

最高エネルギー宇宙線観測用地表検出器のシミュレーションによる性能評価

藤井俊博

大阪市立大学 理学部 物理学科

指導教官

林嘉夫

荻尾彰一

平成 20 年 3 月 23 日

目次

第 1 章	宇宙線	1
1.1	宇宙線とは	1
1.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.1.2	宇宙線の加速機構	1
1.2	最高エネルギー宇宙線	4
1.2.1	GZK cutoff	4
1.2.2	AGASA による観測	5
1.2.3	起源モデル	6
1.2.4	観測結果の現状と問題点	10
1.3	空気シャワーと宇宙線観測	11
1.3.1	空気シャワー現象	12
1.3.2	空気シャワーの縦方向発達	13
1.3.3	空気シャワーの横方向分布	14
1.4	空気シャワーの観測方法	16
1.4.1	地表粒子検出器	16
1.4.2	大気蛍光法	17
第 2 章	最高エネルギー宇宙線観測実験	20
2.1	Telescope Array 実験	20
2.1.1	TA 実験の目的	20
2.1.2	TA 実験の装置	20
2.2	Pierre Auger Observatory	23
2.2.1	Auger 実験の装置	23
第 3 章	Geant4 によるシミュレーション	25
3.1	Geant4	25
3.1.1	モデルと過程	25
3.1.2	形状と物質	26
3.2	γ 線, 電子, ミューオンに対する応答	26
3.2.1	AGASA 地表検出器	27
3.2.2	TA 地表検出器	33
3.2.3	Auger 地表検出器	36
第 4 章	空気シャワーの対する地表検出器の応答	45
4.1	空気シャワーシミュレーション	45
4.2	空気シャワーに対する応答	47

4.2.1	AGASA 地表検出器	48
4.2.2	TA 地表検出器	48
4.2.3	Auger 地表検出器	50
第 5 章 まとめ		52

概論

宇宙に存在する高エネルギーの放射線や粒子線は宇宙線とよばれ、そのエネルギーは $10^8 eV$ から $10^{20} eV$ 以上にわたる。 $10^{20} eV$ 以上の宇宙線には、宇宙背景放射との相互作用によって減衰し、結果としてその到来頻度が極端に少なくなると考えられてきた。これを GZK 限界という。しかし、日本の明野広域空気シャワーアレイ (AGASA) は GZK 限界を超える宇宙線を 1994 年から 2004 年の間に 11 例も観測した。一方で、米国の High Resolution Fly's Eye (HiRes) は、GZK 限界の存在を肯定する結果を発表した。このように、たがいに矛盾する GZK 限界の存否についての結論を得ることができなかった。なぜなら、AGASA のエネルギー決定誤差は 18 %、HiRes は 22 % もあり、また統計量が十分でなかったためである。

そこで、統計誤差を減らし、エネルギー決定精度を向上させ、GZK 限界の存否や加速機構、起源を解明するために、日米共同研究の宇宙線望遠実験 (Telescope Array Experiment, TA) が米国ユタ州で始まった。TA は、AGASA 型のシンチレーション地表検出器アレイと HiRes 型の大気蛍光望遠鏡を有し、同一のシャワーを二つの検出器で検出する。これにより、エネルギー決定精度を 15 % 以下に抑えることを可能にしている。一方、南米でも同様の目的を持った宇宙線観測装置 (Pierre Auger Observatory, Auger) が稼働している。この実験では、水チェレンコフ地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡を用いて宇宙線を観測している。

本研究ではこれらの AGASA, TA, Auger 地表検出器に、単一エネルギーの粒子 (γ 線, 電子, ミューオン) を入射させたときの応答と、空気シャワー粒子を入射させたときの応答をシミュレートした。そして、AGASA と TA の地表検出器が同じタイプの検出器であるかを確認し、さらには TA と Auger の地表検出器の空気シャワー粒子に対する応答の違いを比較した。また、TA 地表検出器の上下 2 層のシンチレーターをどのように活用するかについても考察した。なお、検出器シミュレーションには Geant4 を、空気シャワーシミュレーションには Cosmos をベースとした TA 実験で開発中のシミュレーションソフトを使用した。

結果として、TA 地表検出器は AGASA と同じタイプの検出器であることが確認できた。さらに TA 地表検出器は空気シャワー中の電子とミューオンを検出し、一方で、Auger の検出器はコア近くでミューオンと γ 線を検出し、コアから離れるとミューオンしか検出しないことが分かった。そのため、TA 地表検出器に Auger 型の水チェレンコフ検出器を併設すると、電磁成分とミューオンを区別できることになる。さらに、TA の上下 2 層のシンチレーターは、同じ応答を示すため、ゲインを調節してダイナミックレンジを広げる目的で活用すべきであることが分かった。

第1章 宇宙線

1.1 宇宙線とは

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギー放射線であり、1912年にオーストリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された。宇宙線は、約 90% が陽子で 9% が α 粒子、残りはそれより重い原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは 10^8eV から 10^{20}eV の広範囲に渡っており、その到来頻度はエネルギーのほぼ 3 乗に比例して小さくなる。宇宙線の地球への到来方向は等方的で、 10^{18}eV 以下の領域では 0.1% を超える異方性は確認されていない。

1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。

太陽活動の影響を受けない 10^{10}eV を越えるエネルギー領域の宇宙線は、そのエネルギースペクトルがエネルギーの冪乗 $F(E) = K \times E^{-\alpha}$ で近似できる。 10^{15}eV 付近までは $\alpha \sim 2.7$ であり、そこから $\alpha \sim 3.0$ と変化し、 10^{19}eV 付近からまた $\alpha \sim 2.7$ となる。この 2ヶ所のスペクトルの折れ曲がり (10^{15}eV 付近, 10^{19}eV 付近) をそれぞれ “knee”, “ankle” と呼んでいる。 10^{20}eV を越えた領域でのスペクトルは、宇宙線の到来頻度が年間 100km^2 あたり 1 事象と非常に少なく、観測量が不足しているためよく決まっていない。

1.1.2 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構についてもまだ謎は多いが、上で述べたような冪型のエネルギースペクトルを導き出せることが必須の条件となる。現在、この条件を満たす加速機構として最も有力と認められているのが “フェルミ加速” である。

フェルミ加速

フェルミ加速は 1949 年に Fermi によって提唱された加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって加速されるという統計的な加速である。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 ΔE は正であり、 $\Delta E = \alpha E$ と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間雲との衝突による加速は、この α が星間雲の移動速度の 2 乗に比例することから、2 次のフェルミ加速と呼ばれる。実際の宇宙線加速モデルとしては、この 2 次フェルミ加速よりもプラズマ衝撃波による加速が有力であると考えられている。この場合、加速領域の形状の考察から α が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例することが示され、1 次のフェルミ加速と呼ばれる。荷電粒

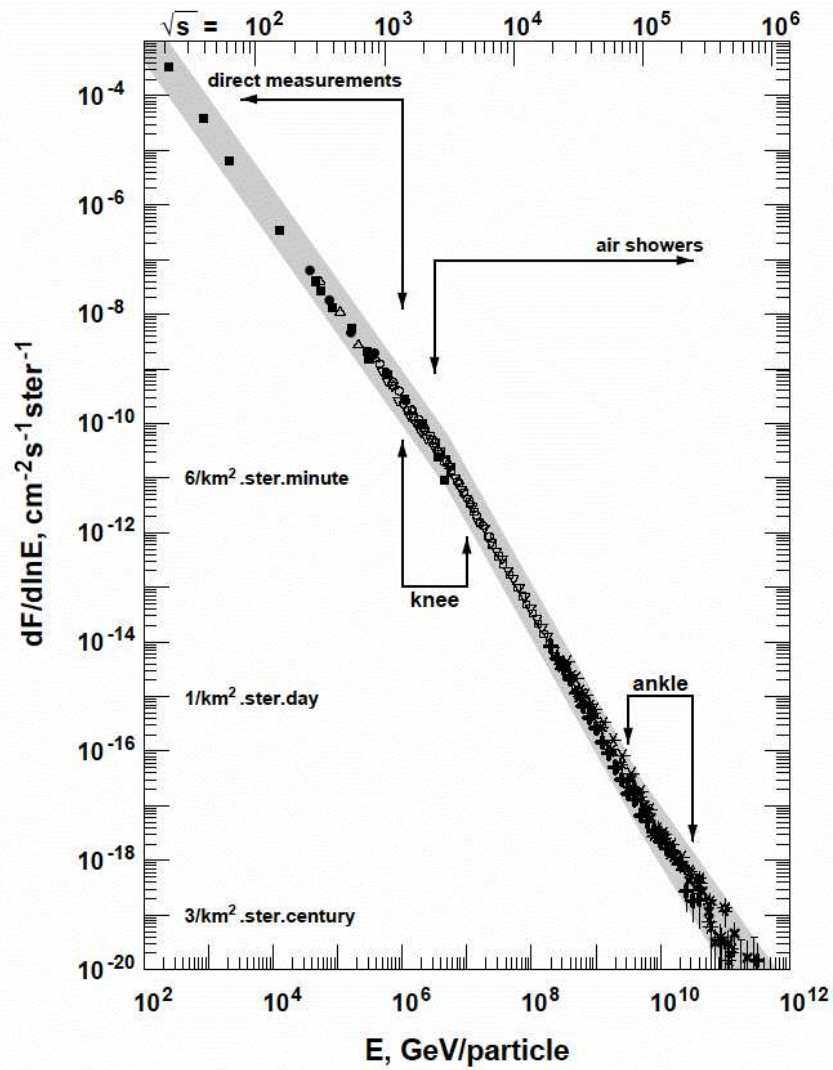


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

子が衝撃波との1回の衝突で $\Delta E = \alpha E$ のエネルギーを獲得するとすると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下ようになる。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (1.1)$$

ここで E_0 は粒子の初期エネルギーである。よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.2)$$

となる。ここで、1回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を P_{esc} とおけば、 n 回衝突後に加速領域に留まる確率は $(1 - P_{\text{esc}})^n$ であるので、 E 以上のエネルギーに加速される粒子の割合は

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.3)$$

である。式(1.2)を式(1.3)に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.4)$$

となる。ここで

$$\gamma = \frac{\ln \left[\frac{1}{(1 - P_{\text{esc}})} \right]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (1.5)$$

である。このように、フェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが導き出される。

kneeより低いエネルギー領域の宇宙線は、超新星残骸の衝撃波で上記の機構により加速され、銀河磁場に捉えられて銀河内に閉じ込められている、と考えられている。

kneeからankleまでの領域の宇宙線も銀河系内起源とされているが、その詳しい加速機構はまだわかっていない。kneeでのスペクトルの折れ曲がりの原因の一つとして考えられているのは、このエネルギー以上では荷電粒子のラーモア半径が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる、というものである。荷電粒子の磁場中でのらせん運動のラーモア半径は式(1.6)で与えられる。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (1.6)$$

ここで e , Z , p , B は、素電荷、宇宙線粒子の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである。銀河磁場は約 $3\mu\text{G}$ であるので、 10^{15}eV の陽子では $r_L \sim 0.3\text{pc}$ となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、拡散運動の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなる。また、別のモデルにおいては、 10^{15}eV 以上ではこれ以下のエネルギー領域とは別の機構で宇宙線が生成、加速されていて、それがスペクトルの違いとなっている、としている。

ankleを超えるエネルギーの宇宙線についても、宇宙線粒子の曲率半径が銀河系の厚みよりより大きくなるため銀河系内に閉じ込めることはできず、このエネルギー領域の宇宙線は銀河系外起源と考えられており、その到来方向に異方性があることが期待されている。

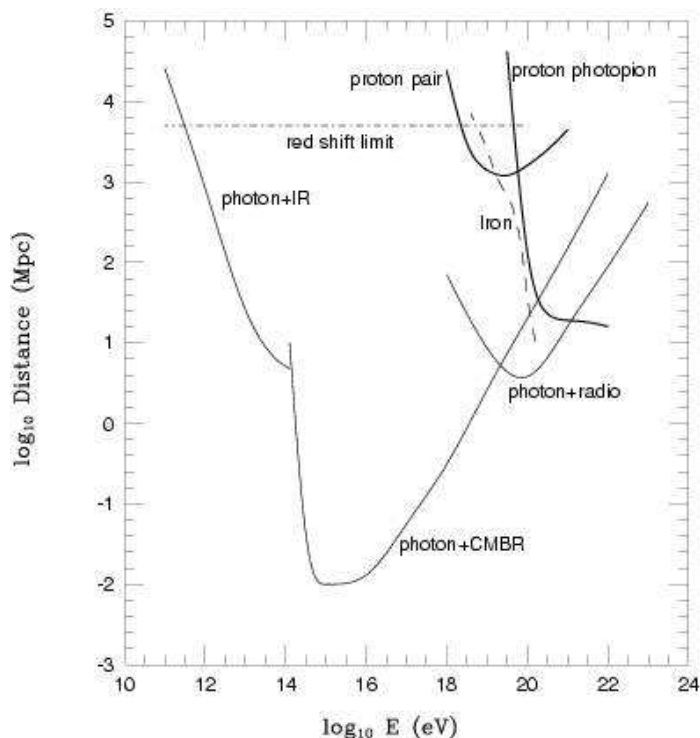


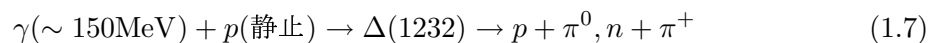
図 1.2: 最高エネルギー宇宙線の減衰距離. 実線が陽子, 点線が鉄の減衰距離を示す.

1.2 最高エネルギー宇宙線

宇宙線の中でも最も興味深いトピックスの一つが最高エネルギー宇宙線である. 最高エネルギー宇宙線とは, 10^{20} eV 付近あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線のことを指し, これまでに AGASA や HiRes などのグループにより観測されてきた. しかし, その起源や伝播機構はまだ謎に包まれている. この節では最高エネルギー宇宙線研究に残された諸問題についてまとめる.

1.2.1 GZK cutoff

1963年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation, 以下 CMBR) の存在が発見された直後, Greisen, Zatsepin と Kuzmin は, 最高エネルギー宇宙線は伝播中にこの CMBR と衝突して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した. 2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は, 宇宙線陽子の静止系では 100 MeV を越える高エネルギーのガンマ線と同等であり, 陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される. 共鳴状態は π 中間子を放出して崩壊するために, 大きなエネルギー損失が起こる.



また, この共鳴よりも低いエネルギーで, pair production ($\gamma + p \rightarrow p + e^+ + e^-$) によるエネルギー損失も起こる.

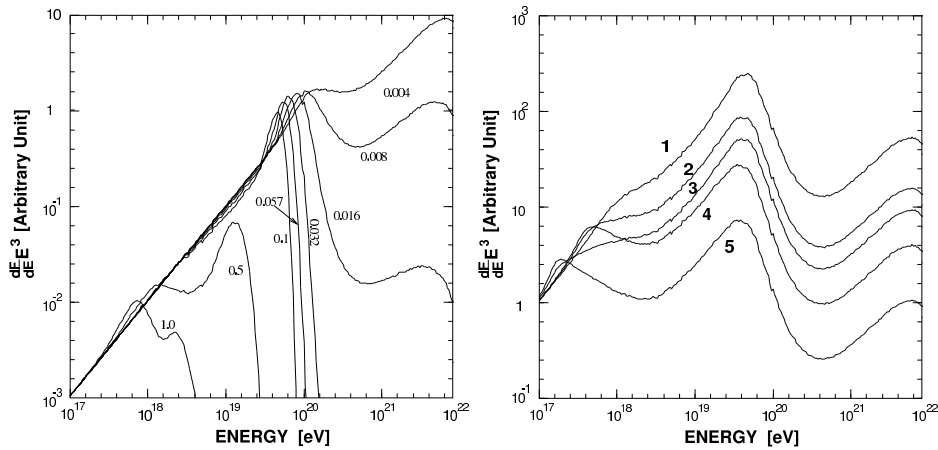


図 1.3: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff. 左は 1つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合. 右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合.

図 1.2 に宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示す. これによれば, 10^{20} eV 以上の陽子の減衰距離は 50Mpc 以下であることがわかる. 従って, 地球で観測された 10^{20} eV 以上の宇宙線は, その起源が地球から 50Mpc 以内になければならない. 逆にそれより遠方の源から放射された宇宙線は, どんなに高い初期エネルギーを持っていても, 伝播中にエネルギーを失い, 地球では 10^{20} eV 以下の宇宙線として観測される.

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は, それ以外のエネルギー損失も起きる. 2×10^{19} eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1Mpc あたり 3~4 個の核子を失う. 従って, 観測された最高エネルギー宇宙線が陽子より重い原子核である場合は, その源は 20Mpc 以内に存在していなければならない.

以上のような反応により最高エネルギー宇宙線は遮蔽されるので, 地球で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に鋭いカットオフが現れると考えられており, これが GZK cutoff と呼ばれるものである. また, このカットオフが現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ. 図 1.3 に様々な宇宙線源の分布モデルから予想されるエネルギースペクトルを示してある. 例えば, 源が宇宙空間に一樣に分布する場合は, 5×10^{19} eV で急激な減衰が現れると予想されている. 観測される最高エネルギー宇宙線のスペクトルがどのような構造を示すかが, 宇宙線源を研究する上での重要な鍵となっている.

1.2.2 AGASA による観測

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) は, 山梨県北杜市明野町とその近郊の高原 (平均標高 900 m) に設置された空気シャワー観測装置である. 面積 2.2m^2 のプラスチックシンチレータ 111 台を 100km^2 の領域に約 1 km 間隔で設置した空気シャワーアレイで, エネルギーが 10^{20} eV 以上の宇宙線 (super-GZK 事象) を 11 事象観測した.

