

工学応用に向けた環境中宇宙線ミュオンのエネルギースペクトル計測システム

佐藤, 光流

<https://hdl.handle.net/2324/5068252>

出版情報 : Kyushu University, 2022, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

工学応用に向けた環境中宇宙線ミュオンの エネルギースペクトル計測システム

佐藤 光流

九州大学大学院
総合理工学府
先端エネルギー理工学専攻
2022年8月

目次

第 1 章	序論.....	1
1.1	研究背景.....	1
1.1.1	宇宙線ミュオグラフィ.....	1
1.1.2	宇宙線ミュオン起因ソフトエラー.....	5
1.2	宇宙線ミュオンの発生過程.....	9
1.2.1	天頂角分布.....	11
1.3	物質との相互作用.....	14
1.4	低エネルギーミュオン計測の先行研究.....	16
1.5	研究目的.....	19
1.6	本論文の構成.....	20
第 2 章	Full Absorption Muon Energy Spectrometer: FAMES.....	22
2.1	検出器.....	22
2.1.1	プラスチックシンチレータ.....	22
2.1.2	光電子増倍管.....	24
2.2	低エネルギーミュオン計測システムの構築.....	25
2.2.1	検出器のセットアップ.....	25
2.2.2	計測機器.....	30
2.2.3	計測回路.....	32
2.2.4	崩壊電子・陽電子のピルアップの抑制.....	34
第 3 章	解析手法.....	35
3.1	シミュレーション手法.....	35
3.2	エネルギー較正.....	36
3.3	ランダムコインシデンスイベントに対する $\Delta E - E$ 解析.....	38
3.4	Normal mode 解析.....	38
3.4.1	宇宙線電子・陽電子の弁別.....	39
3.4.2	検出効率補正.....	41
3.5	Degrading mode 解析.....	42
3.5.1	宇宙線電子・陽電子の弁別.....	42
3.5.2	FORIST による Unfolding 解析.....	43

第 4 章	環境中宇宙線ミュオンのエネルギースペクトル計測.....	46
4.1	実験条件.....	46
4.2	計測期間の宇宙線の変動.....	48
第 5 章	実験結果・考察.....	51
5.1	エネルギー較正.....	51
5.2	Normal mode 解析.....	55
5.2.1	宇宙線電子・陽電子の弁別.....	55
5.2.2	検出効率補正.....	59
5.3	Degrading mode 解析.....	61
5.3.1	宇宙線電子・陽電子の弁別.....	61
5.3.2	FORIST による Unfolding 解析.....	66
5.4	考察.....	71
5.4.1	得られたスペクトルの精度.....	71
5.4.2	PARMA との比較.....	76
5.4.3	過去の実験値との比較.....	78
第 6 章	建屋内における環境中ミュオンのエネルギースペクトル計測.....	80
6.1	計測条件.....	80
6.2	解析.....	82
6.2.1	Normal mode 解析.....	82
6.2.2	Degrading mode 解析.....	86
6.3	結果・考察.....	91
第 7 章	総括・今後の展望.....	93
7.1	総括.....	93
7.2	今後の展望.....	94
	参考文献.....	96
	謝辞.....	101

第1章

序論

この章では、研究の実施に至るまでの背景について述べる。まず素粒子工学においてミュオンが注目されている例として、宇宙線ミュオグラフィとミュオンによる半導体ソフトエラーについて先行研究を交えながら概説する。続いて、宇宙線ミュオンの発生過程や地表での分布などの基礎的な内容を述べ、現在の素粒子工学におけるミュオンのエネルギースペクトル計測の問題点を明らかにし、それを解決するための研究目的を示す。また、章末では本論文の構成について述べる。

1.1 研究背景

近年、素粒子工学では低エネルギー領域の宇宙線ミュオンが着目されている。その例として、ミュオグラフィと宇宙線による半導体デバイスのソフトエラー率の評価が挙げられる。

1.1.1 宇宙線ミュオグラフィ

ミュオンは地上に降り注ぐ宇宙線の中で最も主要な荷電粒子であり、極めて低いエネルギーから数十 GeV を超えるような高いエネルギー領域まで広く分布している。これらのミュオンはエネルギーに応じて物質中に吸収されるため、その強度は、巨大構造物を透過する際、構造物の厚みと密度に依存して減衰する。これらの性質を利用してミュオンの強度、飛来方向を調べることにより、構造物の内部構造を調査することが出来、近年ではこの技術はミュオグラフィと呼ばれている[1]。その歴史は、1955年にオーストラリアの E. P. George らがガイガーミュラー計数管を用いてミュオンを計測し、トンネル内における土被り厚さを計測したことから始まった

[2]。さらに、1970年には Alvarez らがエジプトのギザの Khafre 王のピラミッドの透視計画を発表し[3]、その後、内部に既知の空洞を超える大きさの空洞がないことを明らかにした。ミュオグラフィは現在、地球科学や原子力工学、土木工学、考古学など様々な分野に応用が広がっている。本項ではその代表例を紹介する。

地球科学分野での応用例

地球科学の分野で最も多く利用されているミュオグラフィの例は、火山内部のイメージングである。1995年の初めて永嶺らによって火山内部のミュオグラフィが提案されて以来[4]、実測データは日本の火山[5–10]だけでなく、ヨーロッパの火山[11–16]においても取得されている。

文献[16]では、田中らが、薩摩硫黄島のミュオグラフィ計測を行い、その内部の密度分布を取得することで、Figure 1.1 に示すように、これまでの理論予測よりも大きなマグマ溜まりが存在することを明らかにした。2013年6月4日、薩摩硫黄島の噴火警報レベルはレベル1（火山の不安の兆候）からレベル2（軽度の噴火活動）に引き上げられ、6月13日にはマグマの通り道であるベントが広がっていると考えられる結果が得られた。6月14日から噴火警報が解除される同年7月10日まで継続的にミュオグラフィ観測を行い、密度分布の時間変化を取得した様子を Figure 1.2 に示す。その結果、火山活動で生じた高い噴煙及び火映が観測された6月16日と6月30日にマグマ頭位の上昇を撮影することに成功した。また、噴火から数日経た6月17日と7月2日にはマグマ頭位が200~300 m 下降し、定常状態に戻っていることが確認された。

このようにミュオグラフィで火山のマグマ溜まりの状態やマグマの動きを可視化することも可能である。

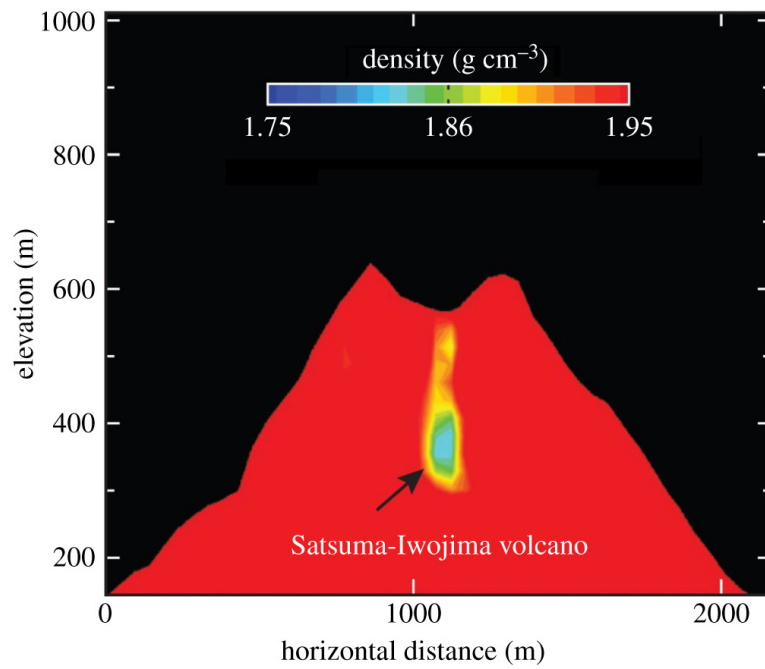


Figure 1.1 Muographic image of Satsuma-Iwojima volcano. The arrow indicates the low-density bubbly magma.

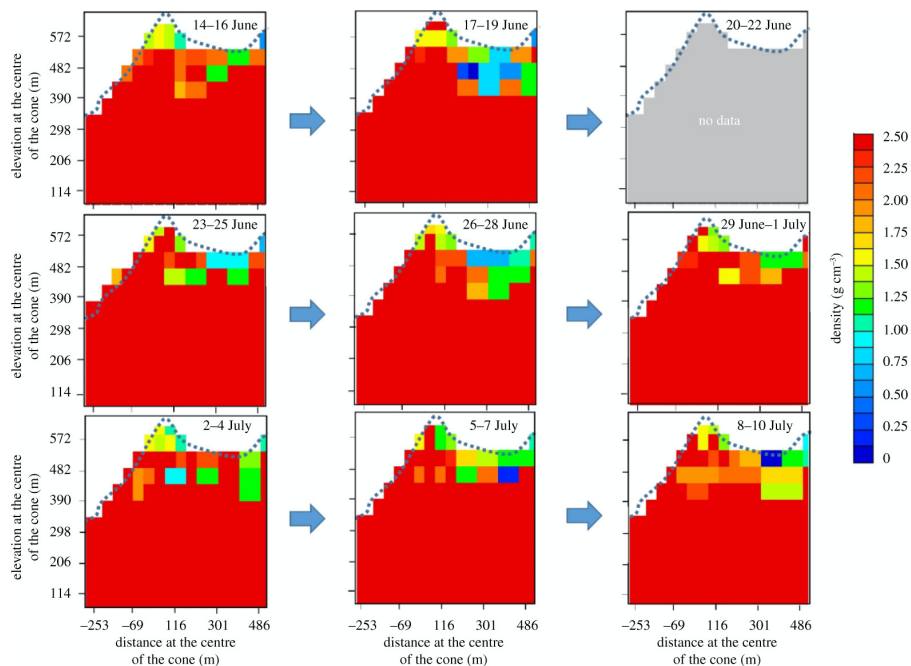


Figure 1.2 Time sequential muographic images taken during the 2013 Satsuma-Iwojima eruption.

考古学分野での応用例

最もよく知られているミュオグラフィの利用例は、考古学分野におけるエジプトのピラミッドの内部構造探査である。名古屋大学の森島らによる ScanPyramid 計画では、クフ王のピラミッドで、3つの異なるミュオン検出器を使用して空洞を発見した[17]。その結果を Figure 1.3 に示す。この空洞については、長さが 30 m 以上で、断面積がその下方に位置する「大回廊」の断面積に近いと推定された。この空洞の正確な構造と役割は解明されなかったが、これらの新知見は、今後の研究に道を開き、このピラミッドの建造目的と建設プロセスの解明に役立つ可能性がある。

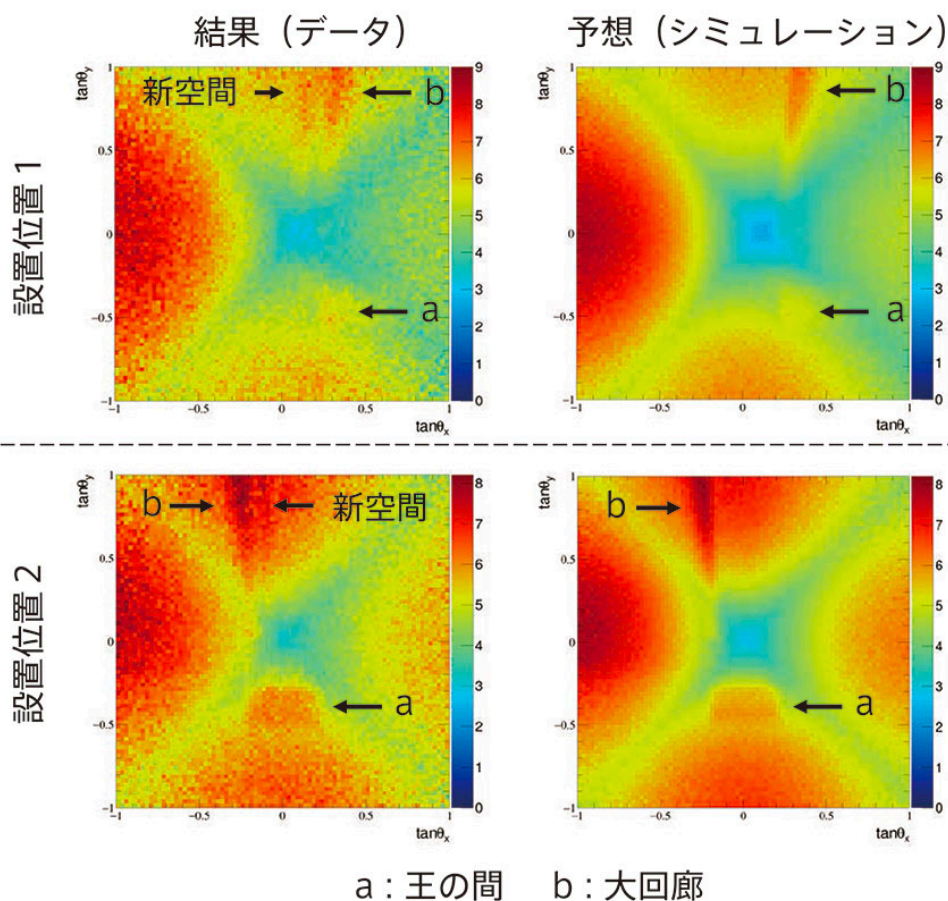


Figure 1.3 Results of the analysis of the nuclear emulsion films.

ミュオグラフィのデータ解析

ミュオグラフィによって構造物の密度の絶対値を取得するためには、計測対象の密度が既知の領域のミュオンフラックスを用いる事が多い。また、ピラミッドの空洞探査のように、多くの例では相対的な密度変化のみに着目しても研究目的を達成できる。これは、火山（標準岩石と見なせる）やピラミッド（石灰岩のみでできている）のように、一様に同じ密度の物体が分布していて、なおかつ外形が既知の対象には有効である。しかし、地中構造探査のように、含水率や空隙率が異なる土壌や、自由地下水面などが存在する場合、既知構造の領域が計測範囲内にないため、絶対値を決める必要がある場合は問題となる。

理想的にはミュオンのバックグラウンドフラックスからの減衰率より計測対象に吸収された最大のエネルギーが一意に導出可能であり、この最大エネルギーの飛程から未知構造の絶対値を求めることができる。ところが、実際は数十 MeV の運動エネルギー付近から有意にミュオンフラックスが存在することが理論モデルでは予測されており、正確な減衰率の導出には、これら低エネルギーミュオンの吸収も考慮する必要がある。

1.1.2 宇宙線ミュオン起因ソフトウェア

近年、ミュオンが半導体機器との相互作用によってソフトウェアと呼ばれる誤動作を引き起こし、その信頼性に影響を与える可能性が示唆されはじめている[18–22]。ソフトウェアとは、放射線によって電子機器に起こる一時的な誤動作・故障のことで、半導体デバイス内の情報が反転する現象によって生じる。半導体デバイスが物理的に破壊されるハードエラーと異なり、ソフトウェアはデータ破損のみであるため、システムを再起動することによって回復できる。しかしながら、この一時的な誤動作は我々の生活に支障を来しかねない。特に大型計算機や金融システムなど長期間の安定した稼動が求められるサーバーマシンや、自動車や航空機、医療機器など不具合が直接人命に影響を及ぼす機器にはより一層の信頼性が求められる。

これまでソフトウェアは、主にデバイス内での中性子の核反応によって生成される二次イオンが電荷を付与することで発生すると考えられてきた。しかし、近年の研究で二次宇宙線ミュオン起因のソフトウェアが発生する可能性が指摘されている。

数百 MeV 以上のエネルギーの正ミュオンまたは負ミュオン起因ソフトウェアの発生過程を Figure 1.4 に示す。まず宇宙線ミュオンが半導体デバイス内を通過する

際、ミュオンとデバイスの構成材料との直接電離によって半導体デバイス内を通過する際に飛跡に沿って電荷を付与し、この電荷の一部がドリフトや拡散によって記憶ノードに収集される。この電荷付与については、高エネルギーミュオンの阻止能が低いため、誤動作の原因となることは少ない。一方で低エネルギーのミュオンでは、徐々に阻止能が高くなるため、単位長さあたりに与える電荷が大きくなる。それによって、ソフトエラーを引き起こすのに十分な電荷を与えることがある。

さらに、低エネルギーの負ミュオンではソフトエラーを引き起こす重要な物理現象「負ミュオン捕獲反応」も考慮せねばならない。その物理過程を同じく Figure 1.4 に示す。負ミュオンが半導体デバイスの有感領域付近で静止した場合、半導体を構成する原子の軌道に捕獲される。この負ミュオンは特性 X 線を放出しながら、次々と内殻に遷移していく。電子に比べて質量が重いため、原子核のかなり近傍にその軌道を持ち、原子核に捕獲されることがある。原子核に捕獲された場合、その質量エネルギーを全て内部エネルギーとして与えるため、励起状態になった原子核は中性子や荷電粒子、ガンマ線などを放出しながら基底状態に遷移していく。特に放出される二次荷電粒子はミュオンよりも大きな質量をもち、その場で速やかにほぼ全てのエネルギーを付与し、大量の電荷を生成する。高エネルギー荷電重粒子が半導体デバイス内を通過する際に飛跡に沿って電荷を付与し、この電荷の一部がドリフトや拡散によって記憶ノードに収集される。

いずれの場合も、収集された電荷がある閾値（臨界電荷量）を超えたときメモリー内に保持されている情報が反転し、ソフトエラーが発生する。このようにソフトエラーとは核反応、電荷付与、電荷収集の3つの物理現象を経て発生する。

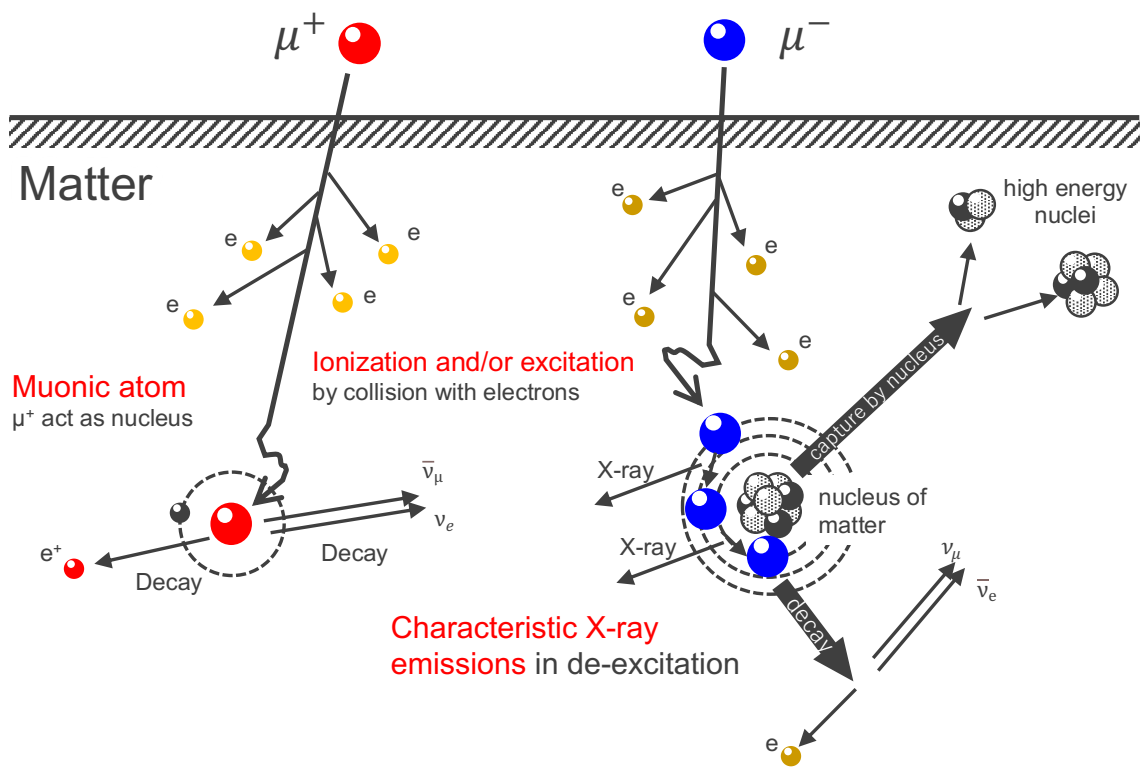


Figure 1.4 Muon interactions in matter.

エネルギー E_μ を持つミュオンのソフトエラー断面積を $\sigma(E_\mu)$ 、ミュオンのエネルギースペクトルを $\phi(E_\mu)$ とすると、ミュオン起因のソフトエラー率 R は以下の式で表される。

$$R = \int \sigma(E_\mu)\phi(E_\mu)dE_\mu \quad (1.1)$$

つまり、ソフトエラー率を導出するにはミュオンのソフトエラー断面積とミュオンのエネルギースペクトルの両者が必要である。九州大学の真鍋らは、ソフトエラー率の推定に向けてミュオンの反応断面積についての実験を行った[23]。この結果、Static Random Access Memories (SRAM) を用いるとき、ミュオンの運動量 38 MeV/c の位置にシングルイベントアップセット (SEU) のピークがあることが明らかになった (Figure 1.5)。

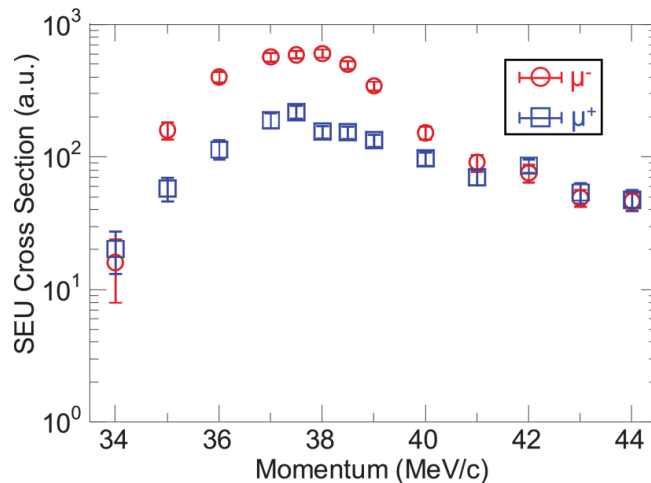


Figure 1.5 Measured cross sections of SEUs induced by negative and positive muons as a function of momentum.

このミュオン起因のソフトエラー率は、デバイス内でミュオン自身によって引き起こされた直接電離過程と、負ミュオンの場合の吸収物質を構成する原子核による捕獲反応後に生じた二次荷電粒子による電離過程の両者を考慮する必要がある。ミュオンは荷電粒子であるため、物質に吸収される際、ブラッグピークを形成する。また、負ミュオン捕獲反応は、ミュオンが物質内で停止し、原子核の軌道に捕獲されなければ起こり得ない。つまり、両者ともに電荷量が多くなるのは低エネルギーミュオンである。

1.2 宇宙線ミュオンの発生過程

1.1 節で言及した宇宙線ミュオンについて、その発生過程を示す。

宇宙空間には銀河活動（超新星爆発、太陽風など）によって発生する高エネルギー放射線が絶えず飛び交っている。地球もこの放射線にさらされており、これを一次宇宙線と呼ぶ。この一次宇宙線は大気中の原子核と核反応を起こし、二次宇宙線を生成する。その二次宇宙線がさらに何世代にもわたって Figure 1.6 のような放射線のカスケードを起こしながら地上に降り注いでいる。多くの一次宇宙線は大気原子と反応して消滅するため、地上で観測される宇宙線は二次宇宙線が多数を占めている。ミュオンもその二次宇宙線のひとつである。ミュオンは一次宇宙線が原子核と相互作用したときに発生する π^\pm 、 K^\pm 中間子が崩壊することによって発生する。また、ミュオンには正の電荷を持つものと負の電荷を持つものが存在する。以下に崩壊過程を示す。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

ここで、 ν_μ はミューニュートリノ、 $\bar{\nu}_\mu$ は反ミューニュートリノである。発生したミュオンは大気を電離しながら進み、弱い相互作用により平均寿命約 2.2 μsec で、以下の崩壊過程で電子・陽電子と 2 つのニュートリノに崩壊し、最終的には消滅する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

ここで、 ν_e は電子ニュートリノで、 $\bar{\nu}_e$ は反電子ニュートリノである。ミュオンの生成高度は地上約 10 km でありミュオンの寿命は 2.2 μsec であるため、本来は約 660 m しか飛ぶことができず、地上に到達することはできない。しかしその速度は光速の約 99 % であるため、相対論的に寿命を延ばし、地上に到達することができる。そのため地上に到達する二次宇宙線の荷電粒子のうちミュオンは約 3/4 を占め、1 分間、1 cm^2 あたりに約 1 個の割合で地上に降り注いでいる。その質量は 105.7 MeV/c^2 であり、電子の約 207 倍である。

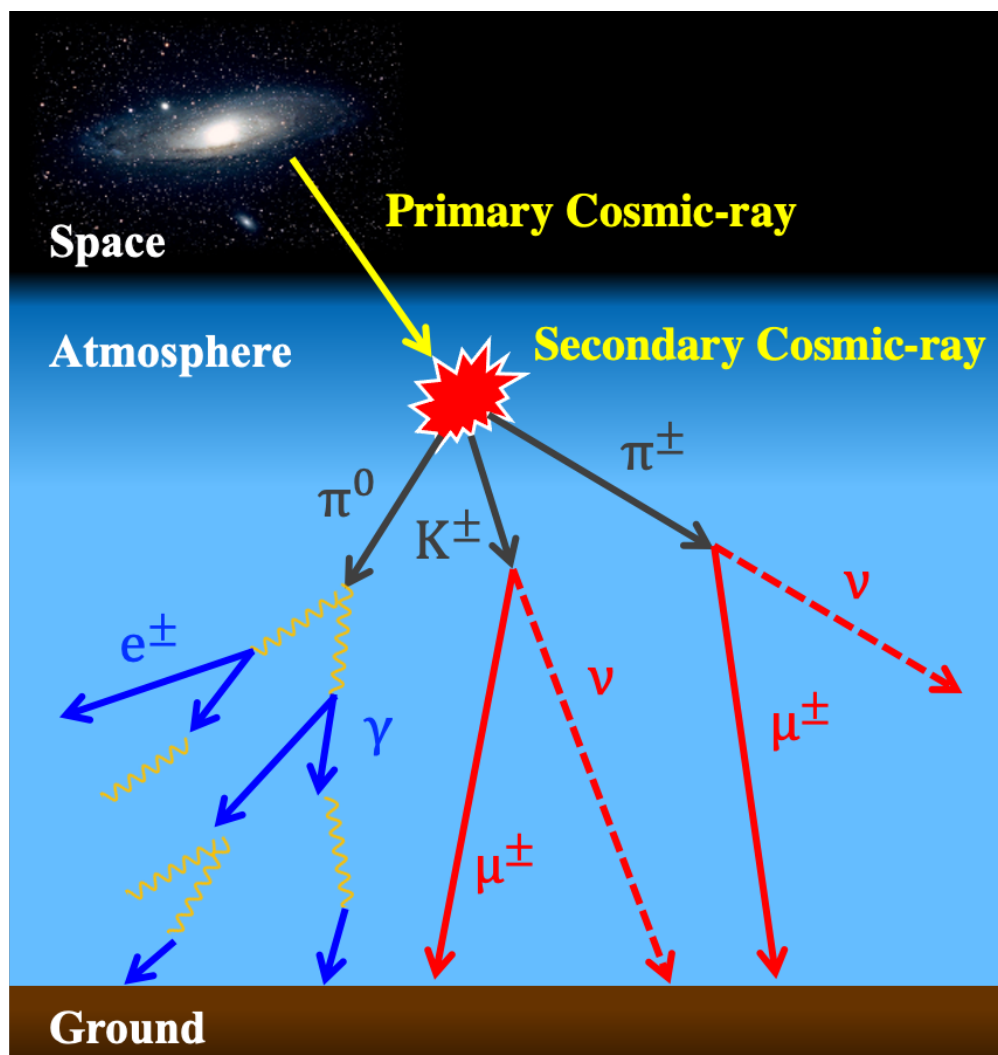


Figure 1.6 Schematic diagram of secondary cosmic ray generation process.

1.2.1 天頂角分布

天頂角とは Figure 1.7 に示すように天頂方向と入射方向のなす角度のことである。ある方向から飛来する粒子が単位立体角・単位面積・単位時間当たりに入射する量を角度微分フラックスという。

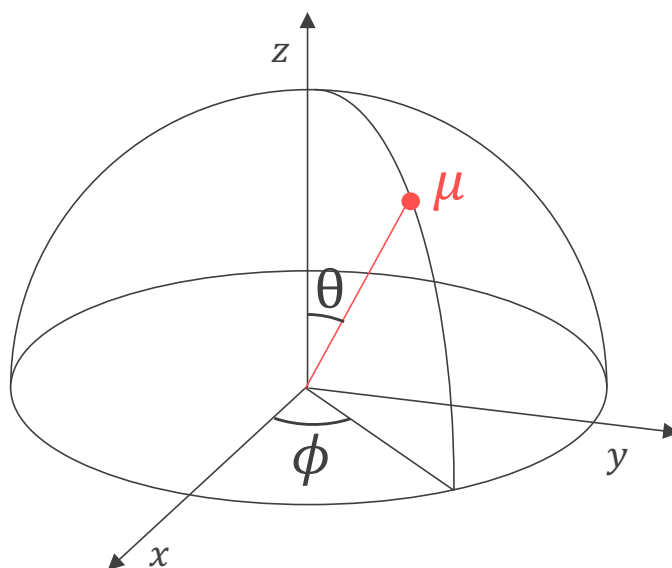


Figure 1.7 Definition of zenith angle θ .

天頂角 θ で入射するミュオンの強度を j_θ [$\text{cm}^2/\text{sec}/\text{sr}$]とすると、天頂角 θ 以下の角度で入射してくるミュオンのフラックス Y_θ [cm^2/sec] は次の式で表される。

$$Y_\theta = 2\pi \int_0^\theta j_\theta \sin \theta d\theta \quad (1.2)$$

また宇宙線ミュオンの大気による吸収や崩壊を考慮すると、天頂角 θ で飛んでくる宇宙線の強度 j_θ は $\theta = 0^\circ$ の鉛直強度 $j_{\theta=0}$ に対して次のように近似できる。

$$j_\theta \approx j_{\theta=0} \cos^n \theta \quad (1.3)$$

ここで n は粒子の種類や高度によって変わる値で、地上においてミュオンに対しては $n \approx 2$ 、電子及び陽電子に対して $n \approx 3$ であることが経験的に知られている

[24]。角度微分フラックスを求めるため、この式を (1.2) 式に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned}
 Y_{\theta} &= 2\pi \int_0^{\theta} j_{\theta=0} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \\
 &= \frac{2\pi}{3} j_{\theta=0} (1 - \cos^3 \theta)
 \end{aligned}
 \tag{1.4}$$

この式から、角度 θ と、角度 θ 以下で入ってくるミュオンの全方向強度に対して占める割合を示す累積分布関数は Figure 1.8 のようになる。

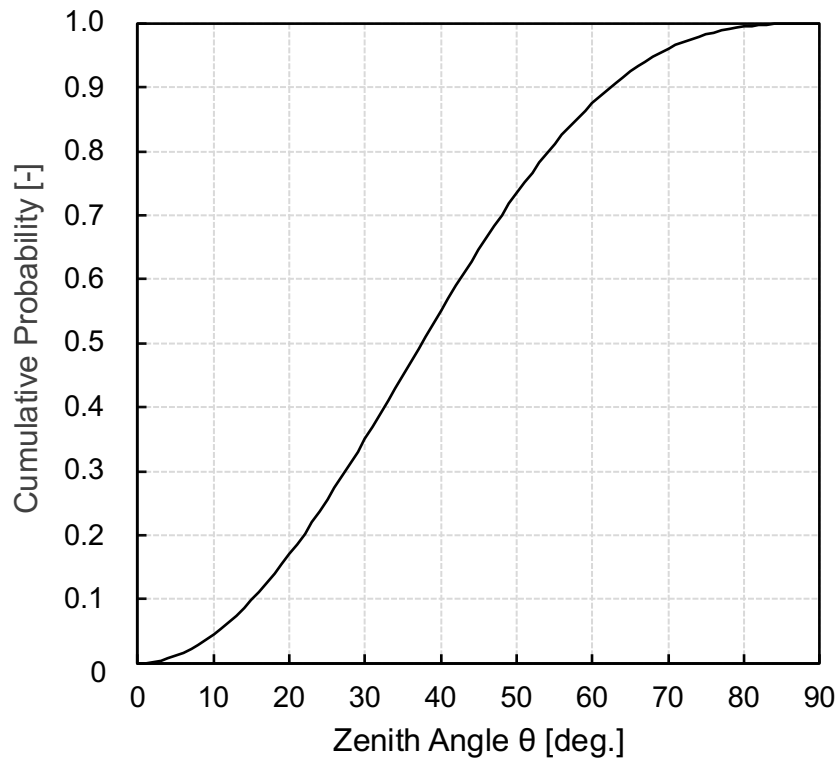


Figure 1.8 Relationship between angle θ and the percentage of muons entering at an angle θ or less in relation to the intensity in all directions.

