

平成 16 年度 修士学位論文
KEK-PS E391a 実験の検出器を用いた
宇宙線強度の時間変動の測定

佐賀大学 大学院
工学系研究科 物理科学専攻
03SM18 石橋 正二郎

平成 17 年 3 月 29 日

概 要

本研究は、KEK-PS E391a 実験 ($K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$) のため建設された主要部 Barrel 型 Photon-Veto 検出器 (Main Barrel と略) を用いて行った宇宙線観測についてまとめたものである。今回の実験の目的は宇宙線の物理現象を観測することであるが、それを通じて本来の加速器による実験とは別の側面から検出器の有用性が評価できる。

実験は 2004 年 9 月から 11 月にかけて行い、二次宇宙線ミュオンを連続して計数することで、その強度の時間的変動を測定した。そして、測定データをもとに、二次宇宙線ミュオンの強度と、地球大気の状態及び太陽活動との因果関係を追及した。

例えば磁気嵐として知られた現象は、太陽大気の爆発でコロナからの大量の物質放出 (CME) が起り、その衝撃波が惑星間を伝播し地球に到達するために起るとされる。実際に観測期間中の 2004 年 11 月には太陽活動が非常に活発になり、CME の到来に伴って大規模な地磁気嵐が起った。そして、それと同時に我々の測定において、二次宇宙線ミュオンの強度に 1.4 % 程度の減少が観測された。

以上のような地球物理学的な見地からの研究の他に、ニュートリノ物理学的な見地からも興味深い研究を行った。それは大気ニュートリノ起因の上向きのミュオン (以下 up-going ミュオンと記す) の探索である。up-going ミュオンの探索をすることは、間接的にその起因となる大気ニュートリノを検出することになる。

大気ニュートリノに関して、ミュオンニュートリノと電子ニュートリノのフラックス比が実験値と理論値で異なるという現象がある。この現象は、ニュートリノ振動に起因すると理解されている。このことは、ニュートリノが有限の質量を持つこと、すなわち標準理論を越える新しい素粒子物理学へとつながる。

今回の測定条件では、up-going ミュオンと確定されるイベントは見つからなかったが、バックグラウンドの分布からその見積もりを行い、期待される up-going ミュオンのイベント数との比較を行った。そして、その結果を用いて地下観測に関して議論した。

目次

第1章 序論	4
第2章 実験	7
2.1 実験方法	7
2.2 実験装置	7
2.3 データ収集	12
第3章 宇宙線強度の時間変動	14
3.1 測定データの規格化	14
3.2 地球大気による影響に対する補正	15
3.2.1 気圧効果	16
3.3 太陽活動による影響の評価	18
3.3.1 Coronal Mass Ejection による影響	18
3.3.2 Trailing average による規格化	18
3.3.3 解析結果 (Forbush Decrease)	19
3.3.4 異方性の探索	22
第4章 up-going ミューオンの探索	25
4.1 理論予測	25
4.2 Up-going ミューオンの識別	26
4.3 t_0 の導入と調整	28
4.4 事象選別	30
4.5 結果	32
4.6 地下観測に関する議論	38
第5章 結論	40

目 次

1.1	一次宇宙線から二次宇宙線が生成される様子	4
2.1	KEK-PS 東カウンターホール	8
2.2	E391a detector	9
2.3	下流側から見た Main Barrel	9
2.4	モジュール断面	10
2.5	モジュール内側と外側の波長変換ファイバーがそれぞれ束ねられて、その先に PMT が取り付けられる	10
2.6	気圧計 ヴァイサラ株式会社 PTB210 東カウンターホール内 K0 コンテナ外壁に取付	11
2.7	GPS レシーバー 白山工業株式会社 LS-20K	11
2.8	Main Barrel クラスタ	12
2.9	Trigger ロジック	12
2.10	DAQ system	13
3.1	補正、規格化された測定データの例 (2004 年 10 月測定分)	15
3.2	気圧 (下) と計数率 (上)	16
3.3	気圧と計数率の相関 (2004 年 10 月の全測定データ)	17
3.4	気圧と計数率の相関 (選別された期間の測定データのみ)	17
3.5	気圧効果の補正	17
3.6	Trailing average により規格化した計数率 (図中のラインは SSC の時刻で、ヒストグラムは地磁気の擾乱を表す Kp 指数)	19
3.7	2004 年 11 月の計数率。気圧効果の補正はされている。	20
3.8	軌跡の解析例	22
3.9	測定されたミューオンの天頂角 (上) と方位角 (下) の分布	23
3.10	天頂角と方位角による東西及び南北への振り分け (図中の数字は、それぞれの方角から飛来した宇宙線の 1 時間での計数率)	23
3.11	東西及び南北の異方性	24
4.1	ミューオンが入射後、TDC のストップ信号がつくられ、TDC count が出力される様子。図では PMT1 と PMT2 に着目して描かれている。TDC のスタート信号は第 2 章で記述した Trigger 回路によりつくられている。	26
4.2	図 4.1 のイベントにおけるタイムチャート	27

4.3	t0 の調整に用いたイベント	29
4.4	t0 調整前のミューオンの β の分布	29
4.5	t0 調整後のミューオンの β の分布	29
4.6	長手方向の fitting の精度による cut	31
4.7	ミューオンのシンチレータへのエネルギー損失による cut	31
4.8	TDC の値 (上流 + 下流) による cut	31
4.9	同モジュールの内側、外側間の TOF による cut	31
4.10	測定されたミューオンの飛行距離	32
4.11	測定されたミューオンの TOF	32
4.12	飛行距離と TOF から計算されたミューオンの β	32
4.13	測定されたミューオンの天頂角分布	32
4.14	測定されたミューオンの β と天頂角との相関	33
4.15	天頂角の分布 (ここで、 $\beta < 0$ のものを $180 - \theta$ として重ねた)	33
4.16	上下からのニュートリノの飛来方向	34
4.17	大気ニュートリノの強度の天頂角分布 [1]	35
4.18	0 以下の β の分布	36
4.19	background の天頂角分布	36
4.20	本測定での、Up-going ミューオンとバックグラウンドの見積もりの結果。横 軸は天頂角 θ_s 、縦軸は天頂角 $0 \sim \theta_s$ 度までの範囲で見積もられる計数	37
4.21	ミューオンの垂直強度と地下の深さの関係 [1]	38
4.22	地上、地下 30 m、地下 300 m で実験を行なうときのバックグラウン ドの見積もり	39

第1章 序論

本研究は、KEK-PS E391a 実験 ($K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$) のため建設された主要部 Barrel 型 Photon-Veto 検出器 (Main Barrel と略) を用いて行った宇宙線観測についてまとめたものである。実験の目的は宇宙線の物理現象を観測することであるが、それを通じて本来の加速器による実験とは別の側面から検出器の有用性が評価できる。

はじめに、今回の測定の標的である宇宙線について述べる。地球大気に入射してくる宇宙線を一次宇宙線とよぶ。一次宇宙線は陽子を主成分とする原子核で、エネルギーが高く、大気の原子核と衝突して原子核を破壊するとともに、多くの中間子などを発生する。地球上で発生したこれらの粒子を二次宇宙線とよぶ。二次宇宙線は多種多様な成分からなり、直接に核衝突現象からとび出してくる核子や中間子などのほかに、中間子などの不安定粒子が飛行中に自然崩壊して転化する粒子も含まれる。一次宇宙線は大気中での衝突によって指数関数的に急激に減少するので、地上に到達するもののほとんどは二次宇宙線である。

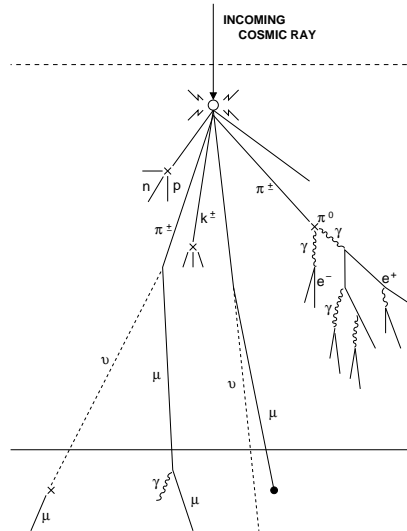


図 1.1: 一次宇宙線から二次宇宙線が生成される様子

地上には、 1 cm^2 当り毎分 1 個程度の二次宇宙線が降ってくるが、 $10 \sim 15 \text{ cm}$ の厚さの鉛を吸収層として用いることで 2 つの成分に大別される。この鉛の吸収層で吸収されるものを軟成分、貫通するものを硬成分とよぶ。軟成分は電子、陽電子、 γ 線などで、電磁成

分とよばれている。硬成分は地上に降ってくる二次宇宙線の 3/4 もあり、その大部分は μ 中間子 (ミュオン) である。制動放射は質量の二乗に反比例するので、重い粒子はわずかな電離損失で鉛を貫通する。

我々の検出器は本来加速器実験で用いられるため厚さ 1 m のコンクリートでシールドされていて、さらに E391a 実験でのバックグラウンド除去のため真空容器に収められている。そして、データ取得のための trigger 条件を満たすためには我々の検出器をつきぬける必要がある。そのため我々が観測している宇宙線とはほぼ全てが二次宇宙線のミュオンであることになる。

宇宙線の研究は、物理学の大きな課題と結びつく 3 つの面をもっている。1 つは、宇宙線は何処でつくられ、どのようにして高いエネルギーを獲得したのかという天文学的な問題であり、当然これは宇宙線の発見当初からの問題である。もう 1 つの面は、原子核物理学、或は素粒子物理学の 1 部としての面である。一次宇宙線が大気との相互作用で二次宇宙線を生成する過程は素粒子と物質とのあらゆる相互作用の標本を見せてくれる。実際、陽電子の発見、中間子の発見など素粒子物理学において先駆的な役割を果たしている。第 3 に、宇宙線を指針にして惑星空間を調べることができる。宇宙線が太陽系の外から惑星間空間を伝播し地球に到達する間に太陽からの太陽風から形成される惑星間磁場などから影響を受けるので、宇宙線強度が時間的に変動する。この変動を地球全域で観測し、また地球周辺の人工衛星によって観測することが、太陽の活動と地球とを一体に理解しようとする太陽地球物理学 (STP; Solar-Terrestrial Physics) の有力な手段の一つになっている。

本実験は 2004 年 9 月から 11 月にかけて行われ、二次宇宙線であるミュオンを連続して計数することで、その強度の時間的変動を測定することを主目的とした。

第 2 章で検出器等の測定装置の概要について述べた。測定器には加速器実験である E391a 実験グループのため建設された Main Barrel とよばれる検出器を用いている。

第 3 章では、測定データをもとに、二次宇宙線ミュオンの強度と地球大気の状態及び太陽活動との因果関係を追究した。例えば磁気嵐として知られた現象は、太陽大気の爆発でコロナからの大量の物質放出 (CME) が起り、その衝撃波が惑星間を伝播し地球に到達するために起るとされる。実際に観測期間中の 2004 年 11 月には太陽活動が非常に活発になり、CME の到来に伴って大規模な地磁気嵐が起った。そして、それと同時に我々の測定において、二次宇宙線ミュオンの強度に 1.4 % 程度の減少が観測された。

第 4 章では、3 章のような地球物理学的な見地からの研究の他にニュートリノ物理学的な見地からも興味深い研究を行った。それは大気ニュートリノ起因の上向きのミュオン (以下 up-going ミュオンと記す) の探索である。up-going ミュオンの探索をすることは、間接的にその起因となる大気ニュートリノを検出することになる。大気ニュートリノに関して、ミュオンニュートリノと電子ニュートリノのフラックス比が実験値と理論値で異なるという現象がある。この現象は、ニュートリノ振動に起因すると理解されている。このことは、ニュートリノが有限の質量を持つこと、すなわち標準理論を越える新しい素粒子物理学へとつながる。今回の測定条件では up-going ミュオンと確定されるイベント

トは見つからなかったが、バックグラウンドの分布からその見積もりを行い、期待される up-going ミューオンのイベント数との比較を行った。そしてその結果を用いて地下観測に関して議論した。

最後に第 5 章で結論を述べた。

第2章 実験

2.1 実験方法

宇宙線の観測は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある陽子シンクロトロン (PS) による実験のために建設された、大型の検出器の一部を用いて行われた。

実験グループの名称は E391a である。実験の目的は、中性の K 粒子の稀崩壊の 1 つである $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベントを検出し、全崩壊に対する分岐比を求めることである。これにより Walfenstein 表示で表された小林-増川行列のパラメータの 1 つである η が決定される。実験そのものは、 π^0 の電磁崩壊による 2 つの γ 線を正確かつ効率よく検出することによって、そのため同実験の検出器群は K_L^0 の崩壊領域の全周囲を覆うように設計されている。(図 2.2)