AGASA による観測は, 最高エネルギー宇宙線について 2つの大きな問題を提起している. まず第一に, 理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されているとい

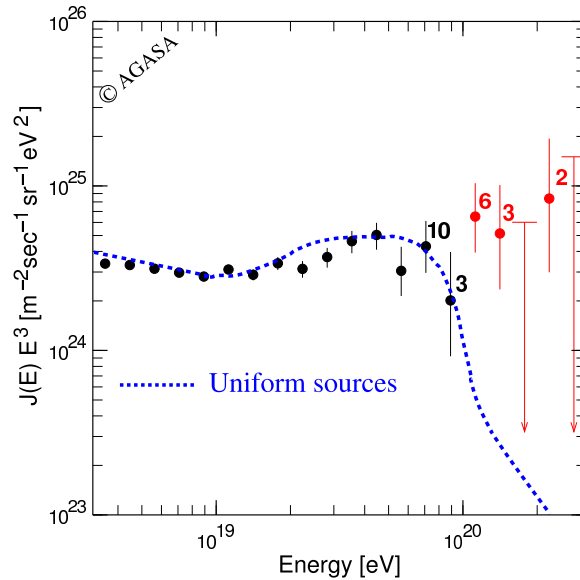


図 1.4: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

うことである。AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.4 に示す。青い破線は宇宙線源が一様等方的に分布していると仮定した場合に期待されるスペクトルである。この図に示されているように、AGASA の観測したエネルギースペクトルは、GZK 限界の 10^{20} eV を越えてとぎれることなく高エネルギーに向かって続いている。AGASA が建設以来 10 年間に観測した super-GZK 事象数は 11 であるが、GZK cutoff から期待される事象数は 1.6 であり、AGASA の観測は GZK 限界の存在と 4.0σ の有意度で矛盾している。

第二に、これらの宇宙線は全天から等方的に到来しているが、その一部は点源から放射されているように見えることである。図 1.5 は AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線 59 事象の到来方向を赤道座標系でプロットしたものである。到来方向はほぼ等方的に分布しており、既知の天体の方向分布との明らかな相関は見つかっていない。しかし、 2.5° 以内に 2 事象、あるいは 3 事象重なった doublet, triplet 事象が計 6 例見つかっている。AGASA の到来方向分解能が 1.6° であることを考慮すると、これらの事象は同一の点源から放射されたものと考えて矛盾はない。doublet/triplet 事象の方向分布は、銀河中心や銀河円盤、局部銀河群の作る超銀河面などと相関を持たず、等方的である。 $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布を図 1.6 に示した。図の左端のピークは図 1.5 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している。図 1.6 の実線は到来方向が完全に等方的である場合に期待される分布である。ピークの有意度は 5σ であり、以上の結果はなんらかの最高エネルギー宇宙線点源が銀河系外に存在することを強く示唆している。

1.2.3 起源モデル

最高エネルギー宇宙線の起源としてはいくつかの候補が考えられており、それらは大きく分けると、bottom-up モデルと top-down モデルという 2 種類のモデルに分けられる。以下ではそれぞれのモデルについて説明する。

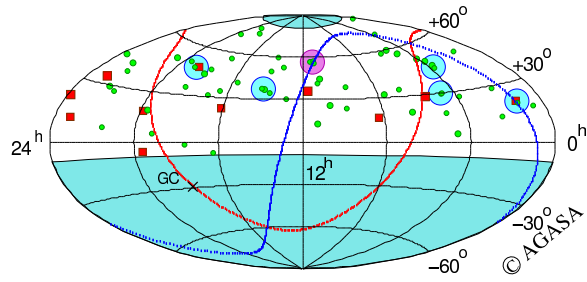


図 1.5: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布. 水色の丸が doublet, ピンクの丸が triplet である. また赤線は銀河面, 青線は超銀河面を指す.

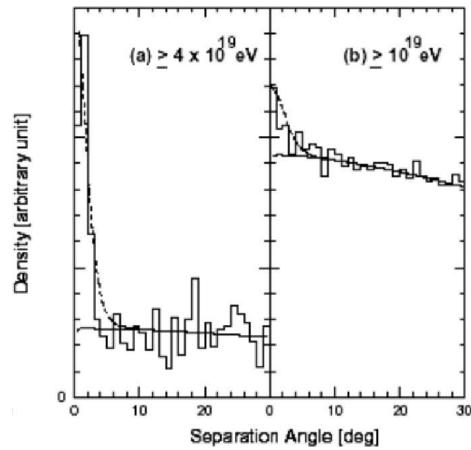


図 1.6: $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち, 任意の 2 事象が作る離角の分布

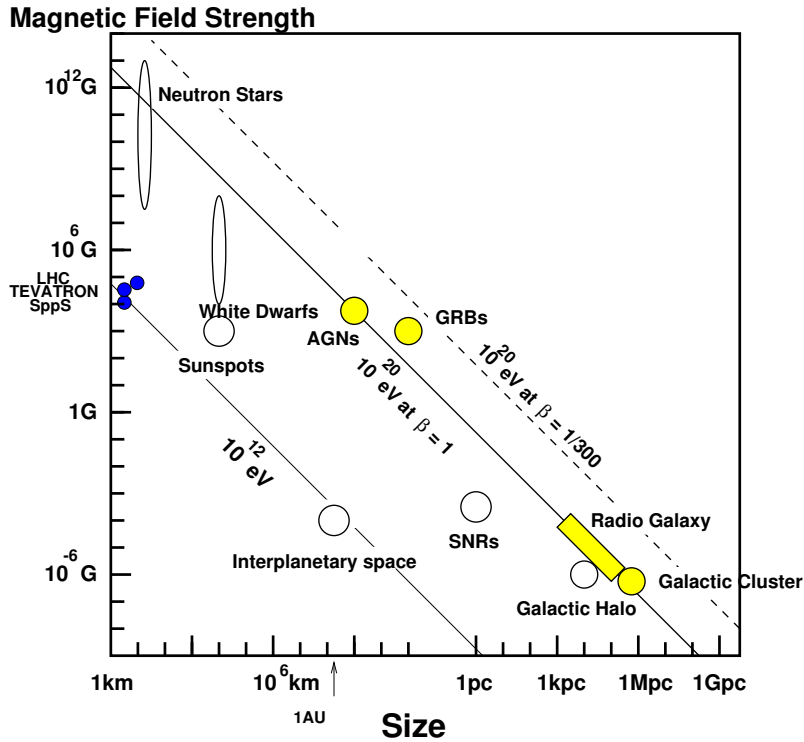


図 1.7: 10^{20} eV を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる, 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係.

bottom-up モデル

Fermi 加速あるいはその他のメカニズムによって, 低いエネルギーの宇宙線をより高いエネルギーへと加速し, 最高エネルギー宇宙線を放射している放射源モデルを総称して bottom-up モデルと呼ぶ.

宇宙線荷電粒子がある領域で加速される場合, 磁場による力を受けて進行方向が曲げられるので, 加速領域への閉じ込め条件を課すことで加速限界が決まり,

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R \quad (1.8)$$

となる. ここで γ は衝撃波のローレンツファクター, Z は宇宙線原子核の原子番号, B は加速領域の磁場の強さ, R は加速領域の大きさである. 図 1.7 に, 10^{20} eV 以上まで加速が可能な候補天体の大きさと磁場強度, そして最大加速エネルギーの関係を示した. この図から, 銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は最高エネルギー宇宙線の加速源から除外されることがわかる. 銀河系内の天体としては唯一, 中性子星が候補天体である. 銀河系外起源の候補としては, 活動銀河核, ガンマ線バースト, 電波銀河, 銀河団などが挙げられる.

以下, いくつかの候補天体での加速の可能性と観測との比較について簡単にまとめる.

- 中性子星: 表面の磁場が 10^{13} G を越えるような中性子星は, 鉄原子核を 10^{20} eV 以上まで加速することが可能である. しかしこのような非常に強い磁場が存在すると, 荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失い, 実際にはそのような高エネルギー

までの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から 10^9 cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わずに放射される、という指摘もある。このモデルでは、最高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されているので、最高エネルギー宇宙線の組成の測定がこのモデルを検証する上で最も重要である。

- AGN : 活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) では、中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーとして解放する。粒子加速は回転する磁場によって生ずる電場によって起こる。ただし、AGN での加速では、その周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは 10^{19} eV までと考えられている。
- 電波ローブ : AGN の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており 100kpc 以上も広がっている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低い場合エネルギー損失が少なく、かつ粒子を封じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが、電波観測から予想されている。しかし、hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN はまれで、地球からの距離も遠く、しかもこれまでに観測された最高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(18Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。また、次に近い既知の類似な天体は NGC315 で、これは 100 Mpc と遠すぎる。
- GRB : ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は、我々が知っている現象の中でも最も激烈なものの一つであり、最高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRB によるエネルギー放出率は、最高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の 10^{19} eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく、非常に有力な候補天体である。しかし、GZK 機構のために地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できる。しかし、これまで観測された super-GZK 事象と GRB の方向には、相関は見つかっていない。
- 銀河団 : 数 μ G オーダーの磁場が 500kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件 (式 1.8) を満たしている。しかし、 10^{20} eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。
- 衝突銀河 : 巨大な衝撃波と 20 μ G オーダーの強い磁場を持った衝突銀河が観測されており、その大きさは加速された宇宙線の曲率半径を越える。しかし、 10^{20} eV まで粒子を加速するには、衝突している銀河どうしの大きさが非常に異なることが条件である。

top-down モデル

前述のように、これまでに観測された最高エネルギー宇宙線を既知の天体现象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することが困難である。このため、AGASA の発見は多くの理論家の興味を呼び起こし、素粒子物理の標準的な理論を越えた新しい物理に基づくモデルや、未知の超高エネルギー天体现象に基づくモデルが提案されている。こうしたモデルは、従来のような低エネルギー粒子が加速されて最高エネルギーに達するという bottom-up モデルに対して、top-down モデルと呼ばれる。

以下はそのいくつかの例である。

- TD・SHR の崩壊・対消滅：ビッグバンの初期、すなわちインフレーションの最後またはその後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect, TD), または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles, SHR) が、銀河近傍で崩壊して最高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルである。TD は互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロンジェットを作り最終的にガンマ線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数%だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK cutoff より低いエネルギーでは陽子が、高いエネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。SHR も崩壊によってハドロンジェットを作るが、SHR は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。
- Z バースト模型：超高エネルギーのニュートリノが、重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が最高エネルギー宇宙線として観測される、とするモデルである。この反応で生成されるのはほとんど光子である。また、宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。
- 相対論の破れ：超高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている Δ^+ 生成の共鳴的生成が起こらない、とするモデルがある。ローレンツ因子 γ が 10^{11} を越えるようなエネルギー領域では、これまで特殊相対論の実験的検証がなされていないため、このような提案が可能である。

このように、top-down モデルでは、GZK 限界を超える最高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、標準的な素粒子と天体の理論を越える新たな物理への糸口となる可能性がある。

1.2.4 観測結果の現状と問題点

最高エネルギー宇宙線は宇宙空間での激しい現象や未知の物理と結びついていると考えられ、その観測結果は非常に注目されてきた。しかし、現在問題になっているのが、GZK cutoff の存否について実験グループごとに異なった結果が得られているということである。

最高エネルギー領域の宇宙線観測グループは、AGASA の他にもう一つ、HiRes(High Resolution Fly's Eye) がある。AGASA が地表粒子検出器を用いた観測であるのに対し、HiRes は大気蛍光望遠鏡による観測を行い、そして GZK cutoff の存在を示唆する結果を発表した。

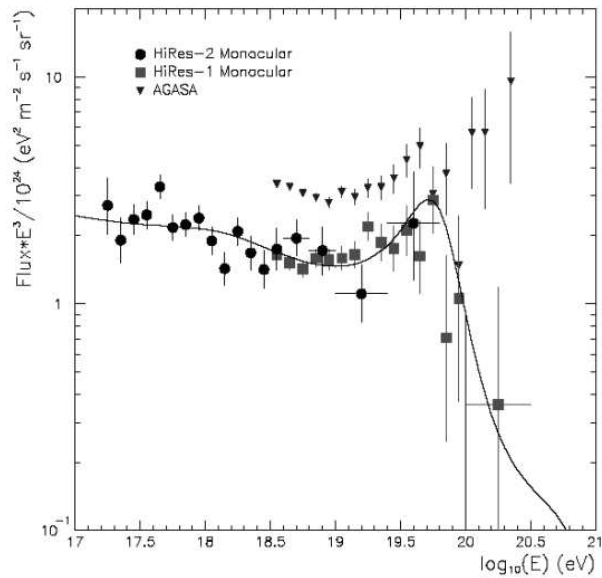


図 1.8: HiRes が発表したエネルギースペクトル

HiRes が発表したエネルギースペクトル (2 基の望遠鏡ステーションの単眼観測の結果) を図 1.8 に示す. これによると, 10^{20} eV を越える宇宙線は 2 事象であり, スペクトルは GZK cutoff と一致している.

このように両者は矛盾した観測結果を示しているが, AGASA のエネルギー決定精度は 18%, HiRes も 22% であり, GZK cutoff の存否についてはどちらも決定的な結果は出せていない, というのが現状である. また, AGASA と HiRes は全く異なった手法 (地表アレイと望遠鏡) で空気シャワーを観測しており, この観測装置固有のエネルギー決定の系統誤差がスペクトルの違いに関係しているのではないかと指摘されている. 今後, こうした問題を解決して, 最高エネルギー宇宙線の謎を解明することが望まれている.

1.3 空気シャワーと宇宙線観測

1.1 節で述べたように, 宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので, 全エネルギー領域ではフラックスの変化は 10^{30} にもなる. フラックスの大きい 10^{14} eV 以下の低エネルギーの宇宙線は, 気球や人工衛星などの飛翔体に観測装置を搭載して大気上空に飛ばし, 直接観測される. しかしエネルギーが 10^{14} eV 以上の宇宙線は, 到来頻度が少ないため, 観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり, 直接観測をすることはむずかしい. そこで, 一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線 (空気シャワー) を測定するという間接観測が行われている.

1.3.1 空気シャワー現象

宇宙線が大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用して二次粒子を生成し、さらにそれらの二次粒子も粒子生成を行なう。この過程をくり返し一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ。この空気シャワーには、高エネルギーガンマ線から生成される電磁カスケードと、ハドロンによる核カスケードがある。

高エネルギーのガンマ線の場合は、電子対生成により電子と陽電子を作る。これらの電子、陽電子は制動放射によってガンマ線を放射する。エネルギー E の電子による制動放射の断面積 σ_{brems} は、次の Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (1.9)$$

ここで、 $v = h\nu/E$ 、 Z はターゲットとなる原子核の原子番号、 r_e は古典電子半径である。従って、制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失 $(dE/dX)_{\text{brems.}}$ は以下のように表せる。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.10)$$

ここで、 X_0 は電子のエネルギーが $1/e$ になる厚さで輻射長と呼ばれ、以下のように定義される。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (1.11)$$

ここで、 N はアボガドロ数、 A はターゲット原子核の質量数である。 X_0 は大気ではおよそ $38\text{g}/\text{cm}^2$ である。一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u)du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (1.12)$$

となる。ここで、 $u = E/h\nu$ 、 E は生成される電子のエネルギーをあらわす。この断面積から電子対生成の interaction length が求められ、結果として、

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{pair}} = -\frac{7 E}{9 X_0} \quad (1.13)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の interaction length は同程度であることがわかる。この2つの過程を繰り返して、多数の電子、陽電子、ガンマ線がつくられる現象が電磁カスケードである。粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この臨界エネルギーは空気中では 74MeV である。

一方、宇宙線の主成分である陽子などのハドロンが大気原子核と相互作用した場合には、 π 中間子、 K 中間子などのハドロンの多重生成が起きる。生成された二次粒子の大部分は結果的に π 中間子となる。そのうち π^0 は短い寿命で2個のガンマ線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 π^\pm は $\tau = 2.60 \times 10^{-8}\text{sec}$ で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.14)$$

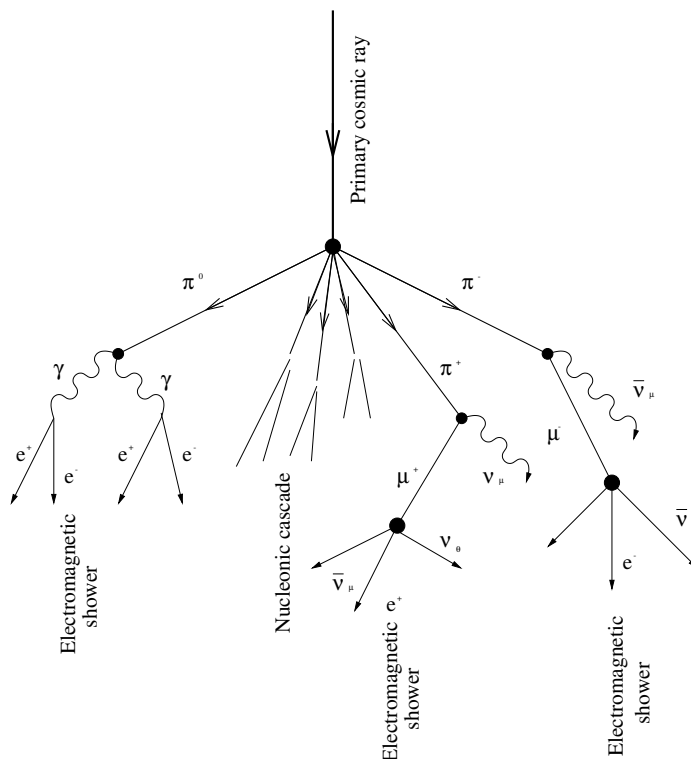


図 1.9: 空気シャワーの模式図

のように崩壊する. μ^\pm は $\tau = 2.20 \times 10^{-6} \text{sec}$ で,

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.15)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.16)$$

$$(1.17)$$

このように崩壊し, 核カスケードを形成する. 大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約 10 倍, 電子の大気中での輻射長の約 25 倍にもなるので, 以上のような核カスケードと電磁カスケードの繰り返により, 多数の粒子が生成される. 図 1.9 はこの様子を模式的に表したものである.