地上における宇宙線ミュオンのエネルギースペクトルは、天頂角によって変化する。Figure 1.9 に、宇宙線予測モデル PARMA[25, 26]による天頂角 θ ごとの宇宙線ミュオンのエネルギースペクトルを示す。一次宇宙線と大気原子核の相互作用で発生した π 中間子はミュオンに崩壊する前に大気原子との電離相互作用で減速され、運動エネルギーを落とす。天頂角が小さい領域では、 π 中間子は大気密度の高い方向に飛跡を持つため、大きく減速を受けた後にミュオンに崩壊する一方で、天頂角の大きな領域では、高層の極めて気圧の低い領域をほとんど減速せずに飛行した後に崩壊する。生成したミュオンは π 中間子の運動エネルギーの一部を受け取るため、天頂角の大きい領域では僅かにミュオンのエネルギーが高くなるという特徴がある。ミュオン強度は $\theta = 0^\circ$ で 10 GeV 以下、 $\theta = 90^\circ$ で 200 GeV 以上にピークがある[27]。

海面レベルでは、ミュオン運動量 0.33 GeV/c 以上のミュオンの垂直方向のエネルギー積分強度 $I_0(0^\circ)$ の値は、約 8.3×10^{-3} /s/sr/cm² と報告されている[24]。垂直方向の絶対強度は、実験条件によって差が大きいが、一般的に水平検出器の積分強度は1 /min/cm²程度であると知られている[28–30]。

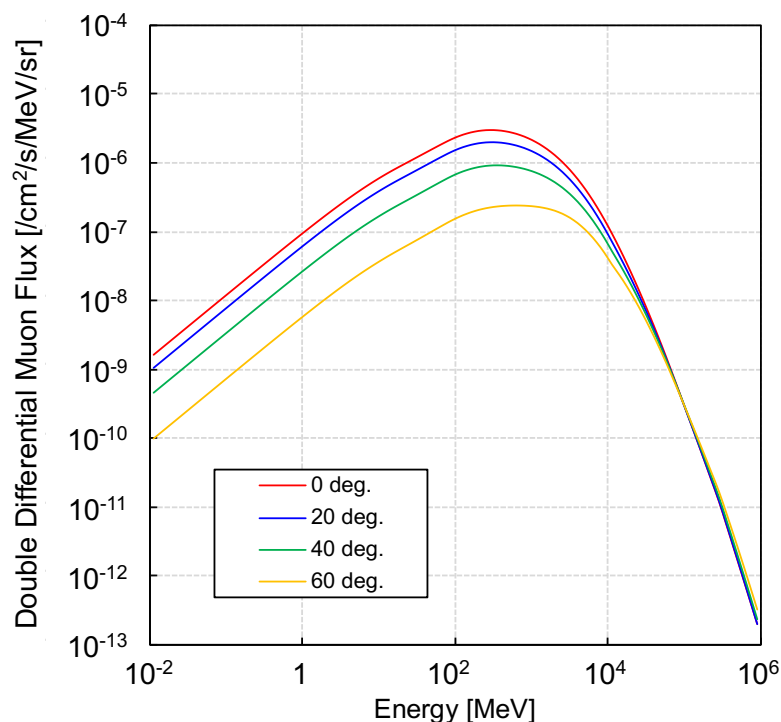


Figure 1.9 Energy spectra of cosmic-ray muons reaching the ground with various zenith angles, where the curves are the results of PARMA[25, 26].

1.3 物質との相互作用

この節では低エネルギーミュオンがどのようにして物質中に電荷を付与するか、物質への入射から概観していく。

物質中では、ミュオンは電離、放射過程、例えば制動放射や光核反応、電子対生成によってエネルギーを失う。Figure 1.10 に、鉛とコンクリートにおけるミュオンの阻止能 dE/dx を示す。阻止能とは、単位飛程長さあたりのエネルギー損失であり、Bethe-Bloch の式で表される。(1.5)式に Bethe-Bloch の式を示し、そのパラメータを示す。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 w_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (1.5)$$

dE/dx :	阻止能
N_A :	アボガドロ数 = $6.0221415 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
r_e :	電子古典半径 = $2.817940325 \times 10^{-15} \text{ m}$
$m_e c^2$:	電子の質量 = $0.510998918 \pm 0.000000044 \text{ MeV}$
c :	光速 = $2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$
ρ :	媒質の密度
Z :	物質原子の原子番号
A :	物質原子の質量数
v :	入射粒子の速度
β :	光速度比
γ :	ローレンツ因子
I :	平均イオン化ポテンシャル
w_{max} :	1回の衝突で電子に与える最大エネルギー
δ :	密度効果係数

高エネルギー物理学で利用される高エネルギーでのミュオンの阻止能 dE/dx は β の関数だけで与えられる。この式を用いることで、物質中のミュオンの飛程に関する定量的な情報を得ることが可能である。電離過程の速度が大きくなると、阻止能は減少する。一方、臨界エネルギー E_μ 以上の高エネルギー領域では、放射損失効果が大きくなるため、阻止能は増加する。この結果、最小の阻止能を示すミュオンの運動エネルギーは 200 MeV 付近に存在する。宇宙線ミュオンのような相対論的な粒子の多くは、式の対数項に対応する最小値に近い平均エネルギー損失率を持

つ。速度 $v = \beta c$ の 100 GeV から数 keV あたりまでは、おもに電離過程によってエネルギー損失がおこる。

最終的に物質中で静止したミュオンはその電荷に応じて次のように異なる反応が起こる。

正ミュオン：静止した正ミュオンが環境中の電子を捕獲し、原子のように振る舞う Muonic atom となる。やがて正ミュオンは崩壊する。

負ミュオン：静止した負ミュオンは重い電子として振る舞い、環境中の原子軌道に捕獲される。この際、ミュオンの質量が重いことから、原子核との結合エネルギーが高くなり、通常の原子とは異なる高いエネルギーの特性 X 線を放出しながら、内殻に遷移していく。内殻では原子核内の負ミュオン存在確率も高くなり、一定の確率で原子核に捕獲され、静止質量エネルギーである約 100 MeV の励起エネルギーを原子核に与える。高励起状態の原子核は、高エネルギーの中性子や荷電粒子を放出しながら脱励起していく。

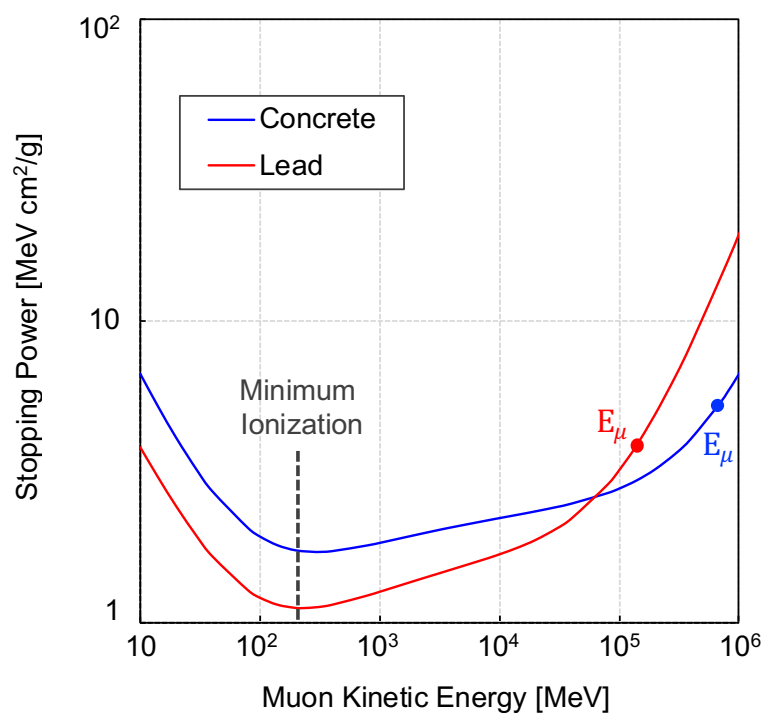


Figure 1.10 Stopping power for positive muons in lead (red line) and concrete (blue line) as a function of muon kinetic energy [31].

1.4 低エネルギーミュオン計測の先行研究

宇宙線ミュオンを用いたミュオグラフィにおいて、絶対値を用いて構造物の密度分布を導出するためには、正確なミュオンのエネルギースペクトルの情報が必要である。正確なミュオンのエネルギースペクトルの情報さえあれば、計測時間を大幅に短縮できる上、内部の構造が一様分布である際にも内部構造を透視することが可能となる。さらに、電子機器に生じるソフトエラーについて考慮した場合、SRAM素子を用いるときには 6.6 MeV 程度の低エネルギーのミュオンが影響を及ぼすことが先行研究によってわかっており、ソフトエラー率の推定に向けても、低エネルギー領域の正確なミュオンのエネルギースペクトルが必要となる。

現在、ミュオグラフィシミュレーションやソフトエラー率の評価には PARMA などの理論モデルが使用されている。しかし、Figure 1.11 に示す通り、ミュオンの計測データは高エネルギー領域には多いものの、運動量 0.4 GeV/c 以下、つまり運動エネルギー約 300 MeV 以下の領域にはほぼ計測データがない。そのため、この領域の理論モデルの再現性は示されていない。

計測データが少ない原因は 1999 年に Kremer らが指摘しているように、従来計測に用いられてきた磁気スペクトロメータでは磁石内の散乱の影響が強く、GeV 領域以上でしか計測ができないことが主要因であった[32]。また、彼らは超電導磁気スペクトロメータを用いることで、運動量 0.25 GeV/c、つまり運動エネルギー166 MeV のミュオンまで計測可能なエネルギー範囲を下げることに成功しているが、それ以下のエネルギー領域では環境中の宇宙線電子・陽電子とミュオンのイベントを弁別出来ず、データを取得できていない。加えて、彼らは地磁気の異なる 2 地点の計測を比較して、運動量 0.9 GeV/c、つまり運動エネルギー801 MeV 以下の領域は地磁気依存性が強く表れることも示唆している。すなわち、応用上は地磁気や磁気嵐など、場所や期間に依存する低エネルギーミュオンスペクトルを解析的に予測することが重要ということである。高い精度の解析的なモデルを開発するためには、低エネルギーのミュオンに感度を持ち、なおかつ宇宙線電子・陽電子とミュオンを弁別可能な計測システムが必要となる。また、地磁気依存性が高いということは、地表の複数地点における系統的な計測が解析的モデルの高精度化には欠かせない。同一の装置で複数地点測るために、可搬性のある計測システムとなっている必要がある。

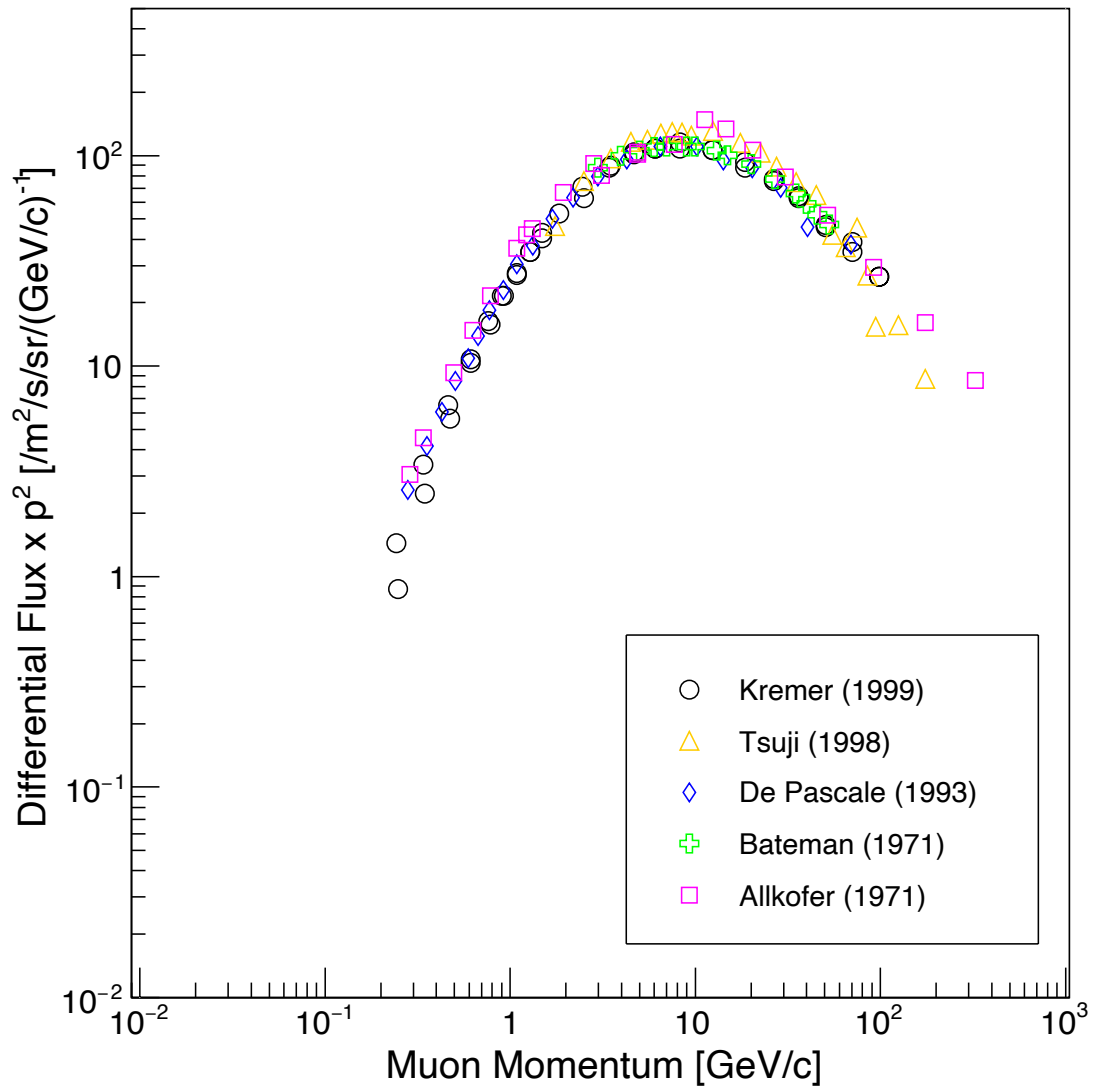


Figure 1.11 Muon spectrum measured by experiments. The fluxes are multiplied by p^2 , where p is the momentum in GeV/c [32–36].

2015年には Blackmore らがソフトエラー率の推定のために、低エネルギー領域のミュオンを計測した例がある[37]。結果は Figure 1.12 に示すように、実験によって得られた検出器への付与エネルギー分布と、シミュレーションコード FLUKA[38, 39]によって計算された付与エネルギー分布を比較している。しかし、ソフトエラー率の推定には、1.1.2 項で述べたようにミュオンのソフトエラー断面積とミュオンのエネルギースペクトルの両者が必要であり、検出器への付与エネルギー分布からエネルギースペクトルを導出する必要がある。

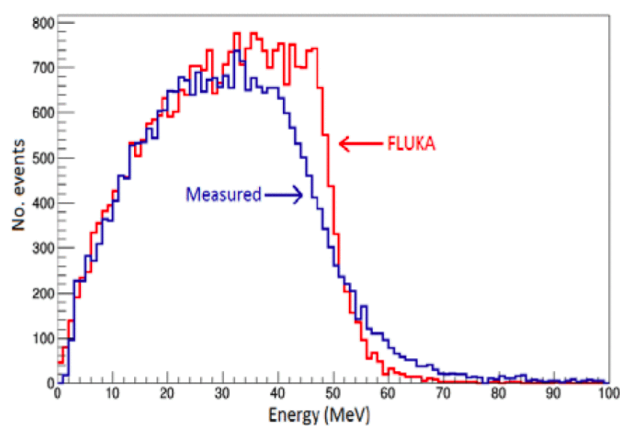


Figure 1.12 Energy spectrum of stopping muons in Blackmore's detector. A 40 MeV muon has a range of about 10 cm in scintillator, but higher energies are possible for muons at larger angles. The FLUKA curve is a simulation of the stopping muon energy spectrum.

1.5 研究目的

これまで、ミュオグラフィと半導体デバイスにおけるソフトエラー率の評価などの素粒子工学分野では低エネルギー領域の宇宙線ミュオンが重要な役割を担っていることを述べてきた。

現状ミュオグラフィでは、未知の内部密度分布を取得するために、密度構造が既知の部分で校正を行うことで、相対的に絶対値を決めている。これは、火山やピラミッドのように、対象の組成が概ね一定で、密度のみに分布がある場合に有効な方法である。しかし、地下水の測定や、橋梁の劣化測定など、同じ密度のものが一様に分布していない可能性がある対象に対してミュオグラフィを行う際には、ミュオンの絶対値の測定が必要となる。このとき、ミュオンの飛来量を推定するためには、低エネルギー領域を含めたミュオンの正確なエネルギースペクトルが必要となる。また、ミュオグラフィではこれまで主に火山やピラミッドなどの大型構造物を計測していたため、低エネルギーのミュオンのデータは捨てられてきた。しかし、橋梁やダムなどの小中規模の構造物に対してミュオグラフィを行うためには、この低エネルギー領域のミュオンの情報が重要となる。

仮に、現在ミュオグラフィの見積もりに広く使用されている理論モデルにおいて、ミュオンのフラックスが 20 %以上現実のフラックスと差があった場合、そのミュオンの計測時間（予測していた統計量を得るまでの時間）は 0.8~1.2 倍になる可能性がある。橋梁など、交通規制を行ってミュオグラフィを実施する場合、この計測時間の見積もりは非常に重要である。

ソフトエラー分野に関して、これまでのデバイスではソフトエラーの主要因は宇宙線中性子であり、ミュオンはその小さな電離量から問題視されてこなかった。しかし、今後デバイスが微細化し臨界電荷量が小さくなることで、低エネルギーのミュオンによるソフトエラーが発生する可能性が示唆され始めた。ソフトエラー率の推定にはミュオンのソフトエラー断面積とミュオンのエネルギースペクトルの 2 つが必要となるため、低エネルギーのミュオンのエネルギースペクトルの需要が高まっている。

例として、自動運転車において、ISO26262（自動車向け機能安全規格）[40]の最高位の ASIL-D ではシステムへの要求は 10 FIT である。FIT とは、 10^9 時間あたりのデバイス 1 個の平均故障率のことであり、10 FIT とは 1 個のデバイスが約 1.1 万年に 1 回故障することを指す。2045 年には完全自動運転車が 2000 万台を超えると考えられている[41]ことから、国内の自動車のうち約 2000 万台が自動運転車に切り替わることを仮定すると、10 FIT の基準を満たすように作られた場合、自動運転車で 1 年に 1752 件のソフトエラーが発生することになる。2021 年現在、自動車に

よる年間の死亡事故は 2289 件であり、そのうちの 97% はヒューマンエラーによって発生しているため、自動運転車による事故の件数はこれを下回る必要がある。しかし、仮にソフトエラーの発生率が 25% 以上過小評価されていた場合、実際のソフトエラー発生率は基準である 10 FIT を上回ることになる。ソフトエラー率推定値が、社会安全上問題となる過小評価を引き起こしていないか検出するためには、リスク率を 5% に設定すると、ソフトエラー発生率は 5.6% 以内の精度で決定される必要がある。

本研究ではこの問題を解決するため、以下のような特徴をもつ検出器 Full Absorption Muon Energy Spectrometer (FAMES) およびその解析手法の開発を行った。

1. 宇宙線ミュオンとそれ以外の荷電粒子の存在する場所において、宇宙線ミュオンを計測し、他の荷電粒子との弁別が可能であること。
2. 検出器に可搬性があり、様々な場所で計測を行うことができること。
3. 低エネルギーミュオンに対して全エネルギー吸収イベントを識別できること。
4. 既存データの多く存在する 300 MeV 以上まで徐々に高エネルギー領域に感度を調整可能なデグレーダを備えた計測体系であること。その計測データに対して逆問題を解くことでデグレーダ透過前の入射エネルギー分布を推定できること。
5. 5.6% 以内の精度でミュオンフラックスが決定可能であること。

1.6 本論文の構成

本論文は 6 章から構成される。

本章では研究背景を述べて低エネルギーミュオンの重要性を述べたあと、現状の計測の問題点を明らかにし、新たな検出器の設計・製作及び実測を行う必要性を述べ、これらを本研究の主目的とした。

第 2 章では、ミュオンスペクトルを計測するための検出器について詳細に述べる。検出器システムに含まれる 3 つのプラスチックシンチレータのそれぞれの役割について、FAMES が研究目的を達成する性能を持つことを述べている。

第 3 章では、取得したデータから宇宙線電子・陽電子成分や電氣的ノイズを除き、宇宙線ミュオンイベントのみを広いエネルギー範囲にわたって導出する解析手法について述べる。

第 4 章では、環境中における低エネルギー領域の宇宙線ミュオン測定を行った計

測条件について述べる。

第5章では、実験の結果と考察について述べる。各解析過程に含まれ得る不確かさや不定性について詳細に検討を行い、本研究で得られた実験値と解析的に宇宙線スペクトルを導出可能な PARMA の結果に有意な差があることを示す。

第6章では、実際に半導体デバイスが設置される環境を模擬し、建屋の1階で計測を行い、その解析と結果について述べる。また、第5章の結果や理論モデル PARMA との比較を行う。

最後に第7章では、研究を総括するとともに、今後の展望について述べる。

第2章

Full Absorption Muon Energy Spectrometer: FAMES

この章では、低エネルギーミュオンを計測するための検出器について述べる。まず本実験で用いた検出器に使われている、プラスチックシンチレータと光電子増倍管についてその特徴や計測原理を説明する。次に、低エネルギーミュオンの計測システムについて説明する。まずそれぞれの検出器のサイズやどのような役割を担うかについて述べた後、計測に用いた機器と計測回路について説明する。

2.1 検出器

低エネルギーミュオンを計測するための検出器として、プラスチックシンチレータと光電子増倍管から構成される検出器を採用した。それぞれの計測原理と特徴について述べる。

2.1.1 プラスチックシンチレータ

ある種の物質に放射線が入射すると、物質内の電子が励起状態となり、これが基底状態に戻るときにそのエネルギー差を蛍光として放出する。これをシンチレーションと呼び、シンチレーションを起こす物質をシンチレータと呼ぶ。理想的なシンチレータの性質として以下が挙げられる[42]。

1. 荷電粒子の運動エネルギーを高いシンチレーション効率で検出可能な光に変換すること
2. この変換が直線的に行われること。すなわちできるだけ広い範囲にわたって発光量が付与エネルギーに比例すること

3. 良好な集光特性を得るためその材料は発生した光の波長に対して透明であること
4. 誘起したルミネセンスの減衰時間が短く、高速の信号パルスを発生すること
5. シンチレータ材料は光学的性質が良好で、実際の検出器として使用するのに十分な大きさのものが作製できること
6. シンチレーション光を光電子増倍管その他の光センサへ効率よく導くため、シンチレータの光の屈折率がガラスの値（約 1.5）に近いこと

これらの条件を全て満足する材料はないため、用途に合わせてシンチレータを選定する。

シンチレータは無機シンチレータと有機シンチレータに大きく分けられる。無機シンチレータは光出力と直線性の点では優れているが、応答時間が長い。一方有機シンチレータは、応答は速いが発光量が少ない。有機シンチレータの中で最も広く利用されるものがプラスチックシンチレータである。プラスチックシンチレータは潮解性がなく、加工しやすい上、安価で大面積（高検出効率）・大体積（数十 MeV までミュオン吸収）を達成できるというメリットがある。ELJEN Technology 社製の EJ-200 は、シンチレーション光の放射長が長く、高速な時間応答を持つこと、さらに発光量も大きくその発光波長スペクトルが一般的な光電子増倍管の量子曲線の高検出効率と一致しており、産業用などに広く用いられているプラスチックシンチレータである。本実験では、ミュオンの全運動エネルギーを数十 MeV 以上の領域で吸収させるために大型のシンチレータが必要であるため、この ELJEN Technology 社製のプラスチックシンチレータ EJ-200 を採用した (Figure 2.1)。



Figure 2.1 Plastic scintillators processed into various shapes. They emit violet to blue fluorescence when irradiated with ultraviolet light [43].

2.1.2 光電子増倍管

シンチレーションパルスの光信号は極めて微弱であるため、これに対応する電気信号に変換する装置が必要である。本実験では、光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) を使用した。光電子増倍管は一般的にガラス管に封じられた真空管で、入射窓、光電面、集束電極、電子増倍部、陽極で構成されている。光電子増倍管の動作原理図を Figure 2.2 に示す。

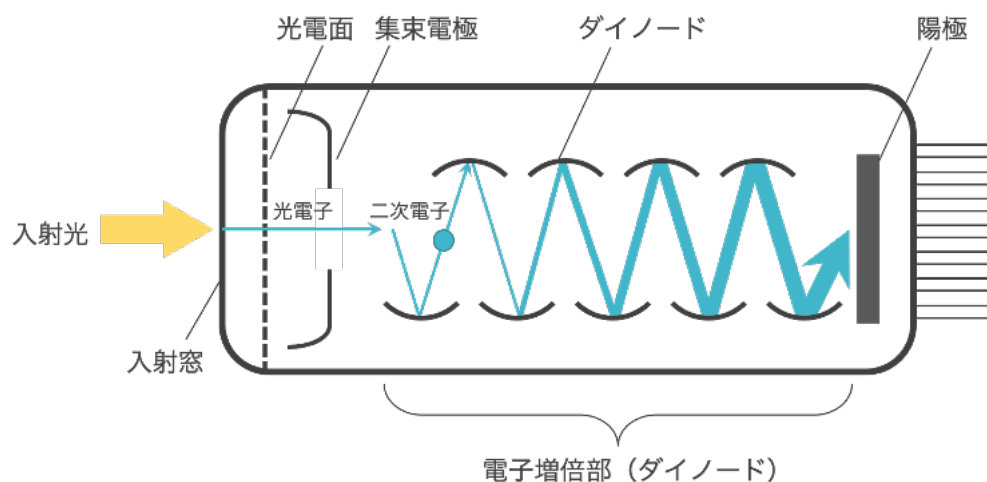


Figure 2.2 Structural drawing of the photomultiplier tube.

光電子増倍管に入射した光は入射窓を通り光電面内の電子を励起して、真空中に光電子を放出する。これが外部光電効果である。光電面から出た光電子は1段から最大19段の電子増倍部で増倍され、二次電子放出を繰り返して、10倍から 10^8 倍の電流増倍を経て陽極に達する。陽極は多段のダイノードで増幅された二次電子を収集して、外部へ電流として取り出す。光はこのような過程を経て、信号出力される。

本実験では、光電子増倍管として浜松ホトニクス社製の光電子増倍管アセンブリ H6410 を用いた。H6410 のアセンブリの外径は 60 mm、管径は 51 mm であり、光電子増倍管 R329-02 を内蔵している。

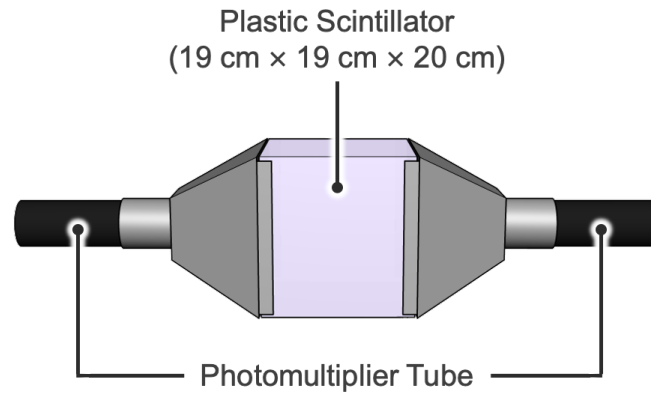
プラスチックシンチレータと光電子増倍管を繋ぐライトガイドは、プラスチックシンチレータで発生したシンチレーション光を光電子増倍管に効率的に輸送する役割を担っている。本実験では、反射材としてプラスチックシンチレータとライトガイドの接合部を $12\ \mu\text{m}$ の厚さのアルミシートで覆い、さらに遮光テープと遮光シートで検出器を覆うことで環境光の内部へのリークを防いでいる。

2.2 低エネルギーミュオン計測システムの構築

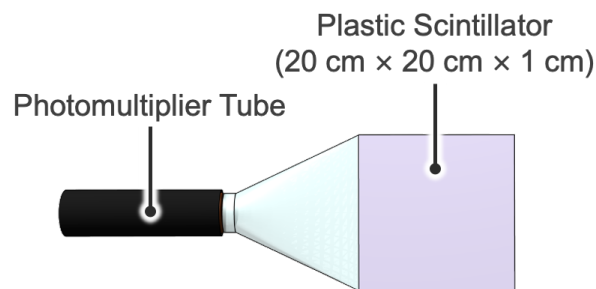
2.2.1 検出器のセットアップ

地上における低エネルギー領域の宇宙線ミュオンのエネルギースペクトルを計測するためのシステムを構築する。この計測システムを「Full Absorption Muon Energy Spectrometer (FAMES)」と呼ぶ。FAMES は Center 検出器、Top 検出器、Bottom 検出器の3つの検出器から構成される。それぞれの検出器の構造とサイズを Figure 2.3 に、FAMES の概要図を Figure 2.4 に示す。Center 検出器には L 19cm×W 19cm×H 20cm、Top 検出器には L 20 cm×W 20 cm×H 1 cm、Bottom 検出器には L 60 cm×W 60 cm×H 2 cm のプラスチックシンチレータをそれぞれ使用した。Top 検出器と Bottom 検出器には1つ、Center 検出器には2つの光電子増倍管が取り付けられている。主検出器である Center 検出器の上部に Top 検出器を配置し、下部に Bottom 検出器を配置した。また、より高エネルギーのミュオンを計測するためにエネルギーゲグレーダとして鉛を使用した。鉛は Figure 2.4 に示すように、Top 検出器と Center 検出器の間に配置した。また、検出器に可搬性を持たせるため、検出器の架台を設計し、移動可能とした。実際の計測の様子を Figure 2.5 に示す。次に、Center 検出器、Top 検出器、Bottom 検出器それぞれの役割について述べる。

(a) Center Detector



(b) Top Detector



(c) Bottom Detector

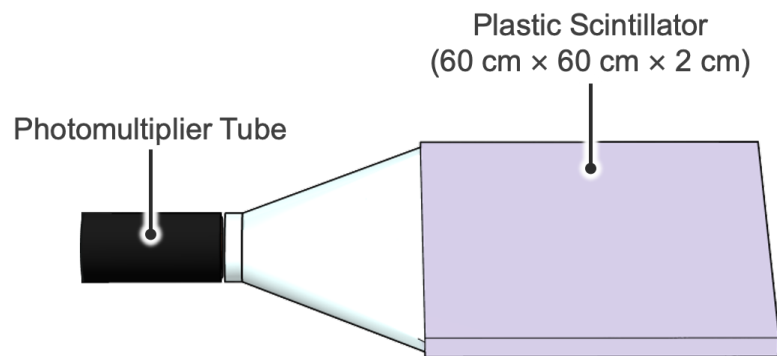


Figure 2.3 (a), (b), and (c) show overview diagrams of the Top, Center, and Bottom detectors, respectively. All detectors consist of a plastic scintillator and a photomultiplier tube.

