

2003年1月10日

JHF ニュートリノ振動実験における新方式による
ニュートリノビームの評価

大藪 崇人

16054

東京大学大学院理学系研究科理学部物理学科
東京大学宇宙線研究所
宇宙ニュートリノ観測情報融合センター
梶田研究室

概要

JHF-Kamioka ニュートリノ実験は次世代の長基線ニュートリノ振動実験で 2007 年実験開始が期待されている。茨城県東海村の日本原子力研究所 (JAERI:Japan Atomic Energy Research Institute) に建設される大強度陽子加速器 J-Parc の 50GeV 陽子シンクロトロンにより大強度の陽子ビームを用いてエネルギー幅が狭いニュートリノビームを生成し、それを前置検出器と 295km 離れた岐阜県神岡町にある世界最大の水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデで観測する。人工的に生成したニュートリノを検出することによってニュートリノ振動パラメータの精密測定を目的としている。

この実験は大きく第 1 期と第 2 期に分けられる。第 1 期ではスーパーカミオカンデでニュートリノ反応を観測することにより $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の精密測定 ($\delta(\Delta m_{23}^2) = 10^{-4} eV^2$, $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) = 0.01$)、さらに $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ appearance の非常に感度の良い探索 ($\sin^2 2\theta_{\mu e} \sim 0.5 \sin^2 2\theta_{13} > 0.003$) を目的としている。

現在、この JHF-Kamioka ニュートリノ振動実験においてニュートリノビーム生成方法としては Off-Axis ビームが有力な候補として考えられている。Off-Axis ビームはビーム軸と検出器の方向をある角度だけずらすことによって検出器で観測されるニュートリノはエネルギーの幅が狭いニュートリノスペクトルが得られる。またこの角度を変えることにより、ニュートリノのエネルギーを変えることが出来る。しかしこの Off-Axis ビームの方式ではニュートリノのエネルギーを変えにくく、この欠点を補うため、さらに偏向磁石を用いてニュートリノビームを生成する新方式が考えられる。本論では、この新方式について物理的、技術的な面から評価する。

また本実験開始にむけて、行うべき R&D の 1 つとしてニュートリノターゲットの冷却試験がある。本実験で用いる陽子ビームの強度は非常に強いため、ターゲットの発熱が非常に問題となり、ターゲットを十分冷却する必要がある。そこでターゲットの冷却試験を行ったので、その結果もまとめることにする。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ニュートリノの質量	1
1.2	ニュートリノ振動	1
1.3	大気ニュートリノ実験	3
1.4	ニュートリノ振動実験	5
1.5	K2K ニュートリノ振動実験	6
第 2 章	JHF-Kamioka ニュートリノ振動実験	7
2.1	物理的動機	7
2.2	JHF-Kamioka 実験の特徴	8
2.3	ニュートリノビームライン	9
2.4	Off-Axis Beam (OA)	10
2.5	Off-Axis Beam with Bending Magnet (OA+B)	12
第 3 章	Neutrino Beam Simulation	15
3.1	Neutrino Beam Monte Carlo Simulation	15
3.1.1	二次粒子の取扱い	15
3.1.2	Off-axis angle の決定	16
3.1.3	ターゲットステーションとディケイパイプ	16
3.2	シミュレーション結果	21
3.2.1	Off-Axis ビームと Off-Axis with bending magnet ビームの比較	21
3.3	ホーンカレントのふらつきのニュートリノフラックスへの影響	27
3.3.1	1st ホーンのカレント変化	27
3.3.2	2nd ホーンのカレント変化	30
3.3.3	1st,2nd ホーンのカレント変化	33
3.4	bending magnet の磁場のふらつきの影響	36
3.5	まとめ	41
第 4 章	ミューオンモニター	43
4.1	目的	43
4.2	ミューオンモニターのスレッシュホルド	44
4.2.1	bending magnet の磁場のふらつきによる影響	68
4.3	bending magnet の磁場のふらつきによる影響	70
4.4	まとめ	80

第5章	マグネットとシールドの発熱の問題	81
5.1	目的	81
5.2	シミュレーション	81
第6章	JHF-νターゲットの水冷却試験	83
6.1	JHF- ν ターゲット	83
6.1.1	ターゲットの物質	83
6.2	冷却試験の動機	84
6.3	測定の目的と方法	86
6.3.1	測定	87
6.4	結果	91
6.5	まとめ	94
第7章	結論	95

目次

1.1	スーパーカミオカンデ 1489 日の観測による天頂角分布	4
1.2	スーパーカミオカンデ 1489 日の観測によるニュートリノ振動パラメーター領域	5
1.3	K2K 実験によるニュートリノ振動パラメーター領域赤の破線、青の実線、ピンクの一点破線はそれぞれ、68%、90%、99%CL の許される領域を示す。	6
2.1	JHF-Kamioka ニュートリノ振動実験の概念図	7
2.2	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ に対する JHF 実験の感度	8
2.3	ニュートリノビームライン	10
2.4	Off-Axis ビームの概念図	11
2.5	OA($\theta_{OA}=0^\circ$ (黒), 2° (青), 3° (赤)) の場合の E_π と E_ν の関係	11
2.6	OA($\theta_{OA}=2^\circ$ (青), 3° (赤)) を用いた場合のスーパーカミオカンデでの ν フラックス	11
2.7	Off-Axis Beam with bending magnet の概念図	12
2.8	OA ビーム ($\theta_{OA}=3^\circ$ (赤)) と OA+B ビーム ($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = 0.06Tm$) の場合の E_π と E_ν の関係	13
2.9	OA ビーム ($\theta_{OA}=3^\circ$ (赤)) と OA+B ビーム ($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = -0.134Tm$) の場合の E_π と E_ν の関係	13
2.10	bending magnet の形状	14
2.11	bending magnet 用シールドの形状	14
3.1	1st ホーンの形状	17
3.2	2nd ホーンの形状	18
3.3	ターゲットから見たディケイパイプとスーパーカミオカンデの方向	19
3.4	鉛直方向から見た時のターゲットステーション	20
3.5	水平方向から見た時のターゲットステーション	20
3.6	鉛直方向から見た時のビームライン全体図	21
3.7	水平方向から見た時のビームライン全体図	21
3.8	1st ホーン後の π の角度ごとの運動量分布: $\theta_\pi=(\pi$ とビーム軸のなす角) 黒:すべての π 、赤: $0^\circ < \theta_\pi < 0.5^\circ$ 、緑: $0.5^\circ < \theta_\pi < 1.0^\circ$ 、青: $1.0^\circ < \theta_\pi < 1.5^\circ$ 、黄: $1.5^\circ < \theta_\pi < 2.0^\circ$	22
3.9	1st ホーン後の K の角度ごとの運動量分布: $\theta_K=(K$ とビーム軸のなす角) 黒:すべての K 、赤: $0^\circ < \theta_K < 0.5^\circ$ 、緑: $0.5^\circ < \theta_K < 1.0^\circ$ 、青: $1.0^\circ < \theta_K < 1.5^\circ$ 、黄: $1.5^\circ < \theta_K < 2.0^\circ$	22
3.10	1st ホーン後の π の角度分布	22
3.11	1st ホーン後の K の角度分布	22

3.12	2nd ホーン後の π の角度ごとの運動量分布: $\theta_\pi=(\pi$ とビーム軸のなす角) 黒:すべての π 、赤: $0^\circ < \theta_\pi < 0.5^\circ$ 、緑: $0.5^\circ < \theta_\pi < 1.0^\circ$ 、青: $1.0^\circ < \theta_\pi < 1.5^\circ$ 、黄: $1.5^\circ < \theta_\pi < 2.0^\circ$	23
3.13	2nd ホーン後の K の角度ごとの運動量分布: $\theta_K=(K$ とビーム軸のなす角) 黒:すべての K 、赤: $0^\circ < \theta_K < 0.5^\circ$ 、緑: $0.5^\circ < \theta_K < 1.0^\circ$ 、青: $1.0^\circ < \theta_K < 1.5^\circ$ 、黄: $1.5^\circ < \theta_K < 2.0^\circ$	23
3.14	2nd ホーン後の π の角度分布	23
3.15	2nd ホーン後の K の角度分布	23
3.16	OA ビーム ($\theta_{OA} = 3^\circ$) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス。黒 (実線):全 ν_μ フラックス。青 (斜線): K の崩壊による ν_μ フラックス。赤 (点線):全 ν_e flux。	25
3.17	OA+B ビーム ($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = 0.060Tesla \cdot meter$) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス。黒 (実線):全 ν_μ フラックス。青 (斜線): K の崩壊による ν_μ フラックス。赤 (点線):全 ν_e flux。	25
3.18	OA ビーム ($\theta_{OA} = 2^\circ$) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス。黒 (実線):全 ν_μ フラックス。青 (斜線): K の崩壊による ν_μ フラックス。赤 (点線):全 ν_e flux。	25
3.19	OA+B ビーム ($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = -0.134Tesla \cdot meter$) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス。黒 (実線):全 ν_μ フラックス。青 (斜線): K の崩壊による ν_μ フラックス。赤 (点線):全 ν_e flux。	25
3.20	OA($\theta_{OA} = 3^\circ$, 赤実線) と OA+B($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = 0.06Tesla \cdot meter$, 緑点線) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス比較	26
3.21	OA($\theta_{OA} = 2^\circ$, 赤実線) と OA+B($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = -0.134Tesla \cdot meter$ 緑点線) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス比較	26
3.22	1st ホーンのカレントの変化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化。黒は $I_1 = I_2 = 250kA$ 、赤は $I_2 = 250kA$ で I_1 を変化させた場合 (カレント値は右下に記した)。	28
3.23	1st ホーンのカレントの変化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。 . . .	29
3.24	2nd ホーンのカレントの変化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化。黒は $I_1 = I_2 = 250kA$ 、赤は $I_1 = 250kA$ で I_1 を変化させた場合 (カレント値は右下に記した)。	31
3.25	2nd ホーンのカレントの変化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。 . . .	32
3.26	1st,2nd ホーンのカレントの同時変化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化。黒は $I_1 = I_2 = 250kA$ 、赤は $I_1 = I_2$ を同時に変化させた場合 (カレント値は右下に記した)。	34

3.27	1st,2nd horn のカレントの同時変化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。	35
3.28	bending magnet の磁場の变化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化:黒は $\theta=2.6^\circ$ BdL=0.06Tesla·meter の時で、赤はBdLを変化させた場合。ただし BdL は右下に示す値。	37
3.29	bending magnet の磁場の变化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。	38
3.30	bending magnet の磁場の变化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化:黒は $\theta=2.6^\circ$ BdL=-0.134Tesla·meter の時で、赤はBdLを変化させた場合。ただし BdL は右下に示す値。	40
3.31	bending magnet の磁場の变化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。	41
4.1	ミューオンモニター	43
4.2	1st ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの x 座標 threshold は 3GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	46
4.3	1st ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標 threshold は 3GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	47
4.4	1st ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの x 座標 threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	48
4.5	1st ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標 threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	49
4.6	1st ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの x 座標 threshold は 8GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	50
4.7	1st ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標 threshold は 8GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	51
4.8	2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの x 座標 threshold は 3GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	54
4.9	2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標 threshold は 3GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	55

4.10	2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標 threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤 は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	56
4.11	2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標 threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤 は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	57
4.12	2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの x 座標 threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤 は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	58
4.13	2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標 threshold は 8GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤 は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	59
4.14	1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの x 座標。 threshold は 3GeV である。また、黒はカレントが 250kA の場合、赤はカレントが 右下に示した値の場合である。	62
4.15	1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標 threshold は 3GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤は ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	63
4.16	1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの x 座標 threshold は 5GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤は ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	64
4.17	1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標 threshold は 5GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤は ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	65
4.18	1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの x 座標 threshold は 8GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤は ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	66
4.19	1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標 threshold は 8GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤は ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。	67
4.20	スレッシュヨルドが 3GeV の場合のミュオンの y 座標、赤:OA3° 黒: OA2.6° 緑:OA+B2.6 ° BdL=0.06Tesla·meter	68
4.21	スレッシュヨルドが 3GeV の場合のミュオンの y 座標、青:OA2° 黒: OA2.6° 緑:OA+B2.6 ° BdL=-0.134Tesla·meter	68
4.22	スレッシュヨルドが 5GeV の場合のミュオンの y 座標、赤:OA3° 黒: OA2.6° 緑:OA+B2.6 ° BdL=0.06Tesla·meter	69
4.23	スレッシュヨルドが 5GeV の場合のミュオンの y 座標、青:OA2° 黒: OA2.6° 緑:OA+B2.6 ° BdL=-0.134Tesla·meter	69
4.24	スレッシュヨルドが 8GeV の場合のミュオンの y 座標、赤:OA3° 黒: OA2.6° 緑:OA+B2.6 ° BdL=0.06Tesla·meter	69

4.25	スレッシュヨルドが8GeVの場合のミュオン y 座標、青:OA2° 黒: OA2.6° 緑:OA+B2.6° BdL=-0.134Tesla·meter	69
4.26	$\theta=2.6^\circ$ としミュオンモニターのスレッシュヨルドが3GeVの場合のミュオンモニターにおけるミュオンの y 座標分布。ここで黒はBdL=0.06Tesla·meter、赤はBdLの値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。	72
4.27	$\theta=2.6^\circ$ としミュオンモニターのスレッシュヨルドが5GeVの場合のミュオンモニターにおけるミュオンの y 座標分布。ここで黒はBdL=0.06Tesla·meter、赤はBdLの値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。	73
4.28	$\theta=2.6^\circ$ としミュオンモニターのスレッシュヨルドが8GeVの場合のミュオンモニターにおけるミュオンの y 座標分布。ここで黒はBdL=0.06Tesla·meter、赤はBdLの値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。	74
4.29	$\theta=2.6^\circ$ としミュオンモニターのスレッシュヨルドが3GeVの場合のミュオンモニターにおけるミュオンの y 座標分布。ここで黒はBdL=-0.134Tesla·meter、赤はBdLの値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。	77
4.30	$\theta=2.6^\circ$ としミュオンモニターのスレッシュヨルドが5GeVの場合のミュオンモニターにおけるミュオンの y 座標分布。ここで黒はBdL=-0.134Tesla·meter、赤はBdLの値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。	78
4.31	$\theta=2.6^\circ$ としミュオンモニターのスレッシュヨルドが8GeVの場合のミュオンモニターにおけるミュオンの y 座標分布。ここで黒はBdL=-0.134Tesla·meter、赤はBdLの値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。	79
5.1	シールドのエネルギー損失	81
5.2	bending magnet のエネルギー損失	81
6.1	ターゲット 20mm ϕ の場合のエネルギー損失	85
6.2	ターゲット 30mm ϕ の場合のエネルギー損失	85
6.3	ビーム入射直後のターゲットの温度分布	86
6.4	次のパルス入射直前のターゲットの温度分布	86
6.5	実際の実験で期待されるターゲット温度の時間変化。紫はターゲットの中心の温度で、青はターゲットの表面の温度を表す。	86
6.6	ターゲット冷却試験のセットアップ	87
6.7	ターゲット冷却試験のセットアップ	87
6.8	断面図:グラファイト 30mm ϕ 、ポリカーボネード 41mm ϕ 、斜線部を水が流れる。	88
6.9	断面図:グラファイト 30mm ϕ 、ポリカーボネード 34mm ϕ 、斜線部を水が流れる。	88
6.10	電圧 16.1V 電流 1349A、流速 0.83m/secの場合の測定温度分布。C01(赤)はグラファイト表面温度、C02(黄)はグラファイト表面付近での水温、C03(緑)はグラファイト中心温度、C10(紫)は出口の水温、C11(黒)は入口の水温を表している。 . . .	89
6.11	熱伝達係数の入熱依存性。黒(丸)は流速 $v=0.27$ m/sec、赤(四角)は流速 $v=0.22$ m/sec、緑(三角)は流速 $v=0.83$ m/sec、青(星)は流速 $v=0.66$ m/secの場合である。 . . .	93

表 目 次

2.1	K2K と JHF の陽子ビームの比較	9
3.1	OA と OA+B を用いた場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの比較	24
3.2	1st ホーンのカレント 250kA を基準として変化させた時のフラックスのピークエネルギーとピークフラックスの変化	27
3.3	2nd horn のカレント 250kA を基準として変化させた時のフラックスのピークエネルギーとピークフラックスの変化	30
3.4	1st,2nd ホーンのカレント 250kA を基準としたときのフラックスのピークエネルギーとピークフラックスの変化	33
3.5	OA+B $\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化	36
3.6	$\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化	39
4.1	1st ホーンのカレントがふらついた場合のミュオンモニターでのミュオンの統計。スレッシュホールドは 3GeV とした。	44
4.2	1st ホーンのカレントがふらついた場合のミュオンモニターでのミュオンの統計。スレッシュホールドは 5GeV とした。	45
4.3	1st ホーンのカレントがふらついた場合のミュオンモニターでのミュオンの統計。スレッシュホールドは 8GeV とした。	45
4.4	2nd ホーンのカレントがふらついた場合のミュオンモニターでのミュオンの統計。スレッシュホールドは 3GeV とした。	52
4.5	2nd ホーンのカレントがふらついた場合のミュオンモニターでのミュオンの統計。スレッシュホールドは 5GeV とした。	53
4.6	2nd ホーンのカレントがふらついた場合のミュオンモニターでのミュオンの統計。スレッシュホールドは 8GeV とした。	53
4.7	1st ホーンと 2nd ホーンのカレントが同時に変化した場合のミュオンモニターでのミュオンの統計。スレッシュホールドは 3GeV とした。	60
4.8	1st ホーンと 2nd ホーンのカレントが同時に変化した場合のミュオンモニターでのミュオンの統計。スレッシュホールドは 5GeV とした。	61
4.9	1st ホーンと 2nd ホーンのカレントが同時に変化した場合のミュオンモニターでのミュオンの統計。スレッシュホールドは 8GeV とした。	61
4.10	$\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュホールド 3GeV の場合	70

4.11	$\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュヨルド 5GeV の場合	71
4.12	$\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュヨルド 8GeV の場合	71
4.13	$\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュヨルド 3GeV の場合	75
4.14	$\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュヨルド 5GeV の場合	76
4.15	$\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュヨルド 8GeV の場合	76
5.1	シールドと bending magnet の最大温度上昇と全エネルギー損失	82
6.1	入射陽子ビームパラメーター	83
6.2	ターゲットとしての物質の比較	84
6.3	東洋炭素製 IG-43 の性能	88
6.4	冷却試験の測定条件	90
6.5	水流厚さ 5.5mm、流速 0.27m/sec の場合の測定結果	91
6.6	水流厚さ 5.5mm、流速 0.22m/sec の場合の測定結果	91
6.7	水流厚さ 2.0mm、流速 0.83m/sec の場合の測定結果	92
6.8	水流厚さ 2.0mm、流速 0.66m/sec の場合の測定結果	92
6.9	流速と熱伝達係数の関係	94

第1章 序論

1.1 ニュートリノの質量

現在の素粒子の標準理論ではニュートリノの質量はゼロと考えられているが、この質量がゼロであるという理論的根拠はなく、実験的に質量の上限値が与えられているだけである。よってニュートリノが有限の質量を持つという観測結果を得るということは、標準理論を超える新しい物理の存在を意味し、素粒子物理、宇宙物理に多大な影響を与える。ニュートリノには電子型 (ν_e)、ミュー型 (ν_μ)、タウ型 (ν_τ) の3種類存在することがわかっており、現在までに求められている、各ニュートリノ質量の上限値は、それぞれ次のとおりである ([1])。

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &< 3 \text{ eV} \\ m_{\nu_\mu} &< 190 \text{ keV} \\ m_{\nu_\tau} &< 18.2 \text{ MeV} \end{aligned}$$

1.2 ニュートリノ振動

先に述べたようにニュートリノの質量がゼロという理論的根拠は存在しない。ニュートリノに質量が存在したときにニュートリノ振動という現象がおき、この現象を観測することでニュートリノが質量を持つことが証明できる。ニュートリノ振動とは、3世代のニュートリノうち、ある種類のものが時間とともに他の種類のものに変化する現象をいう。このニュートリノ振動は、ニュートリノが有限の質量を持ち、さらに、弱い相互作用の固有状態 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ と、質量差のある質量の固有状態 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 が一致しない場合におこる。

このような場合、3種類のニュートリノ ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ は、質量の固有状態 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 の混合状態になっており、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

のように書くことができる。

ここでは、簡単のため、2種類のニュートリノ ν_μ 、 ν_τ 間の真空中でのニュートリノ振動について考える。フレーバーの固有状態 ν_μ 、 ν_τ は、質量の固有状態 ν_2 、 ν_3 と混合角 θ を用いて、次式のように書ける。

$$\nu_\mu = \nu_2 \cos \theta + \nu_3 \sin \theta \quad (1.2)$$

$$\nu_\tau = -\nu_2 \sin \theta + \nu_3 \cos \theta \quad (1.3)$$

質量の固有状態 ν_2 、 ν_3 の時間発展を記述するシュレディンガー方程式は、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

$$= \begin{pmatrix} E_2 & 0 \\ 0 & E_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

となり、この方程式の解は、次のとおりである。

$$\nu_2(t) = \nu_2(0) e^{-iE_2 t} \quad (1.6)$$

$$\nu_3(t) = \nu_3(0) e^{-iE_3 t} \quad (1.7)$$

このとき、 ν_2 、 ν_3 が、異なった質量 m_2 、 m_3 を持つとすると、エネルギー固有値は、

$$E_2 = \sqrt{p_2^2 + m_2^2} \simeq p_2 + \frac{m_2^2}{2p_2} \quad (1.8)$$

$$E_3 = \sqrt{p_3^2 + m_3^2} \simeq p_3 + \frac{m_3^2}{2p_3} \quad (1.9)$$

のように与えられる。ただし、 $m_i \ll p_i$ ($i = 2, 3$) とした。

さて、時刻 $t = 0$ に弱い相互作用によって ν_μ が生成されたと考えると、初期状態は $\nu_\mu(0) = 1$ 、 $\nu_\tau(0) = 0$ であるから、 $\nu_2(0) = \cos \theta$ 、 $\nu_3(0) = \sin \theta$ と求まる。よって、 ν_μ の時間発展は、

$$\nu_\mu(t) = \nu_2(t) \cos \theta + \nu_3(t) \sin \theta \quad (1.10)$$

$$= \cos^2 \theta e^{-iE_2 t} + \sin^2 \theta e^{-iE_3 t} \quad (1.11)$$

となり、時刻 t に ν_μ を観測する確率は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = |\nu_\mu(t)|^2 = \cos^4 \theta + \sin^4 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left\{ e^{i(E_3 - E_2)t} + e^{-i(E_3 - E_2)t} \right\} \quad (1.12)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left\{ \frac{(E_3 - E_2)t}{2} \right\} \quad (1.13)$$

である。この式において、 ν_2 と ν_3 のエネルギー差は、質量の2乗差 $\Delta m^2 \equiv m_3^2 - m_2^2$ を用いて、

$$E_3 - E_2 = \left(p_3 + \frac{m_3^2}{2p_3} \right) - \left(p_2 + \frac{m_2^2}{2p_2} \right) \quad (1.14)$$

$$= \frac{\Delta m^2}{2E} \quad (1.15)$$

のように表すことができる。ただし、 $p_2 = p_3 \simeq E$ とした。

以上の計算により、 ν_μ が距離 $L (\simeq t)$ を走った後に、 ν_μ もしくは ν_τ として観測される確率は、それぞれ、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.16)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E (\text{GeV})} \right) \quad (1.17)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.18)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E (\text{GeV})} \right) \quad (1.19)$$

となることが分かる。このように、確率 P は、質量の2乗差 Δm^2 と混合角 θ を、2つのパラメータとして、距離 L とともに振動する。

上の式からわかるとおり、ニュートリノ振動現象が起こるためには、弱い相互作用の固有状態 ν_e, ν_μ, ν_τ がそれぞれ、“質量の異なる” 質量の固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 の混合状態になっていること、混合角 θ が存在すること、が必要である。

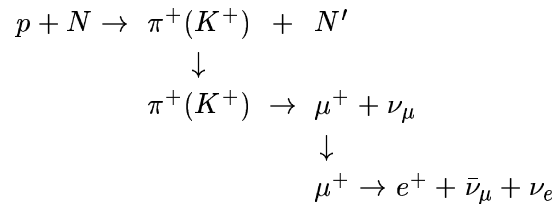
いいかえると、もし観測によりニュートリノ振動の存在の証拠をつかむことができれば、それは、質量の2乗差 Δm^2 および混合角 θ がゼロでないことを意味し、少なくとも1種類のニュートリノが有限の質量をもつことの証明となる。

1.3 大気ニュートリノ実験

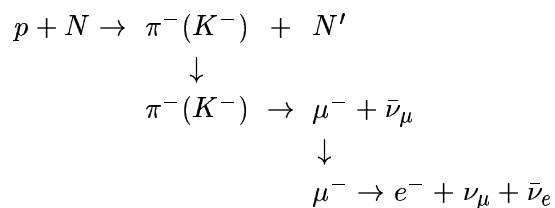
上で述べたニュートリノ振動の存在を示す観測事実として、大気ニュートリノ実験と太陽ニュートリノ実験の2つがあげられる。ここでは、K2K 実験や JHF-Kamioka 実験の直接の動機ともなった大気ニュートリノ実験について説明する。

地球に入る1次宇宙線のほとんどは陽子と α 粒子であり、これらは大気中の窒素や酸素などの原子核と相互作用して π 中間子や K 中間子や μ などを生成する。これらの粒子が崩壊するとニュートリノが生成される。このような過程により生成されたニュートリノを大気ニュートリノという。

大気ニュートリノの観測量としては、 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ や $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ のフラックスの絶対値は、1次宇宙線のフラックスに不定性があるため、厳密に予測することは困難である。そこで、 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ のフラックスと $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ のフラックスの比を用いる。これは、大気ニュートリノの生成過程が明確であるために、このフラックス比が5%以内で決定できるためである。実際、大気ニュートリノを生成する主な過程は、



あるいは、



であり、 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ と $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ のフラックス比が、ほぼ2:1になることは、容易に予測できる。観測結果をあらわす R は、次式で定義されている。

$$R = \frac{\left(\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \right)_{\text{data}}}{\left(\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \right)_{\text{M.C.}}}$$

ここで、添字 data は実際に観測された ν_μ/ν_e 比であることを、添字 M.C. はモンテカルロシミュレーションによって得られた ν_μ/ν_e 比であることを表している。SuperKamiokande、Kamiokande、IMB、Soudan 2 では、 ν_μ/ν_e 比の観測値が理論値の60%程度しかない結果を得ている。さらに大気ニュートリノの天頂角分布の観測ではミュオンニュートリノイベントの数がニュートリノ振動のない場合に期待される数に比べて天頂角に依存して減少している結果 (図 1.1) となりニュートリノ振動の証拠となっている ([2])。

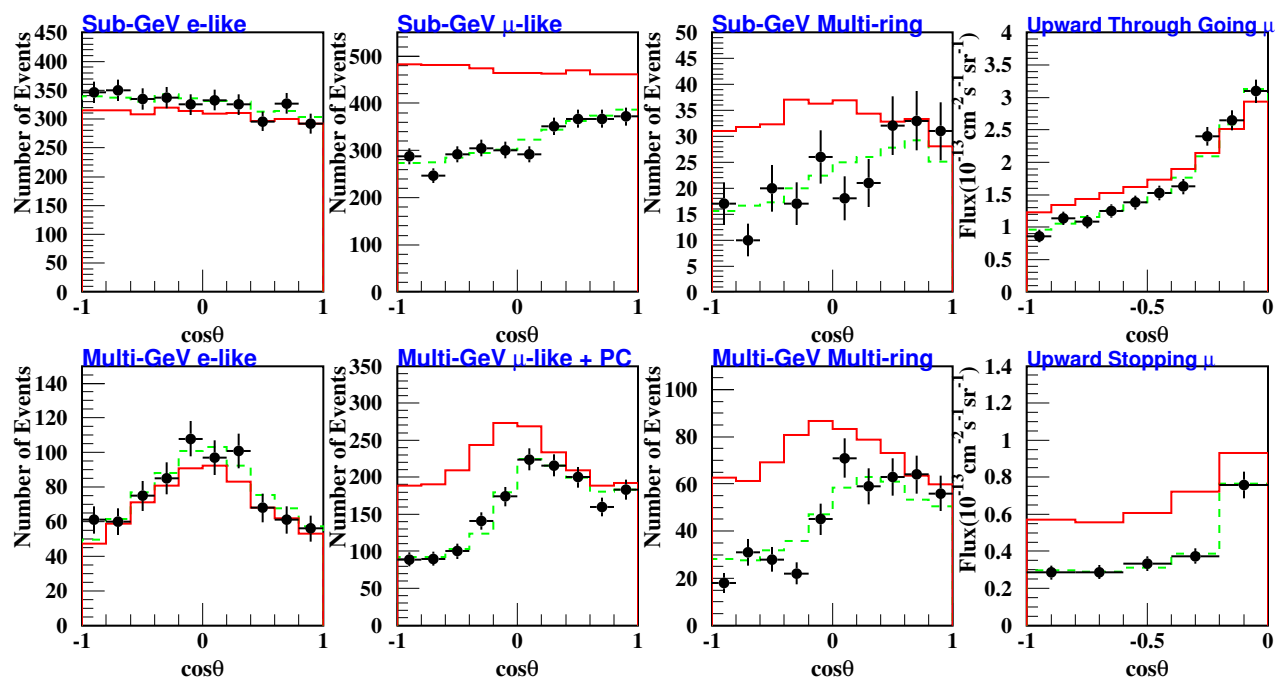


図 1.1: スーパーカミオカンデ 1489 日の観測による天頂角分布

現在までに得られているスーパーカミオカンデにおける 1489 日 ($92kt \cdot yr$) の大気ニュートリノ観測の $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動のパラメータ領域を図 1.2 に示す。

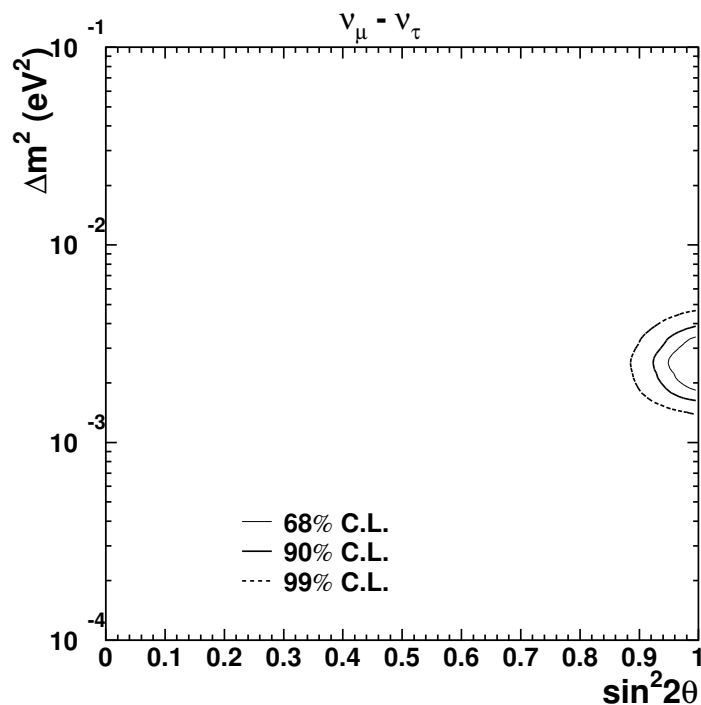


図 1.2: スーパーカミオカンデ 1489 日の観測によるニュートリノ振動パラメーター領域

これより、90% の有意性で $1.6 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 3.9 \times 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta > 0.92$ という結果になる。

1.4 ニュートリノ振動実験

大気ニュートリノ実験が示している $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ ($\nu_x = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) ニュートリノ振動現象の存否を明確にし、ニュートリノの質量について詳細を解明するために、加速器で人工的にニュートリノを生成しそれらを観測するというニュートリノ振動実験が行われている。

スーパーカミオカンデの大気ニュートリノの観測によると Δm^2 が小さい ($10^{-3} \sim 10^{-2} eV^2$) と考えられ、ニュートリノ振動確率 (式 1.17, 1.19) を考慮すると、 L/E (ニュートリノ発生点から検出器までの距離/ニュートリノのエネルギー) の値が大きいときにニュートリノ振動という現象を観測しやすい。よって L つまりニュートリノの発生点とそれを観測する検出器の距離が長い ($10^2 \sim 10^3$ km) 長基線 (long-baseline) ニュートリノ振動実験を行う必要がある。このような動機から世界初の長基線ニュートリノ振動実験「つくば・神岡間、長基線ニュートリノ振動実験」(KEK-PS E362、通称 K2K (KEK to Kamioka) 実験) が始まった。

1.5 K2K ニュートリノ振動実験

K2K 実験では、大気ニュートリノ実験が示すニュートリノ振動パラメータ領域 ($\Delta m^2 = 10^{-3} \sim 10^{-2} \text{eV}^2$, $\sin^2 2\theta \sim 1$) を探索するため、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 内にある 12GeV 陽子シンクロトロンで陽子を加速し、得られた高エネルギー陽子から、ほぼ純粋なミュオンニュートリノビームを生成する。生成されたニュートリノビームは、KEK 敷地内に設置された前置検出器を通過し、約 1 ミリ秒のあいだ地中を走り、約 250km 離れた岐阜県神岡町にある東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の附属観測装置スーパーカミオカンデ検出器に到達する。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 $80.1^{+6.2}_{-5.4}$ に対し、観測された数は 56 となり、 ν_μ の欠損が 99% の有意性で確認された。K2K 実験によって得られたニュートリノ振動パラメーター領域を図 1.3 に示す ([3])。

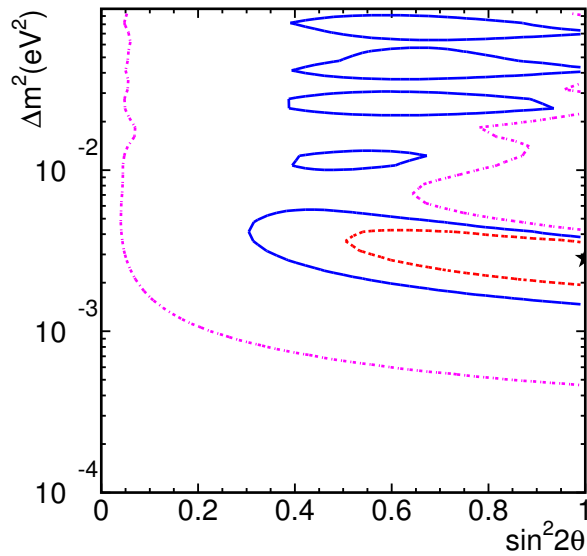


図 1.3: K2K 実験によるニュートリノ振動パラメーター領域赤の破線、青の実線、ピンクの一点破線はそれぞれ、68%、90%、99%CL の許される領域を示す。

第2章 JHF-Kamioka ニュートリノ振動実験

2.1 物理的動機

1998年のスーパーカミオカンデによる大気ニュートリノのニュートリノ振動現象の存在の発見によってレプトンの質量と混合の研究が盛んになり、世界で初めての長基線ニュートリノ振動実験(K2K)が始まった。現在次世代のさらに強力な加速器を用いてさらなる精密測定が必要とされている。現段階でスーパーカミオカンデの結果より、 $1.6 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 3.9 \times 10^{-3}$, $\sin^2 2\theta > 0.92$ 、K2Kの結果より ν_μ のフラックスが99%の信頼度で減少していることがわかった。この大気ニュートリノの結果とK2K実験の結果と一致している。K2K実験は統計が少ないが、もっと統計がたまれば $\Delta m^2 \sim \text{few} \times 10^{-3} \text{eV}^2$ で ν_μ disappearanceの証拠となる。次世代の長基線ニュートリノ振動実験としてはK2K実験よりさらに強力で良くコントロールされたニュートリノビームが必要となる。

JHF-Kamioka ニュートリノ振動実験はK2K実験に続き、K2K実験よりもずっと強力なニュートリノビームを生成しニュートリノの振動パラメーターの精密測定により標準理論を超える物理の探求を目的としている次世代の長基線ニュートリノ振動実験である。本実験は茨城県東海村に建設されるJHFの50GeV陽子シンクロトロンを用いてニュートリノビームを生成し、それらを295km離れたスーパーカミオカンデで観測する。概念図を図2.1に示す。



図 2.1: JHF-Kamioka ニュートリノ振動実験の概念図

JHF-Kamioka 実験の主な目標を以下に挙げる。

1. $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の発見

現状では $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ ($x = \mu$ or τ) 振動を検証する原子炉実験 CHOOZ により上限値が与えられているが、JHF-Kamioka 実験の5年間で現在の上限値の20倍の感度で $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 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。

2. ν_μ disappearance の振動パラメータの精密測定

目指す精度は $\delta(\Delta m_{23}^2) = 10^{-4} eV^2, \delta(\sin^2 2\theta_{23}) = 0.01$ である。

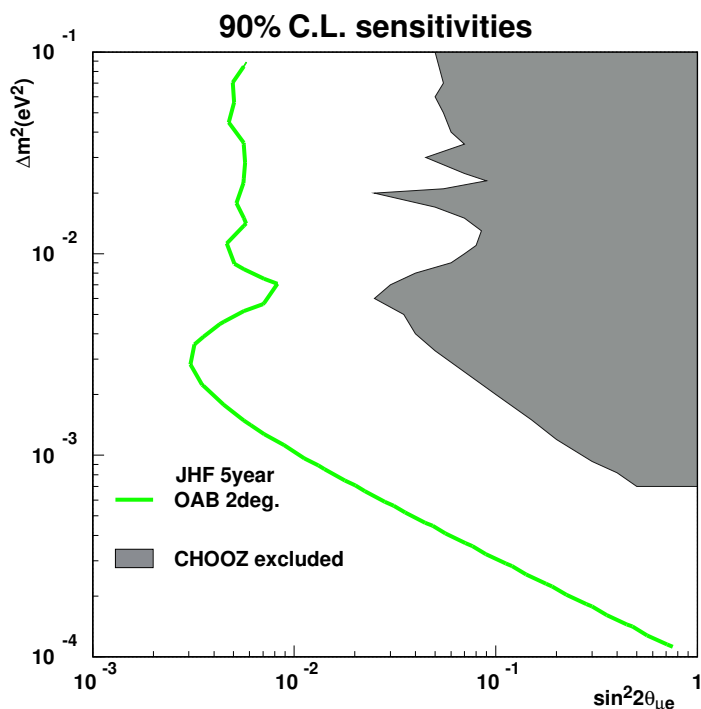


図 2.2: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ に対する JHF 実験の感度

2.2 JHF-Kamioka 実験の特徴

スーパーカミオカンデの結果から Δm^2 は 1.6×10^{-3} から 3.9×10^{-3} の範囲にあると考えられる。ニュートリノ振動確率が最大となるエネルギーにニュートリノビームのピークエネルギーをあわせると振動パラメータの測定感度は最も良くなると考えられる。JHF からスーパーカミオカンデまでの距離 295km を考慮すると測定の感度が良いと考えられるニュートリノのエネルギーの範囲は 0.4 から 1.0 GeV である。そこで JHF-Kamioka 実験ではエネルギー領域の幅ができるだけ狭く、ニュートリノフラックスのピークエネルギーが 0.4 ~ 1.0 の間にあり、かつ強度の強いニュー

