修士論文

T2K 長基線ニュートリノ振動実験における ニュートリノビームモニターの研究・開発

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室
久保田 淳

2005 年 2 月 2 日

概 要

T2K 長基線ニュートリノ振動実験は、$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の発見および $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ 振動におけるニュートリノ振動パラメータの精密測定を目的として、2009 年に開始を予定している。この実験は、茨城県東海村に建設されている大強度陽子加速器施設 J-PARC で生成されたミューニュートリノ (ν_μ) ビームを 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にある水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデ (SK) で検出し、ニュートリノ振動を研究する。

T2K 実験では、ニュートリノビームの方向を検出器 (SK) から数度ずらす off-axis(OA) 法によりニュートリノビームが生成される。この方法により、エネルギースペクトラム幅が狭く、かつスペクトラムのピークがニュートリノ振動の効果が最大に現れるエネルギー領域に合ったニュートリノビームを得ることができるが、ニュートリノビームの方向とエネルギーに強い相関が生まれるため、ニュートリノビームの方向を精度良く測定し、正確に制御することが重要となる。そこで、我々はターゲットから約 280m 離れた前置ニュートリノ検出器ホールのビーム軸方向 (on-axis) にニュートリノビームモニター検出器を設置し、ニュートリノ反応を用いて直接、ニュートリノビームの方向、プロファイル、強度、そしてそれぞれの安定性をモニターする。

本研究では、on-axis に置かれるモニター検出器の開発を行なった。ニュートリノビームの方向、プロファイルを測定するためにはビーム中心から縦横に ± 4 m という広い領域をカバーする必要があり、またニュートリノ反応の断面積が小さいのでターゲットの重量も大きくしなければならない。このような条件を満たすため、ターゲットとしての鉄とシンチレータのサンドイッチ構造をした検出器 (N-Grid 検出器) を複数個グリッド状に並べることで、ニュートリノビームをモニターすることを考案した。次にビームをモニターする上で N-Grid 検出器に課される物理的要請を調べ、検出器の大きさを見積もった。その結果、鉄の大きさとして $1\ \mathrm{m} \times 1\ \mathrm{m} \times 1\ \mathrm{m}$ が必要であることがわかった。またモンテカルロシミュレーションを用いて、見積もった大きさの N-Grid 検出器をグリッド状に並べたときに、どのくらいの精度でビームの方向が測定できるのかを評価した。0.18 mrad の精度でビームの方向を測定できることがわかり、ビームモニターとして十分な性能を持っていることを確かめた。

さらに実際にニュートリノビームを当てニュートリノイベントの同定がどの程度できるのかを評価するため、N-Grid 検出器の試作器、1 モジュールを設計・製作し、K2K 実験の前置検出器ホールの地表に設置した。シンチレータは 1 枚板のものを用いた。K2K の電磁ホーンの故障により充分なデータを取ることができなかったが、ニュートリノイベントとビーム起源によるバックグラウンドとを区別することが難しいことがわかった。ただし、T2K 実験では試作器を置いた場所の 1000 倍以上のニュートリノ反応のイベントレートが期待されるので、ビーム起源のバックグラウンドが K2K 前置検出器ホールと同レベルであれば問題とはならない。

本論文の結論として、今回考案したデザインは、T2K 実験におけるニュートリノビームモニター検出器への要請を満たすことが示すことができた。

目 次

第 1 章　序論 **9**
1.1　ニュートリノ 9
1.2　ニュートリノ振動 10
1.3　ニュートリノ振動の検証実験 12
1.3.1　K2K 実験 12

第 2 章　東海神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (T2K 実験) **14**
2.1　実験の概要 14
2.2　ニュートリノビーム生成 16
2.3　ビームラインの概観 18
2.3.1　陽子ビームのパラメータ 20
2.3.2　ミューオンモニター 20
2.4　前置ニュートリノ検出器 (ND280m) 21
2.4.1　on-axis 21
2.4.2　off-axis 21
2.5　スーパーカミオカンデ 21

第 3 章　ニュートリノビームモニター検出器 (N-Grid 検出器) **23**
3.1　物理的動機 23
3.1.1　ニュートリノビームの方向 24
3.1.2　ニュートリノビームのプロファイル 25
3.1.3　N-Grid 検出器 25
3.2　N-Grid 検出器に対する要請 27
3.2.1　モンテカルロシミュレーション 27
3.2.2　on-axis 領域でのニュートリノビームからの要請 30
3.3　N-Grid 検出器のデザイン 38

第 4 章　モンテカルロシュミレーションによる N-Grid 検出器の性能評価 **39**
4.1　モンテカルロシュミレーションについて 39
4.1.1　用いたモンテカルロシミュレーション 39
4.1.2　検出器の構造 39
4.1.3　ヒットの取り扱い 41

4.2 第 3 章で定めたデザインの検出器の性能評価 41
4.2.1 イベントセレクション 41
4.2.2 イベントセレクションの適用 41
4.2.3 検出器の性能評価 43
4.3 N-Grid 検出器によるビーム方向の測定 44
4.3.1 ビーム方向の測定の方法 44
4.3.2 ビーム中心の測定精度 44
4.4 結論 47

第 5 章 K2K 実験 前置検出器ホールに設置した試作器による性能評価 48
5.1 動機 48
5.2 検出器 48
5.2.1 構造 48
5.2.2 Veto counter ならびに Tracker Counter 50
5.3 宇宙線テストによる Veto Counter、Tracker Counter の光量測定ならび検出効率測定 55
5.3.1 セットアップ 55
5.3.2 光電子増倍管の較正 56
5.3.3 光量の定義 57
5.3.4 測定結果 58
5.3.5 宇宙線テストのまとめと試作器におけるインストール場所 61
5.4 K2K 実験について 63
5.5 データ収集システム 65
5.5.1 データ収集モジュール 65
5.5.2 データ収集のトリガーコントロール 65
5.6 ニュートリノ反応によるイベントの同定 68
5.6.1 TDC 分布ならびに TDC v.s.ADC 分布 68
5.6.2 ニュートリノイベント同定の解析の準備 71
5.6.3 イベントセレクション 72
5.6.4 イベントセレクションの適用 73
5.6.5 ダミータイミングデータによるバックグラウンドの評価 74
5.6.6 ニュートリノイベント同定の結論 75
5.7 本試作器の結論 77

第 6 章 結論 78

図 目 次

1.1 K2K 実験においてスーパーカミオカンデで予想されるスペクトラムと観測データ (左図) とニュートリノ振動パラメータの領域 (右図)。左図において誤差付きの点がデータ、実線がデータのベストフィット、点線が振動がないときに予想されるスペクトラムを表す。右図で点線、実線、破線はそれぞれ 68 %、90 %、99 %C.L. で許される領域を示す。 13

2.1 東海神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (T2K 実験) の概観。 14
2.2 T2K 実験、5 年間のランでの $\nu_\mu \to \nu_e$ に対する感度。off-axis 角 2 度でのものである。 15
2.3 off-axis beam の配置。 16
2.4 off-axis beam の運動学。 17
2.5 大強度陽子加速器施設 J-PARC の概観。 18
2.6 ビームラインの概観図。 19
2.7 Super-Kamiokande 検出器の概略図。 22

3.1 off-axis 角が 2 度のときの SK における off-axis ビーム中心からのずれとニュートリノエネルギーの平均値、フラックスの相関。 25
3.2 ニュートリノビーム中心付近でのニュートリノビームのプロファイル。これは後で述べる ND3 という領域でのプロファイルである。 26
3.3 N-Grid 検出器の概念図。 26
3.4 モンテカルロシミュレーション上での ND280m の位置関係。ニュートリノビームは off-axis 角が 2.5 deg としてシミュレートされている。on-axis は、ND2、ND3、ND4 という領域に当たり、off-axis は、ND5 という領域に当たる。 29
3.5 on-axis 領域でのニュートリノビームのフラックス。フラックスのピークは 1.1 GeV である。 30
3.6 ν_μ の主な親粒子である π^+ の生成時の運動量分布。左図は off-axis 前置検出器 (ND5)、右図は SK で検出される ν_μ に対する π^+ の運動量分布である。ND5 では 1.7 GeV/c 付近にピークがあり、SK では 1.6 GeV/c 付近にピークがある。平均値は ND5 では 3.0 GeV/c、SK では 2.8 GeV/c である。 31

3.7 on-axis 領域でのエネルギー領域ごとの ν_μ のフラックス分布。ν_μ のフラックスのエネルギースペクトラムごとの内訳は、1 GeV 以下が 31.8 %、1 GeV から 2 GeV までが 45.0 %、2 GeV から 3 GeV までが 13.4 %、3 GeV 以上が 9.8 %である。 32
3.8 on-axis 領域において CC 反応をするニュートリノスペクトラム分布。CC 反応からのミューオンの運動量は黒のハッチの部分では 0.5 GeV/c 以下、赤のハッチの部分では 0.5 GeV/c から 1.0 GeV/c、青のハッチの部分では 1.0 GeV/c から 1.5 GeV/c、白抜きの部分では 1.5 GeV/c 以上である。 33
3.9 ND3 での CC 反応からのミューオンの運動量と角度の相関図。 34
3.10 ND3 でビーム中心、ビーム中心からの距離が 2 m、4 m の地点。それぞれの領域は 1 m × 1 m である。 35
3.11 ND3 でのビーム中心、ビーム中心から 2 m、4 m の地点での ν_μ のスペクトラム分布。青、水色、赤で描かれているのはそれぞれビーム中心、ビーム中心から 2 m、4 m の地点での分布である。スペクトラムの平均値は、ビーム中心で 1.80 GeV、ビーム中心から 2 m の地点で 1.75 GeV、4 m の地点で 1.50 GeV である。 36
3.12 ND3 でのビーム中心、ビーム中心から 2 m、4 m の地点に反応点がある CC 反応からのミューオンの運動量と角度の相関図。左上図がビーム中心での相関、右上図がビーム中心から 2 m 離れた地点での相関、左下図がビーム中心から 4 m 離れた地点での相関である。 37

4.1 モンテカルロシミュレーション上での N-Grid 検出器。図で紫、水色、青の線で囲まれているのがそれぞれ鉄、Tracker Counter、Veto Counter を表す。検出器を側面から見た図である。 40
4.2 図 4.1 で示した検出器を on-axis 領域 (ND3) に並べた様子。 40
4.3 各イベントセレクション後のニュートリノスペクトラム。黒線で描かれた分布が検出器で生成されたニュートリノ反応のスペクトラム、 42
4.4 各イベントセレクション後の CC 反応からのミューオンの運動量分布 (左図)、角度分布 (右図)。 42
4.5 すべてのイベントセレクションを課した後の CC 反応からのミューオンの運動量と角度の相関。 43
4.6 検出器で生成されたニュートリノスペクトラムとイベントセレクションを課した後のニュートリノスペクトラムの比。 43
4.7 N-Grid 検出器 5 つのイベント数分布から求めたビームプロファイル。 45
4.8 真のビーム中心と N-Grid 検出器でのイベント分布から再構成されたビーム中心の相関。横軸にわざとずらしたビーム中心を、縦軸に N-Grid 検出器でのイベント分布から再構成されたビーム中心を取った。誤差はフィッティングの誤差をつけてある。 46

5.1 試作器の概略図 49
5.2 K2K 実験 前置検出器ホールに設置した試作器の様子 49
5.3 Veto Counter の概略図 50
5.4 Tracker Counter の概略図 50
5.5 波長変換バーによる読み出しの概念図 52
5.6 波長変換バー EJ-280 の吸収・発光スペクトル。横軸は波長 (nm)。黒で描かれている分布は吸収波長で、吸収率が最大になるのは 425 nm のときである。緑で描かれている分布は発光波長で、発光量が最大になるのは 490 nm のときである。 53
5.7 クッキーと波長変換バーの接合面。写真で緑色をしたバーが波長変換バーである。 54
5.8 Veto Counter と Tracker Counter の読み出しための PMT の配置 54
5.9 宇宙線テストのセットアップの概略図。Counter の上下に配置したトリガーカウンタ 3 つのコインシデンスシグナルをトリガーとして用い、光源としてシンチレータに垂直に入射してくる宇宙線ミューオンを用いた。 55
5.10 Veto Counter における測定地点。 56
5.11 Tracker Counter における測定地点。 56
5.12 小さな光量での ADC 分布に見られる 1 p.e. ピークの典型的な例。縦軸は log スケールである。PMT R1398 で印加電圧 1850 V にしたときの ADC 分布。 57
5.13 宇宙線ミューオンを厚さ 1 cm のシンチレータで測定したとき、観測する光量分布。分布はガウス分布ではなく、ランダウ分布になる。この図は、Tracker Counter のうち厚さが 10 mm のものでトリガーカウンタの場所は Place9 である。 57
5.14 左側の図は、試作器における Veto Counter の設置場所を示す。ビーム方向から見た図である。図に示されているように 4 枚の Veto Counter を Veto_T、Veto_L、Veto_B、Veto_R と定めた。また、右側の図は試作器における Tracker Counter の設置場所を示す。前から Tracker1、Tracker2、...、Tracker8 と定めた。 62
5.15 試作器の設置場所。 63
5.16 設置場所におけるニュートリノビームフラックス 64
5.17 試作器におけるトリガーコントロールの時間構造 66
5.18 本試作器におけるデータ収集ロジック回路図 67
5.19 Veto_T1 での TDC 分布と TDC v.s ADC 分布。上 2 つのプロットがビームタイミングでの分布であり、下 2 つがダミータイミングでの分布である。 . . 69
5.20 Tracker1 での TDC 分布と TDC v.s ADC 分布。上 2 つのプロットがビームタイミングでの分布であり、下 2 つがダミータイミングでの分布である。 . . 70
5.21 モンテカルロシュミレーション上での本試作器。この図は検出器を上から見たものである 71

5.22 Tracker Counter で 2 枚以上ヒットがあるイベントのヒットの 1 枚目と 2 枚目の TDC 値の差の分布。 72
5.23 ビームデータでイベントセレクションを課して残ったイベントの TDC 分布ならびに TDC v.s ADC 分布。 76

表 目 次

1.1 直接測定によるニュートリノ質量の上限。 10

2.1 T2K 実験と K2K 実験のビームパラメータ。 20

3.1 on-axis 領域での ν_μ のフラックスとイベントレート。 30
3.2 on-axis 領域での CC 反応からのミューオンの運動量の割合。 33

4.1 ビーム中心、ビーム中心から ±2 m、±4 m の距離に置かれた計 5 つの検出器におけるイベント数変化表。 44
4.2 ビーム中心をわざとずらしたとき、N-Grid 検出器のイベント数分布から再構成されたビーム中心とビームの幅。 46

5.1 Veto Counter ならびに Tracker Counter に用いたプラスチックシンチレータの大きさ 51
5.2 波長変換バー EJ-280 の基本特性 52
5.3 厚さ 10 mm の Veto Counter における測定結果。かっこの中の数字はトリガーイベント数のうち 2 つの PMT どちらも検出できなかったイベント数である。 58
5.4 厚さ 8 mm の Veto Counter における測定結果。かっこの中の数字は表 5.3 と同様である。 59
5.5 厚さ 10 mm の Tracker Counter における測定結果。かっこの中の数字は検出、しなかったイベント数である。 59
5.6 厚さ 6 mm の Tracker Counter における測定結果。これは、5.3.5 章で述べる Tracker2 のものであり、この結果が厚さ 6 mm のものでは最もよいものであった。かっこの中の数字は表 5.5 と同様である。 60
5.7 Veto として用いられた厚さ 6 mm の Tracker Counter における測定結果。これは、5.3.5 章で述べる Tracker1 のものである。かっこの中の数字は表 5.5 と同様である。 60
5.8 Veto として用いられたもう 1 枚の厚さ 6 mm の Tracker Counter における測定結果。これは、5.3.5 章で述べる Tracker8 のものである。かっこの中の数字は表 5.5 と同様である。 61

5.9 Tracker Counter8 枚を図 5.14 のように設置したときのそれぞれの厚さと 8 枚を水平に通過する宇宙線ミューオンのイベントから求められた光電子数の対応表。 62
5.10 Veto Counter4 枚を読み出している 8 本の PMT でのイベント数。beam というのはビームタイミングでの、dummy というのはダミータイミングでのイベント数である。またイベント数を取得スピル数 60514 で割ることで、スピル当たりのイベント数も出した。 69
5.11 Tracker Counter8 枚のイベント数。beam、dummy というのは表 5.10 と同じ定義である。 70
5.12 各イベントセレクションを行なった後でのデータとシミュレーションのイベント数変化表。 73
5.13 各イベントセレクションを行なった後でのダミータイミングによるデータのイベント数変化表。 74

第1章　序論

1.1　ニュートリノ

ニュートリノとは、重力相互作用を除き、弱い相互作用のみをする中性の素粒子である。ニュートリノは 1930 年、W.Pauli により β 崩壊におけるエネルギー保存則と角運動量保存則の破れを説明するために存在が予言され [1]、1934 年に E.Fermi により理論的に定義づけられた [2]。ニュートリノの直接検出は、その物質との相互作用が弱い相互作用のみだけであるため、Pauli による予言から 20 年以上も経った 1956 年、Reines と Cowan による電子ニュートリノの発見 (逆 β 崩壊の観測による $\bar{\nu}_e$ の検出 [3]) を待つこととなった。また、電子の反応に現れるニュートリノとミュー粒子の反応に現れるニュートリノが異なる粒子であることが、1962 年に Lederman、Schwartz、Steiberger らの測定によって確認された [4]。そして、2000 年フェルミ研究所 (FNAL) で行われていた DONUT 実験においてタウニュートリノが直接検出された [5]。また、欧州合同素粒子原子核研究機構 (CERN) にあった電子・陽電子衝突装置 LEP での中性カレントによる弱い相互作用を媒介する粒子 Z ボゾンの崩壊幅の観測測定により、(軽く[1]、弱い相互作用をする) ニュートリノの種類数 (世代数) が 3 であることが確認された [6]。この 3 種類のニュートリノは、フレーバーの違いにより電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) と呼ばれている。

素粒子の世界の現象を記述する標準理論は、素粒子の世界を非常によく表しているが、ニュートリノの質量についてはすべてゼロとして扱われている。既知の素粒子で質量がゼロのものとして他に光子がある。光子には力を媒介するゲージ粒子という位置付けがあり、質量がゼロであるための正当な理論的な裏付けがあるが、ニュートリノにはそのような理論的な根拠はなく、小さな質量があるとしても実験結果に矛盾を与えない。実験的にはニュートリノの質量の直接測定は成功しておらず、表 1.1 に示したようにその上限値を与えるにとどまっている。

1998 年 6 月、スーパーカミオカンデグループにより大気ニュートリノ異常の観測からニュートリノ振動が存在するという報告がなされた [10]。ニュートリノ振動とは、ある種類のニュートリノが、その時間発展とともに他の種類のニュートリノに変化する現象で、3 種類のニュートリノのうち少なくとも 1 つが質量を持つ場合にのみ起こり得る (1.2 章参照)。大気ニュートリノ観測が示すニュートリノ振動パラメータの領域を精密に測定することを目的として始められた K2K 実験により昨年 2004 年、ニュートリノ振動が 99.995 %の確率で起きていることが確認された [11]。ニュートリノ振動は、標準理論を超える素粒子物理学への手がか

[1] 質量が 45GeV より小さい。

ニュートリノ	質量の上限値	実験
ν_e	2.05 eV (95% CL)	Tritium β decay(TROITSK)[7]
	2.2 eV (95% CL)	Tritium β decay(MAINZ)[7]
ν_μ	170 keV (90% CL)	$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ [8]
ν_τ	18.2 MeV (90% CL)	$\tau^- \to 2\pi^-\pi^+\nu_\tau$ [9]
		$\tau^- \to 3\pi^-2\pi^+\nu_\tau$ [9]

表 1.1: 直接測定によるニュートリノ質量の上限。

りである。ニュートリノ振動が確認された今、測定精度を向上させ、ニュートリノ振動パラメータの測定精度向上を目指す段階にあると言える。

1.2 ニュートリノ振動

3 世代あるニュートリノのうち、ある種類のものが時間発展とともに他の種類のものに変化する現象を、ニュートリノ振動という。この現象はニュートリノに有限の質量が存在し、かつ世代間で混合してる (フレーバー固有状態 $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ と質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) の混合角が 0 ではない) という二つの条件が満たされる場合に起こる。

このとき、フレーバー固有状態は質量固有状態の混合状態になっており、以下のように表される。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}|\nu_i\rangle \ (\alpha = e, \mu, \tau;\ i = 1, 2, 3) \tag{1.1}$$

この 3 ×3 行列 U は世代間の混合を表す行列で、クォークセクターにおける CKM(Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) 行列に対応するユニタリー混合行列で MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列と呼ばれ [13]、通常以下のように書かれる。

$$U = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{1.2}$$

$$= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \tag{1.3}$$

ここで、s_{ij}、c_{ij} はそれぞれ $\sin\theta_{ij}$、$\cos\theta_{ij}$ であり、θ_{ij} は ν_i、 ν_j の混合角である。また、δ は CP 非保存の位相である。

質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ の時間発展は Schrödinger 方程式より $|\nu_i\rangle$ の静止系の時刻 τ_i を用いて、

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i\tau_i}|\nu_i(0)\rangle \tag{1.4}$$

と書ける。ここで m_i は $|\nu_i\rangle$ の質量である。実験室系の時刻 t、位置 L を用いて、

$$e^{-im_i\tau_i} = e^{-i(E_it-p_iL)} \tag{1.5}$$

と書ける。E_i、p_i はそれぞれ実験室系での $|\nu_i\rangle$ のエネルギー、運動量である。ニュートリノは極めて相対論的 $(m_i \ll E_i)$ であるとしてよいので、

$$t \simeq L, \tag{1.6}$$

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \simeq E_i - \frac{m_i^2}{2E_i} \tag{1.7}$$

となる。よって、式 (1.4) は

$$|\nu_i(L)\rangle \simeq e^{-i(m_i^2/2E_i)L}|\nu_i(0)\rangle \tag{1.8}$$

となる。以下ではある決まったエネルギーのニュートリノを考え、E_i の代わりに E_ν を用いる。ニュートリノは弱崩壊によりフレーバー固有状態として生成され、弱い相互作用を通してフレーバー固有状態として観測される。したがって、始状態と終状態はフレーバー固有状態である。式 (1.1) を逆に解くと、

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha}|\nu_\alpha\rangle \tag{1.9}$$

となる。式 (1.8)、(1.9) より、位置 L での $|\nu_\alpha\rangle$ の状態は

$$|\nu_\alpha(L)\rangle \simeq U_{\alpha i}e^{-i(m_i^2/2E_\nu)}(U^\dagger)_{i\alpha}|\nu_\alpha(0)\rangle \tag{1.10}$$

と表せる。以上から、$L = 0$ で $|\nu_\alpha\rangle$ の状態であったニュートリノが、距離 L を走った後に $|\nu_\beta\rangle$ の状態である確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) &= |\langle\nu_\beta|\nu_\alpha(L)\rangle|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4\sum_{i>j} Re(U^*_{\alpha i}U_{\beta i}U_{\alpha j}U^*_{\beta j}) \cdot \sin^2\Phi_{ij} \\ &\quad \pm 2\sum_{i>j} Im(U^*_{\alpha i}U_{\beta i}U_{\alpha j}U^*_{\beta j}) \cdot \sin 2\Phi_{ij} \end{aligned} \tag{1.11}$$

と表される。ただし、

$$\Phi_{ij} \equiv \Delta m^2_{ij}L/4E_\nu = 1.27\Delta m^2_{ij}[\mathrm{eV}^2]L[\mathrm{km}]/E_\nu[\mathrm{GeV}] \tag{1.12}$$

であり、$\Delta m^2_{ij} \equiv m_i^2 - m_j^2 (\Delta m^2_{12} + \Delta m^2_{23} + \Delta m^2_{31} = 0)$ である。