1.3.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の総数が増大するにつれて, 個々の粒子の持つエネルギーは減少し, 臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 81 \text{MeV}$) に近付くと大気中の原子, 分子による電離損失が大きくなり, 急速にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう. そのため, 空気シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる. このような, 空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる.

エネルギーが E_0 の一個の光子が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達

については、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.18)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.19)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.20)$$

ここで t は、電子の大気中での輻射長 ($38\text{g}/\text{cm}^2$) を単位とするシャワーが通過した大気厚さである。 s はシャワーの発達段階を表すパラメータでエイジパラメータと呼ばれる。このシャワーエイジはシャワーの発達とともにその値は増加し、 N_e (全電子・陽電子数) が最大になる発達段階で $s = 1$ となる。

宇宙線陽子が生起する空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられている。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (1.21)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100\text{TeV}} \right) \quad (1.22)$$

ここで、 ϵ は空気に対する臨界エネルギーで $74.0[\text{MeV}]$ 、 X_{\max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_1 は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の attenuation length で $70\text{g}/\text{cm}^2$ である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは、 N_{\max} (最大発達時の粒子数) の違いとなって現れ、およそ $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位: eV) の関係がある。また、同一の一次エネルギーである場合、一次宇宙線粒子種の違いは X_1 、 X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_1 、 X_{\max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きくより上空で発達が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さくエネルギー細分化が早く進むことによる。簡単なモデルでは、 $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$ (A は質量数) である。陽子、鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 1.10 に示す。

1.3.3 空気シャワーの横方向分布

シャワー軸に垂直な方向の粒子数分布を、空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。電磁カスケードの横方向分布粒子密度 $\rho(r)$ は解析的な計算により得られ、それを近似して得られたのが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (1.23)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (1.24)$$

と表すことができる。 r はシャワー中心からの距離、 r_M はモリエールユニット (電子が1輻射長進む間に進行方向からずれる距離)、 $C(s)$ は規格化定数、 N_e は全電子数である。 s はエイジパラメータである。いくつかのエイジにおける横方向分布を図 1.11 に示した。

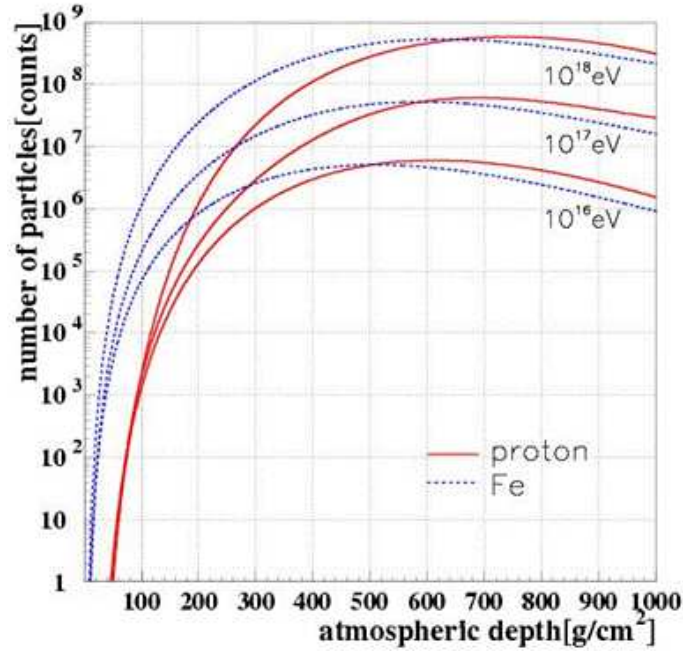


図 1.10: 空気シャワーの縦方向発達

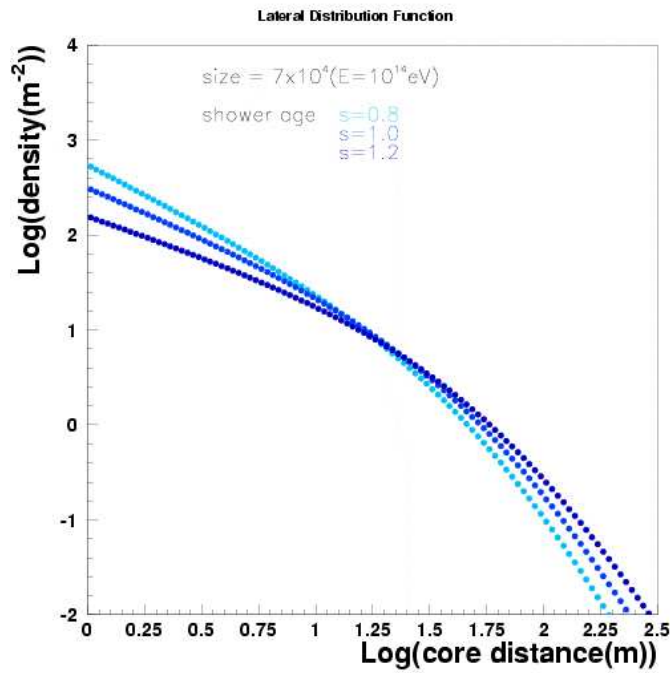


図 1.11: 空気シャワーの横方向分布

1.4 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測方法は大きく分けて、空気シャワーアレイと呼ばれる多数の地表検出器による観測法と、大気蛍光法の2種類がある。

1.4.1 地表粒子検出器

多数の粒子検出器を地表に配置して到来する空気シャワー粒子を検出することで宇宙線の観測する装置を空気シャワーアレイと呼び、高エネルギー宇宙線の観測法として伝統的に行われてきた。

空気シャワー粒子は、90%の電磁成分(電子、陽電子、光子)と10%のミューオン成分、さらに少量のハドロン成分から成る。このうち電磁成分とミューオン成分を観測する検出器として最も一般的に用いられているのが、プラスチックシンチレータを用いたシンチレーション検出器である。また、特にミューオン成分のみを選択的に検出するために、シールドされたシンチレーション検出器や水中でのチェレンコフ光を検出する水チェレンコフ検出器、他には比例計数管からなるミューオン検出器を別に配置する場合もある。さらに、空気シャワー軸に近いハドロン成分を観測するために、ハドロンカロリメーターを備えている空気シャワーアレイもある。

空気シャワーアレイの場合、一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に知ることができる。空気シャワーは薄いパンケーキ状の粒子群(シャワー平面)を形成して地表に到来するので、各検出器への粒子の到着時間差から空気シャワーの到来方向を求められるのである。一方、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数密度から空気シャワー全体での横方向分布と全粒子数を推定することで得られる。しかしこれにはハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算を必要とするので、ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられない。

ここでは、シミュレーションで使用するシンチレーション検出器と水チェレンコフ検出器について述べる。

シンチレーション検出器

光速で物質中を通過する荷電粒子は、物質中の原子・分子を励起・電離することによりエネルギーを失う。これを電離損失という。電離損失の大きさは、次式で近似することができる。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{DZ\rho}{A} \frac{z^2}{\beta} \times \left(\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \{1 + \nu\} \quad (1.25)$$

ここで、 $D = 4\pi N r_e^2 m_e^2 c^2 = 0.3070 \text{ MeV cm}^2 / g$ 、 Z は物質の原子番号、 A は質量数、 ρ は物質の密度、 N はアボガドロ数、 z は入射粒子の電荷量、 $\beta = c/v$ 、 v は入射粒子の速度、 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ である。また、 I はイオン対当たりのエネルギー、 δ は密度効果に起因する項であり、 ν は小さい補正項である。多くの場合、荷電粒子の検出はこの過程を利用している。

励起された原子・分子(電離によって生じた自由電子もまた回りの電子を励起する)は光を放出することによって基底状態にもどる。このときに放出される光の方向は入射粒子の方向によらない。この光をシンチレーション光と呼び、シンチレーション光を出す物質をシンチレーターと呼ぶ。そしてシンチレーション光を検出する検出器がシンチレーション検出器である。

水チェレンコフ検出器

荷電粒子が透明な物質中をその中で光の速度 c/n (c は光速, n は物質の屈折率) よりも速い速度 v で通過するとき, 電磁波を放射する. これをチェレンコフ放射, 出てきた光をチェレンコフ光という.

チェレンコフ光は粒子の進行方向に対して θ の角度をなす波面として観測される. ただし,

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (1.26)$$

である. このことから, 粒子の速度が $v_s = c/n$ より小さい場合はチェレンコフ光がでないことがわかる. このときの v_s を閾値速度と言う. このときの荷電粒子のエネルギー (閾値エネルギー) は,

$$E_{th} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v_s/c)^2}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (1/n)^2}} \quad (1.27)$$

となる. 1気圧の大気において $n \sim 1.00029$ であるので, 電子の場合, チェレンコフ光を放射するエネルギーの閾値は 21 MeV である. また水中においては, $n \sim 4/3$ であるので, 電子の場合, チェレンコフ光を放射するエネルギーの閾値は 0.756 MeV, ミューオンの場合には 160 MeV である.

また, 波長 λ の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) \quad (1.28)$$

$$= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (1.29)$$

となる. ここで, $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ は微細構造定数であり, z は媒質の原子番号である.

そして, 水中で放射されたチェレンコフ光を検出する検出器が, 水チェレンコフ検出器である.

1.4.2 大気蛍光法

大気蛍光法は, 空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用したものである.

高エネルギーの荷電粒子は大気中でチェレンコフ光を發する. チェレンコフ光は粒子の進行方向に近い角度に放射される. さらにこのチェレンコフ光とはべつに, 高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過するときに窒素などの大気分子を励起し, この励起された大気分子から蛍光が發せられる. すなわち, 大気は宇宙線に対してシンチレーターとして働くわけである. 80MeV の電子が 1気圧の大気中を 1m 通過した場合の發光光子数はおよそ 4個であるが, 膨大なシャワー粒子数のためにシャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個 (一次エネルギーが 10^{20} eV の場合) にも達し, その發光の継続時間は $30\mu\text{s}$ 程度になる. これを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば, およそ 30km 遠方からでも観測することができる. さらに大気シンチレーション光の放射方向は等方的であるため一次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことができるという利点がある. このような大気蛍光法は, 新たな空気シャワー観測の方法として 1960 年代初めに菅, Greisen, Chudakov などによって提案された.

空気シンチレーション光の測定による一次宇宙線の観測は, 大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の2段階を経て行われる。宇宙線の到来方向(シャワー軸)は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線が宇宙線の到来方向となる(図 1.4.2)。空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

- i. 空気シャワー中の電子1つから光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数にはシンチレーション光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。
- ii. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と i. で計算される値を比較し、空気シャワーの各発達点での電子数を見積もり、式(1.21)と比較することでシャワー発達関数 $N_e(X)$ を求める。

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの90%以上は、シャワー中の電子成分の電離損失によるものであるので、観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式(1.30)により一次宇宙線のエネルギー E が決まる。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.30)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0g/cm^2 、 ϵ は大気に対する臨界エネルギーで 74 MeV である。また、シャワーの縦方向発達の様子(特に X_{max}) から、一次粒子の判別が可能である。

このように、大気蛍光法による観測では、シャワーの縦方向発達の様子を観測できるので地表検出器による観測に比べると得られる情報量が多く、一次宇宙線のエネルギーもモンテカルロ計算に依存することなく決定でき、メリットが多い。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気中での発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げていく必要があり、系統誤差を正しく管理するのは容易ではない。

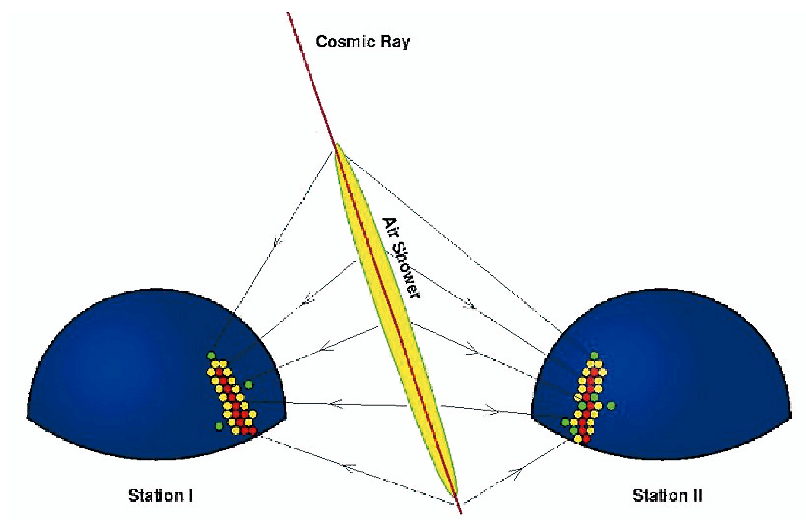


図 1.12: 空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

第2章 最高エネルギー宇宙線観測実験

2.1 Telescope Array 実験

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて小さく、AGASA の観測によれば 100km^2 の地表に年に1度飛来する程度である。AGASA は 100km^2 の地表に111台のシンチレーション検出器を配置し、降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより、検出感度を当時の世界レベルから一挙に ~ 5 倍広げること成功し、大きな成果を導いた。しかし、建設以来十数年を経てAGASA は感度、装置性能ともに限界に達し、これ以上に起源解明に迫ることはできず、2004年に観測を終了した。

そこで日米共同の新たな観測計画である Telescope Array(TA) 実験が立案された。この TA 実験は、AGASA の約4倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、約9倍の感度を持つ地表検出器 (Surface Detector, SD) を設置し、最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測するものである。

2.1.1 TA 実験の目的

この TA 実験の目的として以下のものが挙げられる。

- 地表検出器と大気蛍光望遠鏡を併せて検出感度を AGASA の約12倍にし、最高エネルギー領域での観測事象数を増やす。
- 宇宙線の粒子種を同定し、その起源を解明する。
- エネルギー決定精度を10%以下に向上させ、エネルギースペクトルを確定する。
- 角度分解能を AGASA の数倍に向上し、 $0.6^\circ \sim 1^\circ$ の角度分解能での点源天体の探索を可能にする。

2.1.2 TA 実験の装置

FD には高い晴天率、透明度の高い空気と暗い夜空が必要である。また、SD には広大かつ平坦な敷地が必要である。これらの理由から、観測装置は米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯(平均標高 1400 m 、大気深さ 860g/cm^2) に設置される。2007年のハイブリッド定常観測に向けて、現在も建設が進められている。

SD アレイは、576台のプラスチックシンチレーション検出器が並べられ、検出面積は約 800km^2 になる。FD ステーションは、地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、周囲から $100\sim 200\text{m}$ 高くなったアレイ周辺の丘陵に約 40 km 間隔で3ヶ所に設置され、SD アレイの領域に落ちた宇宙線を観測する。装置の配置図を図 2.1 に示す。3つの FD ステーションは上から時計回りに Black Rock Mesa, Long Ridge, Drum Mountain サイトである。

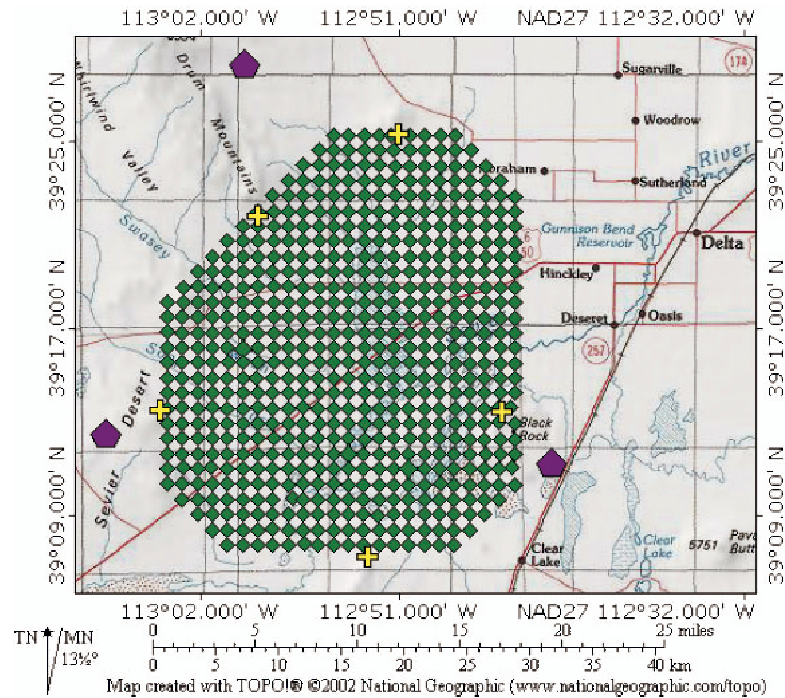


図 2.1: TA 実験における装置の配置図. 紫色の五角形が大気蛍光望遠鏡ステーション, 緑色の菱形が地表検出器を表す.

地表検出器

地表検出器 (Surface Detector, SD) アレイは 3m^2 のプラスチックシンチレータ (図 2.2) を 1.2km^2 の間隔で 576 台設置する. シンチレータは厚さ 12mm のものを 2 枚重ねて用いることにより, 荷電粒子の信号を確実に識別する. シンチレータからの光は, 波長変換材をドープした光ファイバーを介して光電子増倍管 (PMT) に導き, 12bit, 52MHz サンプルングの FADC で記録する. 各地表検出器は SD エリアに配置された通信塔を介して無線 LAN による通信を行う. また電力源としてはソーラーパネル (120W) が用いられる.

大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) は口径 3m の球面反射鏡からなる反射式望遠鏡である. 鏡正面の焦点面には大気蛍光を撮像する PMT カメラが取り付けられ, 空気シャワーからの大気蛍光を撮像する. FD1 台の視野は方位角 18° , 仰角 15.5° である. FD は上下 2 段に重ねたものが 6 台 FD ステーション (図 2.3) 内に設置され, それぞれ 12 台の望遠鏡が各ステーションで方位角 108° を観測する. 観測を行わないときはステーションのシャッターが閉まり, 望遠鏡を保護するようになっている.