トリノビームを生成する。ニュートリノビームについては後で詳しく述べる。本実験のもう一つの特徴として後置検出器として世界最大の水チェレンコフ検出器、スーパーカミオカンデを使用することがあげられる。スーパーカミオカンデはエネルギー分解能がよく、低エネルギーのニュートリノ反応により生成する e と μ の同定することができる。またこのような 1GeV 以下では Charged Current 反応は準弾性反応が支配的である。準弾性反応に対しては核内の中性子のフェルミ運動量を見無視すると、ニュートリノのエネルギーを式 2.1 により近似的に再構成することが出来る。

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

2.3 ニュートリノビームライン

JHF-Kamioka ニュートリノ振動実験計画は JHF の 50GeV の陽子シンクロトロンを用いる。この 50GeV 陽子シンクロトロンは 3.5 秒 (0.285Hz) で 3.3×10^{14} 個の陽子を加速する (0.75MW)。spill 幅は約 $5.2\mu\text{sec}$ である。

K2K と JHF の陽子シンクロトロンの性能を比較した。(表 2.1)

	<i>K2K</i>	<i>JHF</i>
<i>Kinetic energy</i>	12GeV	50GeV
<i>Beam Intensity</i>	6.0×10^{12} ppp	3.3×10^{14} ppp
<i>Repetition</i>	1pulse/2.2sec	1pulse/3.5sec
<i>Beam Power</i>	0.0052MW	0.75MW

表 2.1: K2K と JHF の陽子ビームの比較

低エネルギーニュートリノのインテンシティは陽子ビームパワーにおおまかには比例するので、表 2.1 を見れば、K2K に比べ 100 倍以上のインテンシティが期待されることがわかる。50GeV 陽子シンクロトロンから早い取り出しにより引き出された陽子ビームはターゲットに入射される。典型的な 1 年間の運転を 10^{21} P.O.T.¹ と定義する。これは約 130 日の運転に相当する。陽子は陽子シンクロトロンリングの内側に引き出されスーパーカミオカンデの方向に 90° 曲げられる (図 2.3)。ターゲットにプロトンビームが入射すると 2 次粒子 (π, K) が生成され、それらを電磁ホーンにより収束させ、ディケイパイプで崩壊させてニュートリノを生成する。ニュートリノ生成方法については次の節で詳しく述べる。

¹P.O.T.(Protons On Target) 10^{21} P.O.T. は 10^{21} 個の陽子をターゲットに入射することを意味する。

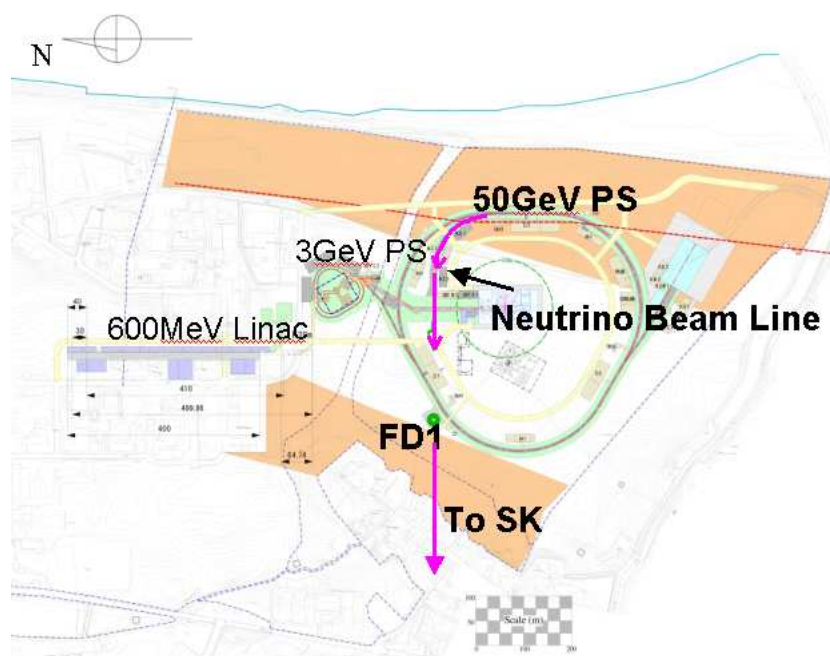


図 2.3: ニュートリノビームライン

2.4 Off-Axis Beam (OA)

Off-Axis ビームとは図2.4のようにビーム軸と検出器の方向をずらし、ビームライン、ターゲット、ホーン全てを検出器の方向からずらして配置する(図2.4)。この方法によるとNBB(NarrowBandBeam)の時の2~3倍ものフラックスを得ることが出来る。以下 Off-Axis ビームのことを省略してOAビームと書くことにする。OA ビームについて詳しく説明する。まずスーパーカミオカンデにおける ν_μ フラックスは π からの寄与がほとんどなのでここでは π のみを考える。 π の崩壊過程を考えると、 π はほぼビーム軸と平行に進んでいると思えば、 π が崩壊したときにできるニュートリノのエネルギー E_ν は

$$E_\nu = \frac{m_\pi - m_\mu}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (2.2)$$

$$\theta = \theta_{OA} \quad (2.3)$$

となる。 θ_{OA} はビームライン軸と検出器の方向のなす角を表し、これを以下 Off-Axis angle と呼ぶ。この関係式を横軸 E_π 、縦軸 E_ν として $\theta_{OA} = 0^\circ, 2^\circ, 3^\circ$ の場合についてグラフにしてみた(図2.5)。このグラフを見ればわかるように $\theta_{OA} = 2^\circ, 3^\circ$ ではエネルギーの高い π もニュートリノのエネルギーは小さくなり低エネルギーニュートリノのフラックスに寄与させることが出来る。このような原理から生成されるニュートリノのエネルギーの幅は狭くなる(図2.6)。NBBの場合 π の運動量を選んだあとに2ndホーンで収束させるためフラックスに寄与できる π の数が減ってしまう。このため、NBBとOff-Axisビームを比べると、Off-Axisビームの方がフラックスが多くなる。

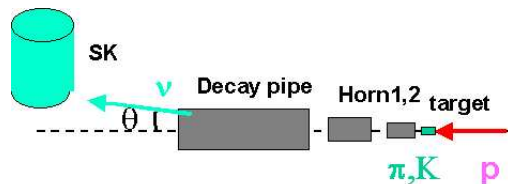
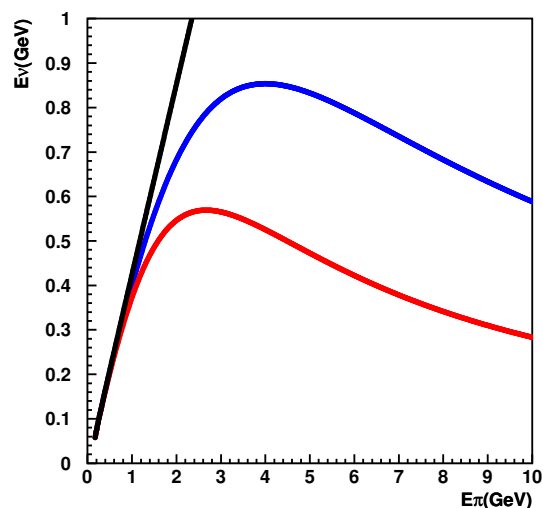
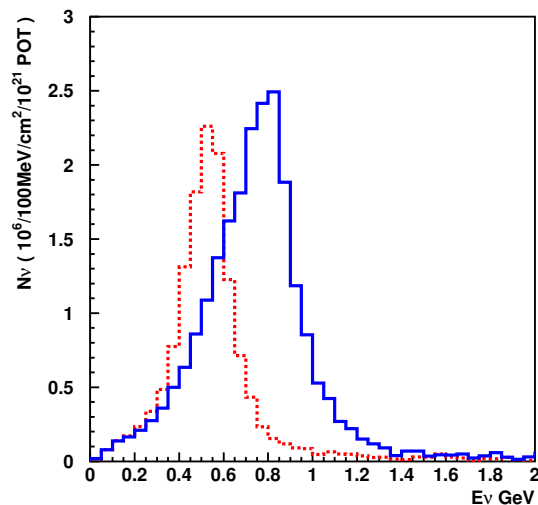


図 2.4: Off-Axis ビームの概念図

図 2.5: OA($\theta_{OA}=0^\circ$ (黒), 2° (青), 3° (赤)) の場合の E_π と E_ν の関係図 2.6: OA($\theta_{OA}=2^\circ$ (青), 3° (赤)) を用いた場合のスーパーカミオカンデでの ν フラックス

さらにこのビームの特徴として Off-Axis の角度、つまりビーム軸と検出器 (スーパーカミオカンデ) の角度を変えることによって、図 2.5 に示したように E_π と E_ν の関係が変わるためニュートリノフラックスのピークエネルギーを変えることが出来る。この Off-Axis beam は Sharp なエネルギースペクトルを作ることができ、high-energy tail も少ないので、非常に良いビームと言える。(図 2.6) しかし、この Off-Axis ビームは観測しようとするニュートリノのエネルギーを変えようと思うとビーム軸を変える必要がある、つまりビームライン下流、ターゲット、ホーンをすべて再配置する必要がある。しかし一度実験を開始してしまうとこのような場所はすべて強い放射線環境にさらされてしまうため、そこにアクセスして、再配置するのは容易なことではない。このようなことから Off-Axis ビームはニュートリノのピークエネルギーを変えることは容易ではないとわかるが、もし期待している Δm_{23}^2 の値が実際の値とずれていると、ニュートリノ振動の効果が観測しにくい状況になることがあるかもしれない。このため Off-Axis ビームの良い性質を失わずに簡単にニュートリノビームのエネルギーを変えることができる、新方式によるニュートリノビームを本論で考える。詳しくは次節で述べる。

2.5 Off-Axis Beam with Bending Magnet (OA+B)

新方式によるニュートリノビームというのは、図 2.4 に示した Off-Axis ビームの 2 次ホーンとディケイボリュームの間に偏向磁石 (bending magnet) を置き、ビーム軸は固定したままでこの magnet の磁場を変えるだけで、ニュートリノのピークエネルギーが変わるというものである (図 2.7)。この方法を Off-Axis Beam with bending magnet ビームと呼び、以下 OA+B ビームと書くことにする。

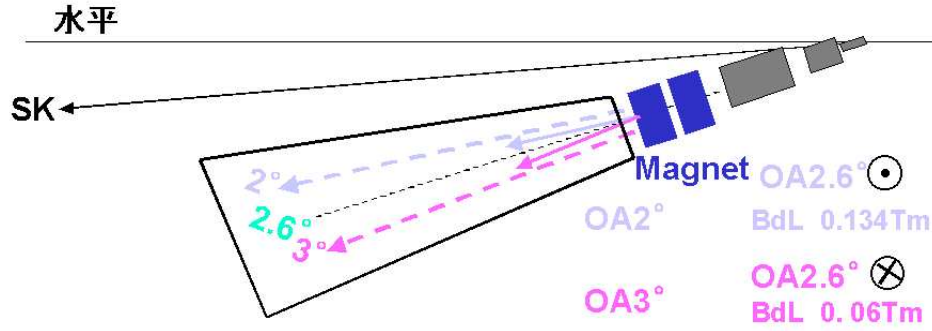


図 2.7: Off-Axis Beam with bending magnet の概念図

この場合 π の崩壊過程に磁場により曲げられる効果が入り

$$E_\nu = \frac{m_\pi - m_\mu}{2(E_\pi - p_\pi \cos\theta)} \quad (2.4)$$

$$\theta = \theta_{OA} + \frac{0.3BdL}{p_\pi} \quad (2.5)$$

のようになる。この式 2.5 をみればわかるように曲げられる角度というのは各粒子の運動量に依存しており粒子ごとに変ってくるので、モンテカルロシミュレーションをする必要がある。OA ビームでは、ニュートリノフラックスのピークエネルギーを変えるためには、 θ_{OA} を変える必要があるが、OA+B ビームではビーム軸 θ_{OA} は固定していてもこの磁場 (BdL) を変えることで、ニュートリノのエネルギーを簡単に変えることが出来る。そこでシミュレーションについての詳細は第 3 章で述べるが、本論文では Off-Axis with bending magnet ビームの場合、固定するビーム軸は

$$\theta_{OA} = 2.6^\circ \quad (2.6)$$

とした。今回は、この OA+B ビームと OA ビーム、OA($\theta_{OA} = 2.0^\circ$) と OA+B($\theta_{OA} = 2.6^\circ$, $BdL = 0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$)、OA($\theta_{OA} = 3.0^\circ$) と OA+B($\theta_{OA} = 2.6^\circ$, $BdL = 0.06 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$) を比較した。OA+B ビームの場合の E_π と E_ν の関係をグラフにしてみた。図 2.8 には OA 3.0° (赤) と OA+B 2.6° $0.06 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ (緑) の場合、図 2.9 には OA 2.0° (青) と OA+B 2.6° $0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ (緑) の場合を示した。

π のエネルギーが高くて decay angle が大きければ、 ν のエネルギーは低くなる。これより、高エネルギーの π もスーパーカミオカンデのフラックスに寄与させることが出来る。

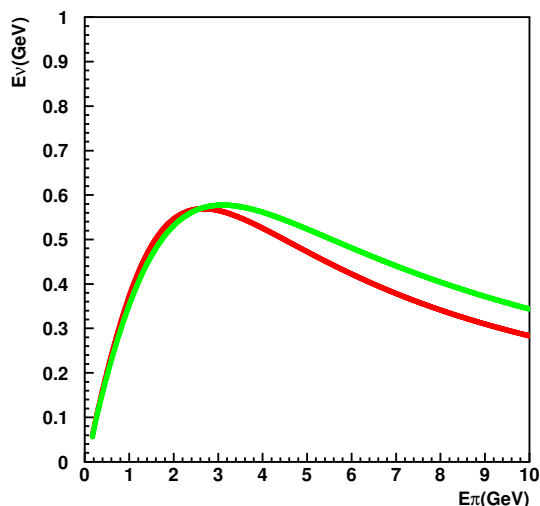


図 2.8: OA ビーム ($\theta_{OA}=3^\circ$ (赤)) と OA+B ビーム ($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = 0.06Tm$) の場合の E_π と E_ν の関係

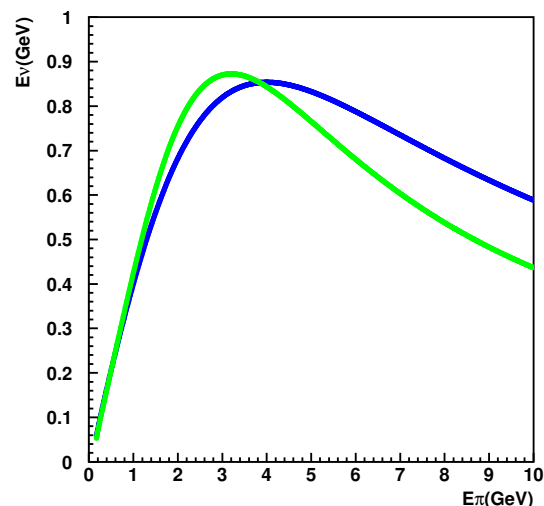


図 2.9: OA ビーム ($\theta_{OA}=3^\circ$ (赤)) と OA+B ビーム ($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = -0.134Tm$) の場合の E_π と E_ν の関係

ここで使用する bending magnet は強い放射線環境に置かれる。これをふまえて 2nd ホーンと bending magnet(図 2.10) の間にシールド (図 2.11) を置くことにした。本論を通じて bending magnet と bending magnet のためのシールドの形状を図 2.10、2.11 のように定義した。磁場をかける場合の $\theta_{OA}=2.6^\circ$ とした。この方法だと磁石のカレントを変えるだけでニュートリノのエネルギースペクトルが選択できる。また OA ビーム ($\theta_{OA}=3^\circ$) と OA+B ビーム ($\theta_{OA}=2.6^\circ$, $BdL=0.06\text{Tesla}\cdot\text{meter}$) の比較の場合には、OA の場合に比べて OA+B の方がより広いエネルギー範囲の π が ν flux に寄与することが分かる。

次節で OA と OA+B を比較するためのシミュレーションについて説明する。

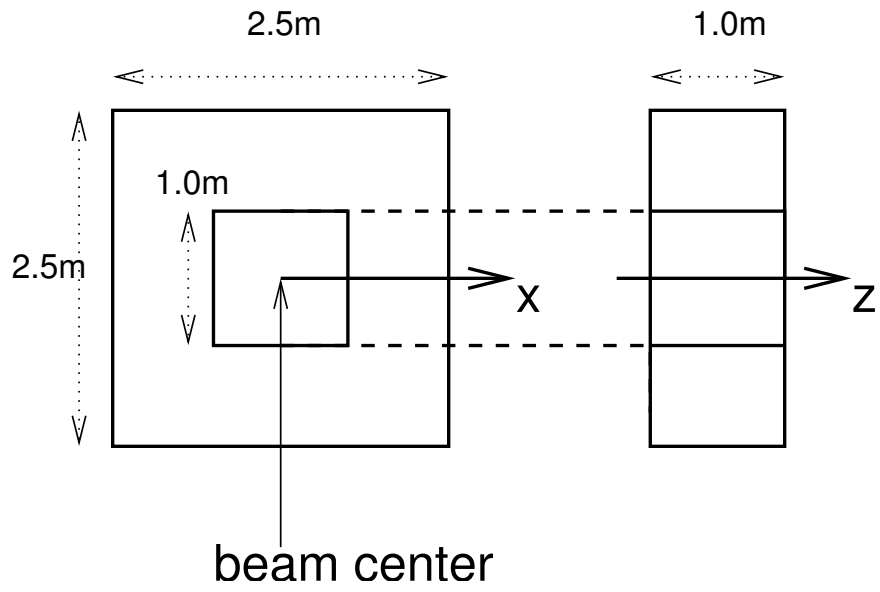


図 2.10: bending magnet の形状

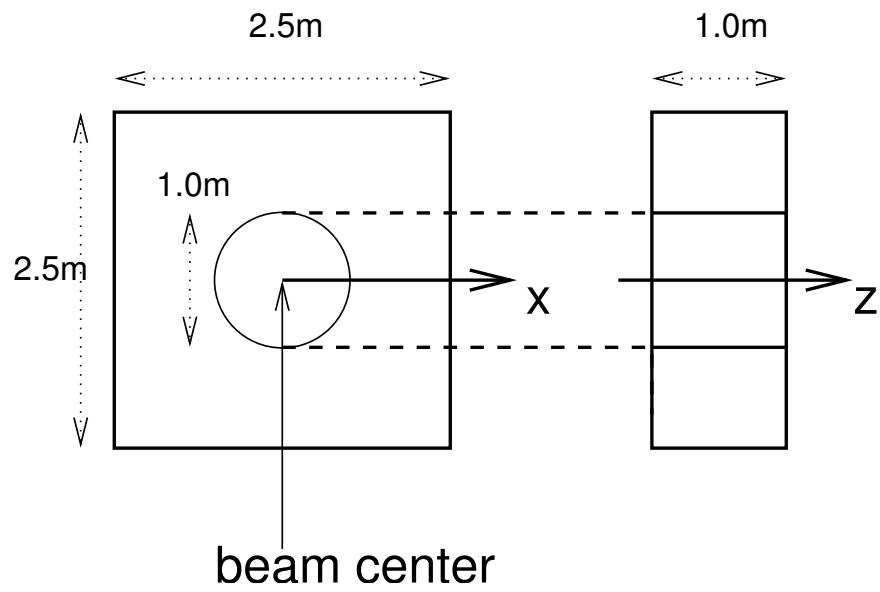


図 2.11: bending magnet 用シールドの形状

第3章 Neutrino Beam Simulation

3.1 Neutrino Beam Monte Carlo Simulation

第2章5節でも述べたようにこの新方式によるニュートリノビームは2nd ホーンの後で π, K, μ などの二次粒子を磁場により曲げる。二次粒子の曲げられる角度はその粒子が持つ運動量に依存する。そこでスーパーカミオカンデで得られるニュートリノフラックスを計算するためにモンテカルロシミュレーションを GEANT3 を用いて行った。計算条件を以下に示す。

- 50GeV/c の陽子ビーム (ペンシルビーム) をターゲットに入射する。
- ターゲットはサファイア、ホーンは2台で BNL(米国ブルックヘブン国立研究所) で使われていたものを用いた ([4])。
- ディケイパイプはスーパーカミオカンデとの off-axis angle の中心値が 2.5° となるように設置し、また off-axis angle が 2° と 3° の場合もビームはディケイパイプの端まで届くようにした。
- ハドロンプログラクションモデルとして GEANT3 内蔵の FLUKA(GFLUKA) を用いた。ただし、これは運動量が 10GeV/c 以下では CALOR モデルを用いている。
- スーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスとしては、本実験で1年間の運転で期待される陽子ビーム数 10^{21} POT を基準としスーパーカミオカンデの単位面積当たりに入射するニュートリノの数とする。

3.1.1 二次粒子の取扱い

π 粒子の崩壊は二体崩壊で重心系において等方的であり、ほぼ 100%

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu \quad (\pi^+ \mu_2 \sim 100\%) \quad (3.1)$$

の反応で崩壊する。よって π 粒子の崩壊はこの反応のみ考慮する。

K 粒子の崩壊の主な寄与は

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (K^+ \mu_2 \text{ 63.51\%}) \quad (3.2)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu \quad (K^+ \mu_3 \text{ 3.18\%}) \quad (3.3)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (K^+ e_3 \text{ 4.82\%}) \quad (3.4)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu \quad (K_L^0 \mu_3 \text{ 27.17\%}) \quad (3.5)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu_e \quad (K_L^0 e_3 \text{ 38.78\%}) \quad (3.6)$$

があるが、今回のシミュレーションでは $K_{\mu_2}^+$, $K_{e_3}^+$, $K_{e_3}^0$ からのニュートリノのみを考慮した。 μ 粒子の崩壊の主な寄与は

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} (\sim 100\%) \quad (3.7)$$

である。

3.1.2 Off-axis angle の決定

まず JHF-Kamioka 実験で探索したい Δm^2 の領域を考えると θ_{OA} は 2° から 3° の範囲にすれば良いと考えられる。よって Off-Axis with bending magnet ビームの場合に固定する θ_{OA} を決めなくてはならない。第2章でも述べたが Off-Axis with bending magnet ビームの場合 $\theta_{OA} = 2.6^\circ$ とした。これはスーパーカミオカンデのフラックスに寄与する親の π はエネルギーが低いものが多く (図 3.12)、decay angle が大きい。このような π からできるニュートリノをできるだけスーパーカミオカンデのニュートリノフラックスに寄与させたいという理由からである。

3.1.3 ターゲットステーションとディケイパイプ

ターゲット及びホーン的设计は現在進行中で、明確なデザインは決まっていない。ターゲットについては第6章でも述べるが、現段階では熱的に耐えられるようグラファイトターゲット $30\text{mm}\phi, L = 800\text{mm}$ が候補として考えられている。しかしここでは、Off-Axis with bending magnet ビームの評価やニュートリノビームの性質、ニュートリノフラックスの概略を見積もるため BNL で用いられていたシステムを用いることにした。

ターゲットはサファイアターゲット ($0.64\text{cm}\phi \times 45\text{cm}$) とし、 250kA の2台のホーンからなるシステムである。(ただし、JHF は大強度の陽子ビームを用いるため、サファイアターゲットでは陽子ビームのエネルギー損失による発熱を考えるとすぐに融けてしまうために、サファイアをターゲットとして用いることはできないと考えられている。) ここでシミュレーションをするにあたり、 x, y, z 軸を地面に対して水平、鉛直、ビーム軸方向とした。ターゲットは1st ホーンの内部に組み込まれていて、1st ホーンと2nd ホーンの距離は 8.32m 離し、2nd ホーンの後ろに 3.58m 離してシールドと bending magnet を置いた。1st ホーンと2nd ホーンの形状を図 3.1, 3.2 に示す。また decay トンネルは bending magnet の 50cm 後からはじまり、長さは 114m ある。ターゲットから decay トンネルの端までの長さは 130m で、decay トンネル入口での口径は幅 $3\text{m} \times$ 高さ 2.75m 、トンネル出口での口径は幅 $3\text{m} \times$ 高さ 5.67m である。そこでまず、シミュレーションで設定したターゲットステーションを拡大した図を鉛直方向から見たもの (図 3.4) と、水平方向から見たもの (図 3.5) を示す。次にターゲットからビームダンプまでの全体図を示す。鉛直方向から見たものが図 3.6 で、水平方向から見たものが図 3.7 である。図 3.4, 3.5, 3.6, 3.7 に共通して、例としてターゲットに $50\text{GeV}/c$ の運動量を持つ陽子を10個入射した。この陽子がターゲットにあたることにより発生した π の軌跡が赤色の線で示してある。なお、ターゲットからビームライン下流を見た時、ディケイパイプとスーパーカミオカンデの方向は図 3.3 に示すようになっており、 $\theta_{OA} = 2^\circ$ では $\theta_{OA} = 3^\circ$ では $\theta_{OA} = 2.6^\circ$ では $\theta_{OA} = 2.6^\circ$ 水平より下向きにビームの中心軸が来る。

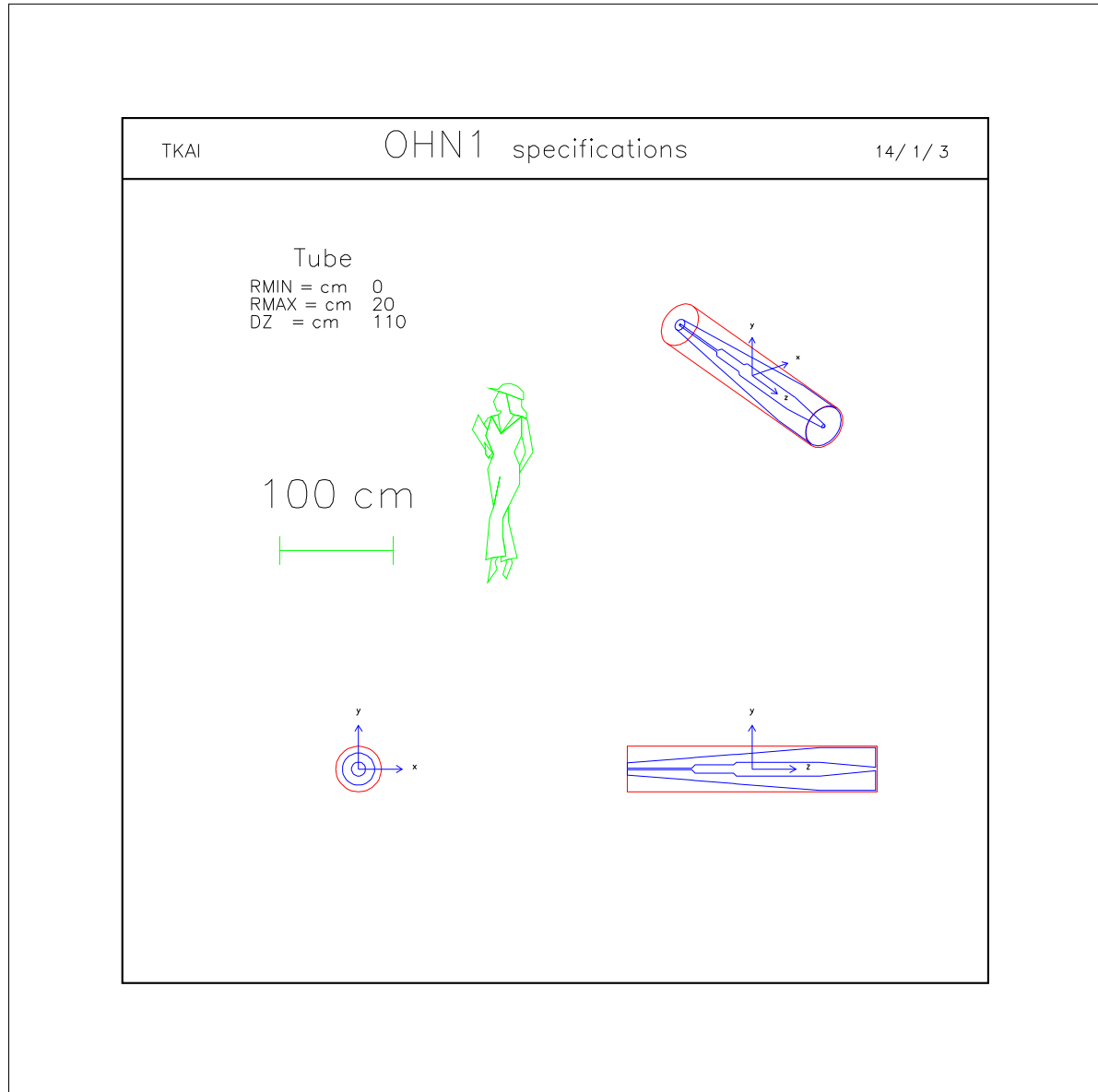


図 3.1: 1st ホーンの形状

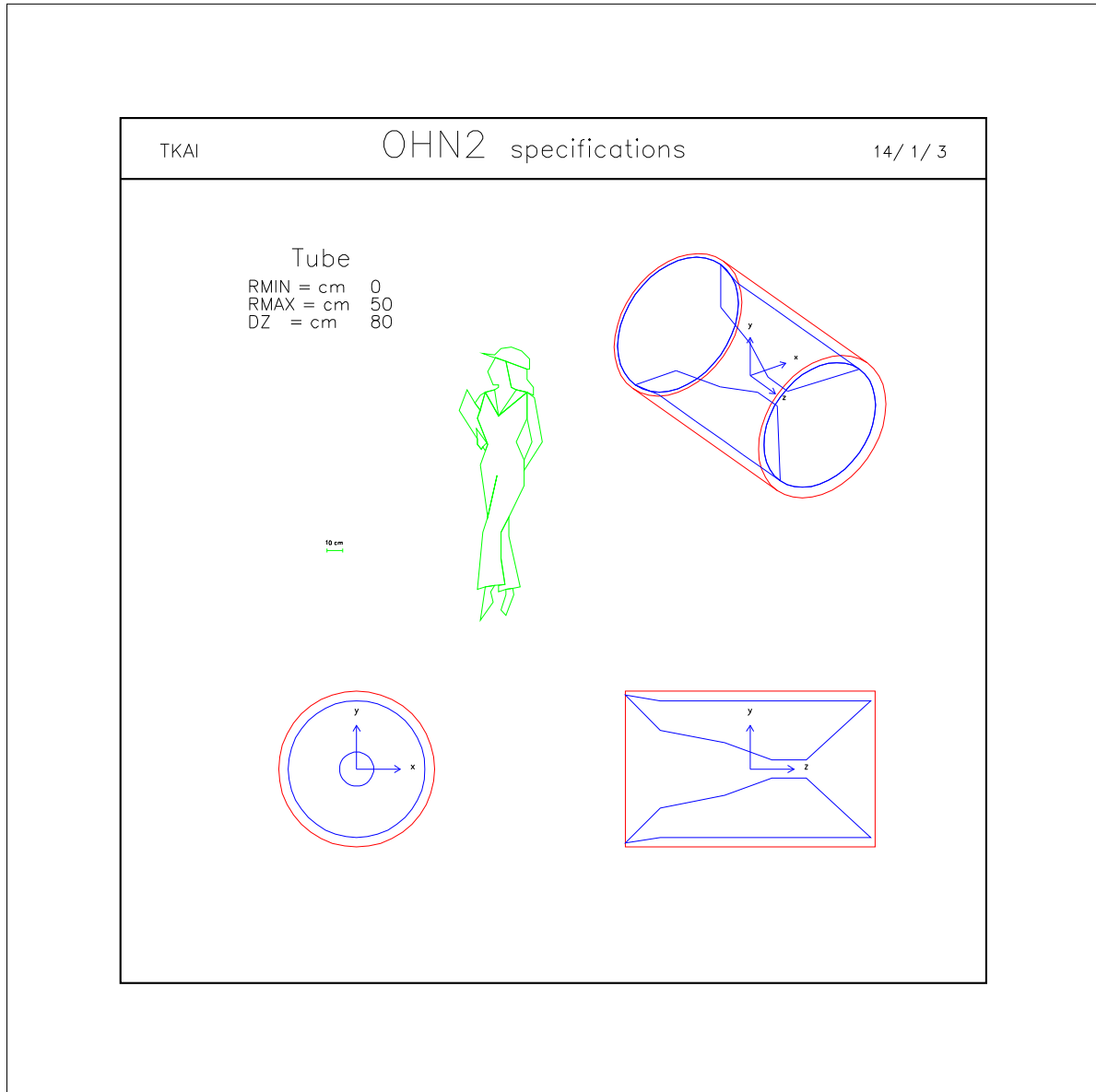


図 3.2: 2nd ホーンの形状

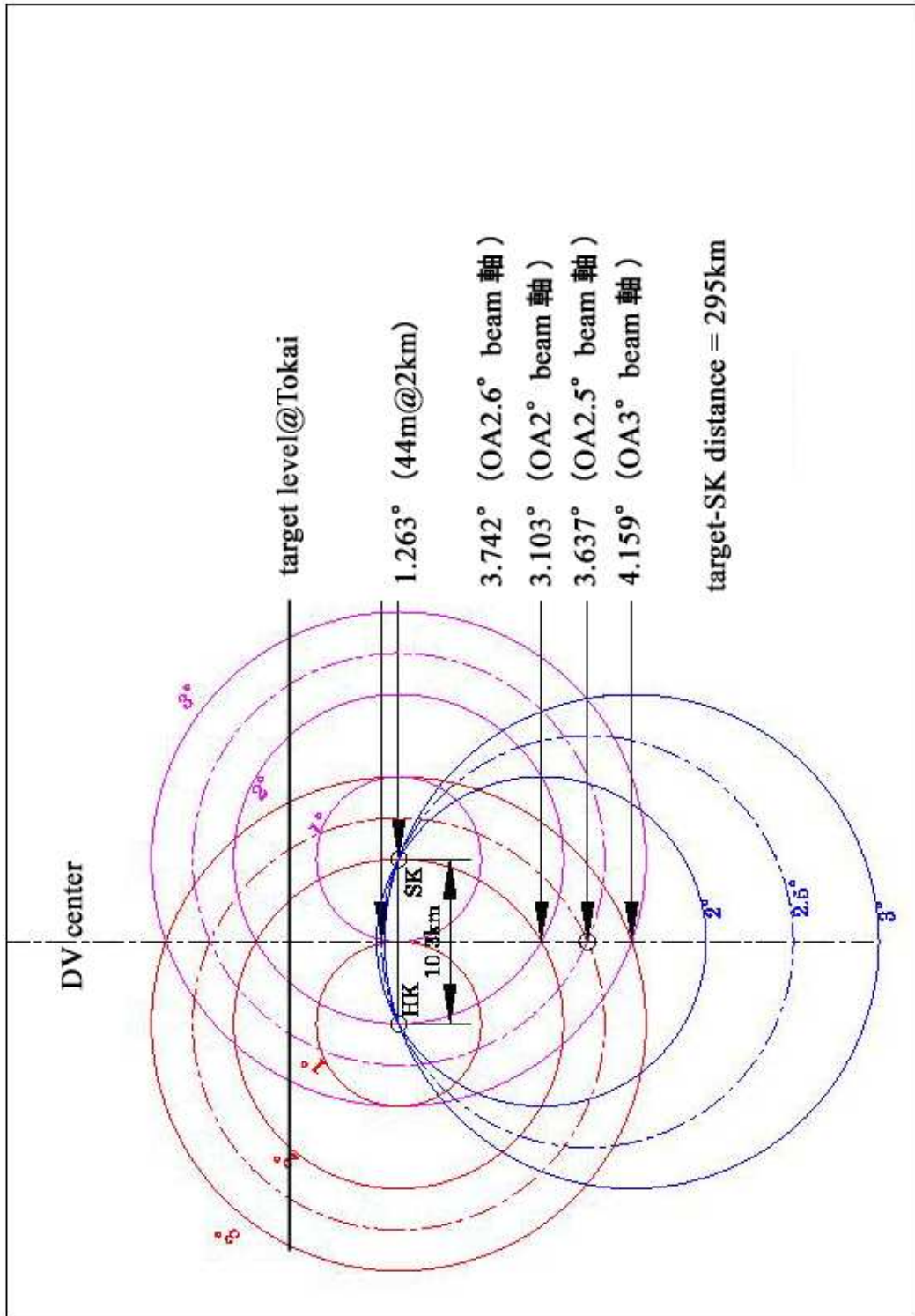


図 3.3: ターゲットから見たディケイパイプとスーパーカミオカンデの方向

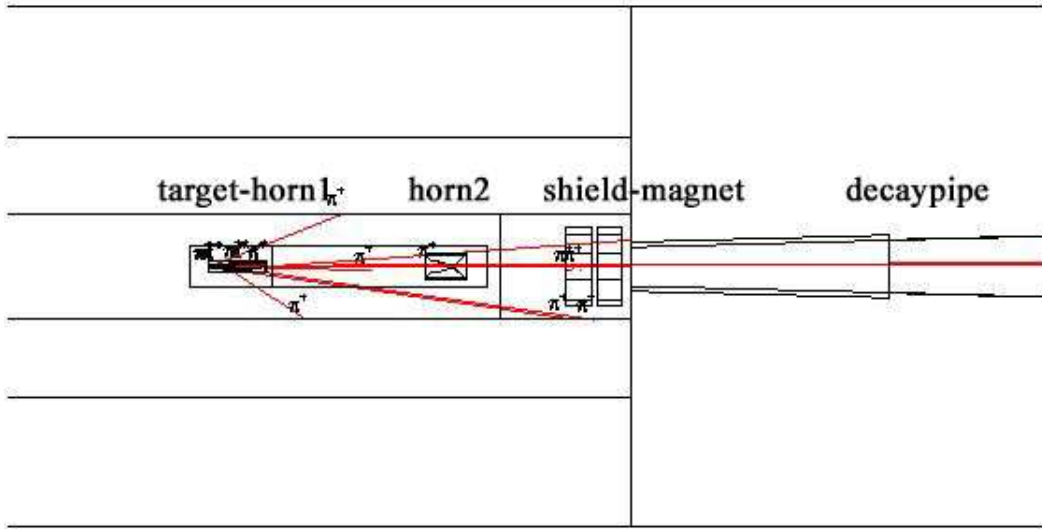


図 3.4: 鉛直方向から見た時のターゲットステーション

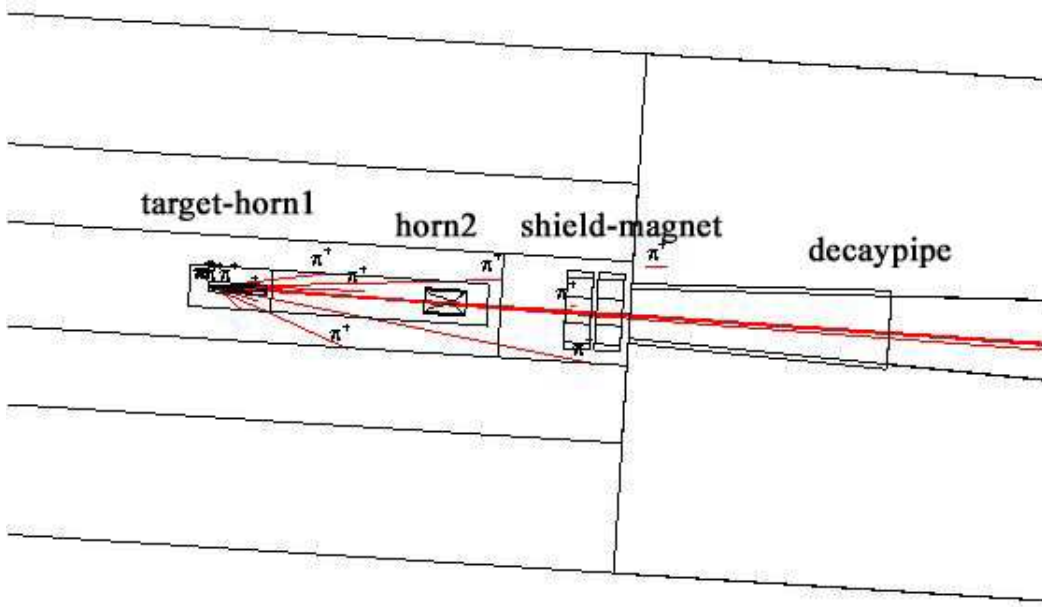


図 3.5: 水平方向から見た時のターゲットステーション

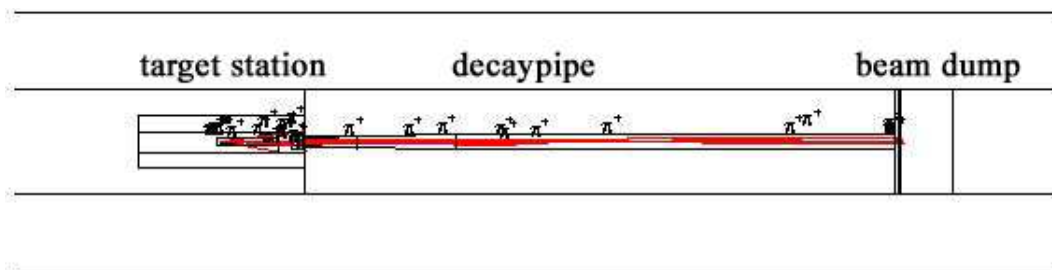


図 3.6: 鉛直方向から見た時のビームライン全体図

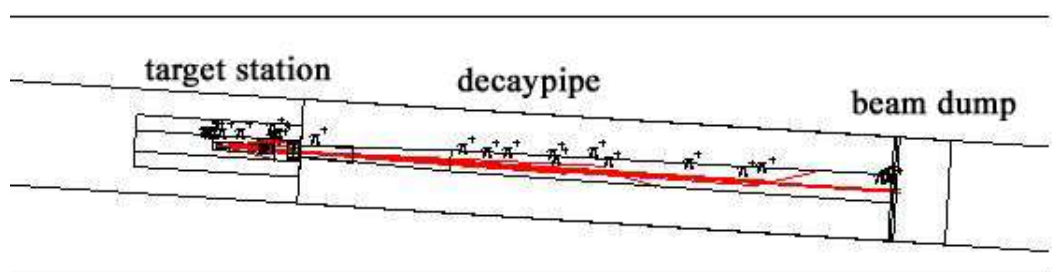


図 3.7: 水平方向から見た時のビームライン全体図

3.2 シミュレーション結果

3.2.1 Off-Axis ビームと Off-Axis with bending magnet ビームの比較

まずスーパーカミオカンデのニュートリノフラックスを求めるには、1st ホーン、2nd ホーンをでた直後の π 、 K の角度分布を調べ、ホーンによって十分収束されているかどうか調べる必要がある。そこで例として $\theta_{OA} = 2^\circ$ として、ビーム軸と $\pi(K)$ の進行方向のなす角を $\theta_\pi(\theta_K)$ として、 $\theta_\pi(\theta_K)$ を 0.5° きざみで変えたときの $\pi(K)$ の運動量分布が図 3.8(3.9)、3.12(3.13) である。ここで図 3.8(3.9) は 1st ホーン後の分布、図 3.12(3.13) は 2nd ホーン後の分布である。(黒:すべての $\pi(K)$ 、赤: $0^\circ < \theta < 0.5^\circ$ 、緑: $0.5^\circ < \theta < 1.0^\circ$ 、青: $1.0^\circ < \theta < 1.5^\circ$ 、黄: $1.5^\circ < \theta < 2.0^\circ$ の $\pi(K)$ の運動量分布。) また $\cos\theta_\pi(\cos\theta_K)$ の分布を図 3.10(3.11)、3.14(3.15) に示す。これらより 1st ホーン直後、 π 、 K の進行方向とビーム軸のなす角が 2.5° 以内のものはそれぞれ 66.2%、69.7% 2nd ホーン直後では π 、 K の進行方向とビーム軸のなす角が 2.5° 以内のものはそれぞれ 76.2%、80.8% となり良く収束されている。

