

修士学位論文

BESS-Polar 測定器における
middle-TOF システムの開発

神戸大学自然科学研究科物理学専攻

板崎 輝

平成 16 年 2 月 10 日

概要

BESS(Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer)実験は、宇宙線反陽子の精密測定を通して宇宙における素粒子現象を探求する実験である。BESS 測定器は 1993 年の第 1 回気球実験以来、従来の宇宙線観測を大きく上回る高精度の観測結果を挙げてきた。これら一連の BESS 実験の成果を踏まえた次期計画として、低エネルギー反陽子を究極的な高感度で精密探査することを目的とした BESS-Polar 計画が推進されている。

BESS-Polar 計画では、南極周回軌道を利用することによって従来 1 日程度だった飛翔時間を 10 日～20 日間に延ばし、一桁高い統計精度でのエネルギースペクトルの観測を目指す。また、反陽子を観測するエネルギー領域を可能な限り低くするために、測定器の物質量削減に細心の注意が払われている。

本論文では、BESS-Polar 計画において新たに開発された middle-TOF システムについて、開発動機や期待される性能、そしてその評価について述べる。さらに、2004 年の第 1 回南極フライトに向けた現在の状況を報告する。

目次

第1章	Introduction	1
1.1	BESS 実験	1
1.1.1	宇宙起源反陽子・反重陽子の探索	1
1.1.2	Solar Modulation の観測	4
1.1.3	宇宙線基礎データの測定	6
1.1.4	反ヘリウムの探索	7
1.2	BESS-Polar 計画	8
第2章	BESS-Polar 計画	11
2.1	測定原理	13
2.2	検出器	14
2.2.1	JET Chamber / IDC	15
2.2.2	TOF & middle-TOF	15
2.2.3	Aerogel Cherenkov Counter	16
2.3	超伝導ソレノイド	16
2.4	Solar Panel	18
2.5	電源制御システム	19
2.6	Electronics	20
2.7	データ収集システム	20
2.7.1	Trigger system	20
2.7.2	Data Acquisition System	20
第3章	TOF システム	22
3.1	TOF システムと粒子識別	22
3.2	BESS-TeV 測定器における TOF システム	25
3.3	BESS-Polar 測定器における TOF システム	26
3.3.1	middle-TOF システムの導入	27
第4章	middle-TOF システム	28
4.1	middle-TOF システムへの要求	29
4.2	Scintillator	30
4.3	Light guide	31
4.4	PMT	33
4.5	middle-TOF カウンターの構造	35

第5章	middle-TOF カウンターの性能評価	38
5.1	LED test.....	39
5.1.1	実験目的.....	39
5.1.2	セットアップ.....	39
5.1.3	測定結果.....	41
5.2	beam test.....	44
5.2.1	実験の目的.....	44
5.2.2	セットアップ.....	45
5.2.3	解析.....	46
5.2.4	測定結果.....	50
5.3	cosmic-ray test.....	55
5.3.1	実験の目的.....	55
5.3.2	セットアップ.....	55
5.3.3	測定結果.....	56
5.4	磁場試験.....	61
5.4.1	実験の目的.....	61
5.4.2	セットアップ.....	62
5.4.3	測定結果.....	63
5.5	まとめ.....	66
第6章	まとめ	71

目 次

第 1 章 Introduction

図 1.1: BESS 実験で観測された反陽子スペクトラムと一次宇宙線の予測値.....	2
図 1.2: 地磁気によるカットオフRigidityの分布.....	3
図 1.3: 2次起源反重陽子のスペクトラムと1次起源反重陽子の予測スペクトラム.....	4
図 1.4: 太陽活動による反陽子/陽子比の経年変化.....	5
図 1.5: 陽子・ヘリウムのスペクトラム.....	7
図 1.6: 反ヘリウムの存在比.....	8
図 1.7: 2次起源反陽子とPBHによる反陽子流束のシミュレーション.....	9
図 1.8: 太陽黒点数の変化とBESS-Polar実験の予定時期.....	10

第 2 章 BESS-Polar 計画

図 2.1: BESS-TeV測定器とBESS-Polar測定器の比較.....	11
図 2.2: BESS-Polar測定器の断面図(左)と側面図(右).....	12
図 2.3: β^{-1} vs. Rigidityプロット.....	14
図 2.4: JET/IDC検出器.....	15
図 2.5: TOFカウンター.....	16
図 2.6: BESS-Polar用極薄肉超伝導コイル.....	17
図 2.7: 太陽電池パネルとBESS-Polar測定器.....	18
図 2.8: DC-DCコンバーターと電源制御システム.....	19
図 2.9: イベントデータの流れ.....	21

第 3 章 TOF システム

図 3.1: z軸と飛行時間の定義.....	23
図 3.2: TOFの粒子同定性能.....	24
図 3.3: BESS-TeV測定器.....	25
図 3.4: BESS-Polar測定器における物質質量.....	26
図 3.5: BESS-TeV測定器とBESS-Polar測定器の比較.....	27

第4章 middle-TOF システム

図 4.1: 反陽子と μ 粒子の飛行時間vs. Rigidity	28
図 4.2: ライトガイドの形状	31
図 4.3: ライトガイドの構造とPMT側の端面の形状	33
図 4.4: middle-TOF用PMTの写真と光電面の形状	34
図 4.5: 2.5 inch fine mesh PMT の図	34
図 4.6: プリーダーの回路図	35
図 4.7: middle-TOFインストール治具	36
図 4.8: PMTサポートフレーム	37
図 4.9: middle-TOFの設置場所とBESSの磁場	37

第5章 middle-TOF カウンターの性能評価

図 5.1: LED testのセットアップ	38
図 5.2: gateとanode signalのタイミング	40
図 5.3: middle-TOF用PMT 9本のGain-HV curve	42
図 5.4: middle-TOF用PMTのチャンネルごとの増幅率	43
図 5.5: 光電子数の分布(光電面のuniformity)	44
図 5.6: ビームテストのセットアップ	45
図 5.7: TDCデータと距離の図	47
図 5.8: p - π separationのグラフ	47
図 5.9: time walk	48
図 5.10: タイムウォークによる時間の揺らぎ	49
図 5.11: middle-TOFカウンターの粒子(p - π)識別能力	51
図 5.12: アノードシグナル、 σ の運動量依存性のグラフ	52
図 5.13: 時間分解能 vs. z のグラフ	52
図 5.14: dE/dx vs. z のグラフ	53
図 5.15: 光電子数vs. z のグラフ	53
図 5.16: thresholdと時間分解能の関係	54
図 5.17: 宇宙線テストのセットアップ	55
図 5.18: 宇宙線テストのセットアップ	56
図 5.19: アノードシグナルと z の関係	57 ~ 59
図 5.20: 減衰長	60
図 5.21: 光電子数と z の関係	60
図 5.22: 磁場テストのセットアップ	61
図 5.23: μ 粒子の運動量とアクセプタンスの変化	62
図 5.24: 磁場テストの写真	63

図 5.25: 磁場テストと他のテストとの相互比較	64
図 5.26: 各テストにおけるADCピーク値 vs. z	65
図 5.27: 光電子数の変化の割合	66
図 5.28: LEDテストと宇宙線テストのADCピーク値の比較.....	67
図 5.29: 波長と量子効率の関係	67
図 5.30: ビームテストと宇宙線によるテストとの比較	68
図 5.31: PMTの寿命特性	70

第6章 まとめ

表 目 次

表 1.1: BESS-Polar 実験とこれまでの BESS 実験との比較	10
表 2.1: BESS測定器とBESS-Polar測定器の比較	12
表 4.1: Scintillatorの特性比較	30
表 4.2: ライトガイドの特性	32
表 5.1: LED test緒元.....	39
表 5.2: middle-TOFのカウンター中央での性能	50
表 5.3: カウンターの履歴とADCピーク値の推移	68

第 1 章 Introduction

BESS 実験は、地上における加速器技術で培われた粒子測定技術を飛翔体検出器に応用することにより、過去の飛翔体検出器と比べて圧倒的な面積立体角と性能を有する気球搭載型超伝導スペクトロメーターを開発・製作し、宇宙線反陽子、陽子、ヘリウム、 μ 粒子といった各種宇宙線の精密測定、反重陽子、反ヘリウムの探索などの実験を行っている。

1993 年の第 1 回気球実験においては、初めて「質量による粒子の同定」という確実な方法で宇宙線反陽子を 4 例検出した([1][2])。その後改良を重ね、低エネルギー宇宙線反陽子の観測を主目的とした BESS 実験 (1993~1995, 1997~2000) を 7 回、1GeV~1TeV までの高エネルギー宇宙線陽子の観測を主目的とした BESS-TeV 実験(2001, 2002) を 2 回、計 9 回のフライトに成功しており、全体で 2000 例以上の宇宙線反陽子事象を検出している。また、そのほかにも高度や磁気緯度の異なる地上で複数回の実験を行っており、宇宙線基礎データを蓄積している。

本章では、まずこれら BESS 実験の目的、成果について述べる。さらに、その成果を踏まえた上で、現在開発が進められている BESS-Polar 実験について述べる。また、第 2 章では BESS-Polar 測定器を構成する個々のコンポーネントについて述べる。第 3 章では BESS 測定器における TOF システムの役割と、物理の要求に対する最適化について述べる。そして第 4 章では本論文の中心となる middle-TOF システムの必要性や middle-TOF システムに要求される性能やその構成要素について詳しく述べ、その設置方法について述べる。第 5 章では middle-TOF システムの性能評価についてその動機から実験、解析までを述べ、結果を相互比較し、検証する。第 6 章では以上の内容をまとめ、さらに今後の展望について述べる。

1.1 BESS 実験

1.1.1 宇宙起源反陽子・反重陽子の探索

BESS 実験のこれまでの成果で最も重要なものとして、宇宙線反陽子流束の精密測定が挙げられる。地球に降り注ぐ一次宇宙線中には、その主成分である陽子やヘリウム核の他に微量の反陽子が含まれている。この反陽子は主に高エネルギー一次宇宙線陽子と星間物質の衝突によって生成される二次起源反陽子だと考えられているが、この過程では運動学的制約により 1GeV 以下の反陽子の生成確率は低下する。現在いくつかある宇宙線伝播モデルが予測する反陽子のエネルギースペクトラムは 2GeV 付近にピークを持ち、低エネルギーになるにつれて急激に減少している。BESS 実験でこれまで測定したデータはこの 2GeV 付近のピークを捉えて測定しており、観測された反陽子の大半は二次起源のものだといえる(図 1.1)。

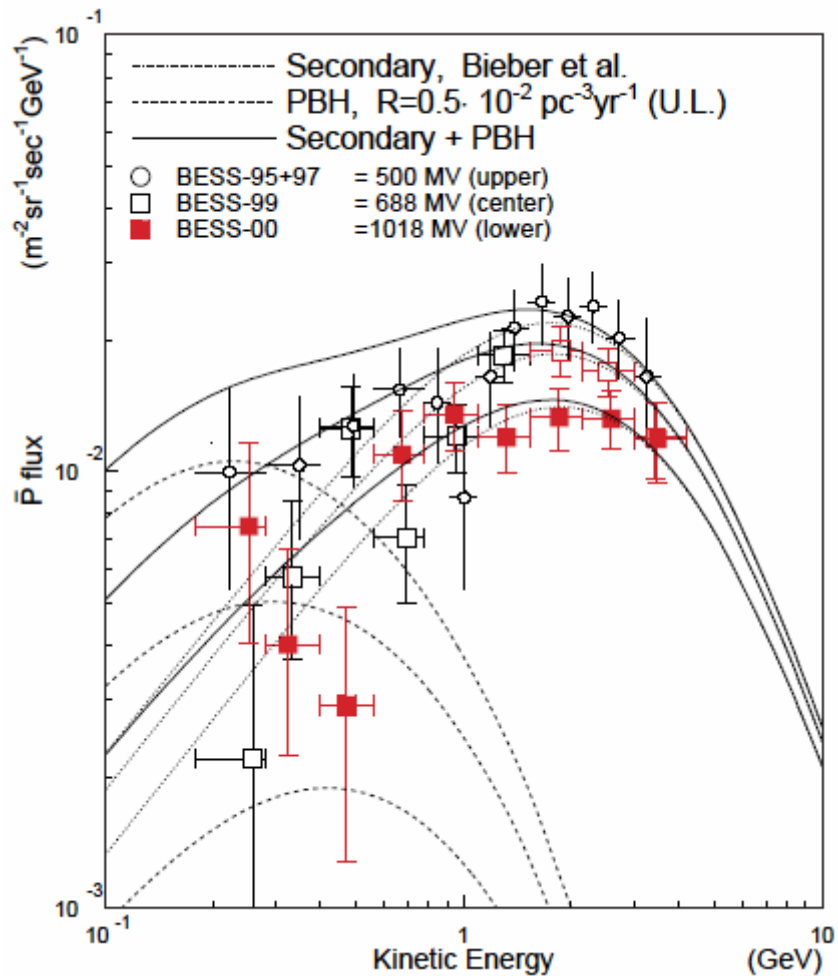


図 1.1: BESS 実験で観測された反陽子スペクトラムと一次起源および二次起源反陽子の予測値

しかし 95+97 年のデータの 1GeV 付近の低エネルギー領域をみると、統計精度はよくないものの、反陽子流束は 2 次起源のみを仮定したときの予測値よりもやや多いようにとれる。これが確実であるとすれば、宇宙線伝播モデルに修正を加えるか、あるいは別の起源の反陽子を考える必要がある。別起源の反陽子として、原始ブラックホールの蒸発([3][4])や、超対称性粒子の対消滅([5][6][7])といった興味深い現象が挙げられる。

こういった宇宙線起源反陽子の探索を目的とした低エネルギー反陽子の観測は、地磁気のカットオフ効果により、観測可能な宇宙線のエネルギー下限値の高い低緯度地域ではデータを得ることができない。そこで、我々の実験では地磁気効果の小さい高緯度地域であるカナダのリンレークに於いて低エネルギー反陽子の精密測定を行ってきた。地磁気によるカットオフ Rigidity(=pc/Ze)は日本付近で約 10GV であるのに対してリンレークでは約 0.4GV であり、運動

エネルギーで 1GeV 付近やそれ以下の低エネルギー反陽子の観測が可能である(図 1.2)。これまでに得られた反陽子の観測データとブラックホールの蒸発から予測されるエネルギースペクトラムを(図 1.1)に示した。図を見てわかるように、低エネルギー領域の反陽子もいくらか観測しているが、そのデータ量は決して十分とは言えず、統計誤差が大きいためはっきりとした結論が出ないというのが現状である。従って、今後はこの低エネルギー側に焦点を絞り、絶対流束を精密に測定することによって、先に挙げた宇宙線の伝播モデルの検証や初期宇宙における素粒子現象の探索を目指している。

また、BESS 実験では反陽子だけでなく、反重陽子の探索も行っている([8])。(図 1.3)に示すように、反重陽子は反陽子の場合と異なり、低エネルギー側でのバックグラウンドが極めて低い。このことから、反重陽子の探索は反陽子の探索と相補的な関係にあるといえる。もし 1GeV 以下の低エネルギー反重陽子を 1 例でも観測すれば、それは 1 次起源反粒子の存在を強く示唆する証拠となる。

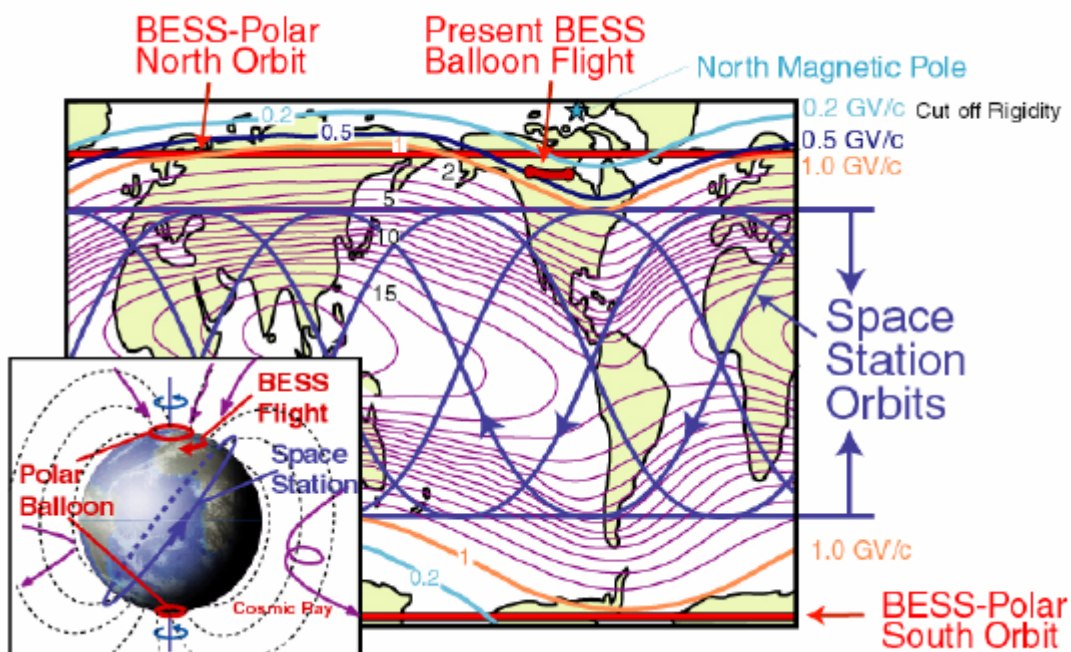


図 1.2: 地磁気によるカットオフ Rigidity の分布

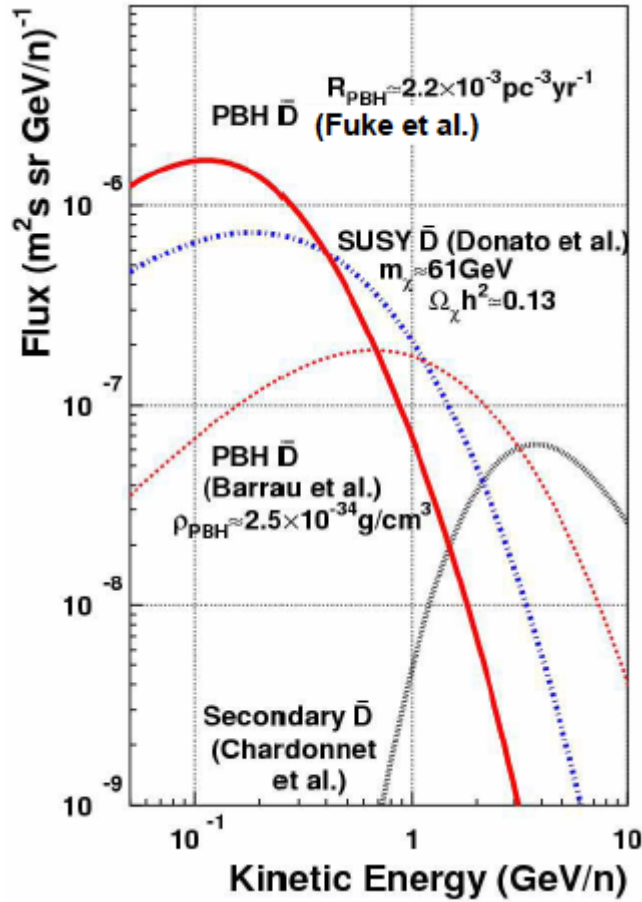


図 1.3: 2 次起源反重陽子のスペクトラムと 1 次起源反重陽子の予測スペクトラム

1.1.2 Solar Modulation の観測

BESS 実験では太陽活動の極小期から極大期にわたる陽子・反陽子流束の経年変化についても観測している。一般に、太陽系に入射した粒子は太陽風と共に広がっていく太陽磁場の影響を受ける。この効果は太陽変調(Solar Modulation)と呼ばれ、その影響は低エネルギーの宇宙線ほど大きくなる。太陽活動の極小期では、大気頂上で観測される流束が太陽変調を受ける前の星間空間での流束に近づくため、前述したような一次起源宇宙線の探索にとっても重要な意味を持つ。また、BESS 実験では太陽活動の活発化に伴う陽子および反陽子のスペクトラムの減少を観測することに成功しており、(図 1.4)からその様子を確認することができる。さらに、Solar Modulation は粒子の電荷に依存すると考えられており、反陽子/陽子流束比の経年変化を追うことによって、この効果を検証することができる。特に太陽の磁極が正から負に反転する、太陽活動の極大期にあたる 2000 年前後では反陽子/陽子流束比が急激に増大するだろうと予測されて

いた([9])。BESS 実験はこれまでの測定で太陽活動の極小期から極大期までの詳細な陽子・反陽子流束を得ている。(図 1.4)に測定によって得られた反陽子/陽子流束比について示す。Solar Modulation の電荷依存性を考慮すると、1997 年の極小期から 1999 年までの正磁極の期間は反陽子/陽子流束比はほとんど変動していないと予想されていたが、この期間の BESS の観測データはほぼ同じ流束比を示し、この予想と極めてよく一致している。一方、磁極が負方向に反転する 2000 年の太陽活動極大期に観測された結果では流束比が急激な上昇を示しており、予想された通りの結果を得ている。

このことから BESS 実験では、太陽活動による宇宙線への影響の経年変化及び電荷依存性に対する決定的な証拠を提示したことになる。これらのデータは Solar Modulation のモデルをより深く研究する上で非常に有効なデータとなることが期待される。

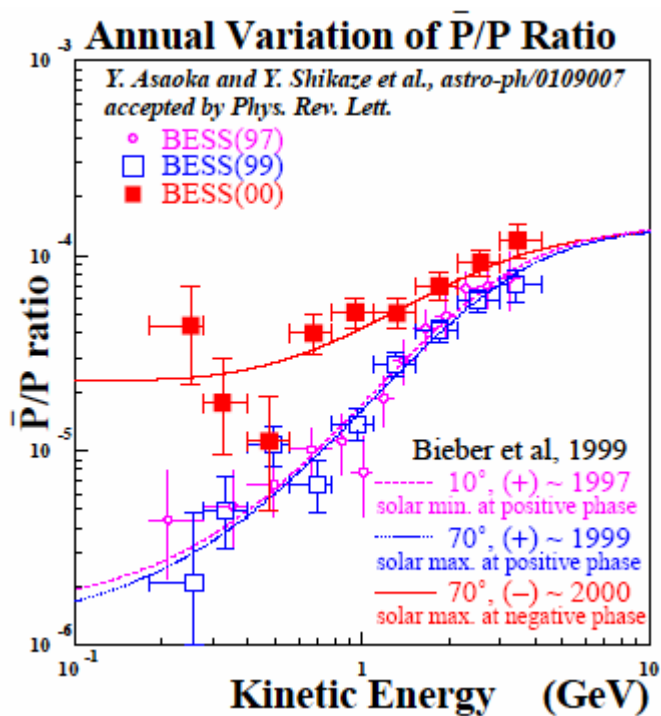


図 1.4: 太陽活動による反陽子/陽子比の経年変化

1.1.3 宇宙線基礎データの測定

BESS 測定器は汎用の宇宙線観測装置である。この特長を生かし、これまでに一次宇宙線の主成分である陽子・ヘリウムならびに地上や山頂におけるミューオンなどの絶対流束測定を行ってきた([10][11])。

Super Kamiokande では大気ニュートリノの天頂角分布異常が発見され、ニュートリノ振動が観測されている([12])。しかし、絶対流束に関しては一次宇宙線の流束の不定性などの問題が残されている。大気ニュートリノは、一次宇宙線が大気と相互作用することによって生成されるので、その流束は一次宇宙線の流束に比例する。その一次宇宙線の流束は様々な実験で測定されているのだが([13][14][15][16][17][18])、それらの結果は 50GeV で 20%の不一致があり、それが大気ニュートリノの流束計算の不定性の一因になっている。

BESS 実験でもこの問題に答えるべく、98 年の観測結果により 100GeV 付近までの陽子スペクトラムを詳細に決定した(図 1.5)。大気で生成されるニュートリノは親となる一次宇宙線の約 1/10 のエネルギーをもつもので、この 100GeV 付近までの精密な陽子スペクトラムは Super Kamiokande での“full contained event”に相当する ~10GeV のニュートリノ流束を計算するために重要なデータとなっている。また、宇宙線と大気の相互作用の不確定性を小さくすること、とりわけ μ 粒子の生成・崩壊に関する正確なデータを収集することも計算精度の向上につながる。1999 年からは気球上昇中の宇宙線データも解析がなされている。さらに 2001 ~ 2002 年には 1TeV までの陽子エネルギースペクトラムの測定を目指し BESS-TeV 実験が行われた[21]。

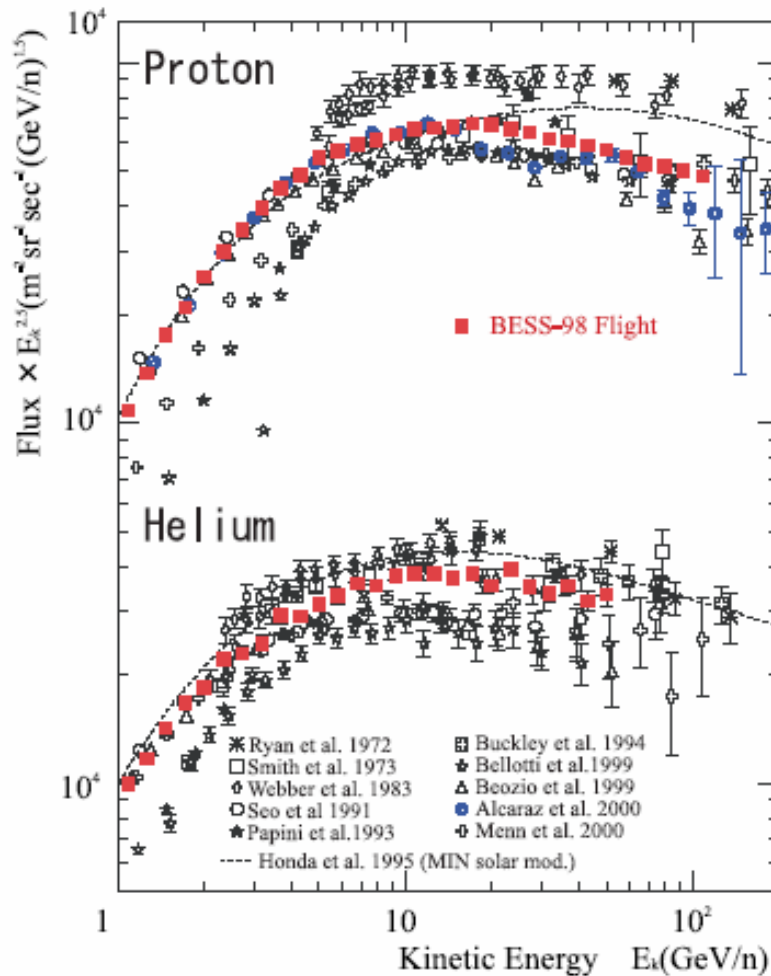


図 1.5: 陽子・ヘリウムのスペクトラム

1.1.4 反ヘリウムの探索

一般的には初期宇宙に起こった物質・反物質の対称性の破れにより、現在我々の知る宇宙は物質優勢であると考えられている。しかしその詳細は明らかではなく、反物質だけから成る領域が銀河団以上はなれた場所に存在し、そこから漏れ出す反陽子や反ヘリウム等の一部が我々の銀河に到来して、極微量、宇宙線に混入して地球に降り注ぐ可能性も完全には否定しきれない。反陽子の測定においては前述したような生成過程も考えられるため、観測がそのまま反物質領域の存在には結びつかない。それに対して、反ヘリウムは宇宙線と星間物質や大気との衝突によって二次的に生成される確率が非常に低いため、その測定が直接反物質領域の存在を示唆することになる。(図 1.6)に示すように、これまでのBESS実験ではヘリウムに対する反ヘリウムの存在比の上限として、 7×10^{-7} が得られている。この探索結果は我々の周りの銀河が反物質ではなく物