その検出器群において最大のものが中央部に位置する主要部 Barrel 型 Photon-Veto 検出器 (以下 Main Barrel と記す) であり、今回の宇宙線の測定に用いられた。同検出器の構造等の詳細は次節で述べるが、構成されるカウンターはそれぞれがモジュール化されている。それらを検出器として組み上げる前に宇宙線ミュオンを使って時間分解能、エネルギー分解能の測定を行い、カウンターとしての一通りの評価は終わっている [6]。

今回の測定では、2 つ以上のモジュールをヒットした二次宇宙線ミュオンを数多く計数することができ、更に時間情報をもとに入射方向を決定することができた。二次宇宙線ミュオンの強度は、気圧、気温、その他の外的要因により時間的に変化することが知られており、観測時刻を正確に記録することが必要である。我々は、これを GPS system の導入によって行っている。

宇宙線ミュオンが示唆する様々な現象が今回の測定によって正確に理解できるならば、本来の加速器による実験とは別の側面から検出器の有用性を評価することになり、この意味においても有意義な研究となるだろう。

2.2 実験装置

実験が行われたのは、機構内の PS 実験東カウンターホールに設けられた K0 ビームラインに於いてである。GPS system での測定によれば、検出器が設置されている場所は北緯 36.091 度、東経 140.04 度の位置にあって、高度は海拔 35 m となっている。(図 2.1)

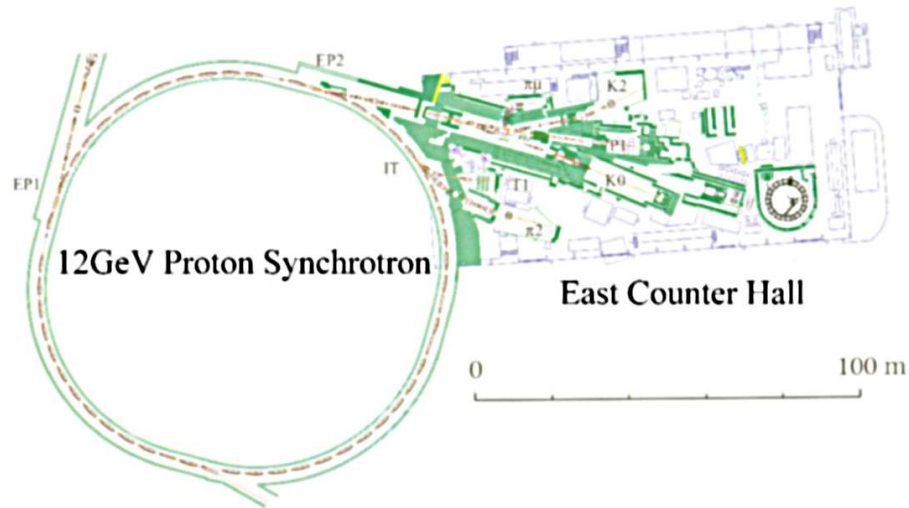


図 2.1: KEK-PS 東カウンターホール

MainBarrelは内径約 2 m で長さが約 5.5 m あって、32 個の台形のモジュールにより構成されている。台形の高さに相当するカウンターの厚みは約 35 cm である。本来加速器実験のために建設されたものであるから、ビームの入射する長手方向の東側を上流、西側を下流と呼ぶことにする。(図 2.3)

モジュールはプラスチックシンチレータと鉛シートを交互に積層した構造になっていて、シンチレータと鉛シートの枚数にしてそれぞれ 45 層と 44 層ある。各モジュールは更に鉛シート厚みの異なる 2 つの部分に別れており、シンチレータの枚数にして円筒の内側に位置する部分が 15 層、外側の部分が 30 層ある。鉛シートの厚みは内側 1 mm と外側 2 mm である。(図 2.4)

プラスチックシンチレータの厚みは全て 5 mm で、表面には細い溝が 1 cm 間隔で加工されており、そこに直径で 1 mm の波長変換ファイバーが埋め込まれている。波長変換ファイバーは、注入された光を吸収したのち長波長で再発光する物質で、2 層でコーティングされたファイバーとして利用することにより、シンチレータの光を効率よく光電子増倍管(PMT; Photomultiplier Tube)に導くことができる。(図 2.5)

PMT はモジュールの長手方向両側に 2 本ずつ取り付けられ、内側と外側の光は異なる PMT で検出される。従って 1 つのカウンターモジュール当り 4 本の PMT で読み出しているわけで、Main Barrel 全体の PMT の総本数は $32 \times 4 + 128$ となる。なお Main Barrel の総重量は $32 \times 1.4 = 44.8[t]$ である。

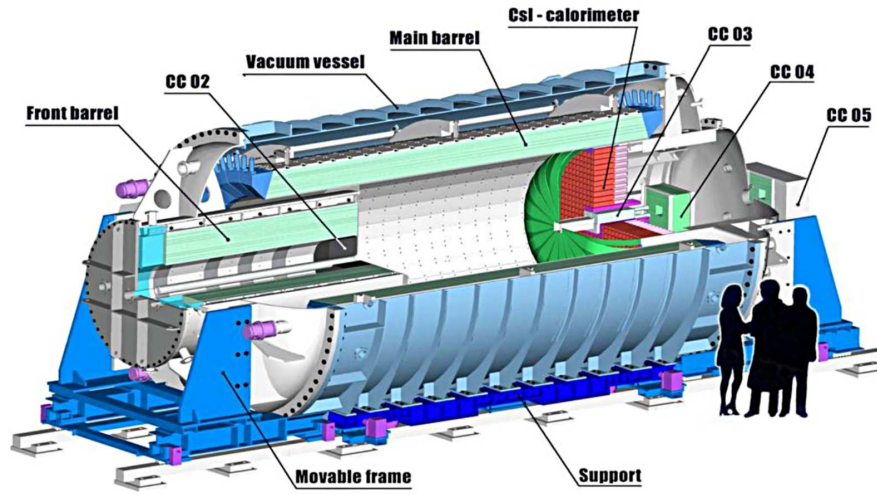


図 2.2: E391a detector

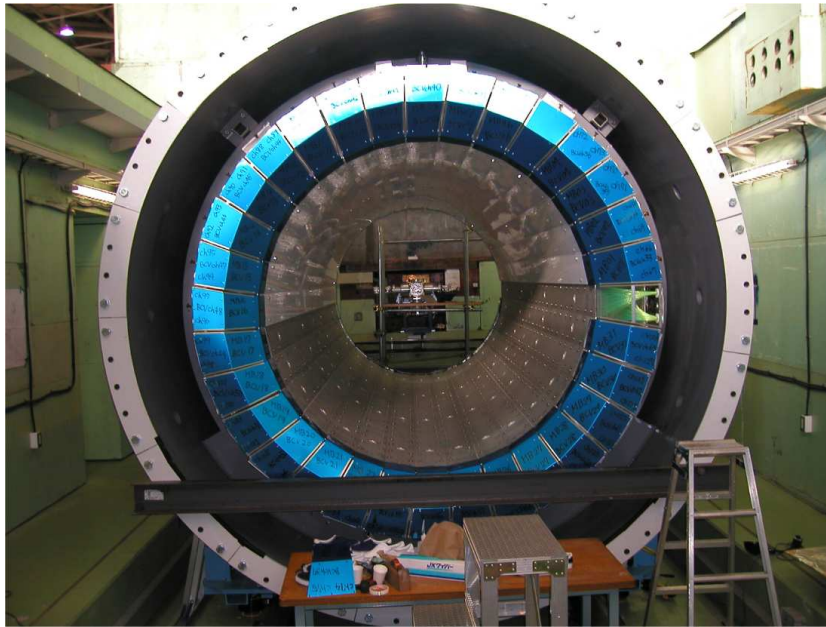


図 2.3: 下流側から見た Main Barrel

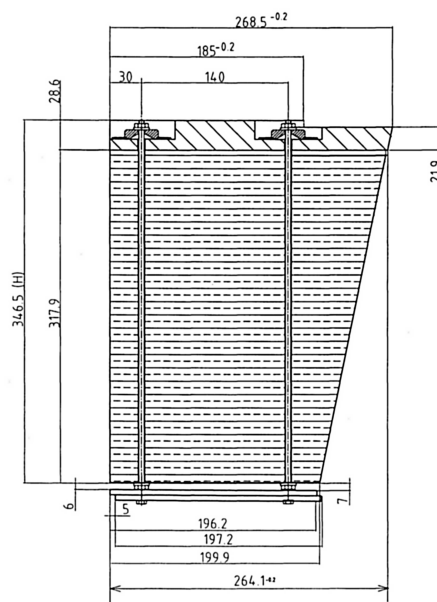


図 2.4: モジュール断面

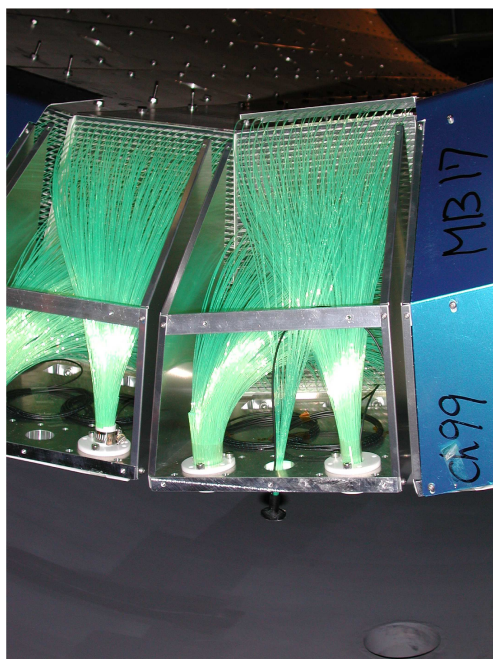


図 2.5: モジュール内側と外側の波長変換ファイバーがそれぞれ束ねられて、その先に PMT が取り付けられる

既述したように、二次宇宙線の強度は気圧や気温によって微妙に変化する。気温については上空から地上までの気温による効果の集積となるが、今回上空の気温は知ることができないため気温の測定は行わなかった。気圧については上空と地上の各気圧に一定の比例関係を仮定する。測定に用いた気圧計はヴァイサラ株式会社の PTB210 で、0.6 hPa の精度を有する。

また、GPS system を用いて二次宇宙線ミュオンの入射時刻を測定し、気圧計のデータや、他の観測所、衛星から得られたデータとの同期をとる。製品は白山工業の LS-20K で、10 μ sec の精度を有する。



図 2.6: 気圧計 ヴァイサラ株式会社 PTB210 東カウンターホール内 K0 コンテナ外壁に取付



図 2.7: GPS レシーバー 白山工業株式会社 LS-20K

2.3 データ収集

Main Barrel の 32 個のモジュールは、図 2.8 に示すように、8 個の SUM にわけられ、それらは upper part と lower part に分けられる。今回の測定に使われた Trigger は、簡単には下流側の upper part と lower part のコインシデンスによりつくられている。図 2.9 に Trigger のロジック図を示す。