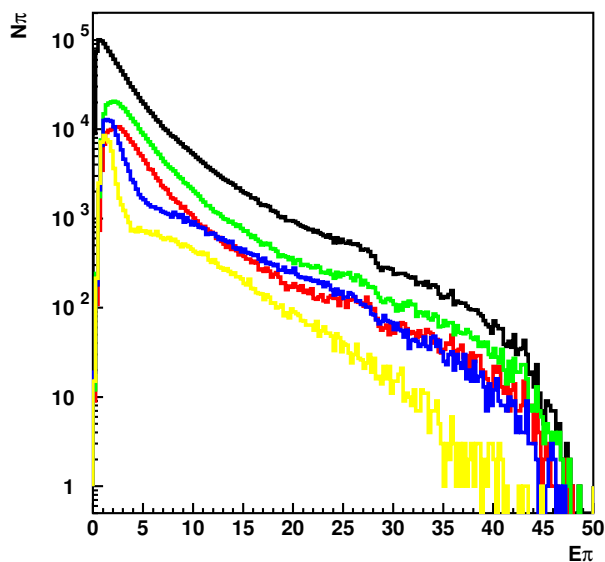


図 3.8: 1st ホーン後の π の角度ごとの運動量分布: θ_π (π とビーム軸のなす角) 黒:すべての π 、赤: $0^\circ < \theta_\pi < 0.5^\circ$ 、緑: $0.5^\circ < \theta_\pi < 1.0^\circ$ 、青: $1.0^\circ < \theta_\pi < 1.5^\circ$ 、黄: $1.5^\circ < \theta_\pi < 2.0^\circ$

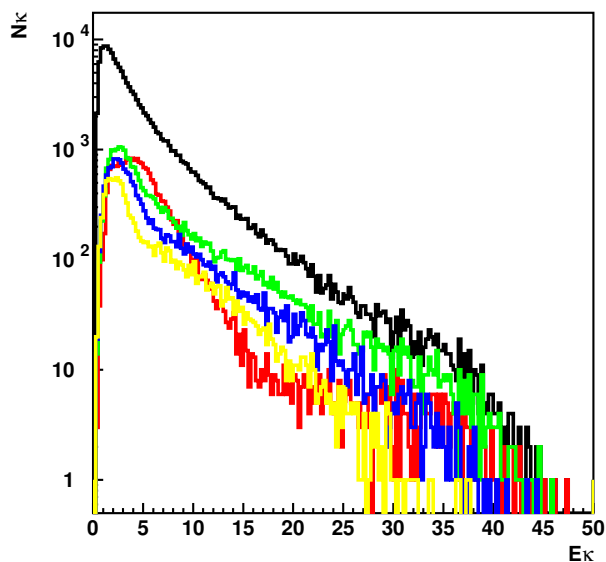


図 3.9: 1st ホーン後の K の角度ごとの運動量分布: θ_K (K とビーム軸のなす角) 黒:すべての K 、赤: $0^\circ < \theta_K < 0.5^\circ$ 、緑: $0.5^\circ < \theta_K < 1.0^\circ$ 、青: $1.0^\circ < \theta_K < 1.5^\circ$ 、黄: $1.5^\circ < \theta_K < 2.0^\circ$

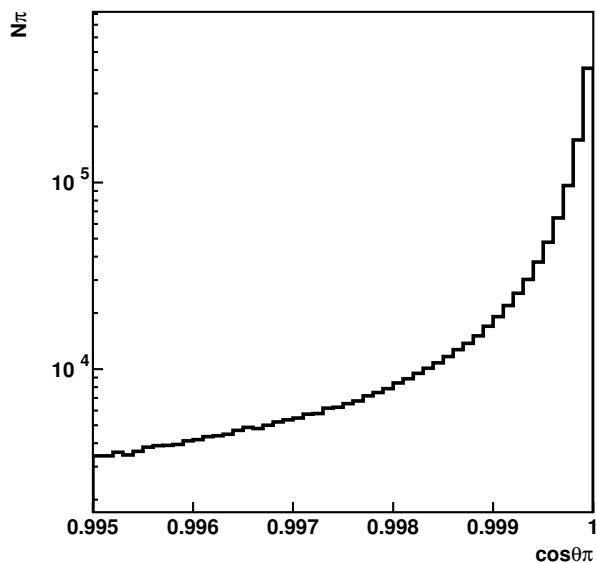


図 3.10: 1st ホーン後の π の角度分布

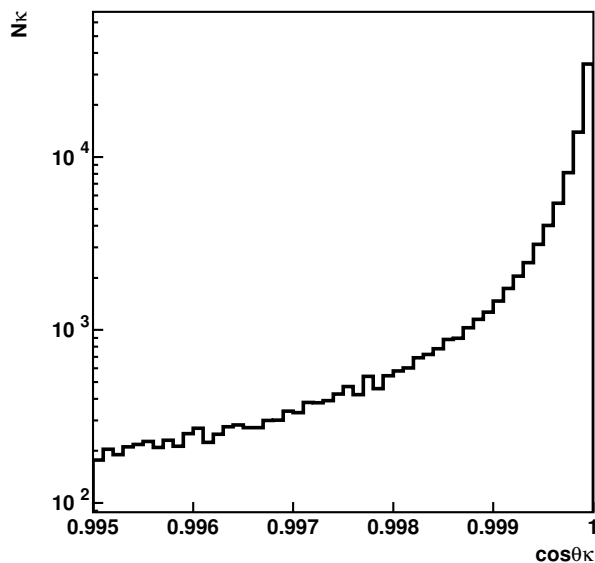


図 3.11: 1st ホーン後の K の角度分布

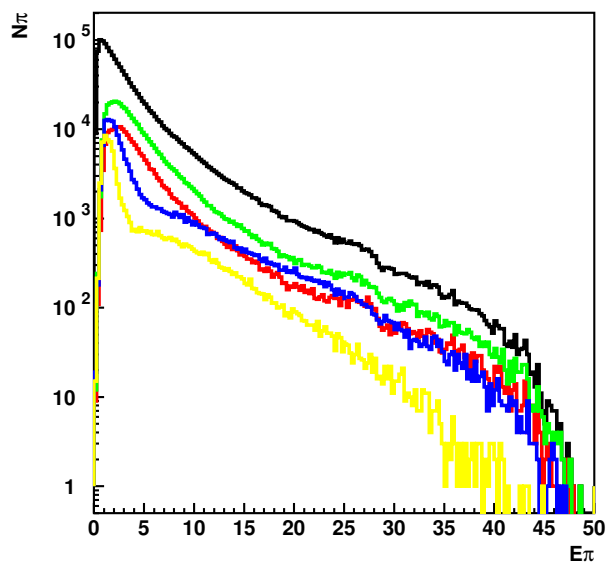


図 3.12: 2nd ホーン後の π の角度ごとの運動量分布: θ_π (π とビーム軸のなす角) 黒:すべての π 、赤: $0^\circ < \theta_\pi < 0.5^\circ$ 、緑: $0.5^\circ < \theta_\pi < 1.0^\circ$ 、青: $1.0^\circ < \theta_\pi < 1.5^\circ$ 、黄: $1.5^\circ < \theta_\pi < 2.0^\circ$

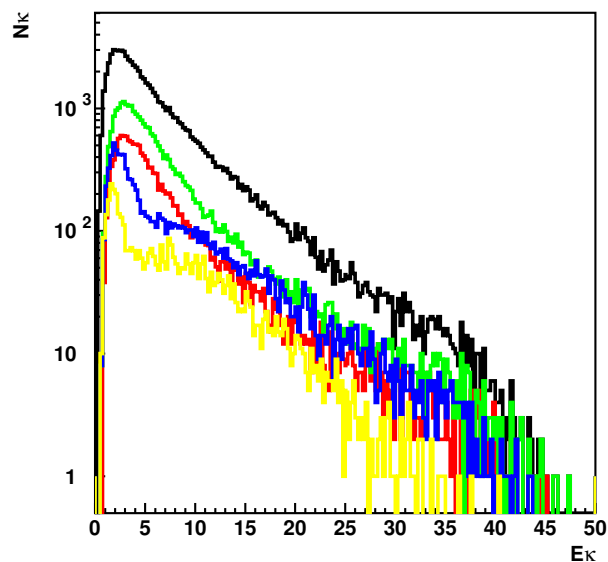


図 3.13: 2nd ホーン後の K の角度ごとの運動量分布: θ_K (K とビーム軸のなす角) 黒:すべての K 、赤: $0^\circ < \theta_K < 0.5^\circ$ 、緑: $0.5^\circ < \theta_K < 1.0^\circ$ 、青: $1.0^\circ < \theta_K < 1.5^\circ$ 、黄: $1.5^\circ < \theta_K < 2.0^\circ$

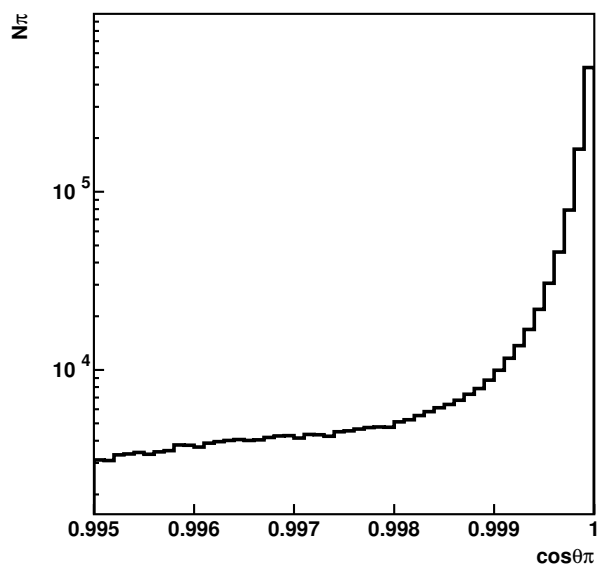


図 3.14: 2nd ホーン後の π の角度分布

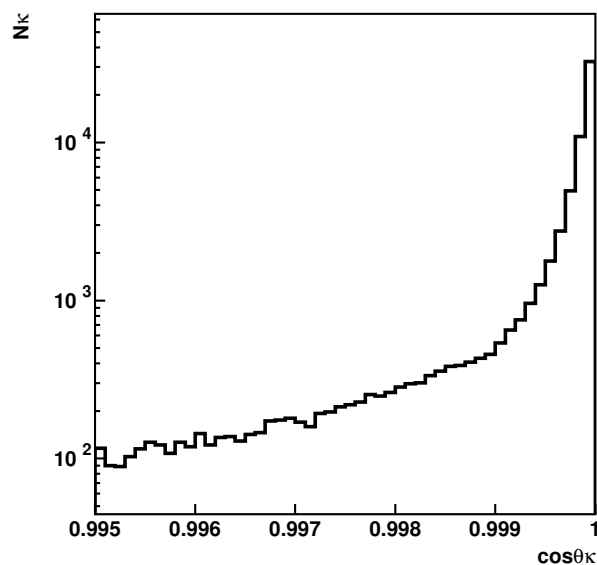


図 3.15: 2nd ホーン後の K の角度分布

図 3.12、3.13 を見れば 2nd ホーンを通過してくる π, K のエネルギーはほとんどが 5 GeV 以下である。従ってこれらの π を効率良くニュートリノフラックスに寄与させるようにビームラインのデザインをすればよいことがわかる。

Off-Axis ビームを用いたときと Off-Axis with bending magnet ビームを用いたときのスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスを比較した。まず各場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスを求めた(図 3.16,3.17,3.18,3.19)。これらの図で黒のヒストグラムは total の ν_μ フラックスを、赤のヒストグラムは total の ν_e フラックスを意味し、青の斜線部は ν_μ フラックスのうち K の寄与を意味している。

次に図 3.20 は Off-Axis ビーム 3° と Off-Axis with bending magnet ビーム $2.6^\circ, 0.06\text{Tesla} \cdot \text{meter}$ を比較した結果である。図 3.21 は Off-Axis ビーム 2° と Off-Axis with bending magnet ビーム $2.6^\circ, -0.134\text{Tesla} \cdot \text{meter}$ を比較した結果である。以下ニュートリノフラックスを比較するにあたって、参考にする量として以下のようにピークフラックスと high-energy tail を定義する。ニュートリノのピークエネルギーを E_ν^{peak} として、ピークフラックスは $E_\nu^{peak} \pm 0.1\text{GeV}$ の範囲のエネルギーを持つニュートリノの数、High-energy tail は $E_\nu^{peak} + 0.2\text{GeV}$ 以上のエネルギーを持つニュートリノの数とした。

$$peak\ flux = \#\ of\ \nu\ (E_\nu^{peak} - 0.1(\text{GeV}) < E_\nu < E_\nu^{peak} + 0.1(\text{GeV})) \quad (3.8)$$

$$High\ energy\ tail = \#\ of\ \nu\ (E_\nu^{peak} + 0.2(\text{GeV}) < E_\nu) \quad (3.9)$$

これよりフラックスのピークエネルギー、フラックス、 ν_e の含有率等を比較した結果を表 3.1 にまとめる。これより Off-Axis with bending magnet ビームを用いた場合でも Off-Axis ビームと同等のニュートリノフラックスを得ることが出来るということがわかった。

Beam	$E_{peak}(\text{GeV})$	Flux($10^6/cm^2/10^{21}\text{ POT}$)		$\nu_e/\nu_\mu(\%)$	
		ν_μ	ν_e	total	E_{peak}
OA 3°	0.541	7.67	0.017	1.01	0.22
OA+B 2.6° 0.060Tm	0.562	7.59	0.016	1.00	0.21
OA 2°	0.807	8.98	0.019	0.82	0.21
OA+B 2.6° 0.134Tm	0.818	8.94	0.018	0.80	0.21

表 3.1: OA と OA+B を用いた場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの比較

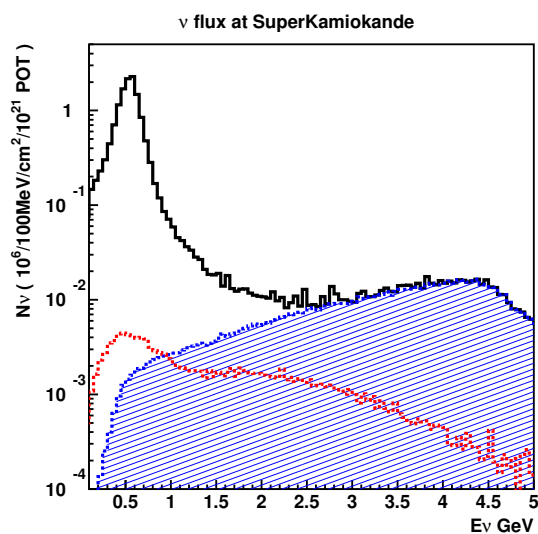


図 3.16: OA ビーム ($\theta_{OA} = 3^\circ$) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス。黒(実線):全 ν_μ フラックス。青(斜線): K の崩壊による ν_μ フラックス。赤(点線):全 ν_e flux。

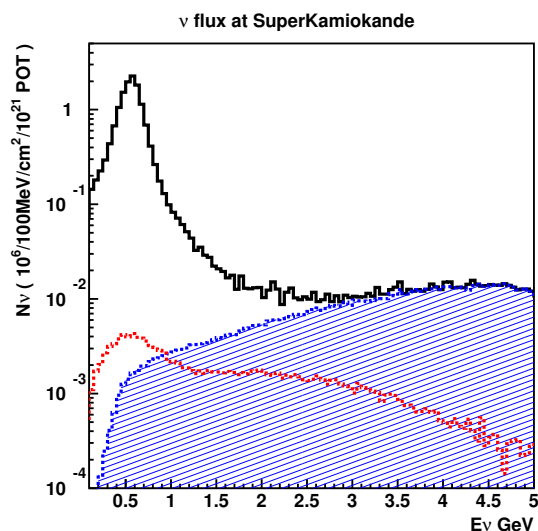


図 3.17: OA+B ビーム ($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = 0.060 Tesla \cdot meter$) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス。黒(実線):全 ν_μ フラックス。青(斜線): K の崩壊による ν_μ フラックス。赤(点線):全 ν_e flux。

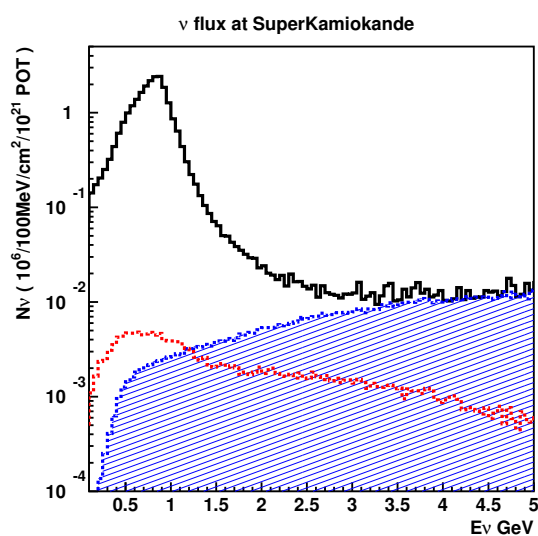


図 3.18: OA ビーム ($\theta_{OA} = 2^\circ$) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス。黒(実線):全 ν_μ フラックス。青(斜線): K の崩壊による ν_μ フラックス。赤(点線):全 ν_e flux。

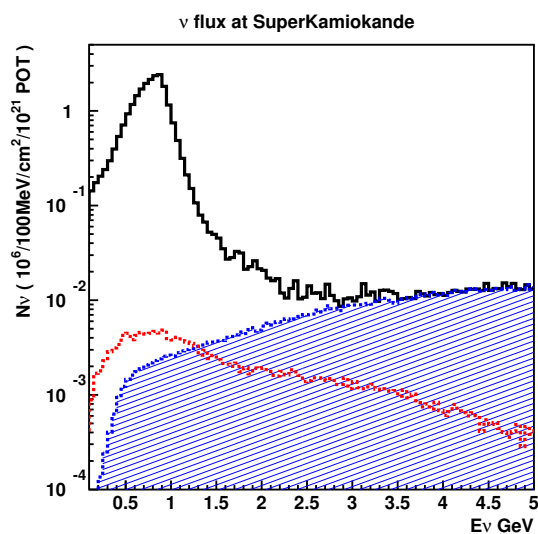


図 3.19: OA+B ビーム ($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = -0.134 Tesla \cdot meter$) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス。黒(実線):全 ν_μ フラックス。青(斜線): K の崩壊による ν_μ フラックス。赤(点線):全 ν_e flux。

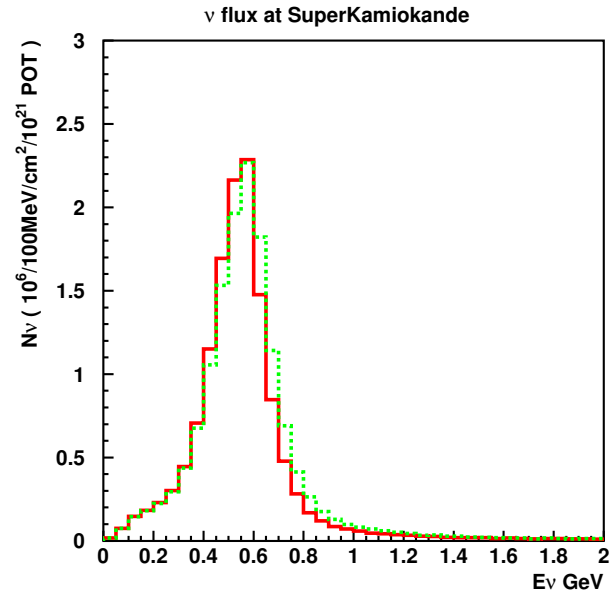


図 3.20: OA($\theta_{OA} = 3^\circ$, 赤実線) と OA+B($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = 0.06 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$, 緑点線) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス比較

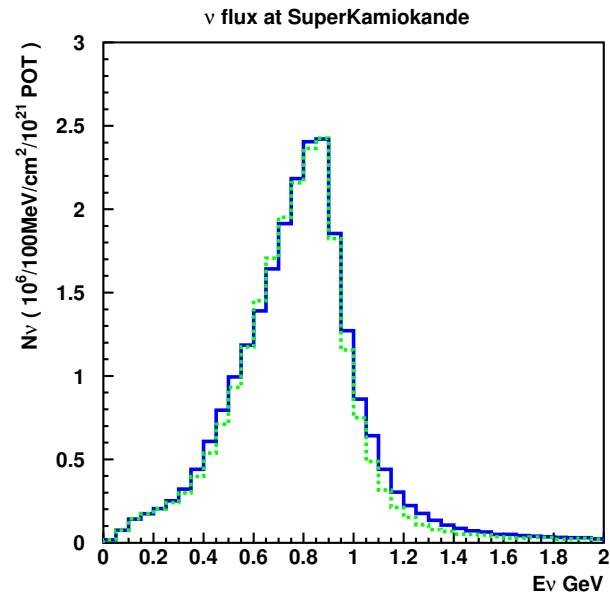


図 3.21: OA($\theta_{OA} = 2^\circ$, 赤実線) と OA+B($\theta_{OA} = 2.6^\circ$ $BdL = -0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ 緑点線) の場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス比較

3.3 ホーンカレントのふらつきのニュートリノフラックスへの影響

次にホーンカレントのふらつきによるスーパーカミオカンデのニュートリノフラックスへの影響を調べ、ホーンのカレントをどのくらいの精度で制御する必要があるかを Off-Axis with bending magnet ビームのセットアップ ($\theta=2.6^\circ$, BdL=0.0Tesla-meter) で調べる。

1. $I_2 = 250kA$ として、 I_1 を 250kA を基準として 10kA ずつ変化させた場合
2. $I_1 = 250kA$ として、 I_2 を 250kA を基準として 10kA ずつ変化させた場合
3. $I_1 = I_2 = I$ として I を 250kA を基準として 10kA ずつ変化させた場合

についてスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化を調べた。ただし、 I_1 、 I_2 を 1st ホーン、2nd ホーンのカレントとし Off-Axis angle は 2.6° に固定した。

3.3.1 1st ホーンのカレント変化

2nd ホーンのカレントを 250kA に固定し、1st ホーンのカレントを 250kA を基準として 200kA から 300kA まで変化させたときのスーパーカミオカンデのニュートリノフラックスの変化を図 3.22 に示す。 $I_1 = 250kA$ の場合を基準としてピークエネルギーとピークフラックスの割合を表 3.2 にまとめた。これ見ればこのカレントの範囲では、ピークフラックスは 280kA の時に最大となる。また 250kA の場合に比べピークエネルギーは $\pm 1\%$ 以内、ピークフラックスの変化は $\pm 7\%$ 以内である。これより 1st ホーンのカレントを $250kA \pm 12\%$ の精度で制御できればニュートリノフラックス変化は 5% 以内だと考えられる。

1st horn current(kA)	peak energy(%)	peak flux(%)
200	0.36	-6.22
210	0.26	-4.78
220	-0.02	-3.61
230	0.16	-1.82
240	0.27	-0.38
250	—	—
260	-0.09	-0.40
270	-0.71	-0.29
280	-0.74	0.61
290	-0.50	0.04
300	-0.59	0.56

表 3.2: 1st ホーンのカレント 250kA を基準として変化させた時のフラックスのピークエネルギーとピークフラックスの変化

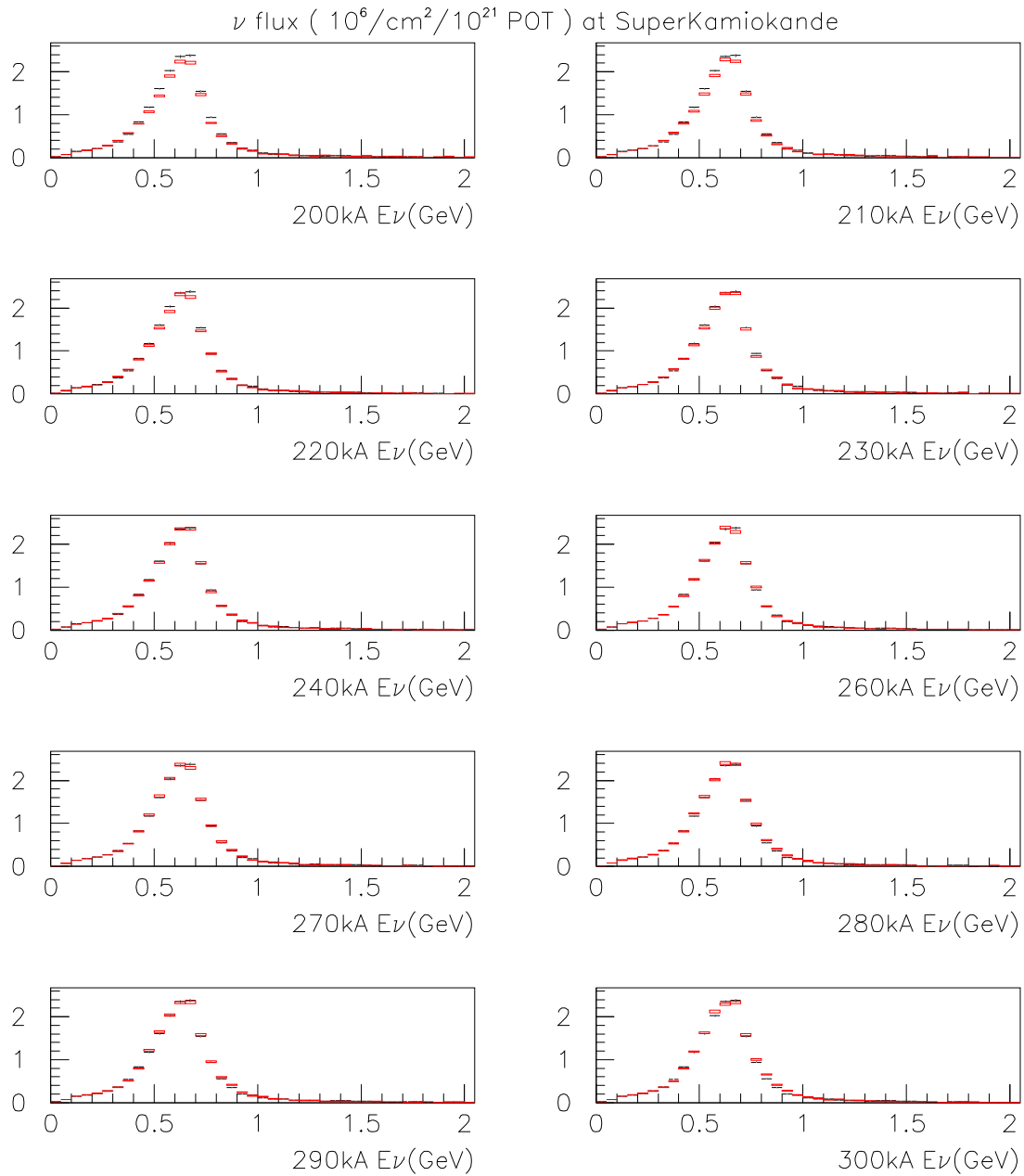


図 3.22: 1st ホーンのカレントの変化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化。黒は $I_1 = I_2 = 250\text{kA}$ 、赤は $I_2 = 250\text{kA}$ で I_1 を変化させた場合 (カレント値は右下に記した)。

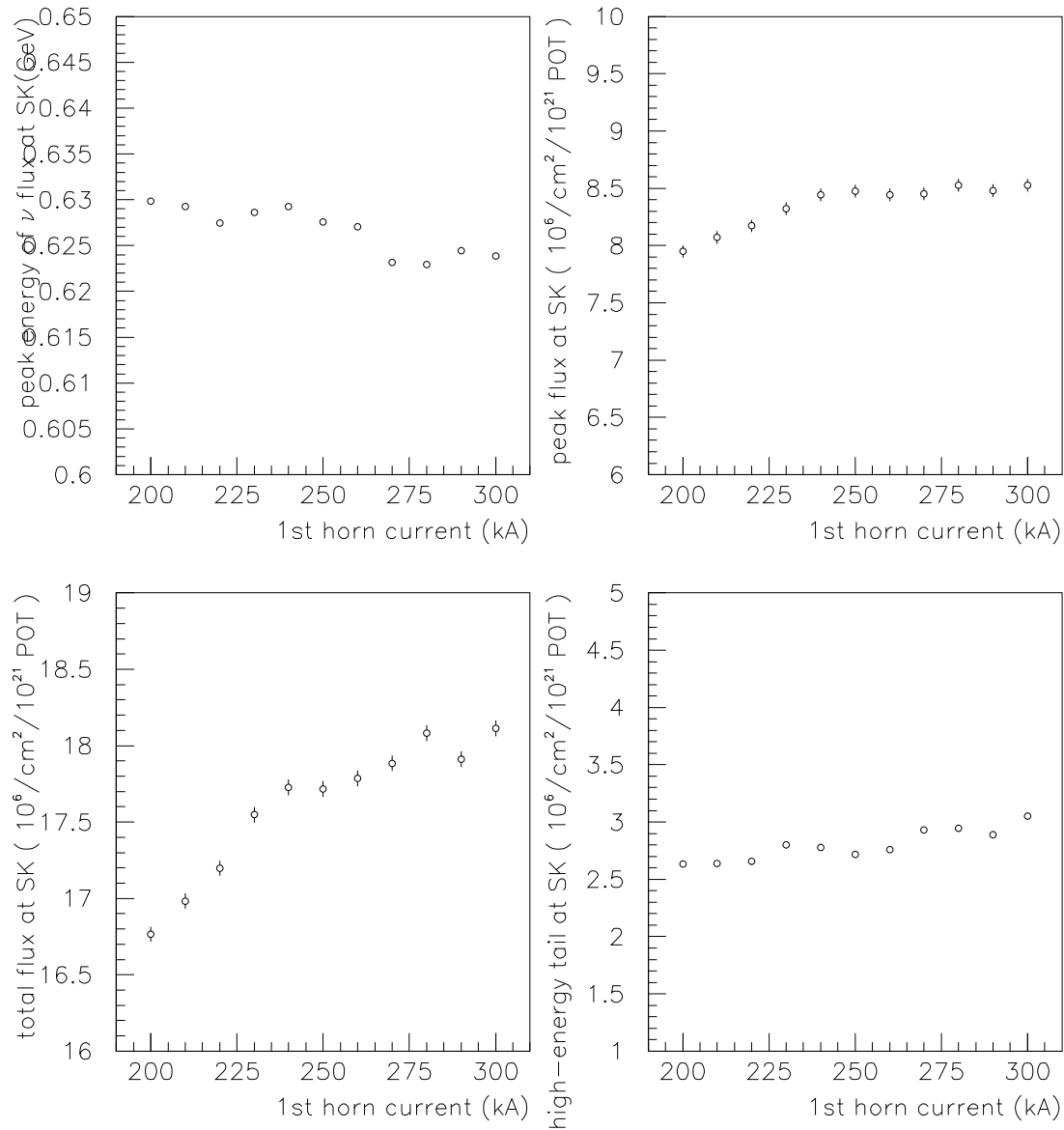


図 3.23: 1st ホーンのカレントの変化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。

3.3.2 2nd ホーンのカレント変化

同様に 1st ホーンのカレントを 250kA に固定し、2st ホーンのカレントを 250kA を基準として 200kA から 300kA まで変化させたときのスーパーカミオカンデのニュートリノフラックスの変化を図 3.24 に示す。この場合、ニュートリノフラックスを最大にする I_2 は 220kA である。また表 3.3 を見ればこのカレントの範囲では、250kA の場合に比べピークエネルギーの変化は $\pm 1\%$ 以内に、ピークフラックスは $\pm 4\%$ 以内になる。2nd ホーンカレントを 250kA から $\pm 20\%$ 変化させてもニュートリノフラックスは 5% 以内で制御できる。

<i>2nd horn current(kA)</i>	<i>peak energy(%)</i>	<i>peak flux(%)</i>
200	-0.69	0.42
210	-0.51	-1.18
220	0.33	0.67
230	-0.50	-0.41
240	-0.26	-0.10
250	—	—
260	0.06	-0.65
270	0.16	-2.25
280	-0.08	-2.02
290	0.28	-2.14
300	-0.11	-3.81

