

東邦大学審査学位論文（博士）

1 GeV エネルギー領域における
ニュートリノ・鉄荷電カレント反応の研究
Study of neutrino charged-current interactions on iron
around 1 GeV energy region

東邦大学大学院 理学研究科 物理学専攻 素粒子物理学教室
7416001 大島 仁

2021年3月17日

論文要旨

1998年にニュートリノ振動が発見され、今日の重要な研究課題の一つは加速器によるニュートリノビームを用いたニュートリノ振動の精密測定である。ニュートリノ振動実験に用いられるのは主に数百 MeV から数 GeV のエネルギー領域におけるニュートリノ・原子核反応である。しかし、その基礎となるニュートリノ・原子核反応自体の理解が不十分なため、測定における大きな不定性となっている。複数の反応素過程の存在に加えて、生成された二次粒子が標的原子核内で衝突や吸収を起こす終状態反応や、電子散乱実験によって示唆されている複数の核子が関わる反応などの混在が不定性の要因と考えられている。これらのニュートリノ・原子核反応を実験的に理解し、明確な描像を得ることはニュートリノ振動測定の精密化に向けた喫緊の課題である。

ニュートリノと鉄の反応を詳細に研究することを目的として、本研究では大強度陽子加速器施設 (J-PARC) のニュートリノモニター棟に 65 kg 鉄標的原子核乾板検出器を設置し、 4.0×10^{19} 個の陽子を標的に衝突させて生成した平均エネルギー 1.49 GeV のニュートリノビームを照射した。原子核乾板は sub- μm の分解能と広い角度アクセプタンスを有する飛跡検出器であり、500 μm 厚鉄プレートと 300 μm 厚原子核乾板を交互積層することで、ニュートリノ・原子核反応における終状態の荷電ハドロンを低運動量閾値 (陽子で 200 MeV/c, 荷電パイ中間子で 50 MeV/c) で検出することができる。本研究において原子核乾板検出器を用いた 1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノ・鉄荷電カレント反応の系統的な解析方法を確立し、183 事象のニュートリノ・鉄荷電カレント反応を検出した。

本照射実験で検出したニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象に対して系統的な解析を行い、フラックス平均断面積を測定した結果、 $\sigma_{\text{CC}}^{\text{Fe}} = (1.28 \pm 0.11(\text{stat.})_{-0.11}^{+0.12}(\text{syst.})) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleon}$ を得た。また、ミューオンの位相空間を $\theta_{\mu} < 45^{\circ}$, $p_{\mu} > 400 \text{ MeV}/c$ に制限したフラックス平均断面積を測定した結果、 $\sigma_{\text{CC phase space}}^{\text{Fe}} = (0.84 \pm 0.07(\text{stat.})_{-0.06}^{+0.07}(\text{syst.})) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleon}$ を得た。これらの断面積の測定結果は同ビームラインで過去に測定された断面積の測定結果と矛盾せず、現在のニュートリノ反応モデルによる予測とも一致した。さらに、ニュートリノ・鉄反応由来のミューオン、陽子、荷電パイ中間子の多重度、放出角、運動量を測定し、モンテカルロシミュレーションの予測データと比較した。ミューオンの測定結果はシミュレーションデータとよく一致している一方で、統計的な不定性は大きい。陽子と荷電パイ中間子の測定結果はシミュレーションデータの一部と相違が見られた。

本測定結果は 1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノ・鉄荷電カレント反応に対して、200 MeV/c の低運動量陽子まで含めた測定データとシミュレーションデータを比較した初めての結果である。本研究はニュートリノ・原子核反応を詳細に理解するための第一歩であり、ニュートリノ反応由来の陽子と荷電パイ中間子の多重度ならびに運動学的情報はニュートリノ反応モデルの将来的な検証と構築のための重要な基礎データとなる。

目次

第1章	序論	1
1.1	素粒子標準模型におけるニュートリノ	1
1.2	ニュートリノ反応	2
1.3	加速器ニュートリノ実験の背景	5
1.4	原子核乾板検出器を用いたニュートリノ反応の測定実験	11
第2章	物理的背景	13
2.1	ニュートリノ・原子核反応	13
2.1.1	荷電カレント準弾性散乱	13
2.1.2	荷電カレント共鳴パイ中間子生成	16
2.1.3	コヒーレントパイ中間子生成	18
2.1.4	深非弾性散乱	20
2.2	原子核の効果	21
2.2.1	原子核モデル	21
2.2.2	核子間相関	22
2.2.3	終状態反応	26
第3章	ニュートリノ照射実験	29
3.1	ニュートリノビームの生成	29
3.1.1	陽子ビーム	29
3.1.2	ニュートリノビーム	30
3.2	検出器構成	31
3.3	原子核乾板検出器	34
3.3.1	原子核乾板	34
3.3.2	ECC	37
3.4	原子核乾板多段シフター	39
3.5	INGRID	42
3.6	データサンプル	42
第4章	飛跡再構成	45
4.1	原子核乾板の飛跡読み取り	45
4.2	ECCの飛跡再構成	48
4.2.1	ベーストラック	48
4.2.2	リンクレット・チェーン	54
4.2.3	ECCブリック間の飛跡接続	58

4.3	多段シフターによる時間情報付与	60
4.4	INGRIDの飛跡再構成	64
4.5	ECC-Shifter-INGRIDトラックマッチング	68
第5章	モンテカルロシミュレーション	75
5.1	構成	75
5.2	ニュートリノビーム	75
5.2.1	フラックス	75
5.2.2	ビーム照射角度	77
5.3	ニュートリノ反応	78
5.4	検出器応答	81
第6章	ニュートリノ反応の事象解析	85
6.1	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応の事象再構成	85
6.1.1	スキャンバック法	85
6.1.2	有効体積カット	85
6.1.3	ニュートリノ反応候補の事象確定	88
6.1.4	二次粒子探索	91
6.1.5	キंक構造をもつ2トラック事象のカット	93
6.1.6	運動量の一致度を用いた事象選別	95
6.1.7	ニュートリノ反応候補の事象数のまとめ	96
6.2	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積	99
6.2.1	フラックス	100
6.2.2	標的核子数	100
6.2.3	検出効率	101
6.3	運動量測定	102
6.3.1	角度法	103
6.3.2	位置変位法	103
6.3.3	飛程を用いた運動量測定	104
6.3.4	二次粒子の運動量測定	107
6.4	粒子識別	114
6.4.1	ボリュームパルスハイト	114
6.4.2	粒子識別	124
第7章	背景事象	131
7.1	ECC-Shifter-INGRIDトラックマッチングの誤接続による背景事象	131
7.1.1	誤接続事象の評価	131
7.1.2	統計誤差	132
7.1.3	系統誤差	134
7.1.4	荷電粒子の多重度分布, 放出角分布, 運動量分布	137
7.2	ビーム起因の背景事象	138
7.2.1	中性カレント反応による背景事象	139
7.2.2	反ニュートリノ反応による背景事象	139

7.2.3	電子ニュートリノおよび反電子ニュートリノ反応による背景事象	139
7.2.4	INGRID 水平モジュール由来の背景事象	139
7.2.5	INGRID 垂直モジュール由来の背景事象	140
7.2.6	壁由来の背景事象	140
第 8 章	系統誤差	141
8.1	ニュートリノフラックス	141
8.2	ニュートリノ反応	146
8.3	背景事象の見積もり	149
8.4	検出器応答	149
8.5	まとめ	153
第 9 章	結果	157
9.1	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積	157
9.2	荷電粒子の多重度	158
9.3	荷電粒子の運動学的情報	164
第 10 章	結論	175
	謝辞	177
	付録	179
A	モンテカルロシミュレーション	179
A.1	標的物質の補正	179
B	マニュアルチェック	180
B.1	手順	180
B.2	精度	181
C	背景事象	184
C.1	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続における位置依存性の確認	184
D	系統誤差	186
D.1	ニュートリノフラックス	186
	引用文献	189

目次

1.1	素粒子標準模型	2
1.2	ニュートリノ荷電カレント反応とニュートリノ中性カレント反応のファインマンダイアグラム	4
1.3	ニュートリノ荷電カレント荷電カレント準弾性散乱の模式図	5
1.4	先行研究によるニュートリノ荷電カレント反応の断面積測定	8
1.5	ニュートリノ・鉄反応由来の終状態陽子の運動量分布	9
1.6	荷電カレント準弾性散乱の模式図	10
1.7	ニュートリノのエネルギー再構成における残差	11
2.1	荷電カレント準弾性散乱のファインマンダイアグラム	13
2.2	荷電カレント共鳴パイ中間子生成のファインマンダイアグラム	17
2.3	荷電カレントコヒーレントパイ中間子生成のファインマンダイアグラム	18
2.4	荷電カレント深非弾性散乱のファインマンダイアグラム	20
2.5	核子の運動量分布	22
2.6	ニュートリノ・炭素荷電カレント準弾性散乱の断面積のRPA補正係数	23
2.7	2p2h反応のファインマンダイアグラム	24
2.8	ニュートリノ・炭素荷電カレント準弾性散乱の断面積	25
2.9	終状態反応の模式図	26
3.1	J-PARCの鳥瞰図	29
3.2	陽子ビームスピルの模式図	30
3.3	ニュートリノビームラインとニュートリノモニター棟の模式図	31
3.4	J-PARCニュートリノモニター棟における本検出器の設置場所	32
3.5	検出器の構成の模式図	33
3.6	原子核乾板検出器(原子核乾板と鉄プレート)	34
3.7	原子核乾板の構造	35
3.8	原子乾板に記録されたニュートリノ反応由来の荷電粒子の飛跡の顕微鏡写真	36
3.9	ECCブリックの構造	38
3.10	ECCブリックの配置図	39
3.11	多段シフターの構造	40
3.12	多段シフターの各ステージの位置の時間変化	41
3.13	INGRIDモジュールの構造	42
4.1	HTSの外観	45
4.2	スキャンングエリアの設計	46

4.3	飛跡読み取り装置による 16 層断層撮像	47
4.4	飛跡読み取り装置による飛跡の再構成	47
4.5	16 層断層撮像におけるポリウムパルスハイトの取得	48
4.6	マイクロトラックとベーストラックの模式図	49
4.7	評価フィルムを通過する飛跡の選出	50
4.8	ベーストラックの検出効率とバックグラウンド率の評価	51
4.9	位置差許容値に対するベーストラックの探索効率とバックグラウンド率の推移	52
4.10	ベーストラックの検出効率の傾き依存性	53
4.11	チェーンの再構成効率の傾き依存性	55
4.12	チェーンの再構成効率の測定データと MC シミュレーションの比較	56
4.13	チェーンのトラックセグメント間の接続効率の傾き依存性	57
4.14	Black トラックの再接続効率	58
4.15	ECC ブリック間の飛跡接続効率	59
4.16	ECC ブリック間の飛跡接続効率の測定データと MC シミュレーションの比較	60
4.17	多段シフターのステージシフト量とタイムピークの位置関係	61
4.18	ECC-Shifter 間の飛跡接続効率	62
4.19	多段シフターの時刻と INGRID の時刻の相関	63
4.20	ECC ブリックと多段シフターの飛跡の接続本数と時間情報の相関	64
4.21	INGRID のヒット効率と飛跡の角度依存性	65
4.22	INGRID のトラッキングプレーンの平均ヒット時間と各チャンネルのヒット時間の残差分布	66
4.23	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける検出器の模式図	68
4.24	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける時間差分布	69
4.25	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける傾きの差分布	69
4.26	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける位置差分布	70
4.27	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける飛跡接続効率	71
4.28	ECC-INGRID 間の飛跡接続効率	72
4.29	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける飛跡接続効率の時間依存性	72
5.1	モンテカルロシミュレーションの構成	75
5.2	ニュートリノビームのフラックス	76
5.3	原子核乾板検出器の設置位置におけるニュートリノビームの入射方向	77
5.4	ニュートリノ・鉄反応の断面積	80
5.5	ニュートリノ・鉄反応のエネルギー分布	80
5.6	GEANT4 で構築した検出器のイベントディスプレイ	82
6.1	ECC トラックの最上流トラックセグメントの二次元位置分布	86
6.2	ECC トラックの最上流トラックセグメントの一次元位置分布	87
6.3	FTS にフィルムをセットした様子	88
6.4	突き抜けチェックの模式図	89
6.5	反応標的チェックの模式図	90

6.6	パートナートラックの探索効率	92
6.7	最近接距離の許容値	93
6.8	キंक事象のイベントディスプレイ	94
6.9	キंक事象の開き角分布	95
6.10	運動量の一致度を用いた事象選別	96
6.11	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象候補のイベントディスプレイ	97
6.12	ECCブリック中のニュートリノ反応の事象選別効率	99
6.13	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応の検出効率とニュートリノエネルギーの相関	102
6.14	角度法における角度変位量測定の様式図	103
6.15	位置変位法における位置変位量測定の様式図	104
6.16	鉄中における荷電粒子の電離損失および飛程と運動量の相関	105
6.17	飛程の測定方法	107
6.18	二次粒子の運動量測定の様式図 (1)	108
6.19	二次粒子の運動量測定の様式図 (2)	109
6.20	運動量測定における統計誤差と系統誤差の定義	110
6.21	角度法を用いた運動量の測定精度	111
6.22	位置変位法を用いた運動量の測定精度	111
6.23	飛程を用いた運動量の測定精度	112
6.24	ECCブリック中における荷電パイ中間子の二次反応	112
6.25	運動量測定の様式図の運動量依存性	113
6.26	運動量測定の様式図の Nseg 依存性	114
6.27	ボリュームパルスハイトと電離損失の運動量依存性	115
6.28	最小電離粒子と高電離粒子のボリュームパルスハイト分布	116
6.29	最小電離粒子のボリュームパルスハイトの中心値と標準偏差の傾き依存性	118
6.30	高電離粒子のボリュームパルスハイトの中心値と標準偏差の傾き依存性	119
6.31	最小電離粒子と高電離粒子のボリュームパルスハイトの中心値と標準偏差の運動量依存性	121
6.32	飛跡のボリュームパルスハイトと経過時間の相関	122
6.33	ボリュームパルスハイトの系統誤差の定義	123
6.34	ニュートリノ反応由来の陽子と荷電パイ中間子のボリュームパルスハイト	124
6.35	ニュートリノ反応由来の荷電粒子のボリュームパルスハイト分布	126
6.36	ニュートリノ反応由来の陽子と荷電パイ中間子の尤度比分布	127
6.37	尤度比を用いた粒子識別の評価	128
7.1	誤接続による背景事象の割合と時間情報のシフト量の相関	132
7.2	誤接続による背景事象の鉄標的反応の割合	133
7.3	偽トラックマッチングデータの生成における期待値	135
7.4	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続による背景事象の評価における系統誤差の k と E に対する依存性	137
7.5	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続による背景事象の荷電粒子の多重度分布	138

8.1	ニュートリノフラックスの不定性の共分散行列	141
8.2	ニュートリノフラックスの不定性	142
8.3	ニュートリノ荷電カレント反応の事象数におけるニュートリノフラックス の不定性の評価	143
8.4	ニュートリノフラックスの不定性によるニュートリノ荷電カレントフラッ クス平均断面積のノミナル値からの変動	145
8.5	ミューオンの放出角分布におけるニュートリノフラックスの不定性の評価	146
8.6	荷電粒子, 荷電パイ中間子, 陽子の多重度分布における系統誤差	154
8.7	ミューオン, 荷電パイ中間子, 陽子の放出角および運動量の分布における 系統誤差	155
9.1	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定結果 .	158
9.2	荷電粒子の多重度の測定結果	160
9.3	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応の荷電粒子のボリュームパルスハイト と運動量の相関	161
9.4	荷電パイ中間子の多重度の測定結果	162
9.5	陽子の多重度の測定結果	163
9.6	ミューオンの放出角の測定結果	166
9.7	ミューオンの運動量の測定結果	167
9.8	ミューオンの放出角と運動量の相関の測定結果	168
9.9	荷電パイ中間子の放出角の測定結果	169
9.10	荷電パイ中間子の運動量の測定結果	170
9.11	荷電パイ中間子の放出角と運動量の相関の測定結果	171
9.12	陽子の放出角の測定結果	172
9.13	陽子の運動量の測定結果	173
9.14	陽子の放出角と運動量の相関の測定結果	174
B.1	プレートセットの精度(全傾き成分)	182
B.2	プレートセットの精度の傾き依存性	183
B.3	マニュアルチェックの位置測定精度	184
C.4	偽トラックマッチングデータ生成のための位置シフト(スキニングエリア3)	185
C.5	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続による背景事象の割合 の位置シフトの有無の比較	186
D.6	ニュートリノフラックスのハドロン反応由来の不定性	187
D.7	ニュートリノフラックスのビームパラメータによる不定性	188

表目次

1.1	近年の加速器ニュートリノ実験	6
1.2	近年の加速器ニュートリノ実験によるニュートリノ・原子核反応の先行研究	7
1.3	陽子の運動量閾値の比較	9
1.4	NINJA 実験の各ビーム照射のまとめ	12
3.1	本照射実験における J-PARC 陽子ビームのパラメータ	30
3.2	原子核乳剤の組成	37
3.3	原子核乳剤の密度と放射長	37
3.4	多段シフターのステージ駆動	41
3.5	ニュートリノビームの照射期間と累積 POT	43
4.1	飛跡本数と飛跡探索効率およびバックグラウンド率の関係	50
4.2	INGRID モジュール 4 の飛跡再構成の系統誤差	67
4.3	ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける事象数の推移	73
5.1	ニュートリノビーム中の各ニュートリノ成分の割合とエネルギー	77
5.2	NEUT で使用したニュートリノ反応モデルとパラメータ	79
5.3	ニュートリノ・鉄反応の反応モードの比率	81
6.1	ニュートリノ反応候補の事象数の推移	98
6.2	ニュートリノ荷電カレント反応候補の反応標的の内訳	98
6.3	ニュートリノ・鉄反応候補の事象の内訳	98
6.4	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定	100
6.5	運動量の測定精度	113
6.6	尤度比を用いた粒子識別の効率と純度	129
8.1	ニュートリノ反応モデルのパラメータのノミナル値と不定性	147
8.2	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定におけるニュートリノ反応の不定性	148
8.3	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定における検出器応答の不定性	152
8.4	ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定における系統誤差	153
9.1	陽子と荷電パイ中間子の多重度の相関 (測定データ)	164
9.2	陽子と荷電パイ中間子の多重度の相関 (モンテカルロシミュレーション)	165

A.1 鉄 (^{56}Fe) の中性子数と陽子数	180
A.2 SUS304 の中性子数と陽子数	180

第1章 序論

1.1 素粒子標準模型におけるニュートリノ

ニュートリノは1930年に中性子のベータ崩壊におけるエネルギー保存則および角運動量保存則を説明するために W. Pauli によって存在が提唱 [1] された粒子である。ニュートリノを最初に観測したのは F. Reines と C. L. Cowan であり、1956年に原子炉からの反電子ニュートリノを初めて検出 [2] した。その後、1962年には L. M. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger のグループがブルックヘブン国立研究所の加速器である AGS (Alternating Gradient Synchrotron) を用いた実験でミューオンニュートリノを検出 [3] し、電子ニュートリノとミューオンニュートリノの存在を確立した。三世代目であるタウニュートリノは、2000年にフェルミ国立加速器研究所のニュートリノビームを使った DONUT 実験 [4] によって直接観測された。軽いニュートリノの世代数は、電子・陽電子衝突型加速器の LEP や SLC の実験 (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD) による Z^0 粒子の崩壊幅の精密測定 [5, 6] によって三世代であることが示されている。

図 1.1 に標準模型における素粒子の一覧を示す。素粒子標準模型は、6種類のクォーク、6種類のレプトン、4種類のゲージボソンとヒッグスボソンで構成される。光子 (γ)、ウィークボソン (W, Z)、グルーオン (g) はそれぞれ、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を仲介するゲージボソンであり、ヒッグスボソン (H) はヒッグス機構 [7-9] を通して物質や一部のゲージ粒子に質量を与える。標準模型では、ニュートリノはヒッグスボソンと相互作用しないと仮定するため、ニュートリノの質量は0だと仮定されている。また、ニュートリノは弱い相互作用のみ行う中性粒子であるが、ウィークボソンはニュートリノの左巻き成分および反ニュートリノの右巻き成分のみと相互作用するため、標準模型ではニュートリノの右巻き成分および反ニュートリノの左巻き成分は存在しないと見なしている。

		Fermions			Bosons	
		I	II	III		
Quarks	mass	2.2 MeV/c ²	1.3 GeV/c ²	172.8 GeV/c ²	0	125 GeV/c ²
	charge	2/3	2/3	2/3	0	0
	spin	1/2	1/2	1/2	1	0
		<i>u</i>	<i>c</i>	<i>t</i>	<i>g</i>	<i>H</i>
		up	charm	top	gluon	higgs
		4.7 MeV/c ²	93 MeV/c ²	4.2 GeV/c ²	0	
Leptons	charge	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	spin	1/2	1/2	1/2	1	
		<i>d</i>	<i>s</i>	<i>b</i>	<i>γ</i>	
		down	strange	bottom	photon	
		511 keV/c ²	105.7 MeV/c ²	1.777 GeV/c ²	91.2 GeV/c ²	
	charge	-1	-1	-1	0	
spin	1/2	1/2	1/2	1		
	<i>e</i>	<i>μ</i>	<i>τ</i>	<i>Z</i>		
	electron	muon	tau	Z boson		
	< 1.1 MeV/c ²	< 0.19 MeV/c ²	< 18.2 MeV/c ²	80.4 GeV/c ²		
charge	0	0	0	±1		
spin	1/2	1/2	1/2	1		
	<i>ν_e</i>	<i>ν_μ</i>	<i>ν_τ</i>	<i>W</i>		
	electron neutrino	muon neutrino	tau neutrino	W boson		

図 1.1: 素粒子標準模型. 6 種類のクォーク, 6 種類のレプトン, 4 種類のゲージボソンとヒッグスボソンで構成される.

1.2 ニュートリノ反応

ニュートリノが弱い相互作用を通じて起こす反応は, W^\pm ボソンを介した荷電カレント反応 (CC: Charged-current interaction) と Z^0 ボソンを介した中性カレント反応 (NC: Neutral-current interaction) に大別できる. ニュートリノ荷電カレント反応では, ニュートリノが対応する荷電レプトンを放出する. 荷電レプトンを検出することによってニュートリノ反応を検出することができるため, ニュートリノ実験における信号事象として用いられることが多い. 本研究で用いたニュートリノはミューオンニュートリノであるため, 荷電カレント反応によってミューオンが放出される. 荷電レプトンのうち, 特にミューオンは物質をよく貫通するため検出が容易であり, 本研究においてもニュートリノ荷電カレント反応の検出に用いた.

以下にニュートリノ反応の各反応モードを示す.

荷電カレント反応 (CC interaction)

- 準弾性散乱 (QE : Quasi elastic scattering)

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p$$
- 共鳴パイ中間子生成 (RES : Resonant pion production)

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + N' + \pi$$
- 二核子反応 (2p2h : two-particle-two-hole)

$$\nu_l + n + N \rightarrow l^- + p + N$$
- 深非弾性散乱 (DIS : Deep inelastic scattering)

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + N' + X$$
- コヒーレントパイ中間子生成 (COH π : Coherent pion production)

$$\nu_l + A \rightarrow l^- + \pi^+ + A$$

中性カレント反応 (NC interaction)

- 準弾性散乱 (QE : Quasi elastic scattering)

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N$$
- 共鳴パイ中間子生成 (RES : Resonant pion production)

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + \pi$$
- 深非弾性散乱 (DIS : Deep inelastic scattering)

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + X$$
- コヒーレントパイ中間子生成 (COH π : Coherent pion production)

$$\nu_l + A \rightarrow \nu_l + \pi^0 + A$$

ここで, l は荷電レプトンを表しており, ν_l は対応する世代のニュートリノである. p は陽子, n は中性子を表しており, N と N' は核子 (陽子と中性子) を表している. A は原子核を表しており, X はハドロンを表している. 本研究で用いた 1 GeV エネルギー領域で起きる主な反応モードは荷電カレント準弾性散乱と荷電カレント共鳴パイ中間子生成反応である. 各反応モードについては Sec. 2.1 において詳細に述べる.

図 1.2 にニュートリノ荷電カレント反応とニュートリノ中性カレント反応のファインマンダイアグラムの一例を示す. p_1, p_2, p_3, p_4 は各粒子の四元運動量を表している. q は四元運動量移行であり, $q = p_1 - p_3$ である.

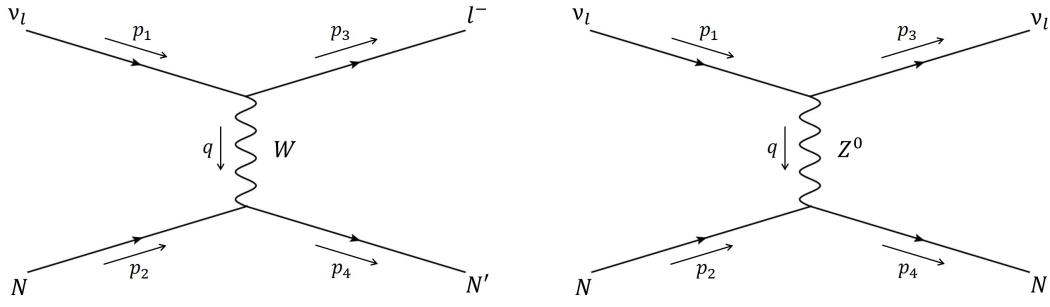


図 1.2: ニュートリノ荷電カレント反応とニュートリノ中性カレント反応のファインマンダイアグラム. 左図に荷電カレント反応, 右図に中性カレント反応の一例を示す.

弱相互作用におけるバーテックス因子は下記のように表される.

$$W^\pm : \frac{-ig_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5), \quad (1.1)$$

$$Z^0 : \frac{-ig_z}{2}\gamma^\mu(c_V^f - c_A^f\gamma^5). \quad (1.2)$$

g_w と g_z は弱結合定数と呼ばれ, それぞれ W ボソンと Z ボソンを介した相互作用の結合定数である. 弱結合定数は, 電気結合定数 g_e と弱混合角 (ワインバーグ角) θ_w との間に

$$g_w = \frac{g_e}{\sin\theta_w}, \quad g_z = \frac{g_e}{\sin\theta_w \cos\theta_w}, \quad (1.3)$$

の関係をもつ. γ^μ はディラック行列であり, $\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ である. $\gamma^\mu(1-\gamma^5)$ は $V-A$ ¹⁾ 構造をもち, 弱相互作用におけるパリティ非保存を表す. c_V^f はベクトル結合, c_A^f は軸性ベクトル結合と呼ばれる係数で, 反応に含まれるクォークあるいはレプトン (f) に依存する. c_V^f と c_A^f は GWS (Glashow, Weinberg and Salam) 模型によって弱混合角で決定される.

式 (1.2) を用いて, 弱相互作用の荷電カレントおよび中性カレントは次式のように表せる.

$$j^{\mu\pm} = \bar{u}(p_2) \frac{-ig_w}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1-\gamma^5) u(p_1), \quad (1.4)$$

$$j^{\mu 0} = \bar{u}(p_2) \frac{-ig_z}{2} \gamma^\mu (c_V^f - c_A^f \gamma^5) u(p_1). \quad (1.5)$$

u と \bar{u} はディラックスピノールである. 四元運動量 p_1 の状態から p_2 の状態へ遷移した場合を考えている. 荷電カレント反応の不変振幅は次式のように表せる.

$$\mathcal{M}^{\text{CC}} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} j^{\mu\pm} j_{\mu\pm}^\dagger, \quad (1.6)$$

G_F はフェルミ結合定数であり, g_w と W ボソンの質量 M_W を用いて, $G_F \equiv \frac{\sqrt{2}}{8} \left(\frac{g_w}{M_W}\right)^2 = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ と表せる. $j^{\mu\pm}$ はレプトニックカレント, $j_{\mu\pm}^\dagger$ はハドロニックカレントを表している.

¹⁾ $V-A$ (ベクトル - 軸性ベクトル)

図 1.3 にニュートリノ・荷電カレント反応の模式図を示す．ニュートリノ荷電カレント反応の微分断面積は次式のようにレプトニックテンソル $L^{\mu\nu}$ とハドロニックテンソル $W_{\mu\nu}$ の積として表すことができる．

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c}{32\pi M^2 E_\nu^2} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}, \quad (1.7)$$

ここで、 θ_c はカビボ角、 M は核子の質量、 E_ν はニュートリノのエネルギーである．レプトニックテンソルは標準模型のみで表すことができるため、その記述は容易である．一方で、ハドロニックテンソルは原子核内の物理が入るため記述が難しく、核内モデルに依存する．そのため、核内モデルはニュートリノ反応の断面積の記述に影響を与える．また、核子間の相関による二核子反応の存在が電子散乱実験によって示唆されている．さらに、ニュートリノ反応によって生成された粒子の核内における再反応は最終的な観測に影響を与える．このように、原子核内の効果はニュートリノ反応の断面積の記述や最終的な観測に影響するため、原子核内の効果を含めたニュートリノ反応を理解することが重要である．ニュートリノ反応の各反応モードについては Sec. 2.1.1–Sec. 2.1.4 において詳細に述べる．また、原子核の効果については Sec. 2.2 において詳細に述べる．

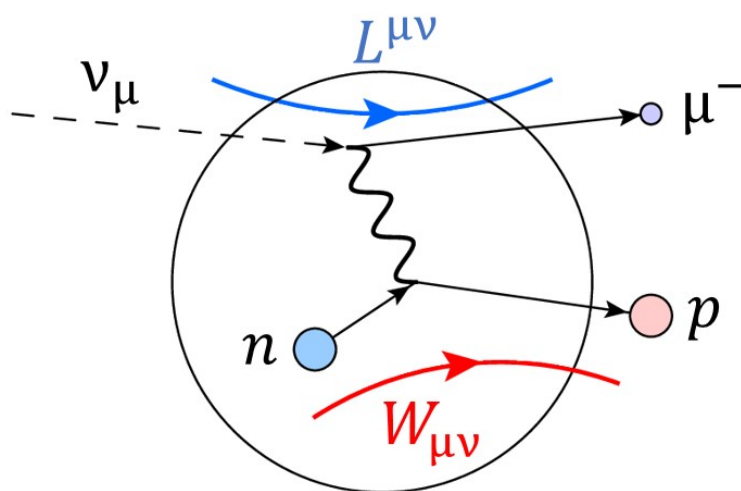


図 1.3: ニュートリノ荷電カレント荷電カレント準弾性散乱の模式図．微分断面積はレプトニックテンソル $L^{\mu\nu}$ とハドロニックテンソル $W_{\mu\nu}$ の積として表すことができる．

1.3 加速器ニュートリノ実験の背景

ニュートリノの反応断面積は非常に小さく、およそ 10^{-38} cm^2 程度である．したがって、ニュートリノ実験で用いる検出器は大質量 ($\sim 10^2$ – 10^7 kg) なものが要求される．検出器自体が大規模であるため、その空間分解能はミリメートルからセンチメートル程度である．検出器の種類はチェレンコフ光検出器と飛跡検出器の二種類に大きく分けることができる．前者は荷電粒子が起こすチェレンコフ光を、後者は荷電粒子の飛跡を検出することで

荷電粒子を検出する。1 GeV エネルギー領域のニュートリノ反応においては原子核の効果が無視できないため、Sec. 2.1 で述べたように原子核の効果を含まれたニュートリノ反応を理解することは重要である。さらに、長基線ニュートリノ振動実験では1 GeV エネルギー領域のニュートリノが使われており²⁾、このエネルギー領域におけるニュートリノ反応に興味が集まっている。これらの理由から、加速器による数百 MeV から数 GeV のニュートリノを用いたニュートリノ・原子核反応の測定実験が盛んに行われている。表 1.1 に加速器を用いた近年のニュートリノ・原子核反応の測定実験の一覧を示す。原子核の効果を理解するためには、様々なエネルギーのニュートリノおよび標的物質を用いてニュートリノ・原子核反応を測定する必要がある。

表 1.1: 近年の加速器ニュートリノ実験。ニュートリノの種類、平均エネルギー、標的物質、検出方法についてまとめている。

Experiment	Beam	$\langle E_\nu \rangle, \langle E_{\bar{\nu}} \rangle$ (GeV)	Target(s)	Detection
ArgoNeuT	$\nu, \bar{\nu}$	4.3, 3.6	Ar	Tracking
ICARUS (at CNGS)	ν	20.0	Ar	Tracking
K2K	ν	1.3	CH, H ₂ O	Tracking
MicroBooNE	ν	0.8	Ar	Tracking+calorimetry
MINERvA	$\nu, \bar{\nu}$	3.5 (low energy), 5.5 (medium energy)	He, C, CH, H ₂ O, Fe, Pb	Tracking+calorimetry
MiniBooNE	$\nu, \bar{\nu}$	0.8, 0.7	CH ₂	Cherenkov
MINOS	$\nu, \bar{\nu}$	3.5, 6.1	Fe	Tracking
NOMAD	$\nu, \bar{\nu}$	23.4, 19.7	C-based	Tracking
NOvA	$\nu, \bar{\nu}$	2.0, 2.0	CH ₂	Tracking+calorimetry
SciBooNE	$\nu, \bar{\nu}$	0.8, 0.7	CH	Tracking
T2K	$\nu, \bar{\nu}$	0.6, 0.6	CH, H ₂ O, Fe	Tracking

表 1.2 に近年のニュートリノ・原子核反応の先行研究について示す。また、図 1.4 に先行研究によるニュートリノ荷電カレント反応の断面積の測定結果を示す。

²⁾ニュートリノ振動の確率はニュートリノの飛行距離に比例し、エネルギー E_ν に反比例するため、ニュートリノ振動実験においては低エネルギーのニュートリノを用いた長基線実験が最適である。

表 1.2: 近年の加速器ニュートリノ実験によるニュートリノ・原子核反応の先行研究. 荷電カレント反応の断面積, パイ中間子が付随しない荷電カレント反応の測定, 荷電カレント反応の荷電パイ中間子の測定についてまとめている.

Experiment	Inclusive cross section	CC0 π measurement	π^\pm measurement
ArgoNeuT	ν_μ [10, 11], $\bar{\nu}_\mu$ [11]	2p [12]	CC [13]
MicroBooNE	ν_μ [14]	-	-
MINERvA	ν_μ [15–18], $\bar{\nu}_\mu$ [18], $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ [28]	$\frac{d\sigma}{dQ^2}$ [19–21], 1p [22], ν_e [29], $\frac{d^2\sigma}{dp_T dp_{ }}$ [30, 31], $\frac{d\sigma}{dp_n} \frac{d\sigma}{d\delta\alpha_T}$ [32], $\frac{d^2\sigma}{dE_{avail} dq_3}$ [33]	CC [23–27]
MiniBooNE	-	$\frac{d^2\sigma}{dT_\mu d\theta_\mu}$ [34, 35], M_A [36] NC [34, 39]	CC [37, 38]
MINOS	ν_μ [40], $\bar{\nu}_\mu$ [40]	M_A [41]	-
NOMAD	ν_μ [42]	M_A , $\sigma(E_\nu)$ [43]	-
SciBooNE	ν_μ [44]	-	-
K2K	-	M_A [45]	CC [46, 47]
T2K	ν_μ [48–52], $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ [59], ν_e [60, 61]	$\frac{d^2\sigma}{dT_\mu d\theta_\mu}$ [53–55], $\sigma(E_\nu)$ [56], M_A [62], NC [63], $\frac{d\sigma}{d\delta p_T} \frac{d\sigma}{d\delta\alpha_T}$ [64]	CC [57, 58]

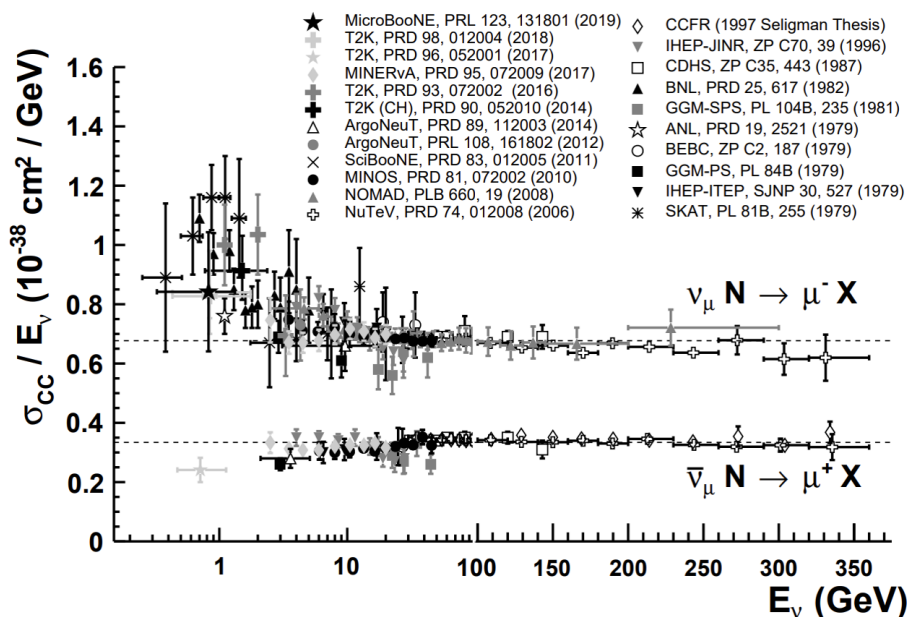


図 1.4: 先行研究によるニュートリノ荷電カレント反応の断面積測定。ニュートリノおよび反ニュートリノ荷電カレント反応の核子当たりの断面積の測定結果を示している。図は Ref[65] から引用した。

表 1.2 と図 1.4 に示したように、ニュートリノ荷電カレント反応の断面積、 $CC0\pi$ 事象および $CC1\pi$ 事象について、ミューオンの測定量を変数とした微分断面積はよく測定されている。一方で、陽子や荷電パイ中間子の運動学的情報を測定した結果は少なく、多重度が 2 以上の測定はほとんどない。これは、シンチレータを用いた飛跡検出器の空間分解能がミリメートルからセンチメートル程度であるため、低運動量粒子の検出が困難であることに起因している。特に陽子の運動量閾値は高いため、ニュートリノ反応由来の低運動量陽子を全て検出することは非常に難しい。表 1.3 に実験グループごとの陽子の運動量閾値を示す。シンチレータバーを使用した飛跡検出器や液体アルゴン TPC (Time projection chamber) と比較して、原子核乾板検出器は $200 \text{ MeV}/c$ の低運動量閾値で陽子を検出できる。図 1.5 にモンテカルロシミュレーション (NEUT) で予測したニュートリノ・鉄荷電カレント反応からの終状態陽子の運動量分布を示す。原子核乾板検出器を用いることで、ニュートリノ反応から放出される陽子の大半を検出できると期待される。

表 1.3: 陽子の運動量閾値の比較. 本研究で用いた原子核乾板検出器 (表中の NINJA) の陽子の検出運動量閾値は $200 \text{ MeV}/c$ であり, 他実験グループ (MicroBooNE[66], T2K[64], MINERvA[19]) と比較して, 低運動量の陽子を検出できる. T2K, MINERvA はシンチレータバーを用いた飛跡検出器, MicroBooNE は液体アルゴン TPC をニュートリノ検出器に使用している.

Experiments	ν energy	ν target	Momentum threshold
NINJA (Emulsion detector)	$\sim 1 \text{ GeV}$	Fe	$200 \text{ MeV}/c$
MicroBooNE	$< \sim 2 \text{ GeV}$	Ar	$300 \text{ MeV}/c$
T2K	$< 1 \text{ GeV}$	CH	$500 \text{ MeV}/c$
MINERvA	$1\text{--}10 \text{ GeV}$	CH	$688 \text{ MeV}/c$

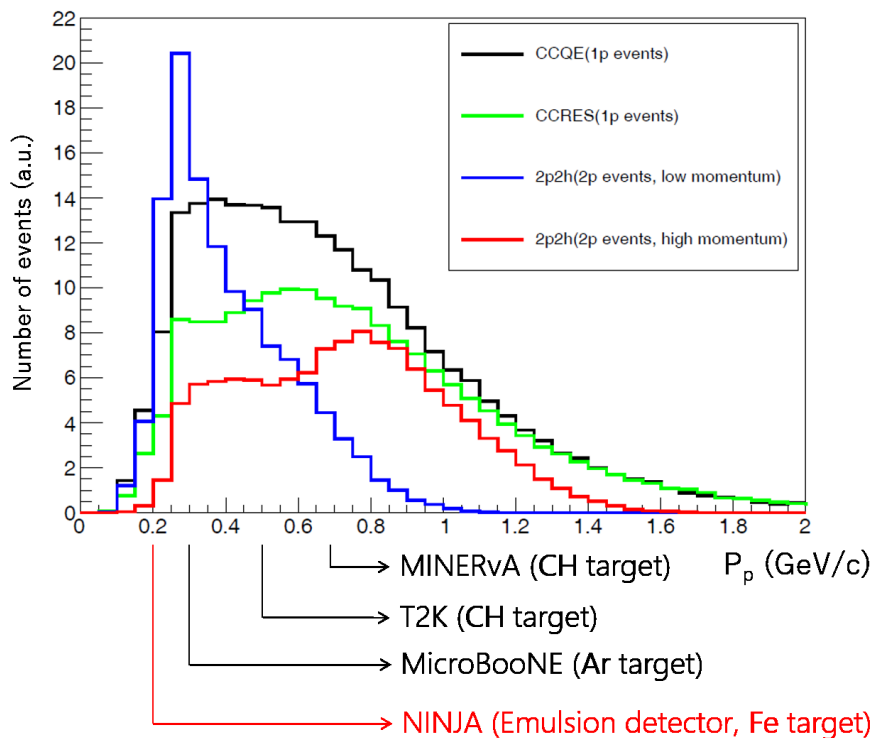


図 1.5: ニュートリノ・鉄反応由来の終状態陽子の運動量分布. モンテカルロシミュレーション (NEUT) による予測を示している. 黒線は荷電カレント準弾性散乱, 緑線は荷電カレント共鳴パイ中間子生成反応を表しており, 終状態陽子が1本の場合の運動量分布である. 赤線と青線は2p2h反応を表しており, 終状態陽子が2本の場合の運動量分布である. 2本の終状態陽子のうち, 赤線は運動量が高い方の陽子の運動量分布で, 青線は運動量が低い方の陽子の運動量分布である. 図中の矢印は表 1.3 の陽子の運動量閾値に対応している. 本研究で用いた原子核乾板検出器の陽子の運動量閾値は $200 \text{ MeV}/c$ のため, ニュートリノ反応由来の陽子の大半を検出できると期待される.

前述のように，長基線ニュートリノ振動実験では1 GeV エネルギー領域のニュートリノが使われている．ニュートリノ振動実験においてはニュートリノ荷電カレント準弾性散乱事象を信号としている．図 1.6 に荷電カレント準弾性散乱の模式図を示す．

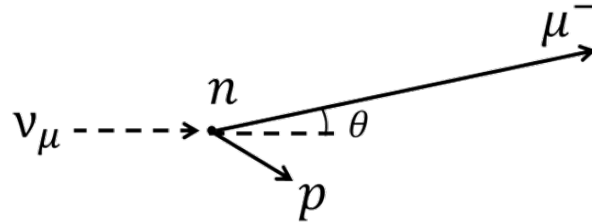


図 1.6: 荷電カレント準弾性散乱の模式図．

T2K 実験 [67] の後置検出器は水チェレンコフ検出器であるため，陽子を検出することができない．しかしながら，荷電カレント準弾性散乱はミュオンと陽子が放出される二体問題であるため，ミュオンのエネルギーと放出角の情報からニュートリノのエネルギーを再構成することができる．標的核子が静止している場合において，ミュオンのエネルギーと放出角を用いたニュートリノのエネルギー再構成を以下に示す．

$$E_{\nu \text{ rec.}} = \frac{ME_{\mu} - m_{\mu}^2/2}{M - E_{\mu} + P_{\mu} \cos \theta}, \quad (1.8)$$

ここで， E_{μ} ， P_{μ} ， $\cos \theta$ ， m_{μ} はそれぞれミュオンのエネルギー，運動量，放出角，質量であり， $E_{\nu \text{ rec.}}$ は再構成したニュートリノのエネルギー， M は反応核子の質量である．この手法の強みはミュオンの情報のみを用いてニュートリノのエネルギーを再構成できる点であり，T2K 実験では後置検出器においてミュオンのみ検出された事象を荷電カレント準弾性散乱事象 (信号事象) としている．ところが，もし共鳴パイ中間子生成によって生成されたパイ中間子が原子核内の終状態反応によって検出されなかった場合，準弾性散乱と共鳴パイ中間子生成を区別することができない．また，ミュオンのみを検出する方法では陽子を1つ放出する準弾性散乱と陽子を2つ放出する2p2h 反応を区別することができない．図 1.7 に式 (1.8) を用いて再構成したニュートリノエネルギーとシミュレーション上の真のニュートリノエネルギーの残差分布を示す．荷電カレント準弾性散乱に対してはニュートリノのエネルギーをよく再構成できているが，他の反応モードに対してはエネルギーを低く再構成してしまう．このエネルギー再構成の不定性はニュートリノ振動測定に影響を与え，現在のニュートリノ振動測定における主な系統誤差の要因の一つになっている．

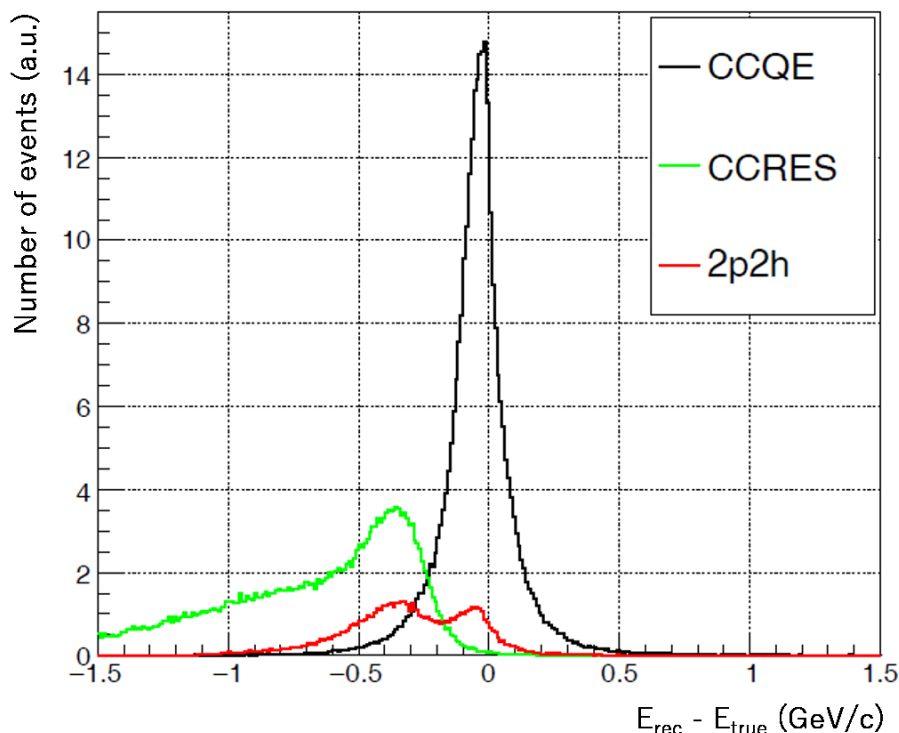


図 1.7: ニュートリノのエネルギー再構成における残差. ミューオンの情報のみを用いて再構成したニュートリノエネルギーとシミュレーション上の真のニュートリノエネルギーの残差分布を表している. モンテカルロシミュレーション (NEUT) を用いてニュートリノ・鉄反応をシミュレートした. 黒色は準弾性散乱, 緑色は共鳴パイ中間子生成, 赤色は 2p2h 反応を表している.

上記の実験的な背景を踏まえて, 1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノ・原子核反応を理解することは極めて重要である. このニュートリノ・原子核反応を理解するためには, ニュートリノ反応由来の陽子と荷電パイ中間子を低運動量閾値で検出し, 測定することが重要である. そこで, 本研究では低運動量閾値で陽子と荷電パイ中間子を検出できる原子核乾板検出器を用いてニュートリノ・鉄荷電カレント反応の研究を行った.

1.4 原子核乾板検出器を用いたニュートリノ反応の測定実験

Sec. 1.3 で述べたニュートリノ実験の現状に着目し, 原子核乾板を用いた 1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノ・原子核反応の研究, NINJA(The Neutrino Interaction research with Nuclear emulsion and J-PARC Accelerator) 実験が立ち上がった. 原子核乾板は $\text{sub-}\mu\text{m}$ の分解能と広い角度アクセプタンスを有する飛跡検出器であり, 標的物質との積層構造にすることで, ニュートリノ・原子核反応における終状態の荷電ハドロンを低運動量閾値で検出することができる. 標的物質には様々な物質を導入することが可能であり, 原子核の効果を含めたニュートリノ反応の研究を行うことができる. NINJA 実験は

大強度陽子加速器施設のニュートリノモニター棟に原子核乾板を用いたニュートリノ検出器を導入し、1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノ・原子核反応由来の荷電粒子を精密に測定する。

表 1.4 に NINJA 実験の各ビーム照射におけるビーム照射期間や検出器構造をまとめた。今までに、NINJA 実験では鉄標的と水標的の原子核乾板検出器を用いてそれぞれのビーム照射を行ってきた。2015 年に行った 2 kg 鉄標的実験によって、鉄標的原子核乾板検出器を用いた低エネルギーニュートリノ反応の検出を初めて実証した [68, 69]。2 kg 鉄標的実験で得た知見を基にして、検出器の大きさや実験の規模を拡張した 65 kg 鉄標的実験を 2016 年に行った。この 65 kg 鉄標的実験では、原子核乾板検出器を用いた 1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノ反応の解析方法の確立および物理解析を目的とした。この照射実験で使用した原子核乾板検出器の製造や性能評価の詳細については Ref. [70] に記載されている。本研究において、65 kg 鉄標的実験で得られたデータを基に原子核乾板検出器を用いた 1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノ・鉄荷電カレント反応の系統的な解析方法を確立した。本研究ではニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象に対して系統的な解析を行い、フラックス平均断面積を測定した。さらに、本研究ではニュートリノ・鉄荷電カレント反応について 200 MeV/c の低運動量陽子まで含めた物理解析を初めて行った。本論文に示す測定結果はニュートリノ・原子核反応を詳細に理解するための第一歩であり、ニュートリノ反応モデルの将来的な検証と構築のための重要な基礎データとなる。

表 1.4: NINJA 実験の各ビーム照射のまとめ。

Period	POT	Target	Detector
Feb. 2015–Apr. 2015	1.4×10^{20} (anti-neutrino)	Fe	2 kg iron target ECC +Shifter (125 cm ²) +INGRID
May 2015–Jun. 2015	8.0×10^{19} (anti-neutrino)	H ₂ O	1.5 kg water target ECC
Feb. 2016–May 2016	3.5×10^{20} (anti-neutrino) 4.0×10^{19} (neutrino)	Fe	65 kg iron target ECC +Shifter (3780 cm ²) +INGRID
Dec. 2016–Apr. 2017	5.9×10^{20} (neutrino)	H ₂ O	1.5 kg water target ECC
Oct. 2017–Dec. 2017 Mar. 2018–May 2018	7.1×10^{20} (anti-neutrino)	H ₂ O	3 kg water target ECC +Scintillation fiber tracker +INGRID
Nov. 2019–Feb. 2020	4.8×10^{20} (neutrino)	H ₂ O	75 kg water target ECC +Shifter +Scintillation fiber tracker +BabyMIND

第2章 物理的背景

2.1 ニュートリノ・原子核反応

2.1.1 荷電カレント準弾性散乱

荷電カレント準弾性散乱は 1 GeV エネルギー領域における主なニュートリノ反応モードの一つである。荷電カレント準弾性散乱は式 (2.1) に示すように、ニュートリノと核子が相互作用し、荷電レプトンと核子を放出する反応である。

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p, \quad (2.1)$$

ここで、 l は荷電レプトン、 n は中性子、 p は陽子を表している。図 2.1 にニュートリノ荷電カレント準弾性散乱のファインマンダイアグラムを示す。

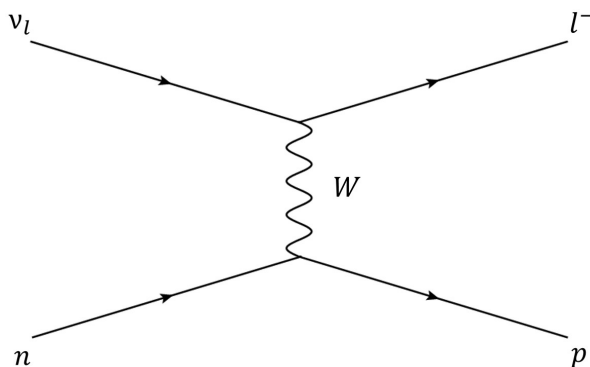


図 2.1: 荷電カレント準弾性散乱のファインマンダイアグラム。

荷電カレント準弾性散乱の微分断面積は Llewellyn Smith によって定式化 (Llewellyn-Smith formalism)[71] されている。

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G_F^2 M^2 \cos^2 \theta_c}{8\pi E_\nu^2} \left[A(Q^2) \mp B(Q^2) \frac{s-u}{M^2} + C(Q^2) \frac{(s-u)^2}{M^4} \right], \quad (2.2)$$

ここで、 M は核子の質量、 θ_c はカビボ角、 m_l は放出されたレプトンの質量、 Q^2 は四元運動量移行 ($Q^2 = -q^2 = -(p_\nu - p_l)^2$) を表している。 s と u はマンデルスタム変数で、 $s-u \equiv 4ME_\nu - Q^2 - m_l^2$ と表される。 $B(Q^2)$ の前の符号は負がニュートリノ、正が反ニュートリノ

による反応を表している． $A(Q^2)$, $B(Q^2)$, $C(Q^2)$ はそれぞれ以下のように表される．

$$\begin{aligned}
A(Q^2) &= \frac{m_l^2 + Q^2}{M^2} \left[(1 + \tau) |F_A|^2 - (1 - \tau) |F_V^1|^2 + \tau(1 - \tau) |\xi F_V^2|^2 + 4\tau F_V^1 \xi F_V^2 \right. \\
&\quad \left. - \frac{m_l^2}{4M^2} \left((F_V^1 + \xi F_V^2)^2 + (F_A + 2F_P)^2 - 4(1 + \tau) |F_P|^2 \right) \right], \\
B(Q^2) &= 4\tau F_A (F_V^1 + \xi F_V^2), \\
C(Q^2) &= \frac{1}{4} (|F_A|^2 + |F_V^1|^2 + \tau |\xi F_V^2|^2),
\end{aligned} \tag{2.3}$$

ここで， $\tau = Q^2/4M$ である．また， μ_p, μ_n をそれぞれ陽子，中性子の異常磁気能率， μ_N を核磁子としたとき， ξ は陽子と中性子の異常磁気能率の差で $\xi = (\mu_p - \mu_n)/\mu_N - 1 = 3.71$ である．

F_V^1 はディラック形状因子 (Dirac electromagnetic isovector form factor), F_V^2 はパウリ形状因子 (Pauli electromagnetic isovector form factor) であり，以下のように表すことができる．

$$F_V^1(Q^2) = (1 + \tau)^{-1} [G_E^V(Q^2) + \tau G_M^V(Q^2)], \tag{2.4}$$

$$\xi F_V^2(Q^2) = (1 + \tau)^{-1} [G_M^V(Q^2) - G_E^V(Q^2)]. \tag{2.5}$$

G_E^V, G_M^V は電磁形状因子 (Sachs 形状因子)[72] と呼ばれ，核子の電荷および磁気モーメントの空間分布を反映している．陽子の電磁形状因子を初めて測定したのは Hofstader らである．Hofstader らによる電子・陽子弾性散乱実験の結果，電磁形状因子が双極子関数 (dipole 型関数)¹⁾ で近似できることが分かった [73]．双極子関数による近似において，電磁形状因子は以下のように四元運動量移行とベクトル質量 (vector dipole mass, M_V^{QE}) を用いて表される．

$$G_E^V(Q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_V^{QE2}}\right)^2}, \quad G_M^V(Q^2) = \frac{1 + \xi}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_V^{QE2}}\right)^2}. \tag{2.6}$$

ベクトル質量の電子散乱実験での測定値は $0.84 \text{ GeV}/c^2$ [74, 75] である．双極子関数は測定データをよく再現していたため，電磁形状因子の関数には長らく双極子関数が用いられてきた．しかしながら，電子加速器の発展とともに多くの電子散乱実験が行われるようになり，四元運動量移行が小さい領域 ($Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$) では電磁形状因子を双極子関数で説明できるが，四元運動量移行が大きい領域 ($Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$) では電磁形状因子が双極子関数から乖離している [76, 77] ことが分かった．そのため，現在では双極子関数とは異なる関数系 [78–80] が提案されるようになった．式 (2.7) に Bradford らによってパラメータ化され

¹⁾核子の電荷および磁気モーメントの空間分布が指数関数的に分布していることを示している．

た電磁形状因子 (BBBA-05 形状因子)[78] を示す.

$$\begin{aligned}
G_E^p(Q^2) &= \frac{1 - 0.0578\tau}{1 + 11.1\tau + 13.6\tau^2 + 33.0\tau^3}, \\
\frac{G_M^p(Q^2)}{\mu_p} &= \frac{1 + 0.15\tau}{1 + 11.1\tau + 19.6\tau^2 + 7.54\tau^3}, \\
G_E^n(Q^2) &= \frac{1.25\tau + 1.30\tau^2}{1 - 9.86\tau + 305\tau^2 - 758\tau^3 + 802\tau^4}, \\
G_M^n(Q^2) &= \frac{1 + 1.81\tau}{1 + 14.1\tau + 20.7\tau^2 + 68.7\tau^3}.
\end{aligned} \tag{2.7}$$

G_E^p, G_M^p は陽子の電磁形状因子であり, G_E^n, G_M^n は中性子の電磁形状因子である. BBBA-05 形状因子は双極子関数とは異なる関数系の一つであり, 本研究で用いたニュートリノイベントジェネレータ (NEUT) でも用いられている. NEUT については Sec. 5.3 で詳細に述べる.

F_A は軸性ベクトル形状因子と呼ばれ, 電磁形状因子との類推から次式のような双極子関数が一般に用いられている.

$$F_A(Q^2) = \frac{g_A}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_A^{QE2}}\right)^2}, \tag{2.8}$$

ここで, g_A は軸性ベクトル弱結合定数であり, 中性子崩壊実験による測定値 [81–83] は -1.276 である. M_A^{QE} は軸性ベクトル質量 (axial vector mass) と呼ばれ, 泡箱 (ニュートリノ・重水素反応) による軸性ベクトル質量の測定値は $1.026 \pm 0.021 \text{ GeV}/c^2$ [84] であり, 電子散乱実験のパイ中間子生成による測定値は $1.069 \pm 0.016 \text{ GeV}/c^2$ [84] である. M_A^{QE} については Sec. 2.2 で議論する. 電磁形状因子と同様に, 双極子関数は誤差の範囲内で測定データと一致していたため, 軸性ベクトル形状因子の関数には双極子関数が用いられてきた. しかしながら, 軸性ベクトル形状因子についても双極子関数からの乖離が見られているため, 軸性ベクトル質量と同様に双極子関数とは異なる関数系やパラメータが提案 [85–90] されている.

