

修士論文

TA×4実験地上検出器における最高エネルギー宇宙線観
測可能エネルギー範囲拡大手法の研究
Study for extension of energy range covered
by the TA×4 surface detector array

東京大学大学院
理学系研究科 物理学専攻
沖本 直哉

2021年度

目次

第1章	イントロダクション	1
1.1	イントロダクション	1
第2章	宇宙線	4
2.1	宇宙線	4
2.2	空気シャワー	4
2.2.1	ハドロンシャワー	5
2.2.2	電磁シャワー	7
2.2.3	空気シャワーの横方向分布	7
2.3	GZK カットオフ	8
2.4	最高エネルギー宇宙線	8
2.5	超高エネルギー宇宙線の起源	9
2.5.1	ボトムアップモデル	10
2.5.2	宇宙線加速の候補天体	11
2.5.3	トップダウンモデル	12
第3章	TA 実験と TA×4 実験	13
3.1	TA 実験	13
3.2	大気蛍光望遠鏡による宇宙線観測	13
3.3	地表検出器による宇宙線観測	13
3.4	TA 実験の SD	15
3.5	TA における空気シャワーシミュレーション	18
3.5.1	STEP1:CORSIKA を使った空気シャワーシミュレーション	18
3.5.2	STEP2:GEANT4 を使った検出器のシミュレーション	20
3.5.3	STEP3:SD アレイを考慮	21
3.5.4	STEP4:スペクトラムマッチング	22
3.6	TA 結果と TA×4 の計画	22
3.7	TA×4 の現状	23
第4章	TA×4 の課題と解決法の提案	25
4.1	TA×4 の課題	25
4.2	空気シャワーの粒子別横方向分布	25

4.3	空気シャワー中のガンマ線のエネルギー分布	27
4.4	TA×4のエネルギー閾値を下げるための提案と概算	27
4.5	現状のTA×4の検出効率	28
第5章	鉄板の追加によるTA×4検出器の検出効率改善	32
5.1	鉄板を入れた場合の検出効率	32
5.1.1	ガンマ線を全て電子に変換した場合	32
5.1.2	ガンマ線を全て電子対に変換した場合	34
5.1.3	確率を考慮してガンマ線を電子対に変換した場合	36
5.1.4	二次宇宙線の到来角度と荷電粒子の電離損失を考慮する場合	39
5.1.5	電子の制動放射を考慮する場合	44
第6章	最適な鉄板の厚みの検討	55
6.1	鉄板の厚みを変化させた時の検出効率	55
6.2	鉛板を置いた場合	58
第7章	結論と今後の展望	63
7.1	結論	63
7.2	今後の展望	64
	参考文献	66

概要

本研究では最高エネルギー宇宙線を観測する TA×4 実験において、観測可能なエネルギー領域を拡張するための提案とその検証を行った。TA×4 実験は低コストで大きな観測面積を確保するため TA 実験に比べて地表検出器 (Surface Detector, SD) の設置間隔が大きい。このため低エネルギー領域での検出効率が低くなっている。本研究では SD の性能を向上させることで検出効率を向上させる方法を検討した。現状の SD はガンマ線に対する感度が低いため、SD 上部に鉄板を置きガンマ線を電子対生成させることでガンマ線に対する感度が向上すると考えられる。この効果をモンテカルロシミュレーションを用いて検証した。

SD 上部に鉄板を置いた時のシミュレーションができるようにするため、鉄板を置いた時の効果を段階的に再現した。初めに鉄板中で起こるガンマ線の電子対生成をプログラムの上で再現した。次に鉄板中で荷電粒子が電離損失によってエネルギーを失う過程を再現し、最後に電子が制動放射する効果を再現した。これらの効果が適切に再現されていることを逐次確認しながら空気シャワーに対する検出効率を求めた。その結果、1 放射長の厚さの鉄板を置いた時には現状の TA×4 で用いているものに比べて検出効率が 10% 程低下した。これは設置する鉄板が厚すぎたため、電離損失によるエネルギーロスが大きくなってしまったことが原因と考えられる。

次に検出効率を上げるために最適な鉄板の厚さを検討した。厚さを変数として検出効率を求めることでこの最適値を求めた。モンテカルロシミュレーションの結果 0.2cm の鉄板を置いた時、検出効率は $4 \times 10^{18} \text{eV} < E < 4 \times 10^{19} \text{eV}$ の領域で数%程度上昇することがわかった。また、1cm 厚の鉄板を置いた場合は鉄板を置かなかった時とほぼ変わらない結果となった。これにより鉄板を置くことによる大幅な検出効率の向上は得られないことがわかった。

第1章 イントロダクション

1.1 イントロダクション

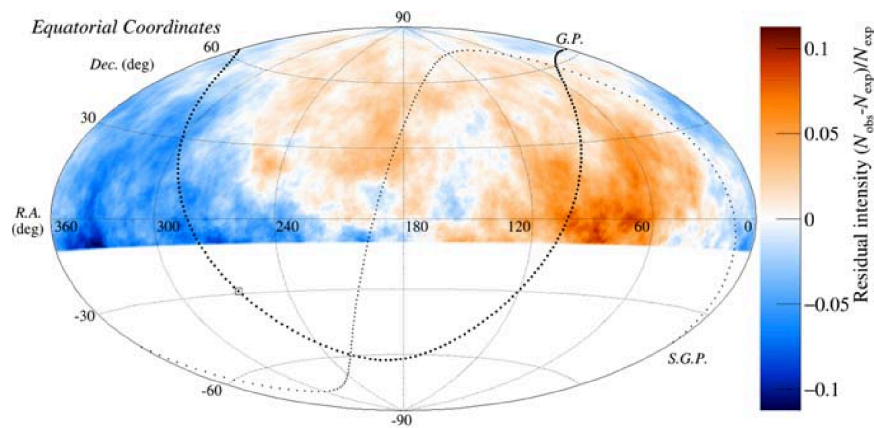
1965年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB 放射) が発見されたことから、GZK カットオフ (Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff) の存在が予想された [1][2]。宇宙空間を伝搬する宇宙線はエネルギーが高くなると CMB 放射と相互作用を起こすようになるため、 10^{20} eV を超える宇宙線は急激に減少すると予測されたのである。1991年から観測が始まった AGASA 実験 (Akeno Giant Air Shower Array) では約 100 km^2 の面積に 111 台の地表検出器 (Surface Detector, SD) を並べることで、13年間の観測で 10^{20} eV を超えるエネルギーのイベントを 11 例観測し、GZK カットオフが存在しない結果が得られた [3]。一方で 1997年にアメリカのユタ州で始まった HiRes 実験 (High-resolution Fly's Eye 実験) では宇宙線が大気中を通過する際に発する蛍光を捉える、大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) を用いることで大面積での宇宙線観測を行い、GZK カットオフが存在する結果が得られた [4]。この二つの実験結果の違いから GZK カットオフの存在は大きな論争になった。両者の実験では宇宙線を観測する手法が違う。FD での観測はシャワー中の荷電粒子が電離損失によって失うエネルギーを大気蛍光として観測している。これは大気を吸収材とする全吸収型カロリメータと考えられるため、原子核相互作用やシャワー発達のモデル依存が低い。一方で SD アレイを用いたエネルギー推定は、空気シャワーシミュレーションから得られる粒子数密度と実際の測定結果を比較することで行われる。そのためモデル依存が大きく、エネルギー決定の誤差が大きいと考えられた。この二つの実験手法の違いを排除すべく、両方の検出器を並べるハイブリッド実験が計画された。

AGASA 実験で観測された GZK カットオフを超えたエネルギーの宇宙線について検証するため Telescope Array 実験 (TA 実験) と Pierre Auger 実験 (Auger 実験) が始まった。TA 実験はアメリカユタ州の砂漠地帯で約 700 km^2 に SD 検出器 507 台を並べ、その周りに 3 箇所の FD ステーションを置きそれぞれに 12 台、12 台、14 台の FD を設置した。Auger 実験ではアルゼンチンの平原地帯に 1600 台の水チェレンコフ検出器を SD として約 3000 km^2 の領域に並べ、その周りを囲むように 4 箇所に合計 24 台の FD を設置した。どちらの実験も SD を囲むように FD が配置され、同じ空気シャワーをどちらの装置でも観測するハイブリッド実験が行われた。これにより SD のエネルギー較正を FDで行うことができる。それぞれの設置場所から、TA 実験は北半球、Auger 実験は南半球の空を観測した。これにより全天観

測がなされた。両者の実験結果から、GZK カットオフとみられる 10^{20} eV を超えるエネルギー領域で急激なフラックスの減少が観測された [5]。また、SD と FD のハイブリッド実験の結果から SD では系統的にエネルギーを高く推定している事が分かった [6]。これにより、SD アレイを用いた AGASA 実験で観測された GZK カットオフを超えるイベントは系統誤差によるものであったと判明した。一方で新たな発見としては、観測した宇宙線の到来方向分布からホットスポットに代表される宇宙線の異方性の兆候を掴んだ [7]。

さらに多くの宇宙線を捉えるために TA 実験の SD アレイ周辺により多くの検出器を配置する TA×4 実験が計画された [8]。この計画では最終的に 3000km^2 まで観測面積を広げる予定であり、TA 実験の約 4 倍であることから TA×4 と呼ばれている。2019 年から 257 台の検出器を追加して稼働している [9]。TA 実験では検出器の間隔が 1.2km であったが、TA×4 では広い面積で宇宙線の観測をするためにこれよりも広い 2.08km 間隔で設置している。このため TA×4 では低エネルギー領域での検出感度が低くなる。これは低エネルギーの宇宙線から発達する空気シャワーは粒子数密度が小さくなるため、アレイの間隔が大きくなるとこれを取りこぼしてしまうためである。高エネルギー領域の観測のためこのような設置の仕方を行っているが、低エネルギー領域での観測が可能になると到来頻度が高いため TA の結果と照らし合わせた解析をするときにイベント数を大きくすることができる。

現状の TA×4 では検出感度が低い 10^{19} eV の宇宙線で期待される物理として、ダイポール異方性がある。Auger 実験で観測されたイベントのうち、 8×10^{18} eV の到来方向分布をみるとダイポール異方性が確かめられた [10]。同様の解析を TA 実験で行った結果を図 1.1, 1.2 に示す [11]。



(a) Equatorial coordinates

図 1.1: 8.8×10^{18} eV を超えるイベントの到来方向を赤道座標系にプロットした [11]。図の右側に示されるカラーバーはバックグラウンドの標準偏差で規格化した観測数である。

図 1.1 を見ると、オレンジ色の領域と青色の領域の大きく二つに分けられ、ダイポール異方性の兆候がみられる。図 1.2 は異方性について定量的に考えるため、図 1.1 を赤経方向に射影している。

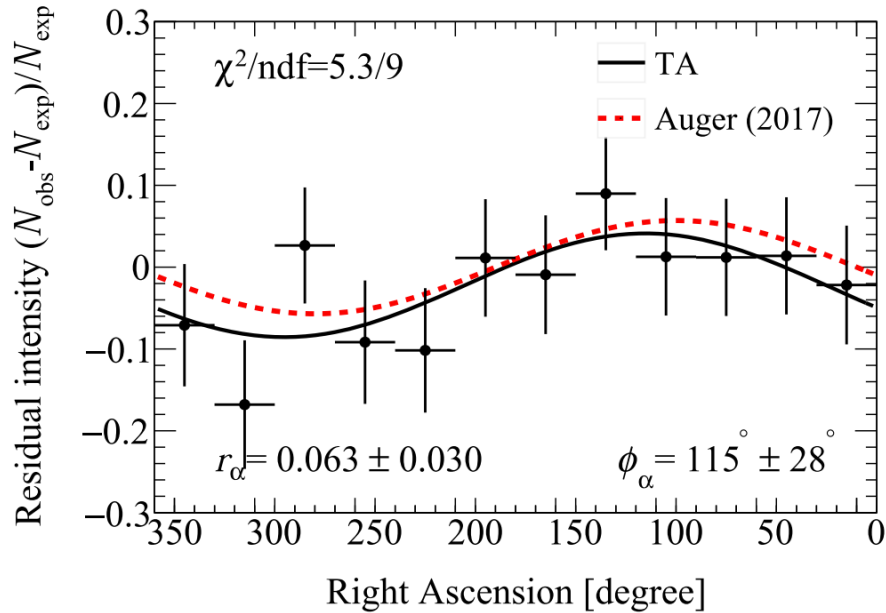


図 1.2: 図 1.1 の結果を赤経方向に射影させた [11]。縦軸は規格化された観測数、横軸は赤経。TA 実験と Auger 実験両方で観測される領域に限っている。

赤い点線は Auger の異方性から予想されるラインで、結果は Auger 実験の結果を否定しないが、統計が足りないため TA の結果だけでダイポール異方性があるとは言えない。TA×4 でも 10^{19}eV 付近のイベントを多く観測することができれば、この結果を改善することが期待できる。

本研究ではこの TA×4 のエネルギー閾値を低くするための方法として SD に鉄板を乗せることを提案する。これにより現状の TA 及び TA×4 実験に用いられる SD アレイでは検出感度が低いガンマ線を電子へと変換する事で、検出効率の向上が期待される。一方で荷電粒子は鉄板中で電離損失によってエネルギーを失うため、検出効率を低下させる要因にもなる。本研究では各効果の影響を確認するため、順にモンテカルロシミュレーションを用いて検証した。

本論文の構成は以下の通りである。2 章では前提となる宇宙線について歴史を踏まえて説明をする。3 章では TA 実験と TA×4 実験について説明し本研究の説明を行うための準備とした。4 章では現状 TA×4 実験に存在する課題、低エネルギー領域での検出効率について検討する。5 章では 4 章であげた課題について解決法を提案し、具体的にシミュレーションをすることで、検討した手法の妥当性を探った。6 章では検出効率を最大化させる鉄板の厚さを求めた。7 章では本研究での結果をまとめ、合わせて今後の展望について述べた。

第2章 宇宙線

2.1 宇宙線

本節では宇宙線研究の歴史を参考文献 [12] に沿って説明する。1912年から1919年ごろにかけての Hess と Kolhörster の気球実験により、地表付近よりも上空に昇るほど自然放射線の強度が高くなることが確認された。このことから地球の外からやってくる放射線である宇宙線の存在が確認された。宇宙線の発見以後、その成分を確かめる研究が進められた。その中で地球の外から飛んでくる一次宇宙線が地球の大気と衝突し、二次宇宙線を生成していることが分かった。この生成反応は荷電粒子の飛跡を捉えることができる原子核乾板により観測され、1947年には Powell の実験により π 中間子が発見された。これは湯川秀樹の中間子論を裏付けるものとなった。このように宇宙線の研究により新粒子が発見され、その性質の解明から素粒子原子核理論へ大きく寄与した。その後加速器の技術の発達に伴い加速可能なエネルギーの上限が大きくなったことで、素粒子の性質を調べる研究は宇宙線から加速器へとその場所を移した。

一方で宇宙線研究の主題は加速器で加速できるエネルギーより高いエネルギー領域の宇宙線観測へと移った。図 2.1 に現在までに観測された宇宙線フラックスのエネルギー依存を示す [13]。ここで言う宇宙線のフラックスとは単位面積、単位時間、単位立体角、単位エネルギーあたりに来る宇宙線の数を表していて、単位は $[\text{km}^{-2} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}]$ である。グラフではエネルギー依存をよりみやすくするために $E^{2.6}$ をかけてある。フラックス F と宇宙線のエネルギー E には大局的に式 2.1 のような比例関係がある。エネルギー E が高くなるほどフラックス F は小さくなる。

$$F \propto E^{-2.7} \quad (2.1)$$

特にフラックスが低い高エネルギー宇宙線の測定のためには、検出面積を大きくとることの有用性が高い。気球やロケットを使った観測では検出面積を大きくするのは限界がある。これを補うため空気シャワーによる宇宙線観測が始まった。

2.2 空気シャワー

霧箱の写真から宇宙線が物質を通過すると粒子数が増殖されることが確認された。一次宇宙線は大気と相互作用することで二次宇宙線を生成し、その二次宇宙線

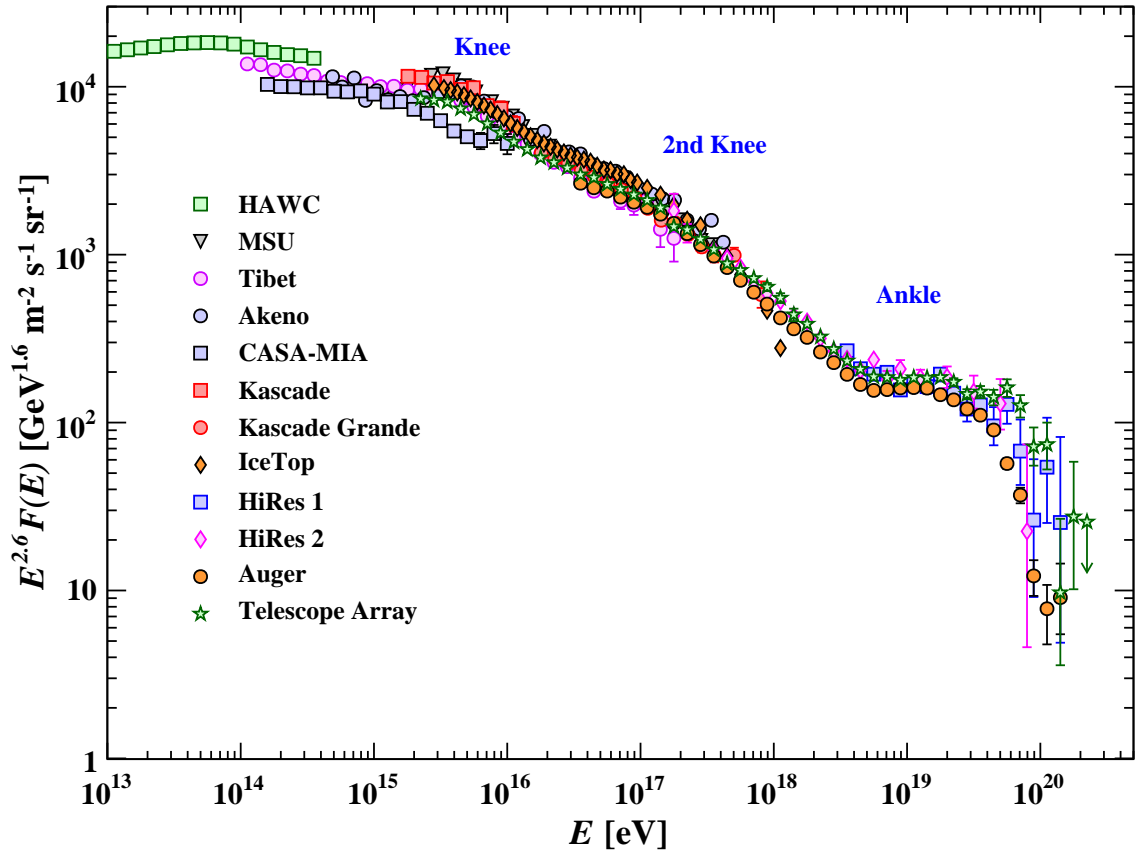


図 2.1: 宇宙線到来頻度のエネルギー依存 [13]。縦軸は到来頻度、横軸はエネルギー。

もまた大気と相互作用することでさらに多くの二次宇宙線を生成している。このように宇宙線が指数的に粒子数を増やしていく現象を空気シャワーと呼ぶ。空気シャワーの概形を図 2.2 に示す [14]。宇宙線が大気上空から地表に進むにつれ粒子数を増やし、また水平方向に拡散している。水平方向に拡散された空気シャワーは検出器をまばらに配置しても観測することが可能であるため、実質的に大面積での観測が可能になる。これによりフラックスの低いイベントも高頻度で捉えることが可能となる。この空気シャワー観測の手法には地表検出器アレイ (Surface Detector Array, SD アレイ) を用いるものと大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) を用いるものの 2 つがある。

空気シャワーの増殖過程にはハドロン相互作用によるハドロンシャワーと、電磁相互作用による電磁シャワーがある。

2.2.1 ハドロンシャワー

一次宇宙線が大気と衝突すると核カスケードを作る。核カスケードとは高エネルギーの核子が大気中の原子核と衝突することでハドロン反応を起こし、核子と

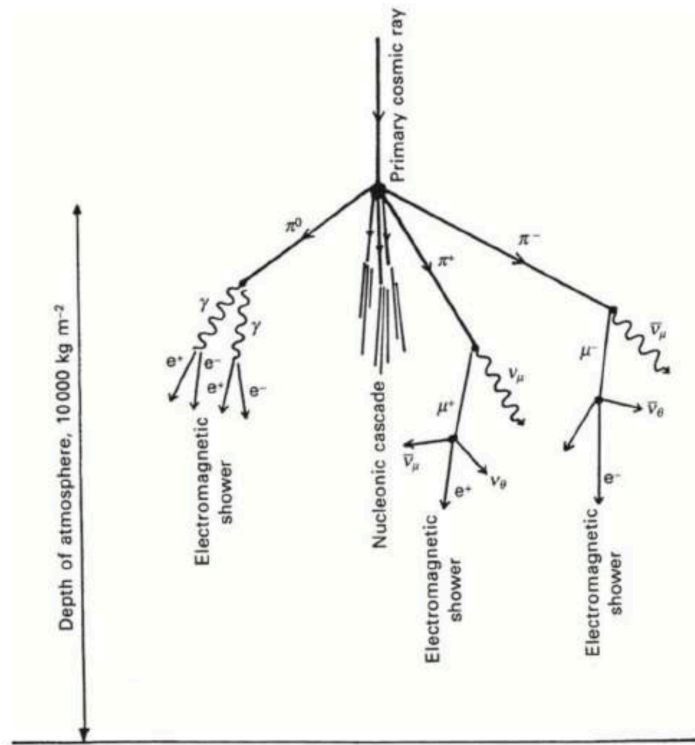


図 2.2: 空気シャワーの模式図 [14]。電磁シャワー成分と核カスケードの成分がある。

多くの中間子を生成することで粒子増殖する現象である。ここで生成される粒子の大半は π 中間子であり、その次に K 中間子が多く生成される。高エネルギーハドロン衝突における高エネルギー粒子生成は非摂動論が支配する現象で、粒子生成断面積の第一原理計算ができない。ここで起こる現象は素粒子論的に解明されているわけではない。

極めて高いエネルギー (10^{16} eV 以上) の一次宇宙線が入射した時には、核カスケードで作られた二次粒子がさらに核カスケードを起こし何世代にもわたって連鎖的な反応を起こす。この連鎖反応によって粒子数が増殖する現象を、ハドロンシャワーと呼ぶ。

多重中間子生成で出てきた π 中間子は崩壊することで以下のプロセスで電子とガンマ線を生成する。二次宇宙線の π^0 は崩壊することで式 2.2 のように二つのガンマ線になる。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (2.2)$$

また π^\pm は式 2.3, 2.4 のように崩壊することで、 μ^\pm 粒子を生成する。この μ^\pm も式

2.5,2.6のようにさらに崩壊することで最終的に電子が生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.3)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.4)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.5)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.6)$$

2.2.2 電磁シャワー

π^0 の崩壊によって生成されるガンマ線はエネルギーが高いため、大気と相互作用することで電磁シャワーと呼ばれる連鎖的な反応を起こす。電磁シャワーの中で起こる反応は以下の二つがある。

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (2.7)$$

$$e^\pm \rightarrow \gamma + e^\pm \quad (2.8)$$

式2.7は電子対生成であり、式2.8は制動放射である。それぞれの反応で生成された電子とガンマ線は、再び大気と相互作用をすることで連鎖的な反応を起こす。どちらの反応でも左辺の粒子数が1で右辺の粒子数が2であるため、この反応が続く限り電磁シャワーは指数増殖を続ける。

電磁シャワーの終端を考えるにあたって、各反応の相互作用を起こすまでの距離である相互作用長を考えることが重要である。相互作用長は地球の大気の厚さに比べて十分小さいため、何世代にもわたって電子対生成と制動放射を繰り返す。最終的には電子が臨界エネルギー87MeV[15]を下回るまでこれを繰り返す。このエネルギーを下回ると電離損失によるエネルギー損失が支配的になり、制動放射が起こる前に電子が大気に吸収されてしまう。

2.2.3 空気シャワーの横方向分布

一次宇宙線の入射方向をシャワーのコアと呼ぶ。コア付近では粒子数密度が高く、空気シャワーが発達していくにつれ横方向に拡散していくため、コアから離れるにつれて粒子数密度が下がっていく。コアからの距離に対して空気シャワーの粒子数密度の分布を空気シャワーの横方向分布と呼ぶ。これは一次宇宙線のエネルギーと粒子種によって決まるため、空気シャワーの横方向分布を観測する事で一次宇宙線のエネルギーを推定する事ができる。TAのSDアレイではシャワーコアから800m地点での粒子数密度 S_{800} を測定する事で、一次宇宙線のエネルギーを推定している。

