとき $energy\ resolution = \frac{21.5}{\sqrt{E}} + 0.25$ であると求まった。この結果からフィッティングの定数項 ($p1$) は $24X_0$ の場合の方が小さいことが分かり、この結果はより高エネルギー領域の測定において層数の違いが重要になってくることが予想される。

7.4.2 全吸収型カロリメーター

本研究で用いているカロリメーターはシリコンとタングステンをを用いたサンプリング型カロリメーターである。サンプリング型カロリメーターは吸収体と検出器で構成されておりエネルギーの一部しか測定できない。それに対し吸収体と検出器が一体となりシンチレーターなどを用いるカロリメーターを全吸収型カロリメーターという。本来吸収体として用いているタングステンは検出器のようにその中で粒子が落としたエネルギーを測定することは出来ない。しかしシミュレーション上でシリコンだけでなくタングステン中の粒子のエネルギー損失を測定することで本研究で用いているカロリメーターを全吸収型カロリメーターであると想定することが可能である。ここではそうした仮定のもとで測定を行い粒子検出の際カロリメーター全体でどのような振る舞いがなされているか調べた。

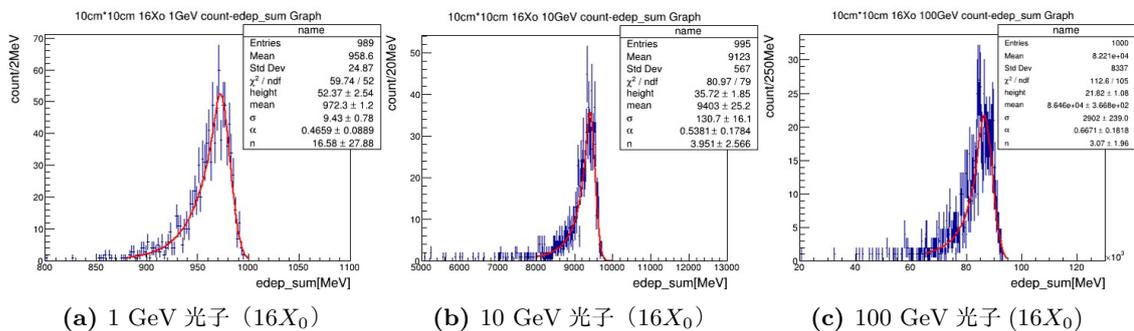


図 7.10: 1,10,100 GeV の光子をシリコン+タングステン 14 層で測定したときの総エネルギー量分布

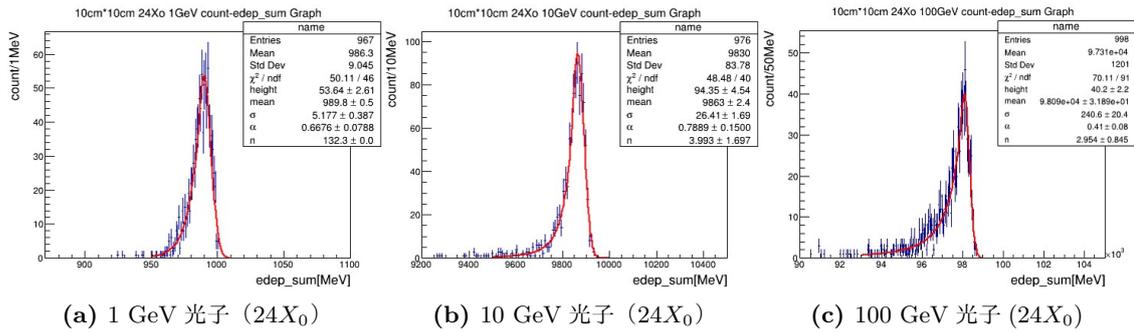


図 7.11: 1,10,100 GeV の光子をシリコン+タングステン 21 層で測定したときの総エネルギー量分布

シリコンとタングステンを検出器であると想定し各 14 層 ($16X_0$)、21 層 ($24X_0$) で入射光子のエネルギーを 1,2,5,10,20,50,100 GeV と変化させながらカロリメーター全体で検出された総エネルギー量を測定した。図 7.10、図 7.11 に測定結果の一部を載せる。結果は低エネルギー側に尾を引く左右非対称の形状をとっている。これらは図 7.4.2 の分布と似通った形である。前述したようにこの分布はシリコン検出器層で測定した際に入射エネルギーが高いとき、層数が十分でない場合に現れたことから後方へのシャワー漏れが原因で揺らぎが生じ低エネルギー側の事象がより現れたためであると考えられる。いま、カロリメーター全体でエネルギー量を測定していることから、総エネルギー量を測定していることでシャワー漏れに依る測定結果の揺らぎが顕著に現れた推測される。よって図と同様にクリスタル・ポール関数を用いてフィッティングを行った。また得られた mean、 σ の値から前節と同様にエネルギー分解能の値を求めた。その結果を図 7.12 に示す。また、カロリメーター全体で検出された総エネルギー量を E_{sum} 、粒子の入射エネルギーを E としその比をとったものをエネルギー効率 (energy efficiency) と定義した。つまり $energy\ efficiency = \frac{E_{sum}}{E}$ と表せる。その測定結果を図 7.13 示す。

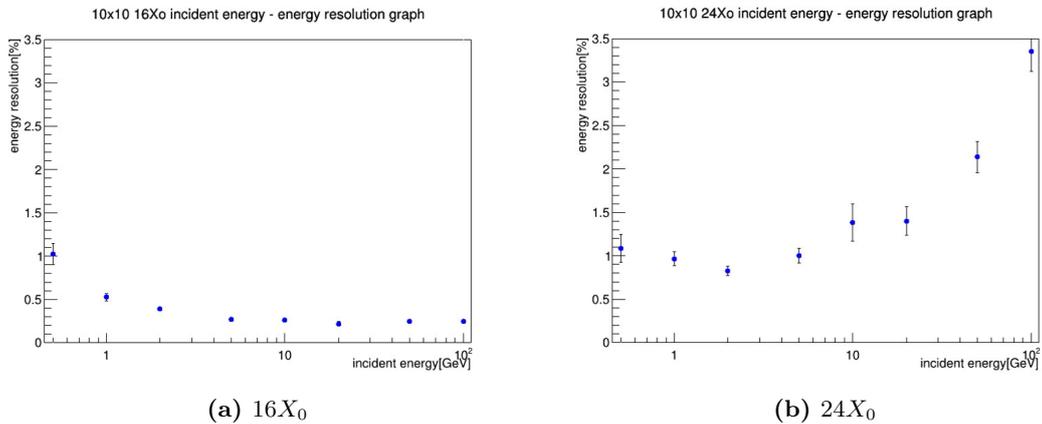


図 7.12: シリコン+タングステン $16X_0$ 、 $24X_0$ のエネルギー分解能

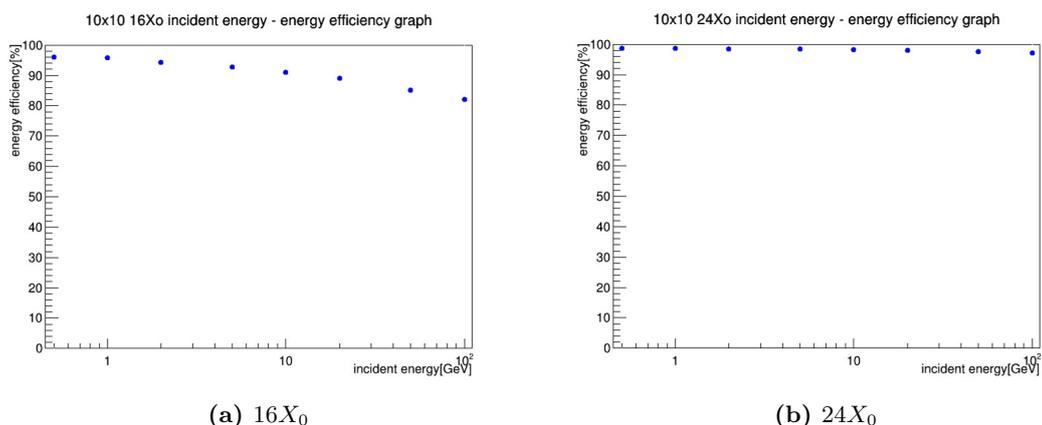


図 7.13: シリコン+タングステン 16X₀、24X₀ のエネルギー効率

図 7.12a より 16X₀ のときエネルギー分解能はシリコンのみで測定したときの図 7.9a の結果と同様に入射エネルギーを上げてゆくにつれて良くなる傾向が見られる。しかし図 7.12b の結果は高エネルギー側でエネルギー分解能が悪くなることを表している。

また、図 7.13a、図 7.13b を比較すると 16X₀ のときはカロリメーター全体で閉じ込められるエネルギーの割合が粒子の入射エネルギーが 0.5 GeV から 100 GeV の間で約 13 %減少するのに対し、24X₀ のときは約 1 %の減少に抑えられていることが分かる。いずれの結果も入射エネルギーが高いほどエネルギー効率が低下しているが、これは高エネルギーの粒子を入射するとシャワーの位置が奥行き方向へ移動し、後方へのシャワー漏れが起こっているからであると考えられる。また、16X₀ で検出しきれなかった後方へのシャワーの漏れを 24X₀ の場合は捕らえられた為、高いエネルギー効率の結果が得られたと推測できる。エネルギー効率の減少はカロリメーターの測定値に揺らぎが生じることを表し、16X₀ と 24X₀ の比較に関してこの結果は 16X₀ の長さでは高エネルギーで入射した粒子のエネルギーを測定するのに不十分であることを示している。また実際の FoCal-E の構造はそれらの中間の 20X₀ である。

7.4.3 異なる粒子の入射と検出器層ごとの振る舞い

前節までは主に光子を入射したときの測定を行ってきた。この節では光子 (γ)、電子 (e^-)、荷電 π 中間子 (π^+) をそれぞれ入射したときの各検出器層ごとでどのような振る舞いがなされているのかについてより詳しい測定を行った。

130 GeV γ 、 e^- 、 π^+ をそれぞれ 1000 個入射したとき各シリコン検出器層で測定したエネルギー分布を図 7.14～図 7.16 に示す。ここで各タングステン層は厚さ 4 mm であることからそれぞれ 1.14 X₀ に対応している (タングステンの放射長は 3.5 mm である為)。よって 21 層の長さは 24X₀ に対応している。またこの測定では 1 層目のタングステンよりも粒子の進行方向に対して手前の位置にシリコン検出器を 1 枚追加した。その位置を 0X₀ とし合計 22 枚のシリコン検出器層を用いて測定を行った。また、それぞれのシリコン検出器層でエネルギーを落とした粒子の位置情報を用いてヒットマップを作成した。その結果を図 7.17～図 7.19 に示す。