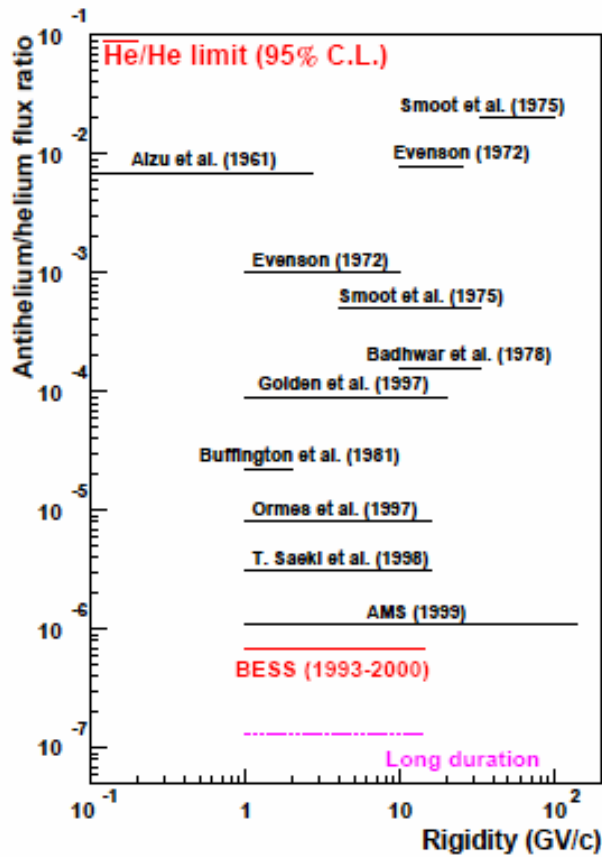


図 1.6: 反ヘリウムの存在比

質で構成されていることに対する最も直接的な証拠であるが、さらに高感度な測定によって、より広い宇宙領域での検証が可能である。

1.2 BESS-Polar 計画

BESS-Polar 計画では、BESS Spectrometer の精密かつ大立体角の特色と、極周回による磁極領域での長時間観測、そして 2006～7 年に予想される太陽活動の極小期(図 1.8)の条件を全てあわせることによって、究極的な高感度での宇宙線反粒子の探索の実現を目指している。特に宇宙起源反粒子の観測の際にバックグラウンドとなる 2 次起源反粒子の存在比が少ない、低エネルギー領域における精密測定に大きな特色を持っている。具体的には、従来 1 日程度だった観測時間を 10～20 日間に延ばすことによって、これまでよりさらに一桁高い統計精度で宇宙線スペクトラムを観測する。

BESS Antarctica 20 days

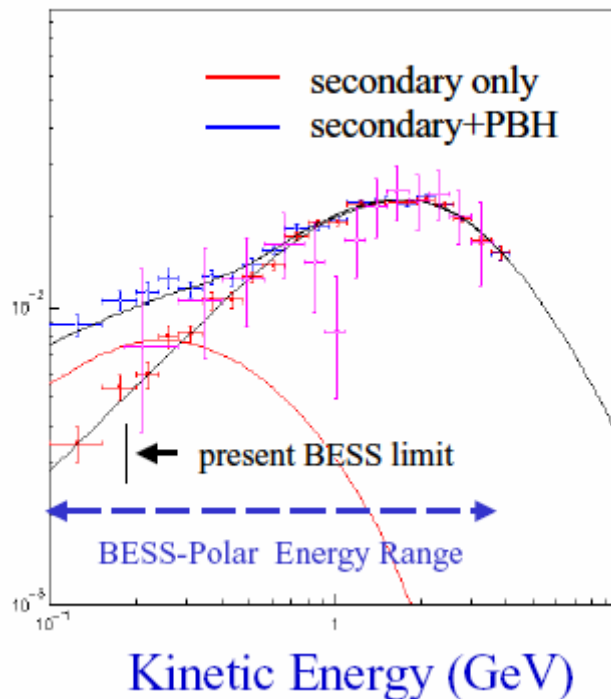


図 1.7: 2次起源反陽子とPBHによる反陽子の流束シミュレーション

宇宙における素粒子現象を起源とする宇宙起源反陽子を探すためには、二次起源反陽子の振る舞いを十分に理解した上で、フラックスの過剰またはスペクトラムの変化を見つけ出さなければならない。前述したように、衝突起源反陽子の特長はエネルギー Spektrum が 2 GeV 付近にピークを持つことである。一方、原始ブラックホールの蒸発や、ニュートラリーノの対消滅によって生じる 1 次起源反陽子は、ある閾値以下の低エネルギー側にピークをもちつつ比較的平坦なスペクトラムカーブを描くと考えられる。

20 日間の観測が実現した場合、運動エネルギー 0.1 ~ 4 GeV の領域において、10,000 事象を超える衝突起源低エネルギー宇宙線反陽子の観測が期待できる ([19][20]) (表 1.1)。一次起源反陽子流束の絶対値を预言するモデルは存在しないが、1 GeV 以下の低エネルギー領域において 1000 事象以上の二次起源反陽子が観測されると予想されるので、仮に一次起源反陽子が二次起源反陽子の 1/10 程度含まれれば、スペクトラムの形の変化からそれを捉えることができる (図 1.7)。同様な観点から、宇宙線反重陽子を探索する。低エネルギー領域において、二次粒子としての生成がより難しいため、1 例でも観測された場合には、宇宙起源反重陽子の存在を高い確立で示唆することになる。

反ヘリウムが宇宙線の衝突等の二次粒子として生成されることはさらに難しい。このことから、反ヘリウムは反物質領域の探索の直接的なプローブとなる。これまでの BESS 実験において、反ヘリウム/ヘリウム存在比の上限として 7×10^{-7} が得られているが、南極周回軌道における気球観測

により、上限比 1×10^{-7} 以下(図 1.6)を目標とした観測を行う。これにより、より広い宇宙領域での反物質領域の存在可能性を探る。

BESS-Polar 測定器は長期フライトであることと、南極での回収に伴う制約から、消費電力と測定器重量に厳しい制限が課せられている。また、できる限り低いエネルギーの粒子の観測を目指している以上、測定器の物質量削減が求められる。その結果、BESS-Polar 実験では BESS 測定器の測定原理と技術を基に新しい測定器を製作する必要がある。次章では、この BESS-Polar 測定器について述べる。

年	1993	1994	1995	1997	1998	1999	2000	BESS-Polar
場所	Lynn Lake@Canada							極地方
Cutoff Rigidity(GV)	0.4							<0.5
観測時間(hours)	17.5	17	17.5	20.5	22	3.0+34.5	2.5+37.8	480(20day)
積分観測時間(hours)	17.5	34.5	52	725.5	94.5	129	166.8	
反陽子数	6	2	43	415	398	688	588	up to 10^4
観測領域(GeV)	0.18-0.5	0.18-0.5	0.28-1.52	0.18-3.56	0.18-4.2	0.18-4.2	0.18-4.2	0.1-4.2

表 1.1: BESS-Polar 実験とこれまでの BESS 実験との比較

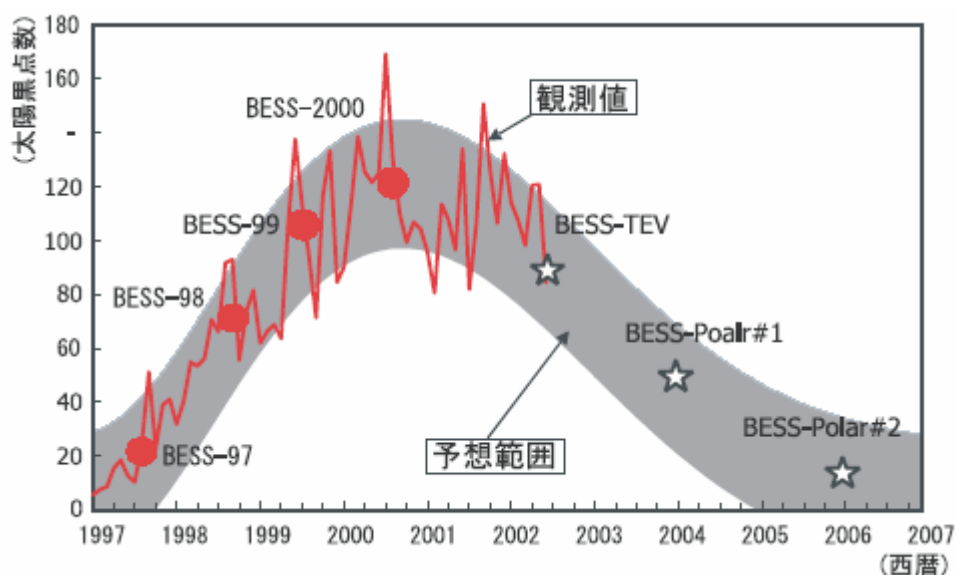


図 1.8: 太陽黒点数の変化と BESS-Polar 実験の予定時期

第2章 BESS-Polar 計画

BESS-Polar 実験では BESS 測定器で培った技術を基に大立体角の新しい測定器の開発を行っている。極地方での飛翔実験は重量に対して厳しい制限をうける。また低エネルギー反陽子の精密な測定を目指す BESS-Polar 実験では、過去の BESS 測定器よりも物質量を削減し、さらに測定器中間層に新たに middle-TOF を配置することで、より低エネルギーの反陽子の観測を目指している。また、10~20 日間にわたるフライトでは電力供給に一次電池のみを使用することは重量的に不可能となるので、BESS-Polar 測定器では太陽電池を用いた電力供給を行う。

BESS-Polar 測定器の全体構成と BESS 測定器との比較について(図 2.1)と(図 2.2)に示す。さらに、BESS 測定器との定量的な比較を(表 2.1)に示す。

この章ではまず各々の検出器について述べ、その後に超伝導磁石、太陽電池パネルと電源供給システムについて説明する。さらに測定器に組み込まれるエレクトロニクスについて述べ、最後にイベント・データの流れについて説明する。

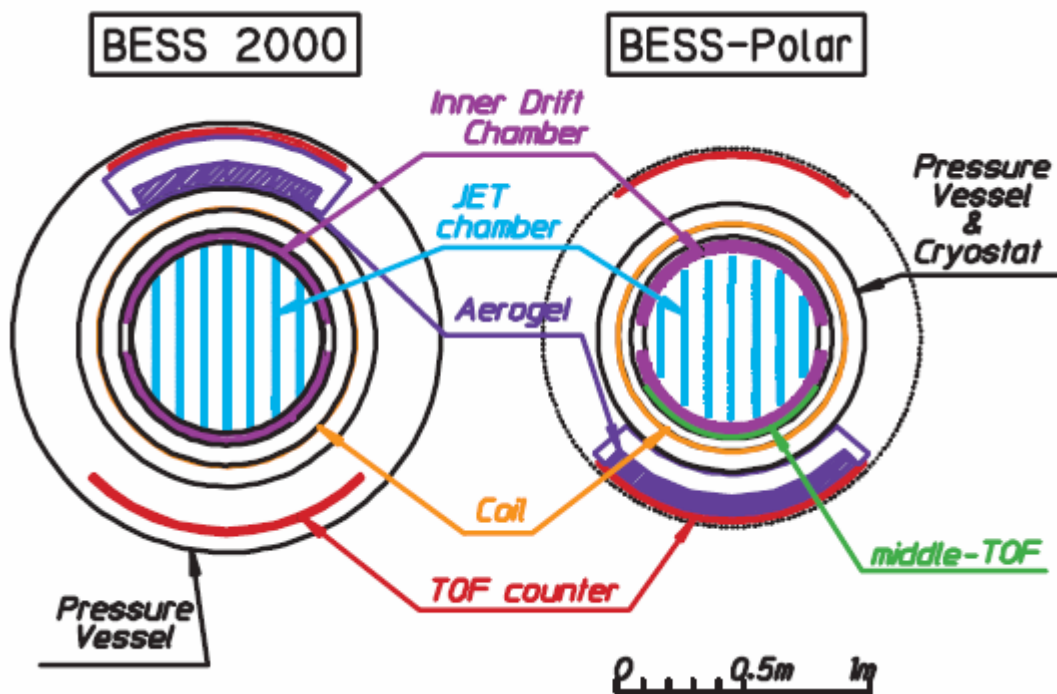


図 2.1: BESS-TeV 測定器と BESS-Polar 測定器の比較

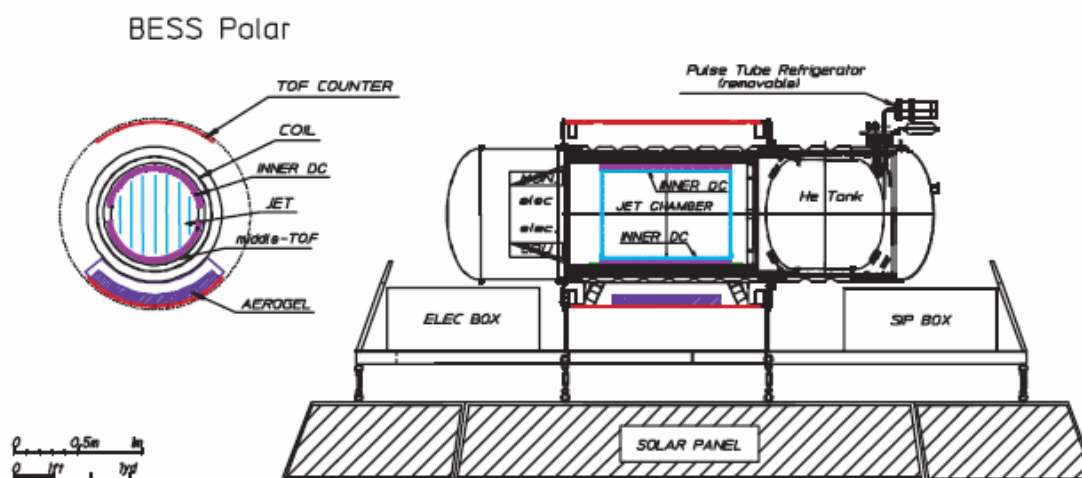


図 2.2: BESS-Polar 測定器の断面図(左)と側面図(右)

	Present	BESS-Polar
Geometrical acceptance	$0.3 \text{ m}^2 \text{ sr}$	$0.27 \text{ m}^2 \text{ sr}$
Flight duration	$\sim 1\text{day}$	$10 \sim 20 \text{ days}$
Integrated sensitivity	$\sim 0.3 \text{ m}^2 \text{ srday}$	$2.7 \sim 5.4 \text{ m}^2 \text{ srday}$
Energy range for antiprotons(@ TOA)	$0.18 \sim 4.2 \text{ GeV}$	$0.1 \sim 4.2 \text{ GeV}$
Magnetic field	1 T	$0.8 \sim 1\text{T}$
Distance between TOF counter	1.5 m	1.2 m
Diameter of Central tacker(JET/IDC)	0.83 m	0.75 m
Maximum detectable rigidity	200 GV	$150 \sim 200 \text{ GV}$
Power consumption	1.2 kW	0.6 kW
Material in upper-half detector wall	9 g/cm^2	4.5 g/cm^2
Over-all payload size(x/y/z)	2m/2m/4m	1.5m/1.5m/3m
Weight	2.2 tons	1.4 tons

表 2.1: BESS 測定器と BESS-Polar 測定器の比較

2.1 測定原理

BESS-Polar 測定器では BESS 測定器と同様に粒子の質量を同定することにより粒子の識別を行っている。相対性理論によれば、粒子の速度と運動量の間には関係式

$$\beta = pc / (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2}$$

(β : 速度/光速, p : 運動量, c : 光速, m : 質量) が成り立つことから、粒子の速度と運動量を測定することで質量を決定できる。磁場中を荷電粒子が通過するとローレンツ力が働き、その粒子は半径

$$r = p / ZeB$$

(Ze : 電荷, B : 磁場の強さ) の軌跡を描く。BESS 測定器には超伝導ソレノイドが搭載されており、内部には均一磁場(0.8T or 1T) がある。これにより入射荷電粒子を曲げ、JET チェンバーと IDC(2.2.1 参照) において飛跡の測定がなされる。また、最外層には TOF、測定器中間下層には middle-TOF が配置されていて、粒子の速度を測定している。さらに JET チェンバーと TOF カウンターの dE/dx から粒子の電荷の大きさ(Ze) がわかるので、Rigidity($R \equiv pc / Ze$) を使って、質量 m^2 は以下の式で表される。

$$m^2 = R^2 Ze^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right)$$

以上より、縦軸に $1/\beta$ 、横軸に Rigidity (GV) をとって測定値を xy 平面にプロットすると、(図 2.3) のように質量 m をパラメーターとしてバンドを形成する。

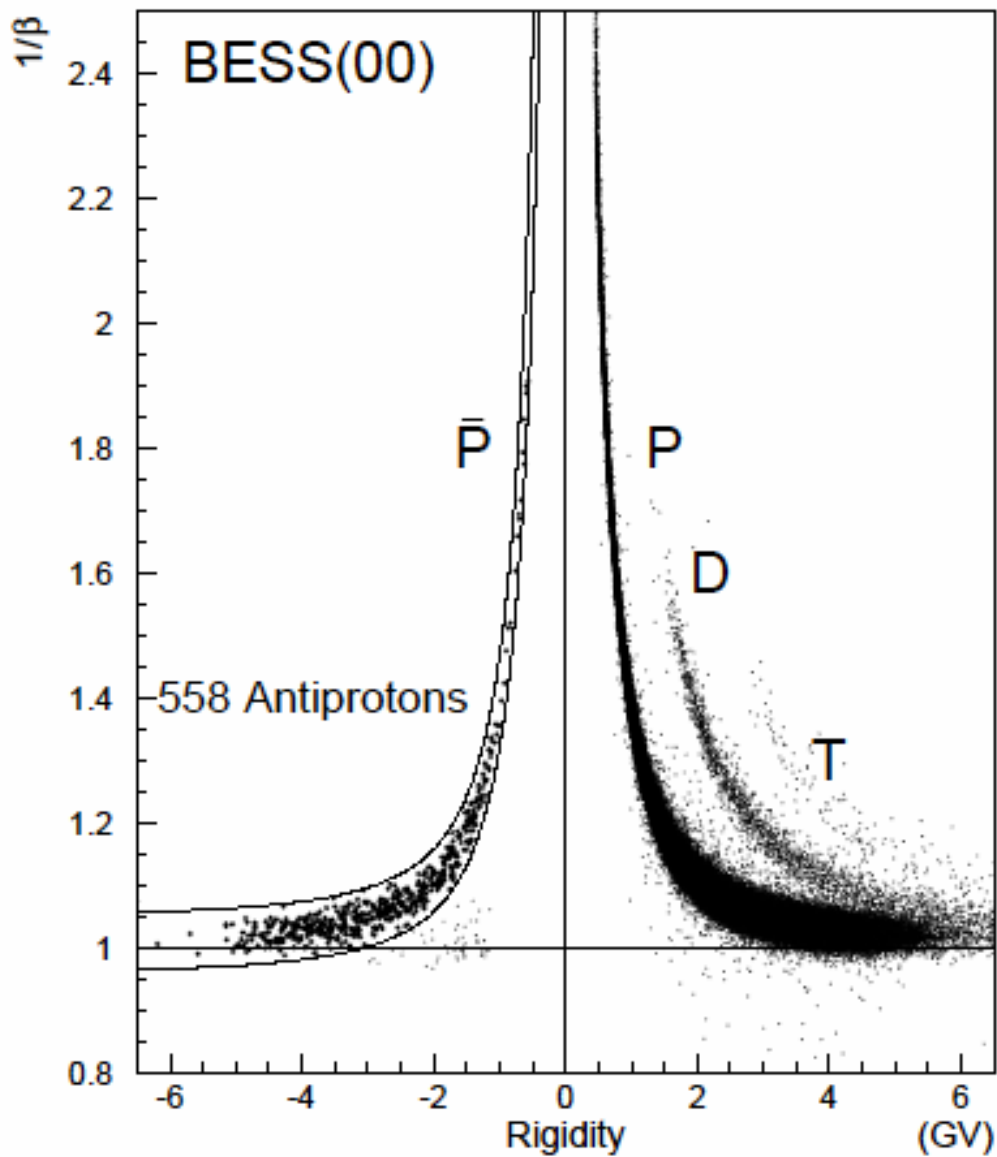


図 2.3: β^{-1} vs. Rigidity プロット

2.2 検出器

BESS-Polar実験は神戸大学、東京大学、高エネルギー加速器研究機構、宇宙航空研究開発機構、NASA、メリーランド大学からなる日米国際共同実験であり、それぞれが担当した観測装置の開発などを行ってきた。現在、BESS-Polar測定器における検出器はNASA/GSFCにおいて開発中であるため、一部の検出器については完成形を述べることはできないが、決定事項および見込まれる機能について示す。

2.2.1 JET Chamber / IDC

後述する超伝導ソレノイドの内側には(図2.4)で示すような円筒形のJETセル型ドリフトチェンバー(JET)と、円弧状のInner Drift Chamber (IDC)が配置され、ソレノイド内の均一磁場で曲げられた粒子の軌跡を測定する。軌跡は円弧でフィットすることによりmagnetic Rigidityを求めている。JETは r, ϕ 方向に約 $150\mu\text{m}$ の位置分解能を有し、IDCは z 方向に約 $200\mu\text{m}$ の位置分解能を有する。これらの検出器は2001年のフライトでも用いられた。

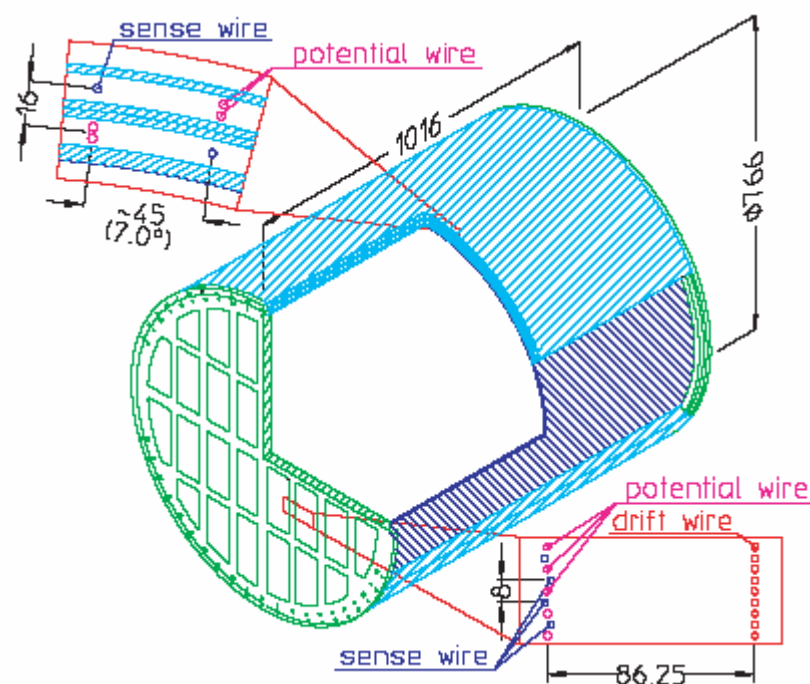


図 2.4: JET/IDC 検出器

2.2.2 TOF & middle-TOF

BESS-Polar 測定器の最も外側にある検出器が TOF(Time Of Flight hodoscope)である。BESS-Polar 測定器の上部と下部に設置された、それぞれ 10 枚と 12 枚の $950\text{mm} \times 95.2 \sim 96.5\text{mm} \times 10\text{mm}$ のシンチレーターから成り、その信号(入射粒子の電離損失より得られた光)はライトガイドを通して両側のファインメッシュ PMT で読み出すことができる。TOF カウンターを(図 2.5)に示す。BESS-Polar 実験では、この TOF カウンターによって粒子の速度とエネルギー損失を測定する。現在、PMT の開発・性能評価及び試作カウンターでのビームテストによる性能評価が終わり、シンチレーターを製作中である。

middle-TOF は BESS-Polar において新たに組み込まれる測定器である。下部マグネットと JET/IDC の間隙に設置される薄肉シンチレーターで、低エネルギー粒子が下部マグネット壁で

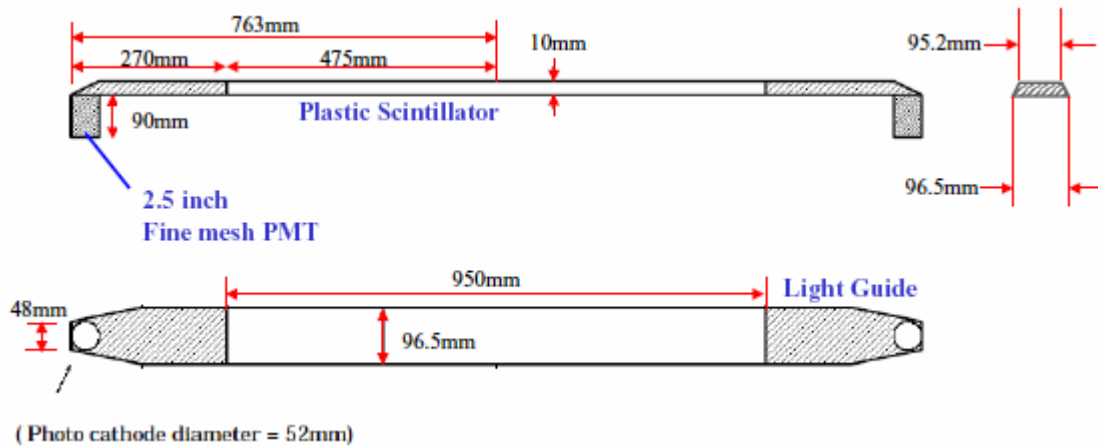


図 2.5: TOF カウンター

ストップしたとしても、その直前でのトリガーを可能とするために設置される。PMT には TOF 用のものと同じファインメッシュ PMT を用いるが、アノードの形状は 1 チャンネルの TOF 用 PMT と異なり、8 チャンネル マルチアノードタイプを使用する。TOF と middle-TOF については、次章以降で詳述する。

2.2.3 Aerogel Cherenkov Counter

下部の TOF とマグネット外壁の間に設置される検出器が、スレッシュホールド型シリカ・エアロジェル・チェレンコフ・カウンターである。100 × 100 × 11(mm)のシリカ・エアロジェルを 7 枚縦に重ねたもの(高さ 77mm)を r 方向に 8 個(幅 800mm)、z 方向に 9 個(900mm)並べる。用いるシリカ・エアロジェルの屈折率は 1.02 のものを用い、チェレンコフ光を発する閾値は反陽子で見積もると運動量が $4.7\text{GeV}/c$ となる。反陽子識別でバックグラウンドとなる μ 粒子の閾値は $0.522\text{GeV}/c$ であり、この $0.522 \sim 4.7\text{GeV}/c$ の間での μ 粒子の識別を行うことが可能となる。

チェレンコフ光はファイン・メッシュ PMT を用いて検出する。これには前述した TOF に使用するものと同じ PMT を用いる。エアロジェル・チェレンコフ カウンターの構造体の開発は終了し、現在は NASA で測定器の組み立てが行われている。

2.3 超伝導ソレノイド

超伝導ソレノイドは荷電粒子を曲げる磁場を生成するために用いられる。低エネルギー宇宙線反陽子の精密観測を目指す BESS-Polar 実験では物質量の削減が重要となる。

BESS 測定器の開発以来続けられてきた基礎技術開発の積み重ねにより、アルミ安定化材の

高強度化技術が進展した。高純度アルミ(>5N)に特に選択された異種金属を微量添加し、合金化すると共に、機械加工硬化を組み合わせることにより、アルミ安定化材の高強度化が可能となった([19][20])。この技術の開発により、BESS-Polar 測定器では 4.2K で 100MPa を超える降伏応力を持つアルミ安定化材を用いる計画である。

これによって、これまでの 4 層コイルから、さらに細い超伝導線による 2 層コイルとし、励磁時の電磁応力を分担していたサポートシリンダも簡素化することが可能となった。

この結果、これまでの BESS で使用してきた薄肉超伝導マグネットに比べても、半分となる物質で超伝導マグネットの設計が実現した。これは、プラスチック・シンチレータの厚さにして、9.2mm にしかならない物質である。この超伝導ソレノイドを(図 2.6)に示す。

また、飛翔時間が約 10 ~ 20 日間に延びるため、冷却媒体液体ヘリウムの長寿命化も要求される。そこで、パルスチューブ冷凍機を輻射シールド冷却に用い、なおかつ、一部部品を切り離してのフライト中も外部からの熱の侵入を最小限に抑えるべく開発をおこなっている。これにより、現在のわずか 2.7 倍である 400 リットルの液体ヘリウム容量で 12 日という長寿命化が可能となる。この BESS-Polar 用超伝導ソレノイドは、2003 年の夏に行われたテクニカルフライトで磁場をかけた状態での打ち上げ、フライト中の安定磁場の供給、そしてその後の消磁を成功させ、その性能が実証された([21])。現在は、NASA/GSFC において更なる長寿命化に向けた研究がなされている。