横方向分布はNKG関数を用いる事で近似的に概形が示される。これを式2.9に示す [15]。

$$xf(x) \propto x^{s-1}(1+x)^{s-4.5} \quad (2.9)$$

x は $x = \frac{r}{r_1}$ で表されるシャワーコアからの距離で、 r_1 はモリエール長と呼ばれる値である。モリエール長は高度によって変化する。 s はシャワーエイジというシャワーの発達段階を示すパラメーターで、 $0 < s < 2$ の範囲で値を取り $s = 1$ はシャワー中の粒子数が最大となる時である。このNKG関数 $f(x)$ を使ってシャワーの横方向分布 $\rho_N(r, t)$ は式2.10のように表される。

$$\rho_N(r, t) = \frac{N_e(t)}{r_1^2} f(x) \quad (2.10)$$

ここで $N_e(t)$ は t 放射長である時の空気シャワーの全粒子数である。シャワー中心の粒子数密度は高く、中心から離れるにしたがって低くなるのがわかる。

2.3 GZK カットオフ

1965年にCMB放射が発見されたことから、GZKカットオフの存在が予言された [1][2]。高エネルギーの陽子には相対論的にCMB放射がガンマ線に見えるため、式2.11、2.12、2.13の反応を起こす。反応後に生成される π 中間子にエネルギーが分配されるため、宇宙線は一度の衝突で10-20%程度 [16] のエネルギーを失う。

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ \quad (2.11)$$

$$p + \gamma \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma \quad (2.12)$$

$$p + \gamma \rightarrow p + N\pi \quad (2.13)$$

陽子のエネルギーが上がるにつれ、重心系で考えた時のCMBの光子のエネルギーが大きくなり反応断面積が大きくなる。この反応の寄与は 6×10^{19} eV以上のエネルギーで大きく働く。この反応を考えると、図2.3に示すような宇宙線が直進できる距離のエネルギー依存を計算することができる [17]。エネルギーが 6×10^{19} eVを越えると直進できる距離が減るため、観測されるフラックスも減少する。これをGZKカットオフと呼ぶ。この予言は観測される宇宙線のエネルギー領域が大きくなり確認された。

2.4 最高エネルギー宇宙線

GZKカットオフを超えるエネルギー領域の宇宙線を最高エネルギー宇宙線と呼ぶ。現在の宇宙線の観測状況を図2.1に示す [13]。大局的には式2.1にしたがって、

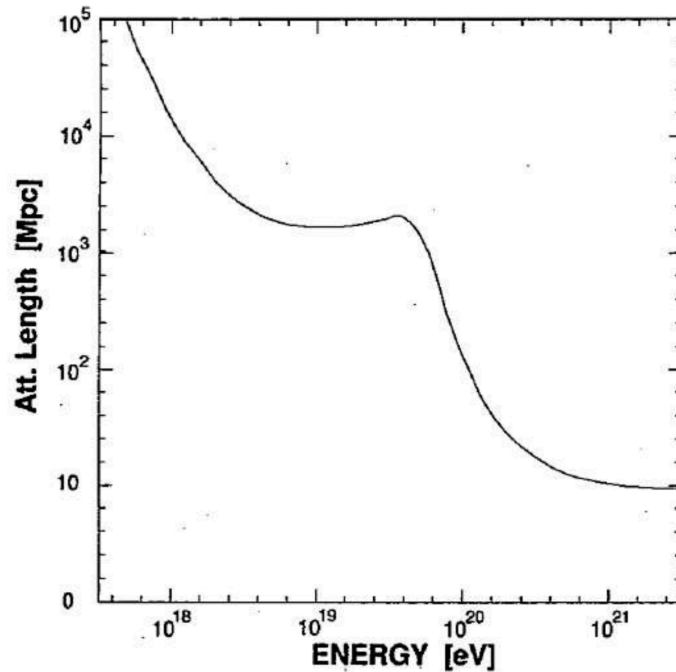


図 2.3: 宇宙線陽子の減衰長のエネルギー依存 [17]。横軸がエネルギーで縦軸が減衰長である。

エネルギーが高くなるほどフラックスは小さくなる。そのため高エネルギー宇宙線の観測をするには検出面積を大きくする事で、検出頻度を大きくする事が重要となる。SD アレイを用いた AGASA と FD を用いた HiRes 実験で高エネルギー領域の観測がされた。AGASA 実験では 10^{20} eV を超えるエネルギーの観測がなされた [3]。この時のフラックスは GZK カットオフから予想されるものよりも大きかったため、新物理があるのではないかと期待されながらさまざまな理論が作られた。一方で HiRes 実験では GZK カットオフと矛盾しない実験結果が得られた [4]。両者の実験結果の違いが実験手法によるものではないかと考えられ、ハイブリッド実験である TA 実験と Auger 実験が始まった。TA 実験と Auger 実験の結果は 3 章で述べる。

2.5 超高エネルギー宇宙線の起源

超高エネルギー宇宙線の由来は未だに解明されていない。その中でさまざまなモデルが考えられているが、それらは大きく分けてボトムアップモデルとトップダウンモデルの二つに分けられる。

2.5.1 ボトムアップモデル

ボトムアップモデルとは低エネルギーの原子核がなんらかの加速機構によりエネルギーを得て高エネルギーの宇宙線になるモデルである。この加速機構の代表的なものとしてフェルミ加速がある。これは1949年にFermiによって提唱された理論[18]であり、式2.1のようなフラックスがエネルギーの冪乗に比例することが説明できる。以下では教科書に沿ってフェルミ加速を説明する[15]。このモデルでは荷電粒子が星間雲と衝突を繰り返すことでエネルギーを獲得し宇宙線の加速がなされる。荷電粒子と星間雲中の粒子が1回衝突する時に獲得するエネルギー ΔE は粒子の持つエネルギー E に比例すると仮定する。

$$\Delta E = \alpha E \quad (2.14)$$

ここで比例係数 α は宇宙線が衝突する相手の速度によって決まる。宇宙線の初期エネルギーを E_0 とすると、 n 回衝突した後のエネルギー E_n は式2.15のように表される。

$$E_n = E_0(1 + \alpha)^n \quad (2.15)$$

宇宙線のエネルギーが E になるまでに必要な衝突回数 n は式2.16のように表される。

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (2.16)$$

衝突が起こる度に加速領域から逃げ出す確率を P とすると、 n 回衝突した後に加速領域に宇宙線が留まっている確率は $(1 - P)^n$ となる。これより E_0 の宇宙線が E 以上に加速される割合 N はこの確率を用いて式2.17のように表される。

$$N(\geq E) = \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P)^m = \frac{(1 - P)^n}{P} \quad (2.17)$$

式2.16を式2.17に代入すると、式2.18に示す N のエネルギー依存がわかる。

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (2.18)$$

ここで指数部は $\gamma = \frac{\ln[(1-P)^{-1}]}{\ln(1+\alpha)}$ となる定数である。これによりフラックスがエネルギーの冪乗に比例すること説明できる。

どのような加速モデルであれ、加速領域に宇宙線を閉じ込めるには磁場が必要である。地上の加速器と同様に、磁場の強さによって加速限界が存在すると考えられる。一様磁場 B のもと電荷 q 運動量 P の荷電粒子はラーモア半径 R となるような円運動をする。

$$R = \frac{P}{qB} \quad (2.19)$$

加速領域の大きさを L とすると、 $\frac{1}{2}R < L$ の時、宇宙線は加速領域に留まると考えられる。この条件から磁場 B の下での加速限界 E を求めると式 2.20 のように表される。

$$\frac{E}{10^{20}\text{eV}} < \frac{1}{2} \left(\frac{L}{100\text{kpc}} \right) \left(\frac{B}{1\mu\text{G}} \right) Z \left(\frac{v}{c} \right) \quad (2.20)$$

ここで Z は宇宙線の電荷を素電荷で割った整数値、 v は宇宙線の速度である。宇宙線の加速源を考えるにあたって、その領域の大きさ L と磁場 B はその領域での宇宙線の加速限界を決める値になっている。

図 2.4 に Hillas プロットを示す [19]。これは横軸に天体の大きさ L 、縦軸に磁場の強さ B を取ることで、式 2.20 に示す関係からその天体での宇宙線の加速限界がわかる。両軸対数としているため、同じエネルギーの領域は直線で表される。この図からボトムアップモデルの候補天体がわかる。

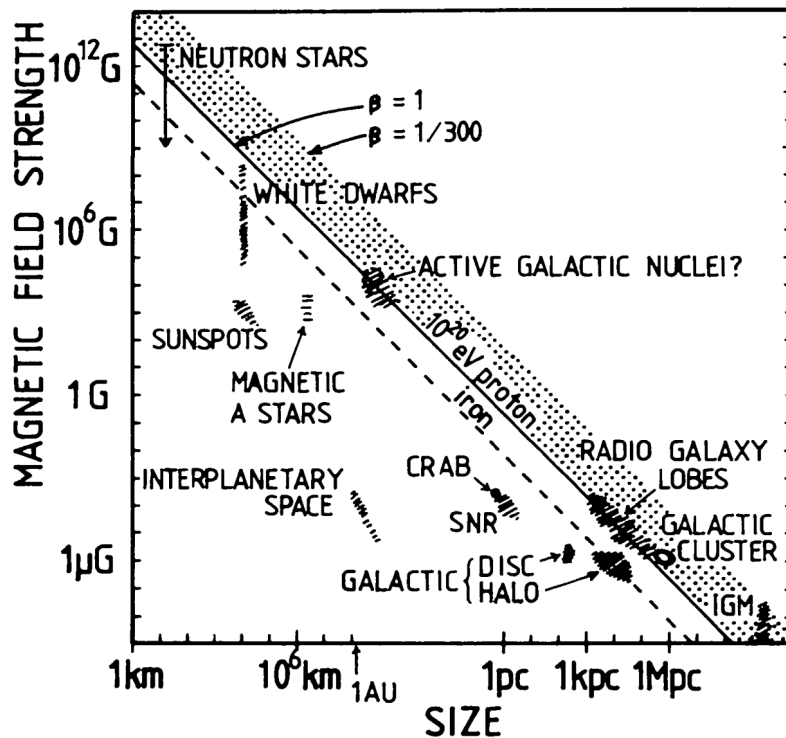


図 2.4: Hillas プロット [19]。横軸は天体の大きさ、縦軸は天体の磁場の強さ。実線は陽子の加速限界が 10^{20}eV となるもの。

2.5.2 宇宙線加速の候補天体

Hillas プロットに示した天体のうち、陽子を 10^{20}eV まで加速できる天体について説明する [16]。

- 中性子星
8-20 M_{\odot} の恒星が進化の最終段階で超新星爆発を起こした時に残骸として残る高密度星である。重力に対して核力で釣り合いを保っているため、原子核と同程度の密度となっている。中性子星の質量が1.4 M_{\odot} だとその半径は12km程度となる。恒星から中性子星になる過程でその半径が非常に小さくなるため、角運動量保存則からその自転速度は非常に大きい。これにより非常に強い磁場を作っている。
- 活動銀河核
銀河の中にはその中心部に非常に狭い領域から銀河全体の放射を大きく上回るエネルギーを放射している天体がある。この銀河中心部の領域を活動銀河核と呼ぶ。10⁶⁻⁸ M_{\odot} の大質量ブラックホールに周囲の物質が降着して降着円盤を作り、重力エネルギーが解放されることでジェットを放出していると考えられている。このジェットと銀河間空間のガスが衝突してできた電磁ローブと呼ばれる領域で、宇宙線加速が起こると考えられている。
- 銀河団
銀河団の磁場は銀河間磁場で数 μG 程度と考えられるが、その大きさは10³⁻⁴kpcに及ぶ。
- ガンマ線バースト
ガンマ線バーストは数秒から数時間程度に渡って起こり、その後数日間に渡って残光が観測されるガンマ線の突発現象である。連星中性子星合体を重力波により検出した時にガンマ線バーストが発生したことが観測された。I c型超新星爆発もガンマ線バーストを引き起こす現象と考えられている。これらの爆発的現象により宇宙線加速がなされると考えられる。ガンマ線バーストは最初にHillasプロットが作られた時にはその正体は不明であった。Hillasプロットでは複数回の加速実現させるために宇宙線の閉じ込めを考えていたが、ガンマ線バーストは突発的に大きなエネルギーを獲得するような現象であると考えられる。

2.5.3 トップダウンモデル

トップダウンモデルは未知の非常に質量の重い粒子の崩壊により高エネルギーの宇宙線が生成されるというモデルである。スーパーヘビーダークマター [20] などがある。

第3章 TA 実験と TA×4 実験

本章では TA 実験とそれに続く TA×4 実験の手法と現在までに観測された結果について Auger 実験を含めて記す。

3.1 TA 実験

2008 年に運用を開始した TA 実験は、北緯 39.3 度、西経 112.9 度、アメリカ合衆国ユタ州の西部砂漠地帯に建設された、宇宙線の観測を目的とした SD アレイと FD によるハイブリッド実験である。AGASA 実験で観測された GZK を越えるイベントについて検証するため計画された。二つの異なるタイプの検出器を同じ場所に設置し同一事象を観測することで、より高い精度の観測が可能となった。507 台の SD が約 700km² の地表をカバーし、38 台の FD が SD アレイを囲むように 3 箇所に設置され SD アレイの上空を観測している。アルゼンチンで行われている Auger 実験も同じハイブリッド実験である。TA 実験と Auger 実験はそれぞれ北天と南天の観測を担い、合わせて全天の観測がなされている。

3.2 大気蛍光望遠鏡による宇宙線観測

FD による宇宙線観測。空気シャワー中で荷電粒子は電離損失によりエネルギーを失うと大気蛍光として光に変換される。その光量は一次宇宙線のエネルギーに比例するため、そこからエネルギーを推定する。このエネルギー推定はモデル依存が低いため、SD アレイに比べて精度が高い。到来方向は、2 方向以上から空気シャワーを撮影することでシャワーを立体的に撮影することで測定される。大気蛍光を観測することから、晴れた夜間にしか観測できないため SD アレイに比べると観測時間が短くなる。

3.3 地表検出器による宇宙線観測

SD アレイによる宇宙線観測。シャワー粒子を複数の SD で同時検出をすることで、シャワー面が SD に到達する時間差から到来方向を測定する。図 3.1 は SD アレイに空気シャワーが到来する状況を示す。ここでは簡単のために SD アレイを 1 次

元的に考え、シャワー面が平面であると仮定している。シャワー面はシャワー軸に沿って地表方向へ移動する。検出器の設置間隔 L 、SD1 と SD2 に空気シャワーが

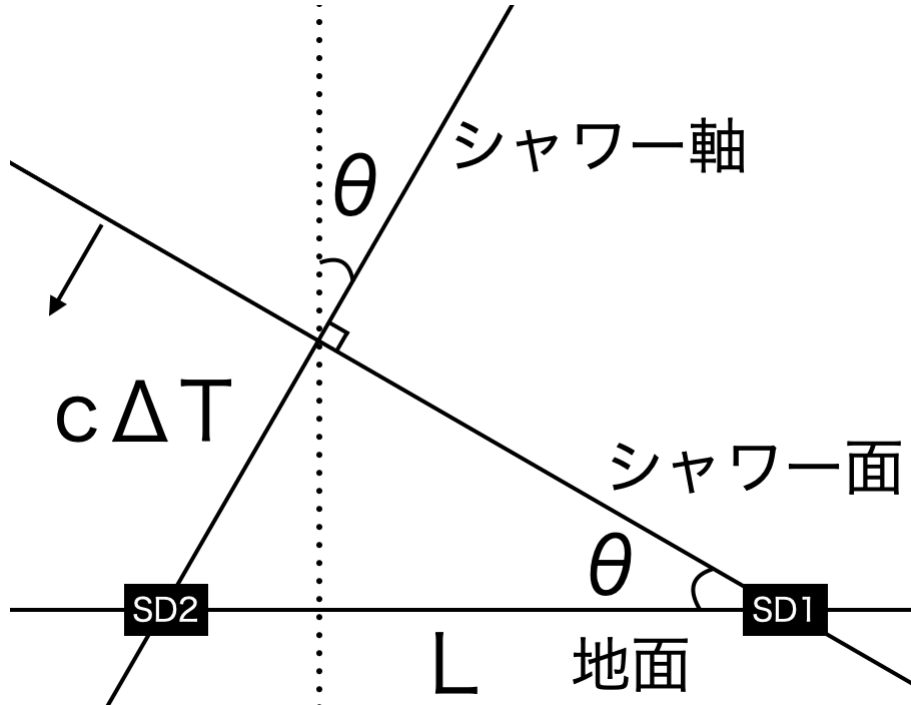


図 3.1: SD に到来する空気シャワーの模式図。

到来する時間の差 ΔT 、天頂角 θ とする。空気シャワーは先に SD1 に到達し、 ΔT 後に SD2 に到達する。シャワー粒子が光速で運動すると考えると式 3.2 に示すように、時間差から天頂角が求められる。このように幾何的に天頂角が求められる。

$$c\Delta T = L \sin \theta \quad (3.1)$$

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c\Delta T}{L} \right) \quad (3.2)$$

実際の空気シャワーのシャワー面は厚みがあり曲面である。このためシャワーのコアの位置を推定する必要がある。また SD アレイは実際には二次元的な配列になっているため、天頂角だけでなく方位角も決定できる。

TA における SD アレイを用いた一次宇宙線のエネルギー推定はシャワー軸から 800m 地点での粒子数密度 S_{800} という物理量の測定から求める。シャワー軸からの距離を計算するために、先に示した幾何的な計算によるシャワーのコア位置と天頂角の推定値が必要となる。

3.4 TA 実験の SD

ここでは本研究の対象である地表検出器 (Surface Detector, SD) について説明する。初めに TA 実験の SD アレイの配置を図 3.2 に示す。SD アレイは3つの区

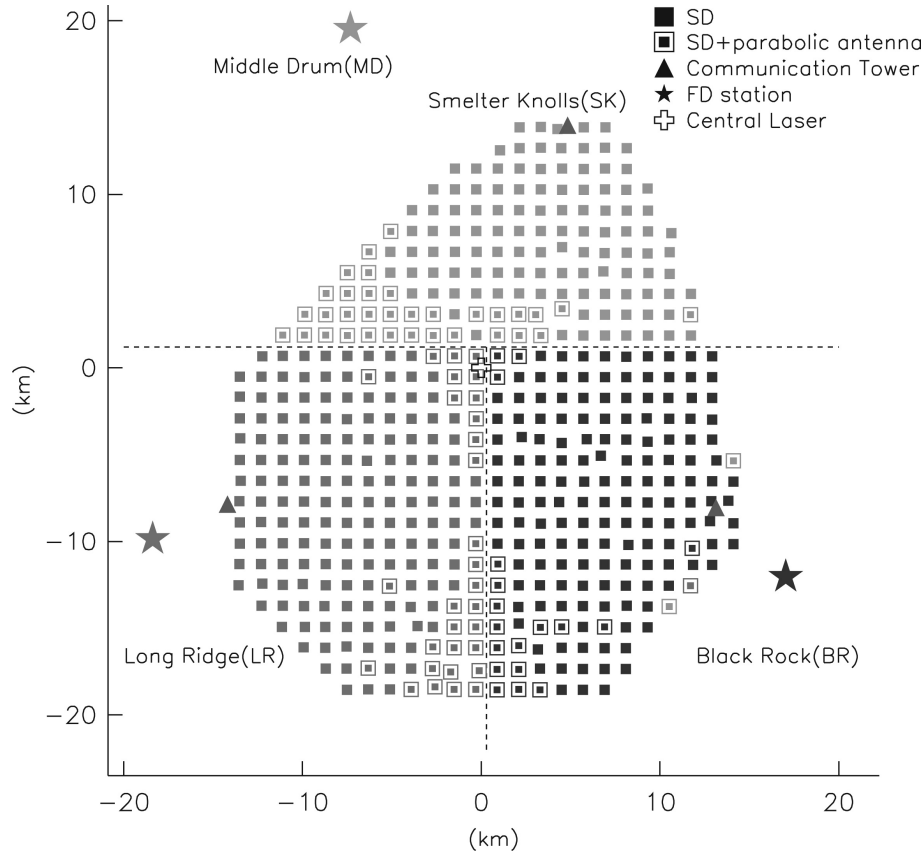


図 3.2: TA の SD アレイの配置 [21]。黒点が SD で 507 台あり、星印が通信タワー。

画に分けられており、区画毎に通信タワーが存在する。それぞれは Middle Drum Communication Tower (MDCT)、Long Ridge Communication Tower (LRCT)、Black Rock Communication Tower (BRCT) である。各区画の SD は通信塔にデータを送信し記録される。

次に実際に設置されている SD とそのデータ収集の手順について述べる。TA の SD アレイではプラスチックシンチレーターで荷電粒子の検出をしている。図 3.3 に TA×4 で用いられているシンチレーション検出器の概形を示す [9]。各層 1.5m×2m の面積を持つ、上下二層のプラスチックシンチレーターで同時検出することで、環境放射線と宇宙線を区別している。このシンチレーション検出器は図 3.4 に示すシンチレーターボックスに内蔵されている。シンチレーション検出器はシンチレーターとその発光を光電子増倍管へ送るための波長変換ファイバーが一体となったものである。荷電粒子がプラスチックシンチレーターに入射すると発光し、それを波長変換ファイバーで光電子増倍管へと送ることで放射線を検出している。こ

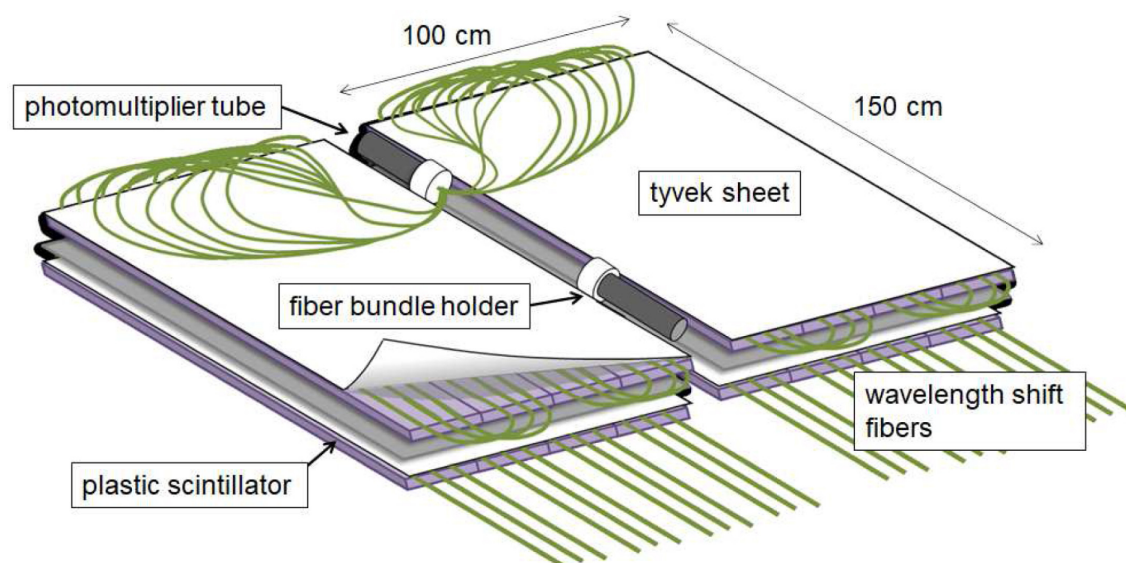


図 3.3: SD のシンチレーターボックス内部の模式図 [9]。1m×1.5m×1.2cm の板状のプラスチックシンチレーターに 4cm 間隔で溝が掘られていて、そこに全長 6.1m の波長変換ファイバーを這わせてある。同じ層にある 28 本のファイバーは層の端で曲げられて、56 本のファイバーの端が束ねられる。束ねられたファイバーは光電子増倍管 (PMT) に接続されている。プラスチックシンチレーターが 2 枚横並びに配置されており、実質的な SD の面積は 2m×1.5m となっている。このセットが上下二層に配置されている。これは TA×4 用の SD であり、TA 用のものと比べて波長変換ファイバーの数が減らされるなど低コスト化が図られている。