F_P は擬スカラー形状因子と呼ばれ, 部分的保存軸性流 (PCAC : Partially conserved axial vector current) 仮説²⁾のもと $q^2 \approx 0$ の近傍において Goldberger-Treiman 関係式から次式のように表すことができる.

$$\begin{aligned}
F_P(Q^2) &= \frac{2M^2 F_A(Q^2)}{m_\pi^2 + Q^2} \\
&= \frac{M}{Q^2} \left[\left(\frac{2m_\pi^2 f_\pi}{m_\pi^2 + Q^2} \right) \left(\frac{M g_A}{f_\pi} + \frac{g_{\pi NN} \Delta Q^2}{m_\pi^2} \right) + 2M F_A(Q^2) \right],
\end{aligned} \tag{2.9}$$

²⁾保存ベクトル流 (CVC : Conserved vector current) 仮説 (ベクトル弱結合は核子中の強い相互作用でも変化を受けない.) と同様に, ベクトル弱結合の軸性の項も大きくは変化しておらず, ほぼ保存している.

ここで, m_π はパイ中間子の質量, $g_{\pi NN}$ はパイ中間子と核子の結合定数で 13.21, f_π はパイ中間子の崩壊定数で 92.42 MeV であり, Δ は $\Delta = 1 + \frac{M g_A}{f_\pi g_{\pi NN}}$ である. 式 (2.3) において, F_P の寄与は $A(q^2)$ の m_l^2/M^2 の項のみである. 電子ニュートリノおよびミューオンニュートリノの場合は $m_l^2/M^2 \rightarrow 0$ と見なせるため, F_P の寄与は無視できる.

ここまではニュートリノと核子の相互作用について述べてきたが, 現実には核子は原子核内で束縛状態下であり, さらには原子核の核内効果も存在するため, 原子核の効果を考える必要がある. 原子核の効果とモデルについては Sec. 2.2 で述べる.

2.1.2 荷電カレント共鳴パイ中間子生成

ニュートリノのエネルギーが 400 MeV 程度を越えると荷電カレント共鳴パイ中間子生成 (single pion production) の反応モードが現れる. 荷電カレント準弾性散乱と同様に, 荷電カレント共鳴パイ中間子生成は 1 GeV エネルギー領域における主なニュートリノ反応モードの一つである. 荷電カレント共鳴パイ中間子生成はニュートリノと核子が相互作用し, 荷電レプトンとバリオン励起状態 (共鳴状態) を生成する. バリオン励起状態は非常に不安定で, 真空中 (自由空間) では 10^{-22} 秒程度で核子とパイ中間子に崩壊する. 本照射実験のエネルギー領域における主なバリオン励起状態は $\Delta(1232)$ である. 式 (2.10)–式 (2.12) に示すように, 荷電カレント共鳴パイ中間子生成は以下の三つの反応チャンネルをもつ.

$$\nu_l + p \rightarrow l^- + \pi^+ + p, \quad (2.10)$$

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + \pi^+ + n, \quad (2.11)$$

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + \pi^0 + p. \quad (2.12)$$

図 2.2 にニュートリノ荷電カレント共鳴パイ中間子生成のファインマンダイアグラムを示す.

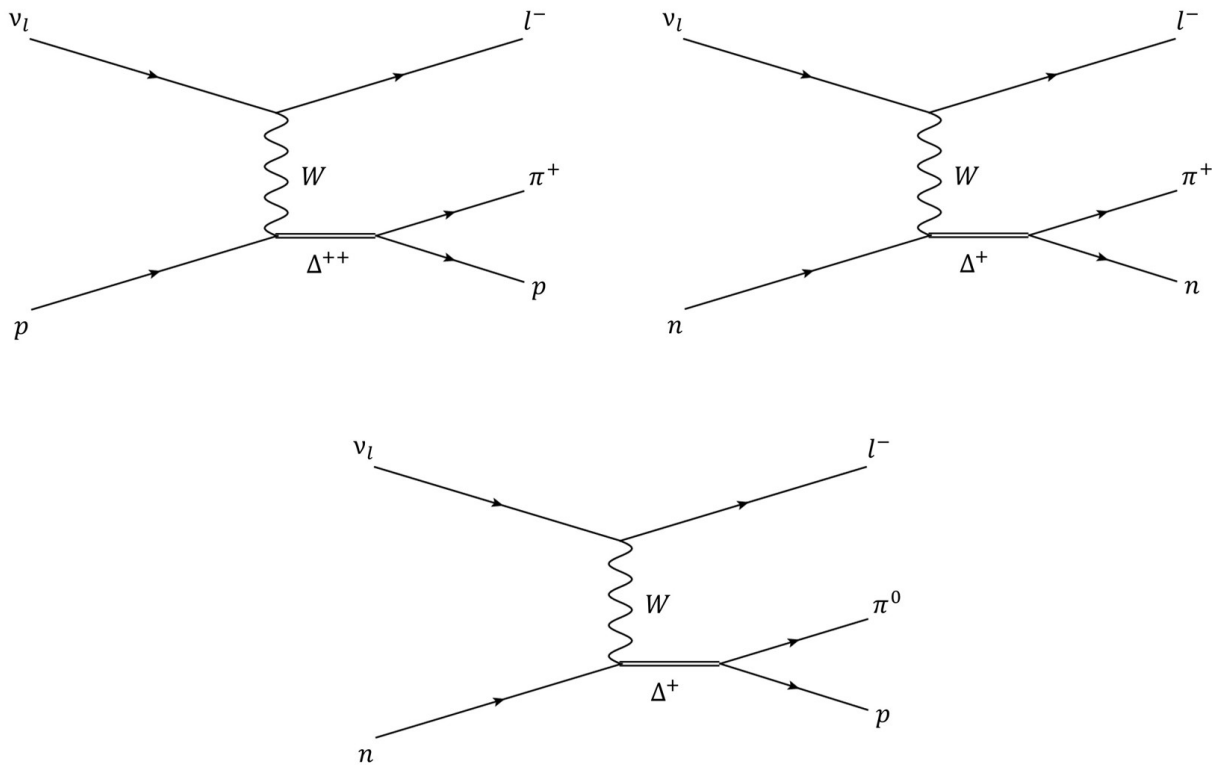


図 2.2: 荷電カレント共鳴パイ中間子生成のファインマンダイアグラム. 荷電カレント共鳴パイ中間子生成の三つの反応チャンネルを示している. 図中では Δ と表記しているが, 実際には様々な核子の励起状態を取る.

NEUT では, 共鳴パイ中間子生成の反応モデルに Rein と Sehgal のモデル [91] が使用されている. Rein-Sehgal モデルでは, Feynman, Kislinger, Ravndal の相対論的な調和振動子クォークモデル [92] を基に, 2 GeV 以下の 18 種類の共鳴状態をモデル化している. また, Rein-Sehgal モデルではアイソスピン $I = 1/2$ の非共鳴状態によるパイ中間子生成 (non-resonant background) の寄与も考慮されている. 共鳴パイ中間子生成のベクトル形状因子は電子散乱実験によるパイ中間子生成実験でよく測定 [93] されている. 一方で, 共鳴パイ中間子生成の軸性ベクトル形状因子は準弾性散乱の軸性ベクトル形状因子 (式 (2.8)) と同様に双極子関数を仮定し, 軸性ベクトル質量 M_A^{RES} と $Q^2 = 0$ のときの軸性ベクトル形状因子 $C_5^A(0)$ で表される. 式 (2.13) に軸性ベクトル形状因子を示す.

$$C_5^A(Q^2) = \frac{C_5^A(0)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_A^{\text{RES}}}\right)^2}. \quad (2.13)$$

中間励起状態の形状因子は Graczyk と Sobczyk によってパラメータ化 [94] されている. また, Rein-Sehgal モデルではレプトンの質量が考慮されていないが, NEUT ではレプトン質量の効果 [95] が補正されている. 共鳴パイ中間子生成の微分断面積は軸性ベクトル形

状因子を用いて式 (2.14) のように表すことができる。

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \simeq \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c}{12\pi} \frac{2ME_\nu + M^2 - m_\Delta^2}{2ME_\nu} \left(\frac{m_\Delta + M}{m_\Delta} \right)^2 |C_5^A(Q^2)|^2, \quad (2.14)$$

ここで、 E_ν はニュートリノのエネルギー、 θ_c はカビボ角、 M は核子の質量、 m_Δ は Δ 粒子の質量を表している。

2.1.3 コヒーレントパイ中間子生成

コヒーレントパイ中間子生成はニュートリノと原子核の反応であり、ニュートリノの入射方向に沿ってレプトンとパイ中間子を生成する反応である。コヒーレントパイ中間子生成では核子を放出せず、原子核は反応の前後で変化しない。そのため、原子核に与える四元運動量移行 $|t| = |(p_\pi - q)|^2$ は非常に小さい。式 (2.15) に荷電カレントコヒーレントパイ中間子生成を、式 (2.16) に中性カレントコヒーレントパイ中間子生成を示す。

$$\nu_l + A \rightarrow l^- + \pi^+ + A, \quad (2.15)$$

$$\nu_l + A \rightarrow \nu_l + \pi^0 + A, \quad (2.16)$$

ここで、 A は原子核を表している。図 2.3 にニュートリノ荷電カレントコヒーレントパイ中間子生成のファインマンダイアグラムを示す。

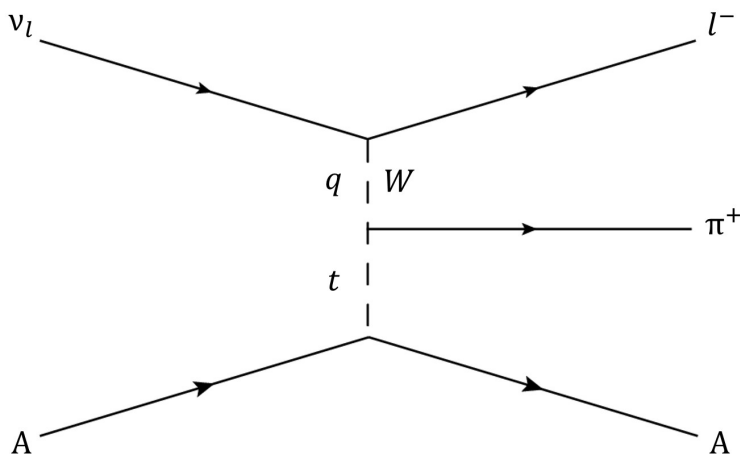


図 2.3: 荷電カレントコヒーレントパイ中間子生成のファインマンダイアグラム。図中の q は四元運動量移行、 $|t|$ は原子核への四元運動量移行を表している。

コヒーレントパイ中間子生成の反応機構は Rein と Sehgal によってモデル化 [96, 97] されている。Rein-Sehgal モデルにおいて、コヒーレントパイ中間子生成の反応断面積は Adler の PCAC 理論 [98] を基に計算される。ただし、Adler の PCAC 理論では四元運動量移行が $Q^2 = 0$ の場合のみ考慮しているため、Rein-Sehgal モデルでは双極子関数で表される軸性

ベクトル形状因子を導入し、 $Q^2 > 0$ 領域への拡張を行っている。中性カレントコヒーレントパイ中間子生成の微分断面積を式 (2.17) に示す。

$$\frac{d^3\sigma_{\text{NC}}}{dQ^2 dy d|t|} = \frac{G_F^2 M}{2\pi^2} f_\pi^2 A^2 E_\nu^2 (1-y) \frac{1}{16\pi} [\sigma_{\text{tot}}^{\pi N}]^2 (1+r^2) \left(\frac{1}{1 + \frac{Q^2}{M_A^{\text{COH}\pi^2}}} \right)^2 e^{-b|t|} F_{\text{abs}}, \quad (2.17)$$

ここで、 M は核子の質量、 E_ν は入射したニュートリノのエネルギーである。 y はビョルケン変数で、 $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$ である。 f_π はパイ中間子の崩壊定数で、 m_π をパイ中間子の質量として、 $f_\pi = 0.93m_\pi$ である。 $\sigma_{\text{tot}}^{\pi N}$ はパイ中間子と核子の全断面積を表している。 $M_A^{\text{COH}\pi}$ は軸性ベクトル形状因子である。 $e^{-b|t|} F_{\text{abs}}$ は原子核の形状因子を表しており、 b は原子核の半径 R を用いて次式のように表される。

$$b = \frac{1}{3}R^2, \quad R = R_0 A^{1/3}, \quad (2.18)$$

A は原子数、 r_0 は定数 (10^{-15} m) である。 また、 F_{abs} は原子核内でのパイ中間子の吸収の効果を表しており、次式のように表される。

$$F_{\text{abs}} = e^{-\langle x \rangle / \lambda}, \quad \lambda^{-1} = \sigma_{\text{inel}}^{\pi N} \rho, \quad (2.19)$$

$\langle x \rangle$ は原子核内で生成されたパイ中間子の平均通過距離、 σ_{inel} はパイ中間子と核子の非弾性散乱の断面積を表している。 ρ は原子核の密度を表しており、 $\rho = A(\frac{4}{3}\pi R^3)^{-1}$ である。 中性カレントと荷電カレントの軸性ベクトル項はアイソ空間で三重項をつくるため、 $f_{\pi^0}^2 = (\sqrt{\frac{1}{2}}f_{\pi^+})^2 = \frac{1}{2}f_{\pi^+}^2$ と表される。 したがって、荷電カレントコヒーレントパイ中間子生成と中性カレントコヒーレントパイ中間子生成の断面積の関係は $\sigma_{\text{CC}} = 2 \times \sigma_{\text{NC}}$ である。 また、Adler の PCAC 理論ではレプトンの質量 m_l を無視しているため、Rein-Sehgal モデルでは式 (2.20) に示すようなレプトンの質量を考慮するための補正係数を導入している。

$$C = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{Q_{\text{min}}^2}{Q^2 + m_\pi^2} \right)^2 + \frac{1}{4} y \frac{Q_{\text{min}}^2 (Q^2 - Q_{\text{min}}^2)}{(Q^2 + m_\pi^2)^2}, \quad (2.20)$$

ここで、 Q_{min}^2 は四元運動量移行の最小値であり、次式のように表される。

$$Q_{\text{min}}^2 = m_l^2 \frac{y}{1-y}. \quad (2.21)$$

四元運動量の取り得る範囲は $Q_{\text{min}}^2 \leq Q^2 \leq 2M y_{\text{max}}$ であり、ビョルケン変数 y は $y_{\text{min}} = m_\pi/E_\nu$ と $y_{\text{max}} = 1 - m_l/E_\nu$ の間に値をとる。

しかしながら、Rein-Sehgal モデルは高エネルギー領域のコヒーレントパイ中間子生成に対して用いるべきモデルであり、特に低エネルギー領域の荷電カレントコヒーレントパイ中間子生成の断面積を正確に再現できていないことが実験から分かった [47]。近年では、Rein-Sehgal モデルを修正した Berger-Sehgal モデル [99] が主に使われている [27]。

2.1.4 深非弾性散乱

ニュートリノのエネルギーが数 GeV を越えると深非弾性散乱 (DIS : Deep inelastic scattering) の反応モードが顕著に現れる。深非弾性散乱はニュートリノと核子中のクォークが相互作用する反応モードである。四元運動量移行が大きいため、核子が壊れ、ハドロンジェットを生成する。式 (2.22) に荷電カレント深非弾性散乱を示す。

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + N' + X, \quad (2.22)$$

ここで、 X はハドロンを表している。図 2.4 に荷電カレント深非弾性散乱のファインマンダイアグラムを示す。

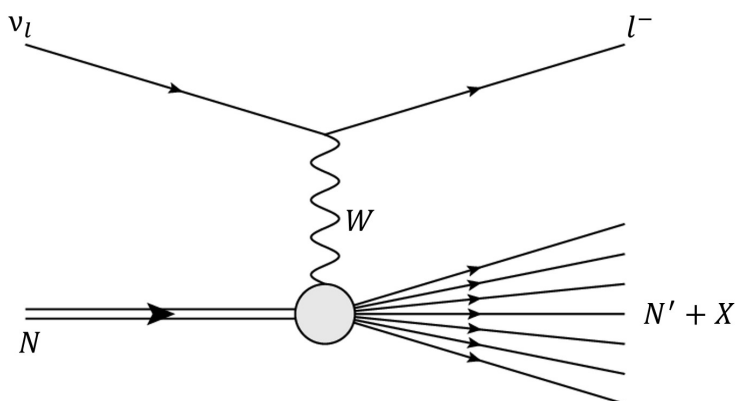


図 2.4: 荷電カレント深非弾性散乱のファインマンダイアグラム。

式 (2.23) に深非弾性散乱の微分断面積を示す。

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left[\left(1 - y + \frac{1}{2}y^2 + C_1 \right) F_2(x, q^2) \pm y \left(1 - \frac{1}{2}y + C_2 \right) x F_3(x, q^2) \right],$$

$$C_1 = \frac{y M_l^2}{4 M E_\nu x} - \frac{xy M}{2 E_\nu} - \frac{M_l^2}{4 E_\nu^2} - \frac{M_l^2}{2 M E_\nu x}, \quad (2.23)$$

$$C_2 = -\frac{M_l^2}{4 M E_\nu x},$$

ここで、 M は核子の質量、 E_ν 、 E_l はそれぞれ入射したニュートリノと放出されたレプトンのエネルギーである。 x と y はビョルケン変数であり、 $x = -q^2/(2M(E_\nu - E_l))$ と $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$ である。 $F_2(x, q^2)$ と $x F_3(x, q^2)$ は核子の構造関数であり、パートン分布関数 (PDF : Parton distribution function) を用いて記述することができる。パートン分布関数は核子内のクォーク分布の確率密度を表している。このパートン分布関数には Glück らのパートン分布関数 (GRV98) を使い、その断面積には Bodek と Yang による修正モデル [100–102] を用いた。NEUT では、ハドロンの不変質量 W が $1.3 \text{ GeV}/c^2$ 以上の領域に対して深非弾性散乱のシミュレーションを行っている。NEUT は、 $1.3 < W < 2.0 \text{ GeV}/c^2$ の領域ではパイ中間子の多重度の測定データ [103, 104] を基に [105]、 $W > 2.0 \text{ GeV}/c^2$ の領域では

PYTHIA/JETSET イベントジェネレータ [106] を基に深非弾性散乱をシミュレーションしている。

2.2 原子核の効果

ニュートリノ・核子との相互作用における形状因子の測定を目的として、1970年代初頭から重水素を使用した泡箱によるニュートリノ反応の測定が盛んに行われた。当時の泡箱実験の事象数は非常に少ない上に系統誤差の評価も最近の解析とは異なるため、ニュートリノ反応モデルの高精度な検証は難しいが、Sec. 2.1.1 で示したニュートリノ反応モデルは泡箱によるニュートリノ反応の測定結果を上手く説明することができる。一方で、近年のニュートリノ実験の測定結果に対してはモデルとの乖離が見られる。MiniBooNE 実験(炭素標的)による荷電カレント準弾性散乱の微分断面積の測定結果 [34] は、泡箱(重水素標的)を用いた測定結果よりも 20%程度高い。また、K2K 実験(水標的)による軸性ベクトル質量の測定結果は $M_A^{\text{QE}} = 1.20 \pm 0.12 \text{ GeV}/c^2$ [45] であり、その後に行われた MiniBooNE 実験による炭素標的を用いた軸性ベクトル質量の測定結果は $M_A^{\text{QE}} = 1.35 \pm 0.17 \text{ GeV}/c^2$ [34] であった。これらの軸性ベクトル質量の測定結果はいずれも泡箱による測定結果 $M_A^{\text{QE}} = 1.03 \text{ GeV}/c^2$ [84] と矛盾している。現在、これらの不一致の原因は標的原子核の差から来ていると考えられている。泡箱の標的原子核は重水素のため軽いですが、近年のニュートリノ実験で用いられる標的原子核は炭素など重水素よりも重いため、原子核の効果を検討する必要がある。この章では、原子核の効果として、原子核モデル、原子核内の核子間相関、原子核内における核内再反応について述べる。

2.2.1 原子核モデル

原子核中の核子とニュートリノの相互作用を記述するために、インパルス近似 (Impulse approximation) [107] が用いられる。インパルス近似はニュートリノと相互作用する核子と残された核子(傍観者)を独立に考える方法である。この手法では、ニュートリノ・原子核反応の断面積はニュートリノ・核子反応の断面積の非干渉的な和として計算される [108]。

相対論的グローバルフェルミガス (RFG : Relativistic Fermi gas) モデル [109] は原子核構造を最も単純化したモデルである。RFG モデルは原子核を自由なフェルミ粒子の多体系として扱うモデルである。N 粒子系の基底状態は、エネルギーが低い 1 粒子状態から順に N 個の状態が占有された状態である。占有された状態のうち、最大の波数をフェルミ波数 k_F 、対応する運動エネルギーをフェルミエネルギー ϵ_F 、運動量をフェルミ運動量 p_F と呼ぶ。原子核中では、ニュートリノ・核子散乱による散乱後の核子の状態が既に他の核子によって占有されている場合、パウリの排他原理によってその散乱過程が禁止される。つまり、核子は原子核中をフェルミ運動量以下で運動しており、フェルミ運動量を越えた場合のみ原子核から抜け出すことができる。RFG モデルでは核力の効果を平均ポテンシャルで置き換え、核子は他の核子の影響を受けずに独立に運動する平均場近似 (mean field approximation) を用いる。

ローカルフェルミガス (LFG : Local Fermi gas) モデル [110, 111] は RFG モデルを拡張したモデルであり、原子核の密度が考慮されている。原子核の密度 $\rho(r)$ にはウッズサクソ

ン (Woods-Saxon) 型の分布 [112] を使用し, その密度は原子核を球体と考えたときの中心からの距離 r に依存する. フェルミ運動量は原子核の密度に比例し, $p_F \propto \rho(r)^{1/3}$ と表すことができる.

スペクトル関数 (SF : Spectral function) モデル [113–116] は, フェルミガスモデルとは異なるアプローチによる原子核モデルである. SF モデルは核子間の相互作用を考慮したモデルであり, 電子散乱実験の測定結果を基にして得られた核子の運動量と分離エネルギーの二次元相関に対する核子の確率を与える.

図 2.5 に RFG モデル, LFG モデル, SF モデルによるそれぞれの核子の運動量分布を示す. 本研究では, LFG モデルを基に準弾性散乱のシミュレーションを行った.

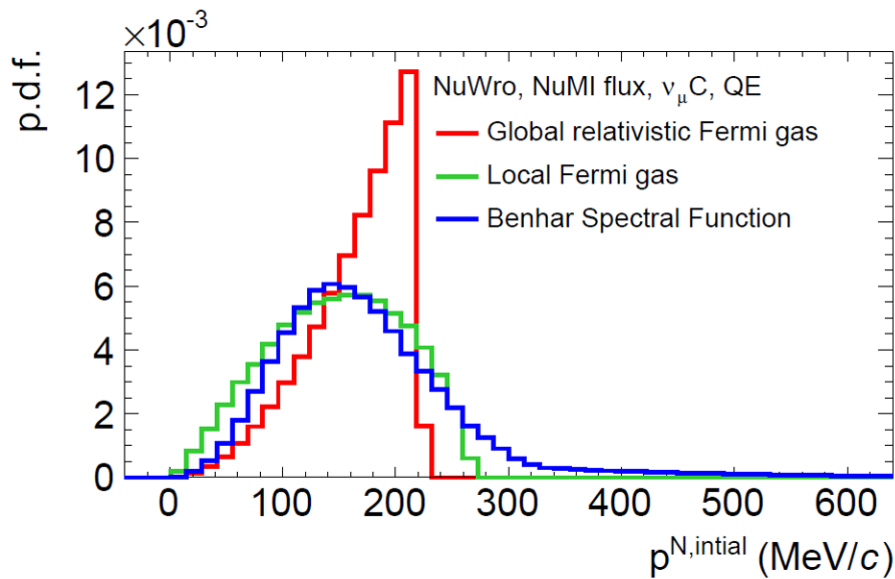


図 2.5: 核子の運動量分布. ^{12}C 原子核中の核子の運動量分布を表している. 各色はそれぞれ原子核モデルを表している. 図は Ref. [117] から引用した.

2.2.2 核子間相関

原子核中の核子間の相関には, 核子間のパイ中間子の交換による長距離相関 (LRC : Long-range correlation) と ρ 中間子や他の重い中間子の交換による短距離相関 (SRC : Short-range correlation)[118, 119] がある.

フェルミガスモデルにおける長距離相関は RPA(Random phase approximation)[120, 121] を用いて考慮される. 図 2.6 に荷電カレント準弾性散乱の断面積の RPA 補正係数を示す.

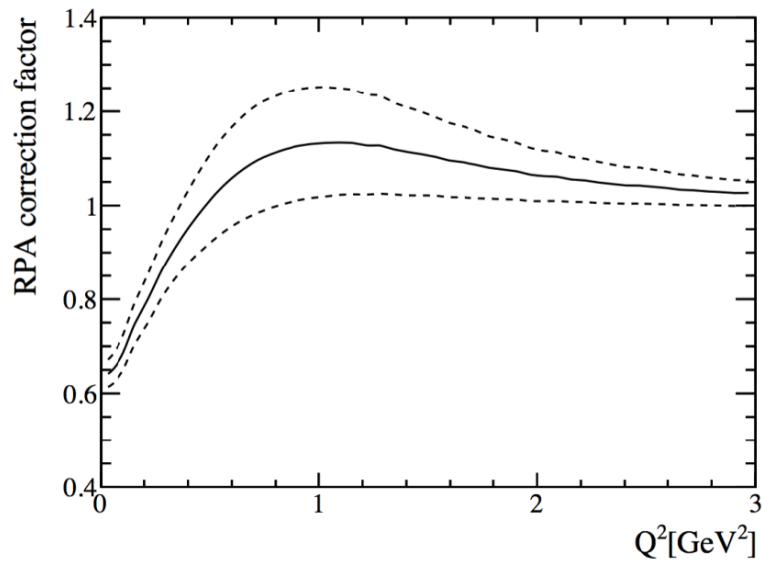


図 2.6: ニュートリノ・炭素荷電カレント準弾性散乱の断面積の RPA 補正係数 ($\sigma_{CCQE}/\sigma_{RPA}$)。実線は Nieves らモデル [111] に基づいた計算値を表している。点線は $\pm 1\sigma$ の不定性を表している。図は Ref. [122] から引用した。

原子核中の核子間の強い相互作用と近距離のため、核子の波動関数が重なり合う確率が有意に高くなる。この近距離における核子間相関は短距離相関と呼ばれ、電子散乱実験でよく測定 [123–128] されている。短距離相関によって核子間が重なり合って強く相互作用し、高運動量状態になる。原子核中の核子のおよそ 20% が核子間相関をもち、そのほとんどが中性子と陽子のペアである [125, 127, 128]。ニュートリノが相互作用した中性子が陽子と核子ペアを組んでいた場合、二つの陽子が放出される。このような反応は、二つの核子を散乱し、二つの空孔を残すことから、two-particle-two-hole(2p2h) 反応 [111, 129] と呼ばれている。荷電カレント準弾性散乱は 1p1h 反応と見なすことができる。図 2.7 に 2p2h 反応のファインマンダイアグラムを示す。メソン交換流 (MEC : Meson exchange current) は最も寄与が大きく、次に核子間相関 (Nucleon-Nucleon correlation) の寄与が大きい。Pion in flight と Contact の寄与はメソン交換流と核子間相関の寄与と比較して小さい。

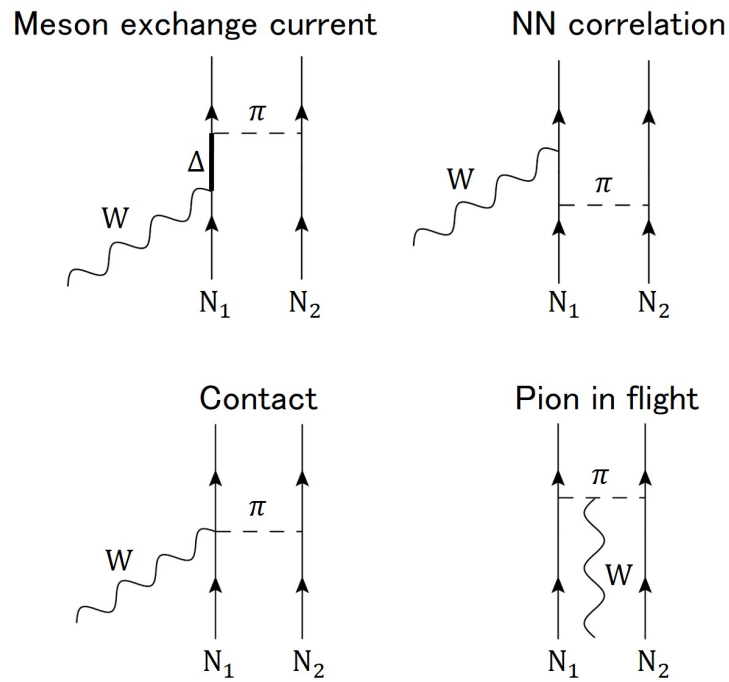


図 2.7: 2p2h 反応のファインマンダイアグラム. 四種類のダイアグラムを示している. 図中の N_1 と N_2 は核子, 波線はウィークボソン, 太線は Δ , 破線はパイ中間子を表している.

現在の一般的な見解としては, MiniBooNE 実験と泡箱の測定結果の不一致は 2p2h 反応の寄与によるものだと考えられている.

図 2.8 に MiniBooNE 実験の荷電カレント準弾性散乱の断面積の測定結果とモデルごとに予測される断面積を示す. MiniBooNE 実験の測定結果は, Nieves らの 1p1h モデル [121, 130] と 2p2h モデル [111] によって上手く説明することができる.

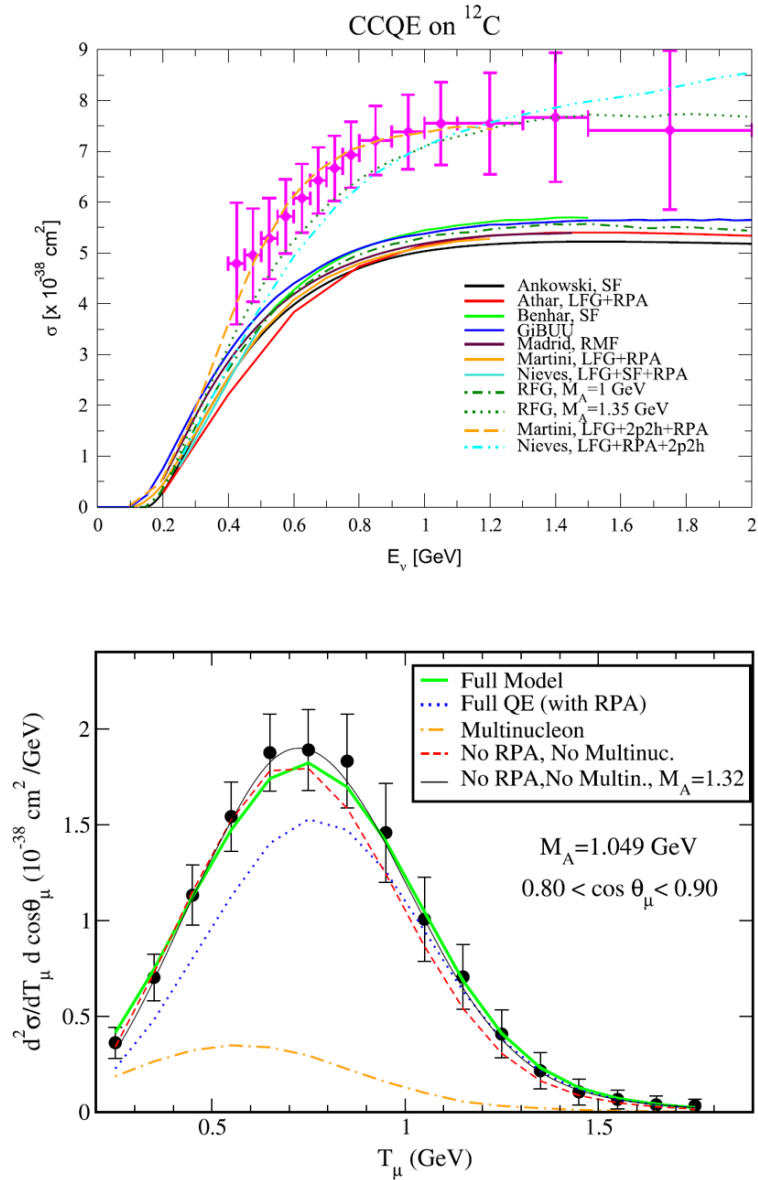


図 2.8: ニュートリノ・炭素荷電カレント準弾性散乱の断面積。上図はニュートリノエネルギーの関数とした荷電カレント準弾性散乱の断面積を表している。点は MiniBooNE 実験の測定結果 [34] を表しており、各線はそれぞれの反応モデルで予測された断面積 [131] を表している。図は Ref. [132] から引用した。下図はミューオンの放出角と運動エネルギーを変数とした荷電カレント準弾性散乱の微分断面積を表している。 $0.80 < \cos\theta_\mu < 0.90$ の角度範囲において、運動エネルギーの関数として微分断面積を表している。点は MiniBooNE 実験の測定結果 [34] を表しており、各線は Nieves らのモデルでの予測を表している。図は Ref. [130] から引用した。

2.2.3 終状態反応

実験で観測されるのはニュートリノ反応の素過程ではなく、放出された二次粒子が標的原子核内で衝突や吸収を起こした後の終状態を観測することになる。ニュートリノ反応によって生成された陽子、中性子、パイ中間子などのハドロンの核内中で起こす反応を終状態反応 (FSI : Final state interaction) と呼ぶ。FSIには弾性散乱, 吸収, 粒子生成, 荷電交換, パイ中間子生成がある。図 2.9 に終状態反応の模式図を示す。終状態粒子から反応モードを識別することは困難であり, 近年の傾向としては反応モードを識別するのではなく, 終状態粒子をもとに反応を解析する傾向にある。本研究においても, 終状態の陽子と荷電パイ中間子の多重度の相関を測定した。

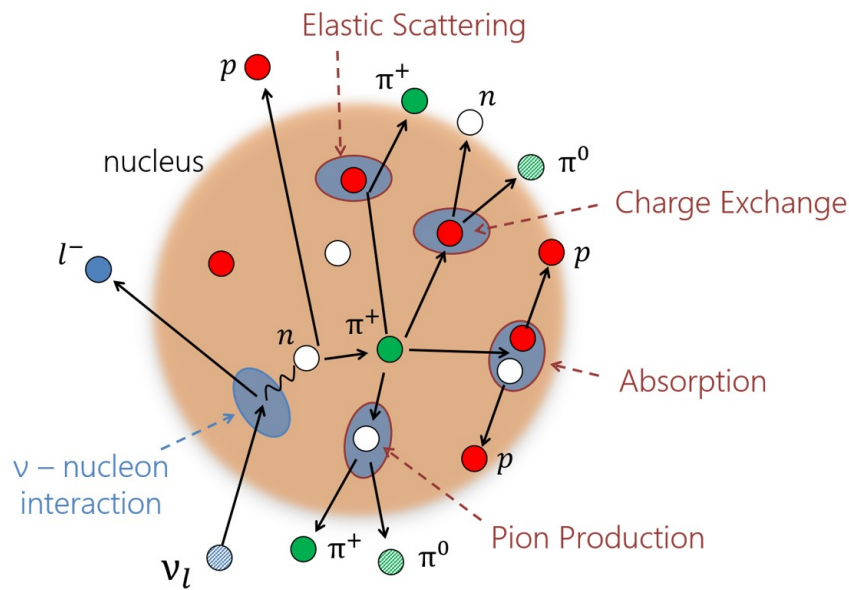


図 2.9: 終状態反応の模式図。ニュートリノ反応によって生成されたパイ中間子が核内中で起こす弾性散乱, 吸収, 粒子生成, 荷電交換, パイ中間子生成の模式図を表している。

NEUT では, 終状態反応のシミュレーションには核内カスケード (intra-nuclear cascade) モデルが用いられている [133]. 核内カスケードモデルでは, ニュートリノ反応によって生成されたハドロンの核内伝搬において, 平均自由行程ごとに再反応の確率を計算し, 原子核を抜け出るまでこの行程を繰り返す。

NEUT におけるパイ中間子の終状態反応のシミュレーションでは, 低運動量領域 ($p_\pi < 500 \text{ MeV}/c$) と高運動量領域 ($p_\pi > 500 \text{ MeV}/c$) でシミュレーションモデルを分けている [134, 135]. 低運動量のパイ中間子 ($p_\pi < 500 \text{ MeV}/c$) に対しては, Salcedo らのモデル [136] を用いて弾性散乱, 吸収, 荷電交換の確率を計算し, パイ中間子の核内伝搬をシミュレートする。Salcedo らのモデルは π^\pm -A 散乱の測定データ [137–142] をよく再現している。一方で, 高運動量のパイ中間子 ($p_\pi > 500 \text{ MeV}/c$) に対しては, 複数のハドロンの生成反応も考慮に加え, 荷電パイ中間子と陽子の断面積の測定データ ($\sigma^{\pi^+p}, \sigma^{\pi^+d}$) [65] に基づいてパイ中間子の核内再反応の確率を計算する。低運動量側のモデルから高運動量側のモデルへの移行は $400 < p_\pi < 500 \text{ MeV}/c$ の領域において徐々に移行するようにしている。

NEUTでは、ニュートリノ反応によって生成された核子についても終状態反応をシミュレートする。原子核内で核子・核子散乱が起こると、最終的に観測される核子の運動量と進行方向は核子生成時のものと比べて歪められる。核子の終状態反応のシミュレーションでは、弾性散乱とパイ中間子生成反応が考慮されている。このシミュレーションでは、核子・核子散乱の測定データをよく説明できる Bertini のカスケードモデル [143] が用いられている。

第3章 ニュートリノ照射実験

3.1 ニュートリノビームの生成

本照射実験は茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設(J-PARC : Japan Proton Accelerator Research Complex)のニュートリノモニター棟のSSフロアにて行った。J-PARCのニュートリノモニター棟のSSフロアでは数百 MeV から数 GeV のエネルギー範囲で 1 GeV にピークをもつニュートリノビームを照射できる。図 3.1 に J-PARC の鳥瞰図を示す。

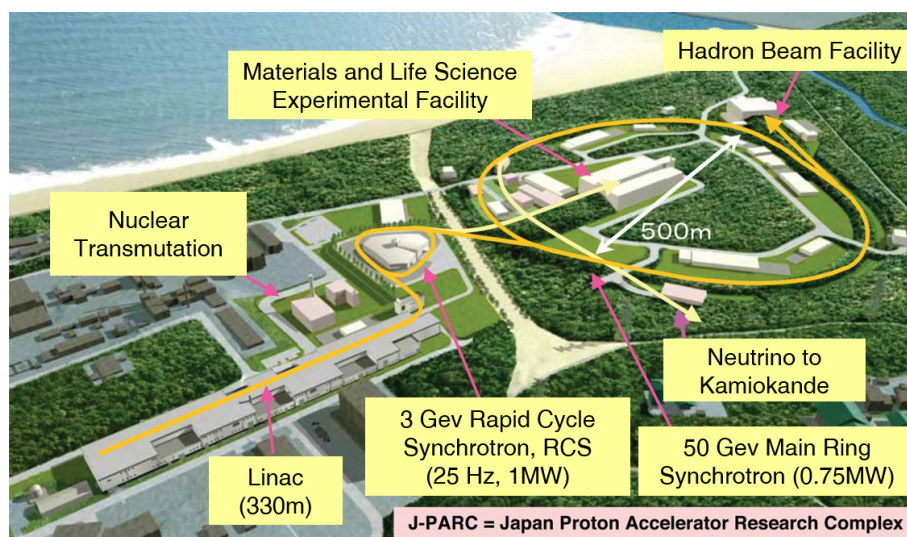


図 3.1: J-PARC の鳥瞰図。J-PARC の各施設が示されている。Main Ring の 50 GeV は設計値であり、実際のオペレーションは 30 GeV で行われている。

3.1.1 陽子ビーム

J-PARCの加速器はLINAC(LINEar ACcelerator), RCS(Rapid Cycling Synchrotron), MR(Main Ring)の3種類の加速器から構成されている。LINACで生成された陽子ビームはRCSおよびMRで加速される。陽子ビームは8バッチの内部構造をもつスピルとなり、2.48sごとにグラファイト標的に照射される。陽子ビームスピルの構造を示した模式図を図3.2に示す。2016年の2月から5月に行ったNINJA鉄標的照射実験におけるJ-PARC陽子ビームのパラメータを表3.1に示す。

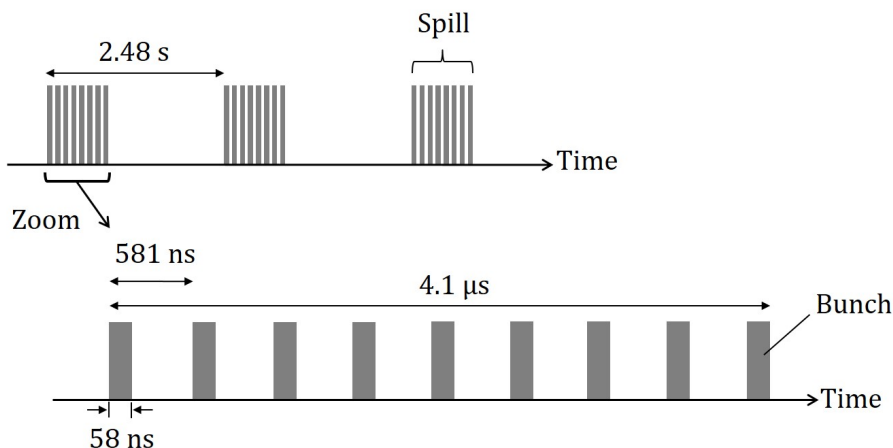


図 3.2: 陽子ビームスピルの模式図. J-PARC の陽子ビームスピルの構造を示している.

表 3.1: 本照射実験における J-PARC 陽子ビームのパラメータ.

Parameters	Design value	NINJA iron target run (Feb. - May, 2016)
Energy	50 GeV	30 GeV
Number of bunches	8 bunches/spill	8 bunches/spill
Power	750 kW	390 kW
Number of protons	3.3×10^{14} /spill	2.0×10^{14} /spill
Spill interval	3.3 s	2.48 s
Bunch interval	581 ns	581 ns
Bunch width	58 ns	58 ns
Spill width	4.1 μ s	4.1 μ s

3.1.2 ニュートリノビーム

J-PARC 加速器で生成された陽子ビームはグラフィイト標的に照射され、パイ中間子を主とする多くのハドロンが生成される。生成されたパイ中間子は3台の電磁ホーンによって平行に収束される。パイ中間子は標的の下流にある崩壊領域で崩壊し、ニュートリノを生成する。式(3.1)と式(3.2)にパイ中間子の崩壊によるミューオンニュートリノの生成を示す。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (3.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (3.2)$$

電磁ホーンの極性を変えることで収束させるパイ中間子の電荷を選択し、ミューオンニュートリノを主成分とするニュートリノビームモードと反ミューオンニュートリノを主成分と

する反ニュートリノビームモードを選択することができる。ニュートリノビームを生成する場合は π^+ を収束させ、反ニュートリノビームを生成する場合は π^- を収束させる。本照射実験ではニュートリノビームモードと反ニュートリノビームモードの両ビームモードでの照射を行った。図3.3にニュートリノビームラインとニュートリノモニター棟の位置関係を示した模式図を示す。

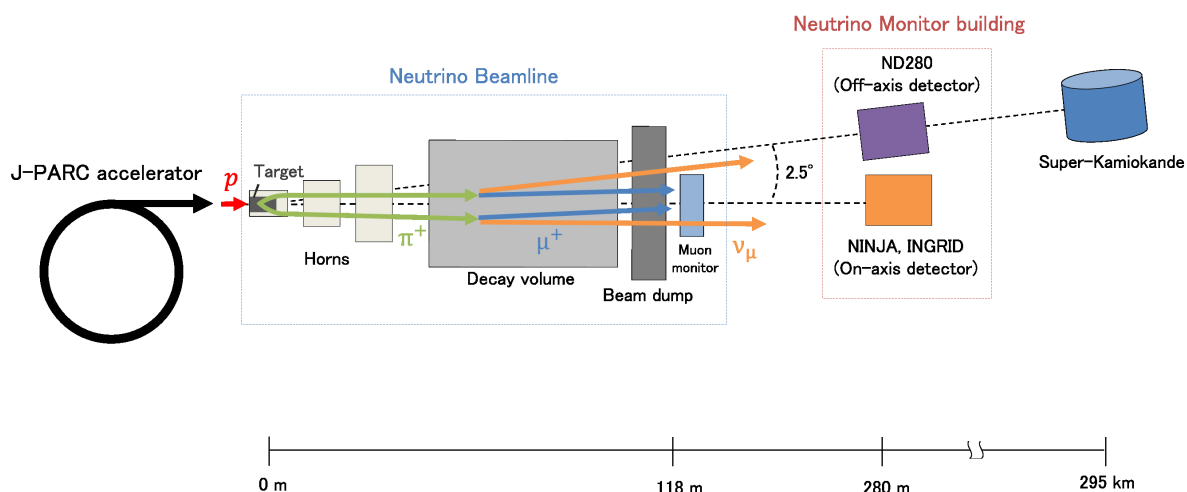


図3.3: ニュートリノビームラインとニュートリノモニター棟の模式図。ニュートリノビームラインとニュートリノモニター棟の位置関係を示している。

3.2 検出器構成

本照射実験の検出器は、鉄標的原子核乾板検出器 (ECC : Emulsion Cloud Chamber), 原子核乾板多段シフター (Shifter : Emulsion multi-stage shifter)[144–147], T2K 前置検出器 INGRID (Interactive neutrino grid)[148, 149] で構成された複合型検出器である。図3.4に本検出器の設置位置を示す。座標系はニュートリノビームの方向をZ軸とし、そのZ軸に対してそれぞれ垂直にX軸, Y軸を取った右手系を定義した。

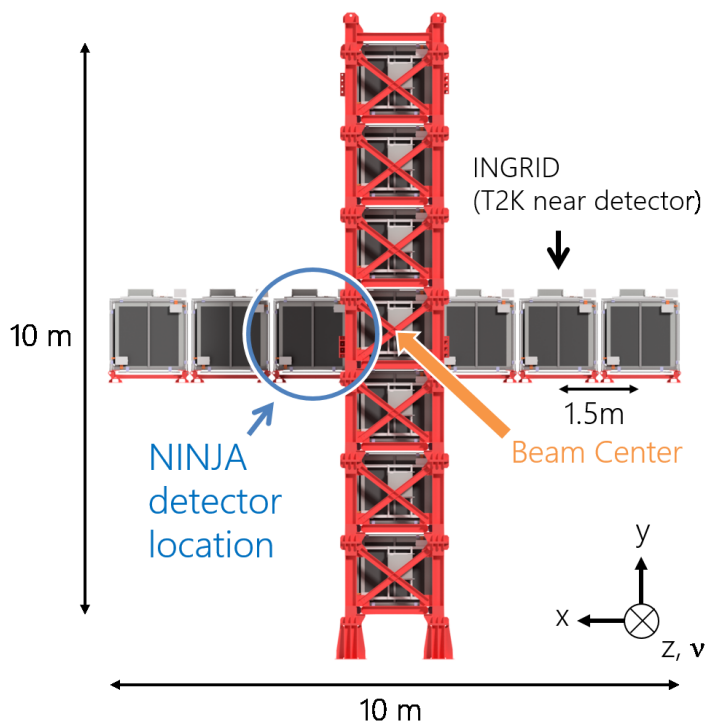
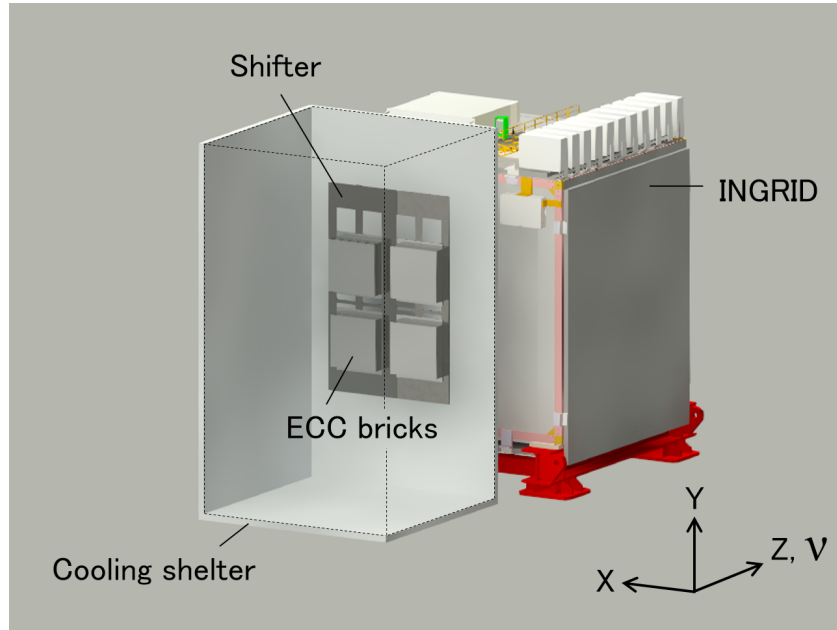
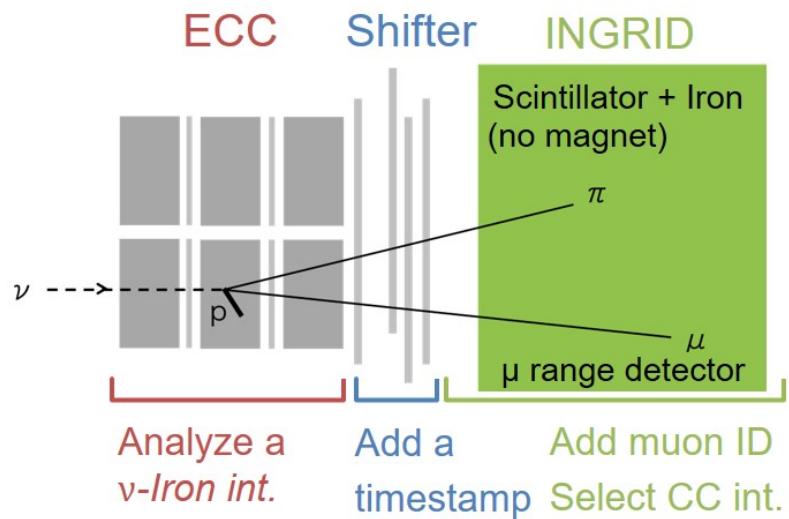


図 3.4: J-PARC ニュートリノモニター棟における本検出器の設置場所。ビーム軸方向から見た本検出器の設置場所を示しており、青丸の位置が本検出器の設置位置である。

図 3.5 に本照射実験で用いた検出器の構成模式図を示す。ECC は原子核乾板と鉄プレートを交互に積層したニュートリノ検出器である。多段シフターは ECC で測定された荷電粒子の飛跡に時間情報を付与し、INGRID の飛跡との接続を補助する。本照射実験では INGRID をミュオンレンジ検出器として使用し、ECC 中のニュートリノ荷電カレント反応の検出に用いた。ECC と多段シフターは INGRID モジュールの上流側に設置した。さらに、ECC と多段シフターは原子核乾板の感度劣化と潜像退行を防ぐために温度を 10°C に保った冷蔵シェルター内に設置した。



(a) 全体図.



(b) 側面図.

図 3.5: 検出器の構成の模式図. (a) は検出器の全体図, (b) は側面図を表している. ECC と多段シフターは冷蔵シェルター内に設置し, 冷蔵シェルターは INGRID モジュールの上流側に設置した.

3.3 原子核乾板検出器

3.3.1 原子核乾板

本研究ではニュートリノ反応からの二次粒子を解析するために原子核乾板検出器を用いた。原子核乾板の最大の特長は $\text{sub-}\mu\text{m}$ の高い空間分解能を有する点であり、本研究におけるニュートリノ反応点からの二次粒子の位置と角度の測定に適している。図 3.6 に本照射実験で使用した原子核乾板と鉄プレートの写真を示す。



図 3.6: 原子核乾板検出器 (原子核乾板と鉄プレート). 写真中の黄色のシートが原子核乾板であり、銀色のプレートが鉄プレートである。どちらも本照射実験で使用した原子核乾板と鉄プレートと同じものである。

本照射実験のために製造した原子核乾板は大きさ $250\text{ mm}\times 250\text{ mm}$ 、厚さ $300\text{ }\mu\text{m}$ である。図 3.7 に示すように、原子核乾板は厚さ $180\text{ }\mu\text{m}$ のポリスチレンシートの両面に厚さ $60\text{ }\mu\text{m}^1$ の原子核乳剤を塗布したものである。

¹⁾一部の ECC ブリックに用いた原子核乾板の乳剤層の厚みは $50\text{ }\mu\text{m}$ である。

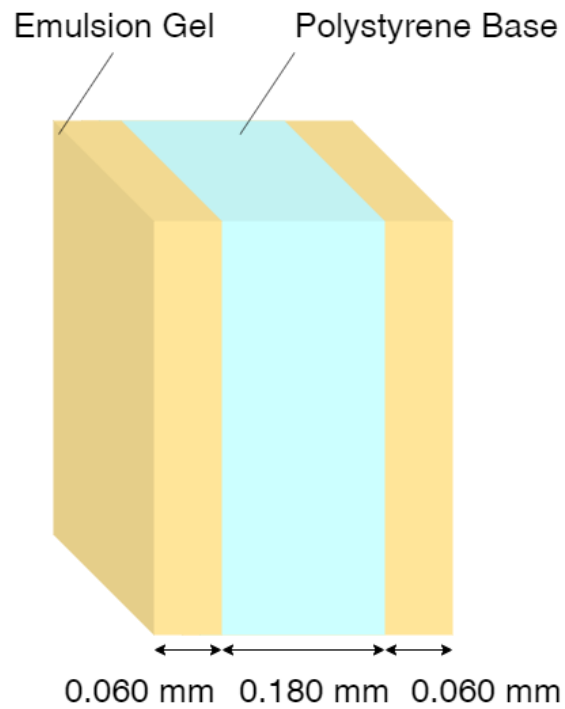


図 3.7: 原子核乾板の構造. 原子核乾板はポリスチレンベース ($250\text{ mm} \times 250\text{ mm} \times 180\text{ }\mu\text{m}$) と乳剤層 ($250\text{ mm} \times 250\text{ mm} \times 60\text{ }\mu\text{m}$) で構成される. 水色はポリスチレンベースを, 黄色は乳剤層を表している.

図 3.8 は原子乾板に記録されたニュートリノ・鉄反応からの二次粒子の飛跡を顕微鏡で撮像した画像である. $\text{sub-}\mu\text{m}$ の位置分解能でニュートリノ反応からの二次粒子をとらえることができている.

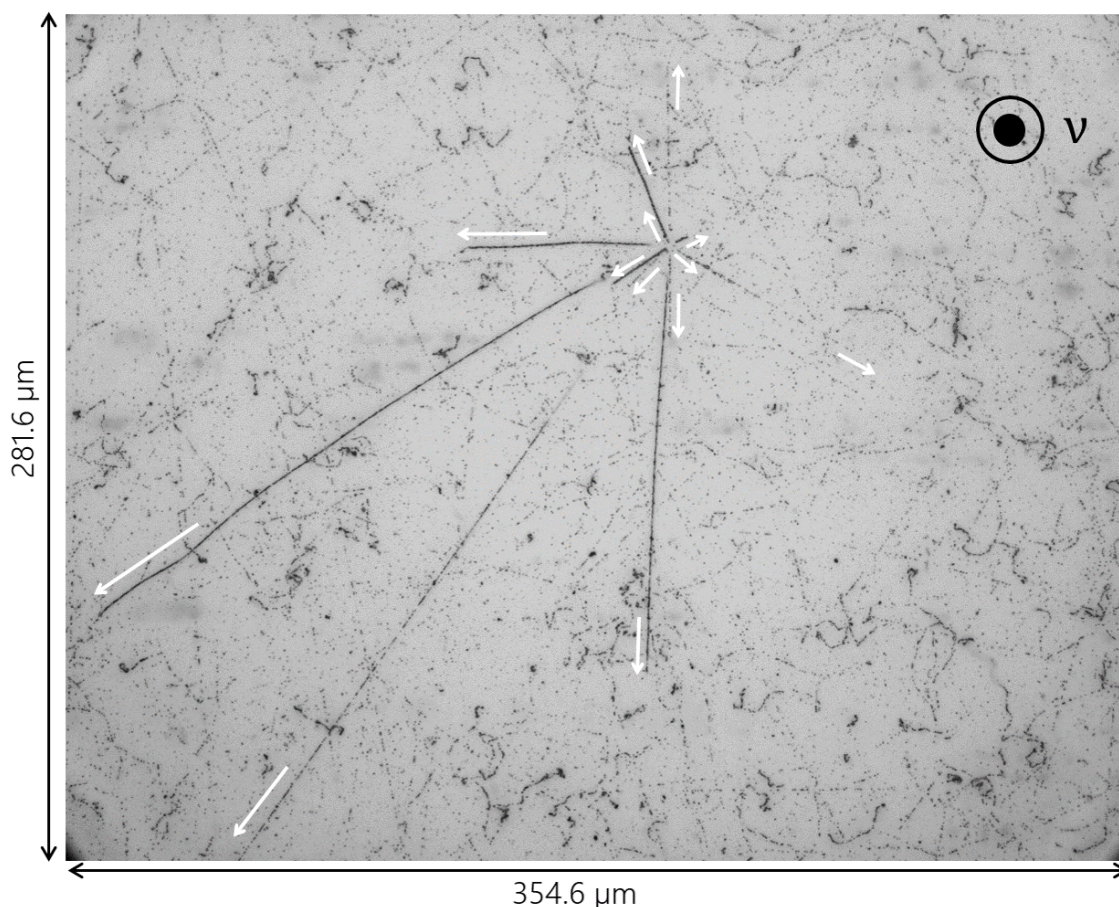


図 3.8: 原子乾板に記録されたニュートリノ反応由来の荷電粒子の飛跡の顕微鏡写真。原子核乾板中の飛跡を顕微鏡で撮像した画像である。黒線は荷電粒子の飛跡であり、白い矢印は粒子の進行方向を示している。

原子核乳剤はゼラチンにハロゲン化銀である臭化銀 (AgBr) を含ませたものである。荷電粒子の通過に伴う電離によって、 AgBr 半導体結晶内で生成された電子正孔対の電子が結晶格子の欠陥などによる電子トラップに捕獲され、その負電荷に正電荷の格子銀イオンが引き寄せられる。捕獲電子と銀イオンが結合すると銀原子となり、この過程を繰り返すことで銀原子が集まり光分解銀核をつくる。光分解銀核を持つハロゲン化銀粒子の群からなる像を潜像といい、この潜像をつくっている光分解銀核を潜像核と呼ぶ。潜像核の形成の原理の詳細は Ref.[150] に記述されている。潜像核を形成するために必要な銀原子の個数は4個以上である。この目に見えない潜像核は、現像処理によって可視化される。現像処理で用いる現像液は還元剤が主成分であり、原子核乳剤中の AgBr に電子を与えて銀粒子に還元する。このとき、 AgBr が潜像核を持っていると、潜像核が電子の授受の触媒となって還元反応を促進させるため、潜像核をもった AgBr を中心として現像銀粒子が生成される。つまり、荷電粒子が通過した跡に沿って銀粒子が生成され、飛跡として可視化される。原子核乳剤中の AgBr の含有量によって荷電粒子に対する感度を調整することができる。本検出器に用いた原子核乾板は AgBr の体積含有量が45%の中銀乳剤と55%の

高銀乳剤を用いた。本研究で用いた原子核乳剤の組成 [151] を表 3.2 に示す。また、原子核乳剤の密度と放射長 [151] を表 3.3 に示す。本研究で用いた原子核乳剤の性質の詳細は Ref.[70, 152] に記述されている。

表 3.2: 原子核乳剤の組成.