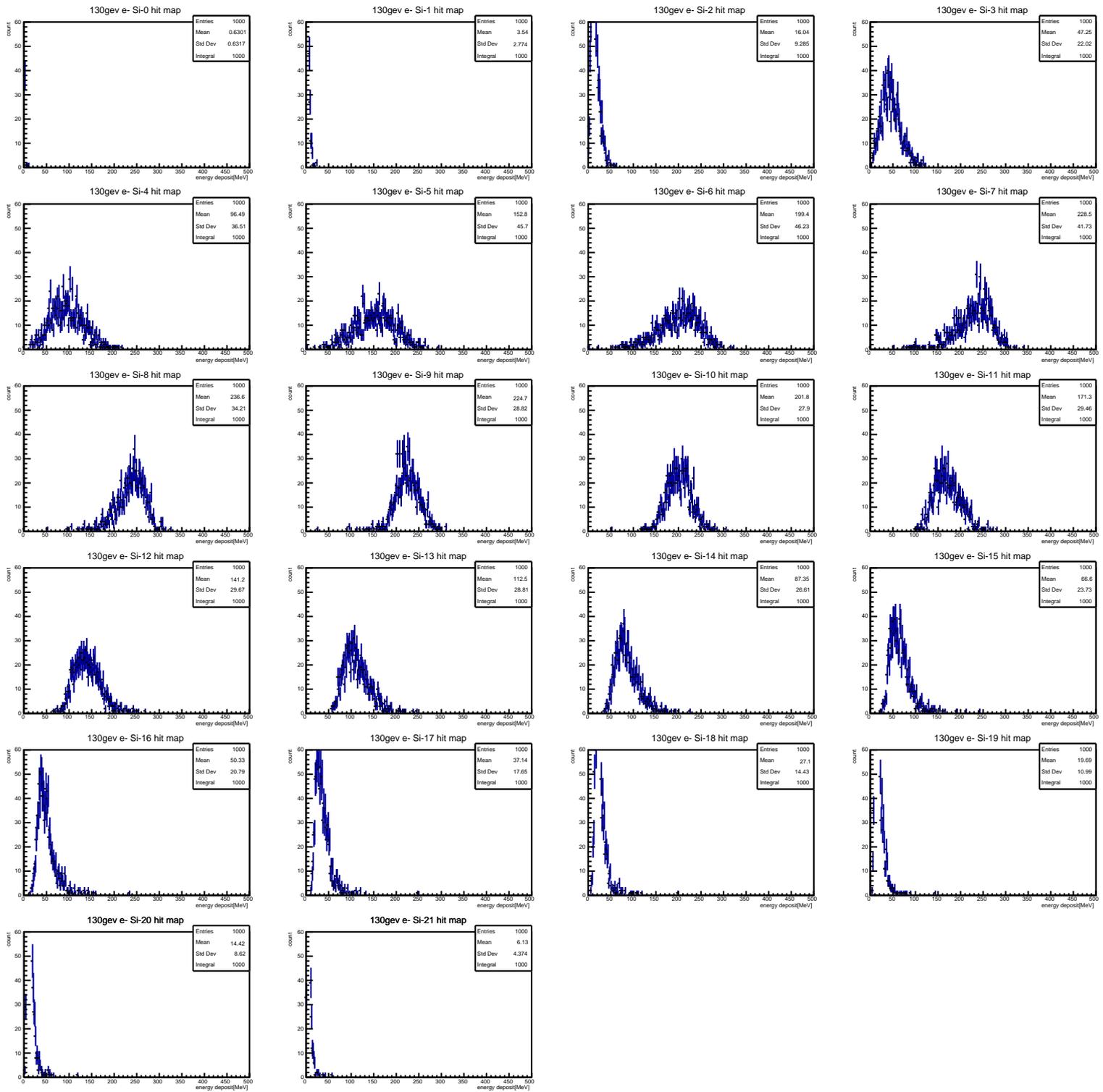


図 7.14: e^- を入射し各シリコン検出器層で測定したエネルギー分布

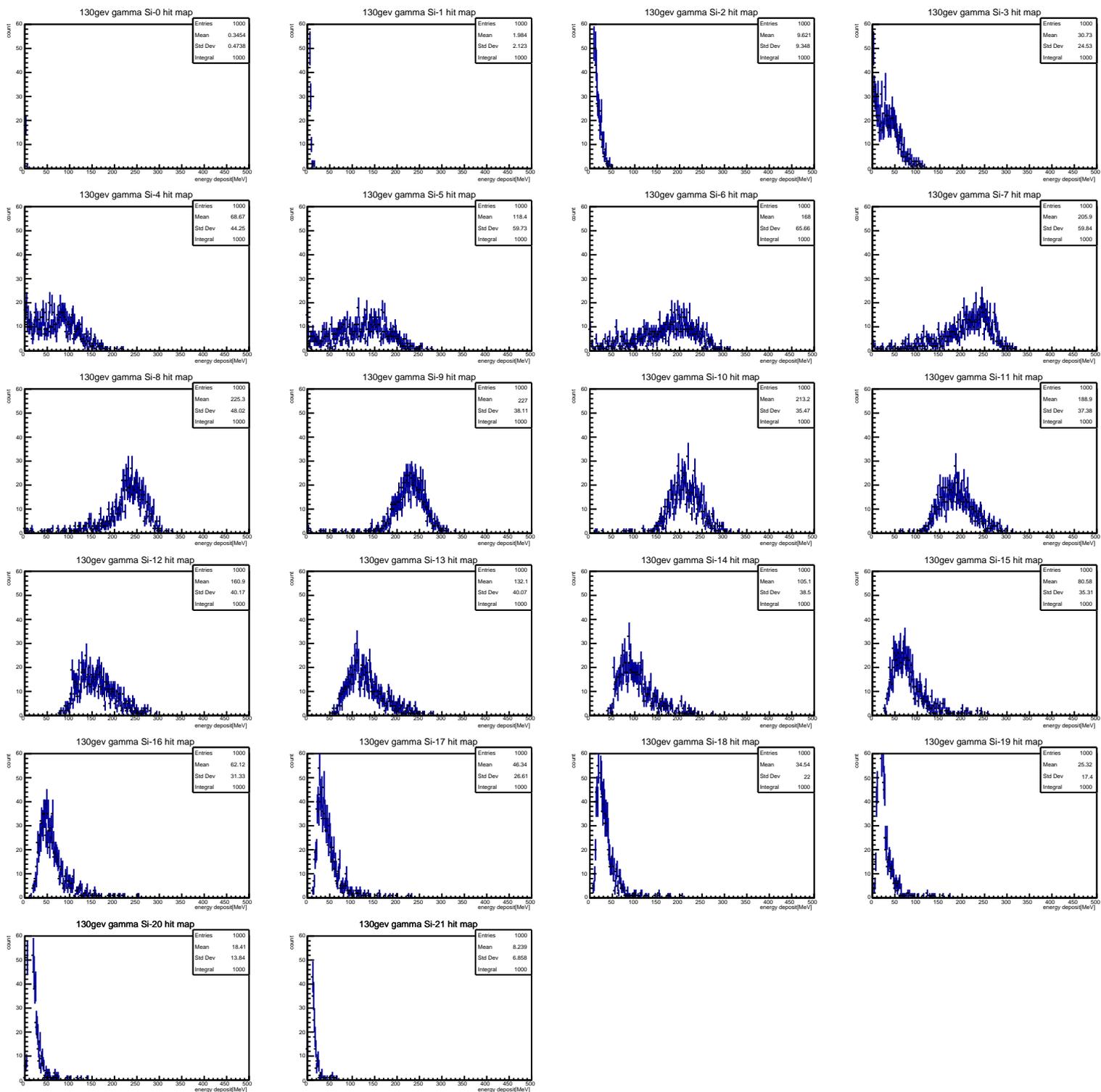


図 7.15: γ を入射し各シリコン検出器層で測定したエネルギー分布

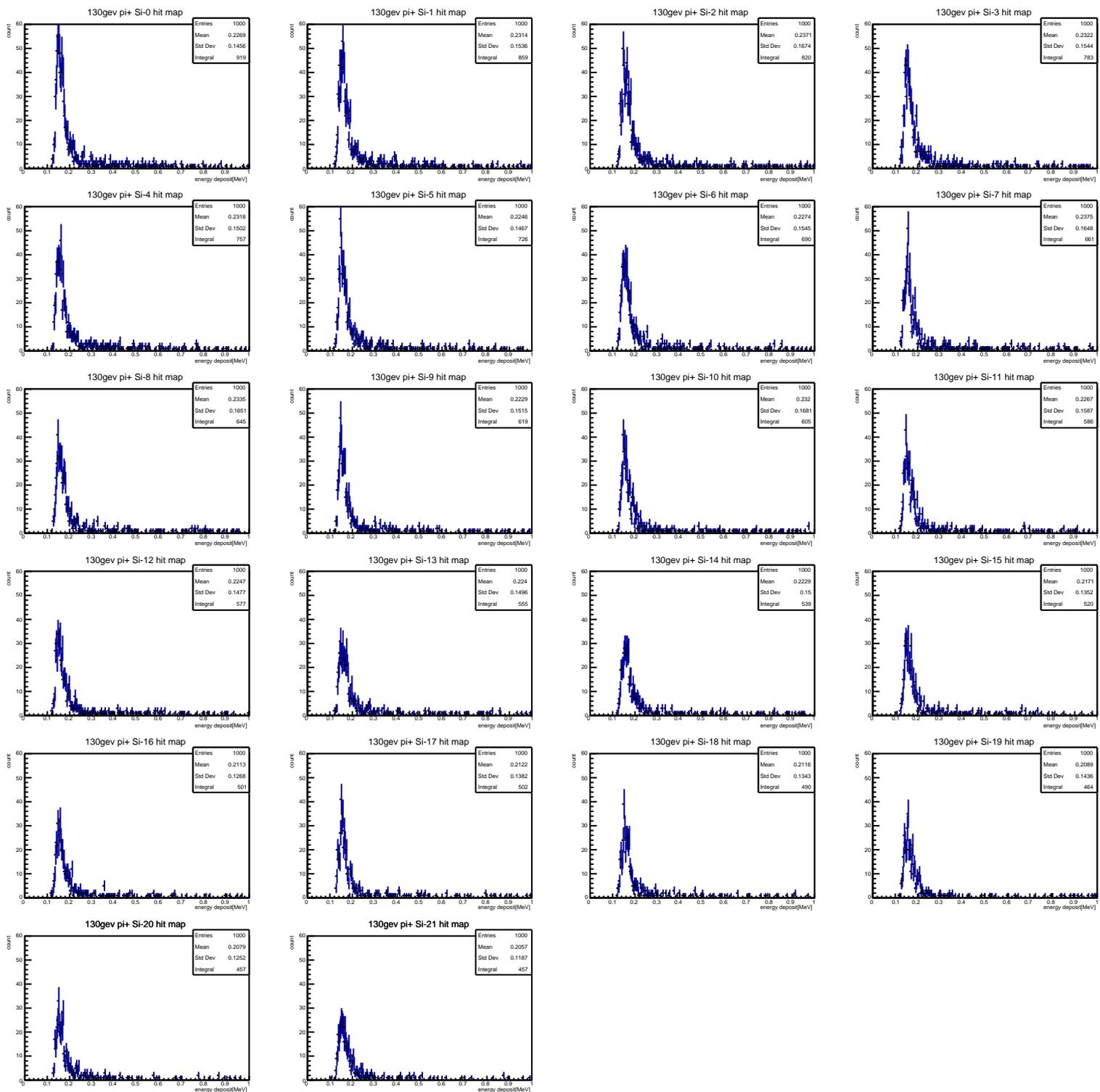


図 7.16: π^+ を入射し各シリコン検出器層で測定したエネルギー分布

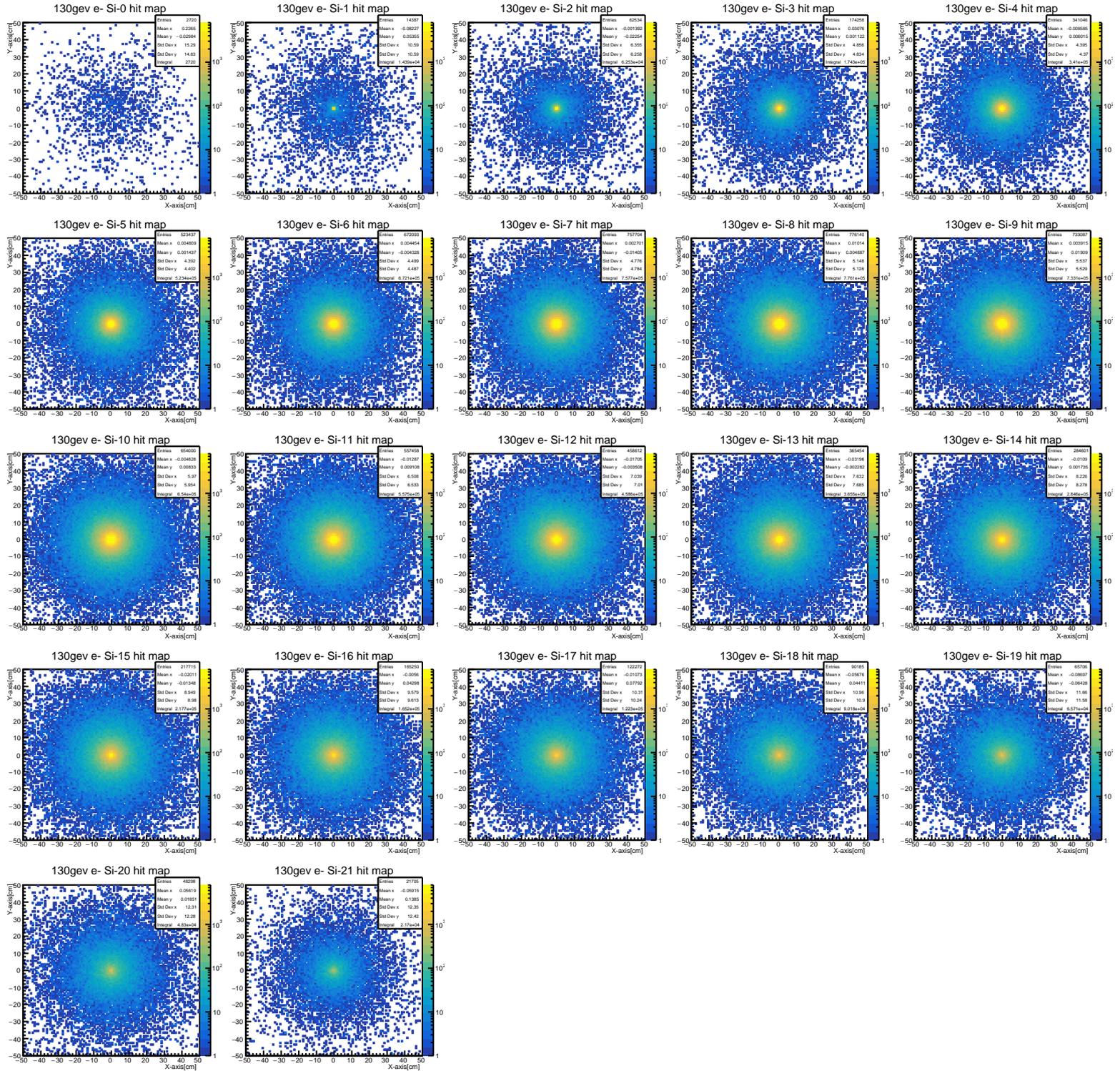


図 7.17: e^- を入射したとき各シリコン検出器層における hit map

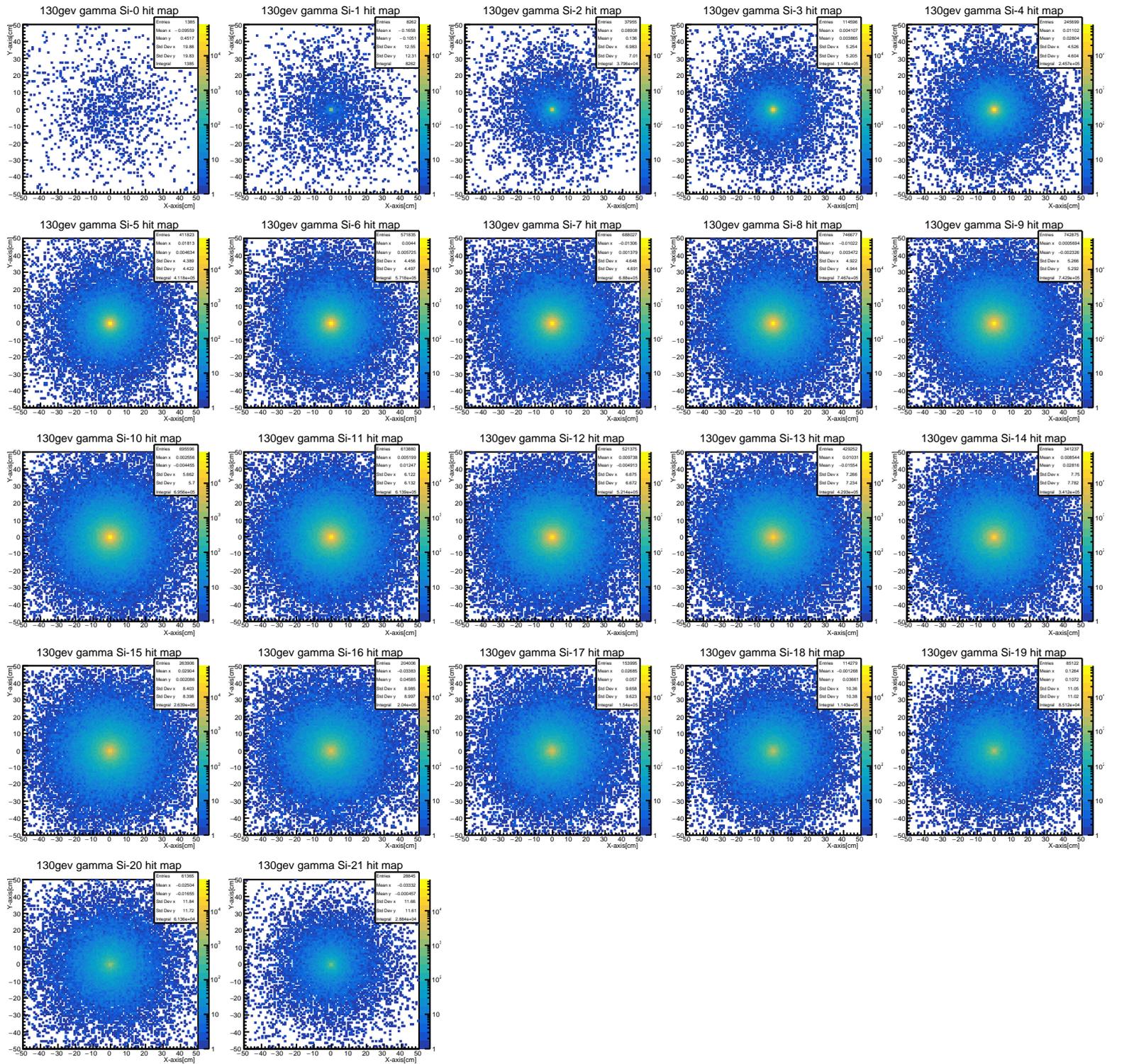


図 7.18: γ を入射したとき各シリコン検出器層における hit map

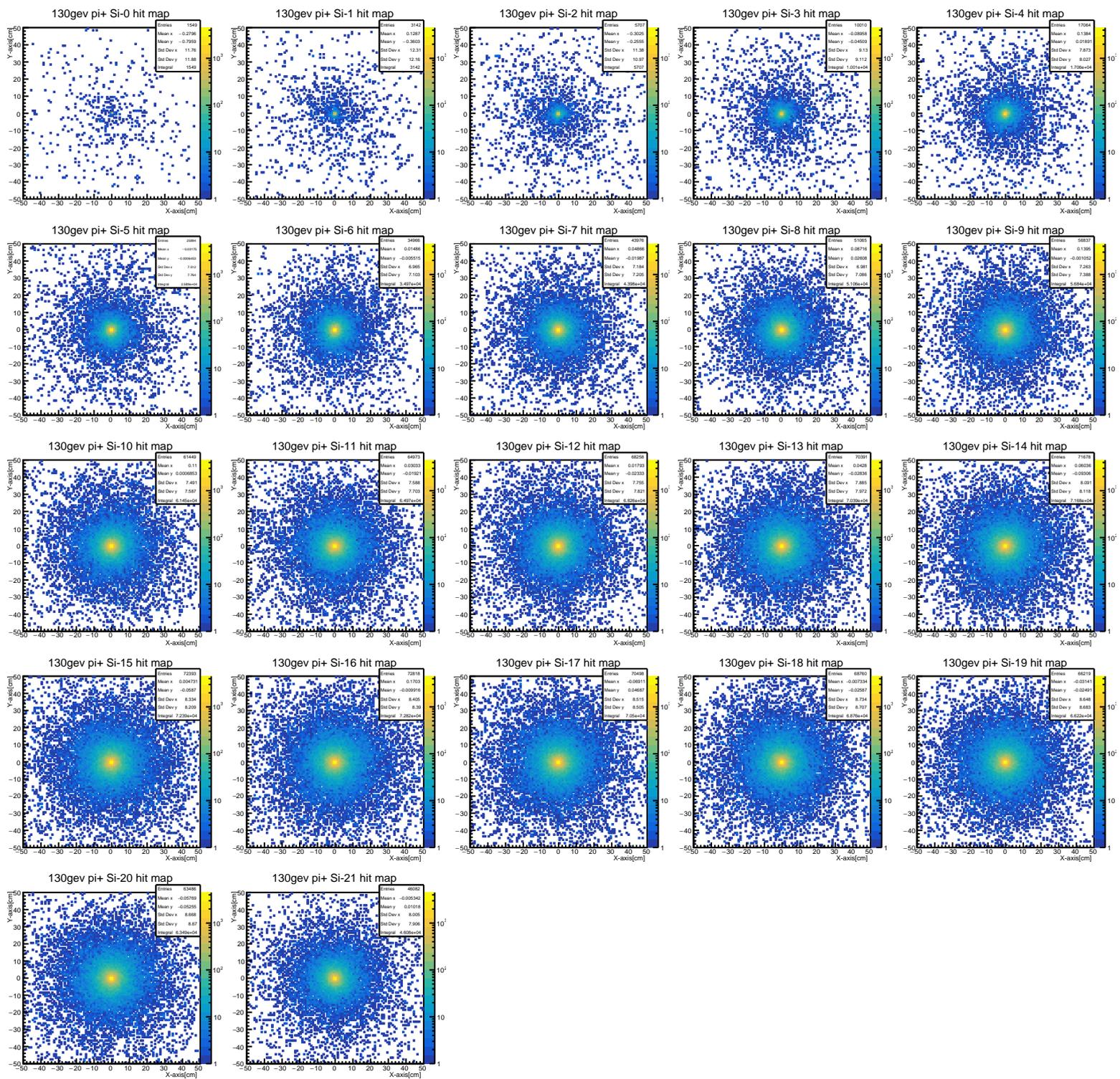


図 7.19: π^+ を入射したとき各シリコン検出器層における hit map

図 7.14、図 7.15 より e^- 、 γ を入射したときは測定したエネルギー分布の中心値は 0~8、9 層までは後方へゆくほど高い位置に移動するシャワーの発達を確認できる。またそれ以降では対称的に分布の中心値は低い値へ移っていくシャワーの収束の様子が確認できる。それに対し図 7.16 の π^+ を入射したときの結果は全体を通して約 0.16MeV 付近にピークが立っている分布が得られた。この結果は図 6.4 の μ 粒子を入射したときのものと同様である。これは π^+ は荷電粒子であるため μ^- の場合のようにその測定されるエネルギー分布のピークはある一定の値をとる為である。

また図 7.17~図 7.19 の結果から検出器の層数が増えるにつれて粒子の平面的に広がってゆき、次第に収束してゆく様子が確認できる。また分布はその中心から周囲に均等に広がるような形をしており円形の広がりが確認できる。図で大きく塗りつぶされている集団の外側にもまばらに分布がみえることから測定している 10 cm × 10 cm の範囲外にもその分布が広がっていることが予想される。しかし各検出器層のヒットマップで全て塗りつぶされている分布がないことを踏まえるとシャワーの大部分はこのパッドサイズで閉じ込められていると考えられる。