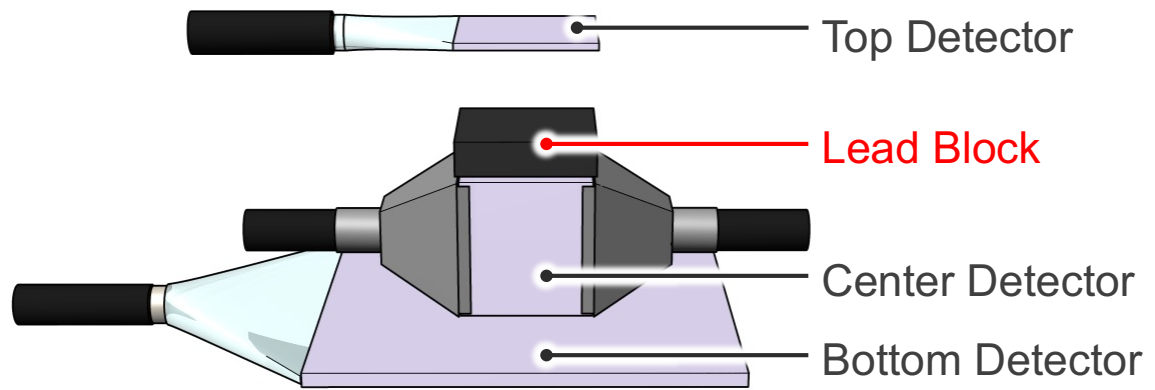


Figure 2.4 Schematic view of FAMES. FAMES comprises three PSs to measure the kinetic energy of low-energy muons while removing background events.

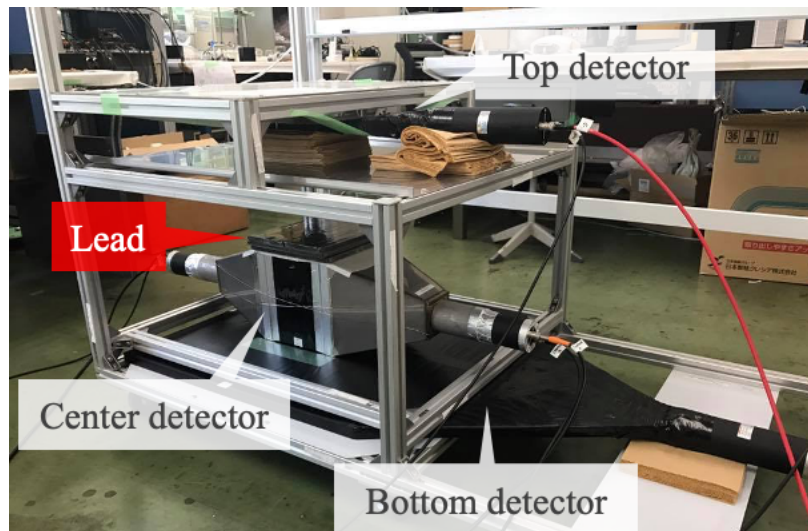


Figure 2.5 A photo of actual measurement. The platform is equipped with wheels and is portable.

Center 検出器

主検出器は FAMES の中心に位置する Center 検出器である。低エネルギーミュオンの運動エネルギーを全て吸収することを目的としている。FAMES に入射したミュオンの一部は本検出器に運動エネルギーを全て付与して、本検出器内で停止する。FAMES ではこの停止するミュオンを識別し、そのミュオンの運動エネルギーを直接計測する。放射線挙動解析コード PHITS[44]を用いたシミュレーションから、本体系に入射するミュオンのうち、Center 検出器内で効率よく静止するミュオンの最大エネルギーは 75 MeV であるため、Center 検出器ではこのエネルギーを上限とした全エネルギー吸収イベントを捉えることとする。

Top 検出器

プラスチックシンチレータは放射線に感度を持つため、ミュオンだけでなく電子や陽電子、ガンマ線やベータ線などが入射した際も信号を出す。ミュオン以外のこれらの放射線を取り除くために、Center 検出器の上部に Top 検出器を配置し、Top 検出器と Center 検出器を同時計数するイベントを計測する。2 つ以上のプラスチックシンチレータで同時に計数できるのは高エネルギーの荷電粒子がほとんどであるため、2 つの同時計数イベントを計測することで、コンプトン散乱で1つのシンチレータにしかエネルギーを付与しない環境中のガンマ線や、数 MeV で Top 検出器を貫通できないベータ線を除去することができる。

しかし、宇宙線電子・陽電子の中には Top 検出器を貫通し Center 検出器に到達し得る高いエネルギーを持っているものもあり、PARMA による推定値では Figure 2.6 に示すように、特に 100 MeV 以下の領域では電子・陽電子の数がミュオンよりも遥かに多いことがわかっている。そこで FAMES では、宇宙線ミュオンと宇宙線電子・陽電子の弁別に ΔE -E 計測法を採用した。 ΔE -E 計測法とは、荷電粒子が同じ運動エネルギーを持っていても、粒子の種類に応じて阻止能が異なることを利用して粒子識別を行う計測法である。詳しくは 3.4.1 項に記述する。

また、FAMES は Top 検出器と Center 検出器の同時計数条件があるため、両者の距離によってアクセプタンスが決定する。Top 検出器と Center 検出器の間にエネルギーデグレーダとして最大 20 cm の鉛を使用するため、本実験では、Top 検出器と Center 検出器の距離を 25 cm に設定した。よって、アクセプタンスは約 590 cm² sr となる。主に天頂角 0~40 度の範囲でミュオンを捉える設計になっているが、低エネルギーミュオンはシンチレータや鉛デグレーダで強く散乱されることもあり、実際にはそれ以上の天頂角から飛来したミュオンも検出される。この影響は後述する

検出効率補正や応答関数に含まなければならない。しかし、低エネルギーミュオンは前章で述べたように、上空で生成したミュオンが大気によって減速された成分のみと考えられ、天頂角の大きい領域からはほとんど飛来しないため、この補正による不確かさはほぼ無視できる。本検出器で検出効率の高い天頂角 0 度から 40 度までの宇宙線ミュオン強度を PARMA によって求めたところ、全角度積分値の 82 % がその範囲に含まれることがわかっている。

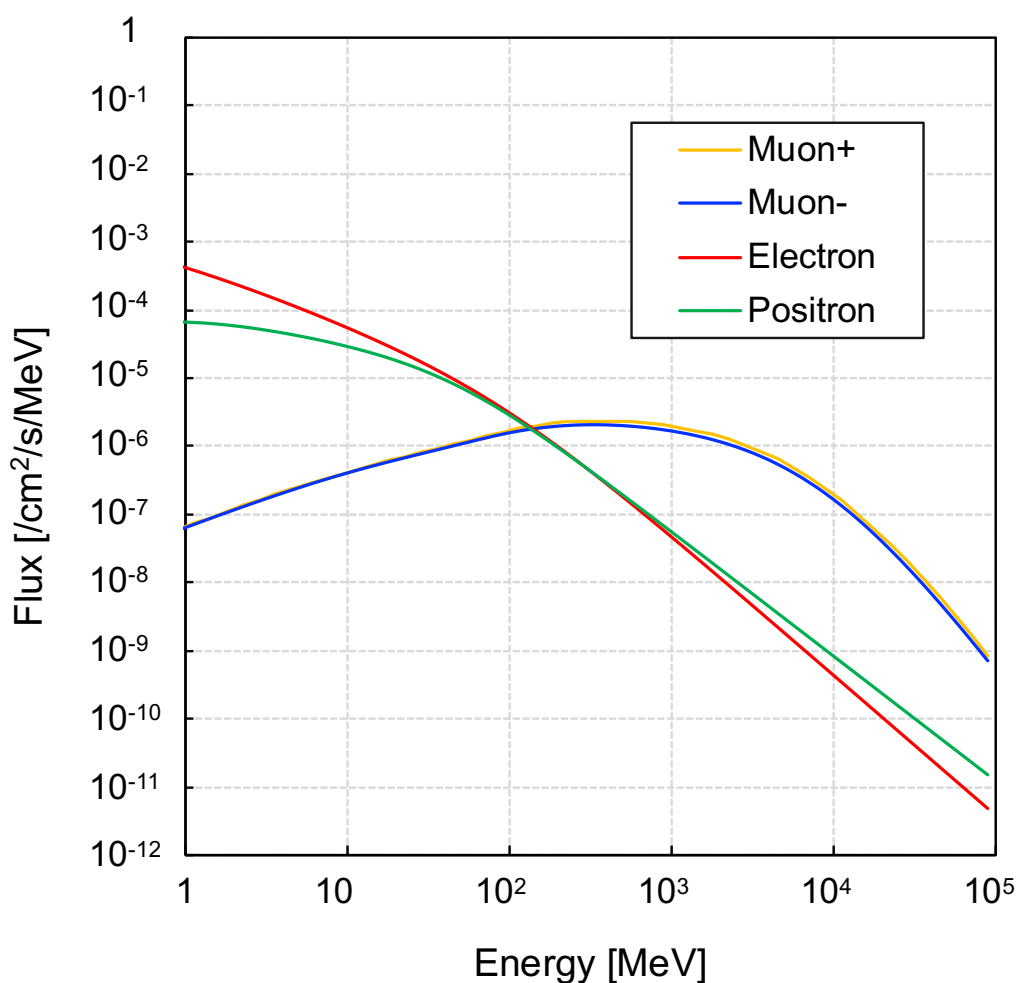


Figure 2.6 Spectrum of cosmic rays calculated by PARMA. The yellow, blue, red, and green lines indicate positive muons, negative muons, electrons, and positrons, respectively.

Bottom 検出器

Bottom 検出器は Center 検出器の下に配置し、同時計数条件を満たし、Center 検出器内部で停止せず貫通したイベントを計測する。Bottom 検出器は、Top 検出器と Center 検出器を同時計数する領域のアクセプタンスを全てカバーするように設計されており、Top 検出器を通り Center 検出器の側面から抜けたイベント等も全て Bottom 検出器で計測することができる。Bottom 検出器を逆同時計数検出器として使用することで、Top 検出器を通り、Center 検出器に入射し、Center 検出器の内部で停止したミュオンのみを取得することができる。

2.2.2 計測機器

FAMES で用いたモジュールの名称と機能を説明する。

Amplifier

検出器の出力パルスは波高が小さいため、それを増大するために増幅器を用いる。この増幅器を Amplifier と呼ぶ。Amplifier にはパルス波高の増大と波形整形の2つの役割がある。通常、外部からのノイズに比べて十分大きな放射線による信号だけを取り出すために Preamplifier を用いるが、電流増幅率が非常に大きい光電子増倍管を用いる場合、出力パルスは Preamplifier を使わずに直接 Discriminator に信号を送ることができる。光電子増倍管から出力されるパルスの立ち上がり時間は数 ns 程度と非常に速いため、入力パルスの立ち上がり時間が保存されるように高速の時間応答が要求される。これを Fast Amplifier といい、本計測では Fast Amplifier を用いる。

Discriminator

放射線のイベント数の測定では、光電子増倍管の電圧が電子回路の雑音と異なる一定値を超えたタイミングで振幅が一定のロジックパルスを発生させる必要がある。アナログパルスからロジックパルスを発生する電子回路を Discriminator と呼ぶ。Discriminator の概念図を Figure 2.7 に示す。アナログパルスがある電圧 V_{th} を超えたタイミングで規定した幅のロジックパルスを出力する。この V_{th} を Threshold という。

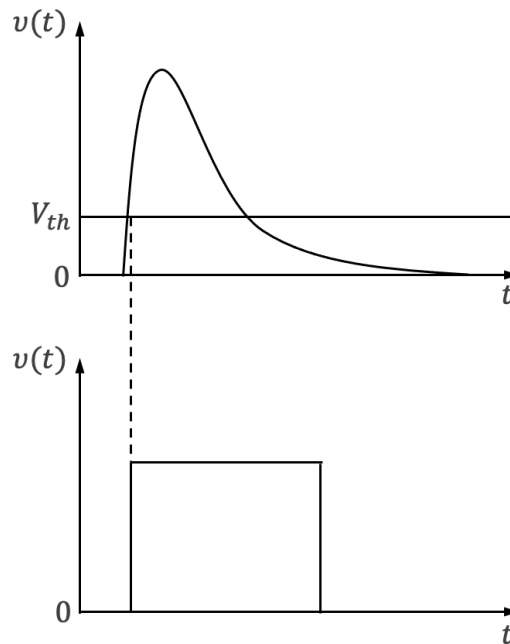


Figure 2.7 Conceptual diagram of the discriminator. When the analog pulse exceeds a certain value as shown in the upper figure, a logic pulse is output as shown in the lower figure. This value of V_{th} is called the threshold.

ADC

検出器が観測した波高をヒストグラムとして読み出すために、アナログパルスの最大波高を測定してその値をデジタル数値に変換しなければならない。これを行う電子回路をADC (Analog-to-Digital Converter, アナログデジタル変換器) と呼ぶ。デジタル出力はADC入力時のアナログパルスの波高に比例して表示される。ADCのデジタル出力がコンピュータに送られ、ヒストグラムに保存される。このヒストグラムは検出器への入力波高スペクトルを表している。

Gate Generator

ADCが電荷積分型の場合、アナログ信号を受け入れる時刻と時間幅を決めるロジックパルス Gate という。Gate はアナログパルスとタイミングが合っていることと、アナログパルス全体が十分に入る幅を持っていないといけない。このゲートを出力する電子回路を Gate Generator と呼ぶ。

2.2.3 計測回路

本計測に用いた回路を Figure 2.8 に示す。この回路は大きく 2 つの系統に分かれている。ひとつは、ミュオンが Center 検出器の内部で停止したことを識別し、Trigger 信号を生成する系統である。もうひとつは、Top 検出器、及び Center 検出器の Analog 信号を処理する系統である。

Trigger 系統

まず、Top 検出器と Center 検出器の同時計数回路について説明する。Top 検出器に Discriminator の Threshold を超える十分波高の高いパルスが入力されたとき、Discriminator から Coincidence モジュールにロジックパルスが出力される。同様に、Center 検出器にも波高の高いパルスが入力されたとき、Coincidence モジュールにロジックパルスが送られる。この手法で、Top 検出器と Center 検出器の同時計数を判別する。これによって、ノイズは除去される。

続いて、Bottom 検出器による反同時計数回路について説明する。Top 検出器、Center 検出器と同様に、Bottom 検出器に十分波高の高いパルスが入力されたとき、ロジックパルスを生成する。これを、Coincidence モジュールに Veto として入力する。

以上により、Top 検出器と Center 検出器の同時計数、かつ Bottom 検出器の反同時計数を満たしたとき、Coincidence モジュールでロジックパルスが出力される。これを Gate Generator に送り、Gate が出力され、これを CAMAC の Trigger 及び ADC の Gate として使用する。

Analog 系統

Top 検出器と Center 検出器から送られたアナログパルスは、Amplifier によって増幅、整形される。この 2 つのアナログパルスを CAMAC の ADC に入力する。ADC で収集される信号情報はリスト形式で保存されており、宇宙線ミュオンと宇宙線電子・陽電子を弁別する ΔE -E 計測で使用される。

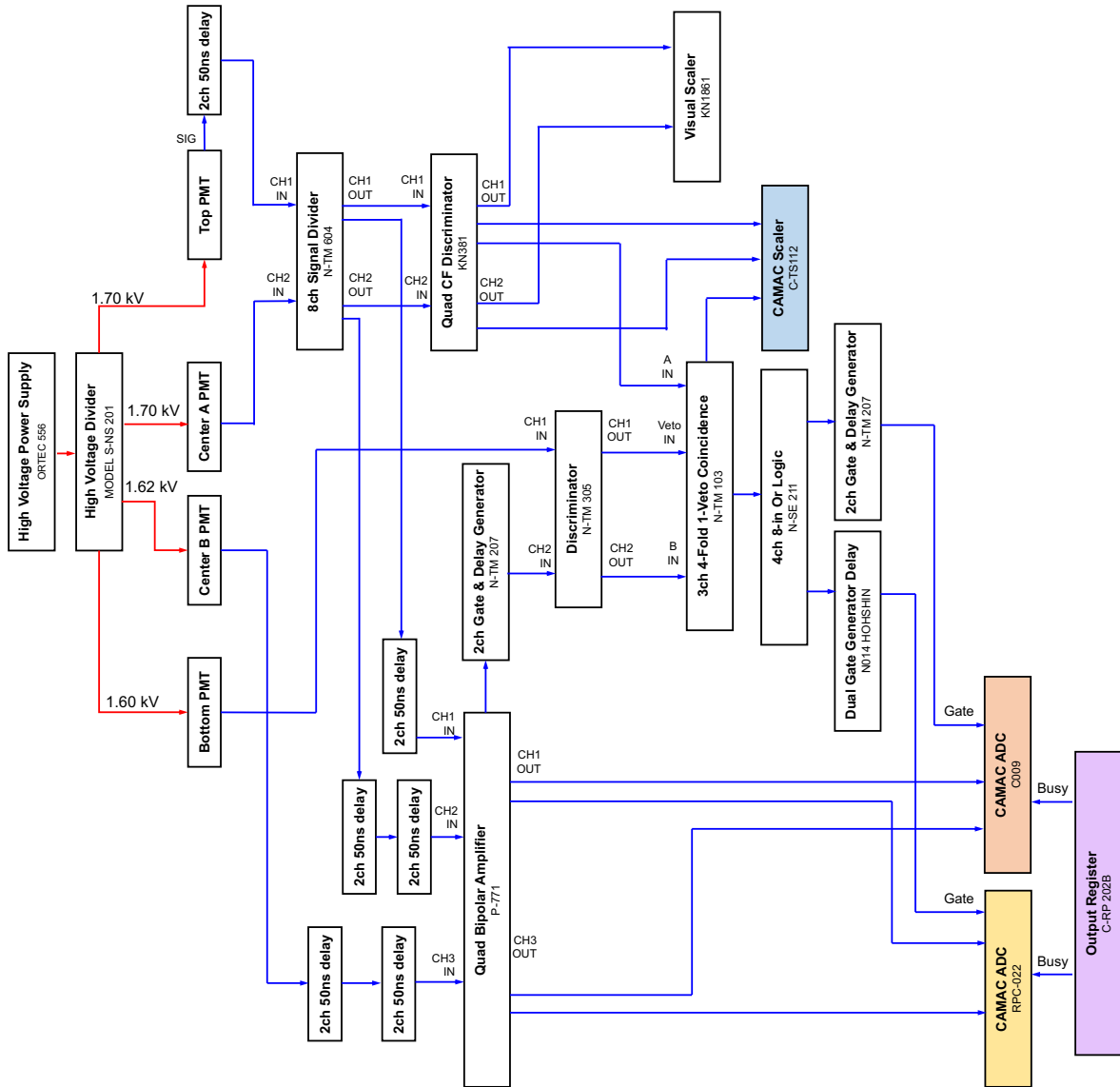


Figure 2.8 Circuit diagram used for measurement. Red line shows high voltage and blue line shows signal flow.

2.2.4 崩壊電子・陽電子のパイルアップの抑制

負ミュオン、正ミュオンはそれぞれ $2.2 \mu\text{s}$ の寿命を持っており、Center 検出器で停止するとそれぞれ電子・陽電子に崩壊する。これらの崩壊粒子は最大運動量が $53 \text{ MeV}/c$ [45]、つまり運動エネルギー約 13 MeV で、ほぼ全てのエネルギーが Center 検出器に付与される。ミュオンと崩壊粒子の両方が放出するエネルギーを1つの事象として測定してしまうパイルアップ現象が起こった場合、ADC によって全ての電荷が1つのミュオンイベントとして変換され、ミュオンの運動エネルギーが過大評価されることになる。ここで、データ収集系において狭い Gate を生成することでこの影響を小さくすることができる。本計測では、Gate を最小の 100 ns に設定することで、パイルアップ現象の 94.5% を除去した。実際に計測を行った際のオシロスコープのキャプチャ画面を Figure 2.9 に示す。

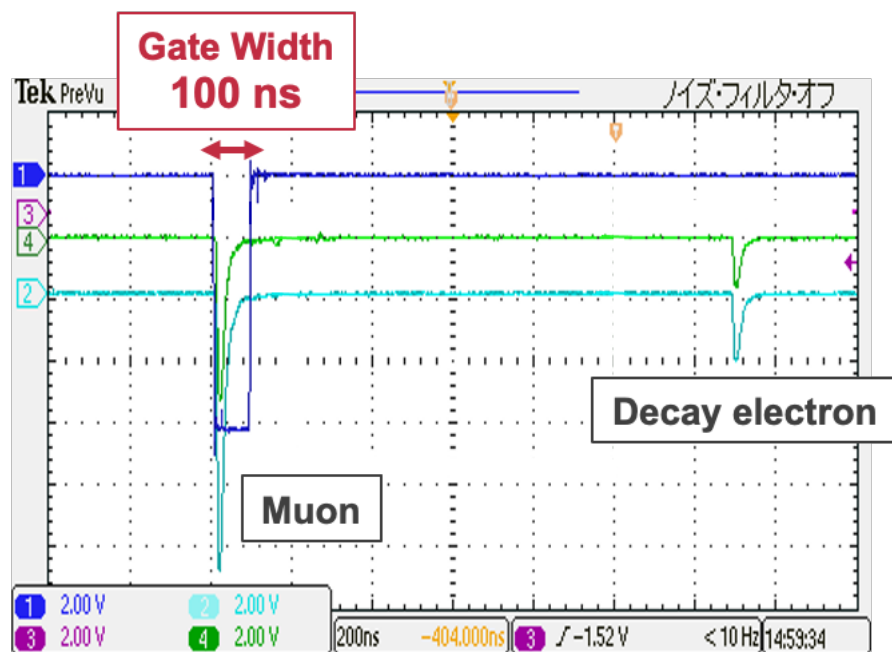


Figure 2.9 Events of low-energy muons, events of decay electrons when muons stop, and integration time of the signal.

第3章

解析手法

この章では、FAMES を用いた計測結果の解析手法について説明する。

まず、本計測の結果と比較するために、宇宙線スペクトル予測モデル PARMA と放射線挙動解析コード PHITS を組み合わせたシミュレーション手法を開発した。続いて、計測結果からランダムコインシデンスイベントを除去する手法について触れる。その後の解析は鉛を用いない場合と鉛を用いた場合で手法が異なるため、それぞれ分けて説明する。ここで、鉛を用いない計測を Normal mode 計測、鉛を用いる計測を Degrading mode 計測と呼ぶこととする。それぞれの計測において、ミュオンと宇宙線電子・陽電子の弁別について述べた後、検出効率の補正について記述する。

3.1 シミュレーション手法

一般的に用いられる宇宙線ミュオンに関するシミュレーションシステムでは、宇宙線ミュオンのエネルギー分布として過去の実験データを経験式で表したものが使用されている。例えば、地中のミュオンフラックスは湊の式や三宅の式などを用いて予測することができる[46, 47]が、これらを岩盤以外の対象や地上構造物などに適用する際は各々利用者による補正が必要となる。その他にも、11年の周期がある太陽活動や気圧によるフラックス変化の影響は考慮することが出来ておらず、これらも利用者によって補正をせねばならない。そこで、解析的モデルでこれらの補正を考慮することが可能な PHITS-based analytical radiation model in the atmosphere (PARMA) [25, 26] モデルによって計算されたミュオンのエネルギー分布を用いる。PARMA は大気の層構造まで取り込んだ全地球に対する宇宙線伝播のモンテカルロシミュレーションを行うことで、解析モデルのパラメータを決定し、モンテカルロ

シミュレーションなしに高速にスペクトルを計算できるモデルとなっている。シミュレーションの精度は、海面近くでもさまざまな条件下で取得された実験データによって十分に検証されており、これによって 20 km 未満の高度の大気中の任意の場所に適用可能な中性子、陽子、ヘリウムイオン、ミュオン、電子、陽電子、および光子の宇宙線スペクトルを推定できる。PARMA を使用すると、はるかに多くの計算時間を必要とするモンテカルロシミュレーションと同等の精度で宇宙線スペクトルを迅速に計算可能である。

さらに、シミュレーションには放射線挙動解析コード Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) [44]を用いた。これは、ほぼすべての粒子と重イオンの核反応および粒子輸送を計算する汎用シミュレーションコードである。PHITS は、日本原子力研究開発機構が中心となって、高度情報科学技術研究機構、高エネルギー加速器研究機構、九州大学などと協力して開発された。それ以外にも、理化学研究所、宇宙航空研究開発機構、Chalmers 工科大、CEA (フランス) (順不同) と PHITS 開発に関わる共同研究を実施している。原子力機構内では、原子力基礎工学研究センターが中心となり、システム計算科学センター、先端基礎研究センター、J-PARC センターと協力して開発を進めている。その利用範囲は加速器や原子炉の設計および安全評価、宇宙や高度での被ばく線量評価などの航空宇宙分野、がんの放射線治療などの医療分野と、幅広い分野にわたっている。

PHITS は、検出器の応答を決定する上で支配的な電離過程を計算するために、様々なモデルを実装している。本解析では、阻止能の計算には原子と物質の相互作用モデル[48]を、エネルギーストラグリングには Landau-Vavilov 分布を、クーロン散乱には Moliere 理論に基づく Lynch の式[49]を選択した。

この PARMA と PHITS を用いて、実際の計測を行った地点と同じ条件のミュオンフラックスを導出し、それを検出器に入射するシミュレーションを行った。

3.2 エネルギー較正

計測システムによって得られたヒストグラムを、ADC のチャンネル番号からエネルギーへと変換する。

Center 検出器

3.1 節で述べたシミュレーション手法によって導出した Center 検出器への付与エネルギー分布を Figure 3.1 に示す。Center 検出器へミュオンが入射する際、ある一

定のエネルギー以上になると天頂角 0 度方向から入射するミュオンが Center 検出器を貫通し始めるため、計数率が下がり始める。Figure 3.1 より、75 MeV から急激にミュオンの計数率が低下しており、ミュオンが貫通し始めるエネルギーが 75 MeV であることがわかる。本計測では、この計数率が下がる点と ADC のペDESTAL を用いることで線形較正式を導出し、Center 検出器のエネルギー較正を行う。

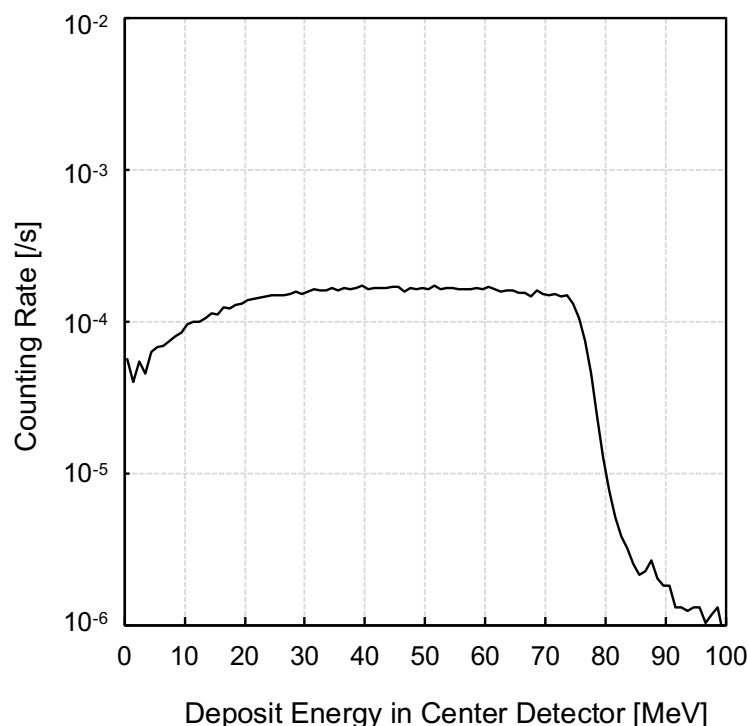


Figure 3.1 Counting rate as a function of deposit energy in Center detector. The rate drops sharply as muons begin to penetrate above 75 MeV.

Top 検出器

同様に、PHITS によって導出した Top 検出器への付与エネルギー分布を Figure 3.2 に示す。この分布にはランダウ分布のピークが見られるが、これは天頂角 0 度方向から入射したミュオンの最小電離粒子によって作られる。プラスチックに対する最小電離粒子のミュオンの阻止能は 2.83 MeV/cm であり、Top 検出器の厚みは 1 cm であるため、2.83 MeV の位置にピークが見られる。このピークと ADC のペDESTAL の 2 点で線形較正式を導出し、エネルギー較正を行った。

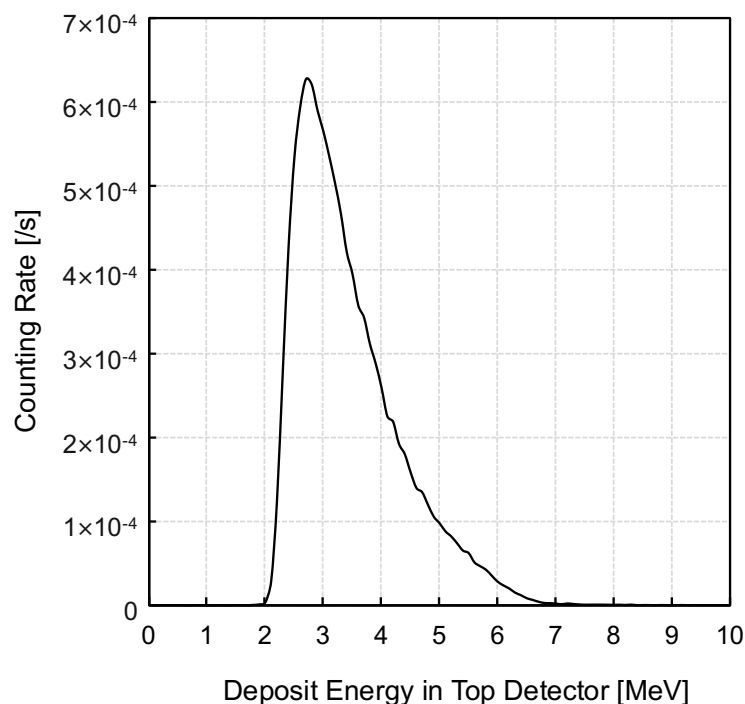


Figure 3.2 Counting rate as a function of energy deposited in Top PS. The minimum ionization peak is approximately 2.83 MeV.