元素	中銀 [wt%]	高銀 [wt%]
Ag	46.4	50.2
Br	33.7	36.5
I	0.982	1.06
C	7.43	5.02
N	2.61	1.66
O	7.26	4.46
H	1.39	0.876
S	0.0643	0.0188
Na	0.156	0.202
Fe	0.0029	0.0031
Au	0.0021	0.0023
Cl	0.0015	0.0016

表 3.3: 原子核乳剤の密度と放射長.

元素	中銀	高銀
密度 [g/cm ³]	3.6	4.5
放射長 X_0 [g/cm ²]	11.46	10.83

3.3.2 ECC

ECC は原子核乾板と鉄プレートを交互に積層した鉄標的ニュートリノ検出器である。ECC の標的に用いた鉄プレートのサイズは 250 mm×250 mm×500 μm であり、その厚みと質量の測定値はそれぞれ $498.2 \pm 3.2 \mu\text{m}$ と $246.9 \pm 0.8 \text{ g}$ である。原子核乾板と鉄プレートの厚みはそれぞれ 300 μm, 500 μm と薄いため、ECC は薄い層構造をもつ。この薄い層構造のために、ECC はニュートリノ・原子核反応における終状態の荷電粒子を低運動量閾値で検出することができる。

本照射実験で用いた鉄プレートはステンレス鋼 (SUS304) でつくられている。純粋な鉄は原子核乾板と接触すると化学反応を起こすため、鉄の代わりにステンレス鋼を用いた。ステンレス鋼は鉄 (72.3%), クロム (18.1%), ニッケル (8.0%), その他の物質 (マンガン, ケイ素, リン, 硫黄) (1.6% in total) で構成される。ステンレス鋼の中性子数は鉄の中性子

数よりも $3.6 \times 10^{-3}\%$ 小さく、一方で陽子数は $6.4 \times 10^{-2}\%$ 大きい。さらに中性子数と陽子数の比はステンレス鋼で 1.149, 鉄で 1.150 である。したがって、ステンレス鋼と鉄の中性子数と陽子数ならびにそれらの比はほとんど同じであるため、本研究では ECC の標的に用いた鉄プレートを鉄として扱った。

図 3.9 に示すように 1 個の ECC 検出器 (ブリックと呼ばれる) は原子核乾板 23 枚と鉄プレート 22 枚で構成される。ECC ブリックは図 3.10 に示すように、XY 平面に対して 4 ブリック, Z 軸方向に 3 ブリック, 計 12 ブリック設置した。ECC ブリック間と ECC の最下流側の端面には飛跡接続を補助するためにチェンジャブルシート (CS : Changeable sheet) と呼ばれる原子核乾板を設置した。ECC を構成する原子核乾板の原子核乳剤には中銀乳剤を, CS の原子核乳剤には高銀乳剤を使用した。

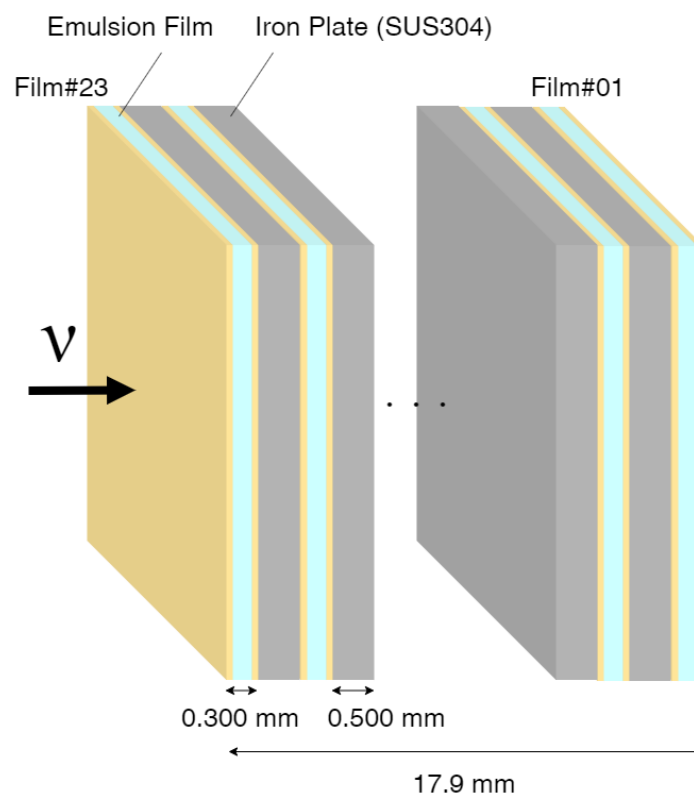


図 3.9: ECC ブリックの構造。ECC ブリックは 23 枚の原子核乾板と 22 枚の鉄プレートで構成される。

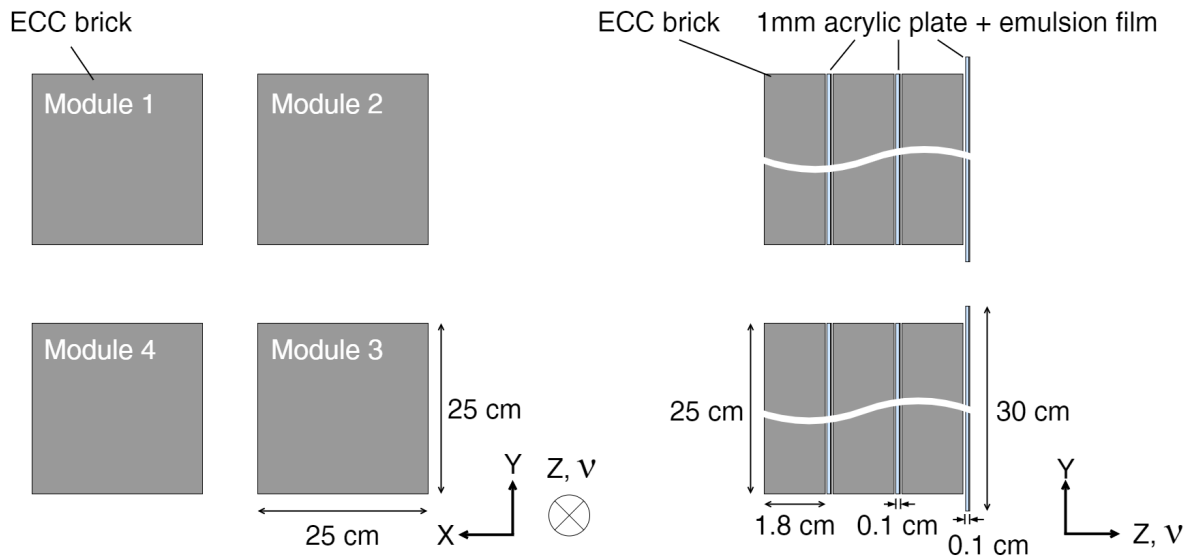


図 3.10: ECC ブリックの配置図. 左図は正面図, 右図は側面図を表している.

3.4 原子核乾板多段シフター

シフターの技術は宇宙線電子の研究を目的とした気球実験 [153] のために開発されたものであり, 後に宇宙ガンマ線精密観測を目的とした GRAINE 計画 [145, 146, 154] に導入された. 本研究では ECC 中のニュートリノ反応起因の飛跡に時間情報を付与するため, 原子核乾板多段シフターを用いた. 多段シフターによって ECC 中の飛跡に時間情報がつくことで, ECC と INGRID の飛跡マッチングによるミューオン ID が可能となる. 図 3.11 に示すように, 多段シフターは原子核乾板を設置したステージを 3 段有する. 多段シフターのステージをビーム上流側からそれぞれ上段, 中段, 下段と呼ぶ. 多段シフターを構成する原子核乾板は大きさ $250\text{ mm} \times 300\text{ mm}$, 厚さ $300\mu\text{m}$ であり, 原子核乳剤には高銀乳剤を使用した. この原子核乾板を上段に 2 枚, 中段に 3 枚, 下段に 2 枚の計 7 枚設置した.

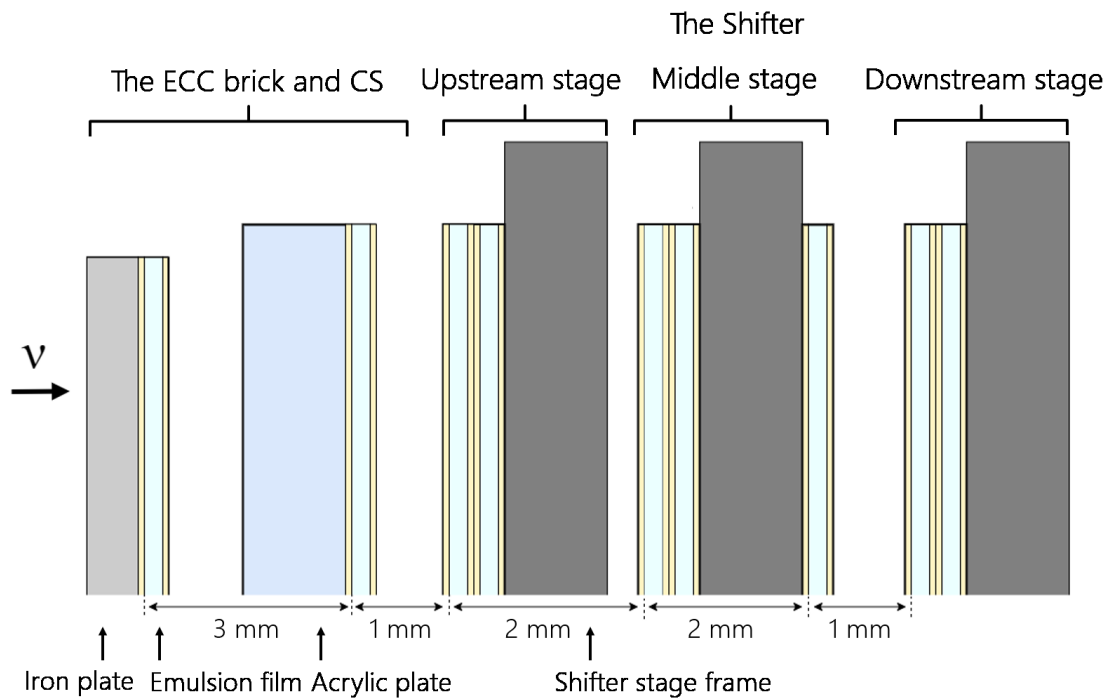


図 3.11: 多段シフターの構造. 左側がビーム上流である. 多段シフターの上段と下段には 2 枚のフィルム, 中段には 3 枚のフィルムが設置されている.

多段シフターの各ステージはそれぞれ固有の周期で動作しており, 固定された ECC と CS に対して各ステージの位置関係が時間に対して固有であるため, ECC の飛跡に時間情報を付与することができる. 表 3.4 に多段シフターの各段の駆動における設定値を示す. また, 図 3.12 に各ステージの位置の時間変化を表したタイミングチャートを示す. 下段はストローク幅 $3000\ \mu\text{m}$, 駆動速度 $0.553\ \mu\text{m/s}$ で連続駆動するように設定した. 中段はストローク幅 $7500\ \mu\text{m}$, 上限ステップ数 50 ステップ, ステップごとに $150\ \mu\text{m}$ 移動するように設定した. 中段は下段が $3000\ \mu\text{m}$ 移動して折り返すタイミングで 1 ステップ移動する. 中段の駆動間隔は $3000\ \mu\text{m}/0.553\ \mu\text{m/s} = 1.51\ \text{hours}$ である. 上段は上限ステップ数 50 ステップ, ステップごとに $150\ \mu\text{m}$ 移動するように設定した. 上段は中段が $7500\ \mu\text{m}$ 移動して折り返すタイミングで 1 ステップ移動する. 駆動間隔は $1.51\ \text{hours} \times 50\ \text{ステップ} = 3.1\ \text{days}$ である. 以上の各段の動きにより, $3.1\ \text{days} \times 50\ \text{ステップ} = 155\ \text{days}$ まで固有の位置関係をつくり続けることができる. 多段シフターが駆動していた期間は 2016 年 1 月 19 日 17 時 09 分 26 秒から 2016 年 5 月 25 日 09 時 02 分 39 秒である.

表 3.4: 多段シフターのステージ駆動.

ステージ	駆動タイプ	ステップ数	ステップ距離	速度	駆動時間間隔	ストローク
上段	ステップ	50 step	150 μm	-	75.5 hours	-
中段	ステップ	50 step	150 μm	-	1.51 hours	7500 μm
下段	スweep	-	-	0.553 $\mu\text{m/s}$	-	3000 μm

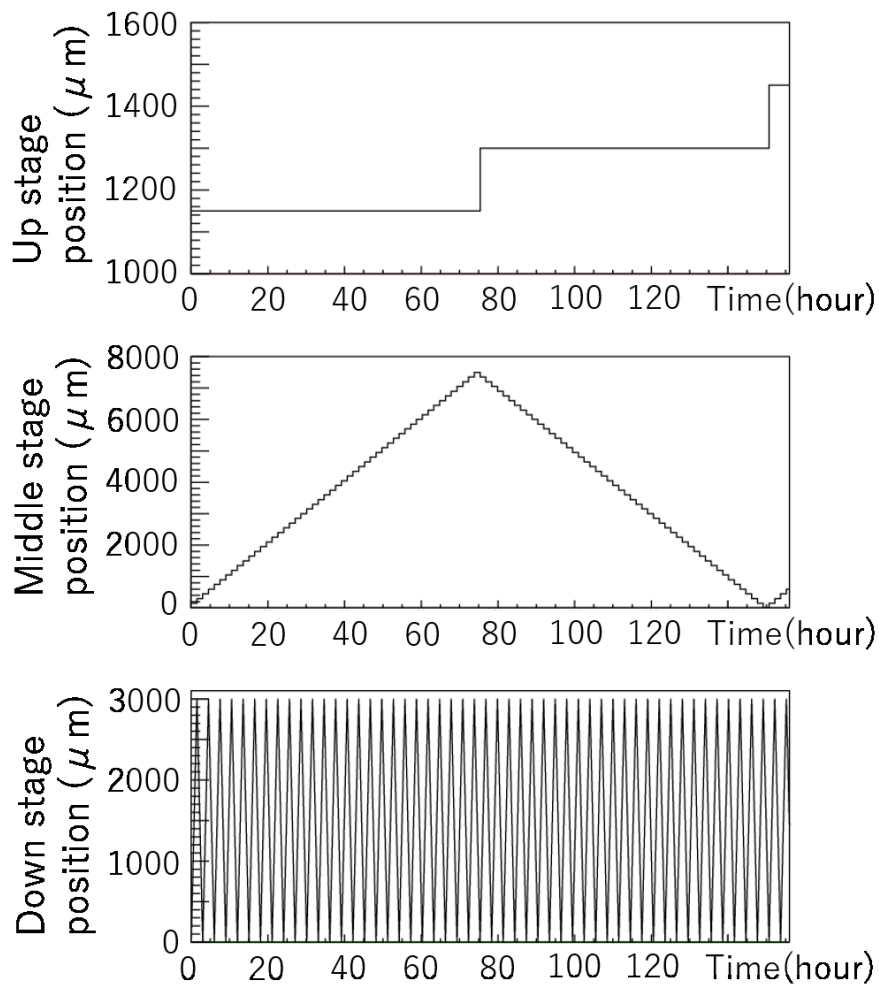


図 3.12: 多段シフターの各ステージの位置の時間変化. NINJA 65kg 鉄標的ラン Jan. 19, 2016, 17:09:26 - Jan. 26, 2016, 05:09:26 における多段シフターのオペレーションである. 各ステージがシフトするタイミングを表している.

3.5 INGRID

INGRID はニュートリノビームラインのグラフィット標的から 280 m 下流に設置された T2K 実験で使用している前置検出器の一つである。INGRID は水平方向および垂直方向にそれぞれ 7 台ずつ十字に設置されたモジュールで構成されている (図 3.4 参照)。本照射実験ではセンターモジュールの一つ隣の水平モジュールをミュオンレンジ検出器として使用した。図 3.13 に示すように、INGRID モジュールは 11 枚のトラッキングプレーンと 9 枚の鉄ターゲットで構成される。1 枚の鉄プレートの面積は $124\text{ cm} \times 124\text{ cm}$ であり、厚みは 6.5 cm である。トラッキングプレーンは 24 枚 \times 2 層 (X 軸方向と Y 軸方向) のプラスチックシンチレータで構成される。X 軸方向と Y 軸方向にセグメント化されたシンチレータ層を並べることで、ミュオンの 3 次元飛跡を再構成できる。1 枚のプラスチックシンチレータは長さ 120 cm 、幅 5 cm 、厚み 1 cm であり、そのシンチレーション光を波長変換ファイバーと光検出器 MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) を用いて片面読み出ししている。

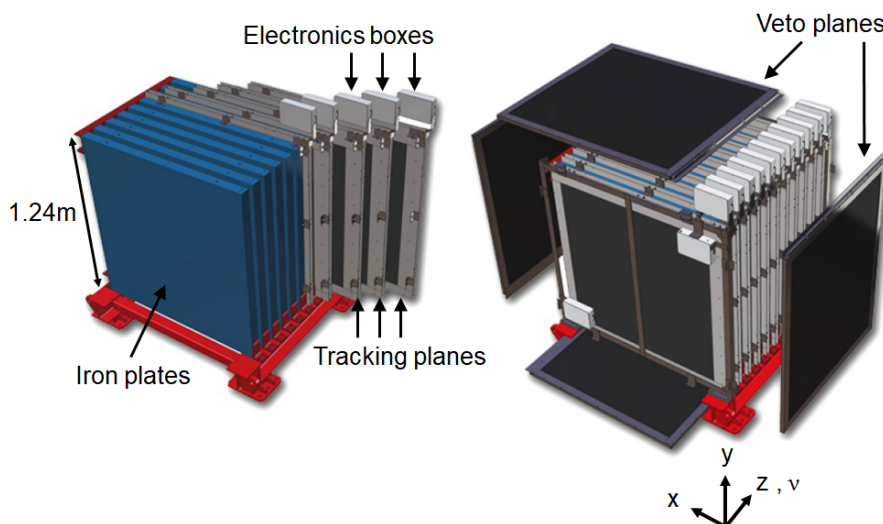


図 3.13: INGRID モジュールの構造。INGRID モジュールは 11 枚のトラッキングプレーンと 9 枚の鉄プレートで構成されている。

3.6 データサンプル

本照射は 2016 年の 2 月から 5 月の期間においてニュートリノビーム照射を行った。POT は Protons On Target の略であり、ニュートリノ生成のために加速器からニュートリノ生成標的に照射した陽子の数である。累積 POT はビーム照射期間中における POT の累積値であり、検出器に照射したニュートリノの量を示す指標となる。本照射実験では、同一の検出器にニュートリノビームと反ニュートリノビームの両ビームの照射を行った。ニュートリノビームモードでの照射期間は 2 月 1 日から 2 月 3 日までの間と 5 月 19 日から 5 月 27 日までの間であり、累積 POT は 4.0×10^{19} である。表 3.5 にニュートリノビームモードにおけるビーム照射期間と累積 POT を示す。累積 POT の値は多段シフターおよび INGRID の

有効測定時間における値である。本研究では、ニュートリノビームモードにおけるニュートリノ反応について解析を行った。

表 3.5: ニュートリノビームの照射期間と累積 POT。ニュートリノビームモードでの照射期間は二期間あり、各照射の期間と照射 POT を示している。POT の値は本検出器の有効測定時間における値である。

	照射開始	照射終了	照射 POT
ニュートリノビーム (1st)	2016/02/01 00:46:46	2016/02/03 01:01:08	0.9×10^{19}
ニュートリノビーム (2nd)	2016/05/19 12:25:39	2016/05/27 09:00:01	3.1×10^{19}
Total	-	-	4.0×10^{19}

第4章 飛跡再構成

4.1 原子核乾板の飛跡読み取り

原子核乾板の乳剤層中を荷電粒子が通過すると、通過した軌跡に沿って潜像核が形成される。現像処理によって潜像核を中心とした銀粒子が生成され、荷電粒子の飛跡が銀粒子の連なりとして可視化される。本照射実験に用いた原子核乾板の飛跡読み取りには、名古屋大学F研究室のHyper Track Selector(HTS)[155–157]を用いた。HTSは原子核乾板の飛跡読み取り装置の一つであり、読み取り速度 $4700 \text{ cm}^2/\text{h}/\text{layer}$ での高速飛跡読み取りが可能である。図4.1にHTSの外観を示す。

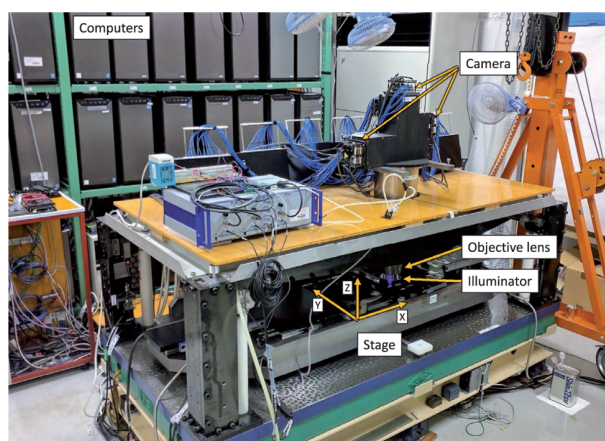
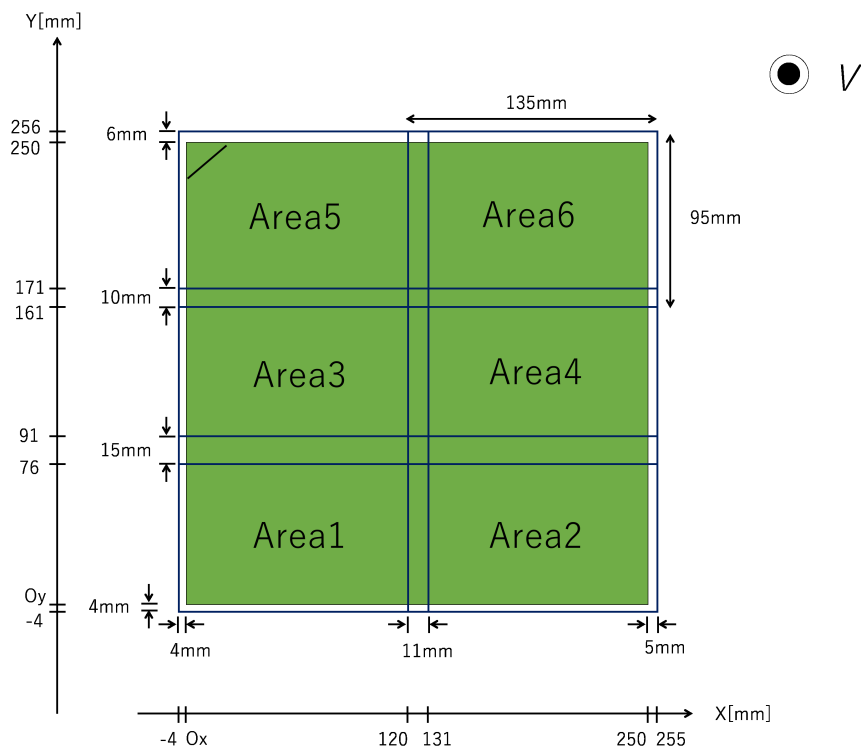
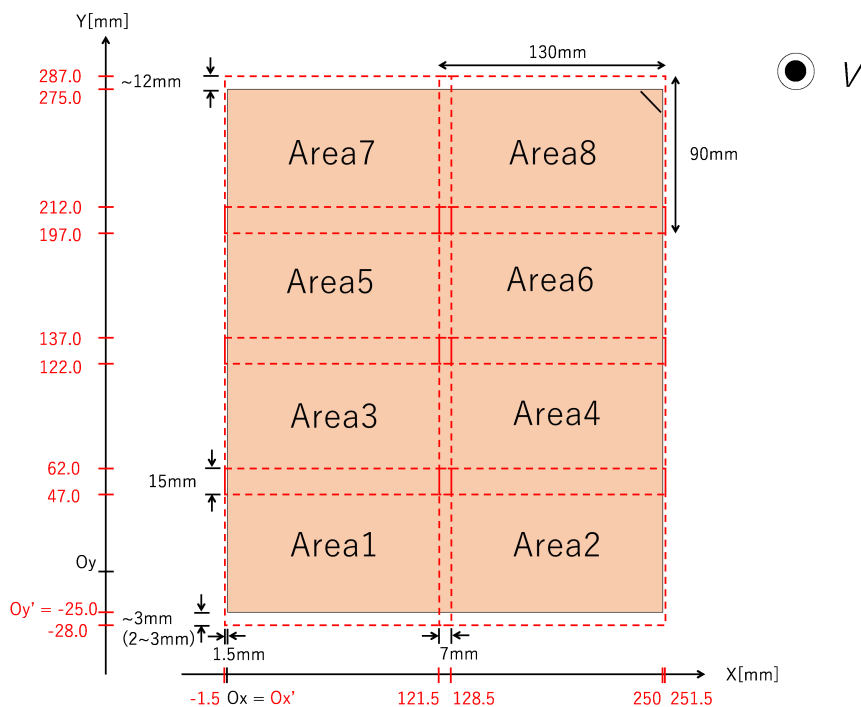


図 4.1: HTS の外観.

HTS の 1 回のスキヤニングで読取可能な面積は限られており、本研究では 1 スキヤニングエリアを $130 \text{ mm} \times 90 \text{ mm}$ に設定した。ECC に用いたフィルム ($250 \text{ mm} \times 250 \text{ mm}$) は 6 スキヤニングエリアに、多段シフターに用いたフィルム ($250 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$) は 8 スキヤニングエリアに分割してスキヤンを行った。図4.2に、スキヤニングエリアの設計を示す。



(a) ECC フィルムのスキニングエリア.



(b) シフターフィルムのスキニングエリア.

図4.2: スキニングエリアの設計. (a)はECCフィルムのスキニングエリアの設計を表している. 緑色部分はECCフィルムを, 実線はスキニングエリアを表している. 原点 $O(O_x, O_y)$ はECCフィルムの左下の角を表している. スキニングエリア間は重複するように設計してスキャンを行っている. 図中左上の斜め線は, フィルムの切りかけ(ノッチ)を表している. (b)は多段シフターフィルムのスキニングエリアを表している. 薄赤色部分はシフターフィルムを, 点線はスキニングエリアを表している. 原点 $O'(O'_x, O'_y)$ はECCフィルムの左下の角を表している.

図 4.3 に飛跡読み取り装置における乳剤層の断層撮像 [158] の模式図を示す。飛跡読み取り装置は乳剤層を 16 層の断層撮像を行うことで乳剤層中の銀粒子を読み取る。図 4.4 に示すように、読み取った断層撮像画像をシフトさせ、直線的な飛跡を探索する。このとき、Z 軸方向の距離とシフト量から飛跡の傾きを得ることができる。飛跡の傾きは ZX 平面 ($\tan\theta_x$) および YZ 平面 ($\tan\theta_y$) に対してそれぞれ得られる。HTS の飛跡の傾きのアクセプタンスは $|\tan\theta_{x(y)}| < 1.7$ ($|\theta_{x(y)}| \lesssim 60^\circ$) に設定した。Z 軸に対する飛跡の傾きは $\tan\theta = \sqrt{\tan\theta_x^2 + \tan\theta_y^2}$ と表すことができる。

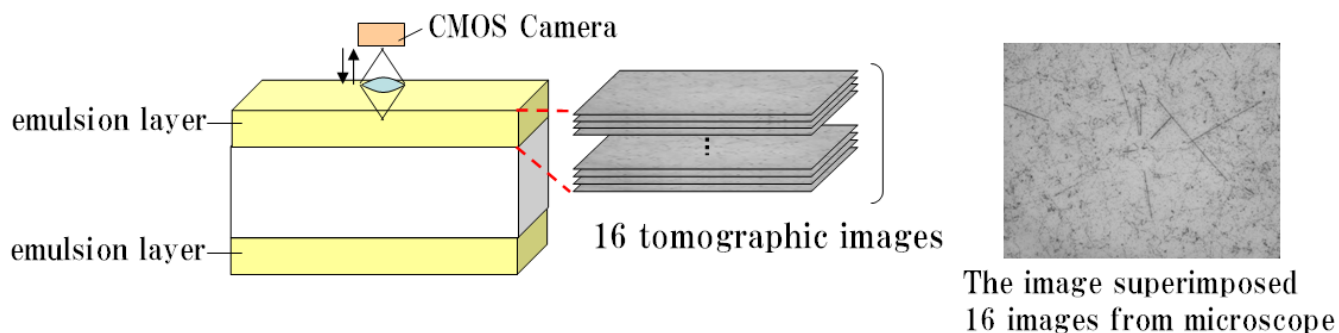


図 4.3: 飛跡読み取り装置による 16 層断層撮像。乳剤層を 16 層の断層撮像を行い、撮像画像から飛跡の探索・認識を行う。右図は 16 層の断層画像を積分した場合の画像である。

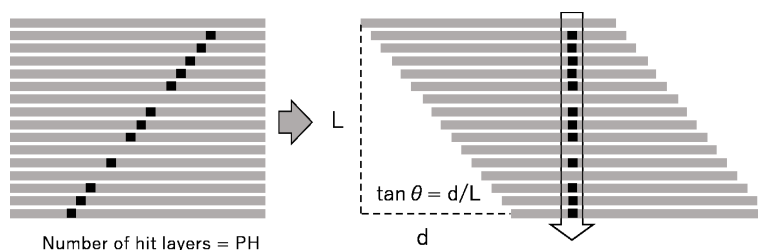


図 4.4: 飛跡読み取り装置による飛跡の再構成。灰色部分は乳剤層を断層撮像した各層を表しており、黒点は撮像画像中のヒットを表している。断層撮像画像をシフトしていき、直線的な飛跡を探索する。図中の L と d はそれぞれ Z 軸方向の距離とシフト量を表しており、この L と d を用いて飛跡の傾きが得られる。

飛跡の濃さは荷電粒子の電離損失量と相関があり、パルス高さ (PH: Pulse Height) とボリュームパルス高さ (VPH: Volume Pulse Height) に反映される。PH は飛跡読み取り装置で乳剤層を 16 層に断層撮像した際に、銀粒子を認識することができた断層フレーム数を表している [159]。HTS の PH 閾値を 8 に設定し、 $PH \geq 8$ の飛跡を取得した。一方で、VPH は断層撮像における飛跡読み取り装置のイメージセンサーのヒットピクセル数の総和を表している [160]。図 4.5 に 16 層断層撮像における VPH 測定の模式図を示す。本解析では VPH が 150 未満のベーストラックを Thin トラックと定義し、VPH が 150 以上のベーストラックを Black トラックと定義した。Thin トラックは最小電離粒子の飛跡であ

り, Blackトラックは高電離粒子の飛跡である. VPHの詳細についてはSec. 6.4.1にて詳細に述べる.

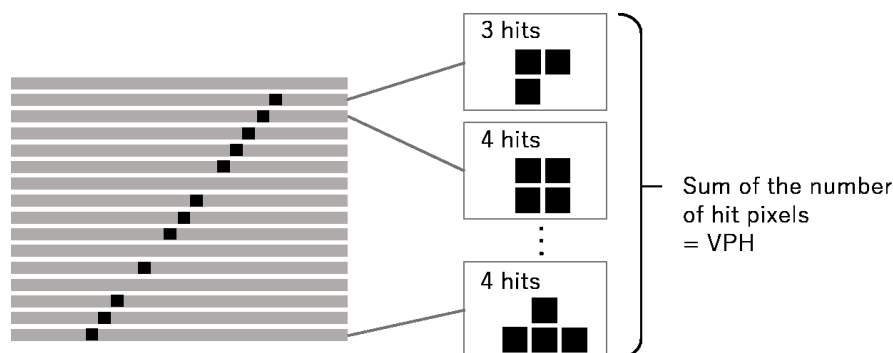


図 4.5: 16層断層撮像におけるボリュームパルスハイトの取得. 各断層撮像におけるイメージセンサーのヒットピクセル数の総和を VPH と定義している.

乳剤層中に記録された荷電粒子の飛跡はマイクロトラックと呼ばれ, 飛跡読み取り装置で読み取ったマイクロトラックのデータは, 位置 (x, y, z) , 傾き $(\tan\theta_x, \tan\theta_y)$, PH, VPH で構成される. マイクロトラックは飛跡データの最小単位である.

4.2 ECC の飛跡再構成

以下の手順で, スキャンングデータから荷電粒子の飛跡を再構成した.

1. HTS のスキャンニングによってマイクロトラックを取得する.
2. マイクロトラックからベーストラックを再構成する.
3. ベーストラックどうしを接続してリンクレットを再構成する.
4. リンクレットを一つのトラックにまとめてチェーンを再構成する.

2-4. はスキャン後のオフラインプロセスである. 飛跡再構成には NETSCAN[161, 162] ソフトウェアパッケージを用いた.

4.2.1 ベーストラック

原子核乾板の乳剤層は現像・膨潤処理および周囲の温度・湿度の変化によって歪むため, マイクロトラックの角度精度は高くない. 一方, ベース(支持体)表面の乳剤はベースに固定されているため, 乳剤層の歪みの影響は小さい. そこで, ベース両面の乳剤層中のマイクロトラックを接続し, ベーストラックと呼ばれる仮想的なトラックを再構成する. 図 4.6 にマイクロトラックとベーストラックの模式図 [156] を示す. ベーストラックはマイクロトラックよりも良い角度精度をもつ上, ベース両面の乳剤層に飛跡が存在することを要求することで放射性同位体や環境放射線に起因する低運動量成分の飛跡やフォグと呼

ばれる写真フィルムにおけるかぶりに起因した偽の飛跡を減らすことができる。本解析においては、ベーストラックを飛跡のセグメントとして解析を行なった。

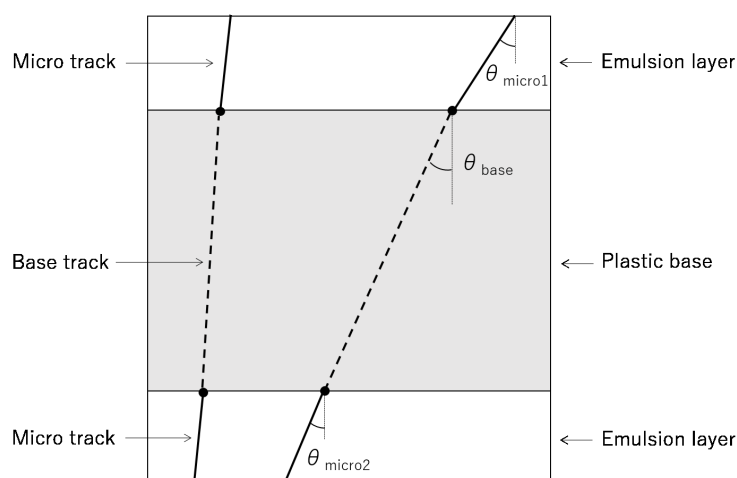


図 4.6: マイクロトラックとベーストラックの模式図。プラスチックベースの両端に乳剤層がある。実線は乳剤層中のマイクロトラックを表しており、破線はマイクロトラック同士を接続したベーストラックを表している [156].

ベーストラックを検出し、データ上で再構成する効率を検出効率と定義する。ベーストラックの検出効率は以下の各効率を掛け合わせたものである。

- 原子核乾板の飛跡検出効率
- HTS のスキャンによるマイクロトラックの取得効率
- マイクロトラックの再構成効率
- ベーストラックの再構成効率

原子核乾板の飛跡検出効率は原子核乾板(フィルム)で飛跡を検出する効率であり、潜像退行による飛跡の消失や、乳剤層の破損、歪み、異物、黒点化などによるダメージが検出効率を落とす要因となる。マイクロトラックの取得効率は HTS のマイクロトラックスキャンによる検出効率であり、再構成効率はスキャン後のオフライン処理によるマイクロトラックの再構成 [156, 157] による効率である。ベーストラックの再構成効率はマイクロトラック同士の接続効率、Track Ranking 法 [68, 163] を用いたコンプトン電子によるノイズトラックや HTS でのスキャンにおける光学的ノイズによる偽トラックの除去効率に主に影響を受ける。

ベーストラックの検出効率の評価は、図 4.7 に示すように評価フィルムとその前後 2 枚のフィルムを用いて行った。はじめに、検出効率を評価するフィルムの前後 2 枚にベーストラックが存在し、それぞれが互いに接続しているトラックを選出する。ベーストラック同士の接続については Sec. 4.2.2 で述べる。

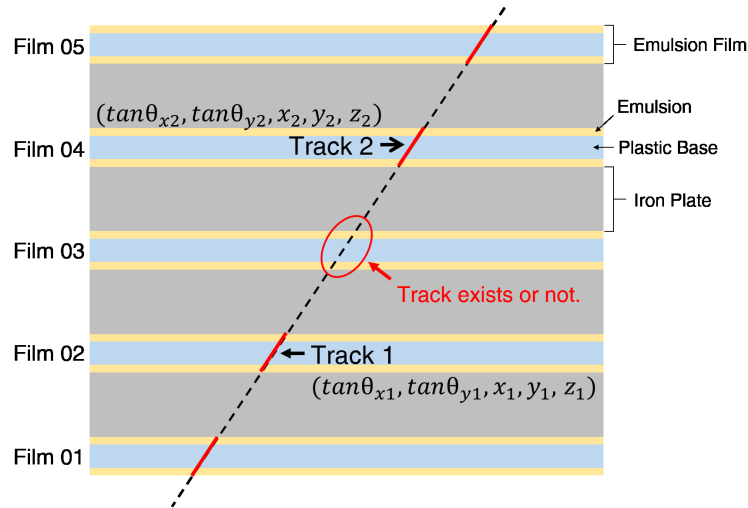


図 4.7: 評価フィルムを通過する飛跡の選出.

次に、評価フィルムの前後のフィルムの飛跡を評価フィルムの位置に外挿したときの傾きと位置の平均値を算出し、予測トラックと定義する。評価フィルム中の予測トラックの探索において、飛跡間の傾きの差の許容値を 0.200 に固定し、位置差の許容値を $5 \mu\text{m}$ から $100 \mu\text{m}$ まで $5 \mu\text{m}$ ずつ変化させたときに許容条件を満たす飛跡が見つかる割合を評価した。傾きの差の許容値は ECC トラックの傾きの差のデータをもとに決めた十分に大きい許容値である。評価フィルムの前後の飛跡と接続する本物の飛跡が見つかる確率 (探索効率) を p 、背景事象となる飛跡が見つかる確率 (バックグラウンド率) を e と定義すると、それぞれの確率と見つかった飛跡の本数の間の関係を表 4.1 のように表すことができる。

表 4.1: 飛跡本数と飛跡探索効率およびバックグラウンド率の関係.

		True track	
		0 track	1 track
Bkg track	0 track	$(1-p)(1-e)$	$p(1-e)$
	1 track	$(1-p)e$	pe

予測トラックを探索した結果、予測トラックの候補が見つからなかった割合を p_0 、1本見つかった割合を p_1 、2本見つかった割合を p_2 と定義する。 $p > e$ の仮定のもと、 p と e はそれぞれ式 (4.1) と式 (4.2) [164] のように表すことができる。

$$p = \frac{1}{2} \{ (p_2 - p_0 + 1) + \sqrt{(p_2 - p_0 + 1)^2 - 4p_2} \}, \quad (4.1)$$

$$e = \frac{1}{2} \{ (p_2 - p_0 + 1) - \sqrt{(p_2 - p_0 + 1)^2 - 4p_2} \}. \quad (4.2)$$

ただし、式 (4.1) と式 (4.2) が成り立つのは予測トラックが 3 本以上見つかる割合が小さい

場合に限られるため、本評価においてはこの割合が1%未満になる範囲で評価を行った。

図4.8に位置差許容値に対するベーストラックの探索効率とバックグラウンド率の推移を示し、ベーストラックの検出効率とバックグラウンド率の評価方法について説明する。位置差許容値の増加に伴って探索効率は増加していき、やがて飽和する。飽和領域に達したときの探索効率は検出効率を表しており、一方でバックグラウンド率はその傾きの差と位置差の許容値における背景事象の割合を表している。

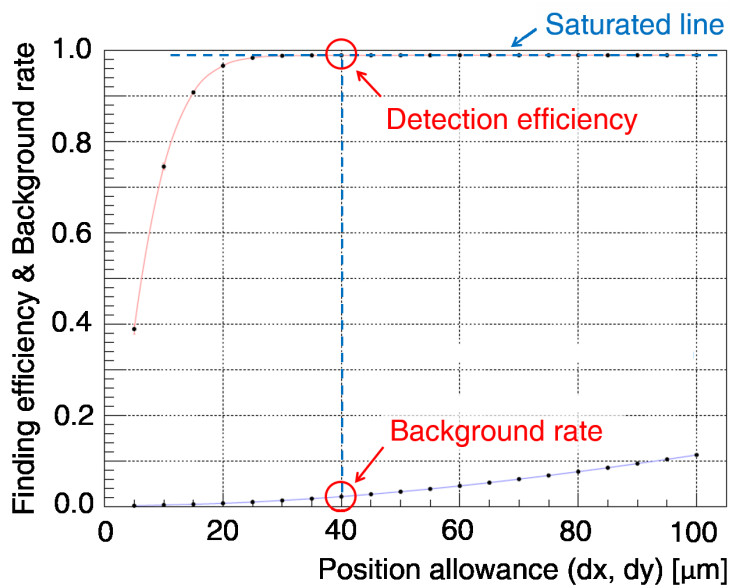


図 4.8: ベーストラックの検出効率とバックグラウンド率の評価。赤色の線は探索効率を示しており、青色の線はバックグラウンド率を表している。

図4.9にベーストラックの傾きの領域ごとの探索効率とバックグラウンド率の位置差許容値依存性を示す。

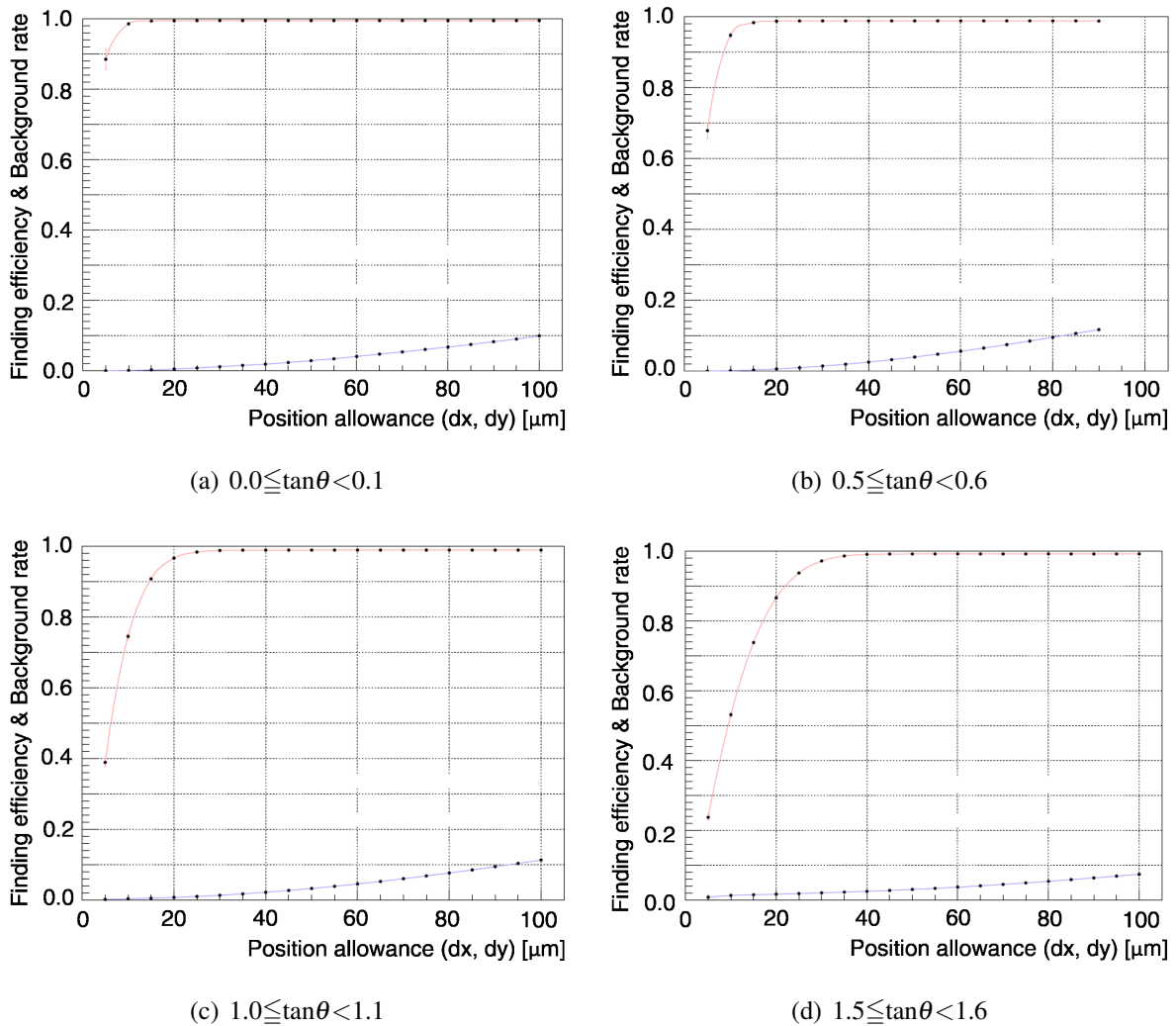


図 4.9: 位置差許容値に対するベーストラックの探索効率とバックグラウンド率の推移。ベーストラックの傾き範囲ごとの評価結果を表している。赤色の線は探索効率を表しており、青色の線はバックグラウンド率を表している。

このベーストラックの傾きの範囲ごとの検出効率の評価を、ECC 中のサンドミュオン(検出器を設置した検出器ホールの壁とニュートリノが反応して生成したミュオン), Thin トラック, Black トラックのそれぞれに対して行った。

図 4.10 にベーストラックの傾きの範囲ごとの検出効率を示す。図 4.10 の上図は Sec. 4.5 で述べる方法でミュオン ID が付与された ECC トラックのうち、検出器の上流から入射したサンドミュオンを用いて評価したベーストラックの検出効率を示している。ミュオントラックに対しては全角度領域にわたって 97% 以上の検出効率でベーストラックを検出できていることが分かる。

図 4.10 の下側の左図は Thin トラックに対するベーストラックの検出効率を示している。Thin トラックに対してはベーストラックの検出効率の傾き依存性が顕著に表れているが、これはスキャンにおける飛跡認識アルゴリズムによって説明できる。HTS の焦点深度から外れた位置でグレイン(銀粒子)を撮像した場合、グレインの像はぼやけるため、グレ

インが認識されないもしくは本来の位置よりもずれた位置で認識される。その結果、他の断層撮像のヒット位置との直線性が悪くなり、飛跡の認識効率が低下する。 $\tan\theta < 0.6$ の領域ではその効果が見えている。一方で、 $0.6 \leq \tan\theta$ の角度が大きくなる領域ではトラックが乳剤層を通過する距離が長くなり、断層撮像での一層あたりの銀粒子の数が多くなる。そのため、 $0.6 \leq \tan\theta$ の領域では検出効率が上昇し始める。同様の傾向は OPERA 実験 [165] におけるトラックスキニング [166] でも見られている。

図 4.10 の下側の右図は Black トラックに対するベーストラックの検出効率を示している。Black トラックの検出効率は Thin トラックの検出効率よりも高い。Black トラックは高電離粒子によるトラックであるため、乳剤層での銀粒子の数が多くなる。そのため、スキニングにおける断層撮像での飛跡認識効率が高くなる。

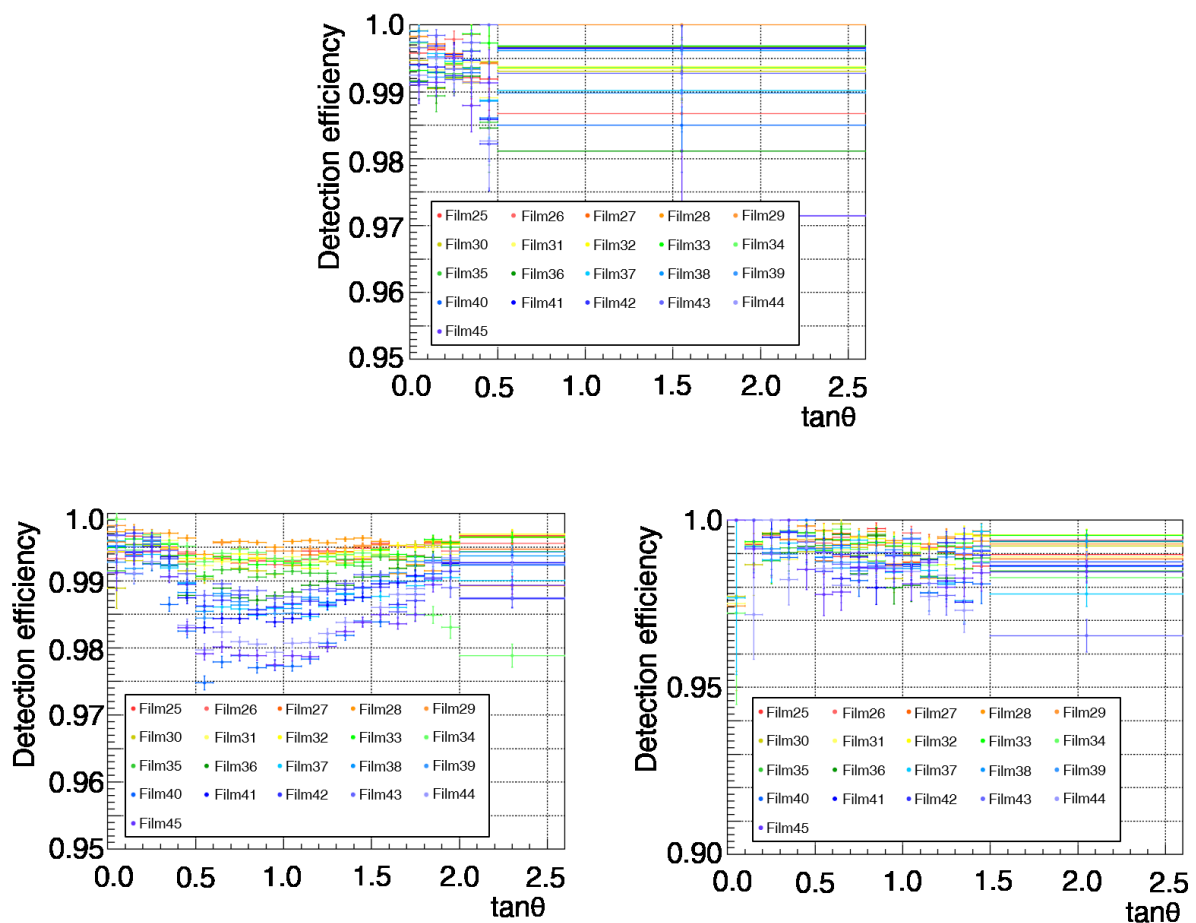


図 4.10: ベーストラックの検出効率と傾き依存性。横軸はベーストラックの傾きを表している。上図はミュオントラック，下側の左図は Thin トラック，下側の右図は Black トラックに対するベーストラックの検出効率を表している。

4.2.2 リンクレット・チェーン

フィルム間のベーストラックの接続を行い、2本のベーストラックで構成したトラックデータをリンクレットと呼ぶ。共通のベーストラックを有する複数のリンクレットを接続したトラックデータをチェーンと呼ぶ。チェーンを構成するベーストラックのことをトラックセグメントと呼び、チェーンは2セグメント以上のベーストラックを有する。

はじめに、フィルム間のベーストラック同士を接続するためにビーム照射中のフィルム間の相対的な位置関係を求める必要がある。原子核乾板を用いた実験では、ビーム照射後に検出器をアンインストールし、現像・膨潤処理を行う。この現像・膨潤処理の後に飛跡読取装置で飛跡をスキャンするため、飛跡読取装置でスキャンした飛跡の座標系(フィルム座標系)とビーム照射時の飛跡の座標系(チェンバー座標系)は異なる。そのため、フィルム間のベーストラックを接続するためにはビーム照射中のフィルム間の相対的な位置関係を求める必要がある。この位置関係を求めるプロセスをアライメントと呼ぶ。アライメントでは、基準となるフィルムに対して飛跡を接続するフィルムの位置ずれと回転を補正する。アライメントによる座標系の変換は式(4.3)で表され、線形変換と平行移動を組み合わせたアフィン変換と呼ばれる変換である。

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

ここで、 x, y はフィルム座標系でのトラックの座標を表しており、 x', y' はチェンバー座標系でのトラックの座標を表している。また、 a, b, c, d, p, q はアフィンパラメータと呼ばれ、 a, b, c, d はスケーリング(拡大・縮小)とローテーション(回転)を表したパラメータで、 p, q は平行移動を表したパラメータである。X軸およびY軸まわりの回転の補正はスケーリング補正によって行われる。アライメントの傾き精度は0.004程度であり、位置精度は隣接フィルム間で $4\mu\text{m}$ 、1枚先のフィルム間で $6\mu\text{m}$ 、2枚先のフィルム間で $7\mu\text{m}$ 程度である。アライメントは2mm四方の区画ごとに行った。

アライメント後、接続試行するベーストラック間の傾きの差と位置差に対して許容値を設定し、フィルム間のベーストラックを接続してリンクレットを再構成する。許容値はベーストラックの傾きの関数として定義され、300 MeV/cの運動量をもつミューオンのECCブリック中での多重電磁散乱量を基に決定した。リンクレットの再構成後、リンクレット同士を接続してチェーンを再構成する。途中で枝分かれするようなチェーンが再構成された場合、トラックセグメント間の重複接続を飛跡の傾きの差と位置差を用いて除去した後に最長トラックを選出して一本化した。

再構成したチェーンに対して、Sec. 4.2.1で述べたベーストラックの検出効率の評価方法を用いてチェーンの再構成効率を評価した。チェーンの再構成効率はトラックセグメントの検出効率とトラックセグメント同士の接続効率が掛け合わさった効率である。図4.11にチェーンの傾きの範囲ごとの再構成効率を示す。図4.11の上図にミューオントラックに対するチェーンの再構成効率を示し、その再構成効率はおよそ98%以上である。図4.11の下側の左図と右図はそれぞれThinトラックおよびBlackトラックに対するチェーンの再構成効率を示している。

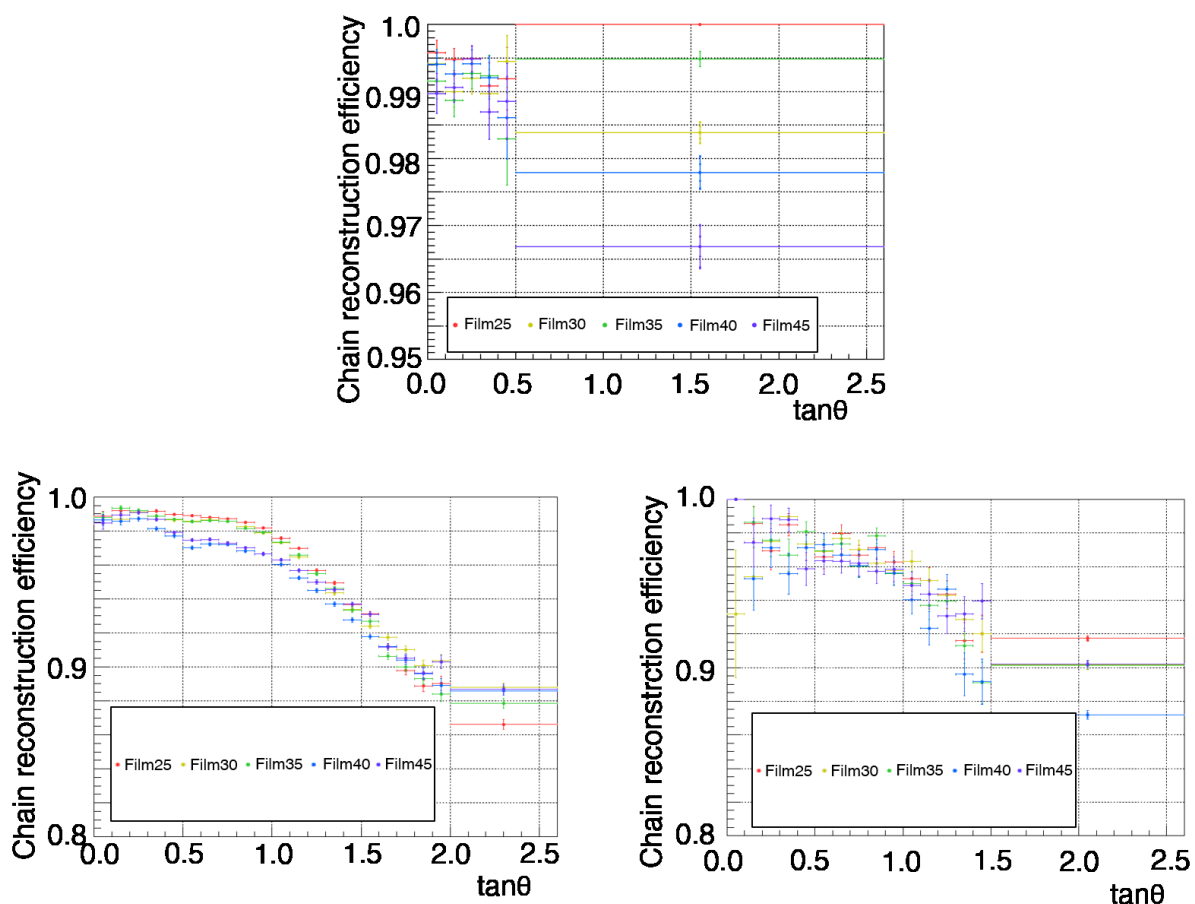
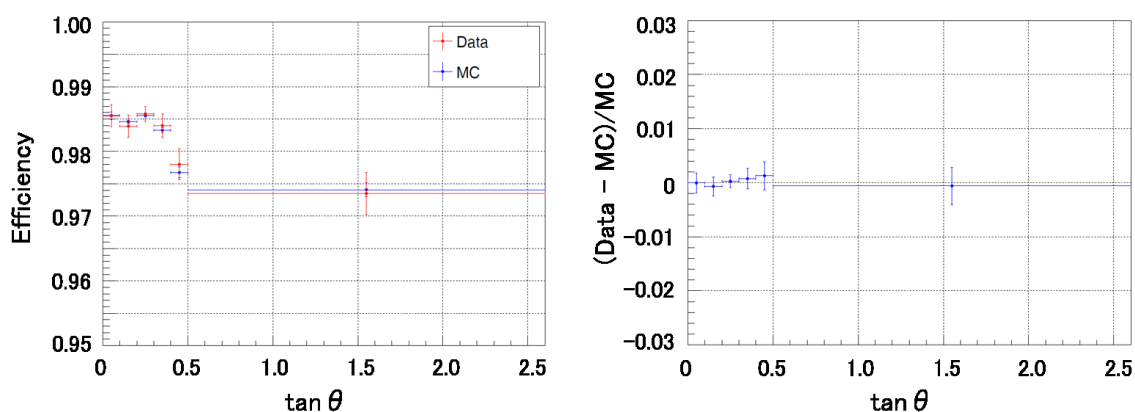


図 4.11: チェインの再構成効率の傾き依存性. 横軸はベーストラックの傾きを表している. 上図はミューオントラック, 下側の左図は Thin トラック, 下側の右図は Black トラックに対するチェインの再構成効率を表している.