このようにニュートリノ振動の確率は質量 2 乗差および混合角をパラメータとしてニュートリノの飛行距離 L とエネルギー E_ν により振動する。

ここで、簡単のため 2 フレーバー間の振動を考える。このとき、混合行列は

$$U = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \tag{1.13}$$

となり、式 (1.11) からニュートリノのフレーバーが保存する、もしくはしない確率は、

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E_\nu}) \tag{1.14}$$

$$P(\nu_\alpha \to \nu_{\beta\neq\alpha}) = \sin^2 2\theta \sin^2(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E_\nu}) \tag{1.15}$$

となる。なお、式 (1.15) より

$$\Delta m^2[\mathrm{eV}^2]\frac{L[\mathrm{km}]}{E_\nu[\mathrm{GeV}]} > 0 \tag{1.16}$$

でないとニュートリノ振動に対して感度がないことがわかる。また

$$\Delta m^2[\mathrm{eV}^2]\frac{L[\mathrm{km}]}{E_\nu[\mathrm{GeV}]} \sim 1 \tag{1.17}$$

で最高感度を持つことがわかる。これより、

$$\Delta m^2[\mathrm{eV}^2] \sim \frac{E_\nu[\mathrm{GeV}]}{L[\mathrm{km}]} \tag{1.18}$$

という関係が得られるが、これが実験において振動パラメータの探索領域の目安となる。

1.3 ニュートリノ振動の検証実験

ニュートリノ振動の検証については、現在までにいくつかの実験・観測がなされている。その種類としては大きく分けて「大気ニュートリノの観測」、「太陽ニュートリノの観測」、「加速器・原子炉によるニュートリノ振動実験」の 3 つがある。本節では、加速器によるニュートリノ振動実験のうち、世界初の長基線ニュートリノ実験である K2K 実験について述べる。

1.3.1 K2K 実験

K2K 実験は 1999 年 6 月から大気ニュートリノ観測が示すニュートリノ振動を検証するために始まった。大気ニュートリノ観測が示すニュートリノ振動パラメータ領域 ($\Delta m^2 = 10^{-3} \sim 10^{-2}, \sin^2 2\theta \sim 1$) を探索するために、エネルギーが約 1 GeV のニュートリノビームを用いると、式 (1.18) よりニュートリノの飛行距離は数 100 km 必要となる。

K2K 実験では茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12 GeV 陽子シンクロトロン加速器で陽子を加速し、アルミニウムターゲットに衝突させ、二次粒子であ

る π 中間子の崩壊によりほぼ純粋なミューニュートリノを生成する。ニュートリノは同敷地内にある前置検出器と 250 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町のスーパーカミオカンデ (SK) で観測される。前置検出器と SK で得られるニュートリノ事象のイベント数とそのエネルギースペクトラムを比較することでニュートリノ振動現象の検証をする。昨年、ニュートリノ振動が 99.995 %の確率で起きていることを確認し [11]、ニュートリノ振動現象を確立した。以下にその結果をまとめる。

K2K 実験においてスーパーカミオカンデで期待されるイベント数は、前置検出器での測定から $151^{+12}_{-10}(\mathrm{syst})$ であるのに対し、観測数は 107 となり、ν_μ の消失が 99.995 %の有意性で確認された。また、図 1.1 の左図に示したようにニュートリノ振動の重要な決め手となるエネルギー分布の特徴的な歪みも期待通り観測された。K2K 実験で得られた振動パラメータの領域を図 1.1 の右図に示す。これは SK での大気ニュートリノでの観測結果と非常によく一致したものである。

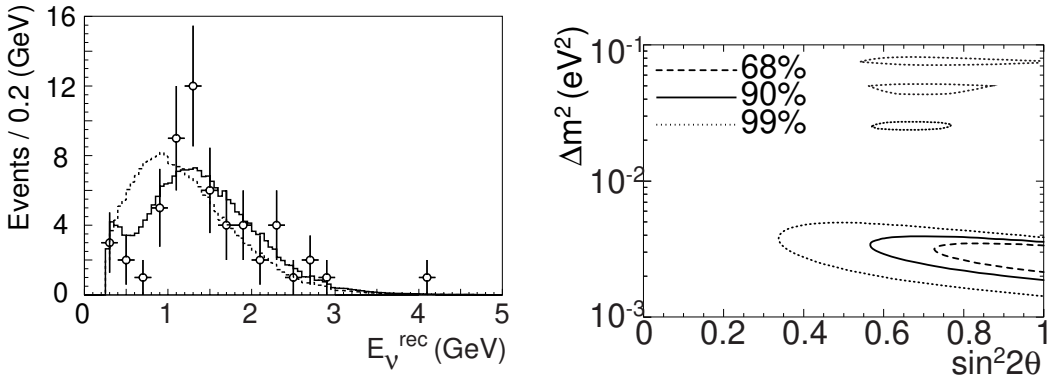

図 1.1: K2K 実験においてスーパーカミオカンデで予想されるスペクトラムと観測データ (左図) とニュートリノ振動パラメータの領域 (右図)。左図において誤差付きの点がデータ、実線がデータのベストフィット、点線が振動がないときに予想されるスペクトラムを表す。右図で点線、実線、破線はそれぞれ 68 %、90 %、99 %C.L. で許される領域を示す。

K2K 実験によりニュートリノ振動現象は確立され、今後ニュートリノ振動パラメータの精密な測定が求められる。そのためには、統計量を増やす必要があり、大強度のニュートリノビームによる長基線ニュートリノ振動実験である T2K 実験が計画されている。

第2章　東海神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (T2K 実験)

2.1　実験の概要

東海神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (以後、T2K 実験) は、茨城県東海村に建設される大強度陽子加速器施設 J-PARC で生成されたニュートリノビームを 295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にある東京大学宇宙線研究所宇宙素粒子研究施設付属の大型水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置 (Super-Kamiokande、SK) にて検出する長基線 (LBL) ニュートリノ振動実験である (図 2.1)。世界初の LBL 実験である K2K 実験に比べ約 100 倍のニュートリノビーム強度が期待される。

図 2.1: 東海神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (T2K 実験) の概観。

T2K 実験計画は大きく分けて 2 期に分けられる。第 1 期は 50GeV-PS の当初の設計強度である 0.75MW と SK(有効質量 22.5 kt) を用いる。第 2 期ではアップグレードされた 4MW 50GeV-PS と現在計画中の有効質量約 500 kt の検出器ハイパーカミオカンデ (HK) を用いる。第 1 期では主に 3 つの目的がある [15]。

1. $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動 (ν_e appearance) の発見

   現状では $\bar{\nu_e} \to \bar{\nu_x}(x = \mu \ or \ \tau)$ 振動を検証する原子炉実験 CHOOZ[14] により上限値が与えられているが、T2K 実験の 5 年間のランで現在の上限値の 20 倍の感度で $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動が探索できる (図 2.2)。目標は $\sin^2 2\theta_{13} \sim 2\sin^2 2\theta_{\mu e} > 0.006$ である。

   この振動モードは、これまでに発見されていない唯一のモードであり、将来の CP 非保存測定への道を開く鍵を握る振動モードであるため第 1 期の最重要課題である。

2. $\nu_\mu \to \nu_x$ 振動 (ν_μ disappearance) の精密測定による ニュートリノ振動パラメータの精密測定

   2 番目と 3 番目のニュートリノ質量固有状態の混合角 $\sin^2 2\theta_{23}$、質量自乗差 Δm^2_{23} をそれぞれ 1 %、4%の精度で求める ($\delta(\sin^2 2\theta_{23})$ =0.01, $\delta(\Delta m^2_{23}) = 10^{-4}$ eV^2)。

3. 中性カレント反応の測定による $\nu_\mu \to \nu_x$ 振動でのステライル成分の探索

   LEP の実験結果 [6] から、「反応するニュートリノ」の種類は 3 であるが、これに加えて「反応しないニュートリノ：ν_s (sterile neutrino)」があるという理論モデルがある。このモデルの検証を行なう。

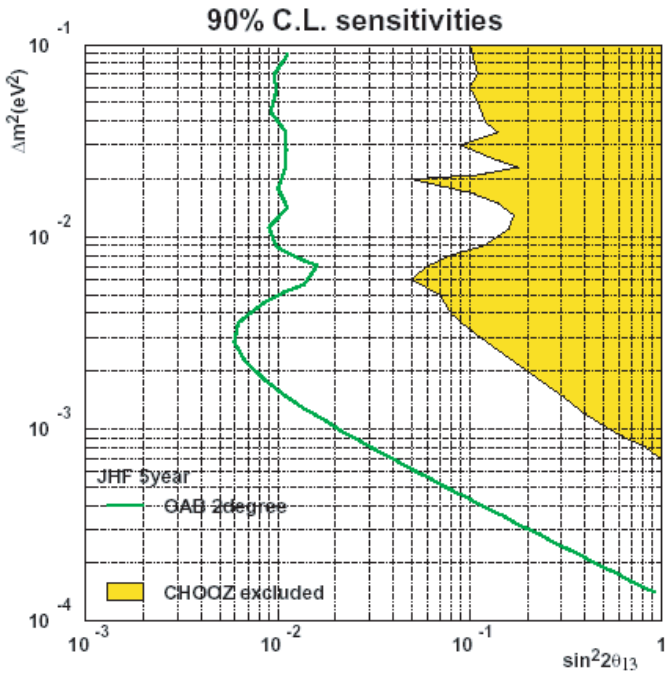

図 2.2: T2K 実験、5 年間のランでの $\nu_\mu \to \nu_e$ に対する感度。off-axis 角 2 度でのものである。

2.2 ニュートリノビーム生成

T2K 実験でのニュートリノビームは、π 中間子からの ν_μ ビームを用いる。陽子ビームをターゲットに当て、生成された π 中間子を電磁ホーンと呼ばれるトロイダル磁石で前方に収束し、崩壊領域に入射する。大半の π 中間子は崩壊領域を飛行中にミューニュートリノ (ν_μ) とミューオン (μ) に崩壊する。崩壊領域の終端部にはビームダンプが設置され、ニュートリノ以外のすべての粒子は止められ、純粋なニュートリノビームを得ることができる。

off-axis beam

最近の SK での大気ニュートリノの測定 [12]、ならびに K2K 実験の結果 [11] から、2 番目と 3 番目のニュートリノ質量固有状態の質量自乗差 Δm^2_{23} の大きさが約 3.0×10^{-3} eV^2 であることがわかってきた。このとき、295 km 離れた SK では 700 MeV 程度の低エネルギーでニュートリノ振動の効果が最大になる。T2K 実験では、この振動効果が最大になるエネルギーにニュートリノスペクトルのピークを合わせ、実験の感度の向上を狙う。

このような 1 GeV 以下のエネルギーのニュートリノでの荷電カレント反応は、準弾性散乱反応 (charged current quasi-elastic; CCQE) が支配的である。この反応を使用してニュートリノのエネルギーを測定する。この反応は始状態、終状態がともに 2 体の反応であるため生成されるミューオンの運動量と入射ニュートリノビームに対する角度を測定することで、ニュートリノのエネルギー E_ν を以下の式で一意に決定することができる。

$$E_\nu = \frac{m_N E_l - m_l^2/2}{m_N - E_l + p_l \cos\theta_l} \tag{2.1}$$

ここで、m_N、m_l はそれぞれ核子、レプトン (= 電子、ミューオン) の質量、E_l、p_l、θ_l はそれぞれレプトンのエネルギー、運動量、ニュートリノビームに対する角度である。

ニュートリノ振動効果の小さい高エネルギー領域 ($\geq$1.5 GeV) は感度の向上に寄与しないだけではなく、非弾性散乱ではニュートリノエネルギーが真の値よりも低く再構成されるため、式 (2.1) によるニュートリノエネルギー測定にとってバックグラウンドになる。また非弾性散乱からできる π^0 粒子が ν_e appearance 探索の主なバックグラウンドとなる。そのため、高エネルギー領域のニュートリノは少ないほうがよい。

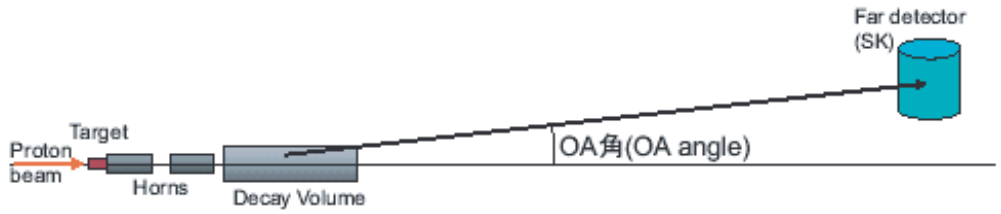

図 2.3: off-axis beam の配置。

これらの条件を満たす大強度の低エネルギー狭帯域ビームを生成する方法として off-axis(OA) 法を用いる。OA 法のアイデア [17] は以前からあったが、実用化されるのは T2K 実験が世界初である。OA ビームは、図 2.3 のようにニュートリノビームの方向から検出器を数度ずらしたところに置いたときに得られるビームのことを言う。ビーム軸と検出器方向の間の角度を以降、OA(off-axis) 角と呼ぶ。図 2.4 にある運動学の簡単な考察からわかるように、OA 角 0 度のときはニュートリノのエネルギーは親粒子の π 中間子のエネルギーに比例するが、有限な角度になると π 中間子のエネルギーにほとんど依存しなくなる。以上から、OA 法で低エネルギー狭帯域ビームが得られることがわかる。これまでの実験で得られている Δm^2_{23} に対する制限は幅を持っているためニュートリノ振動が最大になるエネルギーも現時点では不定性を持つ。OA ビームでは OA 角を変えることによりピークエネルギーを変えることができる。

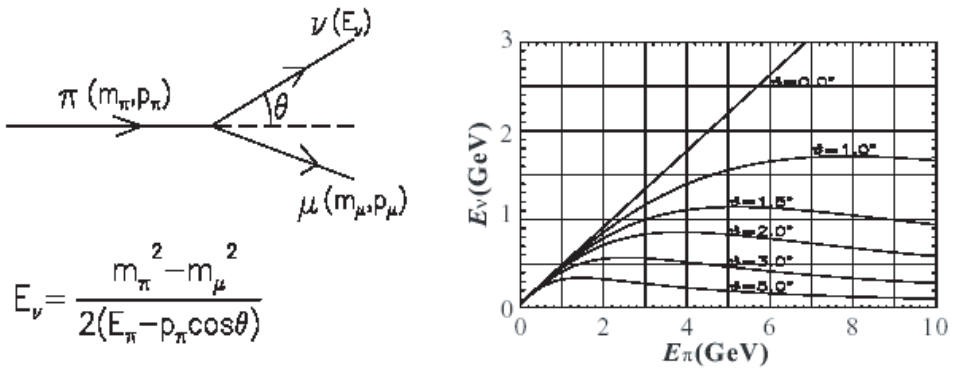

図 2.4: off-axis beam の運動学。

2.3 ビームラインの概観

大強度陽子加速器施設J-PARCは、図2.5に示されるように400 MeV 線形加速器 (LINAC)、3 GeV rapid cycling schychrotron (RCS) と 50 GeV 陽子シンクロトロン (50GeV-PS) からなる。T2K 実験では 50 GeV 陽子シンクロトロンで加速された陽子ビームを用いる。

図 2.5: 大強度陽子加速器施設 J-PARC の概観。

ニュートリノ実験施設全体の配置を図2.6に示す。ニュートリノ実験施設は以下の要素からなる。

- 一次陽子ビームライン (Primary proton beam line)
- ターゲットステーション (target station)
- 崩壊領域 (Decay volume; DV)
- ビームダンプ (Beam dump)
- ミューオンモニター (Muon Monitor)
- 前置ニュートリノ検出器 (ND280m)
- 中間ニュートリノ検出器 (ND2km)

ここでは、陽子ビームのパラメータについて述べたあと、ミューオンモニターについてのみ述べる。前置ニュートリノ検出器については次節で述べる (他の要素については [16] 参照)。

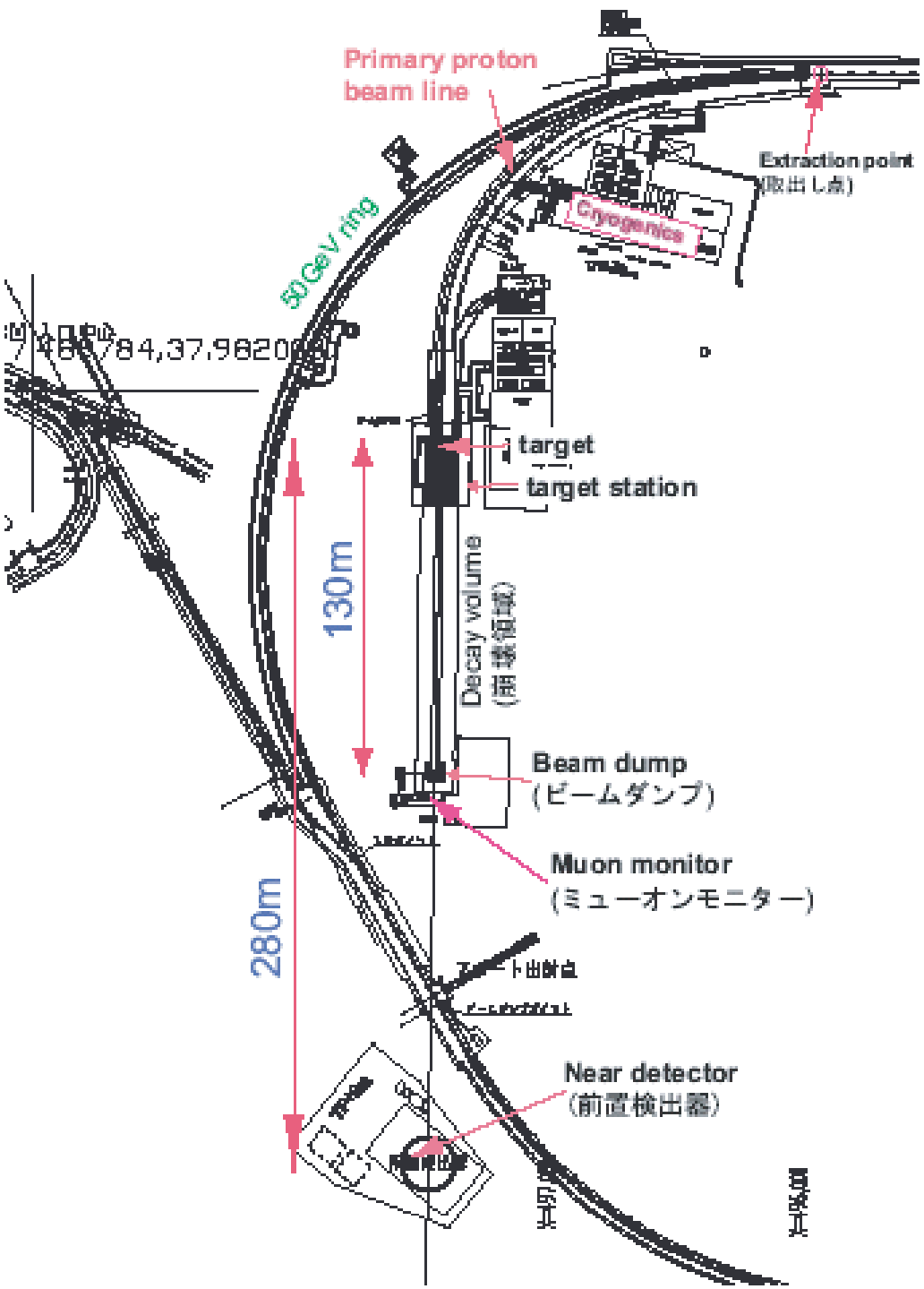

図 2.6: ビームラインの概観図。

2.3.1 陽子ビームのパラメータ

50 GeV 陽子シンクロトロンは、3.53 秒周期で 3.3×10^{14} 個の陽子を加速する。ビームパワーは 0.75 MW に達する。表 2.1 に K2K 実験でのビームパラメータと比較した。ビームパワーが K2K 実験では 5.2×10^{-3} MW であるので T2K 実験では、K2K 実験の 100 倍以上のビーム強度がある。

	T2K	K2K
エネルギー (GeV)	50	12
ビーム強度 (proton/pulse)	3.3×10^{14}	6×10^{12}
繰り返し周期 (Hz)	0.283	0.45
スピル幅 (μsec)	5	1.1
バンチ数	8	9
ビームパワー (MW)	0.75	5.2×10^{-3}

表 2.1: T2K 実験と K2K 実験のビームパラメータ。

2.3.2 ミューオンモニター

ビームダンプのすぐ後ろにはミューオンモニターが置かれる。ダンプ中でハドロンはほとんどなくなるが、ダンプ入射前に高いエネルギーを持ったミューオン (≥ 5 GeV/c) はダンプを通過して来る。ミューオンモニターではこのミューオンを検出する。ここで検出されるミューオンはニュートリノと同じ親粒子から生成されたものであり、ニュートリノと強い相関を持っているからである。このミューオンのプロファイル (位置分布)、強度を測定、モニターすることで陽子ビームの強度、位置安定性、電磁ホーンの収集効率の安定性などをスピル毎にモニターすることができる。また、ビームの方向もスピル毎にモニターすることができる。

2.4 前置ニュートリノ検出器 (ND280m)

ターゲットから約 280 m 離れた地点にニュートリノ検出器が設置される。ここでは、ビーム方向 (on-axis) と SK 方向 (off-axis) に違うタイプの検出器が置かれる予定である。それぞれについて述べる。

2.4.1 on-axis

on-axis に置かれる検出器は、ニュートリノビームのモニターを目的とする。本研究は、この位置に設置される検出器について研究したものであり、次章から詳しく述べる。

2.4.2 off-axis

off-axis に置かれる検出器は、生成時のニュートリノフラックスおよびエネルギースペクトラムを測定し、SK におけるニュートリノエネルギースペクトラムの予測を行なう。また、SK においてバックグラウンドとなるニュートリノ反応の詳細な測定も行なう。

2.5 スーパーカミオカンデ

T2K 実験では、Super-Kamiokande 水チェレンコフ型検出器を、ニュートリノ発生点から 295 km 離れた位置に置かれた後置検出器として用いる。Super-Kamiokande 検出器は岐阜県飛騨市神岡町にある池の山山頂の下 1,000 m(水に換算して 2,700 m) という地下に設置されているため、バックグラウンドとなる宇宙線ミューオンの強度が地表での 10^{-5} 倍と非常に小さく、その頻度は約 2 Hz まで抑えられている。

Super-Kamionkande 検出器の概略図を図 2.7 に示した。水槽は直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒型であり、総重量 50,000 トンの超純水で満たされている。水層の内部は、光学的に内水槽と外水槽に分けられており (内水槽は直径 33.8 m、高さ 36.2 m)、内水槽には直径 20 インチの光電子増倍管 11,146 本が内向きに、外水槽には直径 8 インチの光電子増倍管 1,885 本が外向きに、それぞれ取り付けられている。

内水槽は粒子検出の主となる部分であり、水槽の中もしくは外で起こった反応によって生成された荷電粒子が、水中を通過する際に発生するチェレンコフ光を、水槽壁面に並べられた光電子増倍管で検出し、その光量、到達時間、リングパターンなどから、粒子の種類、エネルギー、発生点、運動方向などを決定する。外水槽は、岩盤などからの γ 線や中性子によるバックグラウンド事象の除去、および外部から入射する粒子 (主に宇宙線ミューオン) や外部に抜ける粒子の識別のために利用されている。

Super-Kamiokande 検出器は、2001 年 11 月に PMT 破損事故が起こり 2002 年に再建作業がなされた。現在は建設当初の 47 %の光電子増倍管数で稼働中であるが、今年の秋頃から再び再建作業を行ない、建設当初の光電子増倍管数に戻す予定である。