表 3.3: 2nd horn のカレント 250kA を基準として変化させた時のフラックスのピークエネルギーとピークフラックスの変化

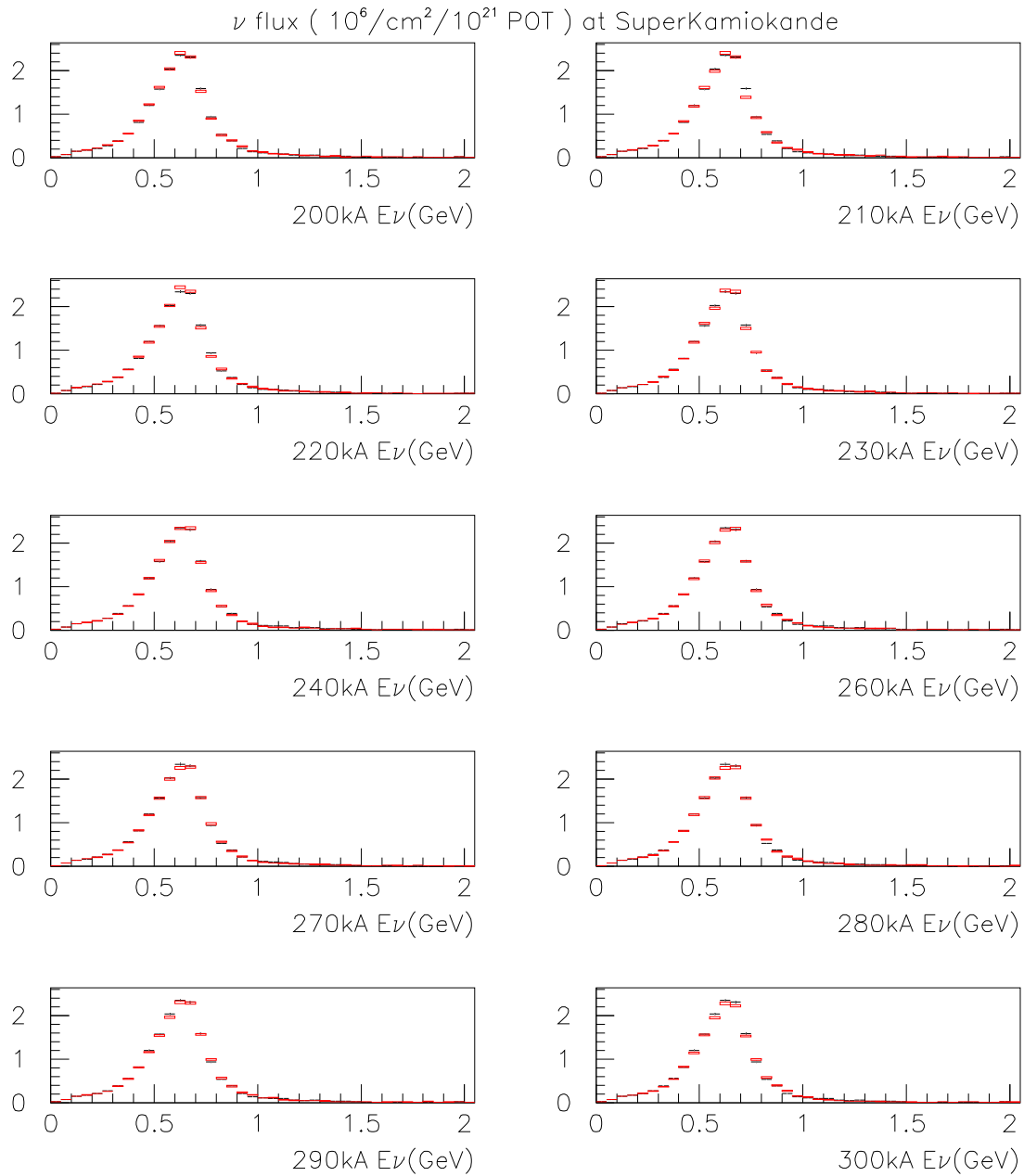


図 3.24: 2nd ホーンのカレントの変化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化。黒は $I_1 = I_2 = 250\text{kA}$ 、赤は $I_1 = 250\text{kA}$ で I_2 を変化させた場合 (カレント値は右下に記した)。

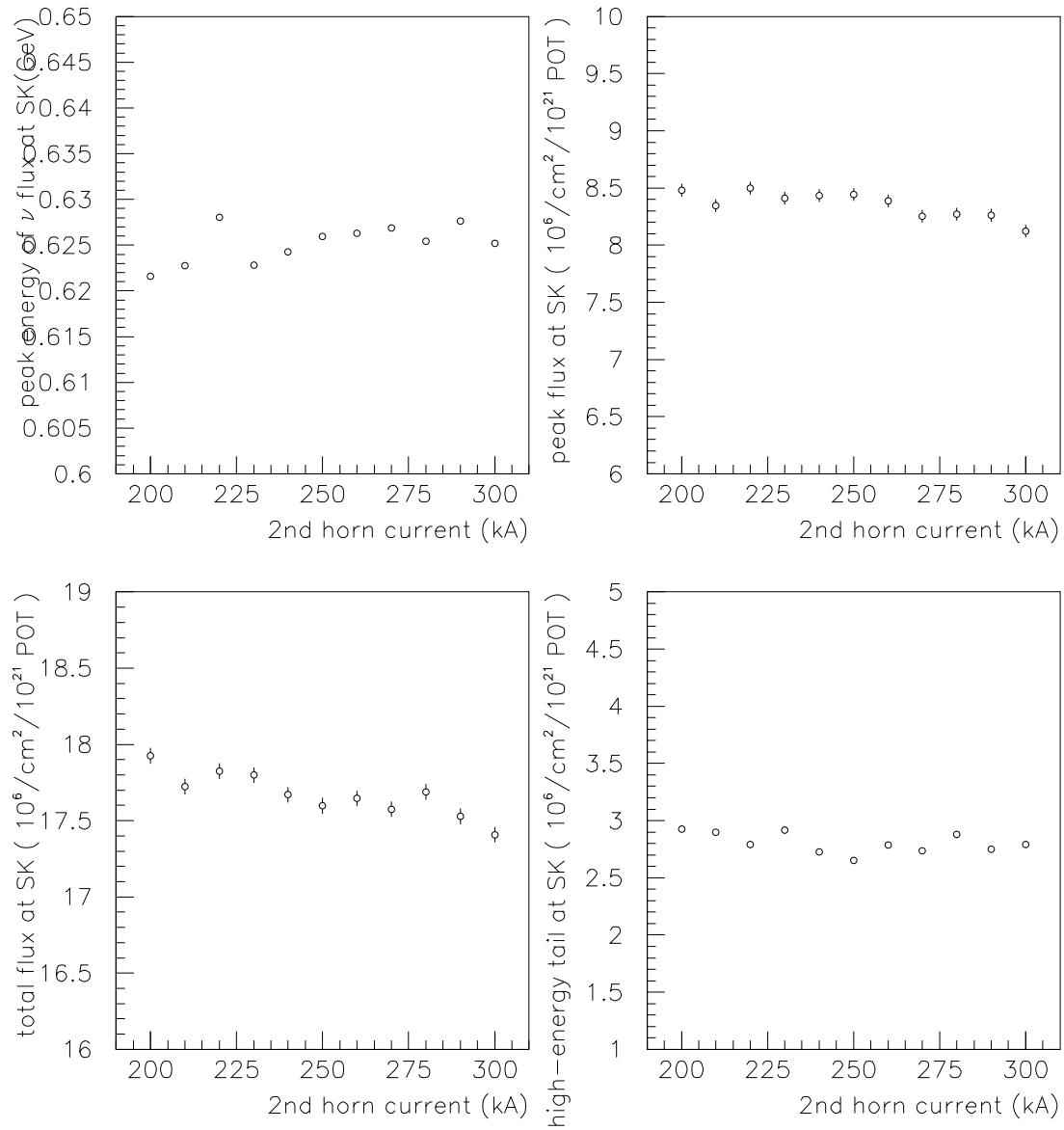


図 3.25: 2nd ホーンのカレントの変化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。

3.3.3 1st,2nd ホーンのカレント変化

同様に1st ホーンと2nd ホーンのカレントを250kAを基準として2つ同時に200kAから300kAまで変化させたときのスーパーカミオカンデのニュートリノフラックスの変化を図3.26に示す。この場合は、表3.4を見ればこのカレントの範囲では、250kAの場合に比べピークエネルギーのずれは±1%以内に、ピークフラックスは±4%以内になる。ホーンカレント変化を±20%の精度で制御できればスーパーカミオカンデのニュートリノフラックスは±4%の精度で決まる。

<i>2nd horn current(kA)</i>	<i>peak energy(%)</i>	<i>peak flux(%)</i>
200	-0.14	-4.00
210	-0.34	-2.62
220	-0.46	-2.50
230	-0.07	-1.20
240	0.31	-1.10
250	—	—
260	0.30	-0.96
270	-0.21	-0.19
280	-0.30	0.32
290	-0.85	-1.63
300	-0.47	-0.92

表 3.4: 1st,2nd ホーンのカレント 250kA を基準としたときのフラックスのピークエネルギーとピークフラックスの変化

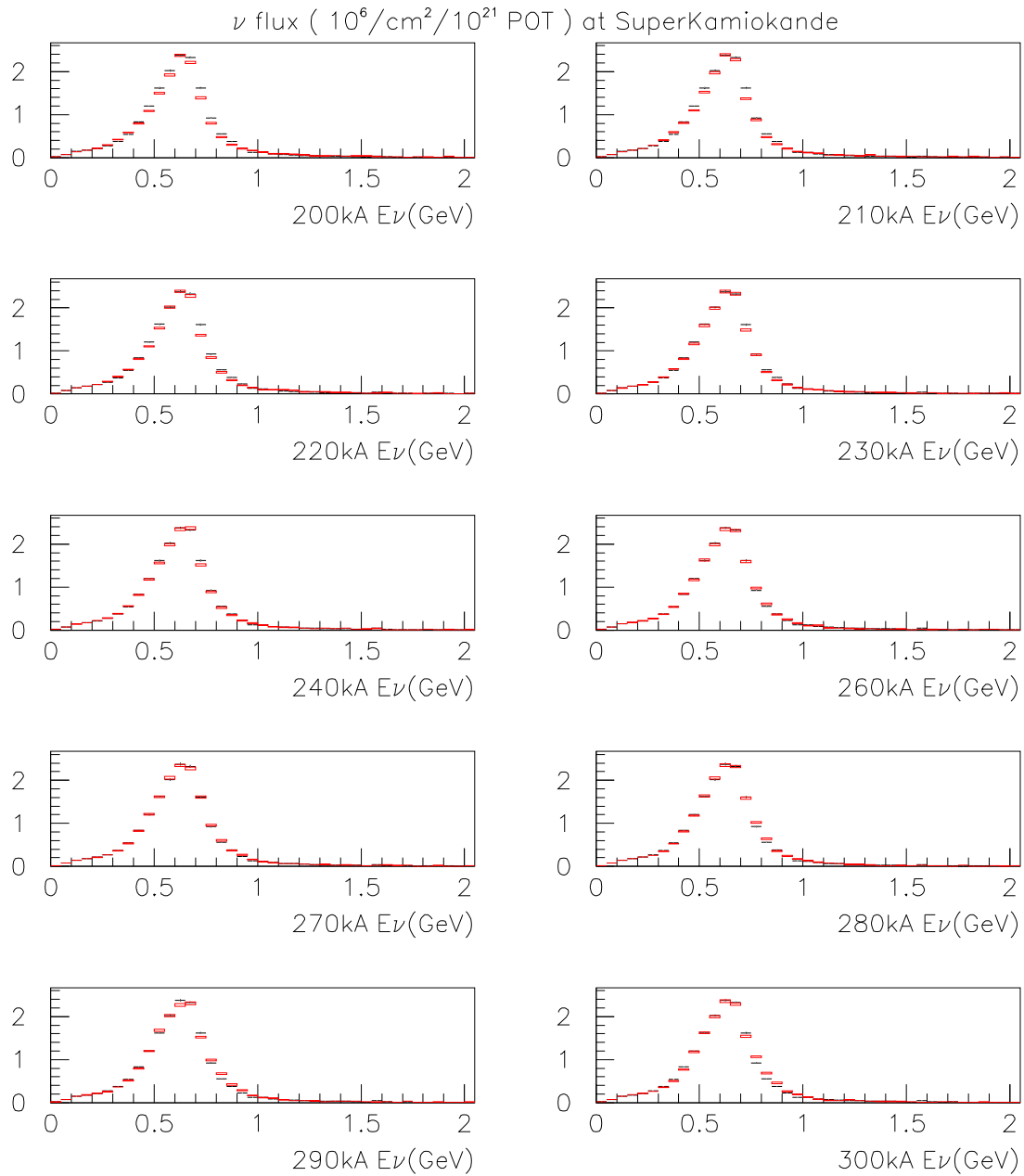


図 3.26: 1st,2nd ホーンのカレントの同時変化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化。黒は $I_1 = I_2 = 250\text{kA}$ 、赤は $I_1 = I_2$ を同時に変化させた場合 (カレント値は右下に記した)。

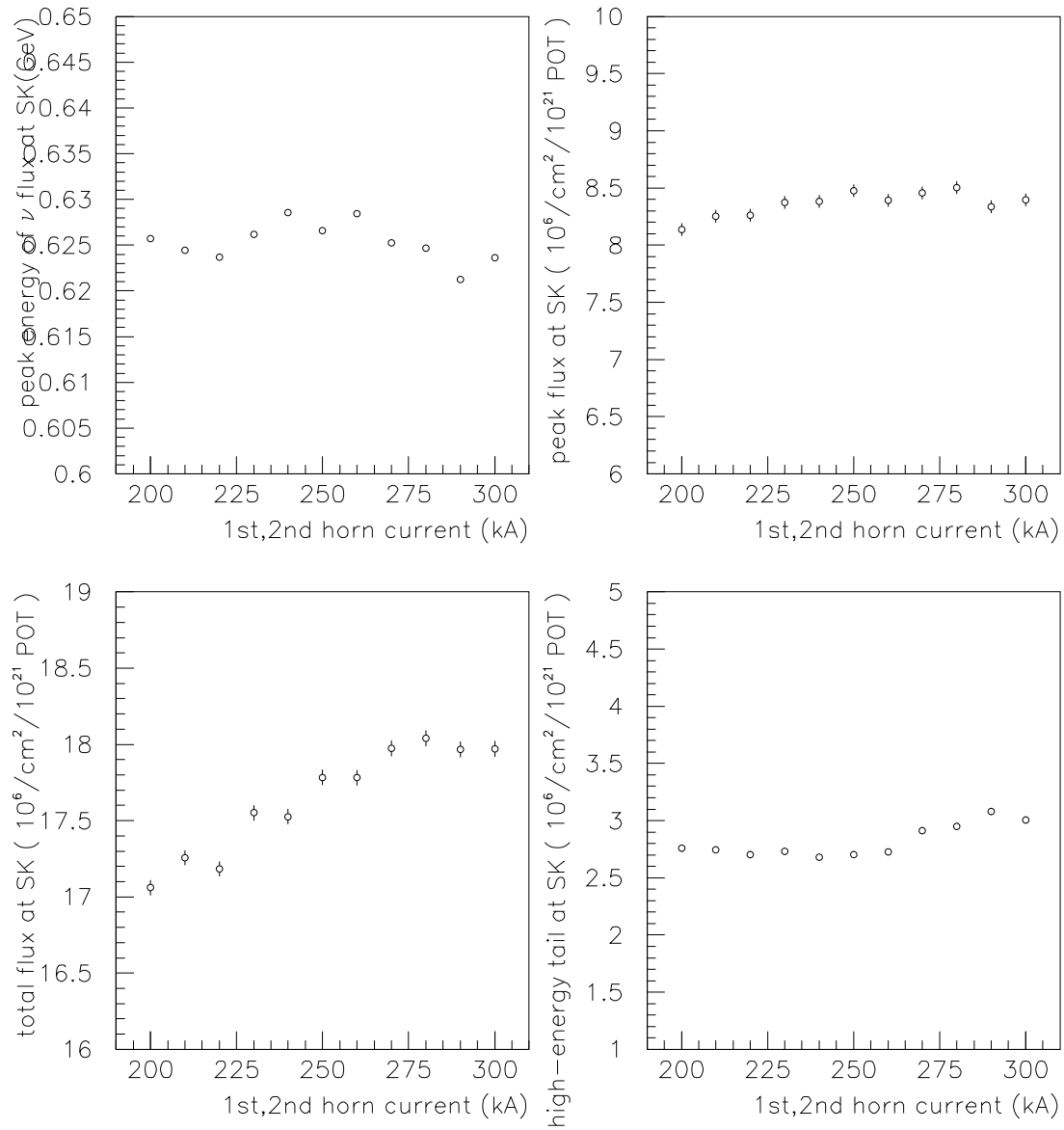


図 3.27: 1st,2nd horn のカレントの同時変化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。

3.4 bending magnet の磁場のふらつきの影響

次に OA+B ビームを用いた時、bending magnet の磁場のふらつきがスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスに与える影響を調べた。 $\theta_{OA} = 2.6^\circ$ とし $BdL = 0.06\text{Tesla} \cdot \text{meter}$ を基準として、 $\pm 5\%, \pm 10\%, \pm 15\%, \pm 20\%$ 変化させてニュートリノフラックスの変化を調べた。第2章1節でも述べたように JHF-Kamioka 実験では Δm_{23}^2 を1%の精度で測定することを目的としているので、そのためにはピークエネルギーを1%の精度で決める必要がある。結果を図3.28に示す。黒が $\theta_{OA} = 2.6^\circ$ とし $BdL = 0.06\text{Tesla} \cdot \text{meter}$ の場合で、赤が変化させた BdL でのフラックスである。この結果より、ピークエネルギー、ピークフラックスが基準とする $\theta_{OA} = 2.6^\circ, BdL = 0.06\text{Tesla} \cdot \text{meter}$ の場合に比べてどのくらい変化するかを表3.5にまとめた。 BdL が $\pm 20\%$ のふらつきではピークエネルギー、ピークフラックスの変化はともに $\pm 3\%$ 以内である。もし仮にピークエネルギーを1%の精度で決めるとすると BdL のふらつきは $0.06\text{Tesla} \cdot \text{meter}$ を基準として $\pm 10\%$ 以内に制御する必要がある。このときピークフラックスは $\pm 2\%$ で保障されるということがわかる。

$BdL(Tm)$	$peak\ energy(\%)$	$peak\ flux(\%)$
0.048	2.19	2.65
0.051	1.63	1.73
0.054	1.02	0.51
0.057	0.56	0.17
0.060	—	—
0.063	-0.20	-1.77
0.066	-0.93	-0.84
0.069	-1.70	-2.84
0.072	-2.70	-2.93

表 3.5: OA+B $\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化

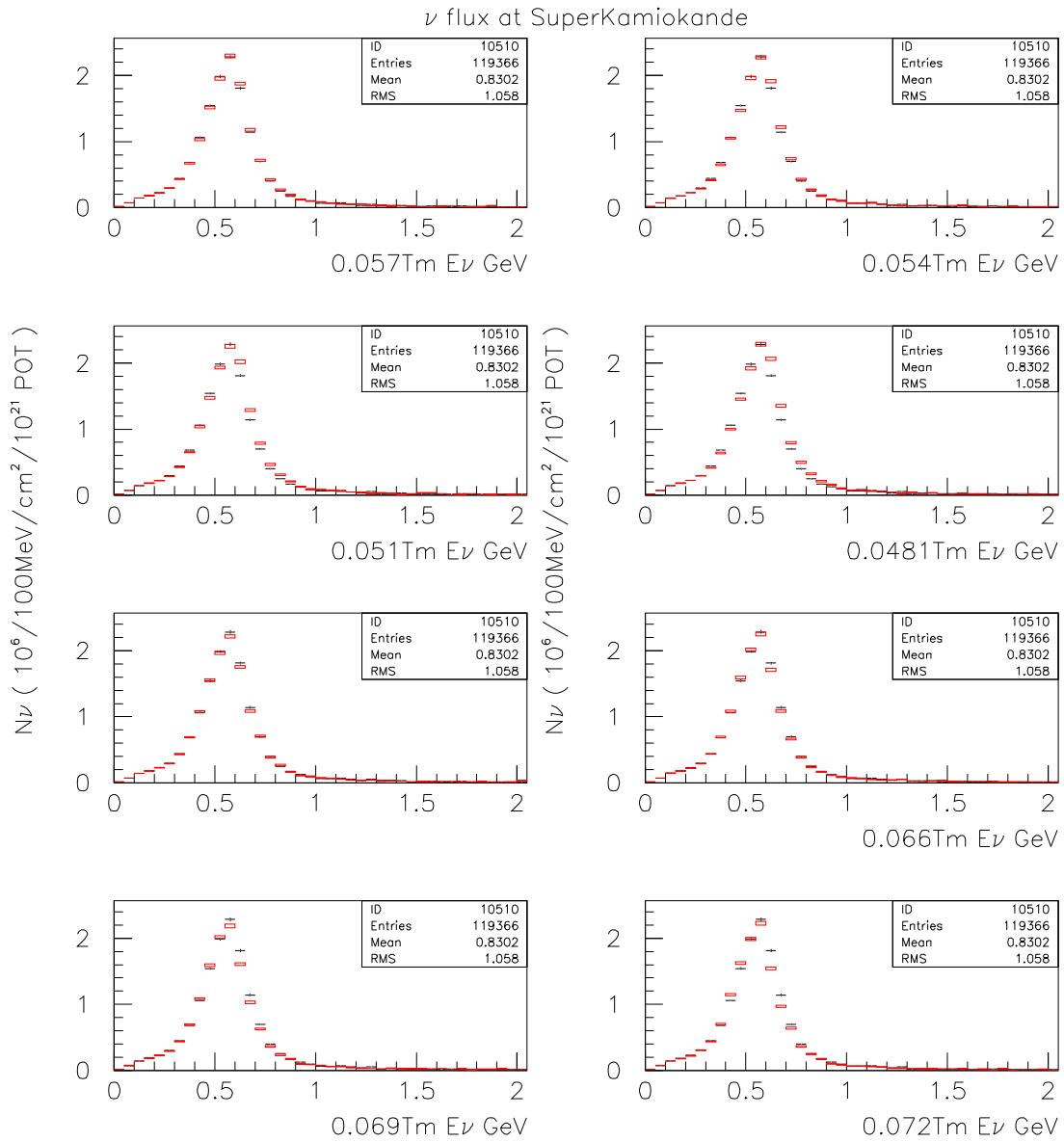


図 3.28: bending magnet の磁場の変化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化:黒は $\theta=2.6^\circ$ $BdL=0.06$ Tesla-meter の時で、赤は BdL を変化させた場合。ただし BdL は右下に示す値。

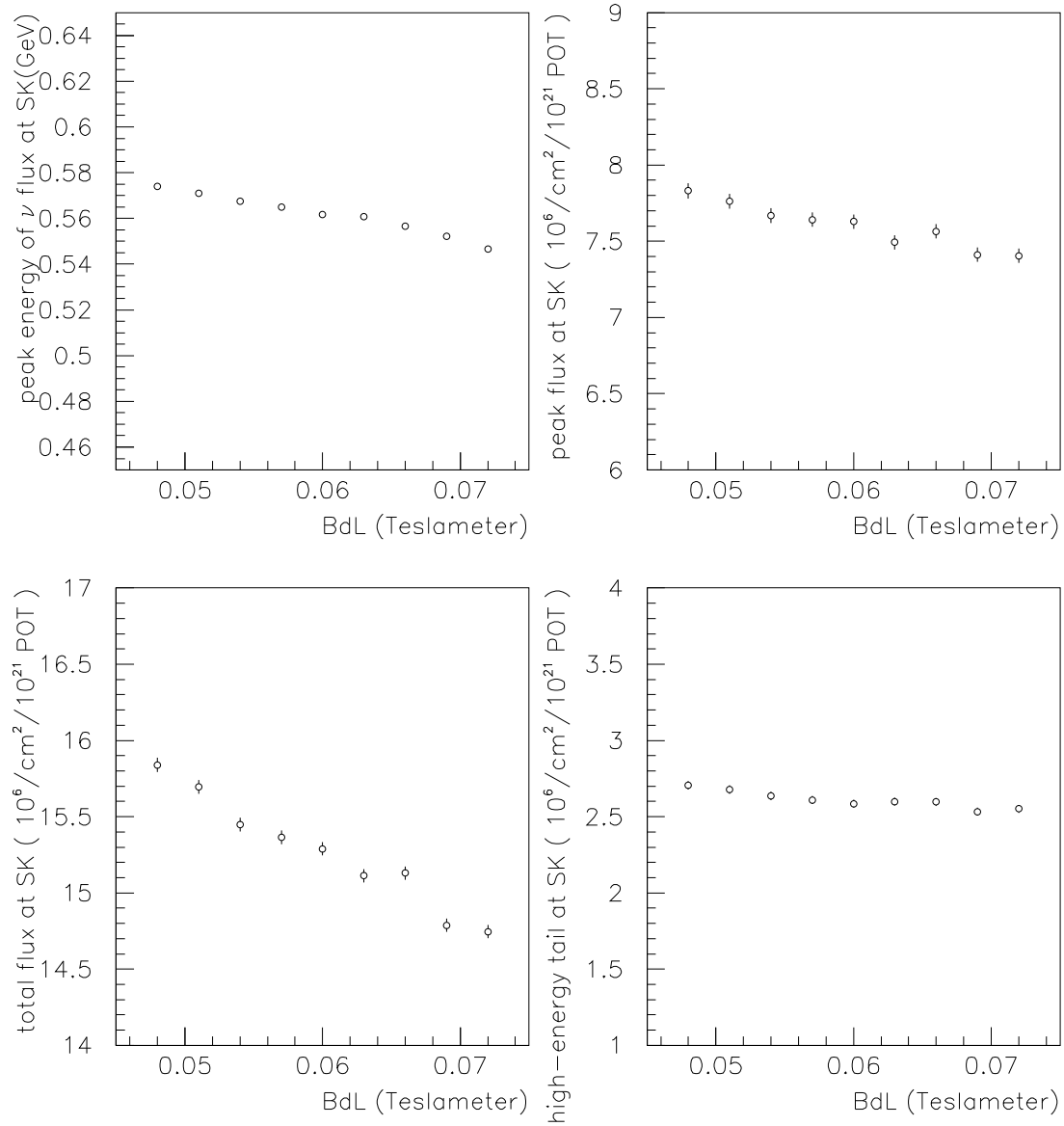


図 3.29: bending magnet の磁場の変化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。

同様に $\theta_{OA} = 2.6^\circ$ とし $BdL = -0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ を基準として、 $\pm 5\%$, $\pm 10\%$, $\pm 15\%$, $\pm 20\%$ 変化させてニュートリノフラックスを求めた。結果を図 3.30 に示す。黒が $\theta_{OA} = 2.6^\circ$ とし $BdL = -0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ の場合で、赤が変化させた BdL でのフラックスである。この結果、ピークエネルギー、ピークフラックスが基準とする $\theta_{OA} = 2.6^\circ$, $BdL = -0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ の場合に比べてどのくらい変化するかを表 3.6 にまとめた。これより BdL が $\pm 10\%$ のふらつきではピークエネルギーは $\pm 4\%$ ピークフラックスは $\pm 2\%$ の影響がある。この場合ピークエネルギーを 1% の精度で測定するためには BdL のふらつきは $0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ を基準として $\pm 2 \sim 3\%$ 以内で制御する必要があり、このときピークフラックスのふらつきは $\pm 2\%$ 以内になることが保障されることがわかった。この程度の安定性を達成することは比較的簡単であると考えられる。まとめるとピークエネルギーを $\pm 1\%$ 、ピークフラックスを $\pm 2\%$ の精度で測定するためには、 BdL は $\theta = 2.6^\circ$, $BdL = 0.06 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ の場合は $\pm 10\%$ 、 $\theta = 2.6^\circ$, $BdL = 0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ の場合は $\pm 2 \sim 3\%$ 以内で制御する必要がある。

<i>bdl(Tm)</i>	<i>peak energy(%)</i>	<i>peak flux(%)</i>
0.1072	-2.57	1.97
0.1139	-3.84	1.16
0.1206	-2.22	-1.52
0.1273	-0.82	1.71
0.1340	—	—
0.1407	1.40	0.16
0.1474	3.52	1.75
0.1541	5.31	-0.01
0.1608	7.42	1.89

表 3.6: $\theta_{OA} = 2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化

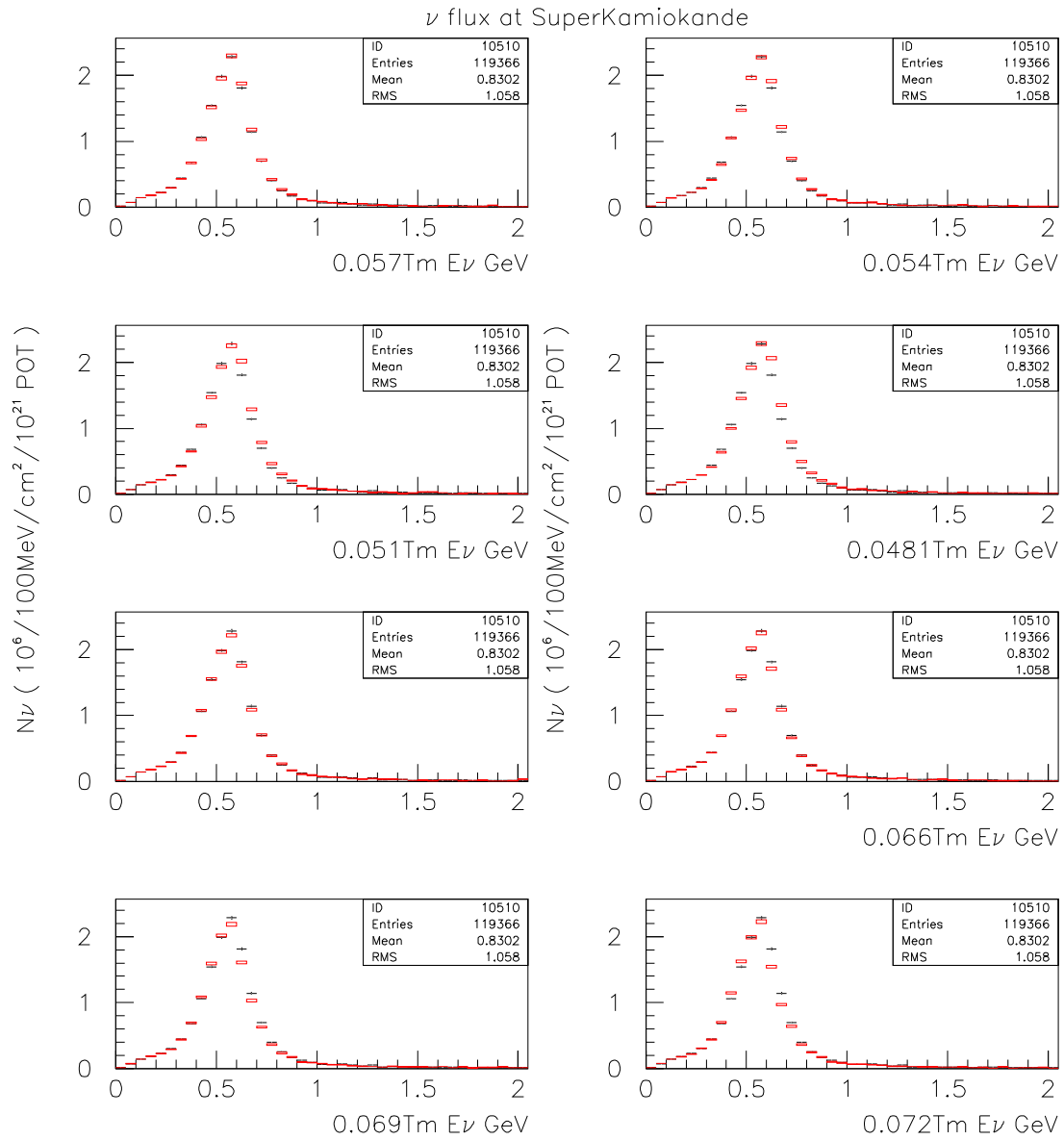


図 3.30: bending magnet の磁場の変化に対するスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスの変化:黒は $\theta=2.6^\circ$ $BdL=-0.134$ Tesla-meter の時で、赤は BdL を変化させた場合。ただし BdL は右下に示す値。

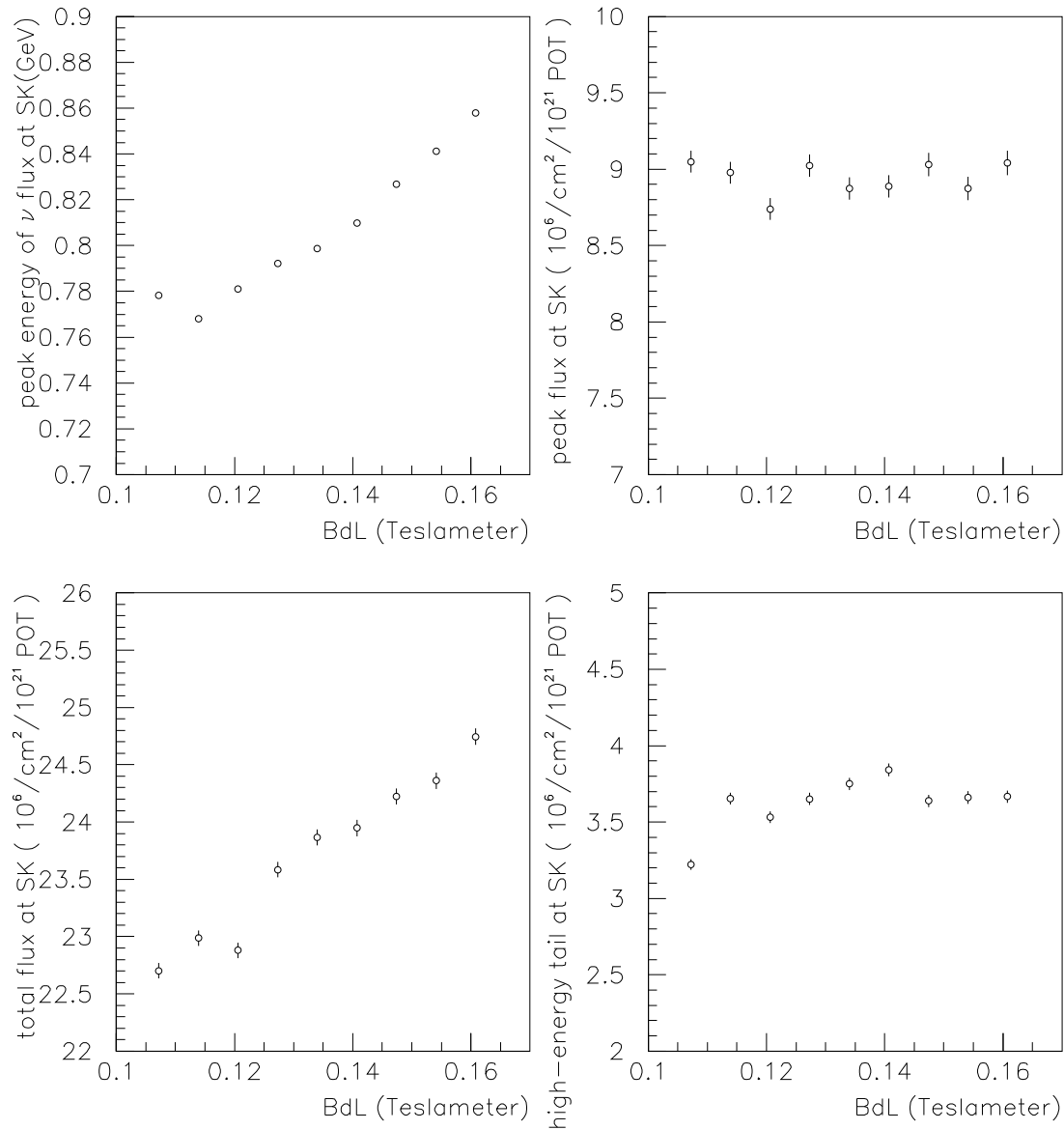


図 3.31: bending magnet の磁場の変化に対するフラックス等の変化: 左上はニュートリノのピークエネルギーの変化、右上はピークフラックスノ変化、左下は全ニュートリノフラックスの変化。右下は High energy tail 部分のフラックスの変化を表す。

3.5 まとめ

この章では Off-Axis ビームと Off-Axis with bending magnet ビームの比較を行った。今回の比較では bending magnet の電流を正確に決めて、精密にニュートリノのエネルギーを Off-Axis ビームと Off-Axis with bending magnet ビームで合わせることは行わなかった。しかし、現実の実験

では Δm^2 の値に合わせて、bending magnet の電流を精密に決定する必要があるだろう。Off-Axis with bending magnet ビームによって磁場を変えるだけで Off-Axis ビームの $\theta_{OA}=2^\circ$ 、 3° の場合のフラックスとほぼ同等の結果を得ることが出来るとわかった。従って、Off-Axis angle が 2° から 3° 内の任意の Off-Axis angle に対応するビームがこの方法によって簡単に生成できる。またホーンカレントの影響については 1st ホーンのカレントを $250kA \pm 12\%$ の精度で制御できればニュートリノフラックス変化は 5% 以内だと考えられる。2nd ホーンカレントを $250kA$ から $\pm 20\%$ 変化させてもニュートリノフラックスは 5% 以内で制御できる。1st, 2nd ホーンカレントの同時変化を $\pm 20\%$ の精度で制御できればスーパーカミオカンデのニュートリノフラックスは $\pm 4\%$ の精度で決まる。さらに、ピークエネルギーを $\pm 1\%$ 、ピークフラックスを $\pm 2\%$ の精度で測定するためには、BdL は $\theta = 2.6^\circ$, BdL=0.06 Tesla · meter の場合は $\pm 10\%$ 、 $\theta = 2.6^\circ$, BdL=0.134 Tesla · meter の場合は $\pm 2 \sim 3\%$ 以内で制御する必要がある。この程度の安定性は十分達成可能であると思われる。

第4章 ミューオンモニター

4.1 目的

ミュオンモニターの目的としては

1. ホーンや bending magnet が 1pulse 毎に安定して動作しているかの確認するために $\pi \rightarrow \mu\nu$ による μ のビーム中心を測定する。
2. 陽子ビームがターゲットに入射する効率を見るために μ のフラックスを測定する。

が挙げられる。ミュオンモニターはビームダンプの下流に設置される予定であるが、モンテカルロシミュレーションでビームダンプの下流にミュオンモニターを置いたのでは、ミュオンの統計が少なすぎる。そこでシミュレーションでは、実際にビームダンプを突き抜けてきたミュオンをモニターする代わりに、図4.1のようにディケイパイプの下端で x-y 座標を定義して、この面を通過するミュオンをモニターする。このミュオンにエネルギーのビームダンプを突き抜けるに相当するスレッシュホールドを設けてそのスレッシュホールド以上の運動量を持ったミュオンをモニターする。(つまりスレッシュホールドを決めることで実際のビームダンプの厚さが決まる。)そこで現段階でミュオンモニターに必要とされる性能をおおまかに見積もるために行ったことを以下説明する。

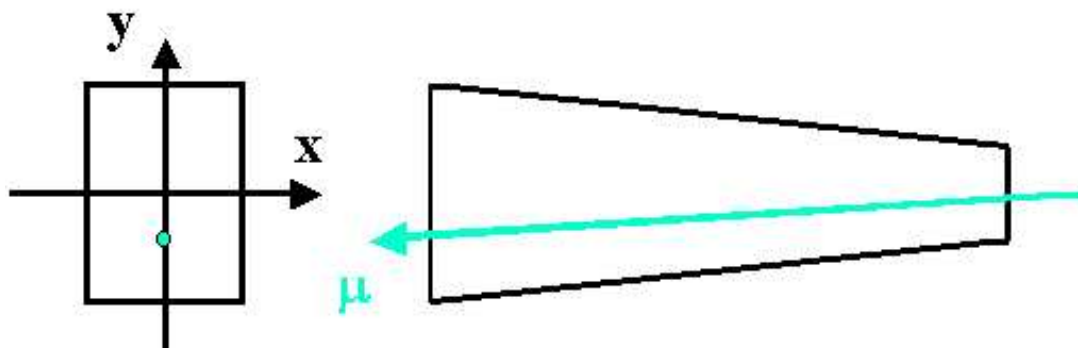


図 4.1: ミュオンモニター

4.2 ミューオンモニターのスレッシュホールド

まず250kAのBNLホーン2台を用いたとき、ホーンカレントのふらつきの影響を、2ndホーンのカレントを250kAに固定し、1stホーンのカレントを250kAを基準として200kAから300kAまで変化させたときのミューオンモニターの変化調べた。ここではOff-Axis with bending magnet ビーム ($\theta=2.6^\circ$, $BdL=0.0\text{Tesla}\cdot\text{meter}$)を用いることにした。第3章2-2節で述べたように1stホーンのカレントを $250\text{kA}\pm 12\%$ の精度で制御できればニュートリノフラックス変化は5%以内であった。この1stホーンのカレントのふらつきによりニュートリノフラックスが影響を受けた時にそのことをミューオンモニターにより知るができるかどうかを調べるために、スレッシュホールドをこえるミューオンの統計を求めた。ミューオンモニターでのミューオンのx、y座標の分布をスレッシュホールドが3,5,8GeVそれぞれの場合に付いて計算した(図4.2,4.3, 4.4,4.5,4.6,4.7)。結果を表4.1,4.2,4.3にまとめる。これより、スレッシュホールドが3GeVまたは5GeVだとカレントが12%ずれたときにはミューオンの統計が有意に減少することがわかる。(なお以下の表及び図では 10^5 個の陽子入射により全ての統計を見積もった。)