図 2.2: 現地 (ユタ州) に設置された地表検出器



図 2.3: FD ステーション (Black Rock Mesa サイト) の外観

2.2 Pierre Auger Observatory

TA 実験と同様の目的を持った最高エネルギー宇宙線観測実験 (Pierre Auger Observatory, Auger) が, 南米のアルゼンチンで稼働している. Auger は, 1600 台の地表検出器と 4 つの大気蛍光望遠鏡を使って観測を行っている.

2.2.1 Auger 実験の装置

地表検出器

Auger の地表検出器アレイは, 面積 10 m^2 で深さが 1.2m の水チェレンコフ検出器である. その内部には, 1.2 ton の純水と 9 インチの PMT が 3 個設置されている. そして水中でのチェレンコフ光を PMT で検出し, 10bit, 40MHz サンプリングの FADC で記録する.

この検出器を 1.5 km 間隔で 1600 台配置し, 検出面積は 3000 km^2 である.



図 2.4: Auger 地表検出器の外観

大気蛍光望遠鏡

Auger の FD は, 直径 3.4 m のセグメント鏡が設置され, 鏡正面の焦点面には 440 本の PMT が設置されている. FD 一台の視野は, 方位角方位角 30° , 仰角 30° である. さらに, 1 つのステーションには 6 個の FD があり, 各ステーションの方位角は 180° になる. そして, このステーションが 45 km 間隔で 4 つ設置され, 合計 24 台の望遠鏡を使い観測を行う. Auger の FD も観測を行わないときは, ステーションのシャッターが閉まり, 望遠鏡を保護している.



図 2.5: Auger 大気蛍光望遠鏡の外観

第3章 Geant4によるシミュレーション

Geant4 を使って, AGASA, TA, Auger の地表検出器のシミュレーションを行った. この章では, 空気シャワー粒子に対する応答をシミュレートする前に, 一定のエネルギーの粒子 (γ 線, 電子, ミューオン) に対する応答をシミュレートした.

3.1 Genat4

Geant4(”Geometry and tracking”) は, 粒子と物質の相互作用をシミュレートするソフトウェアである. Geant4 は C++ を言語とし, オブジェクト指向を取り入れたシミュレーションプログラムであるため, 高度な柔軟性, 拡張性, 開放性を持つ. 今回使用したバージョンは, Geant4.9.0 である.

3.1.1 モデルと過程

Geant4 で, 素粒子やイオンはどんな配置の物質中であろうと伝播する. それゆえ, 素粒子物理学, 原子核物理学で利用されている. また, 世界中の物理学者の協力により, 多くの異なるモデルが含まれている. 詳しくは, Geant4 Physics Reference Manual を参照.

電磁相互作用の場合を例にあげると, レプトン, 光子, ハドロン, イオンの相互作用について扱う以下のパッケージで成り立っている.

- standard : 電子, 陽電子, 光子, ハドロン相互作用の基本となる過程
- low energy : standard よりも低いエネルギーでの相互作用を, 選択した物理モデルで扱う
- muons : ミューオン相互作用
- X-rays : X 線の特典コード
- optical : 可視光子の特典コード

オブジェクト指向とすることで, 物理モデルを選択でき, ユーザーが指定した相互作用を利用できるようになっている. 図 3.1 は, そのような例を表した電磁相互作用のクラス図である.

また, 粒子の過程は大きくわけて 3 種類ある. 以下の 3 種類の過程のうちの 1 つ, またはそれ以上の過程がランダムに発生する.

- At rest : 電子対生成や, 静止系での崩壊といった静止系で起こる過程.

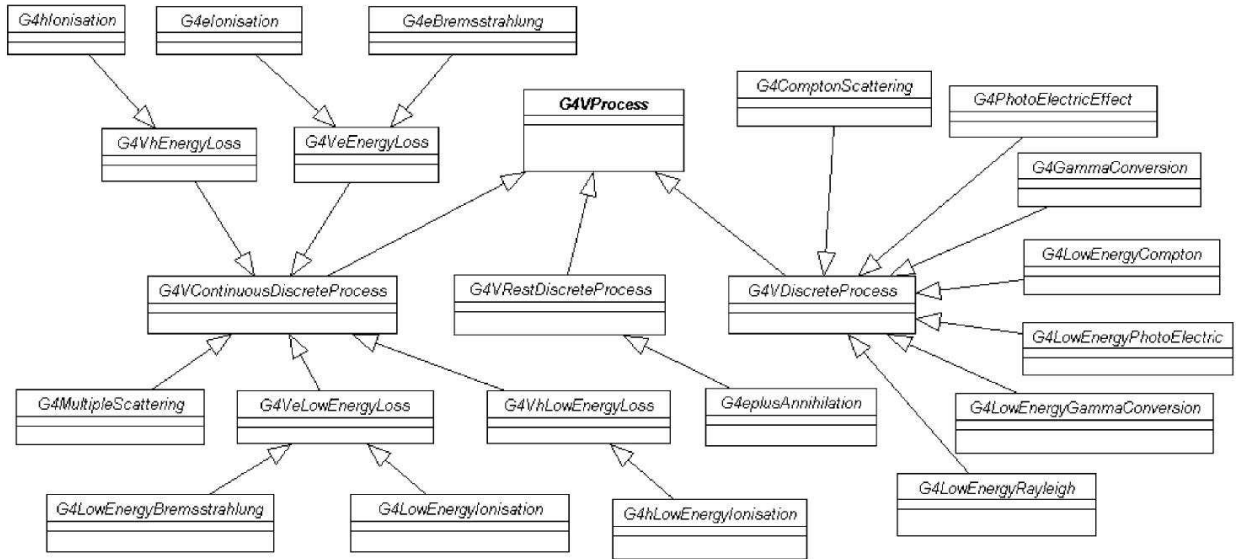


図 3.1: 電磁相互作用過程のクラス図

- Along step : 電離損失や 2 次粒子の生成といった, step にそって連続的に起こる過程
- Post step : 幾何による静止, 相互作用, 飛行中の崩壊といった, step の終わりに起きる過程.

3.1.2 形状と物質

Geant4 には, はじめからプログラムされた形状がある. 例えば, 直方体や, 円柱, 円錐, 球などがある. そして, それぞれの形状のパラメータを設定し, 大きい体積に小さい体積をうめこむ方法で形状を指定する. これらを組み合わせることで, あらゆる形状を構成することが可能である. また, 粒子を検出する感受性領域を設定することもできる.

物質は, 原子番号や密度によって定義される. さらには, 2 種類やそれ以上の物質を組み合わせることができ, それぞれの物質の割合も指定できる. そのため, 地球上で成分が知られている物質は Geant4 内で作成することができる.

3.2 γ 線, 電子, ミューオンに対する応答

シミュレーションの手順としてまず, Geant4 内にそれぞれの検出器をモデリングする. その後, 以下の条件の粒子をそれぞれ 10000 回ずつ入射させる.

- 粒子の種類 … γ 線, 電子, ミューオン
- エネルギー … 10 MeV, 100 MeV, 1 GeV

- 入射位置 … 上空 10 m から垂直に入射

粒子が検出器に入射したときに得られる信号の大きさは、以下のようにして計算した。

シンチレーション検出器の場合、シンチレーターでの荷電粒子の電離損失によるエネルギー損失の合計の値、すなわちシンチレーターに移動した全エネルギー (EnergyDeposit) を信号の大きさとした。そのため、毎イベントごとにシンチレーター内の荷電粒子のエネルギー損失を足し合わせた。

一方、水チェレンコフ検出器の場合は、信号の大きさを水中で荷電粒子がチェレンコフ光を放射する全行程の長さとした。すなわち毎イベントごとにチェレンコフ光を放射する閾値よりも高いエネルギーを持った荷電粒子の行程を足し合わせ、これを信号の大きさとした。(以下 TrackLength と略記する。) 水中でのその閾値は電子については 756 keV、ミューオンについては 160 MeV である。

3.2.1 AGASA 地表検出器

AGASA 地表検出器を Geant4 でモデリングした。AGASA 地表検出器には、面積は $2.2m^2$ で厚さ 5 cm のシンチレーターがあり、そしてそのまわりを厚さ 2 mm の鉄製のカバーで覆っている。そして、その下にはシンチレーターとカバーを支える土台がついており、その下には厚さ 5 cm の鉛と 20 cm の鉄がある。そして全体を保護するために、シャッターで覆われている。

シンチレーターの中心に光電子増倍管があるため、入射位置は中心からずらした。入射位置はシンチレーターの中心を原点とする座標系で、左右を x 軸、奥行きを y 軸、高さを z 軸とし、 $(x, y, z) = (18 \text{ cm}, 18 \text{ cm}, 10 \text{ m})$ とした。そこから γ 線、電子、ミューオンを垂直下向きに入射させた。

図 3.2 の左図は Geant4 でモデリングした AGASA 地表検出器であり、右図は入射位置から相互作用しない仮想粒子を入射させた図である。

γ 線に対する応答

図 3.3 は γ 線を入射させたときの、シンチレーター内での EnergyDeposit のスペクトルである。

図 3.3 の上段 (a) の図は、10 MeV の γ 線を入射させた場合である。この図の左端の EnergyDeposit = 0 MeV のイベント数から、10 MeV の γ 線のうち 87 % は相互作用せずに貫通することがわかる。残りの γ 線は、鉄製のカバーかシンチレーターと相互作用する。ここで考えられる相互作用は、コンプトン散乱、または電子対生成である。

まずは、コンプトン散乱がおきた場合を考える。コンプトン散乱では、エネルギー保存則により 10 MeV の γ 線によって 0.5 MeV 以上、10 MeV 以下のエネルギーを持った電子ができる。これらの電子がエネルギーを失うため、EnergyDeposit は 0.5 MeV から 10 MeV まで均等に分布する。電子対生成が起きた場合は、電子と陽電子がシンチレーターでエネルギーを失う。このとき、電子、陽電子の静止質量エネルギーは失われないので、最大で 9 MeV のエネルギーを失うことになる。また、この場合も電子対生成がおきる場所によって失うエネルギーも変わるため均等に分布する。よって、10 MeV の γ 線を入射したときには信号としてほとんど検出されない。

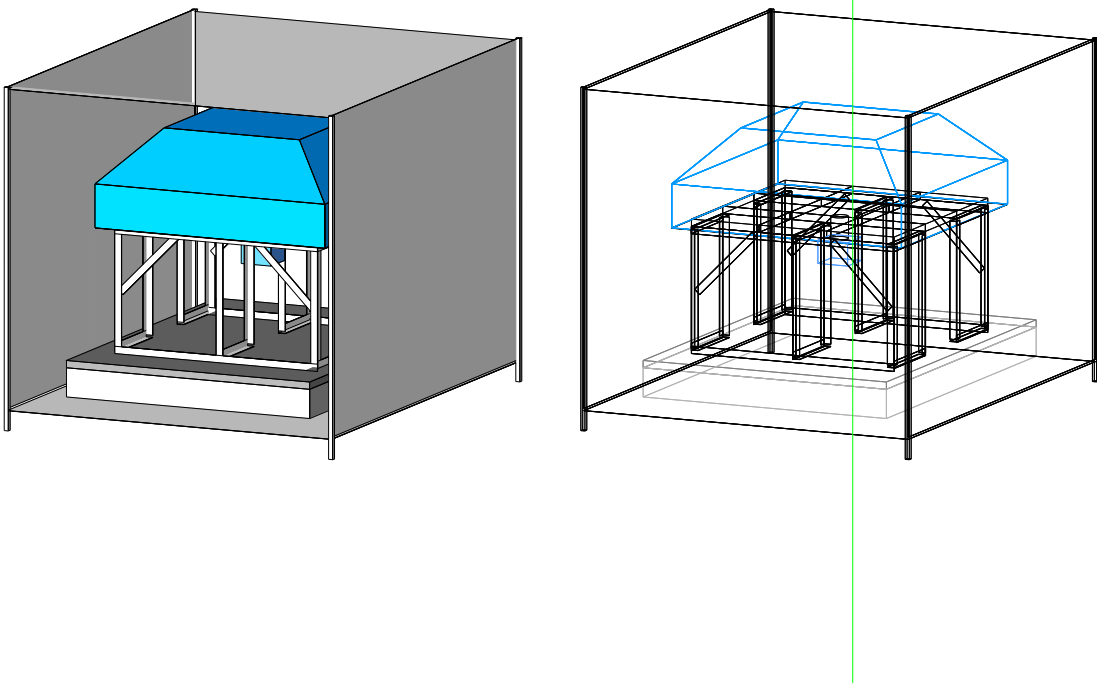


図 3.2: Geant4 でモデリングした AGASA 地表検出器

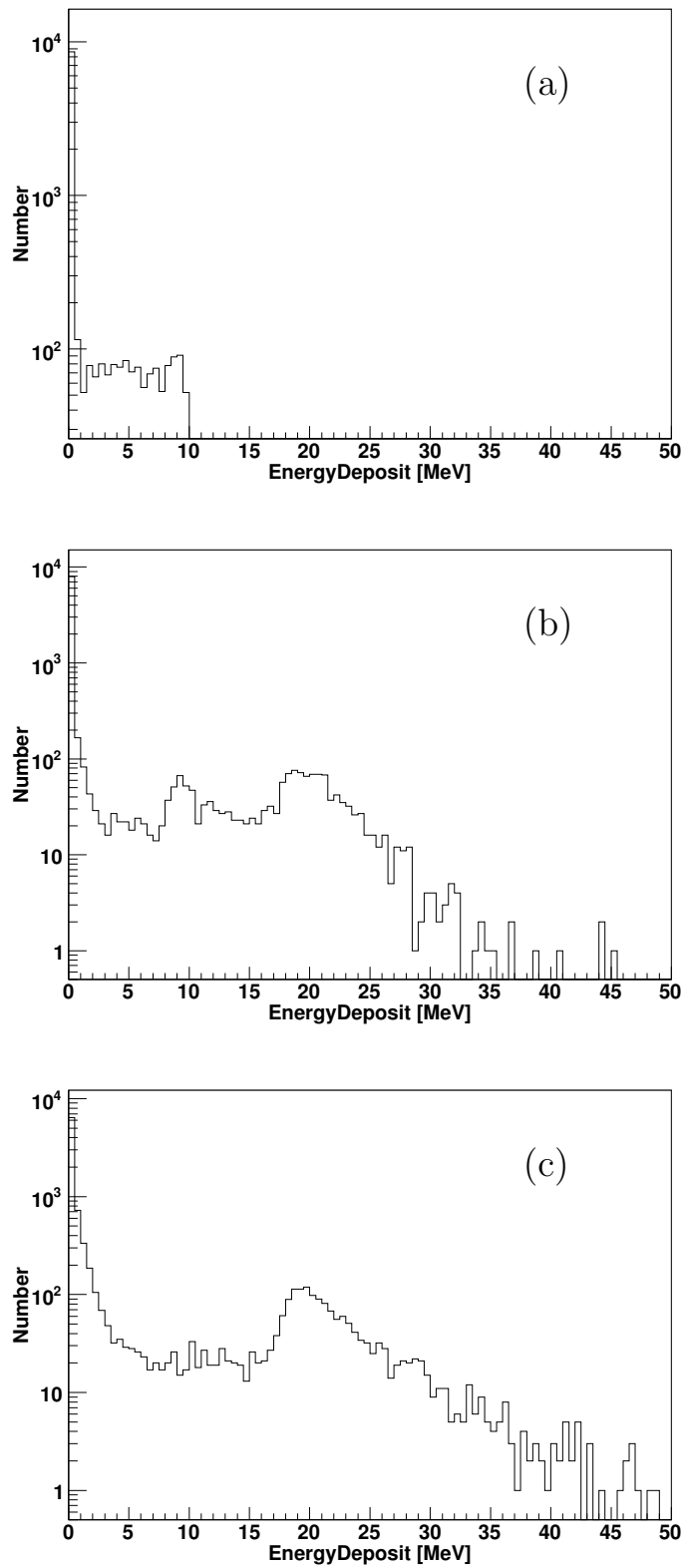


図 3.3: AGASA 地表検出器に γ 線を入射させたときの EnergyDeposit のスペクトル. それぞれ 10MeV(上段), 100MeV(中段), 1GeV(下段) である.