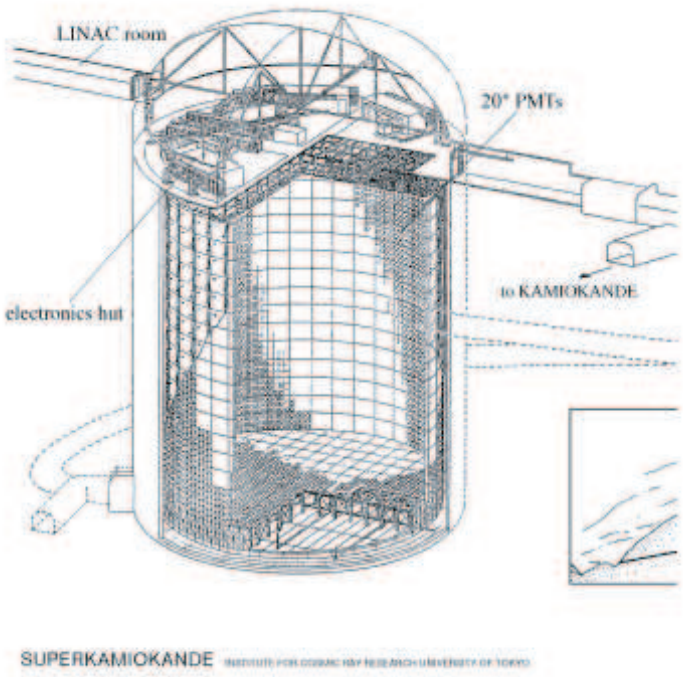

図 2.7: Super-Kamiokande 検出器の概略図。

第3章　ニュートリノビームモニター検出器 (N-Grid検出器)

T2K 実験では、前置ニュートリノ検出器 (ND280m) のビーム方向 (on-axis) にニュートリノビームをモニターするための検出器 (N-Grid 検出器) が置かれる予定である。本章では、N-Grid 検出器の物理的動機をまず述べ、ビーム方向でのニュートリノビームからの要請をまとめることで検出器のデザインを定める。

3.1　物理的動機

長基線ニュートリノ振動実験において、正しい方向にニュートリノビームを打ち出すことは最も重要な要請の 1 つである。T2K 実験では off-axis 法によるニュートリノビームを用いるため、一次陽子ビーム、およびそこから生成されるニュートリノビーム、双方の方向を精度良く測定し、正確に制御することが重要になる。一次陽子ビームの制御は、ビームライン上に設置される陽子ビームモニターにより行なわれる。またビームダンプ直後に設置されるミューオンモニターにおいてミューオンの方向をモニターすることで間接的にニュートリノビームの方向も測定される。

on-axis に置かれる検出器によるニュートリノビームの方向の測定は、ニュートリノ反応を直接用いるため十分な統計量を貯めるのに時間がかかり、スピル毎のような短期間でのビームの方向の制御には適していない。しかし、ミューオンモニターで測定したビームの方向と実際のニュートリノビームの方向が一致したものであることを確認する必要がある。なぜならミューオンモニターでモニターされるミューオンの運動量は 5 GeV/c 以上であり、モンテカルロシミュレーションによればこのしきい値以上の運動量を持つミューオンは全体の 7.3 %にすぎないからである。

そこで、我々はニュートリノビームをモニターする検出器を前置ニュートリノ検出器ホール (ND280m) のビーム軸方向 (on-axis) に設置する予定である。on-axis に置かれる検出器が測定すべき点として以下のものが挙げられる。

- ニュートリノビームの方向
- ニュートリノビームのプロファイル
- ニュートリノビームの強度

- 上記 3 つの安定性

以下でニュートリノビームの方向、プロファイルをどの程度の精度で測定すべきかを述べ、どのような検出器を on-axis に設置するかについて述べる。

3.1.1 ニュートリノビームの方向

ニュートリノビームの方向が間違っていた場合、ニュートリノ振動の測定にどのような影響を与えるのかを考察する。図 3.1 は off-axis 角が 2 度のとき、SK において off-axis ビーム中心からのずれとニュートリノエネルギーの平均値、フラックスの相関を示したものである。SK では 1 mrad は距離にして 0.295 km に相当するため、以下のことがわかる。

- $\delta < E_\nu > / < E_\nu > \sim 80\mathrm{MeV/km} \sim 24\mathrm{MeV/mrad}$
- $\delta\Phi_\nu \ / \ \Phi_\nu \sim 13\%/\mathrm{km} \sim 4\%/\mathrm{mrad}$

エネルギースケールの不定性は、主に Δm^2 の測定に影響を及ぼし、

$$\delta < E_\nu > / < E_\nu > \sim 24\mathrm{MeV/mrad} \Rightarrow \delta(\Delta m^2) = 10^{-4}\mathrm{eV}^2/\mathrm{mrad}$$

となり、またフラックスの不定性は、主に $\sin^2 2\theta$ の測定に影響を及ぼし、

$$\delta\Phi_\nu/\Phi_\nu \sim 4\%/\mathrm{mrad} \Rightarrow \delta(\sin^2 2\theta) = 0.001 - 0.005 \ (\mathrm{for} \ \sin^2 2\theta = 0.9 - 1.0)$$

となる。このようにビーム方向のずれによる誤差は、T2K 実験の目的である $\nu_\mu \to \nu_x$ 振動の振動パラメータの精密測定 ($\delta(\Delta m^2_{23}) = 10^{-4}$ eV^2, $\delta(\sin^2 2\theta_{23})$ =0.01) にとって、特に Δm^2 の測定で大きな系統誤差になる。そのため、ニュートリノビームの方向を 1 mrad より良い精度で測定する必要がある。測定精度としては少なくとも 0.5 mrad は必要と言える。ニュートリノビームモニターはターゲットから 280m 離れた地点に設置されるため、1 mrad は 28 cm に相当する。

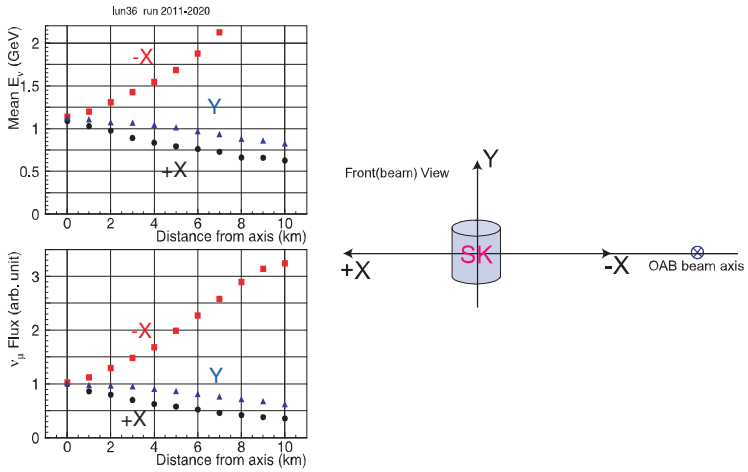

図 3.1: off-axis 角が 2 度のときの SK における off-axis ビーム中心からのずれとニュートリノエネルギーの平均値、フラックスの相関。

3.1.2 ニュートリノビームのプロファイル

陽子ビームのターゲットに当たる位置が変わったり、ホーンでの収集効率が変わったりするとビームプロファイルの形が変化してしまう可能性がある。そのため、ビームプロファイルの分布の幅も測定する必要がある。ただし、どのくらいの精度で測定すべきかは今後の課題である。

3.1.3 N-Grid 検出器

図 3.2 に示すようにニュートリノビームのプロファイルを測定するためにはビーム中心から縦横に ± 4 m ほどの領域をカバーする必要がある。またニュートリノのエネルギーが 1 GeV 程度ではニュートリノ反応の断面積は、約 10^{-38} cm^2 と小さいため、ニュートリノビームをモニターするためにはターゲットの重量を十分大きくする必要がある。このような条件を満たすためにターゲットとしての鉄とニュートリノ反応を検出するためのシンチレータのサンドイッチ構造をした大きさ 1 m $\times$ 1 m $\times$ 2 m 程度の検出器を図 3.3 のように複数個グリッド状に並べることで、ニュートリノビームをモニターする。この検出器を N-Grid 検出器と呼ぶ。

ニュートリノビームをモニターする上で用いるイベントは検出器の中でのニュートリノ反応によるイベントでなければならない。主なバックグラウンド源として宇宙線ミューオンや、前置検出器ホールの周りの土などでニュートリノが反応してできる粒子などが考えられ、このようなイベントを防ぐ必要があると考えられる。そのため、鉄とシンチレータのサンドイッチ構造のまわりを、Veto Counter としてシンチレータで囲う。

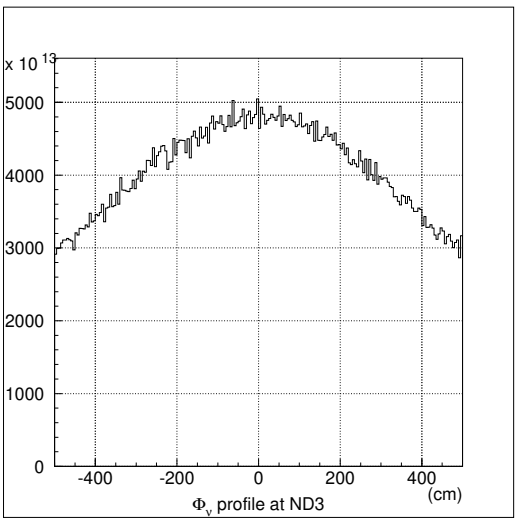

図 3.2: ニュートリノビーム中心付近でのニュートリノビームのプロファイル。これは後で述べる ND3 という領域でのプロファイルである。

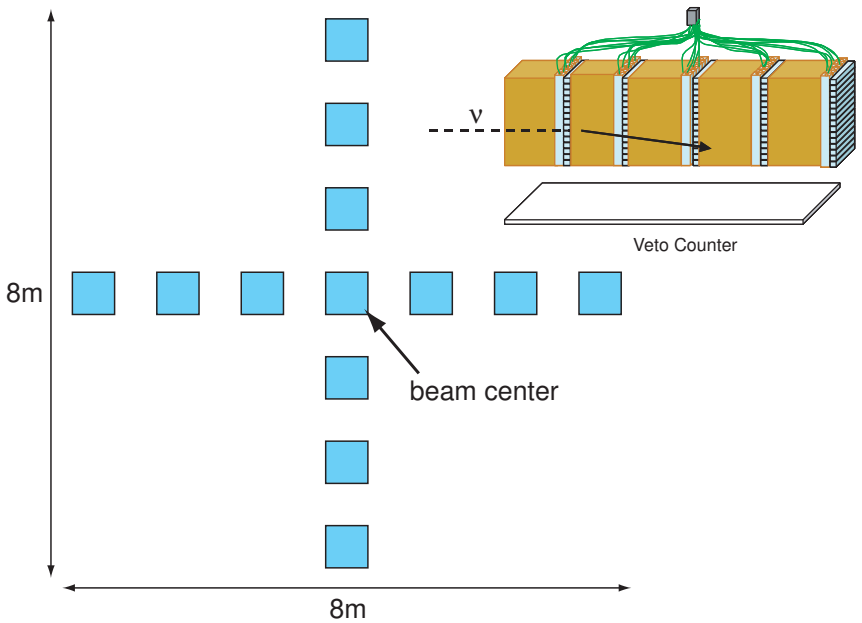

図 3.3: N-Grid 検出器の概念図。

3.2 N-Grid 検出器に対する要請

この節では、モンテカルロシミュレーションにより求められた on-axis でのビームの様子から N-Grid 検出器に対する要請をまとめる。まず用いるモンテカルロシミュレーションで求められたニュートリノビームの性質について簡単に述べた上で、on-axis でのビームの様子を見ることにする。

3.2.1 モンテカルロシミュレーション

本研究では、off-axis 角を 2.5 度としてシミュレーションを行なった。図 3.4 にシミュレーション上での ND280m の位置関係を示す。シミュレーション上で on-axis 検出器が置かれる領域は、ND2、ND3、ND4 という領域に当たり、off-axis 検出器が置かれる領域は ND5 という領域に当たる。以後、ND2、ND3、ND4、ND5 というのは図 3.4 に示された領域を指すことにする。

またモンテカルロシミュレーションには、ニュートリノビーム生成、つまり陽子がターゲットに当たり、生成された π 中間子が崩壊することでニュートリノビームが生成されるのをシミュレートする、“beamMC”、とニュートリノ反応をシミュレートし、ニュートリノ反応により生成された粒子についての個々の情報を与える、 “neutMC” の 2 つがある。それぞれについて以下で簡単に述べる。

ニュートリノビーム生成 (beamMC)　前置検出器ならびに SK で得られるニュートリノフラックスは、以下の条件で求められたものである。

- 40GeV の陽子ビームをターゲットに入射する。
- ターゲットはカーボン、ホーンはアルミニウム製で 3 台 (ホーンの形状などは [16] 参照)。
- ディケイボリュームの長さは 130 m。

また陽子ビームがターゲットに衝突したときに生成される π、K、μ などの 2 次粒子の取り扱いについて、それぞれの粒子ごとに述べる。各粒子の崩壊反応の後ろにその略称と分岐比を示した。

π 粒子の崩壊は 2 体崩壊で重心系において等方的であり、ほぼ 100%

$$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu, \pi^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu (\pi^\pm_{\mu_2};\ \sim 100\%)$$

の反応で崩壊する。よって、π 粒子の崩壊はこの反応のみを考慮する。

K 粒子の崩壊の主な寄与には

$$K^+ \to \mu^+\nu_\mu, K^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu (K^\pm_{\mu 2};\ 63.51\%)$$
$$K^+ \to \pi^0\mu^+\nu_\mu, K^- \to \pi^0\mu^-\bar{\nu}_\mu (K^+_{\mu 3};\ 3.18\%)$$
$$K^+ \to \pi^0 e^+\nu_e, K^- \to \pi^0 e^-\bar{\nu}_e (K^\pm_{e 3};\ 4.82\%)$$
$$K^0_L \to \pi^-\mu^+\nu_\mu, \pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu (K^0_{\mu 3};\ 27.18\%)$$
$$K^0_L \to \pi^- e^+\nu_e, \pi^+ e^-\bar{\nu}_e (K^0_{e 3};\ 38.78\%)$$

があるが、beamMC では $K^+_{\mu 2}$、$K^+_{e 3}$、$K^0_{e 3}$ のみが考慮されている。

最後に μ 粒子の崩壊の主な寄与は

$$\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu, \mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu\ (\mu^\pm_{e 3};\ \sim 100\%)$$

でこの反応のみを考慮している。

ニュートリノ反応 (neutMC)　beamMC により求められたニュートリノビームをもとに標的物質とのニュートリノ反応を生成する。このモンテカルロシミュレーションは、“NEUT” と呼ばれ、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノの解析において開発、使用されている。NEUT は、以下に挙げたようなすべての反応の断面積の計算、個々の反応のシミュレート、そして反応でできたハドロンと標的物質との核反応のシミュレート、という大きく分けて 3 つの構成で成り立っている。ここでは 1GeV 付近でのニュートリノ反応についてのみ述べるにとどめる (詳しくは [18] 参照)。

ニュートリノは、標的物質と $W^\pm$ ボゾンもしくは Z^0 ボゾンを交換することで反応する。前者の反応は荷電カレント (charged current ; CC) 反応、後者の反応は中性カレント (neutral current ; NC) 反応と呼ばれる。1 GeV 付近のエネルギーのニュートリノは以下のような反応をする。

- 荷電カレント準弾性散乱 (CC-QE) $\nu N \to lN'$ $(\sim 22\%)$
- 中性カレント弾性散乱 (NC-elastic) $\nu N \to \nu N$ $(\sim 9\%)$
- 荷電カレントシングル π 生成反応 (CC-1π) $\nu N \to lN'\pi$ $(\sim 24\%)$
- 中性カレントシングル π 生成反応 (NC-1π) $\nu N \to \nu N'\pi$ $(\sim 8\%)$
- 荷電カレント深非弾性散乱 (CC-DIS) $\nu N \to nN'n\pi (n \geq 2)$ $(\sim 25\%)$
- 中性カレント深非弾性散乱 (NC-DIS) $\nu N \to \nu N'n\pi (n \geq 2)$ $(\sim 8\%)$
- 荷電カレントコヒーレント π 生成反応 (CC-coh.π) $\nu\,^{16}O \to l\,^{16}O\pi^\pm$ $(\sim 1\%)$
- 中性カレントコヒーレント π 生成反応 (NC-coh.π) $\nu\,^{16}O \to \nu\,^{16}O\pi^0$ $(\sim 1\%)$

ここで、N、N' は核子、l は荷電レプトンを表す。on-axis 領域のフラックスでの各反応の割合を反応式の後ろに示した。今回用いた”NEUT” では標的物質を水 (H_2O) としてシミュレートされている。N-Grid 検出器では標的物質が鉄 (Fe) であり、この違いはニュートリノ反応でできたハドロンの核反応のシミュレートに主に効いてくる。しかし、N-Grid 検出器では CC 反応からのミューオンを捕えるので問題にならないと判断した。

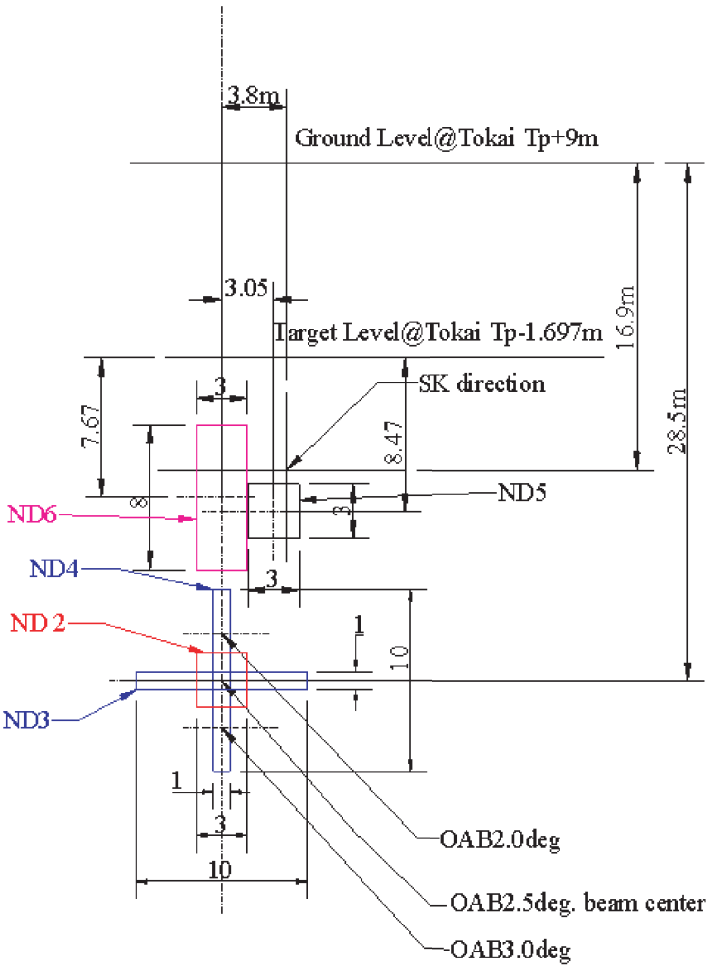

図 3.4: モンテカルロシミュレーション上での ND280m の位置関係。ニュートリノビームは off-axis 角が 2.5 deg としてシミュレートされている。on-axis は、ND2、ND3、ND4 という領域に当たり、off-axis は、ND5 という領域に当たる。

3.2.2 on-axis 領域でのニュートリノビームからの要請

この節では、on-axis の領域におけるニュートリノビームについて反応前後の様子を調べることで N-Grid 検出器に対する要請を述べる。図 3.3 で示されているように検出器をビーム中心を中心に十字状に並べることで、ニュートリノビームをモニターすることを考えているので、以下では図 3.4 での ND3 という領域について考えることにする。

まず図 3.5 に on-axis 領域でのビームフラックスを示した。on-axis 領域でのニュートリノビームの内訳は、ν_μ が 93.5 %、$\bar{\nu}_\mu$ が 5.7 %、ν_e が 0.7 %、$\bar{\nu}_e$ が 0.1 %である。

以下ではニュートリノビームの大部分を占めるミューニュートリノ (ν_μ) のみについて考えることにする。ν_μ のフラックスとイベントレートを表 3.1 にまとめた。なお表中で 1 年 (yr) は、10^{21}p.o.t 相当である。

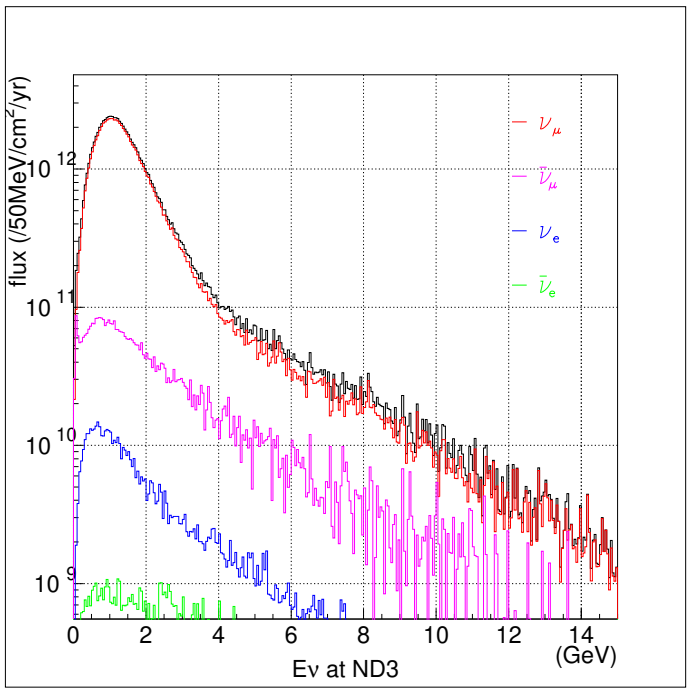

図 3.5: on-axis 領域でのニュートリノビームのフラックス。フラックスのピークは 1.1 GeV である。

	flux(10^{13}/cm^2/yr)	event rate(/ton/yr)
ν_μ	7.6	8.83×10^5

表 3.1: on-axis 領域での ν_μ のフラックスとイベントレート。

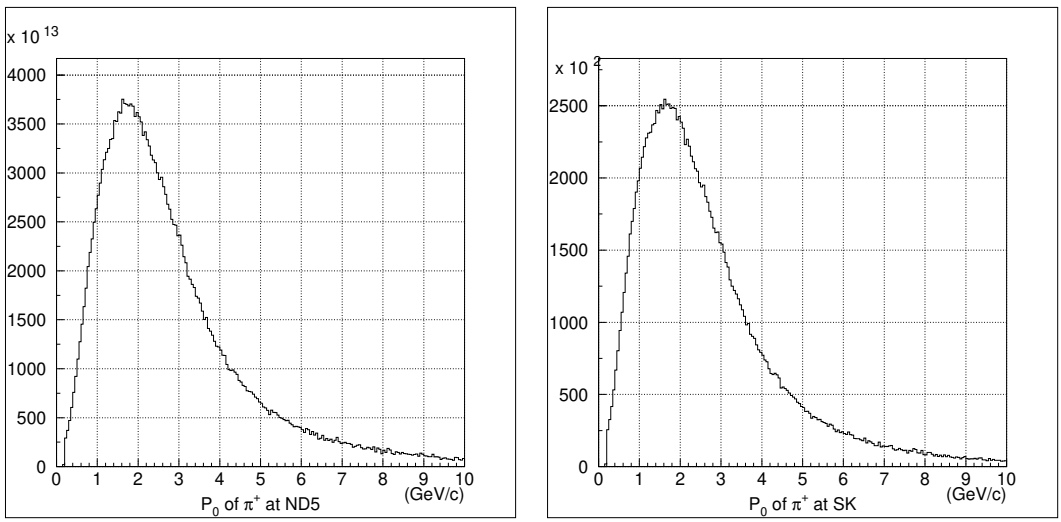

図 3.6: ν_μ の主な親粒子である π^+ の生成時の運動量分布。左図は off-axis 前置検出器 (ND5)、右図は SK で検出される ν_μ に対する π^+ の運動量分布である。ND5 では 1.7 GeV/c 付近にピークがあり、SK では 1.6 GeV/c 付近にピークがある。平均値は ND5 では 3.0 GeV/c、SK では 2.8 GeV/c である。