3.3 ランダムコインシデンスイベントに対する ΔE -E 解析

本研究の測定結果には、電気ノイズと宇宙線・陽電子のランダムコシデンスが含まれている。本計測の電気ノイズは、Top 検出器、Center 検出器ともに、低エネルギー領域の周辺に見られる。このノイズ領域はデータ解析の際に取り除くものとする。

3.4 Normal mode 解析

鉛を用いない計測を Normal mode 計測と呼ぶ。Normal mode 計測における宇宙線ミュオンと宇宙線電子・陽電子の弁別法、及び検出効率の補正について述べる。

3.4.1 宇宙線電子・陽電子の弁別

2.1 節で述べたように、Normal mode 計測の結果には宇宙線ミュオン以外に宇宙線電子・陽電子が含まれる。そこで本研究では、 ΔE -E 計測法を採用した。

粒子の飛程に比べて十分薄い検出器を ΔE 検出器とし、この検出器の厚さを Δt とするとき、 ΔE 検出器に付与するエネルギーは、 $(dE/dx) \cdot \Delta t$ である。粒子が初めての運動エネルギーのほとんどを持ったまま ΔE 検出器を通り抜け、 ΔE 検出器では dE/dx に比例した信号が観測される。 ΔE 検出器を通り抜けた粒子を厚い検出器で全エネルギー吸収させる。このとき、この厚い検出器を E 検出器と呼ぶ。 ΔE 検出器と E 検出器への付与エネルギー分布は、粒子の阻止能によって異なる。このように粒子を識別する手法を ΔE -E 計測法と呼ぶ。本計測では、Top 検出器を ΔE 検出器、Center 検出器を E 検出器として用いた。

この ΔE -E 計測の結果を 3.1 節で述べた PARMA と PHITS を組み合わせたシミュレーションによって予測した。本シミュレーションでは、実際の計測を行う九州大学筑紫キャンパスの緯度、経度、高度を指定し、負ミュオン、正ミュオン、電子、陽電子を存在比で全方位から入射した。シミュレーションの結果を Figure 3.3 に示す。ミュオンの Center 検出器への付与エネルギー分布は 0~75 MeV に均等に分布しており、Center 検出器への付与エネルギーが小さいイベントほど Top 検出器への付与エネルギーが大きくなっていることがわかる。これは、運動エネルギーが低いイベントほど速度を落とし、Top 検出器への付与エネルギーが大きくなるためである。電子、陽電子の Center 検出器への付与エネルギー分布を見ると、低エネルギーほどカウント数が多く、最高で 60 MeV 程度のエネルギーを付与している。Top 検出器へは平均約 2 MeV のエネルギーを付与し、高エネルギー側にテールを引く分布になっている。

Figure 3.3 から、ミュオンと電子・陽電子は重なり合っており、弁別が必要であることがわかる。この二次元ヒストグラムを任意の線で切り出してミュオンと電子・陽電子を分ける場合、両者の成分が互いに重なり合い、その影響を無視できない。そこで、本解析ではこの二次元ヒストグラムを、Center 検出器への付与エネルギー分布が 5 MeV 刻みになるようにスライスし、ミュオンと電子・陽電子の成分をそれぞれ関数でフィッティングすることで両者を弁別した。

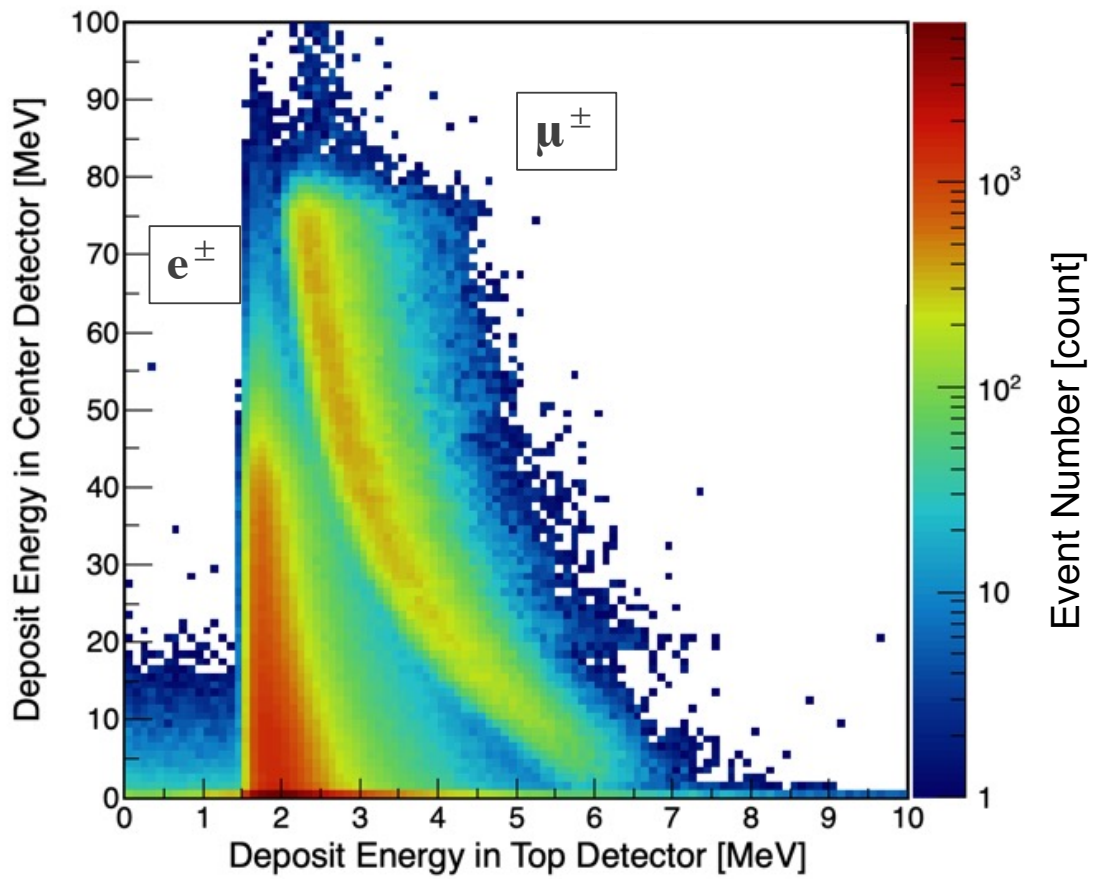


Figure 3.3 Simulated ΔE - E distribution of cosmic-ray muon, electrons, and positrons. If other events are observed in the low-energy region, they can be regarded as random coincidences of electrical noises.

3.4.2 検出効率補正

Center 検出器内で停止するミュオンは、停止する際に、そのミュオンが持つ運動エネルギーを全て付与する。つまり Normal mode 計測では、ミュオンが Center 検出器の内部で停止するとき、その運動エネルギーを全て Center 検出器に付与する。したがって、付与エネルギーは入射エネルギーと等しいとみなすことができる。

このことから、エネルギー E を持ったミュオンのフラックスを $\phi(E)$ 、検出効率を $P(E)$ 、Center 検出器への付与エネルギー分布を $D(E)$ とするとき、以下の式が成り立つ。

$$\phi(E)P(E) = D(E) \quad (3.1)$$

これより、検出効率は

$$P(E) = \frac{D(E)}{\phi(E)} \quad (3.2)$$

となる。

PARMA で計算されるミュオンフラックスを $\phi(E)$ 、PHITS シミュレーションによって計算される Center 検出器への付与エネルギー分布を $D(E)$ として、検出効率 $P(E)$ を導出した。このとき、実験では天頂角 0~40 度の範囲を計測しているが、検出効率を導出する際に 0~90 度のミュオンフラックス $\phi(E)$ を用いることで、計測結果から天頂角 0~90 度のミュオンのフラックスを導出することが可能となる。導出した検出効率曲線を Figure 3.4 に示す。エネルギーの小さいミュオンほど Center 検出器の内部で停止しやすいため、低エネルギーほど検出効率が大きくなる。また、3.2 節で述べたように、75 MeV 以上のミュオンは Center 検出器を貫通し始めるため、検出効率が大きく下がっている。この検出効率曲線を用いて検出効率補正を行う。

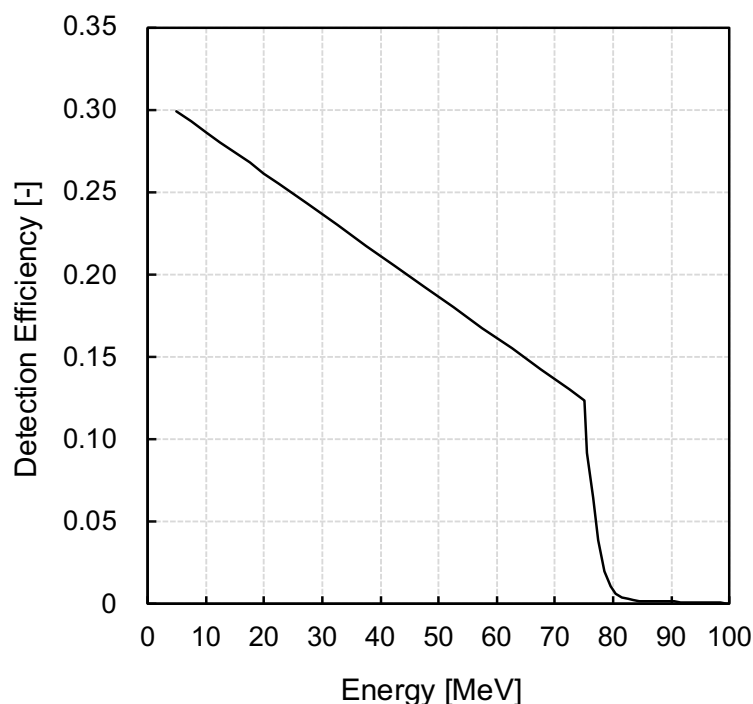


Figure 3.4 Detection efficiency curve of the normal mode of FAMES. The clear cutoff energy, 75 MeV, is determined by the minimum energy to penetrate Center PS, which is 20-cm high.

3.5 Degrading mode 解析

鉛デグレーダを用いて 75 MeV よりも高エネルギーの領域のミュオンまで取得可能とした計測を Degrading mode 計測と呼ぶ。Degrading mode 計測における宇宙線ミュオンと宇宙線電子・陽電子の弁別法、及び検出効率の補正について述べる。

3.5.1 宇宙線電子・陽電子の弁別

PHITS シミュレーションより、Normal mode 計測では全体の 88.7 %が宇宙線電子・陽電子である。しかし、5 cm 以上の厚みの鉛を用いることで宇宙線電子・陽電子の多くは遮蔽することができる。同じく PHITS シミュレーションによると、1 cm の鉛を用いると、計測結果に含まれる宇宙線電子の割合は 7.6%となり、5 cm の鉛を用いたときにはその割合は 1.1%となる。よって鉛を用いたときの計測では宇宙線電子の影響は非常に少ないため、Normal mode 計測のように ΔE -E 解析を行う必要はない。

3.5.2 FORIST による Unfolding 解析

Normal mode 計測では、ミュオンの入射エネルギーがそのまま Center 検出器へ付与されていた。しかし、Degrading mode 計測においては、ミュオンのエネルギーが鉛で減衰するため、入射エネルギーと Center 検出器への付与エネルギーは等しくならない。また、ミュオンが鉛で散乱を起こすため、同じエネルギーで入射したミュオンであっても、その付与エネルギーは一意には決定できない。

例として、Top 検出器と Center 検出器の間に 5 cm の鉛を置き、Top 検出器の上部から 120 MeV のミュオンを天頂角 0 度方向に入射したときの検出効率を Figure 3.5 に示す。入射エネルギーが 120 MeV であったミュオンは 5 cm の鉛で減衰し、平均エネルギー 39 MeV となる。しかし、鉛によって散乱されることで、その検出効率は低エネルギー側にテールを引く分布となる。この分布のことを天頂角 0 度、120 MeV のミュオンに対する応答関数と呼ぶ。そこで、この分布の影響を含めて検出効率補正を行うために、Unfolding を採用した。

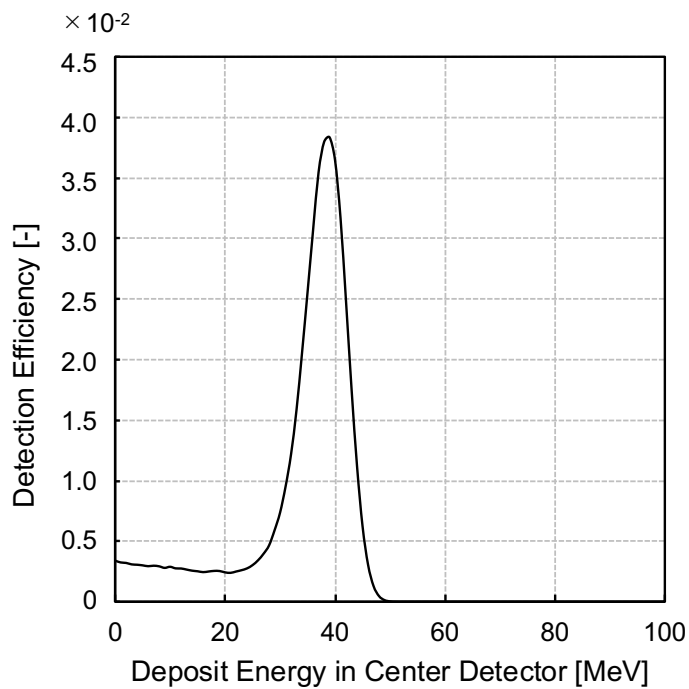


Figure 3.5 Detection efficiency when a 5 cm lead is placed between the Top and Center detectors and 120 MeV muons are injected from the top of the Top detector at a zenith angle of 0 degree.

ミュオンのフラックスを $\phi(E)$ 、ミュオンが鉛を通過し検出器に入射するときの応答関数を $R(E, E_d)$ 、Center 検出器への付与エネルギー分布を $D(E_d)$ とするとき、以下の式が成り立つ。

$$D(E_d) = \int R(E, E_d)\phi(E) dE \quad (3.3)$$

この逆問題を解くことで、ミュオンフラックス $\phi(E)$ を導出する。この手法を **Unfolding** と呼ぶ。

本計測では Top 検出器と Center 検出器を同時入射するイベントを計測しているため、そのアクセプタンスは $590 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ である。主に天頂角 $0 \sim 40$ 度の範囲でミュオンを捉える設計になっているが、実際にはそれ以上の天頂角から飛来したミュオンもプラスチックや鉛で散乱した場合に計測される。特に低エネルギーミュオンは強く散乱されるため、計測結果に含まれる。そこで、**Unfolding** を行う際の応答関数に天頂角 $0 \sim 90$ 度のミュオンを入射したシミュレーションを用いることで、実験結果から $0 \sim 90$ 度のミュオンのエネルギースペクトルを導出することを可能にした。

Unfolding には、FORIST コード[50]を使用した。FORIST は、液体シンチレータを用いて測定したパルスの高さ分布から高速中性子のエネルギースペクトルを推定した 1976 年以來の長い歴史がある。FORIST は最小二乗法を用いており、他の **Unfolding** のアルゴリズムとは異なり、初期推測解を必要としない。しかし、その解はノイズや統計的不確実性による測定スペクトルの揺らぎに対して非常に敏感である。そこで、測定されたスペクトルをガウス分布でスムージングし、分解能パラメータ σ_k を次式で与える。

$$\sigma_k = \frac{w_k E_k}{235.5} \quad (3.4)$$

ここで、 w_k と E_k はそれぞれ、ユーザーパラメータであるパーセント単位の窓関数と粒子の運動エネルギーを表している。つまり、この σ_k を半値全幅に変換したものである。窓関数は、10%から 100%の間でグリッドサーチを行い、最も入射スペクトルを再現する値を得た。

さらに、今回のような逆問題では、局所解が無数に存在するため、真値に近い解を得るためには、物理モデルや統計学に基づいた制限をかけなければならない。本解析では、解スペクトルの導出に用いる応答関数の入射エネルギーに関する範囲を

制限することで、計測範囲にほとんど影響を与えない応答によるオーバーフィッティングを防いでいる。この応答を用いる入射エネルギーの最小値 E_{min} および最大値 E_{max} は、以下の手順で決定した。ただし計測エネルギー範囲は $E_L < E < E_H$ とする。

1. ある入射エネルギー E_0 のミュオンが検出器に E_d のエネルギーを付与する確率分布について考える。その確率密度関数は、 E_d を確率変数にとって $p_{res}(E_d)$ と記述する。この確率密度関数は以下のように表すことができる。

$$p_{res}^{E_0}(E_d) = \frac{R(E_0, E_d)}{\int_0^{\infty} R(E_0, E_d) dE_d} \quad (3.5)$$

2. このとき、入射エネルギー E_0 のミュオンの累積確率分布 $P_{res}(E_d)$ は以下のように書ける。

$$P_{res}^{E_0}(E_d) = \int_0^{E_d} p_{res}(E'_d) dE'_d \quad (3.6)$$

3. この確率分布について 99.7%信頼区間外の応答は計測に影響を与えない、という制限のもと、以下の条件を満たす E_{min} および E_{max} を求めた。

$$\begin{aligned} P_{res}^{E_{min}}(E_L) &= 0.003 \\ P_{res}^{E_{max}}(E_H) &= 0.997 \end{aligned} \quad (3.7)$$

第4章

環境中宇宙線ミュオンの エネルギースペクトル計測

この章では第2章で説明した検出システム FAMES を用いて低エネルギーミュオンのスペクトル計測の測定条件を述べる。また、計測期間中の宇宙線の飛来量の変動を確認した方法について述べる。

4.1 実験条件

検出システム FAMES を用いて、環境中の低エネルギーミュオンのスペクトル計測を行った。九州大学筑紫キャンパスの5階建ての建物であるD棟で行った (Figure 4.1)。この建物は、東経 130.5 度、北緯 33.5 度、海拔 39m に位置している。建物は床と壁がそれぞれ 20 cm と 15 cm の厚さのコンクリートでできている。FAMES は、アクセプタンスに影響を与えないよう、建物のどの壁からも 200 cm 離れた場所に設置した。宇宙線予測モデル PARMA と比較を行うため、計測は上空に建物がない状態で行う必要がある。そこで、本計測では5階建ての建物の5階で計測を行った。検出器の上空には 20 cm の厚さのコンクリートのみ存在している。Figure 4.2 にその詳細を示す。

鉛を用いない Normal mode 計測に加え、Degrading mode 計測では 5 cm と 20 cm の鉛をエネルギーデグレーダとして用い、最大エネルギー400 MeV まで測定を行った。実験条件の詳細を Table 4.1 に示す。



Figure 4.1 D-building in Kyushu university Chikushi campus. The building is located at 130.5°E , 33.5°N , and 39 m above sea level.

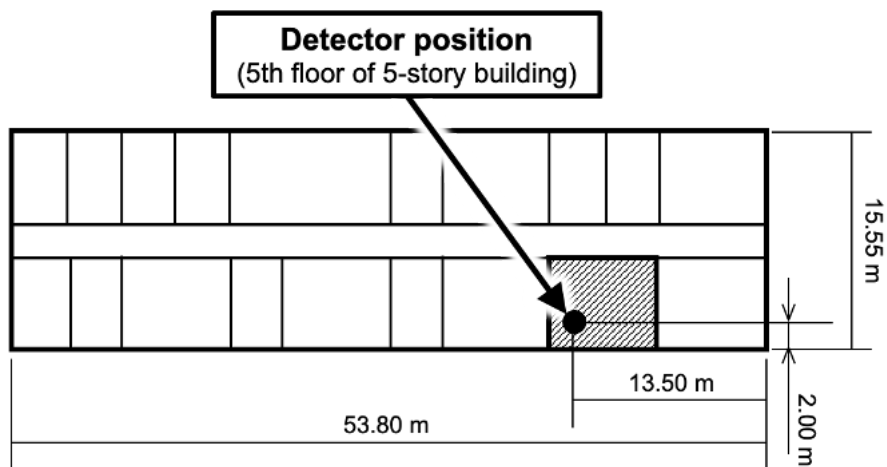


Figure 4.2 The place of measurement.

Table 4.1 Measurement condition for low-energy muon spectra

Mode	Degrader thickness [cm]	Measurable energy [MeV]	Measurement date	Measurement time [day]
Normal	-	~75	2018/10/26 – 2018/11/08	13.4
Degrading	5	100 - 180	2019/07/08 – 2019/07/26	17.5
	20	280 - 400	2019/01/05 – 2019/01/18	13.4

4.2 計測期間の宇宙線の変動

計測期間中の宇宙線の強度に顕著な変化がないかを、世界で最も信頼性の高い宇宙線観測所のひとつであるオウル中性子モニタで確認する。オウル（北緯 65.1 度、東経 25.5 度）での宇宙線測定は、1964 年に標準的な 9-NM-64 中性子モニタで開始された。9-NM-64 中性子モニターは、3つの比例ガスカウンターからなる独立したユニットで構成されている。オウル中性子モニタが 1964 年以来記録してきた宇宙線強度の全データを、検索可能なオンラインデータベースとして公開している。また、記録された宇宙線強度の信頼性・安定性に関する全情報が含まれている。

Figure 4.3～Figure 4.5 に、本計測の計測期間とオウル中性子モニタで観測された宇宙線強度を示す。全ての期間において、宇宙線の強度が 5%以上変動するような大きな変化はみられなかった。

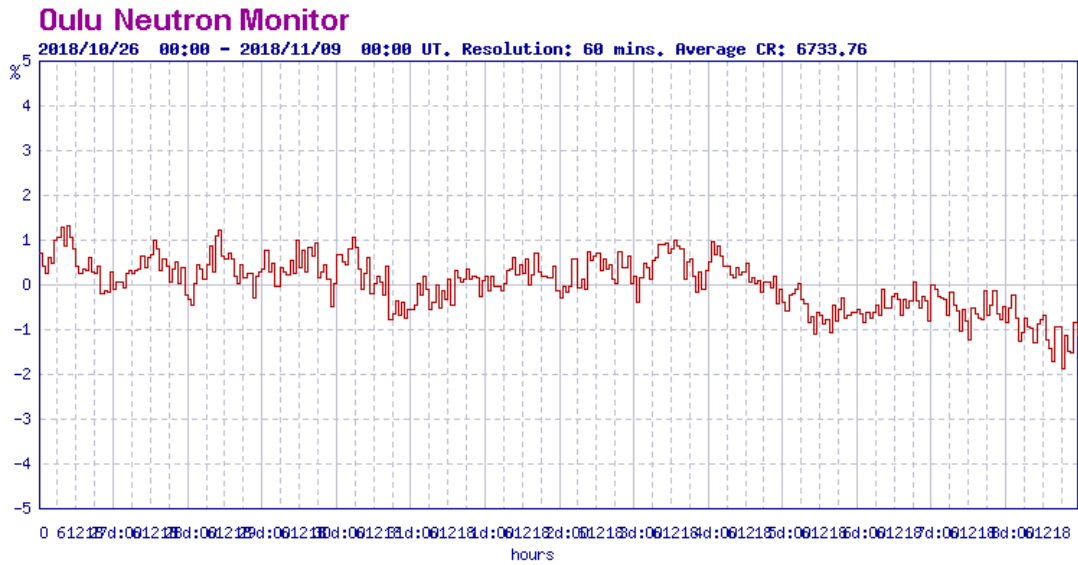


Figure 4.3 Changes in cosmic ray intensity during the measurements in normal mode. (2018/10/26 ~ 2018/11/08)

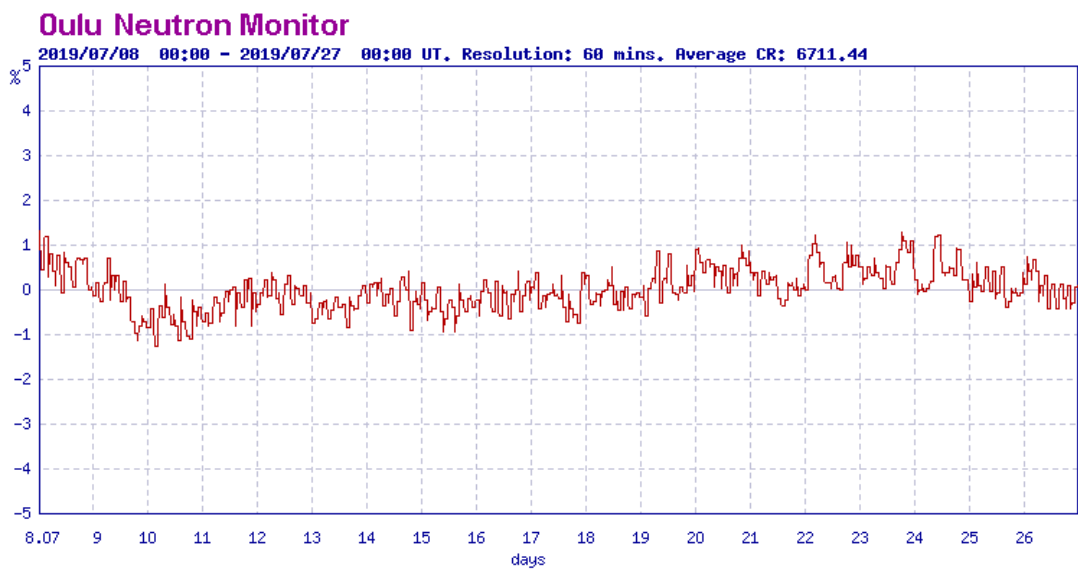


Figure 4.4 Changes in cosmic ray intensity during the measurements in degrading mode with 5cm-thickness lead block. (2019/07/08 ~ 2019/07/26)

第5章

実験結果・考察

この章では、低エネルギーミュオン計測によって得られた結果を示す。まず実験結果に対して、Top 検出器、Center 検出器それぞれのエネルギー較正を行なった。次に、Normal mode 計測と Degrading mode 計測の2節に分けてそれぞれ結果を説明する。まず Normal mode 計測では宇宙線電子・陽電子の弁別が必要である。3.4.1 項で述べた ΔE -E 計測法の結果を用いて、粒子識別を行う。さらに、検出効率の補正を行う。Degrading mode 計測では、宇宙線電子・陽電子は鉛デグレーダにほぼ全て吸収されており、Center 検出器に到達しないため弁別は不要である。電子・陽電子については Unfolding を用いた解析を行った。これらの解析とその結果について述べ、それぞれ考察する。

5.1 エネルギー較正

Normal mode 計測で得られた Center 検出器への付与エネルギー分布を Figure 5.1 に示す。横軸は ADC のチャンネル番号を示している。検出されるイベント数は高エネルギーになるにつれて減っていき、赤矢印で示した 280 ch あたりでさらにその傾きが急になることがわかる。ここで、PHITS によって検出器体系を模擬し、ミュオンと電子・陽電子を入射する計算を行ったときの Center 検出器への付与エネルギー分布を Figure 5.2 に示す。低エネルギー領域には電子・陽電子が多く含まれるため、3.1 節で示したミュオンのみのシミュレーションよりもイベント数が多い。電子・陽電子を含んだシミュレーションを行っても、75 MeV から急激にイベントが減っていることがわかる。以上より、Figure 5.1 で 280 ch の点をこの 75 MeV とし、ペDESTAL ポイントを 0 MeV としてエネルギー較正を行なった。

次に、Normal mode 計測で得られた Top 検出器への付与エネルギー分布を Figure 5.3 に示す。Center 検出器の場合と同様に、横軸は ADC へのチャンネル番号を示している。赤矢印で示す 185 ch のあたりにピークが見られ、高エネルギー側にテールを引く分布になっている。ここで、Center 検出器と同様に、PHITS によって検出器体系を模擬し、ミュオンと電子・陽電子を入射する計算を行ったときの Top 検出器への付与エネルギー分布を Figure 5.4 に示す。実験データと同様に、ピークを持ち、高エネルギー側にテールを引く分布となっている。ここで、このピークが 1.8 MeV であることから、Figure 5.3 で 185 ch の点を 1.8 MeV とし、ペDESTAL ポイントを 0 MeV としてエネルギー較正を行なった。

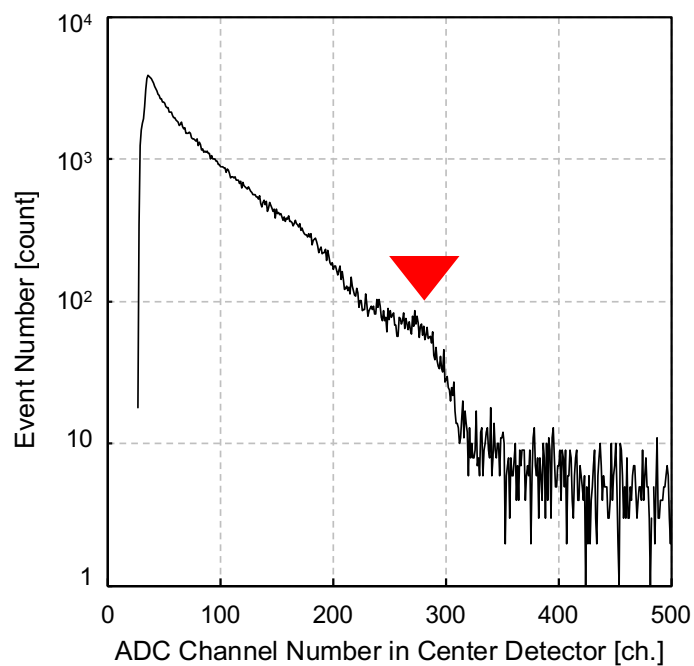


Figure 5.1 Deposit energy distribution to Center detector obtained by the Normal mode measurement. The number of events is shown on the vertical axis and the ADC channel number on the horizontal axis.

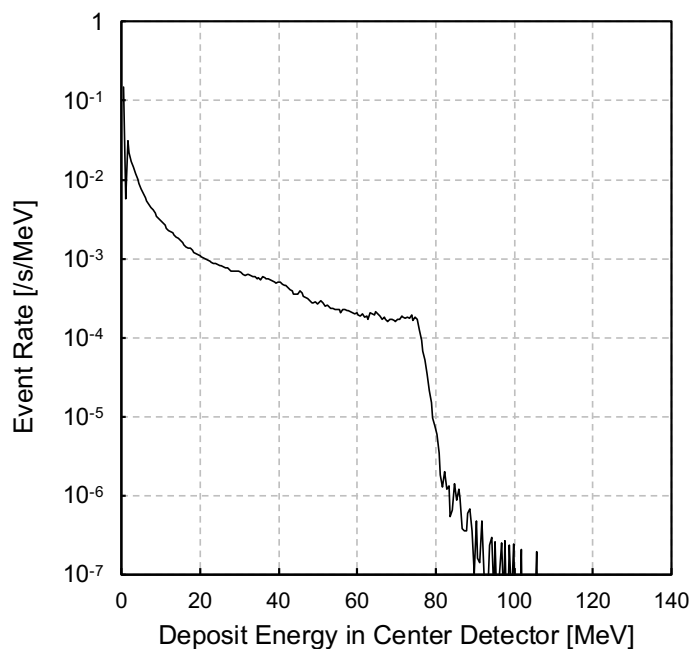


Figure 5.2 Deposit energy distribution of sum for muon, electron and positron to Center detector calculated by PHITS.