図 4.12 にミューオントラックに対するチェインの再構成効率の測定データとモンテカルロ (MC : Monte Carlo) シミュレーションの比較を示す. 図 4.12-(a) は測定データと MC シミュレーションのそれぞれについて評価したチェインの再構成効率を表している. 図 4.12-(b) は測定データと MC シミュレーションのチェインの再構成効率の残差を表しており, 残差は次式のように定義した.

$$diff. = \frac{data - MC}{MC}. \quad (4.4)$$

測定データと MC シミュレーションの差は最大で 0.13% であり, MC シミュレーションで測定データにおけるチェイン再構成をよく再現できていることが分かる.



(a) チェインの再構成効率

(b) 測定データと MC の差

図 4.12: チェインの再構成効率の測定データと MC シミュレーションの比較. (a) は測定データと MC シミュレーションのそれぞれについて評価したミューオンのチェインの再構成効率である. (b) は測定データと MC シミュレーションの残差を表しており, その差は最大で 0.13% である.

図 4.13 にチェインの傾きの範囲ごとのトラックセグメント間の接続効率を示す. チェインのトラックセグメント間の接続効率は, チェインの再構成効率をトラックセグメントの検出効率で割ることで評価した. 図 4.13 の上図にミューオントラックに対するトラックセグメント間の接続効率を示し, その接続効率は 99% 以上である. 図 4.13 の下側の左図と右図はそれぞれ Thin トラックおよび Black トラックに対するトラックセグメント間の接続効率を示している.

一方で, トラックセグメント間の誤接続については, ベーストラックデータのスキヤニングエリアをシャッフルした偽トラックデータを用いて評価した. Thin トラックの誤接続率は, 2 セグメントのチェインではおよそ 1% 程度であり, 3 セグメント以上のチェインでは 0.1% より小さいため無視できる. また, Black トラックの誤接続率は 0.1% より小さく, 無視できる.

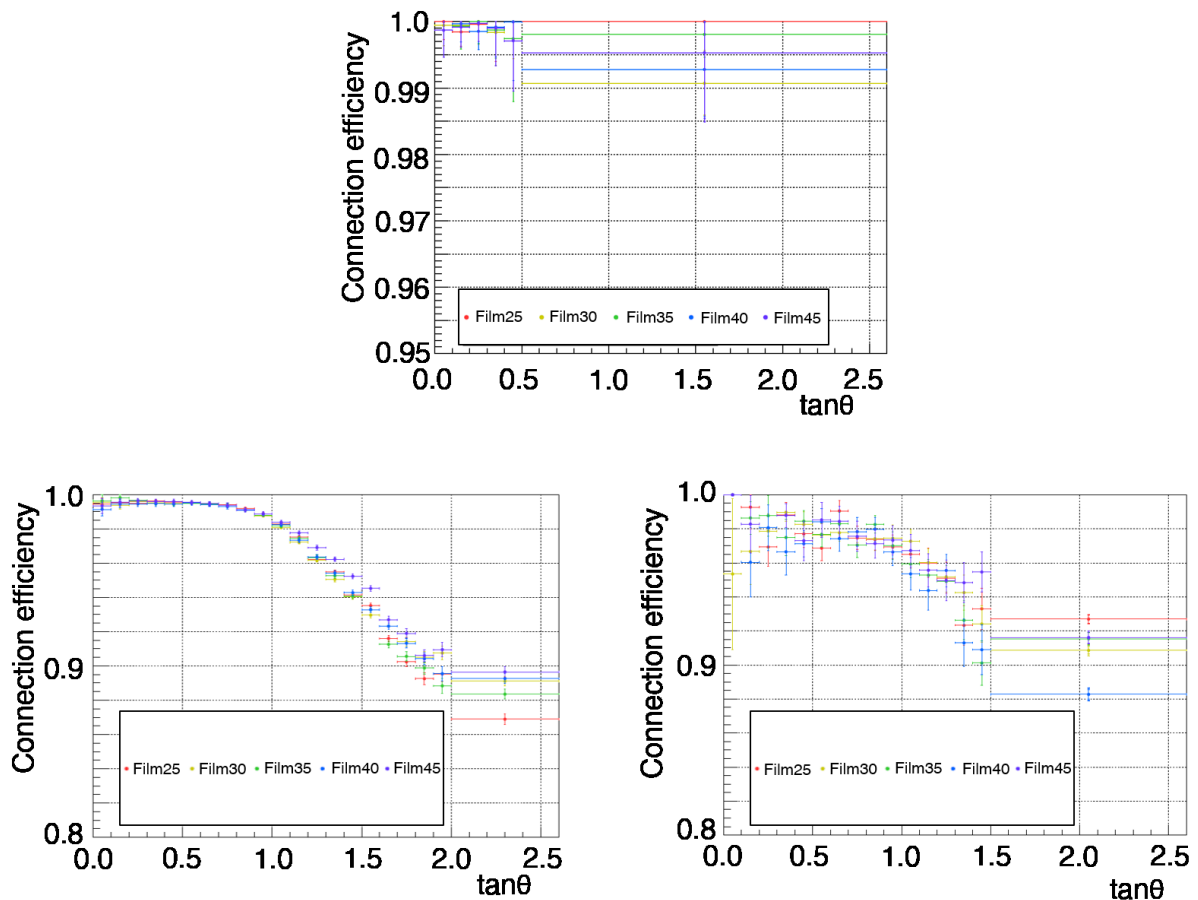


図 4.13: チェインのトラックセグメント間の接続効率の傾き依存性. 横軸はベーストラックの傾きを表している. 上図はミュオントラック, 下側の左図は Thin トラック, 下側の右図は Black トラックに対するチェインのトラックセグメント間の接続効率を表している.

今までに述べた NETSCAN による飛跡再構成の条件は $300 \text{ MeV}/c$ の運動量をもつミュオンを基にした条件であるため, ニュートリノ反応から放出される低運動量の陽子の飛跡に対しては不十分である. そこで, 低運動量の粒子の飛跡である Black トラックに対しては飛跡の再接続プロセスを追加で行った. この Black トラックの飛跡再接続はベーストラックの傾き, 位置, VPH を用いて行い, 1 枚先のフィルムまで再接続プロセスを行った. ベーストラック間の傾きの差と位置差の計算には飛跡の進行方向に対して垂直な平面上の軸系 (LT 座標系) を用いた. LT 座標系は平行軸 (Longitudinal coordinate) と直交軸 (Transverse coordinate) で構成される. 平行軸は飛跡の進行方向に対するエラーが大きく, 直交軸はエラーが小さい. 低運動量粒子は多重電磁散乱による散乱が大きいため接続許容値を拡げる必要があるが, 接続許容値を拡げると誤接続率も大きくなってしまう. しかしながら, LT 座標系では直交軸方向のエラーが小さいため, 接続許容値の拡大を抑えることができる. 飛跡再接続における接続許容値は $500 \text{ MeV}/c$ 以下の運動量をもつ陽子候補の飛跡の測定データを基に決定した. 図 4.14 に MC シミュレーションを用いて評価した Black トラックの再接続効率を示す. ニュートリノ反応から放出された荷電二次粒子の Black トラックの本数を分母とし, 飛跡再接続の許容値に入る Black トラックの本数を分

子とした。

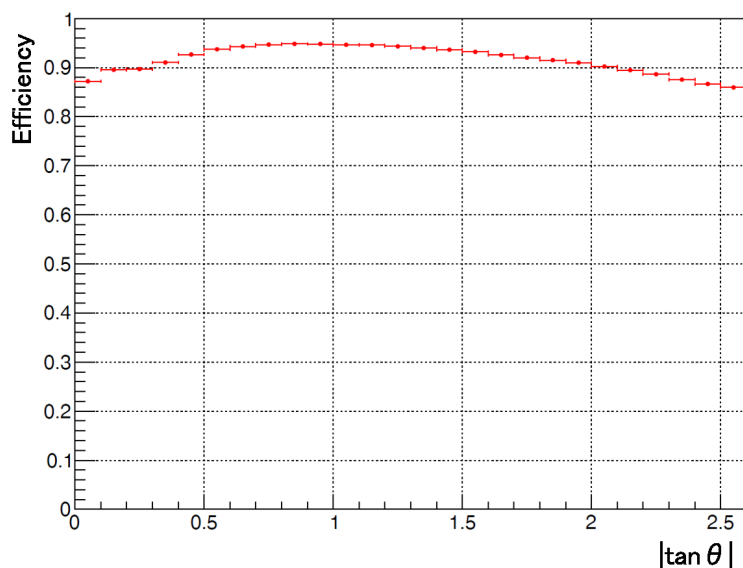


図 4.14: Black トラックの再接続効率. ニュートリノ反応から放出された荷電二次粒子の Black トラックの本数を分母とし, 飛跡再接続の許容値に入る Black トラックの本数を分子とした。

4.2.3 ECC ブリック間の飛跡接続

Sec. 4.2.2 で示した飛跡再構成プロセスは ECC ブリックごとに行った. ECC ブリックは Z 軸方向に 3 ブリック設置しているため (図 3.10 参照), ECC ブリックごとに飛跡を再構成した後, ECC ブリック間の飛跡接続を行った. 最上流 ECC ブリック中のニュートリノ反応起因の二次粒子に対してミューオン ID を行うために, ECC ブリック間の飛跡を接続することは必須である. ECC ブリック間の飛跡接続の方法はリンクレット再構成で用いた方法と同一である. 図 4.15 に ECC ブリック間の飛跡接続効率を示す. その接続効率はおおよそ 99% 以上であり, また誤接続率は 2% 程度である.

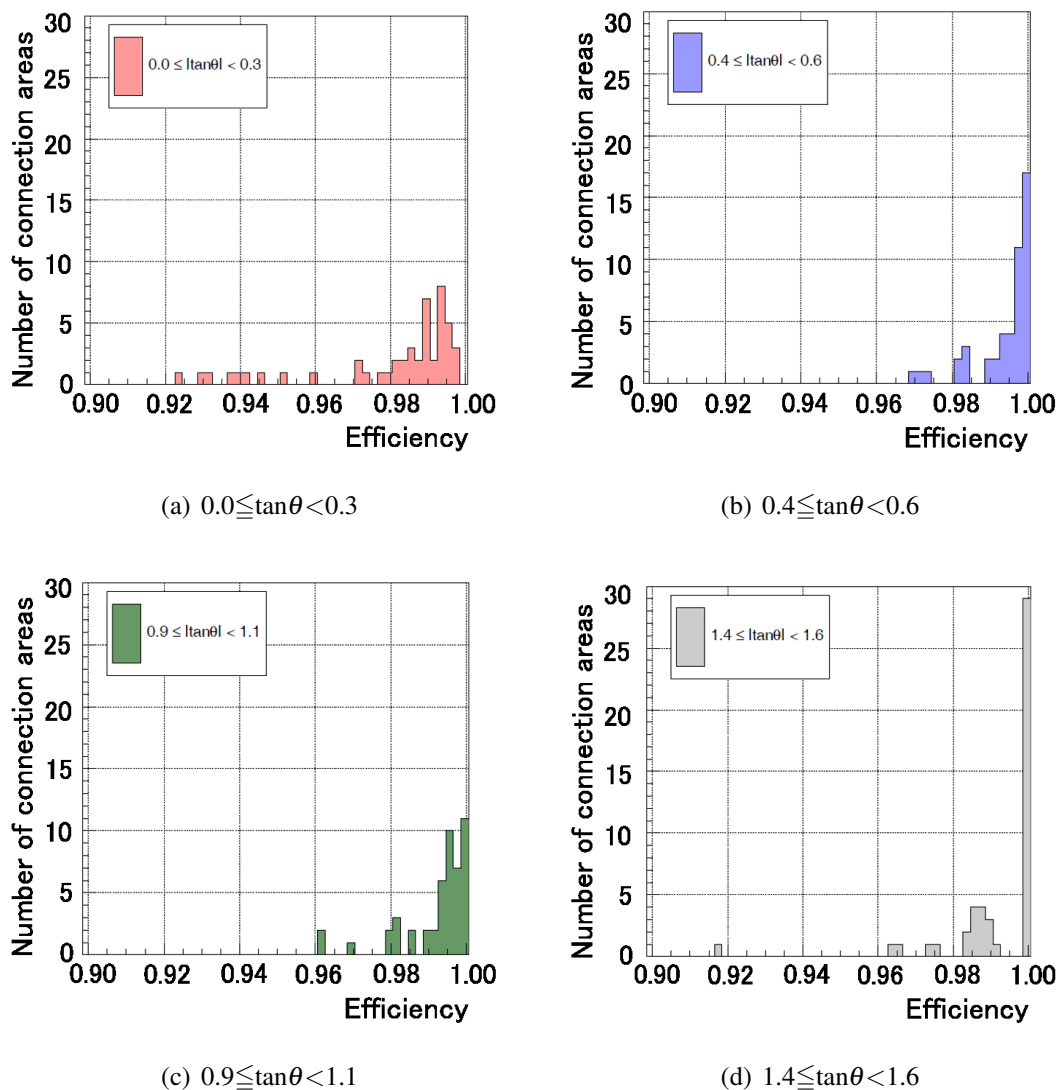
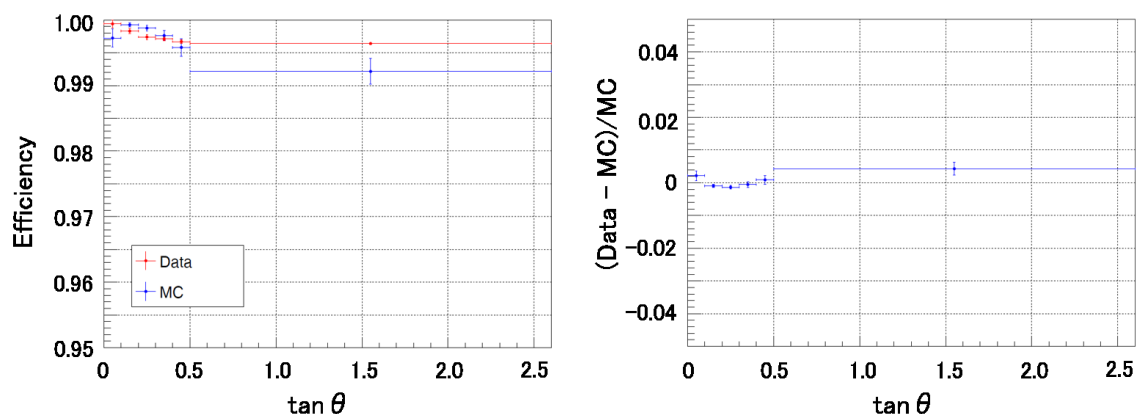


図 4.15: ECC ブリック間の飛跡接続効率. 横軸は ECC ブリック間の飛跡接続効率を表している. 縦軸は ECC ブリック間を接続したスキャンングエリア数を表しており, 全部で 72 エリアである. 色は飛跡の傾きの範囲を表している.

図 4.16 にミュオントラックに対する ECC ブリック間の飛跡接続効率の測定データと MC シミュレーションの比較を示す. 図 4.16-(a) は測定データと MC シミュレーションのそれぞれについて評価した飛跡接続効率を表している. 図 4.16-(b) は測定データと MC シミュレーションの飛跡接続効率の残差を表しており, その差は最大で 0.43% である. MC シミュレーションで測定データにおける ECC ブリック間の飛跡接続をよく再現できていることが分かる. 測定データと MC シミュレーションの差を本解析における ECC ブリック間の飛跡接続の系統誤差とした.



(a) ECC ブリック間の飛跡接続効率

(b) 測定データと MC シミュレーションの差

図 4.16: ECC ブリック間の飛跡接続効率の測定データと MC シミュレーションの比較. (a) は測定データと MC シミュレーションにおいてサンドミューオンデータを用いて ECC ブリック間の飛跡接続効率を評価した結果である. (b) は式 (4.4) で定義した測定データと MC シミュレーションの差を表している.

4.3 多段シフターによる時間情報付与

Sec. 3.4 に示すように、多段シフターは3つのステージを有し、それぞれのステージには原子核乾板が設置されている。多段シフターの飛跡再構成ではステージをまたいで飛跡を再構成するため、ステージの位置の組み合わせの数だけ飛跡を接続試行する。ステージのシフト位置ごとにピークが見られ、これらをタイムピークと呼ぶ。タイムピークはステージの各シフト位置において通過した飛跡によって構成される。タイムピークの面積は各ステージ位置において通過した飛跡の本数に比例する。図 4.17 は多段シフターのステージシフト量とタイムピークの位置関係を示した図である。タイムピークの数の上段が41個、中段が51個であり、下段は連続駆動しているためタイムピークは存在しない。ECC ブリックと上段、およびステージ間のアライメントにはリファレンスピークを用いた。リファレンスピークはシフターのオペレーションを終了させてから各ステージの位置関係を一週間固定して飛跡を蓄積させたピークである。リファレンスピークの位置は、ステージ駆動における位置とは異なる位置に設計されている。

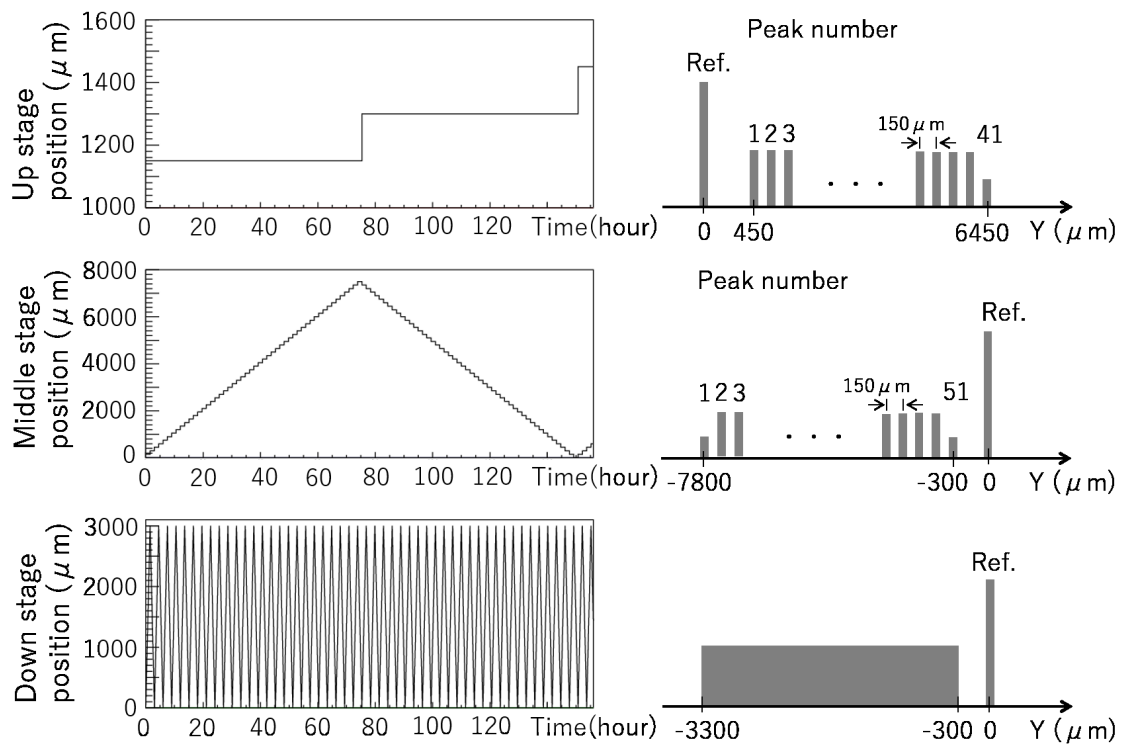


図 4.17: 多段シフターのステージシフト量とタイムピークの位置関係. 左図は各ステージのシフト量と駆動時間の関係を表している. 右図は各ステージのシフト量とリファレンスピークおよびタイムピークの位置関係を表している. 横軸の原点にはリファレンスピークの位置を取っている. 図中の灰色のピークはタイムピークまたはリファレンスピークを表しており, 数字はタイムピークの番号, Ref. はリファレンスピークを表している. タイムピークの面積は各シフト位置において通過した同一の位置補正值を共有する飛跡の本数に比例する.

アライメントの後, はじめに ECC ブリックの最下流フィルムと多段シフターの上段の飛跡を接続した. 次に多段シフターの上段と中段の飛跡を接続し, 最後に中段と下段の飛跡を接続した. 接続試行するベーストラック間の傾きの差の許容値を 0.025 , 位置差の許容値を $75 \mu\text{m}$ とし, XZ および YZ 平面それぞれに設定した. 位置差の許容値は多段シフターのステージシフト量 $150 \mu\text{m}$ で制限されており, 傾きの差の許容値は傾きの残差分布の幅を考慮して設定した.

図 4.18 に ECC ブリックと多段シフターの飛跡接続効率を示す. 飛跡接続効率は飛跡の傾き依存性を持ち, 傾きが大きくなるにつれて接続効率が低下する. この飛跡接続効率は ECC トラックへの時間情報付与の効率を表している. 多段シフターモジュール 1(図 4.18-(a)) はフィルムの乳剤の厚みムラが大きいため平面性が悪く, ステージ間のアライメントの精度が悪い. その結果, 全体の接続効率が低下し, 特に $\tan\theta > 0.5$ の傾き領域において顕著にあらわている. 多段シフターモジュール 2(図 4.18-(b)) の Area7 と多段シフターモジュール 3(図 4.18-(c)) の Area2 はフィルムの端のスキャンングエリアにあたり, 特にこのエリアは平面性が悪いためにアライメントの精度が悪く, 接続効率が低下してい

る。多段シフターモジュール4(図4.18-(d))は検出器設置におけるフィルムの平面性が悪いためECCブリックと上段のアライメント精度が悪く、接続効率が低下している。これらの要因のため、上記のモジュールおよびエリアについては接続効率が他のモジュールと比較して低い。ECCブリックと多段シフターの飛跡の誤接続率は全角度範囲にわたっておよそ10%程度である。

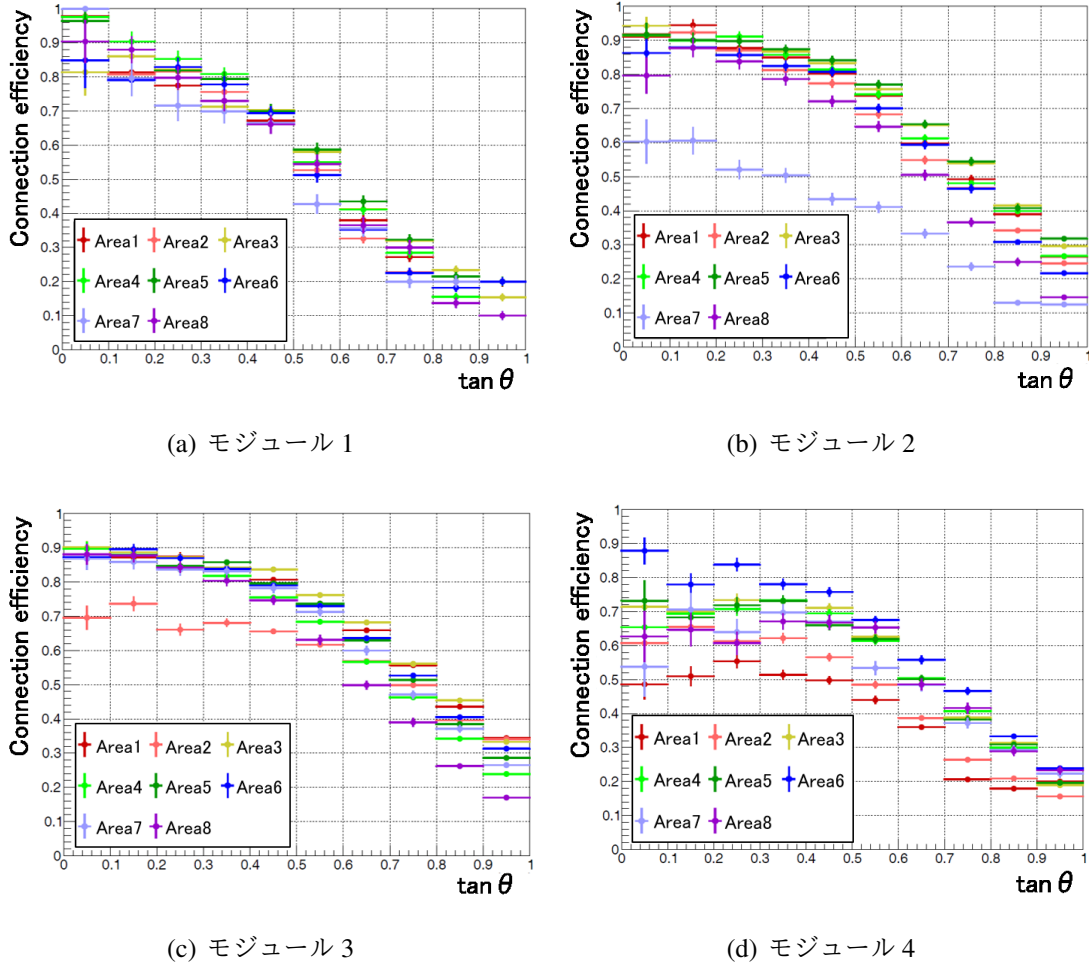


図4.18: ECC-Shifter間の飛跡接続効率。(a)–(d)はそれぞれ多段シフターのモジュールごとのプロットであり、各色は多段シフターのフィルムのスキャンングエリアを表している。

ECCブリックから多段シフターの上段、中段を経て下段まで飛跡接続を行った後、下段の総シフト量 dy_{total} に変換する。総シフト量 dy_{total} と下段のシフト速度 $v_{downstage}$ を用いて、以下のように時間を求める。

$$T = \frac{dy_{total}}{v_{downstage}(1 - k_{clock})} + t_{start}, \quad (4.5)$$

ここで、 T は INGRID の時刻系を基準とした UNIX 時間、 t_{start} は多段シフターのオペレーション開始時刻、 k_{clock} は多段シフターの時刻と INGRID の時刻の間のずれを補正する係数である。 k_{clock} は多段シフターの時刻と INGRID の時刻の相関を表した係数である。図4.19

に多段シフターの時刻と INGRID の時刻の相関を示した。多段シフターの時刻と INGRID の時刻差の比率は-9.56 ppm である。多段シフターの時間分解能はおよそ 50 s 程度である (図 4.24 参照)。

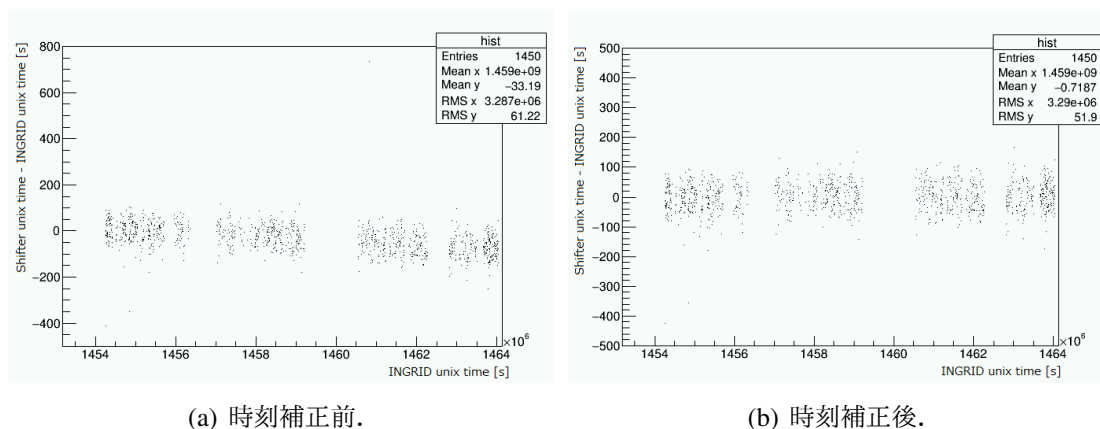


図 4.19: 多段シフターの時刻と INGRID の時刻の相関. (a) は相関の補正前の図であり, (b) は補正後の図である. (a) のプロットの傾きから求めた両者の相関を表す係数の値は -9.56 ppm である.

図 4.20 に ECC ブリックと多段シフターの飛跡の接続本数と時間情報の相関を示す. 図 4.20-(a) については飛跡の本数の減少は見られないが, 一方で図 4.20-(b) については 2016 年 3 月 1 日以前と以後で飛跡の本数に差が見られる. 飛跡の本数が減少している原因は潜像退行だと考えられ, 傾きが大きい飛跡に対しては潜像退行の影響が大きく表れていることがわかる. しかしながら, INGRID との飛跡マッチングで得られるミュオントラックはほとんど $\tan\theta < 0.5$ の傾きの飛跡のため, 本解析における潜像退行の影響は問題ない.

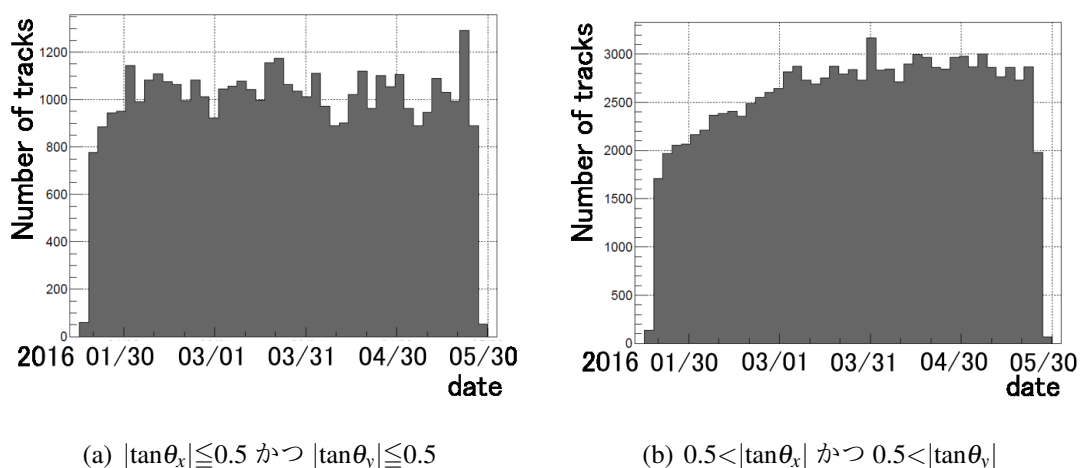


図 4.20: ECC ブリックと多段シフターの飛跡の接続本数と時間情報の相関. (a) は $|\tan\theta_x| \leq 0.5$ かつ $|\tan\theta_y| \leq 0.5$ の傾きをもつ飛跡の接続本数と時間情報の相関である. (b) は $0.5 < |\tan\theta_x|$ かつ $0.5 < |\tan\theta_y|$ の傾きをもつ飛跡の接続本数と時間情報の相関である. トラックデータには一部のスキニングエリアをサンプルとして使用した.

4.4 INGRID の飛跡再構成

本研究では INGRID モジュール 4 をミューオンレンジ検出器として用いた. トラックデータは 2016 年 2 月 1 日 00:46:46 から 2016 年 5 月 27 日 09:00:01 までのビーム照射による INGRID のトラックデータを使用した.

INGRID モジュールのトラッキングプレーンの各チャンネルでは MPPC の ADC 値が 2.5 photo-electron 以上の信号を記録しており, ヒットと呼んでいる. 図 4.21-(a) はビーム起因のミューオンを用いて評価した INGRID のトラッキングプレーンの各チャンネルのヒット効率 [148, 149] を示しており, 図 4.21-(b) はヒット効率の飛跡の角度依存性を示している. ヒット効率は, 高エネルギーのミューオンつまり最小電離粒子が INGRID のトラッキングプレーン 1 層を通過した時にヒットが観測される効率を表している.

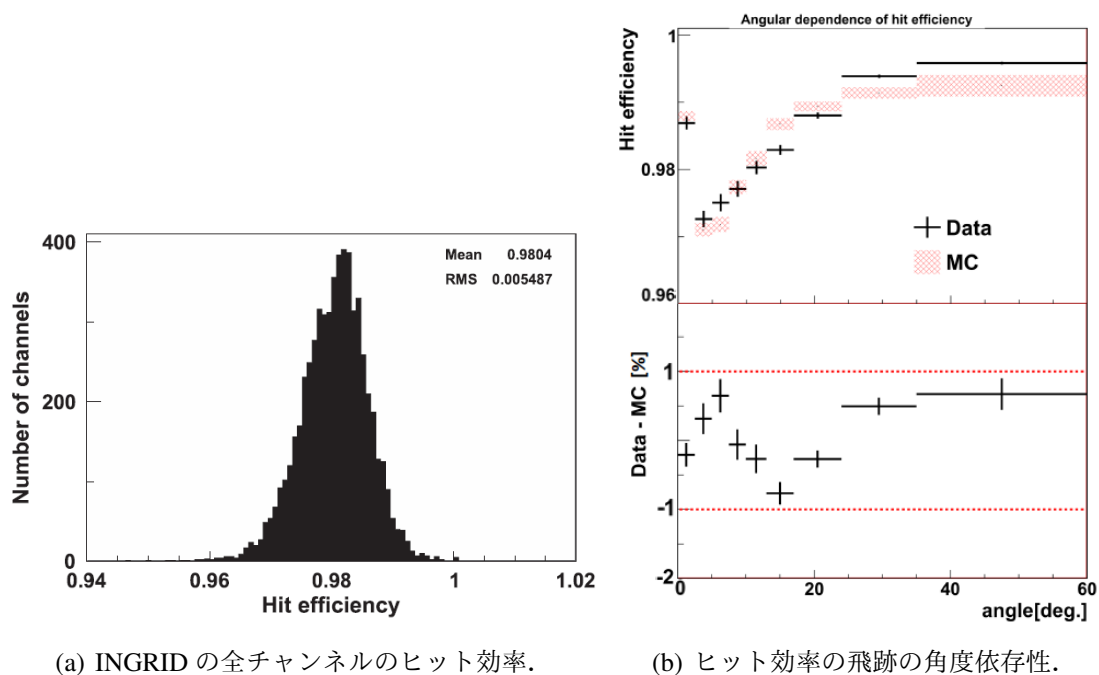


図 4.21: INGRID のヒット効率と飛跡の角度依存性. INGRID のトラッキングプレーン 1 層を通過した時にヒットが観測される効率であり, ビーム起因のミュオンを用いて評価した [148, 149]. 飛跡の角度は再構成した飛跡の角度である.

ヒット効率の評価においては評価するシンチレータプレーンをマスクし, その前後のシンチレータプレーンを用いて予測トラックを再構成する. そして評価するシンチレータプレーンにヒットがあるかどうかをチェックしている. 粒子の入射角度が 0° に近いところでは前後のシンチレータプレーンの同じチャンネルにヒットがあるためヒット効率は高い. 一方で, 角度が 20° 以下の範囲のヒット効率が低下しているが, この主な原因はシンチレータにコーティングされた反射材である. 反射材の領域は不感領域であるため, 反射材の領域を粒子が通過した場合はヒットにならない. 小角度で入射した粒子は反射材の不感領域を通る確率が大きくなるため, ヒット効率が低下する.

図 4.22 は宇宙線を用いて評価した INGRID のトラッキングプレーンの平均ヒット時間と各チャンネルのヒット時間の残差分布 [148] である. 残差分布の標準偏差が INGRID の時間分解能に相当しており, 1σ の値は 0.9 ns である. この時間分解能はほとんどファイバー中の光の伝搬時間によって決まっている.

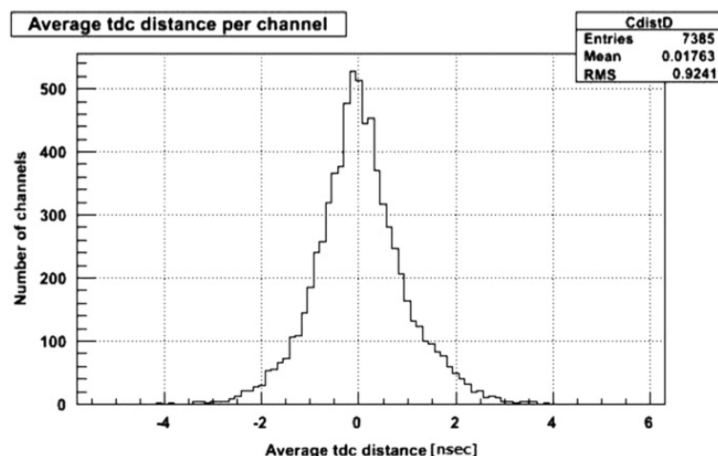


図 4.22: INGRID のトラッキングプレーンの平均ヒット時間と各チャンネルのヒット時間の残差分布. 残差分布の標準偏差は INGRID の時間分解能を表している.

ビームスピルは 2.5 s ごとにグラフィイト標的に送られ, 1つのビームスピルは 8 バンチの内部構造をもつ. バンチの幅は 58 ns であり, バンチどうし間隔は 581 ns[167] であるため, INGRID は十分な時間分解能でバンチどうしを切り分けて検出することができる.

本解析で行った INGRID トラックの再構成とセレクションの方法は T2K 実験で用いられている方法 [51, 52, 148, 168] とほとんど同じである. INGRID トラックの再構成とセレクションの方法を以下に示す.

1. 時間情報を用いたクラスタリング

INGRID の 1 モジュールにおいて 100 ns 以内に 4 ヒット以上ある場合, それらの平均時間から ± 50 ns 以内のヒットを一つのクラスターとする. このクラスタリング処理によって偶発的な MPPC のダークカウントによるヒットを抑制することができる.

2. アクティブプレーン数によるセレクション

X 層と Y 層のシンチレータにそれぞれヒットが 1 つ以上あるトラッキングプレーンをアクティブプレーンと呼ぶ. アクティブプレーンが 3 プレーン以上あるイベントを選出する. このセレクション条件はおよそ 300 MeV/c のミューオンの運動量閾値に対応する.

3. 二次元トラックの再構成

XZ 平面と YZ 平面のそれぞれにおいて, セル・オートマトンを用いた飛跡再構成を行う. XZ 平面で再構成した飛跡を X トラック, YZ 平面で再構成した飛跡を Y トラックと呼ぶ.

4. 三次元トラックの再構成

対応する X トラックと Y トラックの組を合わせて三次元飛跡にする. X トラックと Y トラックそれぞれの最上流のヒットのある層のトラッキングプレーンが 2 プレーン以内で一致する場合, 同一のトラックとして組み合わせる.

5. ビームタイミングによるセレクション

最も photo-electron の大きいチャンネルのヒットタイミングをイベントタイミングと定義し、ビームバンチのタイミングに対して ± 100 ns 以内にイベントタイミングをもつイベントを選出する。このビームタイミングによるセレクションにより、宇宙線バックグラウンドを抑制することができる。

INGRID の各モジュールの側面は VETO プレーンと呼ばれる VETO 用のシンチレータ層で覆われており、最上流側のトラッキングプレーンと併用して、INGRID の外部から入射してくる宇宙線や前置検出器ホールの壁でニュートリノが反応して生成された荷電粒子による背景事象を排除する。本研究においては ECC ブリック中のニュートリノ反応で生成されたミューオンを INGRID によって識別するため、通常の INGRID の解析では背景事象として扱われる、INGRID の最上流側のトラッキングプレーンにヒットがある飛跡データを用いた。最上流トラッキングプレーンに対しては X 層もしくは Y 層の少なくともどちらかにヒットがあることを要求している。INGRID のヒット効率は全角度成分に渡っておよそ 97% 以上 (図 4.21) であるため、inefficiency は $(1-0.97)^2 < 0.1\%$ である。したがって、本研究における飛跡データのセレクションの効率は無視できる。

表 4.2 に INGRID モジュール 4 のイベント数を用いて評価した飛跡再構成の系統誤差を示す。INGRID の飛跡再構成における系統誤差の評価方法の詳細は Ref. [168] に記載されている。Accidental MPPC noise は MPPC の偶発的なヒットのことで、アクティブプレーンの誤カウントの原因になる。Event pileup は 1 バンチ中に複数個の反応が発生した事象であり、飛跡同士が重なった場合、飛跡再構成を誤る原因になる。Beam related background は、ビーム起因の中性子、 γ 線、サンドミューオンなどによる背景事象である。Non beam related background は、宇宙線などのビーム起因以外の背景事象である。2D Track reconstruction, 3D Track matching, Beam timing selection はそれぞれ二次元トラックの再構成、三次元トラックの再構成、ビームタイミングによるセレクションを表している。

表 4.2: INGRID モジュール 4 の飛跡再構成の系統誤差。Total は各項目の二乗和平方根である。

Error source	Systematic error [%]
Accidental MPPC noise	0.14
Hit efficiency	0.53
Event pileup	0.09
Beam related background	0.16
Non beam-related background	0.01
2D Track reconstruction	0.37
3D Track matching	0.13
Beam timing selection	0.04
Total	0.70

4.5 ECC-Shifter-INGRID トラックマッチング

Shifterによって時間情報が付与されたECCトラックとINGRIDトラックを接続することで、ECCトラックにミュオンIDを付与する。このECC-Shifter-INGRID間の飛跡接続をトラックマッチングと呼ぶ。図4.23にECC-Shifter-INGRIDトラックマッチングにおける検出器の模式図を示す。

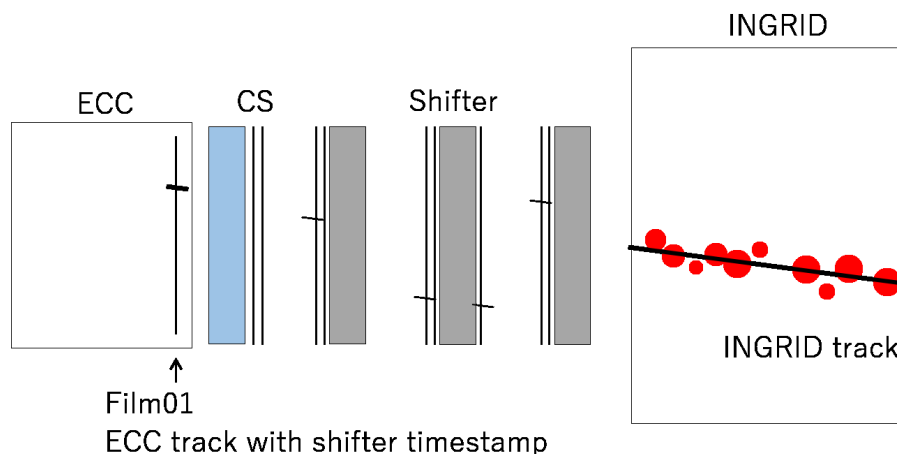


図4.23: ECC-Shifter-INGRIDトラックマッチングにおける検出器の模式図. 赤丸はINGRIDのシンチレータ層のヒットを表している. 接続試行するECCトラックとINGRIDトラックを黒太線で表している.

トラックマッチングでは、ECCトラックとINGRIDトラックの間の傾きの差、位置差、時間差を計算し、それぞれの接続許容値と比較した。ECCブリックとINGRIDの事象間の時間差の許容値は200sに設定した。また、飛跡の傾きの差の接続許容値を0.100、位置の差の接続許容値を5cmとし、XZおよびYZ平面それぞれに対して設定した。図4.24にトラックマッチングにおけるECCとINGRIDの事象間の時間差分布を示す。この時間差分布の標準偏差は多段シフターの時間分解能に相当しており、およそ50s程度である。図4.25にトラックマッチングにおけるECCとINGRIDの飛跡間の傾きの差の分布を示す。図4.25の左図と右図はそれぞれ傾きの差のX成分とY成分を表しており、傾きの差の許容値に対してそれぞれ全体の96.2%および97.5%が含まれている。トラックマッチングはXZおよびYZ平面においてそれぞれ行うため、全体のデータに対して $96.2\% \times 97.5\% = 93.8\%$ を許容している。図4.26にトラックマッチングにおけるECCとINGRIDの飛跡間の位置差分布を示す。位置差はECCトラックをINGRIDの最上流トラッキングプレーンの位置まで外挿したときの両飛跡の位置差である。この位置差の分布がガウス曲線ではなく台形状の形になるのは、INGRIDのシンチレータバーの間隔(5.0cm)が分布の幅として見えているためである。

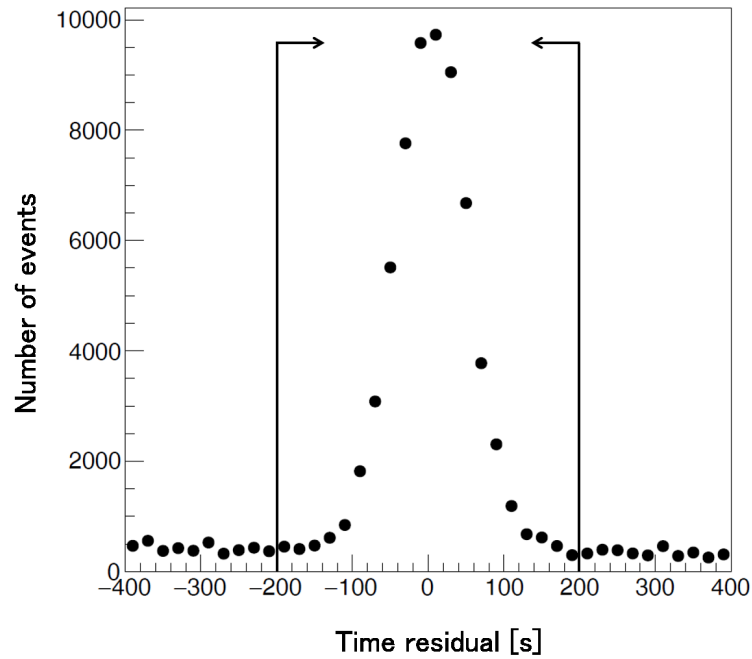


図 4.24: ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける時間差分布. 多段シフターが駆動していた期間中の全イベントをデータサンプルに用いた. この時間差分布の標準偏差は多段シフターの時間分解能に相当しており, およそ 50 s 程度である. 黒線はトラックマッチングにおける時間差の許容値を表している.

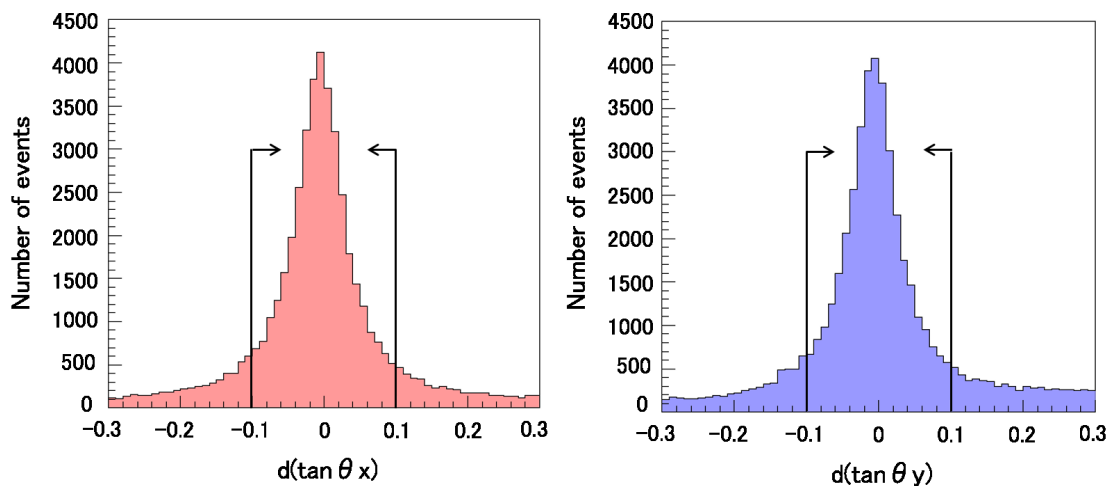


図 4.25: ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける傾きの差分布. 左図は傾きの差の X 成分, 右図は Y 成分を表している. トラックデータには一部のスキャンングエリアをサンプルとして使用した. 黒線はトラックマッチングにおける傾きの差の許容値を表している.

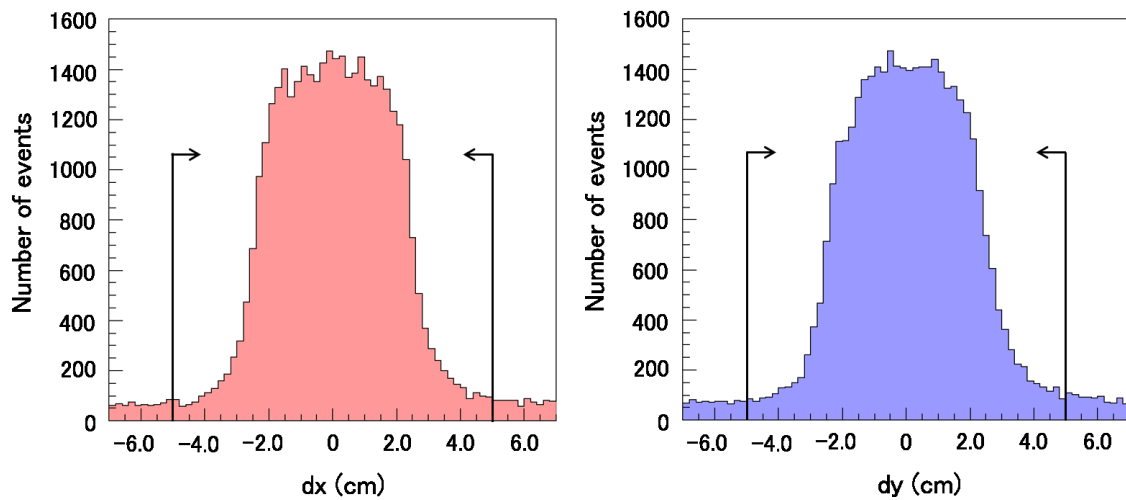


図 4.26: ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける位置差分布. 左図は位置差の X 成分, 右図は Y 成分を表している. トラックデータには一部のスキャンニングエリアをサンプルとして使用した. 黒線はトラックマッチングにおける位置差の許容値を表している.

図 4.27 に ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおけるミューオンの飛跡接続効率を示す. この飛跡接続効率の評価では, INGRID トラックを最上流トラッキングプレーンの位置から ECC ブリックの最下流フィルム (Film01) の位置まで外挿し, Film01 に対して $5\text{ cm} < X < 20\text{ cm}$, $5\text{ cm} < Y < 20\text{ cm}$ の範囲に入る INGRID トラックの数を分母, ECC トラックと接続した INGRID トラックの数を分子とした. 検出器間の飛跡接続効率は飛跡の傾きに対して依存性をもつ.

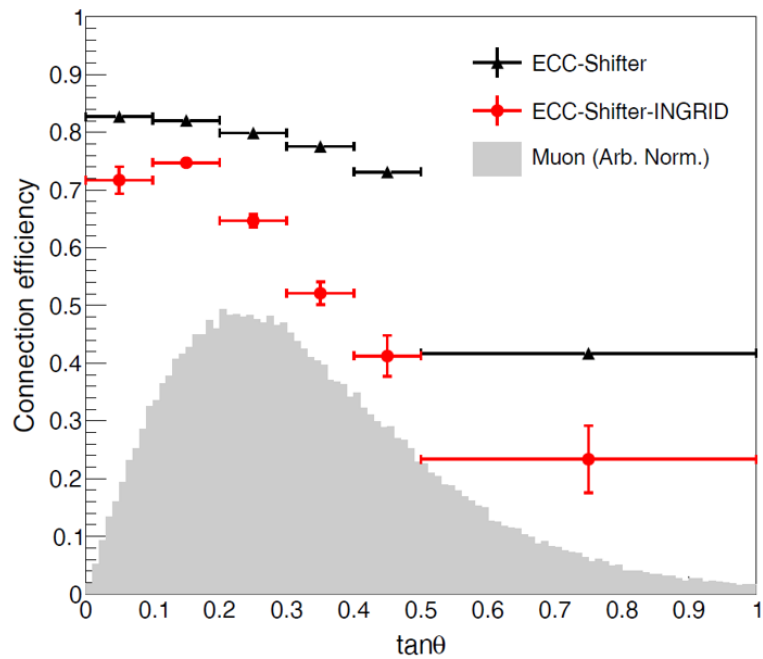
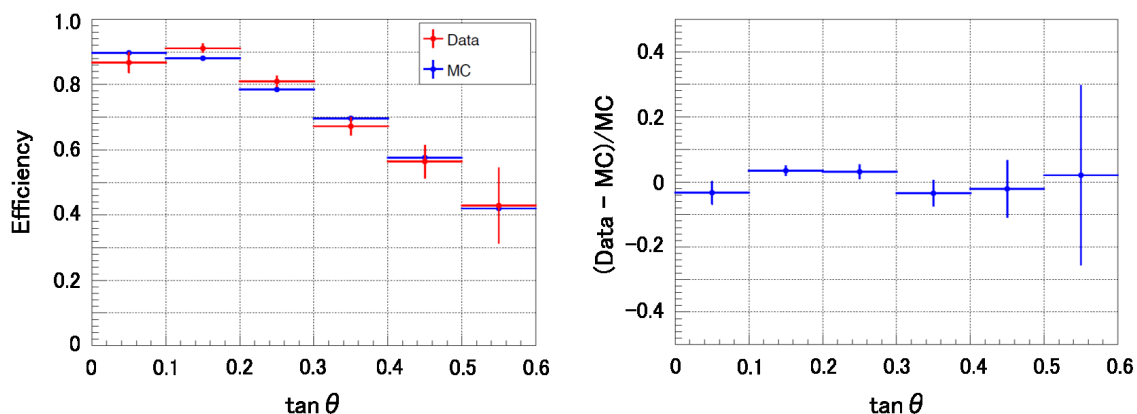


図 4.27: ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける飛跡接続効率. 検出器間の飛跡接続の効率を飛跡の傾きの関数として表している. 垂直方向の誤差棒は統計誤差を表している. 灰色のヒストグラムは $\nu_{\mu}CC$ 反応から放出されたミューオンの $\tan\theta$ の分布であり, 縦軸の大きさは任意単位で表している.

ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける飛跡接続効率を ECC-Shifter の飛跡接続効率で割ることで ECC-INGRID の飛跡接続効率を評価することができる. 図 4.28 に ECC トラックと INGRID トラックの飛跡接続効率を示す. 図 4.28-(a) は測定データと MC シミュレーションのそれぞれについて評価した飛跡接続効率を表している. 図 4.28-(b) は測定データと MC シミュレーションの飛跡接続効率の残差を表しており, その差は最大で 3.5%である.



(a) ECC-INGRID 間の飛跡接続効率

(b) 測定データと MC シミュレーションの差

図 4.28: ECC-INGRID 間の飛跡接続効率. (a) は測定データと MC シミュレーションのそれぞれについて評価したミューオンの飛跡接続効率である. (b) は測定データと MC シミュレーションの残差を表しており, その差は最大で 3.5% である.

図 4.29 に ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける飛跡接続効率の時間依存性を示す. 飛跡接続に時間依存性がなく, 全照射期間にわたって一定の効率で飛跡接続ができていることがわかる.

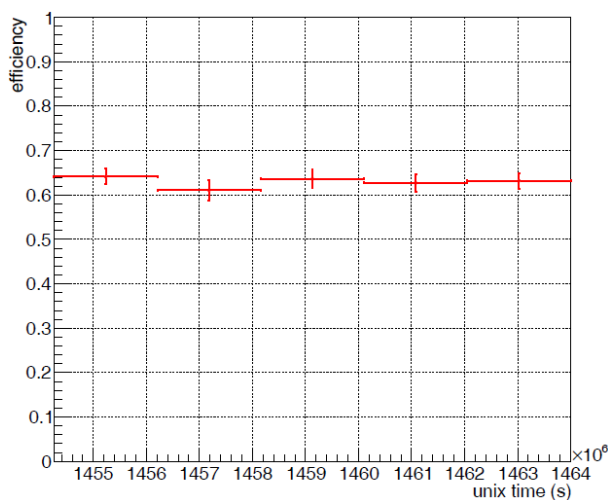


図 4.29: ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける飛跡接続効率の時間依存性. 本照射実験における全照射期間にわたった接続効率を示しており, 飛跡接続に時間依存性がないことがわかる.

本解析では ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおいて検出器間で飛跡が重複接続した事象は解析対象から除外した. 重複接続した事象の割合はおよそ 4% である. ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける事象の選出を以下の方法で行った.

1. 複数の INGRID トラックに接続した重複 ECC トラックの除去 (Process 1)
多段シフターの同一エリア内における 1 本の ECC トラックに対して複数本の INGRID トラックが接続した飛跡を解析対象から除外する.
2. 複数の Shifter トラックに接続した重複 ECC トラックの 1 本化 (Process 2)
1 組の ECC-INGRID 接続トラックについて, ECC トラックの時間情報が多段シフターの複数のスキニングエリアの Shifter トラックあるいは同一エリアの複数の Shifter トラックによって付与されている場合, ECC トラックを重複カウントしている. この場合, 多段シフターのタイムスタンプと INGRID の時刻の時間差が小さい方の飛跡の組を選択する.
3. 複数の ECC トラックに接続した重複 INGRID トラックの除去 (Process 3)
1 本の INGRID トラックに対して複数本の ECC トラックがマッチングした飛跡を解析対象から除外する.
4. チェイントラックの選択 (Process 4)
ECC ブリックの Film01 のトラックセグメントを有するチェインを選出する.