のデータはフラッシュ ADC を用いて 50MHz のデジタル波形に変換される。このデータは以下の 3 つのトリガー条件を基準に記録される。

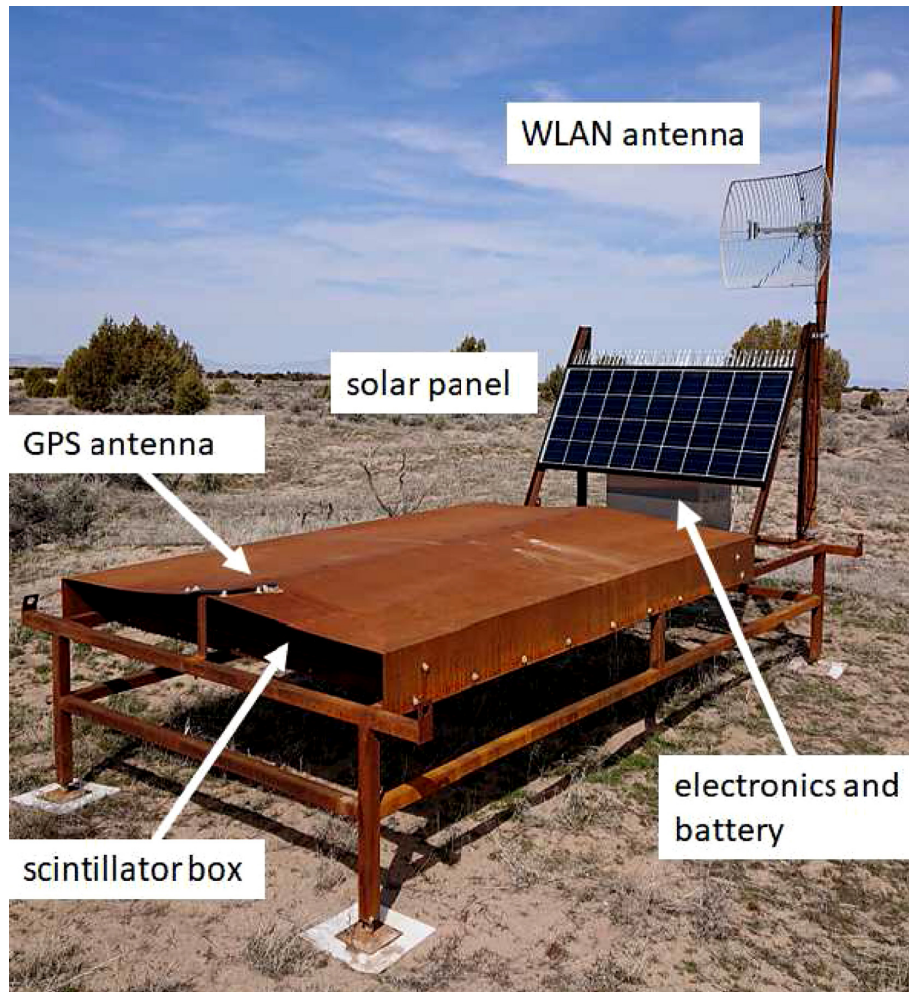


図 3.4: ユタ州西部砂漠地帯に設置された SD 検出器 [9]。写真は TA×4 のもの。

- level 0 trigger
信号の強度が 0.3mip を超える時
- level 1 trigger
信号の強度が 3mip を超える時
- level 2 trigger
隣接 3 台の検出器が $8\mu\text{s}$ 以内に level 1 trigger にかかった時

level 0 trigger にかかると信号は SD に記録される。level 1 trigger にかかった信号は WLAN アンテナで通信塔に送られる。通信塔に集まったデータから level 2 trigger の判定がなされる。level 2 trigger にかかった時、 $\pm 32\mu\text{s}$ 以内に level 0 trigger にかかったデータが収集される。SD アレイでは同時検出により空気シャワーを捉えているため、trigger 判定をするために SD 間での時刻合わせが必要になる。GPS アンテナが時刻合わせに用いられている。以上の検出を行うための電力はソーラー

パネルでの発電によって賄われる。鳥除けのスパイクを設置することで、糞害による発電効率の低下を防いでいる。ソーラーパネルでの発電は昼間にしか行えないため、バッテリーを併設する事で夜間の観測を可能としている。

3.5 TA における空気シャワーシミュレーション

TA 実験では観測した空気シャワーの情報から一次宇宙線の情報を推定するために、空気シャワーと検出器応答のシミュレーションを行っている [22]。本研究ではこのシミュレーションを利用するので、以下に詳しく説明する。便宜的にシミュレーションを4つの段階にわけ、STEP1 から STEP4 と呼ぶ。

3.5.1 STEP1:CORSIKA を使った空気シャワーシミュレーション

STEP1 では空気シャワーシミュレーションをする。原子核と物質の相互作用をモンテカルロシミュレーションするプログラムに FLUKA[23] と QGSJET II-04[24] の二つを利用する。それらは計算できるエネルギー領域が異なり、FLUKA は 80GeV 以下、QGSJET II-04 は 80GeV 以上である。一次宇宙線が持つエネルギーは 80GeV 以上であるから大気との衝突は QGSJET II-04 を用いて計算する。シャワーの世代が進むにつれてエネルギーが下がっていき 80GeV 以下の領域になると FLUKA を用いて計算がされる。このように空気シャワーシミュレーションを行うプログラムが CORSIKA である。

CORSIKA に一次宇宙線の情報として到来方向とエネルギー、粒子種の3つの変数を与えると、それによって生成される空気シャワーをシミュレーションすることができる。

- 粒子種 (本研究では陽子)
- エネルギー (本研究では $10^{18} \text{ eV} < E < 10^{20.5} \text{ eV}$)
- 到来天頂角 (本研究では $0^\circ < \theta < 60^\circ$ の範囲)

空気シャワー中の粒子数は膨大であるため、計算を減らすために thinning と dethinning という手法が用いられている。thinning によって二次粒子の数を減らして空気シャワーシミュレーションを行い、dethinning によってその数をエネルギー保存などを考慮して復元する。この復元の際に特に気をつけるのが空気シャワーの横方向の広がりである。粒子数が少ない計算結果では横方向に広がらない結果になってしまうため、単に粒子数を増加させるだけでは空気シャワーの横方向の発達を上手く再現できない。そのため dethinning で粒子数を増殖させる時に thinning しなかった場合と同様の広がりを持つように計算されている。

この結果として指定した高度における個々のシャワー粒子の情報が出力される。1つのシャワーについて1つの出力ファイルを生成し、これはDATYYYYXX_dc06という名前のファイルで保存される。ここでXXは一次宇宙線のエネルギーを表す数字である。対応関係を図3.5に示す。対数スケールにした時に等間隔になるように設定した。XXを用いてエネルギー E を表すと、式3.3のようになる。

図 3.5: エネルギーの対応関係

10 ¹⁸ eV		10 ¹⁹ eV		10 ^{20,16} eV		10 ¹⁷ eV		10 ¹⁶ eV	
XX	Energy (EeV)	XX	Energy (EeV)	XX	Energy (EeV)	XX	Energy (EeV)	XX	Energy (EeV)
00	1.000000	10	10.000000	20	100.0000	30	0.1000000	40	0.01000000
01	1.258925	11	12.58925	21	125.8925	31	0.1258925	41	0.01258925
02	1.584893	12	15.84893	22	158.4893	32	0.1584893	42	0.01584893
03	1.995262	13	19.95262	23	199.5262	33	0.1995262	43	0.01995262
04	2.511886	14	25.11886	24	251.1886	34	0.2511886	44	0.02511886
05	3.162278	15	31.62278	25	316.2278	35	0.3162278	45	0.03162278
06	3.981071	16	39.81071	26	398.1071	36	0.3981071	46	0.03981071
07	5.011872	17	50.11872	27	0.05011872	37	0.5011872	47	0.05011872
08	6.309573	18	63.09573	28	0.06309573	38	0.6309573	48	0.06309573
09	7.943282	19	79.43282	29	0.07943282	39	0.7943282	49	0.07943282

$$E = \begin{cases} 10^{18+0.1 \times XX} & XX < 10 \\ 10^{19+0.1 \times XX} & 10 \leq XX < 20 \\ 10^{20+0.1 \times XX} & 20 \leq XX < 27 \\ 10^{16+0.1 \times XX} & 27 \leq XX < 30 \\ 10^{17+0.1 \times XX} & 30 \leq XX < 40 \\ 10^{16+0.1 \times XX} & 40 \leq XX < 50 \end{cases} \quad (3.3)$$

TA×4の高度と同じ空気シャワー粒子が持つ以下の情報がDATYYYYXX_dc06ファイルで出力される。

- 粒子種
- 運動量
- 到来位置
- 天頂角

各エネルギーXXにつき400個の空気シャワーを生成している。それぞれはYYYY=0000-0399の数字が割り当てられて、一つのエネルギー当たり400ファイルの空気シャワーシミュレーション結果が出力される。

3.5.2 STEP2:GEANT4を使った検出器のシミュレーション

STEP2ではSTEP1で計算した空気シャワーが検出器に入った時にどのような応答をするかを計算する。空気シャワーは次のようなSDアレイに入射するとして各SDの応答を計算している。このSDアレイは仮想的なもので、空気シャワーのコアを中心として、 $16.8\text{ km} \times 16.8\text{ km}$ の範囲に設置されている。この範囲内は 2800×2800 のグリッドになっていて、その最小単位は $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ のタイルからなる。このタイル内には図3.6に概形[22]を示すように、実際にTA実験で用いられている $2\text{ m} \times 1.5\text{ m}$ の検出面積のSDが1台設置されている。タイルの面積と検出面積の比から、タイルに入った粒子は8.3%の確率でSDに入射する。

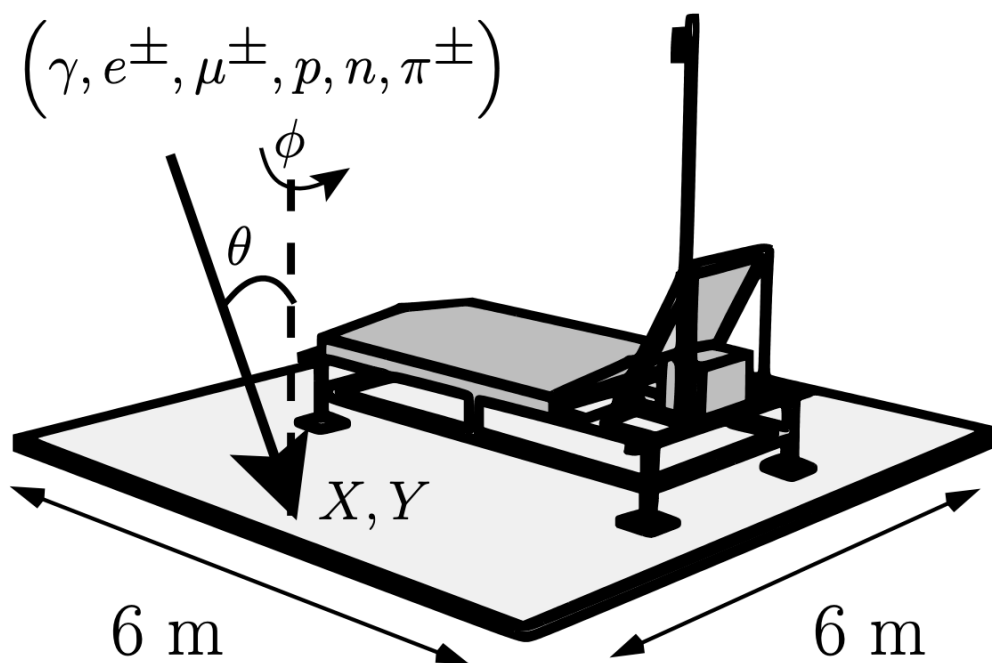


図 3.6: STEP2 で行われるシミュレーションの概略 [22]。

STEP1で生成されたDATYYYYXX_dc06のファイルから粒子の情報を取り出し、粒子一つ一つがどのタイルに入るのかを計算する。タイルに粒子が入った時、SDに対してのエネルギーデポジットを時間応答分布として出力する。時間応答分布を作るのはSTEP3でSD間でのlevel 2 triggerを確認するために必要なためであり、TA実験ではフラッシュADCが50MHzでデータ収集を行っているため、20ns毎にエネルギーデポジットが計算される。このエネルギーデポジットを計算

するのは `get_elloses()` という関数であり、粒子種、エネルギー、天頂角を与えると、SDの上下二層に落とされたエネルギーの値をそれぞれ返す。このエネルギーの計算はシャワー粒子と検出器の相互作用をモンテカルロシミュレーションするために、GEANT4[25]を用いている。しかし、空気シャワーシミュレーションの結果をGEANT4に直接渡して計算を行うと計算量が膨大になってしまうため、SDにシャワー粒子が入った時の応答をまとめた `eloss_sdgeant` という応答テーブルをGEANT4を用いて事前に作成している。このテーブルが `get_elloses()` の中で呼び出されて、空気シャワー粒子が検出器に与えるエネルギーを計算するために使われる。このテーブルは図3.6の状況を想定して作られているため、SDに8%の確率で入射する効果も考慮されている。STEP2の結果は `DATYYYYYXX_gea.dat` というファイルとして出力される。4章で `get_elloses()` の基本的な性質を説明し、5章以降ではこの `get_elloses()` に変更を加えることで本研究を進める。

3.5.3 STEP3:SDアレイを考慮

STEP2では仮想的なSDアレイに空気シャワーを降らせることでそのエネルギーデポジットの時間応答分布を計算した。STEP3では実際のTA×4実験でのSDアレイと同じ配置になっているときに、SDの応答がどうなるのか実際の観測データと同じ形式の出力を計算する。

空気シャワーのコアの位置と方位角をランダムに決定する。このシャワーが実際のSDアレイに降った時、どの位置のSDに入射するのかを計算する。STEP2では仮想的に2800×2800個のタイルが敷き詰められた状態を考えていたが、実際のSDアレイはそれに比べるとまばらでTA×4では2.08km間隔でそのタイルが並んでいる。STEP2で求めた結果のうち、実際にSDが存在する場所の情報のみを抜き出してSDの応答を計算する。STEP2で計算した結果はエネルギーデポジットの時間応答分布だけであったが、観測データと同様の形式のデータを生成するため、PMTの波形、ペDESTAL、ペDESTAL揺らぎ、アクシデンタルmuon信号、個々の検出器のゲイン、動作状況等を加えた出力を生成している。

こうして実際の観測データと同じ形式のデータが揃った段階でトリガー判定がなされる。データ解析の時と同様にlevel 2 triggerがあった時にlevel 0 triggerにかかった情報が記録される。これは `DATYYYYYXX_gea.dst.gz` というファイルとして出力される。上記プロセスをコア位置と方位角を変えて複数回繰り返すことでシャワーの数を増やす。本研究ではSTEP2の出力をそれぞれ50回再利用した。

本研究では第4章に示すように、理想的な状態での検出効率を求めるため実際のSDアレイとは少々異なる条件のアレイを仮定してSTEP3を計算している。

3.5.4 STEP4:スペクトラムマッチング

STEP1 から STEP3 で得られたシミュレーション結果と実験結果を比較することで、実際のエネルギースペクトルに合わせて粒子数の調整を行う。本研究では利用しないため詳細は割愛する。

3.6 TA 結果と TA×4 の計画

図 3.7 に TA と Auger 実験で測定された宇宙線フラックスのエネルギー依存を示す [5]。どちらの実験結果でも 10^{20} eV を越えるところで急激なフラックスの減少が

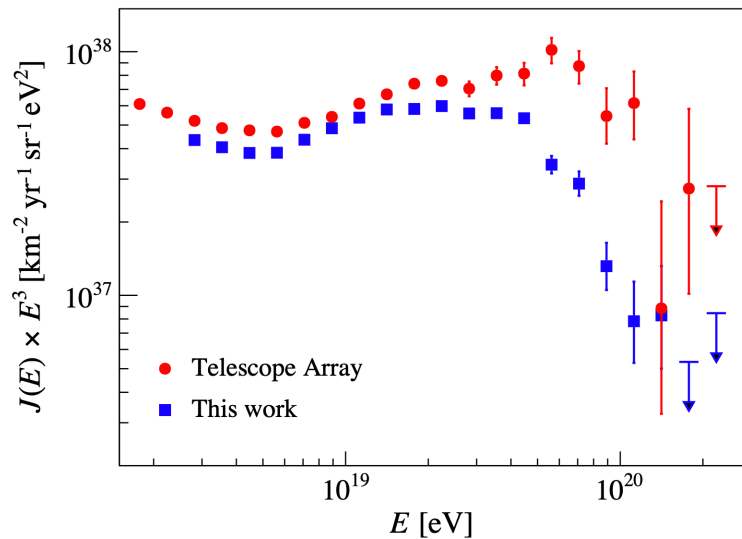


図 3.7: TA と Auger 実験で観測された宇宙線フラックスのエネルギー依存 [5]。横軸は宇宙線のエネルギー、縦軸はフラックスに E^3 を掛けたもの。赤点が TA 実験、青点が Auger 実験。

観測され、これは GZK カットオフと矛盾しない結果になった。AGASA での GZK カットオフを越える実験結果は SD アレイで宇宙線のエネルギーを推定する時に実際よりも大きい値として観測していたためと考えられる。FD と SD アレイのハイブリッド実験により、同一事象を異なる観測手法で検出することでエネルギー決定精度の高い FD で SD アレイの較正がなされた。

2008 年から 2019 年まで 11 年間の TA 実験で 57 EeV を超えるエネルギーの宇宙線が 168 イベント観測された。直進性の高い超高エネルギーの荷電粒子の到来方向分布を調べた。これを図 3.8 に示す [7]。赤道座標系で各領域毎に 25° のオーバーサンプリングをして、イベント数を測定した。このイベント数を下に、一様な方向から宇宙線が到来した場合の分布をバックグラウンドとし、これに対する標準偏差を計算している。一様な分布を仮定した時に過剰に宇宙線が観測される領域

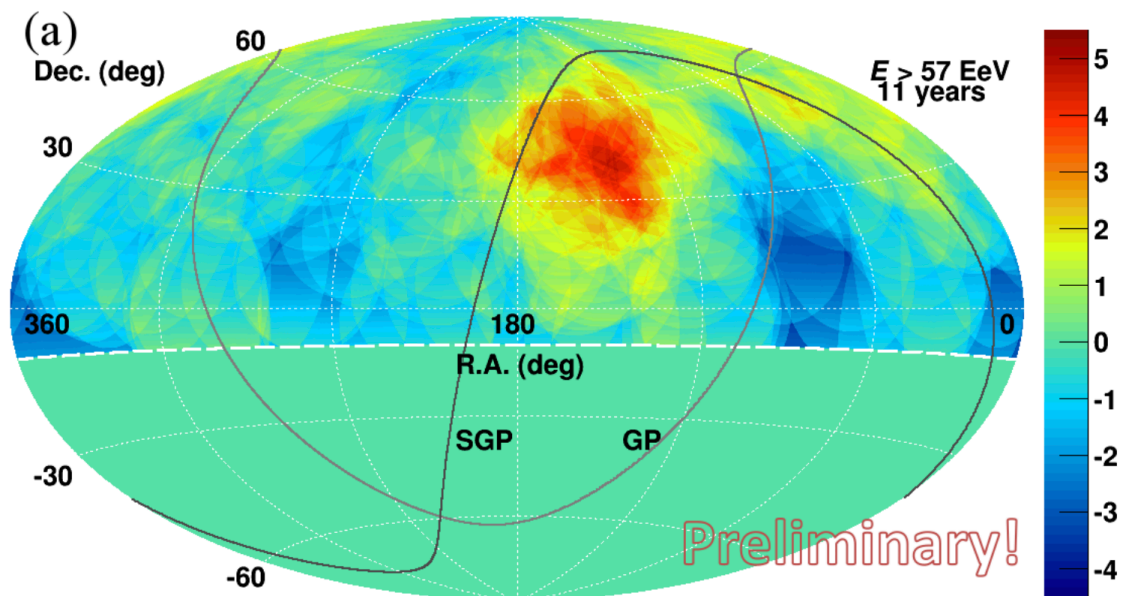


図 3.8: 57EeV を超えるエネルギーのイベントを赤道座標にプロットしたグラフ [7]。図の右側に示されるカラーバーはバックグラウンドの標準偏差で規格化した観測数であり、赤色では観測数が過剰、青色では観測数が不足。白い点線より上側がTA実験の視野である。

をホットスポットと呼ぶ。5.1 σ のホットスポットが赤経144.3°、赤緯40.3°の方向にある。一様な到来を仮定した時にTAの視野中の任意の場所にランダムにホットスポットが観測される確率を考慮すると、TAの視野中のどこかに5.1 σ のホットスポットができる有意度は2.9 σ である。

ホットスポットの観測を進めるため、超高エネルギー領域でのイベントの統計を増やす必要が出てきた。より大きい観測面積の確保のため、TAの拡張計画としてTA×4実験が計画された [9]。

3.7 TA×4の現状

図 3.9 に TA×4 の SD の実際の配置を示す [9]。TA×4 では TA の SD アレイの周りに新規に 500 台の SD を設置して観測面積を拡張する。2022 年 1 月現在、北側に 130 台と南側に 127 台の SD が配置されている。TA 実験の SD は 1.2km 間隔で SD が設置されているのに対して、低コストで大きい観測面積を確保するため TA×4 の SD は 2.08km 間隔で設置されている。2019 年 4 月から観測が開始されている。MD と BR サイトには新しい FD も建設され、FD と SD によるハイブリッド事象も観測されている。

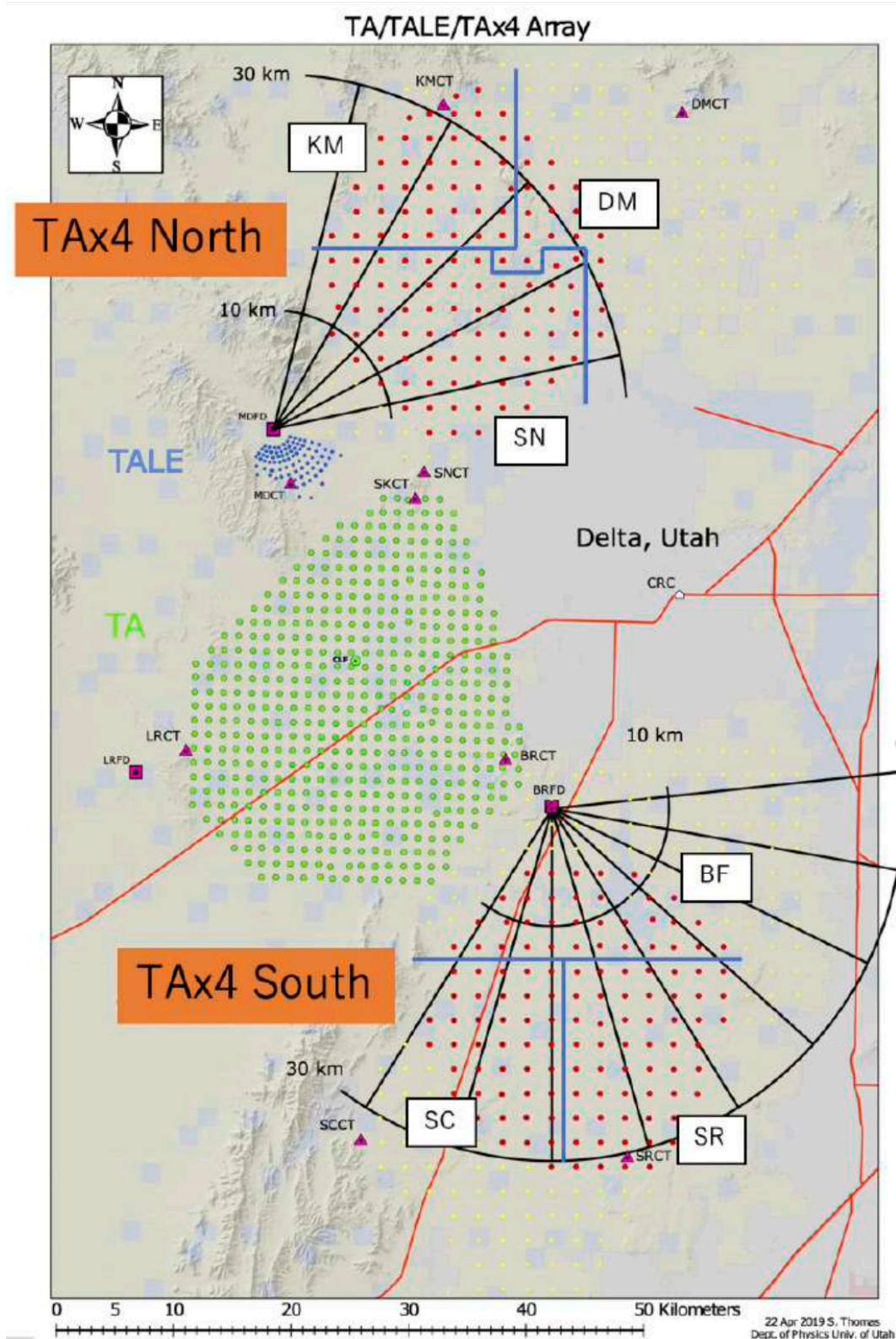


図 3.9: ユタ州西部砂漠地帯に設置された SD 検出器 [9]。中心付近にある緑点が TA 実験用の SD、北部と南部にある赤点が 2020 年 4 月までに設置された TA×4 の SD、北部と南部にある黄色点が今後設置される予定の TA×4 の SD。紫色の三角形が通信タワーであり、SD アレイのデータは各ブロック毎にこの通信タワーに集められる。