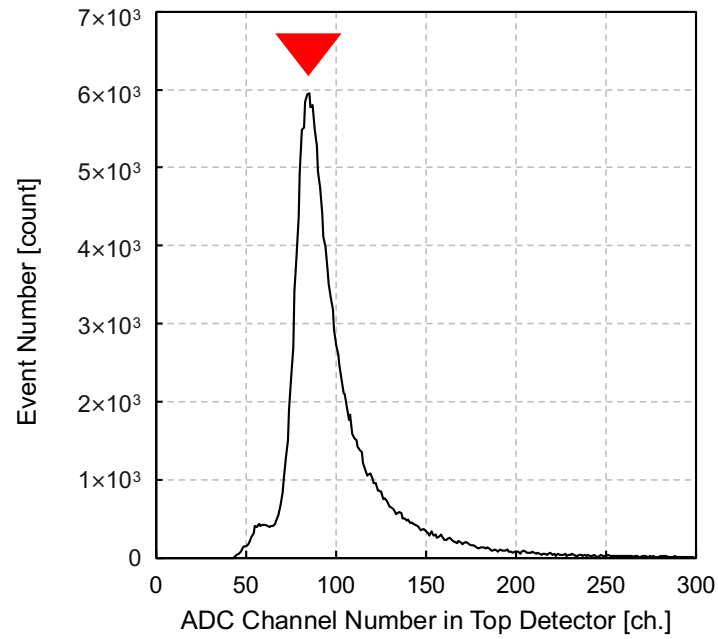


Figure 5.3 Energy distribution to the Top detector obtained by the Normal mode measurement. The number of events is shown on the vertical axis and the ADC channel number on the horizontal axis.

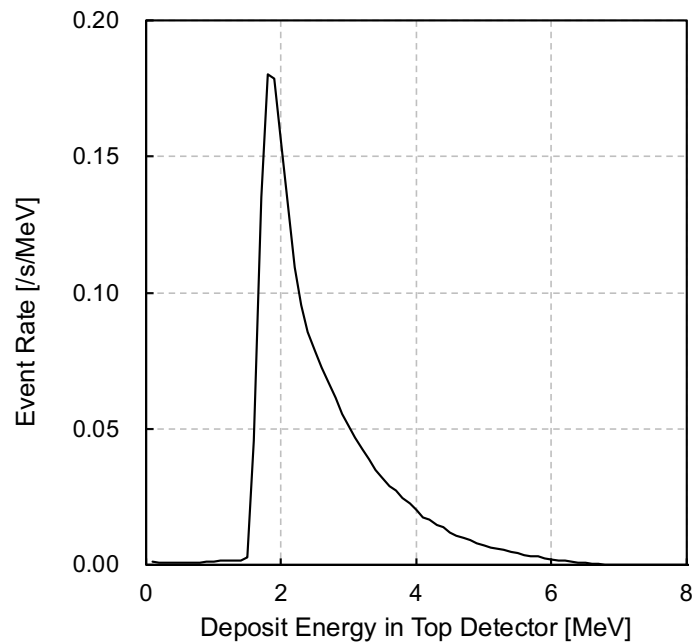


Figure 5.4 Energy distribution to the Top detector calculated by PHITS for muon, electron, and positron injections simulating the detector system.

5.2 Normal mode 解析

5.2.1 宇宙線電子・陽電子の弁別

Normal mode 計測では、計測結果に宇宙線電子・陽電子が多く含まれる。これらを取り除くため、 ΔE - E 解析を行った。Normal mode 計測で得られた結果を Figure 5.5 に示す。本計測における総イベント数は 1.930×10^5 count、イベントレートは約 1.285×10^{-1} cps である。PHITS シミュレーションによって導出された結果 (Figure 5.6) と比較すると、低エネルギー側に電子・陽電子が存在していることがわかる。また、ミュオンイベントよりも高エネルギー側に存在しているイベントは、宇宙線陽子であると考えられる。まず青の点線で示すように、宇宙線陽子とその他のイベントを弁別した。また、黄色の線で示す Center 検出器への付与エネルギーが 20 MeV 以下の領域は、ミュオン、電子・陽電子とノイズが混在しており弁別が難しいため、本研究では 20 MeV 以上の領域のみ解析に使用した。Center 検出器への付与エネルギーが 20 MeV 以上の領域は 5 MeV ごとにスライスし、ミュオンと電子・陽電子をそれぞれガウス関数でフィッティングした。フィッティングパラメータは、ミュオンと電子・陽電子に対してそれぞれ強度、平均値、標準偏差の3つである。例として、40~45 MeV をスライスしたときのヒストグラムを Figure 5.7 に示す。このように 2 つのガウス関数でそれぞれフィッティングを行い、ミュオン成分を抽出した。

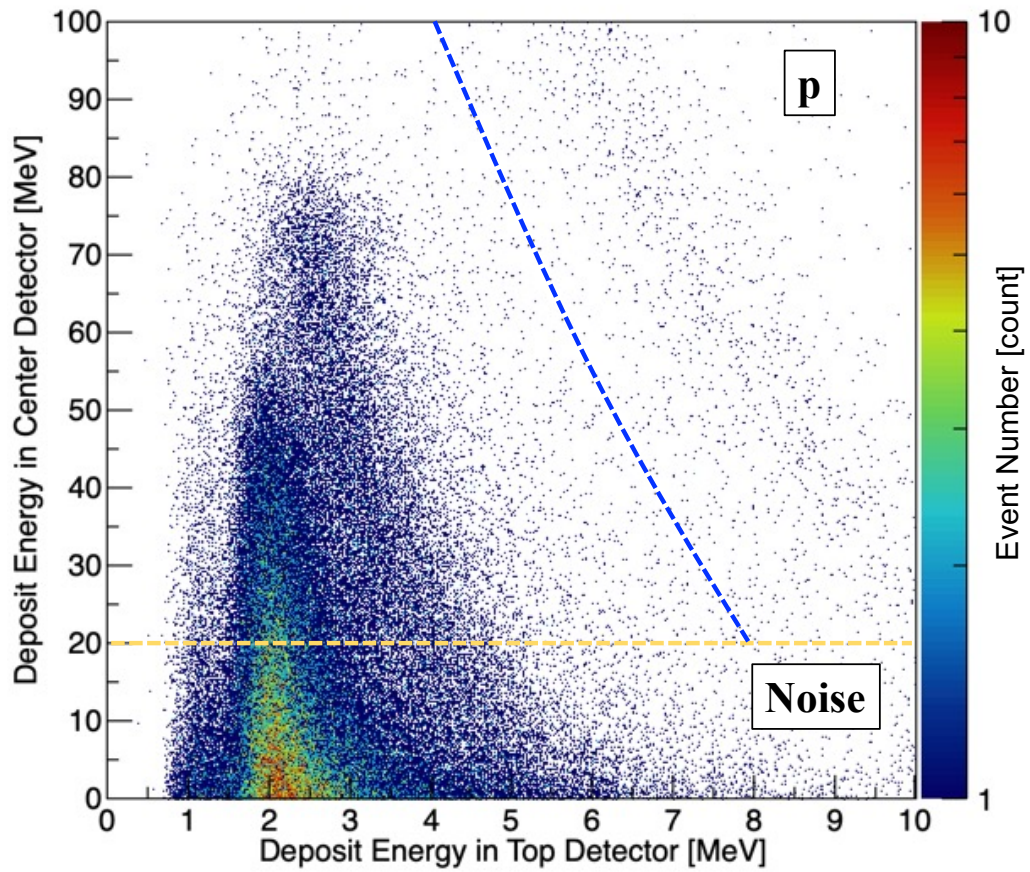


Figure 5.5 Two-dimensional histogram for Top and Center detectors. The x-axis shows the energy given to the Center detector, the y-axis shows the energy given to the Top detector, and the z-axis shows the number of events.

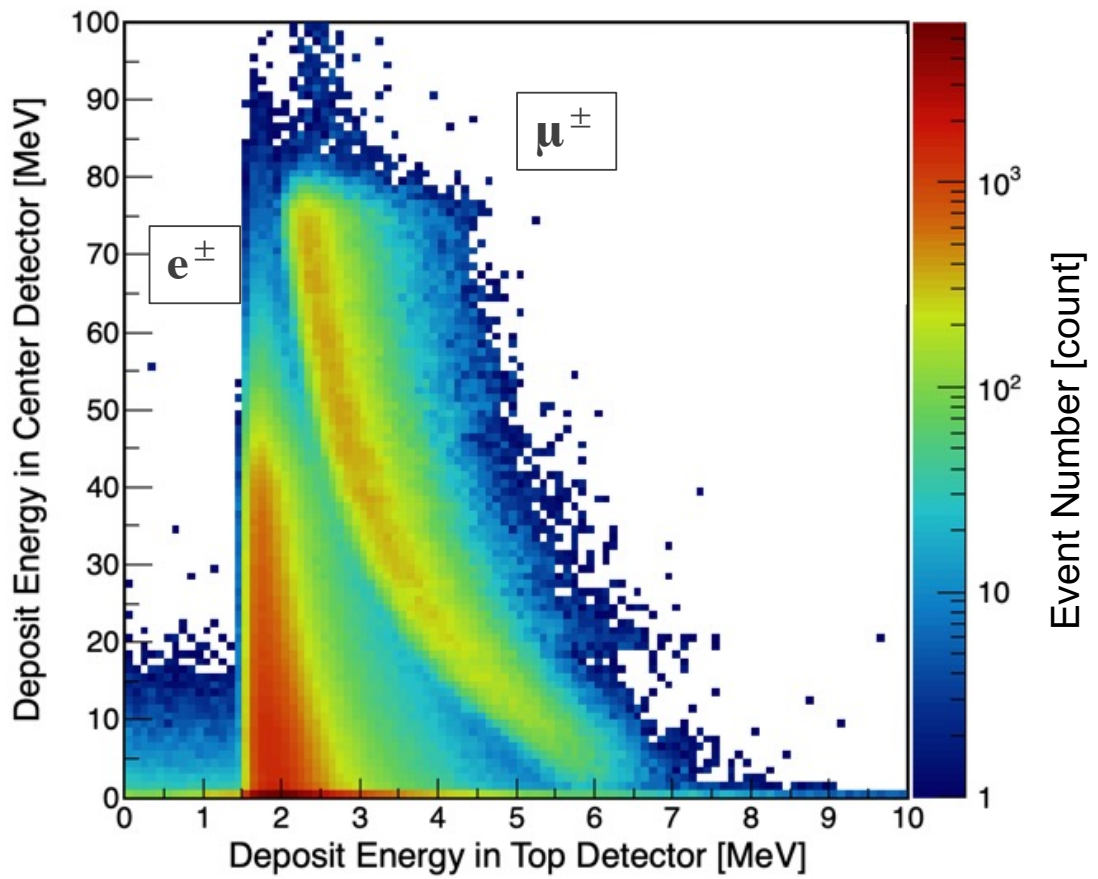


Figure 5.6 Simulated ΔE - E distribution of CR muon, CR electrons and positrons. If other events are observed in the low-energy region, they can be regarded as random coincidences of electrical noises.

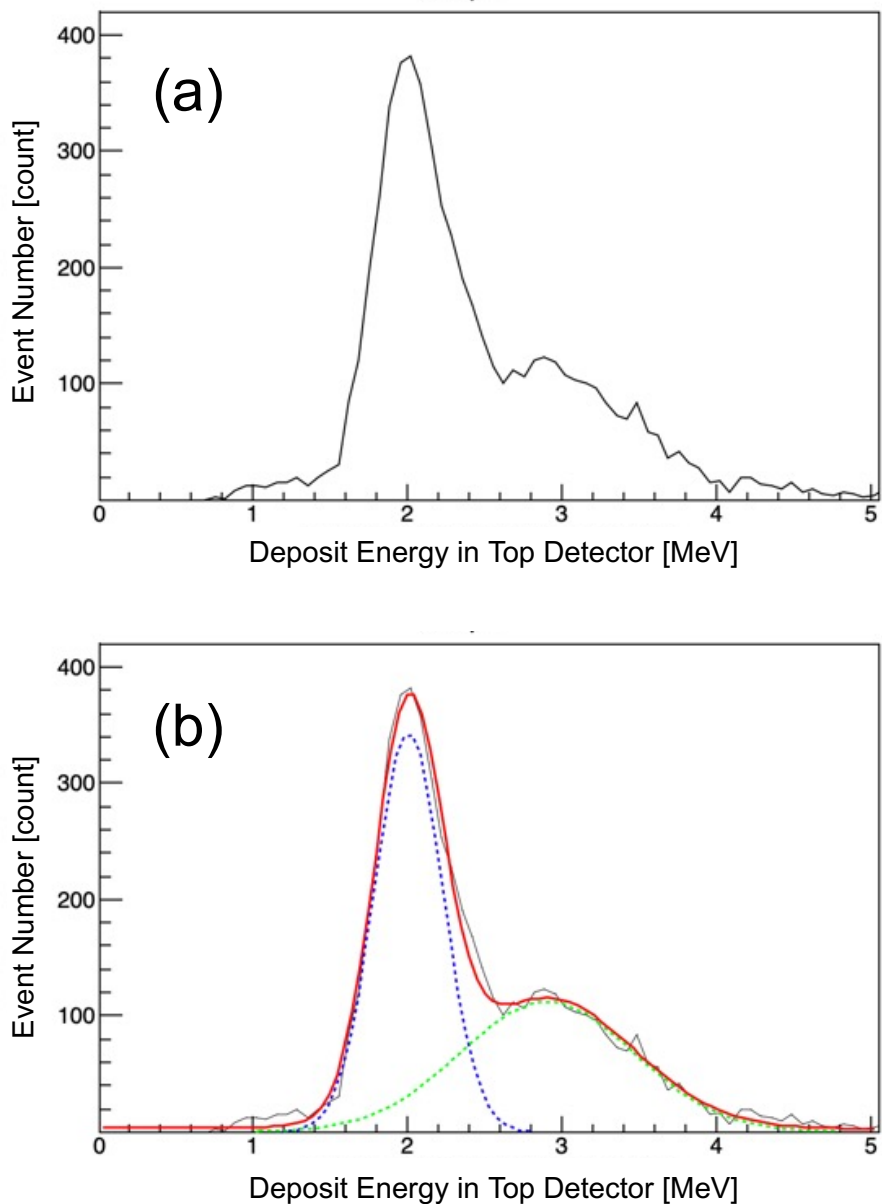


Figure 5.7 (a) Energy distribution to the Top detector in the region of deposit energy of 40-50 MeV in Center detector. (b) Gaussian fitting of electron/positron and muon components, respectively. The blue dotted line is the Gaussian distribution fitting electron and positron, the green dotted line is the Gaussian distribution fitting muon component, and the red solid line is the sum of each.

5.2.2 検出効率補正

3.4.2 項で導出した検出効率曲線を用いて検出効率補正を行った。ミュオンのフラックスを $\phi(E)$ 、検出効率を $P(E)$ 、Center 検出器への付与エネルギー分布を $D(E)$ とするとき、以下の式が成り立つ。

$$\phi(E)P(E) = D(E) \quad (5.1)$$

これより、ミュオンのフラックス $\phi(E)$ は

$$\phi(E) = \frac{D(E)}{P(E)} \quad (5.2)$$

で求められる。このように検出効率補正を行いミュオンのフラックスを導出した。

導出したミュオンのフラックスと、PARMA によって計算されたミュオンのフラックスを Figure 5.8 に示す。実験値には統計誤差を示しており、実験値は統計誤差が 3.0%以内になるようにヒストグラムのビン幅を決定した。

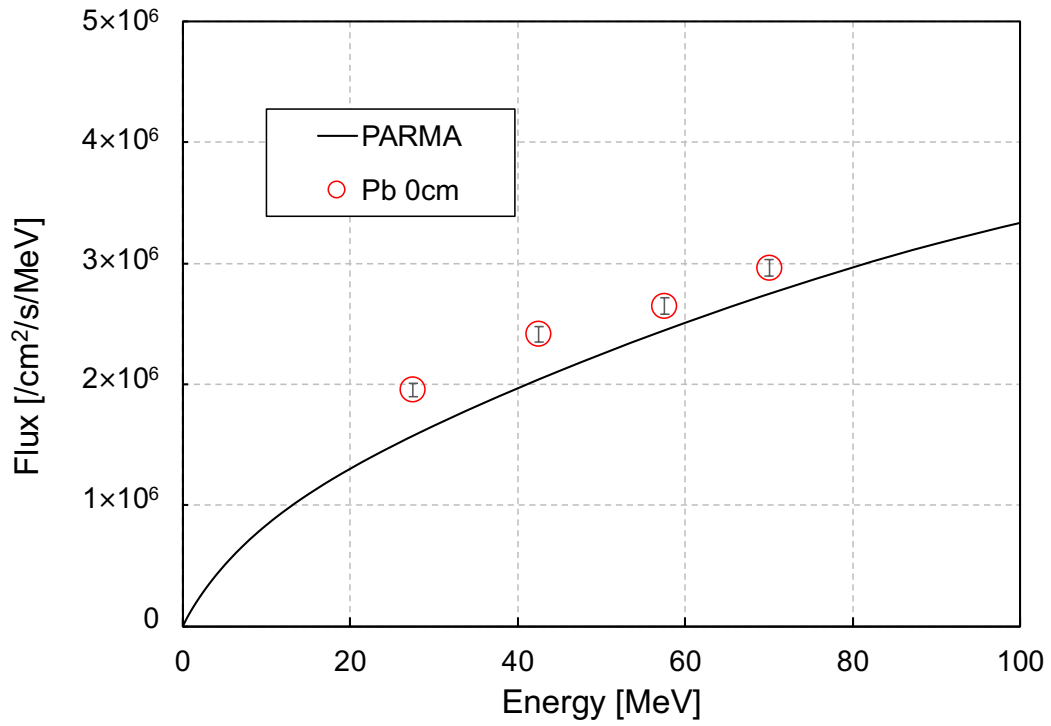


Figure 5.8 Comparison of the muon fluxes derived in this study with those calculated by PARMA. Error bars indicate statistical errors.

5.3 Degrading mode 解析

5.3.1 宇宙線電子・陽電子の弁別

Degrading mode 計測で鉛 5 cm を用いた計測結果と PHITS シミュレーションの結果を Figure 5.9、Figure 5.10 に、鉛 20 cm を用いた計測結果と PHITS シミュレーションの結果を Figure 5.11、Figure 5.12 に示す。鉛 5 cm を用いた計測での総イベント数は 4.482×10^4 count、イベントレートは 3.850×10^{-2} cps であり、鉛 20 cm を用いた計測での総イベント数は 4.047×10^4 count、イベントレートは 2.698×10^{-2} cps であった。Normal mode 計測での結果と比較すると、低エネルギー部の宇宙線電子と考えられるイベントが大幅に減っている。PHITS を用いたシミュレーションによって、5 cm の鉛で宇宙線電子・陽電子は 98.9 % 遮蔽できることがわかっており、この結果からも Normal mode 計測で見られた低エネルギー側のイベントは宇宙線電子に起因するものと裏付けられた。Degrading mode 計測ではミュオンのエネルギーは阻止能が一定となるエネルギー領域に到達しており、付与エネルギーもまたほぼ一定になっている。

Normal mode と同様、Center 検出器への付与エネルギーが 20 MeV 以下の領域 (Figure 5.9、Figure 5.11 の赤い線より低エネルギーの領域) にはノイズが多く含まれているため、解析には 20 MeV 以上の領域の実験値のみを使用した。

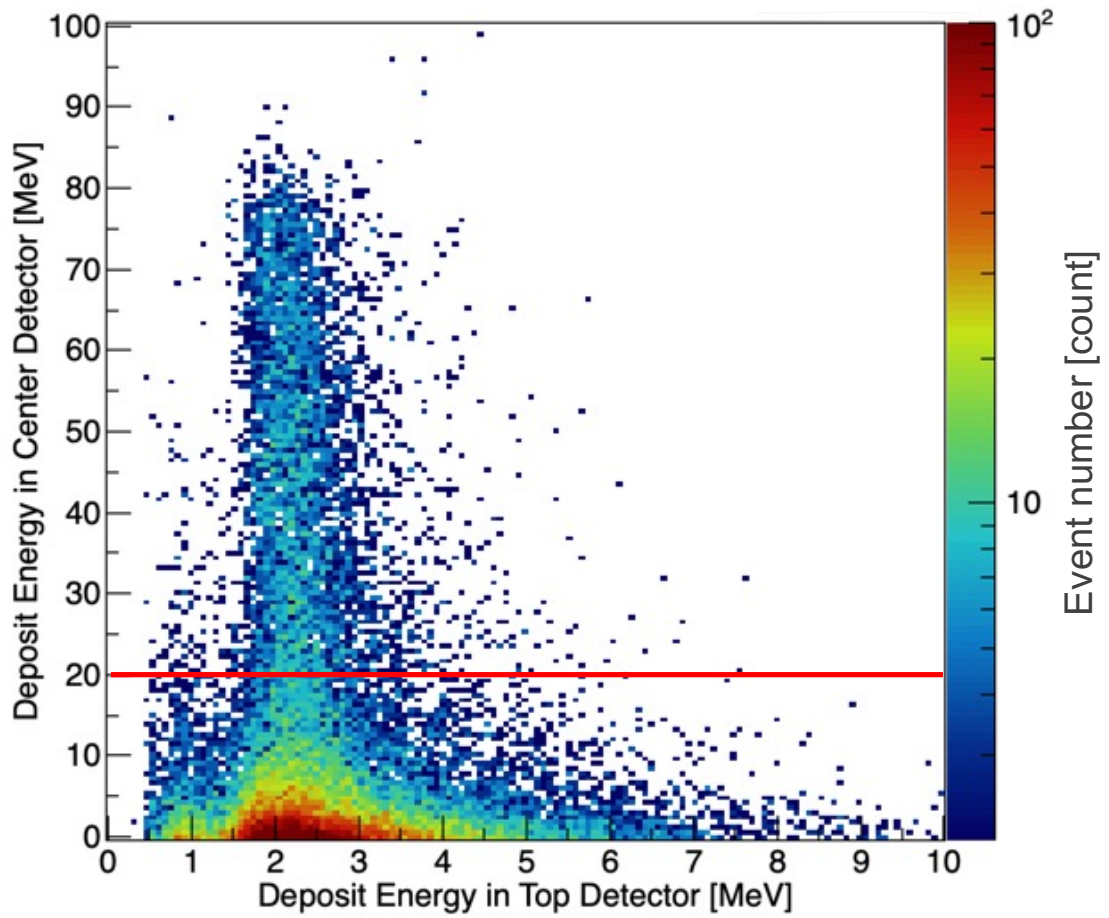


Figure 5.9 Two-dimensional histogram of experiment for Top and Center detectors using the 5-cm lead degrader. Almost all cosmic-ray electrons and positrons are absorbed in the degrader.

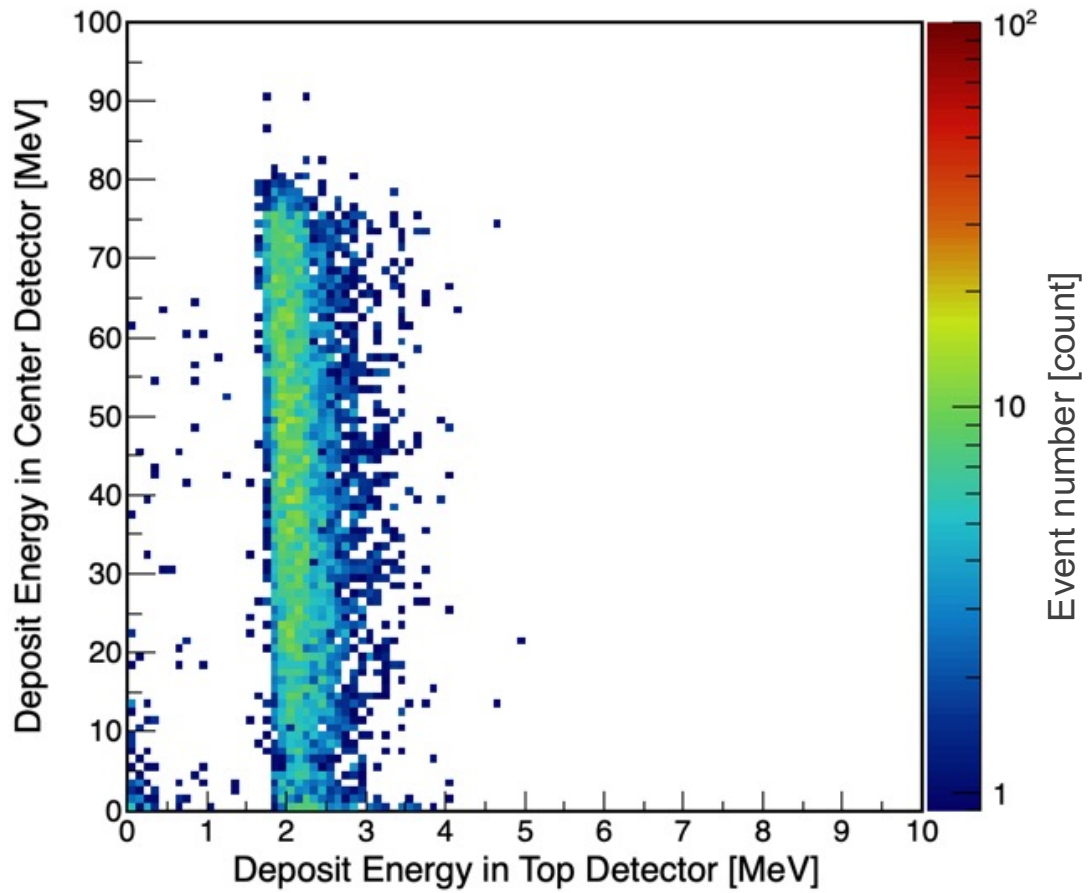


Figure 5.10 Two-dimensional histogram of simulated data for Top and Center detectors using the 5-cm lead degrader by PHITS.

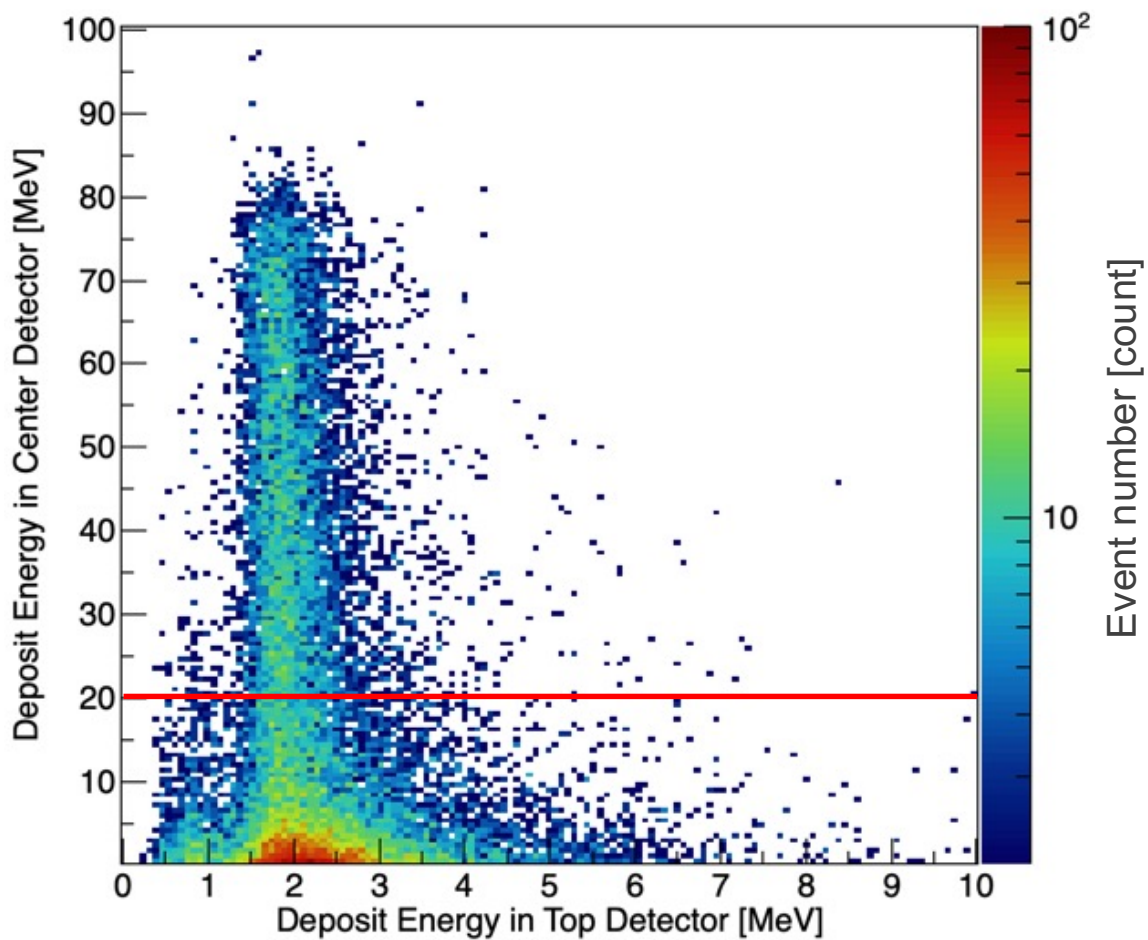


Figure 5.11 Two-dimensional histogram of experiment data for Top and Center detectors using the 20-cm lead degrader. Almost all cosmic-ray electrons and positrons are absorbed in the degrader.

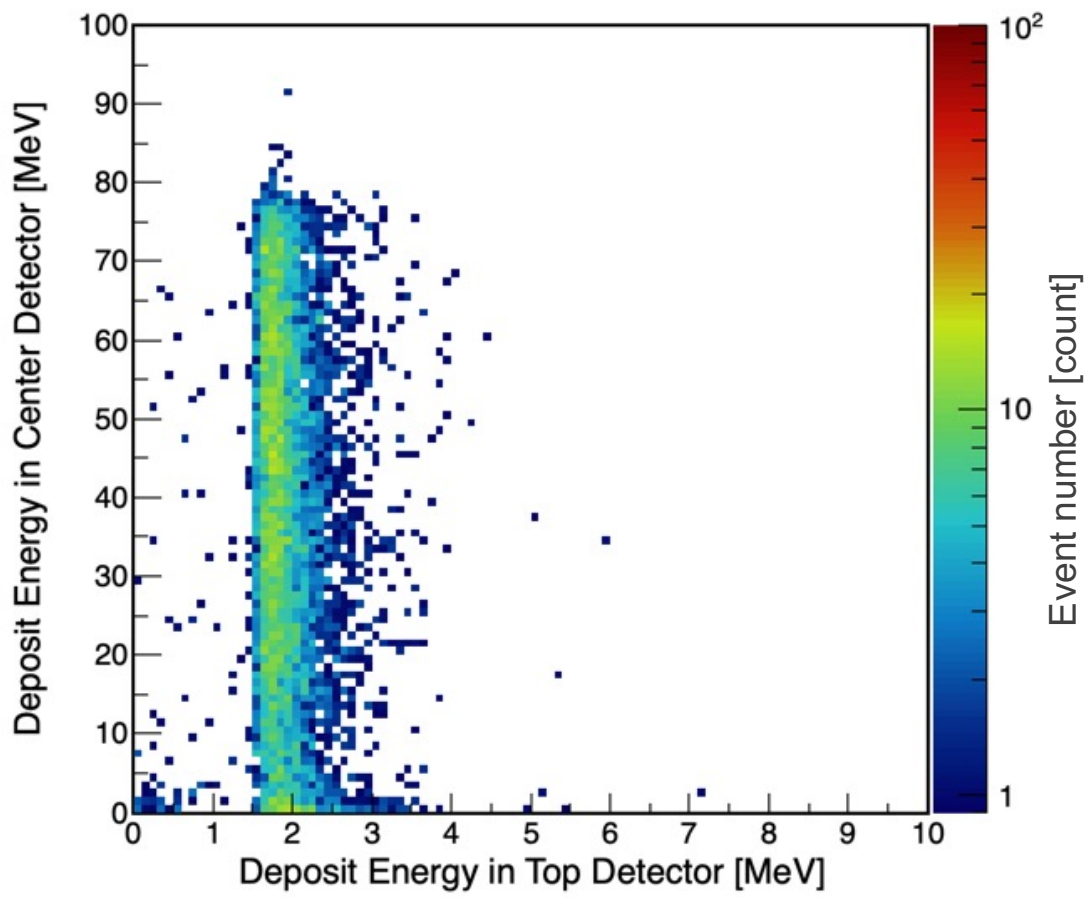


Figure 5.12 Two-dimensional histogram of simulated data for Top and Center detectors using the 20-cm lead degrader.