1st horn current(kA)	ミューオンの統計
200	8527 \pm 92.34
210	8534 \pm 92.38
220	8934 \pm 94.52
230	9021 \pm 94.98
240	9325 \pm 96.57
250	9511 \pm 97.52
260	9701 \pm 98.49
270	9863 \pm 99.31
280	10150 \pm 100.75
290	10074 \pm 100.37
300	10234 \pm 101.16

表 4.1: 1stホーンのカレントがふらついた場合のミューオンモニターでのミューオンの統計。スレッシュホールドは3GeVとした。

<i>1st horn current(kA)</i>	ミューオンの統計
200	3242 ± 56.94
210	3190 ± 56.48
220	3291 ± 57.37
230	3457 ± 58.80
240	3504 ± 59.19
250	3564 ± 59.70
260	3694 ± 60.78
270	3822 ± 61.82
280	3911 ± 62.54
290	3831 ± 61.90
300	3959 ± 62.92

表 4.2: 1st ホーンのカレントがふらつた場合のミューオンモニターでのミューオンの統計。スレッシュヨルドは5GeV とした。

<i>1st horn current(kA)</i>	ミューオンの統計
200	1215 ± 34.86
210	1180 ± 34.35
220	1151 ± 33.93
230	1241 ± 35.23
240	1226 ± 35.01
250	1264 ± 35.55
260	1314 ± 36.25
270	1304 ± 36.11
280	1315 ± 36.26
290	1353 ± 36.78
300	1409 ± 37.54

表 4.3: 1st ホーンのカレントがふらつた場合のミューオンモニターでのミューオンの統計。スレッシュヨルドは8GeV とした。

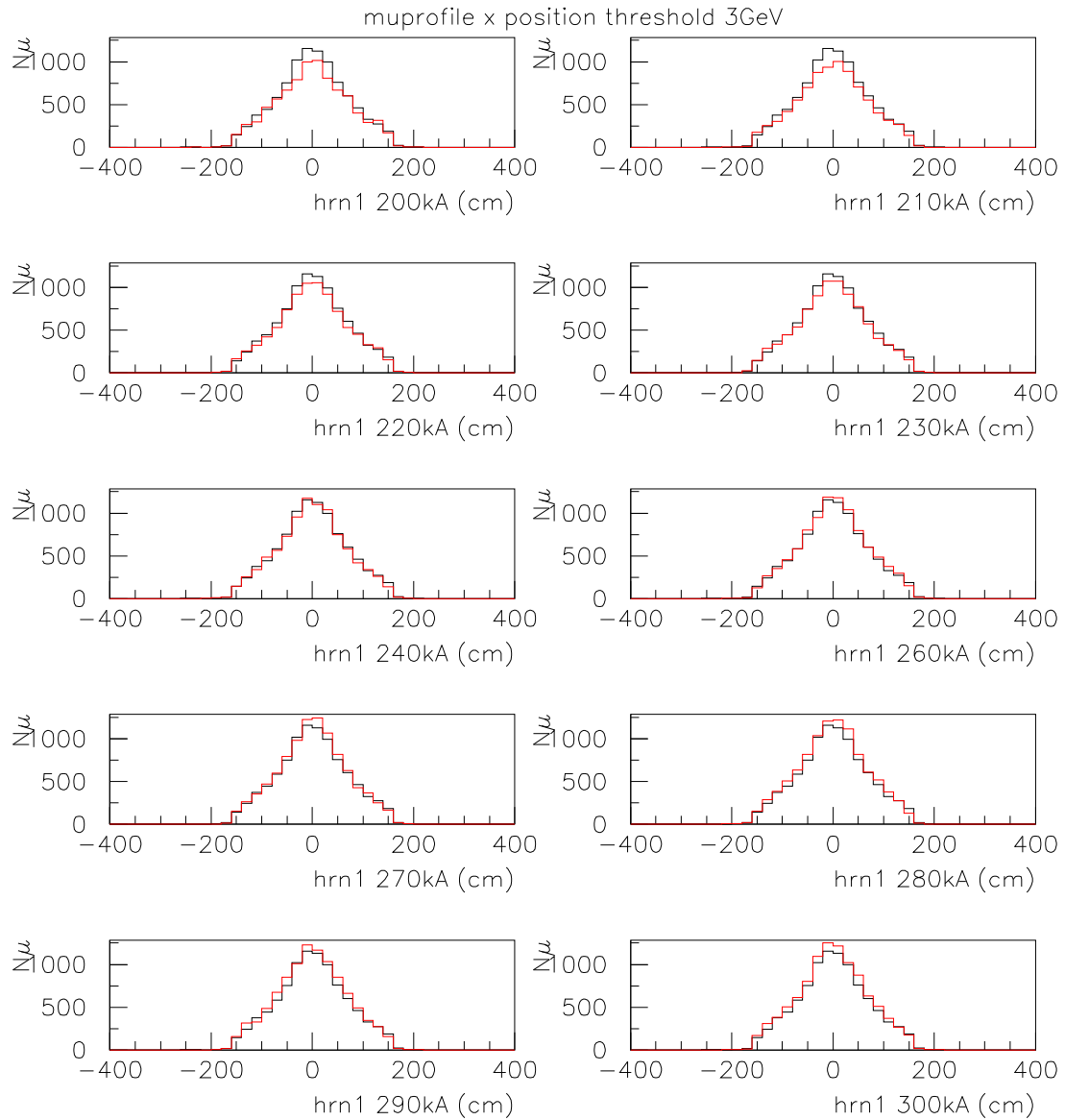


図 4.2: 1st ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの x 座標
 threshold は 3GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

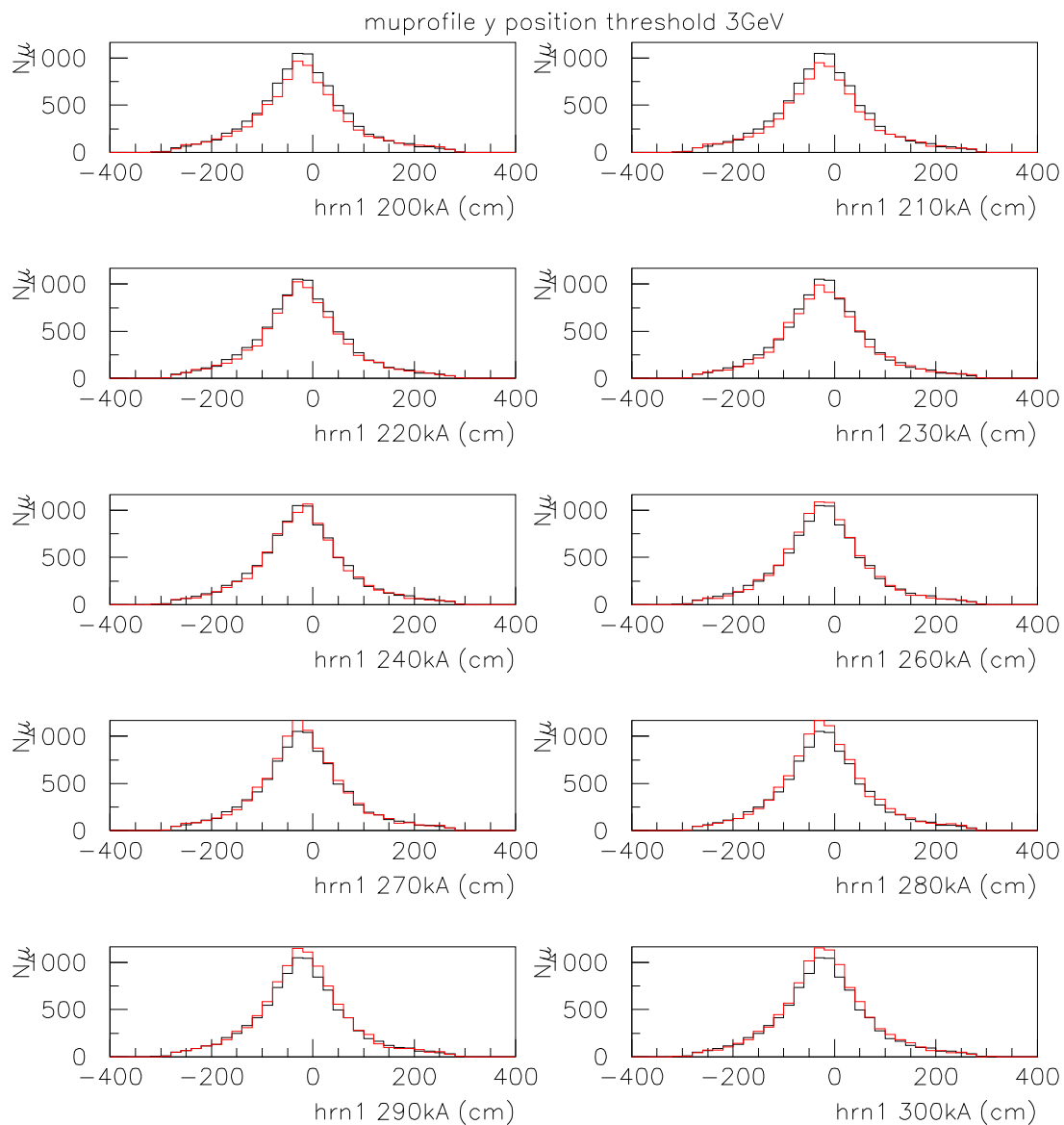


図 4.3: 1st ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標
threshold は 3GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

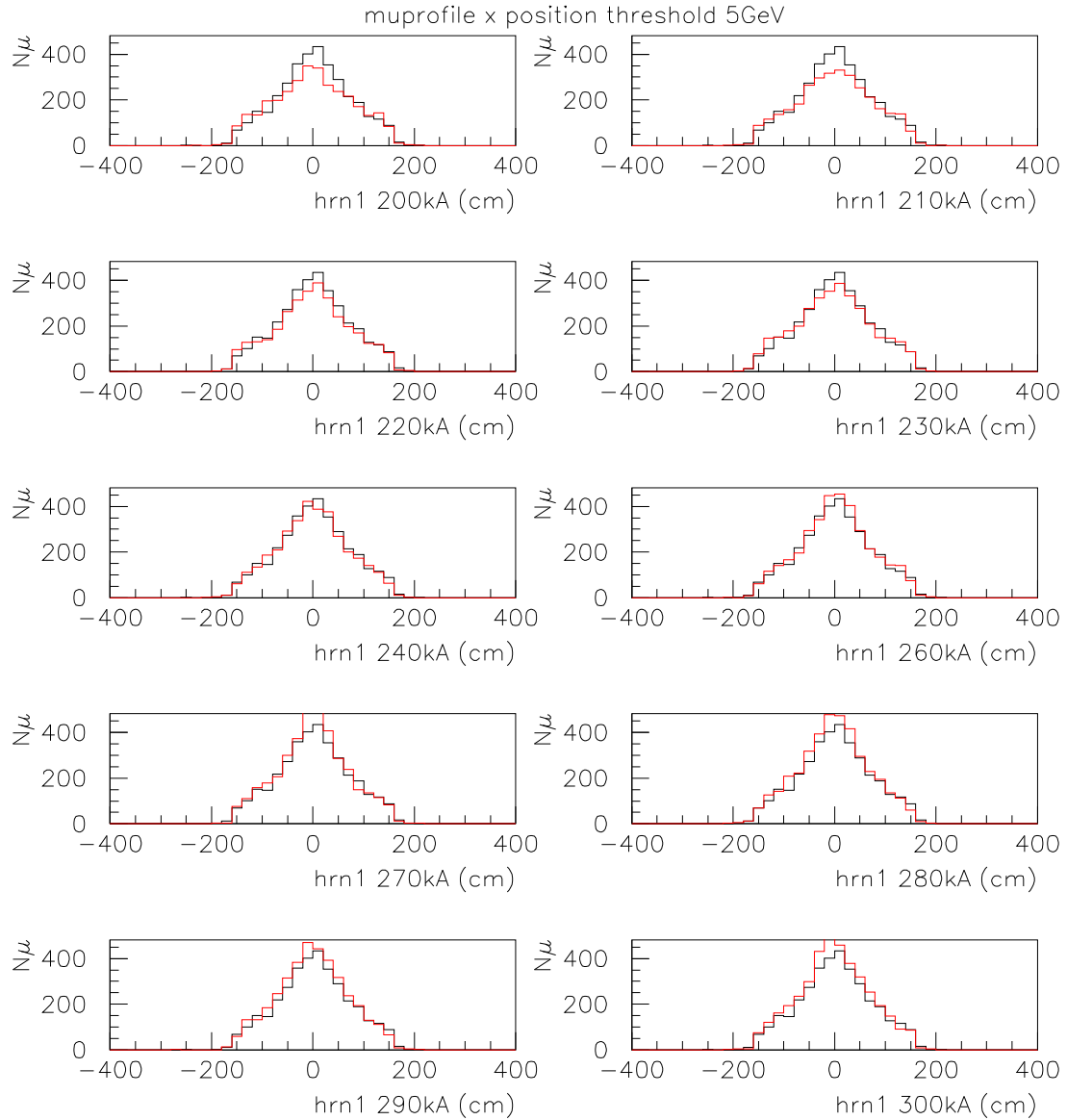


図 4.4: 1st ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの x 座標
threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

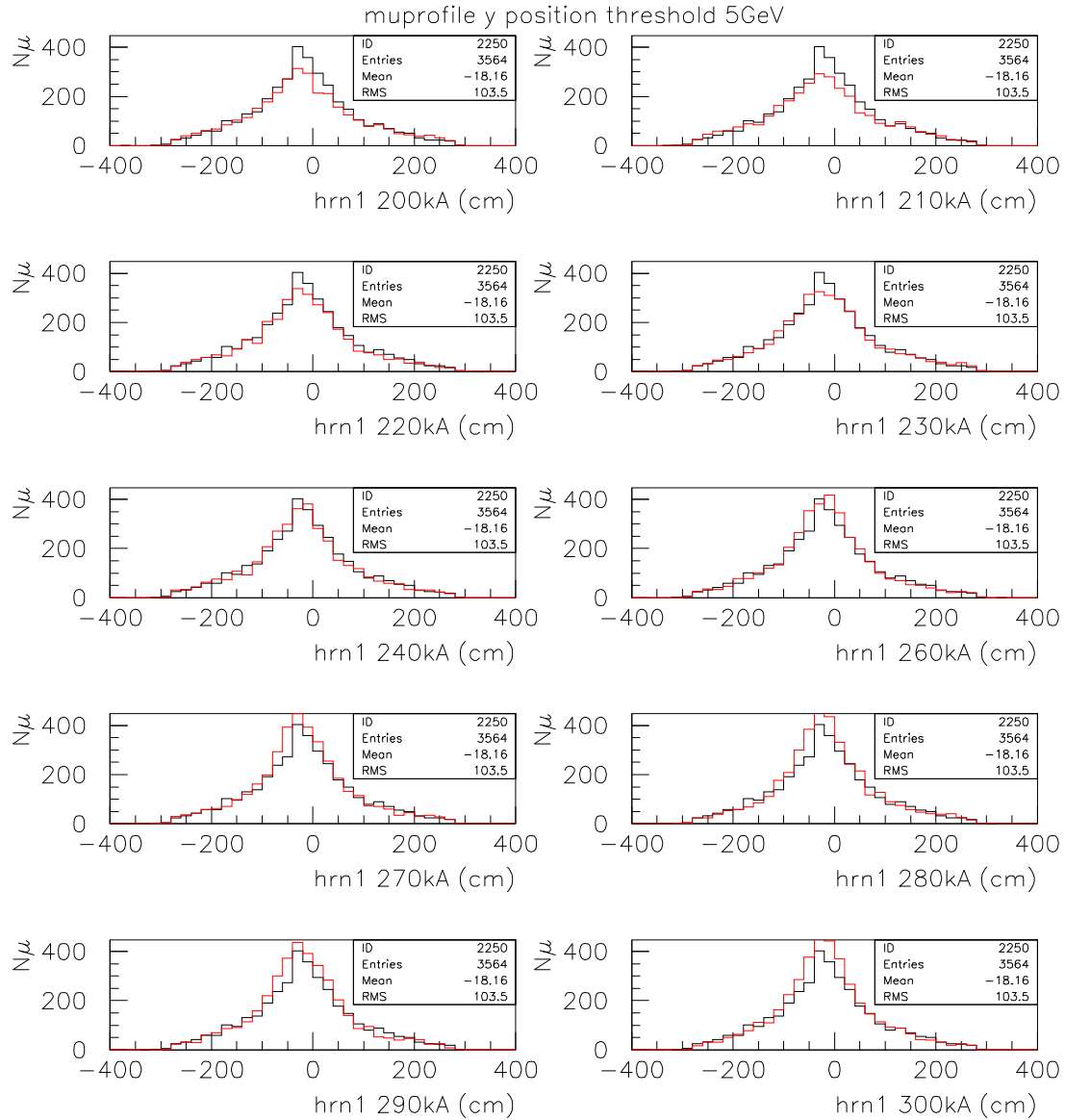


図 4.5: 1st ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標
 threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

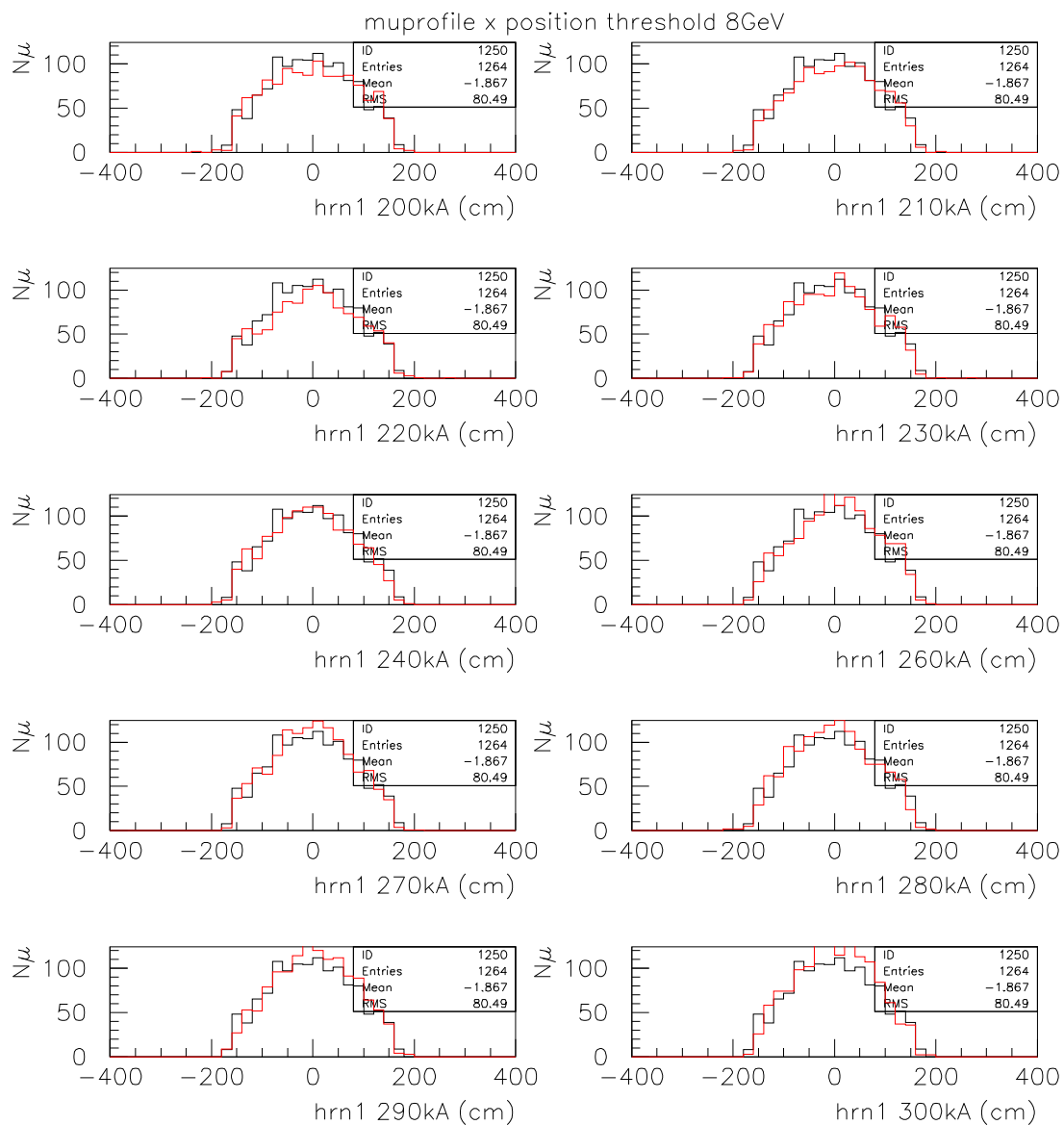


図 4.6: 1st ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの x 座標
 threshold は 8GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

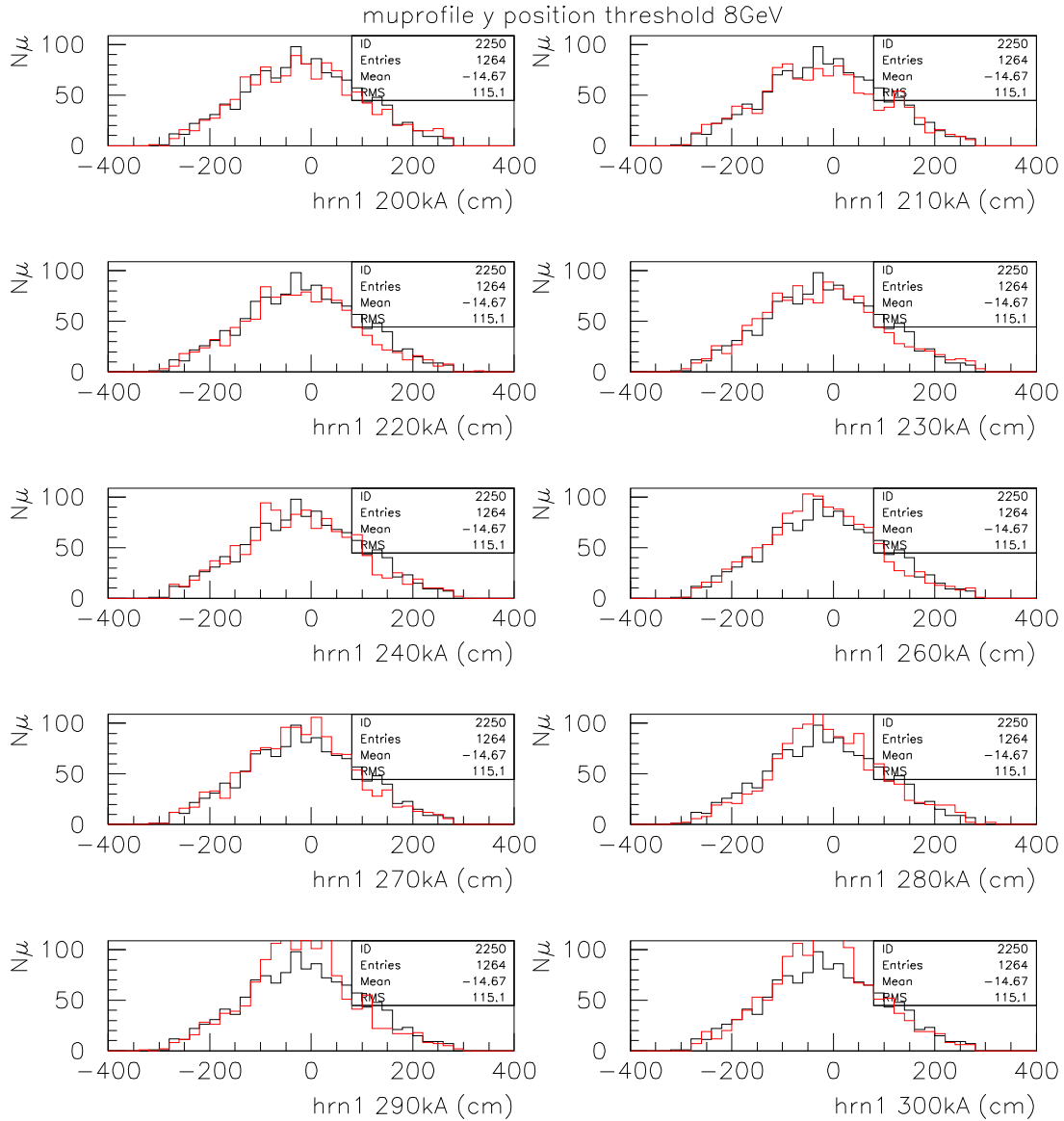


図 4.7: 1st ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標
 threshold は 8GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

同様に、ホーンカレントのふらつきの影響を、1st ホーンのカレントを 250kA に固定し、2nd ホーンのカレントを 250kA を基準として 200kA から 300kA まで変化させたときのミューオンモニターの変化調べた。第3章 2-2 節で述べたように 2nd ホーンのカレントを $250kA \pm 20\%$ の精度で制御できればニュートリノフラックス変化は 5% 以内であった。この 2nd ホーンのカレントのふらつきによりニュートリノフラックスが影響を受けた時にそのことをミューオンモニターにより知ることができるかどうかを調べるために、ミューオンモニターでスレッシュホールドをこえるミューオンの統計を求めた。ミューオンモニターでのミューオンの x 、 y 座標の分布をスレッシュホールドが 3,5,8GeV それぞれの場合に付いて計算した (図 4.8,4.9, 4.10,4.11,4.13,??)。結果を表 4.4,4.5,4.6 にまとめる。これより、スレッシュホールドが 3GeV、5GeV、8GeV どの場合に付いてもだとカレントが 20% 以上ずれたときにはミューオンの統計が有意に減少することがわかる。

2nd horn current(kA)	ミューオンの統計
200	9155 \pm 95.68
210	9191 \pm 95.87
220	9134 \pm 95.57
230	9335 \pm 96.62
240	9497 \pm 97.45
250	9472 \pm 97.32
260	9564 \pm 97.80
270	9430 \pm 97.11
280	9570 \pm 97.83
290	9761 \pm 98.80
300	9727 \pm 98.63

表 4.4: 2nd ホーンのカレントがふらついた場合のミューオンモニターでのミューオンの統計。スレッシュホールドは 3GeV とした。

<i>2nd horn current(kA)</i>	ミューオンの統計
200	3446 ± 58.70
210	3525 ± 59.37
220	3475 ± 58.95
230	3493 ± 59.10
240	3642 ± 60.35
250	3662 ± 60.51
260	3703 ± 60.85
270	3589 ± 59.91
280	3668 ± 60.56
290	3829 ± 61.88
300	3686 ± 60.71

表 4.5: 2nd ホーンのカレントがふらつた場合のミューオンモニターでのミューオンの統計。スレッシュヨルドは5GeV とした。

<i>2nd horn current(kA)</i>	ミューオンの統計
200	1173 ± 34.25
210	1241 ± 35.23
220	1231 ± 35.09
230	1242 ± 35.24
240	1295 ± 35.99
250	1265 ± 35.57
260	1317 ± 36.29
270	1269 ± 35.62
280	1291 ± 35.93
290	1325 ± 36.40
300	1310 ± 36.19

表 4.6: 2nd ホーンのカレントがふらつた場合のミューオンモニターでのミューオンの統計。スレッシュヨルドは8GeV とした。

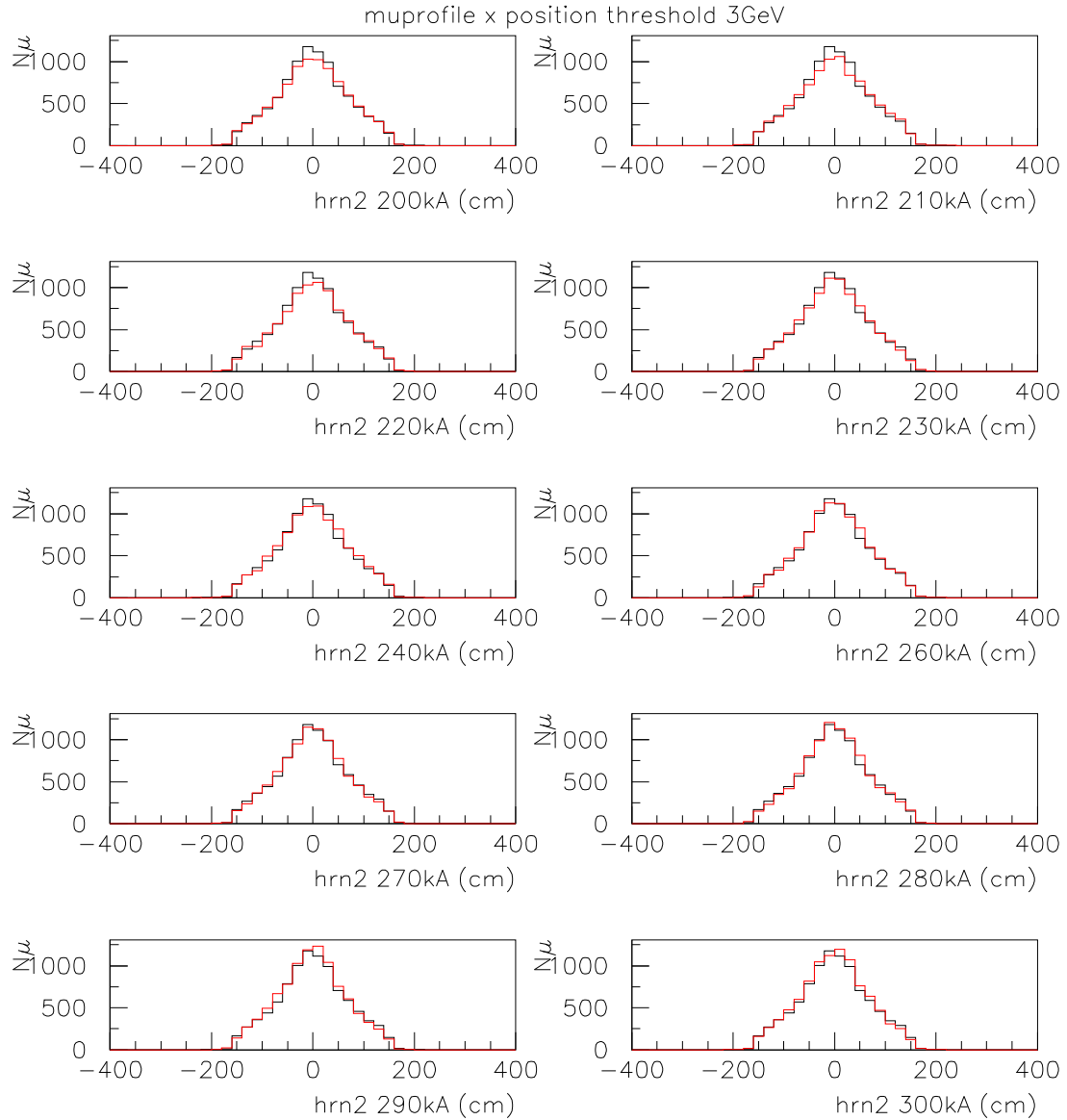


図 4.8: 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの x 座標
 threshold は 3GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

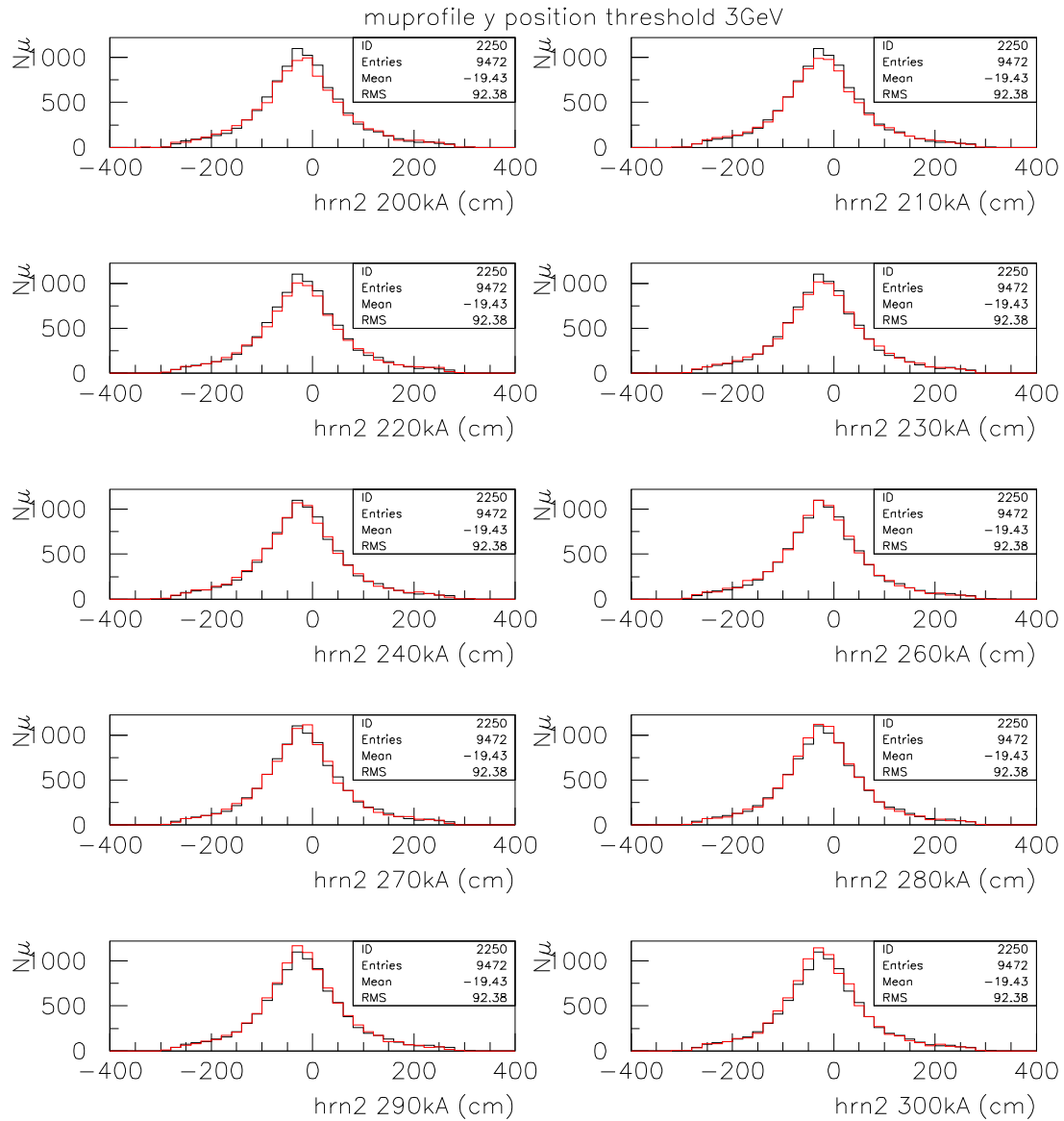


図 4.9: 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標
 threshold は 3GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

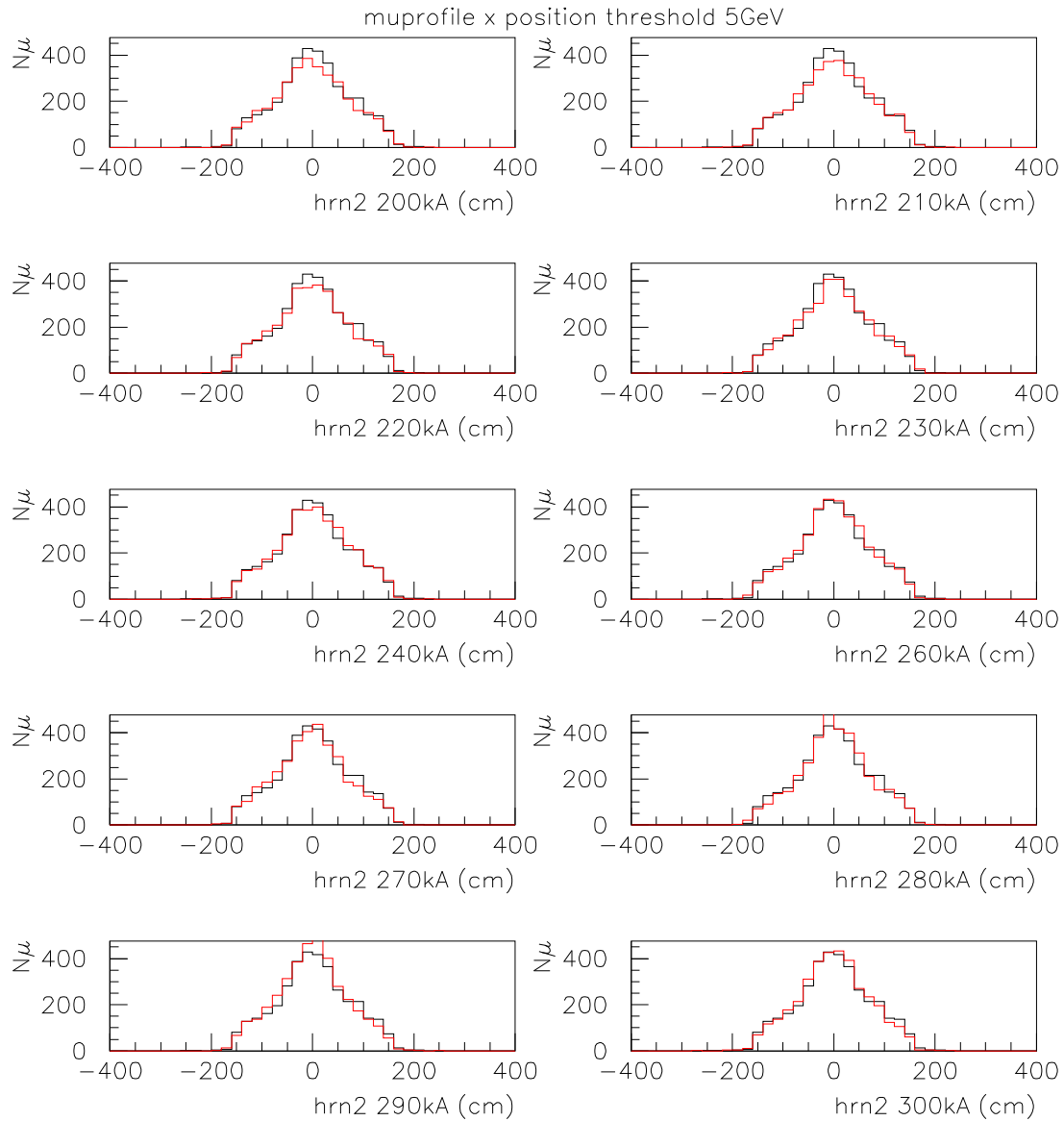


図 4.10: 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標
 threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