図 2.6: BESS-Polar 用極薄肉超伝導コイル

2.4 Solar Panel

約 20 日間の BESS-Polar 飛翔中、安定した電力を確保し続けるためには電源系の変更も必要となる。これまでの BESS 実験ではリチウム一次電池によって全ての電力を賄っていたが、一次電池の必要量(即ち重量)はフライト時間に比例して増大するため、BESS-Polar 実験では 2 トン以上もの一次電池が必要となってしまう。従って、現在の一次電池を用いたシステムの BESS-Polar 測定器への適用は重量の観点から否定される。

BESS-Polar 実験では、一次電池に代わる新しい電力源として太陽電池の採用を計画しており、現在、太陽電池パネルを用いた電力供給システムの開発が行われている。

太陽電池パネルによる出力電力は南極夏季における白夜という特性を利用して 870W の安定供給を目指しており、測定器側では DC-DC コンバーターを介するため 600W の電力供給となる。また、太陽電池パネル全体の総重量は 300kg となっている。



図 2.7: 太陽電池パネルと BESS-Polar 測定器

太陽電池パネルは(図 2.7) に示すように、BESS-Polar 測定器下部にとりつけられる。亀甲状の八角形をしており、太陽の照射角度に依存しない安定した電力供給を目指している。2002 年夏に、三陸において飛翔試験を行い力学的強度、飛行安定性、パネル表面の熱変動の観測および太陽電池の出力の測定が行われた([22])。また、2003 年夏に行われたテクニカルフライトでは、その形状が正八角形から亀甲状へと改良され、その構造設計の検証が行われた(図 2.8)。

現在は太陽電池パネル、サポートフレーム共に製作を終了し、NASA にて組み立てを行っている。

2.5 電源制御システム

前項で述べたように、電源をリチウム一次電池から太陽電池に変更したことによって電源制御システムが重要なポイントとなった。BESS-Polar 測定器の電力供給システムの概念図を(図 2.8) に示す。図中にもあるように、太陽電池で発電された電力は DC-DC コンバーターによって分割され、各機器へ供給される。太陽電池パネルによる安定した電力供給は 870W を目指しており、測定器が要求する電力は 600W となっているので、十分に余裕をみた設計となっている。さらに、万一のバックアップ用に一次電池を搭載する予定である。

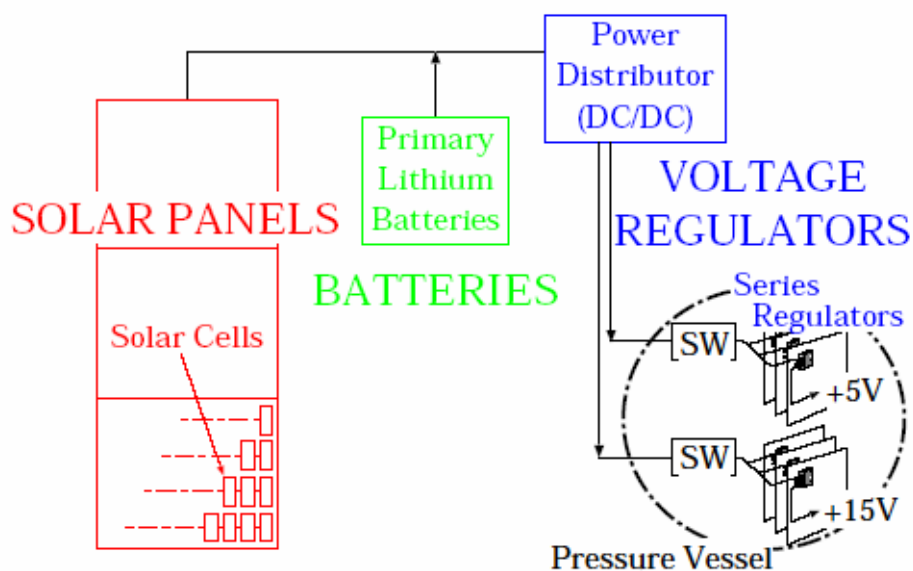


図 2.8: DC-DC コンバーターと電源制御システム

2.6 Electronics

BESS-Polar 測定器におけるエレクトロニクスは、フロントエンドと呼ばれる FADC, ADC, TDC, trigger module の他、monitor, MU2, C-bridge などから成る。FADC は JET/IDC からのシグナルをデジタル化し、圧縮する。ADC, TDC は TOF, middle-TOF からの電荷や時間といった情報をデジタル化し、トリガーはイベントのトリガーを生成する。また、モニターは BESS 測定器各部の温度変化や電圧、電流などモニターすることによって、BESS 測定器全体の状況を把握するためのシステムであり、そのデータはリアルタイムで地上に送られる。特に BESS-Polar のように長期間のフライトとなるとその重要性は増し、堅牢なシステムであることが求められる。このため、データ収集システムには LON と呼ばれる分散制御型の通信規格を使用し、たとえその一部が破壊されても他の部分は正常に動作できるような設計となっている。

MU2 は通信規格を MacBSP から USB2.0 に変換するためのモジュールであり、信号線の本数の劇的な減少、フロントエンドからの信号の規格をその特徴とし、保守、整備やモジュールの増減に対応しやすい設計になっている。また、C-bridge は DAQ の最下流に位置すると共にエレクトロニクス全体を統括する役割を担っており、データの HDD への書き込みや地上との通信、モニターとの通信などを行っている。

2.7 データ収集システム

2.7.1 Trigger system

BESS-Polar 測定器におけるデータ収集は(図 2.9)に示すような流れである。データ収集におけるトリガーは上 TOF と下 TOF の両方のヒットもしくは上 TOF と middle-TOF の両方のヒットがあった場合に Discriminator & TDC モジュールから出力される。出力されたヒットシグナルはトリガーモジュールに入力され、そこでトリガーが生成され、イベント番号などが付加された上で各モジュールへ出力される。

2.7.2 Data Acquisition System

トリガーからの出力シグナルによって各読み出しモジュールが対応した検出器からデータを読み出す。JET/IDC チェンバーからの信号はプリアンプを介して FADC モジュールによって読み出される。また、TOF カウンターと middle-TOF カウンターのシグナルは、ADC モジュール、Discriminator & TDC モジュールによってそれぞれ読み出される。Aerogel Cherenkov カウンターのシグナルは ADC モジュールによって読み出される。

読み出されたデータはそれぞれのモジュールでデジタル化され、データ収集装置(イベント・ビルド・サブシステム)によって収集され、磁気遮蔽容器中に設置された HDD に保存される。

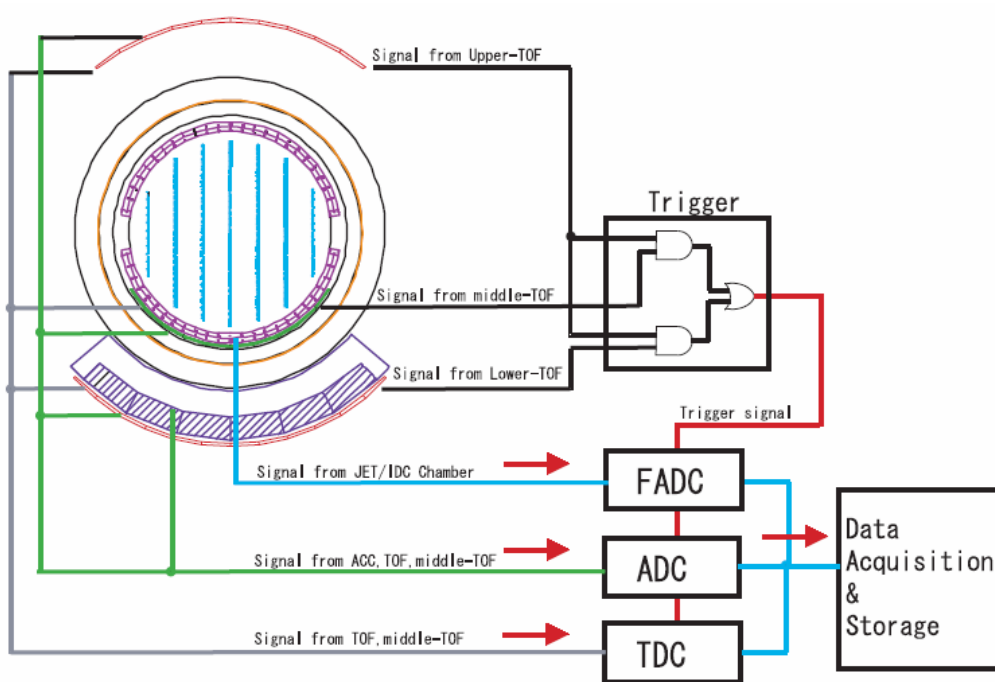


図 2.9: イベント・データの流れ

第3章 TOFシステム

TOF(Time Of Flight hodoscope)システムとは粒子の飛行時間(速度)とエネルギー損失を測定する検出器である。BESS 測定器においてはその最外層に位置し、これまで技術の進歩に伴って、またその時々物理の要請に合わせて最適な測定器が構築されてきた。本章では、TOFシステム全般について述べた上で、BESS-TeV 実験から BESS-Polar 実験への TOF システムの変更点とその理由について述べる。

3.1 TOF システムと粒子識別

BESS 測定器の粒子識別は、マグネットによる磁場中の飛跡検出器(JET/IDC)から決まる Rigidity と、TOF システムより求めた速度 $\beta (=v/c)$ および電荷 Ze を用いて、

$$m = ZeR \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}$$

の式から質量を求めることを行なう。特に TOF の時間分解能の精度が全体の精度に影響を与えるので、TOF システムの時間分解能によって BESS 測定器の粒子識別できるエネルギー領域が決まってくる。また、電荷も TOF カウンターの dE/dx より求められる。以上のように、TOF システムは粒子識別において非常に重要な位置を占めている。

次に、TOFシステムでの時間の測定法について述べる。(図 3.1)に示したように、まず、トリガーのタイミングを T_{ref} と定義し、上下のTOFシステムについているPMTそれぞれの時間情報を $T1_c \sim T4_c$ とする。ここで、 $T1_c$ とはtime walk補正を行った後のTDCデータのことを指す(time walk補正については第 5 章で実験データを交えて説明する)。また、実際のシンチレーター上を通過した時間を T_u, T_d として、その際の座標をそれぞれ z_1, z_2 とする。また、シンチレーターの長さを L とする。このとき、実際の飛行時間 ($T_u - T_d$) は、

$$T1_c - T_u = (\frac{1}{2} - z_1) / V_{eff}$$

の式などから、

$$T_u - T_d = \frac{(T1_c - T3_c) + (T2_c - T4_c)}{2}$$

と表される。ここで、 V_{eff} はシンチレーター内での光の実効速度を表す。

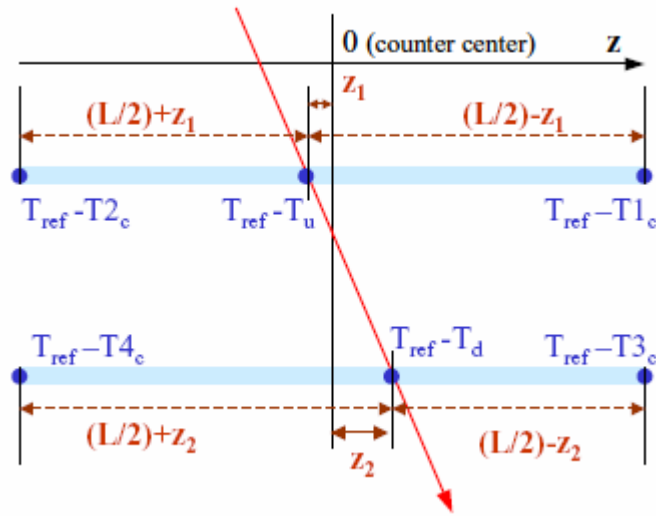


図 3.1: z 軸と飛行時間の定義

実際の BESS 測定器においては、荷電粒子は磁場によって曲げられるため、JET/IDC の飛跡より飛行距離を求め、それを基に β を導いている。

TOF システムに求められる時間分解能だが、 $\bar{p}/p = 10^{-6}$ (anti-proton / proton ratio)程度で flux の測定を行う際、バックグラウンドとなる μ^- , e^- 等を \bar{p} と識別しなければならない。上空の μ^- , e^- 等の flux は p の flux に対して 10^{-2} 程度である。 \bar{p}/p へのバックグラウンドを 10^{-6} 以下で測定するには、 \bar{p} への μ^- , e^- 等の混入を 10^{-4} 以下にしなければならない。 \bar{p} と μ^- , e^- 等の分離を TOF で行うためには、TOF の時間分解能を σ とすると、粒子間の飛行時間差が約 3.7σ 以上必要となる。BESS-Polar 測定器を例にとり説明すると、粒子の飛行距離(上 TOF と下 TOF の間の距離)が 1.47m, 時間分解能は PMT あたりで $\sigma \sim 93\text{psec}$ であり、 p - μ の飛行時間差に 3.7σ 以上を要求すると、(図 3.1)より運動量で最大 2.5GeV/c、運動エネルギーにして最大 1.7GeV までの領域で反陽子の flux 測定が可能となる。

粒子の通過時間は、両側の PMT の時間で平均し、上下のカウンター間の差によって求める。これによる TOF システム全体の時間分解能は、PMT あたりの時間分解能 $\sigma \sim 93\text{psec}$ より、 $93/\sqrt{2} \times \sqrt{2} = 93$ より、93psec の値が期待される。TOF カウンターあたりだと、 $93/\sqrt{2} = 66$ より 66psec となる。

\bar{p}/p の比を 10^{-6} まで求めるのに、 π^- , μ^- , e^- を \bar{p} と誤る確率が 10^{-4} を要求した場合、これまでに述べたように運動量で最大 2.5GeV/c、エネルギーにして最大 1.7GeV までの領域で反陽子の flux 測定が可能となる。

また、エアロジェル・チェレンコフカウンターによって識別できるエネルギーの上限値が $4.7\text{GeV}/c$ なので、BESS 測定器としては $4.7\text{GeV}/c$ までは μ - p の粒子の同定が行える。

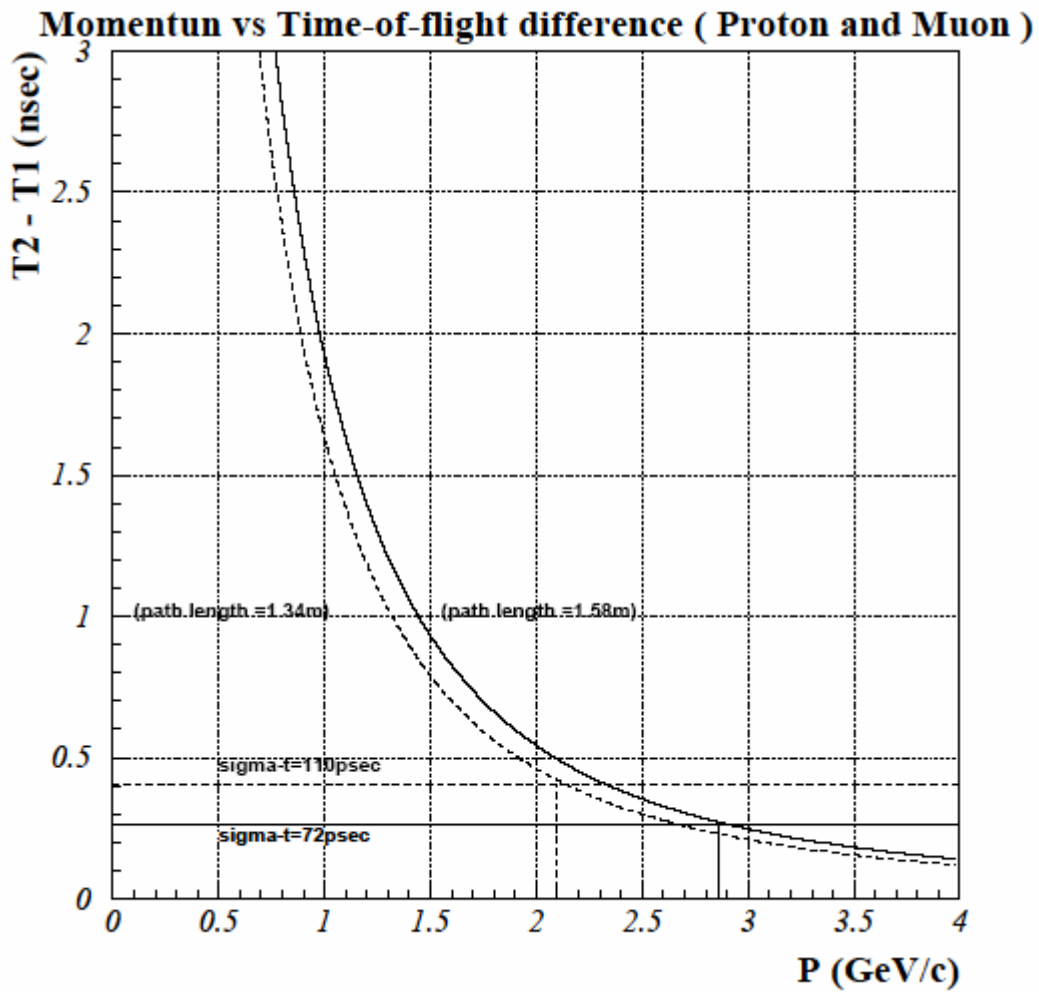


図 3.2: TOF の粒子同定性能

3.2 BESS-TeV 測定器における TOF システム

BESS-Polar 測定器における TOF システムを詳述する前に、BESS-TeV 実験において搭載された TOF システムについて述べる。まず、BESS-TeV 測定器の全体像を(図 3.3)に示す。BESS-TeV 実験は 1TeV までの高エネルギー陽子の観測を主目的としたため、上下の TOF システムをできる限り離れた位置に設置して Path Length を長くした設計となっている。また、PMT は 2.5 inch(光電面の直径は 51mm)のファインメッシュ PMT を使用している。これは BESS-Polar の TOF, middle-TOF 用としても使用されているため、詳細は次章で記述する。その時間分解能はカウンターあたり 50psec であり、TOF システム全体では約 70~80psec の性能を有している。

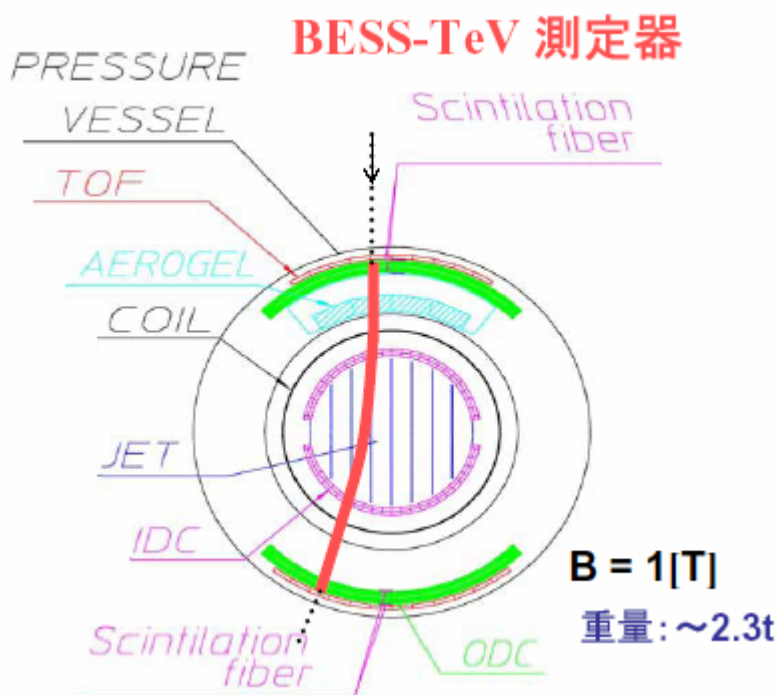


図 3.3: BESS-TeV 測定器

3.3 BESS-Polar 測定器における TOF システム

BESS-Polarにおいては、BESS-TeV実験とは異なり、低エネルギー粒子に焦点を絞った測定器を構築することが求められた。そこでまず物質量を削減するため、シンチレーターの厚さを従来の 20mmから 10mmへと半減させた。これは、当然光量の減少を招き、それが時間分解能の低下を招くことは自明ではあるが、物質量も 2g/cm^2 から 1g/cm^2 へと半分に減らすことができる。時間分解能は 1 カウンターあたり 90psec前後になると予測されている。

この変更において問題となるのはバックグラウンドの増加だが、エアロジェル・チェレンコフカウンターによって高エネルギー側の粒子同定は可能なので、この程度の時間分解能の低下は致命的というほどではない。逆に 1g/cm^2 の物質量の削減はBESS-Polar実験にとって極めて重要な意味を持つ。

(図 3.4)に示したように、BESS測定器の物質量は全体で約 9g/cm^2 である。このうち、TOFカウンターが占める物質量は、BESS-TeVと比較すると半減したとはいえ、上下合わせて 2g/cm^2 にもおぼる。このデータからも、上下合わせて 2g/cm^2 の削減が非常に重要であったことがわかる。

BESS-TeV測定器では全体で 18g/cm^2 の物質量を持っていた。この値と比較すると、BESS-Polar測定器は後述するmiddle-TOFという新たな測定器を入れてなお物質量の半減に成功している。

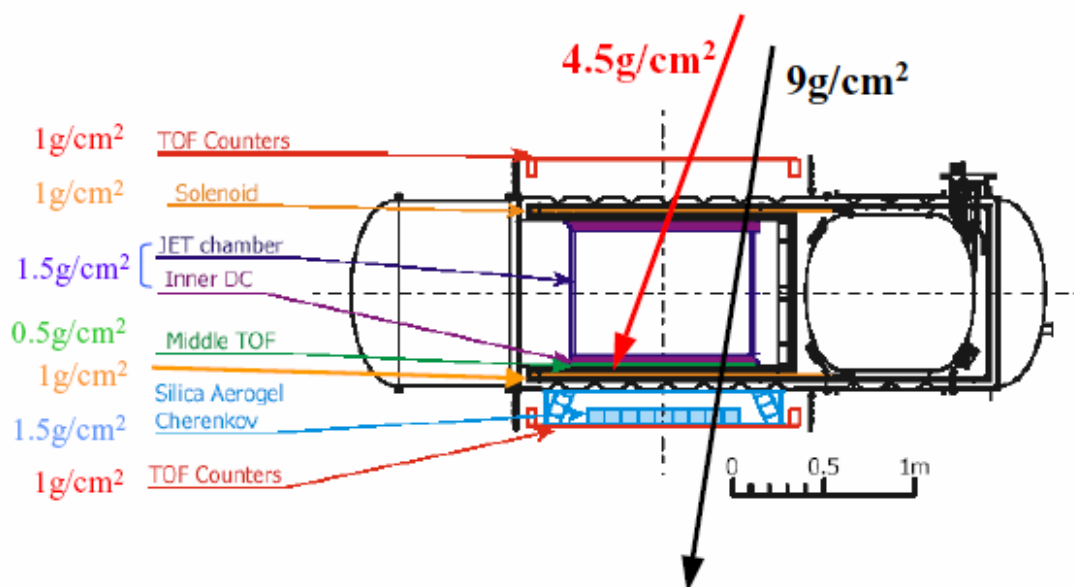


図 3.4: BESS-Polar 測定器における物質量

3.3.1 middle-TOF システムの導入

これまで繰り返し述べてきたように、BESS-Polar実験の最も重要な目的として低エネルギー反陽子の観測が挙げられる。BESS測定器全体でも物質量を極限まで削減することによってそれを達成している。しかし、上下のTOFの間にはマグネット、JET/IDC、エアロジェル・チェレンコフカウンター、圧力容器など様々な物質がある。また、性能や構造上の観点から必要最小限の物質量というものやはり必要であり、すでにBESSの各部分はそれに近づいている(図 3.5)。これらの現状を踏まえ、なおかつ物質量を劇的に減らす手段として考案されたのがmiddle-TOFシステムである。これは、JET/IDCとマグネットの間隙に新たなTOFシステムを設置することによって、マグネットの下半分、エアロジェル・チェレンコフカウンター、下TOFシステムの物質量を削減する(通過する前にトリガーを生成する)という画期的なシステムである。このmiddle-TOFシステムの導入によって、低エネルギー粒子が下部マグネット壁やその下でストップし、下TOFにまで到達できなかったとしても、その直前でトリガーが可能となる。このことから、さらなる低エネルギー反陽子の観測が期待される。具体的には、BESSの上空には約 $5\text{g}/\text{cm}^2$ の大気があるので、宇宙線はmiddle-TOFまでに約 $9.5\text{g}/\text{cm}^2$ の物質を通過する。したがって、測定できる宇宙線の運動エネルギー下限値(丁度トリガーを生成した直後に止まると仮定した粒子が大気上層で持つエネルギー)はBESS-TeVでは 172MeV 、BESS-Polarの上TOFと下TOFでのトリガーだと 126MeV 、BESS-Polarの上TOFとmiddle-TOFでのトリガーだと 103MeV となる。

次章では、この middle-TOF システムについて詳述する。

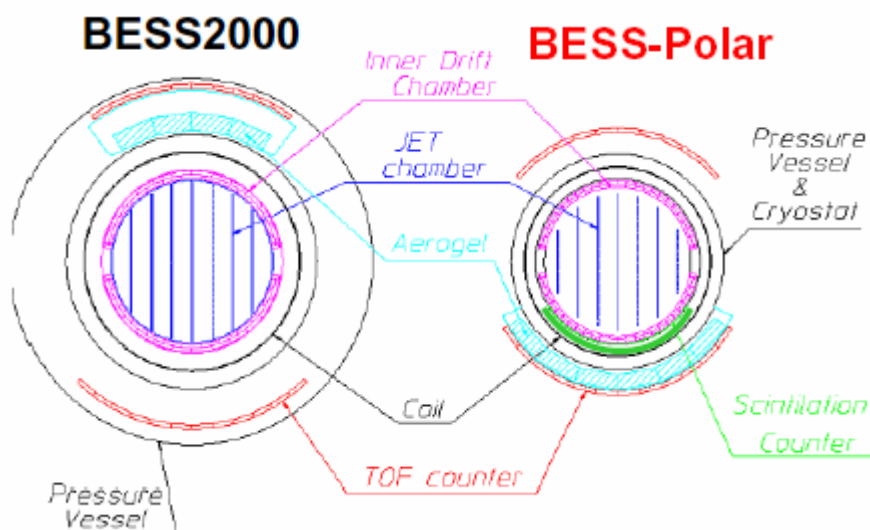


図 3.5: BESS-TeV 測定器と BESS-Polar 測定器の比較

第4章 middle-TOFシステム

middle-TOFシステムは、上下のTOFシステムとあわせてBESSのトリガーを生成し、粒子の飛行時間を測定し、また、エネルギー損失を測定するのに使用される。特に、前章で述べたTOFシステムとは相補的な関係にあり、高エネルギーの粒子(150MeV~)には上下のTOFを、低エネルギーの粒子(100MeV~150MeV)には上TOFとmiddle-TOFを使用してトリガーを生成する。したがって、BESS-Polar実験において精密測定が切望されている低エネルギー反陽子の測定には不可欠な測定器である。

本章では、まずこのmiddle-TOFシステムを新たに製作した動機について述べる。その上で、middle-TOFシステムに要求される性能を検討し、さらに、各構成要素について詳述し、BESS-Polar測定器へのインストール方法や固定方法を述べる。