図 7.14~図 7.19 を測定したときのデータを用いて各シリコン検出器でエネルギーを落とした粒子の数を検出器層の奥行きに対してプロットしたものを図 7.20a に示す。また同時に測定を行ったタングステンのデータを用いてシリコンとタングステンを合わせた検出器層を用いて同様にグラフを作成した。その結果を図 7.20b に示す。また各シリコン層、シリコン+タングステン層のそれぞれで測定した総エネルギー量分布の中心値を検出器層の奥行きに対してプロットした。その結果を図 7.21a、図 7.21b に示す。

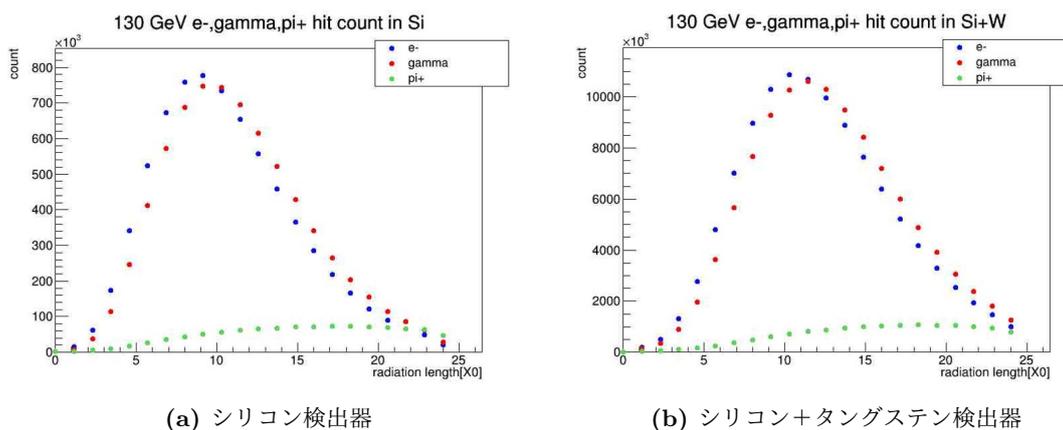
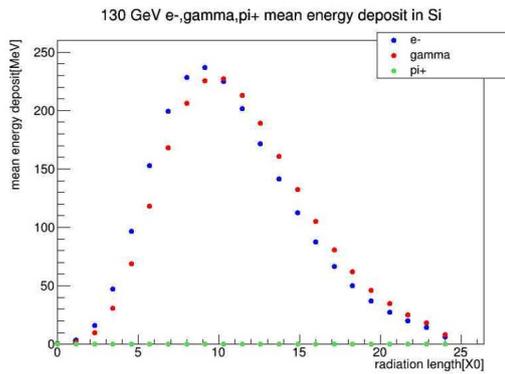
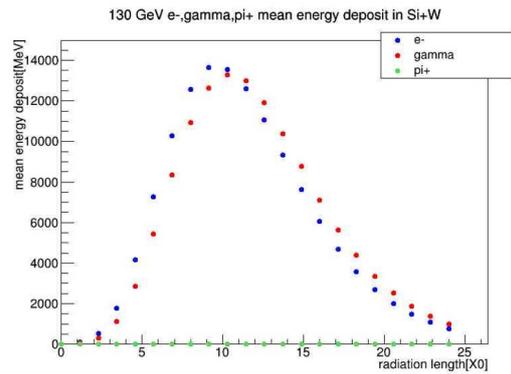


図 7.20: シリコン検出器、シリコン+タングステン検出器で測定した粒子のヒット数分布



(a) シリコン検出器



(b) シリコン+タングステン検出器

図 7.21: シリコン検出器、シリコン+タングステン検出器で測定した総エネルギー量の mean 値分布

図 7.20 の結果より e^- 、 γ を入射したときの各検出器層で検出された粒子のヒット数はそれぞれ $9 X_0$ 、 $10 X_0$ 付近をピークにもつ分布が得られた。このピークの位置では粒子の生成量が最も多いことを表しシャワーが最大であることを示している。それに対し π^+ を入射したときのヒット数は e^- 、 γ の結果に比べ全体的に小さな値であり $20 X_0$ あたりにピークをもつ緩やかな分布が得られた。 π^+ は物質を構成する原子、分子中の電子と非弾性衝突を行い電子が束縛エネルギーより充分に大きなエネルギーが与えられたとき電子は原子、分子から弾き飛ばされる。このとき放出された電子は充分なエネルギーを持っている場合シャワーを生成する。その結果は図 7.20a、図 7.20b の π^0 を入射したときのヒット数が後方の層数で緩やかに上昇している様子に表れている。