表 4.3 にトラックマッチングにおける事象数の推移を示す. 最終的に選出した ECC のミュオントラックは 9397 本である. これらのミュオントラックに対して, Sec. 6.1 で述べるニュートリノ反応再構成を行った.

表 4.3: ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける事象数の推移.

Process	Number of events
ECC-Shifter tracks	420 876
ECC-Shifter-INGRID tracks	12 218
Process 1	10 709
Process 2	9 809
Process 3	9 457
Process 4	9 397

第5章 モンテカルロシミュレーション

5.1 構成

信号事象，背景事象，ニュートリノフラックス，検出効率の見積もりはモンテカルロ (MC : MonteCarlo) シミュレーションを用いて行った．図 5.1 に MC シミュレーションの構成模式図を示す．MC シミュレーションはニュートリノフラックス，ニュートリノ・原子核反応，検出器応答の三つのシミュレーションで構成されている．ニュートリノフラックスのシミュレーションには JNUBEAM[169]，ニュートリノ・原子核反応のシミュレーションには NEUT[133, 170]，検出器応答のシミュレーションには GEANT4[171] を用いた．これらの MC シミュレーションの規格化は POT と検出器の標的質量を用いて行った．

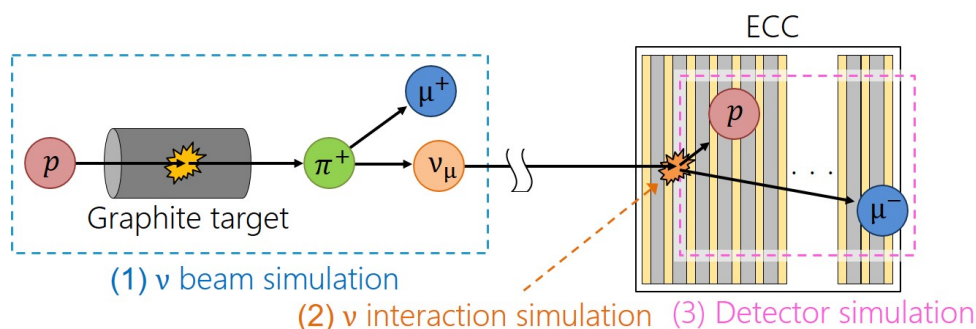


図 5.1: モンテカルロシミュレーションの構成．MC シミュレーションはニュートリノフラックス，ニュートリノ・原子核反応，検出器応答の三つのシミュレーションで構成されている．

5.2 ニュートリノビーム

5.2.1 フラックス

検出器設置位置におけるニュートリノフラックスのシミュレーションを JNUBEAM バージョン 13av6.1 を用いて行った．JNUBEAM は T2K ニュートリノビームライン [67] におけるニュートリノビームの生成過程をシミュレートするための GEANT3[172] ベースのモンテカルロシミュレータである．加速器から入射した $30 \text{ GeV}/c$ 陽子とグラファイト標的の反応のシミュレーションは FLUKA2011.2[173, 174] を用いて行った．FLUKA でシミュレートした二次粒子の情報は JNUBEAM に引き継がれ，二次粒子の振る舞い (電磁ホーン

による収束や発散，周囲の物質との反応，ディケイボリウムでの崩壊によるニュートリノ生成)がシミュレートされる．陽子と標的の反応におけるハドロン生成のシミュレーションには，CERN NA61/SHINE 実験 [175] によるハドロン生成の測定結果を反映したチューニングを行った．チューニングでは，NA61 が T2K 実験のグラフィット標的のレプリカ [176, 177] および Thin グラフィット標的 [178–181] を用いて測定したパイ中間子や K 中間子などのハドロン生成データをシミュレーションに反映させている．

図 5.2 は JNUBEAM でシミュレートした本検出器設置位置におけるビームフラックスである．

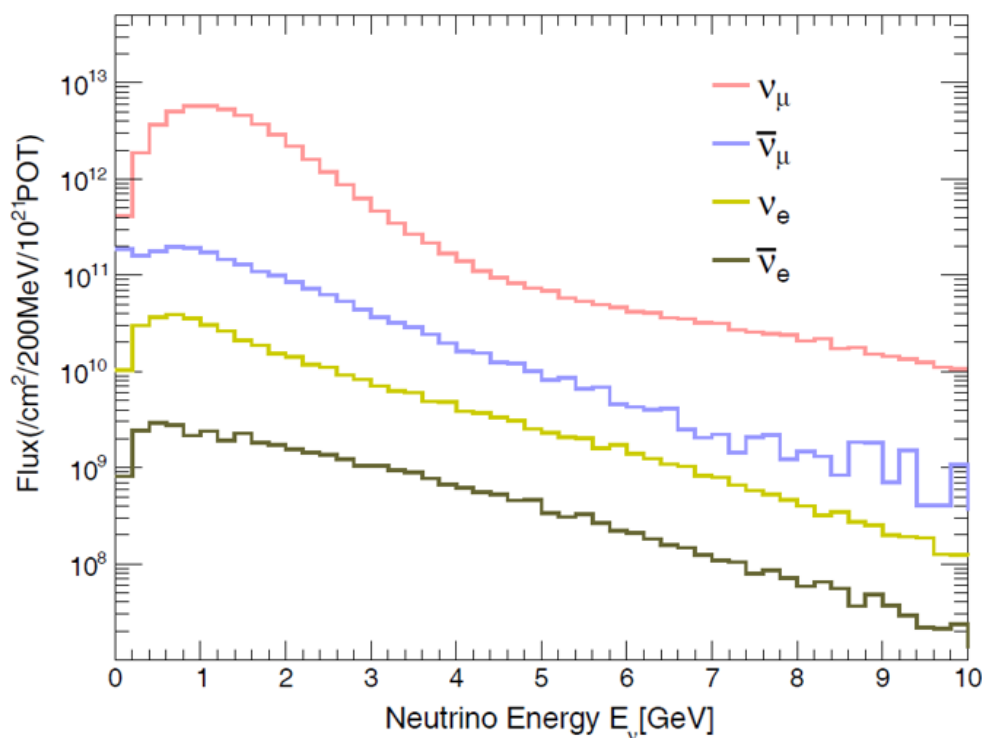


図 5.2: ニュートリノビームのフラックス．線の色はニュートリノのフレーバーを表している．

表 5.1 にシミュレートしたビーム中のミューオンニュートリノ／反ミューオンニュートリノ／電子ニュートリノ／反電子ニュートリノ成分の割合とそのエネルギーを示す．本研究ではニュートリノはミューオンニュートリノ，反ニュートリノは反ミューオンニュートリノを指す．ニュートリノビームモードの主成分 (main component) はニュートリノであり，異符号の混入成分 (wrong sign contamination) は反ニュートリノである．また，異符号の混入成分に加えて電子ニュートリノと反電子ニュートリノが混入している．ニュートリノビームモードの純度 (purity) は 94.9% であり，ピークエネルギーは 0.90 GeV, 平均エネルギーは 1.49 GeV である．

表 5.1: ニュートリノビーム中の各ニュートリノ成分の割合とエネルギー.

ニュートリノビームモード		
	比率	94.9%
ν_μ	ピークエネルギー	0.90 GeV
	平均エネルギー	1.49 GeV
	比率	4.3%
$\bar{\nu}_\mu$	ピークエネルギー	0.70 GeV
	平均エネルギー	1.60 GeV
	比率	0.8%
ν_e	ピークエネルギー	0.70 GeV
	平均エネルギー	1.82 GeV
	比率	0.1%
$\bar{\nu}_e$	ピークエネルギー	0.50 GeV
	平均エネルギー	2.26 GeV

5.2.2 ビーム照射角度

J-PARC ニュートリノビームラインで生成したニュートリノビームはグラフィット標的から 295 km の位置にあるスーパーカミオカンデ検出器 [182] に向かって照射される. そのため, ニュートリノビームの進行方向を Z 軸, それに垂直な水平軸を X 軸, 鉛直軸を Y 軸に取った座標系においてニュートリノビームは Y 軸の負の方向に傾いている. 図 5.3 に JNUBEAM でシミュレートしたニュートリノビームの本検出器の位置におけるビームの入射方向を示す. ニュートリノビームの入射方向は X 軸方向に 6.0 mrad, Y 軸方向に -63.5 mrad である.

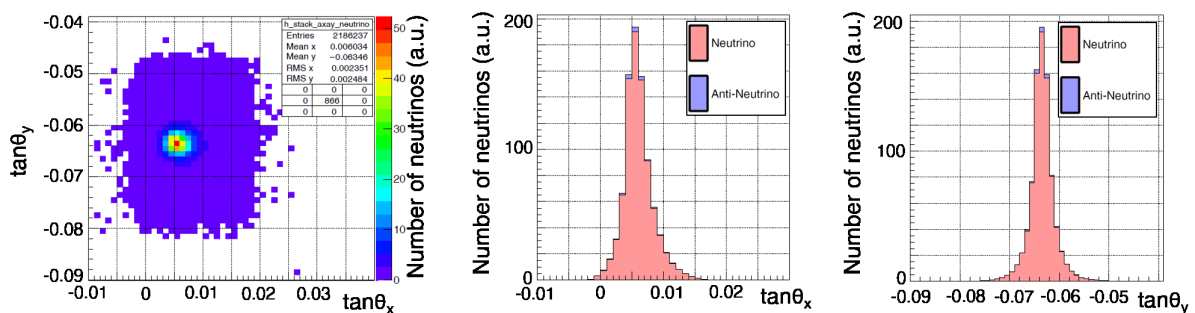


図 5.3: 原子核乾板検出器の設置位置におけるニュートリノビームの入射方向. 左図はビームの傾きの X 成分と Y 成分の相関を表しており, 中央図は傾きの X 成分, 右図は傾きの Y 成分を表している. 中央図と右図は積み上げヒストグラムである.

5.3 ニュートリノ反応

検出器中のニュートリノ・鉄反応のシミュレーションには、NEUTバージョン5.4.0を用いた。NEUTはスーパーカミオカンデ実験[182]、T2K実験[67]、その他の様々なニュートリノ実験で使用されているニュートリノイベントジェネレータである。もともとはカミオカンデ実験[105]における大気ニュートリノ反応の研究や水チェレンコフ検出器を用いた陽子崩壊の検出効率を見積もるために開発されたシミュレータであり、数十MeVから数百TeVまでの広いエネルギー領域の反応シミュレーションをカバーしている。NEUTはニュートリノ・核子反応だけではなく、ニュートリノ反応によって生成された陽子、中性子、パイ中間子などのハドロンが原子核中で起こす核内反応(FSI)もシミュレートする。

本解析では、信号事象および背景事象としてECCブリックの鉄標的における ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e , $\bar{\nu}_e$ の反応をNEUTを用いてシミュレートした。さらに、ECCブリックに対する外部起因の背景事象として検出器ホールの壁およびINGRIDモジュールにおける ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ の反応をシミュレートした。

表5.2にNEUTで使用したニュートリノ反応モデルとパラメータを示す。本研究ではニュートリノ反応として、荷電カレント(CC)準弾性散乱(QE)と中性カレント(NC)弾性散乱、2p2h反応、共鳴パイ中間子生成反応(RES)、コヒーレントパイ中間子生成反応(COH π)、深非弾性散乱(DIS)を考慮した。CCQEのシミュレーションにはNievesらの1p1hモデル[121, 130]を用いた。この1p1hモデルでは原子核のモデルとしてRPA補正を行ったLFGモデルを用いており、ベクトル質量を $M_V^{QE}=0.84\text{ GeV}/c^2$ 、軸性ベクトル質量を $M_A^{QE}=1.05\text{ GeV}/c^2$ に設定した。2p2h反応のモデルにはNievesらのモデル[111]を用いた。RESのシミュレーションにはReinとSehgalのモデル[91]を用いた。シミュレーションに用いたベクトル質量 $M_V^{1\pi}$, $M_V^{\text{meson},\gamma}$ および軸性ベクトル質量 $M_A^{1\pi}$, $M_A^{\text{meson},\gamma}$ の値は表5.2にまとめた。COH π のモデルにはReinとSehgalのモデル[96, 97]を用い、軸性ベクトル質量は $M_A^{\text{COH}\pi}=1.00\text{ GeV}/c^2$ に設定した。DISのシミュレーションにはGlückらのパートン分布関数(PDF: Parton distribution function) GRV98を用い、その断面積にはBodekとYangによる修正モデル[100–102]を用いた。また、FSIのモデルには核内カスケードモデル[133–135]を用いた。シミュレーションに用いたニュートリノ反応モデルの詳細はSec. 2.1とSec. 2.2に記載した。

表 5.2: NEUT で使用したニュートリノ反応モデルとパラメータ.

Interaction	Nominal Model	Parameter
CCQE	1p1h model by Nieves <i>et al.</i> [121, 130]	$M_V^{QE}=0.84 \text{ GeV}/c^2$
	LFG with RPA correction	$M_A^{QE}=1.05 \text{ GeV}/c^2$
2p2h	2p2h model by Nieves <i>et al.</i> [111]	-
RES	Model described by Rein-Sehgal [91] with parameters by Graczyk-Sobczyk	$M_V^{1\pi}=0.84 \text{ GeV}/c^2$
		$M_A^{1\pi}=0.95 \text{ GeV}/c^2$
		$M_V^{\text{meson},\gamma}=0.84 \text{ GeV}/c^2$
		$M_A^{\text{meson},\gamma}=1.21 \text{ GeV}/c^2$
		$C_5^A(0)=1.01$
		Isospin $\frac{1}{2}BG=1.30$
COH π	Model described by Rein-Sehgal [96, 97]	$M_A^{\text{COH}\pi}=1.00 \text{ GeV}/c^2$
DIS	GRV98 PDF with Bodek and Yang correction [100–102]	-
FSI	Semi-classical intra-nuclear cascade model [133–135]	-

本解析では NEUT を用いてニュートリノ・鉄 (^{56}Fe) 反応のシミュレーションを行ったが、現実には ECC に用いた鉄プレートはステンレス鋼 (SUS304) であるため補正が必要である。標的物質の補正をするために鉄プレートの組成が鉄の場合と SUS304 の場合のそれぞれに対して陽子数と中性子数を計算し、鉄に対する SUS304 の陽子と中性子のそれぞれの比率を補正係数とした。標的物質の補正については Appendix A.1 に記述した。

図 5.4 に NEUT によるニュートリノ反応シミュレーションにおけるニュートリノ反応断面積を示す。

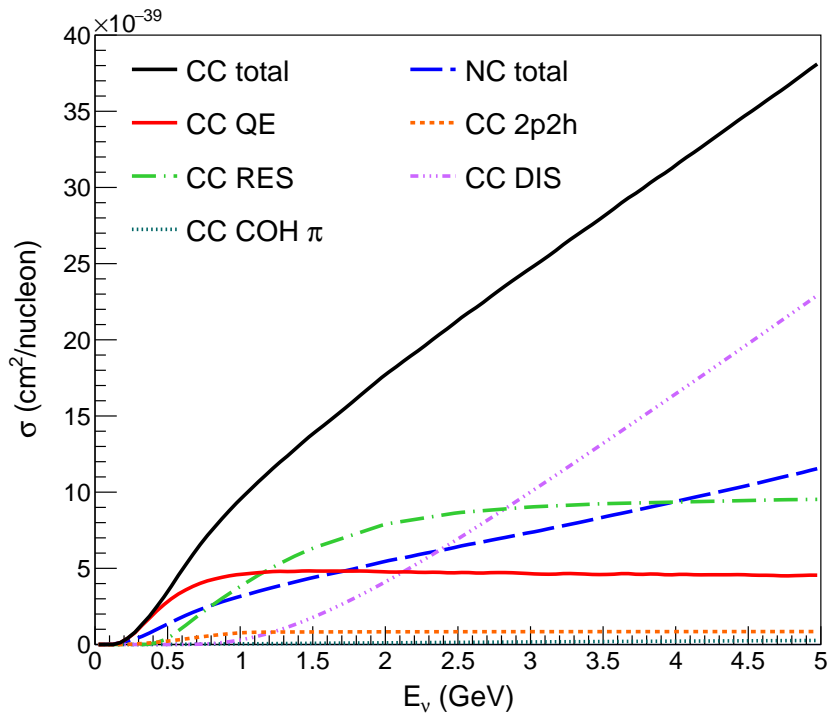
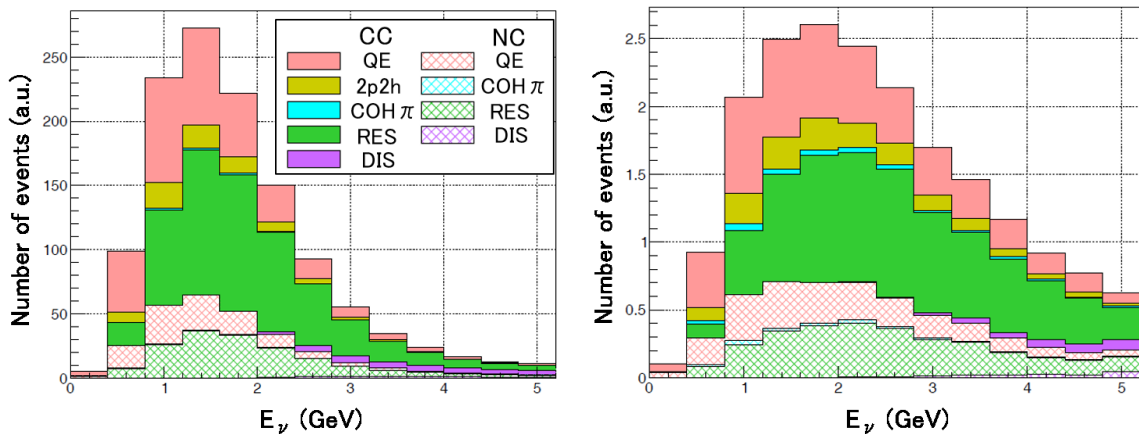


図 5.4: ニュートリノ・鉄反応の断面積. NEUT によるニュートリノ反応シミュレーションにおける鉄原子核の核子あたりのニュートリノ反応断面積を表している.

図 5.5 にニュートリノ・鉄反応のエネルギー分布を示す. 図 5.5 の左図はニュートリノ反応, 右図は反ニュートリノ反応のエネルギー分布を示している.



(a) ニュートリノ反応.

(b) 反ニュートリノ反応.

図 5.5: ニュートリノ・鉄反応のエネルギー分布. 左図はニュートリノ反応, 右図は反ニュートリノ反応のエネルギー分布である.

表 5.3 にニュートリノ・鉄反応事象の反応モードごとの比率を示す. ニュートリノ CC 反

応を信号成分とし、ニュートリノ NC 反応と反ニュートリノ反応をバックグラウンド成分としたときの純度は 98.4% である。ニュートリノ CC 反応の純度が高いのは、ニュートリノフラックスの純度が 94.9%(表 5.1) と高く、またニュートリノの断面積が反ニュートリノの断面積よりも大きいためである。したがって、本研究では高い純度のニュートリノ・鉄反応の研究を行うことができる。

表 5.3: ニュートリノ・鉄反応の反応モードの比率。

	ニュートリノ反応		反ニュートリノ反応	
	CC+NC [%]	CC [%]	CC+NC [%]	CC [%]
CC QE	24.69	32.31	22.96	31.67
CC 2p2h	5.76	7.54	7.06	9.73
CC COH π	0.54	0.71	1.44	1.98
CC RES	40.01	52.38	36.85	50.81
CC DIS	5.39	7.06	4.21	5.81
NC QE	9.01	-	10.81	-
NC COH π	0.32	-	0.74	-
NC RES	12.71	-	14.35	-
NC DIS	1.58	-	1.59	-
Total	100	100	100	100

5.4 検出器応答

ニュートリノ反応から放出された二次粒子の検出器中の振る舞いのシミュレーションには GEANT4 バージョン 9.2.1 を用いた。GEANT4 は物質中における粒子の相互作用をシミュレートするシミュレーションツールキットである。本研究における二次粒子のハドロン反応のシミュレーションには QGSP BERT(Quark-Gluon String Precompound with Bertini cascade) physics list[183] を用いた。

検出器応答シミュレーションにおいて構築した検出器、物質を以下に示す。

- ECC ブリック
 - ECC フィルム, CS フィルム
 - 鉄プレート (SUS303)
- 多段シフター
 - シフターフィルム, CS フィルム
 - ステンレスフレーム
- INGRID モジュール
- 壁と床を含めた検出器ホール

ニュートリノ反応点から放出された粒子に対して、ECC ブリックと多段シフターの飛跡再構成、INGRID モジュールの飛跡再構成、ECC-Shifter-INGRID 間の飛跡接続、ECC ブリック

ク中のニュートリノ反応事象の再構成および解析をシミュレートした．図 5.6 に GEANT4 で構築した検出器のイベントディスプレイを示す．

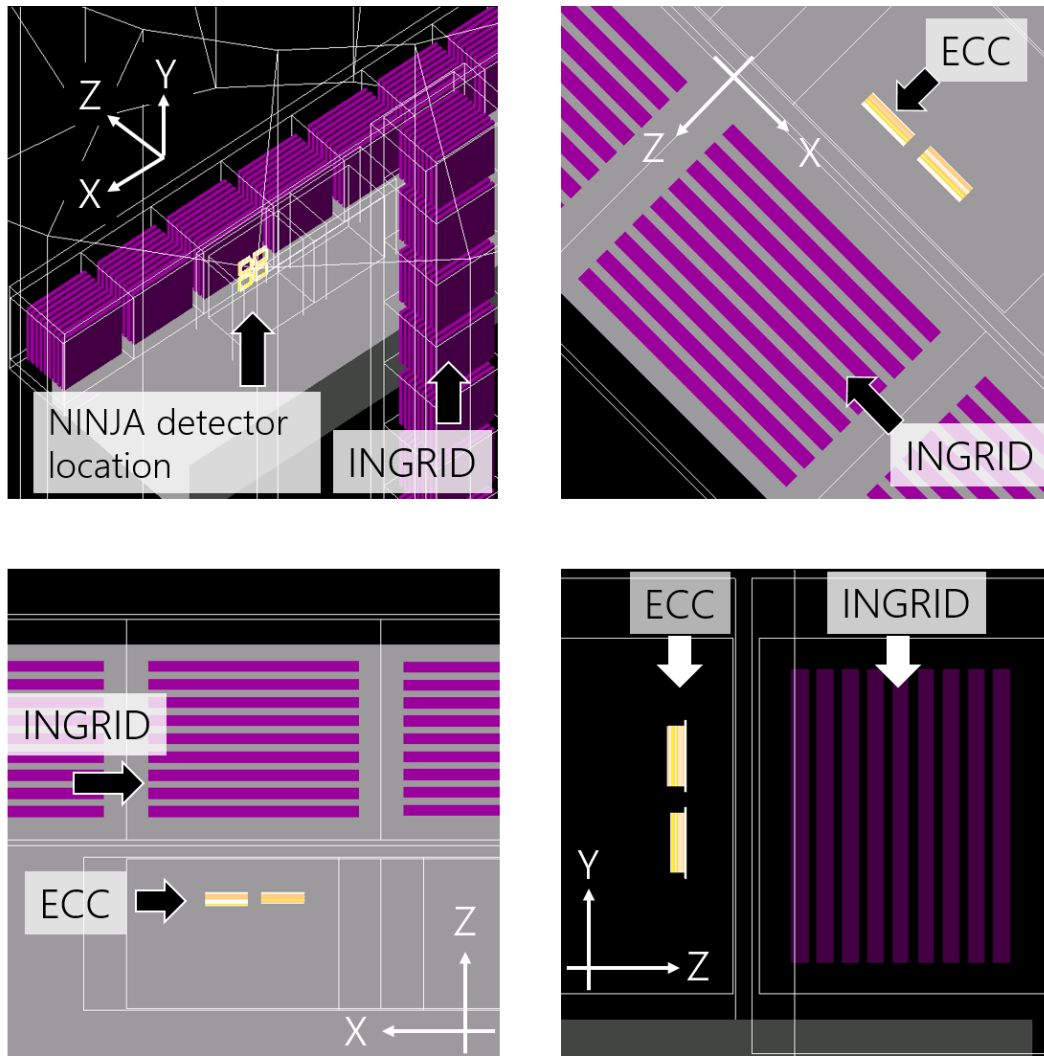


図 5.6: GEANT4 で構築した検出器のイベントディスプレイ．左上の図は検出器の全体図を示しており，右上の図は拡大した図を示している．左下の図は検出器の Top view を示しており，右下の図は Side view を示している．図中の紫色は INGRID モジュールの鉄プレートを表しており，黄色は ECC ブリック中のフィルムを表している．

はじめに，ECC ブリック，多段シフター，INGRID の飛跡再構成を行う．ECC ブリックと多段シフターの飛跡再構成において，荷電粒子がフィルムのベースの両面を通過した位置を用いてベーストラックの位置と傾きを再構成した．ベーストラックの位置と傾きは測定精度を用いてスメアリングした．その測定精度は飛跡の傾きに依存し，傾きの測定精度はおよそ 0.002，位置の測定精度はおよそ $2\mu\text{m}$ である．ベーストラックの VPH は Thin トラックと Black トラックの VPH の測定データを用いて再構成した．VPH の測定データと MC シミュレーションの比較を図 6.35 に示す．ベーストラックの検出については測定データを用いて評価したベーストラックの検出効率 (Sec. 4.2.1) を MC シミュレーション

に組み込み、測定データを再現するようにした。ECCブリックのリンクレットおよびチェインの再構成は測定データに対して行っている再構成プロセス (Sec. 4.2.2) をシミュレーションデータに対しても行った。INGRIDの飛跡再構成は測定データに対して行っている飛跡再構成プロセス (Sec. 4.4) をシミュレーションデータに対して行った。

飛跡再構成後の検出器間の飛跡接続において、ECC-Shifterの飛跡接続は測定データを用いて評価した飛跡接続効率 (Sec. 4.3) をMCシミュレーションに組み込んだ。一方で、ECC-INGRIDの飛跡接続は実際の解析と同様のプロセスをシミュレーションデータに対して行った。

最後に、ニュートリノ反応の再構成 (Sec. 6.1)、運動量測定 (Sec. 6.3)、粒子識別 (Sec. 6.4) については実際の解析と同様のプロセスをシミュレーションデータに対して行った。

第6章 ニュートリノ反応の事象解析

6.1 ニュートリノ・鉄荷電カレント反応の事象再構成

6.1.1 スキャンバック法

ECCブリック，多段シフター，INGRIDのそれぞれの検出器間で接続した飛跡を ν_{μ} CC反応から放出されたミューオン候補として選出した．表4.3で示したECC-Shifter-INGRIDトラックマッチングにおける事象数の推移より，9397事象が選出された．このミューオントラックはECCブリック中の $500\ \mu\text{m}$ の鉄プレートを挟んだ上流側のフィルムへと逆追跡される．この手法はスキャンバック法(Scanback method)と呼ばれ，原子核乾板を用いた多くの実験で実績をもつ解析手法である．歴史的にスキャンバック法には飛跡をオンラインでアライメントをとりながら上流側に追跡する方法[184–186]と，飛跡のスキャンデータを用いてオフラインでアライメントをとり，データ上で飛跡を上流側に追跡する方法[4, 161]の二通りがある．本解析では後者の方法を用いてECC中のニュートリノ反応候補を選出した．スキャンバック法では，連続する3枚のフィルムに傾きおよび位置の接続条件を満たす飛跡が見つからなかった場合，逆追跡を終了する．逆追跡が終了した最後のフィルムをミューオントラックのスタートセグメントと定義する．ミューオントラックのスタートセグメントの上流側の鉄プレートをニュートリノ反応が起きたプレートと定義する．

6.1.2 有効体積カット

ECC-Shifter-INGRIDトラックマッチングによって選別したミューオントラックの大部分はサンドミューオンである．サンドミューオンは検出器を設置した検出器ホールの壁とニュートリノが反応して生成したミューオンである．図6.1にECCトラックの最上流トラックセグメントの二次元位置分布を示す．また，図6.2に二次元位置分布をX軸およびY軸に射影した一次元位置分布を示す．これらの位置分布の端のピークは，スキャンングエリアに入ってくるサンドミューオンおよび宇宙線の飛跡によってつくられる．このピークを中心値はスキャンングエリアの境界から1–2 mm内側に位置し，その幅(1 mm程度)はスキャンングにおけるフィルムの設置精度に起因している．

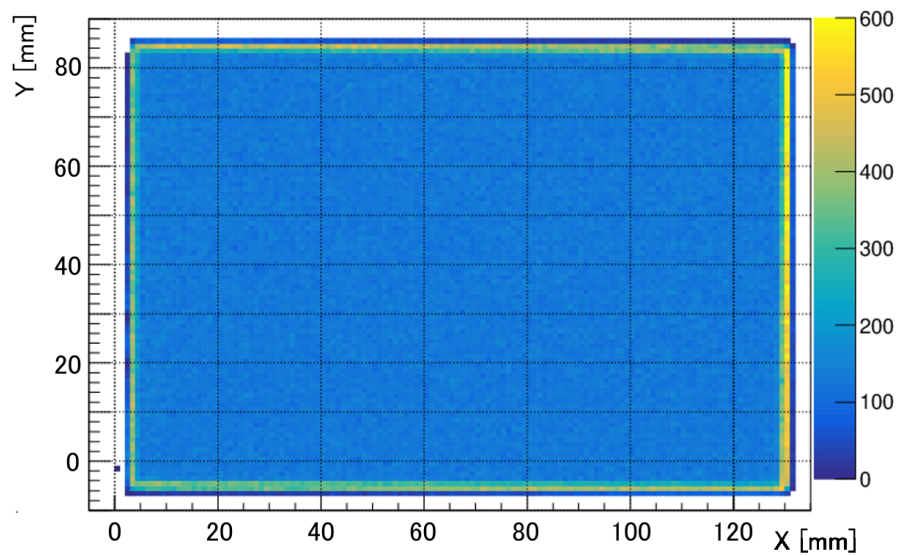


図 6.1: ECC トラックの最上流トラックセグメントの二次元位置分布. ECC トラックデータの一部をサンプルに用いた. 色はトラック本数を表している. 位置分布の端にトラック本数が集中しているのは, スキャニングエリアに入ってくるサンドミューオンおよび宇宙線の飛跡がピークをつくっているためである.

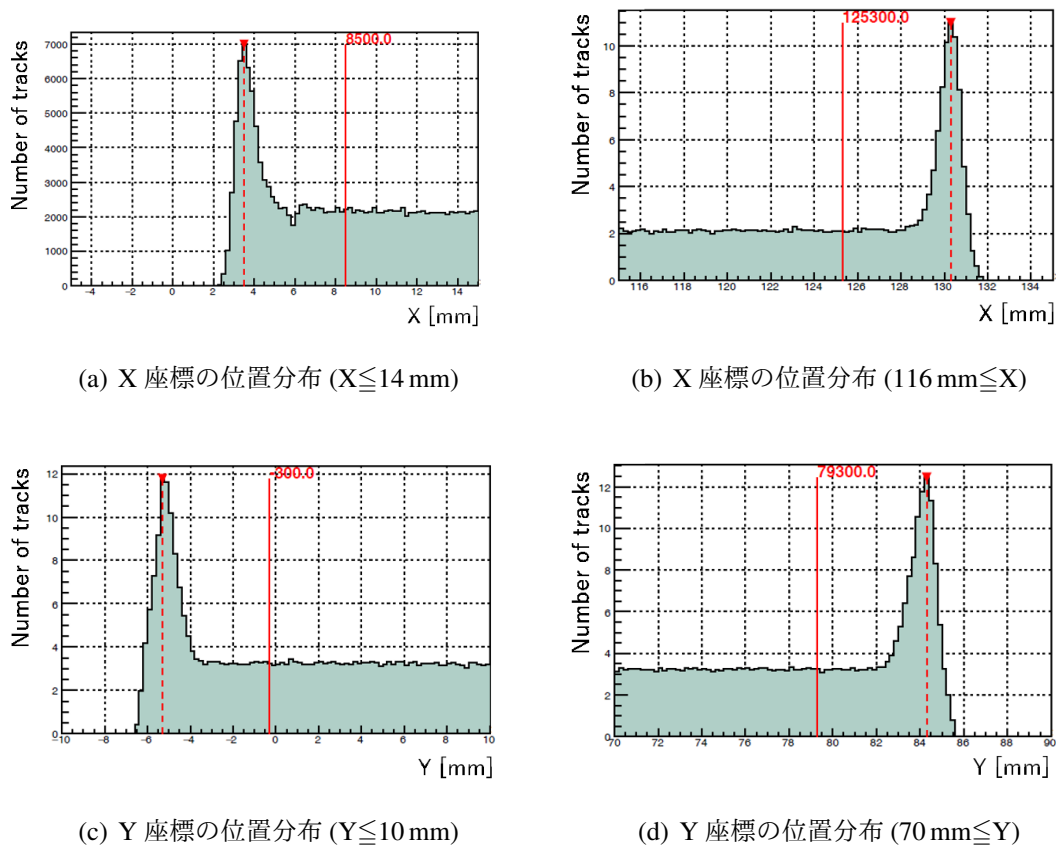


図 6.2: ECC トラックの最上流トラックセグメントの一次元位置分布. ECC トラックデータの一部をサンプルに用いた. (a) と (b) は X 座標の位置分布で, (c) と (d) は Y 座標の位置分布である. (a) と (b) および (c) と (d) はそれぞれ表示範囲が異なる. 赤点線はピークの位置を示している. 赤実線はピークの位置から 5 mm 内部の位置を表している.

本解析では, ピークの位置から 5 mm 内側の領域を有効面積とした. 有効面積の平均値は $116 \text{ mm} \times 78 \text{ mm}$ である. Z 軸方向には, 各 ECC ブリックの上流から 4 枚目のフィルムと下流から 2 枚目のフィルムの間を解析領域とし, 有効体積 (FV : Fiducial volume) と定義した. 傷や乳剤の損傷をもつフィルムをダメージフィルムと呼び, ダメージフィルムから 3 枚下流のフィルムまでを有効体積から除外した. 有効体積内の標的質量は 42 kg である. ミューオントラックをスタートセグメントの位置から 3 枚上流のフィルムの位置まで外挿し, 有効面積の外部に位置した場合は有効体積外の事象として解析対象から除外した. また, フィルムには現像処理のために四隅に直径 3 mm のホールを開けているため, ミューオントラックの外挿位置がホールの位置であった場合も有効体積外の事象として解析対象から除外した. 有効体積カットの後, 236 事象が ECC ブリックの有効体積内のニュートリノ反応事象候補として残った.

6.1.3 ニュートリノ反応候補の事象確定

Sec. 6.1.1 と Sec. 6.1.2 で示した方法で ECC ブリックの有効体積内のミュオントラックを選出したが、飛跡の inefficiency によって疑似的に ECC ブリック中から飛跡が始まるように見えている場合がある。こうしたミュオントラックはニュートリノ反応事象に対する背景事象となる。飛跡の inefficiency の原因は主に以下の要因による。

- HTS でのスキニングの inefficiency
- 原子核乾板の乳剤層の破損、歪みや黒点などによるダメージ
- ベーストラック再構成までのデータプロセス上でのロス

しかしながら、これらの要因で再構成できなかった飛跡は原子核乾板上を顕微鏡システムで直接観察することによって回復できる。そこで、ミュオントラックのスタートセグメントに対して1枚上流のフィルムへ飛跡を外挿し、その外挿位置を顕微鏡で目視確認した。顕微鏡を用いて飛跡を目視確認するプロセスをマニュアルチェックと呼び、特に貫通している飛跡の有無の確認を突き抜けチェックと呼ぶ。また、突き抜けチェックと合わせて、反応標的チェックと呼ばれるニュートリノ反応が起きた物質の特定も行った。本研究では、東邦大学素粒子物理学教室の Fine Track Selector(FTS)[158, 166] を用いてマニュアルチェックを行った。図 6.3 に FTS にフィルムをセットした様子を示す。

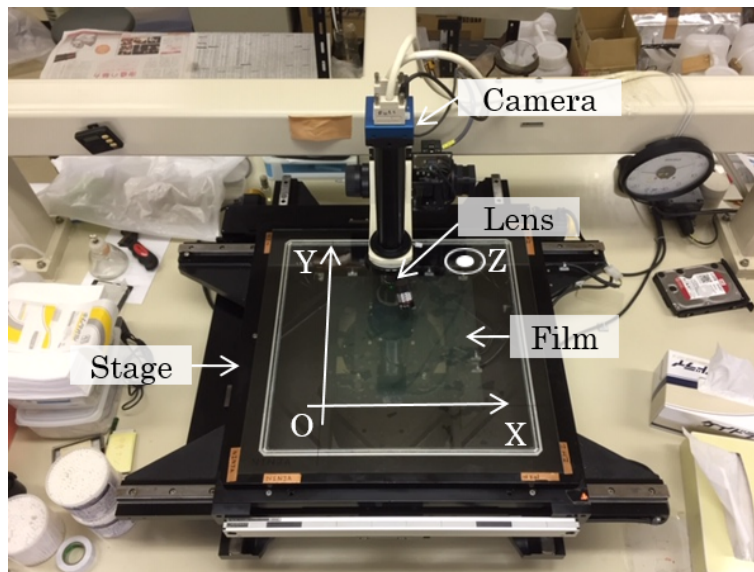


図 6.3: FTS にフィルムをセットした様子。

突き抜けチェック

突き抜けチェックでは、ミュオントラックのスタートセグメントに対して1枚上流のフィルムへ飛跡を外挿し、その外挿位置を FTS で目視確認する。図 6.4 に突き抜けチェックの模式図を示す。FTS のプレートセットによるグローバルアライメントの精度は、飛跡

の傾きの測定エラーが $\tan\theta < 0.5$ の飛跡で 0.005, $0.5 \leq \tan\theta < 1.0$ の飛跡で 0.013, $1.0 \leq \tan\theta$ の飛跡で 0.022 程度である。また、位置の測定エラーは $20 \mu\text{m}$ 程度である。マニュアルチェックでは飛跡の外挿位置から $100\text{--}200 \mu\text{m}$ の範囲を目視確認しているため、プレートセットの測定エラーによる突き抜けトラックの見落としは無いと考えられる。FTS を用いたマニュアルチェックの精度についての詳細は Appendix B に記載した。外挿位置にスタートセグメントと接続する飛跡が見つかった場合、新しいスタートセグメントとして再定義する。この新しいスタートセグメントに対して再び上流側への逆追跡および有効体積カットを行う。この突き抜けチェックによって 6 事象が有効体積外のサンドミューオン候補として解析対象から除外された。

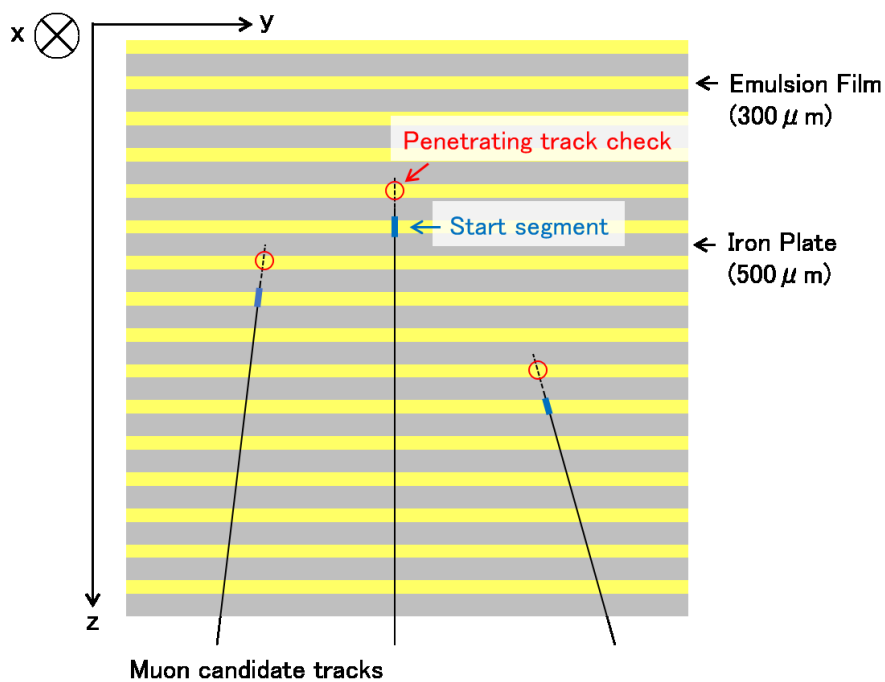


図 6.4: 突き抜けチェックの模式図。黒線はミューオントラックを表しており、青色の太線がスタートセグメントを表している。点線は飛跡の外挿を表しており、赤丸はスタートセグメントを 1 枚上流側のフィルムまで外挿したときの位置を表している。突き抜けチェックでは赤丸の位置を FTS で目視確認し、飛跡が存在するかどうかを確かめる。

反応標的チェック

反応標的チェックによってニュートリノ反応の起きた物質が鉄・乳剤・ベースのいずれであるかを特定する。反応標的チェックではミューオントラックのスタートセグメントおよびスタートセグメントに対して 1 枚上流のフィルムへ飛跡を外挿し、その外挿位置を FTS で目視確認する。飛跡を目視確認した結果をもとに、以下のようにニュートリノ反応が起きた物質を特定した。

- 下流側乳剤層もしくは上流側乳剤層の途中から飛跡が始まっている場合

ニュートリノ反応事象候補が起きた物質は乳剤である．乳剤反応では，反応点から放出される複数本の二次粒子の飛跡や核破砕片の飛跡を観察できる場合が多い．

- 下流側乳剤層には飛跡があるがベースをはさんだ上流側乳剤層には飛跡がない場合ニュートリノ反応事象候補が起きた物質はベースである．
- 下流側乳剤層および上流側乳剤層に飛跡がない場合ニュートリノ反応事象候補が起きた物質は鉄である．

図 6.5 に反応標的チェックの模式図を示す．複数本の二次粒子の飛跡を用いてニュートリノ反応点を再構成することにより，反応標的の特定は可能である．しかしながら，ミューオンのみの反応に対しては，この反応標的チェックでのみ反応標的を特定できる．二次粒子探索については Sec. 6.1.4 にて説明する．反応標的チェックによって 203 事象が鉄標的，13 事象が乳剤標的，14 事象がベース（ポリスチレン）標的での反応であることが特定された．この標的物質ごとの反応事象数の比率は，各物質の質量比と統計誤差の範囲内で一致している．

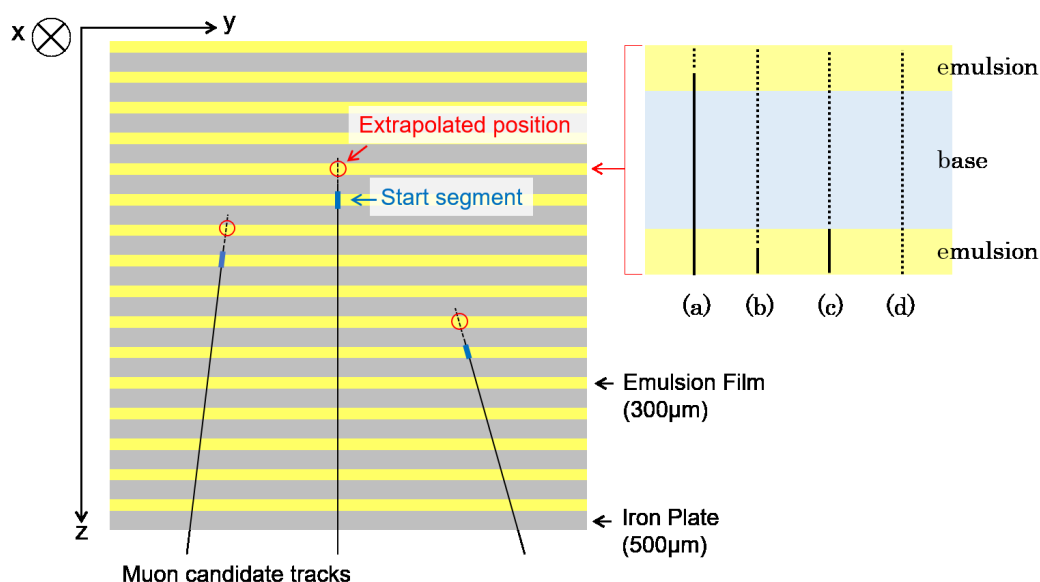


図 6.5: 反応標的チェックの模式図．黒線はミューオン候補の飛跡を表しており，青色の太線がスタートセグメントを表している．点線は飛跡の外挿を表しており，赤丸はスタートセグメントを1枚上流側のフィルムまで外挿したときの位置を表している．反応標的チェックではスタートセグメントおよび外挿位置をFTSで目視確認し，飛跡が存在するかどうかを確かめる．図中の(a), (b)は乳剤層の途中から飛跡が始まっている，乳剤反応を表している．(c)は下流側乳剤層にのみ飛跡があって上流側乳剤層に飛跡がない，ベース反応を表している．(d)は飛跡がない，鉄反応を表している．

6.1.4 二次粒子探索

ミューオントラックに付随するニュートリノ反応から放出された荷電ハドロンの飛跡をパートナートラックと呼ぶ。パートナートラックの探索にはミューオントラックのスタートセグメントに対する最近接距離 (MD : Minimum distance) を用いた。

ミューオントラックのスタートセグメントの傾きを $\mathbf{s}_1=(\tan\theta_{x1}, \tan\theta_{y1}, 1.0)$, 座標を $\mathbf{r}_1=(x_1, y_1, z_1)$ とし, パートナートラックの傾きを $\mathbf{s}_2=(\tan\theta_{x2}, \tan\theta_{y2}, 1.0)$, 座標を $\mathbf{r}_2=(x_2, y_2, z_2)$ とする. $\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2$ の単位ベクトルをそれぞれ $\hat{\mathbf{s}}_1, \hat{\mathbf{s}}_2$ とすると, 2つの飛跡が最近接するときの媒介変数 p_1, p_2 は以下のように表せる。

$$p_1 = \frac{(\hat{\mathbf{s}}_1 \cdot \hat{\mathbf{s}}_2)(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \cdot \hat{\mathbf{s}}_2 - (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \cdot \hat{\mathbf{s}}_1}{1 - (\hat{\mathbf{s}}_1 \cdot \hat{\mathbf{s}}_2)^2}, \quad (6.1)$$

$$p_2 = \frac{-(\hat{\mathbf{s}}_1 \cdot \hat{\mathbf{s}}_2)(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \cdot \hat{\mathbf{s}}_1 + (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \cdot \hat{\mathbf{s}}_2}{1 - (\hat{\mathbf{s}}_1 \cdot \hat{\mathbf{s}}_2)^2}. \quad (6.2)$$

ミューオントラックとパートナートラックが最近接するときの各座標 $\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2$ および最近接距離は以下のように表すことができる。

$$\mathbf{r}'_1 = \mathbf{r}_1 + p_1 \hat{\mathbf{s}}_1, \quad (6.3)$$

$$\mathbf{r}'_2 = \mathbf{r}_2 + p_2 \hat{\mathbf{s}}_2, \quad (6.4)$$

$$MD = |\mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}'_2|. \quad (6.5)$$

ミューオン候補のスタートセグメントに対して同一のフィルムをバーテックスフィルムと呼ぶ。本解析ではミューオントラックのスタートセグメントに対して, バーテックスフィルムおよび1枚上流のフィルムに対してパートナートラックを探索した。図6.6にMCシミュレーションを用いて評価した最近接距離に対するパートナートラックの探索効率を示す。

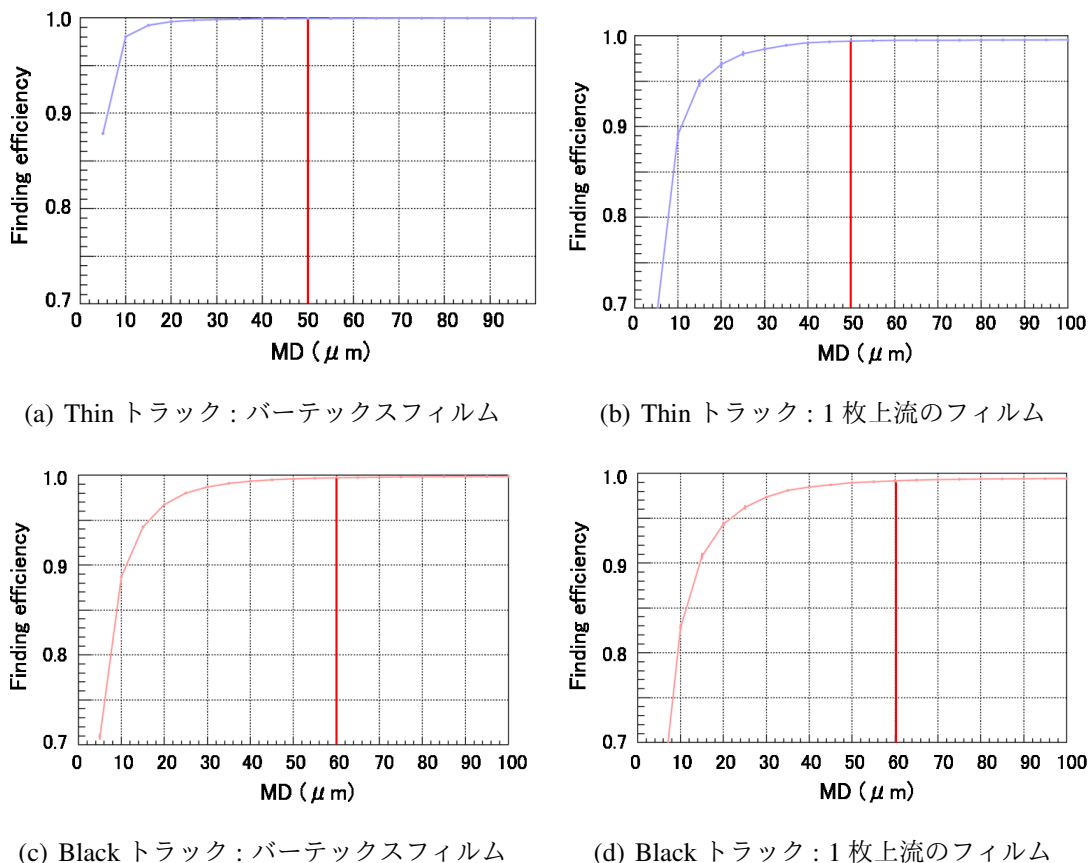


図 6.6: パートナートラックの探索効率. モンテカルロシミュレーションを用いて評価した. (a)–(d) はそれぞれバーテックスフィルムと 1 枚上流のフィルムに対して Thin トラックあるいは Black トラックのパートナートラックを探索した際の探索効率を示している. 赤実線は最近接距離の許容値を示している.

図 6.7 に荷電二次粒子のトラックに対する最近接距離の許容値の模式図を示す. パートナートラックの探索効率の評価をもとに, 最近接距離の許容値を Thin トラックに対しては $50\ \mu\text{m}$, Black トラックに対しては $60\ \mu\text{m}$ に決定した. バーテックスフィルムにおける Thin トラックの探索効率は 99.9% , Black トラックの探索効率は 99.7% であり, 1 枚上流のフィルムにおける Thin トラックの探索効率は 99.4% , Black トラックの探索効率は 99.2% である. ニュートリノ反応点はスタートセグメントと 1 枚上流のフィルムの中に位置するため, フィルム 1 枚と鉄プレート 1 枚の厚みを考慮し, スタートセグメントと最近接点の Z 軸方向の距離が $800\ \mu\text{m}$ 以下であることを要求した. さらに, パートナートラックの条件としてトラックセグメント数による飛跡選別を行った. Sec. 4.2.2 で示した Thin トラックと Black トラックの誤接続率をもとに, Thin トラックに対しては 3 セグメント以上, Black トラックに対しては 2 セグメント以上の飛跡を解析対象のパートナートラックとした. この飛跡の条件は, 陽子に対しておよそ $200\ \text{MeV}/c$, 荷電パイ中間子に対しておよそ $50\ \text{MeV}/c$ の運動量閾値に対応している.

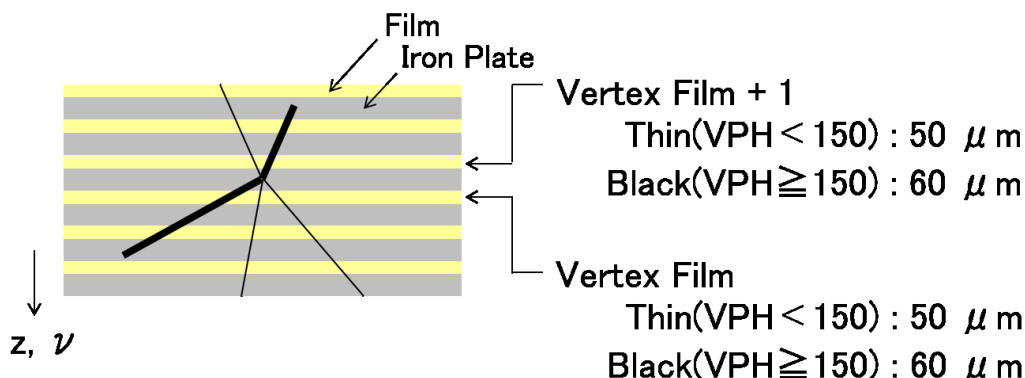


図 6.7: 最近接距離の許容値.

ミューオントラックに対して行ったマニュアルチェックをパートナートラックに対しても同様に行い、飛跡の突き抜けチェックを行った。下流方向に放出された粒子の飛跡に対しては1枚上流側のフィルム、上流側に放出された粒子の飛跡に対しては1枚下流側のフィルムに飛跡を外挿し、その外挿位置をFTSで観察した。もともとの飛跡と接続する飛跡が観察された場合、ニュートリノ反応とは無関係の飛跡であると判定し、解析対象から除外した。Thinトラックについては、パートナートラック探索で見つかった190本の飛跡に対して30本が突き抜けトラックであり、解析対象から除外した。一方で、Blackトラックについては、パートナートラック探索で見つかった135本の飛跡に対して4本が突き抜けトラックであり、解析対象から除外した。

また、測定データを用いてチャンスコインシデンスによるパートナートラックのバックグラウンドを見積もった。チャンスコインシデンスによるバックグラウンドトラックのほとんどは、ニュートリノ反応点の近くを偶然通りかかった低運動量粒子の飛跡である。その低運動量のために飛跡再構成を失敗し、反応点近くから始まる飛跡のように見えてしまう。ニュートリノ反応事象候補のミューオントラックの位置をデータ上で5mm以上シフトした後、パートナートラックの探索プロセスを行った。この探索で見つかったパートナートラックはすべてバックグラウンドトラックであり、Thinトラックが35本、Blackトラックが1本見つかった。バックグラウンドトラックに対して突き抜けチェックを行った結果、Thinトラック35本のうち32本については突き抜けトラックが見つかり、Blackトラックについてはすべて突き抜けトラックが見つかった。

パートナートラックの探索後、同一のニュートリノ反応から放出された複数の荷電二次粒子の飛跡がそれぞれ異なるINGRIDトラックと接続した場合、最も高い運動量をもつ飛跡をミューオントラックと仮定した。この重複接続事象は2事象あり、ECC-Shifter-INGRIDマッチングトラックの運動量が高い方の事象を解析対象のニュートリノ反応事象として残り、もう一方の事象は解析対象から除外した。

6.1.5 キンク構造をもつ2トラック事象のカット

荷電二次粒子が2本の反応事象候補のうち、2本の飛跡がなす角(開き角, opening angle) α が 180° に近い事象は宇宙線あるいは検出器ホールの壁とニュートリノが反応して生成し

た荷電粒子(ミューオン, 荷電パイ中間子, 陽子)による背景事象であると考えられる. 検出器の上流から入射した荷電粒子がECCブリック中で飛跡接続許容値を超えて散乱した場合, 前方(下流側)と後方(上流側)にそれぞれ二次粒子が出ているように見える. このキック構造をもつ2トラック事象はキック事象と呼ばれ, ニュートリノ反応事象に対して背景事象となるため除去する必要がある. 図6.8にキック事象のイベントディスプレイを示す.

パートナートラックに対して飛跡の運動量とVPHを用いた粒子識別(Sec. 6.4 参照)を行い, パートナートラックを荷電パイ中間子候補と陽子候補に分けた. 図6.9にミューオン候補と荷電パイ中間子候補の2トラック反応事象の $\cos\alpha$ の分布を示す. 図6.9中のデータプロットは測定データを表しており, ヒストグラムはMCシミュレーションによる予測を表している. 塗りつぶされたヒストグラムは信号事象であるニュートリノ反応を表しており, 網掛けのヒストグラムは背景事象を表している. 測定データとMCシミュレーションの両方において $\cos\alpha < -0.96$ の角度領域にピークが見られ, その背景事象の割合は98.2%である. したがって, $\cos\alpha < -0.96$ の開き角をもつミューオン候補と荷電パイ中間子候補の2トラック反応事象をキック事象と推定し, 解析対象から除外した. ECCブリック中で期待される, この角度領域内におけるニュートリノ・鉄CC反応事象の割合は0.1%であるため, キック事象カットによる解析への影響は無視できる. 一方で, 陽子候補の飛跡は高いVPHをもつため, ミューオン候補と陽子候補の2トラック反応事象候補に対してはキック事象カットを行わなかった. このキック事象カットによって, 7事象を解析対象から除外した.

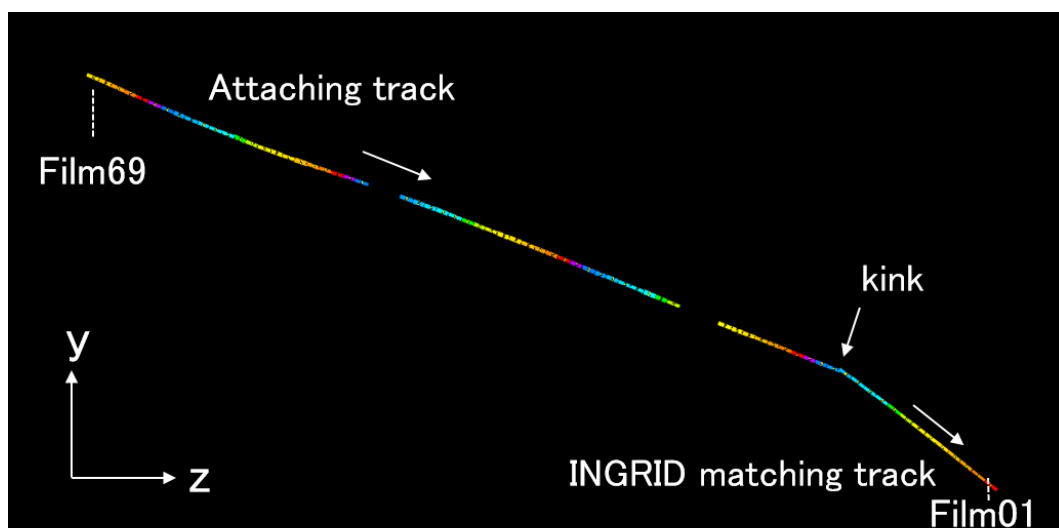


図 6.8: キック事象のイベントディスプレイ. 図中の事象は測定データである.