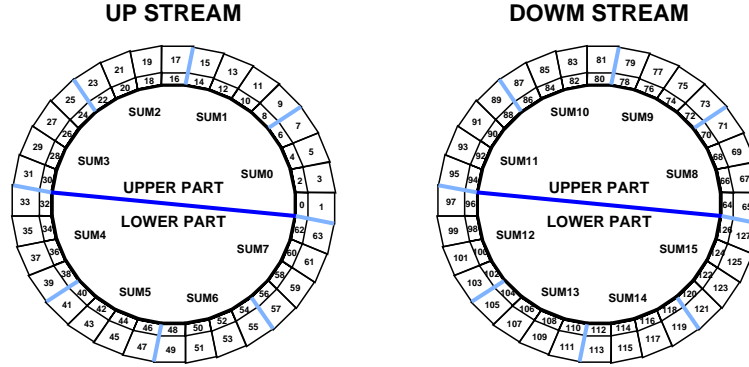


図 2.8: Main Barrel クラスタ

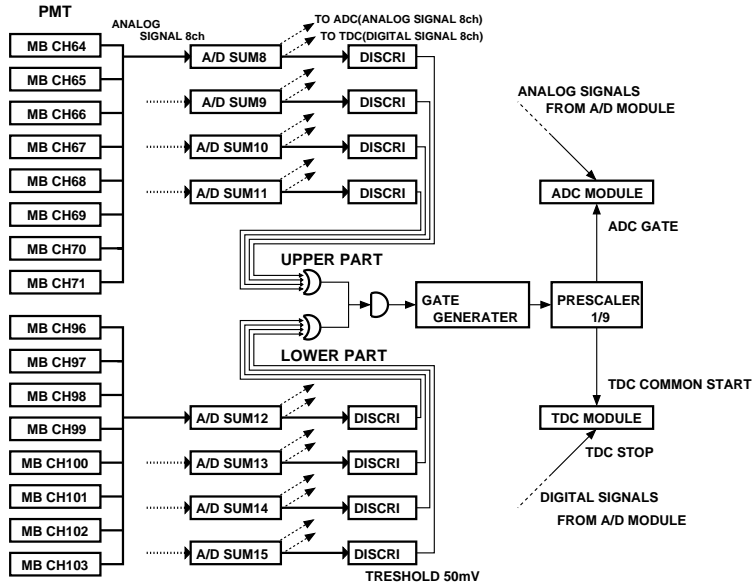


図 2.9: Trigger ロジック

今回の実験で用いた DAQ(data acquisition) system の概要は次図のようになる。

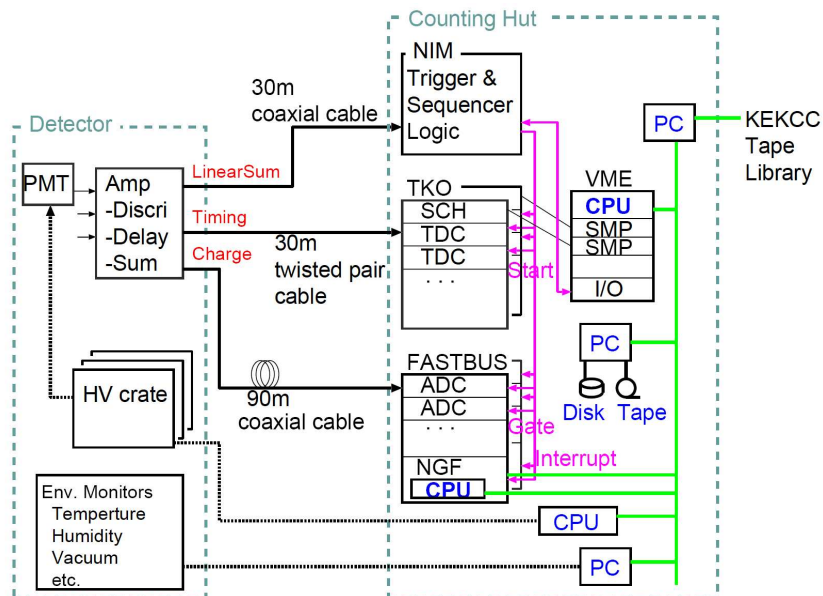


図 2.10: DAQ system

収集されたデータ	
測定期間	約 1000 時間
データサイズ	約 1.1 Tbyte
1 時間当りの計数率	約 400 万 counts/hour

第3章 宇宙線強度の時間変動

第1章で記述したように、宇宙線には地球大気へ入射する一次宇宙線とそれが地球大気と反応して生成される二次宇宙線がある。太陽活動に直接的な影響を受けるのは一次宇宙線であるが、我々が測定できるのは二次宇宙線ミューオンである。

この章では、E391a 検出器により測定された二次宇宙線ミューオン (以下ミューオンと記す) の強度変動をその計数率の変動として示し、地球大気による影響の補正を行ない、その上で太陽活動との相関を示す。

3.1 測定データの規格化

第2章に記述した trigger を使用して測定されたデータについて、上流側とその下流側の両方の PMT に signal があるものが 4 組以上あるイベントをミューオンが飛来したイベントとして計数した。ここで、signal があるとは、TDC の値が 0 ch 以上かつ ADC の値が (pedestal+10 σ) ch 以上であるという意味である。

ミューオンの計数率は、その測定において trigger 条件を満たした全てのイベントが記録される訳ではないため、DAQ の効率を補正して求められる必要がある。DAQ ではデータを記録する度に dead time が生じる。そのため、例えば trigger rate が増加すると、それに伴い DAQ の dead time が増加し、データの取り込みの効率は悪くなる。

今回の trigger 条件では trigger rate はおよそ 1100Hz であり、このときの DAQ の効率は 58 % である。trigger 回路の直後に prescaler という一種のカウンターを導入することによって、trigger rate を 1/9 に間引きし、DAQ の効率を 98 % にして用いた。

実験中には、trigger 条件を満たしたイベント数、prescaler に入力されたイベント数、そして実際にデータとして記録されたイベント数を、それぞれ scaler でカウントして 4 秒毎に記録している。これらの scaler の値を用いて DAQ の効率の補正はなされた。

また、GPSsystem を用いて各イベントの飛来時刻を得ているため、それを用いて 1 時間の計数率に規格化している。以降に示された測定データは補正、規格化された 1 時間毎の計数を表示したものであり、その誤差は殆どが統計誤差である。

次に補正、規格化された測定データの図 (2004 年 10 月測定分) を例として示す。日時には解析の利便性から協定世界時 (UTC) を用いた。協定世界時は日本標準時よりも 9 時間遅れている。

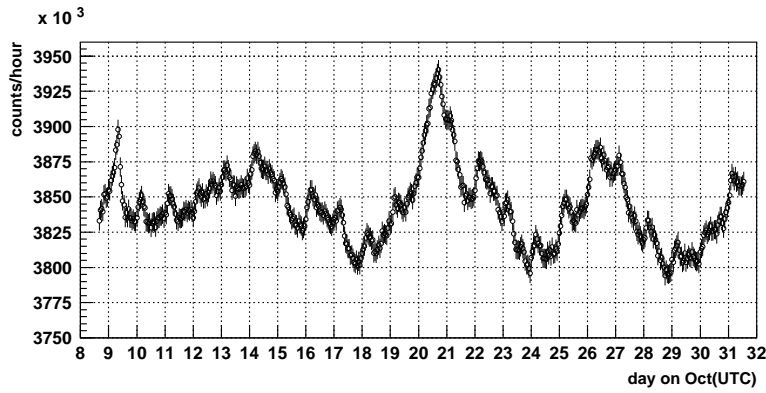


図 3.1: 補正、規格化された測定データの例 (2004 年 10 月測定分)

3.2 地球大気による影響に対する補正

次に、ミューオンの強度に対する地球大気からの影響 (大気効果) を補正する必要がある。その大気効果として主なものは、気圧による効果と気温による効果である。大気の状態と二次宇宙線ミューオンの計数率の関係は、

$$\Delta N = \beta \Delta P + \int_0^{x_{observe}} \alpha(x) \Delta T(x) dx \quad (3.1)$$

と表せる [2]。ここで計数率の変動を ΔN 、気圧の変動を ΔP 、気温の変動を $\Delta T(x)$ (x は大気の深さ) としており、 β と α はそれぞれ気圧効果係数、部分気温効果係数と呼ばれる係数である。第一項が気圧、第二項が気温による寄与を表している。

一般には、気圧による影響として、気圧が 1 hPa の増加すると計数率が 0.1 % 程度減少するとされている。また、気温による影響については、式 3.1 に表されるように高度により異なる気温効果の集積であるため、その正確な部分気温効果計数を実験的に求めることは難しい。しかし季節変化としては顕著に表れて、地上では夏に対して冬のほうが 2 % 程度計数率が多いことが観測されている [3]。

今回測定の際には、気温効果については大気の高さでの $\Delta T(x)$ が得られておらず、地上での気温とミューオン計数率との間には相関がなかったため、気圧効果の補正のみを行った。

3.2.1 気圧効果

気圧が増加すると、一次宇宙線が地球大気に入射してから生成された二次宇宙線が検出器で観測されるまでに通る物質の量が増加することになる。そのために二次宇宙線の強度が減少することは十分想像できることである。実際に測定された気圧と計数率の関係から気圧効果係数を求め、それによって計数率を補正した。

気圧効果計数は 2004 年 10 月 19 日午前 0 時から 10 月 22 日午前 0 時までの測定データを用いて求めた。この期間、台風により急激に気圧が変化したためである。最低の気圧が 987.26 hPa、最高気圧が 1018.37 hPa、平均は 1003.95 hPa であった (図 3.2)。この期間は、短時間で気圧に大きな変化があったことに加えてこの期間中に気温や太陽活動に特に大きな変動はなかったことから、計数率に対する気圧効果の寄与は他の期間よりも顕著に現れるはずであり、気圧効果計数を求めるには最適であると考えた。

実際に、図 3.3 と図 3.4 に示すように台風のあった期間は他の期間に比べ気圧と計数率に良い相関が見られる。

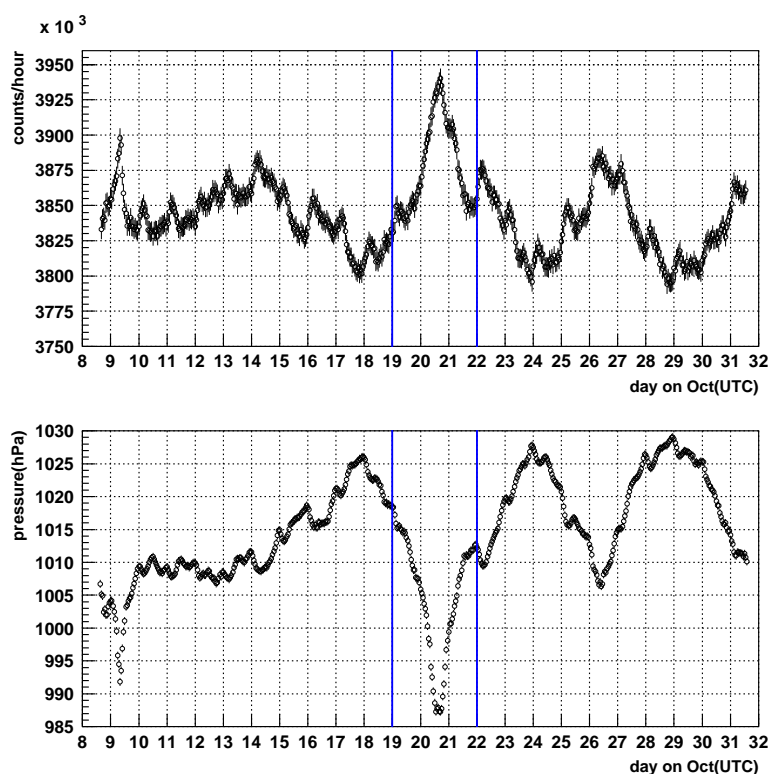


図 3.2: 気圧 (下) と計数率 (上)

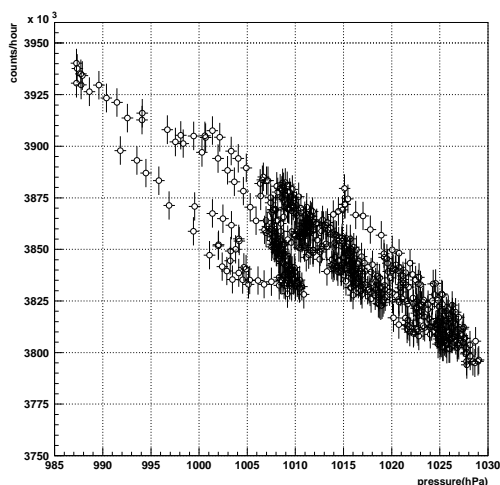


図 3.3: 気圧と計数率の相関 (2004 年 10 月の全測定データ)

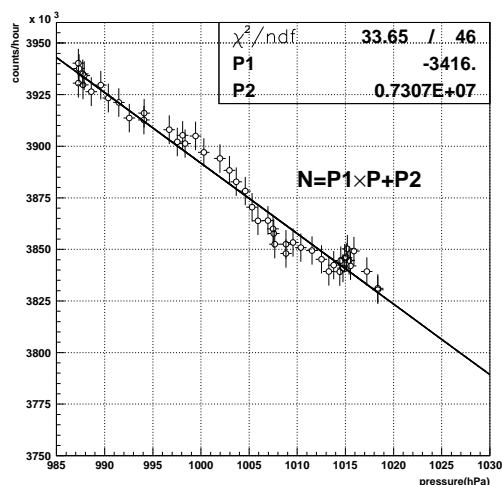


図 3.4: 気圧と計数率の相関 (選別された期間の測定データのみ)

選別した期間のデータに対して直線での fitting を行った。この期間 1 hPa の気圧の増加に対し 3416 counts/hour の計数率の減少があることがわかる。また、この期間の平均の気圧における計数率を導くことができ、それから気圧の 1 hPa の変化が計数率の -0.088% の変化に対応すると計算できる。これを気圧効果係数とした。

気圧効果係数を用いて、気圧効果の補正をしたものが次の図である。気圧の基準値は 1013 hPa とした。

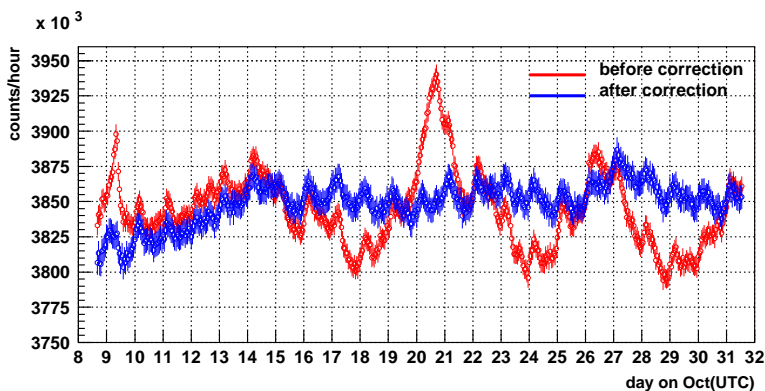


図 3.5: 気圧効果の補正

気圧の計数率に対する効果は打ち消すことができた。補正後も長期的な変動と 1 日周期の変動が残っているのは、気圧以外のものによる影響である。

3.3 太陽活動による影響の評価

3.3.1 Coronal Mass Ejection による影響

今回の宇宙線強度変動の測定の主目的は、太陽フレアによる太陽大気物質の放出現象である Coronal Mass Ejection(CME) と、二次宇宙線ミューオンの強度との関係を調べることである。CMEは前面に惑星間空間衝撃波を形成し、地球近傍に到達する。その衝撃波が地球磁気圏に到達すると、磁気圏が急に圧縮されることにより Storm Sudden Commencement(SSC) と呼ばれる地磁気の急激な変動が観測される。こうした SSC を伴う地磁気嵐を急始型地磁気嵐という。