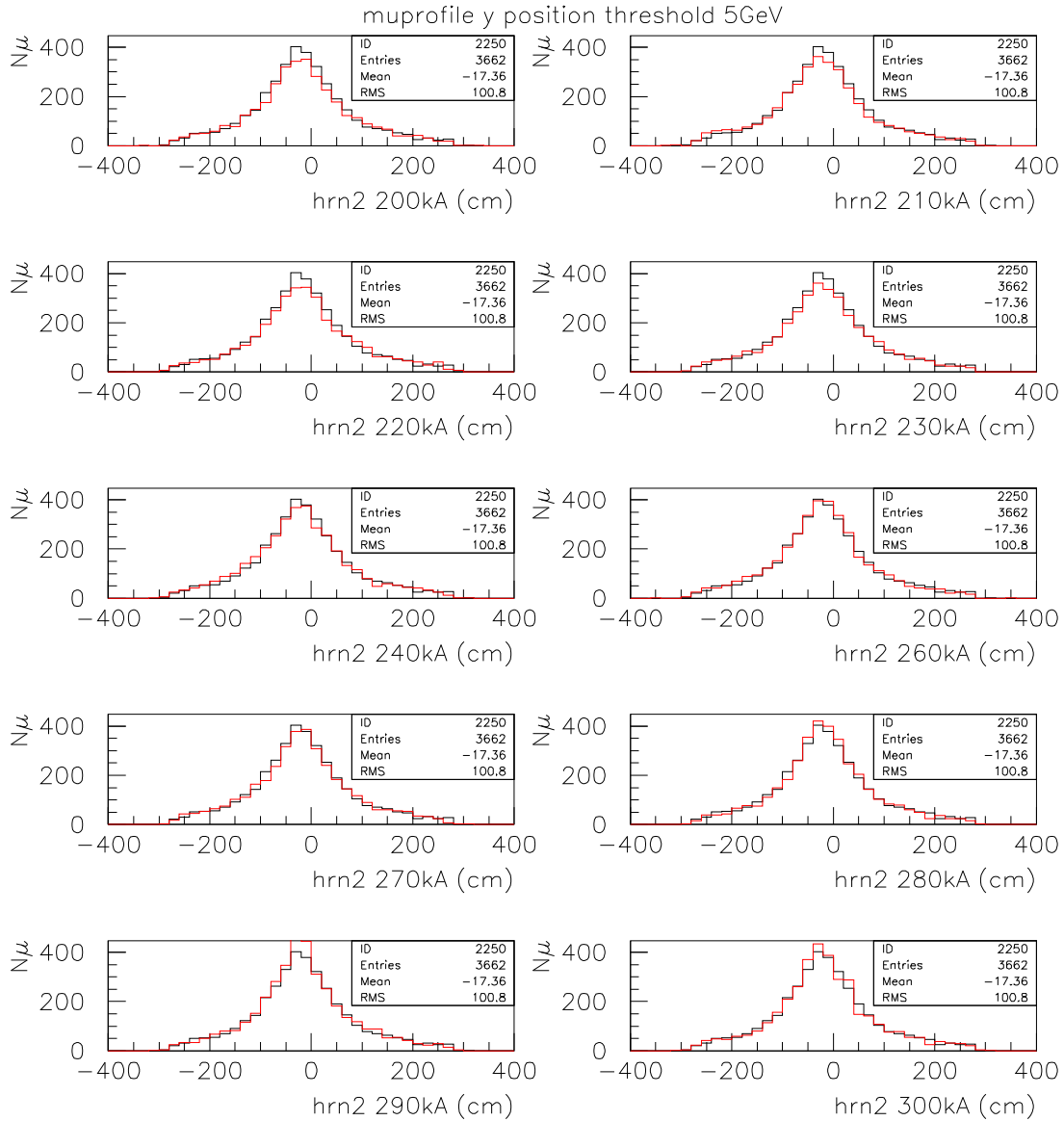


図 4.11: 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標
 threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

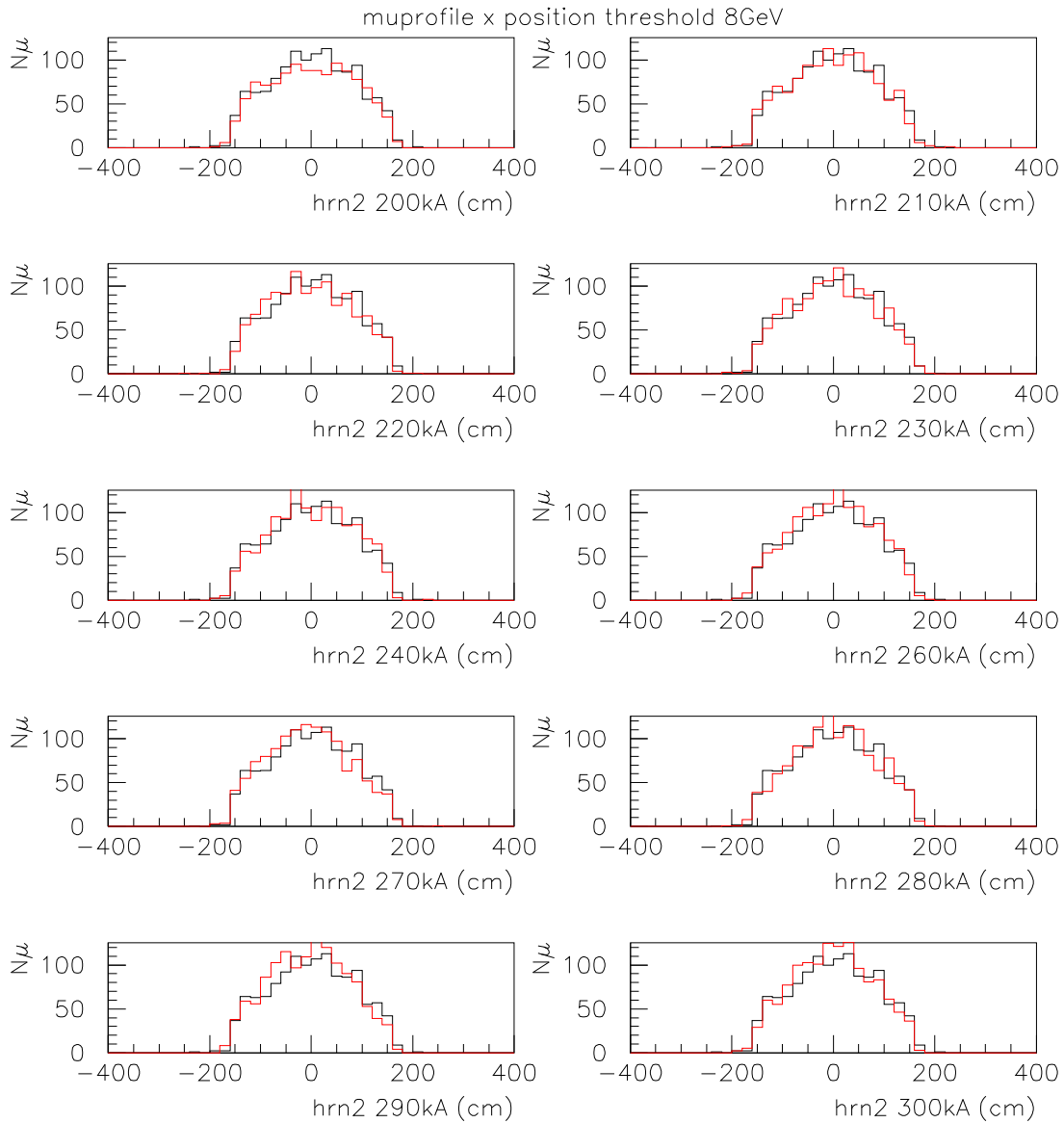


図 4.12: 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの x 座標
 threshold は 5GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

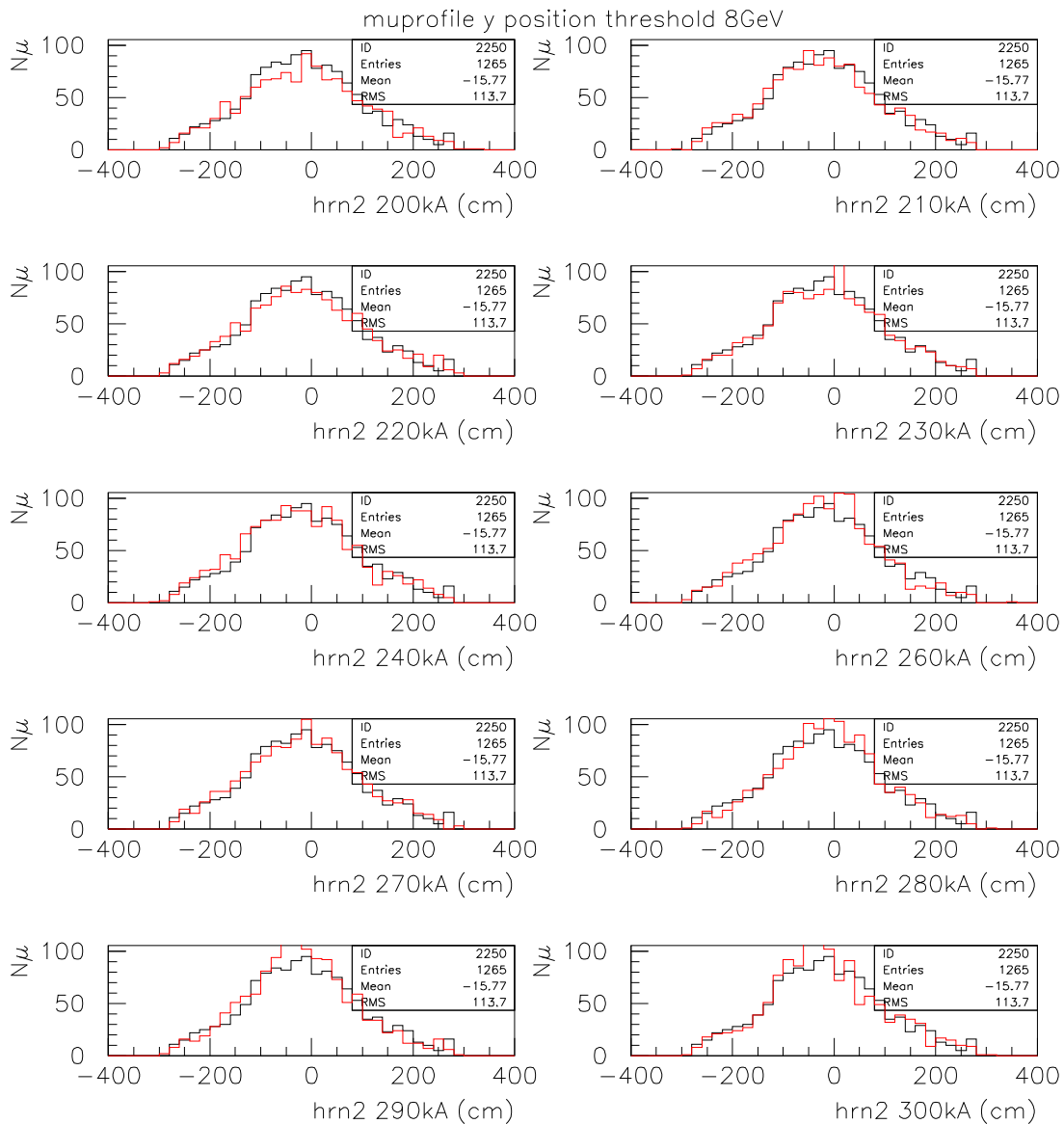


図 4.13: 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標
 threshold は 8GeV である。また、黒は 1st ホーンのカレントが 250kA の場合、赤は 1st ホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

同様にホーンカレントのふらつきの影響を、1st ホーンと 2nd ホーンのカレントを 250kA を基準として同時に 200kA から 300kA まで変化させたときのミューオンモニターの変化調べた。第3章 2-2 節で述べたように 1st ホーンのカレントを $250kA \pm 20\%$ の精度で制御できればニュートリノフラックス変化は 4% 以内になる。この 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントが同時に変化したことでニュートリノフラックスが影響を受けた時にそのことをミューオンモニターにより知ることができるかどうかを調べるために、スレッシュホールドをこえるミューオンの統計を求めた。ミューオンモニターでのミューオンの x 、 y 座標の分布をスレッシュホールドが 3,5,8GeV それぞれの場合に付いて計算した (図 4.14,4.15, 4.16,4.17,4.19,??)。結果を表 4.7,4.8,4.9 にまとめる。これより、スレッシュホールドが 3GeV、5GeV、8GeV どの場合に付いてもだとカレントが 20% 以上ずれたときにはミューオンの統計が有意に減少することがわかる。

1st, 2nd horn current(kA)	ミューオンの統計
200	8189 \pm 90.49
210	8345 \pm 91.35
220	8591 \pm 92.69
230	8958 \pm 94.65
240	9217 \pm 96.01
250	9689 \pm 98.43
260	9664 \pm 98.31
270	10086 \pm 100.43
280	10028 \pm 100.14
290	10262 \pm 101.30
300	10424 \pm 102.10

表 4.7: 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントが同時に変化した場合のミューオンモニターでのミューオンの統計。スレッシュホールドは 3GeV とした。

1st, 2nd horn current(kA)	ミューオンの統計
200	3127 ± 55.92
210	3149 ± 56.12
220	3209 ± 56.65
230	3387 ± 58.20
240	3487 ± 59.05
250	3744 ± 61.19
260	3775 ± 61.44
270	3820 ± 61.81
280	3833 ± 61.91
290	4031 ± 63.49
300	4073 ± 63.82

表 4.8: 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントが同時に変化した場合のミューオンモニターでのミューオンの統計。スレッシュホールドは5GeV とした。

1st, 2nd horn current(kA)	ミューオンの統計
200	1166 ± 34.15
210	1165 ± 34.13
220	1184 ± 34.40
230	1216 ± 34.87
240	1294 ± 35.97
250	1283 ± 35.82
260	1313 ± 36.24
270	1359 ± 36.86
280	1386 ± 37.23
290	1418 ± 37.66
300	1445 ± 38.01

表 4.9: 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントが同時に変化した場合のミューオンモニターでのミューオンの統計。スレッシュホールドは8GeV とした。

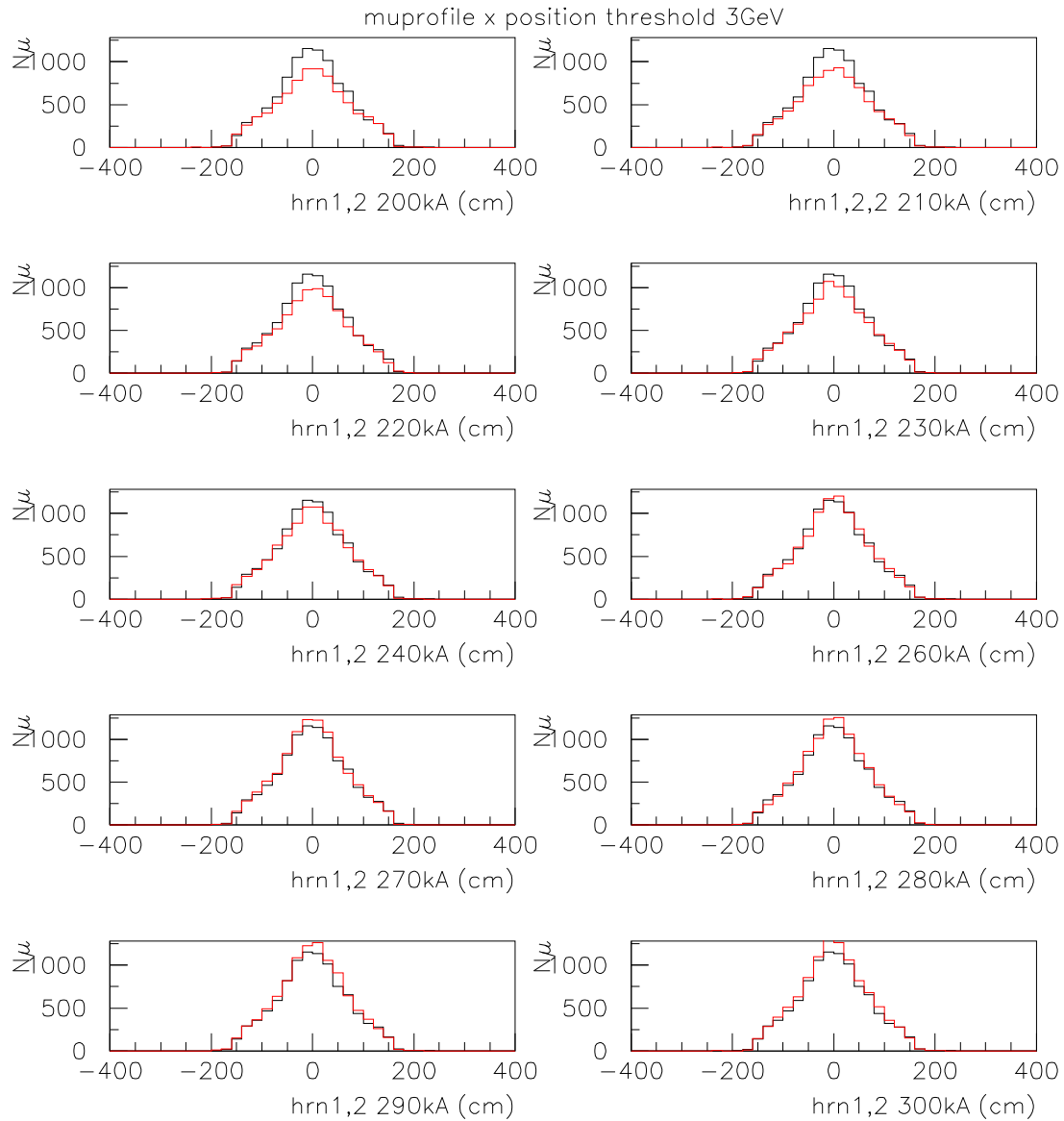


図 4.14: 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの x 座標。threshold は 3GeV である。また、黒はカレントが 250kA の場合、赤はカレントが右下に示した値の場合である。

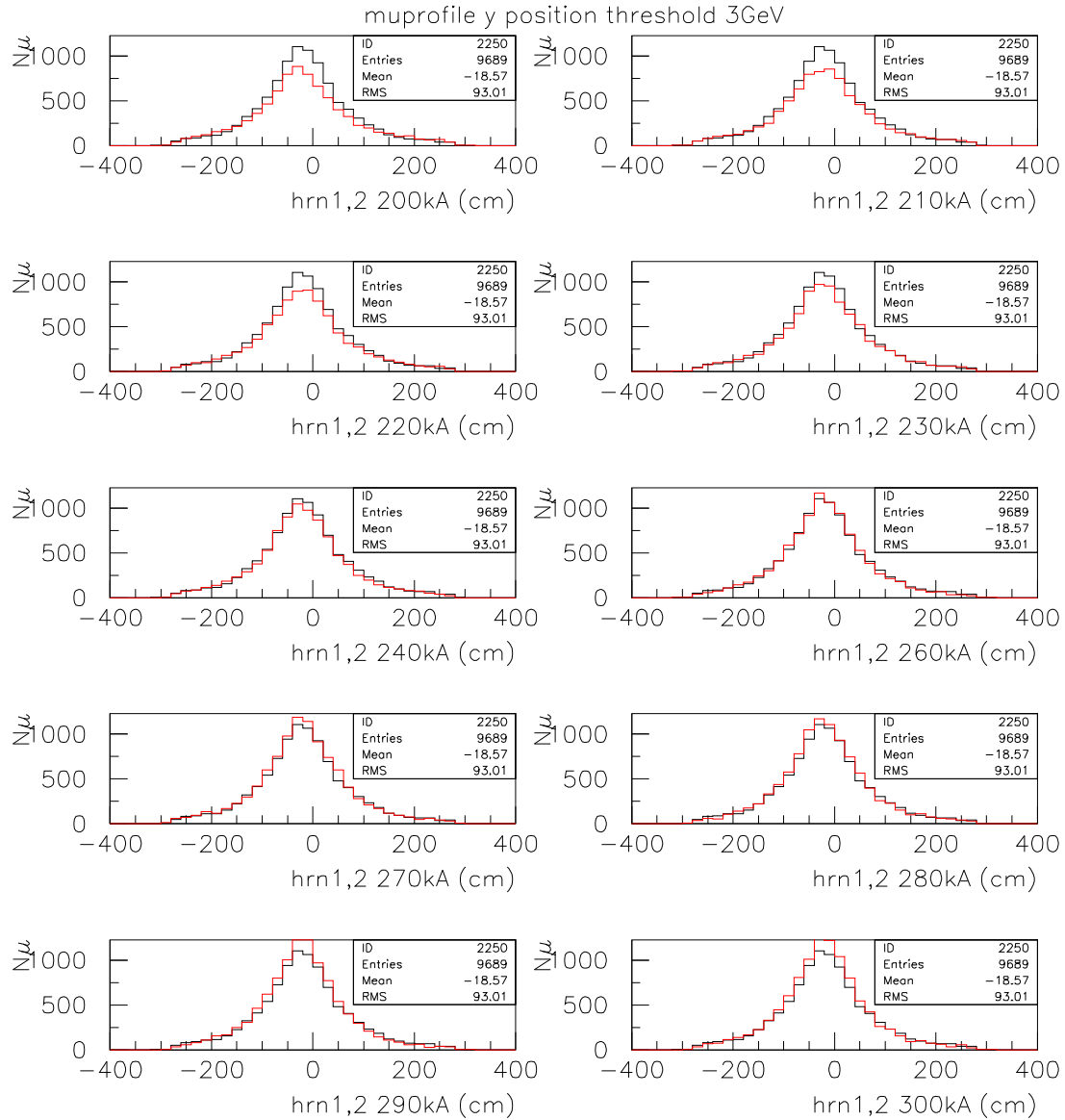


図 4.15: 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標 threshold は 3GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤はホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

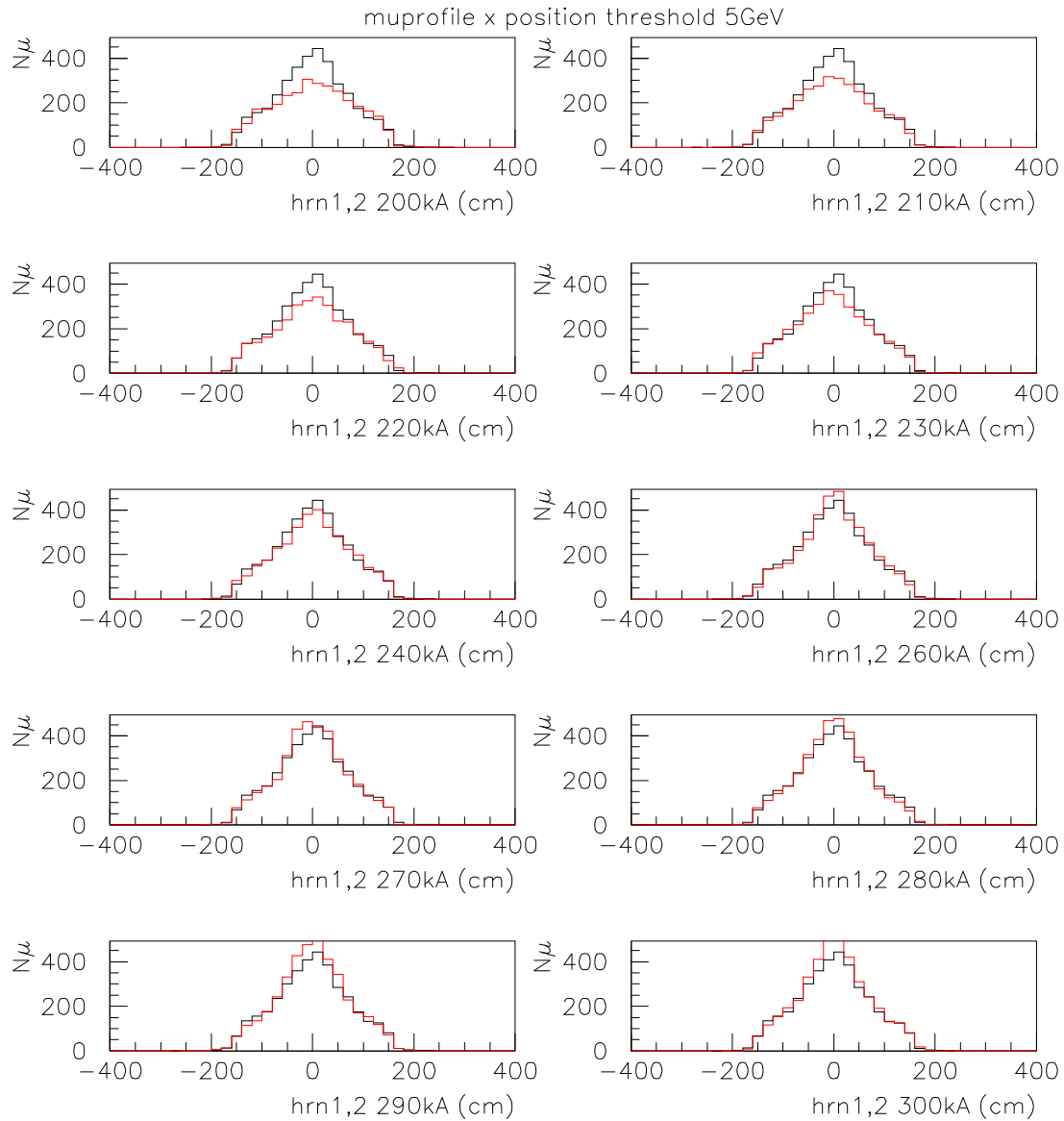


図 4.16: 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの x 座標 threshold は 5GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤はホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

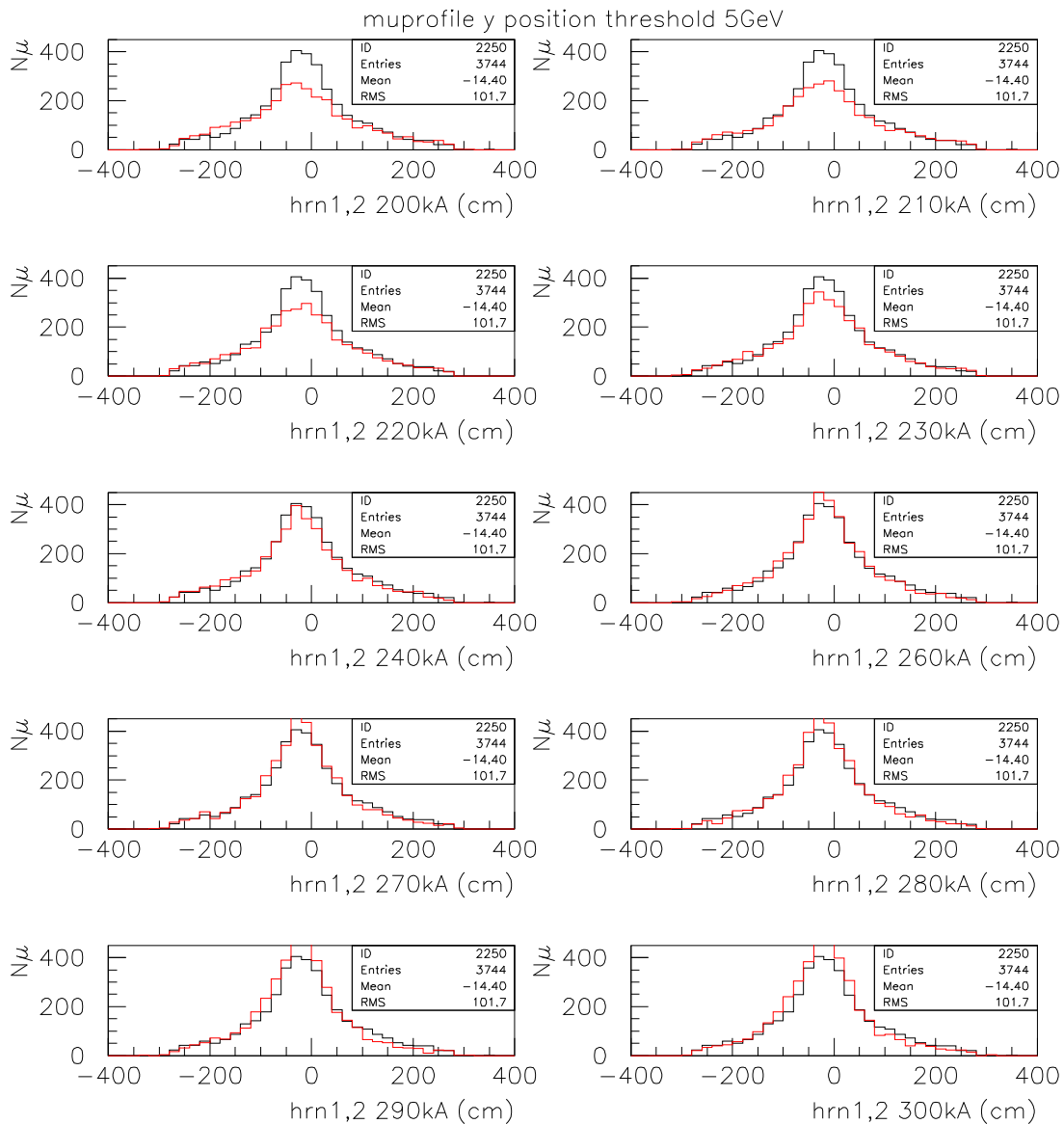


図 4.17: 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの y 座標 threshold は 5GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤はホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

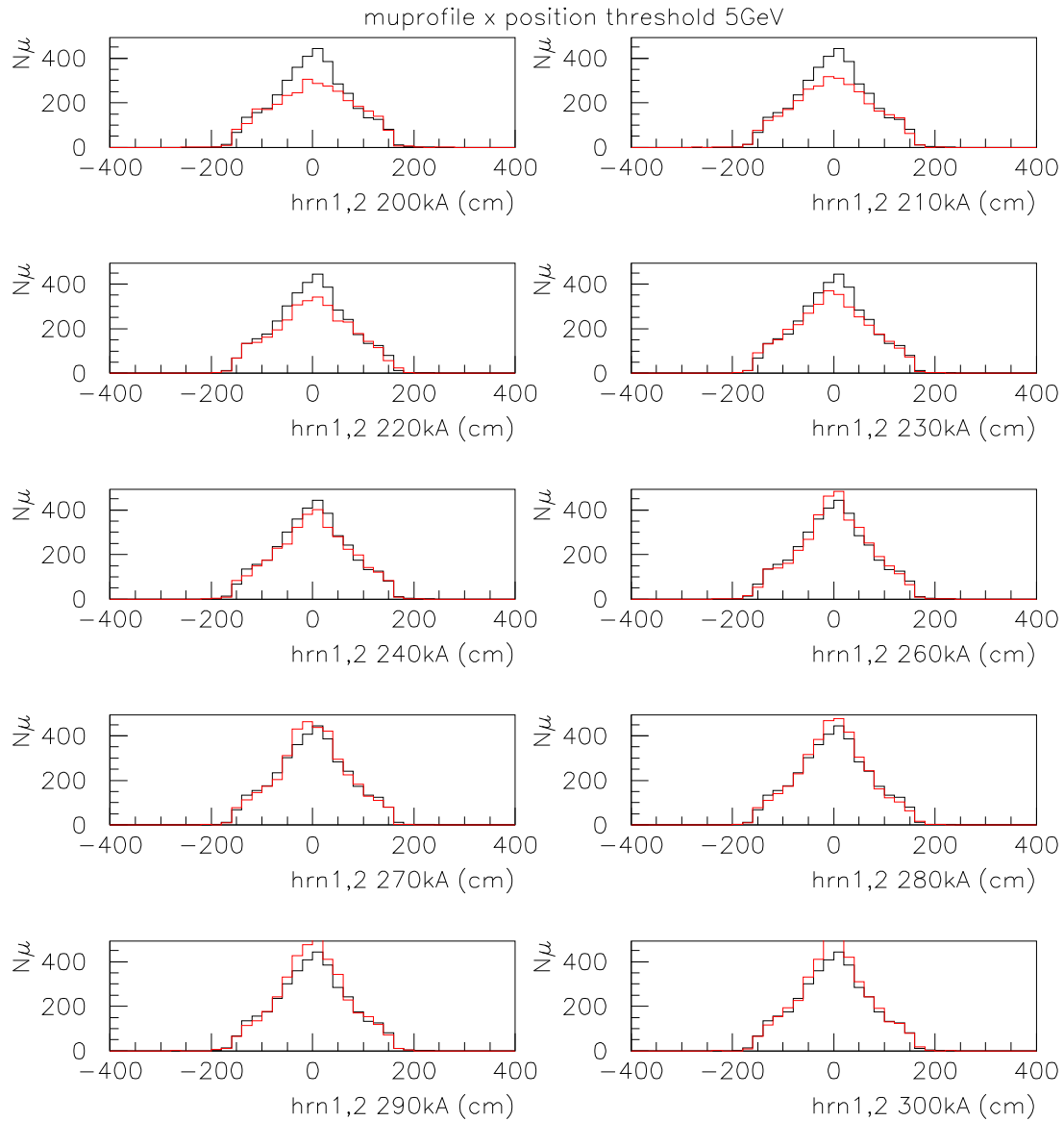


図 4.18: 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミューオンモニターの x 座標 threshold は 8GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤はホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

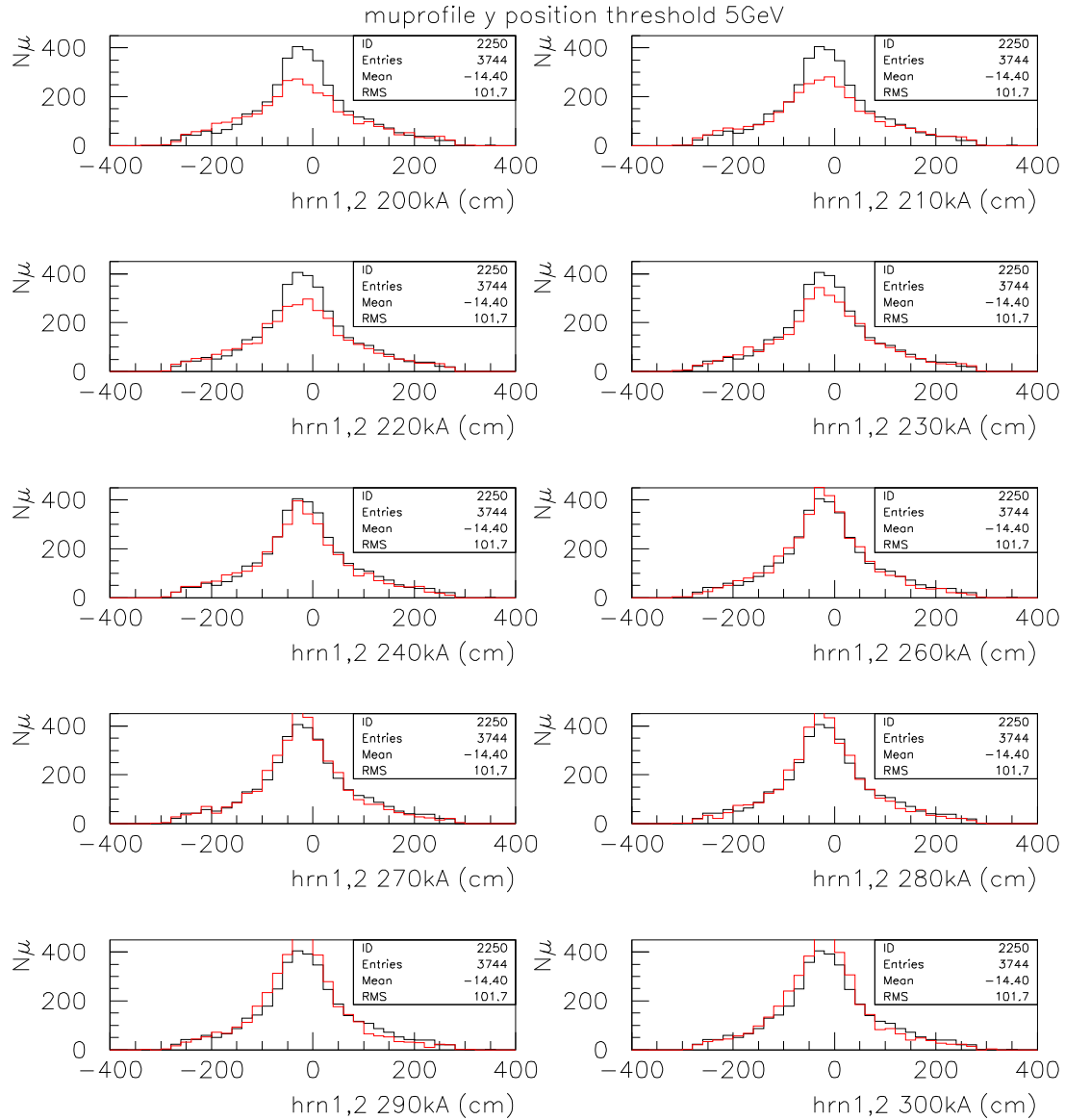


図 4.19: 1st ホーンと 2nd ホーンのカレントの変化に対するミュオンモニターの y 座標 threshold は 8GeV である。また、黒はホーンのカレントが 250kA の場合、赤はホーンのカレントが右下に示した値の場合である。

4.2.1 bending magnet の磁場のふらつきによる影響

まず Off-Axis 3° の場合と Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=0.060\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ の場合、Off-Axis 2° の場合と Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=-0.134\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ の場合、でミューオンモニターの違いを確認する。ただしこの磁場により荷電粒子を曲げるのは図 4.1 でいう y 方向なので y 座標の分布の違いを見ることにする。まず Off-Axis 3° の場合と Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=0.060\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ の場合を考える。図 4.20,4.22,4.24 はスレッシュホールドが 3,5,8GeV の時である。

次に Off-Axis 2° の場合と Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=-0.134\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ の場合を考える。図 4.21,4.23,4.25 はスレッシュホールドが 3,5,8GeV の時である。