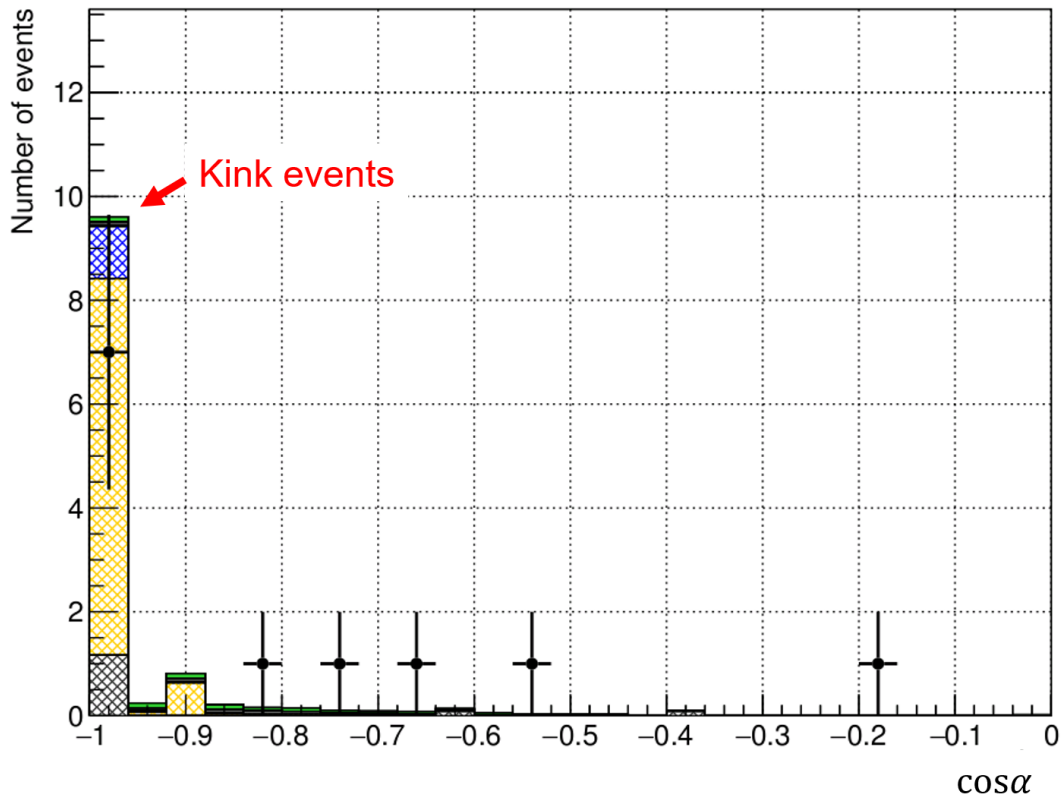


図 6.9: キンク事象の開き角分布. データプロットは測定データを表しており, ヒストグラムはMCシミュレーションによる予測を表している. 塗りつぶされたヒストグラムは信号事象であるニュートリノ反応を表しており, 網掛けのヒストグラムは背景事象を表している.

6.1.6 運動量の一致度を用いた事象選別

本解析では ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングによって ECC トラックにミュオン ID を付与しているが, 検出器間の飛跡を誤接続した場合は背景事象となる. この誤接続事象は, ECC ブリック中のニュートリノ反応あるいは ECC ブリックの下流側から入射して ECC ブリック中で停止した宇宙線が誤接続した事象であると考えられる. そこで, ミュオントラックに対して, ECC ブリック中での多重電磁散乱を測定して推定した運動量と ECC ブリックと INGRID 中での飛程を測定して推定した運動量を比較することで誤接続事象を除去する. 誤接続事象の場合, ECC トラックと INGRID トラックはそれぞれ無関係の飛跡であるため, 互いの運動量は一致しない. 運動量測定方法については Sec. 6.3 で詳細に述べる.

運動量の比較においては, 多重電磁散乱による角度変位の測定によって推定した運動量 P_{ang} と飛程を用いて推定した運動量 P_{range} を用いて, $P_{\text{ang}} > 2.18P_{\text{range}}$, $P_{\text{ang}} < 0.17P_{\text{range}}$ の場合, 運動量不一致として解析対象から除外した. また, 位置変位の測定によって推定した運動量 P_{pos} を用いて, $P_{\text{pos}} > 3.52P_{\text{range}}$, $P_{\text{pos}} < 0.45P_{\text{range}}$ の場合, 運動量不一致として解析対象から除外した. ミュオントラックが INGRID を貫通あるいはサイドエスケー

ピングした場合は、運動量の下限值のみを比較した。運動量の比較に用いた上限値と下限値は P_{ang} および P_{range} の測定精度の 2σ の信頼区間に基づいて決定した。運動量の一致度を用いた事象選別による結果を図 6.10 に示す。この運動量の一致度を用いた事象選別 (Momentum consistency check) によって、12 事象を解析対象から除外した。

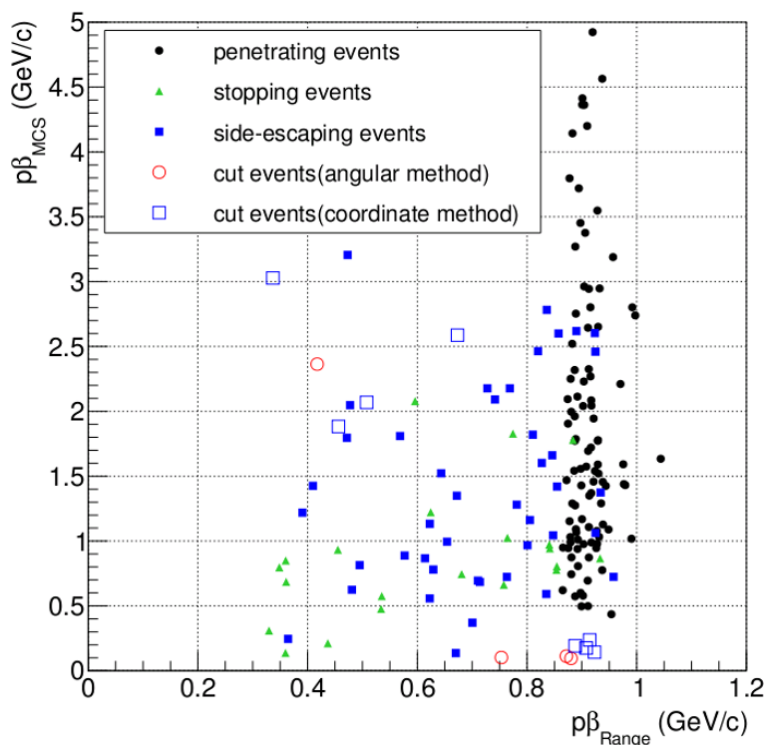


図 6.10: 運動量の一致度を用いた事象選別。図中の cut events は運動量の一致度を用いた事象選別によってカットされた事象を示している。

6.1.7 ニュートリノ反応候補の事象数のまとめ

Sec. 6.1.1–Sec. 6.1.6 で示した事象再構成によって再構成されたニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象候補のイベントディスプレイを図 6.11 に示す。図 6.11 に示した事象はミューオンと陽子が放出されたニュートリノ反応の事象例である。それぞれの ECCトラックと INGRID モジュールのヒットがよく一致しており、事象再構成に成功していることがわかる。

ニュートリノ反応事象の再構成の結果、最終的に 183 事象が ECC の鉄標的におけるニュートリノ荷電カレント反応事象候補として確定した。MC シミュレーションで予測されたニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象数は 188.8 事象であり、統計誤差の範囲内で測定データと一致している。各事象選別における事象数および選別純度を表 6.1 に示す。また、表 6.2 に反応物質ごとの事象候補数とその比率を示す。標的物質ごとの反応事象数の比率は、各物質の質量比と統計誤差の範囲内で一致している。

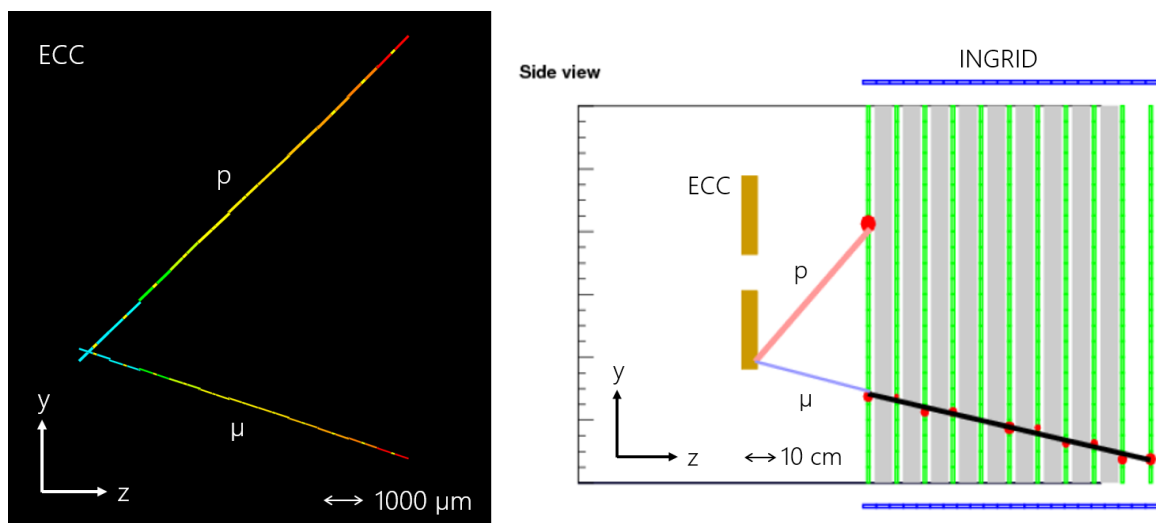


図 6.11: ニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象候補のイベントディスプレイ. 左図は ECC ブリック中のイベントディスプレイを示しており, 右図は ECC ブリックと INGRID モジュールのイベントディスプレイを示している. 左図において, 線の色と太さはそれぞれトラックセグメントの位置と VPH を表している. 右図において, 青色とピンク色の線は ECC ブリックから INGRID モジュールまで外挿した飛跡を表しており, 線の太さは VPH を表している. それぞれミューオン候補と陽子候補の飛跡である. 赤丸は INGRID モジュールのトラッキングプレーンのヒットを表しており, その大きさは光量を表している. 黒線は INGRID で再構成された飛跡を示している.

表 6.1: ニュートリノ反応候補の事象数の推移. Purity は MC シミュレーションの予測における $\nu_{\mu}CC$ 反応の割合を表している. 測定データと MC シミュレーションの比較は ECC ブリック内で起きたニュートリノ・鉄反応に対してのみ可能である.

Step	Data	MC	Purity
ECC–Shifter–INGRID track matching	9 397	-	-
Fiducial volume cut	236	-	-
Manual check	203	-	-
INGRID matching of partner track	202	207.6	81.7%
Kink cut	195	198.1	85.5%
Momentum consistency check	183	188.8	88.2%

表 6.2: ニュートリノ荷電カレント反応候補の反応標的の内訳.

Target	Number of events	Fraction of number of events (%)	Fraction of target mass (%)
Iron	183	87.1	86.3
Emulsion	13	6.2	9.5
Base	14	6.7	4.2
Total	210	100	100

表 6.3 に MC シミュレーションで見積もった反応事象候補の内訳を示す. 反応事象候補のうち, $\nu_{\mu}CC$ 反応が 88.2% であり, 誤接続事象が 4.8%, 検出器ホールの壁におけるニュートリノ反応から放出された中性子, 陽子, 荷電パイ中間子が起こすハドロンの反応が 3.4%, $\bar{\nu}_{\mu}$ 反応が 2.7%, $\nu_{\mu}NC$ 反応が 0.8%, その他の要因による背景事象が 0.1% 以下である.

表 6.3: ニュートリノ・鉄反応候補の事象の内訳. MC シミュレーションで見積もったニュートリノ・鉄反応候補の事象の起源ごとの割合を示す.

Event	Fraction (%)
$\nu_{\mu}CC$ interactions	88.2
ECC–Shifter–INGRID track mis-matching	4.8
Wall backgrounds	3.4
$\bar{\nu}_{\mu}$ interactions	2.7
$\nu_{\mu}NC$ interactions	0.8
Others	<0.1

Sec. 6.1.1–Sec. 6.1.6 で示した，ECC ブリック中のニュートリノ反応候補の事象選別における事象選別効率を MC シミュレーションを用いて評価した．事象選別効率は，ECC–Shifter–INGRID トラックマッチング後の有効体積内のニュートリノ・鉄 CC 反応事象に対する事象選別の効率と定義した．ECC ブリックの有効体積内のニュートリノ CC 反応の事象数を分母とし，事象選別後の事象数を分子として事象選別効率を評価した．図 6.12 にニュートリノ反応の事象選別効率を示す．事象選別効率をミューオントラックの傾きの関数として示した．平均の事象選別効率は 92.7% である．

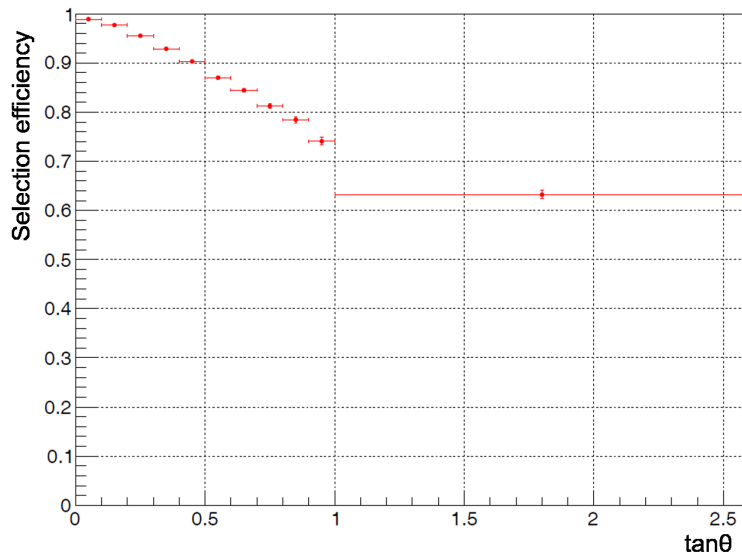


図 6.12: ECC ブリック中のニュートリノ反応の事象選別効率．事象選別効率をミューオントラックの傾きの関数として示した．

6.2 ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積

検出したニュートリノ・鉄荷電カレント反応の事象候補数を基に，ニュートリノ荷電カレント反応のフラックス平均断面積 (flux-averaged ν_{μ} CC inclusive cross section) を測定した．フラックス平均断面積の算出は，背景事象の差し引きと検出効率の補正を行った反応事象数の測定値を用いて行われる．式 (6.6) にフラックス平均断面積の計算式を示す．

$$\sigma_{\text{CC}} = \frac{N_{\text{sel}} - N_{\text{bkg}}}{\varphi T \varepsilon}, \quad (6.6)$$

N_{sel} は検出器で検出し，セレクションカットを経た後のニュートリノ・鉄荷電カレント反応の事象数を表している． N_{bkg} は MC シミュレーションおよび測定データを用いて見積もった背景事象の事象数を表している． φ は MC シミュレーションで予測した，ECC ブリックに入射した単位面積あたりのニュートリノの数である． T は ECC ブリックの有効体積内の鉄標的の核子数である． ε は MC シミュレーションと測定データを用いて見積もっ

たニュートリノ・鉄荷電カレント反応の検出効率である．さらに，本研究ではミューオンの運動学的な位相空間を $\theta_\mu < 45^\circ$ and $p_\mu > 400 \text{ MeV}/c$ に制限した断面積も測定した．この位相空間を制限した断面積も式 (6.6) で表される．ミューオンの全位相空間の断面積測定は他実験の測定結果や理論モデルとの比較が容易となる点であり，短所はアクセプタンス外の事象の予測が完全にニュートリノ反応モデルに依存するため，シミュレーションの不定性を大きく受ける点である．一方で，ミューオンの位相空間を制限した断面積測定はニュートリノ反応モデルの不定性を低減できる点であり，短所は同じ位相空間でのみ測定結果を比較することができる点である．表 6.4 に断面積測定に使用した各変数についてまとめた．各変数についての詳細な情報は Sec. 6.2.1–Sec. 6.2.3 で述べる．

表 6.4: ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定．

Cross section	N_{sel}	N_{bkg}	$\phi \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$T \text{ (nucleons)}$	$\epsilon \text{ (\%)}$
$\sigma_{\text{CC}}^{\text{Fe}}$	183	22.3	1.94×10^{12}	2.56×10^{28}	25.3
$\sigma_{\text{CC phase space}}^{\text{Fe}}$	175	19.7	1.94×10^{12}	2.56×10^{28}	37.2

6.2.1 フラックス

表 5.1 に示したニュートリノビーム中の各ニュートリノ成分の割合とエネルギーから，ニュートリノ成分の平均エネルギーは 1.49 GeV である．図 5.2 で示したニュートリノビームフラックスから，単位面積当たりの積分値は $2.56 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ である．

6.2.2 標的核子数

Sec. 3.3.2 で示したように，ECC ブリックの鉄プレートはステンレス鋼 (SUS304) であり，複数の元素から構成されている．鉄プレートを構成する元素の陽子数，中性子数と組成比を用いて標的核子数の算出を行った．

鉄プレートの標的質量 $M_{\text{SUS304 plates}}$ は式 (6.7) で表すことができる．

$$M_{\text{SUS304 plates}} = \sum_{\alpha=1}^4 \sum_{\beta=1}^6 \sum_{\gamma=1}^3 (\rho L S_{\alpha\beta\gamma} N_{\alpha\beta\gamma}), \quad (6.7)$$

ここで， ρ は SUS304 の密度 (7.93 g cm^{-3})， L は鉄プレートの厚み ($498.2 \pm 3.2 \mu\text{m}$) である． $S_{\alpha\beta\gamma}$ は解析領域内の有効面積， $N_{\alpha\beta\gamma}$ は解析対象の鉄プレートの枚数であり， α, β, γ はそれぞれ ECC モジュールの番号 (1–4)，スキヤニングエリアの番号 (1–6)，ECC ブリックの番号 (下流ブリック, 中流ブリック, 上流ブリック) を表している．式 (6.7) で計算した標的質量は 42 kg である．鉄プレートの標的核子数 $T_{\text{SUS304 plates}}$ は式 (6.8) で表すことができる．

$$T_{\text{SUS304 plates}} = \sum_i (M_{\text{SUS304 plates}} \times R_i \times \frac{n_i^{\text{p}} + \bar{n}_i^{\text{n}}}{A_i} \times N_A), \quad (6.8)$$

R_i は SUS304 を構成する i 番目の元素の組成比である。 A_i, n_i^p と \bar{n}_i^n は i 番目の元素の原子量ならびに陽子数と平均中性子数である。 N_A はアボガドロ定数である。 式 (6.8) を用いて計算した標的核子数は 2.56×10^{28} であり、標的核子数のうち中性子数は 1.37×10^{28} 、陽子数は 1.19×10^{28} である。 SUS304 と鉄の物質の違いによる標的核子数の差は $8.6 \times 10^{-4}\%$ であり、標的核子数にほとんど差がないのは、標的核子数そのものはほとんど標的質量で決まるためである。 SUS304 の中性子と陽子の比率は 1.149、鉄の中性子と陽子の比率は 1.150 であり、両者の差は $1.150 - 1.149 = 0.001$ である。 鉄と SUS304 の間で陽子と中性子の個数に差がほとんどないため、本解析では SUS304 で測定した結果を鉄で測定した結果として扱った。 SUS304 と鉄の違いによる測定結果に対する系統誤差については Sec. 8.4 にて議論する。

6.2.3 検出効率

図 6.13 に本解析におけるニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象の検出効率とニュートリノエネルギーの相関を示す。 図 4.18 で示した検出効率は MC シミュレーションを用いて評価した。 式 (6.9) は検出効率の評価式であり、 $N_{\text{int}}^{\text{MC}}$ は有効体積内のニュートリノ反応の事象数、 $N_{\text{sel}}^{\text{MC}}$ は検出されたニュートリノ反応の事象数である。

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{sel}}^{\text{MC}}}{N_{\text{int}}^{\text{MC}}}. \quad (6.9)$$

この検出効率には ECC-Shifter の飛跡接続効率、 ECC-INGRID の飛跡接続効率、 ニュートリノ・鉄反応の事象選別効率が含まれている。 ニュートリノのエネルギーが低い領域で検出効率が低いのは、ニュートリノ反応によって生成されるミューオンのエネルギーも低いためである。 一方で、ニュートリノのエネルギーが高い領域で検出効率が 50% 程度で飽和しているのは、検出効率が ECC-Shifter の飛跡接続効率、 ECC-INGRID の飛跡接続効率、 ニュートリノ・鉄反応の事象選別効率が掛け合わさっているためである。 全エネルギー範囲におけるニュートリノ・鉄荷電カレント反応の検出効率は 25.3% である。

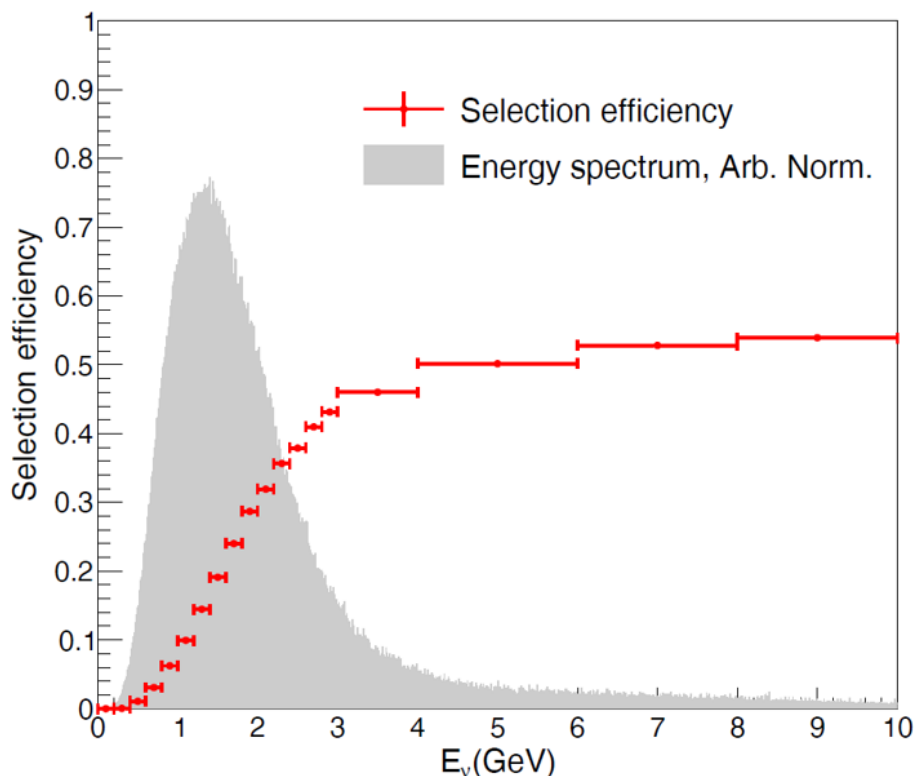


図 6.13: ニュートリノ・鉄荷電カレント反応の検出効率とニュートリノエネルギーの相関。検出効率は有効体積内の ν_μ CC 反応の事象数を分母とし、検出された事象数を分子として評価した。灰色のヒストグラムは有効体積内の CC 反応のエネルギー分布を表している。

また、ミューオンの運動学的位相空間を限った場合のニュートリノ・鉄荷電カレント反応の検出効率は 37.2% である。全位相空間の場合の検出効率と比べて、位相空間を限った場合の検出効率の方が高い理由は、分母となるニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象数が位相空間を限ったことで減ったためである。

6.3 運動量測定

Sec. 6.1 で示したニュートリノ反応の事象再構成後、ニュートリノ反応から放出された荷電二次粒子に対して運動量を測定し、運動学的解析に用いた。粒子の運動量を測定する方法は二つあり、一つは ECC ブリック中での多重電磁散乱を測定する方法、もう一つは ECC ブリックと INGRID 中での飛程を測定する方法である。ECC ブリック中での多重電磁散乱を測定する方法には、飛跡の角度変位量を測定する角度法 (Angular method)[187] と位置変位量を測定する位置変位法 (Coordinate method)[188] がある。角度法を用いた運動量測定については Sec. 6.3.1、位置変位法を用いた運動量測定については Sec. 6.3.2、飛程の測定による運動量測定については Sec. 6.3.3 で詳細に述べる。

6.3.1 角度法

角度法 (Angular method) は ECC ブリック中での多重電磁散乱による飛跡の角度変位を測定することで運動量を測定する方法である。図 6.14 に角度法における角度変位量測定の模式図 [188] を示す。

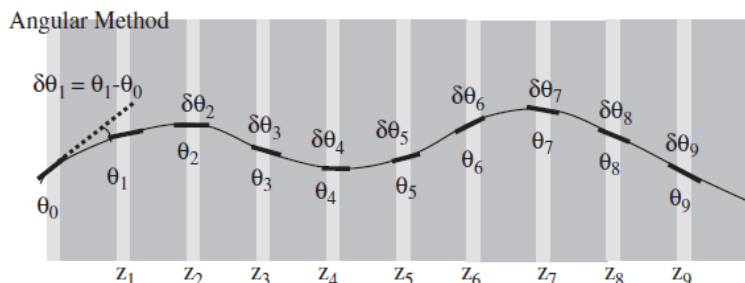


図 6.14: 角度法における角度変位量測定の模式図。 θ はトラックセグメントの角度、 $\delta\theta$ は角度変位量、 z は Z 座標を表している。

飛跡の角度変位測定量 θ_{meas} は、多重電磁散乱による角度変位量 θ_0 と飛跡の角度測定精度 θ_{err} を用いて以下のように表すことができる。

$$\theta_{meas}^2 = \theta_0^2 + \theta_{err}^2. \quad (6.10)$$

飛跡の角度測定精度はスキヤニング、飛跡再構成、アライメントの精度に起因し、2 mrad 程度である。角度法によって測定可能な運動量の上限值は、この飛跡の角度測定精度によって決まっており、1 GeV/c 程度である。

荷電粒子の運動量と多重電磁散乱による角度変位量の関係 [189] は次式のように表される。

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} [1 + 0.038 \ln(\frac{x}{X_0})]. \quad (6.11)$$

θ_0 は散乱による角度変位、 p は粒子の運動量、 βc は粒子の速さ、 z は電荷である。 x は粒子の入射方向に対する物質の厚さであり、 X_0 は物質の放射長である。式 (6.11) で示した角度変位量と運動量の関係から、飛跡の角度変位量を測定することで運動量 $p\beta$ を測定することができる。角度法を用いた運動量測定の詳細は Refs. [164, 187, 188] に記述されている。

6.3.2 位置変位法

位置変位法 (Coordinate method) は ECC 中での多重電磁散乱による位置変位を測定することで運動量を測定する方法である。位置変位法ではフィルム間のアライメントには高い精度が必要となり、測定に用いるフィルムの枚数は角度法よりも多くなる。図 6.14 に位置変位法における位置変位量測定の模式図 [188] を示す。

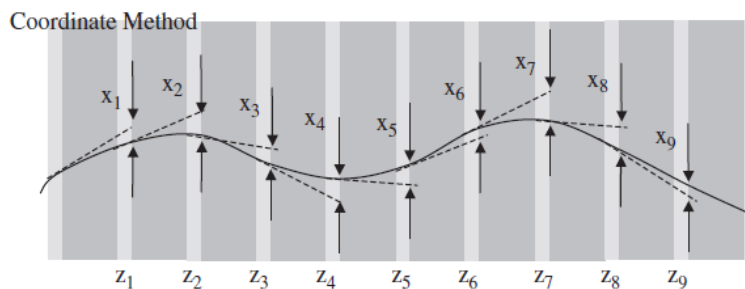


図 6.15: 位置変位法における位置変位量測定の様式図. x はトラックセグメント間の位置差を表しており, z はトラックセグメントの Z 座標を表している.

飛跡の位置変位測定量 y_{meas} は, 多重電磁散乱による位置変位量 y_0 と飛跡の位置測定精度 y_{err} を用いて以下のように表すことができる.

$$y_{meas}^2 = y_0^2 + y_{err}^2. \quad (6.12)$$

飛跡の位置測定精度も角度測定精度と同様にスキヤニング, 飛跡再構成, アライメントの精度に起因し, $3 \mu\text{m}$ 程度である.

荷電粒子の運動量と多重電磁散乱による位置変位量の関係 [189] は次式のように表される.

$$y_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} x \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z X_0 \left(\frac{x}{X_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right]. \quad (6.13)$$

多重電磁散乱による角度変位量 (式 (6.11)) は物質の厚さの $1/2$ 乗に比例して増加するのに対し, 位置変位量 (式 (6.13)) は物質の厚さの $3/2$ 乗に比例して増加する. したがって, 位置変位法では飛跡の測定精度に対して散乱量が顕著に現れるため, 測定可能な運動量の上限値は角度法よりも高い. 位置変位法によって測定可能な運動量の上限値は $5 \text{ GeV}/c$ 程度である.

6.3.3 飛程を用いた運動量測定

検出器中で停止した粒子に対しては飛程を用いた運動量測定 (Range-Energy relation) を行った. 飛程を用いた運動量測定には粒子識別が必要である. ミューオンの粒子識別は ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングによって行い, 陽子と荷電パイ中間子の粒子識別は飛跡の VPH と角度法あるいは位置変位法で測定した運動量を用いて行った. 陽子と荷電パイ中間子の粒子識別については Sec. 6.4 で詳細に述べる.

本研究の対象である数百 MeV/c から数 GeV/c の運動量領域における電離損失は Bethe-Bloch の式 [65] で記述することができる. Bethe-Bloch の式を以下に示す.

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta \gamma)}{2} \right]. \quad (6.14)$$

dE/dx は電離損失であり, 荷電粒子が物質中で損失するエネルギーを表している. K は係数部分であり, アボガドロ定数 N_A , 古典電子半径 r_e , 電子質量 m_e , 光速 c を用いて

$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ と表される. z は入射荷電粒子の電荷数, Z および A は吸収体の原子番号および原子量, W_{max} は最大運動エネルギー移行, I は平均励起エネルギー, δ は密度効果による補正項である.

飛程は電離損失をエネルギーで積分することによって得られる. 飛程と電離損失の関係 [65] を式 (6.15) に示す. 式 (6.15) で表される飛程を continuous slowing-down approximation (CSDA) range と呼ぶ.

$$R(E) = \int_{E_0}^E \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle^{-1} dE. \quad (6.15)$$

図 6.16 に鉄中における荷電粒子の電離損失および飛程と運動量の相関を示す. 本解析においては, ミューオンと荷電パイ中間子については式 (6.14) を用いて電離損失を計算し, さらに式 (6.15) を用いて飛程と運動量の相関を計算した. 陽子については SRIM(The Stopping and Range of Ions in Matter)[190] を用いて飛程と運動量の相関を計算した. SRIM は物質中における荷電粒子の飛程をシミュレーションするソフトウェアである.

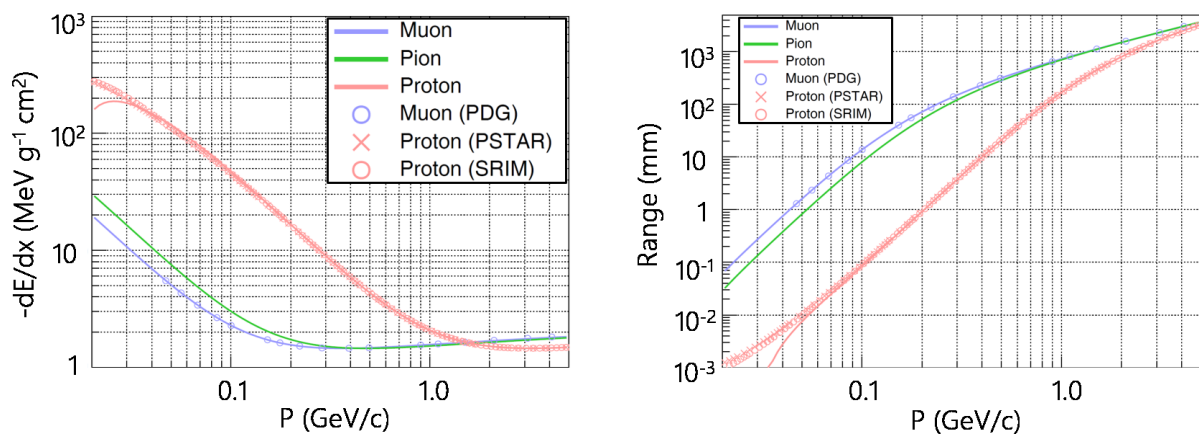


図 6.16: 鉄中における荷電粒子の電離損失および飛程と運動量の相関. 左図は電離損失と運動量の相関を示しており, 右図は飛程と運動量の相関を示している. 青色はミューオン, 緑色は荷電パイ中間子, 赤色は陽子を表している. 実線は Bethe-Bloch の式および飛程の式で計算した曲線を示しており, データプロットはそれぞれ SRIM[190], PDG[191], PSTAR[192] のデータを示している.

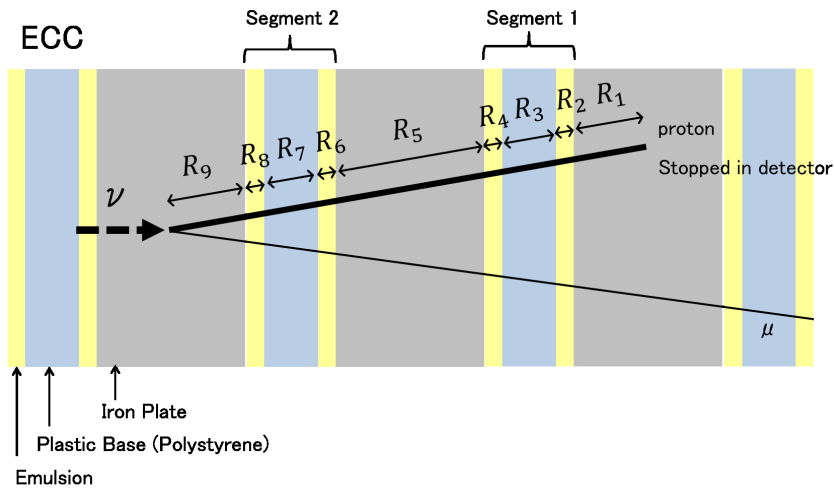
図 6.17 に飛程の測定方法の模式図を示す. 飛程の測定においては, 検出器を構成する各物質を考慮した. 図 6.17-(a) 中の ECC ブリック中で停止した陽子 (Segment1 と Segment2 の 2 セグメントトラックをもつ飛跡) を例に飛程測定の方法を説明する. ECC ブリック中で停止した粒子の飛跡の最下流トラックセグメントに対して下流側の鉄プレートから上流方向に飛跡をたどる. 各物質ごとの通過距離を R_i とする. 以下の手順で飛跡の飛程を測定した.

1. 鉄中の飛程が R_1 の場合の運動量 P_1 を鉄中における飛程と運動量の関係から得る.
2. 運動量 P_1 の場合の乳剤中の飛程 R'_1 を乳剤中における飛程と運動量の関係から得る.

3. 乳剤中の飛程が $R'_1 + R_2$ の場合の運動量 P_2 を乳剤中における飛程と運動量の関係から得る.
4. 運動量 P_2 の場合のポリスチレン中の飛程 R'_2 をポリスチレン中における飛程と運動量の関係から得る.
5. ポリスチレン中の飛程が $R'_2 + R_3$ の場合の運動量 P_3 をポリスチレン中における飛程と運動量の関係から得る.

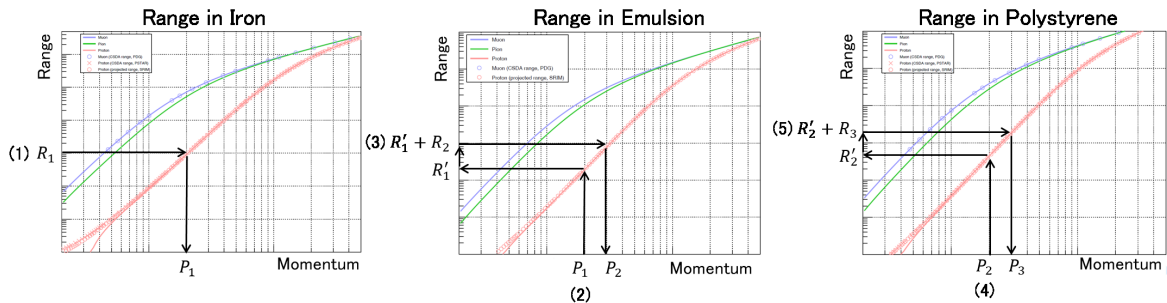
1.-5.のプロセスを、ニュートリノ反応標的の鉄プレートに到達するまで、飛跡の位置する物質ごとに繰り返し行う。

実際には図中の R_1 はわからないため、鉄プレートの中で停止した場合を仮定した。また、図中の R_9 は、パートナートラックがある場合は複数本の飛跡を用いて組んだ反応点までの距離を使用し、ミューオントラックのみの場合は鉄プレートの中で停止した場合を仮定した。この方法で、異なる物質を考慮して飛跡の飛程を測定し、飛程と運動量の関係から運動量を測定した。



$R_9 \ R_8 \ R_7 \ R_6 \ R_5 \ R_4 \ R_3 \ R_2 \ R_1$

(a) ECC ブリック中の飛程の測定の模式図



(b) 異なる物質間での飛程の測定方法の模式図

図 6.17: 飛程の測定方法. (a) は ECC ブリック中で停止した陽子の飛跡の飛程測定の模式図を示しており、陽子の飛跡の最下流トラックセグメントに対して下流側の鉄プレートから上流方向に飛跡をたどる. (b) は各物質ごとの飛程と運動量の関係を示しており、飛程から粒子の運動量を得るために用いた.

6.3.4 二次粒子の運動量測定

図 6.18 に本解析におけるミュオンの飛跡に対する運動量測定のプロチャートを示す. また, 図 6.19 に荷電パイ中間子および陽子の飛跡に対する運動量測定のプロチャートを示す. ECC トラックのトラックセグメント数が 15 セグメント以上の場合には位置変位法を用い, 15 セグメント未満の場合には角度法を用いた. 位置変位法では角度法よりも運動量測定に用いるセグメントデータの統計数を必要とするため, 15 セグメントを運動量測定方法の切り替えの条件とした. 粒子識別までした後に, ECC ブリック中で停止した粒子の飛跡に対してのみ飛程を用いた運動量の測定を行った.

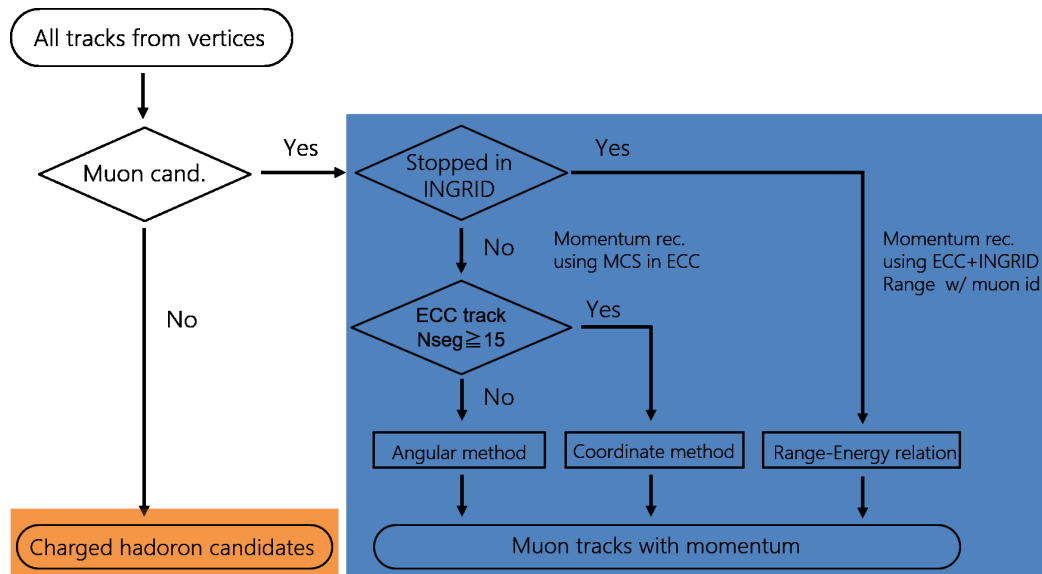


図 6.18: 二次粒子の運動量測定のプロチャート (1). 青色の部分はミューオンの飛跡に対する運動量測定のプロチャートを表している.

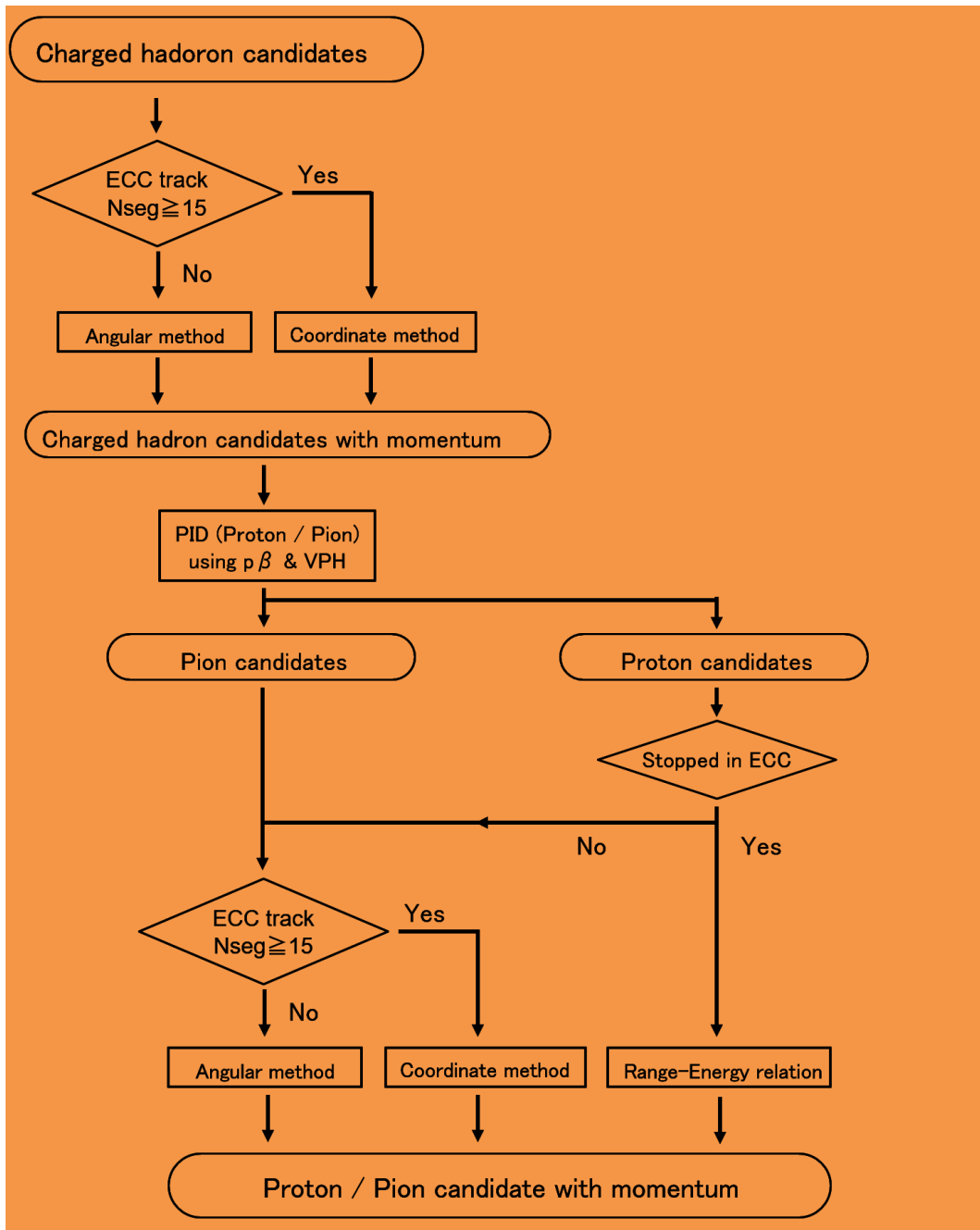


図 6.19: 二次粒子の運動量測定のプロチャート (2). 荷電パイ中間子および陽子の飛跡に対する運動量測定のプロチャートを表している。

運動量測定の測定精度の評価を MC シミュレーションを用いて行った。ニュートリノ・鉄反応のミューオン、荷電パイ中間子、陽子に対する MC シミュレーション上の真の運動量値 $p\beta_{\text{true}}$ と測定値 $p\beta_{\text{meas}}$ を比較した。運動量の測定精度を次式のように定義した。

$$\text{measurement accuracy} = \frac{p\beta_{\text{meas}} - p\beta_{\text{true}}}{p\beta_{\text{true}}}. \quad (6.16)$$

図 6.20 に運動量測定における系統誤差と統計誤差の定義を示す. 式 (6.16) で定義した運動量測定精度の分布の中心値を系統誤差 ϵ_{syst} , 標準偏差を統計誤差 ϵ_{stat} と定義する.

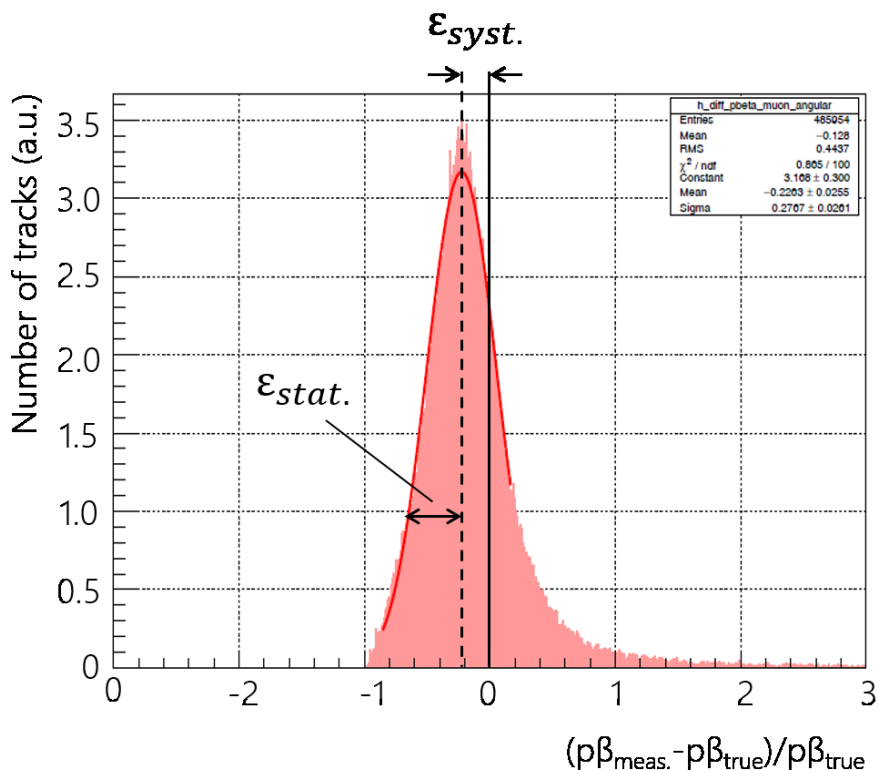


図 6.20: 運動量測定における統計誤差と系統誤差の定義. 横軸は式 (6.16) で定義した運動量測定精度を表している. 分布の中心値を系統誤差 ϵ_{syst} , 標準偏差を統計誤差 ϵ_{stat} と定義する.

図 6.21–図 6.23 にそれぞれ角度法, 位置変位法, 飛程を用いて測定した運動量の測定精度を示す. 図 6.23 の飛程を用いた運動量測定精度における負の領域の信号は, 二次粒子が検出器中で起こした二次反応によるものである. ミューオンについては INGRID 中で制動放射を起こし, エネルギーを失って INGRID 中で停止したように見えたと考えられる. 荷電パイ中間子と陽子についてはハドロン反応によって飛跡が検出器中で途切れるため, 粒子が検出器中で停止した飛跡と間違え, 実際の運動量よりも低く見積もってしまう. 特に本研究におけるエネルギー領域においては荷電パイ中間子の反応断面積が大きいいため, 荷電パイ中間子に対しては運動量測定の誤評価が顕著である.

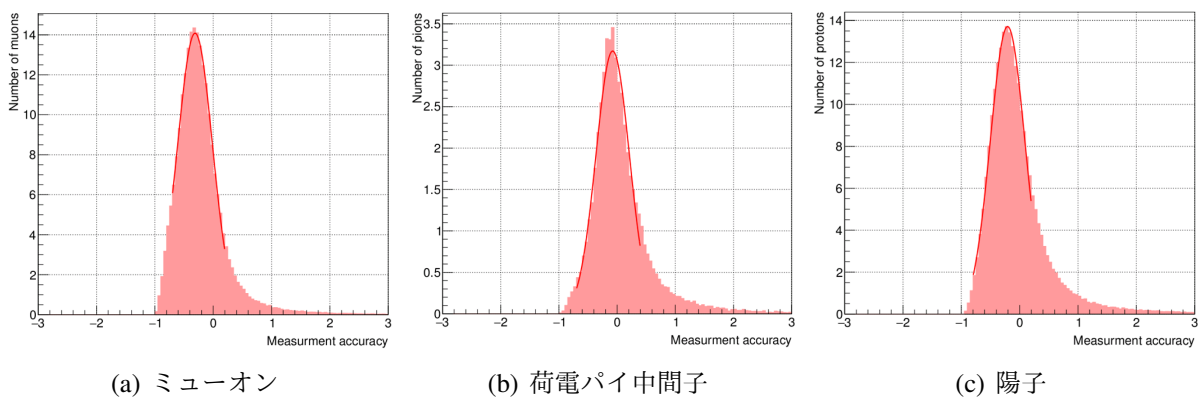


図 6.21: 角度法を用いた運動量の測定精度. (a) はミューオン, (b) は荷電パイ中間子, (c) は陽子に対する角度法を用いた運動量の測定精度である. 横軸は運動量測定精度, 縦軸は飛跡の本数を表している.

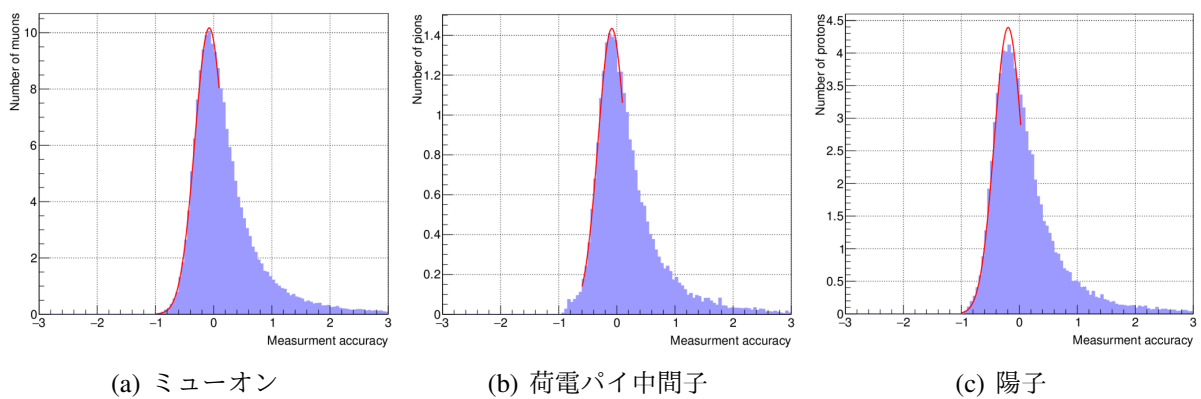


図 6.22: 位置変位法を用いた運動量の測定精度. (a) はミューオン, (b) は荷電パイ中間子, (c) は陽子に対する位置変位法を用いた運動量の測定精度である. 横軸は運動量測定精度, 縦軸は飛跡の本数を表している.

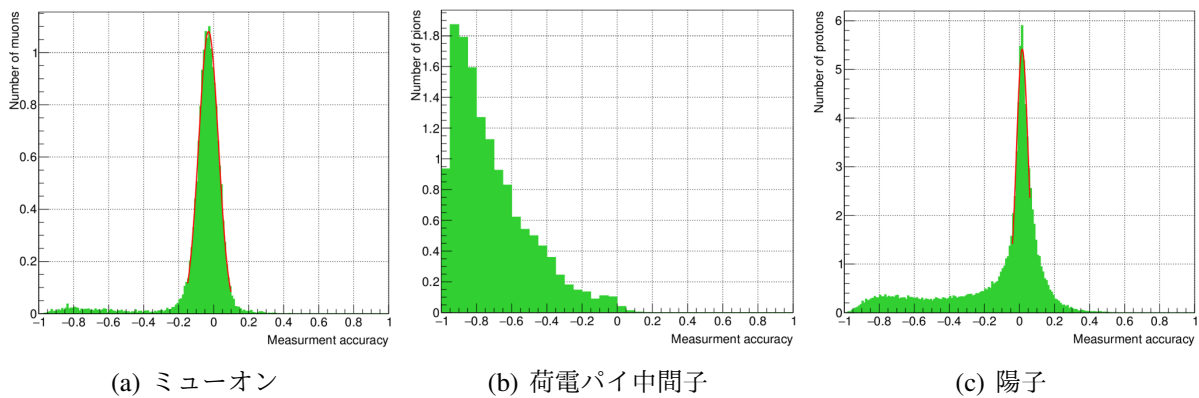


図 6.23: 飛程を用いた運動量の測定精度. (a) はミューオン, (b) は荷電パイ中間子, (c) は陽子に対する飛程を用いた運動量の測定精度である. 横軸は運動量測定精度, 縦軸は飛跡の本数を表している. 荷電パイ中間子に対しては運動量測定の誤評価が顕著であるため, 飛程を用いた運動量測定を行わないようにした.

図 6.24 にニュートリノ反応点から放出された荷電パイ中間子が ECC ブリック中で二次反応を起こした反応事象のイベントディスプレイを示す. 荷電パイ中間子は ECC ブリック中で二次反応を起こすため, 本研究では荷電パイ中間子候補の飛跡については飛程を用いた運動量測定を行わないようにした.

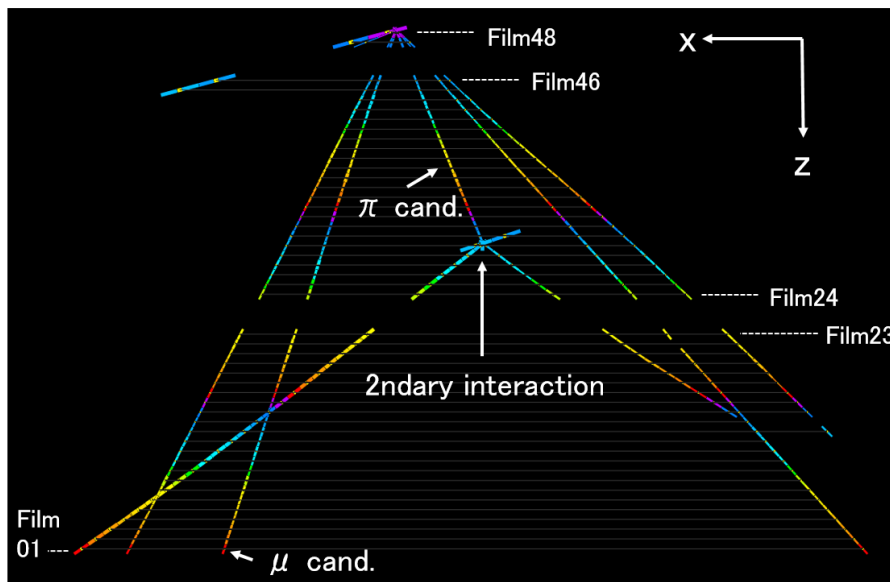


図 6.24: ECC ブリック中における荷電パイ中間子の二次反応. このイベントディスプレイのイベントデータは測定データである. ニュートリノ反応点から放出された荷電パイ中間子が ECC ブリック中で二次反応を起こした例である.

表 6.5 に各運動量測定方法における運動量測定精度の値を示す.

表 6.5: 運動量の測定精度. 荷電パイ中間子は ECC ブリック中でハドロン反応を起こす確率が顕著のため, 飛程を用いた運動量測定を行わない.

粒子	測定精度	角度法	位置変位法	飛程
ミューオン	統計誤差	29.7%	24.8%	5.7%
	系統誤差	31.1%	7.6%	2.9%
荷電パイ中間子	統計誤差	28.6%	23.6%	-
	系統誤差	7.6%	8.7%	-
陽子	統計誤差	29.4%	23.9%	3.4%
	系統誤差	20.7%	19.3%	1.6%

図 6.25 に運動量測定の系統誤差の運動量依存性を示す. 運動量が高くなっていくと角度法による運動量測定では系統誤差が大きくなっていくのに対し, 位置変位法による運動量測定では系統誤差が一定であることがわかる. これは角度法の測定上限値がおおよそ $1 \text{ GeV}/c$ 程度であるのに対し, 位置変位法では $5 \text{ GeV}/c$ 程度であるためである. 飛程を用いた運動量測定においては運動量の増加に伴って系統誤差が大きくなっていく. この理由は, そもそも検出器中で停止しないほど高運動量の粒子が二次反応によって検出器中で停止したように見えるためである. 図 6.26 に運動量測定の系統誤差のトラックセグメント数 N_{seg} の依存性を示す. 図 6.26 において, 位置変位法のプロットが $N_{\text{seg}} \geq 15$ の範囲にのみプロットされているのは, 本解析では位置変位法を用いた運動量測定を $N_{\text{seg}} \geq 15$ の場合のみ行っているためである.