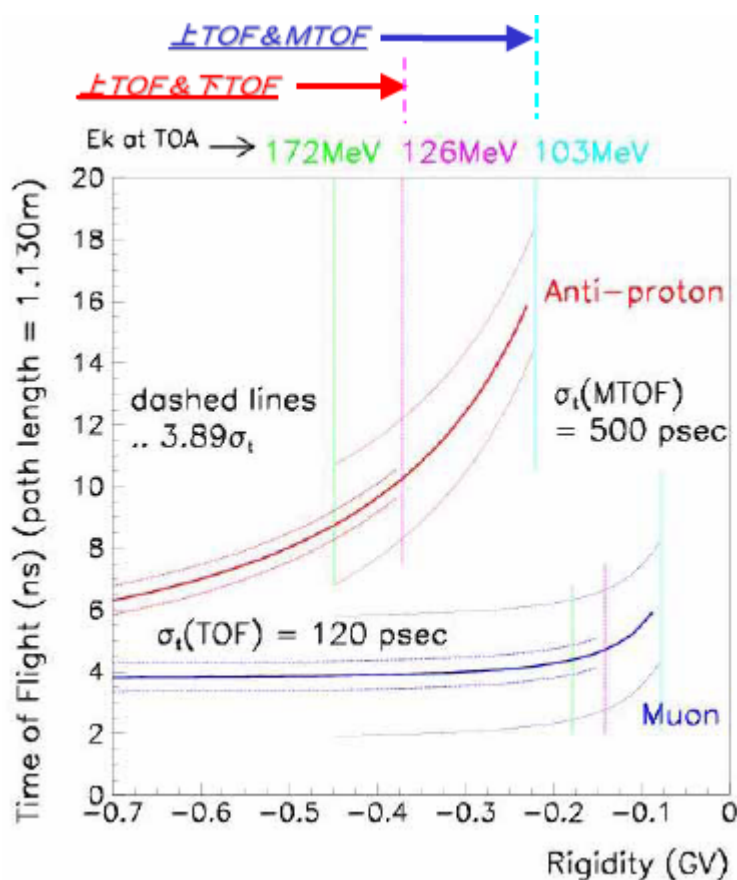


図 4.1: 反陽子と μ 粒子の飛行時間 vs. Rigidity

4.1 middle-TOF システムへの要求

middle-TOF システムに要求される事項は以下の通りである。まず、時間分解能(σ)は 500ps を要求する。この点については次章のビームテストの項でも述べるが、middle-TOF システムに要求される性能の一つとして μ -p 識別が挙げられる。middle-TOF に要求される点は、このうち 0.4GV 以下のエネルギーの粒子に対して、確実に μ と p を識別することである。これ以上のエネルギーの粒子は TOF システムで識別できるので、不可欠というわけではない。仮に 500psec の時間分解能を有していれば、(図 4.1)に示したように 3.89σ の精度で粒子の同定が可能である。

アラインメントの精度は z 方向、 ϕ 方向共に 1mm を要求する。これは、粒子のトラッキングを JET/IDC で行うため、middle-TOF の位置の精度は、直接誤差には影響を及ぼさないからである。ただし、middle-TOF のヒットデータはトラッキングの際のパラメータとして使うので、誤差はシンチレーターの幅(10mm)に対して十分に小さいことが必須である。また、z 方向についても同様で、上下の TOF はシンチレーターの両側に PMT がついているためシグナルの時間差を測定することによって z 方向の位置を測定できたが、middle-TOF は片読みの為にそれができない。よってアラインメントの精度は JET/IDC から決まる値となり、middle-TOF の精度は測定精度に影響を与えない。以上により、z、 ϕ 方向のアラインメントの精度は共に 1mm 程度を要求する。

光電子数はカウンター中央で $>10p.e.$ を要求する。この値は、シンチレーターの中央を通った MIP 粒子(Minimum Ionization Particle、電離損失が最小となるエネルギーを持った粒子)が発したシンチレーション光が、PMT の光電面まで到達して光電効果で光電子を放出した時の平均光電子数である。これまで経験的に、時間分解能と光電子数の間には

$$\sigma_t \propto \frac{1}{\sqrt{N_{p.e.}}}$$

の関係が成り立つことが経験的にわかっている。また、以前の BESS 実験の結果より、シンチレーターの厚さが 20mm のとき、 $N_{p.e.}=500$ 、 $\sigma_t=70psec$ を得ている。よって、この値と前式より、 $\sigma_t=500psec$ を仮定すると、 $N_{p.e.}=10$ となる。光電子数の要求はここからきている。

よって、この値が低いと S/N 比が悪くなるだけでなく、時間分解能や dE/dx から粒子を識別する能力も低下し、さらにはある一定以上の ADC ピーク値を確保するために増幅率を上げることに伴って、そのための電圧の上昇は PMT にも負担がかかり、好ましくない。

また、物質削減の観点から、厚さは $<10mm$ とする。立体角は大きいほうが良いが、指標としては下 TOF と同じ、約 88.5 度が挙げられる。この角度は、r- ϕ 方向の断面で見たときに、測定器の中心を見込む角度である。したがって、middle-TOF も 88.5 度かそれ以上の角度をカバーするのが望ましい。ただし、JET/IDC でトラッキングできる領域を通った粒子でなければ精度の良い再構成ができないため、トリガーのみ立体角が大きいことにあまり意味はなく、100 度程度をカバーできれば十分だと思われる。z 方向についても同様の議論ができて、TOF の持つ $z=950mm$ 程度を要求する。

以上の要求を受けて構築された middle-TOF システムは、10mm 幅のプラスチックシンチレーター8本×8セットの64本から成り、シンチレーター1セットに対してマルチアノードタイプのファインメッシュPMTを1本、計8本使用して信号を読み出す。また、シンチレーターとPMTの間は1mm角のクリアファイバーで接続する。以下に、それぞれの構成要素の詳細を記し、その後固定方法を述べる。

4.2 Scintillator

シンチレーターにはEljen社製EJ-204(屈折率 $n=1.58$ 、bicron社製BC-404と同素材)を用いた。本製品の選定に当たっては、減衰による光量の損失よりも時間分解能を重視して、シンチレーターの中でも特にrise timeの早いBC-420とEJ-204を候補に検討を重ねた(表4.1)。過去のビームテストからは、EJ-204の代わりにBC-420を使用しても望むような時間分解能の向上は認められない、という結果が得られている。その理由としては、BC-420は確かにrise timeは早いのだが、光電子数の減衰が激しく、それに伴ってtime jitterも大きくなってしまいうからである。したがって、時間分解能と光量の両方を考慮した場合、最適な材質として、これまでのBESSでの使用実績もあるEJ-204を選択した。

シンチレーターの形状は $1000(l) \times 9.982 \pm 0.04(w) \times 5.638 \pm 0.047(t)\text{mm}^3$ であり、これを64本使用する。形状の決定理由としては、厚さは測定器をJET/IDCとmagnetの間隙間($R=388 \sim R=400\text{mm}$)に入れる必要性から、またそれ以上に物質量削減の観点から極限まで薄くする必要があり、PMTに入射する光量の下限值($>10\text{p.e.}$)を確保できるだけの厚さ、ということでこの値となった。幅も上下のTOFカウンターと比較すると非常に狭いが、これは以下の理由による。

middle-TOFで測定したい粒子とは、下TOFまで到達できないような低エネルギーの粒子(主に反粒子)である。したがって、この種の粒子はBESS測定器の中でエネルギーを失い、反粒子であれば対消滅をおこす。

Scintillator name	BC-400	EJ-204	BC-420
Light Output (%) (Anthracene=100)	65	68	64
Rise Time (ns)	0.9	0.7	0.5
Decay Time (ns)	2.4	1.8	1.5
Pulse Width	2.7	2.2	1.3
Attenuation Length (cm)	250	160	110
Refractive Index	1.58	1.58	1.58

表 4.1: Scintillator の特性比較

その結果、平均して 2,3 個の π 中間子が back to back に生成され、その一部は再び middle-TOF カウンターと JET/IDC を通過することが予測されている。この 2 次粒子は高い確率で multi-track event となり、生成した 2 次粒子が 1 つのシンチレーターに複数個入射すると、電離損失の値や粒子が入射したタイミングなどを正確に測定できなくなってしまう。これを防ぐためには、シンチレーターの幅をある程度狭く設定しておかねばならない。以上の理由から middle-TOF カウンターの幅は決定されている。

長さは JET/IDC と TOF の有効立体角をカバーできれば良いという観点から決定された。 ϕ 方向に関しても同じことが言えて、64 本($\phi 93$ 度)のシンチレーターを使用する。

シンチレーターの周囲には $12\mu\text{m}$ 厚の aluminized mylar が 2 層、密着や蒸着をさせずに、間に空気の層が入る程度に巻いてある。このようにすると、臨界角を超えた光子は全反射をし、さらにシンチレーターの外に出た光子は aluminized mylar で反射される。それに対して、シンチレーターと aluminized mylar が直接接触すると、光子は aluminized mylar による反射のみになる。この 2 つの場合を比較すると、空気による全反射の反射率が aluminized mylar の反射率より高いため、空気の層がある方が光子の損失が少なくなる。

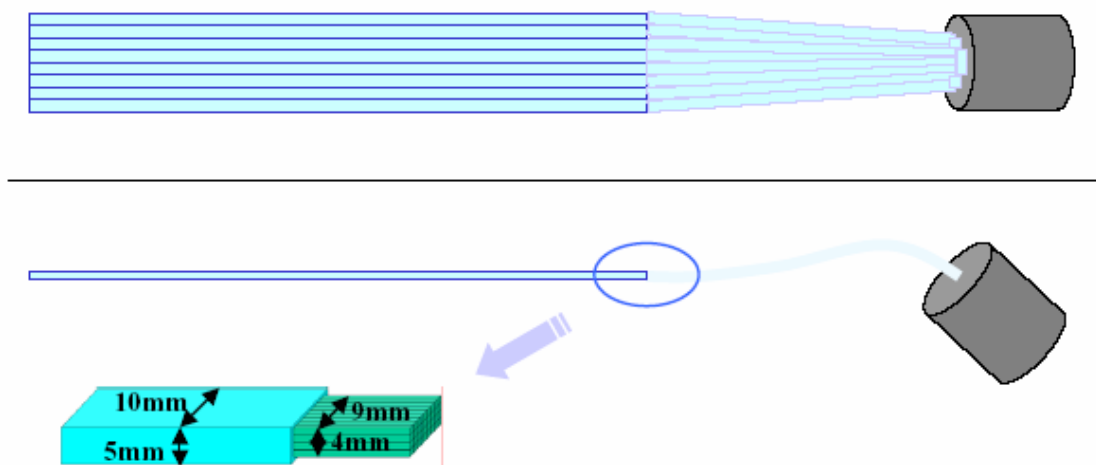


図 4.2: ライトガイドの形状

4.3 Light guide

ライトガイドはシンチレーターの端面から PMT の入射窓 (PMT の表面) まで、なるべく光量を保ったまま光を伝達することを目的とする。(図 4.2) に示したように、要求される形状は複雑で、しかも空間的制約から省スペースに収める必要がある。また、JET/IDC のインストール時には middle-TOF 全体が JET/IDC の外形 ($R=388\text{mm}$) の外側に位置する必要があり、PMT の軸を

磁力線と平行にするためには、角度の調整も必要となる。以上の状況を考慮に入れると、上下の TOF に使用しているような固形のライトガイドを使用することは現実的でない。そこで、middle-TOF のライトガイドには Saint-Gobain の BCF-98 を用いた (図 4.3, 表 4.2)。これは 1mm^2 角の single clad fiber であり、middle-TOF のライトガイドにはこれを 4 行 9 列に束ねて 500mm の長さにしたものを 64 本使用する。シンチレーター 1 本に対応する 4 行 9 列のまとまりは、500mm の長さのうち両端の 30mm だけを接着し、残りの 440mm の部分は自由に動けるようにしてある。この構造によって個々のファイバーは相互に固定されることなく、比較的自由に曲げることができる。ただし、曲げると全反射角で反射していた光も外に逃げ出す可能性がある。カタログスペックでは、曲率半径 $r < 200\text{mm}$ であれば bending loss は $3\%/m$ 以下となっている。そのため、BESS で使用する際にもこの $r = 200\text{mm}$ を下回らないように心がけた。本番と同じ設定でライトガイドを設置して実測した結果、fiber の曲率半径はすべて 300mm 以上となっており、十分余裕をみた設計となっている。

光量を少しでも多く保つため、周囲には $12\mu\text{m}$ 厚の aluminized mylar を 2 重に巻き、端面は研磨した。また、周囲の aluminized mylar は、前節と同じ理由で空気の層が入る程度に巻いてある。

Saint-Gobain, BCF-98 (1mm角 Single-Clad)	
Core material	Polystyrene
Core refractive index	1.60
Cladding material	PMMA ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$)
Cladding refractive index	1.49
Cladding thickness	4% of fiber size
Numerical aperture	0.58
Trapping efficiency	4.4%
Signal loss	1.5dB ($\lambda = 408\text{nm}$)

表 4.2: ライトガイドの特性

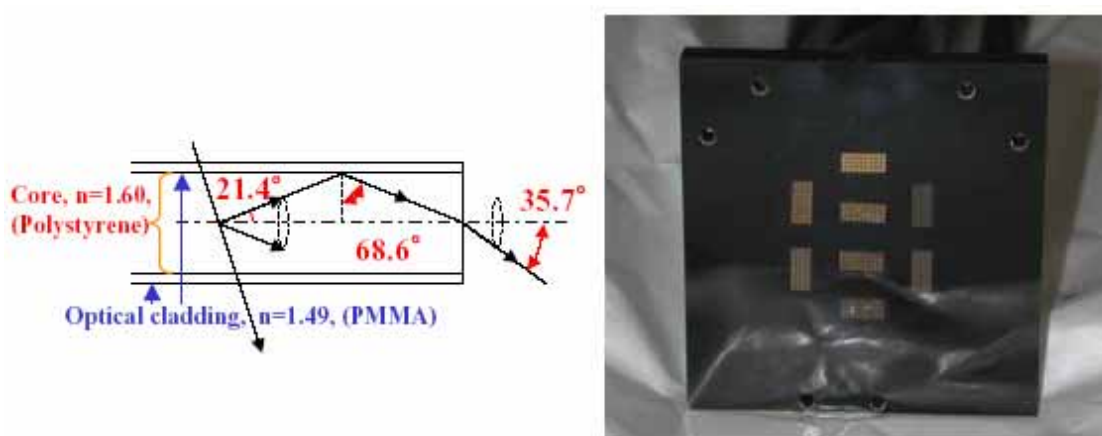


図 4.3: ライトガイドの構造と PMT 側の端面の形状

4.4 PMT

Photo Multiplier Tube(光電子増倍管。以下 PMT)には、 $\phi 2.5$ inch \times 100mm size の R6504S MODX-M8ASSY(T)(浜松ホトニクス製)を 8 本使用する。その写真と図を(図 4.4, 4.5)に、プリーダーの回路図を(図 4.6)に示す。PMT に要求される性能の第一は磁場中でも動作することで、磁場の影響を受けにくいファインメッシュ型 PMT を選択し、さらに磁力線に PMT の軸線を合わせることで対応した[23]。この部分の構造については次節で述べる。また、PMT 設置場所の空間的制約やシンチレーターの断面積を考慮して、anode の形状は 8 チャンネルマルチアノードタイプとした。

Anodeチャンネルの形状を(図 4.4, 右)に示す。形状決定の際の留意点として、光電面の $\phi 51$ mmのうち、gainが比較的一様な中央部の $\phi 40$ mmのみを使用した。また、増幅過程で電子が拡がることを考慮して、ライトガイドの 4×9 mm²に対してanodeチャンネルは 10×14 mm²とした。さらにクロストークを防ぐために、それぞれのチャンネルの間には 0.5mmの隙間を設けた。

この PMT は(図 4.6)からも分かるように、dynode が 19 段まであり、monitor、19 段、anode(8 チャンネル)の計 10 本のシグナルケーブルを取り出している。その他、電源供給用の H.V. ケーブルがある。PMT 全体の抵抗は 21.03M Ω で、それと直列に monitor 用の抵抗(20k Ω)がつながっており、PMT 全体にかかる電圧を monitor できるようになっている。dynode19 段の信号は Discriminator & TDC モジュールに入力され、discriminator のアウトプット信号の一方は TDC モジュールに入力され、上 TOF との時間差から飛行時間の導出に使われる。もう一方の discriminator のアウトプット信号は上 TOF との coincidence を取って、トリガーとして使用される。anode signal は ADC モジュールに入力され、charge が記録される。この情報はエネルギー損失の算出による粒子識別などに使われる。

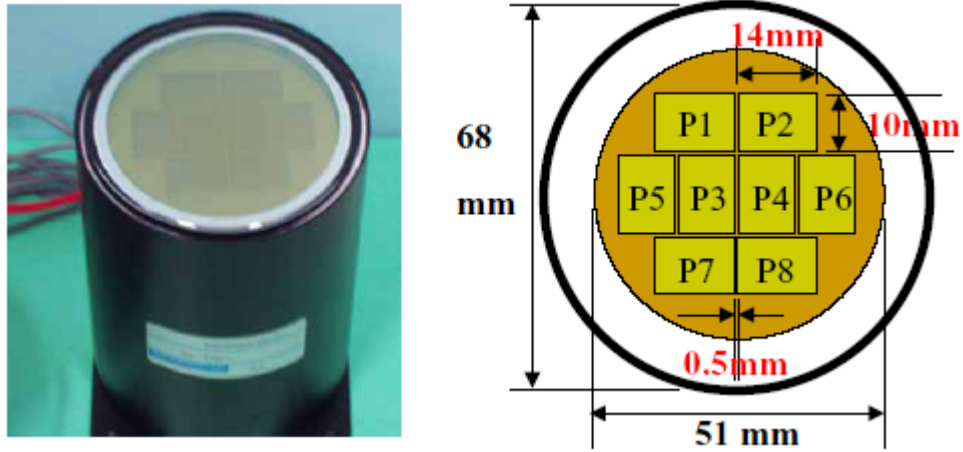


図 4.4: middle-TOF 用 PMT の写真と光電面の形状

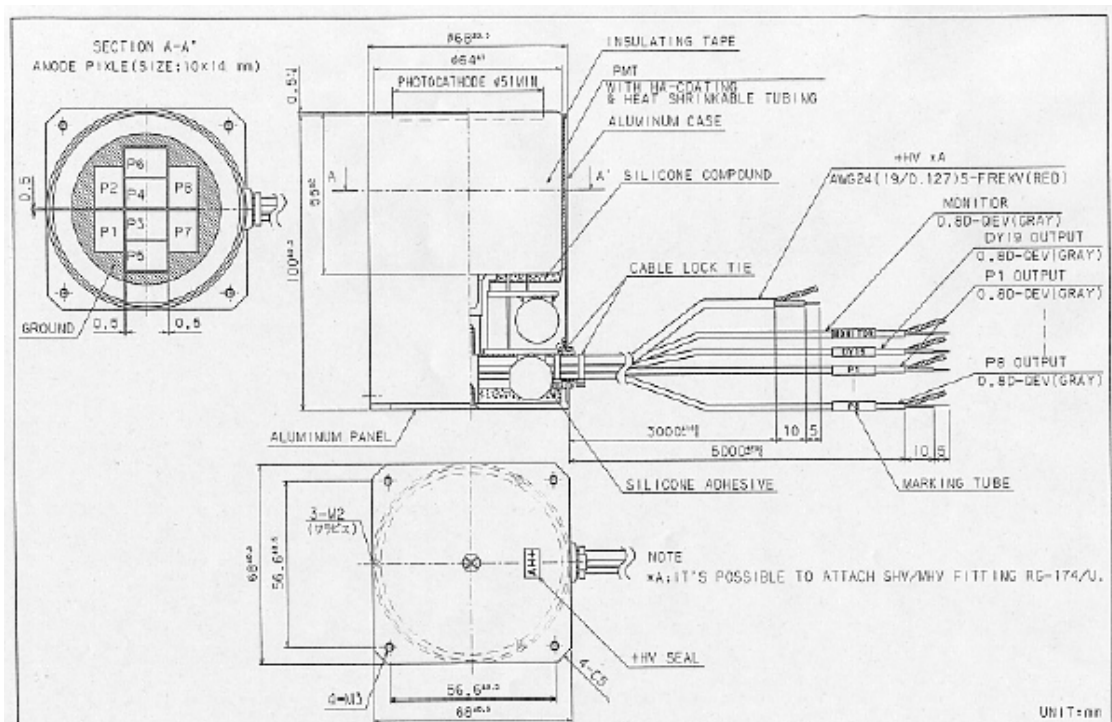


図 4.5: 2.5 inch fine mesh PMT の図

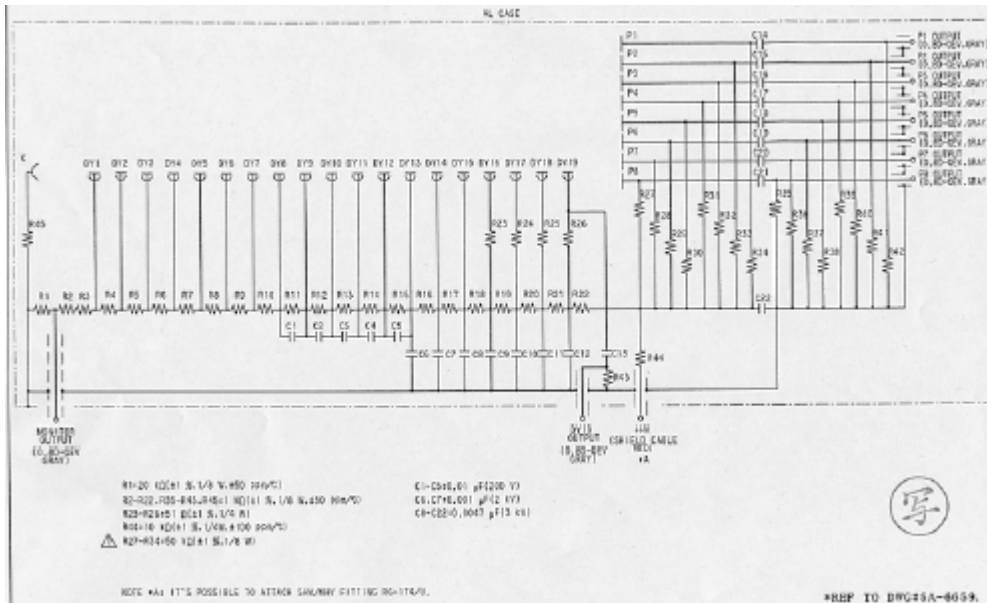


図 4.6: プリーダーの回路図

4.5 middle-TOF カウンターの構造

ライトガイドとシンチレーターとの接合面はオプティカルセメント(BICRON 社製 BC600)を使用して接着した。

ライトガイドの PMT 側の端面は、PMT の anode 面に対応する形にするため、黒アクリル製のライトガイドサポートに接着し、端面を研磨した(図 4.3, 右)。また、この部分にはネジ穴が切っており、ネジを使ってアルミニウム製のサポートフレームと呼ばれる治具に固定する。サポートフレームは(図 4.8)のようにビスとネジを使用して BESS 測定器の基準リングに固定されている。

PMT とライトガイドの間には、衝撃を吸収するための透明なシリコンラバー(信越シリコン製 OF113, $n=1.511$)を厚さ約 1mm 入れてあり、ライトガイドとシリコンラバーの間、シリコンラバーと PMT の間はいずれも optical grease(信越シリコン製オプトシール, $n=1.469$)によって光学的に結合されている。

PMT は磁力線に平行に設置しなくてはならない(図 4.9)。そのため、サポートフレームは PMT をマグネットの軸に対して 42.5 度の角度で固定できるように設計した(図 4.8)。固定方法は、z 方向は 4 つのばねの弾性を利用し、回転方向は 3 本のネジで絞めることによって固定する。

シンチレーター64 本は、すべてaluminized mylarを巻いた状態でCFRPの板の上に接着する(図 4.7)。また、シンチレーターの両側には緩衝材をはさんでアルミニウム製の棒が接着され、この棒の両端をそれぞれネジで固定することでmiddle-TOFシステムをBESS-Polar測定器に対し

て固定する。CFRPの板はNASAで製作されたもので、サイズは $740 \times 1380\text{mm}^2$ 、厚さは 0.2mm である。このうち 740mm の部分はマグネットの内壁と同じく $\phi 400\text{mm}$ の曲率をつけて製作した。ただし、これは大きめに製作されたもので、最終的には接着した後に端面を切り取る。最終的な寸法は未定である。

さらに光電面に直接光が入らないよう、全体をブラックシートとブラックテープで遮光する。

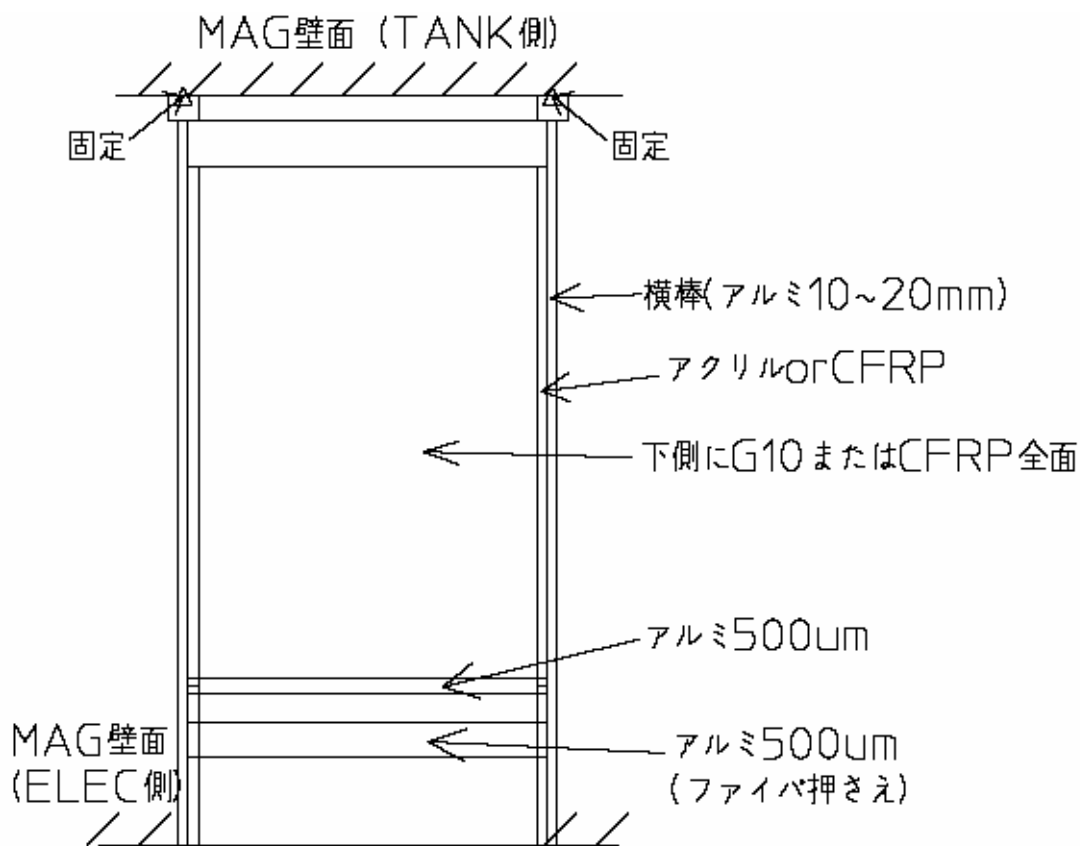


図 4.7: middle-TOF インストール治具



図 4.8: PMT サポートフレーム
右下に PMT 固定用のバネとフックが見える。

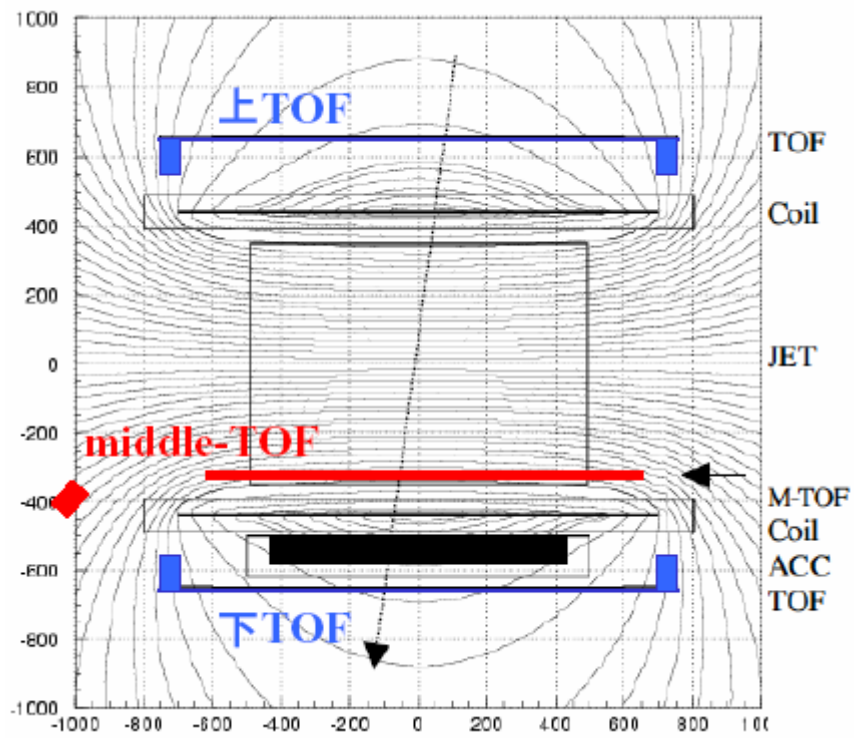


図 4.9: middle-TOF の設置場所と BESS の磁場

第5章 middle-TOFカウンターの性能評価

本章では、middle-TOF カウンターの性能評価について述べる。試験項目は以下の4点。まず、PMT 単体での試験として blue LED を使用した試験を行い、gain-HV curve を描いた。さらに、middle-TOF カウンターの性能評価として KEK の T1 beam line を使用した beam test を行い、時間分解能や dE/dx の減衰を測定した。その後、宇宙線を用いて全カウンターの性能評価を行いカウンターごとの性能のばらつきを調べた。最後に実際の BESS-Polar 用マグネットを使用した磁場試験を行い、磁場中という環境下での性能を評価した。以上4種類の試験を通じて middle-TOF カウンターの性能を評価した。