モニターすべき ν_μ のエネルギー領域からの要請　on-axis 領域でニュートリノビームをモニターする上で測定すべきエネルギー領域は、off-axis 方向に向かうニュートリノビームと同じ π^+ から生成される ν_μ のエネルギー領域である。図 3.6 に off-axis 前置検出器 (ND5) ならびに SK で検出される ν_μ の主な親粒子である π^+ の生成時の運動量分布を示す。on-axis 領域で検出される ν_μ は π^+ の超前方への 2 体崩壊で生成されるので、平均では π^+ の生成時の運動量の半分が ν_μ の運動量となる。図 3.6 から off-axis 方向に向かう ν_μ の親粒子である π^+ の生成時の運動量は 10 GeV/c 以下のものがほとんどである。したがって、on-axis 領域では 5 GeV までのエネルギーのニュートリノを検出すれば十分である。

図 3.7 に on-axis 領域でのエネルギー領域ごとの ν_μ のプロファイルを示す。ニュートリノビームの方向は測定されたプロファイルの中心から求められるが、プロファイルが平らで広い分布であると感度が悪くなる。ν_μ のフラックスの 90.2 %がエネルギースペクトラムで 3 GeV 以下である。したがって、少なくともプロファイル測定には 3 GeV までの ν_μ を検出する必要がある。

また、図 3.6 より off-axis 前置検出器、SK どちらにおいても π^+ 粒子の運動量のピークが 2 GeV/c 弱であることから、対応する on-axis 領域での ν_μ のエネルギーのピークは 1 GeV 付近になる。したがって、on-axis 領域では 1 GeV 付近のエネルギー領域を最も感度よく測定する必要がある。

以上から、on-axis でニュートリノビームをモニターする上で少なくともニュートリノで 3 GeV までのエネルギー領域を検出する必要がある。また 1 GeV 付近のエネルギー領域に

おいて最も測定感度を上げる必要がある。

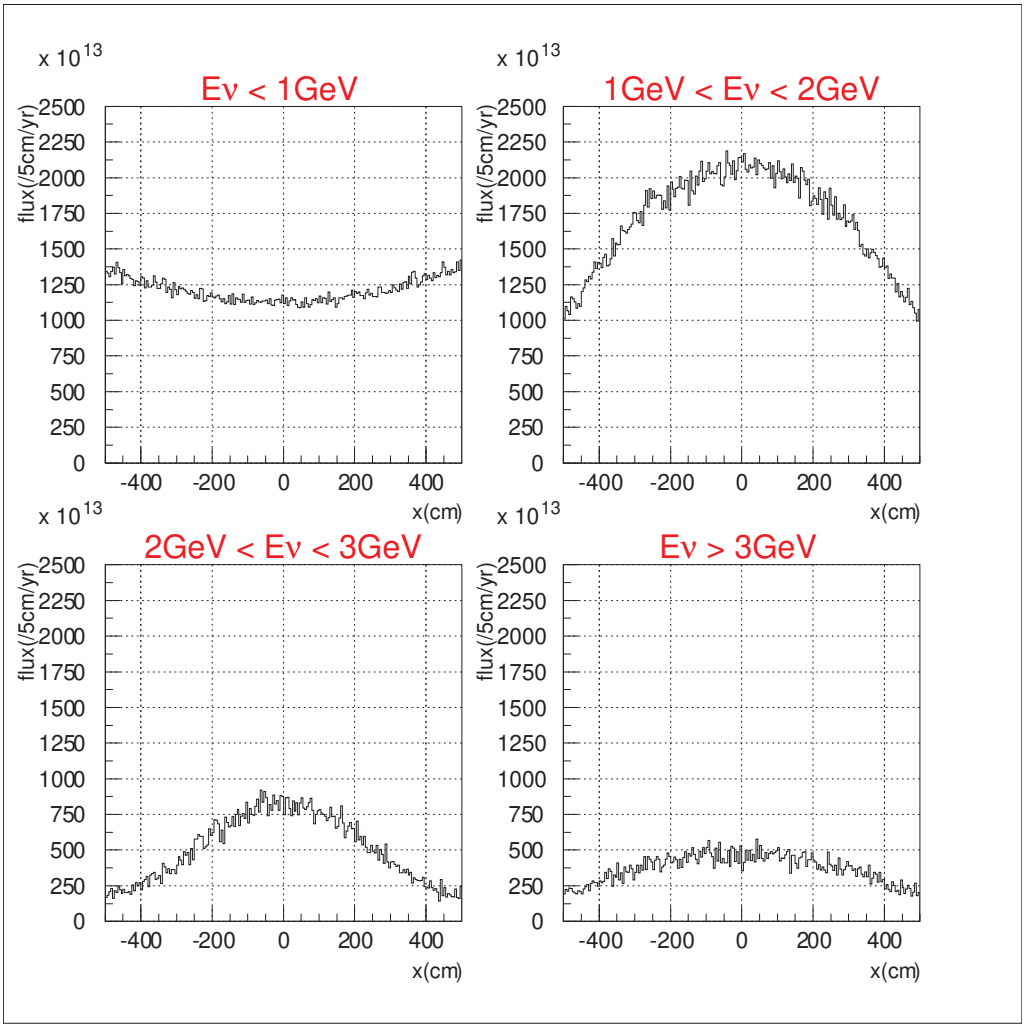

図 3.7: on-axis 領域でのエネルギー領域ごとの ν_μ のフラックス分布。ν_μ のフラックスのエネルギースペクトラムごとの内訳は、1 GeV 以下が 31.8 %、1 GeV から 2 GeV までが 45.0 %、2 GeV から 3 GeV までが 13.4 %、3 GeV 以上が 9.8 %である。

CC 反応で生成されるミューオン検出からの要請　on-axis 領域でのニュートリノ反応の反応モードの割合は

$$\mathrm{CC} : \mathrm{NC} = 73.7\% : 26.3\%$$

である。N-Grid 検出器では検出器の大部分の質量を占める鉄でニュートリノが荷電カレント (CC) 反応をし、そこからのミューオンを鉄の間にあるシンチレータで捕えることでニュートリノ反応を同定する。図 3.8 は、on-axis 領域で CC 反応するニュートリノスペクトラムをミューオンの運動量ごとでカットしたときの分布である。また、3 GeV までのニュートリノに対して、ミューオンの運動量ごとの割合を表 3.2 に示す。

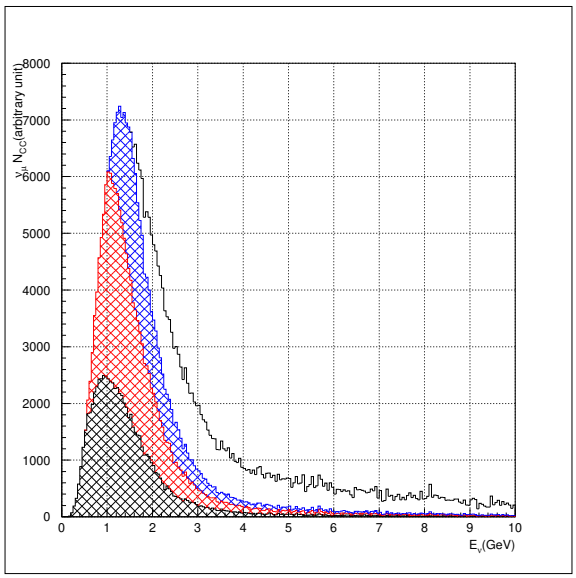

図 3.8: on-axis 領域において CC 反応をするニュートリノスペクトラム分布。CC 反応からのミューオンの運動量は黒のハッチの部分では 0.5 GeV/c 以下、赤のハッチの部分では 0.5 GeV/c から 1.0 GeV/c、青のハッチの部分では 1.0 GeV/c から 1.5 GeV/c、白抜きの部分では 1.5 GeV/c 以上である。

	$E_\nu < 3\mathrm{GeV}$
$\mathrm{P}_\mu < 0.5$ GeV/c	29.7%
0.5 GeV/c $< \mathrm{P}_\mu <$ 1.0 GeV/c	34.5%
1.0 GeV/c $< \mathrm{P}_\mu <$ 1.5 GeV/c	20.9%
1.5 GeV/c $< \mathrm{P}_\mu$	14.9%

表 3.2: on-axis 領域での CC 反応からのミューオンの運動量の割合。

N-Grid 検出器では 3 GeV までの ν_μ を検出する必要がある。図 3.8、表 3.2 から 3 GeV までの ν_μ が CC 反応したときにできるミューオンの 85 %は、運動量が 1.5 GeV/c で生成される。よって、運動量が 1.5 GeV/c までのミューオンを捕える必要がある。MIP[1]の鉄 1 cm でのエネルギー損失は約 15 MeV/cm であるから、1.5 GeV/c の運動量のミューオンを捕えるためにはビーム方向の鉄の厚さが全部で 1 m 必要となる。

また、図 3.9 に CC 反応からのミューオンの運動量と角度の相関図を示す。N-Grid 検出器の四方は Veto Counter で覆われるため、ビーム方向から見た大きさがあまりに小さいとニュートリノ反応によるイベントを多く落としてしまうことになる。N-Grid 検出器では 1.5 GeV/c までの運動量のミューオンを捕えたい。このときミューオンの角度は 20 ° から 40 ° のときにピークを持つ分布となる。検出器のアクセプタンスはこの角度を満たすものにする必要がある。ビーム方向の鉄全体の長さを 1 m とすると、アクセプタンスが上記の条件を満たすようにするためには、検出器をビーム方向から見たときの大きさは 1 m × 1 m 以上は必要である。

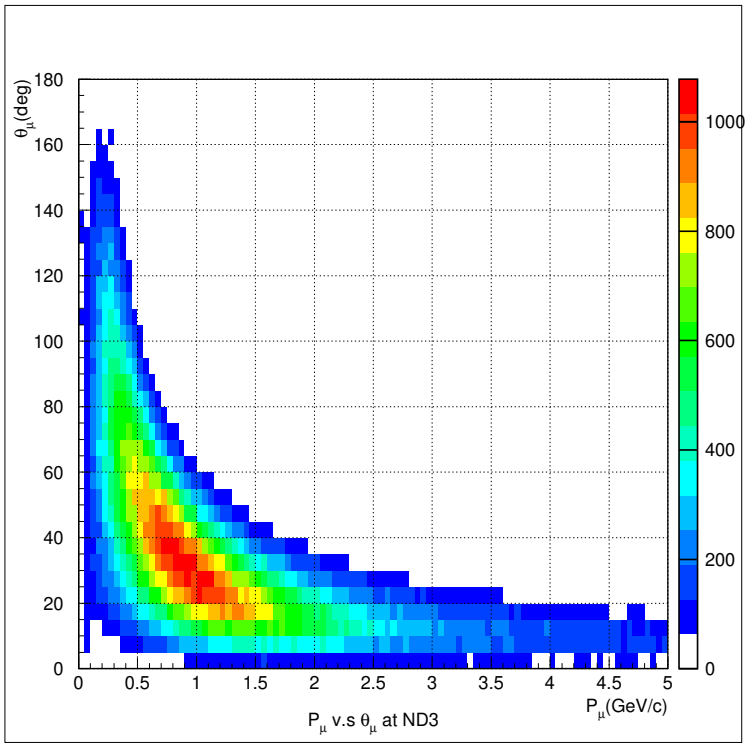

図 3.9: ND3 での CC 反応からのミューオンの運動量と角度の相関図。

[1]Minimum Ionizing Particle(最小イオン化粒子の略)。

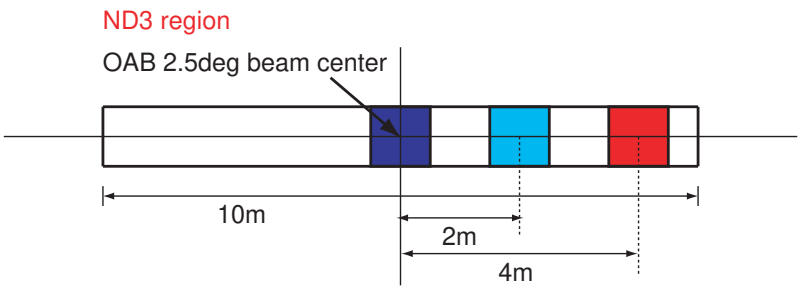

図 3.10: ND3 でビーム中心、ビーム中心からの距離が 2 m、4 m の地点。それぞれの領域は 1 m × 1 m である。

N-Grid 検出器では、複数のモジュールを ±4 m の領域に十字状に置くことでビームプロファイルを測定する。ビーム中心から 4 m 離れた地点は、約 1 度 off-axis になるため、ニュートリノスペクトラムなどがビーム中心と異なる。そこで、図 3.10 のように ND3 の領域でビーム中心、ビーム中心から 2 m、4 m の 3 点で 1 m × 1 m の範囲でのビームの様子を調べることにする。

ビーム中心、ビーム中心から 2 m、4 m の地点での ν_μ のスペクトラムを図 3.11 に示し、この地点に反応点がある CC 反応からのミューオンの運動量と角度の相関を図 3.12 に示す。最も感度よく測定する必要があるエネルギー領域は 1 GeV 付近であるから、図 3.8 から運動量が 0.5 GeV/c 付近のミューオンを捕えることができるようにする必要がある。図 3.12 から 0.5 GeV/c 付近のミューオンの大部分は角度で 40 ° から 70 ° 付近に出ることがわかる。このようなミューオンが N-Grid 検出器でニュートリノ反応からのイベントとして同定されるには、層の厚さの最大 $3(\sim 1/\cos 70°)$ 倍の距離の鉄を通過しなければならない。なぜなら、ニュートリノ反応からのイベントとして同定されるには、連続した 2 枚のシンチレータへのヒットが要求されるためである。MIP の鉄 1 cm でのエネルギー損失は約 15MeV/cm であるから、層の厚さは 10 cm より薄くなければならない。

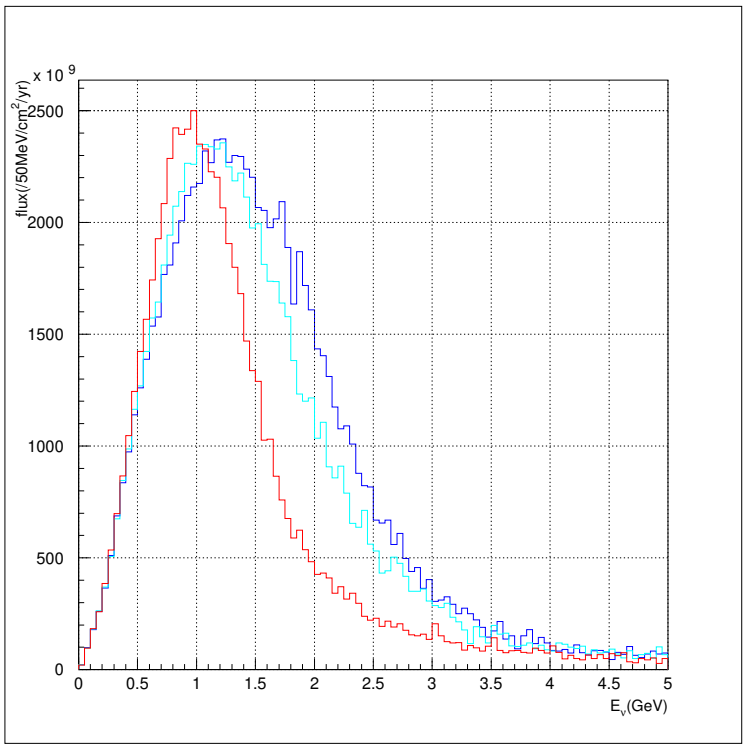

図 3.11: ND3 でのビーム中心、ビーム中心から 2 m、4 m の地点での ν_μ のスペクトラム分布。青、水色、赤で描かれているのはそれぞれビーム中心、ビーム中心から 2 m、4 m の地点での分布である。スペクトラムの平均値は、ビーム中心で 1.80 GeV、ビーム中心から 2 m の地点で 1.75 GeV、4 m の地点で 1.50 GeV である。

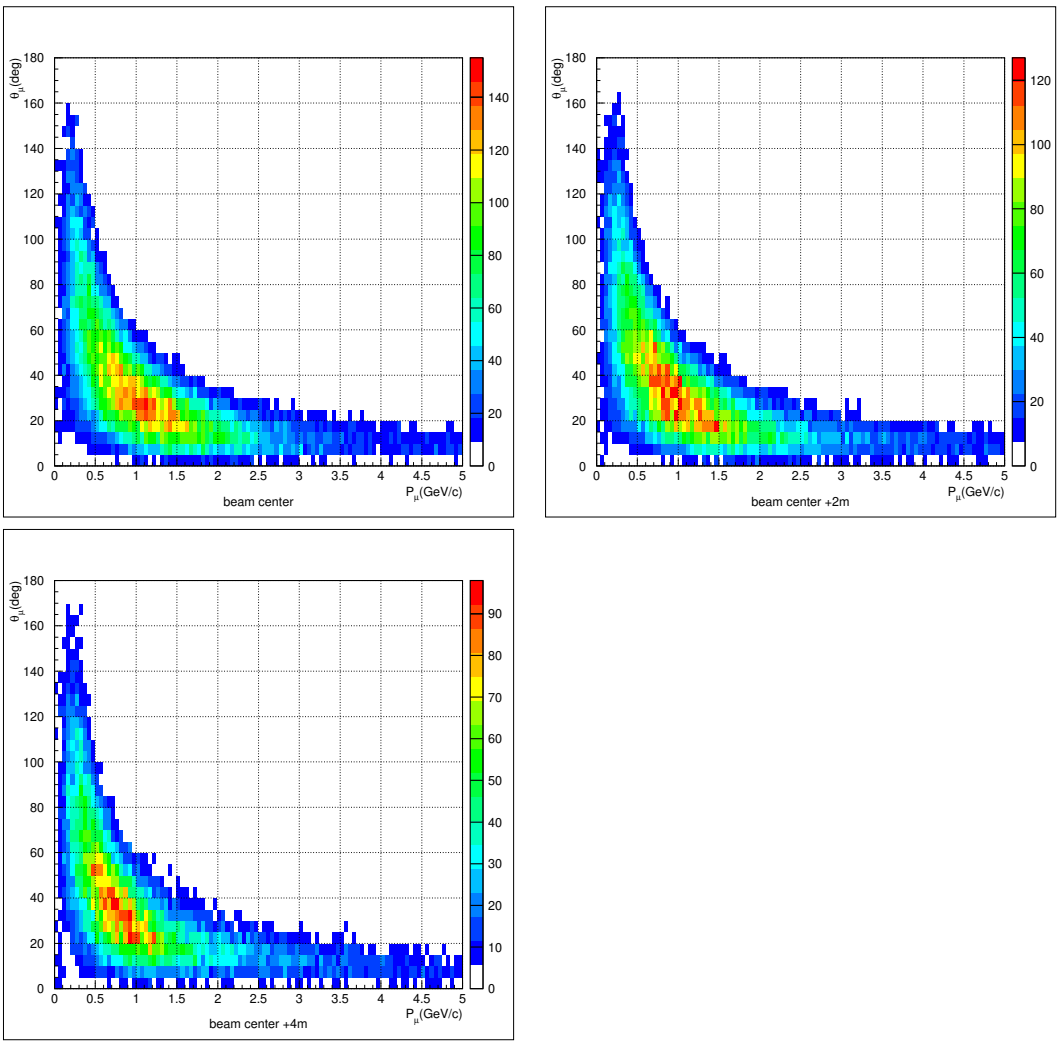

図 3.12: ND3 でのビーム中心、ビーム中心から 2 m、4 m の地点に反応点がある CC 反応からのミューオンの運動量と角度の相関図。左上図がビーム中心での相関、右上図がビーム中心から 2 m 離れた地点での相関、左下図がビーム中心から 4 m 離れた地点での相関である。

3.3 N-Grid 検出器のデザイン

N-Grid 検出器は鉄の層とシンチレータの層のサンドイッチ構造をした検出器である。前節で述べたように 1 つの検出器に対して鉄の大きさは最低 1 m × 1 m × 1 m は必要である。1 層当たりの厚さは 10 cm より薄い必要がある。しかし、あまり薄くして層の数を多くすると読み出しなど検出器のコストがかかってしまう。そのため、1 層 10 cm として計 10 層のデザインを採用する。このとき、検出器の重量はほぼ鉄の重量で決まるため、1 モジュール当たり 8 ton ほどとなり表 3.1 から ND3 に検出器を置いたときに予想されるスピル当たりのニュートリノ反応数は、

$$\begin{aligned} & (8.83 \times 10^5 \mathrm{events/ton}/10^{21} \mathrm{p.o.t}) \times (3 \times 10^{14} \mathrm{p.o.t/spill}) \times 8 \mathrm{ton} \\ \simeq \quad & 2.1 \mathrm{events/spill} \end{aligned}$$

と計算される。1 スピル 3.5 秒なので 1 日当たり 2.5×10^4 スピルとなり、検出器での 1 日当たりのニュートリノ反応数は約 5×10^4 イベントと予想される。この反応数が、検出効率を考えた上でニュートリノビームの方向を測定するのに十分なものかどうかについて 4.3.1 章で議論する。

第4章　モンテカルロシュミレーションによる N-Grid検出器の性能評価

本章では、モンテカルロシュミレーションを用いて前章で定めたデザインの検出器で on-axis ビームをモニターする上で求められる性能を満たすかどうかを評価した。

4.1　モンテカルロシュミレーションについて

4.1.1　用いたモンテカルロシミュレーション

まず、用いたモンテカルロシュミレーションについて説明する。モンテカルロシミュレーションは入力情報として neutMC でシミュレートされたニュートリノ反応による生成粒子を用い、その粒子の検出器での反応のシミュレーションを Geant4[19] を用いて行なった。

なお、ニュートリノの反応点の座標のうちビーム軸方向の座標は neutMC には含まれていないため、検出器のビーム軸方向の長さの中でランダムに決めた。

4.1.2　検出器の構造

検出器の構造は、第 3 章で定めた検出器のデザインで最低必要と思われる大きさにした。つまり 1 層が 1m × 1 m × 0.1 m の大きさの鉄、計 10 層と鉄の層の前後にインストールされるプラスチックシンチレータ (Tracker Counter)、計 11 枚、そして検出器の周りを覆うプラスチックシンチレータ (Veto Counter)、計 4 枚からなる構造である。Veto Counter は検出器の周りにすき間なく置いた。

Tracker Counter の大きさは 1 m × 1m × 0.01 m であり、Veto Counter の大きさは鉄と TrackerCounter のサンドイッチ構造を覆うことができるように 1 m × 1.4 m × 0.01 m にした。検出器のモンテカルロシミュレーション上での構造を図 4.1 に示す。また ND3 もしくは ND4 の領域に検出器をビーム中心、ビーム中心からの距離が 2 m、4 m の地点、計 5 箇所に置くことでニュートリノビームのプロファイルを測定した (図 4.2 参照)。

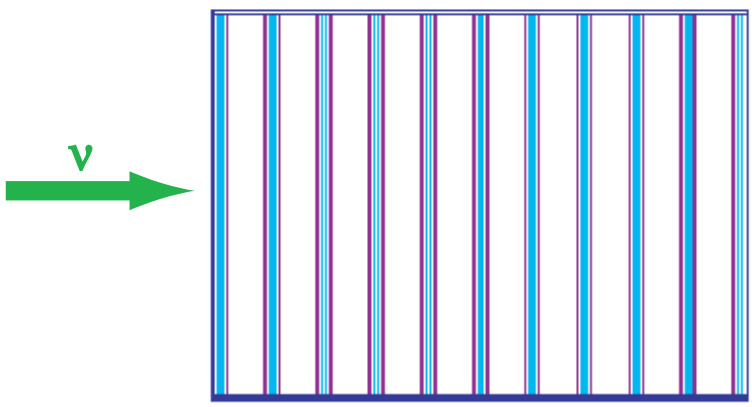

図 4.1: モンテカルロシミュレーション上での N-Grid 検出器。図で紫、水色、青の線で囲まれているのがそれぞれ鉄、Tracker Counter、Veto Counter を表す。検出器を側面から見た図である。