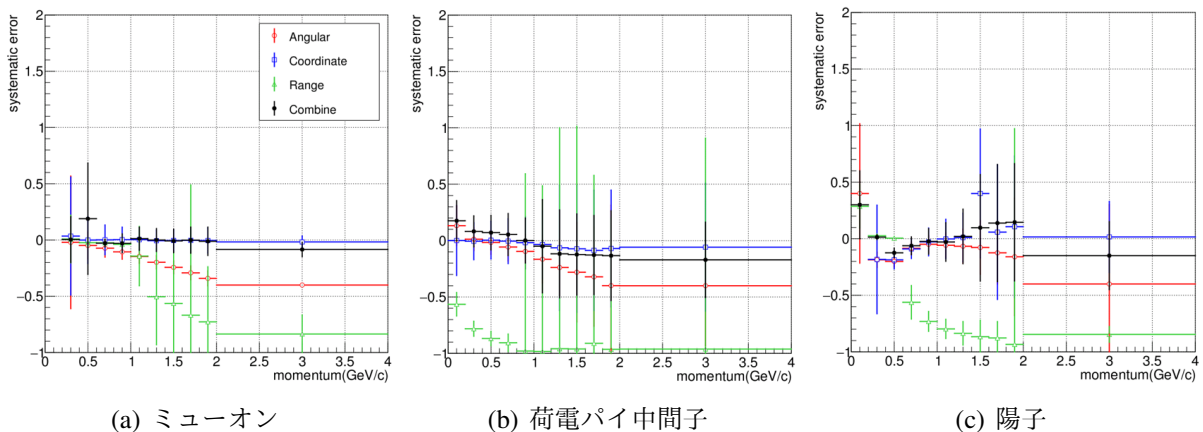


図 6.25: 運動量測定の系統誤差の運動量依存性. (a) はミューオン, (b) は荷電パイ中間子, (c) は陽子に対する運動量測定の系統誤差の運動量依存性を表している. 色は運動量の測定方法を表しており, 黒色は角度法・位置変位法・飛程を組み合わせた運動量測定方法を表している. 横軸の $2-4 \text{ GeV}/c$ のプロットは $P \geq 2 \text{ GeV}/c$ の運動量範囲を表している.

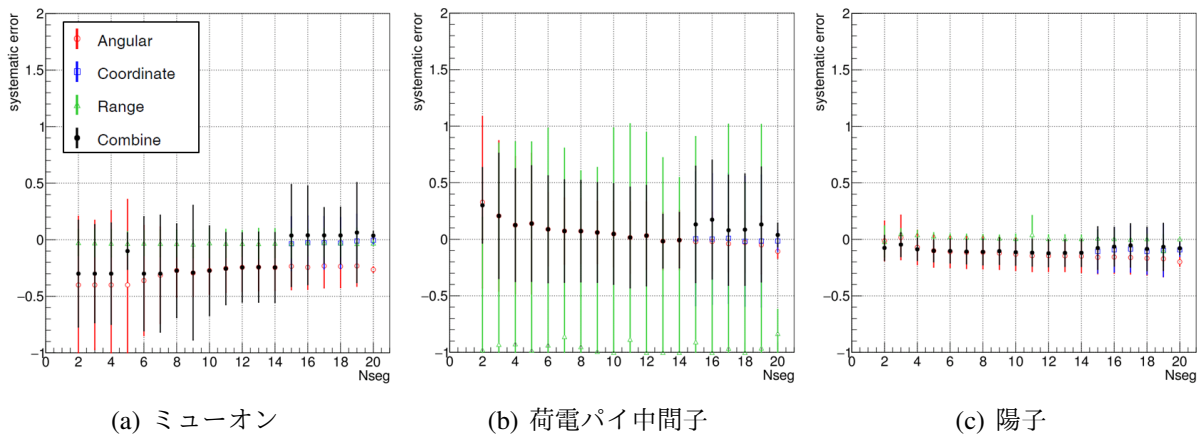


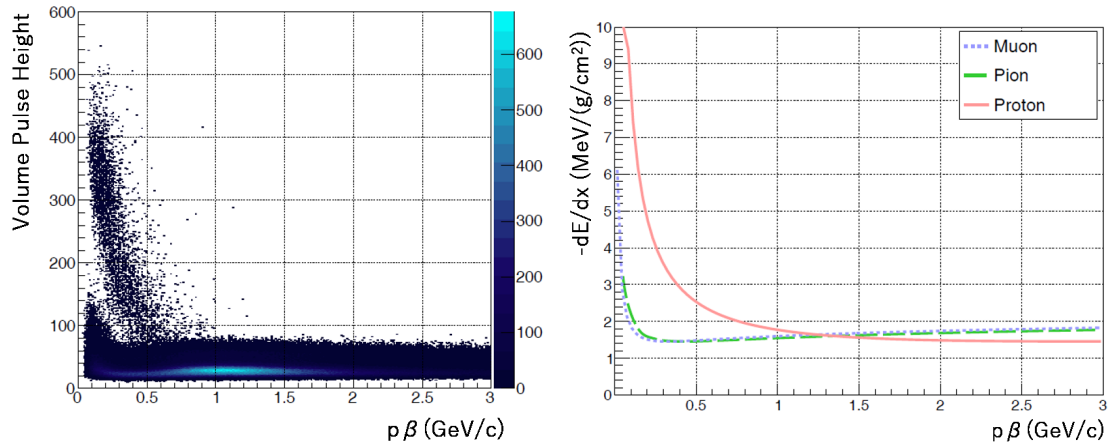
図 6.26: 運動量測定のスステム誤差の N_{seg} 依存性. (a) はミューオン, (b) は荷電パイ中間子, (c) は陽子に対する運動量測定のスステム誤差の N_{seg} 依存性を表している. 色は運動量の測定方法を表しており, 黒色は角度法・位置変位法・飛程を組み合わせた運動量測定方法を表している. 横軸の $N_{\text{seg}}=20$ のプロットは $N_{\text{seg}} \geq 20$ の範囲を表している.

6.4 粒子識別

6.4.1 ボリュームパルスハイト

ボリュームパルスハイト (VPH: Volume Pulse Height) は, 飛跡読取装置による 16 層の断層撮像におけるイメージセンサーのヒットピクセル数の総和 [160] であり, 荷電粒子の電離損失の尺度である. ただし, VPH は飛跡の傾きに対する依存性を持ち, また, 高電離損失領域では飽和する.

VPH と運動量による, 最小電離粒子 (ミューオンと荷電パイ中間子) と高電離粒子 (陽子) の識別方法を図 6.27 に示す. 図 6.27-(a) は, 横軸に ECC ブリック中での多重電磁散乱の測定から見積もった粒子の運動量 ($p\beta$), 縦軸に飛跡の VPH をとったスキッタプロットである. 一方, 図 6.27-(b) は横軸に粒子の運動量, 縦軸に電離損失をとった理論曲線である. 電離損失の理論曲線は Bethe-Bloch の式を用いて算出した. 図 6.27-(b) の低運動量領域においては, 最小電離粒子と高電離粒子の曲線がよく分離されていることが分かる. 図 6.27-(a) の $p\beta < 0.5 \text{ GeV}/c$ の領域では飛跡の集団が二つに分かれているため, 図 6.27-(b) と比較して最小電離粒子と高電離粒子を分離できることが分かる. しかし, $0.5 \text{ GeV}/c \leq p\beta$ の高運動量領域では最小電離粒子と高電離粒子の VPH の値が近接しているため分離が容易ではない. そこで, VPH と運動量の相関をフィッティングし, 高運動量領域ではそのフィッティング関数を外挿することで最小電離粒子と高電離粒子のそれぞれの VPH の中心値を見積もった.



(a) VPH と運動量の相関.

(b) 乳剤層中における電離損失と運動量の相関.

図 6.27: ボリュームパルスハイトと電離損失の運動量依存性. (a) は ECC トラックの VPH と運動量の相関を表している. $1.0 \leq \tan\theta < 1.1$ における $N_{\text{seg}} \geq 10$ の飛跡を用いた. (b) は原子核乾板の乳剤層中における電離損失量の理論曲線である.

VPH を用いた荷電パイ中間子と陽子の粒子識別を行うために, 最小電離粒子と高電離粒子の VPH 分布の中心値と標準偏差を測定した. 飛跡データには ECC ブリックに蓄積した全飛跡¹⁾を用いた. VPH の値はチェーンのトラックセグメントの平均値を用いた. 式 (6.17) に平均 VPH の定義を示す.

$$\text{VPH}_{\text{ave.}} = \frac{\sum_{i=1}^N \text{VPH}_i}{N}, \quad (6.17)$$

VPH_i は i 番目のベーストラックの VPH である. 粒子識別に用いる VPH には, 式 (6.17) で定義した $\text{VPH}_{\text{ave.}}$ を使用した. 図 6.28 に $\text{VPH}_{\text{ave.}}$ を示す. 最小電離粒子のピークおよび高電離粒子のピークそれぞれをガウス関数でフィットし, ピークの中心値 μ と標準偏差 σ を求めた.

¹⁾主な成分は宇宙線, ニュートリノ反応由来の二次粒子, サンドミューオン

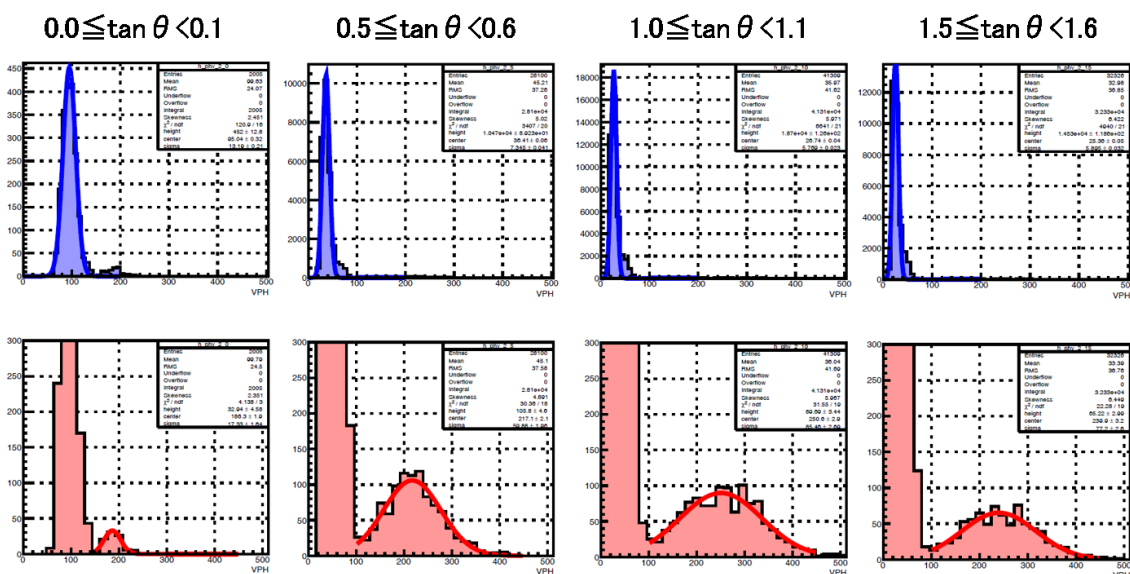


図 6.28: 最小電離粒子と高電離粒子のボリュームパルスハイト分布. $0.2 \text{ GeV}/c \leq p\beta < 0.3 \text{ GeV}/c$ の運動量領域における ECC トラックの傾き範囲ごとの VPH 分布を表している. 上側の図は最小電離粒子の集団の VPH 分布である. 下側の図は上側のヒストグラムを縦方向に拡大した図であり, 高電離粒子の集団の VPH 分布である. 実線はガウス関数でフィッティングした線である.

最小電離粒子と高電離粒子の VPH 分布に対して, 以下のようなガウス関数型の確率密度関数を定義した.

$$P_{\text{MIP}}(\text{VPH}, p\beta, \tan\theta) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{MIP}}(p\beta, \tan\theta)} \exp\left[-\frac{(\text{VPH} - \mu_{\text{MIP}}(p\beta, \tan\theta))^2}{2\sigma_{\text{MIP}}^2(p\beta, \tan\theta)}\right], \quad (6.18)$$

$$P_{\text{HIP}}(\text{VPH}, p\beta, \tan\theta) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{HIP}}(p\beta, \tan\theta)} \exp\left[-\frac{(\text{VPH} - \mu_{\text{HIP}}(p\beta, \tan\theta))^2}{2\sigma_{\text{HIP}}^2(p\beta, \tan\theta)}\right]. \quad (6.19)$$

MIP(Minimum Ionizing Particle) は最小電離粒子, HIP(Heavily Ionizing Particle) は高電離粒子を意味する. VPH は運動量と飛跡の傾きに依存性をもつため, ガウス関数の中心値と標準偏差は運動量と傾きに依存する.

本解析では, 運動量範囲 $0.0 \text{ GeV}/c \leq p\beta < 0.5 \text{ GeV}/c$ を $0.10 \text{ GeV}/c$ ずつ, 傾きの範囲 $0.0 \leq \tan\theta < 2.0$ を 0.10 ずつの領域ごとに飛跡の VPH のピークフィッティングを行った. この VPH のピークフィッティングは ECC モジュールごとに行い, ECC モジュールごとに VPH のパラメータを測定した.

ボリュームパルスハイトの角度依存性

VPH は飛跡の傾きに対して依存性をもつが, そもそも傾きが大きい飛跡 (最小電離粒子では $2.0 \leq \tan\theta$, 高電離粒子では $1.5 \leq \tan\theta$) は本数が少ないため, データ上で VPH のピークを得ることが難しい. そこで傾きを変数とする VPH の関数を定義し, 傾きが大きい領

域に関してはその関数の外挿値を使用する．最小電離粒子および高電離粒子の VPH の中心値と標準偏差の傾き依存性を表す関数を式 6.20–式 6.23 のように定義した．

$$\mu_{\text{MIP}}(p\beta, \tan\theta) = \frac{p_0(p\beta)}{\tan\theta - p_1(p\beta)} + p_2(p\beta), \quad (6.20)$$

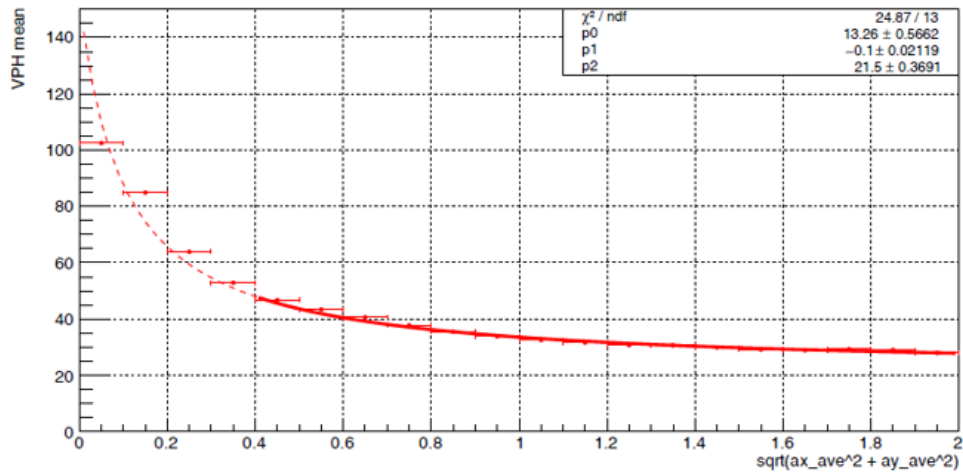
$$\sigma_{\text{MIP}}(p\beta, \tan\theta) = -\sqrt{p_0(p\beta)\tan\theta - p_1(p\beta) + p_2(p\beta)}, \quad (6.21)$$

$$\mu_{\text{HIP}}(p\beta, \tan\theta) = p_0(p\beta)\tanh(p_1(p\beta)\tan\theta + p_2(p\beta)) + p_3(p\beta), \quad (6.22)$$

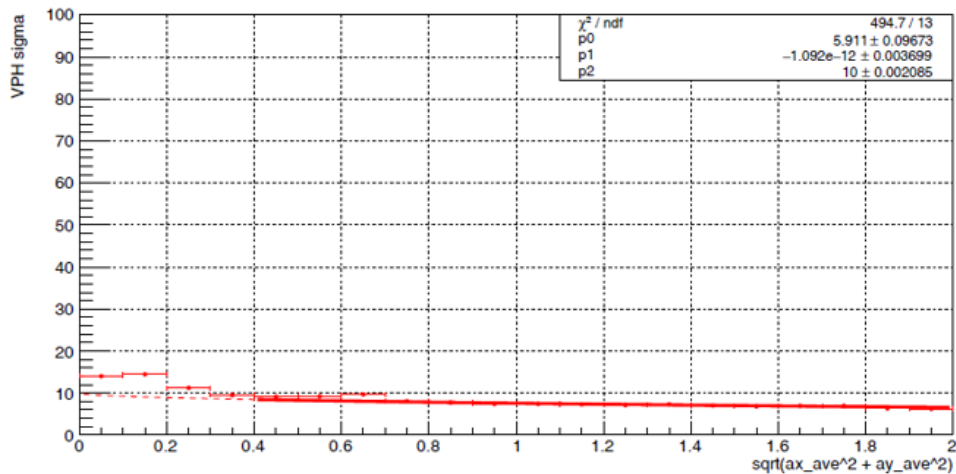
$$\sigma_{\text{HIP}}(p\beta, \tan\theta) = \frac{p_0(p\beta)}{\tan^2\theta - p_1(p\beta)} + p_2(p\beta), \quad (6.23)$$

$p_0(p\beta)$, $p_1(p\beta)$, $p_2(p\beta)$, $p_3(p\beta)$ はフィッティング関数の定数パラメータであり，運動量範囲ごとに異なる．運動量は $0.0 \text{ GeV}/c \leq p\beta < 0.5 \text{ GeV}/c$ を $0.10 \text{ GeV}/c$ ずつの範囲で区切った．

最小電離粒子の VPH のピークを中心値と標準偏差の測定値に対して，式 (6.20) と式 (6.21) をフィッティング関数としてフィッティングした結果を図 6.29 に示す．最小電離粒子に対しては， $\tan\theta < 2.0$ の傾き領域においては測定データを使用し， $2.0 \leq \tan\theta$ の傾き領域においては外挿値を使用した．外挿で使用するのは $2.0 \leq \tan\theta$ の大角度範囲のため， $\tan\theta < 0.4$ の角度範囲においてフィッティングが一致していないことは本解析において問題ない．



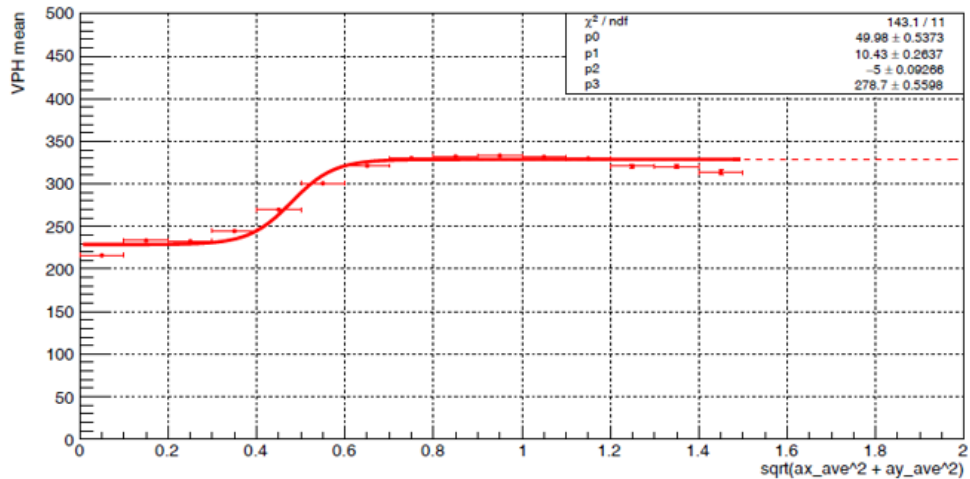
(a) VPH の中心値の傾き依存性



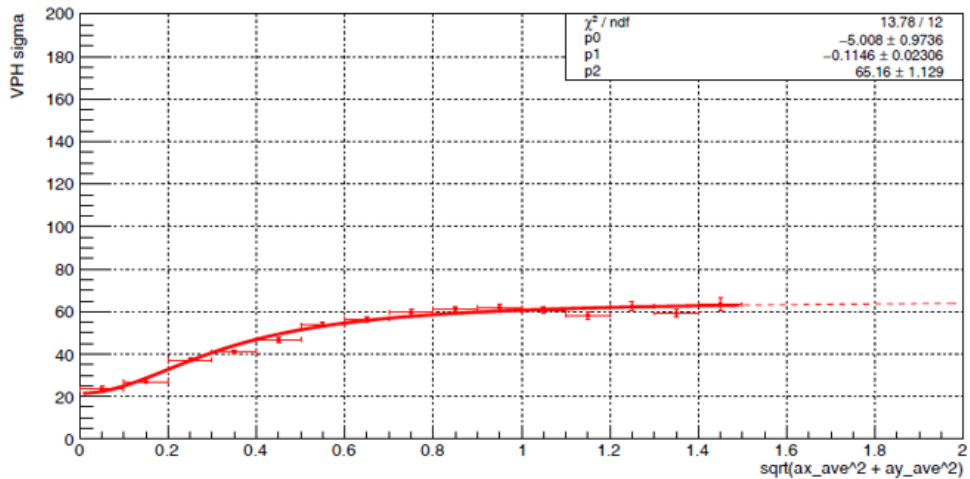
(b) VPH の標準偏差の傾き依存性

図 6.29: 最小電離粒子のボリュームパルスハイトの中心値と標準偏差の傾き依存性. 図中のデータは $0.1 \text{ GeV}/c \leq p\beta < 0.2 \text{ GeV}/c$ の運動量領域のサンプルデータである. 上図は VPH の中心値と飛跡の傾きの相関, 下図は VPH の標準偏差と飛跡の傾きの相関を表している. 実線はフィッティングした関数の線を表しており, 点線はフィッティングした関数の外挿線を表している.

高電離粒子の VPH のピークの中心値と標準偏差の測定値に対して, 式 (6.22) と式 (6.23) をフィッティング関数としてフィッティングした結果を図 6.30 に示す. 高電離粒子に対しては, $\tan\theta < 1.5$ の傾き領域においては測定データを使用し, $1.5 \leq \tan\theta$ の傾き領域においては外挿値を使用した.



(a) VPH の中心値の傾き依存性



(b) VPH の標準偏差の傾き依存性

図 6.30: 高電離粒子のボリュームパルスハイトの中心値と標準偏差の傾き依存性. 図中のデータは $0.1 \text{ GeV}/c \leq p\beta < 0.2 \text{ GeV}/c$ の運動量領域のサンプルデータである. 上図は VPH の中心値と飛跡の傾きの相関, 下図は VPH の標準偏差と飛跡の傾きの相関を表している. 実線はフィッティングした関数の線を表しており, 点線はフィッティングした関数の外挿線を表している.

ボリュームパルスハイトの運動量依存性

VPH は電離損失と相関をもつため, 粒子の運動量に依存する. $p\beta$ が $0.5 \text{ GeV}/c$ より大きい運動量領域においては陽子と荷電パイ中間子の電離損失量から区別することが難しくなる. そこで運動量を変数とする VPH の関数を定義し, $p\beta \geq 0.5 \text{ GeV}/c$ の高運動量領域に関してはその関数の外挿値を使用する. 最小電離粒子および高電離粒子の VPH の中心

値と標準偏差の運動量依存性を表す関数を式 (6.24)–式 (6.27) のように定義した.

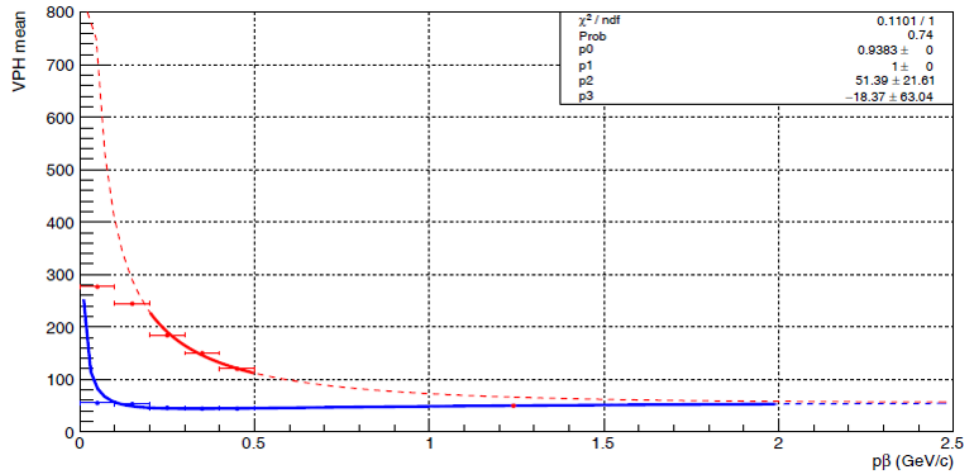
$$\mu_{\text{MIP}}(p\beta, \tan\theta) = p_0(p\beta) \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{MIP}} + p_1(p\beta), \quad (6.24)$$

$$\sigma_{\text{MIP}}(p\beta, \tan\theta) = p_0(p\beta) \exp[p_1(p\beta)p\beta] + p_2(p\beta), \quad (6.25)$$

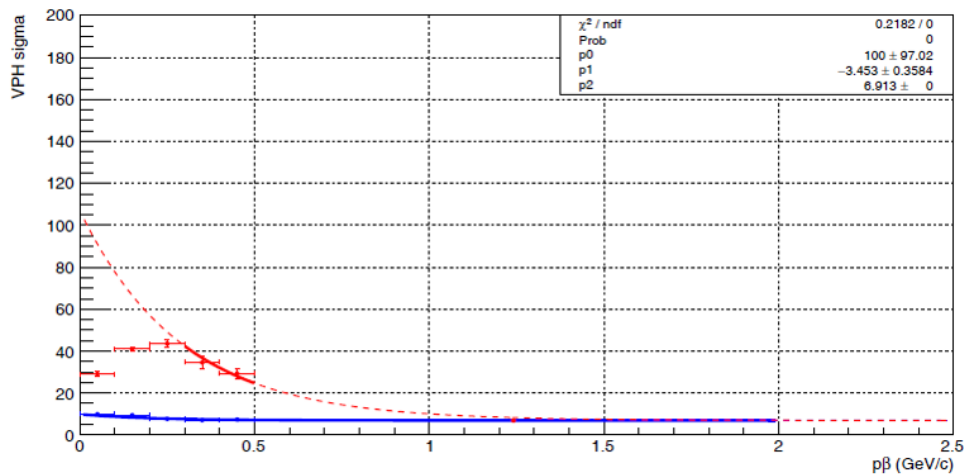
$$\mu_{\text{HIP}}(p\beta, \tan\theta) = p_0(p\beta) \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{HIP}} + p_1(p\beta), \quad (6.26)$$

$$\sigma_{\text{HIP}}(p\beta, \tan\theta) = p_0(p\beta) \exp[p_1(p\beta)p\beta] + p_2(p\beta), \quad (6.27)$$

$p_0(p\beta)$, $p_1(p\beta)$, $p_2(p\beta)$, $p_3(p\beta)$ はフィッティング関数の定数パラメータであり, 傾き範囲ごとに異なる. 角度は $0.0 \leq \tan\theta < 3.1$ を 0.10 ずつの範囲で区切った. 最小電離粒子および高電離粒子の VPH のピークの中心値と標準偏差をフィッティング関数でフィットした結果を図 6.31 に示す. 図 6.31 の高電離粒子のプロットにおいて, $p\beta \leq 0.5 \text{ GeV}/c$ の低運動量領域においては測定データを使用し, $0.5 \text{ GeV}/c \leq p\beta$ の高運動量領域においては外挿値を使用した. 外挿で使用するのは $0.5 \text{ GeV}/c \leq p\beta$ の高運動量領域のため, $p\beta \leq 0.3 \text{ GeV}/c$ の範囲においてフィッティングが一致していないことは本解析において問題ない.



(a) VPH の中心値の運動量依存性



(b) VPH の標準偏差の運動量依存性

図 6.31: 最小電離粒子と高電離粒子のボリュームパルスハイトの中心値と標準偏差の運動量依存性. 図中のデータプロットは $0.3 \leq \tan\theta < 0.4$ の傾き領域のサンプルデータである. 上図は VPH の中心値と運動量の相関を表しており, 下図は VPH の標準偏差と運動量の相関を表している. 青線が最小電離粒子のプロット, 赤線が高電離粒子のプロットである. 実線はフィッティングした関数の線を表しており, 点線はフィッティングした関数の外挿線を表している. $p\beta=1.24 \text{ GeV}/c$ の赤点は, 乳剤層中で陽子とミューオンの電離損失の曲線が一致する点である. フィッティング関数でフィットする際には, $p\beta=1.24 \text{ GeV}/c$ も含めた. また, 高電離粒子のフィット時に, 高運動量領域では高電離粒子の曲線が最小電離粒子の曲線に漸近するようにフィットした.

ボリュームパルスハイトの潜像退行補正

潜像退行 (fading) による VPH の低下を補正するために, 粒子が通過した時刻からの経過時間と VPH の相関を求めた. 飛跡の経過日数と VPH の相関を式 (6.28) を用いてフィッ

テングした.

$$\text{VPH} = \exp(p_0 + p_1 t), \quad (6.28)$$

ここで, p_0, p_1 はフィッティングパラメータであり, t は飛跡の経過日数を表している. 図 6.32 にサンドミュオントラックをデータサンプルとした飛跡の経過日数と VPH の相関を示す.

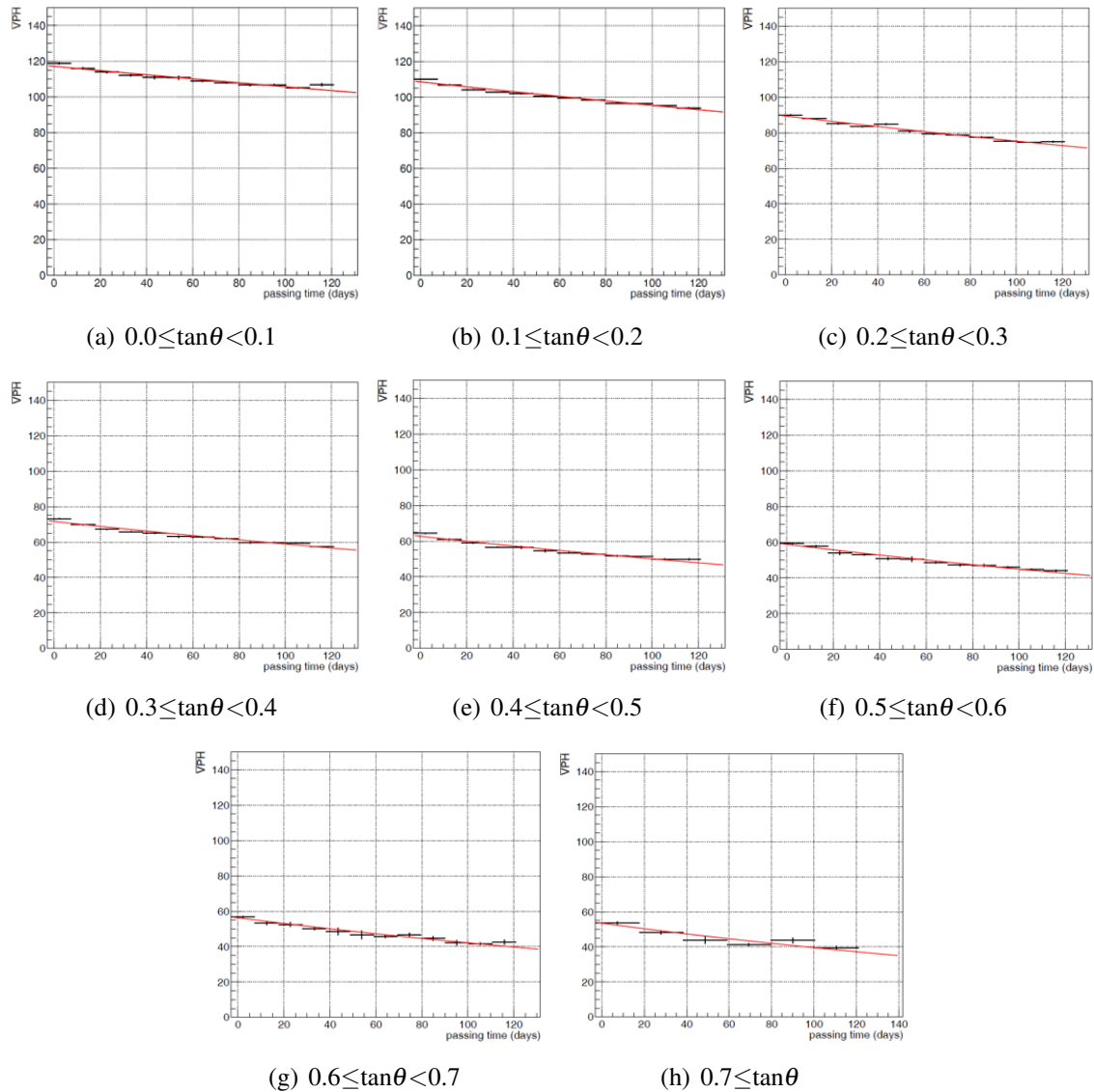


図 6.32: 飛跡のボリュームパルスハイトと経過日数の相関. サンドミュオントラックをデータサンプルとした飛跡の経過日数と VPH の相関を表している. (a)–(h) はサンドミュオントラックの飛跡の傾き範囲ごとの相関プロットである. 縦軸はサンドミュオントラックの VPH の平均値を表しており, 横軸は多段シフターが停止した時刻 (2016 年 5 月 25 日 09 時 02 分 39 秒) を原点とした経過日数を表している. 赤線は式 (6.28) によるフィッティングを表している.

図 6.32 から, 飛跡の VPH は 1 週間で 1–2% 程度減少し, ビーム照射開始時の飛跡につ

いては 10–30% 程度減少していることが分かった。図 6.32 で示したフィッティングの結果を用いて、VPH の潜像退行補正は式 (6.29) で表すことができる。

$$\text{VPH}_{\text{fading correction}} = \frac{\text{VPH}}{\exp(p_1 t)}. \quad (6.29)$$

ニュートリノ反応事象の二次粒子の飛跡の VPH の潜像退行補正を式 (6.29) を用いて行った。

ボリュームパルスハイトの系統誤差

図 6.33 に VPH の系統誤差の定義の模式図を示す。Thin トラック ($\text{VPH} < 150$) もしくは Black トラック ($\text{VPH} \geq 150$) がつくる VPH のピークから 2σ の位置を Dip position と定義する。式 (6.30) および式 (6.31) に Dip position の定義を示す。

$$\text{Dip position}(\text{Thin}) = \text{mean} + 2\sigma, \quad (6.30)$$

$$\text{Dip position}(\text{Black}) = \text{mean} - 2\sigma. \quad (6.31)$$

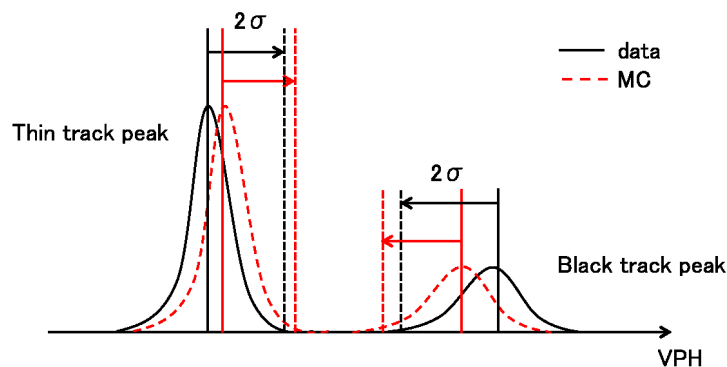


図 6.33: ボリュームパルスハイトの系統誤差の定義。

図 6.34 に ECC ブリック中のニュートリノ反応から放出された陽子と荷電パイ中間子の VPH の測定データと MC シミュレーションの比較を示す。図 6.34(a)–(c) はそれぞれ飛跡の傾きの範囲が異なる。

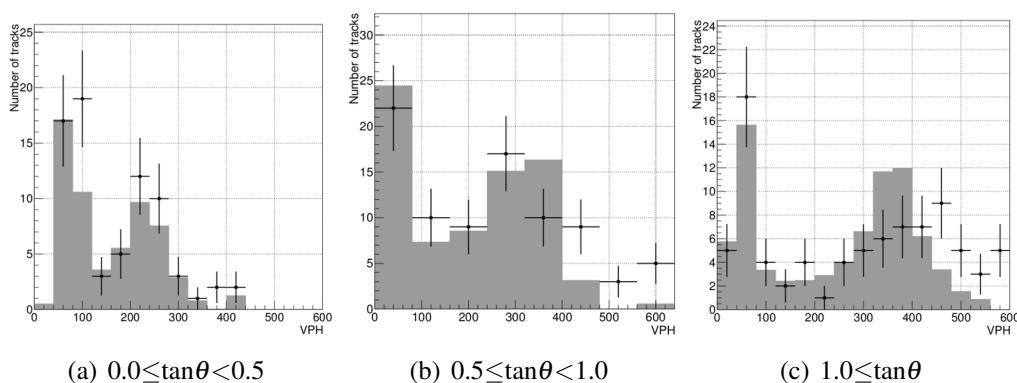


図 6.34: ニュートリノ反応由来の陽子と荷電パイ中間子のボリュームパルスハイト. (a)–(c) は ECC ブリック中のニュートリノ反応由来の陽子と荷電パイ中間子の VPH の分布である. (a)–(c) のそれぞれの分布は飛跡の傾きの範囲が異なる. 運動量は $p\beta < 0.5 \text{ GeV}/c$ の飛跡を用いた. データ点は測定データ, 灰色のヒストグラムは MC シミュレーションを表している.

式 (6.32) に VPH の系統誤差の定義を示す.

$$\text{systematic error} = \frac{\text{Dip position}_{\text{data}} - \text{Dip position}_{\text{MC}}}{\text{VPH}_{\text{MC}}}. \quad (6.32)$$

測定データと MC シミュレーションの分布においてそれぞれの平均値と標準偏差をもとに VPH の系統誤差を評価した. Thin トラックに対する系統誤差は最大で 16% であり, Black トラックに対する系統誤差は最大で 15% である.

6.4.2 粒子識別

NEUT でニュートリノ・鉄荷電カレント反応によって生成される荷電ハドロンの内訳を見ると, 99.6% が陽子と荷電パイ中間子である. 本研究では, ニュートリノ反応由来の二次荷電ハドロンとして陽子と荷電パイ中間子を考慮した. Sec. 6.4.1 で測定した最小電離粒子 (ミューオン・荷電パイ中間子) と高電離粒子 (陽子) の VPH の中心値と標準偏差の値を基に, 荷電パイ中間子の尤度関数を式 (6.33), 陽子の尤度関数を式 (6.34) のように定義した.

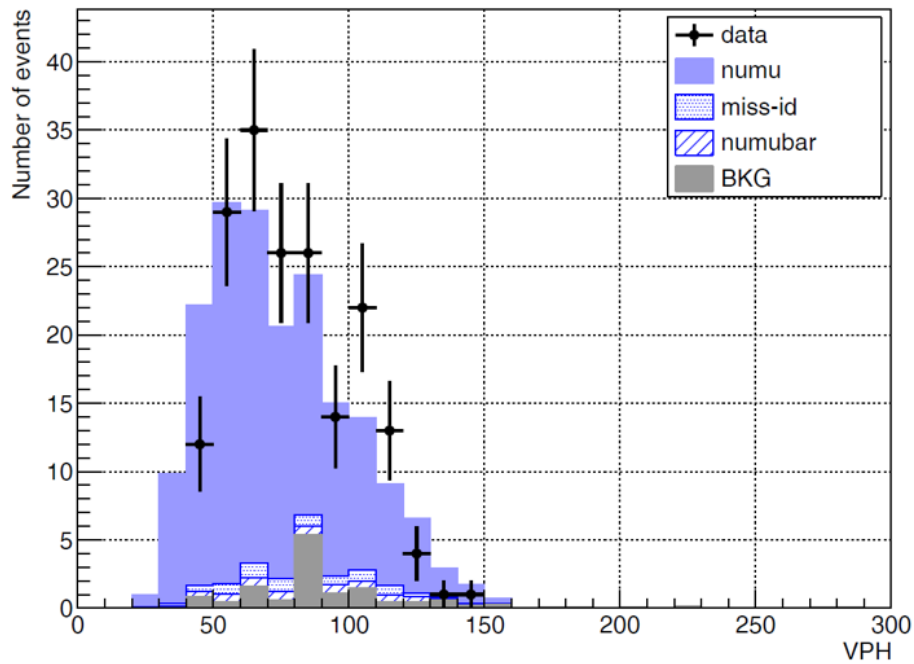
$$\begin{aligned} L_{\text{pion}}(\text{VPH}, p\beta, \tan\theta) &\equiv P_{\text{MIP}}(\text{VPH}, p\beta, \tan\theta) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{MIP}}(p\beta, \tan\theta)} \exp\left[-\frac{(\text{VPH} - \mu_{\text{MIP}}(p\beta, \tan\theta))^2}{2\sigma_{\text{MIP}}^2(p\beta, \tan\theta)}\right], \end{aligned} \quad (6.33)$$

$$\begin{aligned} L_{\text{proton}}(\text{VPH}, p\beta, \tan\theta) &\equiv P_{\text{HIP}}(\text{VPH}, p\beta, \tan\theta) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{HIP}}(p\beta, \tan\theta)} \exp\left[-\frac{(\text{VPH} - \mu_{\text{HIP}}(p\beta, \tan\theta))^2}{2\sigma_{\text{HIP}}^2(p\beta, \tan\theta)}\right]. \end{aligned} \quad (6.34)$$

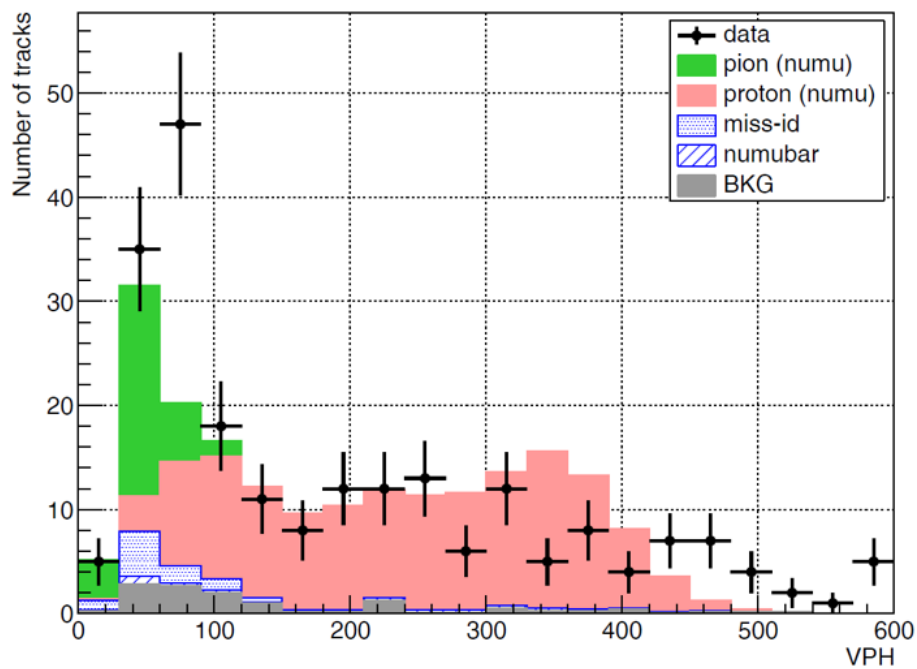
さらに、尤度比を荷電パイ中間子の尤度関数と陽子の尤度関数の比として、式(6.35)のように定義した。尤度比は $0 \leq LR \leq 1$ の範囲の値を取り、本解析においては $LR < 0.5$ を陽子候補、 $0.5 \leq LR$ を荷電パイ中間子候補と定義した。

$$LR = \frac{L_{\text{pion}}}{L_{\text{pion}} + L_{\text{proton}}}. \quad (6.35)$$

ニュートリノ・鉄反応由来の陽子と荷電パイ中間子に対する尤度比を用いた粒子識別の評価をMCシミュレーションを用いて行った。VPHの再構成は粒子の傾きと運動量に対応するVPHの中心値と標準偏差を用いてVPHを再構成した。図6.36にニュートリノ・鉄反応由来の荷電二次粒子のVPH分布を示す。



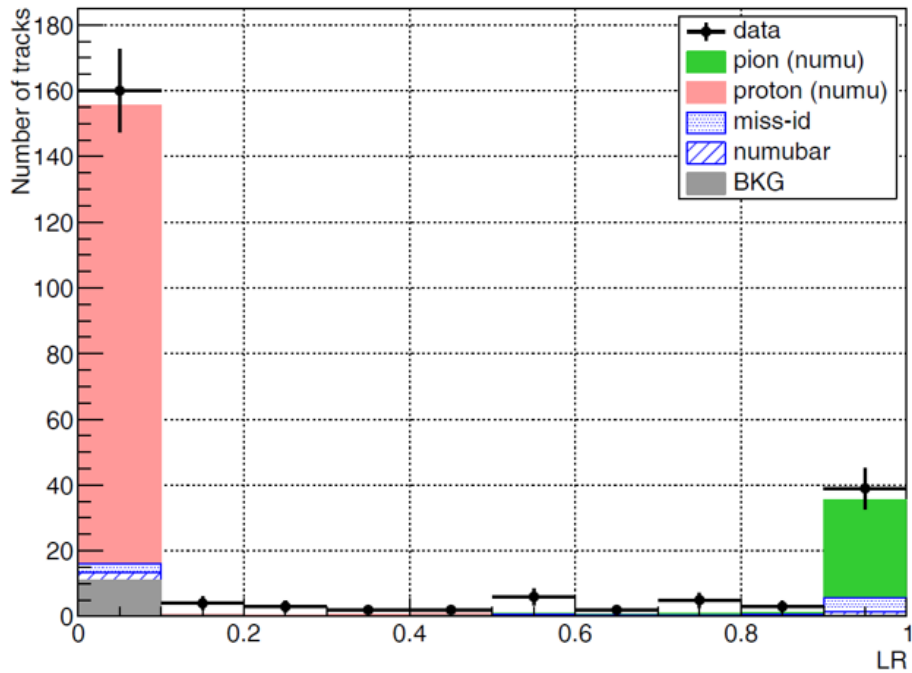
(a) ミューオン



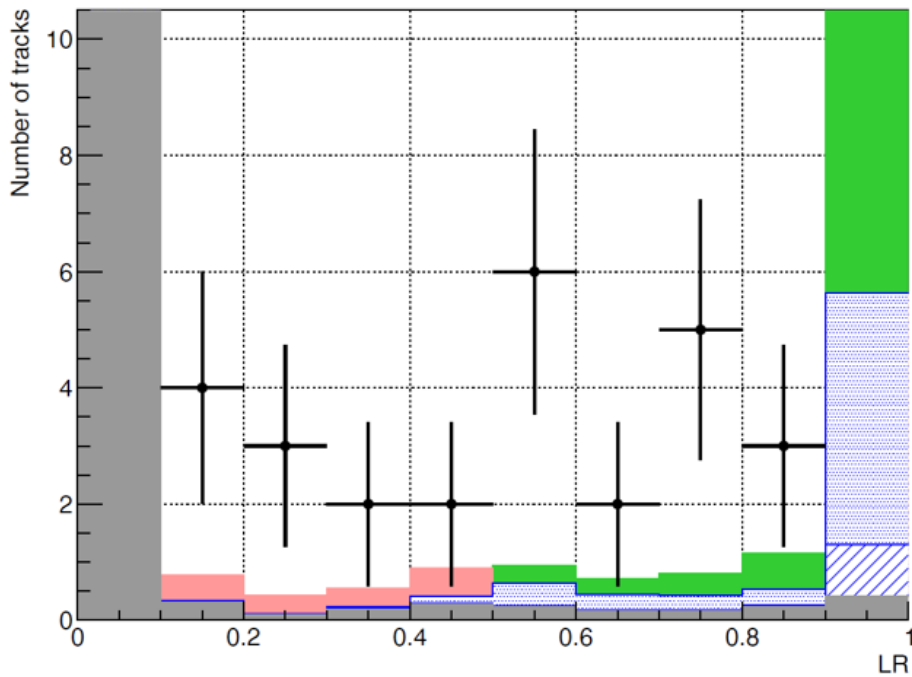
(b) 陽子と荷電パイ中間子

図 6.35: ニュートリノ反応由来の荷電粒子のボリュームパルスハイト分布。(a)はミューオン, (b)は陽子と荷電パイ中間子の VPH 分布である。データプロットは測定データにおける ECC ブリック中のニュートリノ反応事象候補の荷電粒子の VPH 分布を表している。ヒストグラムは MC シミュレーションで再構成した荷電粒子の VPH 分布を表している。

図 6.36 にニュートリノ反応由来の陽子と荷電パイ中間子の尤度比分布を示す。



(a) 全体図.



(b) 拡大図.

図 6.36: ニュートリノ反応由来の陽子と荷電パイ中間子の尤度比分布. (a) は尤度比分布の全体図である. (b) は (a) の分布を縦方向に拡大した図である. データプロットは ECC ブリック中のニュートリノ反応事象候補の荷電ハドロン の尤度比分布を表している. ヒストグラムは MC シミュレーションの尤度比分布を表している. $LR < 0.5$ は陽子候補, $0.5 \leq LR$ は荷電パイ中間子候補である.

図6.37に尤度比を用いた粒子識別の評価結果を示す. MCシミュレーションを用いて評価した結果であり, ニュートリノ・鉄反応によって放出された陽子と荷電パイ中間子の数を分母にしている. 粒子が高運動量のために運動量測定に失敗した場合, $VPH < 150$ の飛跡は荷電パイ中間子候補, $VPH \geq 150$ の飛跡は陽子候補であると判定した.

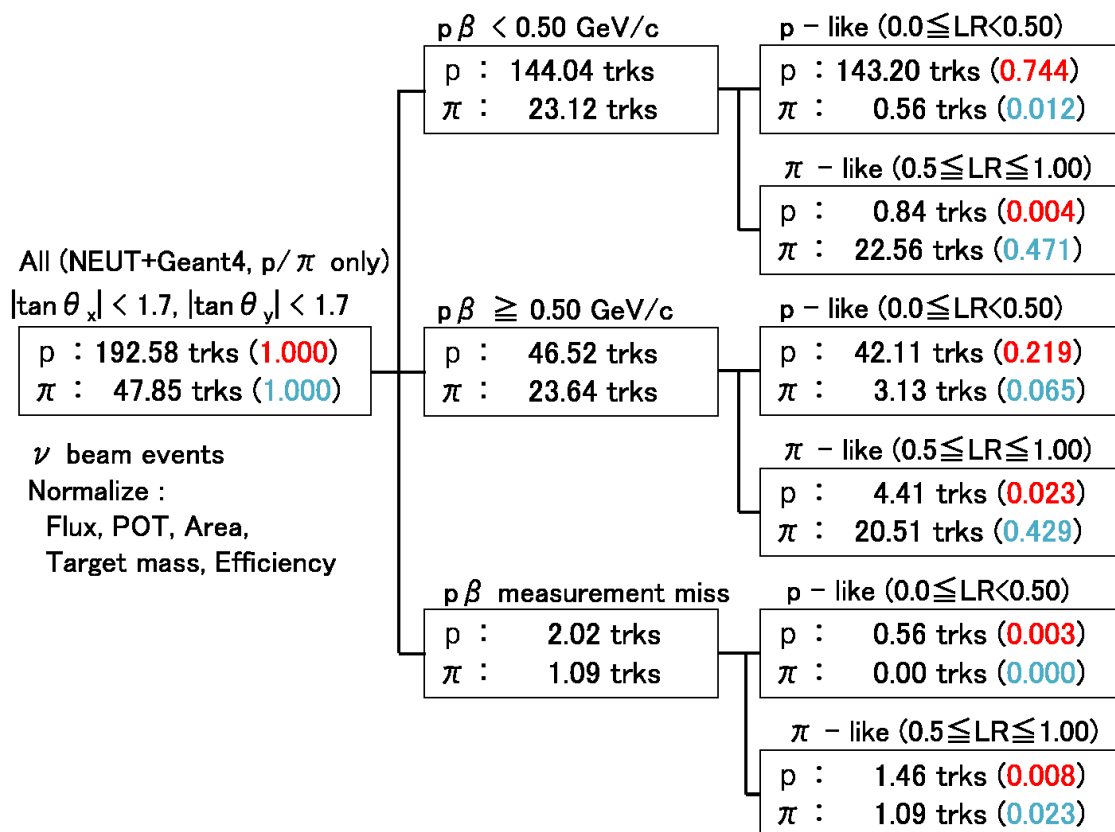


図6.37: 尤度比を用いた粒子識別の評価. ECCブリック中の多重電磁散乱を測定して見積もった粒子の運動量に対して, $p\beta < 0.50 \text{ GeV}/c$, $p\beta \geq 0.50 \text{ GeV}/c$, 測定に失敗した場合の三領域に分けて評価した. 図中の p-like, π-like は尤度比を用いて粒子識別した結果であり, p と π の数は MCシミュレーション上での陽子と荷電パイ中間子の数を表している. 括弧中の赤字と青字の数値は, ニュートリノ反応で放出された陽子と荷電パイ中間子を分母にしたときの比率を表している.

表6.6に粒子識別の効率と純度を示す. 本解析における粒子識別は, 陽子の識別を96.5%の効率, 98.1%の純度で行えており, 荷電パイ中間子の識別を92.3%の効率, 86.8%の純度で行えている.

表 6.6: 尤度比を用いた粒子識別の効率と純度.