図 3.3 の中段 (b) は、100 MeV の γ 線を入射させたときのスペクトルである。この図で EnergyDeposit = 0 MeV のイベント数から、80 % の γ 線が相互作用せずに貫通していることがわかる。また、10 MeV と 20 MeV にピークがある。

まず、10 MeV 付近のピークはコンプトン散乱によるものである。なぜなら、1 個の電子が 5cm のシンチレーターを通過するとき失うエネルギーは約 10 MeV だからである。このときも、コンプトン散乱の電子の進行方向の角度により EnergyDeposit はばらつき、10 MeV のピークは幅を持つ。一方、20 MeV 付近のピークは電子対生成によるものである。対生成された電子と陽電子は、それぞれがシンチレーター内でエネルギーを失うため、コンプトン散乱のときの 2 倍のエネルギーを失う。

図 3.3 の下段 (c) の図は、1 GeV の γ 線を入射させたときのスペクトルである。EnergyDeposit が 0 MeV になるイベント数から、66 % の γ 線が相互作用せずに貫通していることがわかる。また、1 GeV の γ 線ではコンプトン散乱の 10 MeV のピークは明らかではないが、電子対生成の 20 MeV のピークは現れている。これは高エネルギーでは、電子対生成のほうがコンプトン散乱よりも起こりやすいためである。

電子に対する応答

図 3.4 は電子を入射させたとき、シンチレーター内の全荷電粒子のエネルギー損失のスペクトルである。

図 3.4 の上段 (a) の図は、10 MeV の電子を入射させた場合で、EnergyDeposit が 0 MeV のところを見ると、89 % の電子はシンチレーター内でエネルギーを失っていないことがわかる。これは、電子がシンチレーターに入射する前にすでに大気との衝突でエネルギーを失っているためである。シンチレーターに入射した残りの 11 % の電子は、シンチレーター内で全てのエネルギーを失って止まる。

図 3.4 の中段 (b) の図は、100 MeV の電子を入射させたときのスペクトルである。0 MeV の個数から、入射電子の 99 % がシンチレーター内に届くことがわかる。また、垂直に電子がシンチレーター内を貫通したときに対応する、10 MeV に EnergyDeposit のピークがある。さらに EnergyDeposit が大きくなる場合がある。これは、電子の制動放射による γ 線に始まる電磁カスケードがシンチレーター内で起きているためである。

図 3.4 の下段 (c) の図は、1 GeV の電子を入射させたときのスペクトルである。100 MeV の電子と比べて、EnergyDeposit が大きなイベント数が増えている。これは、より大きいエネルギーの γ 線ができ、最終的には EnergyDeposit が大きくなるためである。

ミューオンに対する応答

図 3.5 はミューオンを入射させたときの、EnergyDeposit のスペクトルである。

図 3.5 の上段 (a) の図は、10 MeV のミューオンを入射させたときのスペクトルである。0 MeV のイベント数から、98 % のミューオンはシンチレーター内に EnergyDeposit しないことがわかる。この原因は、上空でミューオンが崩壊し、崩壊してできた電子がシンチレーター方向に進まないためである。また、ミューオンの崩壊は三体崩壊なので、電子のエネルギーは一定の値ではない。例えば、静止したミューオンが崩壊してできた電子は、最大 52 MeV、最小 0.5 MeV のエネルギーを持つ。

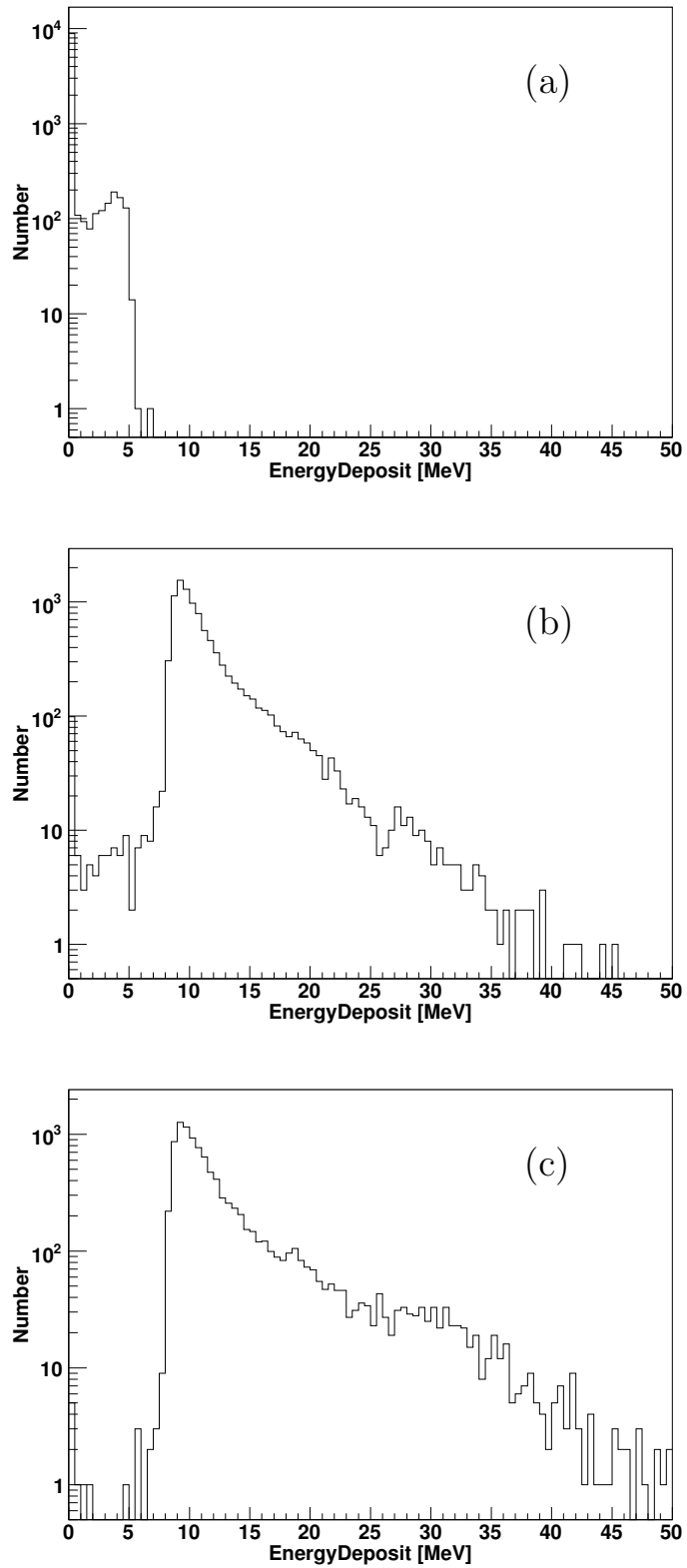


図 3.4: AGASA 地表検出器に電子を入射させたときの EnergyDeposit のスペクトル. それぞれ 10 MeV(上段), 100 MeV(中段), 1 GeV(下段) である.

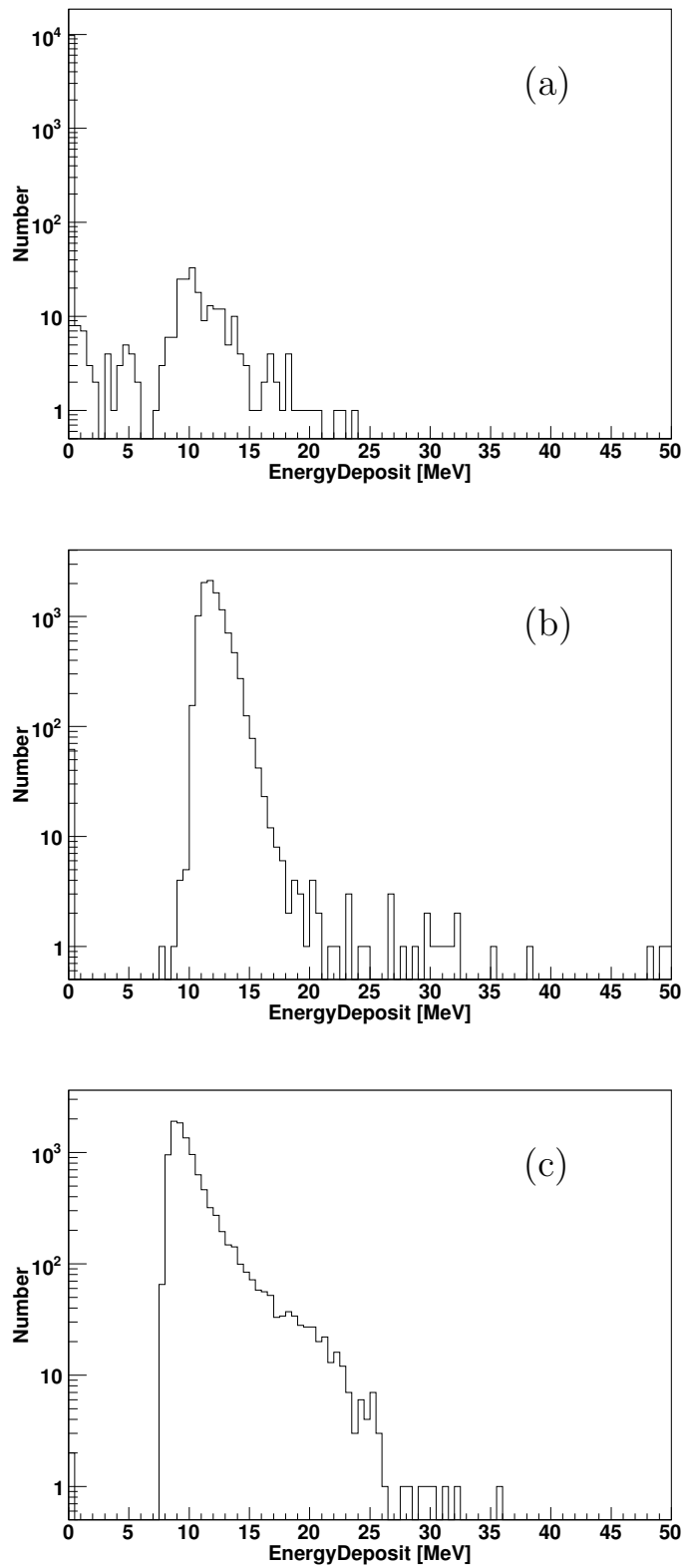


図 3.5: AGASA 地表検出器にミューオンを入射させたときの EnergyDeposit のスペクトル. それぞれ 10 MeV(上段), 100 MeV(中段), 1GeV(下段) である.

斜めに入射する場合は 10 MeV よりも EnergyDeposit が大きく、シンチレーターの端をかすめた場合やエネルギーの低い電子がシンチレーター内で静止した場合は、10 MeV よりも小さくなる。

図 3.5 の中段 (b) の図は、100 MeV のミュオンを入射させたときのスペクトルである。100 MeV のミュオンを入射させた場合、シンチレーター内に届くまでに崩壊するミュオンは 1 % である。残りの 99 % のミュオンはシンチレーターの垂直に貫通し、約 10 MeV のエネルギーを失う。さらに、ミュオンにより電離された電子がシンチレーター内でエネルギーを失い、EnergyDeposit が 10 MeV よりも大きくなる。

1 GeV のミュオンを入射させたときは、ほとんどが垂直に貫通し約 10 MeV のエネルギー損失をしている。100 MeV のミュオンを入射させたときよりも、EnergyDeposit が約 10 MeV 以上の個数が増えている。なぜなら、100 MeV のときと比べてシンチレーターからエネルギーの大きい電子が電離し、エネルギーを失うためである。

3.2.2 TA 地表検出器

TA 地表検出器は厚さ 1.2 cm のシンチレーターが上下に二つ設置してある。シンチレーターの上には、厚さ 1.4 mm の屋根と、厚さ 1.5 mm のステンレス製のカバーがあり、シンチレーターの間には厚さ 1 mm のステンレス製のセパレーターがある。そして、入射位置はシンチレーターの中心の上空、検出器の中心を原点とした座標系で、 $(x, y, z) = (-60 \text{ cm}, 0 \text{ cm}, 10 \text{ m})$ であり、そこから垂直下向きに入射させた。図 3.6 の左図は Geant4 でモデリングした TA 地表検出器であり、右図は入射位置から相互作用しない仮想粒子を入射させた図である。

図 3.7～図 3.9 は、上下二つのシンチレーターでの EnergyDeposit のスペクトルである。実線は上のシンチレーター内での EnergyDeposit、点線は下での EnergyDeposit である。

γ 線に対する応答

図 3.7 は γ 線を入射させたときの、シンチレーター内での EnergyDeposit のスペクトルである。

図 3.7 を見ると、全体的に上のシンチレーターよりも下のシンチレーターで、大きい EnergyDeposit のイベント数が増えている。この理由は、下のシンチレーターに入射するまでに屋根、カバー、上のシンチレーター、そしてセパレーターを通るため、入射した γ 線が相互作用を起りやすくなるためである。

図 3.7 の上段 (a) の図は、10 MeV の γ 線を入射させたときのスペクトルである。EnergyDeposit = 0 MeV のときの個数から、上のシンチレーターで 93 %、下のシンチレーターで 91 % の γ 線が相互作用していない。また、上下どちらのシンチレーターでも 2.1 MeV にピークがある。AGASA とシンチレーターの厚さ薄く、TA のシンチレーターの厚さは 1.2 cm なので、粒子が貫通したときの EnergyDeposit の大きさは 2.1 MeV となる。このピークは、コンプトン散乱によるひとつの電子がシンチレーターに入射したためである。AGASA 同様、コンプトン散乱の電子の進行方向の角度によりピークは幅を持つ。

図 3.7 の中段 (b) の図は、100 MeV の γ 線を入射させたときのスペクトルである。0 MeV のときの個数から、上のシンチレーターで 91 %、下のシンチレーターで 88 % の γ 線が相互作用せずに通って抜けてことがわかる。このときは、10 MeV の γ 線と同様に 2.1 MeV のコンプトン散乱によるピークと、4.2 MeV の電子対生成のピークが見える。

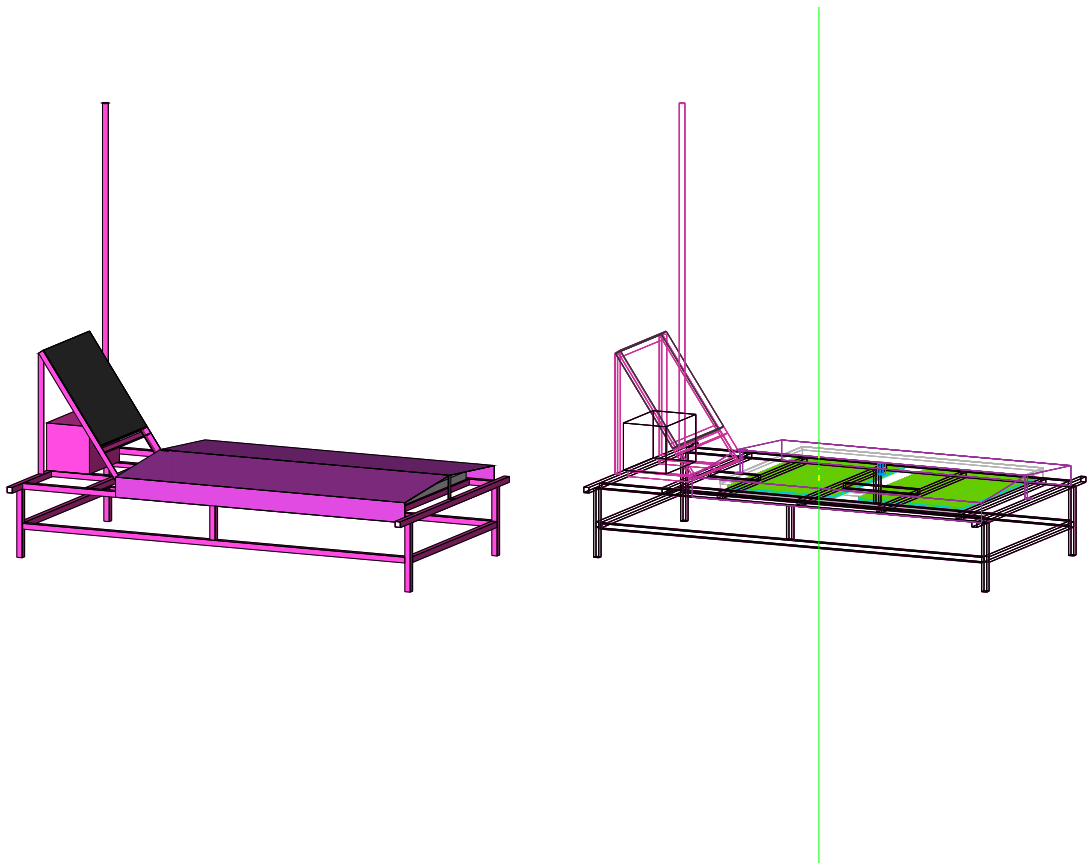


図 3.6: Geant4 でモデリングした TA 地表検出器

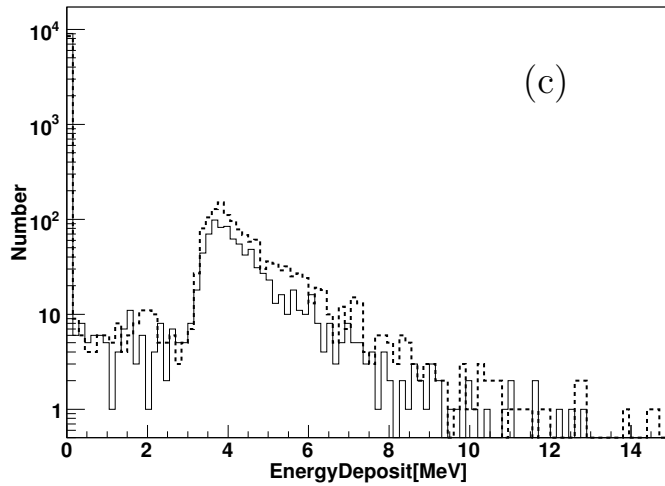
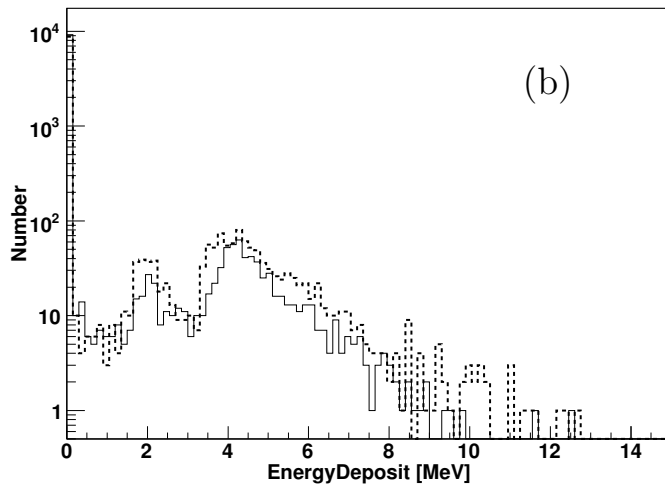
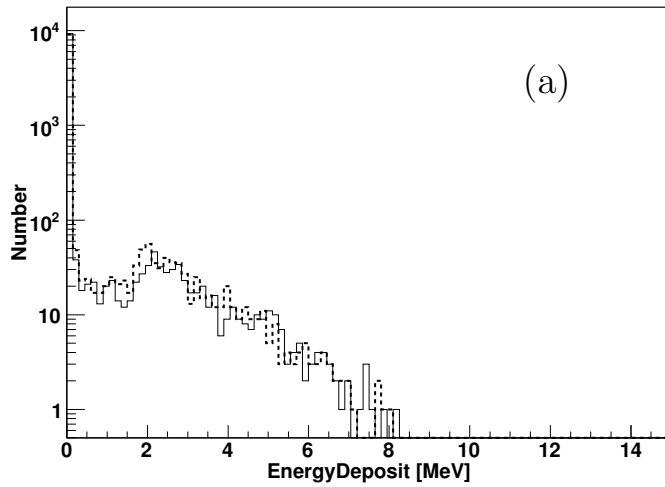


図 3.7: TA 地表検出器の γ 線入射時の荷電粒子のシンチレーター内での EnergyDeposit. 実線は上のシンチレーター内での EnergyDeposit, 点線は下のシンチレーター内の EnergyDeposit である. それぞれ 10 MeV(上段), 100 MeV(中段), 1 GeV(下段) である.