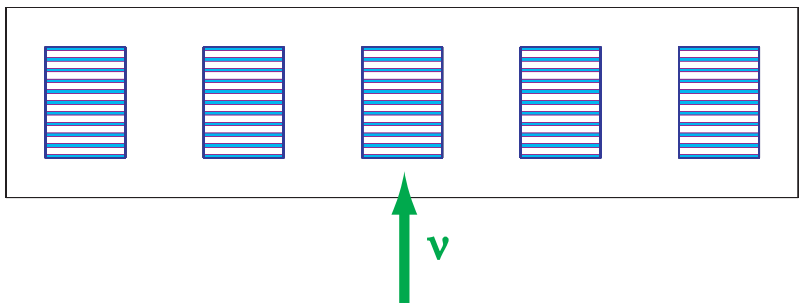

図 4.2: 図 4.1 で示した検出器を on-axis 領域 (ND3) に並べた様子。

4.1.3　ヒットの取り扱い

シミュレーション上では、Tracker Counter もしくは Veto Counter を荷電粒子が通過し、そこでのエネルギー損失が 0 MeV より大きいときをヒットとして定義した。

4.2　第 3 章で定めたデザインの検出器の性能評価

この節では、第 3 章で調べた on-axis ビームをモニターする上で求められる性能を実際にデザインした検出器が満たすかどうかをビーム中心に置かれた検出器を用いて評価する。

4.2.1　イベントセレクション

ニュートリノ反応イベントを同定するために以下の 2 種類のイベントセレクションを行なった。

Tracker Cut　N-Grid 検出器ではニュートリノ反応で生成されるミューオンを捕えることで、ニュートリノ反応を同定する。今回のモンテカルロシミュレーションでは Tracker Counter で連続した 2 枚以上にヒットがあるイベントを選んだ。ただし、ミューオンによりヒットが作られたことは要求していない。

Veto Cut　N-Grid 検出器の内部で起こったニュートリノ反応のみをイベントとして用いるため、検出器を囲う 4 枚の Veto Counter、ならびに前面と後面の Tracker Counter を Veto として用い、この 6 枚の Counter にヒットがあるイベントを除いた。

4.2.2　イベントセレクションの適用

4.2.1 章で述べたイベントセレクションをモンテカルロシミュレーションに課した。図 4.3 に各イベントセレクション後のニュートリノスペクトラム、図 4.4 に CC 反応からのミューオンの運動量分布、角度分布を示し、図 4.5 にすべてのイベントセレクションを課した後の CC 反応からのミューオンの運動量と角度の相関を示す。

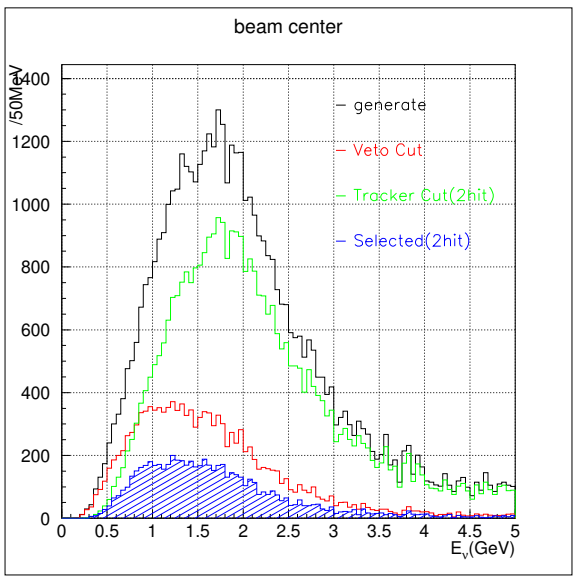

図 4.3: 各イベントセレクション後のニュートリノスペクトラム。黒線で描かれた分布が検出器で生成されたニュートリノ反応のスペクトラム、

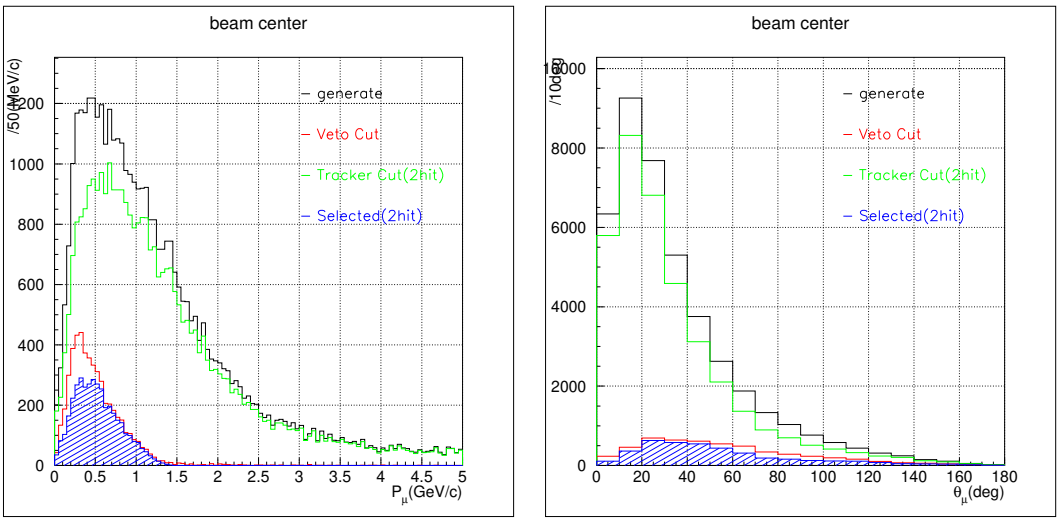

図 4.4: 各イベントセレクション後の CC 反応からのミューオンの運動量分布 (左図)、角度分布 (右図)。

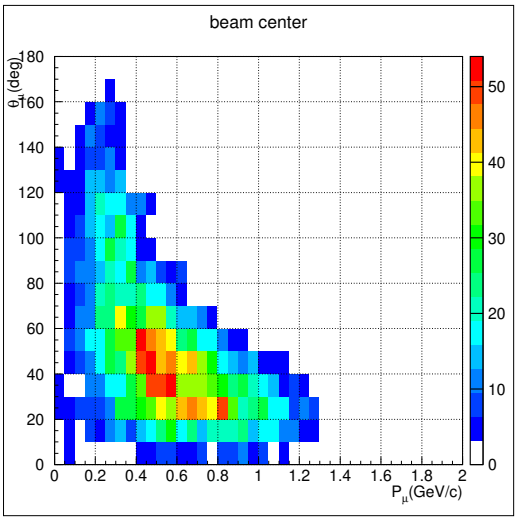

図 4.5: すべてのイベントセレクションを課した後の CC 反応からのミューオンの運動量と角度の相関。

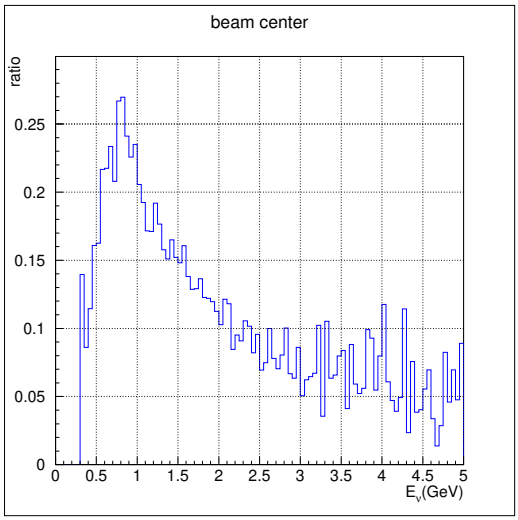

図 4.6: 検出器で生成されたニュートリノスペクトラムとイベントセレクションを課した後のニュートリノスペクトラムの比。

シミュレーション上で鉄の厚さは 10 cm であるので、単純に考えてイベントセレクションを課して残るミューオンに対する threshold は、最低でも 150MeV 程である。図 4.5 で 0.1 - 0.2 GeV/c という低い運動量のミューオンがイベントセレクションで残っているのが見える。これは、ミューオンによりヒットが作られたことを要求していないため、CC 反応でできた他のハドロン (主に陽子や π 粒子) がイベントセレクションを満たしたからであると考えられる。

4.2.3 検出器の性能評価

今回行なったシミュレーションでの検出器のデザインでの CC 反応からのミューオンのうち検出器で捕えたい運動量領域は 1.5 GeV/c までであり、角度領域は 20 度から 40 度であるが、図 4.4、図 4.5 からその領域を抑えることができていることがわかる。また図 4.6 に検出器で生成されたニュートリノスペクトラムとイベントセレクションを課した後のニュートリノスペクトラムの比を示した。on-axis で最も感度よくモニターすべきスペクトラム領域は 1 GeV 付近の領域であるが、1 GeV 付近に最も検出効率が高いものとなっていることがわかる。したがって、前章で定めたデザインは on-axis ビームをモニターする上で求められる性能を持っていると判断できる。

4.3 N-Grid 検出器によるビーム方向の測定

4.3.1 ビーム方向の測定の方法

4.2.1 章で述べたイベントセレクションを ND3 に 2 m おきに並べた計 5 つの検出器すべてに課した。表 4.1 にそれぞれの検出器においてイベントセレクションを課したときに、イベント数がどのように変わっていくかを示した。Generate というのはそれぞれの検出器の中で起こったニュートリノ反応数であり、約 1 日分の反応数に相当する。Selected というのが 2 つのイベントセレクションを課した後のイベント数である。検出効率は 5 つの検出器で約 12 %であり、約 1 日分の反応数で統計誤差としては約 1 %になる。したがって、鉄 1 m × 1 m × 1 m の大きさではニュートリノビームの方向を測定するのに統計量としては約 1 日分のデータで十分になる。

ビーム中心は、図 4.7 のように 5 つの検出器でのイベントセレクション後のイベント数をビーム中心、ビーム中心から ±2 m、±4 m 離れた地点でのイベント数として、ガウス分布を仮定してフィッティングを行なうことで求めた。各測定点での誤差は、統計誤差のみを考慮してつけた。

	Generate	Tracker Cut	Veto Cut	Selected
beam center −4m	33953	24411(71.9%)	9256(27.3%)	4445(13.1%)
beam center −2m	50550	38165(75.5%)	11911(23.6%)	5875(11.6%)
beam center	56850	43192(76.0%)	13175(23.2%)	6510(11.5%)
beam center +2m	50220	37893(75.5%)	12003(23.9%)	5954(11.9%)
beam center +4m	33662	24278(72.1%)	9358(27.8%)	4556(13.5%)

表 4.1: ビーム中心、ビーム中心から ±2 m、±4 m の距離に置かれた計 5 つの検出器におけるイベント数変化表。

4.3.2 ビーム中心の測定精度

ニュートリノビームの方向がずれたときに、そのずれを N-Grid 検出器でどのくらいの精度で測定できるのかを評価するため、ビーム中心をわざとずらしたとき N-Grid 検出器でのイベント分布から再構成されるビーム中心が真の値とどのくらい異なるのかを調べた。

今回、用いた neutMC のほうはそのままで検出器のほうをずらすことでビームの方向のずれを生じさせた (つまり、ビームを $+x$ 方向にずらす場合は検出器を $-x$ 方向にずらしている)。水平方向 (x 軸方向) に ±10 cm、±20 cm、±30 cm ビーム中心がずれた場合をシミュレーションで求め、その結果を表 4.2 にまとめた。ビームの幅は、ガウス分布を仮定してフィッティングを行なったときの分布の幅とし、誤差はフィッティングの誤差としている。表 4.2 からすべての場合で中心の誤差が 5cm であることから、5 cm の位置分解能があることがわかる。

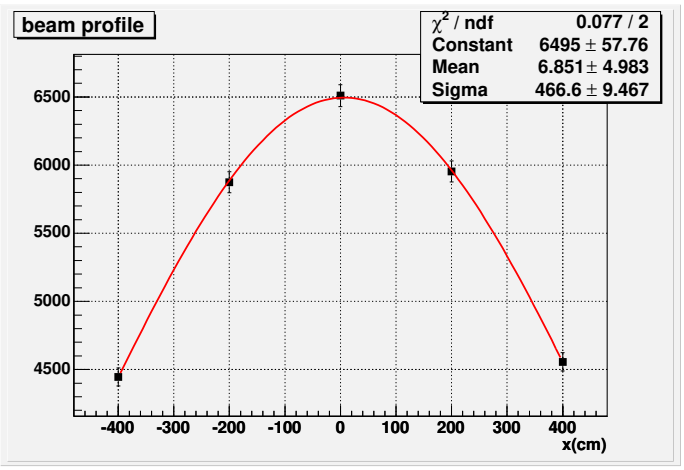

図 4.7: N-Grid 検出器 5 つのイベント数分布から求めたビームプロファイル。

真のビーム中心と N-Grid 検出器でのイベント分布から再構成されたビーム中心の相関を図 4.8 に示す。この相関に最小二乗法によりあてはめられた回帰直線は

$$y = 1.183x + 1.716 \tag{4.1}$$

と求められる。この回帰直線と相関との決定係数 R^2 は

$$\begin{aligned} R^2 &= \frac{\sum(\hat{y}_i - \bar{y})^2}{\sum(y_i - \bar{y})^2} \\ \text{ただし、}\hat{y}_i &= 1.183x_i + 1.716 \\ \bar{y} &= \sum y_i/n \end{aligned} \tag{4.2}$$

で求められ、値は $0.9757\ldots \simeq 0.98$ である。したがって、再構成された中心から真の中心を求めることができると言える。位置分解能が 5 cm であることから 1 mrad は 28 cm に対応するので、この方法でのビーム方向の測定精度は、0.18 mrad である。N-Grid 検出器に求められる測定精度は、3.1.1 章での議論から 0.5 mrad であるが今回の方法で求められたビームプロファイルの測定精度はこの精度を満たすものであると言える。

beam shift	center x(cm)		width x(cm)	
center	+6.9	±5.0	467	±9.5
X +10cm	+11.7	±5.0	467	±9.5
X −10cm	−13.5	±5.0	468	±9.6
X +20cm	+21.3	±4.9	461	±9.1
X −20cm	−18.7	±4.8	454	±8.7
X +30cm	+40.0	±5.1	466	±9.3
X −30cm	−35.8	±5.0	457	±9.0

表 4.2: ビーム中心をわざとずらしたとき、N-Grid 検出器のイベント数分布から再構成されたビーム中心とビームの幅。

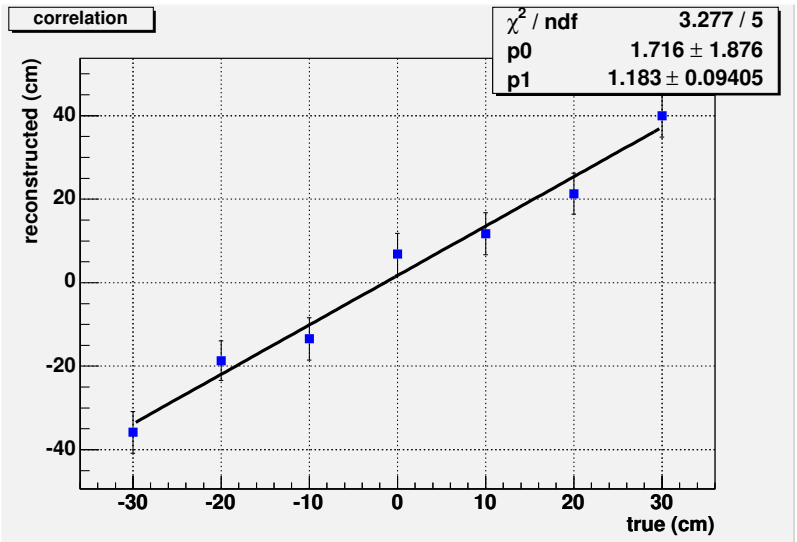

図 4.8: 真のビーム中心と N-Grid 検出器でのイベント分布から再構成されたビーム中心の相関。横軸にわざとずらしたビーム中心を、縦軸に N-Grid 検出器でのイベント分布から再構成されたビーム中心を取った。誤差はフィッティングの誤差をつけてある。

4.4 結論

今回、第 3 章で定めた検出器のデザインで最低必要と思われる大きさ、つまりビーム方向からの大きさが 1 m × 1 m で、ビーム軸方向の鉄の層の厚さが 1 m の検出器をモンテカルロシミュレーションでスタディした。

この大きさの検出器は on-axis ビームをモニターする上で求められる性能を満たすものであることが確かめられ、またビーム中心のずれも約 5 cm の位置分解能で測定できることがわかり、ビームの方向を 0.18 mrad の精度で測定できることがわかった。この精度は、求められる測定精度を十分満たすものである。

第5章　K2K実験 前置検出器ホールに設置した試作器による性能評価

本章では、実際にN-Grid検出器の試作器、1モジュールをK2K実験の前置検出器ホールの地表に設置し、性能評価を行った結果を述べる。まず動機を説明した後、本試作器の構造およびデータ収集について解説する。次に本試作器でのニュートリノ反応によるイベントについて、ビームでのデータを解析した結果とモンテカルロシュミレーションにより期待される結果を比較することにより、結論を述べることにする。

5.1　動機

N-Grid検出器のTracker Counterは大きさが1 m × 1 m程となり、またVeto Counterも検出器を覆うために1 m × 2 m程となる。このような大きさで、検出器の構造を考慮した上で十分な光量と検出効率を得るためにはどのような読み出しが適切なのかを調べる必要がある。今回は1枚板のシンチレータでの読み出しをスタディした。

またT2K実験においてニュートリノビームにはビーム起源のバックグラウンドが存在することが予想される。実際、K2Kの前置検出器ホールにおいてビーム起源のバックグラウンドが多数測定されている。T2KとK2Kではビーム強度が100倍異なるが、放射化レベルに対する規制からビーム起源のバックグラウンドはほぼ同じであると考えられる。そこで1枚板のシンチレータを用いたとき、このバックグラウンドとニュートリノ反応をどこまで分けることができるのかについて調べた。このような観点から試作器での測定をした。

5.2　検出器

5.2.1　構造

図5.1は、設置した試作器の概略図であり、図5.2に設置した試作器の様子の写真を示す。検出器は、ニュートリノ反応のターゲットかつアブソーバとしての鉄ブロック、宇宙線などのバックグラウンドを除くためのVeto Counter計4枚、鉄ブロックでのニュートリノ反応からできるミューオンを捉えるためのTracker Counter計8枚からなる。Tracker Counterのうち一番前と後ろのものはVeto Counterとともに Vetoとして用いた。

鉄ブロックは、1つの大きさが 1m × 0.5m × 0.2mでKEKの東カウンターホールでシー

ルドとして用いられているものを 18 個用いた。2 個のシールドを図 5.1 のように縦に積むことで 1 層 1m × 1m × 0.2m のブロックに相当するようにし、計 9 層設置した。今回用いた鉄ブロックの鉄の密度は約 $7\mathrm{g/cm^3}$ であるため、鉄ブロックの総重量は約 12.6ton である。Veto Counter4 枚は、鉄 9 層を四方で囲むように設置した。Tracker Counter8 枚は鉄の層が 9 層あるので、全部で 10 箇所インストールできるところがあるが、ビーム起源によるバックグラウンドが前方の方が多いと判断し、図 5.1 のように後ろ 8 箇所にインストールした (K2K におけるビーム起源によるバックグラウンドについては 5.4 章で説明することにする)。

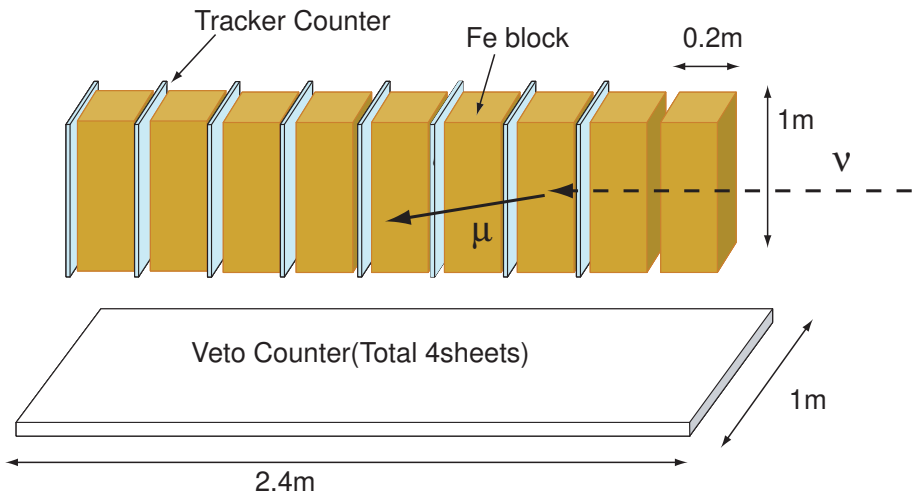

図 5.1: 試作器の概略図

図 5.2: K2K 実験 前置検出器ホールに設置した試作器の様子

5.2.2 Veto counter ならびに Tracker Counter

構造

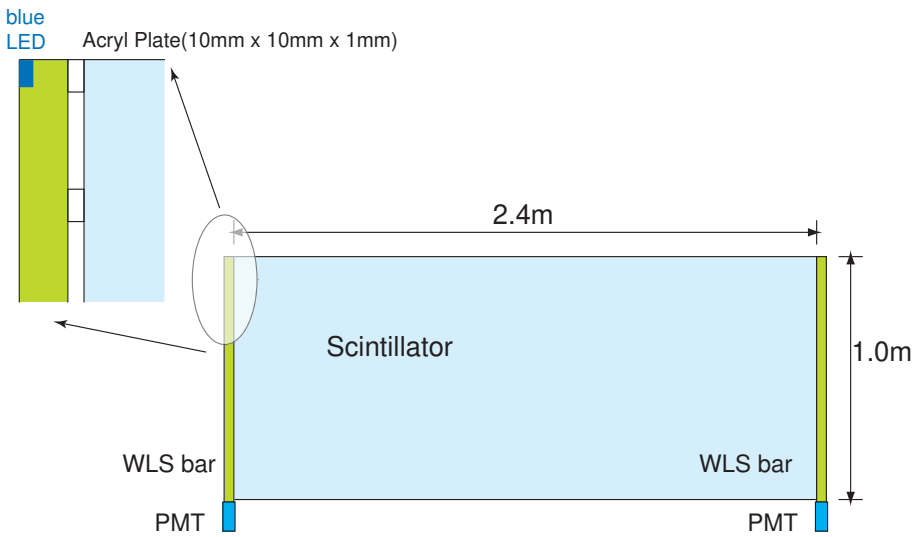

図 5.3: Veto Counter の概略図

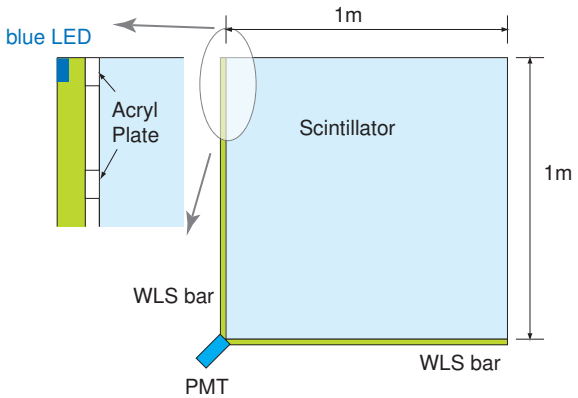

図 5.4: Tracker Counter の概略図

図 5.3 に Veto Counter の概略図、図 5.4 に Tracker Counter の概略図を示した。試作器において Veto Counter、Tracker Counter ともにセグメント化は行なわず、1 枚板のプラスチックシンチレータを用いた。用いたプラスチックシンチレータは、ともにクラレ社製の SCSN-81 である。Veto Counter、Tracker Counter に用いたシンチレータの大きさを表 5.1 にまとめた[1]。厚さが異なるものを用いているのは、プラスチックシンチレータの厚さにより得られる光量や検出効率にどのような違いが出るのかをテストしたためである。