また、SSC と同時に世界中で宇宙線強度の急激な減少が観測される。この現象は Forbush Decrease と呼ばれ、衝撃波の後方に宇宙線強度の低密度領域が存在し、それが地球を覆うために起こると考えられている。Forbush Decrease では、宇宙線強度は SSC と同時に減少を始め、約 10 時間で極小に達する。SSC から 1 日後回復を始め、完全に元の状態に回復するのに平均 1 週間程度かかる。[2]

3.3.2 Trailing average による規格化

Forbush Decrease による計数率の急激な変動を観測するために、24 時間の Trailing average を用いて計数率を規格化した。

Trailing average とは移動平均の一種であり、移動平均とは統計的な物事の動向を趨勢的に解析するための手法である。移動平均として主なものである Running average は、ある時刻の値がその前後の期間の平均値として求められるのに対し、Trailing average はある時刻の前 (過去) の期間の平均値として求められる。

時刻 t での計数率を $N(t)$ として、その n 時間前からの平均値 (時刻 t での Trailing average)、 $N_{trail}(t)$ は次のように求められる。

$$N_{trail}(t) = \frac{1}{n} \sum_{m=1}^n N(t - m + 1) \quad (3.2)$$

今回は、およそ 24 時間以内の変動について解析するために $n=24$ とした。
計数率 $N(t)$ の規格化は $N_{trail}(t)=1$ として行なわれている。

このような Trailing average を適用することの利点は、24 時間以上の長期的な変動を打ち消し、Forbush Decrease 等の 24 時間以内の変動を分り易く (評価し易く) できることである。また、もう一つの利点として、急激な変動がそれ以前の時刻のデータに影響を与えないため、将来的には宇宙線のリアルタイムデータにもとづく予知能力を備えた解析ができる可能性がある。

3.3.3 解析結果 (Forbush Decrease)

気圧効果の補正と Trailing average の規格化を適用したすべての測定データに、SSC の時刻とその時の Kp 指数を重ねてみる。Kp 指数とは、3 時間毎の地磁気擾乱の振幅を、対数的に 28 段階 (静穏な順に 0, 0+, 1- ... 9- ,9) で表現したものである。

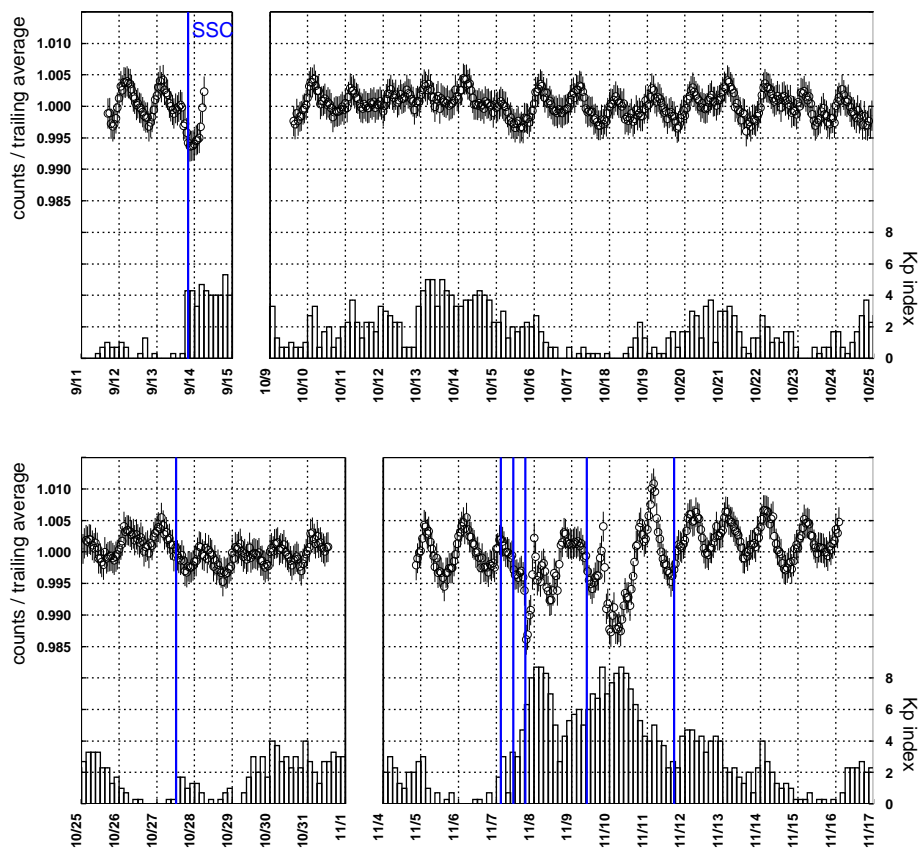


図 3.6: Trailing average により規格化した計数率 (図中のラインは SSC の時刻で、ヒストグラムは地磁気の擾乱を表す Kp 指数)

SSC 時刻と Kp 指数は GeoForschungsZentrum Potsdam(GFZ) 地磁気研究所のデータを用いた。

<ftp://ftp.dmi.min.dk/pub/Data/WDCC1/indices/kp-ap/>

気圧効果の補正と Trailing average による規格化を適用した後も計数率に昼夜で 0.5 %程度の変動が残っている。これは太陽風による影響と思われる。

次に SSC の発生時刻と Kp 指数と計数率の変化をまとめる。

SSC 時刻	Kp 指数	計数率の減少
2004 年 09 月 13 日 20 時 03 分	5+	0.64 %
2004 年 10 月 27 日 12 時 12 分	2-	0.32 %
2004 年 11 月 07 日 02 時 56 分	9-	1.39 %
2004 年 11 月 09 日 09 時 31 分	9-	1.27 %
2004 年 11 月 11 日 17 時 10 分	5-	0.19 %

ここで、24 時間内に起こった複数の SSC は 1 つと数えている。また、地磁気嵐の大きさの評価値として SSC 後 24 時間内の Kp 指数の最大値を示し、Forbush Decrease に評価値としては trailing average で規格化された計数率の減少の割合の同 24 時間内の最小値を示した。

11 月の 7 日と 9 日に起った地磁気嵐は、Kp 指数が 9- と示されるように非常に大規模なものであった。図 3.6 と表 3.3.3 に見られるようにその影響はミューオンの計数率に顕著に現れている。また、10 月 27 日の SSC の際の Kp 指数の値及び計数率の減少と比較して、11 月 11 日では地磁気嵐の規模が大きいにもかかわらず計数率の減少は小さい。これは、11 月 11 日の SSC が起ったのが同月 7 日と 9 日の Forbush Decrease の回復期間中であった為であると考えられる。

一連の太陽活動による影響を知るために trailing average で規格化する前の計数率を示す。

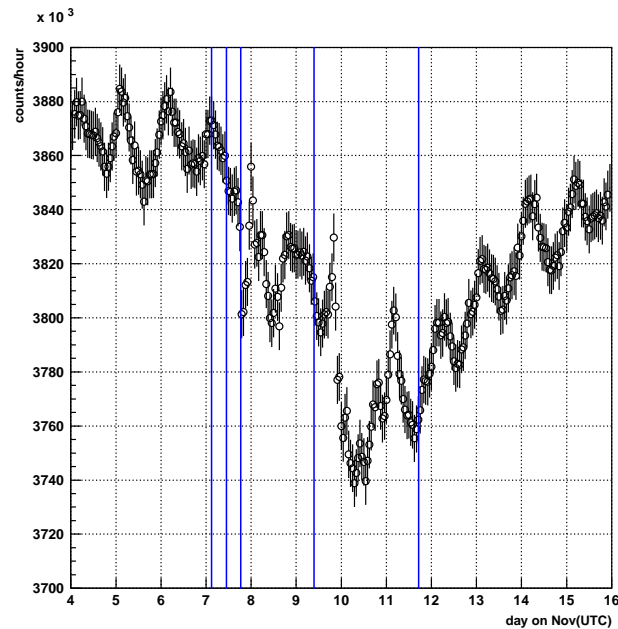


図 3.7: 2004 年 11 月の計数率。気圧効果の補正はされている。

今回の測定において、11月11日の Forbush Decrease を除外して考えると、Kp 指数が 5+ 以上を示すような急始型地磁気嵐が起きたときについては計数率の変動が 1 日周期の変動よりも大きくなるため計数率は有意に減少していて、Kp 指数が 2- 以下のときは計数率に有意な変動は見られないということなる。そして、Kp 指数が大きくなるほど計数率は大きく減少している。つまり、地磁気嵐の規模と二次宇宙線であるミューオンの強度 (計数) には相関があり、Kp 指数が 5+ 以上になる急始型地磁気嵐が起きたときは、我々の検出器 (Main Barrel) を用いて Forbush Decrease を観測することは可能であるといえる。

3.3.4 異方性の探索

次に、ミューオンの各飛来方向の計数率を求め、それを東西、南北で比較することにより異方性の探索を行なう。

まずは、イベント毎に軌跡の解析を行ない、それぞれの飛来方向を求めた。軌跡は、ミューオンが Main Barrel を突き抜けた各位置を求め、その位置に対して最小二乗法を用いることで計算された。ここで、長手方向の位置は、上流側と下流側でそれぞれ得られる時間情報の差から計算することで得られた。

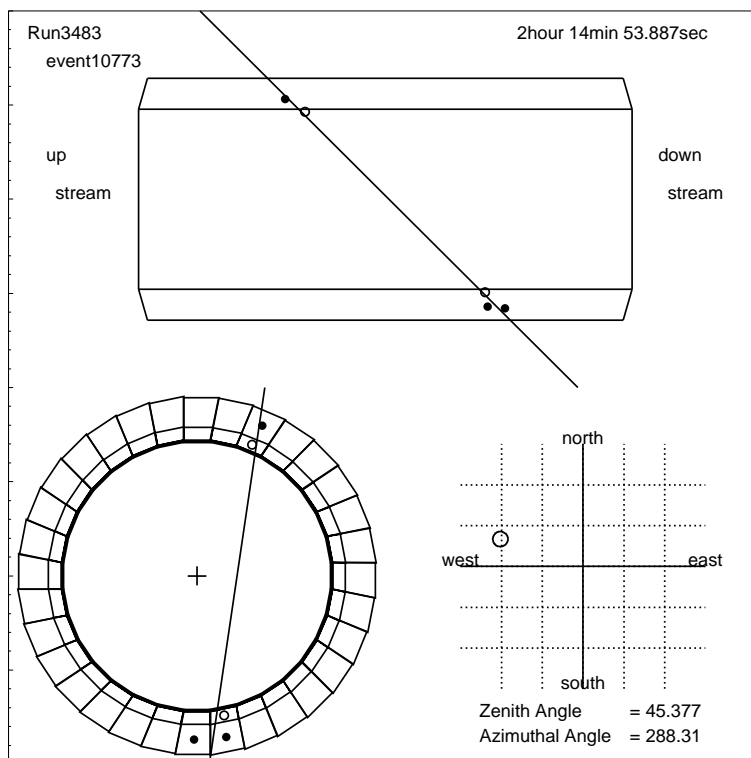


図 3.8: 軌跡の解析例

軌跡の解析から、宇宙線ミューオンの飛来した天頂角と方位角を得た。それぞれの分布は図 3.9 に示されている。ここで、天頂角とは鉛直上方からの角度であり、方位角は北を 0 度として、東を 90 度、南を 180 度、西を 240 度と時計回りに定義している。

次に、飛来方向により、下図のように東西及び南北に各イベントを分類した。(図 3.10)