第4章 TA×4の課題と解決法の提案

4.1 TA×4の課題

表 4.1 に TA と TA×4 での検出器性能をまとめた [9]。これらの性能の違いは主に SD の設置間隔の違いに起因する。TA×4 は TA に比べて設置間隔が大きいため、低コストで観測面積を大きくすることができる代わりに、検出効率や角度分解能、エネルギー分解能が低くなる。

表 4.1: TA と TA×4 の SD アレイの検出器性能 [9]。一次宇宙線のエネルギーが 57EeV 以上の時のシミュレーション結果。検出効率は観測データからイベントを再構成できるイベントの割合。

SD アレイ	TA SD	TA×4 SD
設置間隔 (km)	1.2	2.08
角度分解能 (degree)	1.0	2.2
エネルギー分解能 (%)	15	25
検出効率 (%)	99	95

低エネルギー領域ではさらに分解能が悪くなる。本研究ではこれを改善するための方法を検討した。現状の SD はプラスチックシンチレーターで宇宙線検出を行っているため、荷電粒子を主に検出している。SD で検出できる粒子種を増やすことができれば、1 台あたりの検出効率を上られ、SD アレイ全体での空気シャワーの検出効率の向上が期待できる。検出信号量が増えれば、エネルギー分解能と角度分解能の向上も期待できる。

4.2 空気シャワーの粒子別横方向分布

SD の性能向上を考えるために、SD に入射する空気シャワーの成分について考えた。地表付近での空気シャワーの横方向分布についてシミュレーションした結果を図 4.1 に示す。

これは一次宇宙線として 10^{18} eV の陽子が到来したと仮定した時の結果である。この図から地表付近ではガンマ線が一番多く、全ての荷電粒子の 10 倍の強度で降り注いでいることがわかる。地表付近でガンマ線の強度が大きいという結果は、一

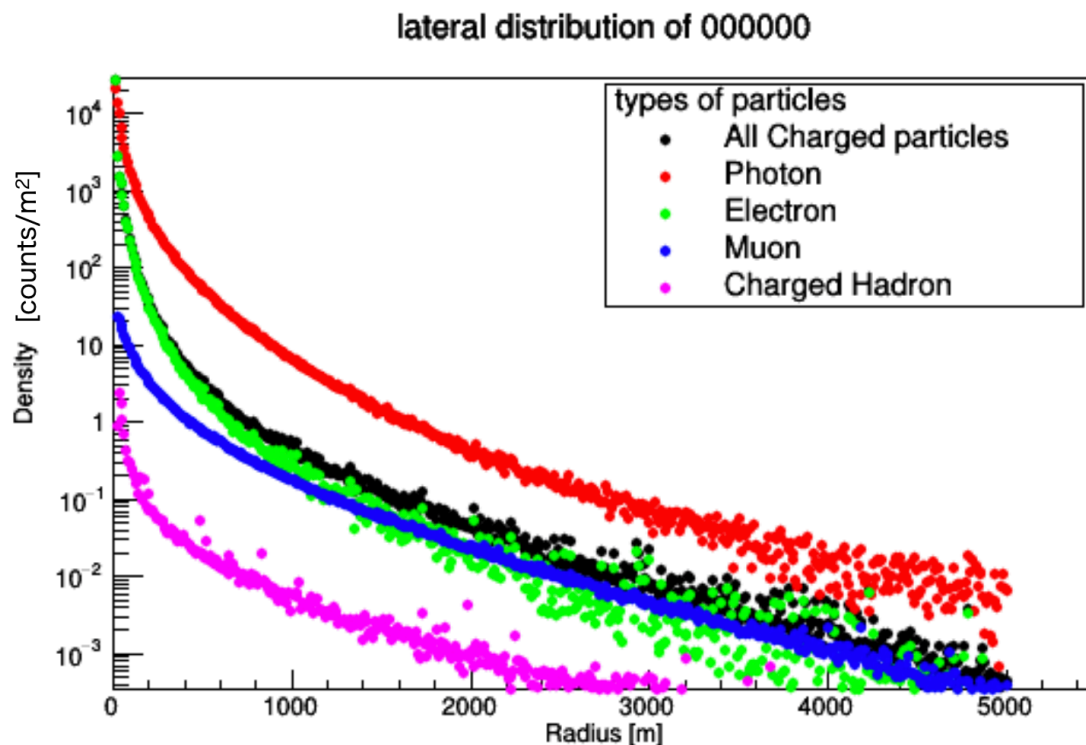


図 4.1: 地表付近での空気シャワーの横方向分布。横軸がシャワー中心からの距離、縦軸が各粒子の粒子数密度。黒点が全ての荷電粒子、赤点がガンマ線、緑点が電子、青点がミューオン、マゼンタ点が荷電ハドロン。

次宇宙線のエネルギーを変化させても変わらなかった。一番多く到来するガンマ線をSDで検出できるようになれば、SD1台当たりの検出効率を上昇させることができると考えられる。一方ガンマ線をSDで検出するには荷電粒子に変換する必要がある。ガンマ線が物質と起こす相互作用は以下の3つの反応がある。ガンマ線のエネルギーによってそれぞれの反応断面積が変化する。いずれの反応でもガンマ線が物質に入射すると荷電粒子である電子を放出する。

- 光電効果
- コンプトン散乱
- 電子対生成

こうして生成された電子がSDで検出されるためには level 0 trigger を超える必要がある。level 0 trigger はSDに0.3MIPを越えるエネルギーデポジットがあった場合に起こる。TA実験で用いるSDは1.2cmのプラスチックシンチレーター上下二層からなるため、1MIPはエネルギー損失を $2\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^3)$ とすると4.8MeVである。つまり0.3MIPは1.4MeV程になり、これは電子対生成を考えるのが重要な

エネルギー領域である。ただし SD は複数の空気シャワー粒子が入射することを前提としているため、この 0.3MIP のエネルギーデポジットは 1 粒子だけで越える必要はない。

4.3 空気シャワー中のガンマ線のエネルギー分布

ガンマ線から変換された電子が SD で検出されるために十分なエネルギーを持っているか検証するため、SD に入射するガンマ線のエネルギー分布を調べた。図 4.1 のシャワーについて、地表付近に降り注ぐガンマ線のエネルギー分布を図 4.2 に示す。数 MeV 以上のガンマ線が地表付近でも降り注いでいる。このエネルギー領域

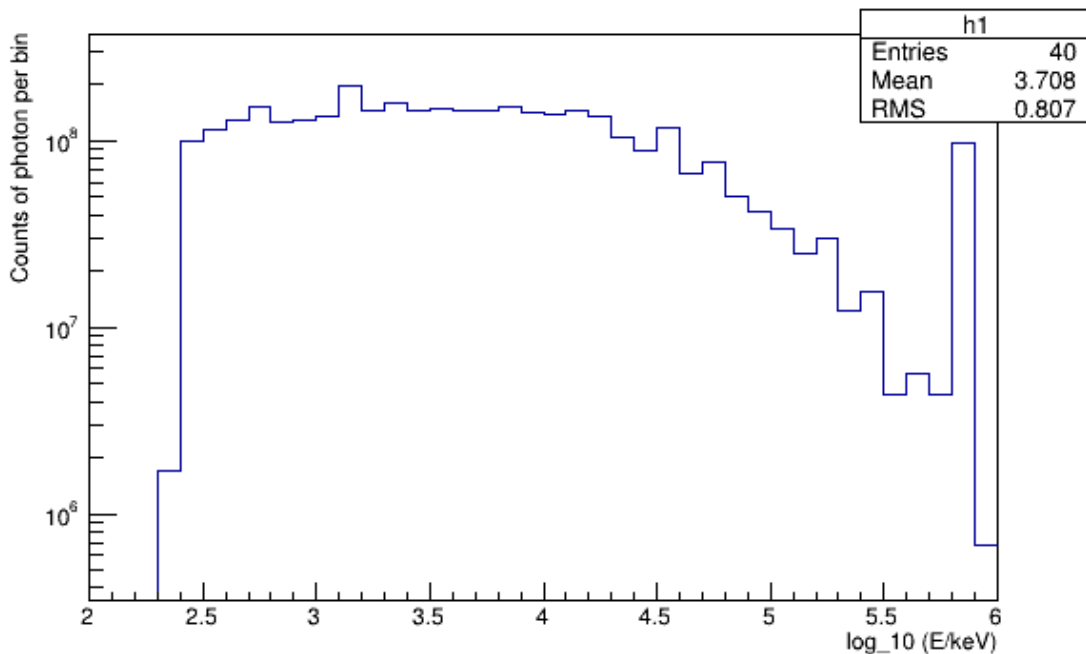


図 4.2: 空気シャワー中のガンマ線のエネルギー分布。横軸はエネルギー、縦軸はカウント数。両軸対数スケール。

のガンマ線であれば、SD で検出可能であると考えられる。

4.4 TA×4 のエネルギー閾値を下げるための提案と概算

SD で検出できていないガンマ線を検出できれば検出器の性能向上につながる。このため SD の上に鉄板を置き、ガンマ線を SD で検出可能な電子へと変換するこ

とで性能向上を目指す。ここで鉄板を入れることによる効果を概算してみる。鉄板を1放射長分おいた場合に増える粒子の割合について考える。鉄板を入れた場合、物質が増えるため検出器に入る前にガンマ線が電子へと変換される確率が高くなる。1放射長の鉄板を通過する時にガンマ線が電子へと変換される確率は $1 - \frac{1}{e} \sim 0.63$ である。63%のガンマ線が検出可能になると考える。荷電粒子の10倍の強度で到来するガンマ線が63%検出効率可能になるとすると、検出できる粒子数は6.3倍に増える。この効果によって検出効率の向上が期待できる。

一方で増えた物質に比例して電離損失で失う荷電粒子のエネルギーも大きくなる。1放射長を通過した時にMIPである荷電粒子が失うエネルギーは約35.6MeVである。鉄板を入れない状況ではSDの検出可能なエネルギー閾値を超えていた荷電粒子が、電離損失によりその閾値を下回ることが起こる。よって電離損失の効果は検出効率が下げる働きをする。

鉄板を置くことで検出効率を上げる反応と下げる反応のどちらも考えられるため、実際にどうなるのかは定量的に計算する必要がある。第5章で鉄板を追加した時の効果を定量的に評価できるようにシミュレーションを行った。

4.5 現状のTA×4の検出効率

鉄板の効果を考える前に現状のTA×4の検出効率について整理する[26]。TA×4の検出効率を考えるに当たって、本研究では理想的な状態での検出効率を考えている。理想的な状態ではSDを10×10台の合計100台をTA×4と同じ2.08km間隔で並べたSDアレイを考える。そのSDアレイ中心にある1.04km×1.04kmの正方形の領域に空気シャワーのコアが来るように設定して、シャワーを降らせて実際にSDアレイがシャワーを検出できる、つまりlevel 2 triggerにかかるかを判定し検出効率を求めている。シャワーコアの位置を中心に限定する事で、無限に広い検出面積のSDアレイと同じような状態を再現している。これによりアレイの端の効果を無くした。図4.3にTA実験での検出効率を示す。エネルギーが $10^{18.8}$ eVを越える領域で検出効率はほぼ100%になる。

図4.4に現状のTA×4における理想的な状態での検出効率を示す。横軸は一次宇宙線のエネルギーで縦軸が検出効率である。高エネルギーの一次宇宙線はコアから離れても密度が高いシャワーを作るため、地表の検出器へと入射する確率が高い。TA×4でターゲットとしている、 10^{20} eV以上では検出効率が100%になっている。このグラフからも一次宇宙線のエネルギーが高いほど検出効率が高くなる様子がわかる。

ここでSDレベルの検出効率を定義する。STEP2では、SDに空気シャワー粒子が入った時にSDが検出するエネルギーを計算するget_elloses()という関数がある。この関数は入射粒子の粒子種、天頂角、エネルギーを与えるとSDの上下二層のプラスチックシンチレーターに落としたエネルギー elossUpper、elossLower の2

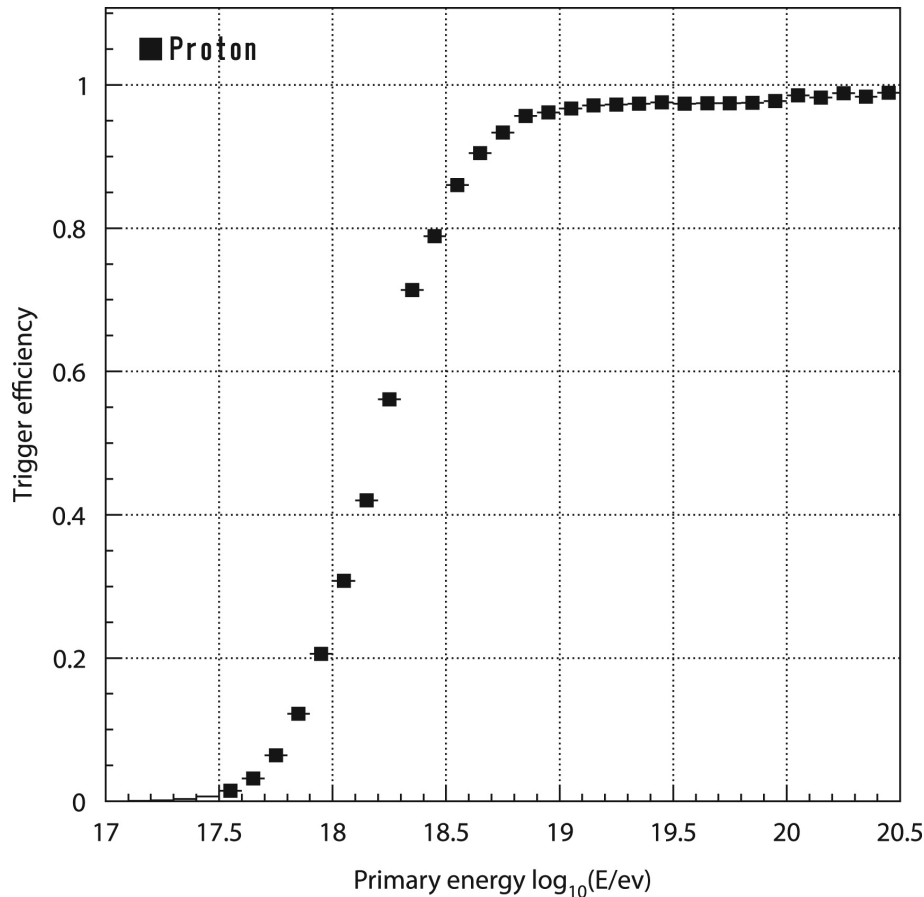


図 4.3: TA の検出効率 [21]。横軸が一次宇宙線のエネルギー、縦軸が検出効率。

つが返される。本来であればこの関数に入力されるのはSTEP1で求めた空気シャワー粒子の情報であるが、SDレベルでの検出効率を求めるためにこの情報を任意に与えられるようにした。基本的には粒子種をガンマ線、天頂角を 0° 、エネルギーを1MeVから10GeVに変化させた。この`get_elosses()`の関数を使い、6m×6mの領域に置かれた1台のSDに10000イベントのガンマ線を入射させて、SDのプラスチックシンチレーターの応答をシミュレーションしている。ここで定義する検出効率とは、全イベントに対してSD内の上下二層のプラスチックシンチレータがともに0.6MeV以上のエネルギーを検出した場合(level 0 trigger)のイベント数の比率から計算している。SDと降らせている領域の面積比からして最大で $3\text{ m}^2/36\text{ m}^2 \approx 0.083$ の効率になると予想される。`get_elosses()`を計算するに当たって、SDの外枠の金属部分や地面での反応も考慮されているため、後方散乱などの効果から8.3%を超えるような検出効率になる場合もある。図4.5は現状のTA×4でSDレベルでの検出効率を計算した結果である。比較のために、入射粒子をミューオンとした場合の結果を併記した。ミューオンは荷電粒子であり、現状のTA×4のSDでも検出可能であるため100MeV以上のエネルギーを持ったミューオンを降らせた場合は必ずSDのトリガーにかかる。よって100MeVより大きいエネルギー

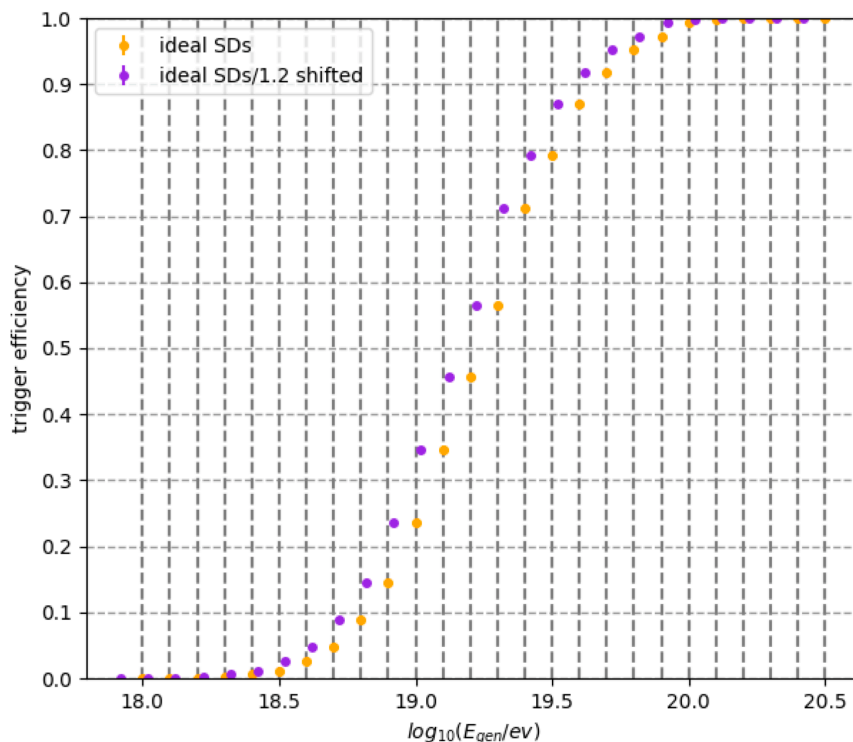


図 4.4: 現状の TA×4 の検出効率 [26]。横軸が一次宇宙線のエネルギー、縦軸が検出効率。オレンジ色が理想的な状態での検出効率。

領域では SD レベルでの検出効率の最大値である約 8% でサチレーションしている様子がわかる。一方でガンマ線を入射させた時は、SD レベルでの検出効率がかなり低いことがわかる。電荷を持たないガンマ線はプラスチックシンチレーターで作られた SD では検出ができていないことが分かる。ただし、SD の枠組み部分やプラスチックシンチレーター内でガンマ線が電子に変換される時にはトリガーにかかるため効率は 0 にはなっていない。しかし物質量が少なく、変換が行われる確率が小さいため多くのガンマ線は検出されていないことがわかる。

5 章では実際に鉄板を入れた場合に SD アレイの検出効率はどう変化するかを求めた。その際にシミュレーションに加えた変更が適切であるかを検証するために、随時 SD レベルでの検出効率を求めることでその変更の妥当性を確かめた。

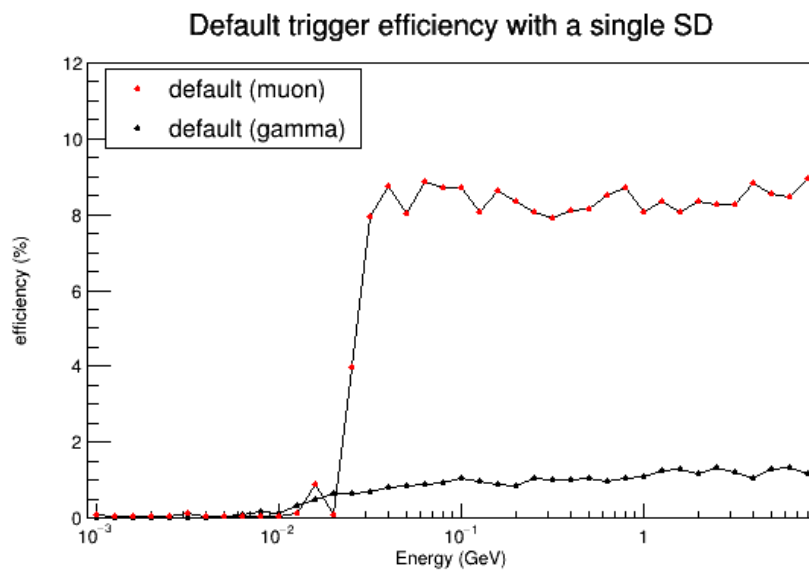


図 4.5: SD レベルでの検出効率。横軸がエネルギーで縦軸が SD レベルでの検出効率。黒点が現状の TA×4 にガンマ線を降らせた時の検出効率、赤点が降らせる粒子種がミューオンの検出効率。

第5章 鉄板の追加によるTA×4検出器の検出効率改善

5.1 鉄板を入れた場合の検出効率

鉄板を入れた場合の検出効率について考えていく。前章で説明した step2 のシミュレーションの途中に、鉄板を挿入した効果を組み込んで考えた。TA 実験のシミュレーションをする中で、空気シャワー中の放射線が検出器に与えるエネルギーを計算する関数 `get_elloses()` がある。この関数に入力する空気シャワーの情報に変更を加えることで鉄板を追加した場合の効果を再現した。以下の順に鉄板を挿入したシミュレーションになるように簡単な場合から順に現実的なシミュレーションになるように、以下のように条件を変えていった。SD の上に置く鉄板の厚さとして現実的な程度を考えるため鉄の 1 放射長 (2.26cm) 程度の厚みを仮定した。鉄板中で起こる反応の回数は 1 回のみとした。

1. ガンマ線を全て電子に変換した場合 (1g1e)
2. ガンマ線を全て電子対へと変換した場合 (1g2e)
3. 確率を考慮してガンマ線を電子対に変換した場合 (Prob)
4. 3に加えて、荷電粒子の電離損失を考慮する場合 (Eloss)
5. 4に加えて、電子の制動放射を考慮する場合 (Bremss)

5.1.1 ガンマ線を全て電子に変換した場合

SD に到来するガンマ線を全て電子へと変換した場合どうなるのか検証した。この場合のシミュレーションを以下では便宜的に 1g1e (1 gamma to 1 electron) と呼ぶ。この時のフローチャートを図 5.1 に示す。入射した空気シャワー粒子がガンマ線であった場合それを電子へ変換する。この変更が行われたあとは通常のプロセスで `get_elloses()` が計算される。変更がなかった場合は何も変更がなされず通常のプロセスで `get_elloses()` が計算される。ここで pid とは粒子種を表す変数で、CORSIKA 内では表 5.1 のように定められている [27]。

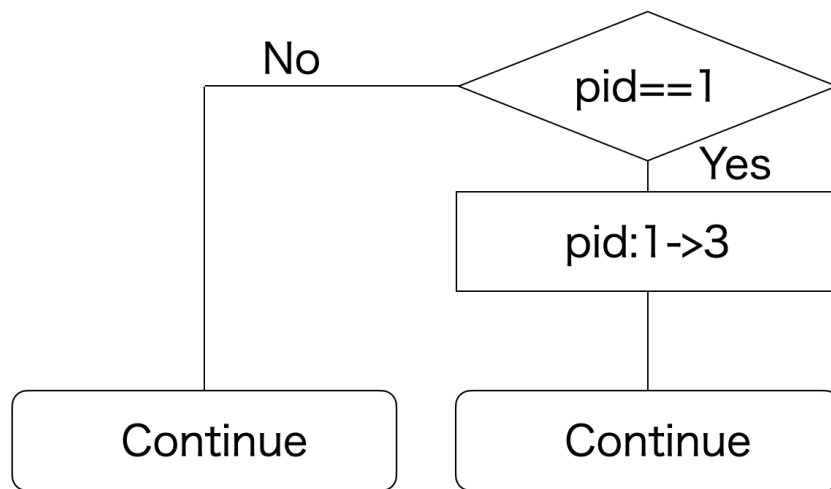


図 5.1: 1g1e のフローチャート

表 5.1: pid の対応表 [27]。CORSIKA 内ではより多くの粒子について PID が定義されているが、表には本研究のシミュレーションに関する粒子についてまとめた。

PID	Particle	PID	Particle
1	γ	8	π^+
2	e^+	9	π^-
3	e^-	10	K_L^0
		11	K^+
5	μ^+	12	K^-
6	μ^-	13	n
7	π^0	14	p

CORSIKA 内ではこれ以上の種類の粒子が定義されているが、空気シャワーシミュレーションにおいては質量の大きい粒子が生成されることは非常に稀であるためここでは考えないこととする。フローチャートでは pid が 1 である時、つまり粒子種がガンマ線であった場合それを電子へと変換している。ここでエネルギーと方向は変化しないとした。