	大きさ	厚さ
Veto Counter	1000mm × 2400mm	10mm(1 枚)
		8mm(3 枚)
Tracker Counter	1000mm × 1000mm	10mm(1 枚)
		6mm(7 枚)

表 5.1: Veto Counter ならびに Tracker Counter に用いたプラスチックシンチレータの大きさ

大きなシンチレータからのシンチレーション光の読み出しには、端面 (今回の大きさのシンチレータならば、例えば 1000mm × 10mm の端面) で大きなライトガイドを用いて 1 つの光電子増倍管 (以下、PMT) を用いて読み出す方法、多数の PMT を用いて読み出す方法、またシンチレータに溝を掘ってそこに波長変換ファイバーを埋め込み、シンチレーション光を一度吸収・再発光させ、そのうちファイバーを伝わってきた光を光検出器で検出する方法などが考えられる [20]。

しかし今回、我々はコスト面などの問題から「波長変換バーによる読み出し」を行うことにした。次で波長変換バーによる読み出しについて解説する。

波長変換バーによる読み出し

原理 「波長変換バーによる読み出し」の概念図を図 5.5 に示す。まず、荷電粒子がシンチレータを通過すると、シンチレータはシンチレーション光と呼ばれる光 (最大発光波長が約 420nm) を発光する。この光は等方的に放出され、放出された光のうちシンチレータ中での全反射の条件を満たすものがシンチレータ中を伝送し、端面にある波長変換バーに吸収される。

波長変換バーとは、吸収された光の波長より少し長い波長の光を発光する「波長変換剤」が溶かし込まれた細長いプラスチックバーのことであり、吸収された光は、このバーの中で再発光により再び等方的に放出される。この放出された光のうち、バーの中での全反射の条件を満たすものが、バーの中を伝送し、光検出器に届く。

今回我々が用いた波長変換バーは ELJEN Technology 社製の EJ-280 である。表 5.2 に

[1] ちなみに Veto Counter に用いた長さの 2400mm というのは日本で作成できるプラスチックシンチレータの最大の大きさである

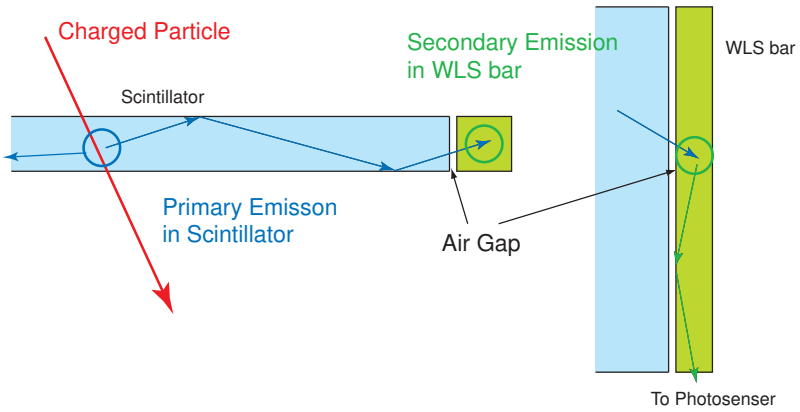

図 5.5: 波長変換バーによる読み出しの概念図

EJ-280 の基本特性をまとめ、図 5.6 に EJ-280 の吸収・発光スペクトルを示した。表 5.2 からわかるように波長変換バーの屈折率は、シンチレータの屈折率 (1.581) と同じである。シンチレータと波長変換バーを直接接合すると、一度波長変換バーに吸収された光がシンチレータに再び戻ってしまう。そのため、シンチレータと波長変換バーの間には空気の層を入れる必要がある (図 5.5 参照)。今回、我々は図 5.3 ならびに図 5.4 に示したように アクリルでできた 10mm × 10mm × 1mm の板をシンチレータと波長変換バーの間に数箇所入れることで、空気の層を作った。

吸収率が最大になる波長	425 nm
発光量が最大になる波長	490 nm
量子効率	0.86
屈折率	1.58
減衰長	$\sim$ 400 cm

表 5.2: 波長変換バー EJ-280 の基本特性

今回用いた波長変換バーの長さが Veto Counter では 1100 mm、Tracker Counter では 1000 mm のものであるたため、得られる光量は波長変換バーでの減衰よりシンチレータでの減衰のほうに依ると考えられる。そのため我々は、以下で述べるように Veto Counter、Tracker Counter それぞれで異なる読み出しを試みることにした。

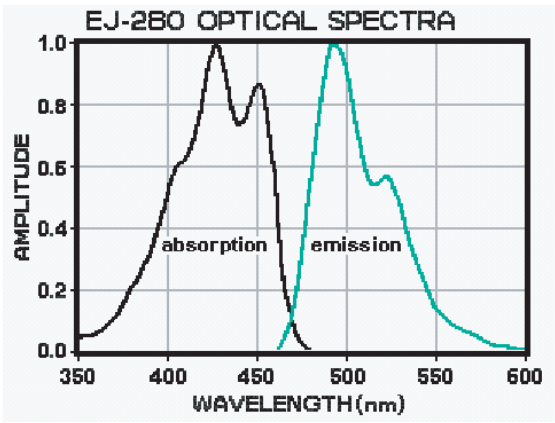

図 5.6: 波長変換バー EJ-280 の吸収・発光スペクトル。横軸は波長 (nm)。黒で描かれている分布は吸収波長で、吸収率が最大になるのは 425 nm のときである。緑で描かれている分布は発光波長で、発光量が最大になるのは 490 nm のときである。

Veto Counter　Veto Counter でまず挙げられる数値目標として、1000 mm × 2400 mm という大きな領域で 99.9 %以上の検出効率を達成することがある。Veto Counter が検出器に設置されたとき、Veto Counter に 99.9 %以上の検出効率があれば、宇宙線などのバックグラウンドは Veto Counter 間の隙間にのみに依ると考えられるためである。そのため、長さ 1000mm のほうの端面の両側で 1100 mm × 25 mm × 10mm の波長変換バー計 2 本を用いて 2 本の PMT で読み出すことにした (図 5.3 参照)。用いた PMT は浜松ホトニクス社製の $1\frac{1}{4}$ インチ光電子増倍管 R1398 である。波長変換バーの先端には PMT の較正に用いるための青色 LED が取り付けられている。実際にこの読み出しの方法ですべての領域で 99.9 %以上の検出効率が得られるかどうかについては宇宙線テストで測定した結果を次節で議論することにする。

Tracker Counter　Tracker Counter で求められることは、すべての領域で MIP がシンチレータを通過したときに 10 p.e. 以上の大きな光量が得られることである。MIP が 1 cm の厚さのシンチレータを通過したときのエネルギー損失は 2 MeV であるから、5 p.e./MeV と計算される。周りの放射線同位体からの γ 線によるイベントがあるとき、光量は数 p.e. になると予想され、このようなイベントを除くことが容易になるためである。Tracker Counter は鉄ブロックの間にインストールされ、鉄ブロックの四方は Veto Counter で覆われることとなる。Veto Counter どうしの隙間はなるべく小さいものにしたいため、1 枚の Tracker Counter に対して 1 つの PMT による読み出しをすることとした。また PMT もなるべく小さいものが望ましいので Veto Counter に用いたものと同じ浜松ホトニクス社製の $1\frac{1}{4}$ インチ光電子増倍管 R1398 を用いた。

このような条件のもとで、より大きな光量を得るためにはシンチレータと波長変換バーとの接着面がより大きいほうがよいので、図 5.4 のように 1 枚のシンチレータにつき 1000 mm

× 10mm × 10mm の波長変換バーを 2 本接着し、PMT との結合には図 5.7 のように PMT の口径約 28mm にあうアクリル製のクッキーを用いた。Veto Counter と同様、波長変換バーの先端には青色 LED が取り付けられている。Tracker Counter を試作器にインストールしたときの様子を図 5.8 に示す。この方法により得られる光量ならびに検出効率を Veto Counter と同様の宇宙線テストで測定したので、次節で議論することとする。

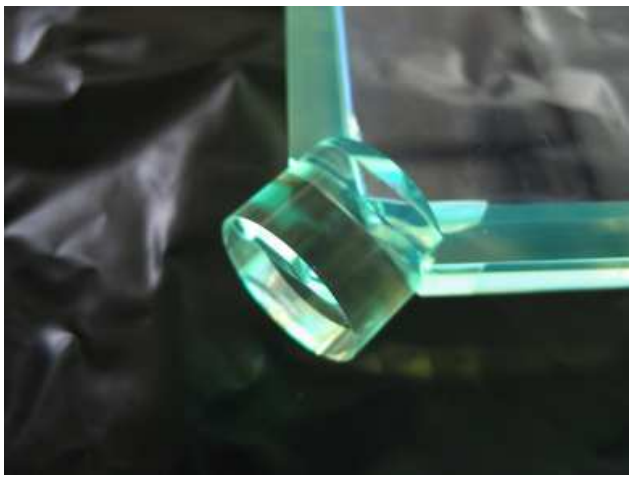

図 5.7: クッキーと波長変換バーの接合面。写真で緑色をしたバーが波長変換バーである。

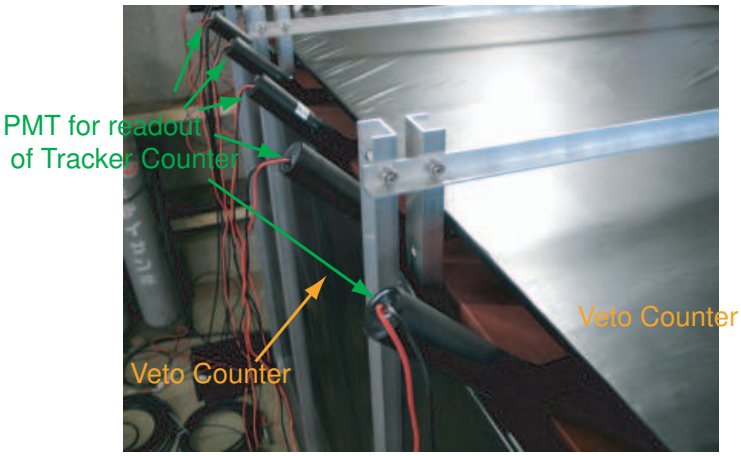

図 5.8: Veto Counter と Tracker Counter の読み出しための PMT の配置

5.3 宇宙線テストによる Veto Counter、Tracker Counter の光量測定ならび検出効率測定

本節では、得られる光量と検出効率の用いるプラスチックシンチレータの厚さによる違いを調べるために、宇宙線ミューオンを用いた測定の結果について述べ、最後に Veto Counter、Tracker Counter それぞれにおいて本試作器にどの大きさのものをインストールしたのかについて述べる。

5.3.1 セットアップ

宇宙線テスト用のセットアップの概略図を図 5.9 に示す。Counter の上下に計 3 個の大きさ 15cm × 15cm、厚さ 1cm のトリガーカウンタを配置し、宇宙線ミューオンが Counter を垂直に突き抜けたイベントのみを用いることにした。Veto Counter、Tracker Counter においてともに 9 箇所で測定を行った (図 5.10、図 5.11 参照)。

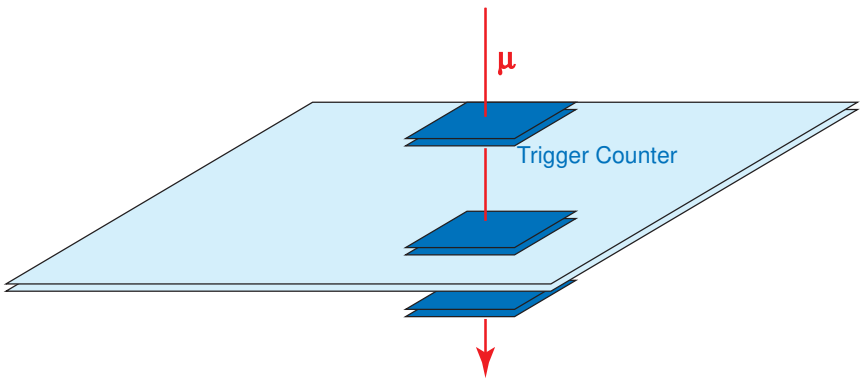

図 5.9: 宇宙線テストのセットアップの概略図。Counter の上下に配置したトリガーカウンタ 3 つのコインシデンスシグナルをトリガーとして用い、光源としてシンチレータに垂直に入射してくる宇宙線ミューオンを用いた。

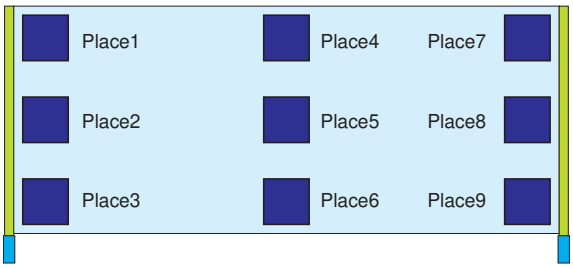

図 5.10: Veto Counter における測定地点。

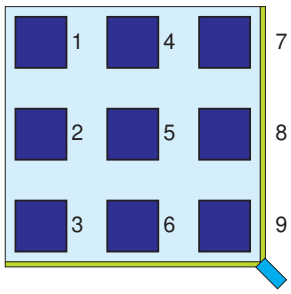

図 5.11: Tracker Counter における測定地点。

5.3.2 光電子増倍管の較正

PMT の較正として、図 5.3、図 5.4 に示されているように WLS バーの先端に取り付けられている青色 LED を用いて、各 PMT ごとの 1p.e.[2]が増幅されたときの ADC カウントを求めた。LED での発光量が平均 1p.e. 程度になるようにして ADC データを取ると、ADC 分布で図 5.12 に示すような 1p.e. のピークを見ることができる。この 1p.e. ピークをガウス分布でフィッティングしてピークの中心値 μ_{fit} を求め、これからペデスタルの平均値 μ_{ped} を引いた値 $(\mu_{\mathrm{fit}} - \mu_{\mathrm{ped}})$ が 1p.e. の ADC カウントである。

[2]photonelectron(光電子数) の略

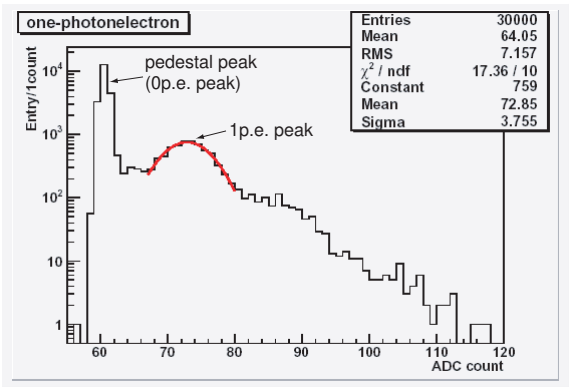

図 5.12: 小さな光量での ADC 分布に見られる 1 p.e. ピークの典型的な例。縦軸は log スケールである。PMT R1398 で印加電圧 1850 V にしたときの ADC 分布。

5.3.3 光量の定義

宇宙線ミューオンが厚さ 10 mm 程度のシンチレータを通過するときに落とすエネルギーはガウス分布ではなく、図 5.13 のように高いほうにテールを引くランダウ分布となる。そのため、分布のピークと平均の値が異なることとなり、あらかじめどちらを光量の値にするのかを定義する必要がある。本論文では、ピークの値を光量とする。また、ピーク値はピーク値周辺 (中心からそれぞれ 1σ) をガウス分布でフィッティングして、その中心値とする。

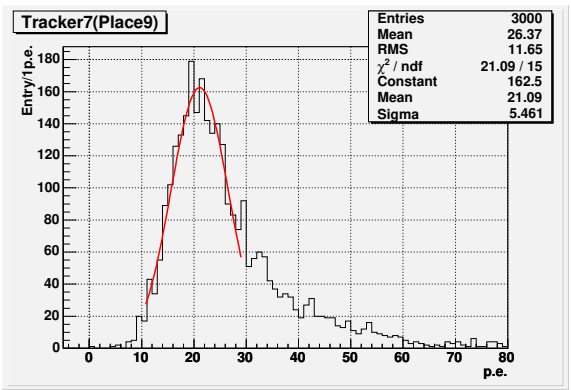

図 5.13: 宇宙線ミューオンを厚さ 1 cm のシンチレータで測定したとき、観測する光量分布。分布はガウス分布ではなく、ランダウ分布になる。この図は、Tracker Counter のうち厚さが 10 mm のものでトリガーカウンタの場所は Place9 である。

5.3.4 測定結果

測定は、各測定場所ごとトリガーカウンタ 3 つのコインシデンスシグナルをトリガーとするイベント (トリガーイベント) と、ランダムトリガーによるイベント (ペデスタルイベント) の 2 種類の ADC データを測定した。取得したイベント数はどちらも 3000 である。Veto Counter、Tracker Counter を読み出す PMT からの信号は 5.5.1 章で述べるように試作器において TDC で記録するために 1 p.e. 相当のしきい値に設定された Discriminator に入力されるため、それぞれ以下に述べるように検出効率を定義する。

Veto Counter まず Veto Counter における検出効率を定義する。

- 検出効率

  トリガーイベントのうち Veto Counter を読み出している 2 つの PMT の ADC カウントのどちらかが 1p.e. の ADC カウントより大きいイベントを検出したとし、そのイベント数を全トリガーイベント数で割ったものである。

表 5.3、表 5.4 に厚さ 10mm、8mm の Veto Counter における測定結果をまとめた。

Place	PMT1 の光量 (p.e.)	PMT2 の光量 (p.e.)	検出効率
Place1	4.3	1.8	99.5%(16)
Place2	6.9	1.8	$>$ 99.9%(2)
Place3	14.8	2.2	$>$ 99.9%(1)
Place4	2.8	3.9	99.6%(9)
Place5	3.2	4.0	99.8%(12)
Place6	3.4	4.4	99.5%(7)
Place7	1.1	6.5	99.9%(4)
Place8	1.6	11.0	$>$ 99.9%(0)
Place9	1.3	18.1	$>$ 99.9%(0)

表 5.3: 厚さ 10 mm の Veto Counter における測定結果。かっこの中の数字はトリガーイベント数のうち 2 つの PMT どちらも検出できなかったイベント数である。

Place	PMT1 の光量 (p.e.)	PMT2 の光量 (p.e.)	検出効率
Place1	6.6	1.4	99.9%(4)
Place2	9.2	1.5	$>$ 99.9%(0)
Place3	15.4	1.4	$>$ 99.9%(1)
Place4	4.0	2.6	99.7%(9)
Place5	3.8	2.6	99.3%(21)
Place6	3.7	2.9	99.5%(14)
Place7	2.1	4.9	99.7%(10)
Place8	2.1	6.7	$>$ 99.9%(1)
Place9	2.1	8.8	$>$ 99.9%(0)

表 5.4: 厚さ 8 mm の Veto Counter における測定結果。かっこの中の数字は表 5.3 と同様である。

Tracker Counter　Tracker Counter における検出効率を定義する。

- 検出効率

  トリガーイベントのうち Tracker Counter を読み出している 1 つの PMT の ADC カウントが 1p.e. の ADC カウントより大きいイベントを検出したとし、そのイベント数を全トリガーイベント数で割ったものである。

表 5.5 に厚さ 10 mm の Tracker Counter の測定結果を、表 5.6 に 7 枚ある厚さ 6 mm の Tracker Counter のうち最も検出効率のよかったものの測定結果を、また表 5.7 と表 5.8 に Veto として用いられた 2 枚の測定結果を示す。

Place	光量 (p.e.)	検出効率
Place1	11.1	$>$ 99.9% (1)
Place2	11.4	$>$ 99.9% (0)
Place3	11.6	$>$ 99.9% (1)
Place4	11.3	$>$ 99.9% (0)
Place5	12.6	$>$ 99.9% (0)
Place6	14.7	$>$ 99.9% (1)
Place7	10.6	$>$ 99.9% (0)
Place8	13.0	$>$ 99.9% (0)
Place9	21.1	$>$ 99.9% (1)

表 5.5: 厚さ 10 mm の Tracker Counter における測定結果。かっこの中の数字は検出、しなかったイベント数である。

Place	光量 (p.e.)	検出効率
Place1	5.0	98.6% (43)
Place2	4.0	98.3% (51)
Place3	4.4	98.0% (61)
Place4	5.3	98.3% (52)
Place5	6.3	99.6% (13)
Place6	6.7	99.7% (10)
Place7	5.7	98.6% (42)
Place8	7.9	99.8% (6)
Place9	15.6	$>$ 99.9% (0)

表 5.6: 厚さ 6 mm の Tracker Counter における測定結果。これは、5.3.5 章で述べる Tracker2 のものであり、この結果が厚さ 6 mm のものでは最もよいものであった。かっこの中の数字は表 5.5 と同様である。

Place	光量 (p.e.)	検出効率
Place1	4.8	97.0% (91)
Place2	5.6	98.6% (41)
Place3	6.4	99.0% (31)
Place4	5.3	97.9% (62)
Place5	6.3	99.5% (15)
Place6	8.0	99.8% (6)
Place7	6.2	99.1% (26)
Place8	8.7	99.8% (6)
Place9	15.6	$>$ 99.9% (0)

表 5.7: Veto として用いられた厚さ 6 mm の Tracker Counter における測定結果。これは、5.3.5 章で述べる Tracker1 のものである。かっこの中の数字は表 5.5 と同様である。

Place	光量 (p.e.)	検出効率
Place1	4.4	97.4% (78)
Place2	4.9	98.4% (48)
Place3	5.5	98.8% (37)
Place4	5.0	98.5% (45)
Place5	6.0	99.3% (21)
Place6	7.2	99.7% (10)
Place7	5.9	99.3% (20)
Place8	7.6	99.8% (6)
Place9	13.0	$>$ 99.9% (2)

表 5.8: Veto として用いられたもう 1 枚の厚さ 6 mm の Tracker Counter における測定結果。これは、5.3.5 章で述べる Tracker8 のものである。かっこの中の数字は表 5.5 と同様である。

5.3.5 宇宙線テストのまとめと試作器におけるインストール場所

Veto Counter では、1000 mm $\times$ 2400mm という大きな領域で 99.9 %以上の検出効率を得るために図 5.3 に示すように 2 本の波長変換バーと 2 本の PMT による読み出しを行なった。表 5.3、表 5.4 から、検出効率は PMT に近い地点では 99.9 %以上を得られたが、その他の地点では 99.9 %より小さい値となり、厚さ 8 mm のときの 99.3 %が最も低い値となった。このことが実際、試作器において影響が出るのかどうかについては 5.6.5 章で述べることにする。Veto Counter は 10 mm の厚さのものを試作器の上部に設置し、残りの 3 枚、8 mm の厚さのものは試作器の下部、側面に設置することにした (図 5.14 参照)。

Tracker Counter では、1000 mm $\times$ 1000 mm の領域で MIP が通過したときに 10 p.e. 以上の大きな光量を得ることができ、また検出器の構造からの制限を満たすように図 5.4 に示すように 2 本の波長変換バーと 1 本の PMT による読み出しを行なった。表 5.5 から厚さ 10 mm であれば PMT から最も遠い地点である Place1 でも 11.1 p.e. と十分な光量が得られることがわかった。しかし、表 5.6 - 表 5.8 から厚さ 6 mm のものでは光量が Place1 で 4 p.e. 程度と低いものとなった。この原因は用いた PMT の量子効率の違い、もしくは波長変換バーとシンチレータとの接合面での違いなどが考えられる。

図 5.14 のように試作器に設置し、8 枚の Tracker Counter で得られる MIP での光電子数を求めるために、8 枚を水平に通過する宇宙線ミューオンのイベントを取り、光量を求めた。その結果と設置された Tracker Counter の厚さを表 5.9 にまとめた。