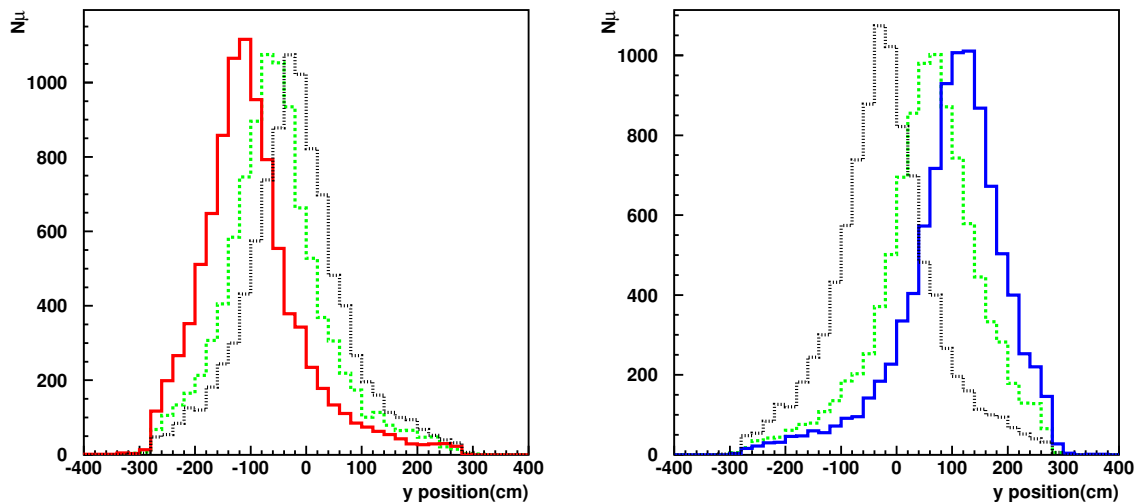


図 4.20: スレッシュホールドが 3GeV の場合のミューオンの y 座標、赤:OA 3° 黒: OA 2.6° 緑:OA+B 2.6° $BdL=0.06\text{Tesla}\cdot\text{meter}$
 図 4.21: スレッシュホールドが 3GeV の場合のミューオンの y 座標、青:OA 2° 黒: OA 2.6° 緑:OA+B 2.6° $BdL=-0.134\text{Tesla}\cdot\text{meter}$

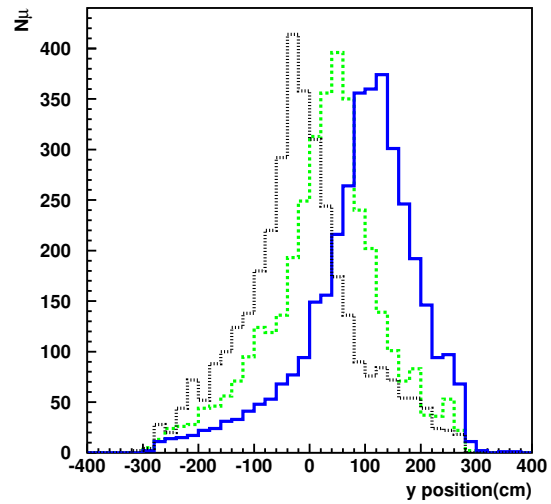
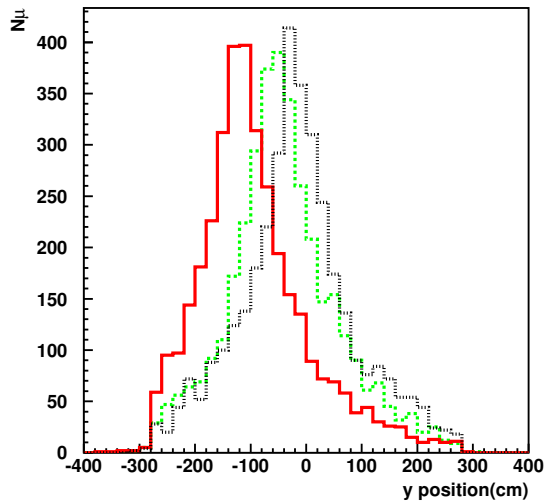


図 4.22: スレッシュホールドが 5GeV の場合の
 ミューオンの y 座標、赤:OA3° 黒: OA2.6°
 緑:OA+B2.6° BdL=0.06Tesla·meter

図 4.23: スレッシュホールドが 5GeV の場合の
 ミューオンの y 座標、青:OA2° 黒: OA2.6°
 緑:OA+B2.6° BdL=-0.134Tesla·meter

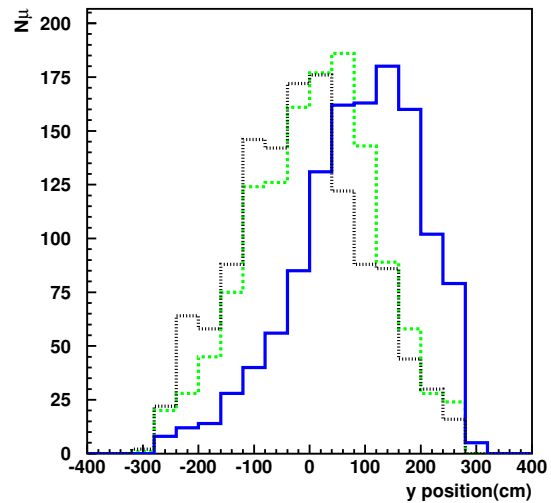
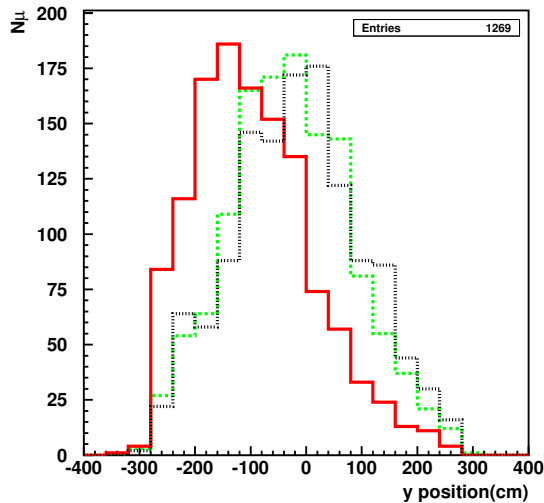


図 4.24: スレッシュホールドが 8GeV の場合の
 ミューオンの y 座標、赤:OA3° 黒: OA2.6°
 緑:OA+B2.6° BdL=0.06Tesla·meter

図 4.25: スレッシュホールドが 8GeV の場合の
 ミューオンの y 座標、青:OA2° 黒: OA2.6°
 緑:OA+B2.6° BdL=-0.134Tesla·meter

これによりスレッシュホールドが 3、5、8GeV どの場合でも磁場によりミューオンが曲げられている効果が見れる。

4.3 bending magnet の磁場のふらつきによる影響

Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=0.060\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ の BdL がふらついた時にその効果がミューオンモニターにより調べることができるかどうかについて考える。そこで BdL の値を $\pm 5\%$, $\pm 10\%$, $\pm 15\%$, $\pm 20\%$ だけ変化させた時のミューオンモニターの y 座標を調べた。スレッシュホールドが 3、5、8GeV の時それぞれ図 4.26, 4.27, 4.28 のようになる。この磁場のふらつきによるミューオンの y 座標の分布の違いを調べるために、各ヒストグラムをピークの高さの半分以上の部分についてガウス分布で fit した。スレッシュホールドが 3GeV, 5GeV, 8GeV の場合の結果を表 4.10, 4.11, 4.12 にまとめる。ここでピークの y 座標の誤差は $\sigma/\sqrt{N_\mu}$ とした。ただし N_μ はモンテカルロ計算(ターゲットに陽子を 10^5 個入射させた。)のミューオンの統計である。これよりスレッシュホールドが 3GeV, 5GeV のときには磁場が 10%以上ふらついたときには、ミューオンモニターにより測定できるが、8GeV の場合は磁場のふらつきをモニターするのは 3GeV や 5GeV の場合に比べてかなり難しいことがわかる。

$BdL(Tm)$	ピークの y 座標 (cm)	$\sigma(cm)$
0.048	-54.19 ± 0.77	59.63
0.051	-55.42 ± 0.78	61.56
0.054	-60.00 ± 0.78	59.24
0.057	-60.05 ± 0.79	60.56
0.060	-63.34 ± 0.76	58.33
0.063	-63.21 ± 0.76	55.16
0.066	-64.94 ± 0.81	62.16
0.069	-67.72 ± 0.77	59.00
0.072	-69.87 ± 0.71	54.69

表 4.10: $\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュホールド 3GeV の場合

$BdL(Tm)$	ピークの y 座標 (cm)	$\sigma(cm)$
0.048	-47.05 ± 1.19	55.28
0.051	-46.58 ± 1.31	60.05
0.054	-48.17 ± 1.26	59.70
0.057	-50.85 ± 1.20	55.01
0.060	-53.32 ± 1.20	54.89
0.063	-54.67 ± 1.19	53.90
0.066	-55.68 ± 1.37	59.16
0.069	-52.62 ± 1.13	52.68
0.072	-57.68 ± 1.02	46.15

表 4.11: $\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュホルド 5GeV の場合

$BdL(Tm)$	ピークの y 座標 (cm)	$\sigma(cm)$
0.048	-36.28 ± 3.43	102.69
0.051	-33.66 ± 4.12	126.13
0.054	-35.29 ± 3.54	108.57
0.057	-35.86 ± 3.79	119.94
0.060	-31.14 ± 3.94	119.15
0.063	-45.09 ± 3.32	99.65
0.066	-45.80 ± 3.78	111.70
0.069	-36.89 ± 3.25	101.10
0.072	-44.33 ± 3.14	96.64

表 4.12: $\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュホルド 8GeV の場合

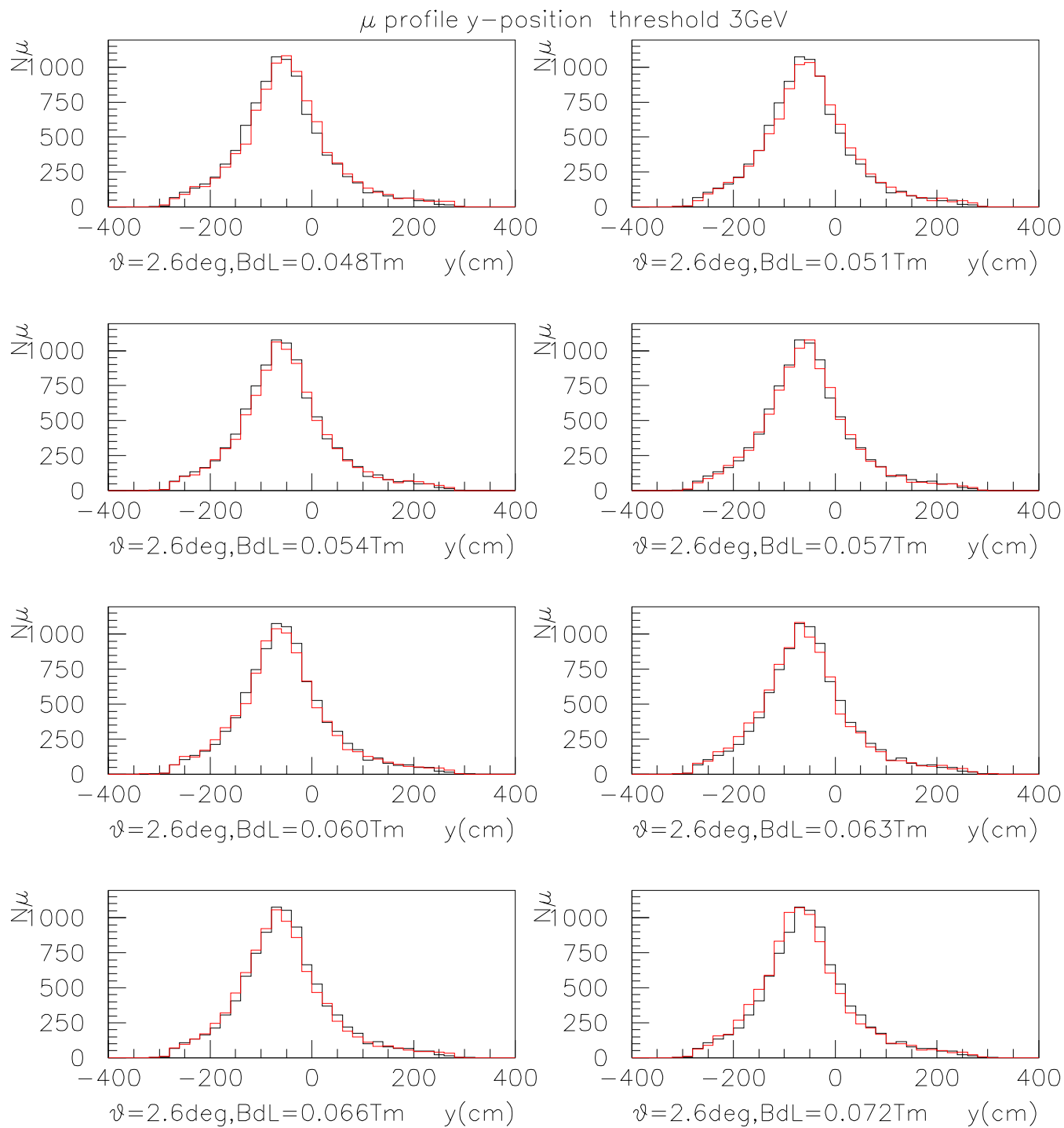


図 4.26: $\theta=2.6^\circ$ としミューオンモニターのスレッシュホールドが 3GeV の場合のミューオンモニターにおけるミューオンの y 座標分布。ここで黒は $\text{BdL}=0.06\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ 、赤は BdL の値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。

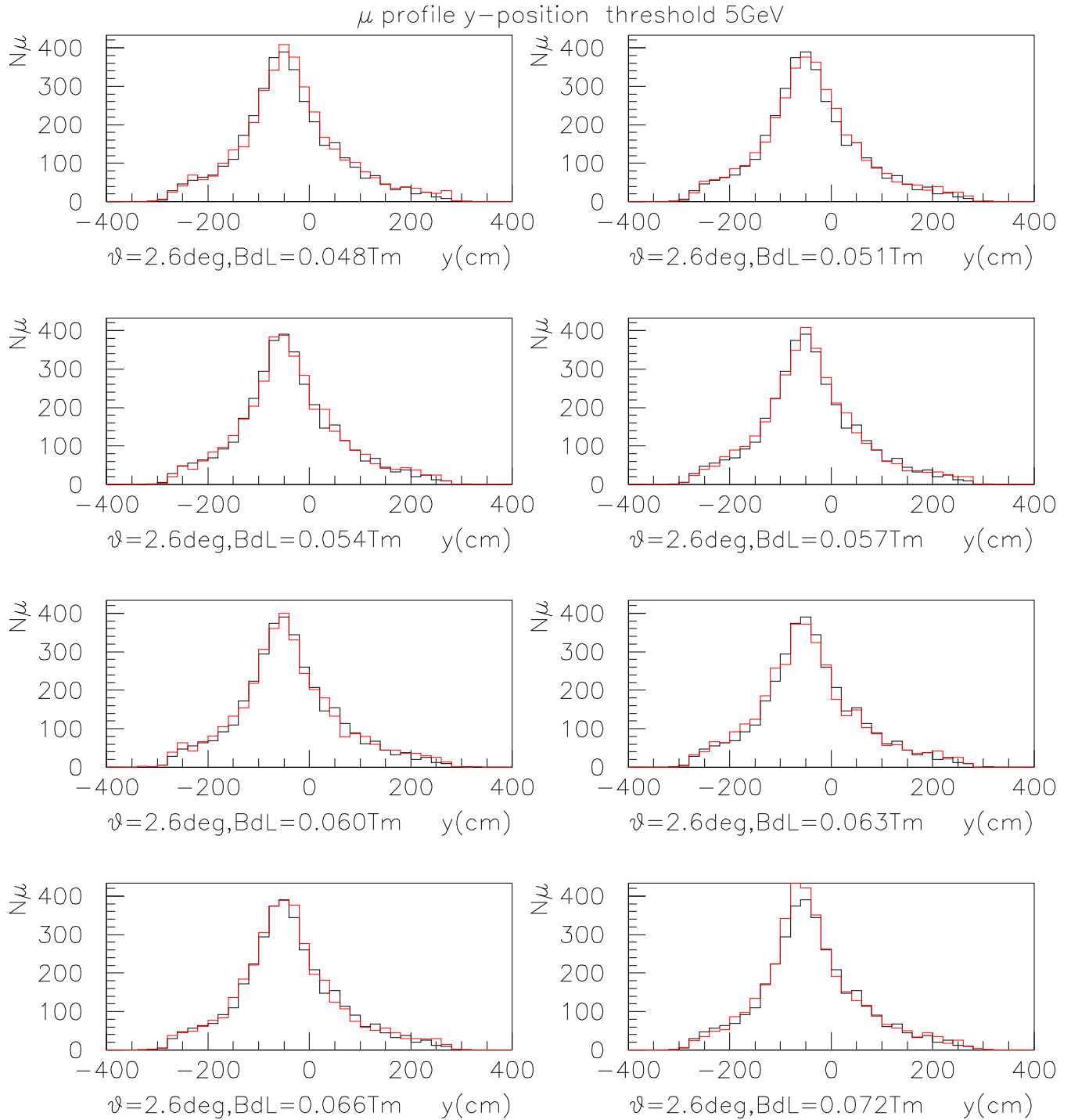


図 4.27: $\theta=2.6^\circ$ としミューオンモニターのスレッシュホルドが 5GeV の場合のミューオンモニターにおけるミューオンの y 座標分布。ここで黒は $\text{BdL}=0.06\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ 、赤は BdL の値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。

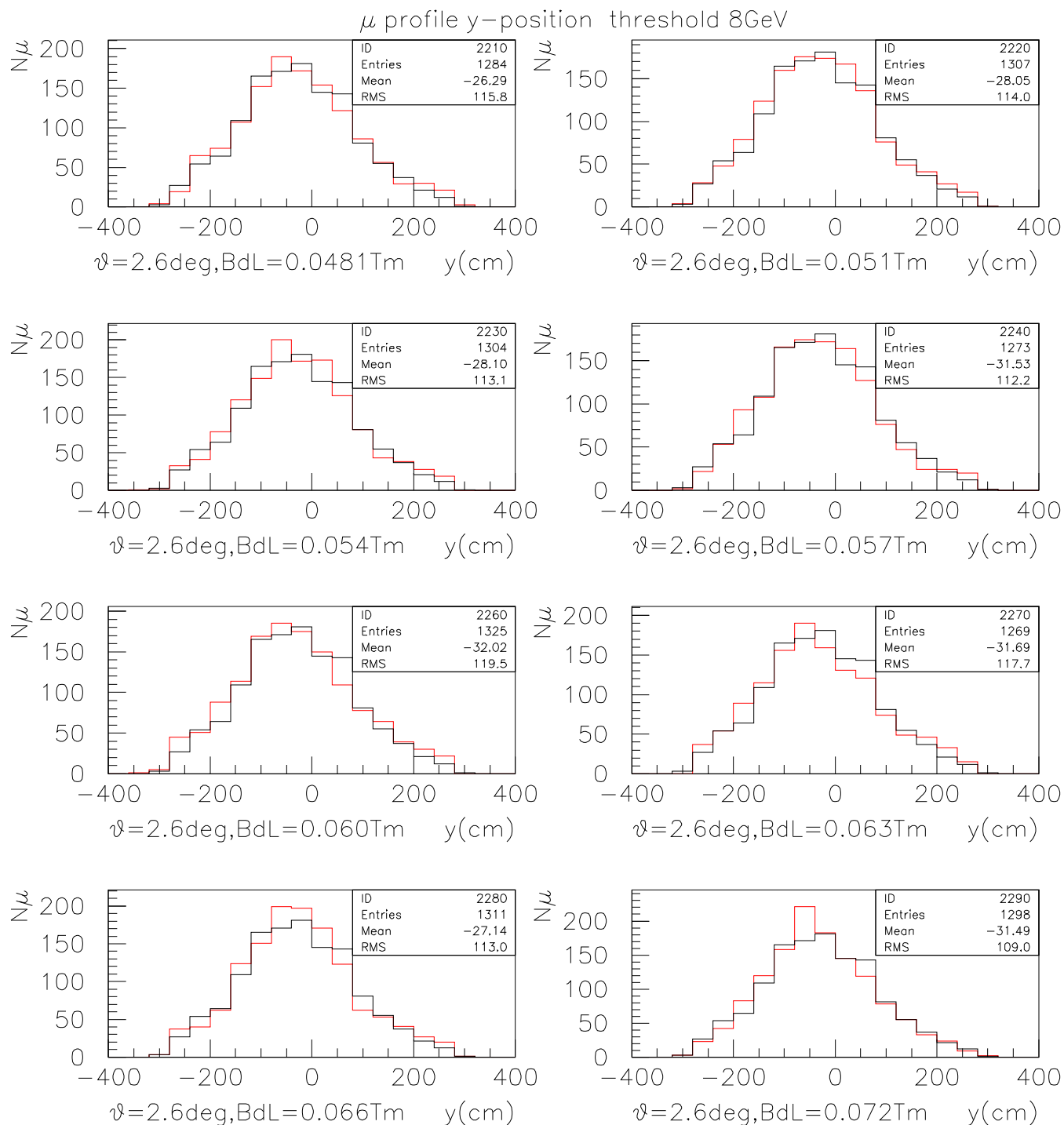


図 4.28: $\theta=2.6^\circ$ としミューオンモニターのスレッシュヨルドが8GeV の場合のミューオンモニターにおけるミューオンの y 座標分布。ここで黒は $BdL=0.06\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ 、赤は BdL の値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。

Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=-0.134$ Tesla·meter の BdL がふらついた時にその効果がミューオンモニターにより調べることができるかどうかについて考える。そこで BdL の値を $\pm 5\%$, $\pm 10\%$, $\pm 15\%$, $\pm 20\%$ だけ変化させた時のミューオンモニターの y 座標を調べた。スレッシュホールドが 3、5、8 GeV の時それぞれ図 4.29, 4.30, 4.31 のようになる。この磁場のふらつきによるミューオンの y 座標の分布の違いを調べるために、各ヒストグラムをピークの高さの半分以上の部分についてガウス分布で fit した。スレッシュホールドが 3 GeV, 5 GeV, 8 GeV の場合の結果を表 4.13, 4.14, 4.15 にまとめる。この場合はスレッシュホールドが 3 GeV, 5 GeV のときには磁場が 5% 以上ふらついたときには、ミューオンモニターによりわかるが、8 GeV の場合は磁場のふらつきをモニターするのは難しいことがわかる。以上の結果より bending magnet の磁場が安定してかかっているかどうかを 1 パルス毎に見るためにはミューオンモニターのスレッシュホールドは 8 GeV よりは下げる方が望ましいと考えられる。

$BdL(Tm)$	ピークの y 座標 (cm)	$\sigma(cm)$
0.1072	47.57 ± 0.85	67.55
0.1139	50.72 ± 0.81	60.71
0.1206	56.03 ± 0.81	63.52
0.1273	58.15 ± 0.79	62.35
0.1340	62.94 ± 0.84	63.81
0.1404	67.90 ± 0.88	69.24
0.1472	74.30 ± 0.88	69.29
0.1541	76.91 ± 0.82	63.37
0.1608	80.30 ± 0.87	67.92

表 4.13: $\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュホールド 3 GeV の場合

$BdL(Tm)$	ピークの y 座標 (cm)	$\sigma(cm)$
0.1072	28.27 ± 1.31	59.73
0.1139	32.35 ± 1.18	53.97
0.1206	34.26 ± 1.34	61.58
0.1273	38.72 ± 1.31	60.17
0.1340	42.94 ± 1.24	56.90
0.1404	45.04 ± 1.18	51.50
0.1472	50.83 ± 1.30	59.12
0.1541	60.33 ± 1.46	63.43
0.1608	56.74 ± 1.10	47.38

表 4.14: $\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュホルド 5GeV の場合

$BdL(Tm)$	ピークの y 座標 (cm)	$\sigma(cm)$
0.1072	8.82 ± 3.58	110.02
0.1139	13.38 ± 3.63	107.86
0.1206	13.57 ± 3.06	88.14
0.1273	15.04 ± 3.64	110.06
0.1340	29.01 ± 4.57	138.29
0.1404	22.83 ± 4.07	120.28
0.1472	27.47 ± 4.01	127.15
0.1541	17.13 ± 3.89	122.11
0.1608	40.91 ± 3.20	96.40

表 4.15: $\theta_{OA}=2.6^\circ$ で BdL の変化に対するピークエネルギーとピークフラックスの変化, スレッシュホルド 8GeV の場合

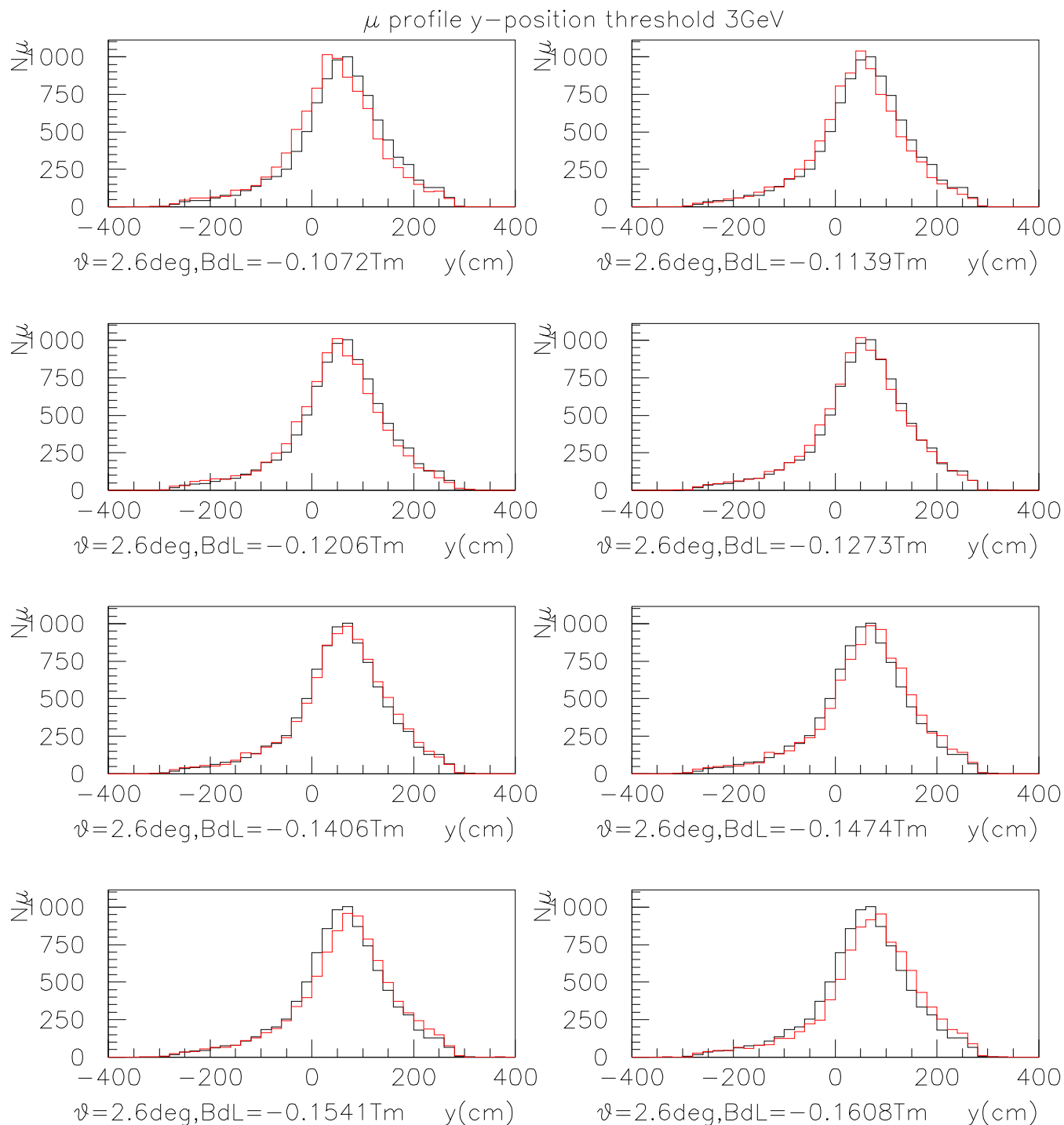


図 4.29: $\theta=2.6^\circ$ としミューオンモニターのスレッシュホールドが 3GeV の場合のミューオンモニターにおけるミューオンの y 座標分布。ここで黒は $\text{BdL}=-0.134\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ 、赤は BdL の値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。

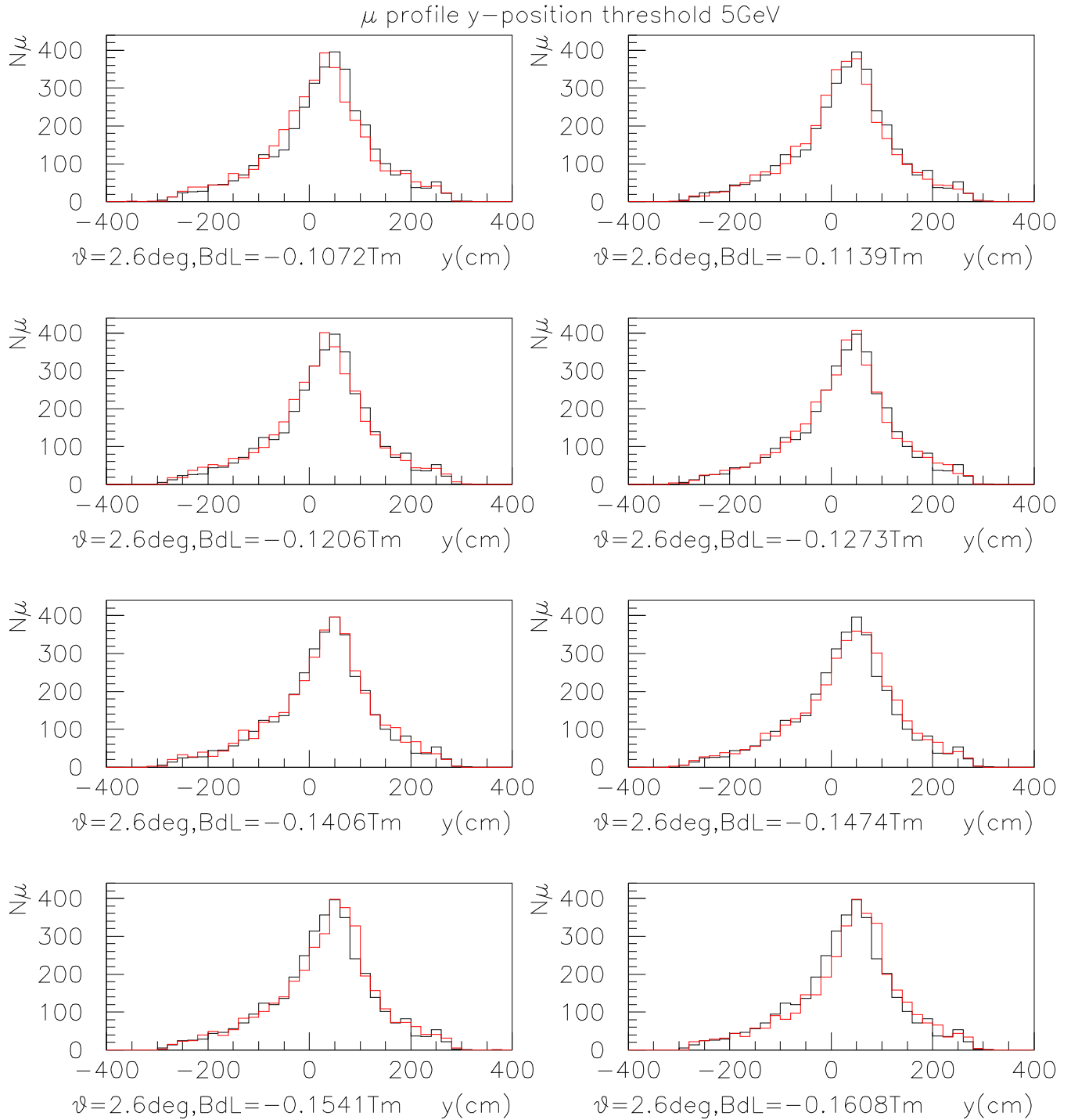


図 4.30: $\theta=2.6^\circ$ としミューオンモニターのスレッシュホールドが5GeV の場合のミューオンモニターにおけるミューオンの y 座標分布。ここで黒は $\text{BdL}=-0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ 、赤は BdL の値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。

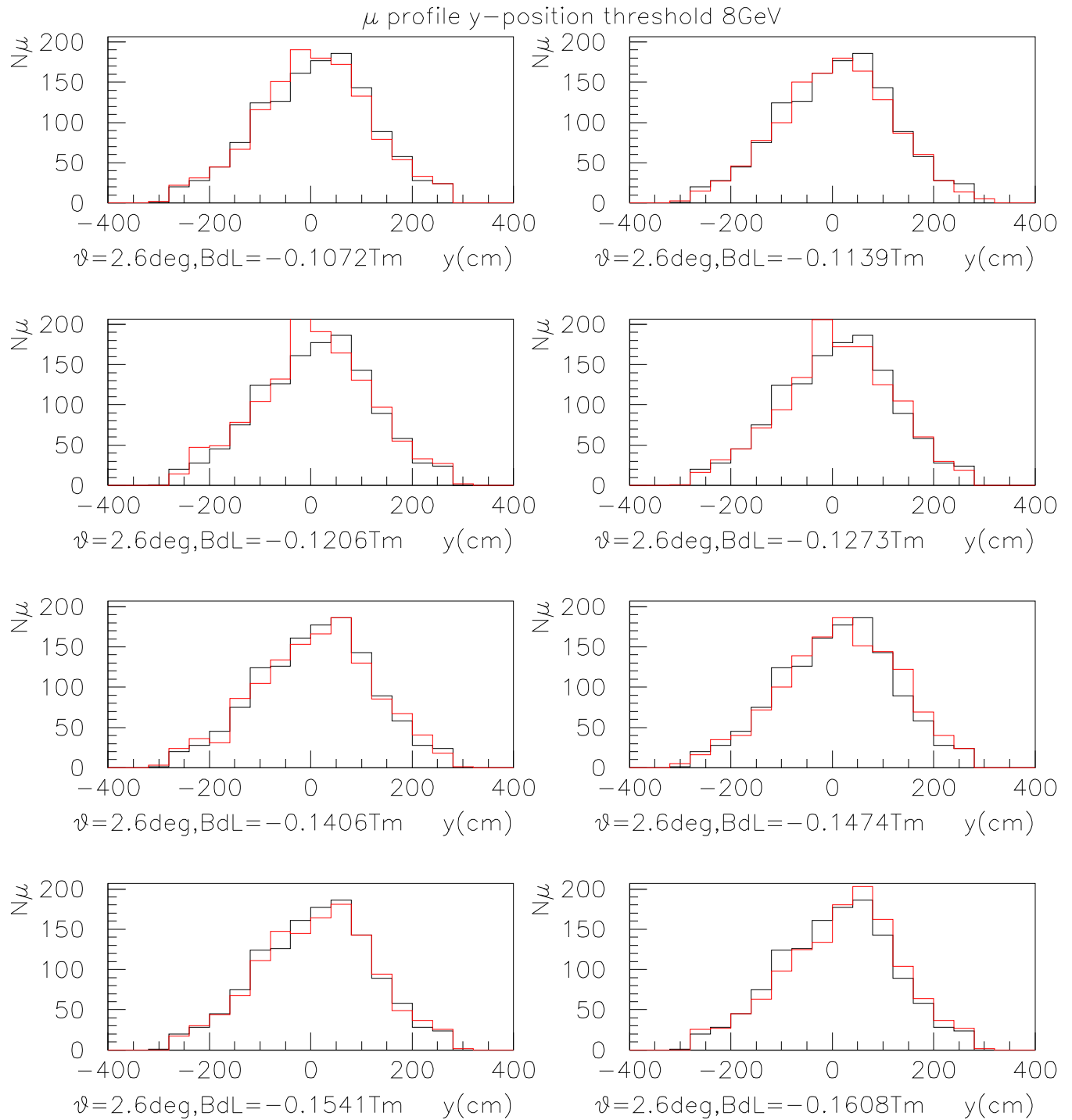


図 4.31: $\theta=2.6^\circ$ としミューオンモニターのスレッシュォルドが8GeV の場合のミューオンモニターにおけるミューオンの y 座標分布。ここで黒は $BdL=-0.134 \text{ Tesla} \cdot \text{meter}$ 、赤は BdL の値を変えた場合で値は、グラフ右下に示した。

4.4 まとめ

まず、ホーンカレントのミューオンモニターへの影響であるが、1st ホーンのカレントが12% 変化した時ニュートリノフラックスへの影響は5% 以内であった。このときミューオンモニターの変化を調べるとスレッシュホールドが3GeV と5GeV の場合はミューオンの統計は有意に減少しており、ミューオンモニターにより1st ホーンカレントのふらつきを見ることができる。同様に、2nd ホーンのカレントが20% 変化した時ニュートリノフラックスへの影響は5% 以内であった。このときミューオンモニターの変化を調べるとスレッシュホールドが3,5,8GeV どの場合でも、ミューオンの統計は有意に減少しており、ミューオンモニターにより2nd ホーンカレントのふらつきを見ることができる。さらに、1st ホーンと2nd ホーンのカレントが同じ値をとり20% 変化した時ニュートリノフラックスへの影響は5% 以内であった。このときミューオンモニターの変化を調べるとスレッシュホールドが3,5,8GeV どの場合でも、ミューオンの統計は有意に減少しており、ミューオンモニターにより2nd ホーンカレントのふらつきを見ることができる。次に bending magnet の磁場のミューオンモニターへの影響についてまとめる。

Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=0.060\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ の磁場が10%以上ふらついた時、スレッシュホールドが3GeV,5GeV 程度であれば、ミューオンモニターによりそのふらつきを知ることができる。しかしスレッシュホールドが8GeV の場合は磁場のふらつきをモニターするのは3GeV や5GeV の場合に比べてかなり難しいことがわかる。さらに Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=-0.134\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ の磁場が5%以上ふらついた時、スレッシュホールドが3GeV,5GeV の場合にはミューオンモニターによりふらつきを知ることができる。8GeV の場合は磁場のふらつきをモニターするのは難しいことがわかる。以上の結果よりホーンのカレントのふらつきを見たり、bending magnet の磁場が安定してかかっているかどうかを1パルス毎に見るためにはミューオンモニターのスレッシュホールドは8GeV よりは下げる方が望ましいと考えられる。

第5章 マグネットとシールドの発熱の問題

5.1 目的

Off-Axis with bending magnet ビームを実際に採用するとなった場合にまず調べておく必要がある事は

1. 熱の問題
2. 放射化の問題

である。ビームラインは非常に強い放射線環境下にあるので、ここに bending magnet とシールドを置いた場合にそれぞれ陽子ビーム 1pulse 当たりどの程度の発熱があり、どの程度の放射線を浴びるのかを調べておく必要がある。本論文では、GEANT3 を用いてモンテカルロシミュレーションを行い、bending magnet とシールドにおけるエネルギー損失を計算し、陽子ビーム 1pulse 当たりどの程度の発熱があるかを見積もった。