このプログラムの妥当性を確かめるため SD レベルでの検出効率を求めた。これを図 5.2 に示す。SD に入射するガンマ線は全て電子へと変換されるため、SD ではこれを検出できるようになる。電離損失について考えていないため、電子とほとんど同じ性質を持つミューオンを入射させた時の検出効率のグラフとほとんど同じ形になると考えられる。検出効率が上昇し始めるエネルギーが 1g1e の時の方が低い。この立ち上がりの違いは、電子とミューオンの質量の違いに起因すると考えられる。ミューオンの静止質量は 105.6MeV であるため、運動エネルギーが

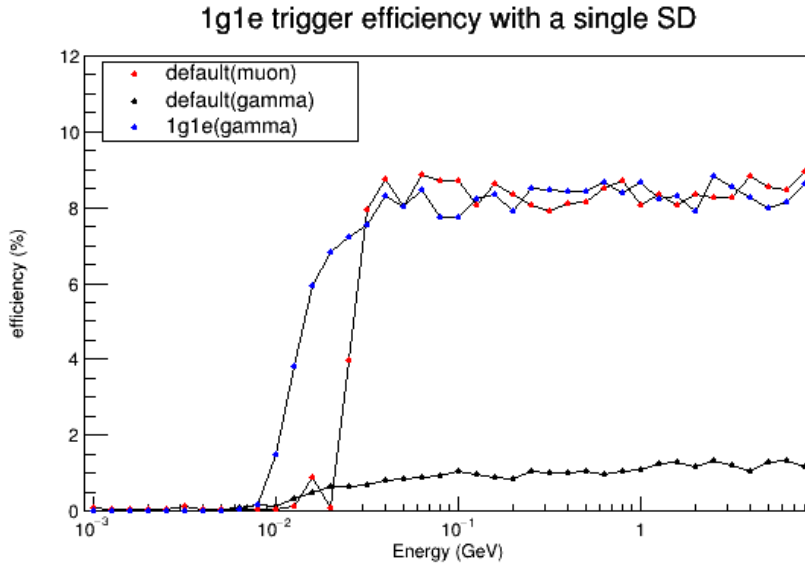


図 5.2: 1g1e の場合の SD レベルでの検出効率。横軸がエネルギーで縦軸が SD レベルでの検出効率。黒点が現状の TA×4 にガンマ線を降らせた時の検出効率、青点がガンマ線全てを電子へ変換した場合の検出効率。入射粒子の天頂角は 0° で固定されている。

100MeV を下回ると超相対論的に考えられず、MIP (Minimum Ionizing Particle) ではなくなくなってしまふ。これによりプラスチックシンチレーターを通過する際に失う単位距離あたりのエネルギー $\frac{dE}{dx}$ が MIP の時に比べて大きくなる。すると上下二層のプラスチックシンチレーターを貫通できる確率が減り、level 0 trigger にかかる可能性が低くなると考えられる。一方で電子の静止質量は 511keV であるから、MIP と考えられるエネルギー領域が広く低エネルギー側でも上下二層のシンチレーターを貫通できる。これにより検出効率の立ち上がりが電子の場合の方が低エネルギー領域で始まると考えられる。以上の考察から想定している通りのプログラムの変更が行われていると考えられる。

このシミュレーションの下で TA×4 全体での検出効率を図 5.3 に示す。現状の TA×4 の検出効率に比べて、1g1e での検出効率は全てのエネルギー領域に渡って検出効率が上昇している。どちらの場合も同じ形状の検出効率曲線となっていて、1g1e が低エネルギー側にシフトしているとみなせる。

5.1.2 ガンマ線を全て電子対に変換した場合

SD に到来するガンマ線を全て電子対へと変換した場合どうなるのか検証した。この場合のシミュレーションを以下では便宜的に 1g2e (1 gamma to 2 electrons) と呼ぶ。この時のフローチャートを図 5.4 に示す。粒子の数を増加させるため、ループを作った。ガンマ線を電子と陽電子へと変換させ、変数 i を用いてこれを区別

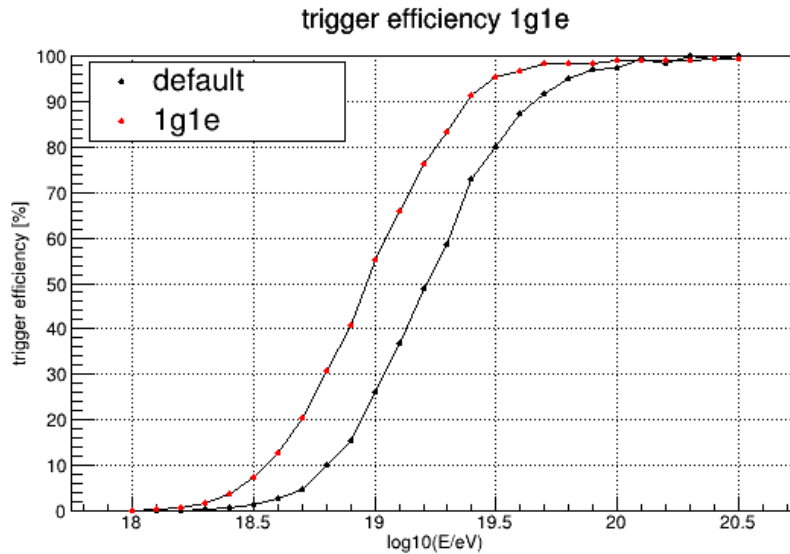


図 5.3: 1g1e の場合での TA_x4 の空気シャワーに対する検出効率のエネルギー依存性。横軸がエネルギーで縦軸が検出効率。赤点が 1g1e の場合、黒点が現状の TA_x4 の検出効率。

している。ガンマ線から電子対へと変換するときガンマ線のエネルギー k_e は等分配した。まず先に陽電子が SD に入射した時の SD の応答 $e_{loss}[0]$ を計算する。 $get_elosses()$ を計算をする時は第 3 章で説明したように $6m \times 6m$ の領域内に、粒子を入射させてそれが SD に入るかどうかを判定している。 $get_elosses()$ を計算するたびに、どの位置に粒子が落ちるのかの乱数が降られている。粒子増殖をさせた時、電子と陽電子は同じ場所に落ちるため、SD に入るかどうかの判定をもう一度考えるのは不要である。そのため $i=1$ の時にはこの判定をスキップするようにした。電子が SD に入射するか否かは陽電子が SD に入射するか否かと対応するようになっている。その後電子が SD に与えるエネルギー $e_{loss}[1]$ を計算する。最終的に $e_{loss}[0]$ と $e_{loss}[1]$ を足し合わせることで、生成された電子対が検出器に与えるエネルギーを計算した。このエネルギーを計算したあとは通常のプロセスに戻る。一方で $pid=1$ でなかった場合は、通常のプロセスで $get_elosses()$ を計算している。

ガンマ線が電子対生成を起こしたときにエネルギーを分配するときの比率を図 5.5 に示す。エネルギーが低くなるほどエネルギーが等分配される確率が高くなっている。今回のシミュレーションでは全てエネルギーが等分配されると仮定した。

このシミュレーションの下で SD レベルでの検出効率が図 5.6 である。100MeV 以上の領域では 1g1e に比べ 1g2e の方が効率が上がっているが、それより小さいエネルギー領域では効率が下がっている。これは電子対が生成されるときにエネルギーを等分割しているため電子のエネルギーが下がり、SD で検出可能な閾値を超えなくなり検出効率が下がっていると考えられる。エネルギーが高い領域では粒

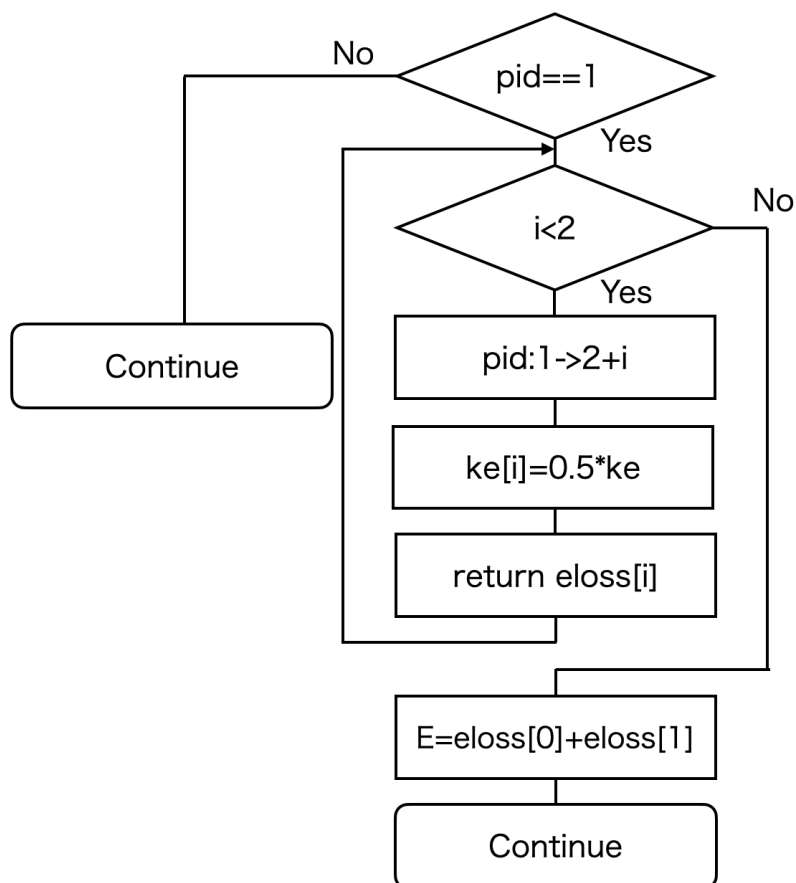


図 5.4: 1g2e の場合のフローチャート

子数増加により SD に落とすエネルギーが増え、検出効率が上がっていると考えられる。

次に TA×4 全体でシミュレーションした時の検出効率を図 5.7 に示す。1g2e の時のデータ点は計算時間短縮のため 9 点としている。1g1e に比べて 1g2e の検出効率は全領域でほとんど同じである。電子対に変換した時は、粒子数が増えるため検出器に与えるエネルギーが増えることで検出効率を上げる効果と、エネルギーが等分されることで電子のエネルギーが下がることによる検出効率を下げる効果がどちらもあつた。両者の効果が釣り合って結果同じような検出効率になっていると考えられる。

5.1.3 確率を考慮してガンマ線を電子対に変換した場合

実際に鉄板へ入射するガンマ線は全て電子へと変換されない。ガンマ線と電子の相互作用は確率的に起こるためこれを考慮した過程を考える必要がある。ここ

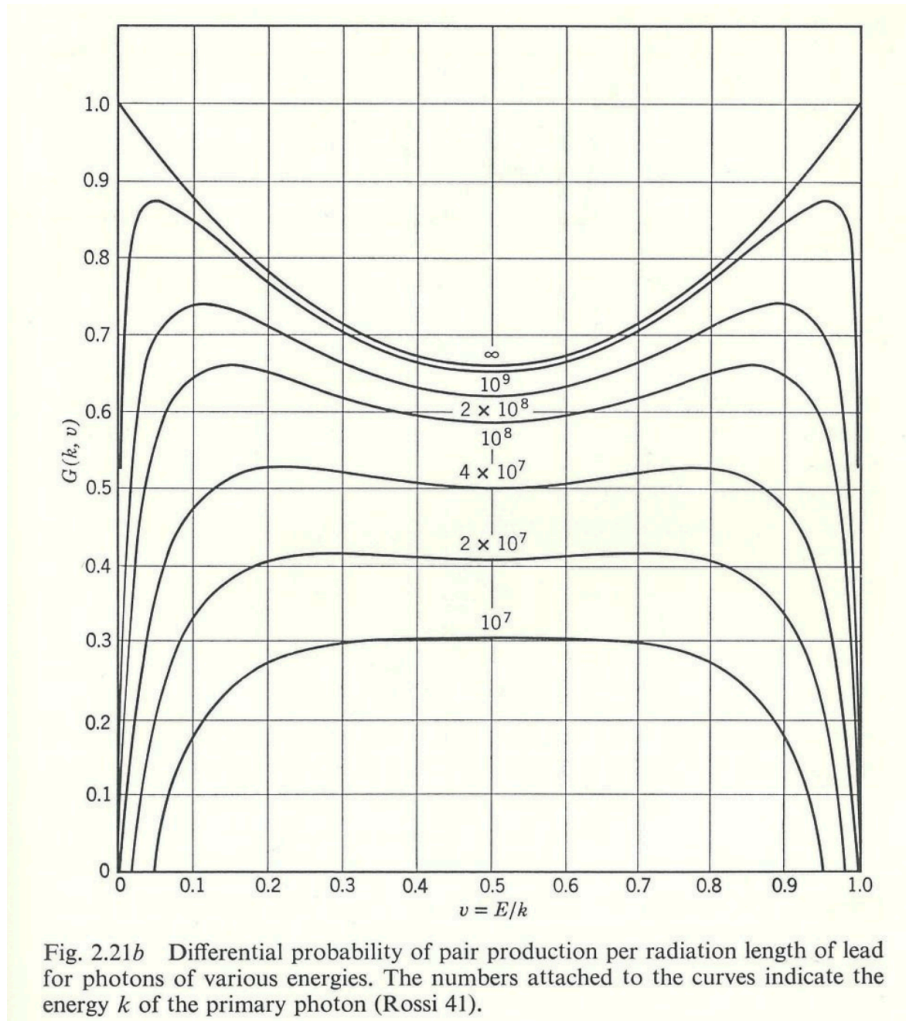


図 5.5: 電子対生成での生成断面積のエネルギー比依存性 [28]。横軸はエネルギー比で、縦軸は電子と陽電子の生成断面積を規格化している。

ではガンマ線の相互作用の確率を考慮したシミュレーションを考える。以下ではこれを便宜的に Prob(ガンマ線が反応する Probability を考慮する) と呼ぶ。この反応が起こる確率 p は鉄板の厚さ d に依存している。ここで図 5.8 のような状況を考える。密度 ρ 厚さ d の鉄板に光子数 I_0 のガンマ線が入射した時、透過光子の数 I は平均自由行程 λ を用いて以下のような関係で表される。

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{d\rho}{\lambda}} \quad (5.1)$$

この比はガンマ線が鉄板中で相互作用を起こさない確率と考えられる。よって今考えたいガンマ線が鉄板中で反応を起こす確率 p は以下のように表される。

$$p = 1 - \frac{I}{I_0} = 1 - e^{-\frac{d\rho}{\lambda}} \quad (5.2)$$

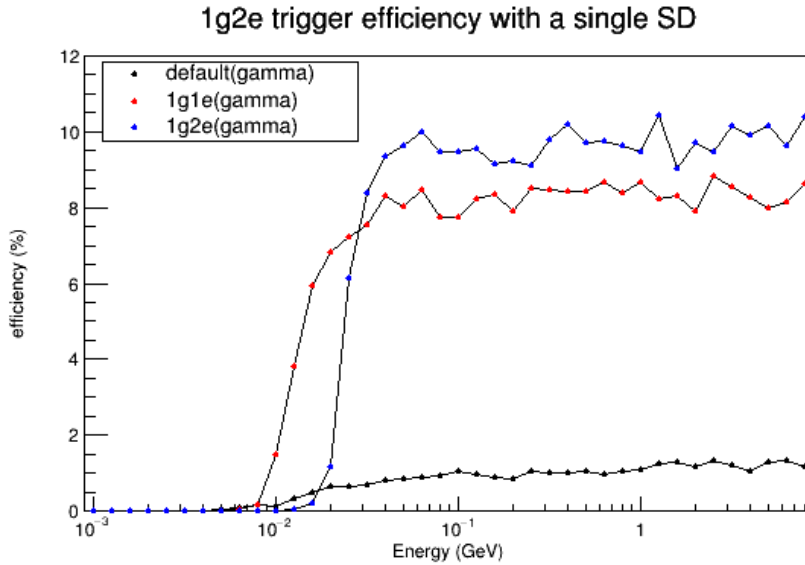


図 5.6: 1g2e の場合の SD レベルでの検出効率。横軸がエネルギーで縦軸が SD レベルでの検出効率。黒点が現状の TA×4 にガンマ線を降らせた時の検出効率、青点がガンマ線全てを一つの電子へ変換した場合、青点がガンマ線全てを電子陽電子対へ変換した場合の検出効率。天頂角は 0° で固定されている。

この相互作用には光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成の 3 つの過程が存在する。各過程が起こる確率は入射するガンマ線のエネルギーに依存している。図 5.9 に入射したガンマ線が電子対生成を起こす確率のエネルギー依存を示す。10MeV のガンマ線が入射した時に相互作用したときにそれが電子対生成である確率は約 0.5 であり、これはエネルギーが高くなるにつれて大きくなっていく。ここでは簡単のため全ての反応が電子対生成であるとしてシミュレーションを行った。

平均自由行程 λ もまたエネルギーに依存している。図 5.10 はガンマ線の減衰距離のエネルギー依存を示す。吸収長は式 5.2 の平均自由行程と同じと考えられる。鉄の吸収長は 10MeV 付近でピークを迎え約 $30\text{g}/\text{cm}^2$ である。それよりエネルギーが高くなると、式 5.3 の値に漸近していく。

$$\sigma = \frac{7}{9} (A/X_0 N_A) \quad (5.3)$$

地表付近に降り注ぐガンマ線のエネルギー分布は図 4.2 に示したように数 10MeV までの頻度が高い。SD で捉えられるエネルギーは数 MeV を超える必要がある。以上から今考えたいガンマ線のエネルギー領域は数 MeV から数十 MeV 程度である。この領域での平均自由行程は、高エネルギー領域で漸近する値に比べて 2 倍程度の値になっている。これはコンプトン散乱の効果が加わるためである。本研究では電子対生成のみを仮定するため、平均自由行程の漸近値を採用した。

特に鉄板が平均自由行程と同じ厚さの時 ($t=\lambda$) にはガンマ線は $(1 - \frac{1}{e})$ の確率で相互作用を起こす。この効果を取り入れた場合の検出効率を考えた。この時のフ

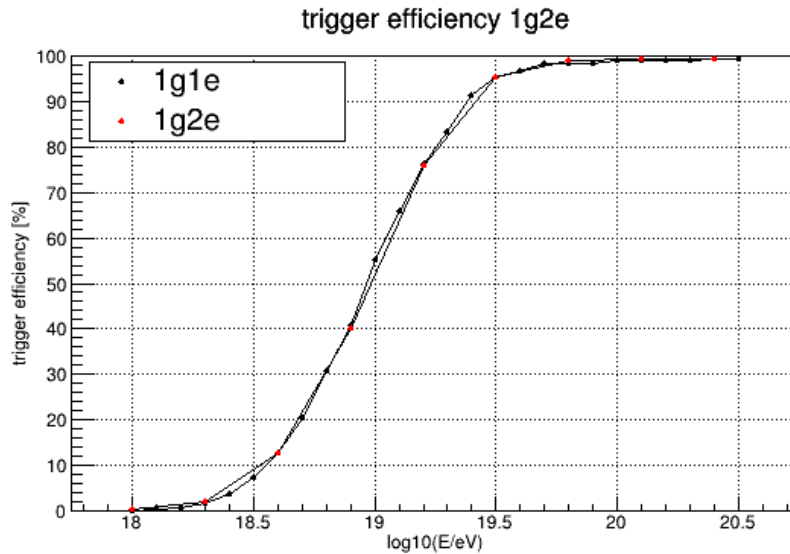


図 5.7: 1g2e の場合の検出効率のエネルギー依存。横軸がエネルギーで縦軸が検出効率。赤点が全て電子陽電子対に変換した場合、黒点が全て電子に変換した場合の検出効率。

ローチャートを図 5.11 に示す。ガンマ線が鉄板と相互作用を起こす確率 p と 0 から 1 の間で生成される乱数 rand を比較することで、ガンマ線が確率的に電子陽電子対生成を起こすことを再現している。この確率を計算する過程以外は 1g2e と同様に計算している。

この時の SD レベルでの検出効率を図 5.12 に示す。検出効率の立ち上がりは 1g1e の場合と Prob の場合どちらでも同じようになっている。一方で 40MeV を超えるエネルギー領域では検出効率が下がっている。これは電子対生成が起こる確率の分下がっていると考えられる。今考えているのは 1 放射長分の鉄板を通過する時に反応が起こるかかどうかであるから、この確率 p は $(1 - \frac{1}{e}) \sim 0.63$ である。1g2e の場合 10% であった確率が 6.5% 程度になっているから、この確率過程が想定されている通りのプログラムになっていると判断できる。

この時の空気シャワーに対する検出効率を図 5.13 に示す。全エネルギー領域で 1g2e に比べて Prob の場合は検出効率が下がっている。確率を考慮することで、電子対生成が起こらない確率の分だけ検出効率が下がっている。

5.1.4 二次宇宙線の到来角度と荷電粒子の電離損失を考慮する場合

本節で考えるパターンを便宜的に E_{loss} と呼ぶ。ここでは電離損失とシャワー粒子の天頂角について考慮する。図 5.14 に示すように、SD に入射する宇宙線はその天頂角によって鉄板を通過する際の通過距離が変化する。ガンマ線が相互作用を起こさず直進した時に厚さ d の鉄板を通過する距離 t は天頂角 θ を用いて式 5.4 の

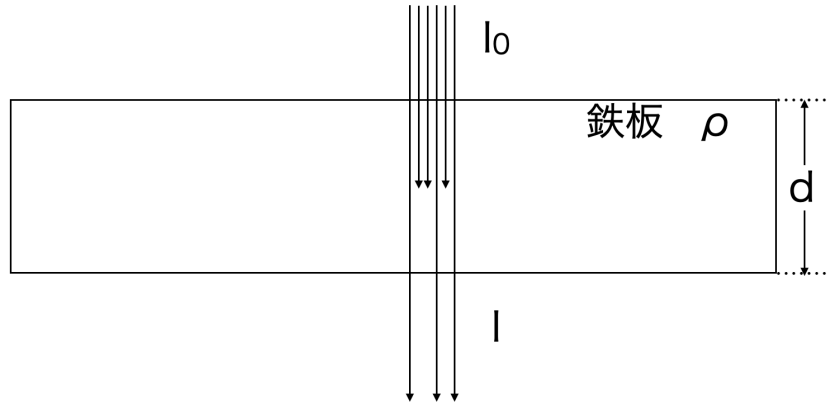


図 5.8: 鉄板に吸収されるガンマ線の模式図。

ように表される。

$$t = \frac{d}{\cos \theta} \quad (5.4)$$

前節で考えた確率 p を計算する際に、 d から t へと置き換えれば、この影響を考慮した確率の計算ができる。

荷電粒子は物質中で電離損失によりエネルギーを失う。電離損失の計算をするには鉄板中でのガンマ線の反応点を求める必要がある。図 5.14 のようなモデルを考える。式 5.2 は鉄板中をガンマ線が距離 d 進んだ時に相互作用を起こす確率であった。ここから反応点を考えるには、鉄板中をガンマ線が進んだ距離 t' から $t' + dt$ の間で反応が起こる確率密度 $\frac{dp}{dx}$ を考える。これは 5.2 を微分したら求められ、式 5.5 のように表される。

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\rho}{\lambda} e^{-\frac{x\rho}{\lambda}} \quad (5.5)$$

この確率密度関数は図 5.15e のようになる。この関数は一価関数であるから、ある確率から反応点までの距離 t' を求めるには逆関数を求めればよい。ここで 0 から 1 の間に一様に振られる乱数 ϵ を反応点を求める時に与える確率として用いる。確率密度関数は 0 から $\frac{\rho}{\lambda}$ までの間で分布しているから、この数値の間に一様に振られる乱数は $\frac{\rho}{\lambda}\epsilon$ と表される。これを用いて、逆関数を求める。

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\lambda}\epsilon &= \frac{\rho}{\lambda} e^{-\frac{t'\rho}{\lambda}} \\ t' &= -\frac{\lambda}{\rho} \ln \epsilon \end{aligned} \quad (5.6)$$