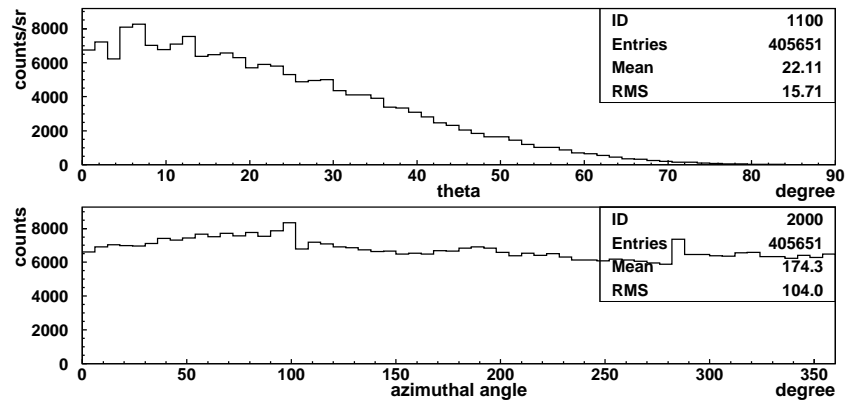


図 3.9: 測定されたミュオンの天頂角 (上) と方位角 (下) の分布

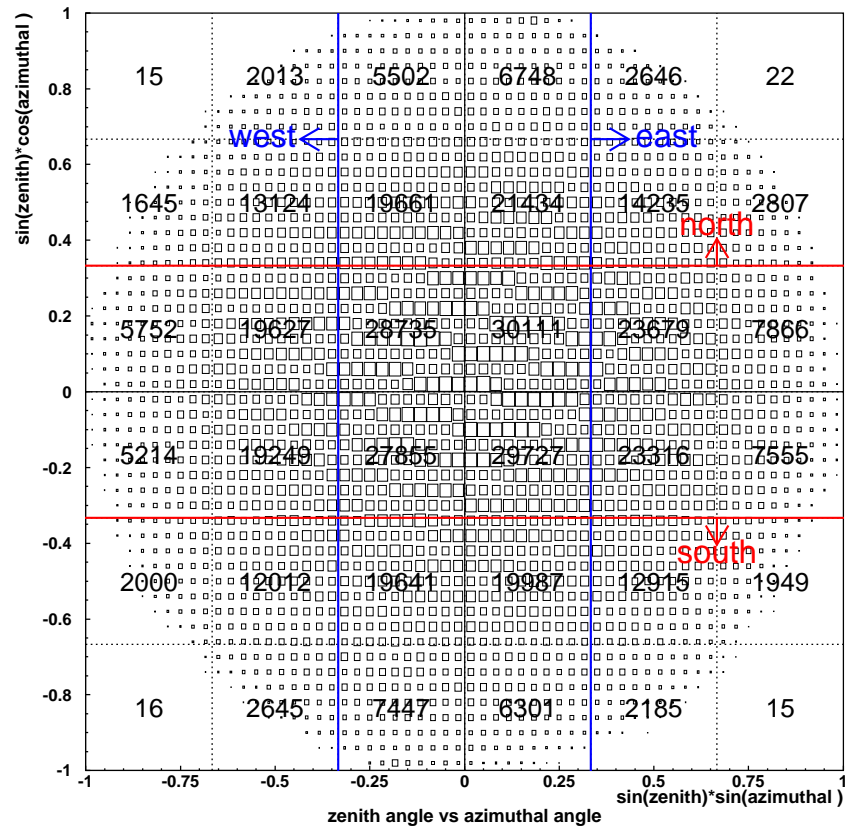


図 3.10: 天頂角と方位角による東西及び南北への振り分け (図中の数字は、それぞれの方位角から飛来した宇宙線の 1 時間での計数率)

各飛来方向での計数率に Trailing average による規格化を適用した後、東と西の差、及び北と南の差をとることで異方性の探索をした。また、大気効果がミューオンの強度に与える影響は各飛来方向で同程度であると考えられることができるため、この異方性の解析には先に述べた気圧効果の補正は適用されていない。

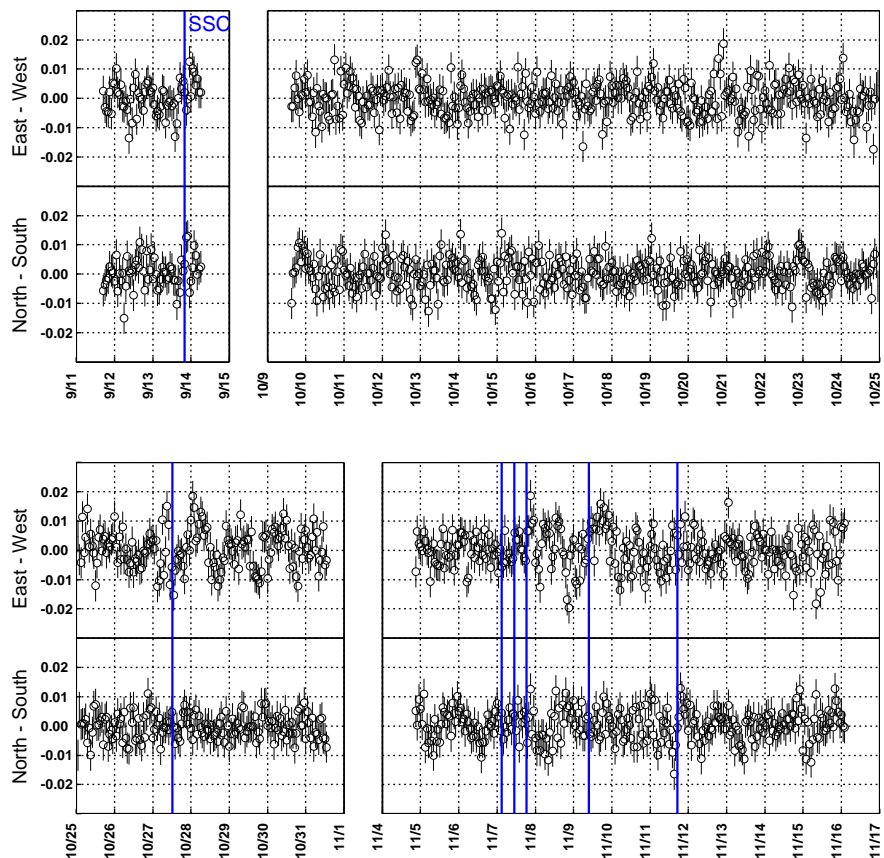


図 3.11: 東西及び南北の異方性

その結果、SSC の直後、東側からのミューオンが西側からの来たものよりも多くなる傾向があるようにも思われるが、それは常に見える $\pm 1\%$ 程度のばらつきで均されて顕著には現れていない。

第4章 up-going ミューオンの探索

4.1 理論予測

一次宇宙線が大気中の核子との相互作用により発生させる π 、K、 μ 等の崩壊からつくられるニュートリノを、大気ニュートリノという。そのなかで、ミューニュートリノを生成する主な崩壊モードは、 π 及び K の二体崩壊である。

$$\begin{aligned}\pi^+(\pi^-) &\rightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ K^+(K^-) &\rightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)\end{aligned}\quad (4.1)$$

我々の測定器では、直接ニュートリノを検出することが出来ない。その為、次の反応により生成される二次ミューオンを使って間接的にニュートリノの検出を行なう。

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu + N' + \pi + \dots \quad (4.2)$$

この反応は、荷電カレント反応とよばれ、その全断面積は、核子当りで

$$\sigma_{\nu\mu} = 0.74 \cdot E_\nu, [\text{GeV}] \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad (4.3)$$

と非常に小さい。地球の反対側の大気で生成された大気ニュートリノは、地球を通り抜け、稀に観測点の真下で荷電カレント反応を起こし、ミューオンが生成する。これが地表付近で検出されるニュートリノ起原の Up-going ミューオンである。(以下では単に Up-going ミューオンと記す。)

今回の測定における Up-going ミューオンの期待値を概算した。我々の検出器の受け入れられる面積を $2 \times 5.5 \text{ m}^2$ 、立体角を 3.14 sr (天頂角 $0 \sim 60$ 度 まで)、測定期間を 1000 時間として、trigger により、DAQ の dead time から 98 %、prescaler で $1/9$ に減少、解析により 10 % までイベントを選別したとする。また、実験的には Up-giong ミューオンは $3 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ くらいの強度をもっているとされる [2]。これらの条件から、今回の測定ではおよそ 4×10^{-3} 個 と概算される。

Up-going ミューオンの測定において、最も大きなバックグラウンドは、大気中でつくられた二次宇宙線ミューオンである。(以下では二次宇宙線ミューオンと記す。) そのため、本来はこの測定は、地中深くで行なわれる。しかし、今回 E391 検出器を用いて、地上で Up-going ミューオンの探索を試みることで、実際に実験が可能であるかを調べる。

4.2 Up-going ミューオンの識別

Up-going ミューオンと二次宇宙線ミューオンの識別は飛来方向の測定でなされる。本測定においては、ミューオンが MainBarrel を突き抜けたときの、各モジュールでの飛来時刻を測定することでその飛来方向を決定する。簡単のため、ミューオンが異なる 2 つのモジュールを貫通する場合を考える。モジュール 1 とモジュール 2 を通過する時刻をミューオンが通過する時刻を t_1, t_2 とすると、 $t_2 - t_1 > 0$ ならば 1 から 2 へミューオンが通ったと考えることができる。勿論、その逆も成り立つ。 $t_2 - t_1$ は、ミューオンがモジュール間を飛行する時間 (TOF; Time of Flight) である。その測定は、Time-to-Digital Converter (TDC) を用いて行われる。

第 2 章で説明した Trigger 回路から、全 TDC に共通のスタート信号 (Common Start) が発せられる。TDC のストップ信号は、各 PMT からアナログ信号を論理信号に変えたものである。スタート信号とストップ信号の時間差は、0.05nsec が 1 ビットの割合でデジタル量に変換される。

図 4.1 はミューオンがモジュールに入射して、TDC に出力が現れるまでのプロセスを示している。

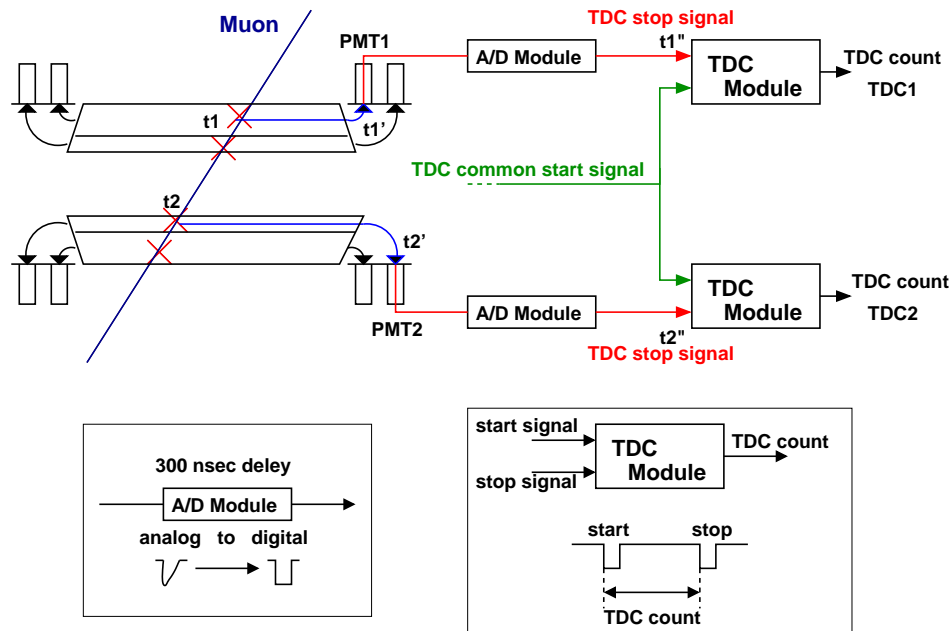


図 4.1: ミューオンが入射後、TDC のストップ信号がつけられ、TDC count が出力される様子。図では PMT1 と PMT2 に着目して描かれている。TDC のスタート信号は第 2 章で記述した Trigger 回路によりつけられている。

図中の t_1, t_2 はミューオンがそれぞれのモジュールに入射した時刻、 t_1', t_2' はそれぞれ

の PMT の光電面に光が到達した時刻、 t_1'' 、 t_2'' は signal が TDC stop signal として TDC module に入力された時刻を表している。

ここで、 $t_2 - t_1$ が求めたいミューオンの飛行時間 ($\text{TOF}_{1,2}$) となる。

次に TDC の値と TOF の関係を知るために、図 4.1 のイベントにおけるタイムチャートを示す。

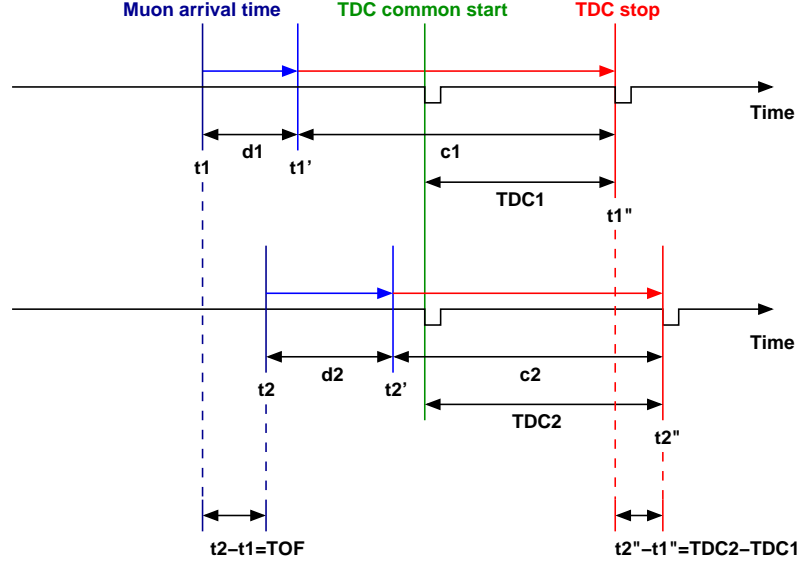


図 4.2: 図 4.1 のイベントにおけるタイムチャート

ここで、 d_1 及び d_2 はミューオンが入射してから、光が PMT の光電面に到達するまでの時間であり、 c_1 及び c_2 は PMT の光電面に光が達してから、A/D module によりアナログ信号からデジタル信号へ変換をされて、300 nsec の delay をかけられた後に、TDC module に TDC stop signal として入力されるまでの時間である。