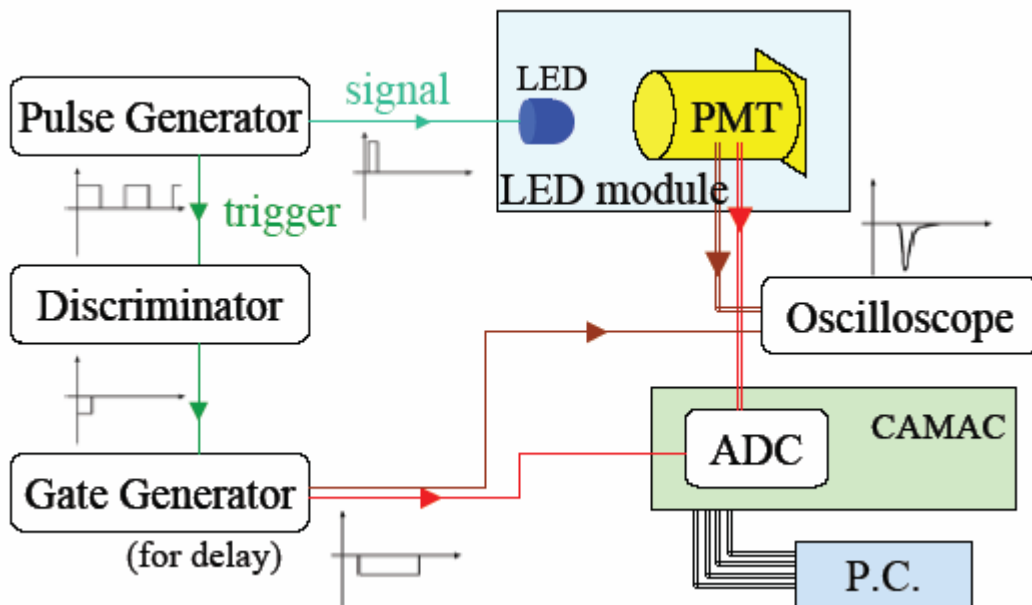


図 5.1: LED test のセットアップ

5.1 LED test

5.1.1 実験目的

神戸大学で blue LED を用いて middle-TOF 用 PMT 単体での試験をすべての PMT に対して行った。この試験は、シンチレーターやライトガイドに接続する前に PMT 単体での性能をチャンネルごとに把握することを目的とする。これにより、gain-HV curve などの重要な基礎データを蓄積することができ、後に何らかのトラブルが起こったときにも原因を PMT とその他の部分に分離して追究することができる。また本実験は宇宙線や放射線源を用いた実験と違い、光量や照射時間を自由に設定できるため、非常にクリアな実験データが短時間で得られるというメリットがある。

5.1.2 セットアップ

PMT の光電面に blue LED の光を照射して測定を行った。セットアップは(図 5.1)に示す。シンチレーション光($\sim 408\text{nm}$ @Maximum emission)になるべく近い光を実験に用いるため、LED には日亜化学製の blue LED NSPB300A($\lambda=476\text{nm}$)を使用した。また、光を PMT のチャンネルに対して一様に照射するために、LED の表面を粗く研磨し、さらにトレーシングペーパーを使用して光を散乱させた。散乱された光は空気中を 10cm 飛行し、ほぼ一様な光となった状態で $5 \times 10\text{mm}$ のスリットに入射する。以上のように実際のライトガイドからの光をできるかぎり再現して実験した。また、LED からスリット部分までは一体として製作し、この部品と $\phi 2.5$ inch の穴のあいたアルミ製治具とをネジで固定する。このネジ穴を複数設けることで、どのチャンネルに対してもスリットを開けることができ、同じ光量を照射できるようにした。

Pulse generator	Rise time	20nsec
	Fall time	20nsec
	Pulse width(FWHM)	50nsec
	frequency	10msec(100Hz)
ADC (Phillips 7166)	Resolution	0.125pC/count
	Full scale	12bit
Others	Gate width	250nsec

表 5.1: LED test 緒元

また、光量も直接照射すると強すぎるので、富士フィルム製NDフィルターを使用して 2×10^{-5} にまで減光した (~ 15p.e./1pulseに相当) 上で実験を行った。この値は、これまでのBESS測定器での実験結果などからmiddle-TOFで実際に得られる光量を類推した予測値である。LEDへの電力はpulse generatorから 3.6V, 20mA, 50ns(FWHM)で与えられる。周波数は 100Hzとした。これは、LEDの点灯を独立事象とするための十分な時間、という理由で決定した。その他、セットアップの基本的なデータを(表 5.1)に示す。また、gateとPMT signalとの関係を(図 5.2)に示す。

測定においては、PMTの印加電圧値 5点(2000V, 1800V, 1600V, 1400V, 1200V)のそれぞれで、アノードシグナルを正規分布でフィットしたときの ADC mean (pC) (以下、アノードピーク値)を測定(各 3000 event)し、それを基に gain-HV curve を描いた。また、その際のデータより光電面で発生した光電子数を算出した。以上の測定を PMT 9 本 × 8 チャンネルに対して行った。

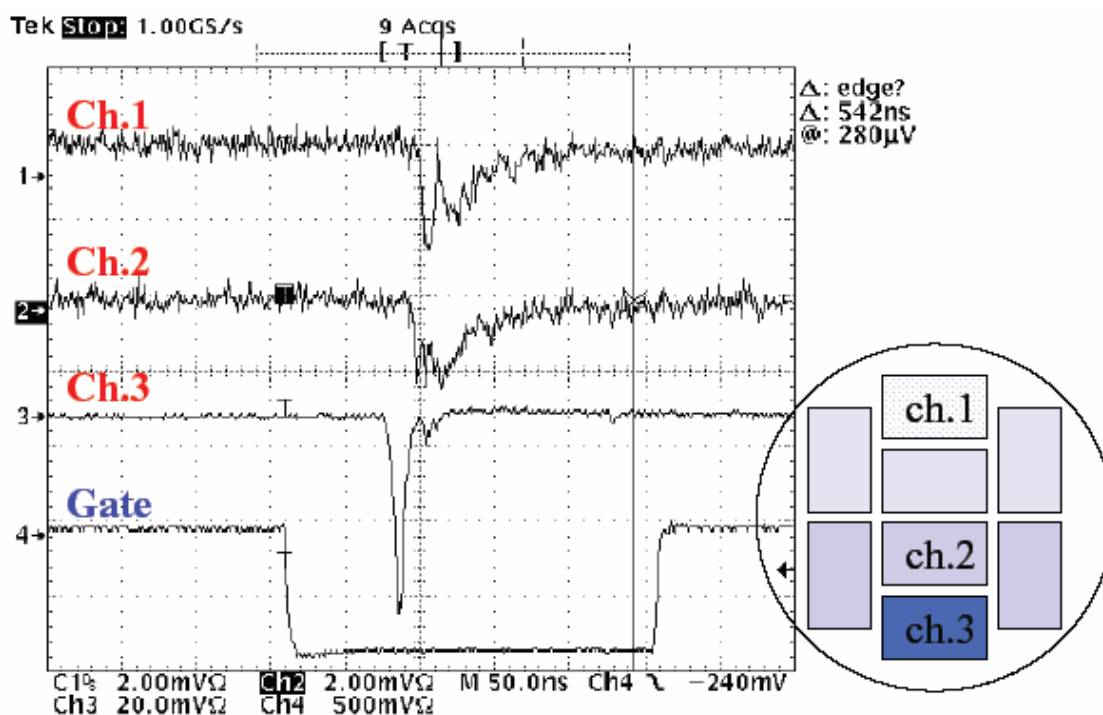


図 5.2: gate と anode signal のタイミング gate と anode signal をオシロスコープで測定した。上の Ch.1, Ch.2 は光を当てていないチャンネルの anode signal, Ch.3 が光を当てたチャンネルにあたる。Ch.3 の波形は Ch.1, 2 波形とは縦軸の range が 10 倍違うため、実際には pulse height で 25 倍程度の差があり、クロストークがほとんどないことが確認できる。4 番目の波形は ADC の gate signal にあたる。250nsec の gate 幅でテストを行った。

5.1.3 測定結果

測定結果を(図 5.3, ~ 5.5)に示す。(図 5.3)は PMT ごとに各チャンネルの増幅率の平均値をとり、その平均値を基に gain-HV curve を描いたものである。gain-HV curve とは、一般に増幅率 (gain)と PMT の印加電圧(H.V.P/S)の間に成り立つ関係式

$$\log(\text{gain})=a\{\log(H.V.P/S)\}$$

をグラフ化したものを指す(a は定数)。式から明らかなように、普通この式は両対数グラフ上に直線で描かれる。次に、増幅率を求める式を以下に示す。

$$\text{gain} = \frac{\text{mean} \times 10^{-12}}{N_{p.e.} \times 1.6 \times 10^{-19}}$$

ここで、mean:アノードピーク値、 $N_{p.e.}$:光電子数、 1.6×10^{-19} :電荷素量とする。 10^{-12} はpCからCに変換するための係数。

チャンネルごとの増幅率のばらつきは(図 5.4)に示す。これは測定した 5 点を基にgain-HV curveを描き、2000Vでの増幅率をその曲線より求めて、全チャンネル分プロットしたものである。また、(図 5.5)は光電子数の分布を表している。光電子数($N_{p.e.}$)は、アノードピーク値と σ を用いて、 $N_{p.e.}=(\text{mean})^2/\sigma^2$ の式から求めた。()

以上のデータより、光電子数の一様性、すなわち光電面の uniformity は PMT によって差があるが、 $\pm 3.0\%$ (zh8475) ~ 7.8% (zh8477)であり、増幅率のばらつきは各 PMT のチャンネル間で、 $\pm 6.8\%$ (zh8489) ~ 23% (zh8474)となった。(ここで、PMT の入射窓に照射される光量を一定とすると、量子効率のばらつきがそのまま光電子数のばらつきに反映される。よって、光電子数の一様性を光電面の uniformity と等しく扱うことができる。)

また、クロストークは 2 ~ 5%となった。クロストークとは、あるチャンネルに光を照射したときに他のチャンネルに漏れている光の割合と定義する。本実験では $5 \times 10\text{mm}$ のスリットから光を入射しているのに対して、実際の middle-TOF では $4 \times 9\text{mm}$ のライトパイプからの入射であり、それを考えると十分低い値であると言える。

()Poisson 分布を仮定したときに、誤差は絶対値の自乗で与えられる。LED から照射された光や増幅後の電子数は光電子数と比較して $10^5 \sim 10^8$ 倍といった値を持っているので、誤差も $10^{-2} \sim 10^{-4}$ となる。このため、アノードピーク値のばらつきの原因は光電子数の誤差と近似してよい。よって、この式が成り立つ。

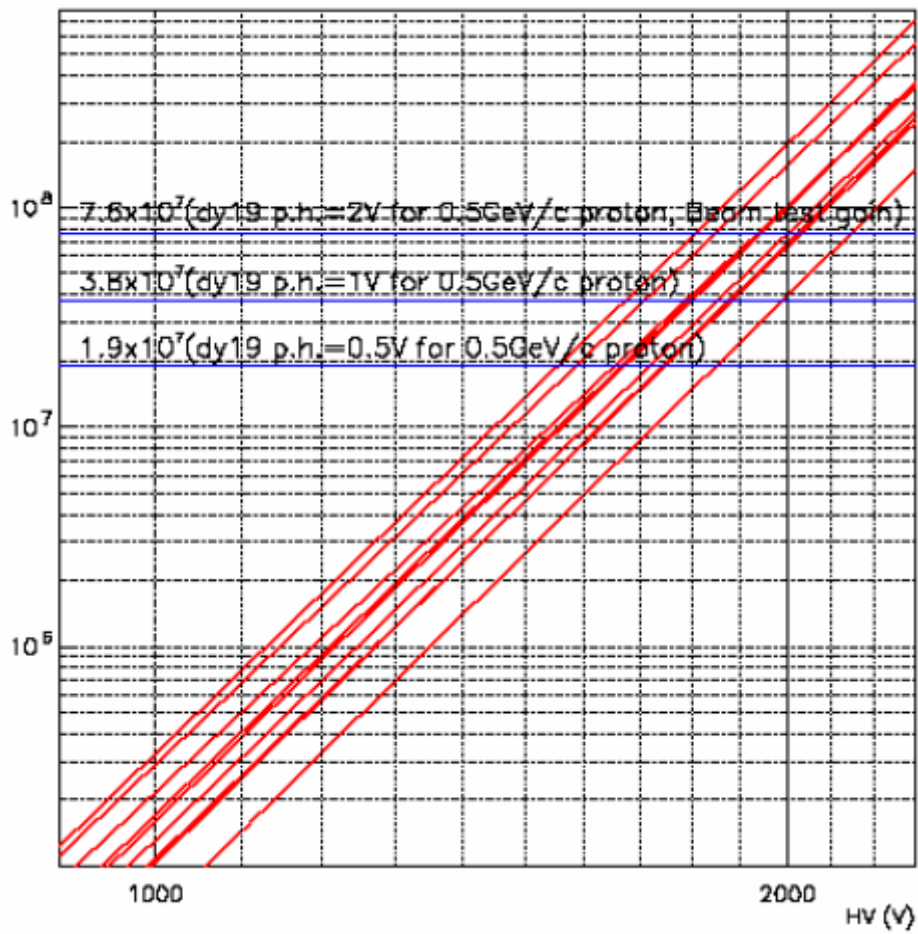


図 5.3: middle-TOF 用 PMT9 本の Gain-HV curve

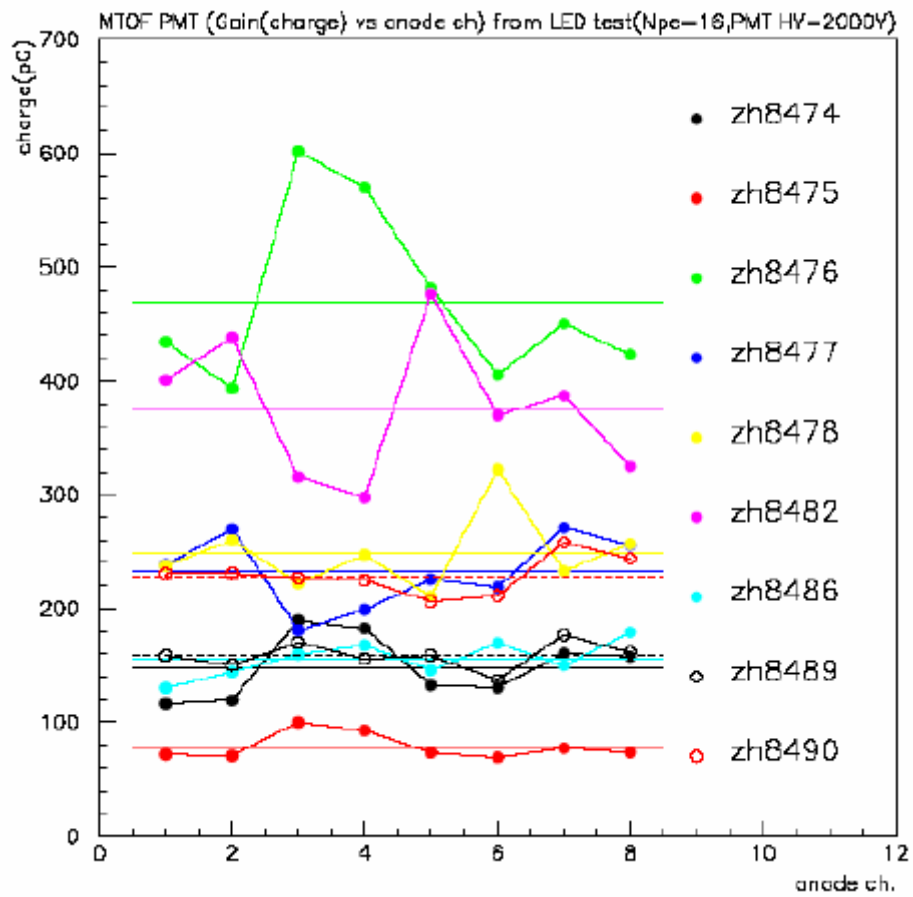


図 5.4: middle-TOF 用 PMT のチャンネルごとの増幅率

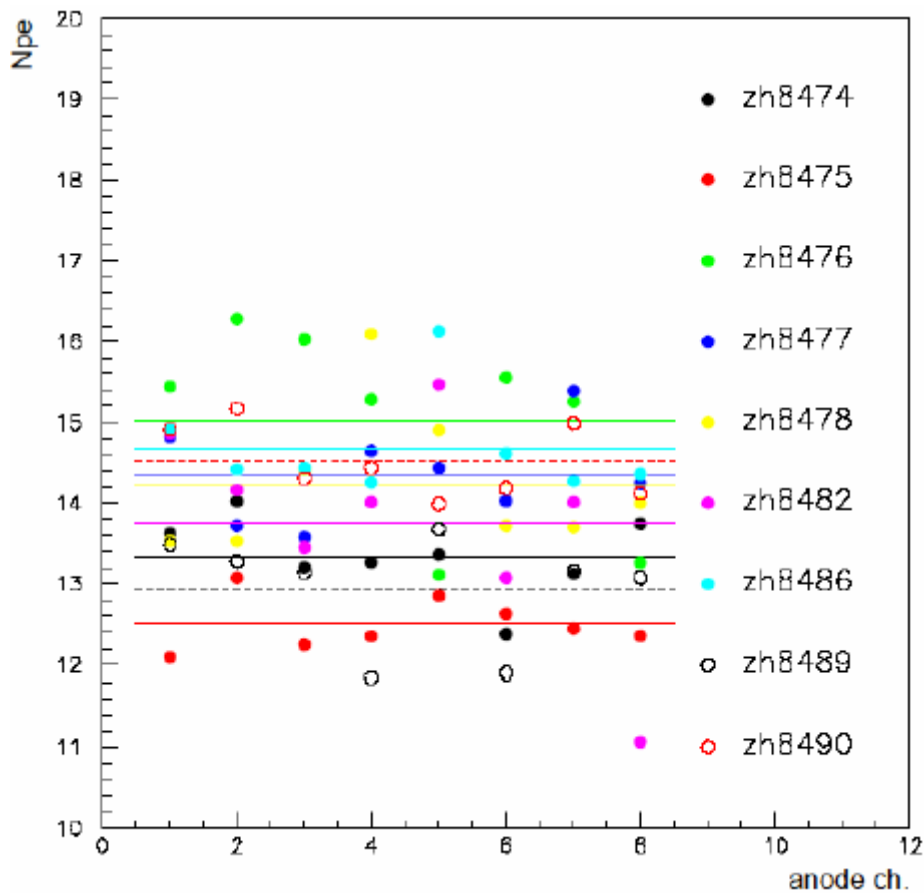


図 5.5: 光電子数の分布(光電面の uniformity)

5.2 beam test

5.2.1 実験の目的

完成した middle-TOF カウンターにビームを照射して、カウンターの時間分解能や dE/dx の位置依存性・運動量依存性、光電子数の値や位置依存性を試験する。また、 I_{min} (電荷 1 の MIP 粒子が入射したときに得られるアノードピーク値)の測定を行い、時間分解能や discriminator の threshold 依存性などを測定する。

ビームテストの利点は、ビームのエネルギーを自由に設定できるため、上に挙げた測定項目に対して粒子、エネルギー依存性を測定できることである。また、トリガーなどを工夫することによって入射粒子を同定し、個々の粒子に対する振る舞いを分けて調べることができる。さらに、宇宙線とは比較にならない程の大強度の flux を得られるため、短時間で十分なデータを得ることができる。

5.2.2 セットアップ

ビームは KEK の T1 ビームラインを使用した。ビームテストのセットアップを(図 5.6)に示す。PMT はシンチレーターに対して 42 度の角度で固定してある。これは、実際の BESS のフライトでも磁場の影響を最小限にとどめるためにこの状態で測定を行うからである(図 4.9 参照)。今回の試験では bending loss の影響も含めた評価をしたい、という理由でこの状態で測定を行った。

台に middle-TOF カウンターを固定した状態(図 5.6 の灰色の部分)で、台をビームに対して垂直に動かすことによってビームを当てる場所を変えながら計 13 点の測定を行った。マッピングした点は、端から 10cm の位置から 10cm きざみで 9 点、さらにシンチレーターの端から 5cm, 2.5cm の点を両端で 4 点の計 13 点である。この測定を 8 チャンネルに対して行い、さらにビームの運動量を 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1, 1.5, 2 [GeV/c]と変化させ、それぞれの点でデータを取得した。また、threshold が時間分解能に与える影響についても測定した。データはそれぞれの測定点で、3000 ~ 10000 event 測定した(そのうち使用したデータは 300 ~ 2000event 程度)。

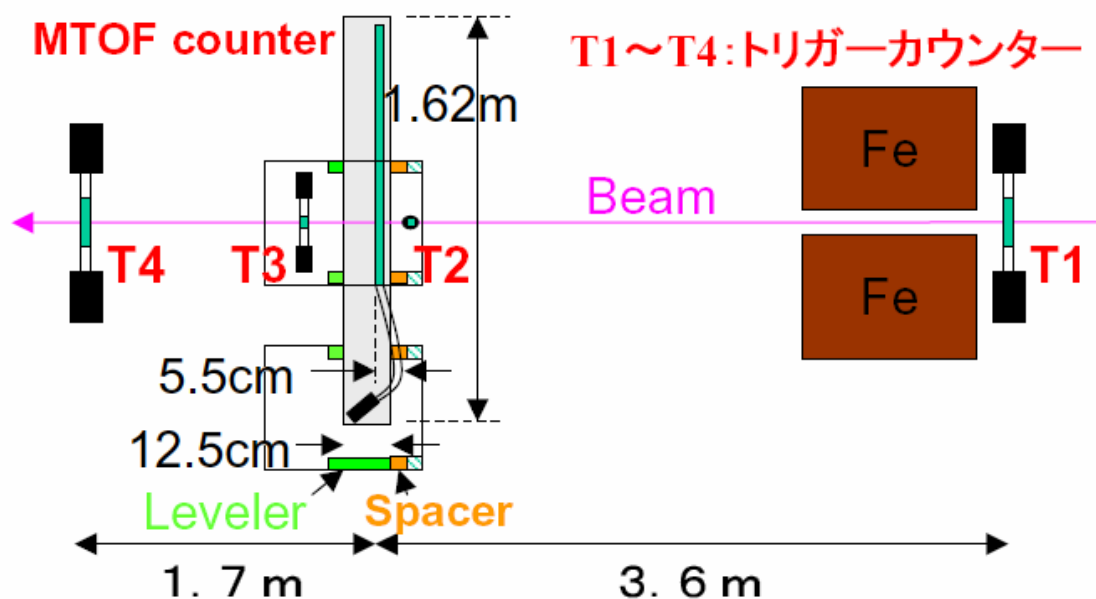


図 5.6: ビームテストのセットアップ。上流の鉄でビームを絞っている。図中の Leveler は台の高さを変えることで、シンチレーターのどのチャンネルにビームを照射するかを選択するためのもの。

5.2.3 解析

ビームテストで得たデータを解析した。以下、解析項目について詳述する。

⊕ p- π separation

今回ビームテストで使用したビームは 1 種類の粒子から構成されているわけではなく、複数の異なった種類の粒子から成る。よって、これらの粒子の種類を識別した上で解析を行うことが重要となる。使用したビームは 12GeVの陽子を静止標的に衝突させて生成したビームを電磁石で曲げ、運動量を一定(+1.5 ~ 0.3GeV/c)にしたビームである。したがって 5GeV/c以上の粒子は、運動量保存則より基本的に無視できる。また、その生成点(標的: Internal Target)から middle-TOFカウンターまでは 20m程度の距離があるため、寿命の短い粒子($\tau < 10^{-8}$)も無視できる。以上より、middle-TOFが捕らえる可能性のある粒子はp, K, π , μ , eの5種類である(順に陽子、K, π 中間子、 μ 粒子、電子)。これらの粒子を識別する手段として、粒子ごとの β の違いを利用して分ける方法を利用した。0.5GeV/cのビームを例にとって説明すると、トリガーカウンター間の距離をL(最大 5.3m)、粒子の質量をm、飛行時間をtとすると、

$$\beta = \frac{Pc}{E}$$

の関係式より、これを变形して、

$$t = \frac{L}{c\beta} = \frac{L\sqrt{P^2c^2 + m^2c^4}}{Pc^2}$$

が得られる。この式にL=5.3, P=0.5, $c=3 \times 10^8$,そして各々の粒子の質量を代入することによってtを求め、その時間差からp, K, π , μ , eの4種類の粒子の識別を行う。

まず、 μ - π 識別だが、これは 5.3m飛行しても 290psecしか時間差が生じない。しかもターゲットからmiddle-TOFカウンターまでは 20m以上の距離があるため、 π の半分以上がカウンターに到達するまでに μ に崩壊する。したがって、この2つの粒子の識別は今回のセットアップでは困難である。また、その質量も近く($m_\pi=140$ MeV, $m_\mu=105$ MeV)、 dE/dx にもほとんど差が無いため、今回はこの2つは識別しない。次にeだが、これも μ , π と飛行時間の差があまりなく($t_\mu-t_e=380$ psec)、またeの存在比が μ に対して 1%程度しかないため、これも無視できる。また、Kに関してだが、これは K^\pm の寿命が 1.2×10^{-8} secと短く、その間の飛行距離も $ct=5.1$ mと短い。このため、ほとんどが崩壊してしまい(20mで98%が崩壊)、また、もともとの存在比も少ないため捕らえることはできない。実際、ビームテストの結果を見てもKのあるべき場所には有意な信号は見られない。以上より、基本的にはprotonと $\pi(\mu)$ を識別し、解析すればよい。

実際の BESS のフライトでも、陽子と μ 粒子の同定が重要なポイントになるので、それぞれを分離した上で、時間分解能の解析などを行う。(図 5.7,8)に実際の p- π separation のグラフを示す。青い部分を π 中間子、赤い部分を陽子と判断した。

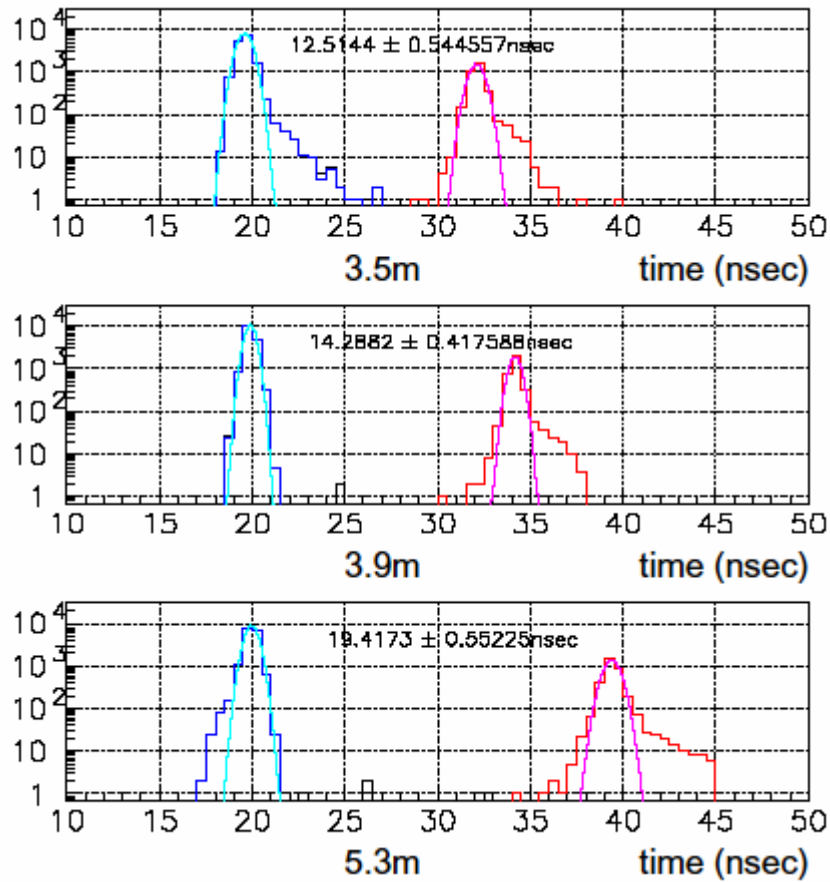


図 5.7: TDC データと距離の図。上流のトリガーカウンターを 0m として、距離を表示し、時間情報をプロットしてある。青が π 中間子、赤が陽子として色分けした。グラフから計算すると、陽子と π 中間子の飛行時間差が 5.3m で 19.4 nsec となっており、計算結果 (19.3 nsec) とは誤差の範囲で一致している。