よって求める距離 t' は式 5.6 のようになる。

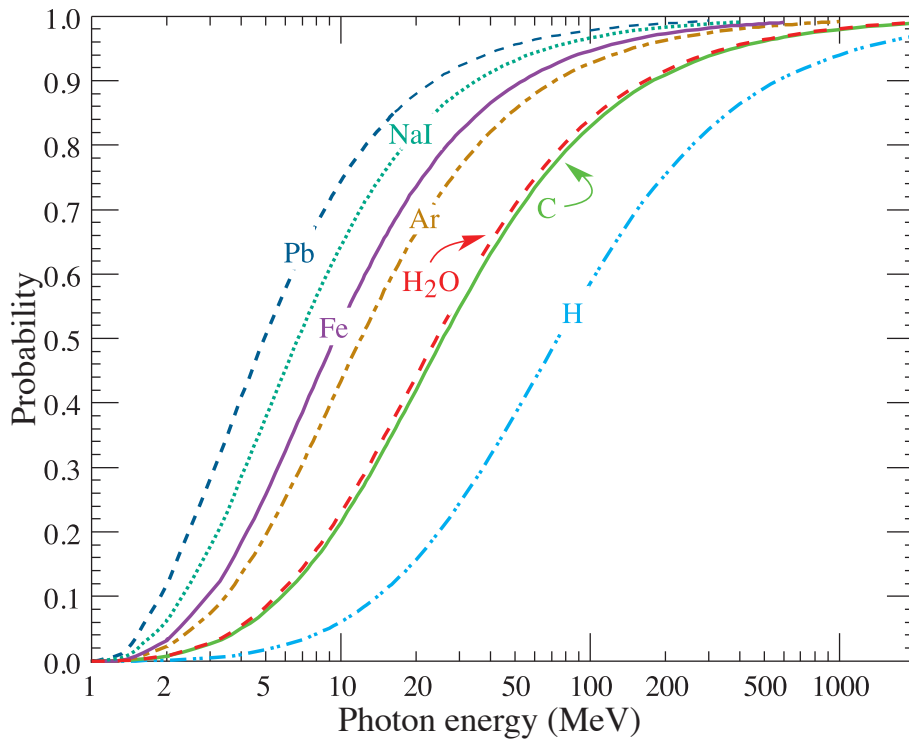


図 5.9: 横軸は入射したガンマ線のエネルギー、縦軸はガンマ線が物質と相互作用をしたときに、それが電子対生成である確率。紫色の実線が今考える鉄の場合の曲線 [13]。

今考えたいのは電子が鉄板中を進んだ距離 l だから t と t' との差を考えれば良い。 $l < 0$ の時は鉄板中で反応が起こらない場合である。 l の値を計算することで反応を起こすか否かを判定することができる。

$$l = t - t'$$

$$l = d \sec \theta + \frac{\lambda}{\rho} \ln \epsilon \quad (5.7)$$

E_{loss} でのフローチャートを図 5.16 に示す。入射粒子がガンマ線であった場合、式 5.7 で計算した l の値が正の値を取るか否かで鉄板中で反応が起こるかの判定を行う。反応が起こらない時は通常のプロセスに戻る。反応がある場合、ガンマ線が電子対生成を起こす時に電子と陽電子の静止質量分のエネルギー 1.02MeV を引く。さらに l に比例した電離損失のエネルギーをさらに引く。この電離損失のエネルギーは生成される電子、陽電子はそれぞれ MIP であるため、鉄板を通過する距離 l cm と鉄板の質量密度 ρ g/cm² に $2\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ をかけた値で求めた。距離 l に天頂角の効果が含まれている。その後のプロセスは Prob の場合と同様である。入射粒子がその他の荷電粒子であった場合、鉄板の厚みとその粒子の天頂角に応じて計算された t に比例した電離損失のエネルギー分だけ差し引く。それ以降は通常のプロセスと同様である。

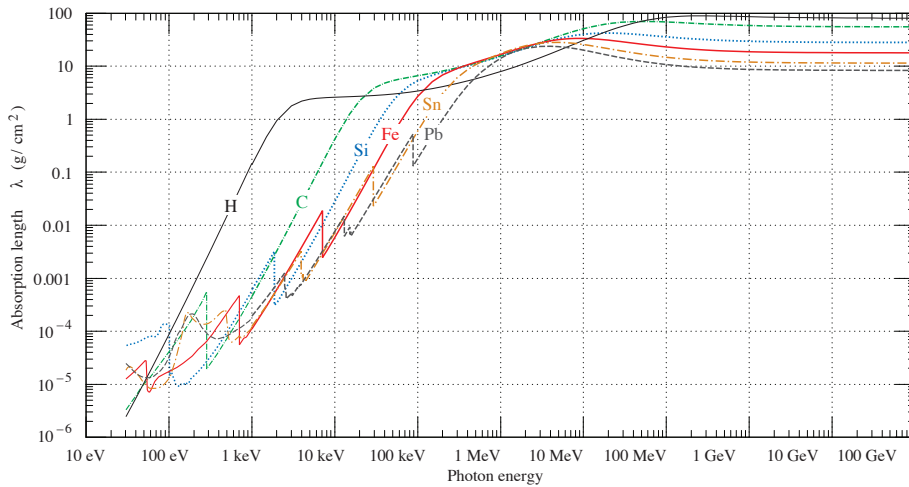


図 5.10: 横軸は入射したガンマ線のエネルギー、縦軸は吸収長。赤色の実線が今考える鉄の場合 [13]。

この場合の SD レベルでの検出効率を図 5.17 に示す。1MeV から 10MeV の領域で検出効率下がっている。電離損失によるエネルギー減少により SD の level 0 trigger にかかる確率が下がっている。これは天頂角を考慮することで、空気シャワー粒子が鉄板中を通過する距離が増えてガンマ線が電子対生成を起こす確率が増えることで検出効率上がる効果を上回っている。10MeV を超える領域では検出効率の差がない。これは入射する粒子のエネルギーが十分高ければ、電離損失によるエネルギー損失が相対的に小さくなるため検出効率に影響が出なくなるためであると考えられる。

Eloss から粒子の天頂角 θ の影響を加えて考慮しているため、SD レベルでの検出効率の角度依存性について調べた。エネルギーを 1GeV に固定し、天頂角を 0° から 60° まで変化させた。また統計誤差を減らすため、ループの回数を 10000 回から 1000000 回へ増加させた。図 5.18 にこれを示す。default でも Eloss の場合でも、 $\sec \theta$ が大きくなると検出効率上がる。これは SD 中のプラスチックシンチレーターを通過する距離が大きくなることで、SD に与えるエネルギーが増えて検出効率が大きくなるためである。

$\sec \theta = 1$ の時に対する相対的な検出効率を図 5.19 に示す。default でも Eloss の場合でも同じ傾向を示している。 $\sec \theta$ に関して想定外の変更がなされていないことが確認できた。

Eloss の場合の TA×4 全体での空気シャワー検出効率を図 5.20 に示す。電離損失によってエネルギーを失うため、Prob に対して検出効率大きく下がっている。この時電離損失によって荷電粒子が失う平均的なエネルギーについて考える。鉄板に入射する空気シャワー粒子の天頂角を 45° とすると、通過する距離 l は以下の

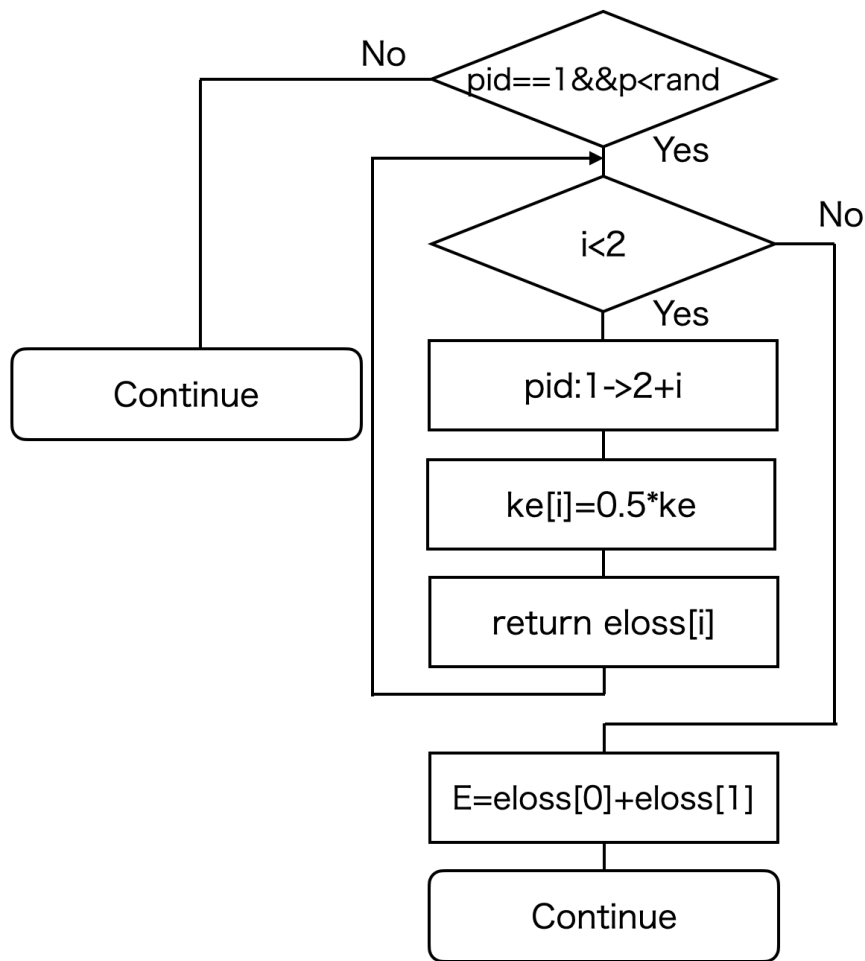


図 5.11: 確率を考慮してガンマ線を電子対に変換した場合のフローチャート。

ようになる。

$$l = \sec 45^\circ \times 2.26 \text{ cm}$$

$$\sim 3.20 \text{ cm}$$

鉄の密度を 7.874 としているので、この距離の鉄板を通過する時に mip の荷電粒子が失うエネルギーは 50MeV である。このエネルギーロスがどのように検出効率の低下に影響を及ぼすのか考えるため、シャワー粒子中の電子とミュオンについてエネルギー分布を確認した。図 5.21,5.22 にこの結果をまとめる。

ミュオンのエネルギーは 1GeV あたりにピークを持つ。ミュオンの持つエネルギーは電離損失 50MeV に比べて非常に高いため、電離損失の影響で SD で検出できなくなることはない。一方で電子のエネルギーは 10MeV 付近にピークがあり、鉄板で 50MeV の電離損失が起こると、SD に入る前に止まってしまう。Eloss での検出効率低下は電子が検出できなくなることによるものと考えられる。

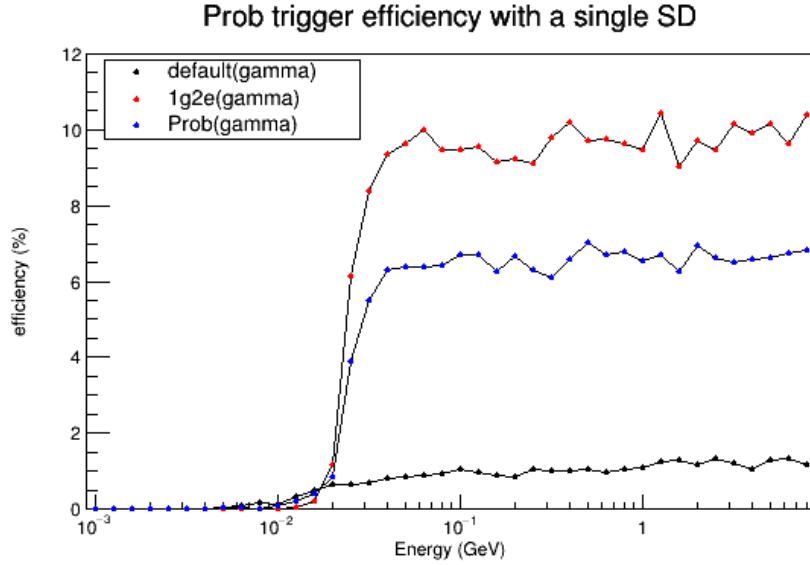


図 5.12: Prob の場合の SD レベルでの検出効率。横軸がエネルギーで縦軸が SD レベルでの検出効率。黒点が現状の TA×4 にガンマ線を降らせた時の検出効率、赤点がガンマ線全てを電子陽電子対へ変換した場合、青点が確率を考慮してガンマ線を電子対に変換した場合の検出効率。天頂角は 0° で固定されている。

5.1.5 電子の制動放射を考慮する場合

Eloss の場合に加えて鉄板に入射する電子の制動放射を考える。この時を便宜的に Bremss と呼ぶ。

入射粒子が電子であった時、制動放射が起こる確率 p_{bremss} を計算する。これは電子対生成が起こる時の確率を計算するのと同様に考えられ、異なる点は平均自由行程だけである。式 5.3 に示すように、Prob 以降で考えていた電子対生成を起こす反応断面積は制動放射の場合の $\frac{7}{9}$ 倍として考えていた。これを $\frac{9}{7}$ 倍にして、計算したものを考えればよい。確率を計算する時には反応断面積の逆数である λ を考えていたから、 λ_{bremss} へと置き換えることで同様の議論が成り立つ。以上を踏まえて制動放射が起こる確率 p_{bremss} を式 5.8 に示す。

$$p_{\text{bremss}} = 1 - e^{-\frac{t\rho}{\lambda_{\text{bremss}}}} \quad (5.8)$$

また制動放射を起こすまでに電子が鉄板中を通過する距離 t'_{bremss} と制動放射を起こしたあとに鉄板中を進む距離 l_{bremss} を式 5.9、5.10 に示す。

$$t'_{\text{bremss}} = -\frac{\lambda_{\text{bremss}}}{\rho} \ln \epsilon \quad (5.9)$$

$$l_{\text{bremss}} = d \sec \theta + \frac{\lambda_{\text{bremss}}}{\rho} \ln \epsilon \quad (5.10)$$

図 5.23 に Bremss でのフローチャートを示す。入射粒子が電子または陽電子の時だけフローチャートに書いてある。それ以外の場合は Eloss と同じ処理をした。

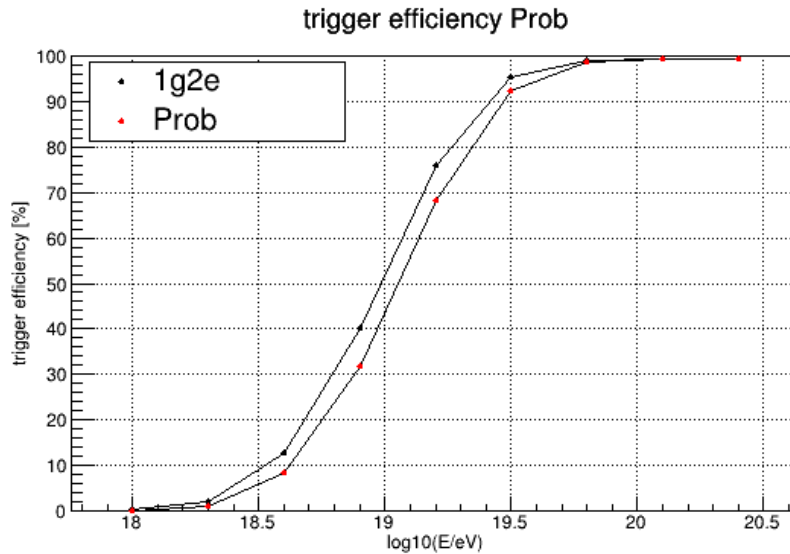


図 5.13: Prob の場合の検出効率のエネルギー依存。横軸がエネルギーで縦軸が検出効率。黒点が全て電子陽電子対に変換した場合、赤点が確率を考慮して電子対に変換した場合の検出効率。

入射粒子が電子または陽電子である時、pid[0] をその粒子のまま、pid[1] をガンマ線とする。電子または陽電子に対しては鉄板を通過した距離に応じて電離損失によるエネルギーロス計算する。ガンマ線のエネルギーは制動放射が起こった地点で電子が持つエネルギーの半分とした。制動放射によってエネルギーが半分となるような平均的な距離は平均自由行程の $\ln 2$ 倍である。先に電子または陽電子がSDに落とすエネルギーを計算し、その後ガンマ線がSDに落とすエネルギーを計算した。

この場合のSDレベルでの検出効率は図 5.24 のようになった。制動放射の効果は入射粒子が電子の場合に作用するため、粒子種を電子に固定した。この時検出効率は全体的に上昇した。これは粒子数が増えることで全領域に渡って検出効率が上昇しているためである。特に Eloss の場合に比べて Bremss の立ち上がりがよくなった。これは default 状態でガンマ線を入射させた時の検出効率の立ち上がりと同じエネルギーで始まっている。SD ではガンマ線の方が電子陽電子に比べて検出するエネルギーの閾値が低いいため、ガンマ線に変換された分がこれと同様に検出可能となることで検出効率の上昇が説明される。妥当な結果であるため、次に TA×4 全体での検出効率を求めた。

この時の TA×4 全体での検出効率は図 5.25 に示す。Eloss と Bremss ではほとんど検出効率は変化しない。Bremss で少しだけ検出効率が上昇しているのは、制動放射によるエネルギー損失で検出効率が下がる効果よりも、制動放射で粒子数が増えることで検出効率が上がる効果が大きいためであると考えられる。この結果はSDアレイの性能を評価する上で現実的なシミュレーションとなっていると考え

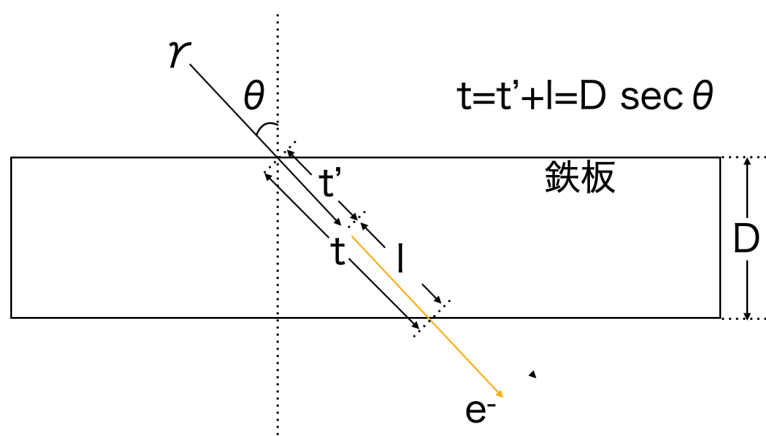


図 5.14: ガンマ線の反応点と電子が鉄板中で進む距離。

られる。

図 5.26 で Bremss の時と現状の TA×4 実験での検出効率を比較した。結果として検出効率は現状よりも下がった。ここで考えている鉄板の厚みは 1 放射長分であるが、電子対生成によってガンマ線がトリガーに寄与する効果よりも、荷電粒子が電離損失によるエネルギーロスが大きいため検出効率が下がると考えられる。次章では鉄板の厚みを変化させた時に検出効率がどう変化するかについて論ずることで、検出効率を向上させるのに最適な鉄板の厚みを考える。

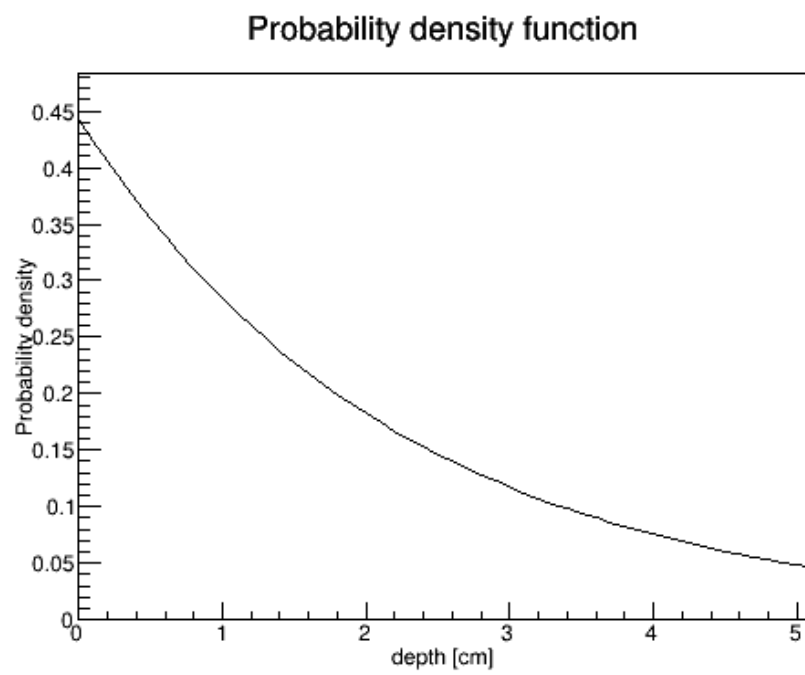


図 5.15: 鉄板中を進むガンマ線が相互作用を起こす確率密度関数。横軸を鉄板中を通過する距離、縦軸は確率密度関数。

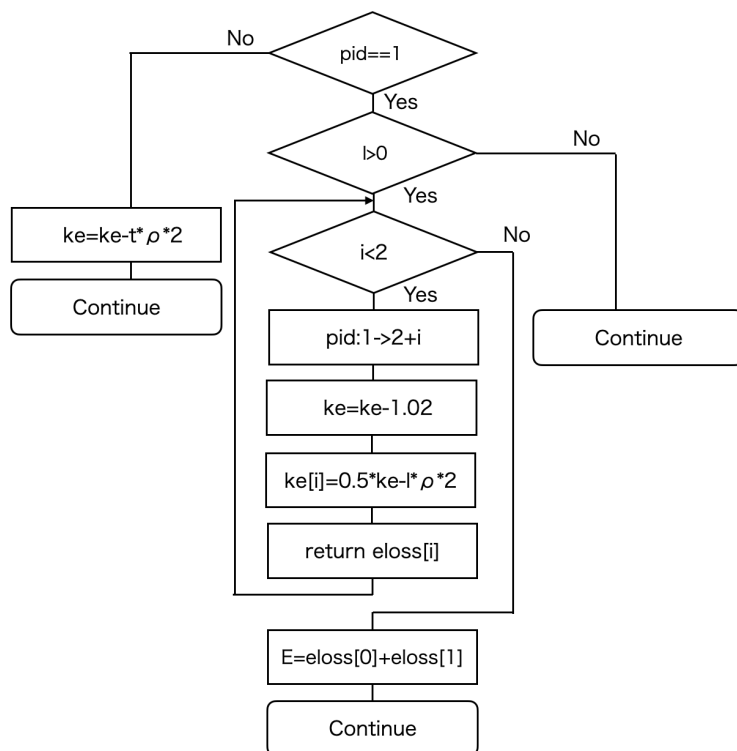


図 5.16: Prob に加えて、空気シャワー粒子の天頂角と荷電粒子の電離損失について考慮した場合のフローチャート。

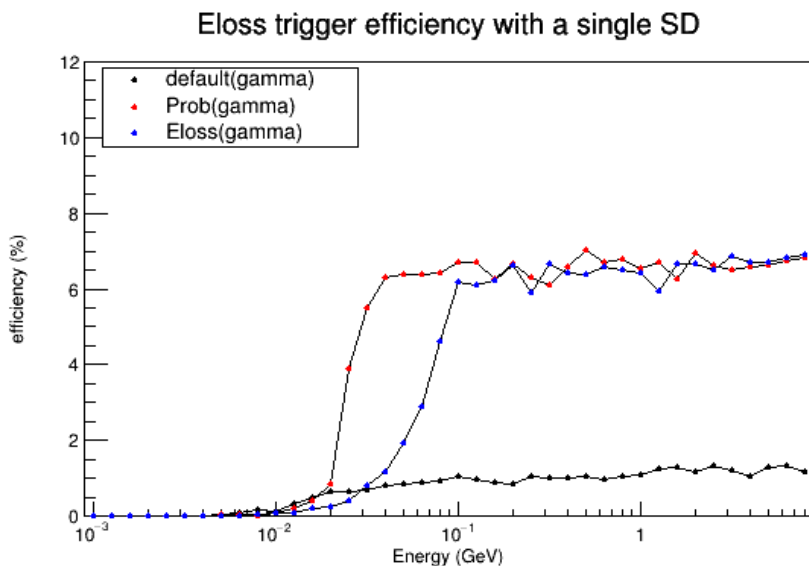


図 5.17: Eloss の場合の SD レベルでの検出効率。横軸がエネルギーで縦軸が SD レベルでの検出効率。黒点が現状の TA×4 にガンマ線を降らせた時の検出効率、赤点が Prob の場合、青点が Eloss 場合の検出効率。天頂角は 0° で固定されている。

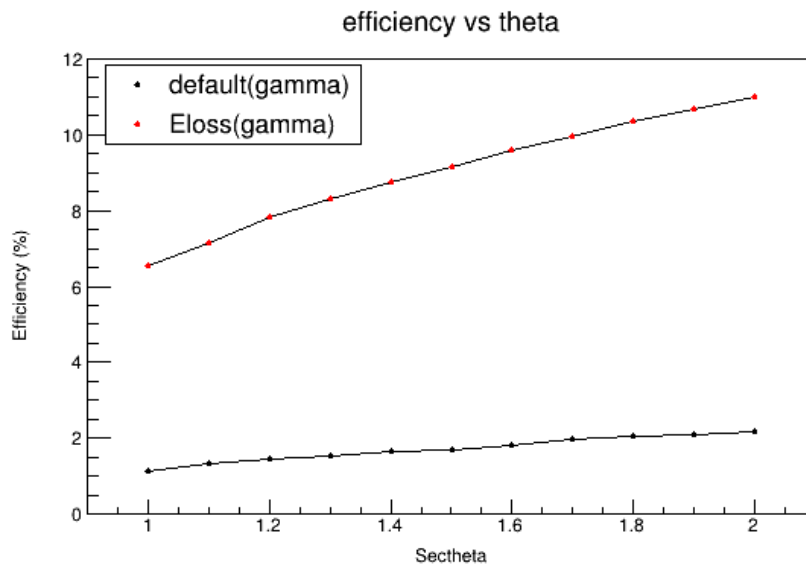


図 5.18: 検出効率の天頂角依存。横軸が $\sec \theta$ 、縦軸が検出効率。黒点が現状の $TA \times 4$ の場合、赤点が Eloss の場合。エネルギーを 1GeV に固定している。