図 4.2 から、

$$\begin{aligned} t_1 &= t_1'' - d_1 - c_1 \\ t_2 &= t_2'' - d_2 - c_2 \end{aligned} \quad (4.4)$$

となることが分る。これから、 $\text{TOF}_{1,2}$ は、

$$\text{TOF}_{1,2} = (t_2'' - t_1'') - (d_2 - d_1) - (c_2 - c_1) \quad (4.5)$$

となる。

第 2 章に記述したように、Main Barrel は Upper Part と Lower Part に分けられている。ここで、Upper part の PMT_i と Lower Part の PMT_j の出力により測定される $\text{TOF}_{i,j}$ は、次のように表せる。

$$\text{TOF}_{i,j} = (t_j'' - t_i'') - (d_j - d_i) - (c_j - c_i) \quad (4.6)$$

$\text{TOF}_{i,j} > 0$ のとき、ミューオンは Upper Part から Lower Part へ突き抜けたことになる。このときのミューオンを二次宇宙線ミューオンとし、反対に $\text{TOF}_{i,j} < 0$ のときは Up-going ミューオンであるとする。

この $\text{TOF}_{i,j}$ を求めるに際して、式 4.6 右辺の $(t_j'' - t_i'')$ は $(\text{TDC}_j - \text{TDC}_i)$ から計算することが出来る。 d_i と d_j はイベント毎で異なるが、入射位置から PMT までの距離をファイバー内での光の速度で割ることで求められる。しかし、 c_i と c_j については、各イベントでも変らない値となるが、その値を直接知ることは出来ない。また、 c_i と c_j は signal が通る経路が異なるため、同じ値とはならない。

この $(c_j - c_i)$ を知ることが出来れば、 $\text{TOF}_{i,j}$ を求めることが出来る。それにより、検出されたミューオンが Up-going ミューオンであるか二次宇宙線ミューオンであるが識別できる。

4.3 t_0 の導入と調整

前節の式 4.6 における $(c_j - c_i)$ を求めるために、各モジュールの時間原点を調整するパラメータである t_0 を導入する。

$$t_0_i = c_i + A \quad (4.7)$$

ここで、 A は全てのモジュールで同じ定数である。

t_0 を用いて、式 4.6 を次のように表す。

$$\text{TOF}_{i,j} = (t_j'' - t_i'') - (d_j - d_i) - (t_0_j - t_0_i) \quad (4.8)$$

t_0 を求めるため、次の 8 step を行なった。

1. ミューオンの平均速度を仮定する。ミューオンの地表での平均エネルギーが 4 GeV である [8] ことから、その β (v/c) を 0.9997 とした。
2. 各モジュールでの入射位置を用いて飛行距離を求める。ここで、長手方向の入射位置は上流側と下流側の時間情報 (TDC の値) から計算される。
3. t_0 を 0 と仮定する。これは、各モジュールにおける時間原点のばらつきが 0 であると仮定することを意味する。
4. 式 4.8 から、TOF が計算できる。
5. 4. の TOF と 2. の飛行距離から飛行速度が計算できる。
6. 数時間分の測定データについて、5. の飛行速度の平均値を求める。
7. 6. の飛行速度の平均値と 1. のミューオンの平均速度の差を吸収するように t_0 の値を調整する。
8. 4. から 7. を 10 回繰り返した。

これには、ミューオンがあるモジュールを突き抜けた時に、その丁度対面の7つのうちの何れかを突き抜けたイベントを、Trackingにより選別して用いた。また、この時ミューオンが突き抜けたモジュールの隣のモジュールを Veto することによりモジュールの中心部分のみを用いている。長手方向に関しても、中心部分 4 m のみ有効とした。

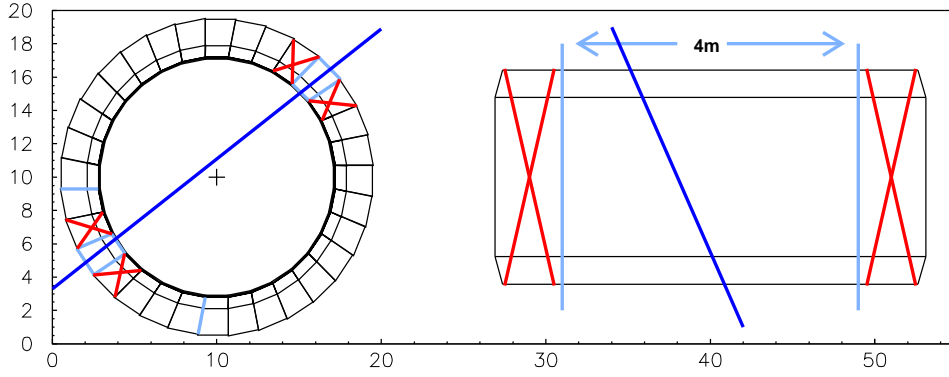


図 4.3: t_0 の調整に用いたイベント

t_0 の調整により、時間原点のばらつきを改善することが出来た。図 4.5 に示すように、 β の精度で 0.0525σ を得ている。

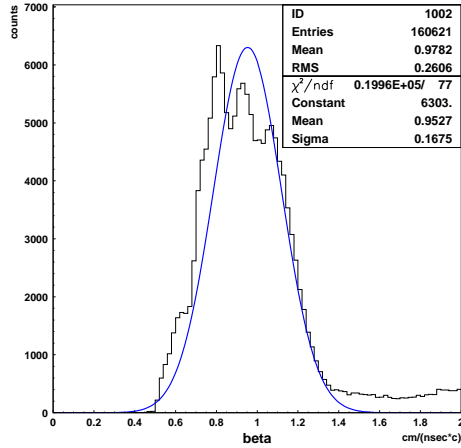


図 4.4: t_0 調整前のミューオンの β の分布

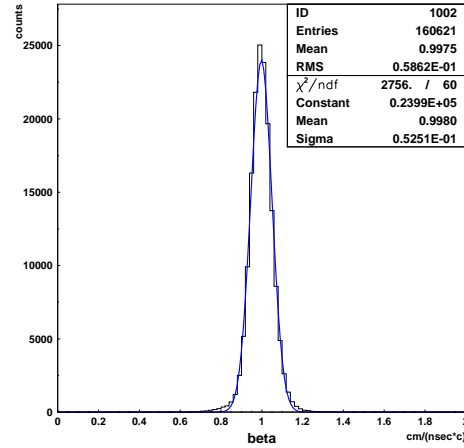


図 4.5: t_0 調整後のミューオンの β の分布

t_0 の調整後の β の精度に表われているのは、主に MainBarrel の時間分解能である。この β の精度は、今回の測定において十分な値であり、この β のテールが 0 以下となる確率は無視できる程小さい値 (10^{-16} 以下) となる。

4.4 事象選別

Up-going ミューオンを探索する際に、いくつかの事象選別を行なう。

1. Tracking による cut

前節で用いた Tracking による cut。図 4.5 に示したようにモジュールの中心付近を通ったミューオンに選別し、210 cm 以上の飛行距離のものを選別した。これにより、ミューオンは計 2 つのモジュール、8 個の PMT にシグナルを残すことになる。

長手方向の Tracking に関して、測定された入射位置と fitting line のずれの値の RMS をとることでその fitting の精度を評価し、RMS が 8 cm 以下になるようなイベントに限定した。(図 4.6)

また、MainBarrel クラスターの upper part と lower part の両方を突き抜けていることも条件としている。

2. ミューオンのシンチレータへの損失エネルギーによる cut

検出器がミューオンを検出したと同定するために、ADC の値を用いて、ミューオンのシンチレータに対する損失エネルギーを算出し、Minimum-ionizing Particle(MIP) のエネルギー損失値から大きく外れたものを cut する。(図 4.7)

3. 時間情報による cut

上流側と下流側の TDC の値には負の相関があり、足し合わせたものは TDC の start を決めたモジュールへの宇宙線の入射位置に関係した幅の中で、一定の値となる。この幅から外れているものは偶発的事象が起こったものであるため、それを cut する。(図 4.8)

また、同モジュールの内側と外側の間での TOF が 2 nsec 以下のイベントに限定した。(図 4.9)