また、図 7.21 の結果より e^- 、 γ を入射したときの各検出器層ごとで測定されるエネルギー分布の中心値は図 7.20 の結果と同様にそれぞれ $9 X_0$ 、 $10 X_0$ 付近をピークにもつ分布が確認できる。この結果からもそれぞれのシャワーの最大が $9 X_0$ 、 $10 X_0$ 付近であることが読み取れる。また、 π^+ の分布に関しては e^- 、 γ の結果と比較してとても低い値でピークのない一定値をとっている。この分布については図 7.16 の結果について前述した通りであることから説明は割愛する。また、図 7.20、図 7.21 の結果を通して e^- は γ と比べ分布のピーク位置は約 $1 X_0$ 前に現れた。またヒット数、エネルギー分布の中心値共にそのピークの値は e^- の方が γ よりもやや高い値をとった。高エネルギーの e^- は物質中に入ると電磁シャワーを生成するが γ はまず e^- 、 e^+ 対を対生成したうえで生成された e^- 、 e^+ が物質に入射しシャワーを作り出す。 γ の場合この対生成の過程が e^- と比べて余分に必要となるのでシャワーの構造が全体的に後方へずれる。その結果それぞれの分布のピーク位置に約 $1 X_0$ 分のずれが生じたと考えられる。また e^- 、 γ でそれぞれのピークの最大値が e^- に比べ γ の方が小さいという結果にも γ の対生成過程が影響していると推測できる。これは対生成はある確率的に起こることと、生成された電子の進行方向が光子の入射方向に対して横方向に運動量を持ったときカロリメーターの外に飛び出してしまう場合も考慮に入れると γ を入射した場合の方が e^- に比べシャワーの生成量が抑制された為であると考えられる。

π^+ においてヒット数とエネルギー中心値のグラフを比較するとヒット数は後方の検出器層に進むにつれて増加しているの対し、測定されたエネルギー量には大きな変化は見られない。この結果から π^+ 入射により新たに生成された粒子はあまり高いエネルギーを持っていないと考えられる。