5.2 シミュレーション

bending magnet とシールドの形状を第2章5節の図2.10、2.11のように定義し、物質は鉄とした。この magnet とシールドについて、 r 方向と z 方向に 2cm 間隔で領域に分け各領域での陽子ビーム 1pulse 当たりのエネルギー損失を計算した。シミュレーションの計算結果を以下示す。

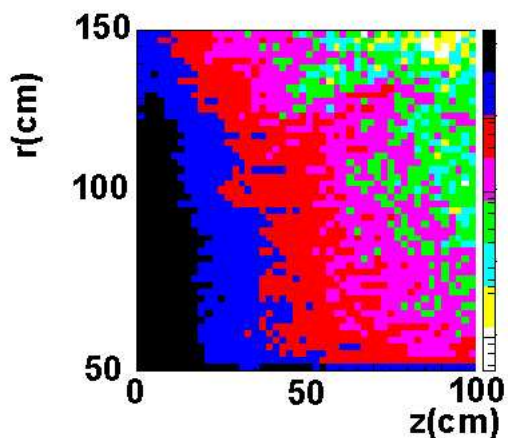


図 5.1: シールドのエネルギー損失

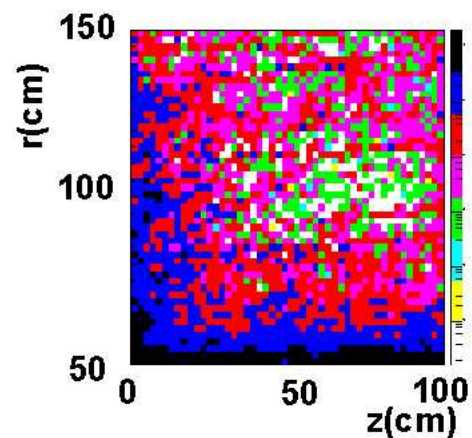


図 5.2: bending magnet のエネルギー損失

まず図 5.1, 5.2 は横軸が z 軸 (ビーム軸) で縦軸が r 軸である。これは左から右へビームが通過すると考えた場合で、それぞれの色はエネルギー損失の大きさを表している。黒の部分が1番エネルギー損失が大きく、青、赤、ピンク、緑、黄、白の順で小さいエネルギー損失を示している。シールドの図 5.1 を見れば z が小さいところでエネルギー損失が大きいことがわかる。これは π 、 K によるエネルギー損失だと考えられる。bending magnet の方は前方にシールドが置いてあるので、エネルギー損失が大きいのはほとんど r が 50cm 近辺である。

さらにこのエネルギー損失からシールドと bending magnet について陽子ビーム 1pulse 当たりの温度上昇を求め、結果を表 5.1 にまとめた。これを見ればわかるように bending magnet の温度上昇は 0.02K/pulse、シールドの温度上昇は 0.16K/pulse となり、bending magnet とシールドの発熱は十分冷却可能な程度であると思われる。

	温度上昇 (K)	<i>total deposit(kW)</i>
<i>shield</i>	0.16	66.8
<i>bending magnet</i>	0.02	4.0

表 5.1: シールドと bending magnet の最大温度上昇と全エネルギー損失

第6章 JHF- ν ターゲットの水冷却試験

6.1 JHF- ν ターゲット

JHF-Kamioka ニュートリノ振動実験では、前置検出器における宇宙線ミューオンのバックグラウンドを排除し、かつ、SKでの人工ニュートリノの識別のために、シンクロトロン加速器で50GeVに加速した陽子を早い取り出しのモードで実験ビームラインに引き出す。その後、この一次ビームはターゲットに衝突させ、2次粒子としての π^+ を生成し、ディケイトンネル(130m)を飛行中 ν_μ へ崩壊し、スーパーカミオカンデの方向へ飛行する。このニュートリノの反応断面積は、エネルギーに比例するが、本実験に用いるニュートリノビームのエネルギーは0.4~1.0GeVと比較的低く、高エネルギーのニュートリノビームを用いる場合と比べて事象数が少なくなる。また、このニュートリノフラックスは、ニュートリノとなってからは方向に関して制御が出来ないため、距離の2乗に逆比例して減少してしまう。そのために実験の統計精度をあげるためにも、ニュートリノビーム自身をSKに向け十分に収束させると共に、その生成量を増やす目的で大強度の一次陽子ビームをターゲットに入射させることが実験にとって非常に重要である。

6.1.1 ターゲットの物質

まず入射する陽子ビームパラメーターは、表6.1の通りである。

ビーム線質	陽子
ビーム強度 (ppp)	3.3×10^{14}
繰返し周期 (Hz)	0.275
スピル幅 (μs)	5
ビームパワー (MW)	0.75

表 6.1: 入射陽子ビームパラメーター

先ず始めに、この陽子ビームを照射させる場合、重要な点は

1. スーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスを出来るだけ大きくする照射方法であること
2. ターゲットとする物質がビームの発熱や急激な熱衝撃力によって破損しないこと

である。これらを考慮すると入射ビームのエネルギー損失による発熱でターゲットの物質が融点に到達しない程度の密度であり、融点それ自身が高い物質であることが必須条件となる。また陽

子ビームにより衝撃波が発生すると考えられるので衝撃に強いほうが良く、さらに冷却することを考えると熱伝導率が高い方が良く(冷えやすい)と考えられる。候補としてチタン、サファイヤ、グラファイト、アルミニウムを比較した結果、表 6.3 のように十分高い融点を持ち、密度の低いという観点から、ターゲットの物質としてグラファイトが候補に挙げられる。またグラファイトは衝撃に強く、熱伝導率も大きいのでターゲットとして最適であると思われる。以下ターゲットはグラファイトとして議論を進める。

	密度 (g/cm^3)	融点 (K)	比熱 ($J/g/K$)
<i>Ti</i>	4.59	1933	0.523
<i>Sapphire</i>	3.98	2030	0.782
<i>Graphite</i>	1.81	3773	0.71
<i>Aluminium</i>	2.7	660	0.877

表 6.2: ターゲットとしての物質の比較

次にグラファイトターゲットを実験で用いる場合に、最適なサイズを考える。ターゲットのサイズが大きくなればなるほど2次粒子の吸収が多くなりスーパーカミオカンデでのフラックスが減ってしまう。また逆にサイズが小さすぎると熱が集中してしまう。そこでターゲットのサイズはターゲットの温度が上がりすぎず2次粒子の吸収ができるだけ少ないようなサイズが最適と言える。そこでターゲットの密度を $1.81g/cm^3$ 、直径を d 、入射陽子ビームの広がりを σ_{beam} として

1. $d = 20mm\phi$, $\sigma_{beam} = 4mm$

2. $d = 30mm\phi$, $\sigma_{beam} = 6mm$

の場合についてエネルギー損失を計算し、陽子ビーム 1pulse がターゲットに入射したときの温度上昇を概算した。横軸をビーム軸方向、縦軸を r 方向とし、 $z=0$ にビームが入射するとし、エネルギー損失の大きさを色によって表した結果は図 6.1,6.2 のようになる。20mm ϕ の場合は中心付近で約 360° C、表面付近で約 110° C となり表面温度は 100° C を越えてしまう。30mm ϕ の場合は中心付近で約 230° C、表面付近で約 70° C となる。その結果、直径 30mm ϕ 、長さ 800mm (2 相互作用長) が最適であると考えられる。

6.2 冷却試験の動機

前節でターゲットの物質、形状について考えたが、ターゲットに上述のビームが入射した場合のエネルギー損失とそれに起因する発熱分布を求めると、エネルギー損失の総量は、1 pulse (3.3×10^{14} protons) 当り約 60kJ になる。その結果ビーム入射直後 (5 μ sec 後) には、中心温度 230° C、表面温度約 70° C に達することが予想される。このように非常に強度の強い陽子ビームがターゲットに入射されるのでターゲットの発熱が深刻な問題となるので冷却する必要がある。一方取りだしサイクルが 3.42 秒と冷却時間を取ることが出来るため、うまく冷却システムを構築すれば、十分にターゲットとして使用できると考えられる。冷却方法としてターゲットの周りに水を流しター

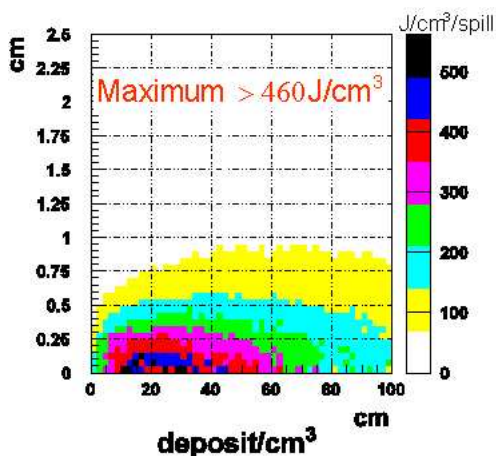


図 6.1: ターゲット 20mm ϕ の場合のエネルギー損失

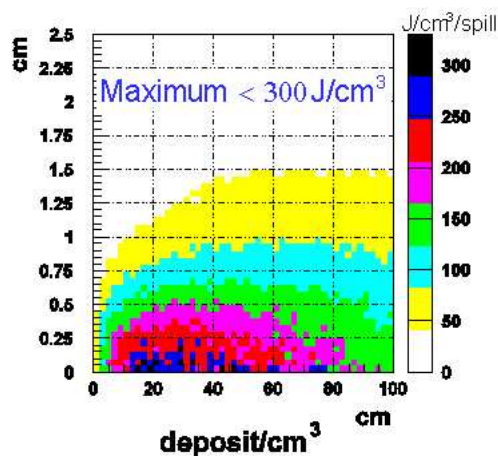


図 6.2: ターゲット 30mm ϕ の場合のエネルギー損失

ターゲットを直接冷却する方法を考えた。水冷却をした場合にどのくらい冷却できるかを有限要素法解析ソフト ANSYS を用いて計算した結果を示す。3cm ϕ のグラファイトの周りの水とグラファイトの熱伝達係数が $7.8\text{ kW/m}^2/\text{K}$ として、ANSYS によりターゲットの温度分布を計算するとビーム入射直後は表面温度は約 230°C 、表面温度は約 70°C (図 6.3) となり、次のビーム入射までに中心温度は 43°C 、表面温度は約 36°C (図 6.4) まで冷却でき、中心温度と表面温度の時間分布は図 6.5 のようになり、この計算により、水とグラファイトの熱伝達係数が $7.8\text{ kW/m}^2/\text{K}$ 程度であれば次のパルスが入射するまでに十分冷却できるという結果になった。そこで実際に、水とグラファイトの熱伝達係数を求める目的で冷却試験を行った。さらに、現在 2 次粒子を効率良くホーンにより収束させてスーパーカミオカンデでのフラックスをかせぐためターゲットはホーンの中に内挿するデザインが考えられている。そこでターゲットをホーン内にいれるためにはターゲットの冷却システムも含めてホーンの内部に納まらないといけない。さらにターゲットの周りに物質があると陽子ビームがターゲットに入射し発生した 2 次粒子を吸収してしまい、スーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスが減ってしまうと考えられる。よってターゲット周りの物質の厚さはできるだけ薄くしたい。

そこで今回の測定ではターゲットの周りを流れる水の厚さを 2 通り変えてみて冷却効率を比較し、十分冷却するために必要な水流厚さを考える。さらに水の流速を変化させ、冷却効率を比較し、十分冷却するために必要な流速を求める。このような方針でターゲットの水冷却試験を行った。次節で測定方法と目的を述べる。

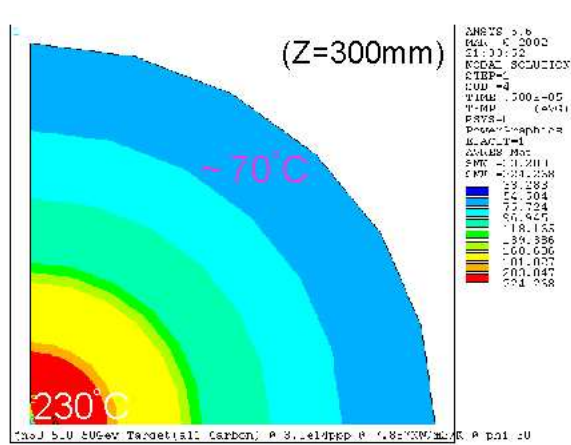


図 6.3: ビーム入射直後のターゲットの温度分布

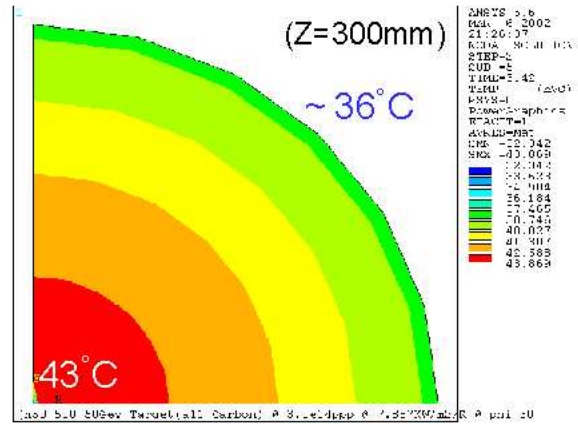


図 6.4: 次のパルス入射直前のターゲットの温度分布

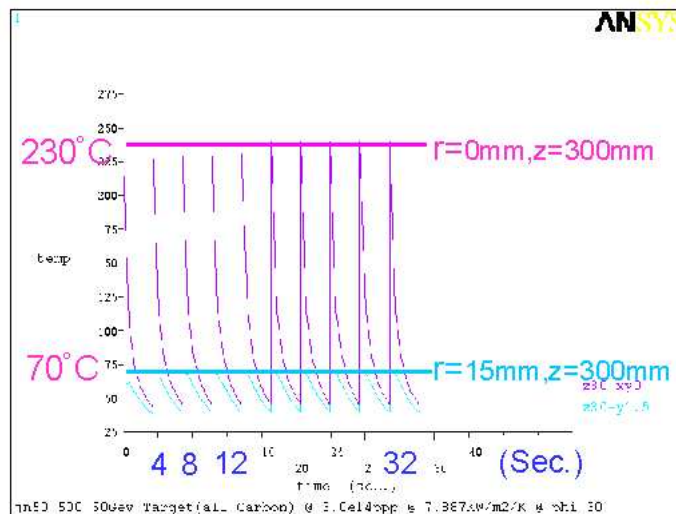


図 6.5: 実際の実験で期待されるターゲット温度の時間変化。紫はターゲットの中心の温度で、青はターゲットの表面の温度を表す。

6.3 測定の目的と方法

今回の測定では水冷却の効率を見る目的で、グラファイト表面と水間の熱伝達係数 α を求める。熱伝達係数 $\alpha (kW/m^2/K)$ は、個体表面と流体の熱交換の効率の目安であり、熱伝達係数が大きい程熱交換の効率が良いことを意味する。今回の実験では、グラファイト表面の温度を T_g 、水の温度を T_w 、カーボンと水が接している面積を $S (m^2)$ 、水がカーボン表面から奪い取った熱量を

$Q(kW)$ とすると

$$\alpha = \frac{Q}{S(T_g - T_w)} \quad (6.1)$$

と表される。この熱伝達係数の測定を以下のようなセットアップで行った。

6.3.1 測定

測定のセットアップを図 6.6 に示す。

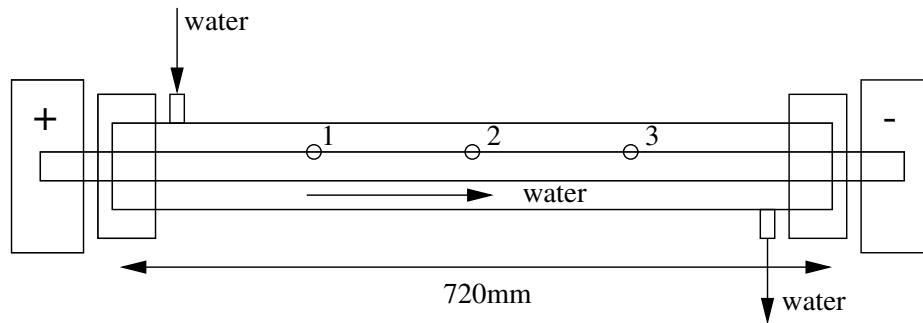


図 6.6: ターゲット冷却試験のセットアップ

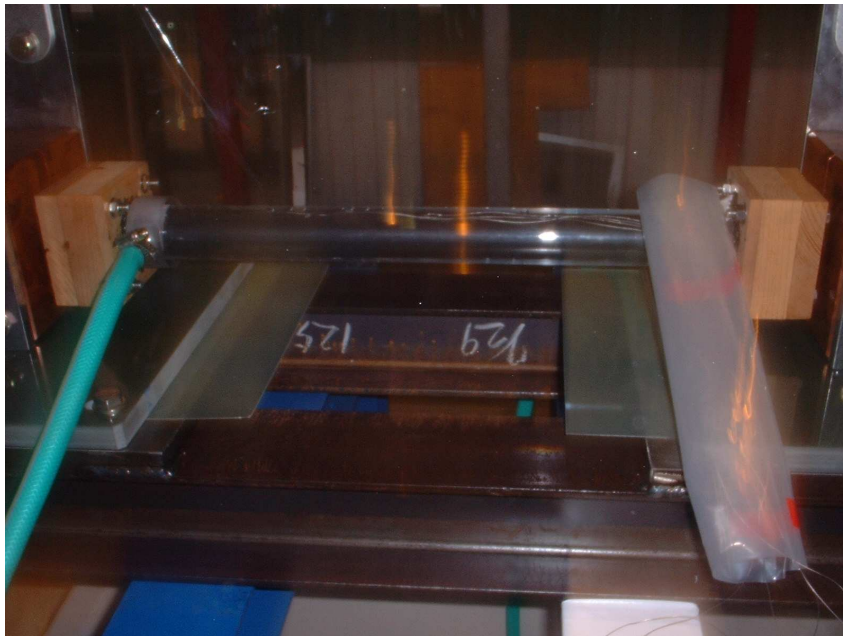


図 6.7: ターゲット冷却試験のセットアップ

まずグラファイトターゲットとしては、東洋炭素製の IG-43 を用いた。性能を表 6.3 に示す。

密度 (g/cm^3)	固有抵抗 ($\mu\Omega m$)	熱膨張係数 ($10^{-6}/K$)	熱伝導率 ($W/m/K$)	直径 ($mm\phi$)	長さ (mm)
1.82	9.2	4.8	139	30	850

表 6.3: 東洋炭素製 IG-43 の性能

この径 $30mm\phi$ 、長さ $850mm$ のグラファイトを、実際の実験のホーンの内径を模擬した内径 $41mm\phi$ 、外径 $48mm\phi$ 、長さ $800mm$ のポリカーボネードの筒に挿入し、グラファイトに沿って水を流した (図 6.6 及び 6.7)。実際グラファイトが水に接しているのは長さ $720mm$ である。断面図を図 6.8 に示した。図 6.8 の水流断面厚は $5.5mm$ で斜線部を水が流れる。また、先にも述べたようにターゲットはホーンの内部に挿入されるためターゲットの周りの水流の厚さは薄い方が良い。さらに、こうすることで水の流れることが出来る空間が狭くなり、流速は上がり、その結果熱伝達係数は上昇すると考えられる。このことを確認するために図 6.8 のポリカーボネードの中にさらに外径 $38mm\phi$ 、内径 $34mm\phi$ 、長さ $580mm$ のポリカーボネードを内挿した (図 6.9)。このとき水流断面厚は $2mm$ になる。この各場合について、陽子ビームによる発熱の代わりにグラファイトの

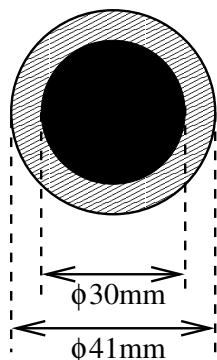


図 6.8: 断面図: グラファイト $30mm\phi$ 、ポリカーボネード $41mm\phi$ 、斜線部を水が流れる。

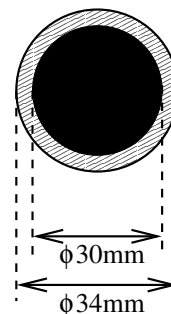


図 6.9: 断面図: グラファイト $30mm\phi$ 、ポリカーボネード $34mm\phi$ 、斜線部を水が流れる。

両端に電極を取り付け直流電流を流し発熱させる。流量があがれば水の流速が速くなり、熱伝達係数は上昇すると考えられる。そこで確認のため $10l/min$ と $8l/min$ の 2 通りについて同じ測定を行った。今回の測定ではより実際の熱伝達係数を求めることを目的としているのでグラファイト表面と水の温度を測定する必要がある。ただし、水の温度とグラファイトの温度は上流から下流にむけて次第に上昇していく。そのため水の入口に最も近いチャンネル 1 がもっとも熱伝達係数が良いと考えられる。今回は図 6.6 に示すように 3 点で、グラファイトの中心温度と表面温度、その付近での水の温度を測定したが、本論ではチャンネル 1 (図 6.6) の測定結果についてのみふれる。さらに水が入口から出口までにグラファイトから奪った熱量を計算するために水の出入口の温度も測定した。例として水の入口から $13cm$ 離れた場所 (図 6.6 のチャンネル 1) でのグラファイトと水の温度分布を示す (図 6.10)。

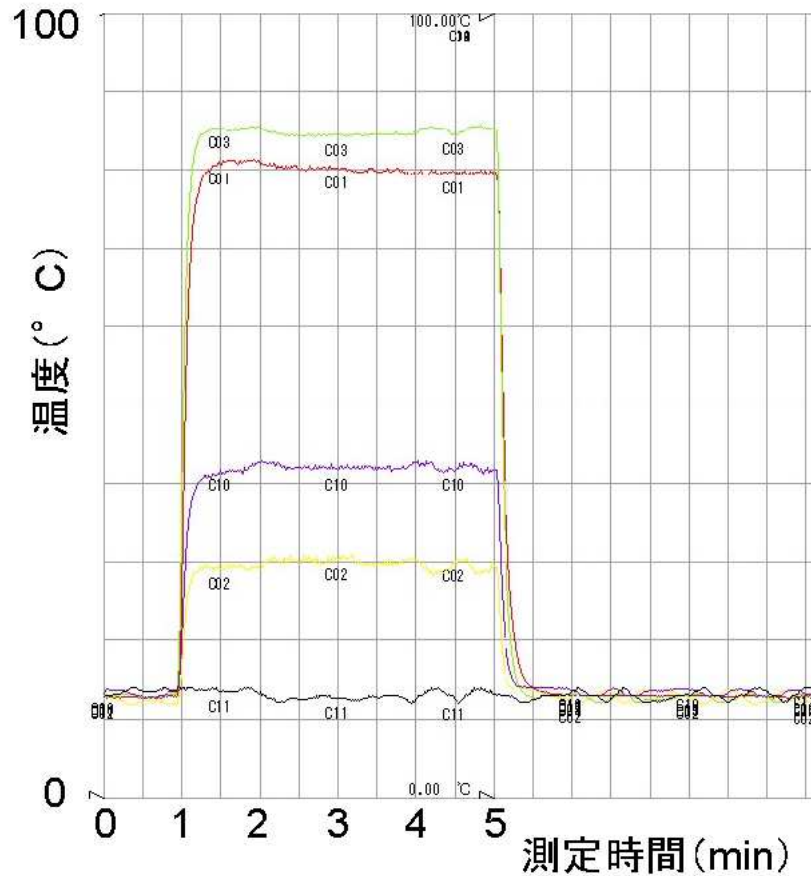


図 6.10: 電圧 16.1V 電流 1349A、流速 0.83m/sec の場合の測定温度分布。C01(赤) はグラファイト表面温度、C02(黄) はグラファイト表面付近での水温、C03(緑) はグラファイト中心温度、C10(紫) は出口の水温、C11(黒) は入口の水温を表している。

図 6.10 のようにグラファイトの両端から熱流入があるとカーボンと水の温度は上昇し平衡状態に達する。平衡状態に達したときのグラファイト、水の温度がほぼ一定になっていることをみれば両端の電極からの熱流入は、内部発熱に比べて小さいと考えられる。平行状態でのグラファイト、水の温度を T_g 、 T_w とした。今回のセットアップでは電源からの入熱を加えて銅に熱がたまるときに空气中に逃げる熱、また銅とカーボンの熱抵抗のためカーボンにかかる熱流入を求めることが難しかったので、水の出入口の温度を測定し水の流量と比熱から水が奪った熱を計算した。測定する条件(水流断面厚さ、流量、流速)を表 6.4 にまとめる。

流路断面積 (cm^2)	流量 (l/min)	流速 (m/sec)
6.13	10	0.27
6.13	8	0.22
2.01	10	0.83
2.01	8	0.66

表 6.4: 冷却試験の測定条件

この4通りの場合について、電源から流す直流電流を徐々に実際の実験で予想される約60kJ/pulse(約20kW)まで上昇させ各温度を測定し、熱伝達係数を求めた。今回の測定では熱伝達係数を求める際に流速を変化させて測定を行ったため水の流れの状態を良く把握しておくためレイノルズ数も求めた。レイノルズ数(Re)とは、流体の流れの状態を判断する際に指標となる値でReがおおよそ4000より小さい場合は、流体の流れは層流、おおよそ4000より大きな場合は乱流となる。このレイノルズ数は

$$Re = \frac{\omega \ell}{\nu} \quad (6.2)$$

により求められる。(ただし ω :平均流速、 ν :動粘性係数、 ℓ :等価直径)

等価直径とは様々な形の流体流路が流体力学上いくらの直径をもつ円管に相当するかを示すもので、

$$\ell = 4 \frac{F}{H_p} \quad (6.3)$$

$$(6.4)$$

(F : 流路断面積 H_p : 熱交換を行う周長) で定義される。

6.4 結果

測定結果を以下まとめる。流量:10 l/min 、流速:0.27 m/s の場合、流量:8 l/min 、流速:0.22 m/s の場合、流量:10 l/min 、流速:0.83 m/s の場合、流量:8 l/min 、流速:0.66 m/s の場合について水温 T_w ($^{\circ}C$)、グラファイトの表面温度 T_g ($^{\circ}C$)、レイノルズ数 Re 、熱伝達係数 α ($kW/m^2/K$) の入熱 (kW) 依存性を表 6.5、6.6、6.7、6.8 に示す。

入熱 (kW)	T_w ($^{\circ}C$)	T_g ($^{\circ}C$)	Re	α ($kW/m^2/K$)
2.88	29.28	13.84	5980.6	2.75
5.22	38.37	15.24	6215.3	3.32
8.09	50.17	16.68	6461.5	3.56
11.42	60.55	18.08	6705.1	3.96
15.74	72.01	20.00	7045.4	4.46
21.04	84.30	22.76	7544.9	5.04
26.55	96.28	22.76	7544.9	5.32

表 6.5: 水流厚さ 5.5mm、流速 0.27m/sec の場合の測定結果

入熱 (kW)	T_w ($^{\circ}C$)	T_g ($^{\circ}C$)	Re	α ($kW/m^2/K$)
3.11	30.58	12.44	4600.8	2.53
5.07	40.14	14.90	4926.5	2.96
7.97	51.84	17.17	5237.2	3.39
11.51	63.99	20.08	5648.0	3.86
15.49	77.31	22.55	6005.5	4.17
21.30	86.99	24.23	6252.2	5.00
26.05	98.18	25.65	6462.6	5.29

表 6.6: 水流厚さ 5.5mm、流速 0.22m/sec の場合の測定結果

入熱 (kW)	$T_w(^{\circ}C)$	$T_g(^{\circ}C)$	Re	$\alpha(kW/m^2/K)$
2.84	19.25	10.71	5474.2	4.90
4.67	30.08	15.84	6317.5	4.84
5.24	31.38	16.60	6447.9	5.22
11.10	49.86	21.31	7281.3	5.73
15.67	61.82	25.01	7959.5	6.27
20.39	73.80	28.89	8683.4	6.69
26.58	87.80	34.12	9665.9	7.30

表 6.7: 水流厚さ 2.0mm、流速 0.83m/sec の場合の測定結果

入熱 (kW)	$T_w(^{\circ}C)$	$T_g(^{\circ}C)$	Re	$\alpha(kW/m^2/K)$
2.78	20.36	9.59	4239.7	3.81
4.76	31.06	14.06	4813.9	4.12
7.62	42.29	17.55	5290.2	4.54
11.44	55.24	23.01	6072.8	5.23
15.41	66.14	28.60	6903.3	6.05
20.26	80.41	34.90	7849.8	6.56
26.35	93.64	37.08	8176.4	6.87

表 6.8: 水流厚さ 2.0mm、流速 0.66m/sec の場合の測定結果

これらの結果より各条件での熱伝達係数の入熱依存性を図 6.11 にまとめた。

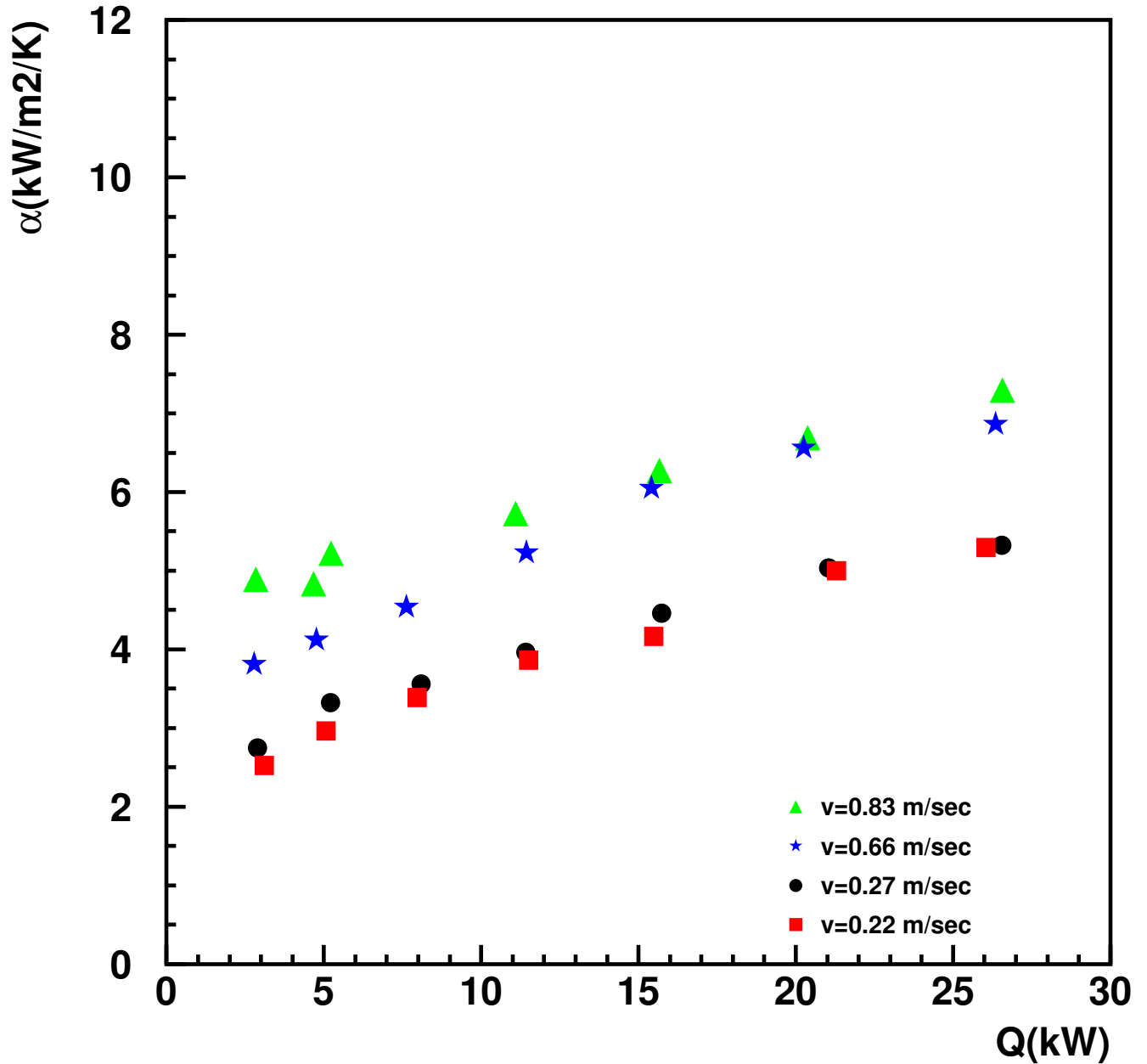


図 6.11: 熱伝達係数の入熱依存性。黒(丸)は流速 $v=0.27\text{m/sec}$ 、赤(四角)は流速 $v=0.22\text{m/sec}$ 、緑(三角)は流速 $v=0.83\text{m/sec}$ 、青(星)は流速 $v=0.66\text{m/sec}$ の場合である。

この結果から入熱が上がるとともに熱伝達係数は上昇し、また流速が速ければ速い程、熱伝達係数は上昇することが確認できた。入熱が大きいく程、熱伝達係数も大きな値となる理由は以下のように考えられる。入熱が大きくなると水の温度が上昇し、水の動粘性係数が減少する。このことによりレイノルズ数(式 6.2)は大きくなる。レイノルズ数が大きくなるにつれて水の流れは層流から乱流に移行する。そのため入熱が上がり水の温度が上昇していくにつれて熱伝達係数は上

昇して行くと考えられる。

6.5 まとめ

今回の測定により、グラファイトの予想される発熱量である約 60kJ/pulse(20kW 相当) の熱を水冷却した場合、水冷却の効率(グラファイトの発熱量が約 20kW の場合には表 6.9 のようになることがわかった。

流量 (l/min)	流速 (m/sec)	入熱 (kW)	$\alpha(kW/m^2/K)$
10 l/min	0.27	21.04	5.04
8 l/min	0.22	21.30	5.00
10 l/min	0.83	20.39	6.69
8 l/min	0.66	20.26	6.56

表 6.9: 流速と熱伝達係数の関係

ターゲットはホーンの中に挿入するようなデザインになっているためターゲット周りの厚さは出来るだけ薄いほうが良い。そのため水流の断面厚が 2mm で十分冷却でき、さらに 5.5mm より 2.0mm の方が流速が速くなり冷却効率は良くなることが確認できたことは重要である。このことから今回の測定では水道水を使用したため流量の最大が制限されてしまったが、ポンプを使用して水を循環させるなどしてさらに流速を速くすることが出来れば、さらに熱伝達係数は上昇すると考えられる。

第7章 結論

本論では JHF-Kamioka ニュートリノ振動実験におけるニュートリノビーム生成方法として Off-Axis ビームと Off-Axis with bending magnet ビームを比較した。Off-Axis ビームはエネルギー幅の狭く、インテンシティの強いニュートリノビームを生成することができるが、ニュートリノのエネルギースペクトルのピークを変えようと思ったときにビームライン下流、ターゲット、ホーンの位置を調整し直す必要がある。これが、Off-Axis with bending magnet ビームの場合にはビーム軸を固定しておいて、2nd ホーンの後ろに設置した bending magnet の磁場を変えるだけでピークエネルギーを変えることができると考えられ、さらに Off-Axis ビームとほぼ同等のニュートリノフラックスが得られると期待させたので、シミュレーションを行った。その結果、Off-Axis with bending magnet ビームの $\theta_{OA} = 2.6^\circ$, $BdL=0.06\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ で Off-Axis ビームの 3° と、 $BdL=-0.134\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ で Off-Axis ビームの 2° とほぼ同等のニュートリノフラックスを得られるということがわかった。従って、Off-Axis angle が 2° から 3° 内の任意の Off-Axis angle に対応するビームがこの方法によって簡単に生成できることになる。

次にホーンカレントのふらつきによる影響についてまとめると、ニュートリノフラックスの変化を 5%以内にするためには 1st ホーンのカレントのふらつきは 12%以内に抑える必要があり、このふらつきはミュオンモニターのスレッシュホールドが 3 または 5GeV の時にはミュオンモニターで見ることができる。同様にニュートリノフラックスの変化は 5%以内にするためには 2nd ホーンのカレントのふらつきは 20%以内に抑える必要がある。このふらつきはミュオンモニターのスレッシュホールドが 3,5,8GeV どの場合でもミュオンモニターで見ることができる。さらにニュートリノフラックスの変化を 5%以内にするためには 1st,2nd ホーンのカレントの同時変化は 20%以内にする必要がある。この場合もスレッシュホールドが 3,5,8GeV どの場合でもミュオンモニターで見ることができる。

次に bending magnet の磁場のふらつきによる影響を見積もった。Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=0.060\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ の磁場が 10%以上ふらついた時、スレッシュホールドが 3GeV,5GeV 程度であれば、ミュオンモニターによりそのふらつきを知ることができる。しかしスレッシュホールドが 8GeV の場合は磁場のふらつきをモニターするのは 3GeV や 5GeV の場合に比べてかなり難しいことがわかった。同様に Off-Axis with bending magnet 2.6° , $BdL=-0.134\text{Tesla}\cdot\text{meter}$ の磁場が 5%以上ふらついた時、スレッシュホールドが 3GeV,5GeV の場合にはミュオンモニターによりふらつきを知ることができる。この時もスレッシュホールドが 8GeV の場合は磁場のふらつきをモニターするのは難しいことがわかる。以上の結果よりミュオンモニターのスレッシュホールドは 8GeV より下の方が望ましいと考えられる。この Off-Axis with bending magnet ビームを採用するとした時に、まず bending magnet の発熱の問題がある。そこでシミュレーションにより陽子ビーム 1pulse 当たり bending magnet のエネルギー損失を計算した。その結果、bending magnet の温度上昇は 0.02K/pulse、シールドの温度上昇は 0.16K/pulse となり、十分冷却可能であること

がわかった。JHF-Kamioka 実験では大強度陽子ビームを用いるため、ターゲットの発熱が非常に問題になるので、ターゲットの冷却試験を行い、ターゲットの候補であるグラファイトを発熱させ、その周りに水を流し水により冷却した。冷却の目安として熱伝達係数 α をもとめた。発熱量が約 20kW の場合には、水の流速が 0.27m/sec の時には $\alpha = 5.04(kW/m^2/K)$ 、0.22m/sec の時には $\alpha = 5.00(kW/m^2/K)$ 、0.66m/sec の時には $\alpha = 6.56(kW/m^2/K)$ 、0.83m/sec の時には $\alpha = 6.69(kW/m^2/K)$ となり水の流速が速くなればなるほど熱を奪う効率も良くなることが確認された。また、ターゲットを十分冷却するのに水流断面厚が 2.0mm あればよいことがわかった。

関連図書

- [1] Particle data group
- [2] M.Ishitsuka for the Super-Kamiokande Collaboration,Proceeding of the XVI International Conference on Particles and Nuclei,to be published
- [3] hep-ex/0212007
- [4] A. Carrol et al., "Over View of Recent Focussing Horns for The BNL Neutrino Program", IEEE Particle Accelerater Conference, 1987, Proc., IEEE Accelerator Engineering and Technology, Vol.3, p1731(1987)