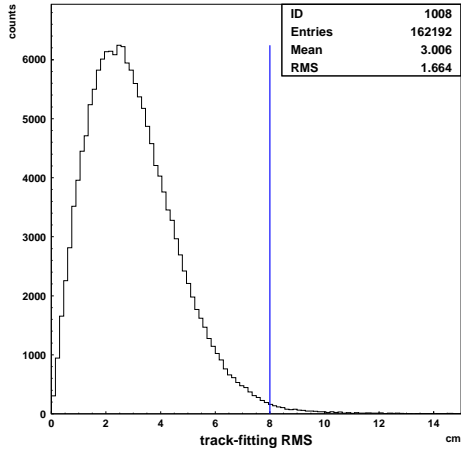


図 4.6: 長手方向の fitting の精度による cut

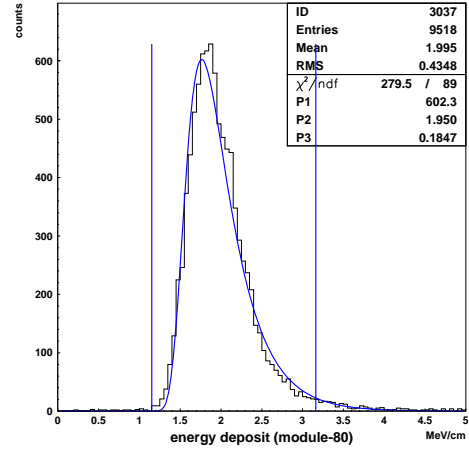


図 4.7: ミューオンのシンチレータへのエネルギー損失による cut

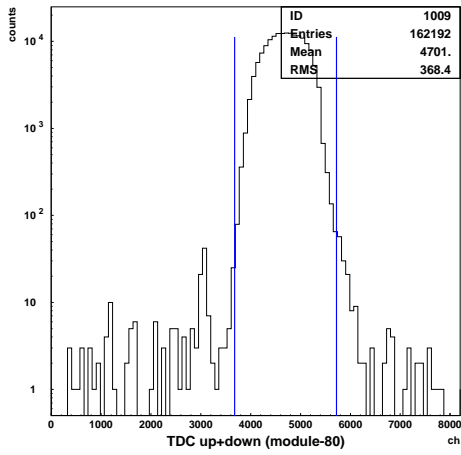


図 4.8: TDC の値 (上流 + 下流) による cut

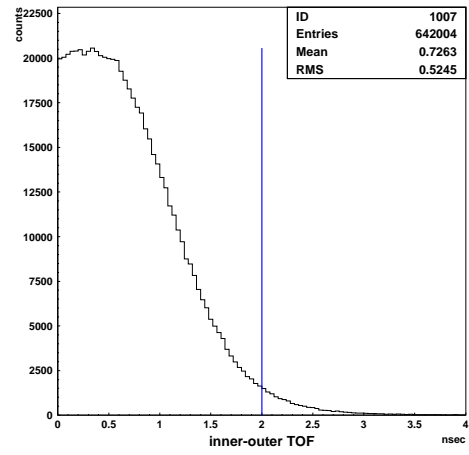


図 4.9: 同モジュールの内側、外側間の TOF による cut

これらの cut により、Up-going ミューオンの探索に用いられたイベント数は online trigger の数の約 10 % となった。

4.5 結果

Up-going ミューオンの探索に用いられた測定データは、2004 年 9 月から 11 月のうち、およそ 41 日分のものである。

以下に、測定されたミューオンの飛行距離、飛行時間 (TOF) を示す。

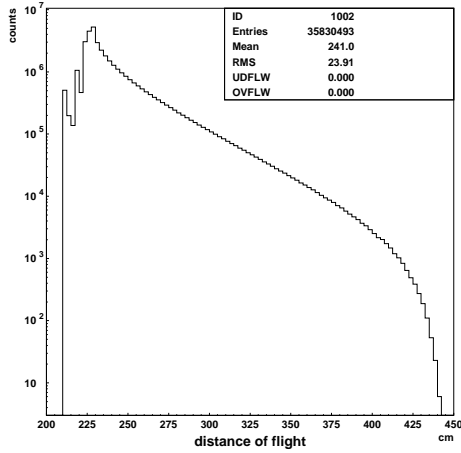


図 4.10: 測定されたミューオンの飛行距離

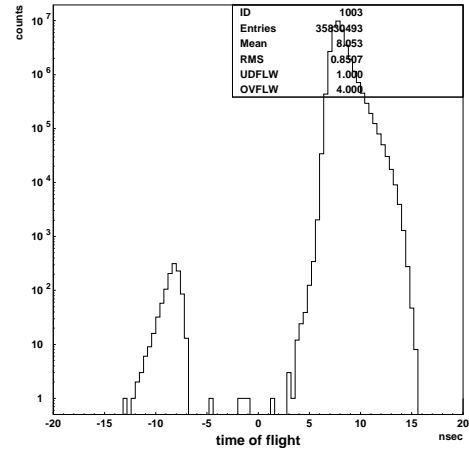


図 4.11: 測定されたミューオンの TOF

飛行距離と TOF から計算された飛行速度 β (v/c) と、測定されたミューオンの天頂角分布を示す。

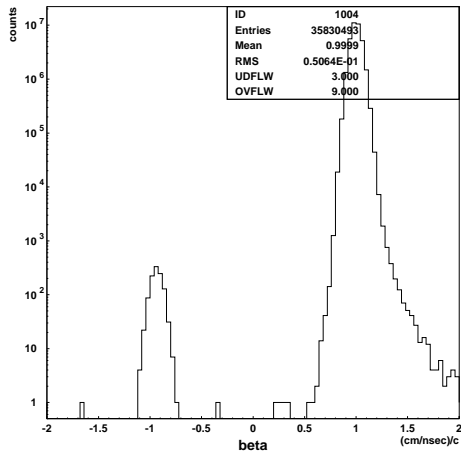


図 4.12: 飛行距離と TOF から計算されたミューオンの β

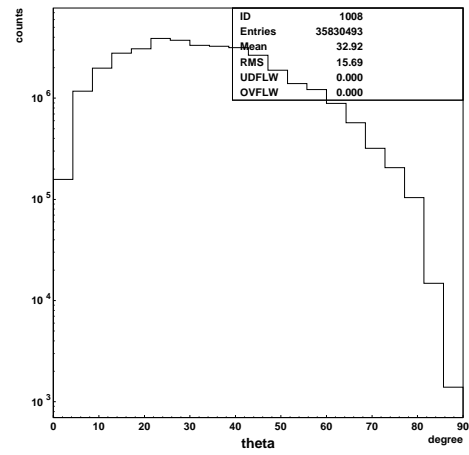


図 4.13: 測定されたミューオンの天頂角分布

次に、ミューオンの β と天頂角との相関を示す。

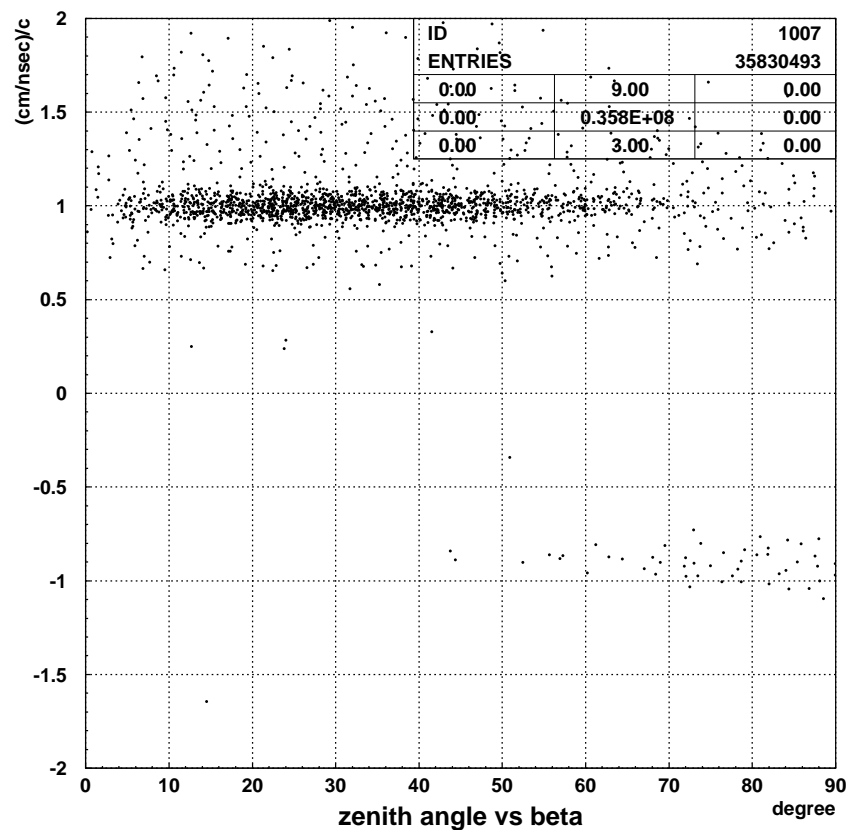


図 4.14: 測定されたミュオンの β と天頂角との相関

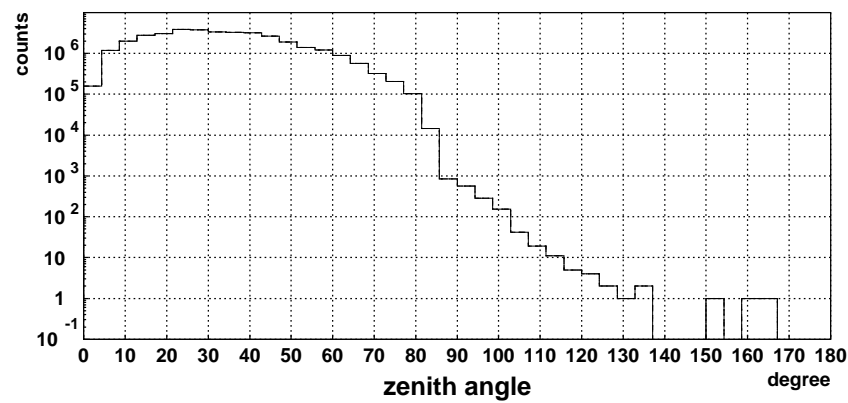


図 4.15: 天頂角の分布 (ここで、 $\beta < 0$ のものを $180 - \theta$ として重ねた)

図に示されているように、計測された 3585 万イベントのうち、 $\beta < 0$ であるミューオンが 1086 イベント検出された。これらは、天頂角が大きくなる程多く検出されている。また、 β の値が 1 から 0.5 以上離れているものが 5 イベントある。

次に各成分のいくつかのイベントについて、軌跡の解析の様子を示すとともに TDC、ADC カウントから、そのイベントにおけるタイミング、損失エネルギーなどの詳細をしめす。図 4 つ

ここで、Up-going ミューオンの強度とその天頂角分布について議論する。

Up-going ミューオンの強度、 $I_\mu(\theta)$ は次のように表される [5]。

$$I_\mu(\theta) = I_{h\mu} \cdot j_\nu(\theta) \quad (4.9)$$

$I_{h\mu}$ は水平方向での Up-going ミューオンの強度であり、 $j_\nu(\theta)$ は大気ニュートリノ ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) の水平方向での強度を 1 とした天頂角の分布である。

大気ニュートリノの天頂角分布が直接用いられているのは、図 4.16 に示すように、上下からの大気ニュートリノの生成機構がほぼ同等のものとなるためである。また、今回は地上での測定であるため、水平方向からの Up-going ミューオンは存在しないが、大天頂角の範囲ではこの議論が成立すると考える。

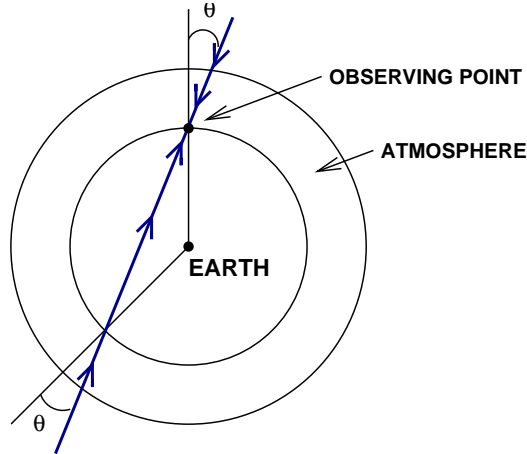


図 4.16: 上下からのニュートリノの飛来方向

式 4.9 における $I_{h\mu}$ は実験により値が求まっている [5]。

$$I_{h\mu} = (4.59 \pm 0.42) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (4.10)$$

また、計算値もあり、そのエネルギー範囲ごとの強度を次の表に示す。

エネルギー範囲 [GeV]	Up-going ミューオンの強度 [$10^{-13}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$]
0.1 ~ 1	0.5
1 ~ 10	2.0
10 ~ 100	2.4
100 ~ 1000	1.8
1000 ~ 10^4	0.8
積分値 $0.1 \leq E \leq 10^4$	7.5

Up-going ミューオンを測定することは、主に 5~500 GeV のニュートリノを間接的に測定していることに対応している。

また、(実験値)/(計算値) = 1.6 ± 0.4 となるが、これは計算値を求める際のニュートリノのスペクトラムの計算の精度が 30 %程度であるためである。

式 4.9 における角度分布 $j_\nu(\theta)$ に関しても、計算から次図のように求められている [1]。

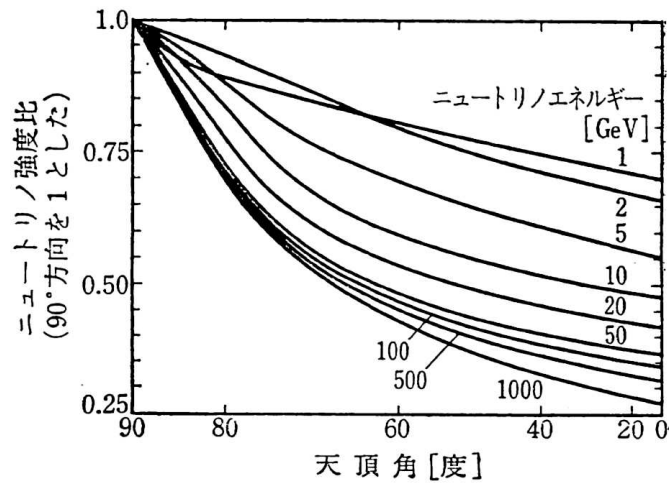


図 4.17: 大気ニュートリノの強度の天頂角分布 [1]

天頂角 90 度で水平方向、0 度で垂直方向

ニュートリノは、一次宇宙線により発生した π や K が hadronic shower を起こすことで多重発生し、崩壊することによってつくられる。天頂角が大きくなるほど、 π や K は大気の密度の薄いところをより長く飛行することになるため、それらが多重発生 of 早い段階で崩壊する確率が高くなり、結果つくられるニュートリノの強度は強くなる。平均のエネルギーでの垂直方向の強度は水平方向の 1/2 程度である。

以上のことから、Up-going ミューオンの天頂角分布は、水平方向に近いところで最大値をとり、垂直方向ではその 1/2 となる。また、そのエネルギーの分布は 1 GeV 以上のものが 93 %程度である。

今回の測定において検出された、 $\beta < 0$ であるイベントは、Up-going ミューオンの予測値から大きく異なる為、バックグラウンドであると考えて解析を進める。

このバックグラウンドのイベント数が、Up-going ミューオンのイベント数を下まわるような signal 領域を求めたい。

そのため、始めに天頂角 $0 \sim \theta_s$ の範囲におけるバックグラウンドのイベント数の見積もりを行い、次に、天頂角 $0 \sim \theta_s$ の範囲における Up-going ミューオンの見積もりを行なう。最後に、それらの比較から signal 領域について議論する。