5.3.2 FORIST による Unfolding 解析

次に、Unfolding のため、PHITS シミュレーションを用いて鉛 5 cm、20 cm のときの検出応答関数を導出した。応答関数の導出のために、検出器体系を模擬し、ミュオンを単一エネルギーで 2.5 MeV 刻みで角度分布を持たせて入射した。ここで、九州大学の Chaiwongkhot らの先行研究により、Figure 5.13 に示すように、PARMA によって導出される宇宙線ミュオンと宇宙線電子・陽電子の角度分布は実測結果と近い値を示すことがわかっているため[51]、本研究ではミュオンの角度分布として PARMA によって計算されるミュオンの角度分布を使用した。鉛 5 cm、20 cm を用いるときの応答関数をそれぞれ Figure 5.14 に示す。鉛 20 cm の結果の方が鉛 5 cm の結果に比べて、付与エネルギー分布が広がっているのがわかる。これは、鉛が厚くなるにしたがってクーロン散乱の影響を強く受けるようになるためである。続いて、それぞれの条件で応答関数のエネルギー範囲を決定する。3.5.2 項で述べたように、最小エネルギー E_{min} と最大エネルギー E_{max} は、それぞれ $P_{res}^{E_{min}}(E_L) = 0.003$ 、 $P_{res}^{E_{max}}(E_H) = 0.997$ となるエネルギーに設定した。その結果、鉛 5 cm のときの最適な応答関数の範囲は 100~180 MeV、鉛 20 cm のときの最適な応答関数の範囲は 280~400 MeV であることがわかった。ミュオンのエネルギーと累積確率分布を Figure 5.15 に示す。

また、3.5.2 項で述べたように、FORIST においてはパーセント単位の窓関数（ユーザーパラメータ） w_k の最適解を見つける必要がある。そこで、10%から 100%の間で窓関数のグリッドサーチを行った結果、鉛 5 cm のとき $w_k = 70$ [%]、鉛 20 cm のとき、 $w_k = 50$ [%] が最適解であることがわかった。

以上のようにして決定した応答関数のエネルギー範囲と窓関数の値を用いて、実験値に対して Unfolding を行った。

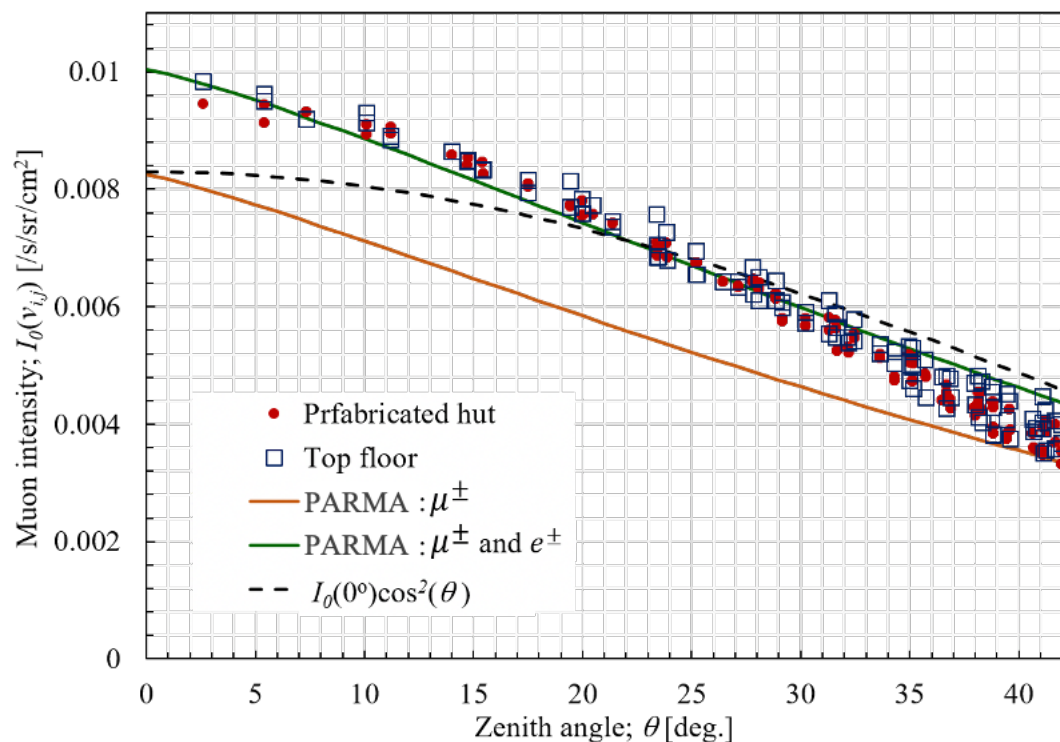


Figure 5.13 The absolute intensity of muons; $I_0(v_{i,j})$, in a unit of $\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{cm}^{-2}$, as a function of zenith angle compares with the accepted formula of $\cos^2(\theta)$ [24] distribution and the calculated distribution from PARMA [25]. The red and blue markers represent the measured muon intensity from a measurement in the prefabricated hut and on the top floor of a building, respectively. The black dash line represents the cosine formula distribution according to the empirical formula of the cosmic-ray muon intensity at sea level in Eq. (1.2). The solid green line and orange line represents an absolute intensity of muons together with electrons and only muons, respectively, calculated from the cosmic-ray muon spectra of PARMA.

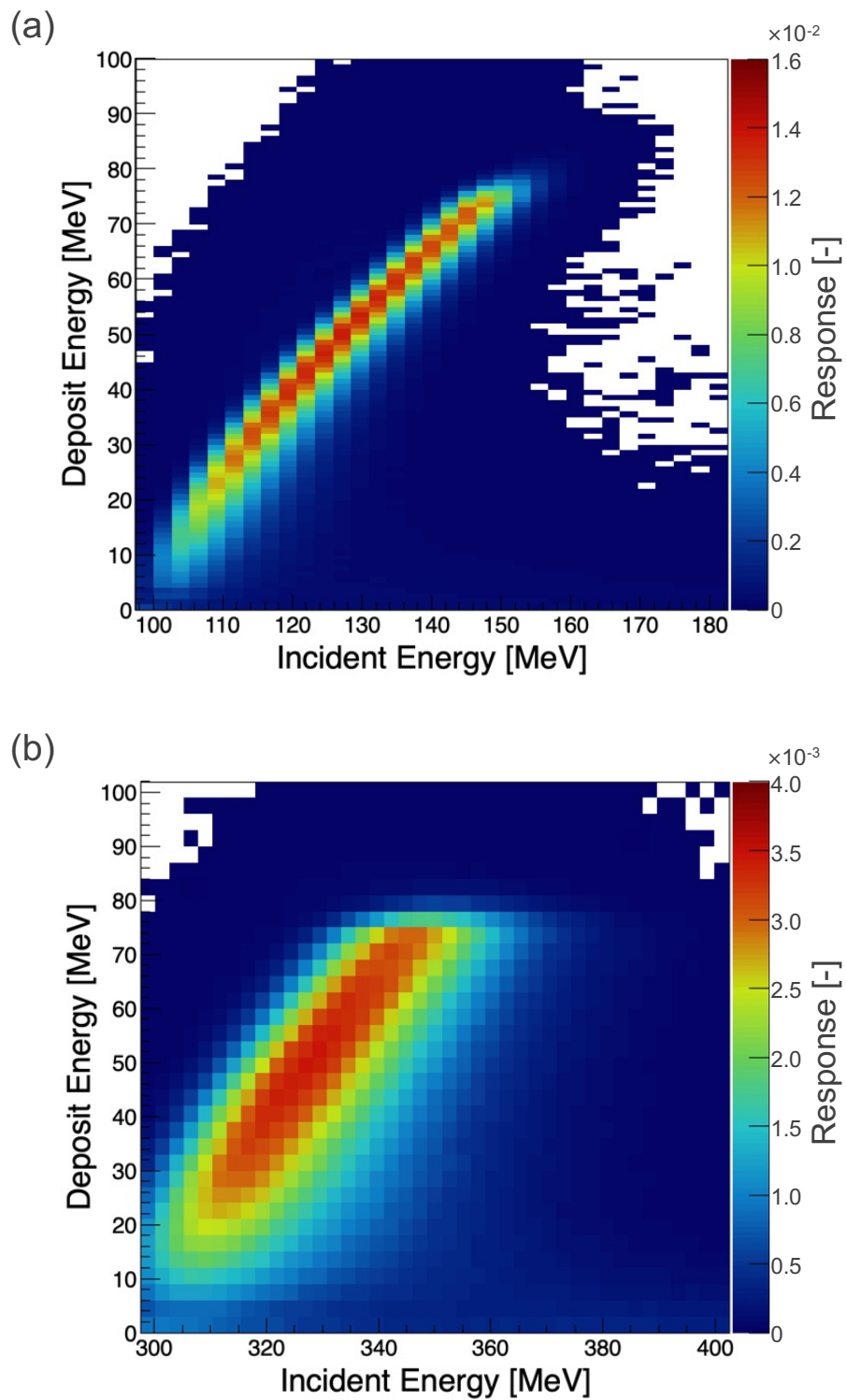


Figure 5.14 Two-dimensional response functions of the degradation calculated using PHITS for (a) 5- and (b) 20-cm lead degraders. Owing to Coulomb scattering, the 20-cm lead response has a wider region of full-absorption events.

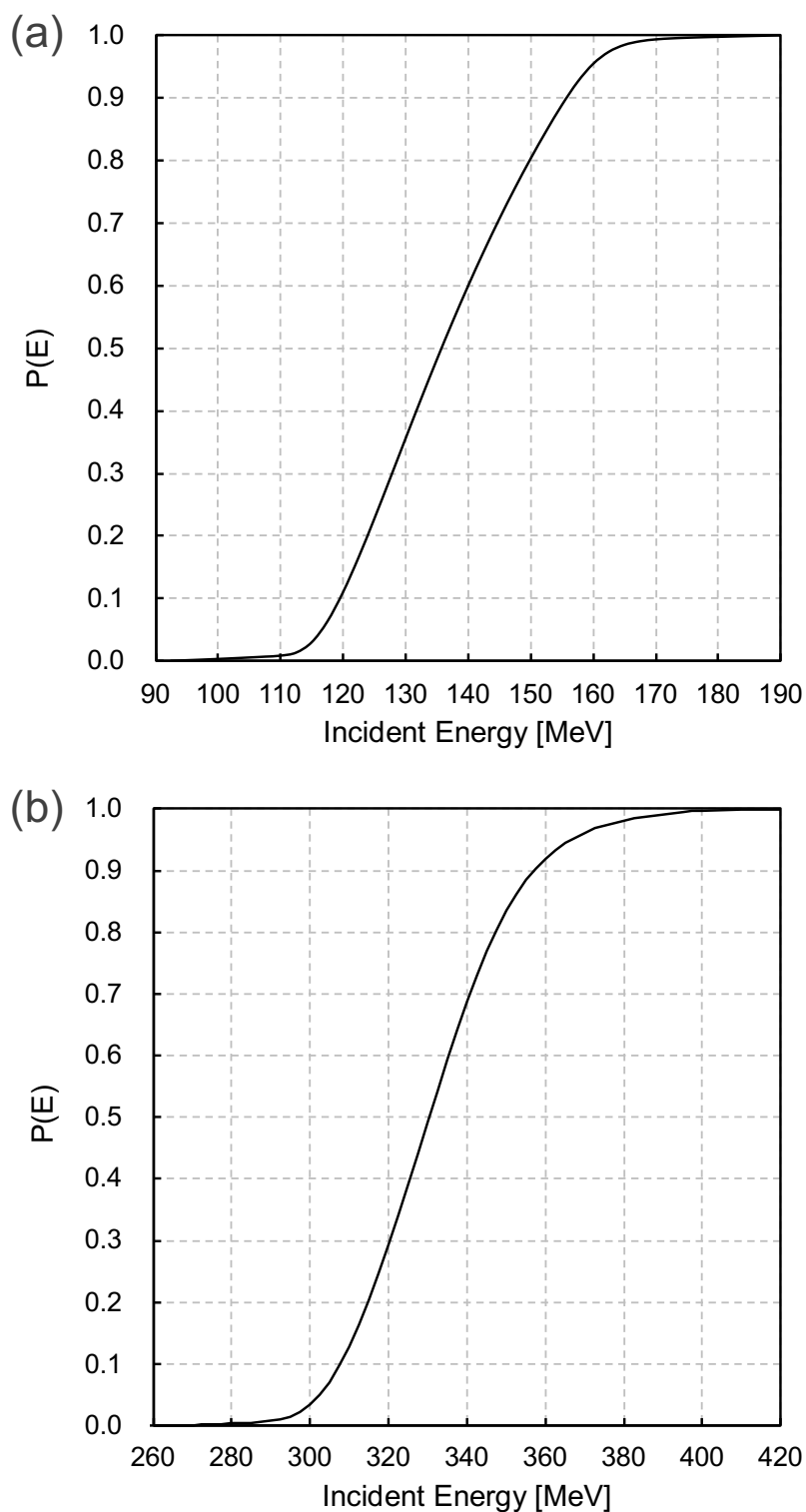


Figure 5.15 Relationship between incident muon energy and cumulative probability distribution when (a) 5 cm lead is used and (b) 20 cm lead is used.

以上の解析より、導出した結果を PARMA によって計算されたフラックスとともに Figure 5.16 に示す。誤差棒は統計誤差を示しており、それぞれ約 2.0 %である。

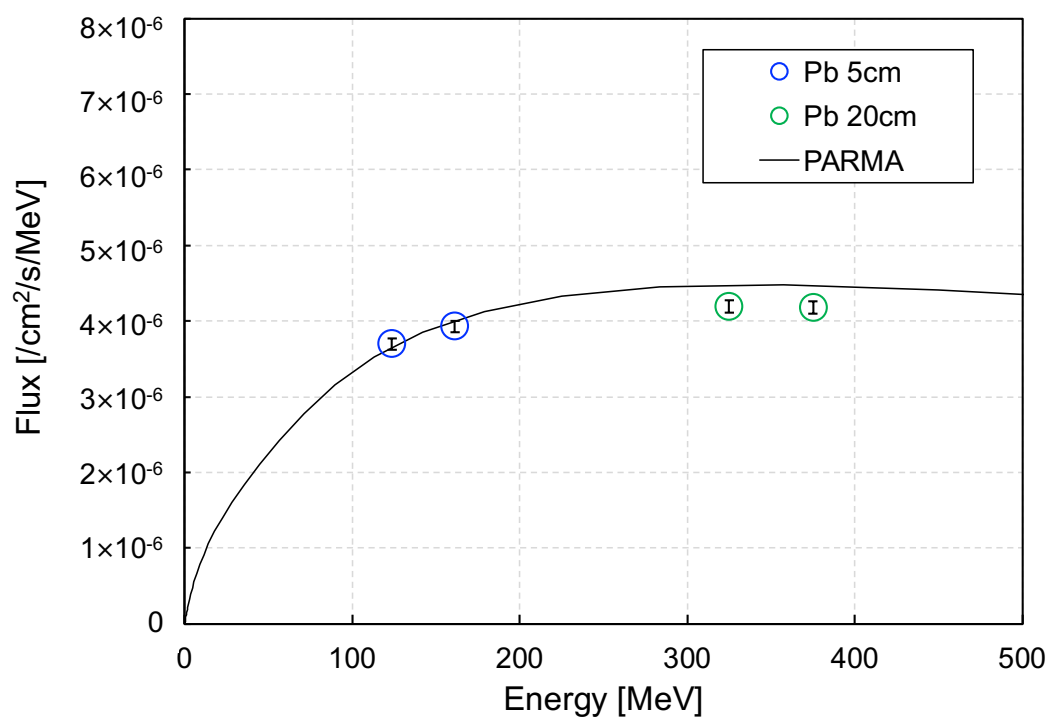


Figure 5.16 Comparison of the muon fluxes derived in this study using 5-cm and 20-cm thickness lead block with those calculated by PARMA. Error bars indicate statistical errors.

5.4 考察

5.4.1 得られたスペクトルの精度

本計測システムの精度を評価するため、計測、解析に含まれる不確かさを検討した。最終的な精度は偶然誤差が与えるものとする。本計測システムの偶然誤差とは統計誤差、及び Normal mode 計測の宇宙線電子・陽電子弁別におけるフィッティングパラメータの不確かさである。

偶然誤差

i) 統計誤差

すべての実験の計数による統計誤差を Table 5.1 に示す。

Table 5.1 Statistical uncertainty for each energy.

Kinetic energy [MeV]	Pb thickness [cm]	Statistical uncertainty [%]
27.5	0	2.9
42.5	0	2.6
57.5	0	2.5
70	0	2.3
125	5	1.2
160	5	1.4
325	20	1.5
375	20	1.6

ii) 宇宙線電子・陽電子弁別における不確かさの評価

宇宙線ミュオンと宇宙線電子・陽電子を弁別する際、それぞれをガウス分布でフィッティングした。フィッティングパラメータは強度、平均値、標準偏差の3つである。これらのパラメータの誤差を伝播させて各エネルギーで最終的な不確かさを導出した。結果を Table 5.2 に示す。これより、フィッティングによる誤差は最大 3.7% である。

Table 5.2 Fitting error in discrimination electron and positrons from muons.

Energy [MeV]	Error [%]
20-25	3.2
25-30	3.0
35-35	3.4
35-40	3.4
40-45	3.7
45-50	3.4
50-55	3.1
55-60	2.8
60-65	2.7
65-70	2.4
70-75	2.4

系統誤差

i) Unfolding の窓関数の感度解析

解の安定性を確かめるため、Unfolding 結果の窓関数に対する感度を調査した。窓関数を得られた最適値から 1.0 % 変えるごとに Unfolding 結果がどう変動するかを調査した。それぞれエネルギーを 5 群に分け解析した。

5 cm の鉛を用いたときの Unfolding の窓関数に対する感度解析の結果を Figure 5.17 に示す。最もエネルギーの低い 112.5 MeV の点では、窓関数を変えたときの変化率が最も小さく、 $-2.9 \times 10^{-8} \sim 3.3 \times 10^{-8} / \%$ である。157.5 MeV の点では窓関数を変えたときの変化率が最も大きく、 $-4.9 \times 10^{-8} \sim 5.1 \times 10^{-8} / \%$ である。全てのエネルギーにおいて、窓関数を 70 % よりも小さくしたときに傾きが正、70 % よりも大きくしたときに傾きが負になっており、傾向は一致している。窓関数を 1.0 % 変えたときの変化率は最大 $5.1 \times 10^{-8} / \%$ であり、これは解スペクトルの絶対値に対して 1.3 % であるため、本解析で用いた窓関数は十分安定している。

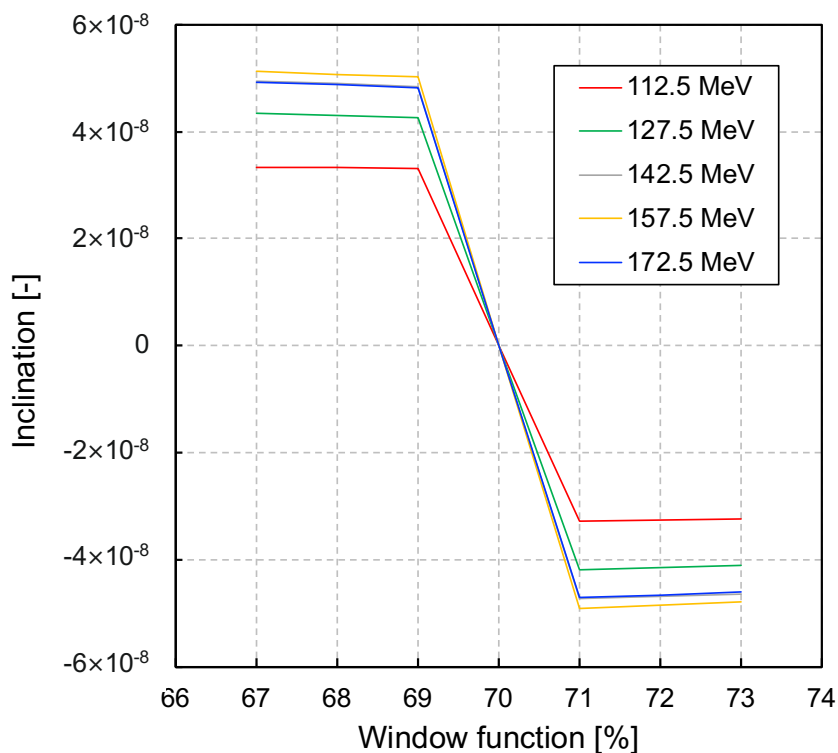


Figure 5.17 The relationship between the magnitude of the window function and the rate of change during the experiment with 5 cm of lead.

続いて、鉛 20 cm の結果を Figure 5.18 に示す。最もエネルギーの低い点と高い点である 310 MeV と 390 MeV においてその傾きは最も小さく、 $-7.0 \times 10^{-8} \sim 7.5 \times 10^{-8} /\%$ である。最も傾きが大きくなるのは 350 MeV の点であり、 $-7.9 \times 10^{-8} \sim 8.6 \times 10^{-8} /\%$ である。窓関数を 1.0 % 変えたときの変化率が最大 $8.6 \times 10^{-8} /\%$ であり、鉛 5 cm のときの結果と同様、非常に小さい。これはフラックスの絶対値に対して 1.9 % であるため、本解析で用いた窓関数は十分安定している。

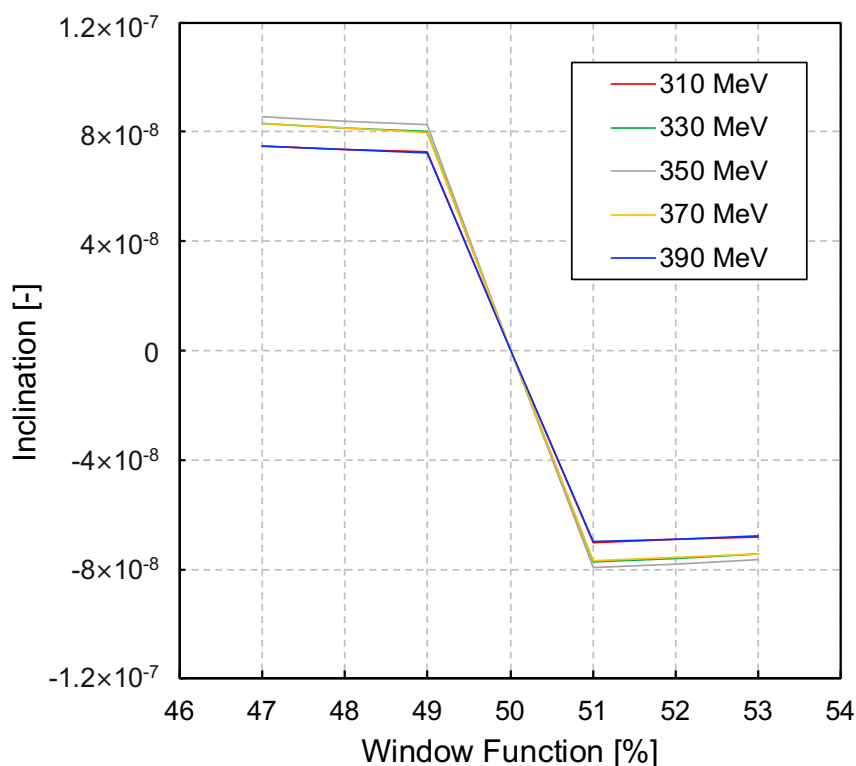


Figure 5.18 The relationship between the magnitude of the window function and the rate of change during the experiment with 20 cm of lead.

ii) 解スペクトルの不確かさ

エネルギー依存性を持たない、フラットなエネルギースペクトルを用いて Center 検出器への付与エネルギー分布を導出する。この導出したエネルギースペクトルが、Unfolding を行って元のフラットなエネルギースペクトルに戻るとき、Unfolding 後のスペクトルと元のスペクトルの差が解スペクトルの不確かさとなる。鉛 5 cm を用いた計測に関してはこの不確かさが 3.5 %、鉛 20 cm を用いた計測に関しては 8.6 %であった。

iii) 設置誤差

実験を行う際の検出器の設置位置による誤差を評価する。PHITS シミュレーションにおいて、実験体系を模擬し、Center 検出器への付与エネルギー分布を計算する。このとき、Top 検出器の位置が 1 cm ずれていた場合、Center 検出器の位置が 1 cm ずれていた場合、Bottom 検出器の位置が 1 cm ずれていた場合をそれぞれ計算した。

正しい位置に設置されていた場合と、その他の場合の Center 検出器への付与エネルギースペクトルの差は 1.1%であったため、設置誤差を 1.1%とする。

iv) 崩壊電子・陽電子の影響

2.2.4 項で述べたように、本計測の結果にはミュオンが崩壊した際に放出される電子・陽電子が含まれる。本計測で得られたエネルギー E のミュオンのフラックスを $\phi_{exp}(E)$ 、崩壊粒子の平均エネルギーを \bar{E}_e 、崩壊粒子が含まれる確率を p とすると、崩壊粒子の影響を考慮したミュオンのエネルギースペクトル $\phi_t(E)$ は以下の式で表される。

$$\phi_t(E) = \phi_{exp}(E) + p\phi_{exp}(E + \bar{E}_e) \quad (5.3)$$

ここで、2.2.4 項より、崩壊粒子が含まれる確率 p は 5.5%である。また、崩壊電子・陽電子のエネルギースペクトルは Figure 5.19 のような分布を示し、最大の運動量は 53 MeV/c、つまり運動エネルギーで約 13 MeV である[45]。このスペクトルから、崩壊電子・陽電子の平均運動量 \bar{E}_e は 37 MeV/c つまり運動エネルギーで約 6.3 MeV である。本計測の結果のそれぞれのエネルギーに対して、(5.3)式を用いて崩壊粒子による影響を補正した。

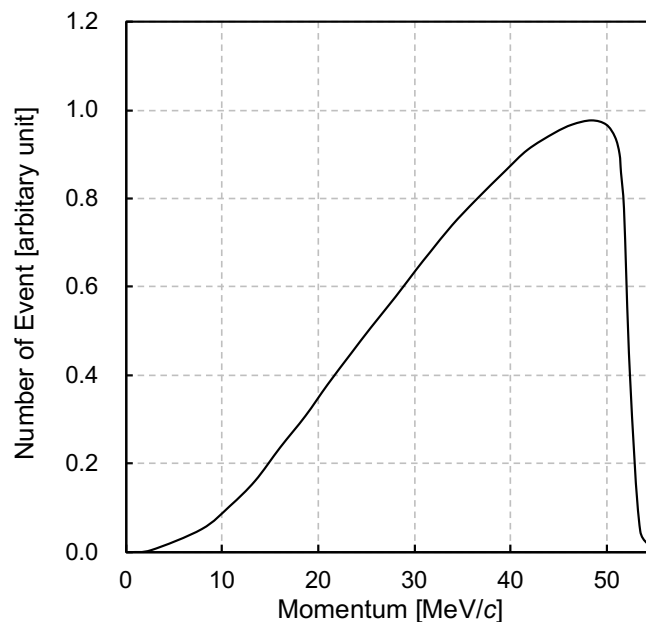


Figure 5.19 Energy spectrum of decay electron from muon.

得られたスペクトルの精度

精度に影響を与える偶然誤差は、統計誤差及び Normal mode 計測における電子・陽電子弁別の誤差である。ソフトエラー率推定値が、社会安全上問題となる過小評価を引き起こしていないか検出するためには、リスク率を5%に設定すると、ソフトエラー発生率は5.6%以内の精度で決定される必要があるが、本計測の偶然誤差の最大値は4.5%であり、目標精度である5.6%を上回る精度となった。

5.4.2 PARMA との比較

これまでの全ての結果と PARMA によって導出されたミュオンのフラックスを Figure 5.20 に示す。Figure 5.20 の誤差棒には統計誤差を示している。また、それぞれのエネルギー範囲で分けたときの、実験値の積分値に対する PARMA の積分値 Calculation/Experiment (C/E) を Table 5.3 に示す。

まず、鉛 20 cm を用いた計測の 300~400 MeV のエネルギー範囲において、その差は 7.1 % であり実験値が PARMA よりも低い値となっているが、その系統誤差が 8.9 % であることから、その範囲内で一致している。5 cm の鉛を用いたときの 100~180 MeV の領域では、差は 1.4 % であり非常に小さく、統計誤差が最大 1.4 %、系統誤差が 4.0 % であることを踏まえるとその不確かさの範囲内で一致している。

また、鉛を用いない 45~75 MeV の領域では実験値と PARMA の差は 7.3 % であるが、統計誤差が最大 2.5%、フィッティングによる不確かさが 3.4 % であることを踏まえると、その不確かさの範囲内を超えて差が大きいことがわかる。また、鉛を用いない 20~45 MeV のエネルギー領域において、その差は 16.9 % と大きく、実験値が PARMA を上回る結果となった。この計測における統計誤差が最大 2.9 %、不確かさが 3.7 % であることを踏まえると、その差は不確かさの範囲を超えて大きいことがわかる。以上より、75 MeV 以下の領域では実験値と理論モデルに有意差が見られることがわかった。ここで、PARMA について、宇宙線ミュオンのエネルギースペクトルを計算する際に、粒子を軽い陽子として入射している。このエネルギー領域では、ミュオンが新たに生成されることはなく、その数には電離作用しか影響しないため陽子と振る舞いは同じであるはずだが、低エネルギー領域ではその振る舞いが実際には異なる可能性が示唆された。

Table 5.3 Comparison of muon fluxes obtained by PARMA model and experiment.