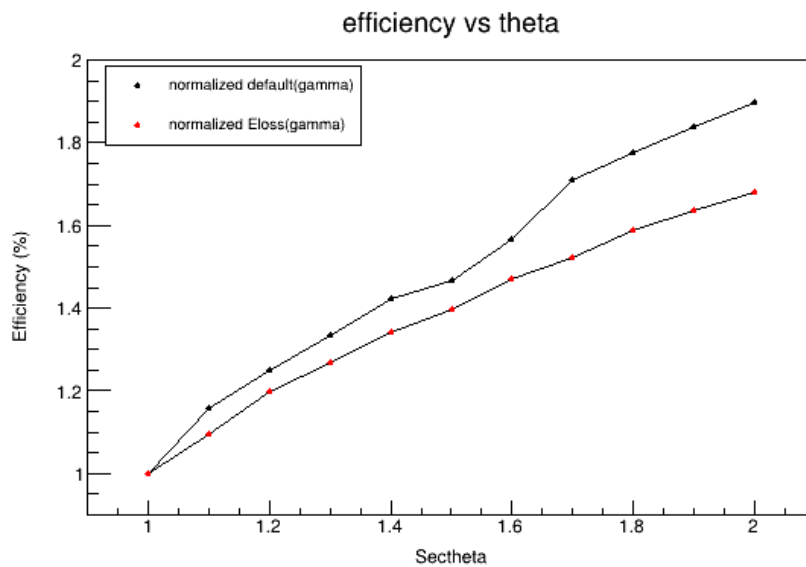


図 5.19: 規格化した検出効率の天頂角依存。横軸が $\sec \theta$ 、縦軸が SD に対して鉛直方向から空気シャワー粒子が入射した時の検出効率を 1 とした時の相対的な検出効率。黒点が現状の $TA \times 4$ の場合、赤点が Eloss の場合。エネルギーを 1GeV に固定した。

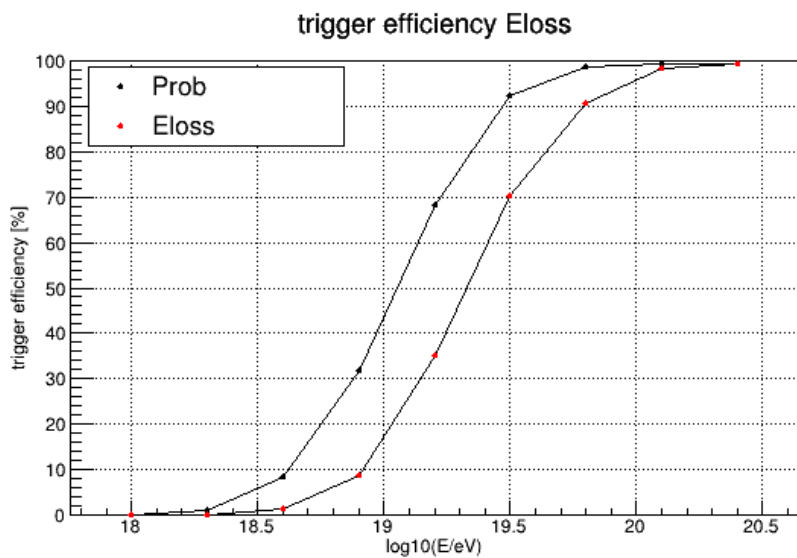


図 5.20: Eloss の場合の検出効率のエネルギー依存。横軸がエネルギーで縦軸が検出効率。黒点が Prob の場合、赤点が Eloss の場合の検出効率。

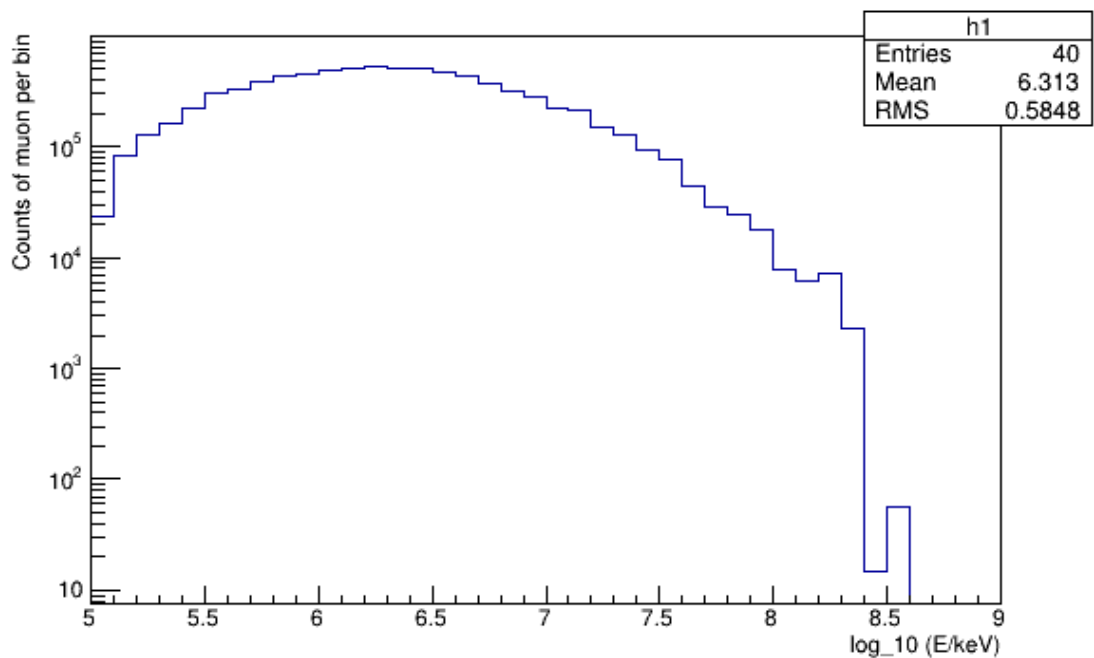


図 5.21: 空気シャワー中の荷電ミュオンのエネルギー分布。横軸はエネルギー、縦軸はカウント数。両軸対数スケール。

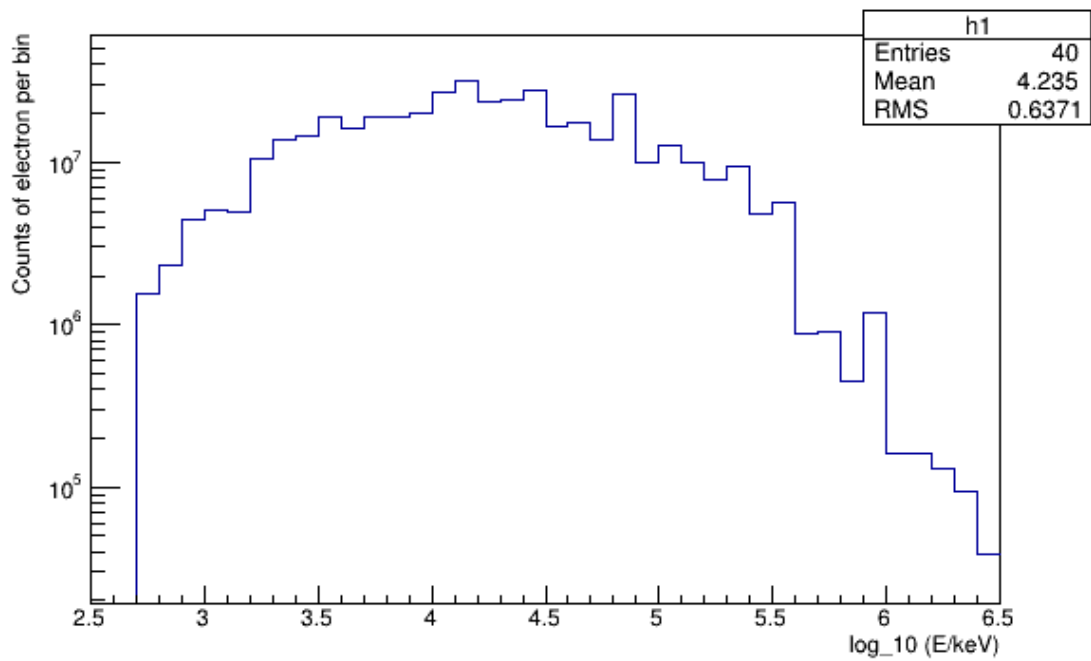


図 5.22: 空気シャワー中の電子陽電子のエネルギー分布。横軸はエネルギー、縦軸はカウント数。両軸対数スケール。

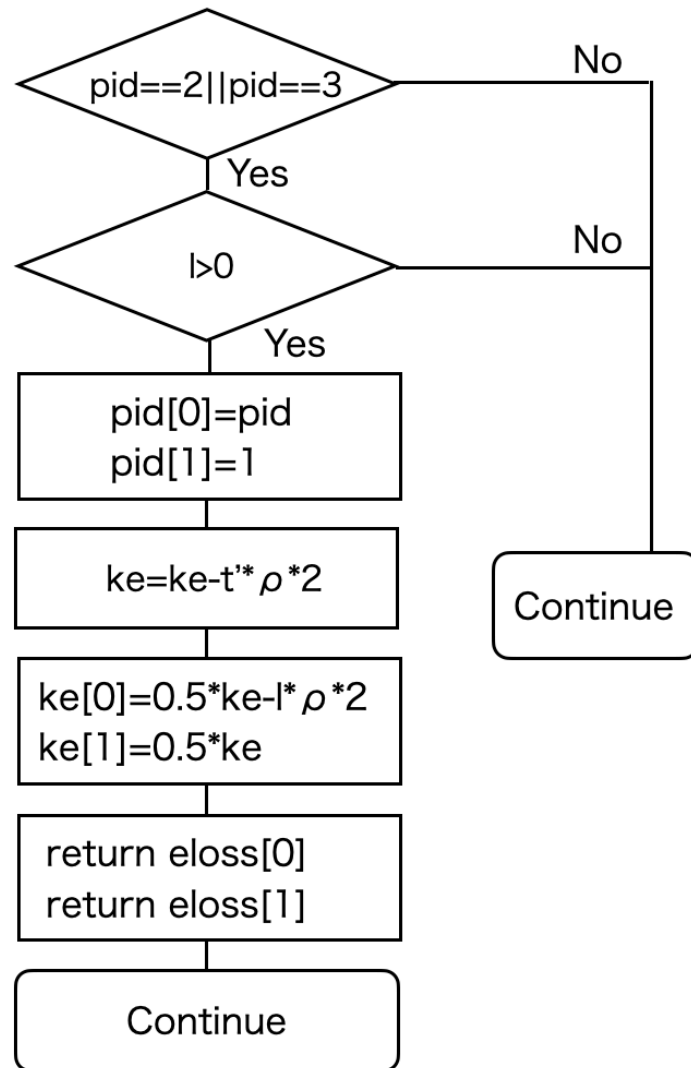


図 5.23: Eloss に加えて、制動放射について考慮した場合のフローチャート。

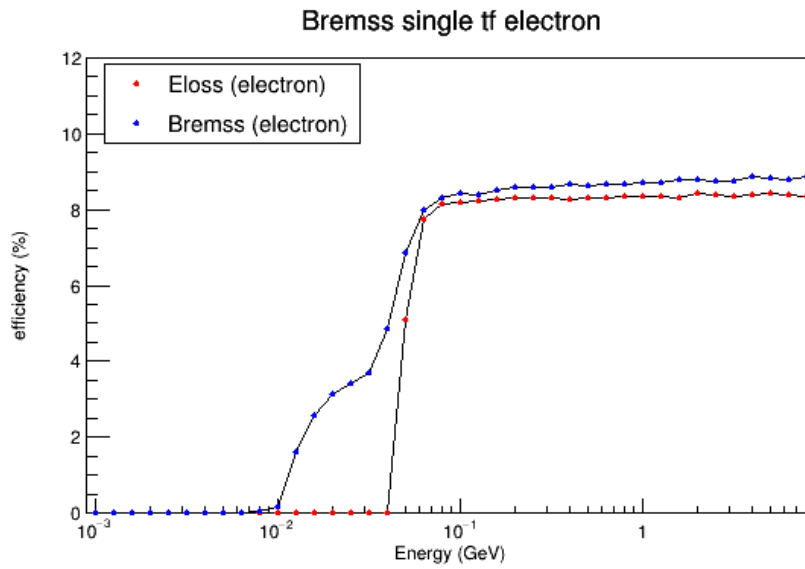


図 5.24: Bremss の場合の SD レベルでの検出効率。横軸がエネルギーで縦軸が SD レベルでの検出効率。赤点が Eloss の場合、青点が Bremss の場合の検出効率。

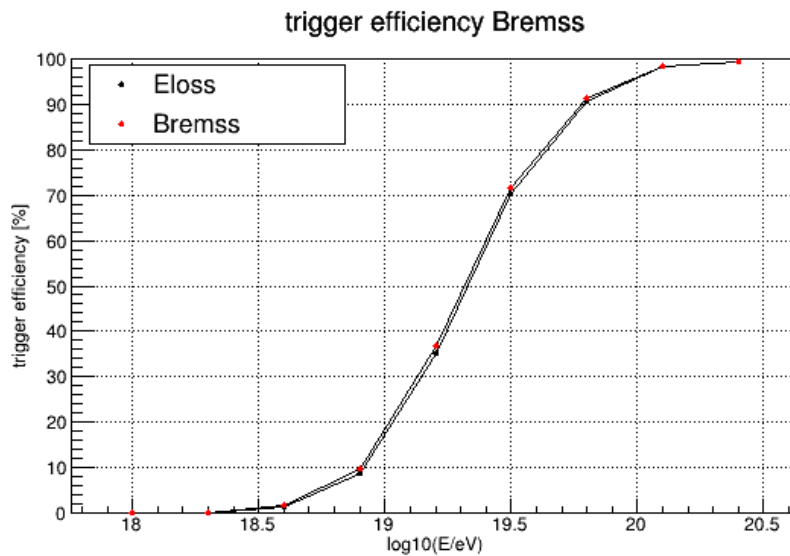


図 5.25: Bremss の場合の検出効率のエネルギー依存。横軸がエネルギーで縦軸が検出効率。赤点が Bremss の場合、黒点が Eloss の場合の検出効率。

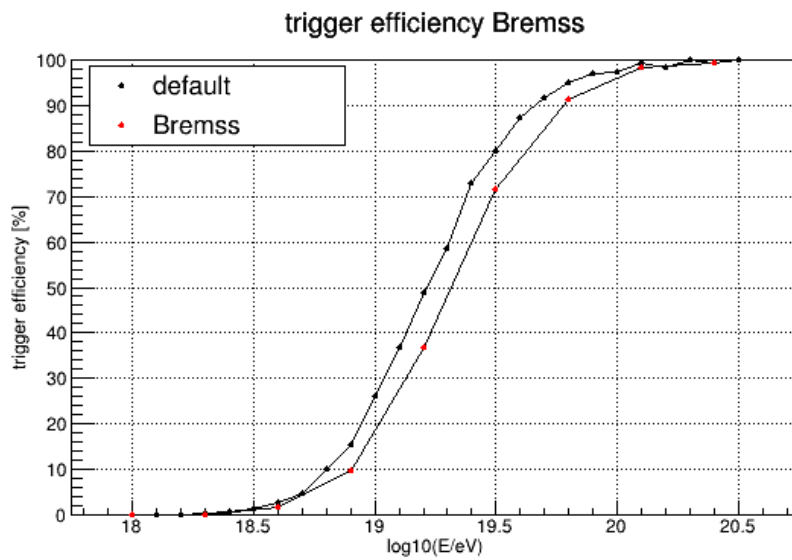


図 5.26: Bremss の場合の検出効率のエネルギー依存。横軸がエネルギーで縦軸が検出効率。赤点が Bremss の場合、黒点が default の場合の検出効率。

第6章 最適な鉄板の厚みの検討

検出器の性能向上のために最適な鉄板の厚さについて考える。鉄板を入れた場合に考える必要のある効果は、ガンマ線の電子対生成と電離損失、制動放射の3つがある。電子対生成はSDで検出できないガンマ線が検出可能な荷電粒子に変換されるため、検出効率をあげる作用がある。一方で電離損失と制動放射は、SDで検出可能な荷電粒子のエネルギーを下げるため検出効率を下げる作用がある。ただし、制動放射は粒子数を増やすことで検出効率を上げる効果ももつ。これら二律背反な事象があるため、SDで検出可能な荷電粒子を最大化させる鉄板の最適な厚さというものが存在すると考えられる。

6.1 鉄板の厚みを変化させた時の検出効率

厚みを変化させた時に検出効率はどう変化するかを考える。初めに鉄板の厚みを変化させながら、SDレベルでの検出効率を求めた。図6.1は厚みを1cmずつ変化させた時に、ガンマ線の検出効率はどう変化するかを示す。図6.2に10MeVから100MeVまでの領域で拡大した場合を示す。100MeV以上のエネルギー領域では、鉄板の厚さが大きくなるほど検出効率が大きくなる。これは式5.2において、鉄板の厚さ d が大きくなると、ガンマ線が鉄板中で反応を起こす確率 p が大きくなることと対応している。このエネルギー領域では、SDに入射する粒子のエネルギーが電離損失や制動放射によって失うエネルギーに対して充分大きいため、それらの影響が相対的に無視できる。鉄板を十分に厚くすると、確率 p の変化が小さくなる一方で電離損失と制動放射によるエネルギー損失は鉄板の厚さ d に比例しているため相対的にそれらの影響が大きくなる。100MeV以下のエネルギー領域では、鉄板中で荷電粒子が電離損失によって失うエネルギーの割合が大きくなるため、電離損失の影響が大きくなる。図4.2の空気シャワーシミュレーションの結果からわかるように、SDに入射するガンマ線のエネルギーとして想定する必要があるのは数MeVから数10MeV程度である。この領域で最適な鉄板の厚さを考える必要がある。

次に入射するガンマ線のエネルギーを30MeVに固定して、鉄板の厚みを0.1cmずつ変化させた時に検出効率はどう変化するかを計算した。これを図6.3に示す。鉄板の厚みを0.3cmにした時に最大化した。この時は鉛直方向から入射する二次宇宙線だけを考えている。この時鉄板中を通過する距離は最小となっている。

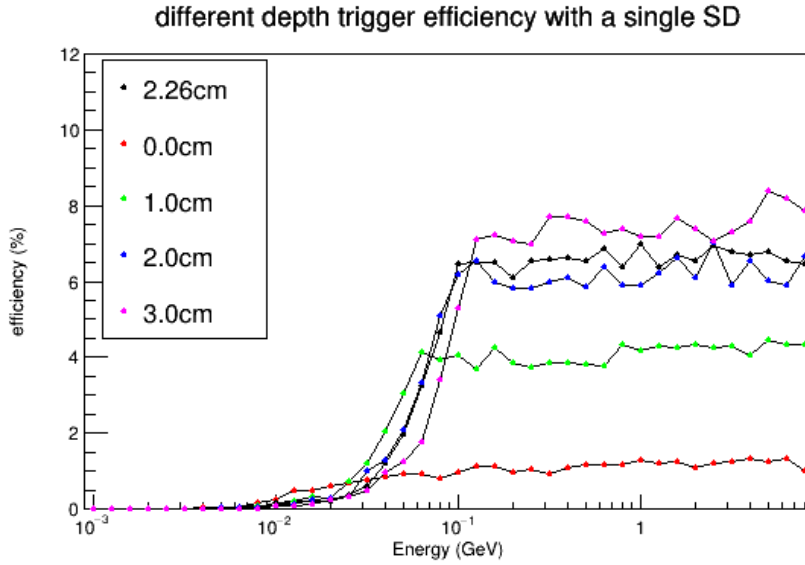


図 6.1: Bremss の場合の SD レベルでのガンマ線検出効率。横軸がエネルギーで縦軸が SD レベルでの検出効率。鉄板の厚みを 0.0cm から 3.0cm まで 1cm 幅で変化させた。鉛直入射の場合。

天頂角が大きくなると鉄板中を通過する距離も増えるため、最適な厚さは 0.3cm よりも小さくなると考えられる。

二次宇宙線が鉄板中を通過する平均的な距離 \bar{d} について考える。簡単にするために鉄板中で反応を起こしても粒子の天頂角 θ は変化しないと仮定する。SD に入射する空気シャワー粒子の天頂角分布について考える。まず初めに到来頻度の天頂角依存性について考える。図 6.4 の状況を考える。空気シャワーが立体角あたり一様に到来している。このとき微小立体角 $d\omega$ と微小天頂角 $d\theta$ 、微小方位角 $d\phi$ の間には式 6.1 の関係がある。

$$d\omega = \sin \theta d\theta d\phi \quad (6.1)$$

よって等方的な宇宙線の到来頻度 F は式 6.2 のように $\sin \theta$ に比例している。

$$F \propto \sin \theta \quad (6.2)$$

一方で検出器の実質的な面積 S は図 6.5 のように天頂角 θ が大きくなると小さくなる。よって式 6.3 の通り検出面積は $\cos \theta$ に比例する。

$$S \propto \cos \theta \quad (6.3)$$

以上を踏まえると、SD に入射する空気シャワー粒子数 SF の天頂角分布は式 6.4

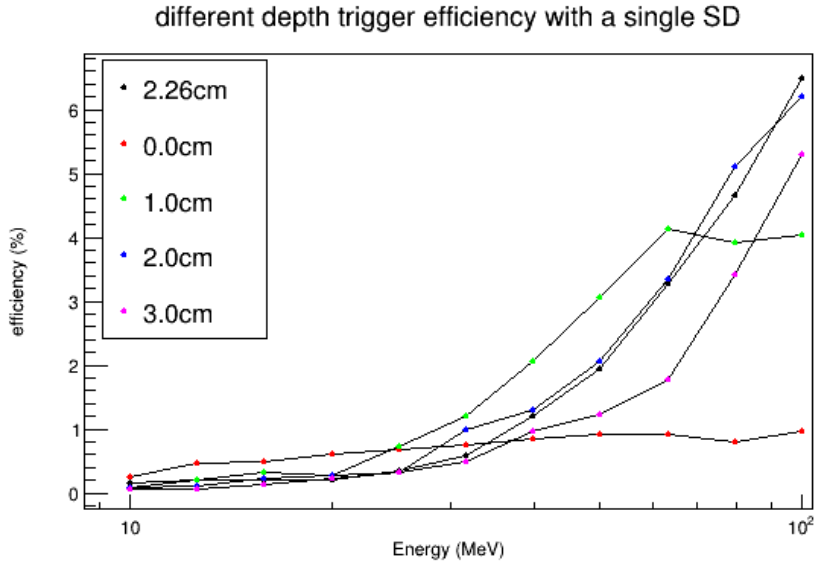


図 6.2: Bremss の場合の SD レベルでのガンマ線検出効率。横軸がエネルギーで縦軸が SD レベルでの検出効率。鉄板の厚みを 0.0cm から 3.0cm まで 1cm 幅で変化させた。鉛直入射の場合。

のような関係がある事がわかる。

$$\begin{aligned}
 SF &\propto \cos \theta \sin \theta \\
 &\propto \frac{1}{2} \sin 2\theta
 \end{aligned} \tag{6.4}$$

よってシャワー粒子の天頂角分布も上記の一次宇宙線の天頂角分布に従うとすれば、空気シャワーの到来頻度は $\theta = 45^\circ$ の時に最大となる。実際には大気による空気シャワーの減衰を考えると、空気シャワー粒子が通過する大気の厚さは天頂角によって異なるためこれについて考慮する必要がある。よって空気シャワーフラックスのピークは 45° より小さい天頂角にある。ここでは大気による空気シャワーの減衰を考えない。

この時の平均的な距離 \bar{d} を考えると、式 6.5 のように表される。

$$\begin{aligned}
 \bar{d} &= \sec \theta d \\
 \bar{d} &= \sqrt{2}d
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

平均的な距離は $\theta = 90^\circ$ の時に比べて $\sqrt{2}$ 倍になっているから、最適な鉄板の厚み d_{opt} は $\theta = 90^\circ$ の時の $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 倍にしたら良い。これを式 6.6 に示す。

$$\begin{aligned}
 d_{opt} &= \frac{0.3}{\sqrt{2}} \text{ cm} \\
 &\sim 0.21 \text{ cm}
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