図 3.7 の下段 (c) の図は, 1GeV の γ 線を入射させたときのスペクトルである. 0 MeV ときの個数から, 上のシンチレーターで 90 %, 下のシンチレーターで 86 % の γ 線が相互作用せずに通り抜けてことがわかる. 1GeV の γ 線を入射させたときは, AGASA 地表検出器と同様にコンプトン散乱のピークは明らかではなくなっている.

電子に対する応答

図 3.8 は電子を入射させたときの, シンチレーター内の EnergyDeposit のスペクトルである.

図 3.8 の上段 (a) の図は, 10 MeV の電子を入射させたときのスペクトルである. 0 MeV のイベント数より上のシンチレーターで 40 %, 下のシンチレーターでは, 95 % の電子が EnergyDeposit をしない. この差から, 55 % の電子は下のシンチレーターに入射するまでにエネルギーを失って止まったことがわかる.

図 3.8 の中段 (b) の図は, 100 MeV の電子を入射させたときのスペクトルである. 図を見ると, 上下ともに 99 % の電子がシンチレーター内で EnergyDeposit している. 上下の層で電子がシンチレーターを通過したことによる, 2.1 MeV のするどいピークがある. また, ピークから高エネルギーにスペクトルが伸びるのは, 入射電子が制動放射により γ 線を作り, その γ 線がコンプトン散乱したためである.

図 3.8 の下段 (c) の図は, 1GeV の電子を入射させたときのスペクトルである. この場合は, 99.9 % の電子が上下のシンチレーターで EnergyDeposit している. 100 MeV の電子のときと同様に 2.1 MeV にするどいピークを持ち, 2 次粒子の影響で高エネルギーまでスペクトルがのびている. 100 MeV のときと比べて EnergyDeposit の大きいイベント数が増えるのは, 1 GeV の電子のほうが制動放射によりエネルギーの高い γ 線ができやすいためである.

ミューオンに対する応答

図 3.9 はミューオンを入射させたときの, シンチレーター内の EnergyDeposit のスペクトルである.

図 3.9 の上段 (a) の図は, 10 MeV のミューオンを入射させた場合である. この図から, 上のシンチレーターで 61 %, 下のシンチレーターで 70 % のミューオンは EnergyDeposit しない. また, 崩壊によりミューオンの静止質量エネルギーが電子の運動エネルギーに加わるため, EnergyDeposit が 10 MeV よりも大きくなるイベントもある.

図 3.9 の中段 (b) の図は, 100 MeV のミューオンを入射させた場合であり, 上下ともに, 99.5 % のミューオンがシンチレーターで EnergyDeposit するイベントである. また, 上のシンチレーターと下のシンチレーターで同じ形のスペクトルになる.

図 3.9 の下段 (c) の図は, 1GeV のミューオンを入射させた場合である. すべてのミューオンがシンチレーターに入射しており, 100 MeV のミューオン入射時に比べて, 1 GeV の場合は原子核から電離した電子が高エネルギーになるため, 高エネルギー側にスペクトルが伸びる.

3.2.3 Auger 地表検出器

Auger の地表検出器は, 直径 3.8m, 高さが 1.2m の水チェレンコフ検出器である. この検出器のモデリングには, Auger の地表検出器と同じタイプの明野観測所にある水チェレンコフ検出器をもとに行った.

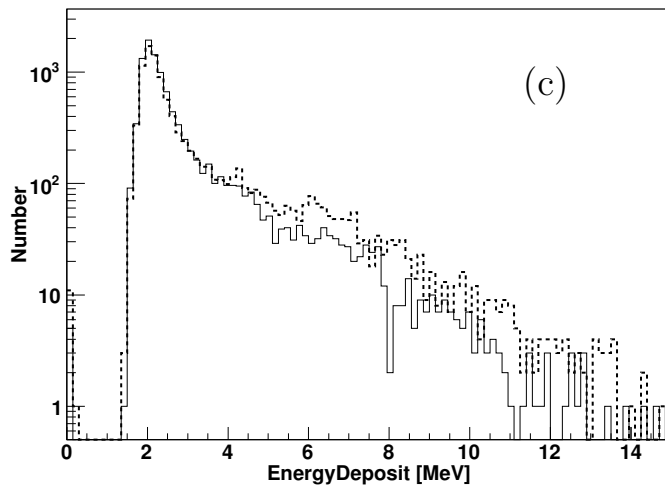
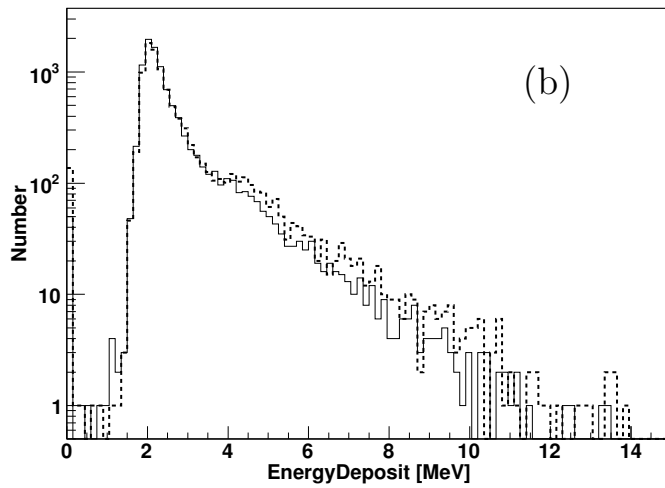
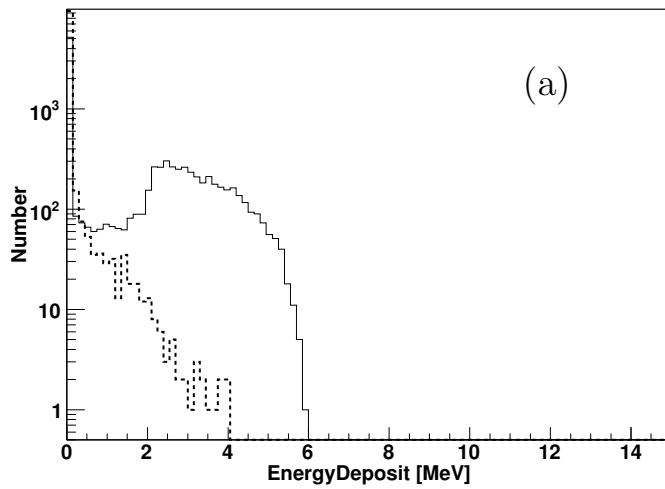


図 3.8: TA 地表検出器の電子入射時のシンチレーター内の EnergyDeposit. 実線は上のシンチレーター内の EnergyDeposit, 点線は下のシンチレーター内の EnergyDeposit である. それぞれ 10 MeV(上段), 100 MeV(中段), 1GeV(下段) である.

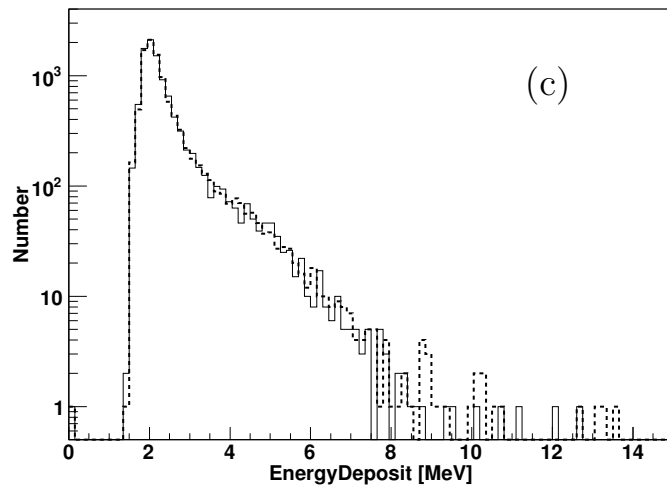
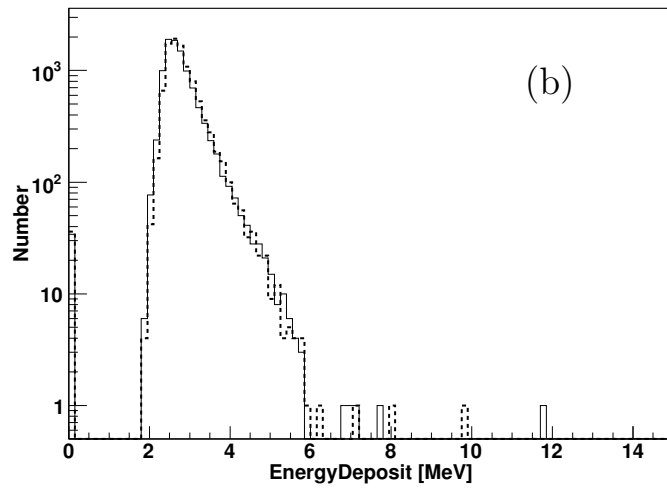
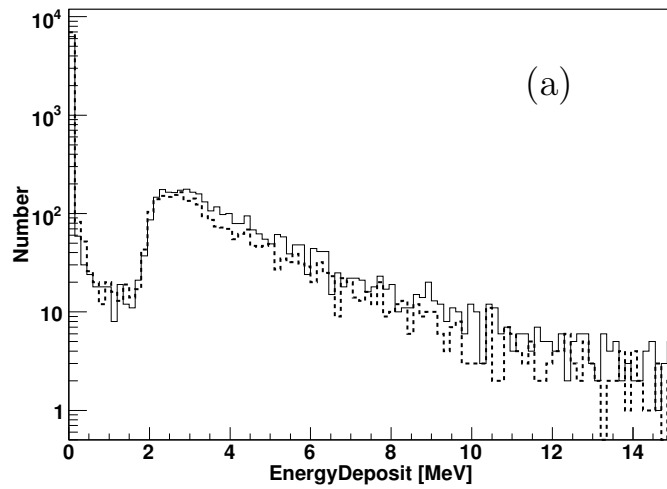


図 3.9: TA 地表検出器のミュオン入射時のシンチレータ内での EnergyDeposit である. 実線は上のシンチレータ内の EnergyDeposit, 点線は下のシンチレータ内の EnergyDeposit である. それぞれ 10 MeV(上段), 100 MeV(中段), 1GeV(下段) である.

また、粒子の入射位置は水タンクの中心の上空 10 m であり、検出器の中心を原点とした座標系で $(x, y, z) = (0 \text{ m}, 0 \text{ m}, 10 \text{ m})$ から垂直下向きに入射させた。

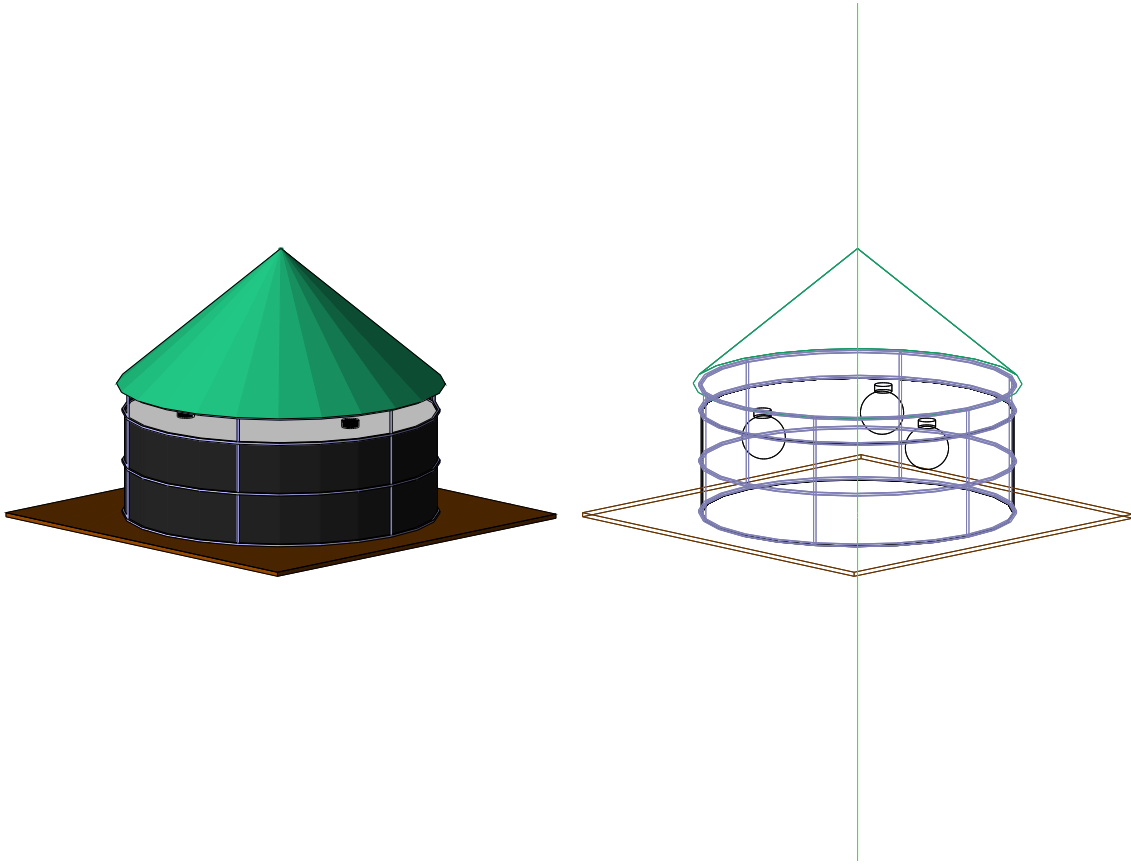


図 3.10: Geant4 でモデリングした Auger 地表検出器

図 3.10 の左図は、Geant4 でモデリングした水チェレンコフ検出器であり、右図は入射位置から相互作用をしない仮想粒子を入射した図である。

図 3.11～図 3.13 の左列は、水タンクでの EnergyDeposit であり、右列は水タンクでの TrackLength である。

γ 線に対する応答

図 3.11 は、 γ 線を入射したときの EnergyDeposit(左列)と TrackLength(右列)のスペクトルである。

まず、左列 (a)(c)(e) の EnergyDeposit のスペクトルを見る。EnergyDeposit = 0 MeV のイベント数から、全エネルギーに共通して、10%の γ 線が水タンクと相互作用せずに貫通することがわかる。また、入射 γ 線のエネルギーが 10 MeV、100 MeV のとき、EnergyDeposit のスペクトルは、それぞれ 10 MeV と 100 MeV に鋭いピークを持つ。これは、相互作用が起こると電磁カスケードができ、入射した γ 線のエネルギーを全て水タンク中で失うためである。な

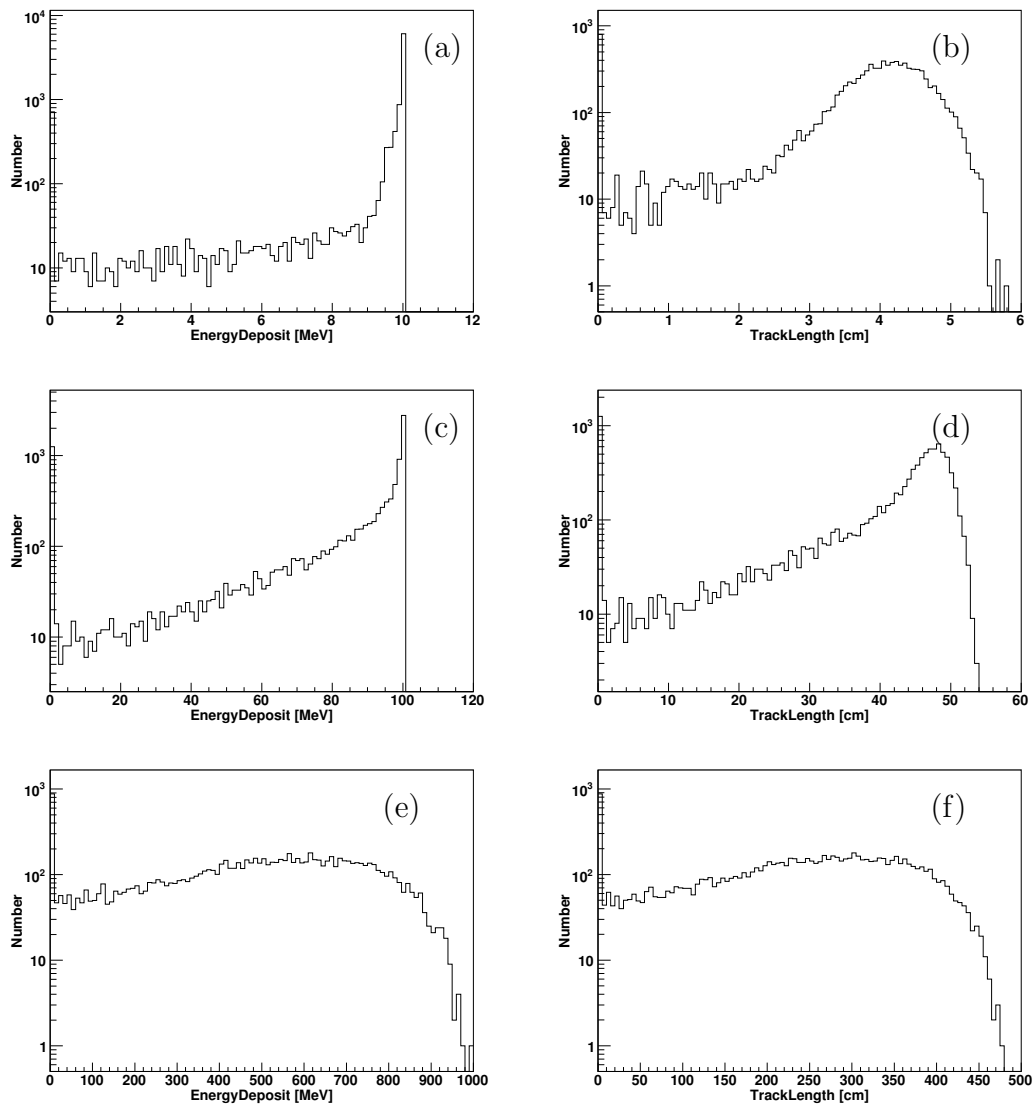


図 3.11: 水チェレンコフ検出器に γ 線を入射した時の EnergyDeposit(左列)と TrackLength(右列). それぞれ 10 MeV(上段), 100 MeV(中段), 1 GeV(下段) である.