Energy [MeV]	Pb thickness	C/E
20 – 45	0 cm	0.831
45 – 75	0 cm	0.927
100 – 180	5 cm	1.010
300 – 400	20 cm	1.071

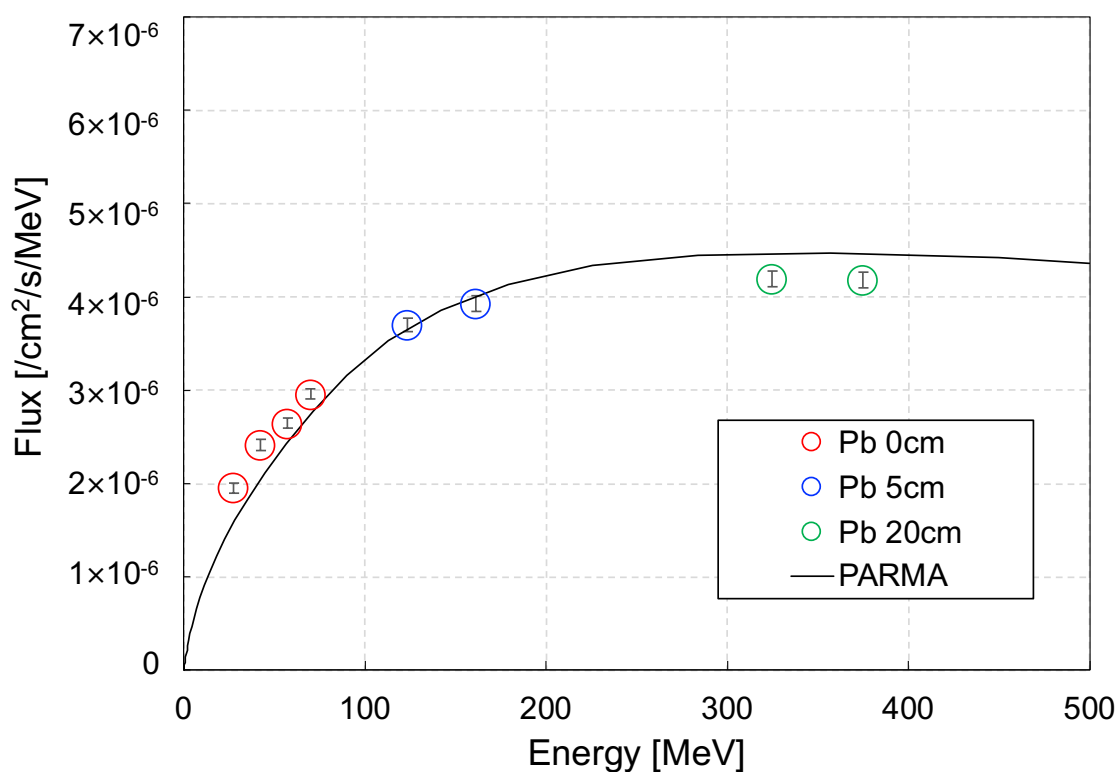


Figure 5.20 Comparison of the measured spectra with those predicted by the analytical model, PARMA. Red, yellow, and green circles represent the measurement results without lead, 5-cm-thick lead, and 20-cm-thick lead, respectively.

5.4.3 過去の実験値との比較

Figure 5.21 に本研究の結果とこれまでに実測されてきた過去の実験値との比較を示す。本研究の結果は、0～90度の積分フラックスになっているが、本項では他の実験値と比較を行うため、PARMAの角度分布を仮定して天頂角0～1度の角度微分フラックスを導出した。

まず宇宙線ミュオンスペクトルの計測下限値を Kremer らの超電磁気スペクトロメータを用いた 0.25 GeV/c から 850 MeV/c まで下げることに成功した。つまり、運動エネルギーで 166 MeV から 20 MeV まで下限を下げた。Kremer らの実験結果と本研究の結果を比較すると、両者は 10.7% の範囲内で一致している。また、他の実験値と比較しても高エネルギー領域と滑らかに繋がることがわかった。

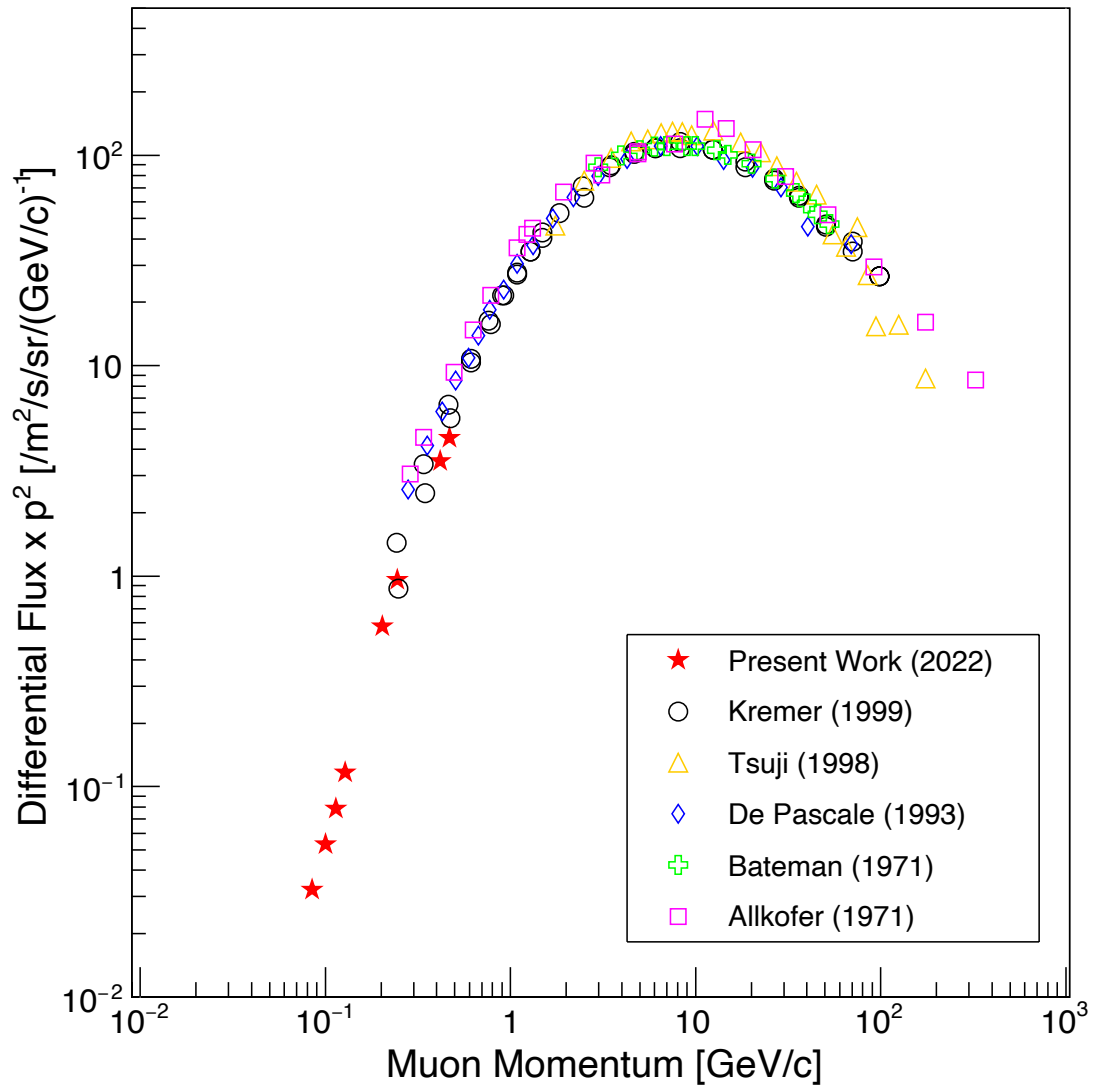


Figure 5.21 Muon spectrum measured by FAMES, and other experiments. The fluxes are multiplied by p^2 , where p is the momentum in GeV/c [32–36].

第6章

建屋内における環境中ミュオンの エネルギースペクトル計測

ソフトエラー率の予測を行うには、実際にデバイスの置かれる建屋内でのミュオンのエネルギースペクトルが重要となる。そこで、5階建の建屋の1階にてFAMESを用いて環境中のミュオンのエネルギースペクトルを取得した。

6.1 計測条件

九州大学筑紫キャンパスの5階建の建屋であるD棟の1階でも同様に低エネルギー領域のミュオンの計測を行った。本計測においてもFAMESは、アクセプタンスに影響を与えないよう、建物のどの壁からも200 cm離れた場所に設置した。

Table 6.1 Measurement condition for low-energy muon spectra

Mode	Degrader thickness [cm]	Measurable energy [MeV]	Measurement date	Measurement time [day]
Normal	-	~75	2018/04/20 – 2018/04/30	10.4
Degrading	5	100 - 180	2017/07/24 – 2019/08/04	11.3
	20	280 - 400	2017/09/26 – 2017/10/16	12.2

Figure 6.1～Figure 6.3 に、本計測の計測期間とオウル中性子モニタで観測された宇宙線強度を示す。

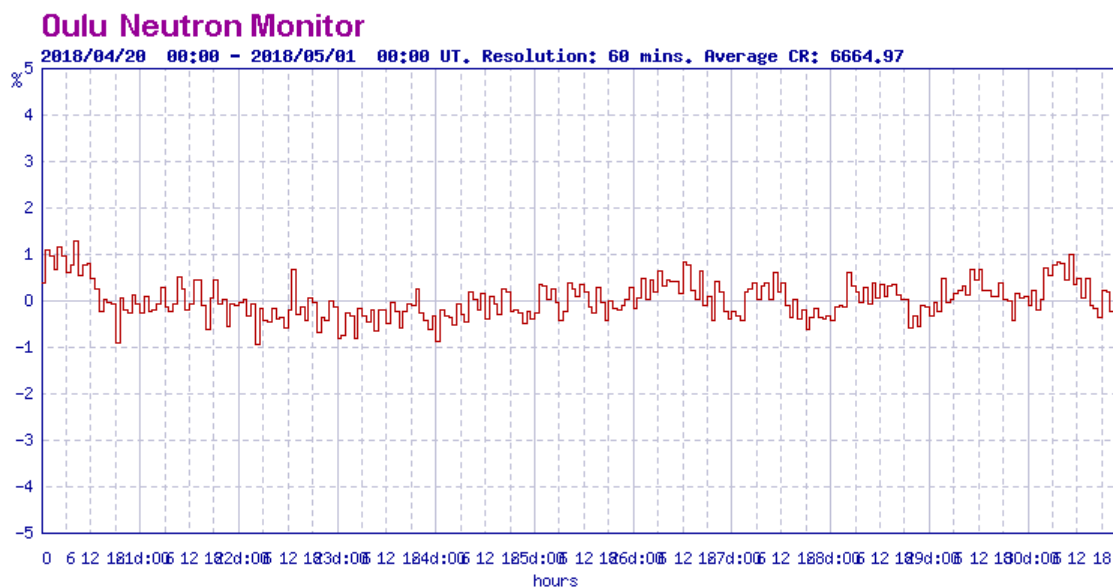


Figure 6.1 Changes in cosmic ray intensity during the measurements in normal mode. (2018/04/20 ~ 2018/04/30)

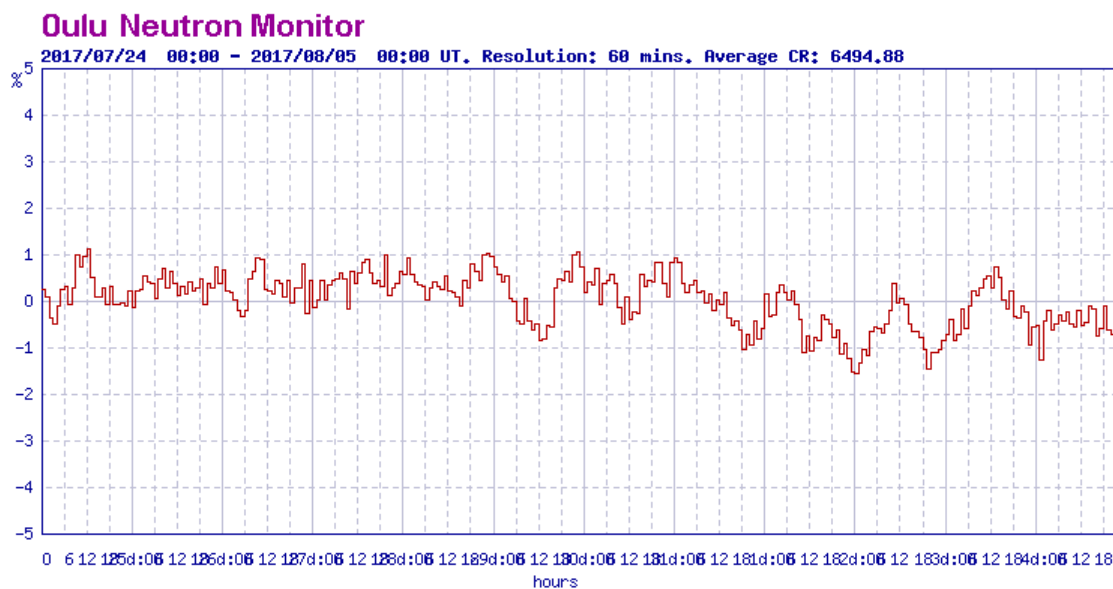


Figure 6.2 Changes in cosmic ray intensity during the measurements in degrading mode with 5cm-thickness lead block. (2019/07/24 ~ 2019/08/04)

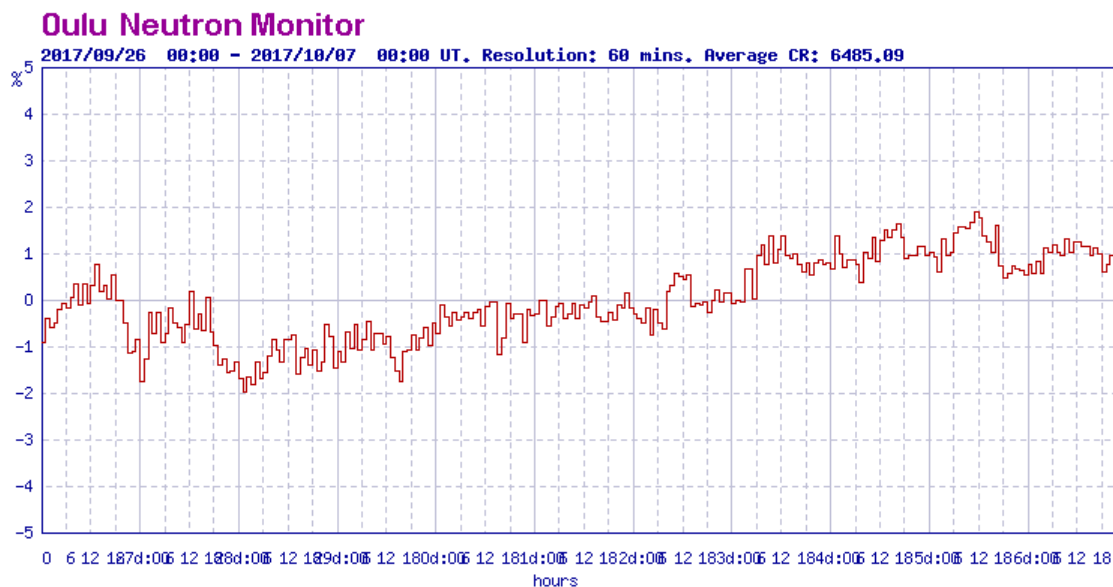


Figure 6.3 Changes in cosmic ray intensity during the measurements in degrading mode with 20cm-thickness lead block. (2017/09/26~2017/10/06)

全ての期間において、宇宙線の強度が5%以上変動するような大きな変化は見られなかった。

6.2 解析

6.2.1 Normal mode 解析

本計測で得られた結果を Figure 6.4 に示す。本計測の総イベント数は 5.843×10^4 count、イベントレートは 6.492×10^{-2} cps であり、本計測のイベントレートは第5章で行った5階でのイベントレートの0.5倍であった。5階での計測で得られた結果を、本計測と同じレンジで Figure 6.5 に示す。両者を比較すると、5階での計測ではっきりと見えていた宇宙線陽子が1階での結果には現れていないことがわかる。これは、宇宙線陽子が5階分のコンクリート、つまり100 cmのコンクリートで吸収されたためだと考えられる。また、宇宙線電子のイベントも、1階の結果の方が、全体的にイベント数が少なく、特に Center 検出器への付与エネルギーが高エネルギーの領域において少なくなっている。これも宇宙線陽子と同様5階分のコンクリートで吸収されたためだと考えられる。

この二次元ヒストグラムを利用して、ミュオンと宇宙線電子・陽電子の弁別を行

った。また、Center 検出器への付与エネルギーが 20 MeV 以下の領域は、ミュオン、電子・陽電子とノイズが混在しており、弁別が難しいため、本研究では 20 MeV 以上の領域のみ解析に使用する。

さらに、5.2.2 項と同様、3.4.2 項で導出した検出効率曲線を用いて検出効率補正を行った。

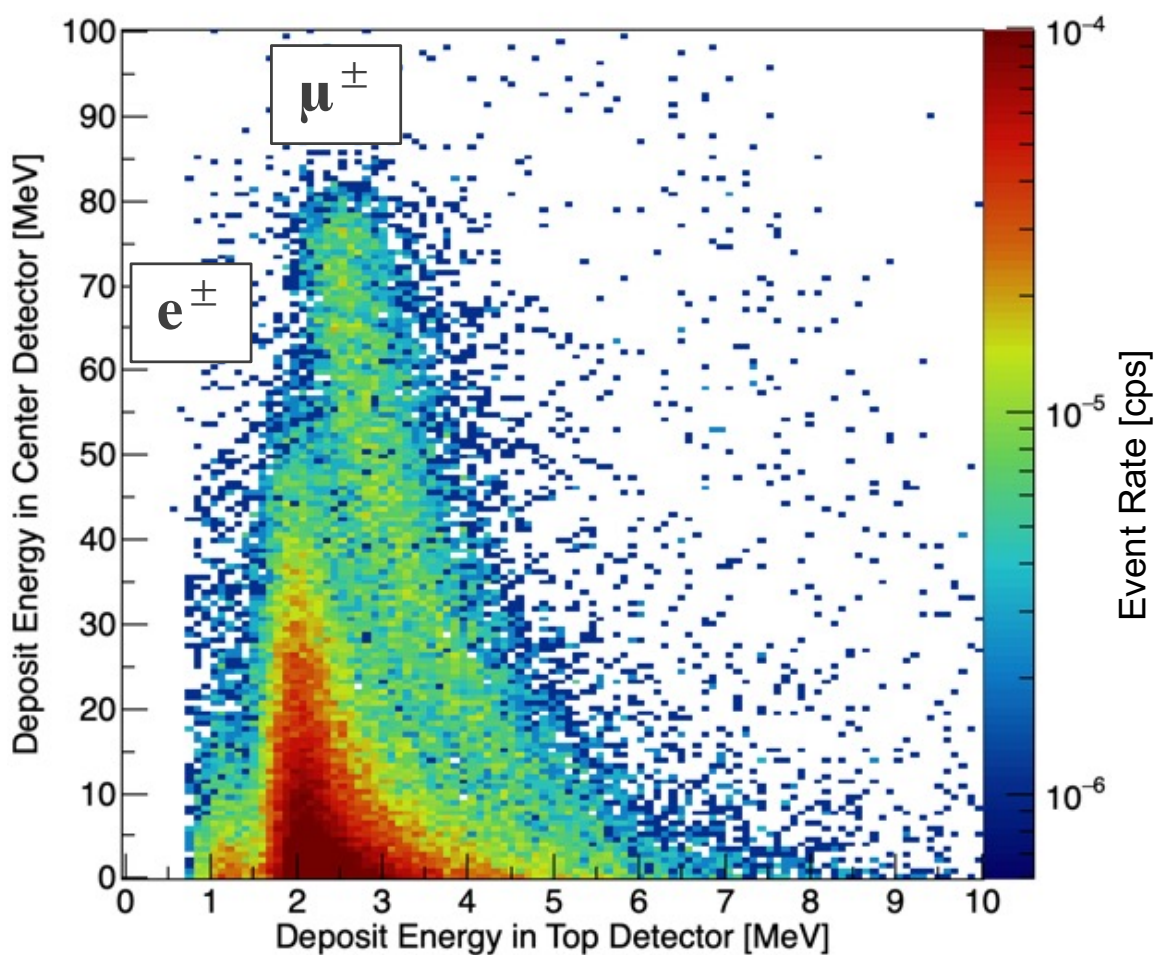


Figure 6.4 Two-dimensional histogram for Top and Center detectors to distinguish muons from electrons, positrons, and protons using the ΔE - E method at 1st floor.

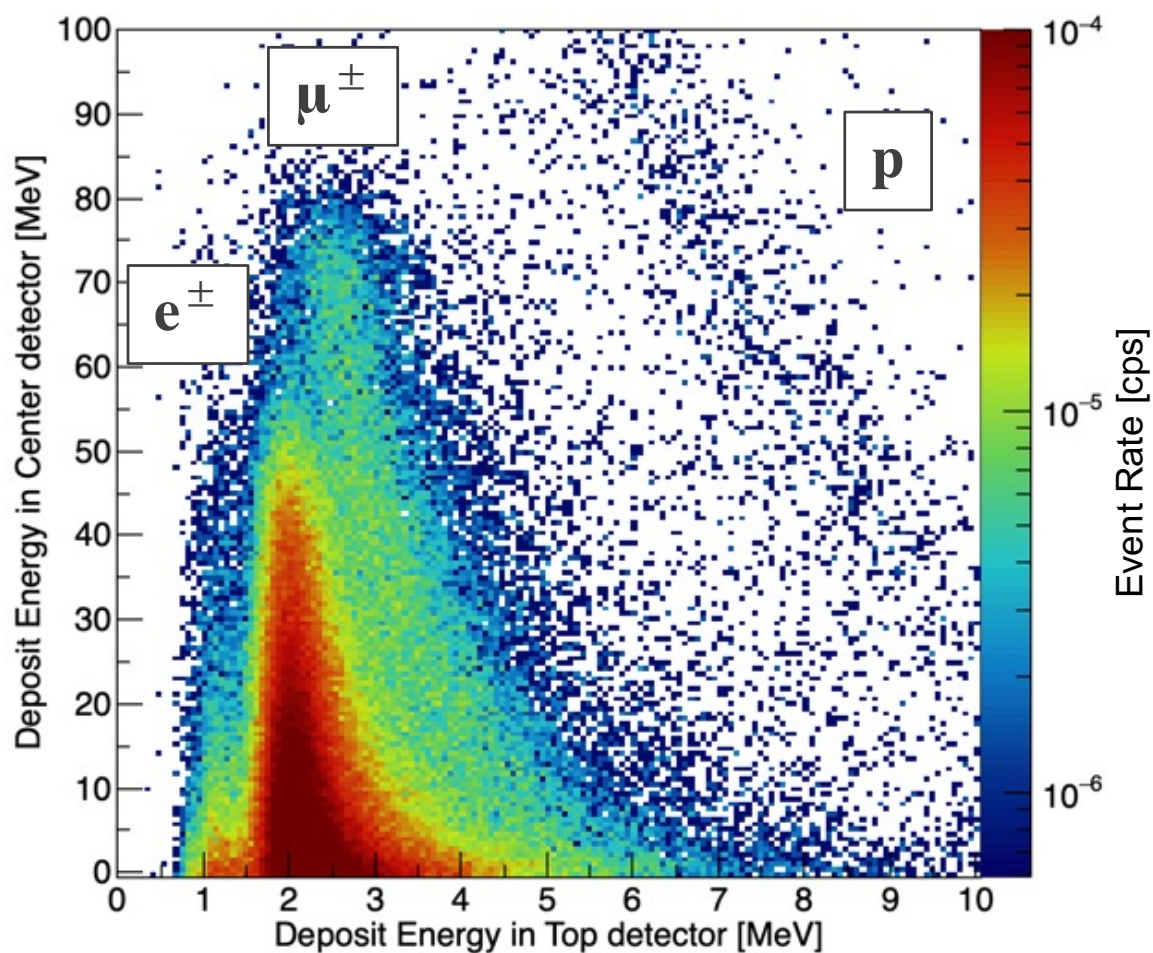


Figure 6.5 Two-dimensional histogram for Top and Center detectors. The x-axis shows the energy given to the Center detector, the y-axis shows the energy given to the Top detector, and the z-axis shows the number of events.

6.2.2 Degrading mode 解析

Degrading mode 計測で鉛 5 cm を用いた結果を Figure 6.6 に示す。総イベント数は 4.311×10^4 count であり、イベントレートは 4.401×10^{-2} cps であった。同様に、鉛 5 cm を用いたときの 5 階での計測の結果を Figure 6.7 に示す。5 階での計測において、イベントレートは 3.850×10^{-2} cps であり、1 階のイベントレートは 5 階の 1.14 倍である。1 階と 5 階の結果を比較すると Top 検出器への付与エネルギー分布は両者とも 2 MeV 付近で一定になっており、同様の傾向を示した。

Degrading mode 計測で鉛 20 cm を用いた結果を Figure 6.8 に示す。総イベント数は 2.159×10^4 count、イベントレートは 2.045×10^{-2} cps であった。同様に、鉛 20 cm を用いたときの 5 階での計測結果を Figure 6.9 に示す。5 階での計測においてイベントレートは 2.698×10^{-2} cps であり、1 階のイベントレートは 5 階の 0.76 倍である。鉛 5 cm のときと同様、両者の付与エネルギー分布は同じ傾向を示している。鉛 5 cm を用いた計測と鉛 20 cm を用いた計測のどちらにおいても、Center 検出器への付与エネルギーが 20 MeV 以下の領域には電気ノイズ等の影響が大きいため、解析では 20 MeV 以上の領域のみ使用した。

また、Unfolding には 3.5.2 項で述べた FORIST コードを使用し、使用する応答関数は 5.3.2 項で使用したものと同一ものを使用する。また、Unfolding に必要なパラメータである応答関数のエネルギー範囲と窓関数も 3.5.2 項で使用したものと同一パラメータを使用した。

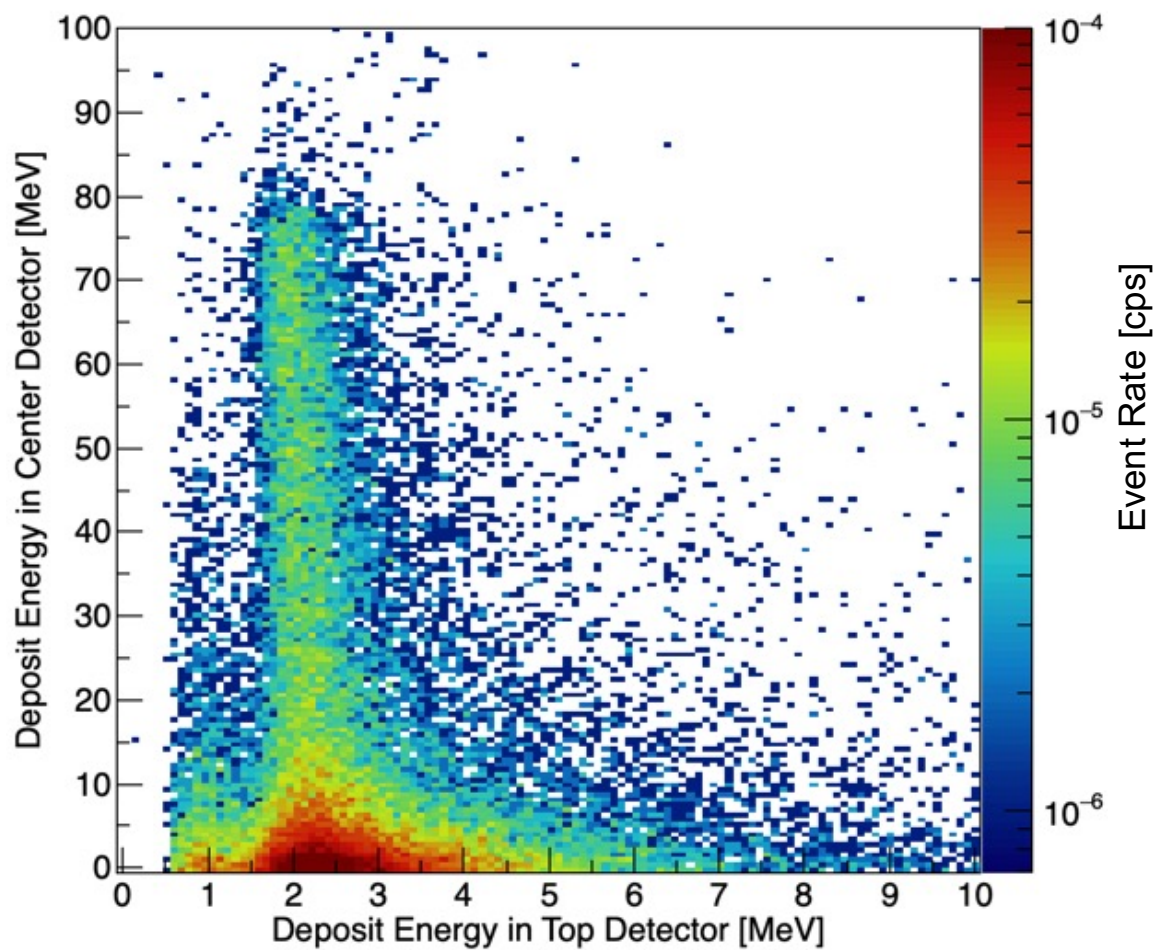


Figure 6.6 Two-dimensional histogram of experiment for Top and Center detectors using the 5-cm lead degrader. Almost all cosmic-ray electrons and positrons are absorbed in the degrader at 1st floor.

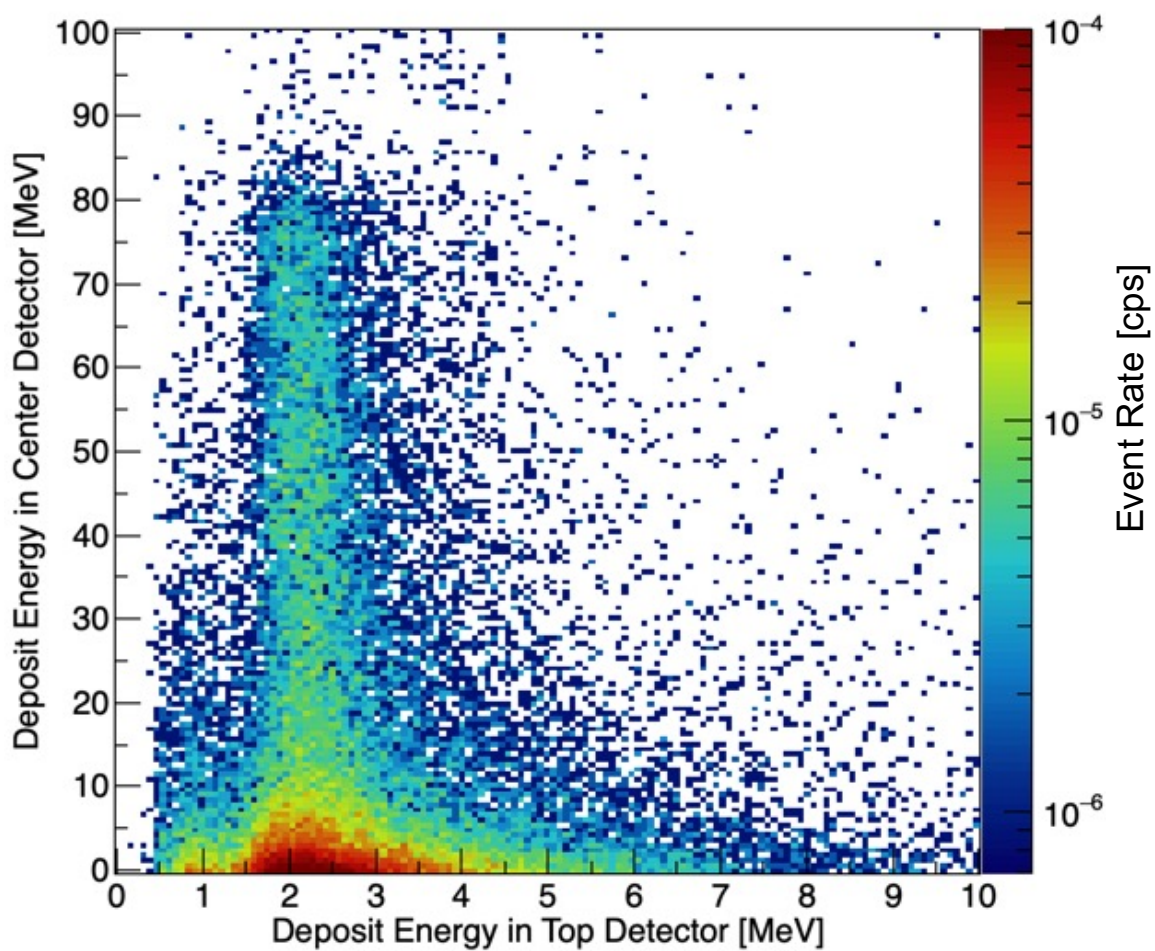


Figure 6.7 Two-dimensional histogram of experiment for Top and Center detectors using the 5-cm lead degrader at 5th floor.