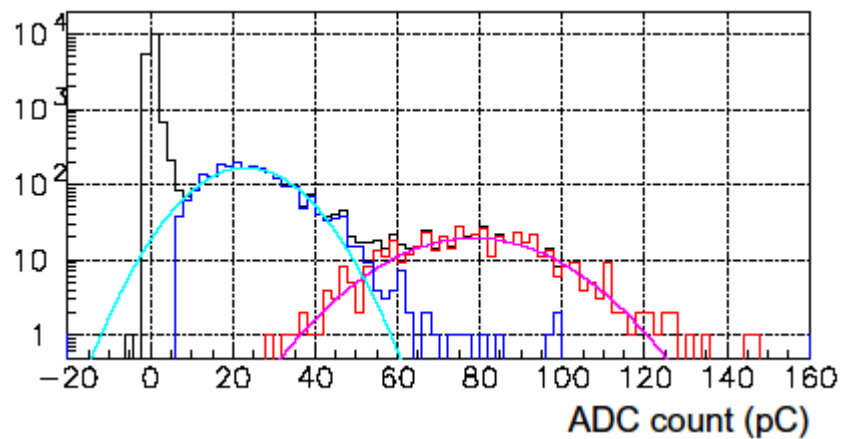


図 5.8: p- π separation のグラフ(ADC), それぞれ TDC の信号より識別したものを(赤:p, 青: π 中間子)と色分けして描いた。

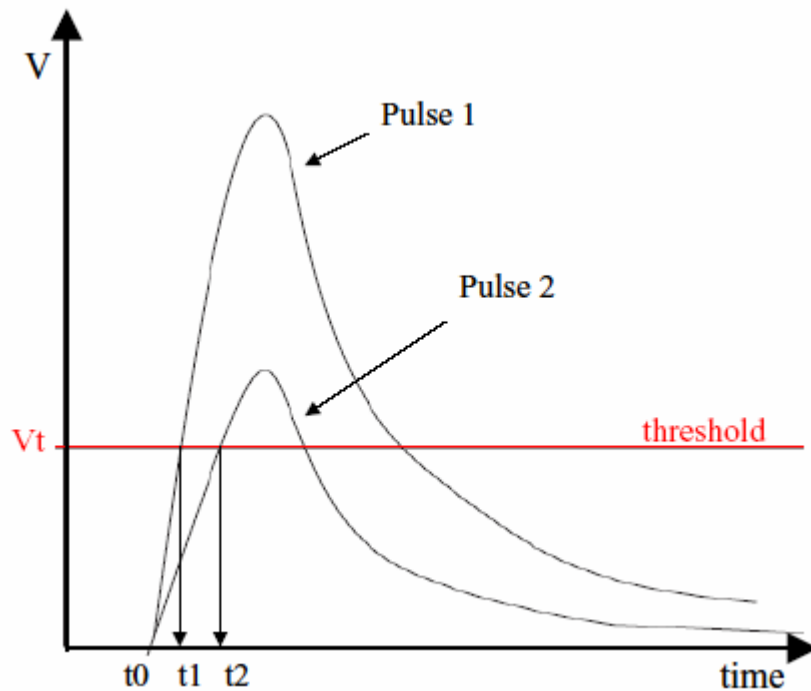


図 5.9: time walk

⊕ time walk の補正

次に、タイムウォークと呼ばれるシグナルの揺らぎの原因とその較正法について述べる。タイムウォークとは、信号の波高の大きさによる、または上昇時間(Rise Time)によるゆらぎである。(図 5.9)に示したように、ディスクリミネーターは入力信号がある設定した閾値を超えたときにアウトプット信号を出す。この特性より、大きさの異なる 2 つの信号が入力された場合、同じタイミングで発生した信号であっても立ち上がり時間が異なるため、閾値に達する時間が異なり、異なったタイミングでアウトプット信号を出してしまう。これがタイムウォークである。PMT シグナルパルスの立ち上がり部分は、

$$f(t) = A\left(\frac{t}{t_r}\right)^2$$

と近似できる($t_r \sim 5\text{nsec}$)。[25]ここで、パルスの立ち上がり時間を t_0 、threshold V_t に達する時間を t_1 とすると、

$$V_t = A_1\left(\frac{t_1 - t_0}{t_r}\right)^2$$

となる。よって、この式を変形して、

$$t_1 - t_0 = t_r \left(\frac{\sqrt{V_t}}{\sqrt{A_1}} \right)$$

となる。同じことが t_2 についても言えるので、結果的に

$$t_2 - t_1 = t_r \sqrt{V_t} \left(\frac{1}{\sqrt{a_1}} - \frac{1}{\sqrt{a_2}} \right)$$

が成り立つ。実際の解析においては、この t_r の部分は未知数となるので、数値を代入して最適な値が得られるよう補正することになる。実際の補正の様子を(図 5.10)に示す。

また、このグラフより、後に述べる threshold と時間分解能の関係が示唆される。

今回のテストで得られた ADC の値と TDC の値の分布を(図 5.7, 5.8)に示す。

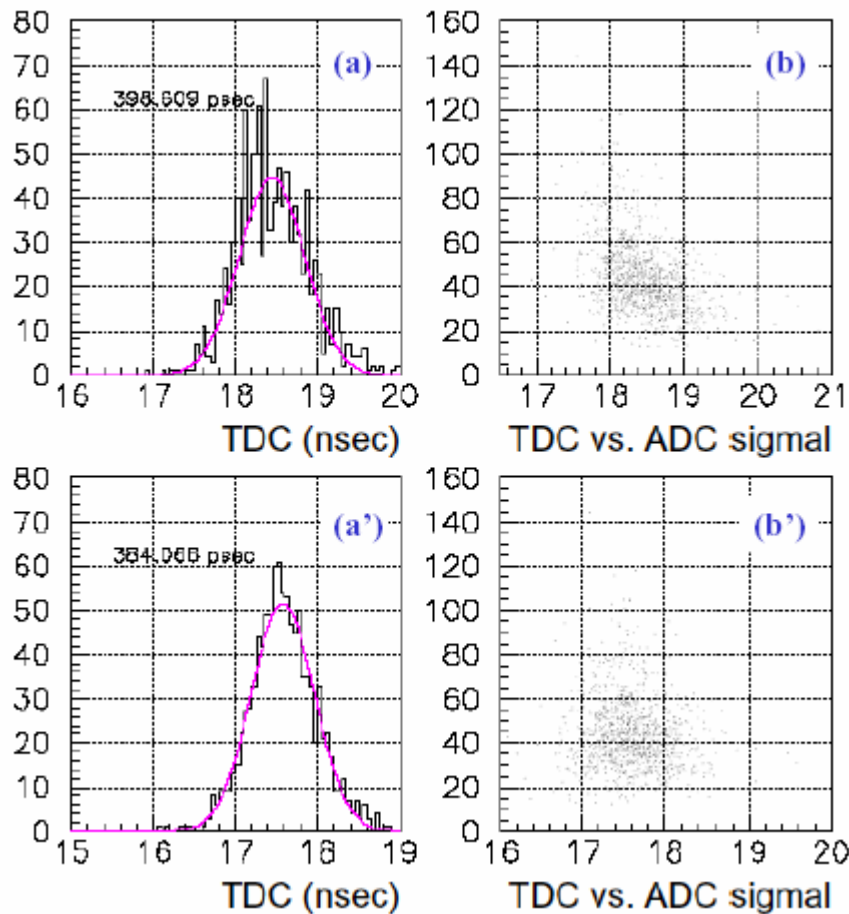


図 5.10: タイムウォークによる時間の揺らぎ(+0.5GeV/c π beam)

(a: 補正前の TDC 分布, b: TDC vs. ADC 分布を表す, a', b' はそれぞれ補正後の分布, 時間分解能が向上しているのがわかる。)

5.2.4 測定結果

今回の beam test の結果、得られたグラフを(図 5.11 ~ 5.14)に示す。シンチレーターの長さは、PMT に近い側を 0 として、z(cm)で表記する。

- (図 5.12)は左がアノードピーク値の運動量、粒子依存性のグラフ、右が時間分解能(σ)の運動量依存性のグラフを示す。
- (図 5.13)は時間分解能(σ) の位置依存性を示したグラフ。PMT から遠方(図中、赤丸で示した点)では反射の成分によって局所的に時間分解能が向上しているのがわかる。
- (図 5.14)はアノードピーク値の位置依存性のグラフ。アノードピーク値の変化より、シンチレーターによる光の減衰を見ることができる。
- (図 5.15)は光電子数($N_{p.e.}$) vs. zのグラフ。光電子数は、増幅率(印加電圧とgain-HV curveから導出)とアノードピーク値から導出した(5.1.3 参照)。
- (図 5.16)は threshold と時間分解能の関係。threshold を下げることによって時間分解能が向上しているのがわかる。ただし、threshold を下げるとノイズが多くなり、ノイズによる誤ったトリガーをかけてしまう確率が増加するため、注意が必要となる。

ここで使われているアノードピーク値とは、アノードからの出力(電荷)を pC 単位で表した量。

$$\frac{dE}{dx} e^{-a/l} \propto (\text{アノードピーク値})$$

(a: 反応点からライトガイドとの接合面までの距離 l: シンチレーターの減衰長)の式で表される。

以上をまとめると、本実験によって得られたmiddle-TOFカウンターの性能は(表 5.3)のようになった。middle-TOFカウンターは、 π 中間子に対しては $N_{p.e.} \sim 13$, $\sigma_t \sim 400$ psecと要求される性能を満たすことが確認された。また、特にmiddle-TOFによる情報が必要とされている低エネルギー(反)陽子において、 $\sigma_t \sim 160$ psecと十分な性能を有することが確認された。この性能の違いは粒子の電離損失の差からくるものだが、これを考慮に入れて粒子識別能力を評価したのが(図 5.11) のグラフである。

	Mom. (GeV/c)	0.5	1.5
π^+	N_{pe}	14 (9 ~ 24)	13 (8 ~ 23)
	σ_t (psec)	410 (640 ~ 210)	340 (490 ~ 210)
Proton	N_{pe}	48 (35 ~ 83)	16 (10 ~ 28)
	σ_t (psec)	160 (240 ~ 110)	300 (430 ~ 180)

表 5.2: middle-TOF カウンター中央での性能
(カッコ内の数値は 8 チャンネルそれぞれ測定した値の最大値と最小値)

このグラフより、middle-TOF カウンターは 3.89σ の精度で 0.5GV までの粒子 (μ - π) 識別能力を有することが確認された。

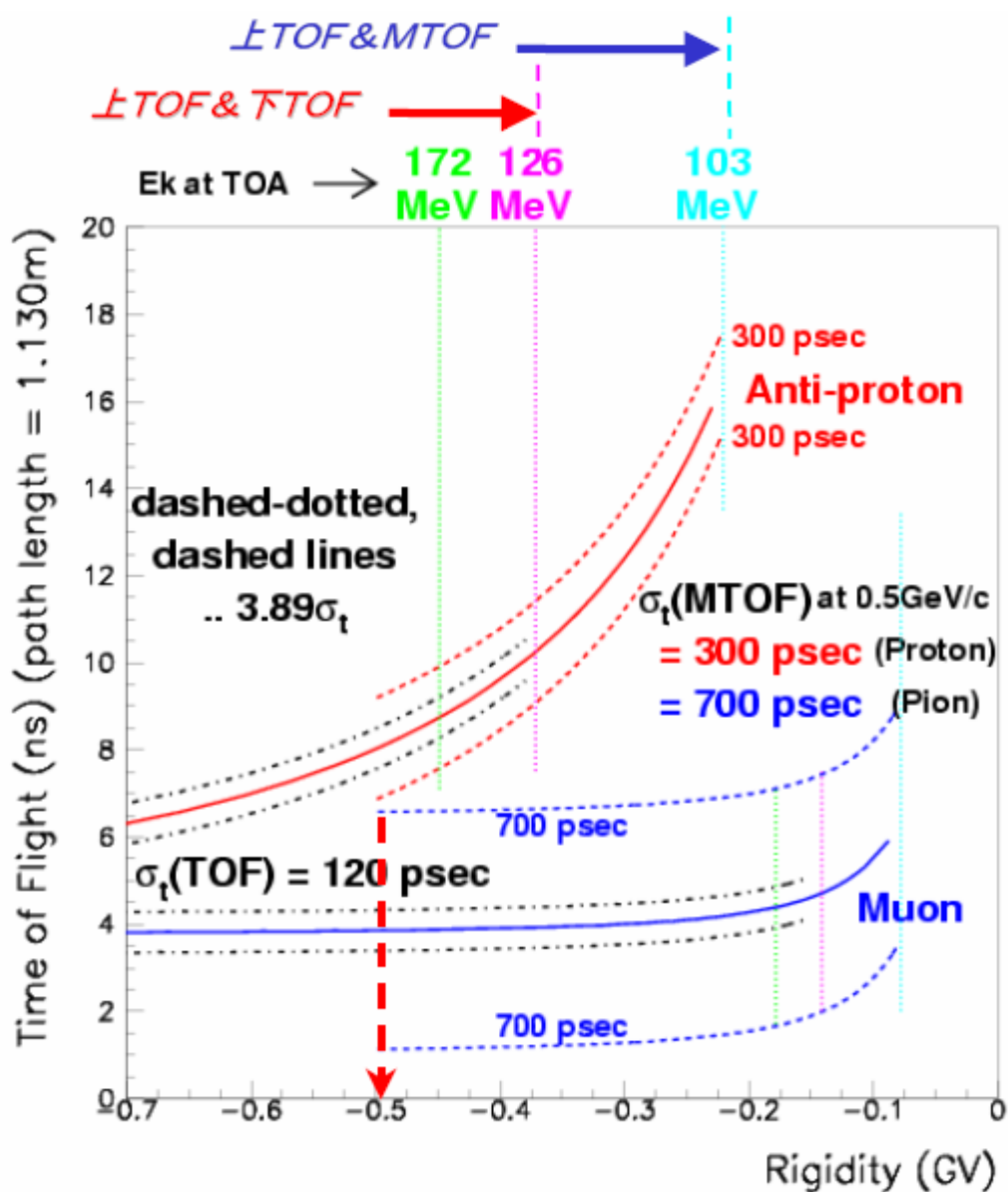


図 5.11: middle-TOF カウンターの粒子 (μ - π) 識別能力

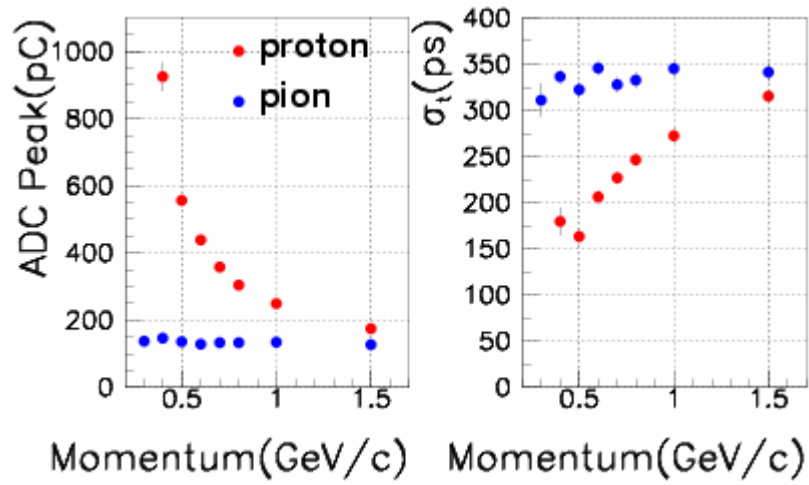


図 5.12: アノードシグナル, σ の運動量依存性のグラフ

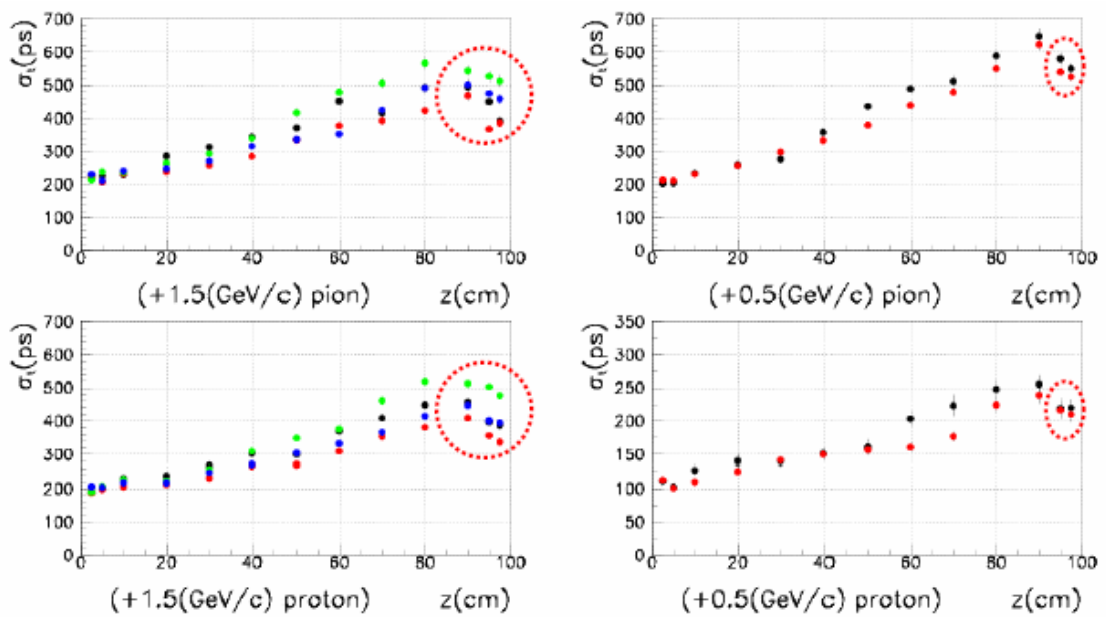


図 5.13: 時間分解能 vs. z のグラフ

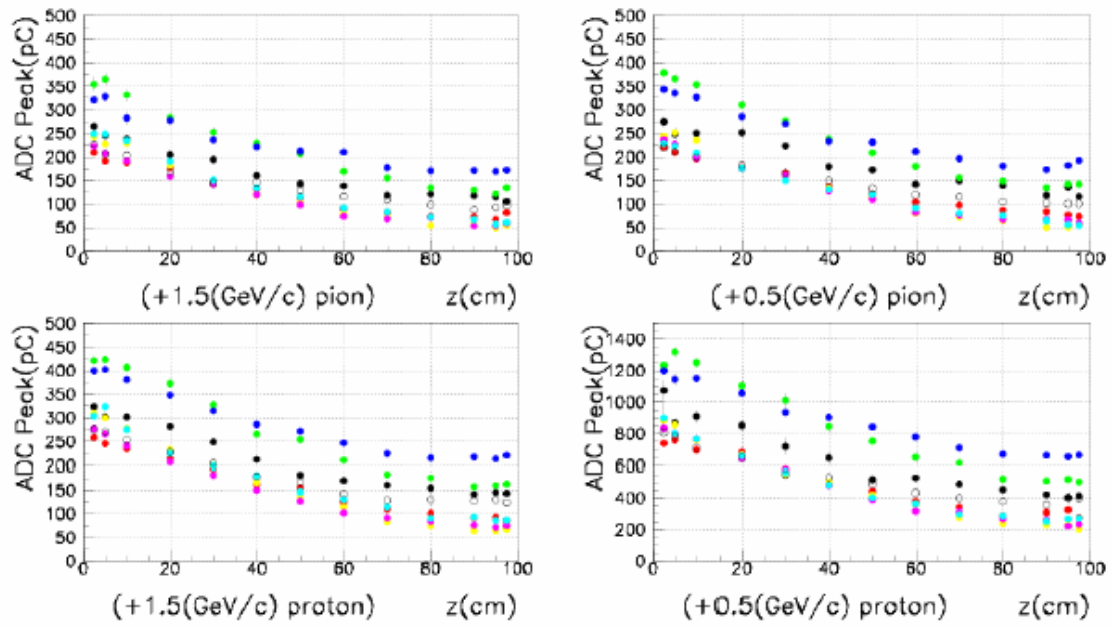


図 5.14: dE/dx vs. z のグラフ

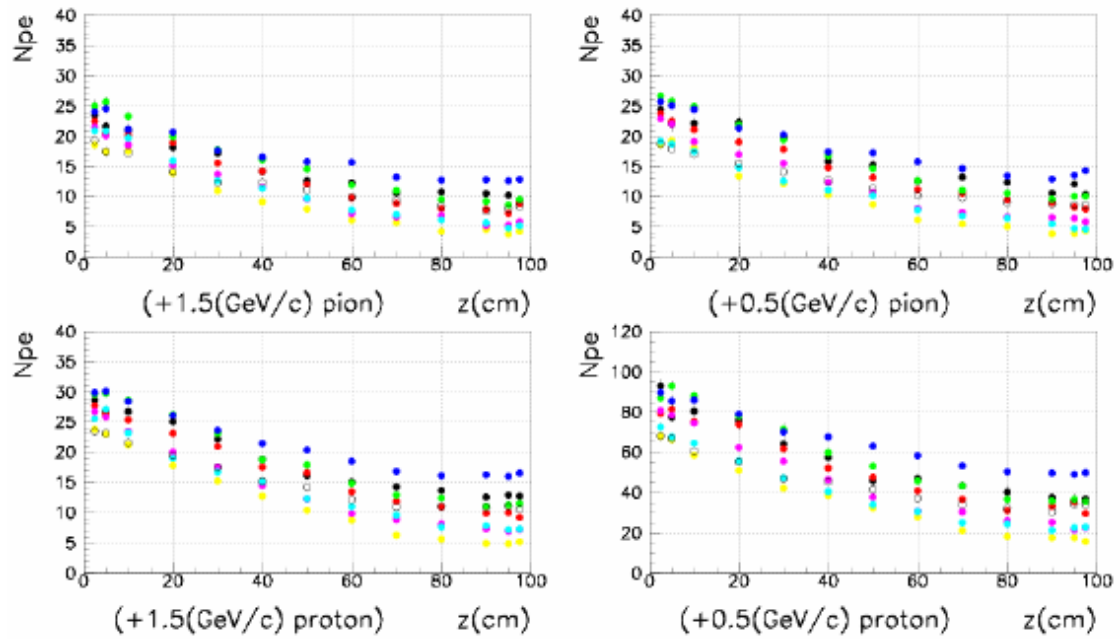


図 5.15: 光電子数 vs. z のグラフ

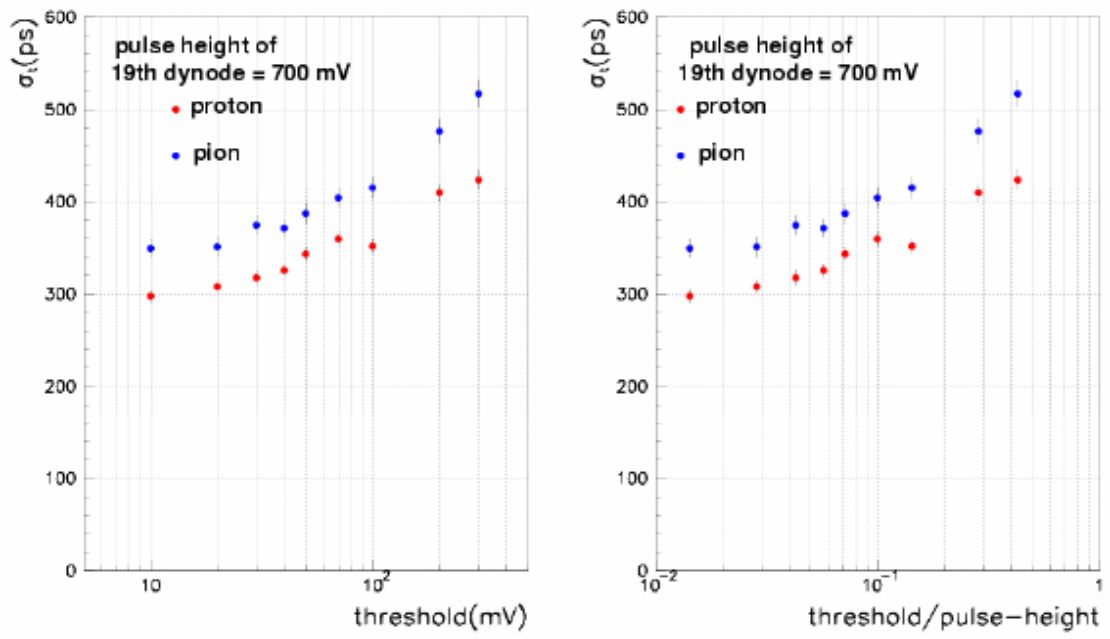


図 5.16: threshold と時間分解能の関係 (運動量: +1.5 GeV/c)

5.3 cosmic-ray test

5.3.1 実験の目的

NASA/GSFC (National Aeronautics and Space Administration /Goddard Space Flight Center)において、宇宙線(μ 粒子)を用いて middle-TOF カウンターの性能評価を行った。試験の目的は、ビームテストでは middle-TOF カウンター2本、2PMT のみの性能評価だったので、その結果と比較することによって全カウンターの性能を確認することである。また、そのデータを相互に比較することによって最終的なカウンターの性能評価、相互比較ができる。その結果、増幅率の評価などから BESS のフライトに使用するものとバックアップにするもの、また使用する位置関係などを決定する。

5.3.2 セットアップ

測定は、TOF カウンター2本と middle-TOF カウンター1本の計3本のカウンターを使用して行った。また、middle-TOF カウンターのライトガイド部分は曲げずにフリーの状態で行った。基本的なセットアップは(図 5.16, 17)を参照。(図 5.16)にはカウンター間の距離、位置関係などが表記されている。また、(図 5.18)はトリガーロジック図。(図 5.17)と(図 5.18)で同じ記号で表されているものは(T0 ~ T3, m(mTOF)など)は、同じものを指している。

この図には奥行きが描かれていないが、TOF カウンターの奥行きが 100mm、middle-TOF カウンターの奥行きが 80mm(10mm 幅のシンチレーター8本分の幅)である。