お、EnergyDeposit が小さい場合は水タンクの下で相互作用がおき、全エネルギーを失う前に水タンクからでた場合である。

入射 γ 線のエネルギーが1GeVのときもこの現象が起こっている。しかし、1GeVのエネルギー全てが失うことは少ないため、1 GeVのピークは見られず一様に分布している。

次に、左列(b)(d)(f)のチェレンコフ光を放射するTrackLengthのスペクトルを見る。 γ 線が入射したとき、全エネルギーでEnergyDepositとTrackLengthのスペクトルは似た形をしている。だが、 γ 線から低いエネルギーの電子ができた場合、エネルギーが低いためチェレンコフ光を放射せずにエネルギーを失う電子も存在する。そのため、TrackLengthはなだらかなピークになる。

電子に対する応答

図3.12は、電子を入射したときのEnergyDeposit(右列)とTracklength(左列)のスペクトルである。

(a)は、10 MeVの電子を入射させたときのEnergyDepositのスペクトルで、EnergyDepositが0 MeVのときのイベント数から、10%の電子は水タンクに入射しないことがわかる。なぜなら、水タンクに入射する前に大気との衝突でエネルギーを失うためである。そのために、EnergyDepositのピークが10 MeVではなく5 MeV~7 MeVになっている。

(c)の100 MeVのエネルギーの電子を入射させた場合は、全ての電子が水タンクに入射しエネルギーを失う。入射した電子は、電磁カスケードを起こし水タンク内で全エネルギーを失う。そのため、EnergyDepositが97 MeVのところにピークができる。

(e)の1GeVの電子を入射した場合、電磁カスケードが水タンク中で起きる。そのときも γ 線同様、どこで電磁カスケードが始まるかによりEnergyDepositの値が異なるため、大きく広がったスペクトルになっている。

次のTrackLengthのスペクトルをみると、(b)(d)(f)の全エネルギーで、EnergyDepositとTrackLengthは同じスペクトルの形をしていることがわかる。

ミューオンに対する応答

図3.13は、ミューオンを入射したときのEnergyDeposit(右列)とTrackLength(左列)のスペクトルである。

(a)の10 MeVのミューオンを入射させたときは、水タンクに入射する前に崩壊し、90%は水タンクに入射しないことがわかる。また、EnergyDepositする場合は崩壊した電子が水タンクに入ったときであるため、EnergyDepositは0 MeV~50 MeVまで一様に分布している。

(c)の入射するミューオンのエネルギーが100 MeVのときは、100 MeV~150 MeVに均等に分布する。これは、まずミューオンが全てのエネルギーを水タンクで失い、その後崩壊によってできた電子が水タンクでエネルギーを失うためである。

また、EnergyDepositが100 MeV以下になるのは、水タンクに入射する前に崩壊し、生成された電子が水タンクの端をかすめた場合である。また、この電子が斜めに水タンクを通ると、EnergyDepositが150 MeVよりも大きくなる。

(e)の1 GeVのミューオンを入射させたときは、240MeVにするどいピークを持つ。垂直にミューオンが貫通すると240MeVのエネルギーを失うためである。

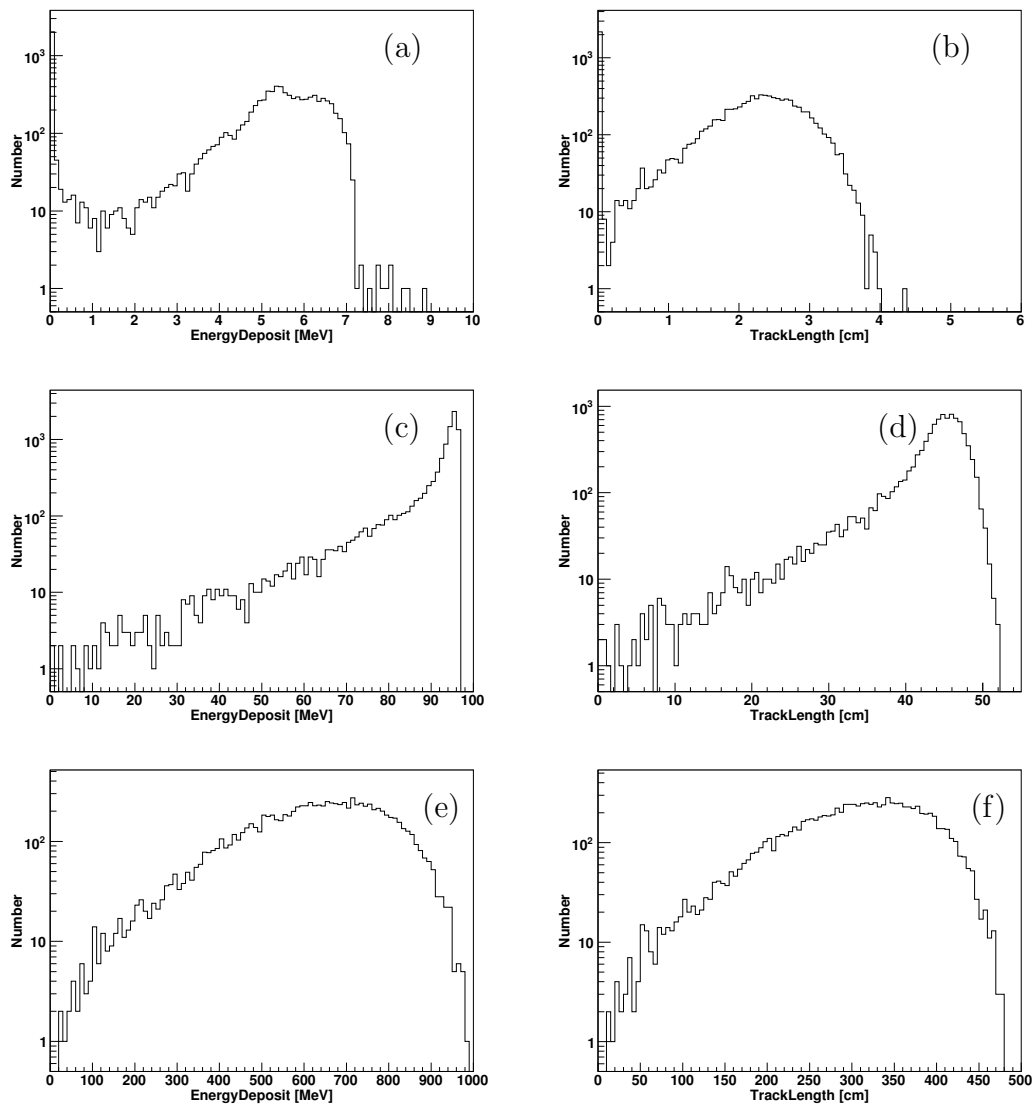


図 3.12: 水チェレンコフ検出器に電子を入射した時の EnergyDeposit(左列) と TrackLength(右列). それぞれ 10 MeV(上段), 100 MeV(中段), 1 GeV(下段) である.

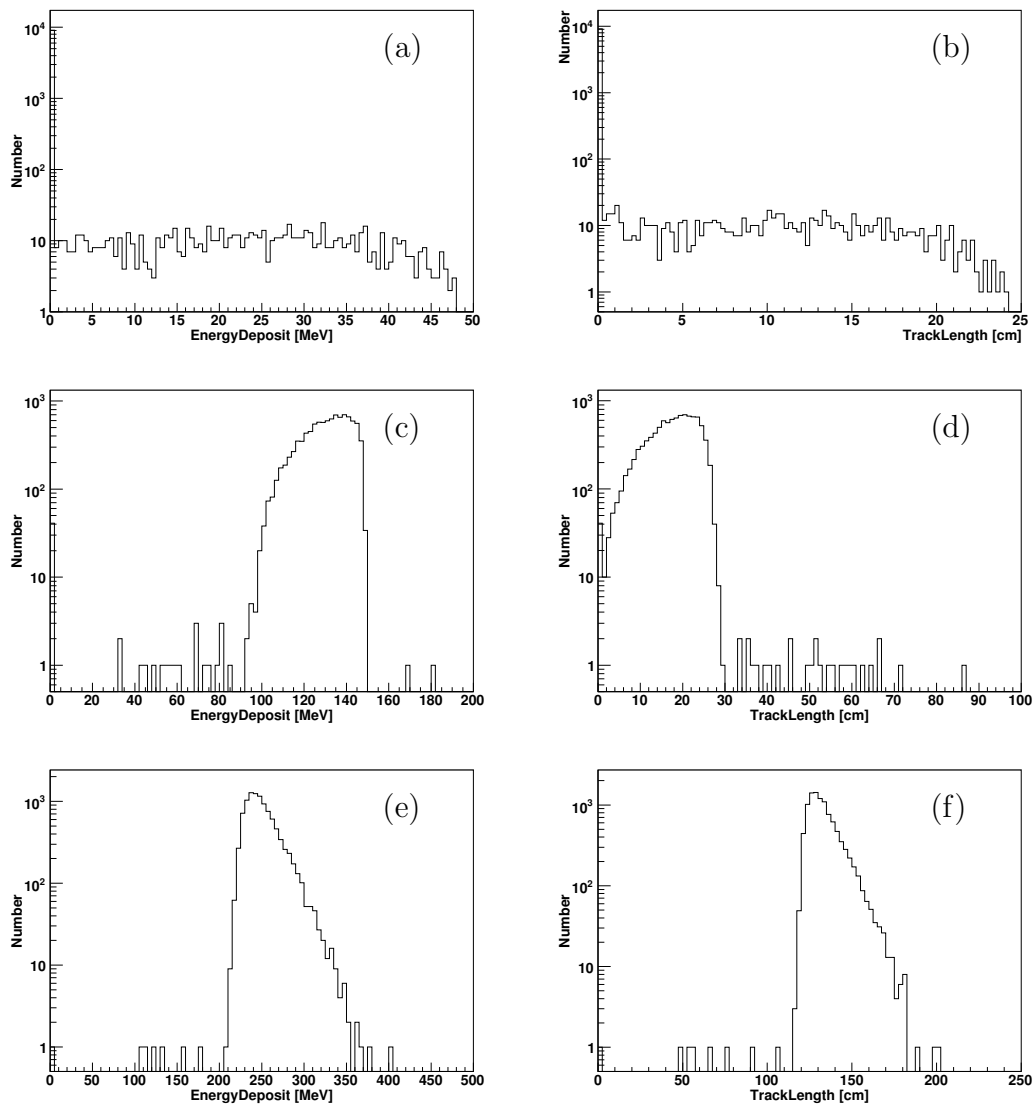


図 3.13: 水チェレンコフ検出器にミューオンを入射した時の EnergyDeposit (左列) と TrackLength(右列) のスペクトル. それぞれ 10 MeV(上段), 100 MeV(中段), 1 GeV(下段) である.

次に, (b)(d)(f) の TrackLength のスペクトルを見る. (b) と (f) の入射するミュオンエネルギーが 10 MeV と 1 GeV のときは, EnergyDeposit と TrackLength のスペクトルは同じ形になっている.

しかし, 100 MeV の場合は TrackLength の 0 MeV~30 MeV のところに分布している. このような分布になるのは, ミュオンのチェレンコフ光を放射する閾値が 160 MeV なので, 入射するミュオンが 100 MeV の場合チェレンコフ光を放射しない. その結果, 崩壊した電子のみがチェレンコフ光を放射することになり, このようなスペクトルの形になる.

第4章 空気シャワーの対する地表検出器の応答

ここでは、シミュレーションで作った空気シャワーのエネルギー分布をもとに、空気シャワーが地表検出器に入射したときの応答をシミュレートした。

4.1 空気シャワーシミュレーション

$10^{17}eV$ の陽子のフルモンテカルロシミュレーションには、1CPUで行うと1週間かかる。また、 $10^{19}eV$ では1CPUで2年かかり、 $10^{20}eV$ だと20年もかかる。あまりに多く時間がかかりすぎるため、最高エネルギーでの空気シャワーシミュレーションには、多くの場合“thin sampling”法が使われている。しかし、この方法は1粒子に重みをつけるため、もし重みが大きければ、同じ特徴(エネルギー、位置、方向、到来時間)をもった膨大な粒子数になってしまう。

そのため、ここでは空気シャワーシミュレーションにCosmosを使用する。Cosmosとは、チベットAS γ 実験でも使われていた、大気中や地球近傍における宇宙線の伝播についてのシミュレーションコードである。

Cosmosには、“skeleton-flesh”法がある。この方法は、はじめに高い粒子生成の閾値(例えば1 TeV)を設定し、“skeleton”とよばれる空気シャワーを生成する。そして、“skeleton”がトリガー条件を満たしていれば、次に低い粒子生成の閾値(例えば100 keV)を設定して、“skeleton”部分を維持したまま空気シャワーを再生成する。これによって“skeleton”が存在しない深い領域まで肉づけするのである。図4.1は、“skeleton-flesh”法の概念図である。また、TA実験で

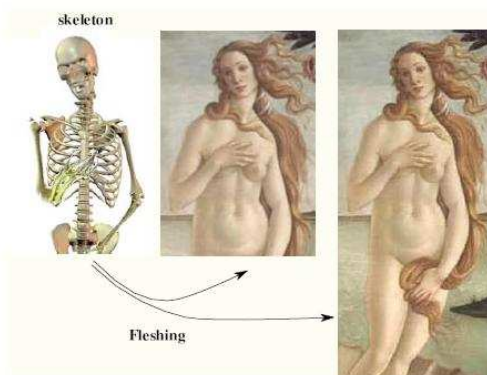


図 4.1: ”skeleton-flesh”法の概念図

は、Cosmosの“skeleton-flesh”法を元にした“skeleton-smash-flesh-assemble”法が使われている。概念図を図4.1に示す。この方法は、まず生成した“skeleton”をn個の“sub-skeleton”に分解する。次に、n個の“sub-skeleton”をn個のCPUに分配し、それぞれで肉づけする。そ

して、肉づけが終われば、全てをもう一度組み立てて完成した空気シャワーを作るのである。これによって、短時間でフルモンテカルロシミュレーションと極めて等しい結果を得ることができるのである。

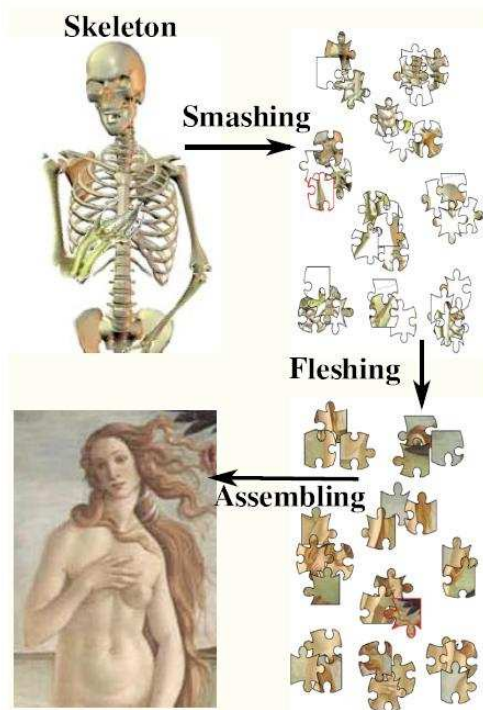


図 4.2: “skeleton-smash-flesh-assemble” 法の概念図

この “skeleton-smash-flesh-assemble” 法を用いて、空気シャワー粒子のエネルギー分布を計算した。

シミュレーション条件は、

- 一次宇宙線：陽子
- エネルギー： $10^{19}eV$
- 大気深さ： $875g/cm^2$
- コアからの距離： $550m \sim 650m$

である。大気深さは TA 実験の値であり、コアからの距離は TA の検出器の間隔が 1.2 km であるため、 $550m \sim 650m$ に設定した。

シミュレーション結果は図 4.1 である。また、全ての粒子数を取り出さず一部のみを取り出した。×がγ線、○が電子、そして▲はミューオンを表している。総粒子数の比は、γ線：電子：ミューオン = 50 : 3 : 1 である。

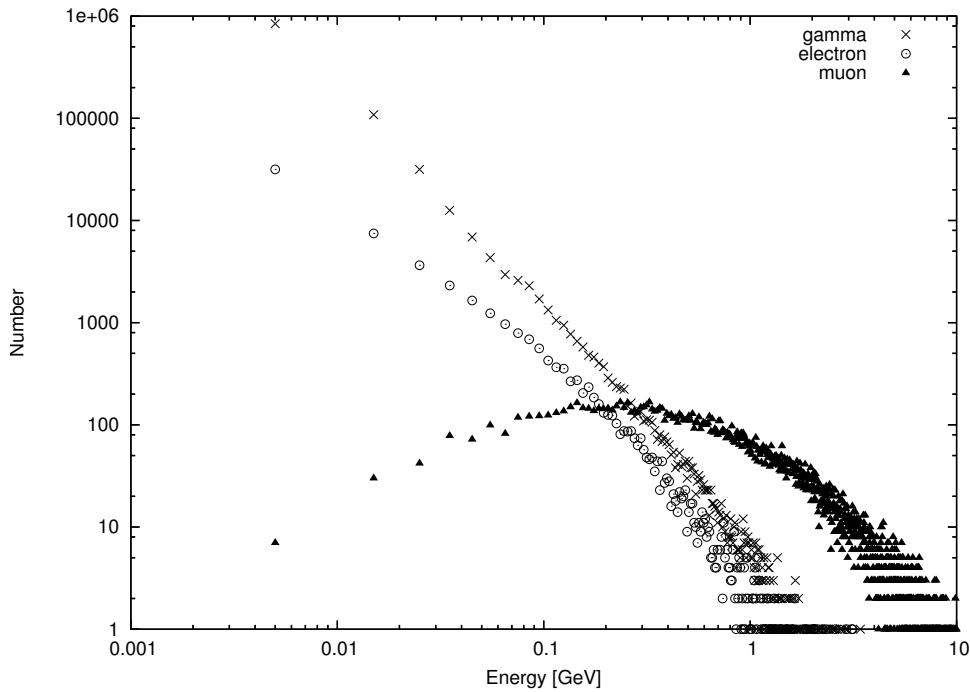


図 4.3: 空気シャワーのエネルギー分布. ×: γ 線, ○: 電子, ▲: ミューオン

4.2 空気シャワーに対する応答

図 4.1 の空気シャワーシミュレーションによって生成したエネルギー分布を使って, AGASA 地表検出器, TA 地表検出器, Auger 地表検出器に空気シャワー粒子を入射させた.