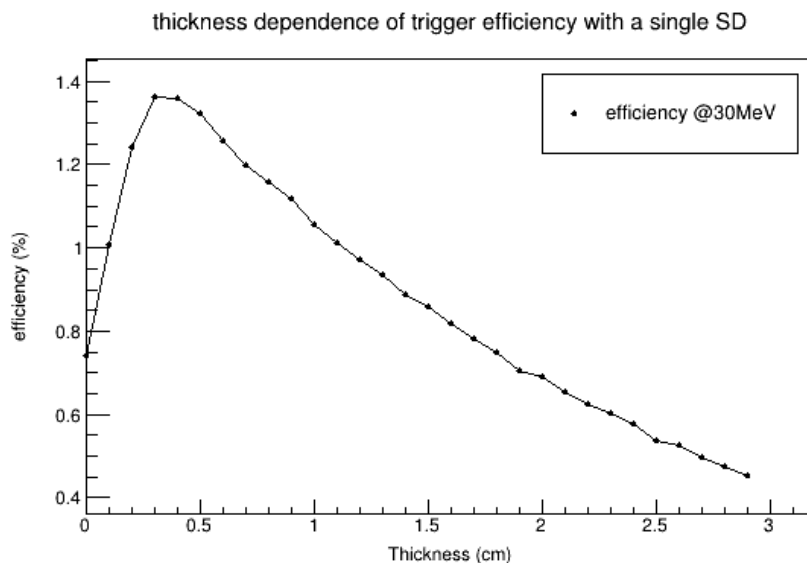


図 6.3: SD レベルでのガンマ線検出効率の鉄板の厚さ依存。横軸が鉄板の厚さで縦軸がSD レベルでの検出効率。SD に入射するエネルギーを 30MeV で固定し、鉄板の厚さを 0.1cm 幅で 0 から 2.9cm まで変化させた。鉛直入射の場合。

以上の結果から鉄板の厚みを 0.2cm に設定した時の検出効率を求めた。その結果を図 6.6 に示す。現状の TA×4 に比べて検出効率が数%程度上昇した。

さらに鉄板の厚さを 1.0cm とした場合についても TA×4 全体での空気シャワー検出効率を計算した。第 5 章で検討した 1 放射長は 2.26cm なのでこれを合わせて示す。図 6.7 に鉄板の厚さを 0.0cm、0.2cm、1.0cm、2.26cm にした時の結果を示す。鉄板の厚みが 1.0cm の時は鉄板を置かない場合とほとんど同じ検出効率になった。1.0cm を越える厚みの鉄板では既に電離損失の影響で検出効率が下がっていると考えられる。

6.2 鉛板を置いた場合

表 6.1 に鉄と鉛の放射長と密度を示す。放射長と密度の比率が異なることから、鉛は鉄に比して電子対生成を起こしやすいが電離損失が起こりにくいことがわかる。

表 6.1: 鉛と鉄の比較

	鉄	鉛
放射長 [g/cm ²]	13.84	6.37
密度 [g/cm ³]	7.874	11.35

鉛板を用いた方がより検出効率を上昇させられると考えられるため、本節では

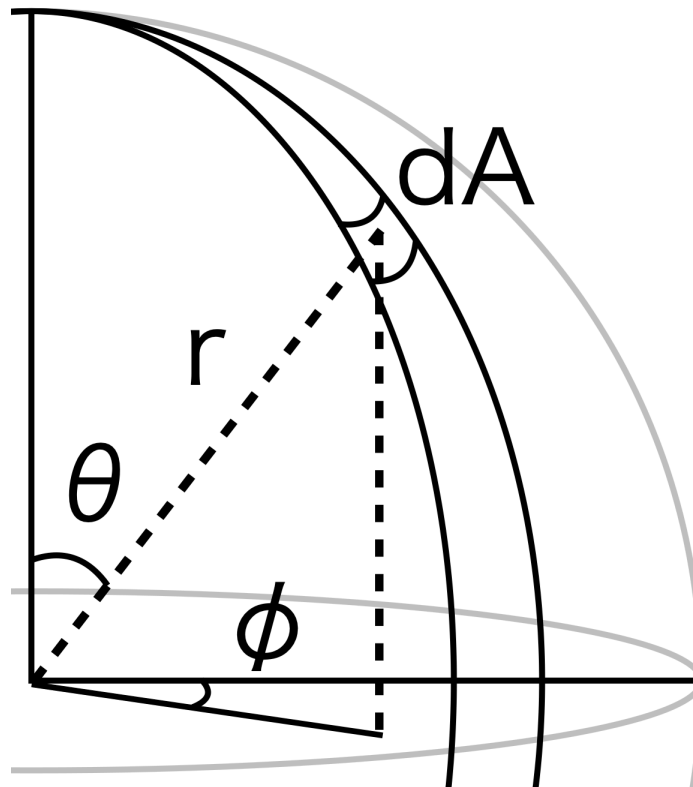


図 6.4: 立体角と天頂角の関係。

検出器上部に鉛板を置いた場合にどうなるのかをシミュレーションしその最適な厚さを求める。鉛板についてシミュレーションを行う上で、鉄板を追加する場合のシミュレーションから変更する必要がある項目は、制動放射の相互作用長、電子対生成の相互作用長、密度の3つである。それらを変更した時に、検出効率向上のための最適な物質通過距離を鉄板の場合と同様に求めた。図 6.8 に鉛板の厚さを変えながら、SD レベルでのガンマ線検出効率を求めたものを示す。鉄板の場合と同様に、30MeV 付近では最適な厚さが存在することが分かる。

次に入射するガンマ線のエネルギーを 30MeV に固定し、厚さを 0.1cm ずつ変化させた時の検出効率を図 6.9 に示す。この結果から、ガンマ線が鉛板中を通過する距離が 0.2cm の時に検出効率が最大化することがわかった。鉄板の時の議論と同様に、天頂角 45° の時にシャワー粒子のフラックスが最大化すると仮定すると、最適な鉛板の厚さは $\frac{0.2}{\sqrt{2}} \sim 0.14\text{cm}$ となる。

表 6.2 に鉄と鉛について、現状の SD に乗せるガンマ線変換材として最適な厚さをまとめた。最適な質量厚さはどちらもほぼ同じ値であるが、放射長に対する比率は鉛が鉄の 2 倍以上になっている。鉛と鉄では電離損失は大きく変わらない一方で、鉛は鉄に比べて制動放射が起こりやすいことが分かる。

鉛板を 0.14cm に設定した時の、TA×4 全体での検出効率を図 6.10 に示す。鉛板

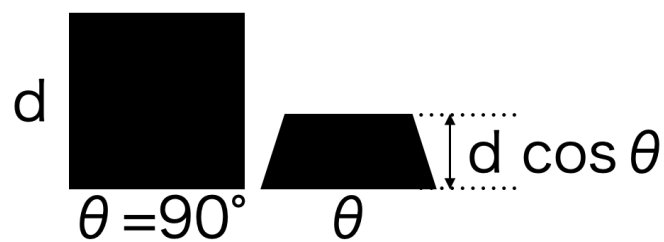


図 6.5: 検出器の検出面積と天頂角。

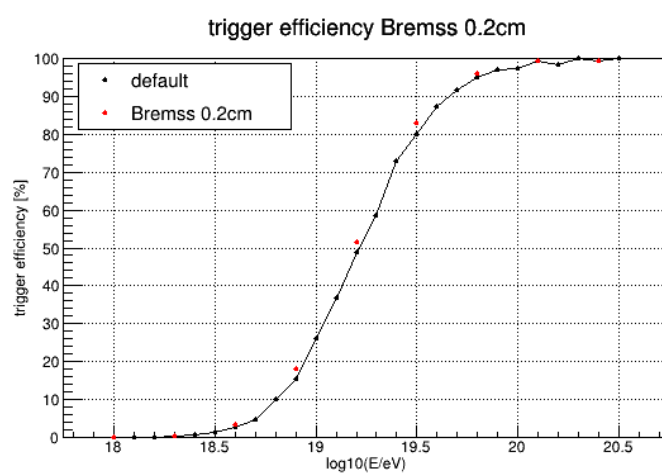


図 6.6: 鉄板の厚み 0.2cm の場合の検出効率のエネルギー依存。横軸がエネルギーで縦軸が検出効率。赤点が鉄板の厚み 0.2cm の場合、黒点が default の場合の検出効率。

を用いた方が検出効率が向上することがわかった。

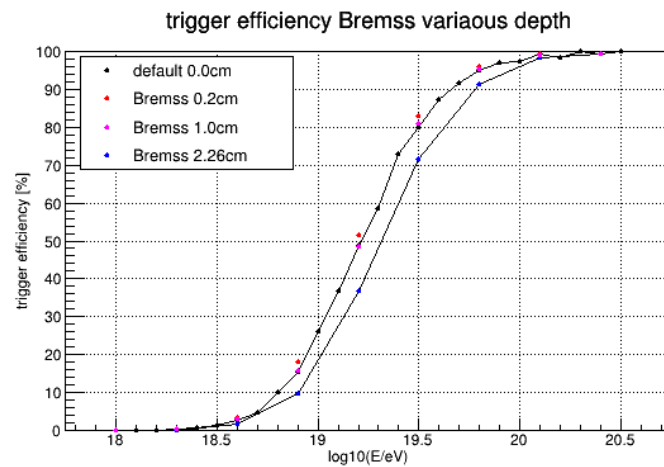


図 6.7: 鉄板の厚みを変えて検出効率のエネルギー依存。横軸がエネルギーで縦軸が検出効率。黒点が default の場合つまり鉄板の厚み 0.0cm の場合の検出効率、赤点が 0.2cm、マゼンタ点が 1.0cm、青点が 2.26cm の場合での検出効率。

表 6.2: 鉄と鉛での最適な厚さ比較

	鉄	鉛
最適な通過距離 [cm]	0.3	0.2
最適な質量厚さ [g/cm ²]	2.36	2.27
放射長比	0.17	0.36

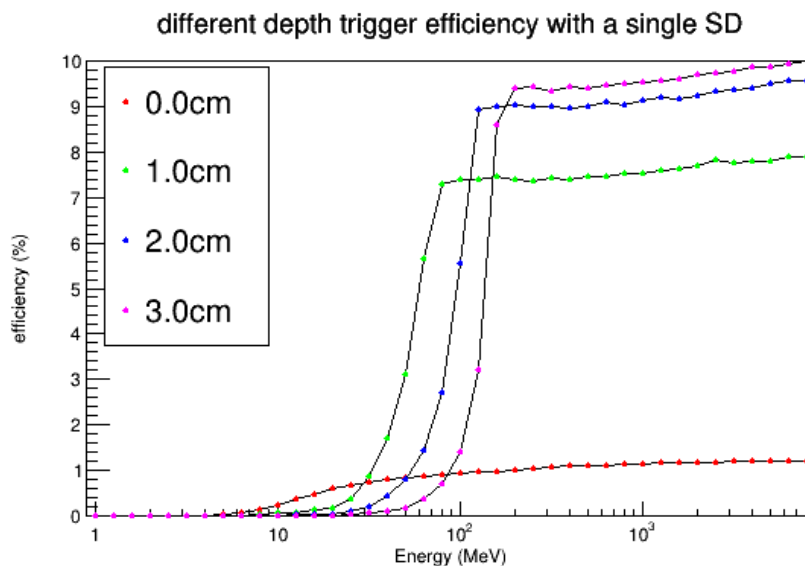


図 6.8: 鉛板を入れた場合の SD レベルでのガンマ線検出効率。横軸がエネルギーで縦軸が SD レベルでの検出効率。鉛板の厚みを 0.0cm から 3.0cm まで 1cm 幅で変化させた。鉛直入射の場合。

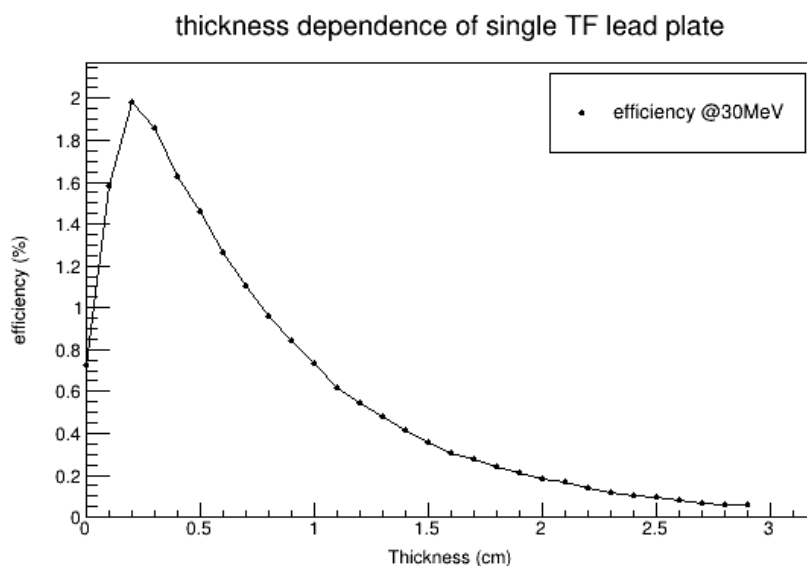


図 6.9: SD レベルでのガンマ線検出効率の鉛板の厚さ依存。横軸が鉄板の厚さで縦軸がSD レベルでの検出効率。SD に入射するエネルギーを 30MeV で固定し、鉛板の厚さを 0.1cm 幅で 0 から 2.9cm まで変化させた。鉛直入射の場合。

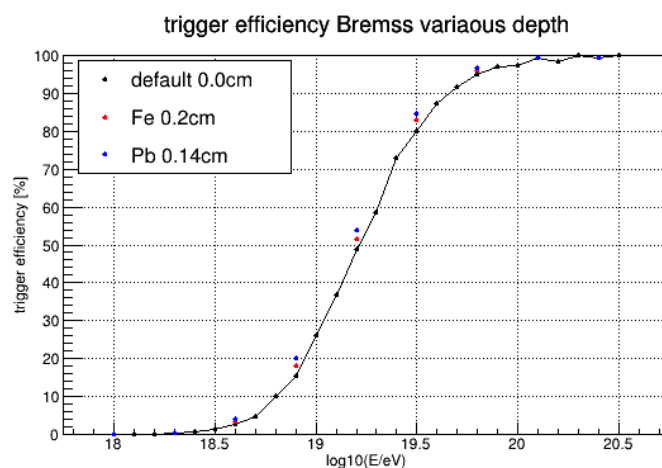


図 6.10: 鉛板の厚み 0.14cm の場合の検出効率のエネルギー依存。横軸がエネルギーで縦軸が検出効率。青点が鉛板の厚み 0.14cm の場合、赤点が鉄板の厚み 0.2cm の場合、黒点が default の場合の検出効率。

第7章 結論と今後の展望

7.1 結論

TA×4実験はTA実験で見つかったホットスポットの研究を進めるため、超高エネルギー領域の観測事象数を増やすことを目的とする実験である。TA実験周辺に検出器を増設することでより大きい観測面積を実現している。TA×4は低コストで大きい観測面積を目指すために、TA実験のSDアレイの間隔が1.2kmであったのに対して、それよりも大きい2.08km間隔でSDが設置されている。これによりTA×4で新たに増設されたSDアレイでの検出効率や角度分解能はTA実験のものに比べて劣る。

本研究ではこれを改善するためにSDの上部に鉄板を設置することを考えその効果を検証した。検証はモンテカルロシミュレーションにより行った。鉄板を置くことで現状のSDでは検出感度の低いガンマ線が電子対生成を起こし、プラスチックシンチレーターで検出可能な荷電粒子に変換することでガンマ線に対する感度が向上する。一方で検出器の上部に物質の大きいものを置くと荷電粒子はその物質中で電離損失や制動放射を起こしてエネルギーを失うため、荷電粒子に対しては検出器の性能は落ちる。検出効率を上げる効果と下げる効果どちらがどの程度働くのかによって、鉄板を追加することによる検出効率の変化が決まるためシミュレーションをすることでその程度を計算した。シミュレーションをするにあたって1放射長の鉄板を仮定しこれらの効果を順に加えていくことで、TA×4全体での空気シャワー検出効率がどのように変化するのかを計算した。

検出効率の変化は $4 \times 10^{18} \text{eV} < E < 4 \times 10^{19} \text{eV}$ の領域で特に大きく変化した。ここでは検出効率の変化の指標として $10^{19.2} \text{eV}$ での検出効率を用いる。初めに電子対生成の効果を取り入れた状態では現状のTA×4に比べて、検出効率が48.8%から68.3%に向上した。次に電離損失の効果を加えた。この結果は先の結果に比べて、検出効率が68.3%から35.0%に低下した。最後に制動放射の効果を加えた。この結果は先の結果に比べて、検出効率が35.0%から36.7%に向上した。これが本研究で鉄板を追加した時の変化を最も現実的に再現する結果である。1放射長の厚みの鉄板を置いた場合、鉄板をおこななかった場合に比べて立ち上がり領域においては検出効率が10%程低下した。これは1放射長の厚みの鉄板ではガンマ線が電子対生成を起こすことで検出可能な粒子を増やす効果よりも、電離損失によって検出可能な粒子数が減る効果の方が大きいことがわかった。

鉄板の厚みを変化させて検出効率を求めることで、最適な鉄板の厚みを検討し

た。検出効率を上げる上で最適となる鉄板の厚みは0.21cmであった。鉄板の厚みを0.2cmとした時に、立ち上がり領域では検出効率が数%程度上昇する。この厚みはSDの外枠に使われている鉄板と同程度の厚みであり、さらに定量的な評価をするにはTAで使われているGEANT4に対する計算の適用が必要である。

鉄板を追加するコストの検討をした。必要な鉄板の重さを求めることで、0.2cmの厚さの鉄板をSDに置くのに必要なコストの目安とした。検出器の大きさ 3m^2 と同じ面積で厚さが1放射長分 (17.79 g/cm^2) の厚み (2.26 cm) を持つ鉄板の重さ M_{Fe} を式7.1に示す。

$$\begin{aligned} M_{Fe} &= 3 \times 10^4 \text{ cm}^2 \times 17.79 \text{ g/cm}^2 \\ M_{Fe} &= 534 \text{ kg} \end{aligned} \quad (7.1)$$

本研究で求めた最適な厚さ0.2cmの鉄板の重さを式7.2に示す。

$$M_{Fe} = 47 \text{ kg} \quad (7.2)$$

TA×4は2022年1月現在SDが257台設置されていて、今後さらに263台の設置が予定されている。これらのSDに全て0.2cmの鉄板を置くとすると必要な鉄の重さは24.4tとなる。立ち上がり領域で数%程度の検出効率向上という結果だけでは、この鉄板を用意して実際にSDに設置する判断を下すために十分なメリットとは言えない。

7.2 今後の展望

本研究ではSDに鉄板を乗せた時のSDアレイの性能評価に検出効率を用いた。SDアレイの性能評価をする上で他にも到来方向の角度分解能やエネルギー決定精度などがあり、これらの指標がどうなるのか評価ができていない。

検出効率を求める時にはlevel 2 triggerにかかる検出器の割合を計算した。level 2 triggerにかかるためには、SDはlevel 1 triggerにかかる必要がある。つまり検出効率の上昇はlevel 1 triggerにかかる検出器の数によって決まる。一方で到来方向を決定する時にはlevel 0 triggerの情報を用いる。0.2cm厚の鉄板を入れたことによって、level 1 triggerの増加分よりlevel 0 triggerの増加分が大きければ、検出効率の上がり幅以上に角度分解能が向上する可能性がある。

TA実験のエネルギー推定をするためシミュレーションでは、GEANT4を用いて空気シャワー粒子とSDの相互作用を計算している。一方で本研究ではSTEP2のget_elloses()の関数を書き換えることで、SDに鉄板を置いた状況をシミュレーションした。角度分解能を計算して鉄板を追加する効果が検討に値するものであった場合、より精度の良いシミュレーションを行うためにGEANT4を用いて鉄板を追加した時のeloss_sdgeantを作成する必要がある。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、指導教員である埜隆志准教授には暖かく見守られながら数多くの助言と多大なご協力をいただきました。本当にありがとうございました。副査を担当していただいた、瀧田正人教授、奥村恭幸准教授、には多くのアドバイスを頂き修論のクオリティをあげることができました。深く感謝いたします。また、佐川宏行教授、竹田成宏助教にも研究を行う上で多くの助言とご協力をいただきました。深く感謝いたします。事務補佐員の白神良子様、特任専門職員の杉本久美子様には事務手続きや研究生活において大変お世話になりました。同じ研究室の先輩にである樋口諒様、藤末紘三様、には研究に加えて研究生活などでもお世話になりました。後輩である高橋薫さん、川島輝能さんにはゼミなどを通じてお世話になりました。他にも TA 実験に携わる多くの方々のおかげで本研究を進めることができました。ありがとうございました。また生活を支えていただいた家族にも深く感謝いたします。

参考文献

- [1] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, “Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays” , JETP Lett., Vol. 4, pp. 78 (1966).
- [2] K. Greisen, “End to the Cosmic-Ray Spectrum?” , Phys. Rev. Lett., Vol. 16, pp. 748–750 (1966).
- [3] S. Yoshida, N. Hayashida, et al, “ Lateral distribution of charged particles in giant air showers above 1EeV observed by AGASA ” , J. Phys. G. Nucl. Partic., 20, 4, 651 (1994).
- [4] R. U. Abbasi et al., “First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression” , Phys. Rev. Lett., 100, 101101 (2008).
- [5] A. Aab et al., (The Pierre Auger Collab.), “Measurement of the cosmic-ray energy spectrum above 2.5×10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory” , Phys. Rev. D 102, 062005 (2020).
- [6] B. Stokes et al., (Telescope Array Collab.), Proceedings of Science (ICRC2013), 0353 (2013).
- [7] K. Kawata et al., (Telescope Array Collab.), Proceedings of Science (ICRC2019), 310 (2020).
- [8] 佐川 宏行, テレスコープアレイ実験- 最高エネルギー宇宙線で宇宙極高現象を探る- , 高エネルギーニュース Vol.32 No.3 2013.
- [9] R.U.Abbasi et al., ”Surface detectors of the TAX 4 experiment”, NIM A1019 (2021) 165726.
- [10] Aab, Alexander, et al. ”Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 88×10^{18} eV.” Science 357.6357 (2017): 1266-1270.
- [11] Abbasi, R. U., et al. ”Search for Large-scale Anisotropy on Arrival Directions of Ultra-high-energy Cosmic Rays Observed with the Telescope Array Experiment.” The Astrophysical Journal Letters 898.2 (2020): L28.

- [12] 小田 稔, 宇宙線 [改訂版], 物理学選書 5, 裳華房, 1972
- [13] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020)
- [14] M.S. Longair, “High energy astrophysics” , Cambridge Univ. Press (1981)
- [15] Thomas K. Gaisser, “COSMIC RAYS AND PARTICLE PHYSICS SECOND EDITION” , Cambridge Univ. Press(2016)
- [16] 天文学辞典 (日本天文学会)
- [17] S. Yoshida and M. Teshima, “Energy Spectrum of Ultra-High Energy Cosmic Rays with Extra- Galactic Origin” , Progress of Theoretical Physics, Vol. 89, No. 4, pp. 833–845 (1993).
- [18] E. Fermi, “On the Origin of the Cosmic Radiation” , Phys. Rev., Vol. 75, 8, pp. 1169-1174 (1949).
- [19] A. M. Hillas, Astron. Astrophys., 22, 425 (1984).
- [20] Esteban Alcantara, Luis A. Anchordoqui, and Jorge F. Soriano, “Hunting for superheavy dark matter with the highest-energy cosmic rays” , Phys. Rev. D 99, 103016 (2019).
- [21] T. Abu-Zayyad et al. (Telescope Array Collaboration), “The surface detector array of the Telescope Array experiment” , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 689, pp. 87–97 (2012).
- [22] D. Ivanov, “Energy Spectrum Measured by the Telescope Array Surface Detector” , Doctor’ s thesis, New Brunswick Rutgers, The State University of New Jersey (2012).
- [23] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso, J. Ranft “ , FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005)” , Tech. Rep. 2005-010, CERN (2005).
- [24] S. Ostapchenko, “QGSJETII: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions” , Nucl. Phys. Proc. Suppl. 151, pp. 143-146 (2006).
- [25] S. Agostinelli, et al., ”GEANT4: A simulation toolkit” , Nucl. Instrum. Meth., A506, 250 (2003).
- [26] 藤末紘三, テレスコープアレイ拡張実験のための最高エネルギー宇宙線観測用地表検出器アレイの性能解析, Master’s thesis, 東京大学 (2020).

- [27] Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 7.7410 from May 01, 2021)
- [28] S.HAYAKAWA, Cosmic Ray Physics: Nuclear and Astrophysical Aspects (Physics And Astronomical Monograph), Wiley InterScience (1969).