8 シリコンパッドのセグメント化

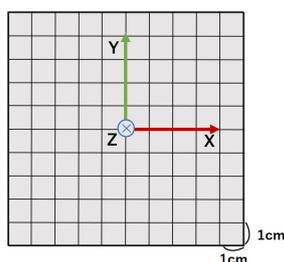


図 8.1: セグメント化したシリコンパッド模式図

各シリコンパッドを X 軸、Y 軸方向にそれぞれ 10 個ずつに分割した合計 100 個のセグメントを用いて測定を行った。7.4.3 節で作成したヒットマップは位置情報や粒子の種類、そのエネルギーなど全ての情報を引き出せるシミュレーションとしての利点を用いて作り上げたものである。現実でヒットマップを作成する為には粒子が当たった場所を何らかの形で特定しなくてはならない。その為にシリコン検出器を細分化し小さな検出器を縦横に敷き詰めた構造をもつ検出器を用いる。4.2 節で述べたように実際の FoCal-E の構造では $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ のセルサイズを用いたシリコンパッドは主にそのエネルギー測定を目的としている。粒子の入射位置などを精度良く求めるためには $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ のセルサイズに分割されたシリコンパッドを用いるが、ここでは粒子の入射位置や入射方向の再構成の手法の考察を行う初段階として $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ と大きなセルサイズを用いた測定を行った。

図 8.1 に本研究で使用するセグメント化したシリコンパッドの模式図を示す。

8.1 セルの中心に粒子を入射

まず図 8.2 に示す×の位置に光子を 10 GeV で入射した。またこのとき入射位置の座標は $x=-0.5\text{ cm}, y=-0.5\text{ cm}$ であり入射方向は Z 軸正の方向つまり図の手前から奥に向けて入射した。

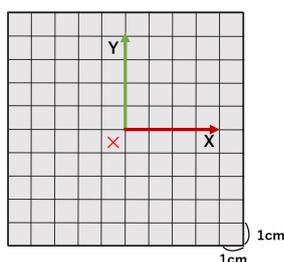


図 8.2: セルの中心に入射

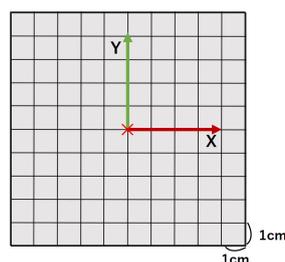
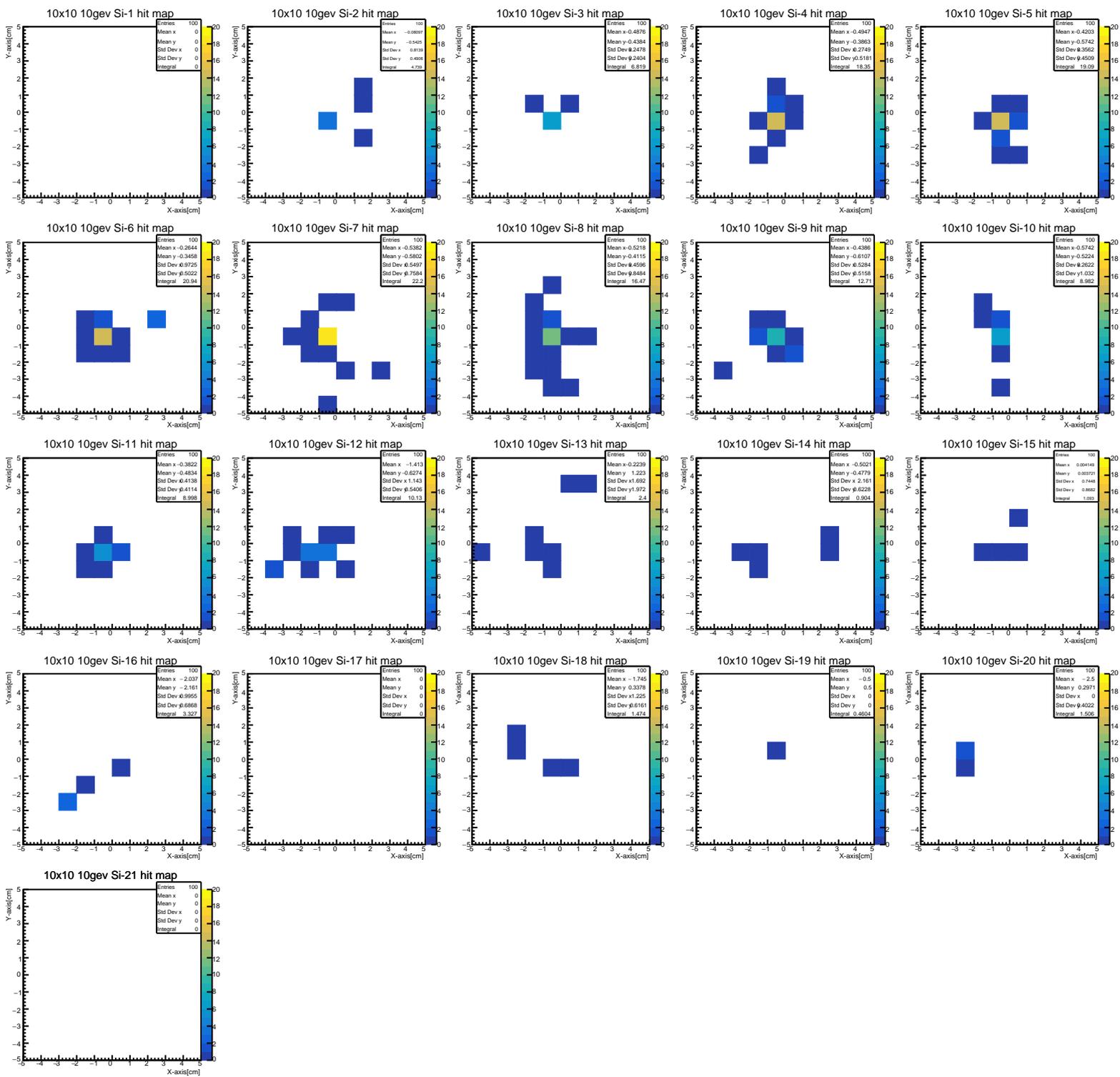


図 8.3: セルの境界に入射

その結果を図 8.4 に示す。ここでそれぞれの縦軸、横軸は図 8.1 の Y 軸、X 軸に対応しておりシ

リコンパッドの中心を XY 平面上の原点にとっている。また色のついたセルはエネルギーが測定されたことを表し、その大きさを色別で表現している。その凡例をそれぞれのグラフ右端に示す。



☒ 8.4: $(x,y)=(-0.5,-0.5)$ に光子 10 GeV を入射したときのヒットマップ

図 8.4 と、図 8.2 を対応させると前半の層数で光子を入射した座標に対応するセルでその周囲よりも高いエネルギーが測定されており、入射位置が顕著に現れていることが分かる。それに対し、12 層目以降では低いエネルギーが分散して検出されている。ここでそれぞれのヒットマップを X 軸、Y 軸に投影しその結果の一部を図 8.5、図 8.6 に示す。またそれぞれのグラフで凡例に書かれている entry の値はヒットした粒子の数やセルの数ではなくそれぞれの検出器層で測定されたエネルギー量の総和 [MeV] を表している。

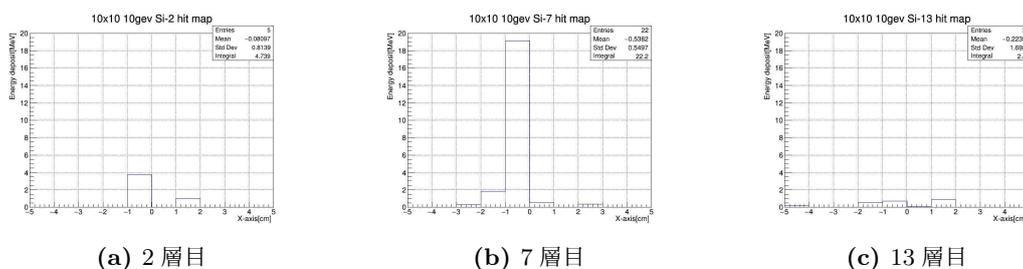


図 8.5: 検出器層 2,7,13 層目のヒットマップ X 軸投影

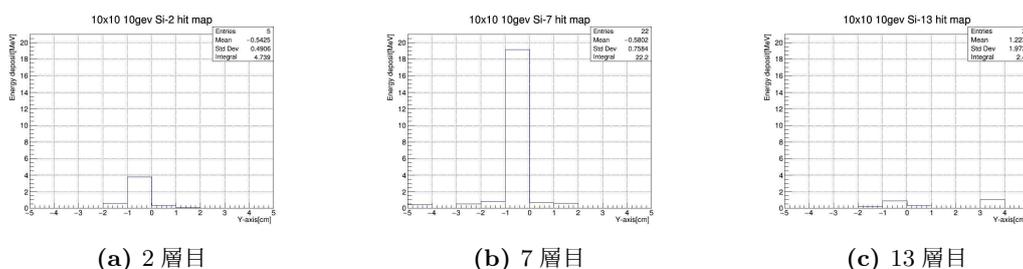


図 8.6: 検出器層 2,7,13 層目のヒットマップ Y 軸投影

図 8.5、図 8.6 より 2 層目、7 層目ではそれぞれ入射位置に対応した座標にビンが現れている。特に 7 層目ではそれが顕著である。それに対し 13 層目の結果は入射位置にもビンがあるがその周囲のビンと区別ができない程低いものである。これらの投影を検出器 21 層全てで行い、それぞれのグラフのビンの高さを h 、軸上でのビンの中心とそれぞれ XY 軸の原点との距離を r とし、 h と r の値をそれぞれ求めた。またエネルギー重心を E_{cog} とおき $E_{cog} = \frac{\sum_i h_i r_i}{\sum_i h_i}$ と定義した。これをそれぞれの検出器層で X 軸、Y 軸それぞれで求め各層ごとのエネルギー重心の移行の様子をグラフに示した。またその結果に対して $x = p_0 + p_1 \cdot z$ (Y 軸の場合は $y = p_0 + p_1 \cdot z$) の関数を用いてフィッティングを行った。このとき原点から 7、14、21 層までの 3 通りの範囲でフィッティングを行いその結果を図 8.7、図 8.8 に示す。