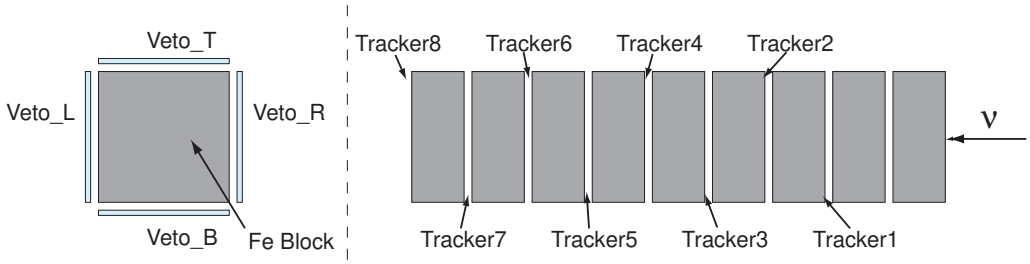

図 5.14: 左側の図は、試作器における Veto Counter の設置場所を示す。ビーム方向から見た図である。図に示されているように 4 枚の Veto Counter を Veto_T、Veto_L、Veto_B、Veto_R と定めた。また、右側の図は試作器における Tracker Counter の設置場所を示す。前から Tracker1、Tracker2、...、Tracker8 と定めた。

	厚さ	光量 (p.e.)
Tracker1	6mm	6.6
Tracker2	6mm	7.2
Tracker3	6mm	4.1
Tracker4	6mm	4.0
Tracker5	6mm	4.3
tracker6	6mm	3.1
Tracker7	10mm	9.7
Tracker8	6mm	6,1

表 5.9: Tracker Counter8 枚を図 5.14 のように設置したときのそれぞれの厚さと 8 枚を水平に通過する宇宙線ミューオンのイベントから求められた光電子数の対応表。

5.4 K2K 実験について

試作器の設置場所は、K2K 実験の前置検出器ホールの地表である (図 5.15)。また設置した場所で予想されるニュートリノビームのフラックスを図 5.16 に示す。

ここでビーム起源によるバックグラウンドについて述べておく。今回の試作器を設置した場所においてビーム起源によるバックグラウンドのほとんどは、スカイシャインと呼ばれるバックグラウンドであると考えられる。前置検出器ホールの上流 300 m にはターゲットがあり、また上流 100 m にはビームダンプがある。スカイシャインとは、おそらくこのいずれかの場所で陽子が原子核と反応してできた中性子が前置検出器ホールまで飛来してきて、散乱され、ホールの地下にある K2K 実験の前置検出器に天頂方向から入射するバックグラウンドである。実際、前置検出器の 1 つである SciBar 検出器においても、検出器の上部で多数検出されている。スカイシャインは時間的に遅れて前置検出器ホールに到達する。K2K のビームは 9 個のバンチが約 120 nsec おきに並んだ構造をしているが、SciBar 検出器でスカイシャインによるイベントが検出されるのは 3 バンチ目ぐらいからで、ニュートリノより 300 nsec 程度遅れて来ることが知られている。また、このスカイシャインのピークはビームから数 μsec のところにある。

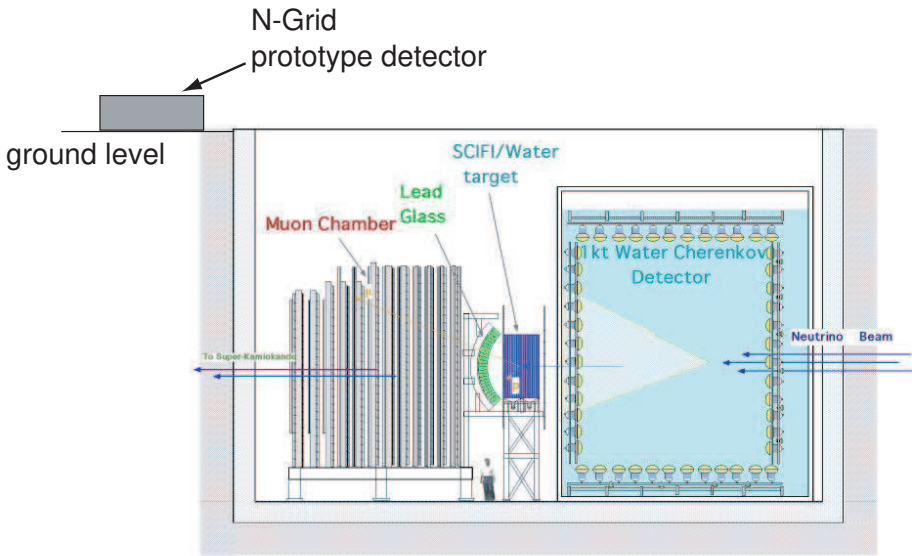

図 5.15: 試作器の設置場所。

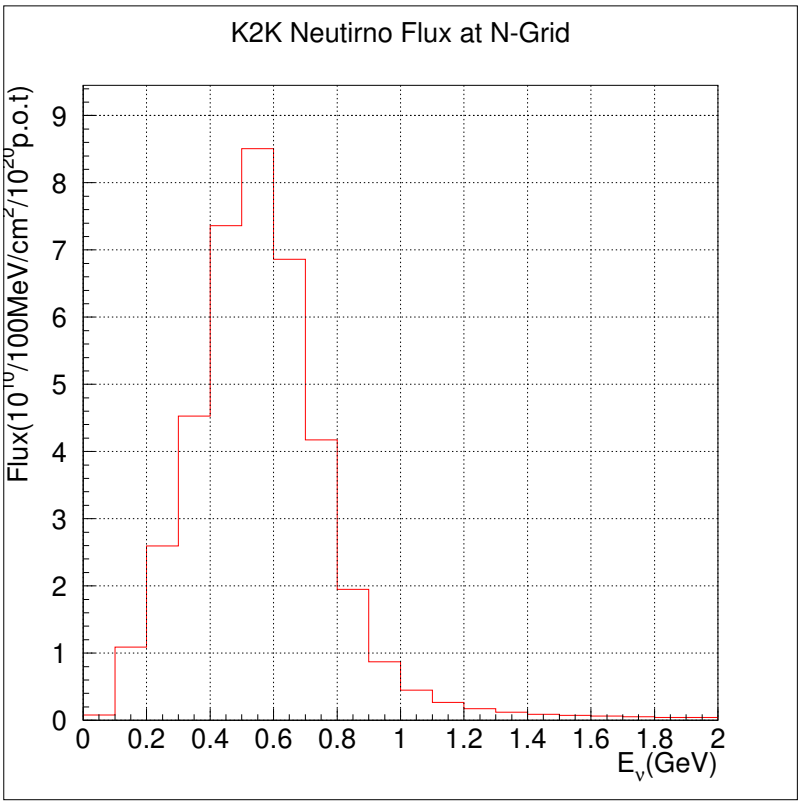

図 5.16: 設置場所におけるニュートリノビームフラックス

5.5 データ収集システム

本試作器において、以下の 3 つのタイプのデータを取得した。

- ビームデータ
- ペデスタルデータ
- ダミータイミングデータ

ビームデータは、ニュートリノビーム起源のイベントを含むデータである。ペデスタルデータは本試作器で用いる ADC のペデスタルデータであり、スピルごとにデータを取得することで、変動がないかをモニターした。ダミータイミングデータは、ビームタイミング外でビームデータと同じようにデータを取得したデータであり、ビーム起源以外のバックグラウンドを評価するのに用いられた。本節では、これらのデータを取得するためのデータ収集ロジックについて述べる。

5.5.1 データ収集モジュール

本試作器ではデータ収集のために CAMAC 規格のモジュールを用いた。使用した ADC は豊伸電子社製、16ch 電荷積分型 ADC である。ADC のゲート幅は 1.1 μsec 幅のニュートリノビームとバックグラウンド両方のデータを記録するため、2.5 μsec とした。また、使用した TDC は KEK で開発された海津製作所製、DRIFT TIME DIGITIZER である。100 MHz クロックを用い、時間分解能は 10 nsec、フルレンジは約 2.5 μsec である。

本試作器でのイベントの読み出しは、Veto Counter1 枚につき 2 本、Tracker Counter1 枚につき 1 本の計 16 本の PMT により行なわれるが、PMT からの信号はすべてまず Divider により 2 つの信号に分割される。1 つの信号はアナログ信号のまま適当な Delay ケーブルを通して ADC で記録され、もう 1 つの信号はしきい値 1 p.e. 相当に設定された Discriminator に入力されることでデジタル信号化され、TDC で記録される (図 5.18 参照)。

5.5.2 データ収集のトリガーコントロール

本試作器におけるトリガーには、3 種類のデータに応じて、ビームトリガー、ペデスタルトリガー、そしてダミータイミングトリガーがある。これら 3 種類のトリガーを図 5.17 のように K2K の 2.2 秒周期のニュートリノビームスピル間隔にあわせて発生させ、3 種類のデータを取り終えるようにした。

ビームトリガーは加速器から送られて来るビームタイミングシグナルによるトリガーであり、ビームスピルの発生するタイミングに合っているように調節した。ペデスタルトリガーはビームデータをすべて取得したのち 0.1 秒後に、コンピュータ制御により Output Register から出力される。ダミータイミングトリガーは、ビームトリガーを 1 秒遅れさせることによ

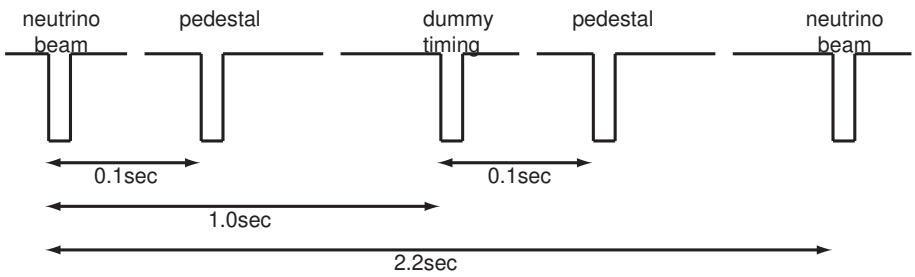

図 5.17: 試作器におけるトリガーコントロールの時間構造

り発生させ、ダミータイミングトリガー後のペデスタルトリガーはビームトリガー後のペデスタルトリガーと同じように発生させた。

次にトリガーからデータ取得までの流れを説明する。始めに加速器から送られて来るビームタイミングシグナルは、実際のビームスピルの 100 μsec 前に前置検出器ホールの地下に送られ、Digital Delay Generator(RPN-300) というモジュールに入力される。Digital Delay Generator は林栄精器株式会社製の NIM モジュールであり、入力されたシグナルのパルス幅および出力の Delay を 10nsec 単位で設定できるモジュールである。このモジュールに入力されたシグナルは 107.54 μsec 遅れさせられ、ほぼビームスピルの発生するタイミングになる。本試作器ならびにデータ収集システムは前置検出器ホールの地表にあるため、このシグナルは BNC ケーブル 50 m を用いて地表にまで運ばれ、データ収集の幅 2.5 μsec にビームスピル幅 1.1 μsec がすべて収まるように適当に Delay を入れ調節し、ビームトリガーとした。またダミータイミングトリガーはこのビームトリガーのシグナルが Digital Delay Generator に入力され、1 秒遅れさせられることで発生され、ビームトリガーとダミータイミングトリガーでのデータ収集は以下で述べるよう共通である。

ビームトリガーとダミータイミングトリガーによるシグナルは、まず Fan-in/Fan-out(F/F) に入力され、どちらかのシグナルが出力されるようにし、そのシグナルは 3 つの Gate Generator、Digital Delay Generator、そして Event LAM Register(ELR) に入力され、Gate Generator により (A)、(B)、(C) のゲートが作られ、Digital Delay Generator により (D) のゲートが作られる。どちらかのシグナルにより ELR の LAM が立ち、PC から CAMAC のデータを読むようにした。

(A) 波高測定用の ADC ゲート

全部で 16 本ある PMT 信号の ADC を取るためのゲートである。ペデスタルトリガーにおいてはビームデータもしくはダミータイミングデータを取得した 0.1 sec 後に Output Register により作られるシグナルでゲートが作られる。

(B) タイミング測定用の TDC スタートシグナル

ビームトリガー、ダミータイミングトリガーでのイベントの 2.5 μsec 内での時間構造を見るために TDC のスタートシグナルとなる。

(C) Coincidence Register のゲート

ビームトリガー、ダミータイミングトリガーにおいてデータ収集は共通したものを用いたため、ビームトリガーとダミータイミングトリガーのどちらによるイベントかを区別する必要がある。今回、我々は Input Register の代わりとして Coincidence Register を用い、この Coincidence Register に入力するゲートを作る。

(D) タイミング測定用の TDC ストップシグナル

Digital Delay Generator を用いて 2.5 μsec Delay させることで TDC のストップシグナルを作る。

以上のプロセスを処理するロジック回路図を図 5.18 に示す。

このようにして収集したビームのデータ量は 60514 スピルで、約 1 日半分に相当する。これは、K2K のビームラインにある電磁ホーンの故障という不慮の事故により K2K 実験のランが止まってしまったためである。このデータを以下の解析で用いる。

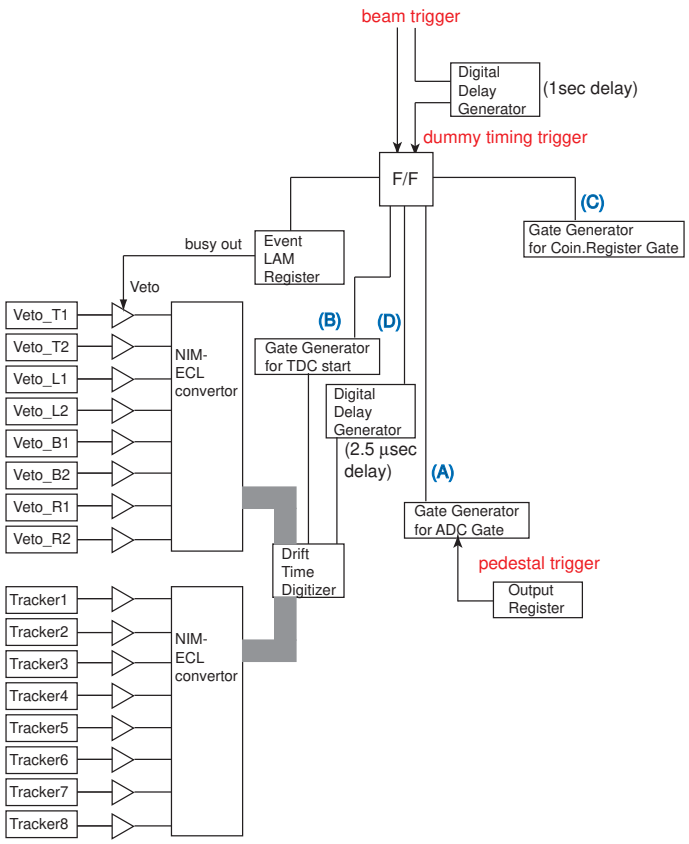

図 5.18: 本試作器におけるデータ収集ロジック回路図

5.6 ニュートリノ反応によるイベントの同定

本節では、試作器にニュートリノビームを当てた約 1 日半のデータを用いたニュートリノ反応によるイベントの同定について述べる。

5.6.1 TDC 分布ならびに TDC v.s.ADC 分布

まず、ビームトリガーとダミータイミングトリガーによるイベントの TDC 分布と TDC v.s ADC 分布のスキャッタープロットを示す。図 5.19 と図 5.20 にそれぞれ Veto_T1、Tracker1 での分布を示した。また、表 5.10 に Veto Counter4 枚を読み出している計 8 本の PMT でのイベント数を、表 5.11 に Tracker Counter8 枚のイベント数をまとめた。ここでイベントというのは TDC で 1 p.e. 以上のヒットが記録されたイベントのことである。

ここで、本試作器でのニュートリノ反応を考えることにする。図 5.16 で示したニュートリノフラックスに反応断面積を掛けて得られるニュートリノ反応数は、0.1245×10^{-2} /g/10^{20}p.o.t なので、K2K でのスピル当たりの p.o.t を 5×10^{12} p.o.t/spill と仮定することで、

$$\begin{aligned} & (0.1245\times10^{-2}/\mathrm{g}/10^{20}\mathrm{p.o.t})\times(5\times10^{12}\mathrm{p.o.t/spill})\times10^{6}\mathrm{g/ton} \\ = \quad & 6.225\times10^{-5}/\mathrm{spill/ton} \end{aligned}$$

と求められる。すると 6×10^{4} spill 分のデータ中、総重量約 12.6 ton の本試作器で起こるニュートリノ反応は、

$$(6.225\times10^{-5}/\mathrm{spill/ton})\times12.6\mathrm{ton}\times(6\times10^{4}\mathrm{spill})\sim47\ \text{イベント} \tag{5.1}$$

と計算される。また、ニュートリノビームのタイミングは図 5.19、図 5.20 での 800 nsec ぐらいから 1900 nsec ぐらいに当たる。そのため、5.4 章で述べたようにこれらの図においてビームトリガーによるイベントのうち 800 + 300 =1100 nsec 以降のイベントのほとんどがビーム起源によるバックグラウンドであると考えられる。また、ビームトリガーによるイベントの内 800nsec 以前のイベントと、ダミータイミングトリガーによるイベントは、光量が大きいものは宇宙線によるもの、小さいものは周りの放射線同位体からの γ 線によるものと考えられる。

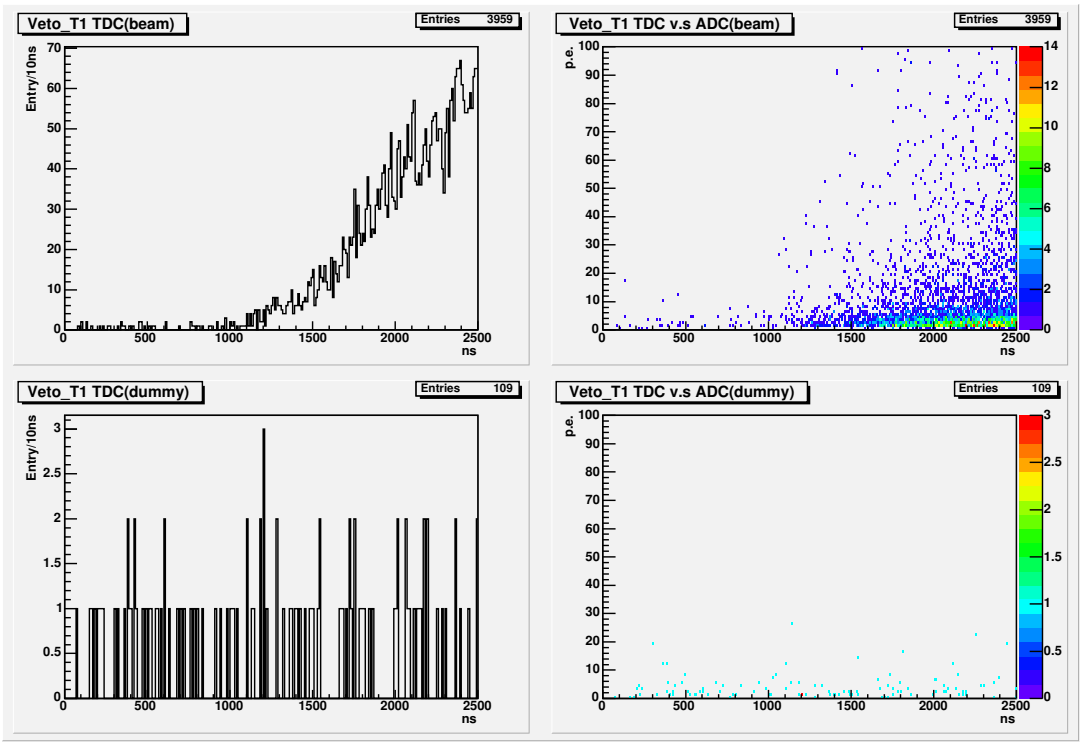

図 5.19: Veto_T1 での TDC 分布と TDC v.s ADC 分布。上 2 つのプロットがビームタイミングでの分布であり、下 2 つがダミータイミングでの分布である。

	beam	(/spill)	dummy	(/spill)
Veto_T1	3959	6.54×10^{-2}	109	1.80×10^{-3}
Veto_T2	4047	6.69×10^{-2}	126	2.08×10^{-3}
Veto_L1	3825	6.32×10^{-2}	175	2.89×10^{-3}
Veto_L2	2089	3.45×10^{-2}	59	9.75×10^{-4}
Veto_B1	1227	2.03×10^{-2}	77	1.27×10^{-3}
Veto_B2	671	1.11×10^{-2}	54	8.92×10^{-4}
Veto_R1	3228	5.33×10^{-2}	297	4.91×10^{-3}
Veto_R2	2266	3.74×10^{-2}	204	3.37×10^{-3}

表 5.10: Veto Counter4 枚を読み出している 8 本の PMT でのイベント数。beam というのはビームタイミングでの、dummy というのはダミータイミングでのイベント数である。またイベント数を取得スピル数 60514 で割ることで、スピル当たりのイベント数も出した。

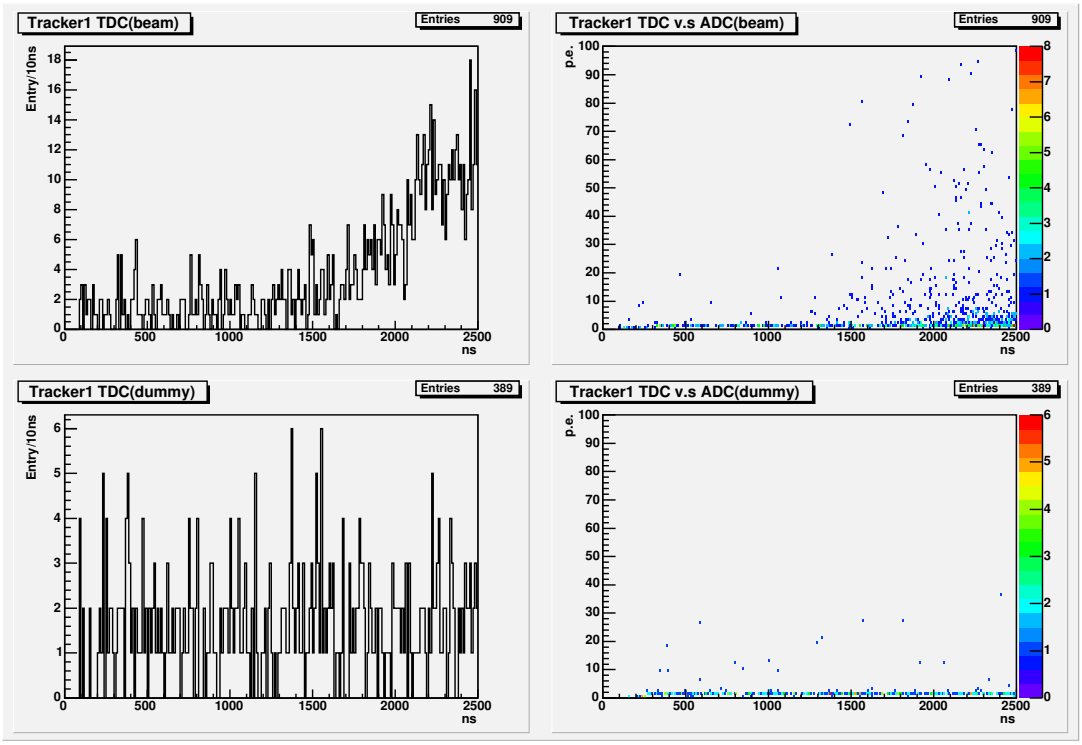

図 5.20: Tracker1 での TDC 分布と TDC v.s ADC 分布。上 2 つのプロットがビームタイミングでの分布であり、下 2 つがダミータイミングでの分布である。

	beam	(/spill)	dummy	(/spill)
Tracker1	909	1.50×10^{-2}	389	6.43×10^{-3}
Tracker2	559	9.24×10^{-3}	89	1.47×10^{-3}
Tracker3	558	9.22×10^{-3}	142	2.35×10^{-3}
Tracker4	396	6.54×10^{-3}	100	1.65×10^{-3}
Tracker5	590	9.75×10^{-3}	162	2.68×10^{-3}
Tracker6	580	9.58×10^{-3}	182	3.01×10^{-3}
Tracker7	708	1.17×10^{-2}	70	1.16×10^{-3}
Tracker8	1721	2.84×10^{-2}	986	1.63×10^{-2}