バックグラウンドの見積もりをするために、まず、0 以下の β の分布に gaussian fitting を行ない、 $\pm 3\sigma$ の範囲にあるイベントを選び出した。次に、これらのイベントの天頂角分布について、式 4.11 を用いて fitting を行なった。

$$n_{bg} = \exp(P1 + P2 \cdot \theta) \quad (4.11)$$

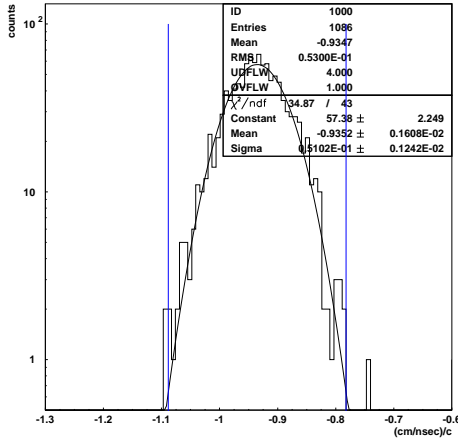


図 4.18: 0 以下の β の分布

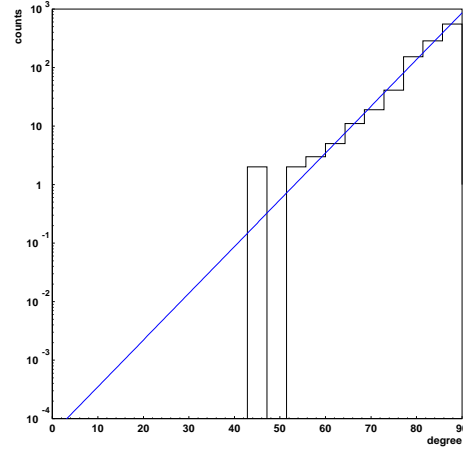


図 4.19: background の天頂角分布

fitting の結果、 $P1 = -9.8$ 、 $P2 = 0.184$ となった。この値を用いてを、式 4.11 を天頂角 $0 \sim \theta_s$ 度までを積分することで、天頂角 $0 \sim \theta_s$ の範囲におけるバックグラウンドのイベント数 N_{bg} と θ_s の関係が分る。(式 4.12)

$$\begin{aligned} N_{bg} &= \int_0^{\theta_s} \exp(P1 + P2 \cdot \theta) d\theta \\ &= \frac{1}{P2} \cdot \exp(P1) \cdot (\exp(P2 \cdot \theta_s) - 1) \end{aligned} \quad (4.12)$$

次に、Up-going ミューオンの見積もりを行なう。すでに第一節で行なった見積もりに関して、有効面積を $2 \times 4 \text{ m}^2$ 、天頂角 θ_s 度までの時の立体角を $6.28 \cdot \sin(\theta_s)$ sr とすると、天頂角 $0 \sim \theta_s$ 度の範囲における Up-going ミューオンのイベント数、 N_{signal} は次のようになる。

$$N_{signal} = 0.006 \cdot \sin(\theta_s) \quad (4.13)$$

ここで、実際には我々の検出器での有効な面積と立体角は無関係ではなく、それによる検出器のアクセプタンスの計算はされていない。また、ニュートリノの強度も天頂角によらない値であると仮定している。

N_{signal} と N_{bg} の比をとると、下図のようになる。

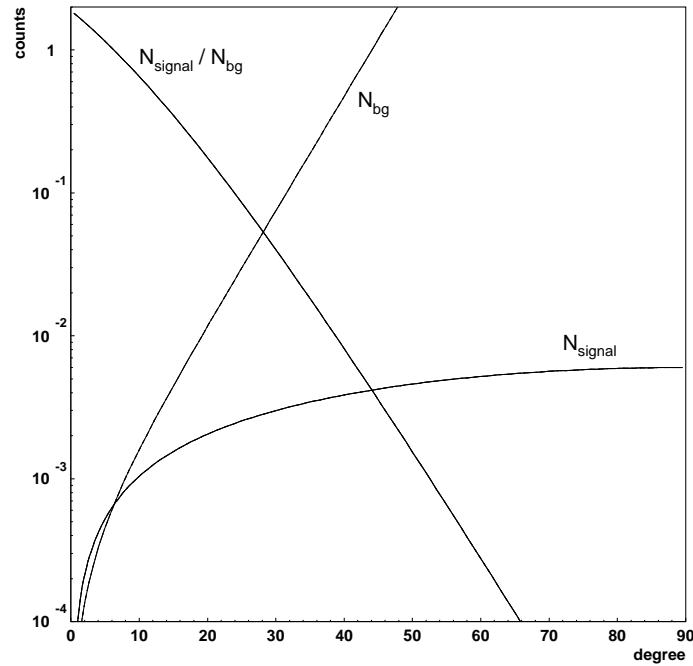


図 4.20: 本測定での、Up-going ミューオンとバックグラウンドの見積もりの結果。横軸は天頂角 θ_s 、縦軸は天頂角 $0 \sim \theta_s$ 度までの範囲で見積もられる計数

約 6 度で、 N_{signal}/N_{bg} が 1 となるものの、このときの Up-going ミューオンの期待値は、 0.6×10^{-3} 程度である。このことから、今回の測定の条件では Up-going ミューオンの測定実験は不可能であると結論される。

4.6 地下観測に関する議論

今回のバックグラウンドに対して、その計数から、二次宇宙線ミュオンから発生したものであると思われる。つまり、地下で実験を行なうことで、バックグラウンドの原因となる二次宇宙線ミュオンの計数を軽減することができ、 N_{signal} と N_{bg} の比を向上させることが出来ると考えられる。

ミュオンの垂直強度と地下の深さの関係は、次図のようである [1]。

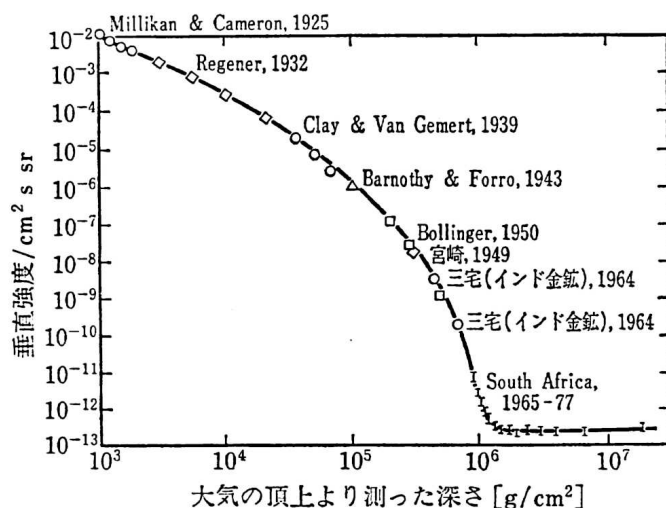


図 4.21: ミュオンの垂直強度と地下の深さの関係 [1]

図中で 10^6 g/cm^2 (岩石で約 3km) 以上の深さになると、ミュオンが減少しなくなっている。これは、ニュートリノの荷電カレント反応により、岩石の至るところで一様にミュオン発生しているためである。

二次宇宙線ミュオンと同様の割合でバックグラウンドが減少するとすると、地下の深度ごとの、 N_{signal} 及び N_{bg} の見積もりは以下のようなになる。

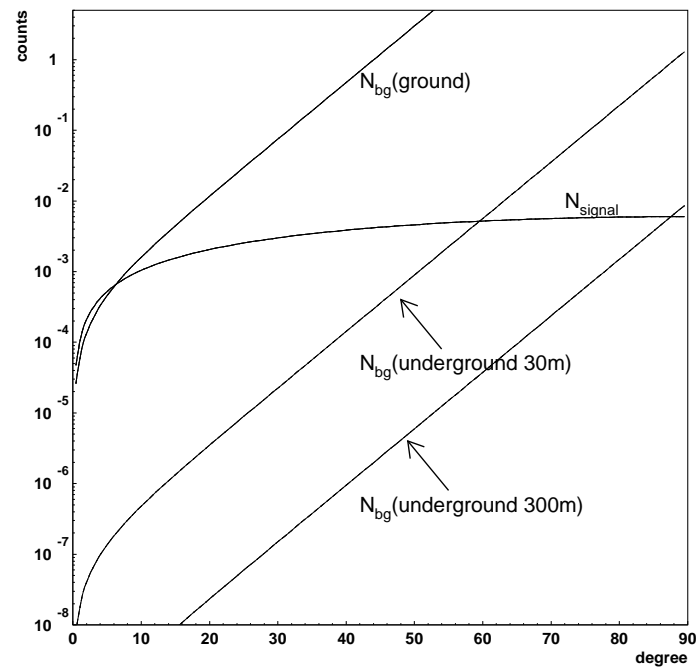


図 4.22: 地上、地下 30 m、地下 300 m で実験を行なうとしたときのバックグラウンドの見積もり

第5章 結論

2004年9月から11月にかけて行った測定で、複数のCMEによるForbush Decreaseと見られる現象を観測することができた。11月には太陽活動が活発になり、地球に到来したCMEによってKp指数が9-となる大規模な急始型地磁気嵐が発生し、同時に我々の測定でForbush Decreaseによる二次宇宙線ミューオンの減少が最大1.4%観測された。

また、常に振幅が0.5%程度の日周変動が観測され、本研究ではその解明には及ばなかったが、言い替えれば0.5%以上の二次宇宙線の変動は観測可能であると結論される。特に、今回の測定ではKp指数が5+を示すような地磁気嵐を起すCMEによるForbush Decreaseの観測は可能であることがわかった。

同時に行った大気ニュートリノ起因の上向きのミューオン(up-going ミューオン)の探索では、up-going ミューオンと確定されるイベントは見つからなかったが、バックグラウンドの分布からその見積もりを行い、期待されるup-going ミューオンのイベント数との比較を行った。その結果、有効な天頂角0度から6度という狭い範囲に限定すれば、バックグラウンドよりもup-going ミューオンの期待値が大きくなることがわかったが、今回の測定されたデータの5000倍の統計量が必要となることになり、現実的には実験は不可能であると結論される。

関連図書

- [1] 西村純, 実験物理学講座 25 宇宙放射線, 共立出版, 1986
- [2] 小田稔 西村純 桜井邦朋, 宇宙線物理学, 朝倉書店, 1983
- [3] 小田稔, 宇宙線 (改訂版), 裳華房図書, 1972
- [4] 木舟正, 宇宙高エネルギー粒子の物理学, 培風館, 2004
- [5] M.F. Crouch et al.: Phys. Rev. D. 18, No. 7, (1978) 2239.
- [6] 阿久根洋平, 宇宙線粒子による $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験 (E391a) 用中央部粒子検出器の性能評価, 修士論文, 佐賀大学, 2004
- [7] 桑原孝夫, 宇宙線ミュオン観測ネットワークを用いた惑星間空間擾乱の研究 II – プロトタイプネットワークによる観測 –, 修士論文, 信州大学, 2002
- [8] The European Physical Journal C Volume 3. Number 1-4. 1998

謝辞

始めに、本研究のみならず大学院での2年間を通してお世話になりましたすべての方々に厚く御礼申し上げます。

佐賀大学的小林茂治先生、杉山晃先生、鈴木史郎先生、御指導本当にありがとうございました。佐賀大からの先生方のフォローにより、KEKでの研究を行うことができました。

KEKの稲垣隆雄先生、E391aグループの皆様はとても良いひとばかりでした。それは稲垣先生の人柄が表れているように思います。是非御元気で研究を続けてください。KEKの奥野英城先生、小松原健先生、Limさん、Mishaさん、またKEKのスタッフの方々、大阪大学の山中卓先生、菅谷頼仁先生、山鹿光裕さん、防衛大学の新川孝男先生、松村徹さん山形大学の田島靖久先生、研究のさまざまな場面において多大な御指導、助言を頂きました。本当にありがとうございました。KEKの渡辺丈晃さん、KEKでの研究生活全般にわたってお世話になりました。たびたび研究の進まない私を叱咤激励していただき、無事研究生活を終えることができたのは渡辺さんのおかげです。大阪大学の坂下健さん、実験から解析において1から10までお世話になりました。名古屋ではひつまぶしをご馳走します。是非遊びにきてください。京都大学の隅田土詞さんには、厳しいつつこみをたくさん頂きました。それだけに多くのことを学ぶことができました。本当に感謝しています。

佐賀大学の先輩である阿久根洋平さんには、佐賀大のKEK常駐の先輩として大変お世話になりました。釜山大学のH.S.Leeさんには、韓国の文化などいろいろ教えていただきました。拙い英語でMBについて議論をすることもありました。また一緒にマッコリが飲みたいです。同学年である佐賀大学の坂元宣友くん、山口満弘くん、山形大学の佐藤啓之くん、大阪大学の石井裕康くん、小松成亘くん、西宣彦くん、互いに励ましあい、そして楽しく同じ時間を共有できたことは大変幸運だったと思います。皆がいたことで研究も充実していたと思います。本当にありがとうございました。山本拓也くんをはじめ佐賀M1、4年生の皆さん、あまり佐賀にいなかったことで多々御迷惑をお掛けしました。佐賀大学の研究室はとても楽しい雰囲気のある研究室です。佐賀に帰る度に元気を充填することができました。是非この雰囲気を継続してください。

また、信州大学の宗像一起先生と桑原孝夫さんには宇宙線測定にあたりいろいろと御指導頂きました。本来加速器実験のグループであるE391aで宇宙線というテーマで本論文を書くことができたのはお二人のおかげです。本当にありがとうございました。

大学院の2年間はとても充実したものでした。最先端の研究をできたことは一言でいえば面白かったです。また、それを行うことは難しくもありましたが、そこで経験してきたことは今後の人生に活かすことができていると思っています。そしてそれ以上に、この研究を通して皆様に出会えたことは、この2年間で得た最も大きな宝だと思います。本当にあり

ありがとうございました。