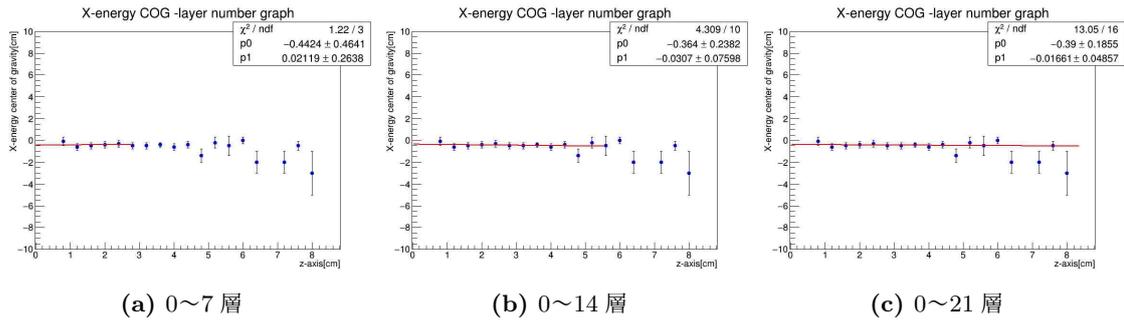


図 8.7: エネルギー重心 X 軸成分の Z 軸分布 (0~7,14,21 層までの範囲でフィッティング)
((x,y)=(-0.5,-0.5))

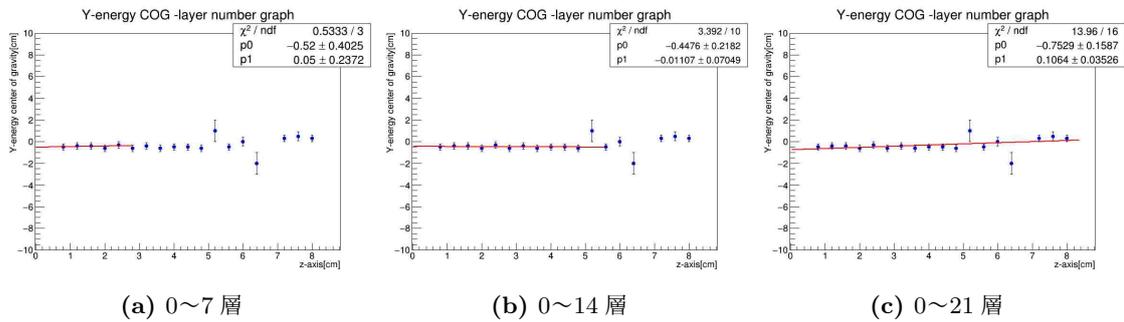


図 8.8: エネルギー重心 Y 軸成分の Z 軸分布 (0~7,14,21 層までの範囲でフィッティング)
((x,y)=(-0.5,-0.5))

またフィッティングの結果をまとめたものを表 8.2 に示す。

表 8.1: エネルギー重心-検出器層のフィッティング結果 ((x,y)=(-0.5,-0.5))

fitting 範囲	0~7 層	0~14 層	0~21 層
X 軸 p0	-0.4 ± 0.4	-0.4 ± 0.2	-0.4 ± 0.2
p1	0.0 ± 0.2	-0.02 ± 0.06	-0.01 ± 0.04
Y 軸 p0	-0.4 ± 0.3	-0.5 ± 0.2	-0.8 ± 0.2
p1	0.0 ± 0.1	-0.01 ± 0.05	0.09 ± 0.03

いま、光子を Z 軸に平行に入射しておりその入射位置は $x=-0.5$ cm, $y=-0.5$ cm であった。フィッティングで使用している p_0 , p_1 は図 8.7、図 8.8 での切片と直線の傾きに対応しているが、つまりこれは粒子の入射位置と Z 軸に対する進行方向の傾きを表している。これを踏まえて表 8.1 を見ると Y 軸の 0~21 層の範囲でフィッティングした結果を除き X 軸、Y 軸ともにそのエネルギー重心の Z 軸との傾き (p_1) は誤差の範囲内で 0 に一致していることが分かる。また、そのとき入射位置 (p_0) も誤差の範囲内で -0.5 cm の設定と一致していることが確認できる。また図 8.4 から分かるように検出器層数が大きくなるにつれ低エネルギーのヒットポイントがばらついてきた。これらが原因で各検出器層のエネルギー重心の見積もりが悪くなり図 8.7a~図 8.8c において Z 軸の値

の大きな（層数の大きな）領域のエネルギー重心の値がばらついたものが得られたと考えられる。そのばらついた重心を考慮に入れてフィッティングした為に Y 軸の 0~21 層のフィッティング結果はその傾きや切片にずれが生じたと考えられる。

8.2 セルの境界に粒子を入射

次に図 8.3 に示す×の位置に光子を 10 GeV で入射した。つまり入射位置の座標は $x=0.0$ cm, $y=0.0$ cm の原点であり入射方向は Z 軸正の方向へ向けて入射した。そのヒットマップを図 8.9 に示す。

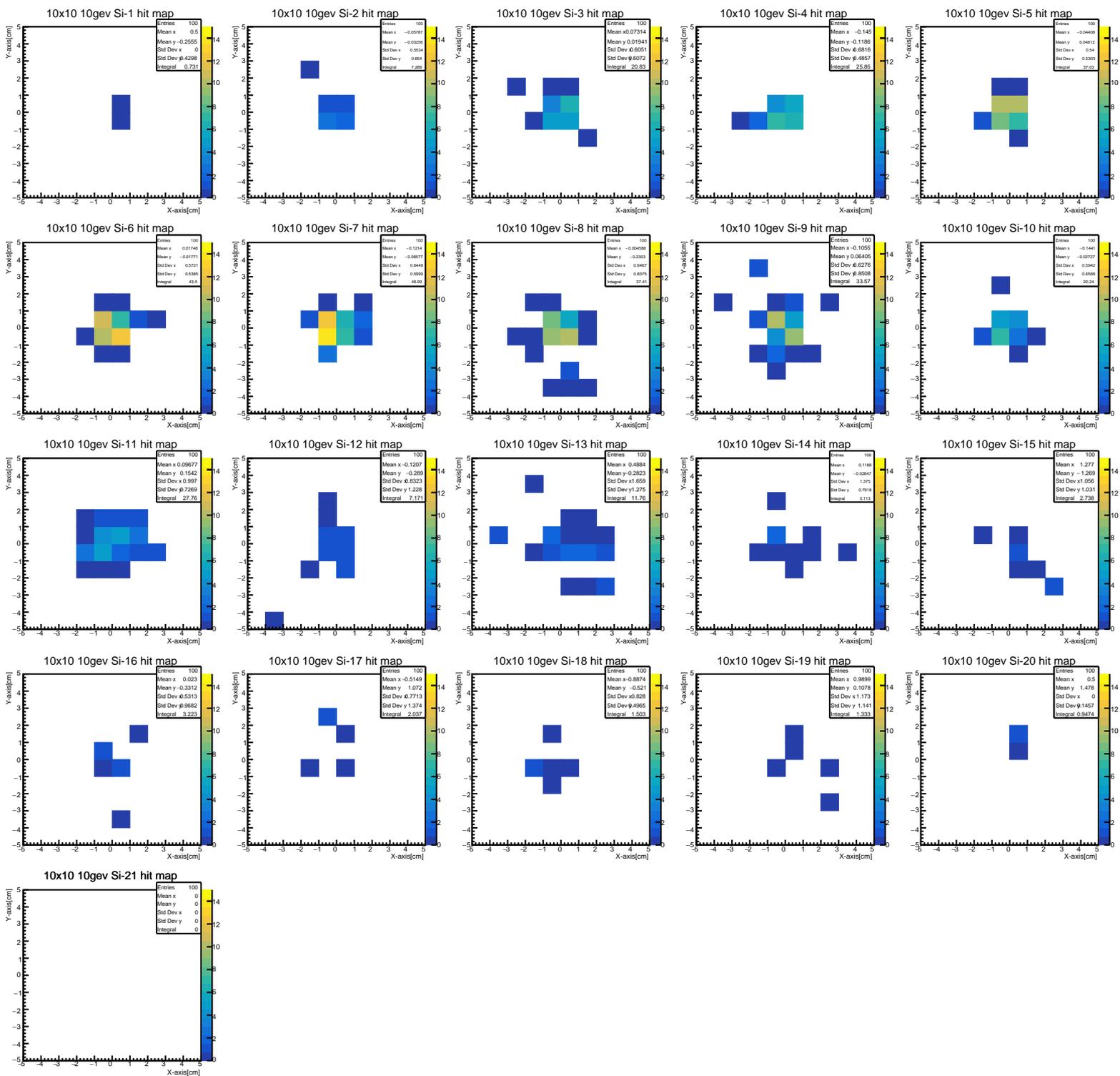


図 8.9: $(x,y)=(0,0,0,0)$ に光子 10 GeV を入射したときのヒットマップ

図 8.9 より前半の検出器層では光子を入射した中心部分のセルで周囲より高いエネルギーのヒットが確認できる。図 8.4 では 1 つのセルがその周囲のセルと比べて高いエネルギーを検出していたが、図 8.9 の結果ではシリコンパッドの中心に隣接した 4 つのセルがその周囲のセルに比べて高いエネルギーを検出している。また、これらの測定結果についても 8.1 節と同様にして各検出器層ごとに X、Y 軸のエネルギー重心を求め、Z 軸に対してプロットしたものを $x = p_0 + p_1 \cdot z$ (もしくは $y = p_0 + p_1 \cdot z$) の関数でフィッティングした。その一部を図 8.10 に、またフィッティングの結果をまとめたものを表 8.2 に示す。

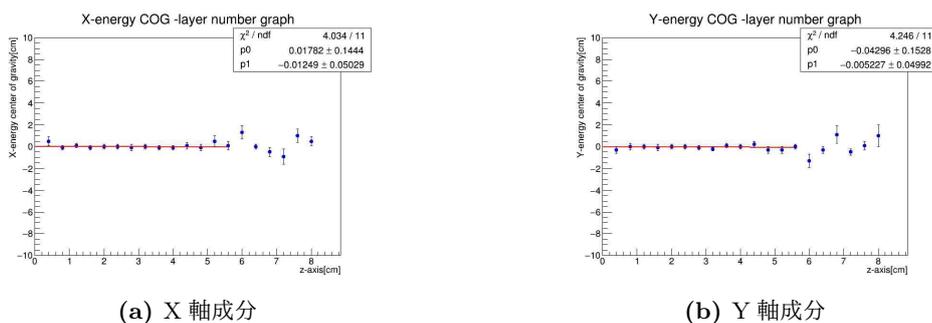


図 8.10: エネルギー重心 X,Y 軸成分の Z 軸分布 (0~14 層まで範囲でフィッティング) ((x,y)=(0.0,0.0))