表 5.11: Tracker Counter8 枚のイベント数。beam、dummy というのは表 5.10 と同じ定義である。

5.6.2　ニュートリノイベント同定の解析の準備

5.6.1 章で見たように、今回取得した約 1 日半のビームデータのうち大半がビーム起源によるバックグラウンドである。そのため、データを解析した結果がどのくらい信頼に足るものかを評価するためにモンテカルロシュミレーションを第 4 章と同じく Geant4 を用いて行なった。以下で、行なったモンテカルロシュミレーションにおける設定条件を説明する。

構造

モンテカルロシミュレーション上での検出器の構造は、実際の試作器における構造と同じものにした (図 5.21 参照)。

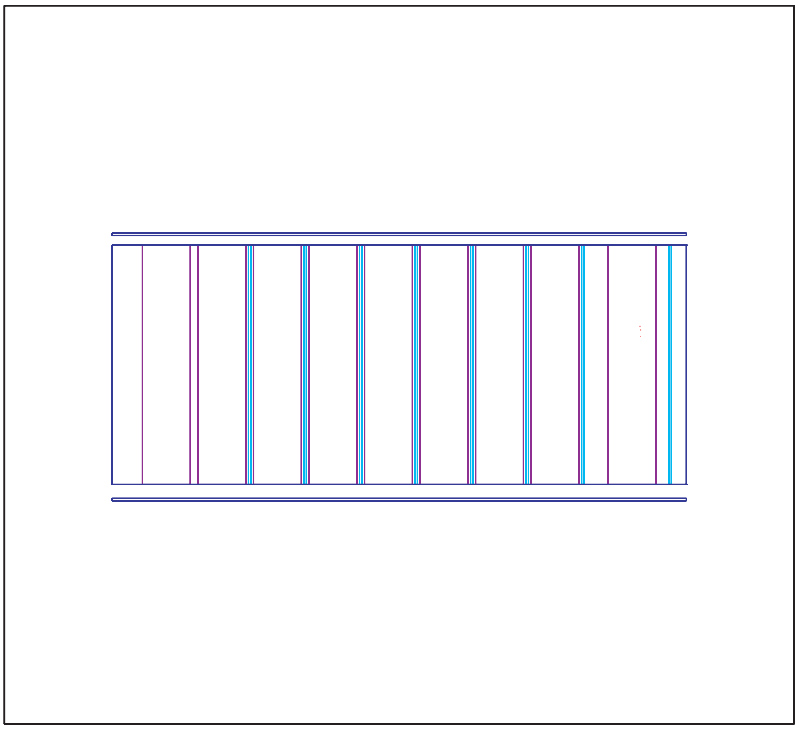

図 5.21: モンテカルロシュミレーション上での本試作器。この図は検出器を上から見たものである

ヒットの取り扱い

シミュレーションにおいてヒットは、荷電粒子が Veto Counter もしくは Tracker Counter を通過したときに落とすエネルギーが 0 MeV より大きいときをヒットとしている。

5.6.3　イベントセレクション

ニュートリノ反応によるイベントを同定するために次の 3 つのイベントセレクションカットをかけることにした。ここで、ビームデータにおいては 5.6.1 章で述べたのと同じ波高で約 1 p.e. 以上のイベントのことをヒットとしている。

(1)Tracker Cut　N-Grid 検出器ではニュートリノ反応で生成されるミューオンを捕えることで、ニュートリノ反応を同定する。Tracker Counter で連続した 2 枚以上にヒットがあるイベントを選ぶことにした。

(2)Time Difference Cut　Tracker Counter で 2 枚以上ヒットがあるイベントのヒットの 1 枚目と 2 枚目の TDC 値の差の分布を図 5.22 に示す。図 5.22 に示されているように TDC 値の差に ± 2.5 μsec までの広がりがある。ニュートリノ反応からのミューオンならば、TDC 値の差は最大でも 10 nsec 程度になるはずである。今回用いた TDC の時間分解能は 10 nsec/1 カウントであり、さらに TDC のモジュールの測定誤差として ± 1 カウントがあるため、i 番目と $i+1$ 番目の Tracker Counter にヒットがあるとき以下のようなカットをかけることにした。

$$|\mathrm{TDC}(i+1) - \mathrm{TDC}(i)| \leq 20\mathrm{nsec} \ (i = 1, 2, \ldots, 7)$$

3 枚以上にヒットがあるときには、それぞれ 2 枚ごとにこのカットをかけることにした。なお、モンテカルロシミュレーションではこのカットはかけていない。

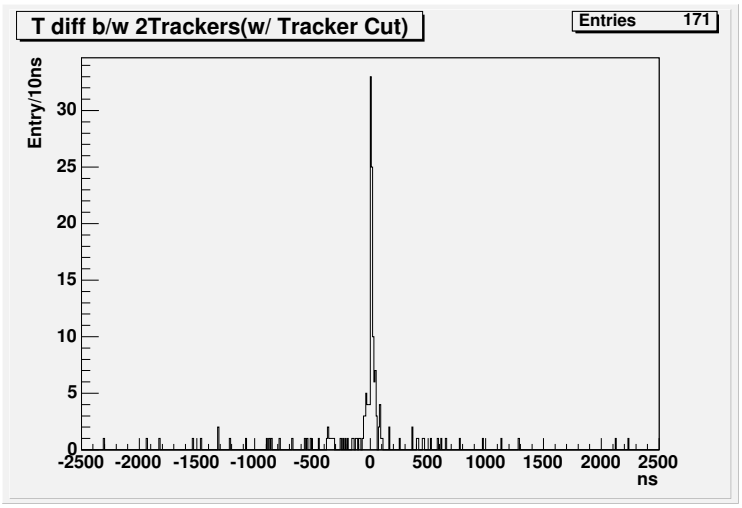

図 5.22: Tracker Counter で 2 枚以上ヒットがあるイベントのヒットの 1 枚目と 2 枚目の TDC 値の差の分布。

(3)Veto Cut　N-Grid 検出器の内部で起こったニュートリノ反応のみをイベントとして用いるため、検出器を囲う 4 枚の Veto Counter、ならびに一番前と一番後ろの Tracker Counter を Veto として用い、この 6 枚の Counter にヒットがあるイベントを除くことにした。

(4)Time Window Cut　ニュートリノビームタイミングである 800 nsec から 1900 nsec までにあるイベントを選んだ。

5.6.4　イベントセレクションの適用

5.6.3 章で述べたイベントセレクションをビームデータとモンテカルロシミュレーション (MC) に (1) から (4) の順に課した。各イベントセレクションでどのくらいのイベント数が残るのかを求めたのが表 5.12 である。ビームデータでは、イベントセレクションで残ったイベント数は、2 イベントとなった。

表 5.12 によると、ビームデータとシミュレーションにすべてのイベントセレクションを課した後の効率がビームデータで 1.2 %、シミュレーションで 37.6 %と 36.4 %もずれている。これはシミュレーションでは含まれていないバックグラウンドがビームデータには多数あるためである。

シミュレーションで検出器内で生成させたニュートリノ反応数は 50000 イベントであり、式 (5.1) より今回試作器に当てたニュートリノビームの量で期待されるニュートリノ反応数が 47 イベントなので、イベントセレクション後に残るイベント数の期待値は、

$$47 \times \frac{3174}{50000} \sim 3.0 \text{ イベント}$$

と計算される。

イベントセレクション	データのイベント数	MC のイベント数
ニュートリノ反応数		50000
(1)Tracker Cut	171(100%)	8445(100%)
(2)Time Difference Cut	76(44.4%)	
(3)Veto Cut	20(11.7%)	3174(37.6%)
(4)Time Window Cut	2(1.2%)	

表 5.12: 各イベントセレクションを行なった後でのデータとシミュレーションのイベント数変化表。

5.6.5　ダミータイミングデータによるバックグラウンドの評価

5.5 章で述べた通り、ニュートリノビームと同時に取得したダミータイミングデータを用いて、5.6.4 章で求めたイベントセレクションで残ったビームデータのイベント数のうち、ビーム起源ではないバックグラウンドがどのくらい混入しているかを求めた。ダミータイミングデータに対して、(1) から (4) までのイベントセレクションを順に課して、どのくらいのイベントが残ってくるのかを求めたのが表 5.13 である。表 5.13 からビーム起源ではないバックグラウンドは、イベントセレクションですべて除くことができていることがわかる。

また、5.3.5 章で述べたように PMT に近い地点以外でのヒット効率が Veto Counter では最も低い値で 99.3 %であり、Veto として用いた Tracker1、Tracker8 で最も低い値で 97 %程度であったが、ビーム起源でないバックグラウンドである宇宙線ミューオンなどのイベントを除くには問題がないことがわかった。

イベントセレクション	データのイベント数
(1)Tracker Cut	18(100 %)
(2)Time Difference Cut	13(72.2 %)
(3)Veto Cut	0(0 %)
(4)Time Window Cut	0(0 %)

表 5.13: 各イベントセレクションを行なった後でのダミータイミングによるデータのイベント数変化表。

5.6.6　ニュートリノイベント同定の結論

図 5.23 にビームデータで (1) から (3) までのイベントセレクションを課して残った 20 イベントの TDC 分布ならびに TDC v.s ADC 分布を示す。この分布はイベントセレクションで残ったイベントの Tracker Counter のうち最も上流のものの TDC 値、ADC 値である。ニュートリノビームは図 5.23 で 800 nsec から 1900 nsec の間に来ている。このあとにビーム起源によるバックグラウンドによるイベントが多数存在することがわかる。

5.4 章で述べた通り、このビーム起源のバックグラウンドはスカイシャインと呼ばれるものであり、ニュートリノより 300 nsec 遅れて来ることから本試作器では図 5.23 で 1100 nsec 以降に存在するということになる。推測の範囲を越えないが、今回の試作器にとってバックグラウンドとなっている中性子の反応として考えられるものとして、中性子が空気中の原子核の核子と散乱しホールを作り、外殻から核子がホールに落ちて来る際に出る γ 線がシャワーを作るような反応、または π^0 粒子ができてその 2γ への崩壊によりシャワーが作られる反応、もしくは中性子が原子核や陽子などを弾く反応などがある。図 5.23 で数 p.e. のイベントは γ 線のシャワーによるバックグラウンド、また数 10 p.e. のイベントは中性子により弾かれた原子核もしくは陽子によるバックグラウンドと考えることができる。今回用いた Tracker Counter は表 5.9 から MIP で 4 - 9 p.e. の光電子数が得られるが、γ 線のシャワーによるバックグラウンドとニュートリノ反応からのミューオンを光量から区別することは難しいと考えられる。区別するための改良点としては Tracker Counter をセグメント化し、イベントが起こった場所を識別することが考えられる。

以上から、今回試作器に約 1 日半のニュートリノビームを当てたデータを解析した結果、試作器内でのニュートリノ反応によると思われるイベント数は 2 イベントである。モンテカルロシミュレーションによる期待値も 3 イベントであるが、どちらも少数統計であり、ビーム起源のバックグラウンドが除くことができているのかどうかの結論は出すことができなかった。当初は 1ヵ月半ほどデータを取得する予定であったため、60 イベントぐらいのイベントが見えるはずであったが、K2K 実験の電磁ホーンの故障という不慮の事態のため非常に残念な結果となった。

ただし、N-Grid 検出器内でのニュートリノ反応の 1 日当たり期待値が K2K では 2 イベントであるのに対し、T2K では 4.3.1 章から 5000 イベントである。K2K と T2K でビーム強度が 100 倍異なるが、放射化レベルに対する規制からビーム起源によるバックグラウンドのレベルはほぼ同じであると考えられる。したがって、試作器でのイベントがすべてビーム起源のバックグラウンドであるとしても、1 日当たり 2 イベント弱となり T2K ではビーム起源によるバックグラウンドは問題にならないと考えられる。

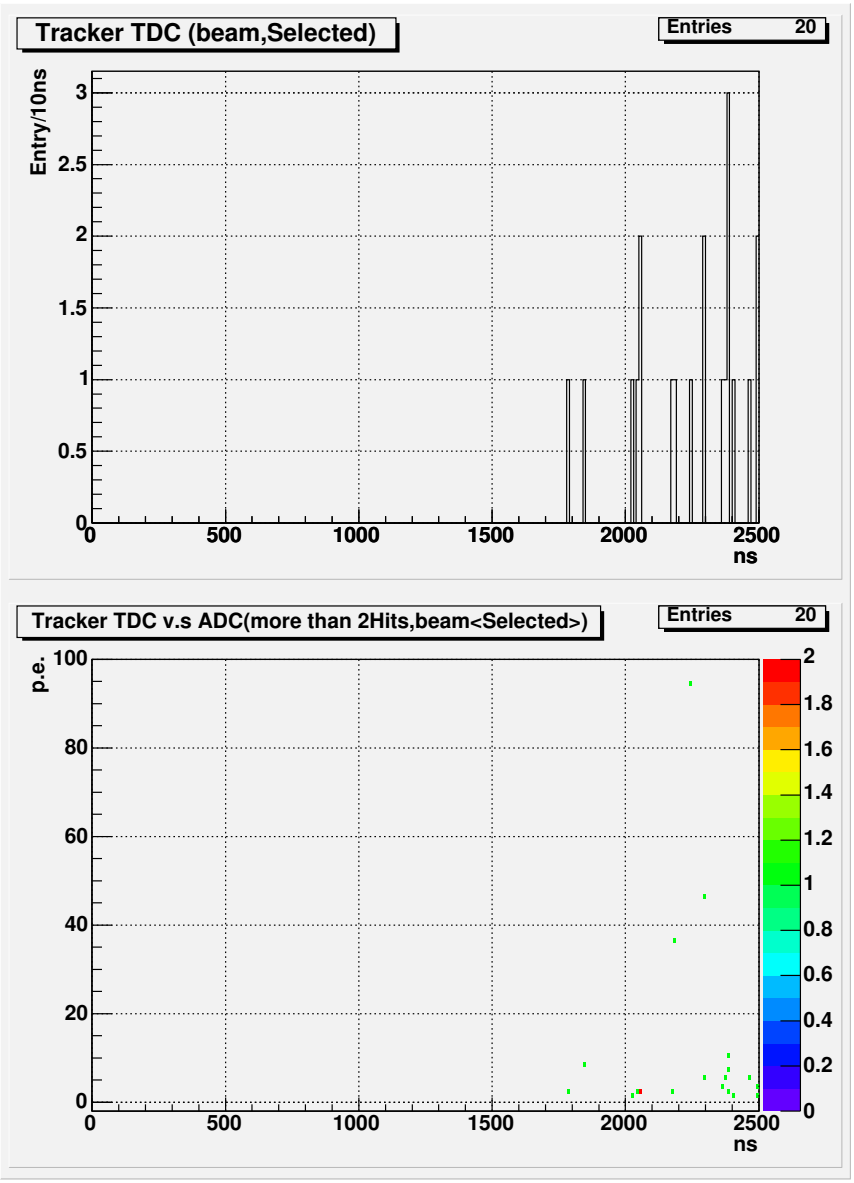

図 5.23: ビームデータでイベントセレクションを課して残ったイベントの TDC 分布ならびに TDC v.s ADC 分布。

5.7 本試作器の結論

今回、N-Grid 検出器 1 モジュールの試作器を K2K 実験の前置検出器ホールの地表に設置して基本性能を調べた。

Veto Counter は 1000 mm × 2400 mm という大きい領域に対して、波長変換バーによる読み出しでは検出効率は、PMT に近い地点以外では 99 %強の効率となったが、一番前と後ろの 2 枚の Tracker Counter を Veto として用いてイベントセレクションをダミータイミングデータに課すことでビーム起源でないバックグラウンドをすべて除くことができることがわかった。

また、Tracker Counter は波長変換バーによる読み出しで 5.2.2 章で述べた求められる性能を満たすためには、厚さは 6 mm では不十分で 10 mm は必要であることがわかった。

今回製作した試作器では、K2K 実験の環境下でビーム起源のバックグラウンドを取り除くことは難しいことがわかった。しかし、T2K 実験では今回測定を行なった環境に比べ 1000 倍以上のニュートリノ反応のイベントレートが期待されるため、ビーム起源のバックグラウンドレベルが変わらないとすれば、現行のデザインでも問題はない。さらにバックグラウンドに対して強いデザインにするためには、Tracker Couner をセグメント化して反応点を識別するなどの改良が考えられる。

第6章　結論

本研究では、T2K 長基線ニュートリノ振動実験におけるニュートリノビームモニター検出器の開発を行なった。この検出器ではニュートリノビームの方向、プロファイルおよびその安定性をニュートリノ反応自身を用いて直接モニターする。ニュートリノビームの方向やプロファイルを測定するためにはビーム中心から縦横に $\pm$4m という広い領域での測定が必要であり、またニュートリノ反応は断面積が小さいのでターゲットの重量を大きくする必要がある。このような要請を満たすため、ビームターゲットとしての鉄とニュートリノ反応を検出するためのシンチレータ (Tracker Counter) のサンドイッチ構造をした検出器 (N-Grid 検出器) を、ビーム中心を中心に複数個グリッド状に並べるデザインを考案した。

次に検出器に課される物理的要請を on-axis 領域でのビームの様子から調べ、必要とされるターゲットの鉄の大きさを見積もった。on-axis 領域でニュートリノビームをモニターするためには、3 GeV までのニュートリノを検出する必要があり、その中でも 1 GeV 付近のニュートリノに対する測定感度を最も上げる必要があることがわかった。この要請を満たすためには鉄の大きさは 1 m$\times$ 1 m $\times$ 1 m が必要であり、かつ鉄 1 層の厚さは 10 cm より薄くしなければならない。検出器のコストなどを考慮し、厚さ 10 cm の鉄を 10 層並べることにした。

さらに、モンテカルロシミュレーションを用いてここでデザインした検出器がニュートリノビームをモニターする上で求められる性能を満たすかどうかを評価した。1 日分のデータを用いてビーム中心のずれを約 5 cm の位置分解能で測定できることがわかった。この結果は、ビームの方向の測定精度に換算すると 0.18 mrad であり、求められる精度 0.5 mrad を十分満たすものである。

実際の実験環境下ではニュートリノビームにはビーム起源のバックグラウンドが存在することが予想される。そこで、N-Grid 検出器の試作器を K2K 実験の前置検出器ホールに設置し、今回デザインした検出器でビーム起源のバックグラウンドをどこまで除くことができるかを評価した。Tracker Counter、および検出器の周りを囲む Veto Counter ともに 1 枚板のプラスチックシンチレータを用い、波長変換バーと PMT で読み出した。電磁ホーンの故障により K2K 実験が止まってしまったため、ニュートリノ反応を同定するのに充分な量のデータを得ることができなかったが、今回の試作器では K2K 実験の環境下でビーム起源のバックグラウンドを除くことは難しいことがわかった。しかし、T2K 実験で N-Grid 検出器が設置される場所では、試作器が置かれた環境の 1000 倍以上のニュートリノ反応のイベントレートが期待されるため、ビーム起源のバックグラウンドの量が変わらないならば現行のデザインでも問題はないことが期待される。よりバックグラウンドに対して強いデザインに

する必要が生じた場合には Tracker Counter をセグメント化して反応点を識別するなどの改良が考えられる。

以上から今回考案したデザインは、T2K 実験におけるニュートリノビームモニター検出器への要請を満たすことが示すことができた。

関連図書

[1] W.Pauli, "Zur alteren un neuen Geschichte des Neutrinos", Collected Papers by W.Pauli, ed. R.Kronig and U.P.Weisskopf (Interscience Pub.,N.Y.1964) Vol.**2**,p.1312.

[2] E.Fermi, Z.Phys. **88**,161(1934).

[3] F.Reines, C.L.Cowan,Jr.,Phys.Rev.**92**,830 (1953).

[4] G.Dandy,*et.al.*,Phys.Rev.Lett.**9**,36 (1962).

[5] K.Kodama,*et.al.*(DONUT Collaboration),Phys.Lett.**B504**,218(2001),hep-ex/0012035.

[6] J.Dress (LEP Collaborations and LEP Electroweak Working Group), the XX International Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energy, Rome, Italy(2001).

[7] M.V.Lobashev,*et.al.*, Phys.Lett.,**B460**,227(1999)

[8] K.Assamagan,*et.al.*,Phys.Rev.**D53**,6065 (1996)

[9] R.Barate,*et.al.*,Eur.Phys.J.**C2**,395 (1998)

[10] T.Kajita,*et.al.*,for Super-Kamiokande and Kamioka Collaborations. Nucl.Phys.Proc.Suppl.,**77**,123(1999)

[11] E.Aliu,*et.al.*(K2K Collaboration),hep-ex/0411038

[12] Y.Ashie,et.al.(Super-Kamiokande Collabolation),Phys.Rev.Lett.**93**,101801(2004),hep-ex/0404034

[13] S.Sakata,Z.Maki,M.Nakagawa.Prog.Theor.Phys.,**28**,870 (1962)

[14] M.Apollonio,*et.al.*Phys.Lett.**B466**(B1999)415

[15] Y.Itow,*et.al.*,*The JHF-Kamioka neutrino project*(2001) hep-ex/0106019., Letter of Intent,Neutrino Oscillation Experiment at JHF, http://neutrino.kek.jp/jhfnu (Jan.2003)

[16] J-PARC Neutrino Facility Technical Design & Development (Interim) Report(in Japanese)(2004).

[17] D.Reavis, A.Carroll, I.Chiang,*et.al.* Proposal of BNL AGS E-889(1995).

[18] Y.Hayato,Nucl.Phys.Proc.Suppl.**112**,171(2002)

[19] S.Agostinelli,et.al.(Geant4 Collaboration),Nucl.Instrum.Meth.**A506**,250 (2003)

[20] W.R.Leo,*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (SpringerVerlag,1987).

謝辞

本論文をまとめるにあたり、数多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼を述べたいと思います。

まず指導教官である西川公一郎教授には、T2K 実験ならびに K2K 実験に参加させて頂き、また本当にお忙しい中、物理に関して、研究者としての心構えなど様々なことを教えて頂きました。中家剛助教授には、本研究を進める上で多くの助言をして頂きました。横山将志助手には、本論文をまとめるにあたり、細かいところまで指導して頂きました。

ニュートリノグループの先輩である加藤一成さんには、物理に関することだけでなくいろいろと助言を頂きました。前坂比呂和さんには、ソフトウェアについてなど教えて頂きました。長谷川雅也さんには、物理だけではなく様々なことで親身になって相談に乗って頂きました。山本真平さんにも、物理やソフトウェアについて教えて頂きました。佐々木通さんにも、お世話になりました。ありがとうございました。平出克樹君には、ささいなことでもよく相談に乗って頂きました。江澤孝介君、栗本佳典君、黒澤陽一君、信原岳にもいろいろとお世話になりました。

また、この 2 年間でかなりの時間を過ごすこととなった高エネルギー加速器研究機構でも多くの方にお世話になりました。まず市川 (近藤) 温子助手には、本研究を進めるにあたり物理や検出器に対する姿勢を教えて頂きました。小林隆助教授には様々な資料を貸して頂きました。早戸良成助手には生活面でかなりお世話になるとともに、さまざまなことで気軽に相談に乗って頂きました。石井孝信助手にも試作器を設置する際、お世話になりました。中平武助手にも、物理について教えて頂くとともに楽しいお話を頂きました。新田和範さんには困ったとき、よく助けて頂きました。佐藤博紀さんにもよく相談相手になって頂きました。そして、東京大学宇宙線研の西野玄記君には試作器を製作し、測定する際、ほぼ一緒に作業をして頂き、非常にお世話になりました。

京都大学高エネルギー物理学研究室、物理第二教室の皆様には非常にお世話になりました。また御迷惑もお掛けしてしまったと思います。ありがとうございました。

最後に生活面、精神面でこれまで支えてくれた家族、友人に深く感謝致します。

2004 年 2 月 2 日 久保田 淳