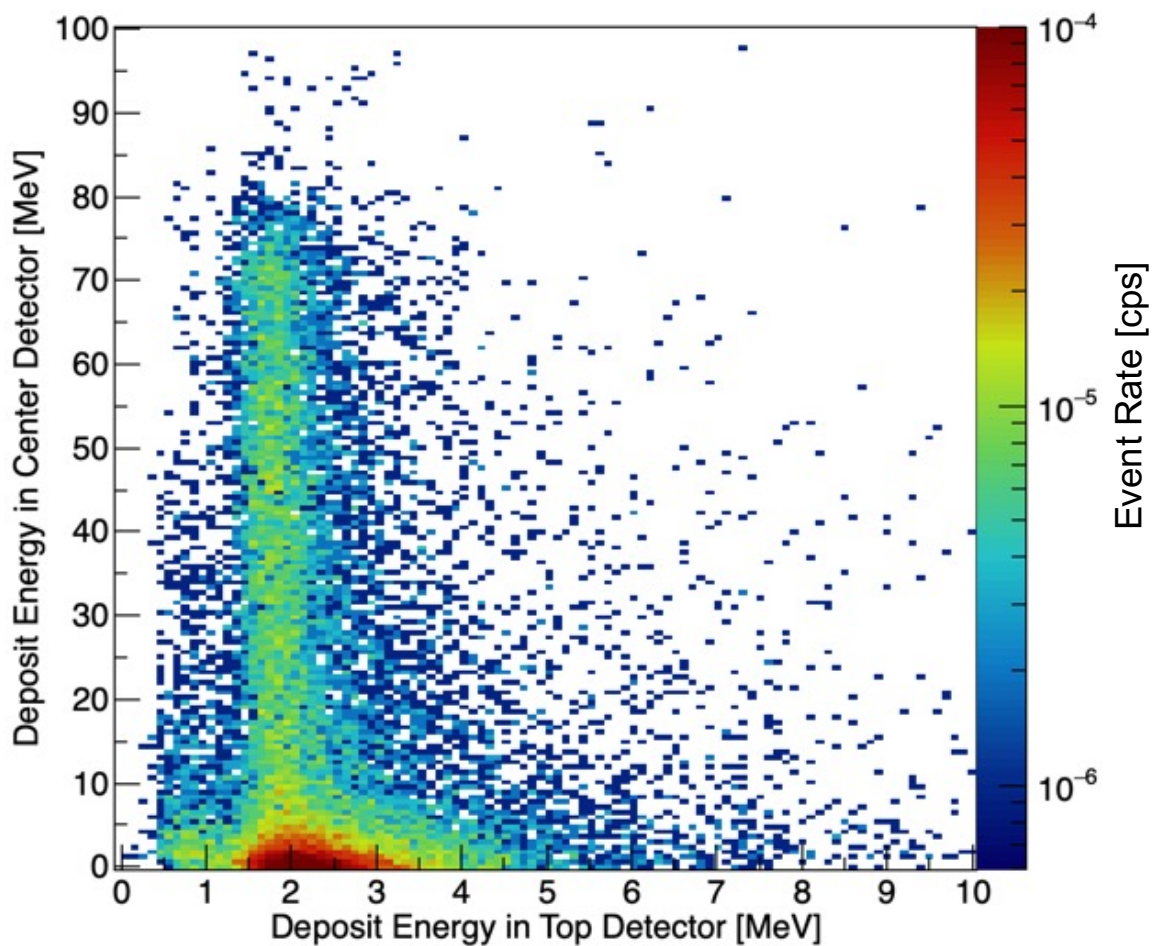


Figure 6.8 Two-dimensional histogram of experiment for Top and Center detectors using the 20-cm lead degrader. Almost all cosmic-ray electrons and positrons are absorbed in the degrader at 1st floor.

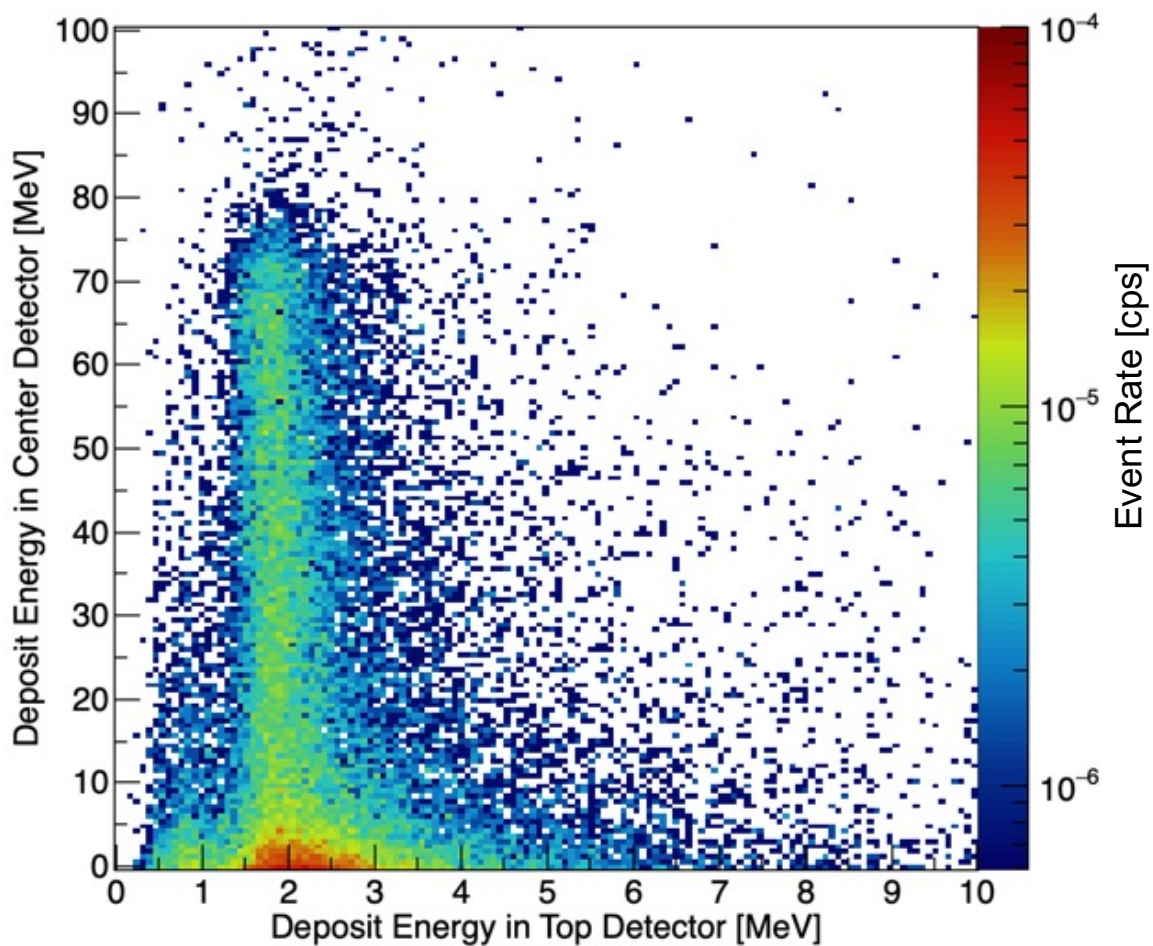


Figure 6.9 Two-dimensional histogram of experiment for Top and Center detectors using the 20-cm lead degrader at 5th floor.

6.3 結果・考察

Unfolding によって導出された 1 階でのミュオンのフラックスを 5 階での結果とともに Figure 6.10 に示す。Figure 6.10 には、PARMA を用いて PHITS で導出した D 棟 1 階におけるミュオンフラックスを示している。1 階で行われた計測について、5 cm と 20 cm の鉛を用いたときの統計誤差はそれぞれ 1.6% と 3.1% であり、Figure 6.10 には統計誤差を示している。

鉛を用いない計測のとき、45 MeV 以下の領域では 5 階でのフラックスより 1 階でのフラックスの方が 6.4% 大きく、45 MeV~75 MeV の領域では両者は 1.7% の範囲内で一致している。100 MeV 以下の範囲では、PARMA も 1 階のフラックスが 5 階のフラックスを上回っていることから、5 階分のコンクリートで高エネルギーのミュオンが減衰し、低エネルギー成分が増えると考えられる。

鉛 5 cm を用いたとき、つまり 100~180 MeV のエネルギー範囲では、1 階の結果が 5 階の結果を 16.1% 上回っている。これは、フラックスの大きい高エネルギーのミュオンが減衰して 100~180 MeV のエネルギーになったためであると考えられる。PARMA と 1 階での PARMA をこのエネルギーで比較すると、100 MeV 以下では 1 階での PARMA の方が絶対値が大きいが、100~180 MeV のエネルギー領域は両者の傾向が入れ替わる領域であることがわかる。実験値は 1 階の方が 5 階の結果を上回っていることから、実際の環境には PHITS シミュレーションで模擬できていないコンクリートと窓以外の様々な物質が存在するため、実験値の方が大きく減衰し、5 階の結果を上回ったと考えられる。

鉛 20 cm を用いたとき、つまり 300~400 MeV のエネルギー範囲では、1 階の結果は 5 階の結果を 14.7% 下回っている。PARMA と 1 階での PARMA も同様に 1 階の結果の方が PARMA を 23.8% 下回っているため、傾向は一致している。これは、よりフラックスの低い高エネルギー領域のミュオンが減衰して 300~400 MeV になったためであると考えられる。

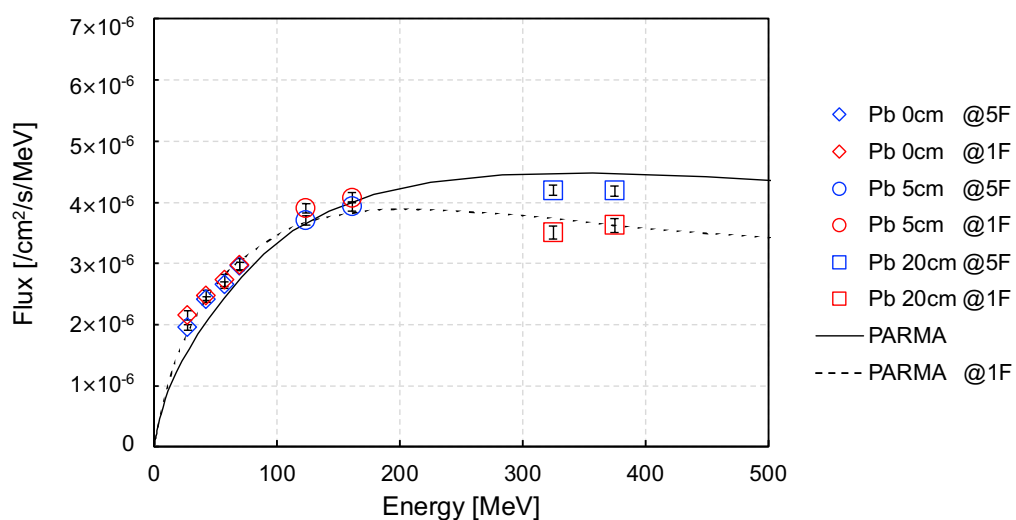


Figure 6.10 The results of the experiment on the 5th floor are shown in blue and the results on the 1st floor are shown in red. The results for 5 cm lead and 20 cm lead are represented by circles and squares, respectively. PARMA is shown as a black line, and PARMA on the first floor of Building D, as calculated by PHITS, is shown as a black dotted line.

第7章

総括・今後の展望

本研究の総括と、今後の展望について述べる。

7.1 総括

宇宙線ミュオンを用いたミュオグラフィやミュオンによるソフトエラー率を正確に推定するには、精度の高い宇宙線ミュオンのエネルギースペクトルが特に低エネルギー領域に関して必要である。現在はそれらの予測に PARMA などの宇宙線予測の理論モデルが使用されているが、1 GeV 以下のエネルギー領域では、わずかな測定データしか報告されていないため、モデルの低エネルギー領域の再現性は検証できていなかった。そこで、実験により 400 MeV 以下のエネルギー領域のミュオンのスペクトルを取得するとともに、宇宙線電子・陽電子を適切に除去することで、その計測下限値を既往研究の約 166 MeV よりさらに引き下げることが目的として研究を行った。検出システムは以下の条件を満たす必要がある。

1. 宇宙線ミュオンとそれ以外の荷電粒子の存在する場所において、宇宙線ミュオンを計測し、他の荷電粒子との弁別が可能であること。
2. 検出器に可搬性があり、様々な場所で計測を行うことができること。
3. 低エネルギーミュオンに対して全エネルギー吸収イベントを識別できること。
4. 既存データの多く存在する 300 MeV 以上まで徐々に高エネルギー領域に感度を調整可能なデグレーダを備えた計測体系であること。その計測データに対して逆問題を解くことでデグレーダ透過前の入射エネルギー分布を推定

できること。

5. 5.6%以内の精度でミュオンフラックスが決定可能であること。

まず、低エネルギーのミュオンスペクトルを取得するために、全エネルギー吸収型ミュオン検出器 Full Absorption Muon Energy Spectrometer (FAMES) を設計・開発した。FAMES は3つのプラスチックシンチレータから構成されており、75 MeV 以下のミュオンの運動エネルギーを直接決定することが可能である。ミュオンの物質電離過程と幾何学条件できまる検出効率を補正することで75 MeV 以下のミュオンのエネルギースペクトルを得ることができる。また、さらにこの体系に加え、5 cm と 20 cm の鉛を用いることで、最大 400 MeV までのミュオンの計測が可能となる。

開発した検出器システムの架台には車輪を取り付けており、移動可能である。この検出器を用いて、九州大学筑紫キャンパスの5階建の建屋の5階と1階で低エネルギーミュオンの計測を行った。鉛を用いない計測において、得られた結果には宇宙線電子・陽電子が含まれているため、 $\Delta E-E$ 計測法を用いてミュオンと電子・陽電子を弁別した。鉛を用いた計測においては宇宙線電子・陽電子が鉛で遮蔽されるため、その影響は無視できる。しかし、ミュオンが鉛でクーロン散乱を起こすため、付与エネルギーから入射エネルギーが一意に決まらない。そのため、逆問題を解く Unfolding を用いることで、ミュオンのエネルギーを決定した。

その結果、45 MeV 以上の領域では不確かさの範囲内で理論モデル PARMA と一致していることがわかった。45 MeV 以下の領域では、不確かさの範囲を超えて本計測の結果が PARMA の結果を上回った。さらに、過去の実験値とも比較を行った。Kremer らの実験結果とは 11% 以内でよく一致しており、本研究の結果を裏付けるものとなった。実験値のない領域も、過去の実験値と滑らかに接続することがわかった。

本計測において、その精度は 4.5% 以内であり、目標であった 5.6% 以内の精度でミュオンフラックスを決定することに成功した。

以上より、当初の目標であった5つの条件を満たす検出システムを開発することができた。

7.2 今後の展望

本研究では、20 MeV から 400 MeV のミュオンのエネルギースペクトルを得ることに成功した。今後は 20 MeV 以下や 400 MeV 以上の領域においても計測を行い、過去の実験値や理論値、推定値とも比較検討を行いたい。また、ミュオグラフィ計測においてミュオンの飛来方向は重要な情報となる。そこで、Université catholique

de Louvain のミュオン検出器を用いてミュオンの二重微分スペクトルを測定し、ミュオンの天頂角依存性について調査を行っていく予定である。一方、ソフトエラー率の推定には正ミュオンと負ミュオンを識別できる計測システムも重要となる。今後は両者を識別可能なミュオン計測システムを開発する。さらに、本研究で得られたスペクトルをもとにソフトエラーに与える影響についても調査を行いたい。

参考文献

- [1] L. Bonechi, R. D'Alessandro and A. Giammanco, *Atmospheric muons as an imaging tool*, in *Rev. Phys.* **5**, Elsevier B.V., (2020).
- [2] GEORGE, E. P., GEORGE.P.E., GEORGE, E. P. and GEORGE.P.E., *Cosmic rays measure overburden of tunnel*, *Commonw. Eng.* **455**, (1955).
- [3] L. W. Alvarez, J. A. Anderson, F. El Bedwei, J. Burkhard, A. Fakhry, A. Girgis, A. Goneid, F. Hassan, D. Iverson, et al., *Search for Hidden Chambers in the Pyramids*, *Science (80-.)*. **167**, (1970) 832 LP.
- [4] K. Nagamine, M. Iwasaki, K. Shimomura and K. Ishida, *Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction*, *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A* **356**, (1995) 585.
- [5] H. K. M. Tanaka, T. Nakano, S. Takahashi, J. Yoshida, M. Takeo, J. Oikawa, T. Ohminato, Y. Aoki, E. Koyama, et al., *High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan*, *Earth Planet. Sci. Lett.* **263**, (2007) 104.
- [6] H. K. M. Tanaka, T. Nakano, S. Takahashi, J. Yoshida, H. Ohshima, T. Maekawa, H. Watanabe and K. Niwa, *Imaging the conduit size of the dome with cosmic-ray muons: The structure beneath Showa-Shinzan Lava Dome, Japan*, *Geophys. Res. Lett.* **34**, (2007) 2.
- [7] H. K. M. Tanaka, T. Uchida, M. Tanaka, H. Shinohara and H. Taira, *Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan*, *Geophys. Res. Lett.* **36**, (2009) L01304.
- [8] H. K. M. Tanaka, H. Taira, T. Uchida, M. Tanaka, M. Takeo, T. Ohminato, Y. Aoki, R. Nishitama, D. Shoji, et al., *Three-dimensional computational axial tomography scan of a volcano with cosmic ray muon radiography*, *J. Geophys. Res.* **115**, (2010) B12332.
- [9] T. Kusagaya and H. K. M. Tanaka, *Development of the very long-range cosmic-ray muon radiographic imaging technique to explore the internal structure of an erupting volcano, Shinmoe-dake, Japan*, *Geosci. Instrumentation, Methods Data Syst.* **4**, (2015) 215.
- [10] T. Kusagaya and H. K. M. Tanaka, *Muographic imaging with a multi-layered*

- telescope and its application to the study of the subsurface structure of a volcano, Proc. Japan Acad. Ser. B Phys. Biol. Sci.* **91**, (2015) 501.
- [11] D. Carbone, D. Gibert, J. Marteau, M. Diament, L. Zuccarello and E. Galichet, *An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy)*, *Geophys. J. Int.* **196**, (2013) 633.
- [12] G. Saracino, F. Ambrosino, L. Bonechi, A. Bross, L. Cimmino, R. Ciaranfi, R. D'alessandro, F. Giudicepietro, G. Macedonio, et al., *The MURAVES muon telescope: Technology and expected performances*, *Ann. Geophys.* **60**, (2017).
- [13] V. Tioukov, G. De Lellis, P. Strolin, L. Consiglio, A. Sheshukov, M. Orazi, R. Peluso, C. Bozza, C. De Sio, et al., *Muography with nuclear emulsions - Stromboli and other projects*, *Ann. Geophys.* **60**, (2017).
- [14] N. Lesparre, D. Gibert, J. Marteau, J.-C. Komorowski, F. Nicollin and O. Coutant, *Density muon radiography of La Soufrière of Guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data*, *Geophys. J. Int.* **190**, (2012) 1008.
- [15] P. Noli, F. Ambrosino, L. Bonechi, A. Bross, L. Cimmino, R. D'alessandro, V. Masone, N. Mori, G. Passeggio, et al., *Muography of the puy de dôme*, *Ann. Geophys.* **60**, (2017) 1.
- [16] H. Tanaka, T. Kusagaya, H. S.-N. Communications and undefined 2014, *Radiographic visualization of magma dynamics in an erupting volcano*, *nature.com*.
- [17] K. Morishima, M. Kuno, A. Nishio, N. Kitagawa, Y. Manabe, M. Moto, F. Takasaki, H. Fujii, K. Satoh, et al., *Discovery of a big void in Khufu's Pyramid by observation of cosmic-ray muons*, *Nature* **552**, (2017).
- [18] B. D. Sierawski, M. H. Mendenhall, R. A. Reed, M. A. Clemens, R. A. Weller, R. D. Schrimpf, E. W. Blackmore, M. Trinczek, B. Hitti, et al., *Muon-Induced Single Event Upsets in Deep-Submicron Technology*, in *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **57**, (2010).
- [19] B. D. Sierawski, R. A. Reed, M. H. Mendenhall, R. A. Weller, R. D. Schrimpf, S. J. Wen, R. Wong, N. Tam and R. C. Baumann, *Effects of Scaling on Muon-Induced Soft Errors*, in *IEEE Int. Reliab. Phys. Symp. Proc.*, (2011).
- [20] B. D. Sierawski, B. Bhuvu, R. Reed, N. Tam, B. Narasimham, K. Ishida, A. Hillier, M. Trinczek, E. Blackmore, et al., *Bias dependence of muon-induced single event upsets in 28 nm static random access memories*, *IEEE Int. Reliab. Phys. Symp. Proc.*, IEEE, (2014) 2.
- [21] G. Gasiot, D. Soussan, J. L. Autran, V. Malherbe and P. Roche, *Muons and thermal*

- neutrons SEU characterization of 28nm UTBB FD-SOI and Bulk eSRAMs, IEEE Int. Reliab. Phys. Symp. Proc.* **2015-May**, (2015) 2C21.
- [22] N. Seifert, S. Jahinuzzaman, J. Velamala and N. Patel, *Susceptibility of Planar and 3D Tri-Gate Technologies to Muon-induced Single Event Upsets, Proc. Int. Rel. Phys. Symp.*, IEEE, (2015) pp. 2C.1.1.
- [23] S. Manabe, Y. Watanabe, W. Liao, M. Hashimoto, K. Nakano, H. Sato, T. Kin, S. I. Abe, K. Hamada, et al., *Negative and Positive Muon-Induced Single Event Upsets in 65-nm UTBB SOI SRAMs, IEEE Trans. Nucl. Sci.* **65**, IEEE, (2018) 1742.
- [24] B. Rossi, *Interpretation of cosmic-ray phenomena, Rev. Mod. Phys.* **20**, (1948) 537.
- [25] T. Sato, *Analytical model for estimating terrestrial cosmic ray fluxes nearly anytime and anywhere in the world: Extension of PARMA/EXPACS, PLoS One* **10**, (2015) 1.
- [26] T. Sato, *Analytical Model for Estimating the Zenith Angle Dependence of Terrestrial Cosmic Ray Fluxes, PLoS One* **11**, Q. Zhang, Ed., Public Library of Science, (2016) e0160390.
- [27] K. Nagamine, *Introductory Muon Science*, Cambridge University Press, (2003).
- [28] C. P. and P. D. Group, *Review of particle physics, 29. cosmic rays, Chinese Phys. C* **40**, (2016) 421.
- [29] P. K. Grieder, *Cosmic Rays at Earth*, Elsevier, (2001).
- [30] J. N. Crookes and B. C. Rastin, *An investigation of the absolute intensity of muons at sea-level, Nucl. Physics, Sect. B* **39**, (1972) 493.
- [31] D. E. GROOM, N. V. MOKHOV and S. I. STRIGANOV, *MUON STOPPING POWER AND RANGE TABLES 10 MeV–100 TeV, At. Data Nucl. Data Tables* **78**, (2001) 183.
- [32] J. Kremer, M. Boezio, M. L. Ambriola, G. Barbiellini, S. Bartalucci, R. Bellotti, D. Bergström, U. Bravar, F. Cafagna, et al., *Measurements of ground-level muons at two geomagnetic locations, Phys. Rev. Lett.* **83**, (1999) 4241.
- [33] S. Tsuji, T. Katayama, K. Okei, T. Wada, I. Yamamoto and Y. Yamashita, *Measurements of muons at sea level, J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **24**, (1998) 1805.
- [34] M. P. De Pascale, A. Morselli, P. Picozza, R. L. Golden, C. Grimani, B. L. Kimbell, S. A. Stephens, S. J. Stochaj, W. R. Webber, et al., *Absolute spectrum and charge ratio of cosmic ray muons in the energy region from 0.2 GeV to 100 GeV at 600 m above sea level, J. Geophys. Res. Sp. Phys.* **98**, (1993) 3501.
- [35] B. J. Bateman, W.G.Cantrell, D.R.Durda, N.M.Duller, P.J.Green, A.V.Jelinek, T.A.Nagy and W.R.Sheldon, *Absolute measurement of the vertical cosmic ray*

- muon intensity at 3-50 GeV/c near sea level, Phys. Lett.* **36 B**, (1971) 425.
- [36] O. C. Allkofer, K. Carstensen and W. D. Dau, *The Absolute Cosmic Ray Muon Spectrum at Sea Level, Phys. Lett.* **36**, (1971) 425.
- [37] E. W. Blackmore, M. Stukel, M. Trinczek, C. Slayman, S. J. Wen and R. Wong, *Terrestrial Muon Flux Measurement at Low Energies for Soft Error Studies, IEEE Trans. Nucl. Sci.* **62**, IEEE, (2015) 2792.
- [38] and J. R. A. Ferari, P. R. Sala, A. Fasso, *FLUKA: A multi-particle transport code, CERN-2005-10 INFN/TC_05*, (2005) SLAC.
- [39] T. T. Böhlen, F. Cerutti, M. P. W. Chin, A. Fassò, A. Ferrari, P. G. Ortega, A. Mairani, P. R. Sala, G. Smirnov, et al., *The FLUKA Code: Developments and challenges for high energy and medical applications, Nucl. Data Sheets* **120**, (2014) 211.
- [40] International Standard Office, *ISO 26262 Road Vehicles -Functional Safety -*, Geneva, Switzerland, (2011).
- [41] Response, *自動運転、2030年代はレベル3以上車両が本格普及へ 富士キメラ総研, IID, Inc.*, (2020)<https://response.jp/article/2020/09/03/338081.html>.
- [42] G. F. Knoll, I. (Translator) Kanno, I. (Translator) Kimura and E. (Translator) Sakai, *放射線計測ハンドブック (第4版)*, K. Murakami, Ed., 株式会社オーム社, (2013).
- [43] E. Technology, *Eljen Technology Plastic scintillator General Purpose EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212*, (2021)<https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>.
- [44] T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta, S. ichiro Abe, T. Kai, P. E. Tsai, N. Matsuda, et al., *Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02, J. Nucl. Sci. Technol.* **55**, Taylor & Francis, (2018) 684.
- [45] R.D.Ehrlich, D. Fryberger, R.J.Powers, B.A.Sherwood, V.L.Telegdi and J.Bounin, *Measurement of the electron spectrum from muon decay, and its implications, Phys. Rev. Lett.* **16**, (1966) 540.
- [46] S. Minato, *Cosmic-ray transmitted images, Ioniz. Radiat.* **19**, (1992) 49.
- [47] S. Miyake, *地下深部における宇宙線研究, 日本物理学会誌* **34**, (1979) 292–301.
- [48] H. Geissel, C. Scheidenberger, P. Malzacher, J. Kunzendorf and H. Weick, *ATIMA (ATomic Interaction with MATter)*<http://web-docs.gsi.de/~weick/atima/>.
- [49] G. R. Lynch and O. I. Dahl, *Approximations to multiple Coulomb scattering, Nucl.*

- Inst. Methods Phys. Res. B* **58**, (1991) 6.
- [50] R. H. Johnson and B. W. Wehring, *The Forist Unfolding Code*, ORNL/RSIC **40**, (1976) 33.
- [51] K. Chaiwongkhot, *Development of a Portable Muography Detector for Infrastructure Degradation Investigation and its Feasibility Study*, Ph.D thesis, (2018).

謝辞

はじめに、本研究を進めるにあたり、多大なご指導とご助言をいただきました九州大学総合理工学研究院の金政浩准教授に心より感謝いたします。先生からは研究に必要な多くのものを学ばせていただきました。この経験を糧に今後の人生を歩んでいきたいと思えます。

本論文の審査にあたり、九州大学総合理工学研究院の林信哉教授、九州大学先端素粒子物理研究センターの吉岡瑞樹准教授にはご多忙の中、ご精読いただき、貴重なご助言をいただきました。厚くお礼申し上げます。

九州大学総合理工学研究院の渡辺幸信教授には、多大なご指導とご助言をいただきました。深く感謝いたします。先生からは、論理的な思考の大切さや熱心に研究に取り組む姿勢など、研究者に必須な素養の多くを学ばせていただきました。研究のみならず、留学や就職活動、人生に関しても、ご多忙の中、多くのご助言をいただいたこと、心よりお礼申し上げます。

同じく九州大学総合理工学研究院の川瀬頌一郎助教には、日頃から学生部屋にて多岐に渡る相談に乗っていただきました。心よりお礼申し上げます。

研究室の秘書の古賀瑠美子氏には、事務や備品整理など研究に取り組みやすい環境を常に作っていただきました。深く感謝いたします。

ベルギーにおいても多くの方々にご協力いただき、本研究を遂行することができました。Université catholique de LouvainのAndrea Giammanco教授、Eduardo Cortina Gil教授には、実験及び論文執筆において多くのご指導とご助言をいただきました。改めて心より感謝申し上げます。

また、研究を進める上で、研究室の皆様には大変お世話になりました。特に、荒木祥平博士には、CAMACを使用した実験の計測回路の構築や検出器の架台の組み立て、FORISTを使用したUnfolding、Spline補完において多大なご協力をいただき、私生活でも、お酒の飲み方や人間関係についてなど様々のご助言をいただきました。中野敬太博士には、研究や発表、人間関係、就職活動、歌やダンスなど多岐に渡ってご助言いただいた上、幾度となく焼肉をご馳走になりました。ミュオングループのKullapha Chaiwongkhot博士、大野裕明氏には、ミュオン計測実験におけるノウハウの全てをご教授いただきました。真鍋征也博士、亀井智子氏には、研究室生活、研究、及びプライベートに関しても様々な相談に乗っていただきました。同期の上田真輝氏、諏訪純貴氏、定松大樹氏には、様々な場面で研究室を盛り上げていただき、また、卒業後も幾度となく相談に乗っていただきました。青木勝海博士、竹下隼人博士には、CAMACを用いた実験やUnfoldingによ

る解析など研究において多大なご協力をいただき、プライベートでも一緒にお酒を飲んでいただくなど、色々とお世話になりました。その他、研究室の皆様のおかげで有意義な研究生生活を送ることができました。改めて、深く感謝申し上げます。

また、大学院生活を送る上で、研究や就職、人生についてなど多岐にわたる相談に乗ってくださった友人の皆様、ベルギーでの生活を支えてくださった皆様、大学院生活を様々なかたちで応援してくださった皆様にも、心よりお礼申し上げます。

最後に、父、母、妹には、博士課程への進学を理解し、心身ともに支えて頂きました。家族の協力なしでは研究生生活を送ることはできませんでした。本当にありがとうございました。