表 8.2: エネルギー重心-検出器層数のフィッティング結果 ((x,y)=(0.0,0.0))

fitting 範囲	0~7 層	0~14 層	0~21 層
X 軸 p0	0.1 ± 0.2	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.1
p1	-0.1 ± 0.1	-0.01 ± 0.04	0.01 ± 0.02
Y 軸 p0	-0.1 ± 0.2	-0.1 ± 0.1	0.0 ± 0.1
p1	0.1 ± 0.1	0.00 ± 0.03	-0.01 ± 0.02

いま、光子を Z 軸に平行に入射しており入射位置は $x=0.0$ cm, $y=0.0$ cm であった。表 8.2 の結果より粒子の入射位置 (p0) は X、Y 軸共に全てのデータで誤差の範囲内で 0 と一致していることが確認できる。また、粒子の進行方向の Z 軸に対しての傾き (p1) も誤差の範囲内で 0 と一致していることが確認できる。よって表 8.1、表 8.2 の結果より Z 軸に平行な 10 GeV の光子の入射位置や傾きは 1 cm × 1 cm のセルサイズで測定できることが分かった。

8.3 斜め方向に粒子を入射

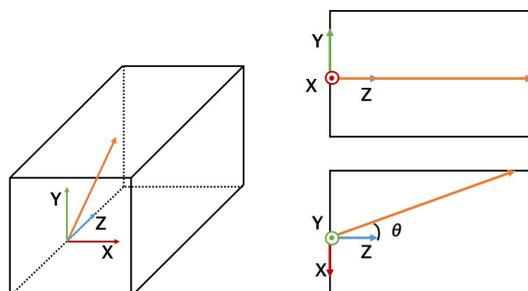


図 8.11: 粒子の入射方向とカロリメーター全体の模式図

8.1、8.2 節では Z 軸に平行に粒子を入射した。この節では Z 軸に対してある角度をもって粒子を入射させたとき、その入射角度を求められるかという点について、入射方向の Z 軸に対する傾きを実際に測定で出したものと比較することで検証を行った。ここで想定するカロリメーターに対する粒子の入射方向を図 8.11 の橙線に示す。このとき粒子の入射方向は $(X,Y,Z)=(0.5,0,1)$ であり Y 軸に対しては角度を持たず X-Z 平面上で Z 軸に対して θ の角度を持たせた 10 GeV の光子を入射した。得られたヒットマップを図 8.12 に示す。

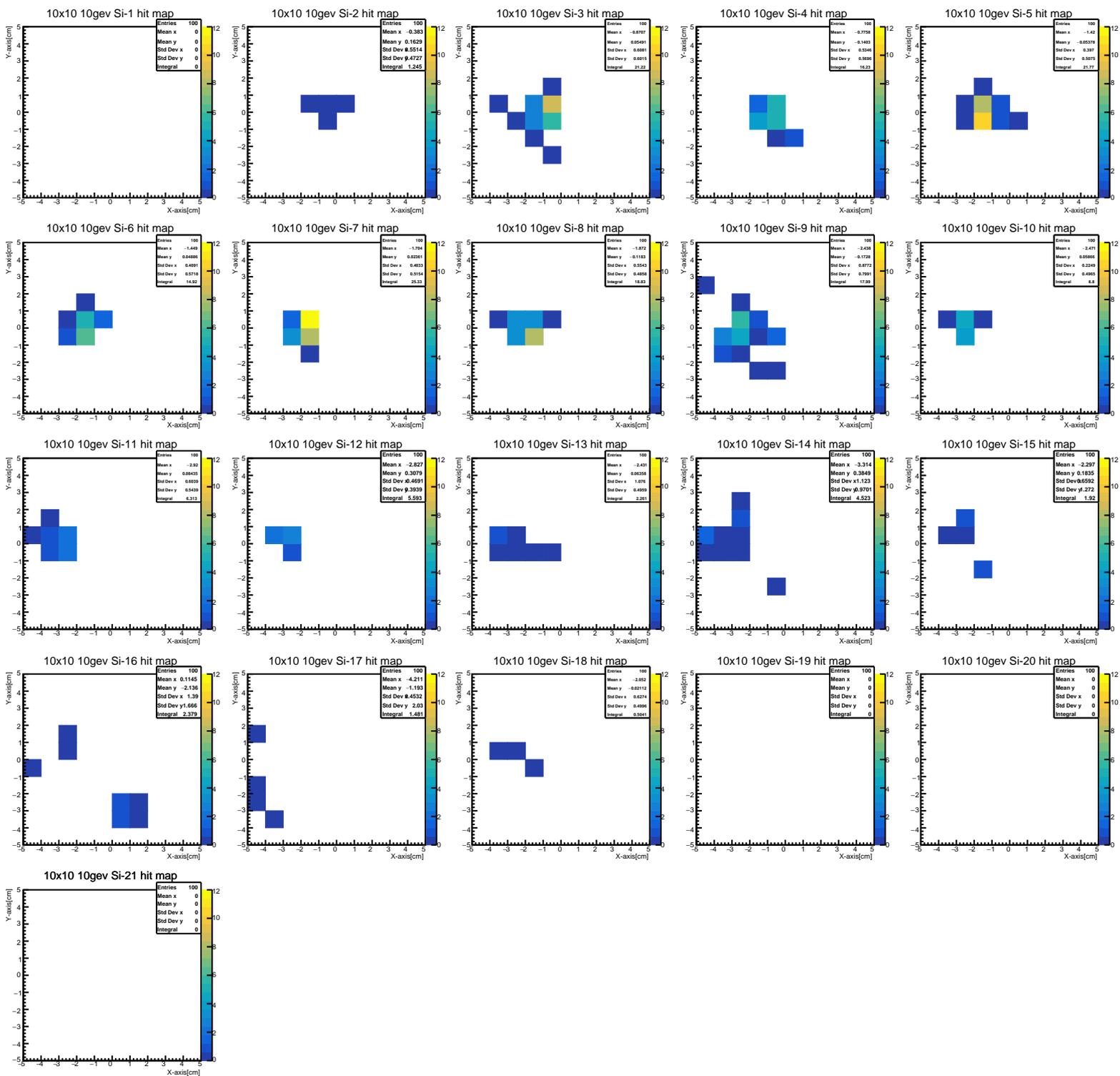


図 8.12: $(x,y)=(0,0,0)$ に光子 10 GeV を $(0.5,0,1)$ 方向に入射したときのヒットマップ

図 8.12 よりそれぞれのシリコンパッドでヒットがあったとみられる周囲よりエネルギーの高いセルの位置は全体を通して Y 軸に対して 0 付近で一定であるのに対し、X 軸に対しては検出器層数が大きくなるにつれ徐々に負方向へ移動している様子が確認できる。この結果についても同様に各検出器層ごとに X、Y 軸のエネルギー重心を求め、Z 軸に対してプロットしたものをフィッティングした。その一部を図 8.13 に、またフィッティングの結果をまとめたものを表 8.3 に示す。

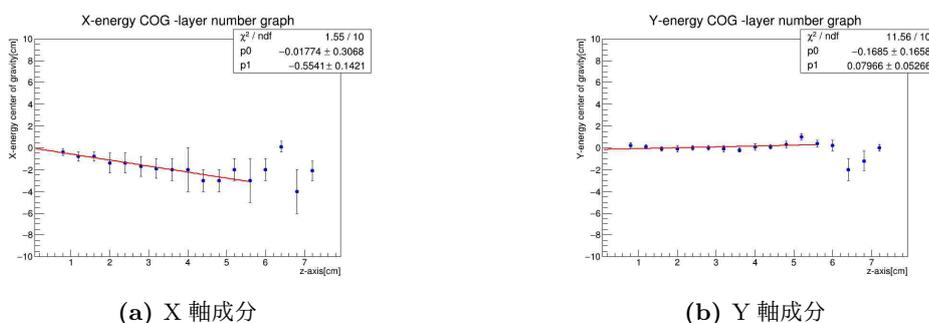


図 8.13: エネルギー重心 X,Y 軸成分の Z 軸分布 (0~14 層までの範囲でフィッティング) ((x,y)=(0.0,0.0) に (0.5,0,1) 方向で入射)

表 8.3: エネルギー重心-検出器層数のフィッティング結果 ((x,y)=(0.0,0.0) に (0.5,0,1) 方向で入射)

fitting 範囲	0~7 層	0~14 層	0~21 層
X 軸 p0	0.1 ± 0.5	0.0 ± 0.3	-0.6 ± 0.2
p1	-0.5 ± 0.3	-0.4 ± 0.1	-0.11 ± 0.06
Y 軸 p0	0.1 ± 0.3	-0.2 ± 0.2	-0.1 ± 0.1
p1	-0.1 ± 0.1	0.07 ± 0.04	0.03 ± 0.03

図 8.13a は図 8.11 の右下図を上下反転させたものに、図 8.13b は図 8.11 の右上図にそれぞれ対応している。ここで粒子の入射位置は $x=0.0$ cm、 $y=0.0$ cm であり X-Z 平面で見たときの進行方向の傾きは 0.5、Y-Z 平面で見たときは 0 である。これを踏まえて表 8.3 をみると X 軸の 0~21 層までのフィッティング結果を除き粒子の入射位置 (p0) は全て誤差の範囲で 0 と一致している。また、進行方向に対する傾き (p1) は X 軸では -0.5 に誤差の範囲で一致している。また Y 軸の p1 は 0~14 層までのフィッティングで僅かに 0 からずれるが他のデータより有効数字が 1 桁小さく精度良く測定できている為で、他のデータと比較しても誤差の範囲内であるといえる。X 軸の 0~21 層までのフィッティング結果は p0、p1 とともに実際の入射情報 (p0=0, p1=-0.5) とずれるがこれは 8.1 で既に述べたように後方のばらついたデータが含まれていることが原因であると考えられる。そのデータを除くと概ね測定結果は粒子の入射位置と入射角度ともに実際に入射した情報と誤差の範囲で一致している。この結果から Z 軸に対してある角度を持って入射した 10 GeV 光子の入射角を 1 cm × 1 cm のセルサイズで推定できることが確認できた。