以下の方法によって, 空気シャワーが検出器に入射したときの応答をシミュレートする.

- 5 MeV のエネルギーの γ 線, 電子, ミューオンを検出器に 100 回入射させる.
- それぞれのイベントごとに, シンチレーション検出器なら EnergyDeposit, 水チェレンコフ検出器なら TrackLength を計算する.
- 100 回のイベントの平均の EnergyDeposit, または TrackLength を求める.
- 入射する粒子のエネルギーを 15 MeV にし, 同様の手順繰り返す.
- 入射エネルギーが 9.95 GeV になるまで, 10 MeV ずつ増加させて繰り返す.

この方法により, 5 MeV から 9.95 GeV までの平均の EnergyDeposit, TrackLength を求める. そして, 横軸に平均の EnergyDeposit または TrackLength, そして縦軸に空気シャワーのエネルギー分布の個数をプロットし, スペクトルを描いた. ここでは, あるエネルギーの粒子は全て平均の EnergyDeposit, TrackLength を示すと仮定した.

このようにして, 空気シャワー中の全エネルギーの粒子の EnergyDeposit, TrackLength を求め, 空気シャワーが入射したときの検出器の応答をシミュレートした.

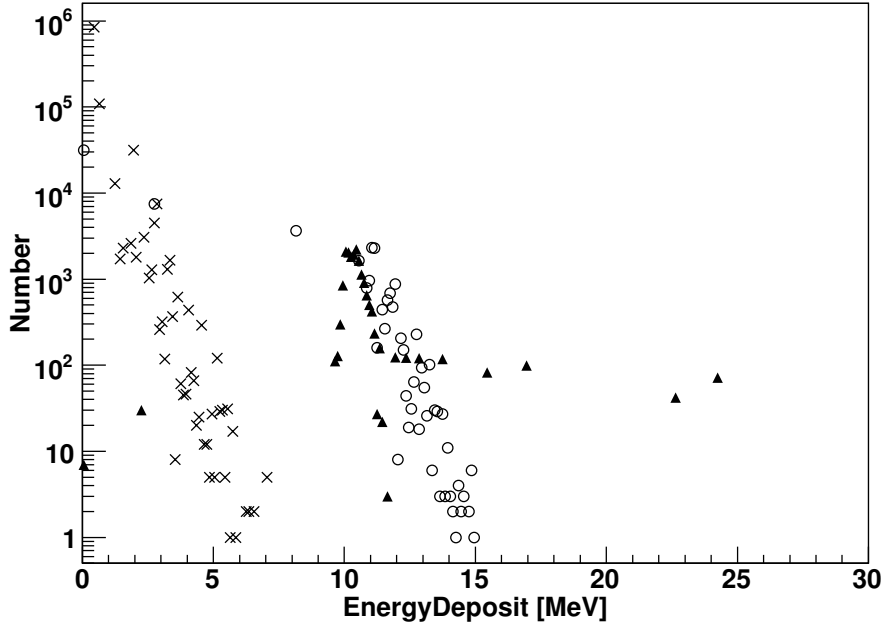


図 4.4: AGASA 地表検出器の空気シャワーに対するシンチレーター内の Energy Deposit のスペクトル. \times : γ 線, \circ :電子, \blacktriangle :ミューオン

4.2.1 AGASA 地表検出器

図 4.4 は, AGASA 地表検出器に空気シャワーを入射させたときのシンチレーター内の EnergyDeposit のスペクトルである. また, この図の中の \times は γ 線を表し, \circ は電子, そして \blacktriangle はミューオンを示す.

まず, シャワー中の γ 線が入射した場合を考える. このとき, γ 線が入射したときの EnergyDeposit は全て 7 MeV 以下となる. もし, EnergyDeposit が 10 MeV 以下の信号は取り出さないとすると, γ 線を検出しないことが可能である.

次に, シャワー中の電子が入射した場合を考える. EnergyDeposit が 10 MeV 以下の電子のエネルギーは, 5 MeV, 15 MeV, 25 MeV の電子が入射したときである. 一方, このエネルギーより大きいエネルギーを持った電子は全て 10 MeV の EnergyDeposit をする. また, ミューオンに注目すると EnergyDeposit は 10 MeV に集中しており, その個数は全体の 95 %である. さらに, 10 MeV 以上のミューオンの個数と電子の個数の比は, 電子 : ミューオン = 3 : 4 となっている.

4.2.2 TA 地表検出器

図 4.5 は, TA 地表検出器に空気シャワーを入射させたときの EnergyDeposit のスペクトルである. 図 4.5 の上段は, 上のシンチレーターでの EnergyDeposit を示しており, 下段は, 下のシンチレーターでの EnergyDeposit を表している.

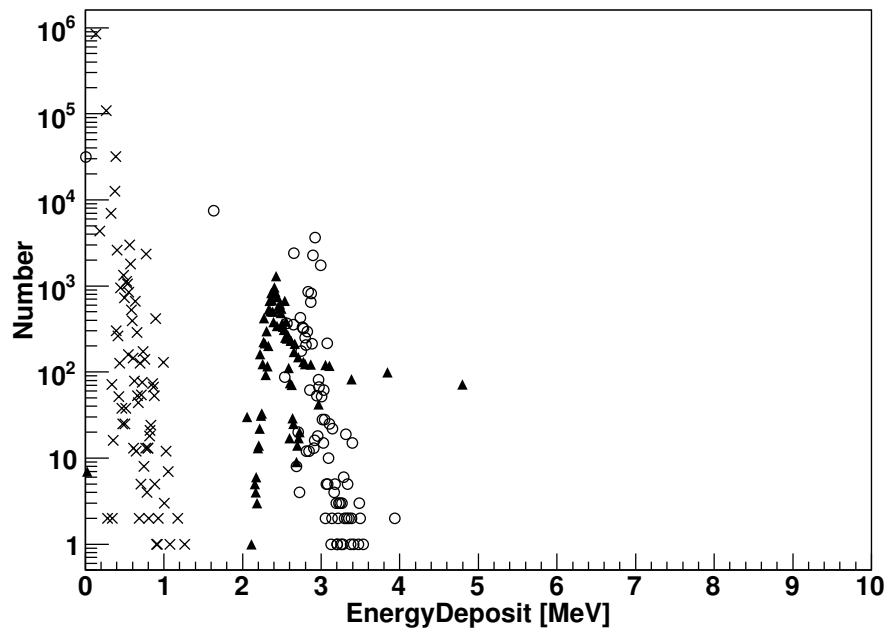
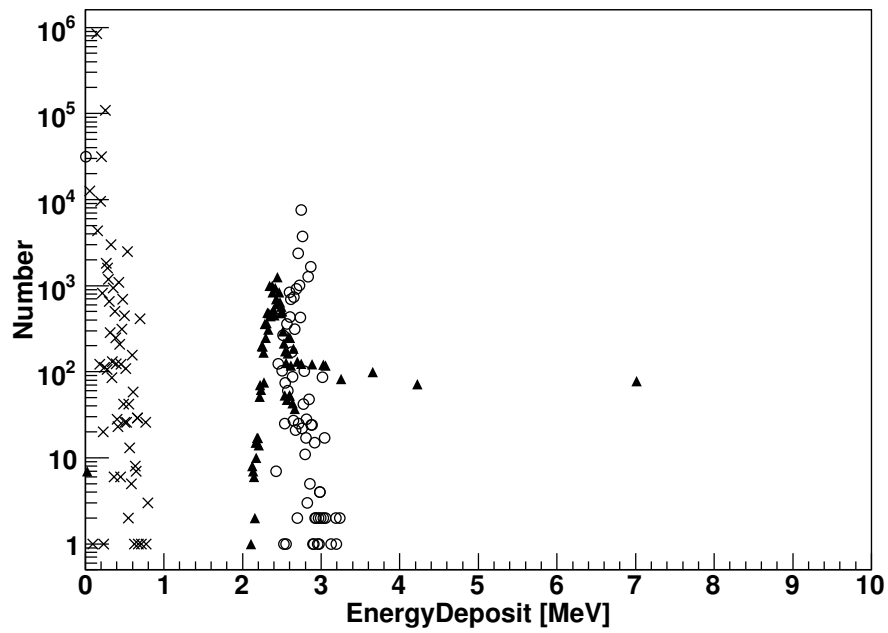


図 4.5: TA 地表検出器の空気シャワーに対するシンチレーター内の EnergyDeposit のスペクトル. 上段は上のシンチレーター, 下段は下のシンチレーターでのスペクトルである. \times : γ 線, \circ : 電子, \blacktriangle : ミューオン

AGASA とは、シンチレーターの厚みが違うため EnergyDeposit の値がことなるが、同じスペクトルの形をすることがわかる。なので、検出器としては AGASA と同じタイプの検出器である。

AGASA と似たように上下のシンチレーターで、全てのエネルギーの γ 線はエネルギー損失が 1 MeV 以下となっている。上のシンチレーターでの 2MeV 以上の電子とミュオンのは、電子：ミュオン = 4：3 であり、下のシンチレーターだと電子：ミュオン = 8：9 となっている。

また、TA 地表検出器の上下 2 層は同じスペクトルの形をしている。2 MeV 以上の信号を出す粒子の平均値は、上のシンチレーターが 2.63 MeV、下のシンチレーター 2.66 MeV と同じである。

そのため、上下 2 層のシンチレーターでミュオンと電子を区別することは難しい。しかし上下 2 層で同じ応答を示すため、ゲインを変えてダイナミックレンジを広げるために活用すべきだと考えられる。

4.2.3 Auger 地表検出器

図 4.6 の上段は、Auger の地表検出器に空気シャワーを入射させたときの EnergyDeposit のスペクトル、下段は TrackLength のスペクトルである。

上段の EnergyDeposit のスペクトルでは、100 MeV 以上の EnergyDeposit と 100 cm 以上の TrackLength で、 γ 線と電子のスペクトルが重なっている。なぜなら、エネルギーの高い γ 線は水タンクを貫通することが多く、 γ 線の EnergyDeposit の平均値が小さくなるからである。一方、電子の場合は、全粒子が EnergyDeposit をするため、 γ 線と電子のスペクトルが重なるのである。また、下段の TrackLength のスペクトルでも γ 線と電子が重なったスペクトルになっている。

次にミュオンに着目すると、TrackLength のスペクトルには 10 cm~20 cm のところに EnergyDeposit のスペクトルでは見られない小さな盛り上がりがある。これは、低いエネルギーのミュオンが水中で止まり、崩壊した電子によってチェレンコフ光を放射するためである。このため、エネルギーの低いミュオンの TrackLength が大きくなる。

また、100cm 以上の TrackLength を出す粒子の比は γ 線：電子：ミュオン = 1：1：10 であるため、ミュオンしか検出できないことがわかる。

しかし、エネルギー分布での粒子の総数の比は、 γ 線：電子：ミュオン = 50：3：1 である。このため空気シャワーのコアから 600 m 以下の距離にある水チェレンコフ検出器は、同時に γ 線が入射することが考えられる。それによって、1 個の γ 線が入射しただけでは信号として検出されない γ 線も、50 個入射すれば信号として検出される。そのため、コア付近ではミュオン、そして同時に大量に入射した γ 線を検出することがわかる。

一方、コアから 1000 m 以上離れた検出器では総粒子数も少なくなり、それに加えて γ 線と電子の数が、ミュオンに比べて少なくなる。そのため、 γ 線が同時に複数検出することがなくなり、ミュオンしか検出できないことになる。

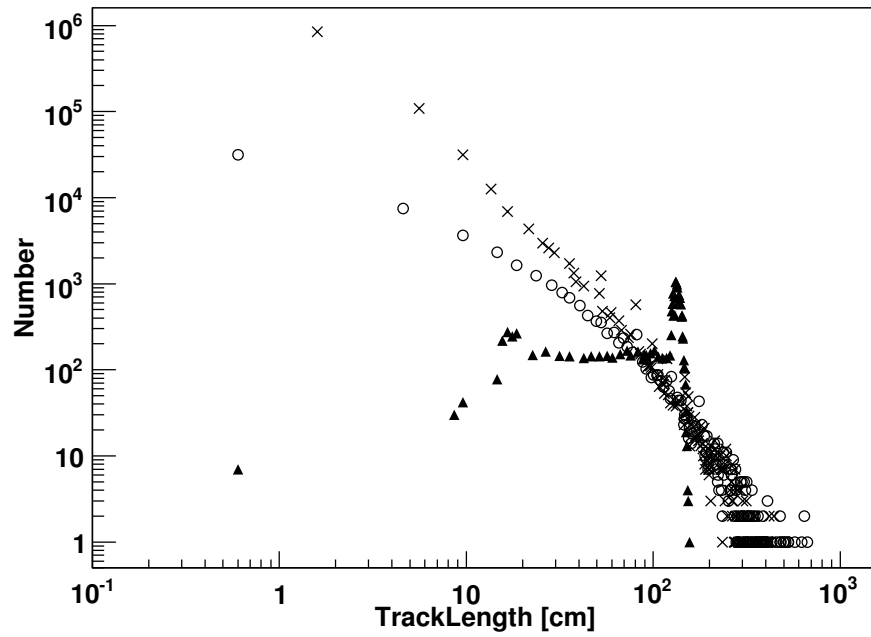
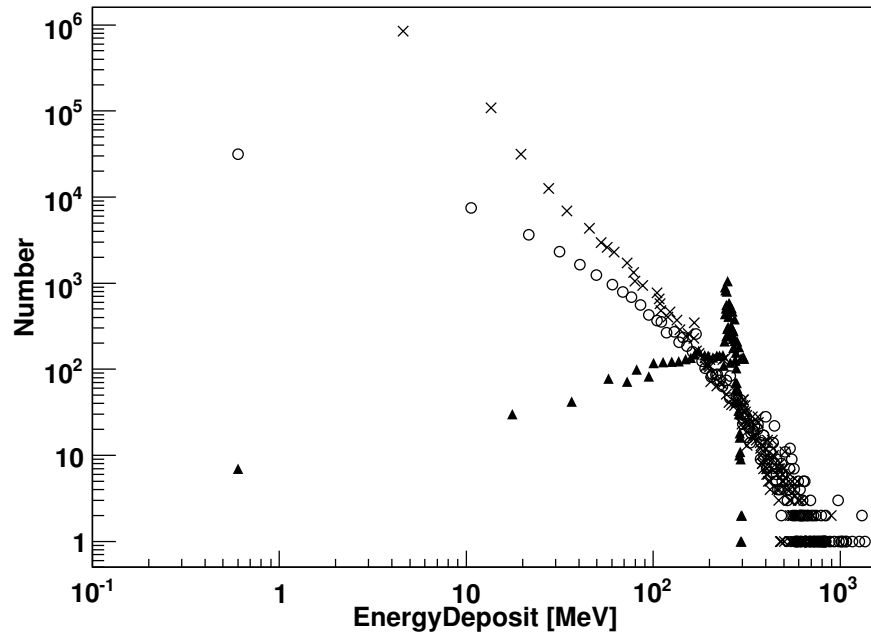


図 4.6: Auger 地表検出器の空気シャワーに対する応答. 上段は水タンク内の EnergyDeposit のスペクトル, 下段は TrackLength のスペクトルである. \times : γ 線, \circ : 電子, \blacktriangle : ミューオン

第5章 まとめ

Geant4 を用いて, AGASA 地表検出器, TA 地表検出器, Auger 地表検出器の空気シャワーに対する応答をシミュレートした.

結果として以下のことがいえる.

- AGASA 地表検出器と TA 地表検出器は, 電子とミューオンを検出する同じタイプの検出器である.
- TA 地表検出器の上下2層のシンチレータはダイナミックレンジを広げるために活用すべきである.
- Auger 地表検出器は, コア付近ではミューオンと γ 線, コアから離れたところでは, ミューオンしか検出できない.
- 相互作用モデルにより, ミューオンの個数は大きく変わるため, TA 地表検出器のほうが Auger 地表検出器よりエネルギー決定精度がよい.

しかし, TA 地表検出器もミューオンを含むのでエネルギー決定には注意が必要である.

また, Auger 地表検出器をミューオン検出器として, TA 実験に併設すると, 電子成分とミューオンをわけることができると考えられる.

謝辞

本研究におけるご指導, 的確な助言をいただきました林嘉夫先生に深く感謝いたします. 客員教授の小島浩司先生, 技術職員の松山利夫先生, そして同研究室の大嶋晃敏氏, 奥田剛司氏, 南野真容子氏, 宮内仁氏にもお世話になりました.

最後に, 本研究の全てにおいて数多くのご指導いただきました荻尾彰一先生に深く感謝いたします.