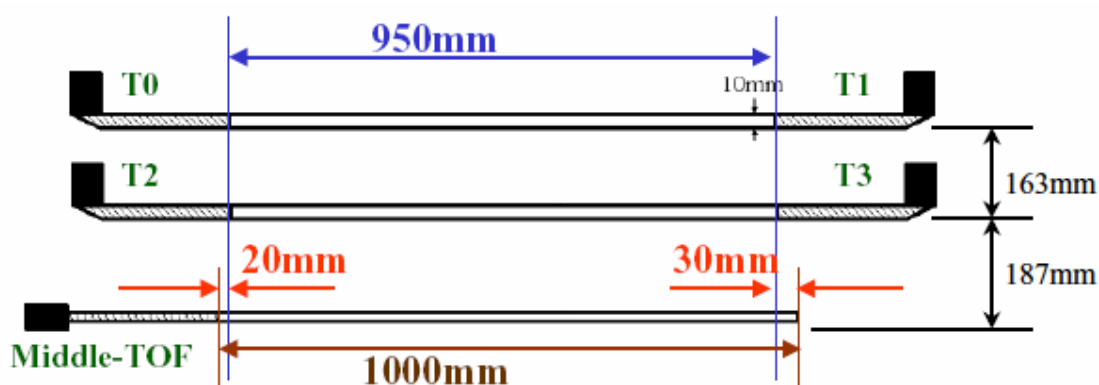


図 5.17: 宇宙線テストのセットアップ

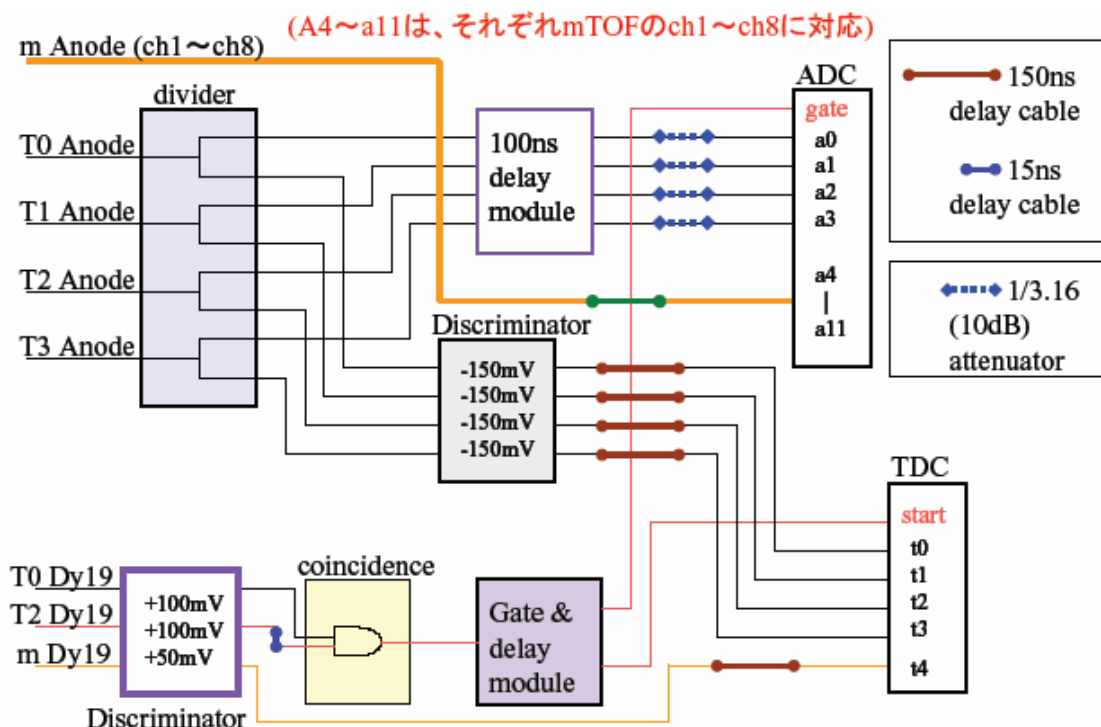


図 5.18: 宇宙線テストのセットアップ

TOF カウンターは両読み出し型の検出器なので、宇宙線が各々のシンチレーターのどの場所を通ったかはシンチレーターの z 方向に対して 1cm 程度の精度 ($\sigma \sim 100\text{ps}$, 160mm/ns) でわかる。よって、2 本の TOF カウンターによって粒子をトラッキングし、その位置情報を外挿することによって middle-TOF カウンター上での粒子の通過位置を 1~2cm 程度の精度で割り出すことができる。こうして割り出した middle-TOF 上の宇宙線の通過した軌跡を z 方向に 5cm の大きさに binning して、各 bin でのアノードピーク値を導出する。通過する粒子はすべて MIP の μ 粒子と仮定して、ビームテストの時の、 0.5GeV の π 中間子の結果と比較する。

5.3.3 測定結果

測定結果を(図 5.19 ~ 5.21)に示す。(図 5.19)はアノードピーク値(pC) vs. $z(\text{mm})$ を示す。 z はシンチレーターの長さを表し、シンチレーターの中央を 0、PMTに近い側をマイナスで表す。印加電圧はLEDテストの結果得られたgain-HV curveより、増幅率が(アノード 8 チャンネルの平均で) 7.6×10^7 となる電圧を求め、その値を使用した。(図 5.20)は減衰長を表す。減衰長はアノードピーク値から dE/dx を求める際に必要となるだけでなく、シンチレーターの破損、劣化状況を把握する指標ともなる。(図 5.21)は光電子数($N_{p.e.}$) vs. z のグラフである。

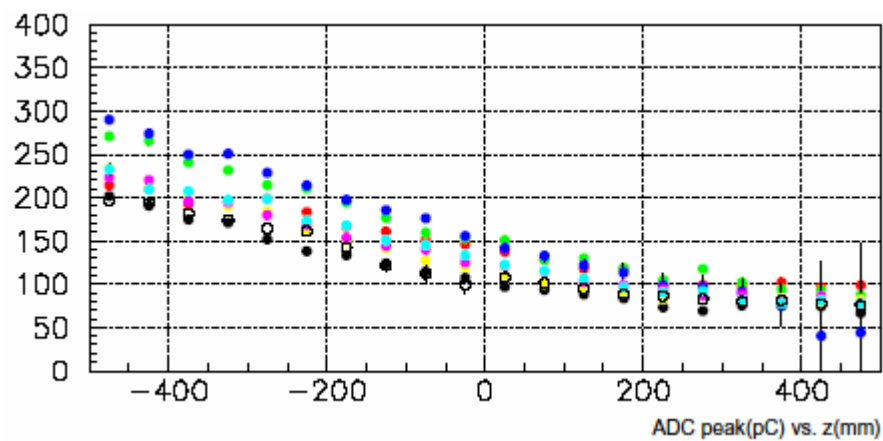
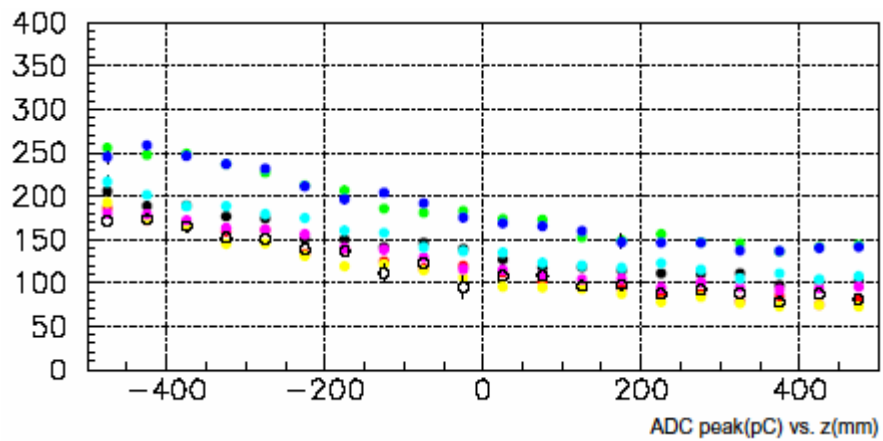
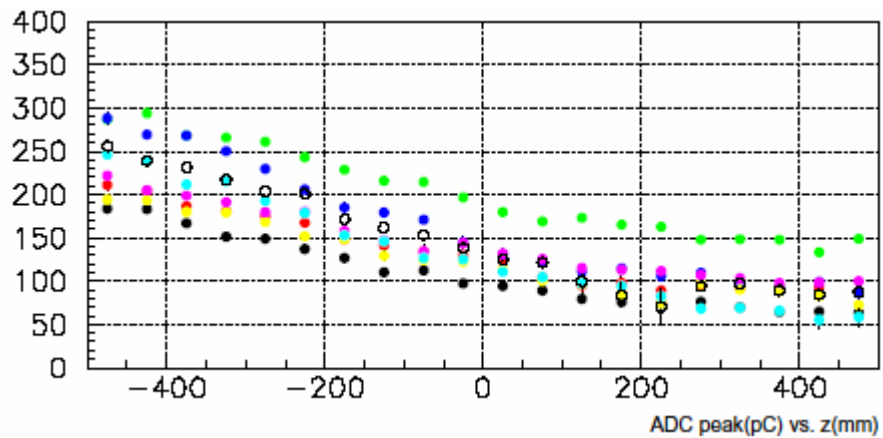


図 5.19: アノードシグナルと z の関係 (1)
 シリアルナンバー: 上から順に zh8474, zh8475, zh8476
 チャンネルID : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8

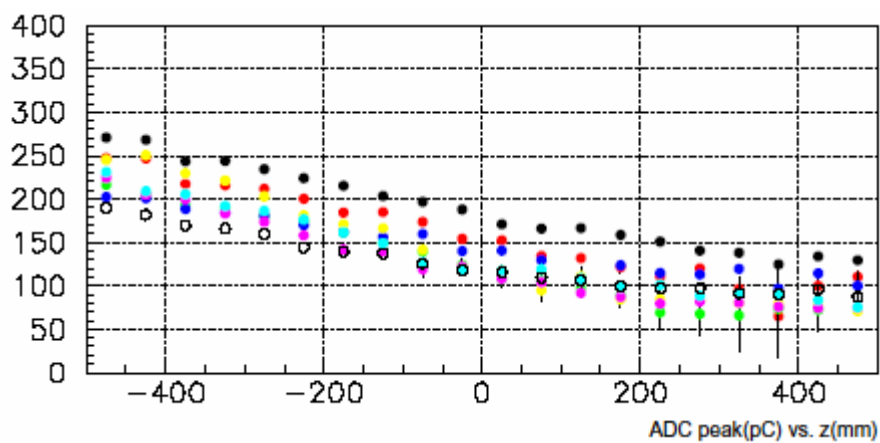
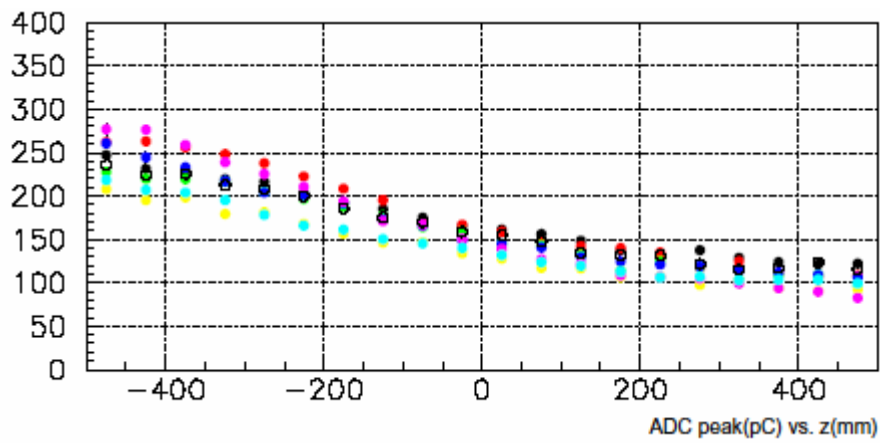
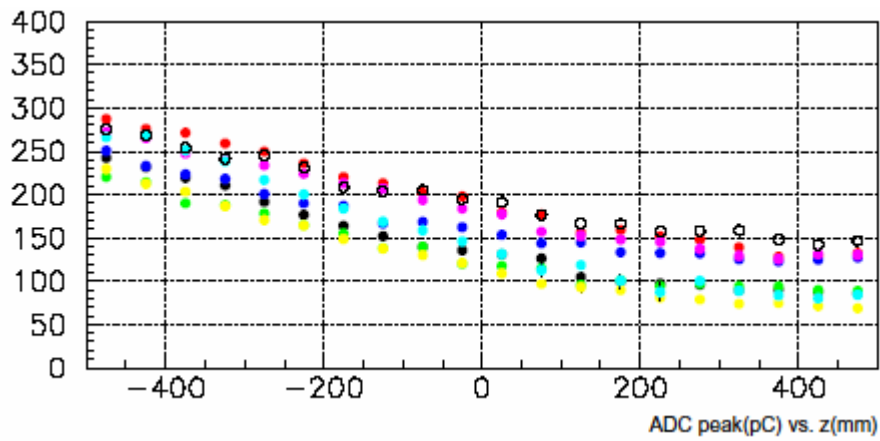


図 5.19: アノードシグナルと z の関係 (2)

シリアルナンバー: 上から順に zh8477, zh8478, zh8482

チャンネルID : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8

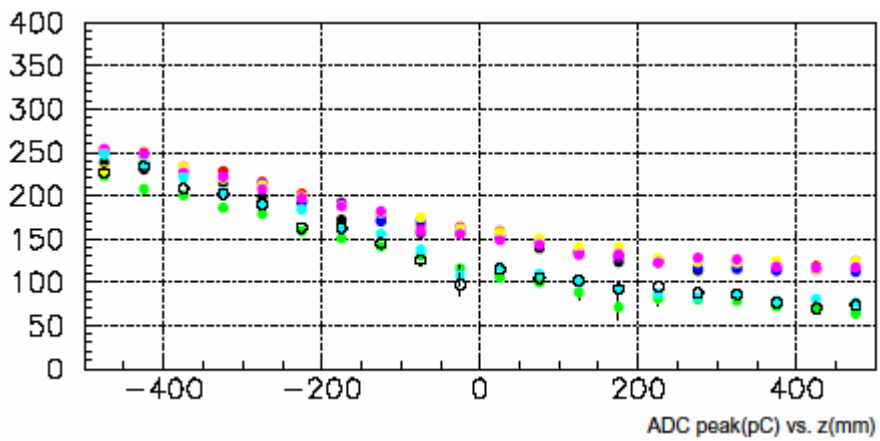
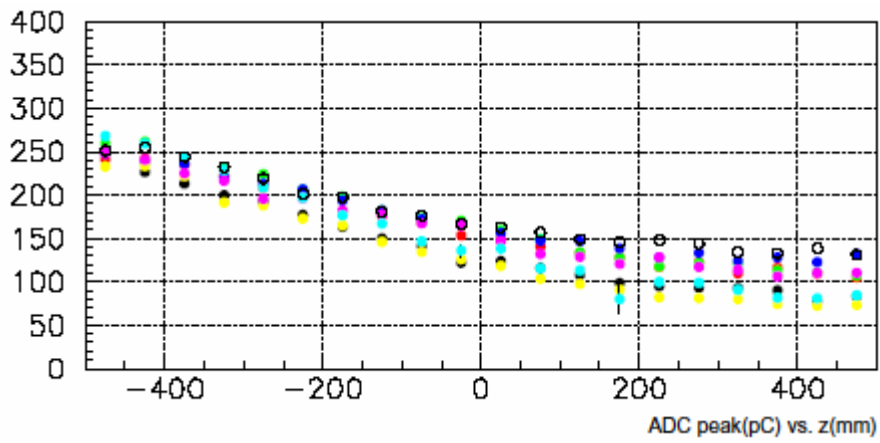
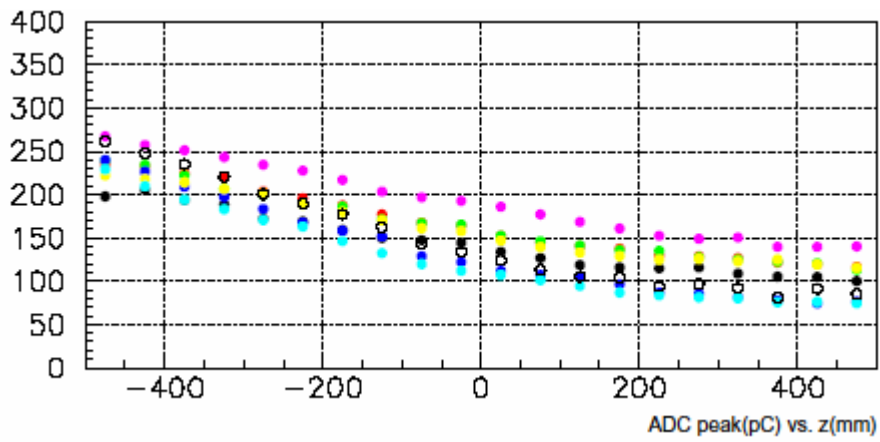


図 5.19: アノードシグナルと z の関係 (3)

シリアルナンバー: 上から順に zh8486, zh8489, zh8490

チャンネルID : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8

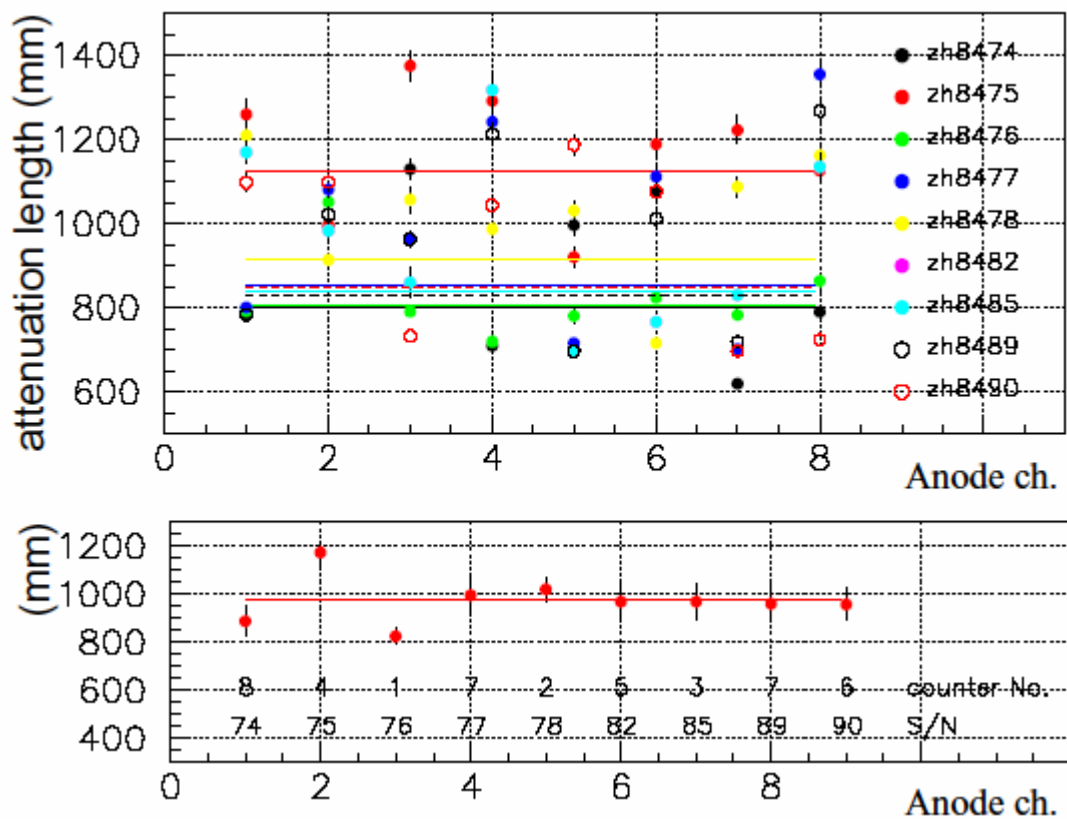


図 5.20: 減衰長(上の図がチャンネルごとの比較、下の図が PMT1 本の平均値を取ったときの PMT ごとのばらつき。いずれも平均値を直線で表している)

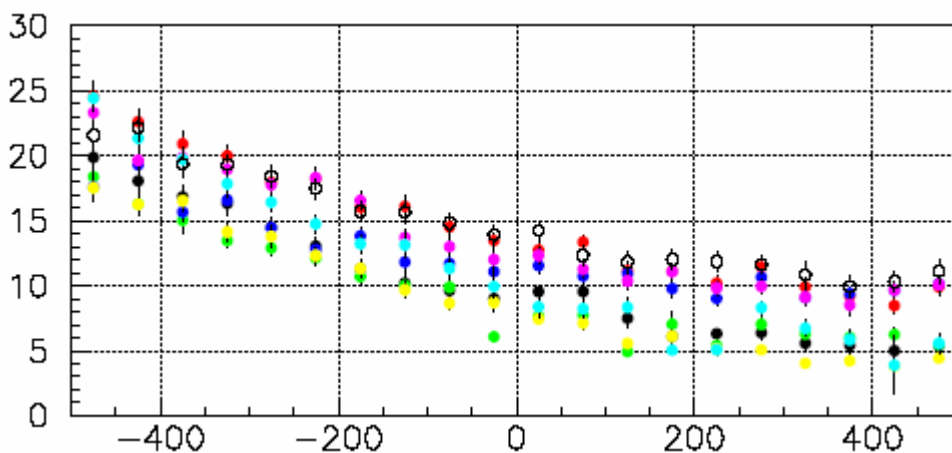


図 5.21: 光電子数と z の関係 (zh8477)
(光電子数はアノード信号に比例するため、ここでは一例のみを示す)

5.4 磁場試験

5.4.1 実験の目的

最後に、磁場試験について述べる。これは、本番のフライト時と同じ場所に middle-TOF カウンターを設置し、本番と同じ磁場中で試験することによって、middle-TOF カウンターの性能をできるかぎり実際のフライトに即した状況下で評価するための試験である(図 5.22 参照)。特に PMT は磁力線と平行に設置するため、マグネットの軸線に対して 42.5 度という角度で固定されている。また、この位置はもれ磁場の影響下であるため、磁場は一様ではなく、磁力線の角度も 40 ~ 45 度程度の幅を持っている。したがって、PMT も光電面の位置によっては磁力線に対して ± 2.5 度程度の角度をもっている。このような状況下でも 8 チャンネルとも正しく光を伝達できるか否かも重要な試験項目である。この項目に対する評価は、磁場がある状態と無い状態との比を取ったときに、チャンネルによって差があるか否か、またその位置関係に相関があるか、を検証することによってなされる。

実験は、ライトガイドを曲げず、フリーにした状態(以下、予備テスト) 磁場の無い状態(以下、事前実験) 磁場中での試験(以下、磁場テスト) 磁場の無い状態(以下、事後実験)と 4 回に分けて行った(~ は middle-TOF カウンターを BESS のマグネット内に設置し、(図 5.22)のセットアップで測定を行った。PMT は 42.5 度の角度に設置。ライトガイドも曲げられている)。これらを相互に比較することによって性能評価を行う。

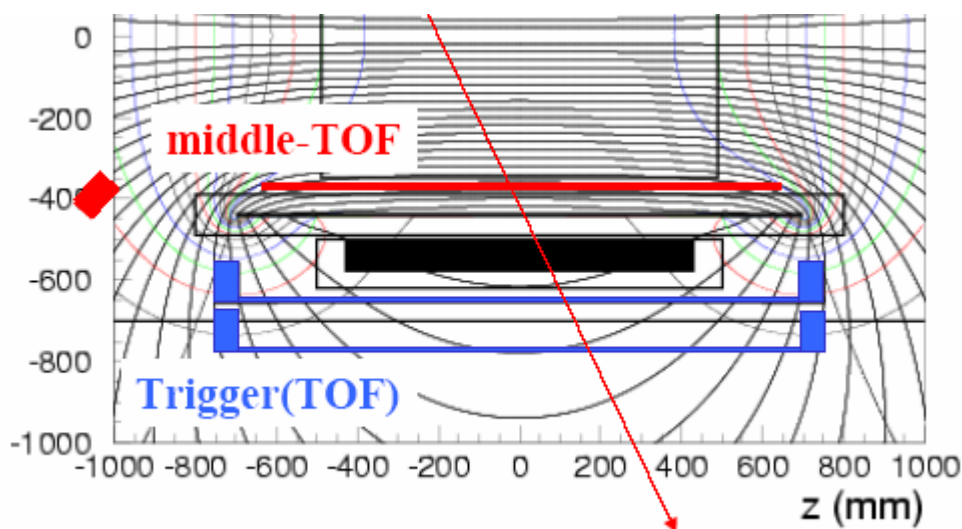


図 5.22: 磁場テストのセットアップ

BESS 測定器の下半分の磁場の図上に PMT、シンチレーターの位置を描いた。

5.4.2 セットアップ

実験のセットアップを(図 5.22)に示す。比較、対照のために、できるだけ宇宙線テストと同じセットアップで試験を行った。よって、ここでは変更点を中心に述べる。まず、事前試験として、宇宙線テストと同じセットアップで、TOF カウンターと middle-TOF カウンターの間の距離だけを変化させて測定を行った。その後、BESS-Polar 測定器を使用して磁場テストを行った。

middle-TOF カウンターを正規の位置(8 本中、エレキ側から見て左から 4 番目)にサポートフレームを使用して固定する。使用する TOF カウンターも、磁場の影響を考慮して 1 本は正規の位置に、もう 1 本はその直下(16.5cm 下)に設置した。この位置では PMT は磁力線に対して 4.3 度程度の角度を持っているが、この角度では光電面に入射した光が anode 面に到達したときに 1.5mm 程度ドリフトするだけなので、トリガーカウンターとしては問題がないと判断してこの位置に設置した。

本実験においても、宇宙線テストと同様に TOF カウンター 2 本によって粒子の通過位置を測定し、そのデータを外挿することによって middle-TOF 上の通過位置を計算した。磁場の影響を受けて粒子が曲がることも当然考慮するべきだが、軸方向には曲がらないので、middle-TOF 上の z 方向の通過位置には影響しない。しかし、他の方向には曲がるため、低エネルギー宇宙線の flux は減少する。この影響によるアクセプタンスの変化の参考として、BESS-TeV 実験におけるそれを(図 5.21)に示す。

測定は、宇宙線テストと同じく 2 本のトリガーカウンター(TOF カウンター)によってトラッキングを行い、そこから外挿された middle-TOF 上の通過位置を z 方向に 10cm の大きさに binning し、各 bin でのアノードシグナルを導出することによって行う。

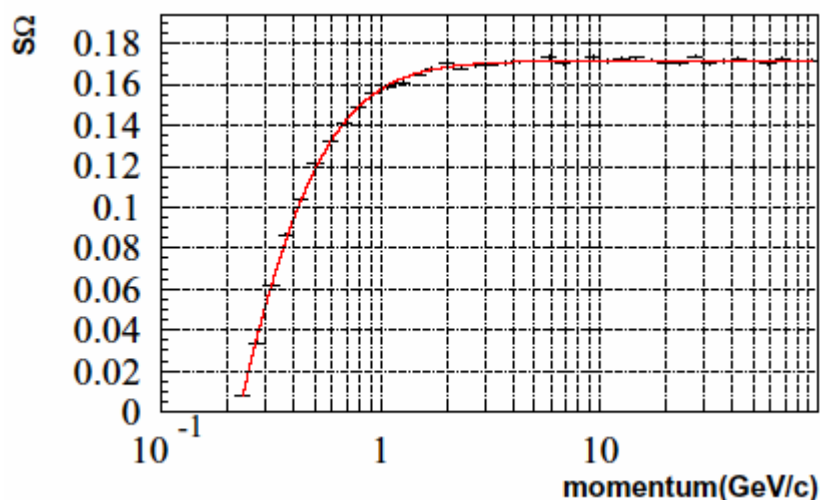


図 5.23: μ 粒子の運動量とアクセプタンスの変化

5.4.3 測定結果

測定結果を(図 5.25, 26)にまとめた。(図 5.25)より、磁場をかける前と消磁後での特性の変化は見られなかった(両者の比を取ると、 0.996 ± 0.024 となった)。また、(図 5.25)(c)のグラフより、磁場をかける前と磁場中では、アノードピーク値が 1.033 ± 0.031 倍になっており、これも誤差の範囲内だといえる。(図 5.27)に、磁場をかける前を 1 としたときの変化量を示した。磁場中での誤差が大きく見えるが、これは磁場中での測定を行った時間が約 4 時間であり、その前後の試験(～12 時間)と比較して約 1/3 と短く、イベントレートが少ないためである。また、チャンネルごとの特性についても、チャンネルの位置関係とシグナルの増減には何の対応関係も見られなかった。また、磁場によって MIP 以下の粒子が相対的に減少する(図 5.23 参照) 影響も考えられたが、有意にはその影響は見えていない。以上により、磁場による middle-TOF カウンターの性能の変化はみられなかったと結論づける。

ただし、磁場特性以外に得たデータからは興味深い現象がいくつかみられる。まず、(図 5.25)の(a)のグラフだが、middle-TOF カウンターとトリガーカウンターの距離を離しただけで光量特性に変化がみられた。また、(図 5.25)の(d)のグラフを見ると、PMT 側では磁場テスト時の減少が激しい一方、離れるにしたがってその比は変化し、シンチレーターの先端付近ではほとんど同じアノードピーク値が得られている。これらの現象に対する考察は次節で行う。