9 結論

シミュレーションを通じた測定結果より Si-W サンプルングカロリメーターにおいて入射粒子はカロリメーター中で失うエネルギーの大部分を吸収体であるタングステン中で失っていた。しかし検出器であるシリコンだけでは光子のエネルギーを測定できずこの結果はタングステン中で電磁シャワーを生成させることの重要性を改めて示した。またそれぞれのパッドサイズを $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ から $100\text{ cm} \times 100\text{ cm}$ に拡大しながら入射エネルギーの異なる測定を行った結果、 $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ までは拡大するほど測定できるエネルギー量の割合は増加したがそれ以上のパッドサイズの拡大に対して測定結果に大きな変化は現れなかった。この結果と各シリコン検出器層で測定したヒットマップの結果を踏まえるとシャワーは $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ の領域内にその大部分は収められていることが分かる。また奥行きを検出器層数を増加させるとエネルギー分解能の値は良くなり、入射エネルギーに対して検出器全体で閉じ込められるエネルギーの割合（エネルギー効率と定義した）は上昇した。具体的には 100 GeV の入射光子を $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ のパッドサイズで測定したとき 14 層ではエネルギー分解能が 4.2% であったが 21 層に増やすと 2.5% まで精度が上がった。そしてそのときカロリメーター全体で測定したエネルギー効率はそれぞれ 82% 、 97% でありこれらの結果は検出器層数が多いほど測定の揺らぎを生み出すシャワーの漏れが少なく、結果エネルギー分解能が良くなったことを表している。また、現実的にカロリメーターに入射した粒子の入射位置やその方向を特定するために $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ のセルにセグメント化したシリコンパッドの構造を用いて測定を行い 1 光子が入射した場合にその入射位置や入射方向をそのエネルギー重心を計算することで求めた。その結果、入射の初期設定の位置情報や入射方向を誤差の範囲内の精度で導き出せることが確認できた。

10 Outlook

現時点でセグメント化したシリコンパッドを用いて1光子が入射した場合の入射位置や入射方向を割り出せることが確認できた。しかし、現在の手法では粒子が複数入射した場合その中間位置に1つの粒子が入射したと測定してしまう。次の課題として複数の粒子が入射した場合にどのようにしてそれらを互いに区別するか、またその入射位置や入射方向を正確に求めることが出来るのかについて考えたい。図 10.1、図 10.2 に 10GeV の光子を 2 つ入射したとき各検出器層 1~10 層で測定したヒットマップを示す。ここで図 10.1 は XY 平面上で互いに離れた 2 点 $(x,y)=(-2.5,2.5)$ 、 $(2.5,-1.5)$ に Z 軸方向に光子を入射したもので、図 10.2 は隣接したセル $(-0.5,0.5)$ 、 $(-0.5,-0.5)$ に光子を 1 つずつ Z 軸方向に入射したものである。

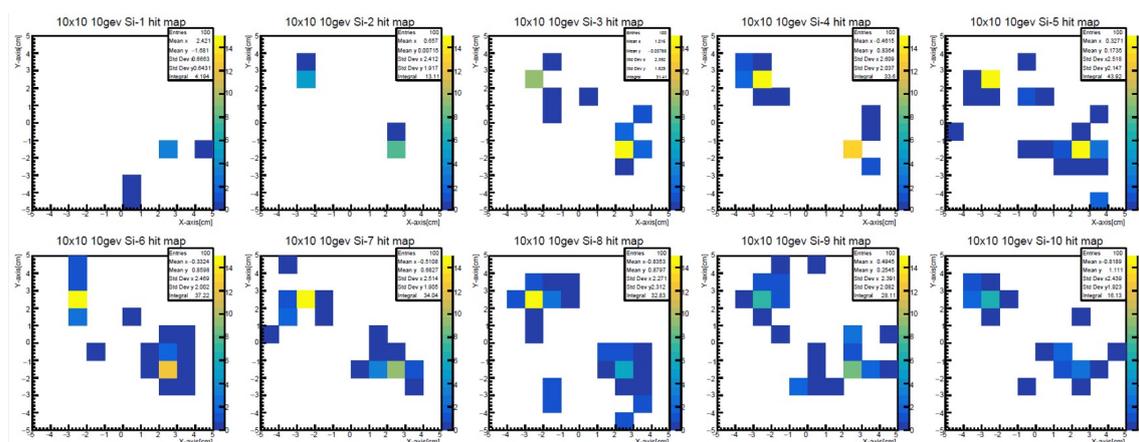


図 10.1: 互いに離れた 2 光子を入射したときのヒットマップ

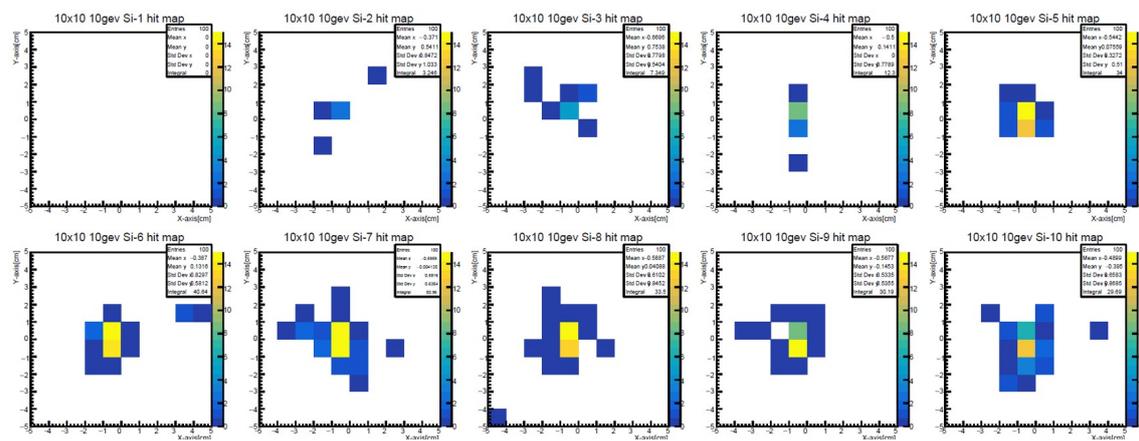


図 10.2: 隣接した 2 光子を入射したときのヒットマップ

図 10.1 をみると光子を入射した位置 $((-2.5, 2.5), (2.5, -1.5))$ で周囲のセルより高いエネルギーが検出されていることが確認できる。よって 2 つの光子を識別するのにこれを利用したい。つまりある閾値を設定し、その値以上のエネルギーが検出されたセルの位置がカロリメーターに入射した光子の座標であると考えことにする。図 10.1 や 8 節の結果から推測すると 10 GeV の光子に関しては 6 MeV 程度が妥当ではないかと考えられる。そのとき考えなくてはならないことは光子の入射したセルの周囲にもエネルギーを検出したセルが分布している点である。8 節では 1 枚のシリコンパッド全体を用いて 1 つの光子のエネルギー重心を求めたが、2 つの光子が入射した場合それぞれの光子に起因するヒットを区別しなくてはならない。よってここで 1 つの光子に起因するヒット分布の広がりを閾値以上のエネルギーを落としたセルに隣接するセルまでと仮定する。以上の手順で Z 軸に平行に入射し XY 平面上で互いに離れた位置にヒットした光子を識別できるのではないかと考えられる。

しかし、この方法では図 10.2 に示すように隣接したセルに入射した 2 つの光子は識別が出来ない。隣接したセルに 2 つの光子がヒットした場合とセルの境界に 1 つの光子が入射した場合を区別できないからである。よって新たに高い閾値を設定し、その閾値を満たすエネルギーのヒットが隣接したセルで測定された場合にのみそのヒットを 2 つの光子に起因するものであると考えることにする。図 10.2 から推測すると 10 GeV の光子に対しては 10 MeV の閾値が妥当ではないかと考えられる。つまり 10 MeV 以上のエネルギーが隣接したセルで測定されたときそれは 2 つの光子に依るものとする。そしてヒット分布の広がりは光子の入射した互いのセルを除いた隣接したセルとする。

また他に考慮しなくてはならないのは粒子が Z 軸に対し斜めに入射した場合、異なる検出器層を跨いだ分布をどの様にそれらが 1 つの粒子に起因するものであると特定するかである。現時点で粒子が Z 軸に対してある入射角をもって入射したときのデータは図 8.12 に示すもののみである。この場合ではある検出器層での入射位置の座標と同じもしくは 1 つ隣のセルに次の検出器層でも粒子の入射位置が確認できたら同じ粒子に起因する反応であると考えられる。しかしこれは入射角に依るのでより入射角の大きい場合でも同様の測定を行ったうえで再考したい。

次の課題として上記に示した方法で実際に 2 つの光子を分離することができるかどうかについてまずは図 10.1、図 10.2 でとったデータを用いて検証をする。

11 謝辞

本研究を行うにあたりお世話になった方々にこの場をもって厚く御礼申し上げます。指導教官である杉立先生には本研究の中で数多くの助言を頂きました他、躓いたときには道を示してくださいました。研究室ミーティングでの志垣先生、本間先生からのご指摘を頂いたことで自身の理解が未熟な点に気づくことができました。また大久保さん、関畑さん、山崎さんにはお忙しい中毎週ミーティングを開いていただきました。ミーティングの中では誤りのご指摘を受け相談にのっていただいた他、グラフの見せ方など含め毎回多くのことを学びました。特に関畑さんには常に私の進捗についてお気遣い頂きました。またこの1年間で先輩方、同期の方々と共にすごした時間はとても有意義なものでした。本研究に関わっていただいた全ての方々に重ねて御礼申し上げます。

参考文献

- [1] 永江知文, 永宮正治 ” 原子核物理学 ” 裳華房出版 p5)
- [2] PDG 2016(<http://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-structure-functions.pdf>)
- [3] 八木浩輔 ” 原子核物理学 ” 朝倉書店 p171
- [4] B. ポッフ, K. リーツ, C. ショルツ, F. サッチャ ” 素粒子・原子核物理入門 ” 丸善出版 p351
- [5] 永江知文, 永宮正治 ” 原子核物理学 ” 裳華房出版 p75
- [6] ALICE HP(<http://alice-j.org/alice.a.html>)
- [7] 熊野俊三 ” KEK 物理学シリーズ第2巻 原子核物理学 ” 共立出版株式会社 p262
- [8] ALICE HP (<http://alice-j.org/qgp.html>)
- [9] 板倉数記” 反応拡散系としての高エネルギーグルーオン多重生成の物理”
(<http://research.kek.jp/people/itakura/netsuba.pdf>)
- [10] 板倉数記” カラーガラス凝縮”
(http://kakudan.rcnp.osaka-u.ac.jp/jp/researcher/word/cgc_54_02_2010_03pdf)