図 5.24: 磁場テストの写真。BESS-Polar 測定器内の本来の位置に設置して試験を行った。

zh8477 ADC vs. z

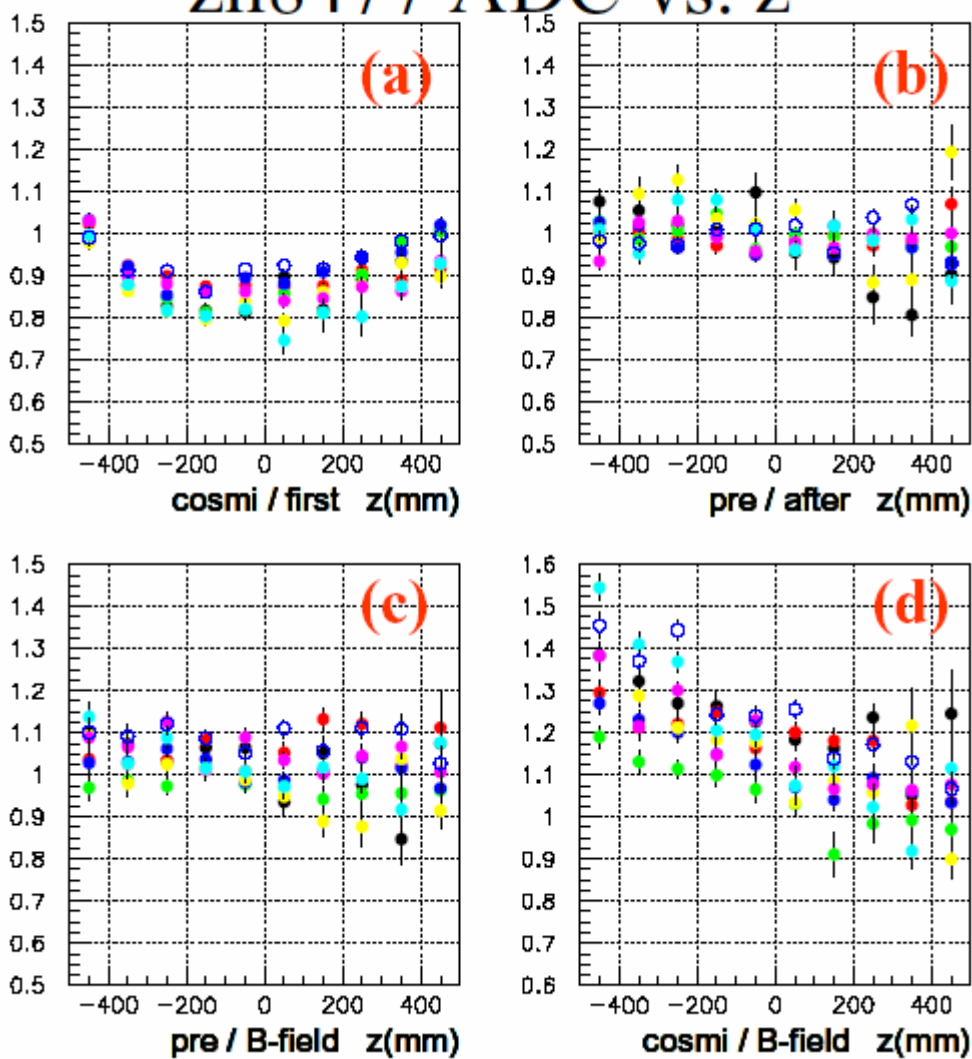


図 5.25: 磁場テストと他のテストとの相互比較

(a):宇宙線テストと予備テストの ADC 値の比較、 (b):事前実験と事後テストの ADC 値の比較、 (c):事前テストと磁場テストの ADC 値の比較、 (d):宇宙線テストと磁場テストの ADC 値の比較のグラフ。

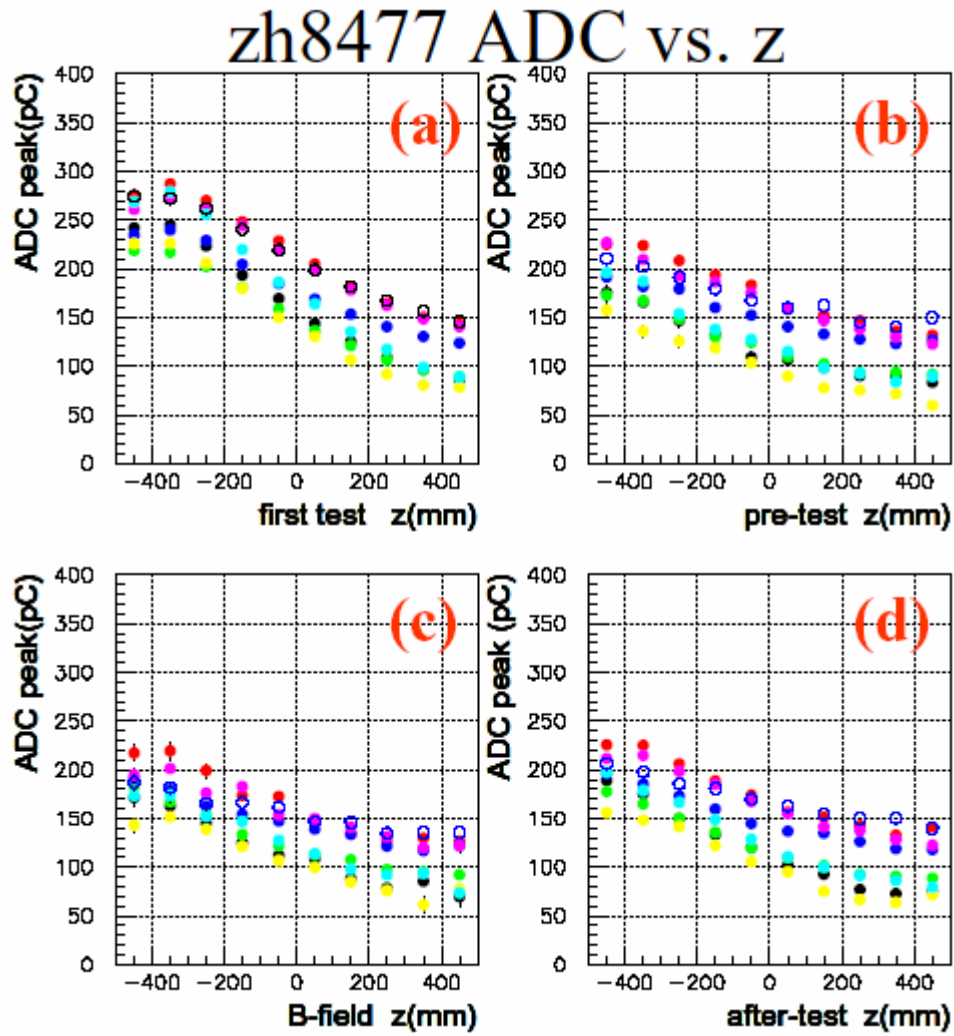


図 5.26: 各テストにおける ADC ピーク値 vs. z

(a):予備テストにおける ADC 値の変化、(b):事前実験での ADC 値の変化、(c):磁場テストでの ADC 値の変化、(d):事後実験の ADC 値の変化のグラフ。横軸はいずれも-500 mm がライトガイドとの接合面。

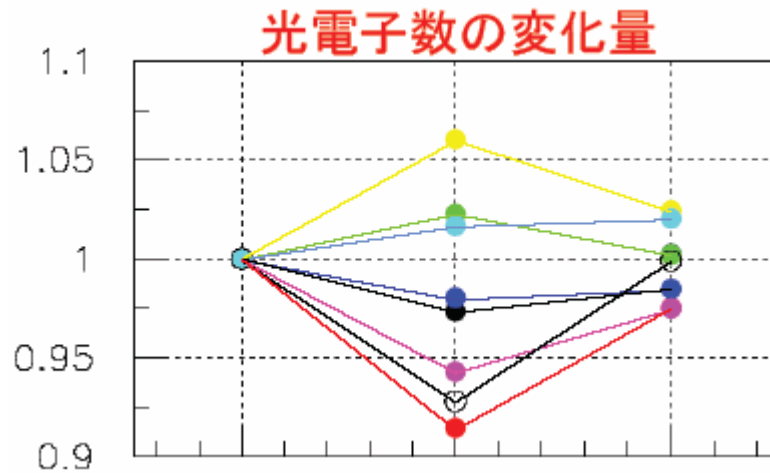


図 5.27: 光電子数の変化の割合

チャンネルID : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8

5.5 まとめ

以上 4 つのテスト結果をまとめて、その結果について述べる。

まず始めに、LED テストと宇宙線テストとの相関について議論する。この場合、シンチレーターの減衰長による影響を除去するために、宇宙線テストの結果(ADC peak vs. z)を指数関数でフィットし、その関数よりシンチレーターのライトガイド側の端面での光量を求め、その値とLED チェックで得られた値を比較、検討した。比較に際しては宇宙線テストで得られた値を 1.4 倍し、その比の一様性を調べた。これには $\pm 20\%$ 程度のばらつきが見られる(図 5.28)。このばらつきの原因として考えられるのは、1, LED とシンチレーション光の波長の違い、2, シンチレーターの個性の 2 点が考えられる。このうち、シンチレーターの個性は測定されていないので評価できない。波長の違いに関しては、(図 5.29)に分光感度特性の例を挙げる[24]。この図の曲線は PMT によって個性があるため、その差がばらつきとして表れる。この両方の原因が混ざって現在のばらつきが表れていると思われる。

今後の課題としては、PMT の同じチャンネルで複数のシンチレーターの測定を行い、シンチレーターの個性と PMT の個性を分離することによってこの 2 つの原因を分離し、それぞれの特性を把握することが挙げられる。

LED count / cosmi count

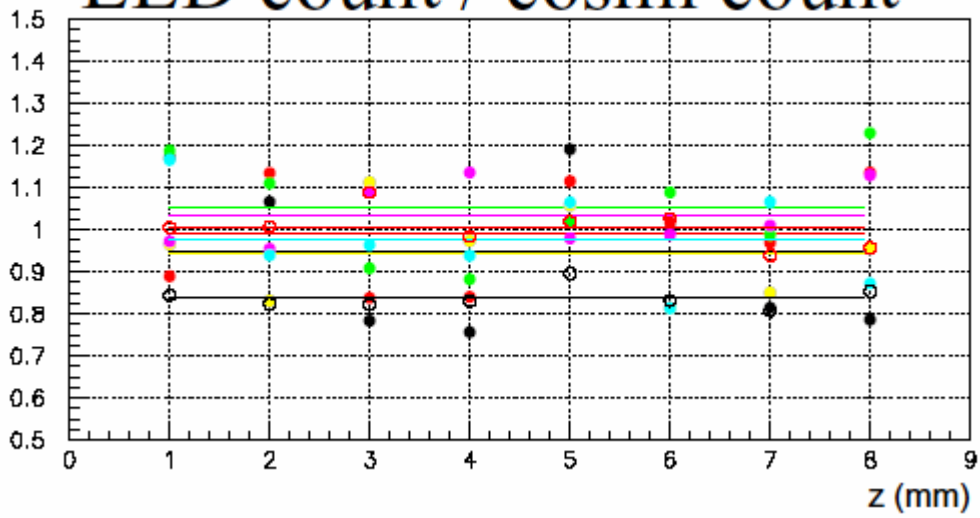


図 5.28: LED テストと宇宙線テストの ADC ピーク値の比較
宇宙線テストの値を 1.4 倍し、LED テストとの比をとっている

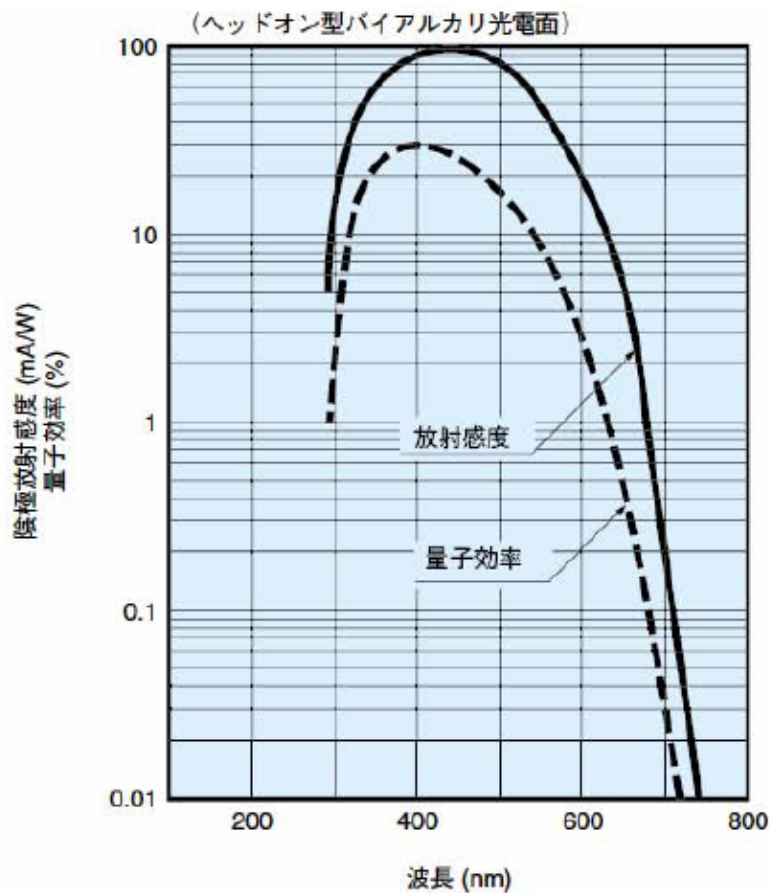


図 5.29: 波長と量子効率の関係

PMT S/N	zh8476	zh8477	zh8490
Beam test	160.4	-	153.1
Cosmic-ray test	128.9	153.1	142.2
磁場テスト	-	133.8	-

(表 5.3) カウンターの履歴と ADC ピーク値の推移

次に、(表 5.3)にカウンターの履歴と ADC ピーク値の推移について示す。この値を見ると、徐々に ADC ピーク値が落ちてきているように見える。以下、この理由について議論する。

ビームテストで使用した PMT(zh8476, zh8490)について、宇宙線テストとビームテスト (+0.5GeV/c beam, π selection)のデータとを比較した。その結果を(図 5.30)に示す。このグラフによると、シンチレーターのPMTから遠い場所(即ちPMTに入射する光量が少ない場所)ではその誤差やばらつきが大きいものの、全体として20%程度ADCピーク値が落ちているのがわかる。特に、シンチレーターのPMTに近い側ではすべてのチャンネルにおいて光量の減少が見られる。

原因としては、1.測定した粒子(種類、運動量)の電離損失の差 2.シンチレーターの劣化 3.クリアファイバーの劣化 4.ファイバーを曲げたことによる光量の変化 5.PMT の増幅率の低下の 5つが考えられる。

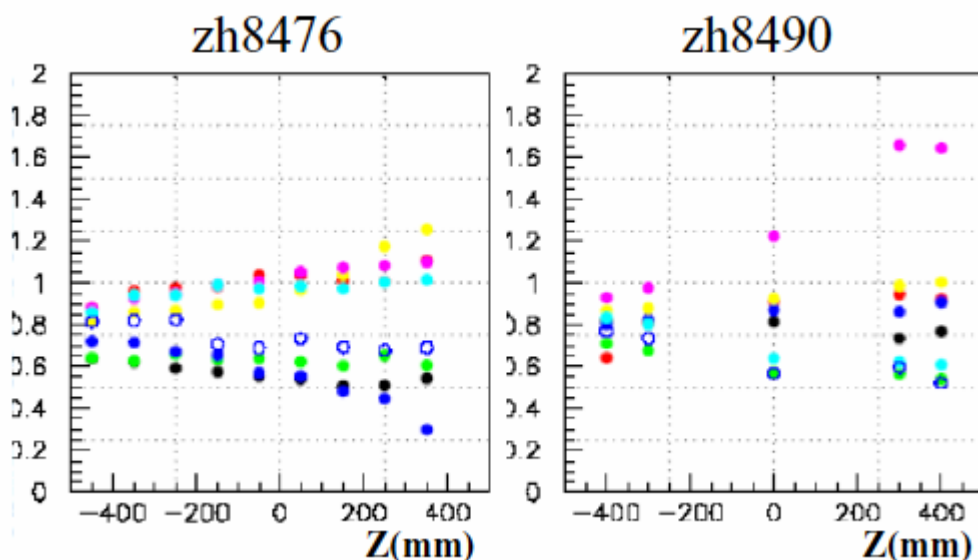


図 5.30: ビームテストと宇宙線によるテストとの比較。

光量が1割程度減少していることがわかる。

チャンネルID : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8

まず、1 の測定した粒子の違いを考える。今回、測定した主な粒子は $(\mu+\pi)$ (μ)と変化している。また、運動量分布もビームテストでは $0.5\text{GeV}/c$ とほぼ同様であるのに対して、宇宙線の場合には広い分布を持つ。宇宙線 μ 粒子のエネルギースペクトラムは、MIP を含む $100\text{MeV}/c \sim 1\text{GeV}/c$ でほぼフラットな曲線を描いており、それ以上のエネルギー領域では単調減少傾向にある。このことから、宇宙線 μ 粒子による ADC 値のピークを決めるのは MIP 粒子であり、 μ 粒子の場合約 $0.3 \sim 0.4\text{GeV}/c$ の粒子がそれに当たる。一方、 $0.5\text{GeV}/c$ の π ビームもほぼ MIP にあたり、MIP における電離損失の差は μ , π という粒子の違いには依存しないので、この理由は棄却される。

次に 2. のシンチレーターの劣化だが、もしこれが原因であれば減衰長が一樣に短くなるはずであり、シンチレーターの PMT から遠い場所ほど ADC ピーク値の減少は激しくなることが予測される。だが、今回はその傾向がみられないことからこの可能性は除外できる。

また、3 のクリアファイバーの劣化についても、この部分は単なる光の伝達部であり、化学的な反応をしていないため、考えにくい。常識的に考えても、光ファイバーが 1 年程度で劣化することは考えられないし、実際に仕様書にもそのような劣化は記されていない。そのため、この理由は棄却する。

4 のライトガイドの曲げに対する変化だが、これは宇宙線テストで 2 本、磁場試験で 1 本、合計 3 本のカウンターに対して対照実験が行われている。これらの 3 本について比較結果を見ると、どの PMT においてもチャンネル 5, 6 は光量があまり減少していないのに対して、チャンネル 1, 2, 3, 8 の光量は減少が激しいという傾向が見られる。傾向としては、チャンネル 1, 2, 3, 8 は曲げたときに (PMT とライトガイドを引き離そうとする方向に) 比較的圧力がかかる部分であり、逆にチャンネル 5, 6 はあまり圧力がかからないチャンネルである。このことから、圧力がかかっているチャンネルでは PMT との接合部付近で極端に曲がるなどして、光量を失っているものと推測される。この接合部付近の曲率は middle-TOF カウンターの構造上測定することができない。このことによる影響が無視できないレベルであるとすれば何らかの対策が必要となってくるが、現段階でできることは、全く同じセットアップで、ライトガイドを曲げた状態と曲げていない状態の試験を精密に行い、その比を使って光量を補正する、という手段が考えられる。

次に、5 の PMT の増幅率の低下だが、これは(図 5.31)に示すように、PMT の特性の一つである。今回使用した PMT はすべて、ビームテストまでに 50 時間程度しか使用履歴がなく、その後の宇宙線テストまでに LED チェックなどで数時間使用している。また、宇宙線テストでは 10 ~ 20 時間程度使用した。これらの履歴を見ると、動作時間はまだ 100 時間を超えておらず、数十時間というスパンである程度の経時変化が起こりうる範囲内であることがわかる。この経時変化曲線は PMT の種類により、変化パターンにある一定の傾向が見られるものの、個々の PMT によってそ

の曲線はかなり異なることが知られている。

よって、変化曲線が一意に決まらない上、正確な動作時間のデータも取っていないので、定量的には議論できないが、これが原因である可能性は高い。

以上より、ADC ピーク値の変化はチャンネルごとの特性の部分は bending loss であり、全体的に減少している部分は PMT の増幅率の変動によるものであると結論づける。この結論を実証するためには、ライトガイドを曲げた状態と曲げていない状態とのデータを取り、その比較を行うこと、もう一度 LED テストを行い、増幅率を計算しなおすことの 2 点がそれぞれ考えられる。

最後に磁場テストについて補足しておく。(図 5.25)(a)について、宇宙線テストと予備テストで ADC 値が変化している。この 2 種類の実験ではトリガーカウンターの位置を変更しただけなので、距離の差が原因と考えられる。粒子の ADC 値を算出する際に、middle-TOF 上を通過した角度による補正()を加えているのだが、この補正值が不適切だったという原因が考えられる。この補正值に関しては現在研究中である。

- () 角度による補正: dE/dx はシンチレーターの通過距離に比例すると仮定した。このため、斜めに入射した粒子に対しては垂直軸に対する入射角を θ として、 $(ADC \text{ 値}) / (\cos \theta)$ という補正をかけている。

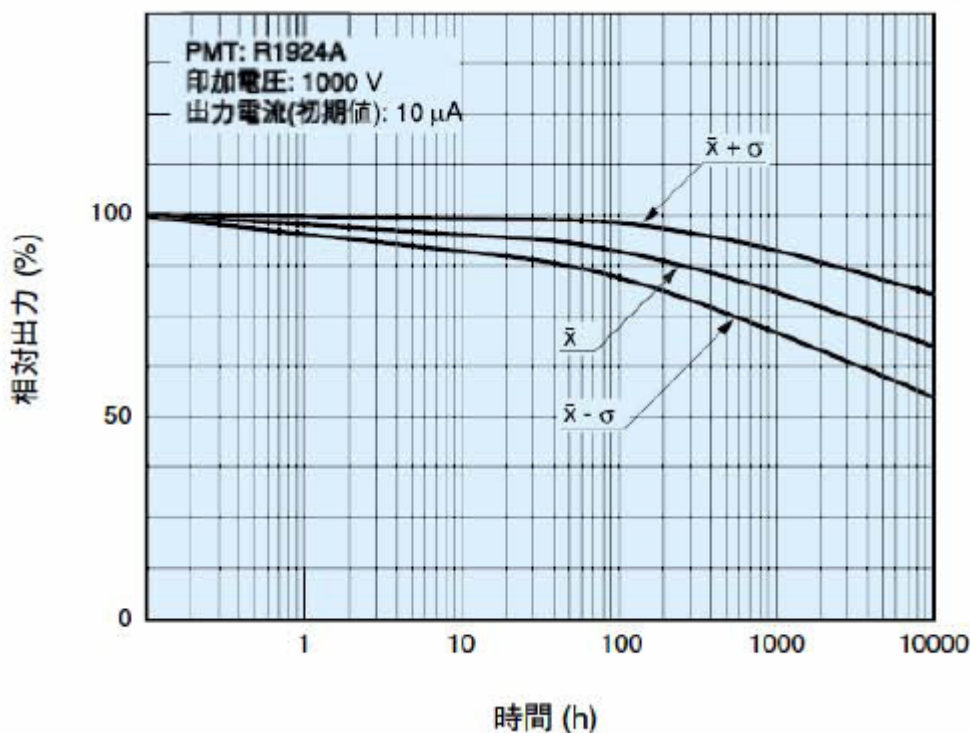


図 5.31: PMT の寿命特性

第6章 まとめ

Middle-TOF システムの性能評価を行った。

性能評価は PMT 単体での試験、ビームテスト、宇宙線を使用するテスト、磁場中での動作確認と性能評価と 4 項目に対して行い、それぞれのフェーズで重要なデータが得られた。

gain-HV curve を測定し、PMT の特性を把握した。

時間分解能: 0.5GeV/c の μ , p それぞれに対して、カウンター中央で 300 ~ 500psec(μ), 150 ~ 200psec(p) が得られた。

これにより、0.5GV 以下のエネルギー領域で μ -p 識別が 3.89σ (誤差: 0.01%) 以上の精度で行えることが確認できた。

光電子数: カウンター中央で MIP 粒子に対して ~ 10p.e. 程度の光量を確認した。

磁場中でも正常に動作し、増幅率や光量特性には何の変化もみられなかった。

以上により、100 ~ 200MeV の低エネルギー反陽子に対して、 μ -p 粒子識別性能を含む十分な性能を持つことを確認した。

今後の課題としては、ADC 値の減少の原因を LED テストによって確認すること、LED の光とシンチレーション光との量子効率のばらつきの測定、そしてシンチレーターの特性を把握することである。これらをおさえることによって、PMT の寿命特性を知ることができ、チャンネルごとの振る舞いがより正確に把握できると期待される。

また、シンチレーターを CFRP の板に接着し、middle-TOF を完成させることが今後の課題である。最終的には、これらの試験を終えた middle-TOF は 2004 年の夏(南半球)に実施が計画されている南極上空長時間フライトに搭載される予定である。

謝 辞

まず始めに、実験における物理的意義や研究の指導にあたって頂いた野崎光昭教授に深く感謝いたします。また本研究を進める上で、測定器やデータデーキングの初歩から本論文の執筆に至るまで、豊富な経験を基に丁寧に指導して頂いた志風義明氏には本当にお世話になりました。心より感謝いたします。

海外出張先での研究から生活、余暇に至るまで助けて頂いた福家英之氏には公私共に本当にお世話になりました。深く感謝いたします。また、測定器の構造や問題点について、エレクトロニクスの開発において、あるいは解析について、いつもの確な指摘をしていただき、導いてくださった山本明教授、吉田哲也助教授、谷崎圭祐氏、大和一洋氏、松田晋弥氏には非常にお世話になりました。心より感謝いたします。

その他、BESS グループの佐々木誠氏、安部航氏、灰野禎一氏、山本康史氏にも様々な事を教えて頂きました。本当にありがとうございました。

また、神戸大学 BESS グループの池田伸穂氏をはじめ、竹内一真氏、及川麻衣子さん、網本憲氏、有本誠氏には本論文の執筆にあたって、また本研究を行う上で、様々な形で助けて頂きました。深く感謝いたします。

さらに武田廣教授、川越清似助教授、原俊雄助教授、蔵重久弥助教授、鈴木州助手をはじめとする神戸大学の皆様にも深くお礼を申し上げます。

高杉佳幸氏、関口舞さん、荒滝陽二氏を同期に持てたことを誇りに思います。お互いの出張中や修士論文の執筆中には助け合い、支えあったおかげで本論文を無事に終えることができました。本当にありがとうございました。

最後になりましたが、これまで私を育ててくれ、常に研究に打ち込める環境を与えてくれた家族には本当にお世話になりました。心より感謝いたします。

板崎 輝

参考文献

- [1] K.Yoshimura, et al. (BESS collaboration): Phys.Rev.Lett.75 (1995)3792.
- [2] H.Matsunaga, et al (BESS collaboration): Phys.Rev.Lett.75 (1995)3792
- [3] S.W.Hawking: Nature248 (1974)30
- [4] M.S.Turner, Nature 297, 379 (1982)
- [5] K.Maki, T.Mitsui and S.Orito Phys.Rev.Lett.76 (1996)3474
- [6] J.Silk and M.Strednicki, Phys.Rev.Lett.53, 624 (1984)
- [7] F.W.Stecker, S.Rudas, and T.F>Walsh, Phys.Rev.Lett.55, 2622(1985)
- [8] H.Fuke: Search for Cosmic-Ray Antideuterons (2003)
- [9] J.W.Bieber, ET al.Phys.Rev.Lett.83 (1999)864
- [10] T.Sanuki, et al (BESS collaboration): Astro Phys.J, 545 (2000)1135
- [11] H.Matsunaga, et al. (BESS collaboration): Proc.22nd Intl.Symposium Space
Technology and Science (Morioka), (2000)1720
- [12] Y.Fukuda, et al.: Phys.Rev.Lett.81 (1998)1562
- [13] M.J.Ryan, et al.: Phys.Rev.Lett.28 (1972)985
- [14] I.P.Ivaenko, et al.: Proc.23rd ICRC (Calgary) 2 (1993)17
- [15] E.S.Seo, et al.: Astro Phys.J, 378 (1991) 763
- [16] P.Papini, et al.:Proc.23rd ICRC (Calgary) 1 (1993)579
- [17] M.Boezio, et al.: Astro Phys.J, 378 (1991)763
- [18] W.Menn, et al.: Astro Phys.J, 533 (2000)281
- [19] A.Yamamoto, et al.: Proc of COSPAR-2000.Adv. In Space Res, in press
- [20] K.Yoshimura, COSPAR-2000. Adv. in Space Res, in press

- [21] 熊澤輝之 他、大気球シンポジウム 2003 年(2003)
- [22] BESS-Polar 用太陽電池システムの三陸検証実験 宇宙科学研究所報告
特集 2003 年(2003)45
- [23] Glenn f.Knoll, Radiation Detection and Measurement ~ third edition ~ (2000)
- [24] 浜松ホトニクス, 光電子増倍管 -その基礎と応用-第 2 版 (1998)