粒子	効率	純度
陽子	96.5%	98.1%
荷電パイ中間子	92.3%	86.8%

第7章 背景事象

7.1 ECC-Shifter-INGRIDトラックマッチングの誤接続による背景事象

本解析では、ECC-Shifter-INGRIDトラックマッチングによってECCトラックにミューオンIDを付与した後、スキャンバック法によってECCブリック中のニュートリノ荷電カレント反応事象を選出した。しかしながら、トラックマッチングにおいてECC-INGRID間で飛跡を誤接続し、なおかつ誤接続した飛跡がECCブリック中から始まる場合、本解析における背景事象となる。この節では、飛跡の誤接続による背景事象の見積もりについて述べる。

7.1.1 誤接続事象の評価

ECC-Shifter-INGRIDトラックマッチングの飛跡データには、正しい飛跡接続のデータと誤接続のデータの二種類が含まれている。トラックマッチングにおける誤接続事象の評価は、通常のトラックマッチングデータに偽トラックマッチングデータを加えたモックデータを用いて行った。偽トラックマッチングデータは、多段シフターで付与した時間情報を一定量シフトしたECCトラックと通常のINGRIDトラックを接続試行して生成した。同一事象の重複誤接続を避けるため、偽トラックマッチングデータからは通常のトラックマッチングデータを除外した。モックデータに対して再構成されたニュートリノ反応事象候補の数を $N_{\text{sig}+2\text{bkg}}$ 、本解析におけるニュートリノ反応事象候補の数を $N_{\text{sig}+\text{bkg}}$ とすると、誤接続による背景事象の数 N_{bkg} は次式のように表すことができる。

$$N_{\text{bkg}} = N_{\text{sig}+2\text{bkg}} - N_{\text{sig}+\text{bkg}}. \quad (7.1)$$

また、ニュートリノ反応事象候補に対する背景事象の割合 $R_{\text{mismatching}}$ を以下のように定義した。

$$R_{\text{mismatching}} = \frac{N_{\text{sig}+2\text{bkg}} - N_{\text{sig}+\text{bkg}}}{N_{\text{sig}+\text{bkg}}} = \frac{N_{\text{bkg}}}{N_{\text{sig}+\text{bkg}}}. \quad (7.2)$$

モックデータを用いた誤接続事象の評価を10回行った。各評価におけるモックデータ生成時のECCトラックの時間情報のシフト量は $(400+400N)$ sとした。Nはモックデータを生成した試行回数であり、 $N=1, 2, \dots, 10$ である。これは、元のタイムスタンプデータに対して重複しないように多段シフターの時間分解能(~ 50 s)とトラックマッチングにおける時間差の許容値(200s)を考慮し、800s以上の時間をずらすためである。図7.1に誤接続による背景事象の割合と時間情報のシフト量の相関を示す。図7.1から誤差の範囲内で誤

接続による背景事象の割合は時間依存性をもたないことがわかる。背景事象の割合が位置依存性をもたないことの確認については Appendix C.1 に記載した。誤接続による背景事象の割合の平均値は $(8.1 \pm 0.2)\%$ である。

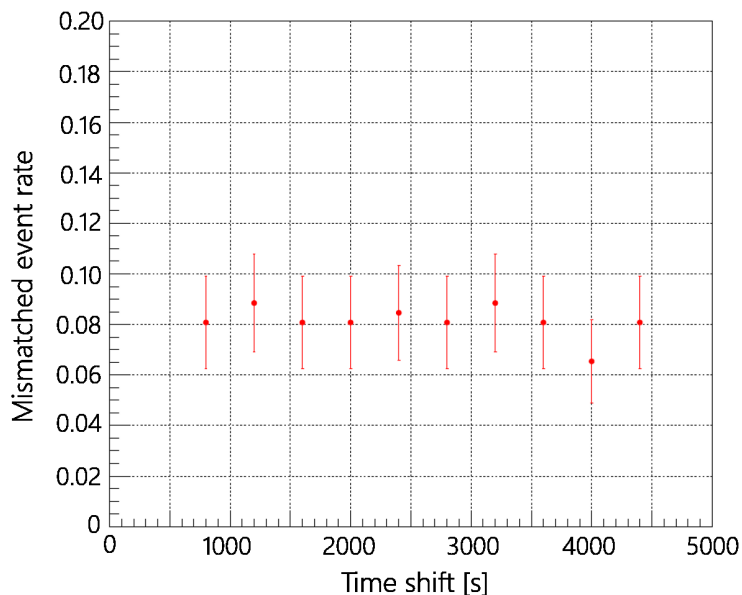


図 7.1: 誤接続による背景事象の割合と時間情報のシフト量の相関。横軸はモックデータ生成時の ECC トラックの時間情報のシフト量を表しており、縦軸は誤接続による背景事象の割合を表している。誤差の範囲内で誤接続による背景事象の割合は時間依存性をもたないことが分かる。

誤接続事象の評価を 10 回行った結果、平均背景事象数は 12.0 であった。10 回評価した誤接続事象データのうち 1 回分の誤接続事象データをサンプルデータとして、実際の解析と同様にマニュアルチェックを行った。マニュアルチェックの結果、サンプルデータの 20 事象のうち 15 事象が鉄標的、3 事象が乳剤標的、2 事象がベース標的であった。誤接続事象のマニュアルチェックの結果から鉄標的反応の割合は 0.75 であるため、ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングにおける誤接続による背景事象数は $12.0 \times 0.75 = 9.0$ と見積もった。

7.1.2 統計誤差

Sec. 7.1.1 で見積もった鉄標的の誤接続事象数の統計誤差は、全誤接続事象数の統計誤差とマニュアルチェックで決定した鉄標的反応の割合の誤差から求まる。

10 回評価した誤接続事象データのうち、有効体積内で再構成された事象候補数は 120 事象あったため、その統計誤差は $\pm 9.1\%$ である。

鉄標的反応の割合の誤差は二項分布を用いて計算した。図 7.2 に誤接続事象のマニュアルチェックで決定した鉄標的事象候補の割合を二項分布で表したプロットを示す。二項分布 ${}_N C_r p^r (1-p)^{n-r}$ において n は全事象数、 r は鉄標的事象数、 p は全事象数に対する鉄標的事象数の割合を表している。図 7.2-(c) に示した累積確率値が $1\sigma(68\%)$ の範囲における

p の範囲は $0.633 \leq p \leq 0.821$ である。この p の範囲には鉄標的反応の割合の誤差とマニュアルチェックを行った背景事象数の統計誤差を含んでいる。鉄標的反応の割合の範囲によって取り得る背景事象数は $7.6 \leq N_{\text{bkg}} \leq 9.9$ であるため、鉄標的反応の平均事象数に対する誤差はそれぞれ $-15.6\%/+9.4\%$ である。したがって、鉄標的の誤接続事象数の統計誤差は $-18.1\%/+13.1\%$ である。

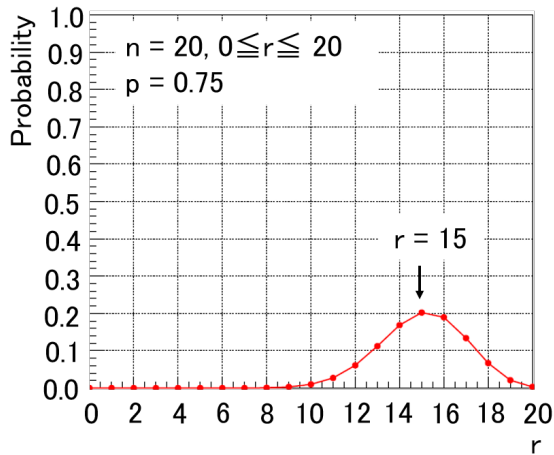
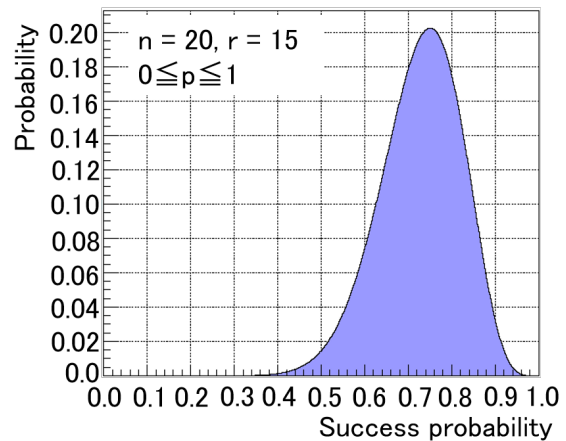
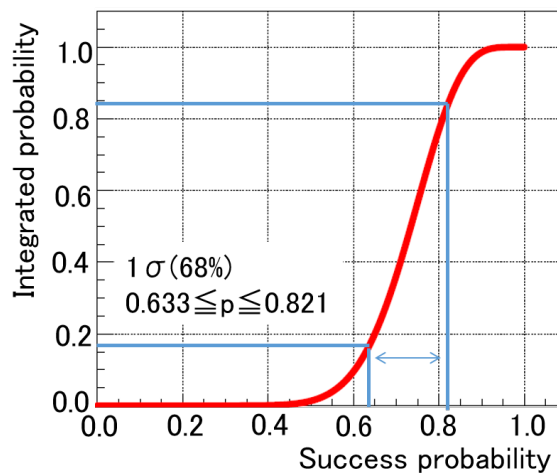
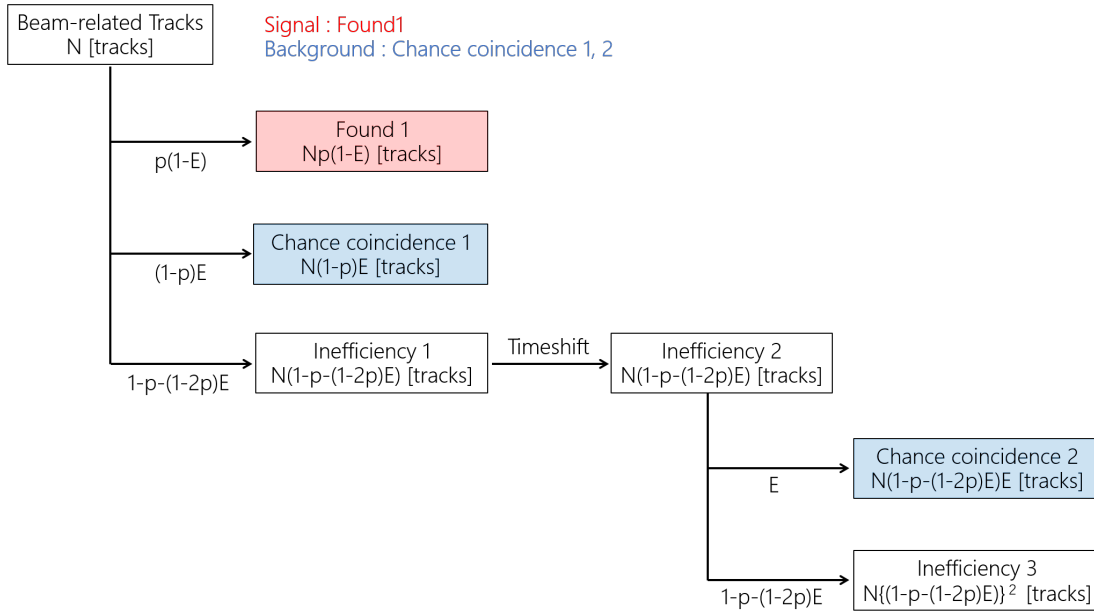
(a) 二項分布 ($n=20, 0 \leq r \leq 20, p=0.75$)(b) (a) の $r=15$ における p と確率の推移 ($n=20, r=15, 0.0 \leq p \leq 1.0$)(c) (b) の累積分布関数 ($n=20, r=15, 0.0 \leq p \leq 1.0$)

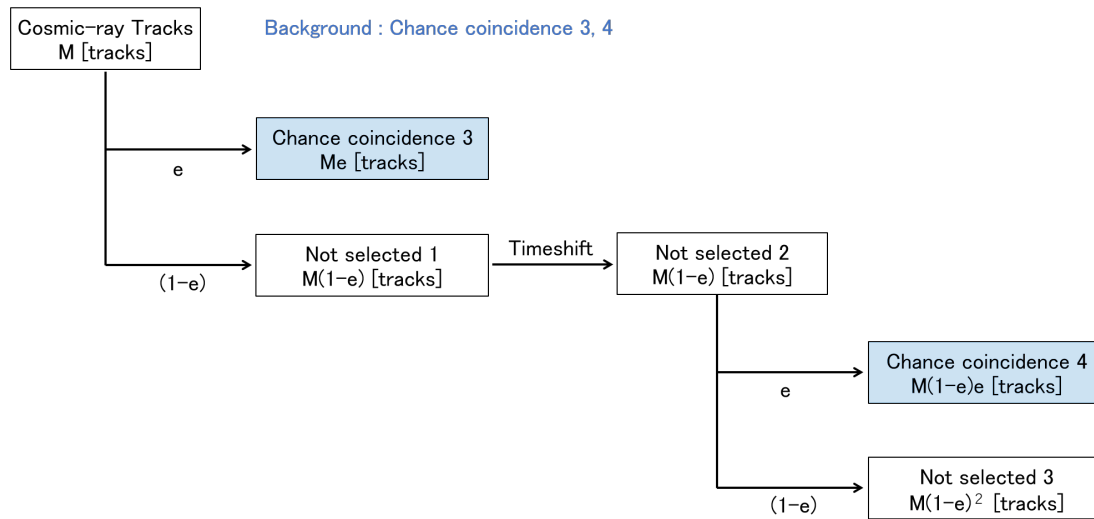
図 7.2: 誤接続による背景事象の鉄標的反応の割合。(a) は $n=20, p=0.75$ のときの二項分布を表している。(b) は (a) の分布に対して $0.0 \leq p \leq 1.0$ の範囲における $r=15$ の確率値のヒストグラムである。(c) は (b) のヒストグラムを積分した累積分布である。 $0 \leq r \leq 20$ の範囲で r が取る場合の数は 21 個あるが、今回は $r=15$ のみ考慮しているため積分値に 21 をかけて全積分値が 1 になるように規格化した。累積確率値が $1\sigma(68\%)$ の範囲における p の範囲は $0.633 \leq p \leq 0.821$ である。

7.1.3 系統誤差

Sec. 7.1.1 で示したモックデータの生成方法では通常の ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングデータに対してバックグラウンドデータがちょうど2倍にならないため、系統誤差をもつ。この要因は二つあり、一つはビーム起因の粒子と宇宙線はそれぞれ異なる角度分布をもち、それぞれの飛跡の誤接続率が異なるためである。もう一つは本解析において ECC-INGRID 間の飛跡の重複接続を除去しているためである。図7.3に偽トラックマッチングデータの生成における接続飛跡本数の期待値を示す。ECC-Shifter-INGRID マッチングトラックにはビーム起因の粒子の飛跡(ビーム起因トラック)と宇宙線の飛跡(宇宙線トラック)が含まれている。ECC-Shifter 間で接続した飛跡のうち、ビーム起因トラックの本数を N 、宇宙線トラックの本数を M とする。ビーム起因トラックの ECC-INGRID 間の接続効率を p 、誤接続率を E とおき、宇宙線トラックの誤接続率を e とおく。INGRID はビームタイミングの飛跡のみを取得しているため、ECC ブリック中の宇宙線トラックと INGRID トラックの接続はすべて誤接続である。



(a) ビーム起因トラック



(b) 宇宙線トラック

図 7.3: 偽トラックマッチングデータの生成における期待値. (a) はビーム起因トラックに対する飛跡本数の期待値を表しており, (b) は宇宙線トラックに対する飛跡本数の期待値を表している. 赤色は信号事象を表しており, 青色は ECC-INGRID 誤接続による背景事象を表している.

図 7.3 で示した背景事象数の期待値 N_{bkg} を式 (7.3), バックグラウンドデータにおける背景事象数の期待値 $N'_{2\text{bkg}}$ を式 (7.4) に示す.

$$N_{\text{bkg}} = N(1-p)E + Me, \quad (7.3)$$

$$N'_{2\text{bkg}} = N\{2(1-p)E - (1-2p)E^2\} + M(2e - e^2). \quad (7.4)$$

Sec. 7.1.1 で見積もった背景事象数は式 (7.5) のように式 (7.3) と式 (7.4) の差分で表すことができる。

$$N'_{2\text{bkg}} - N_{\text{bkg}} = N\{(1-p)E - (1-2p)E^2\} + M(e - e^2). \quad (7.5)$$

式 (7.5) と式 (7.6) に Sec. 7.1.1 で見積もった背景事象数 (式 (7.5)) と期待される背景事象数 (式 (7.3)) の差を示す。

$$d(N_{\text{bkg}}) = (N'_{2\text{bkg}} - N_{\text{bkg}}) - N_{\text{bkg}} = -N(1-2p)E^2 - Me^2. \quad (7.6)$$

式 (7.6) で示した量が Sec. 7.1.1 で見積もった背景事象数における誤差である。式 (7.7) は式 (7.6) と式 (7.5) の比を表しており、この誤接続による背景事象の評価における系統誤差を表している。

$$\frac{\delta N_{\text{bkg}}}{N_{\text{bkg}}} = \frac{d(N_{\text{bkg}})}{N'_{2\text{bkg}} - N_{\text{bkg}}} = \frac{-N(1-2p)E^2 - Me^2}{N\{(1-p)E - (1-2p)E^2\} + M(e - e^2)}. \quad (7.7)$$

ここで、 E と e の比を k と定義する。

$$k = \frac{e}{E}. \quad (7.8)$$

$E > e$ であると予想されるため、 k の取り得る範囲は $0 \leq k \leq 1$ である。式 (7.7) を k を用いて表すと次式のようになる。

$$\frac{\delta N_{\text{bkg}}}{N_{\text{bkg}}} = \frac{-N(1-2p)E^2 - Mk^2E^2}{N\{(1-p)E - (1-2p)E^2\} + M(kE - k^2E^2)}. \quad (7.9)$$

式 (7.9) のパラメータを解析データを用いて決定する。ECC-Shifter-INGRID 間で接続した飛跡の全本数は 54 631 本であるため、 $N=54\,631$ である。また、ECC-Shifter 間で接続した飛跡の全本数は 3 215 784 本であるため、 $M+N=3\,215\,784$ である。よって、 $M=3\,215\,784-54\,631=3\,161\,153$ である。MC シミュレーションで見積もった ECC-INGRID 間の飛跡接続効率の平均値は 0.667 であるため、 $p=0.667$ である。式 (7.3) で表される背景事象数の期待値を E についてまとめると式 (7.10) のように表すことができる。

$$E = \frac{N_{\text{bkg}}}{N(1-p) - Me}. \quad (7.10)$$

式 (7.10) から、 $e=0$ のときが E の上限値であることがわかる。Sec. 7.1.1 で評価した ECC-INGRID 間で誤接続した飛跡の本数の平均値は 4 695.9 本であるため、 $N_{\text{bkg}}=4\,695.9$ である。したがって、 E が取り得る範囲は $0 \leq E \leq 0.258$ である。

図 7.4 に誤接続による背景事象の評価における系統誤差 (式 (7.9)) の E と k の依存性を示す。

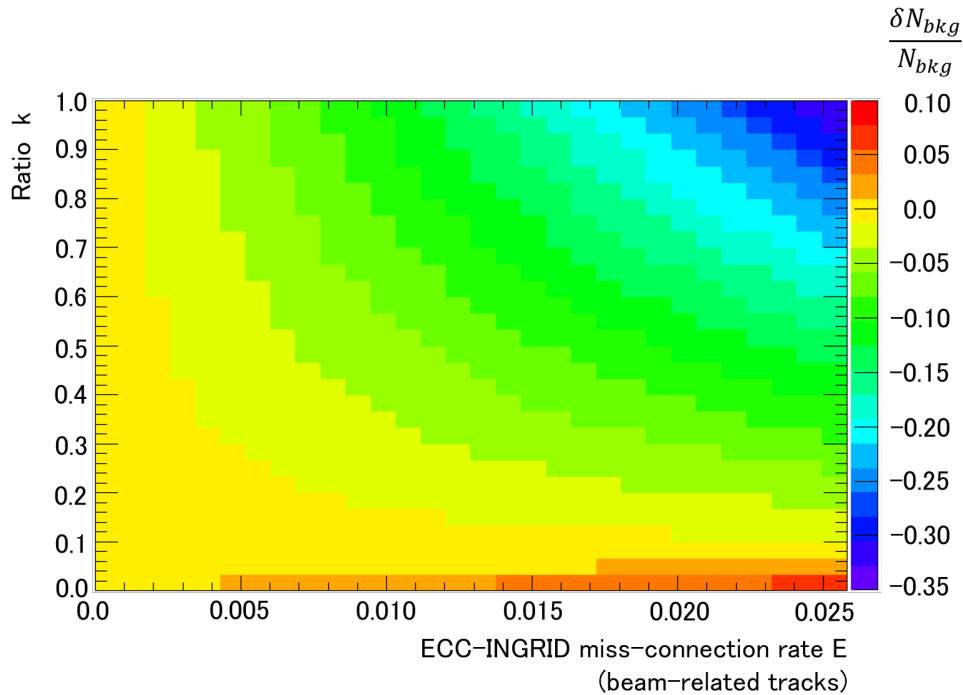


図 7.4: ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続による背景事象の評価における系統誤差の k と E に対する依存性. 横軸はビーム起因トラックの ECC-INGRID の誤接続率 E を表しており, 縦軸はビーム起因トラックの ECC-INGRID の誤接続率と宇宙線トラックに対する誤接続率の比を表している. 色は誤接続による背景事象の評価における系統誤差 (式 (7.9) の値) を表している.

図 7.4 から, $(E, k) = (0.258, 0.0), (0.258, 1.0)$ のときに最大の系統誤差をもつことがわかる. $(E, k) = (0.258, 0.0)$ のときに系統誤差は +20.6% であり, $(E, k) = (0.258, 1.0)$ のときに系統誤差は -34.3%¹⁾ である.

Sec. 7.1.2 の統計誤差と系統誤差を考慮すると, 正方向の誤差は $9.0 \times \sqrt{(13.1\%)^2 + (20.6\%)^2} = 2.2$, 負方向の誤差は $9.0 \times \sqrt{(-18.1\%)^2 + (-34.3\%)^2} = 3.5$ となる. したがって, 誤接続による鉄中反応の背景事象数は $9.0_{-3.5}^{+2.2}$ である.

7.1.4 荷電粒子の多重度分布, 放出角分布, 運動量分布

ECC-Shifter-INGRID 間の偽トラックマッチングデータに対して再構成したニュートリノ反応事象候補の荷電粒子の多重度, 放出角, 運動量を測定し, 誤接続事象の分布を評価した. 図 7.5 に示した誤接続事象の荷電粒子の多重度分布を例に, 誤接続事象の分布の評価を説明する. はじめに, 10 回評価した誤接続事象データのうち 1 回分の誤接続事象データをサンプルデータとしてマニュアルチェックを行い, マニュアルチェック前後の分

¹⁾図 7.4 中の値と異なるように見えるが, この系統誤差の値は $E = 1.0$ 付近で急激に上昇しており, プロットには変化の平均値が表示されているため低い値が表示されている. 実際には式 (7.9) に値を代入して系統誤差を計算した.

布を求める (図 7.5-(a)). 次に, マニュアルチェック前の分布を分母, マニュアルチェック後の分布を分子とした比率を求める (図 7.5-(b)). 10 回評価した誤接続事象データすべてを用いて平均の分布を測定する. 最後に, 平均の分布に対して比率を掛けたものが誤接続事象の分布である (図 7.5-(c)). この方法で, 誤接続事象の荷電粒子の多重度, 放出角, 運動量を評価し, データと MC シミュレーションを比較する際の背景事象データとして使用した.

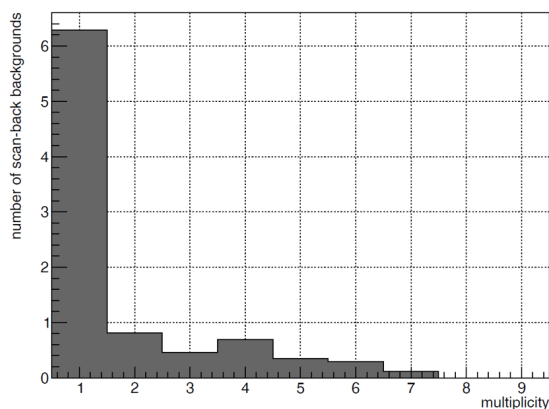
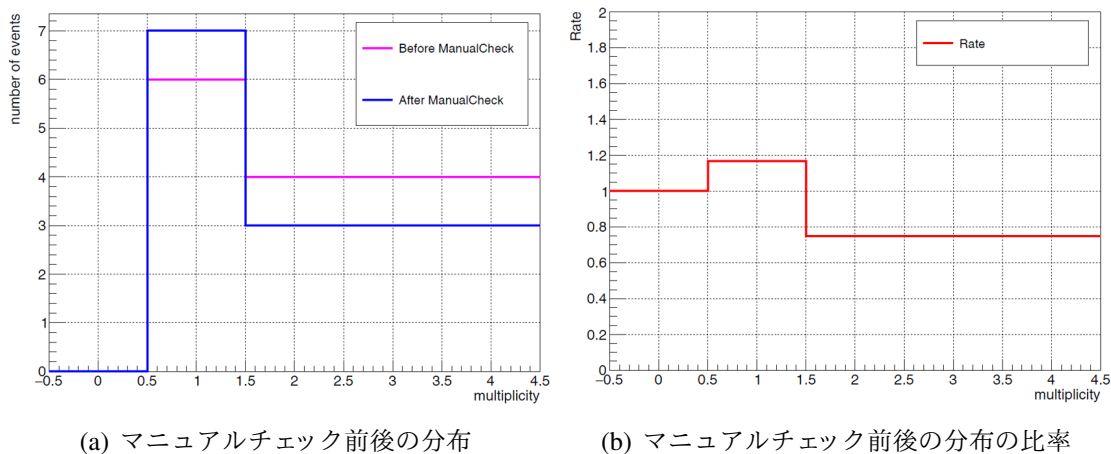


図 7.5: ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続による背景事象の荷電粒子の多重度分布. (a) はマニュアルチェック前後のサンプルデータの荷電粒子の多重度分布である. (b) はマニュアルチェック前の分布を分母, マニュアルチェック後の分布を分子とした比率である. (c) は 10 回評価した誤接続事象データの平均分布に (b) の比率を掛けた分布であり, 誤接続事象の荷電粒子の多重度分布である.

7.2 ビーム起因の背景事象

ビーム起因の背景事象として以下の要因を考慮した.

- ECC ブリック中の中性カレント反応による背景事象

- ECC ブリック中の反ニュートリノ反応による背景事象
- ECC ブリック中の電子ニュートリノ・反電子ニュートリノ反応による背景事象
- INGRID 水平モジュール由来の背景事象
- INGRID 垂直モジュール由来の背景事象
- 壁由来の背景事象

ビーム起因の背景事象数の見積もりは Sec. 5 で示した MC シミュレーションを用いて行った。また、背景事象に対する荷電粒子の多重度・放出角・運動量分布の測定についても MC シミュレーションを用いて行った。

7.2.1 中性カレント反応による背景事象

ECC ブリック中の中性カレント反応による背景事象は、ECC ブリック中で発生した中性カレント反応によって放出された陽子・荷電パイ中間子が INGRID とマッチングして偽ミューオン ID が付与された偽荷電カレント反応である。MC シミュレーションで見積もった結果、ECC ブリック中の中性カレント反応による背景事象の事象数の期待値は 1.6 事象であった。

7.2.2 反ニュートリノ反応による背景事象

ECC ブリック中の反ニュートリノ反応による背景事象は、ニュートリノビームに含まれている反ニュートリノの反応である。MC シミュレーションで見積もった結果、ECC ブリック中の反ニュートリノ反応による背景事象の事象数の期待値は 5.2 事象であった。

7.2.3 電子ニュートリノおよび反電子ニュートリノ反応による背景事象

ECC ブリック中の電子ニュートリノおよび反電子ニュートリノ反応による背景事象は、ニュートリノビームに含まれている電子ニュートリノと反電子ニュートリノの反応である。電子ニュートリノ・鉄および反電子ニュートリノ・鉄反応をシミュレートした。MC シミュレーションで見積もった結果、ECC ブリック中の電子ニュートリノおよび反電子ニュートリノ反応による背景事象の事象数の期待値は 0.01 事象であった。

7.2.4 INGRID 水平モジュール由来の背景事象

INGRID 水平モジュール (Horizontal INGRID) は ECC ブリックの下流側に設置されている。INGRID 水平モジュールによる背景事象は、INGRID 水平モジュールで発生したニュートリノ反応によって後方に放出された低エネルギーの荷電粒子が ECC ブリック中で停止したものである。INGRID 水平モジュール由来の背景事象を評価するために、INGRID モジュール 4 の鉄プレートにおけるニュートリノ反応をシミュレートした。INGRID の 1 モ

ジュールのシンチレータバーの総質量は327kgであり、鉄プレートの総質量7083kgに対して4.6%であるため、シンチレータバーにおけるニュートリノ反応は無視できる。MCシミュレーションで見積もった結果、INGRID 水平モジュール由来の背景事象の事象数の期待値は0.02 事象であった。

7.2.5 INGRID 垂直モジュール由来の背景事象

INGRID 垂直モジュール (Vertical INGRID) は ECC ブリックの上流側に設置されている。INGRID 垂直モジュールによる背景事象は、INGRID 垂直モジュールで発生したニュートリノ反応から放出された粒子が ECC ブリックに入射し、ECC ブリック中で二次反応を起こしたものである。二次粒子が中性子の場合、中性子の飛跡は観測されず、ECC ブリック中の二次反応点から放出される荷電粒子の飛跡のみ観測されるためニュートリノ反応事象と誤認する。二次粒子が陽子または荷電パイ中間子の場合、入射した陽子と荷電パイ中間子を後方に放出された荷電粒子と間違え、ニュートリノ反応事象と誤認する。また、Sec. 6.1.5 で説明したように、検出器の上流から入射した荷電粒子が検出器中で飛跡接続許容値を超えて散乱した場合、前方(下流側)と後方(上流側)にそれぞれ荷電粒子が出ているニュートリノ反応のように見える。Sec. 6.1.5 で示したキंक事象の条件 $\cos\alpha < -0.96$ を満たす事象は背景事象候補である。INGRID 垂直モジュール由来の背景事象を評価するために、INGRID 垂直モジュールの鉄プレートにおけるニュートリノ反応をシミュレートした。MCシミュレーションで見積もった結果、INGRID 垂直モジュール由来の背景事象の事象数の期待値は0.53 事象であった。

7.2.6 壁由来の背景事象

壁は検出器を設置した検出器ホールの壁のことである。壁由来の背景事象を評価するために、壁におけるニュートリノ反応をシミュレートした。ECC ブリックで検出される壁反応由来の粒子の大部分はサンドミュオンである。サンドミュオンは ECC ブリックの有効体積の外側から内部に入射し、ECC ブリックを貫通する。サンドミュオンの入射方向の測定値と MCシミュレーションで見積もったニュートリノビームの入射方向はよく一致している。その一方で、MCシミュレーションで見積もったサンドミュオンの数は実際に検出された測定データの数よりも30%小さい。この差は壁を構成する材質の不定性および壁中のビームフラックスの不定性が大きいことに起因する。本研究においては、壁由来の背景事象数を測定データのサンドミュオンの事象数を基に規格化した。また、サンドミュオンの MCシミュレーションと測定データの差である30%をニュートリノ・壁反応の背景事象の不定性として系統誤差に計上した。MCシミュレーションで見積もった結果、壁由来の背景事象の事象数の期待値は5.9 事象であった。

第8章 系統誤差

8.1 ニュートリノフラックス

図8.1に INGRID モジュール4の位置におけるニュートリノフラックスの不定性の共分散行列 (Covariance matrix) を示す. 共分散行列に示した共分散行列の0番目から19番目のビン はニュートリノ成分 (ν_μ), 20番目から39番目のビン は反ニュートリノ成分 ($\bar{\nu}_\mu$) を表している. それぞれのビン はエネルギーに対応しており, ニュートリノエネルギー 0.0 GeV から 30 GeV の範囲を [0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 2.2, 2.4, 2.6, 2.8, 3.0, 4.0, 6.0, 8.0, 10.0, 30.0 (GeV)] のように 20ビンに分けている. 共分散行列の対角成分は分散を表しており, その平方根はフラックスの不定性を表す. また, 非対角成分は共分散を表しており, ビン間の不定性の相関を表す.

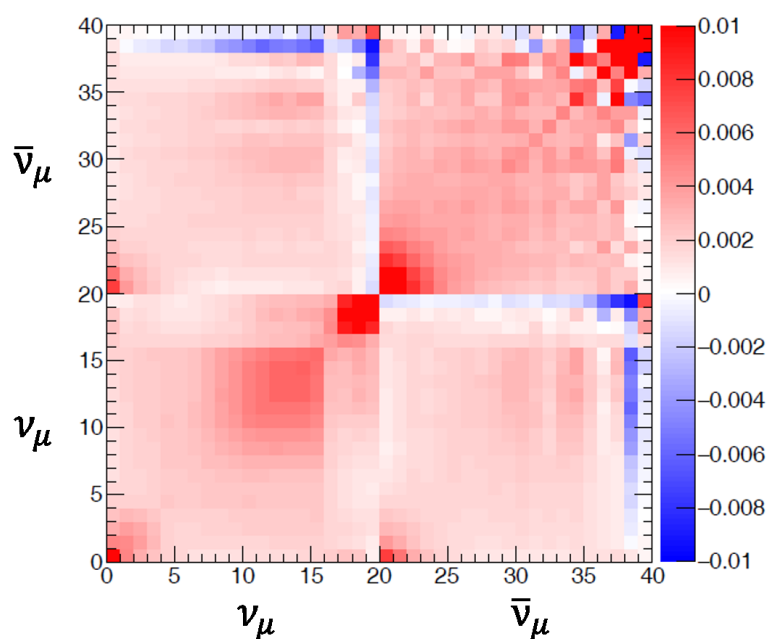
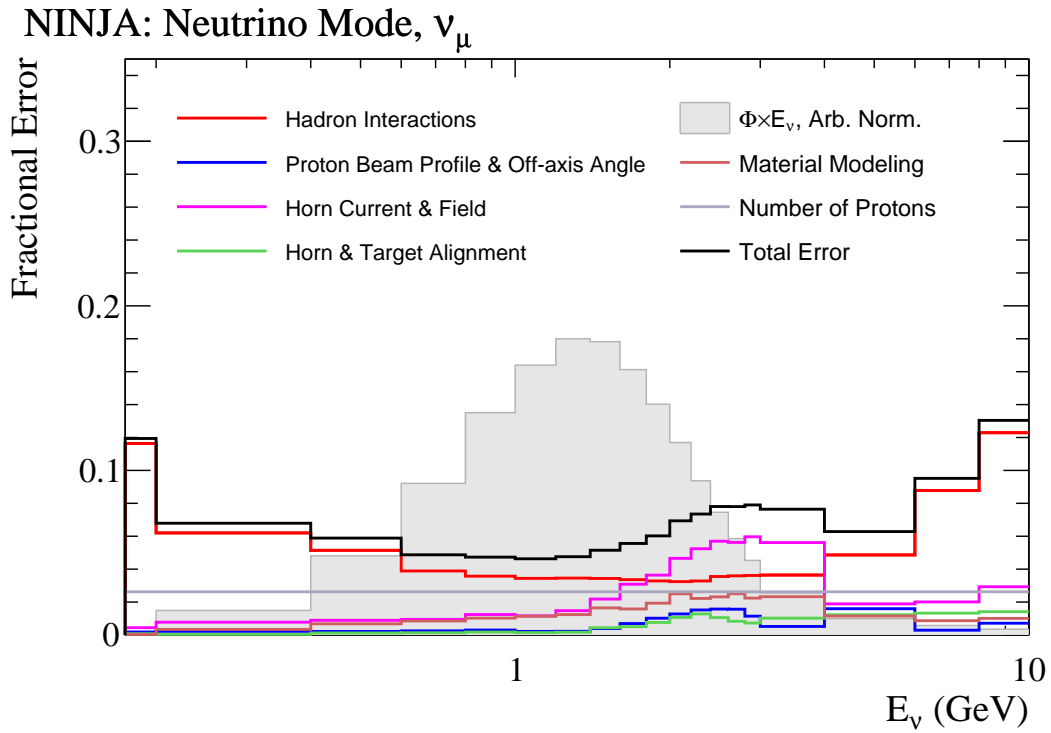
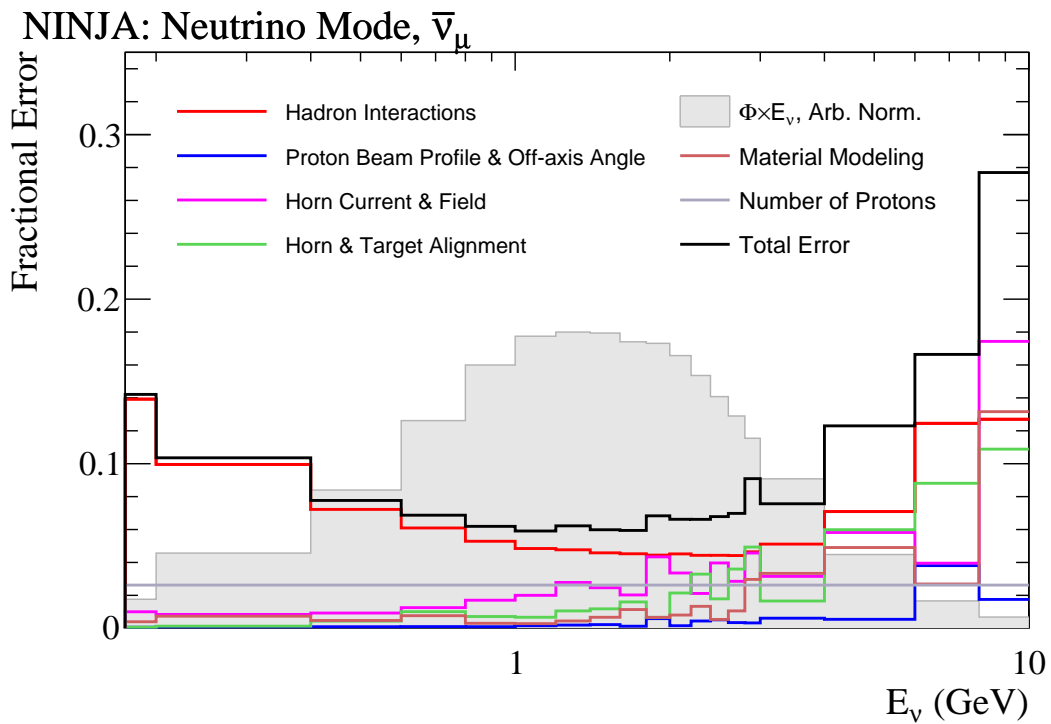


図 8.1: ニュートリノフラックスの不定性の共分散行列. それぞれのビン はエネルギーに対応しており, 0番目から19番目のビン はニュートリノ成分 (ν_μ), 20番目から39番目のビン は反ニュートリノ成分 ($\bar{\nu}_\mu$) を表している.

図 8.2 にニュートリノフラックスの不定性を示す. フラックスの不定性の詳細 (ハドロン反応由来の不定性とビームパラメータによる不定性) については Appendix D.1 に記載した.



(a) ニュートリノフラックス

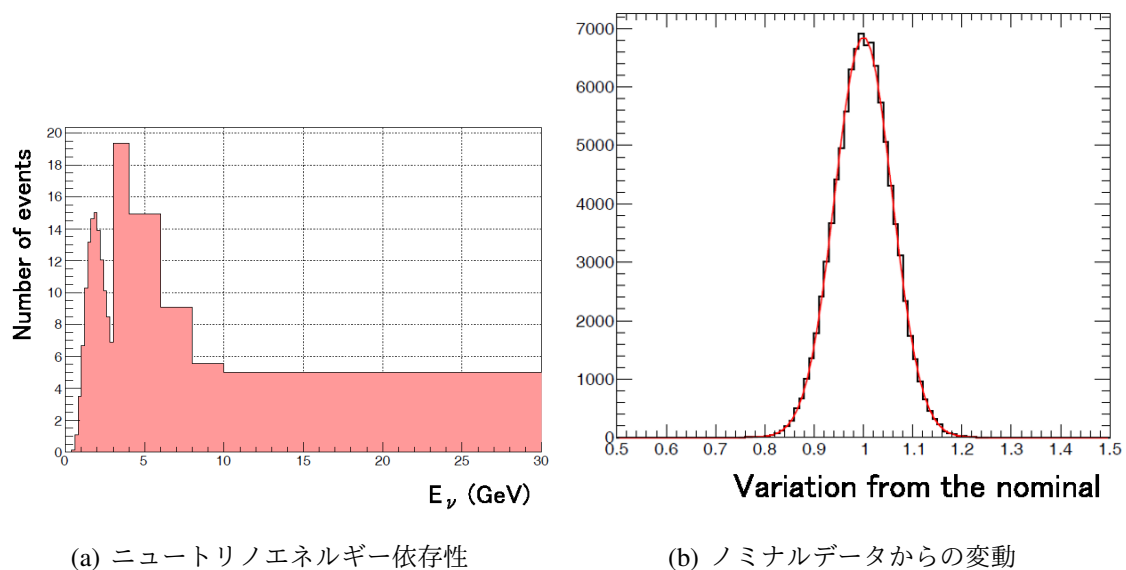


(b) 反ニュートリノフラックス

図 8.2: ニュートリノフラックスの不定性. (a) はニュートリノ成分の不定性を表しており, (b) は反ニュートリノ成分の不定性を表している.

図8.1のニュートリノフラックスの不定性の共分散行列を用いてニュートリノフラックスを変動させたときの反応事象数、累積ニュートリノフラックス、検出効率、フラックス平均断面積、二次粒子の多重度・放出角・運動量のノミナル値からの変動を評価することで、ニュートリノフラックスの不定性による測定結果の系統誤差を評価した。

図8.3にニュートリノ荷電カレント反応の事象数に対するフラックスの不定性の評価について示す。図8.3-(a)はニュートリノ荷電カレント反応の事象数のニュートリノエネルギー依存性を表しており、横軸のニュートリノエネルギーのビンの分け方は図8.1のビンの分け方と同じである。コレスキー分解と呼ばれる行列処理を用いて図8.1のニュートリノフラックスの不定性の共分散行列に従うガウス乱数を発生させ、図8.3-(a)の分布に対してフラックスを変動させたときの反応事象数の比率を評価する。図8.3-(b)はこの評価を100000回繰り返した結果を表しており、図8.3-(b)をガウス曲線でフィッティングした曲線の幅がニュートリノフラックスの不定性による $1\sigma(68\%)$ の系統誤差である。事象数のニュートリノフラックスの不定性を評価した結果、その不定性は ν CC反応で5.8%、 ν NC反応で5.8%、 $\bar{\nu}$ 反応で6.7%であった。その他の背景事象についてはニュートリノフラックスの不定性を10%として系統誤差に計上した。



(a) ニュートリノエネルギー依存性

(b) ノミナルデータからの変動

図8.3: ニュートリノ荷電カレント反応の事象数におけるニュートリノフラックスの不定性の評価。(a)はニュートリノ荷電カレント反応の事象数のエネルギー依存性を表しており、(b)はニュートリノフラックスを変動させたときの反応事象数の変動を表している。

フラックス平均断面積の測定におけるニュートリノフラックスの不定性を評価した。累積ニュートリノフラックスの不定性は4.9%であり、ニュートリノ荷電カレント反応の検出効率の不定性は1.3%である。式(6.6)で示したニュートリノ荷電カレント反応のフラックス平均断面積の分母と分子に断面積の理論値を掛け、検出効率を式(6.9)で表すと、フ

ラックス平均断面積は次式のように表すことができる。

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{CC}} &= \frac{(N_{\text{sel}} - N_{\text{bkg}}) \times \sigma_{\text{CC}}^{\text{MC}}}{\sigma_{\text{CC}}^{\text{MC}} \times \varphi T \varepsilon} \\ &= \frac{(N_{\text{sel}} - N_{\text{bkg}}) \times \sigma_{\text{CC}}^{\text{MC}}}{N_{\text{sel}}^{\text{MC}}}.\end{aligned}\quad (8.1)$$

式(8.1)の変形では、 $\sigma_{\text{CC}}^{\text{MC}} \varphi T = N_{\text{int}}^{\text{MC}}$ の関係を用いた。ここで、 $\sigma_{\text{CC}}^{\text{MC}}$ は $\varphi_{(E)} \sigma_{\text{CC}}^{\text{MC}}$ のエネルギー積分を $\varphi_{(E)}$ のエネルギー積分で割ったものであるため定数である。式(8.1)を用いることで、 N_{bkg} と $N_{\text{sel}}^{\text{MC}}$ をフラックスの不定性を用いて同時に変化させることで、フラックス平均断面積のフラックスの不定性を評価することができる。測定データにおいて検出された反応事象数を N_{sel} とし、ノミナルな断面積、背景事象数、MCシミュレーションの検出事象数をそれぞれ $\sigma_{\text{CC}}^{\text{nominal}}$, $N_{\text{bkg}}^{\text{nominal}}$, $N_{\text{sel}}^{\text{MC nominal}}$, フラックスの不定性を用いて変化させた断面積、背景事象数、MCシミュレーションの検出事象数をそれぞれ $\sigma_{\text{CC}}^{\text{variation}}$, $N_{\text{bkg}}^{\text{variation}}$, $N_{\text{sel}}^{\text{MC variation}}$ とすると、フラックスの不定性によって変化した断面積の値とノミナル値との比は式(8.2)で表すことができる。

$$\frac{\sigma_{\text{CC}}^{\text{variation}}}{\sigma_{\text{CC}}^{\text{nominal}}} = \frac{(N_{\text{sel}} - N_{\text{bkg}}^{\text{variation}}) / N_{\text{sel}}^{\text{MC variation}}}{(N_{\text{sel}} - N_{\text{bkg}}^{\text{nominal}}) / N_{\text{sel}}^{\text{MC nominal}}}.\quad (8.2)$$

図8.4に式(8.2)を用いて評価したニュートリノフラックスの不定性によるフラックス平均断面積のノミナル値からの変動を示す。図8.4に示したフラックス平均断面積のノミナル値からの変動は非対称な形をしているため、図8.4の1.0の値から全面積の68%の範囲をニュートリノフラックスの不定性と定めた。フラックス平均断面積測定におけるニュートリノフラックスの不定性は $-5.8\%/+6.6\%$ である。また、制限された位相空間におけるフラックス平均断面積測定のニュートリノフラックスの不定性は $-5.9\%/+6.5\%$ である。

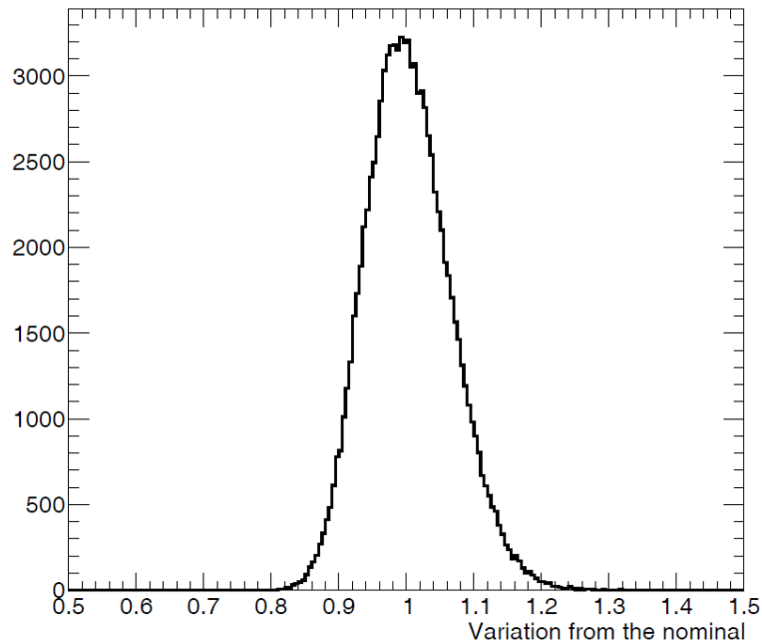
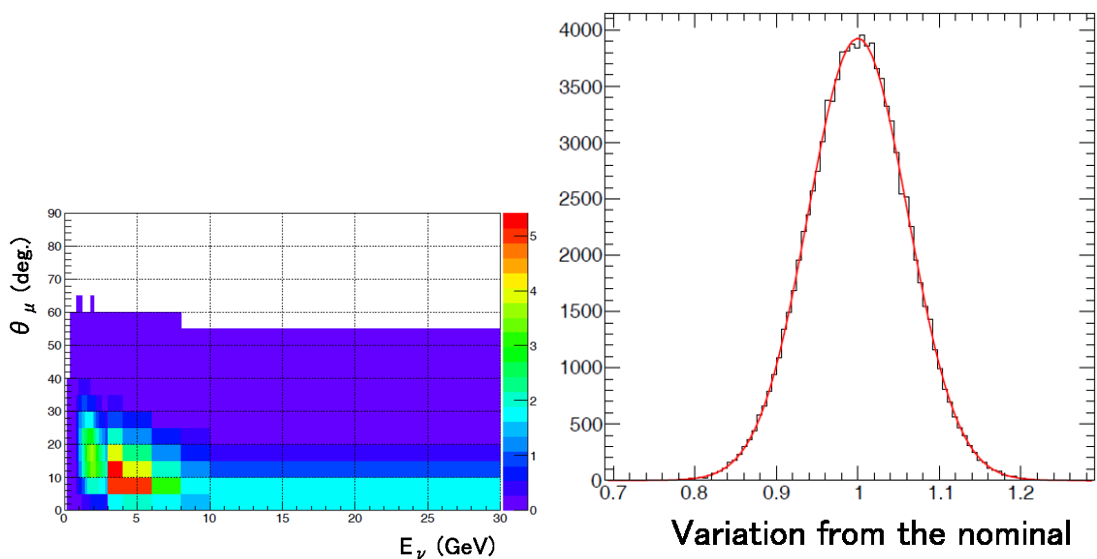


図 8.4: ニュートリノフラックスの不定性によるニュートリノ荷電カレントフラックス平均断面積のノミナル値からの変動. 1.0 の値から全面積の 68% の範囲をニュートリノフラックスの不定性と定めた.

二次粒子の多重度・放出角・運動量の測定に対するニュートリノフラックスの不定性を評価した. 図 8.5 にミューオンの放出角に対するフラックスの不定性の評価について示す. 図 8.5 のように放出角とニュートリノエネルギーの相関を用い, 放出角分布のビンごとに事象数の変動を評価する. ビンごとに事象数の変動を評価する以外は図 8.3 で示した評価方法と全く同じである. この評価方法でニュートリノフラックスを変動させたときの反応事象数, 二次粒子の多重度・放出角・運動量の変動を評価し, ニュートリノフラックスの不定性による各測定結果の系統誤差を評価した. 評価した結果は Sec. 8.5 に示す.



(a) ミューオンの放出角とニュートリノエネルギーの相関
 (b) ミューオンの放出角 (5–10 deg.) のノミナルデータからの変動

図 8.5: ミューオンの放出角分布におけるニュートリノフラックスの不定性の評価. (a) はミューオンの放出角とニュートリノエネルギーの相関を表している. 横軸はニュートリノエネルギー, 縦軸はミューオンの放出角を表している. (b) はミューオンの放出角 5–10 deg. のビンにおける事象数のフラックスを変動させたときの変動を表している.

8.2 ニュートリノ反応

ニュートリノ反応のシミュレーションには NEUT を用いているが, NEUT で使用しているニュートリノ反応モデルおよび二次粒子の核内反応には不定性が含まれている. これらの不定性は NEUT でシミュレートするニュートリノ反応事象数の期待値や検出効率などに影響する. 表 8.1 に NEUT で用いたニュートリノ反応モデルおよび二次粒子の核内反応モデルのパラメータのノミナル値とその不定性を示す.

表 8.1: ニュートリノ反応モデルのパラメータのノミナル値と不定性.

Parameter	Nominal value	Uncertainty(1σ)
M_A^{QE}	1.05 GeV/c ²	0.20 GeV/c ²
M_A^{RES}	0.95 GeV/c ²	0.15 GeV/c ²
$C_5^A(0)$	1.01	0.12
Isospin $\frac{1}{2}$ BG	1.30	0.20
CC other shape	0	0.40
CC coherent normalization	100%	100%
NC other normalization	100%	30%
NC coherent normalization	100%	30%
2p2h normalization	100%	100%
Fermi momentum P_F	250 MeV/c	30 MeV/c
Binding energy E_b	33 MeV	9 MeV
Pion absorption normalization	1.1	50%
Pion charge exchange normalization ($p_\pi < 500$ MeV/c)	1.0	50%
Pion charge exchange normalization ($p_\pi > 500$ MeV/c)	1.8	30%
Pion quasi elastic normalization ($p_\pi < 500$ MeV/c)	1.0	50%
Pion quasi elastic normalization ($p_\pi > 500$ MeV/c)	1.8	30%
Pion inelastic normalization	1.0	50%

表 8.1 に示したニュートリノ反応モデルのパラメータを $\pm 1\sigma$ 変動させたときのノミナル値からの変動をニュートリノ反応の不定性として評価した. 式 8.3 にニュートリノ反応の不定性の評価に用いた共分散行列の値の定義を示す.

$$V_{ij} = \frac{1}{2} \frac{(N_{\text{norm}}^i - N_+^i)(N_{\text{norm}}^j - N_+^j)}{N_{\text{norm}}^i N_{\text{norm}}^j} + \frac{1}{2} \frac{(N_{\text{norm}}^i - N_-^i)(N_{\text{norm}}^j - N_-^j)}{N_{\text{norm}}^i N_{\text{norm}}^j}, \quad (8.3)$$

V_{ij} は共分散行列の i 行 j 列の成分を表している. N_{norm}^i はノミナルな MC シミュレーションの i 番目のビンのエントリーを表しており, N_{\pm}^i はパラメータを $\pm 1\sigma$ 変動させたときの i 番目のビンのエントリーを表している. 表 8.1 で示したニュートリノ反応モデルのパラメータごとに式 (8.3) で示した共分散行列を評価し, 各行列の和を取ることでニュートリノ反応の不定性を評価した. 共分散行列の対角成分の平方根が分布の各ビンに対するニュートリノ反応の不定性であり, MC シミュレーションで評価した分布の各ビンの事象数に対する割合として表される. 表 8.1 で示したニュートリノ反応モデルのパラメータをそれぞれ $\pm 1\sigma$ 変化させたときの事象数の不定性は, ν CC 反応で 15.9%, ν NC 反応で 36.0%, $\bar{\nu}$ 反応で 20.1% であった. その他の背景事象についてはニュートリノ反応の不定性を 20% として系統誤差に計上した.

フラックス平均断面積の測定におけるニュートリノ反応の不定性を評価した. ニュートリノ荷電カレント反応の検出効率の不定性は $-3.5\%/+2.4\%$ である. ニュートリノ反応モデルのパラメータをそれぞれ $\pm 1\sigma$ 変化させたときの背景事象と検出効率を評価し, 式

(6.6) を用いてフラックス平均断面積を計算した。ニュートリノ反応の不定性によって変化した断面積の値のノミナル値からのずれを式 (8.4) に示す。

$$\delta\sigma_{\text{CC}} = \frac{\sigma_{\text{CC}}^{\text{variation}} - \sigma_{\text{CC}}^{\text{nominal}}}{\sigma_{\text{CC}}^{\text{nominal}}}. \quad (8.4)$$

ここで、 $\sigma_{\text{CC}}^{\text{nominal}}$ はフラックス平均断面積のノミナル値、 $\sigma_{\text{CC}}^{\text{variation}}$ はニュートリノ反応モデルのパラメータを変化させたときのフラックス平均断面積の値、 $\delta\sigma_{\text{CC}}$ はフラックス平均断面積のノミナル値からのずれを表している。フラックス平均断面積のニュートリノ反応の不定性を表 8.2 に示す。フラックス平均断面積の測定におけるニュートリノ反応の全体の不定性は各不定性の二乗和の平方根として求めた。その全体の不定性は $-4.1\%/+4.6\%$ である。また、制限された位相空間におけるフラックス平均断面積測定のニュートリノ反応の全体の不定性は $-1.9\%/+2.0\%$ である。

表 8.2: ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定におけるニュートリノ反応の不定性。

Parameter	$\sigma_{\text{CC}}^{\text{Fe}}$	$\sigma_{\text{CC}}^{\text{Fe}}_{\text{phase space}}$
M_{A}^{QE}	-0.0% +1.5%	-0.0% +0.9%
$M_{\text{A}}^{\text{RES}}$	-0.0% +0.1%	-0.3% +0.2%
$C_5^{\text{A}}(0)$	-1.2% +1.1%	-0.7% +0.6%
Isospin $\frac{1}{2}\text{BG}$	-0.9% +0.8%	-0.3% +0.3%
CC other shape	-0.6% +0.5%	-0.3% +0.2%
CC coherent normalization	-1.5% +1.6%	-0.7% +0.7%
NC other normalization	-1.0% +1.0%	-0.4% +0.4%
NC coherent normalization	-0.8% +0.0%	-0.2% +0.0%
2p2h normalization	-2.5% +2.8%	-1.1% +1.2%
Fermi momentum P_{F}	-1.1% +1.0%	-0.5% +0.4%
Binding energy E_{b}	-0.9% +0.0%	-0.3% +0.2%
Pion absorption normalization	-0.9% +1.0%	-0.4% +0.5%
Pion charge exchange normalization ($p_{\pi} < 500 \text{ MeV}/c$)	-0.0% +0.8%	-0.0% +0.2%
Pion charge exchange normalization ($p_{\pi} > 500 \text{ MeV}/c$)	-0.0% +0.8%	-0.0% +0.2%
Pion quasi elastic normalization ($p_{\pi} < 500 \text{ MeV}/c$)	-0.8% +0.7%	-0.3% +0.2%
Pion quasi elastic normalization ($p_{\pi} > 500 \text{ MeV}/c$)	-0.0% +0.8%	-0.2% +0.2%
Pion inelastic normalization	-0.8% +0.7%	-0.3% +0.2%
Total	-4.1% / +4.6%	-1.9% / +2.0%

事象数の評価と同様に、二次粒子の多重度・放出角・運動量の測定に対するニュートリノ反応の不定性を評価した。評価した結果は Sec. 8.5 に示す。

8.3 背景事象の見積もり

背景事象の見積もりにおける不定性として、ECC-Shifter-INGRID 誤接続による背景事象および壁由来の背景事象の見積もりにおける不定性を考慮した。壁由来の背景事象の見積もり (Sec. 7.2.6) における事象数の不定性は 30% であり、ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続背景事象の見積もり (Sec. 7.1) における事象数の不定性は $-38.7\%/+24.4\%$ である。

フラックス平均断面積の測定における背景事象の見積もりの不定性を評価した。それぞれの背景事象の見積もりの不定性を $\pm 1\sigma$ 変化させたときの背景事象と検出効率を評価し、式 (6.6) を用いてフラックス平均断面積を計算した。背景事象の見積もりの不定性によって変化した断面積の値のノミナル値からのずれは式 (8.4) を用いて評価した。フラックス平均断面積測定における背景事象の見積もりの不定性は $-1.8\%/+2.4\%$ である。また、制限された位相空間におけるフラックス平均断面積測定の背景事象の見積もりの不定性は $-1.1\%/+1.7\%$ である。

二次粒子の多重度・放出角・運動量の測定に対する背景事象の見積もりの不定性の評価結果は Sec. 8.5 に示す。

8.4 検出器応答

本解析における検出器応答の不定性を測定データと MC シミュレーションを用いて評価した。以下にミューオンの検出における検出器応答の不定性を示す。

ミューオンの検出

1. ベーストラックの検出

Sec. 4.2.1 で示したミューオンに対するベーストラックの検出効率の統計誤差をミューオン検出におけるベーストラック検出の系統誤差と定義した。MC シミュレーションのミューオントラックのトラックセグメントの重みに対して、ベーストラックの検出効率の系統誤差を $\pm 1\sigma$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した。

2. チェインの再構成

図 4.12-(b) で示したチェインの再構成効率の測定データと MC シミュレーションの差をチェイン再構成における系統誤差と定義した。MC シミュレーションのミューオントラックの重みに対して、チェイン再構成の系統誤差を $\pm 1\sigma$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した。

3. ECC ブリック間の飛跡接続

図 4.16-(b) で示した ECC ブリック間の飛跡接続効率の測定データと MC シミュレーションの差を ECC ブリック間の飛跡接続における系統誤差と定義した。MC シミュレーションの ECC ブリック間をまたぐミューオントラックの重みに対して、ECC ブリック間の飛跡接続の系統誤差を $\pm 1\sigma$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した。

4. ECC-Shifter 間の飛跡接続

図 4.18 で示した ECC-Shifter 間の飛跡接続効率の統計誤差をミューオン検出におけ

る ECC-Shifter 間の飛跡接続の系統誤差と定義した。MC シミュレーションの ECC-Shifter 間で接続したミュオントラックの重みに対して、ECC-Shifter 間の飛跡接続の系統誤差を $\pm 1\sigma$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した。

5. ECC-INGRID 間の飛跡接続

図 4.28-(b) で示した ECC-INGRID 間の飛跡接続効率の測定データと MC シミュレーションの差を ECC-INGRID 間の飛跡接続における系統誤差と定義した。MC シミュレーションの ECC-INGRID 間で接続したミュオントラックの重みに対して、ECC-INGRID 間の飛跡接続の系統誤差を $\pm 1\sigma$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した。

6. INGRID の飛跡再構成

表 4.2 より、INGRID モジュール 4 の飛跡再構成における系統誤差は 0.70% である。MC シミュレーションの ECC-INGRID 間で接続したミュオントラックの重みに対して、 $\pm 0.70\%$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した。

7. 標的質量

Sec. 6.1.2 で示した有効体積の XY 方向の領域は有効体積の外側から内側に入射するサンドミュオンおよび宇宙線の飛跡がつくるピークから 5 mm 内側の領域と定めている。ピークは 1 mm 程度の幅をもつが、その幅よりも十分大きく距離を取って解析領域を定めているため、有効体積の XY 方向の変化を考慮する必要はない。一方で、ECC ブリックの有効体積の Z 方向の不定性は ECC ブリックを構成する鉄プレートの厚みの精度に依存している。鉄プレートの厚みの測定値は $498.2 \pm 3.2 \mu\text{m}$ であるため、その不定性は 0.64% である。また、フィルムには現像処理のために四隅に直径 3 mm のホールが開けられており、全有効体積における割合は 0.05% である。したがって、有効体積の不定性は $\sqrt{(0.64\%)^2 + (0.05\%)^2} = 0.64\%$ である。標的質量は有効体積に比例するため、標的質量の系統誤差は 0.64% である。MC シミュレーションのニュートリノ反応事象の重みに対して、 $\pm 0.64\%$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した。

8. キンク構造をもつ 2 トラック事象のカット

Sec. 6.1.5 で示したキンク構造をもつ 2 トラック事象のカットにおいて、カットされた事象数の測定データと MC シミュレーションの差をキンク事象カットの不定性と定義した。測定データにおいてカットされた事象数は 7 事象、MC シミュレーションにおいてカットされた事象数は 9.6 事象であり、その差は 27.1% である。キンク事象カットの不定性は νCC 反応で 0.02%、 νNC 反応で 0.06%、 $\bar{\nu}$ 反応で 0.04%、その他の背景事象で 12.9% である。各測定量において、事象の種類ごとのキンク事象カットの不定性を系統誤差に計上した。

9. 運動量の一致度を用いた事象選別

Sec. 6.1.6 で示した運動量の一致度を用いた事象選別において、カットされた事象数の測定データと MC シミュレーションの差を運動量の一致度を用いた事象選別の不定性と定義した。測定データにおいてカットされた反応事象数は 12 事象、MC シミュレーションにおいてカットされた反応事象数は 7.1 事象であり、その差は 68.1%

である。運動量の一致度を用いた事象選別の不定性は νCC 反応で 0.35%, νNC 反応で 20.6%, $\bar{\nu}$ 反応で 0.39%, その他の背景事象で 18.9% である。各測定量において、事象の種類ごとの運動量の一致度を用いた事象選別の不定性を系統誤差に計上した。

10. SUS304 標的と鉄標的の差

Sec. 6.2.2 で示した SUS304 と鉄の陽子の数と中性子の数の差を標的物質の違いによる不定性と定義した。NEUT を用いて鉄標的のニュートリノ反応シミュレーションを行った結果、ニュートリノと反応を起こした核子の割合は、中性子 N_n :陽子 $N_p=12.87:4.22$ であった。この反応を起こした核子の割合を標的中の核子数で割ると、ニュートリノに対する核子の断面積の比を求めることができる。鉄標的の平均の中性子数と陽子数はそれぞれ 29.91 と 26 であるから、核子の断面積の比は中性子 σ_n :陽子 $\sigma_p = 12.87/29.91:4.22/26 = 0.43:0.16$ であり、 $\sigma_n/\sigma_p = 2.65$ である。Sec. 6.2.2 より、SUS304 と鉄の物質間における中性子と陽子の比率の差は $\Delta(N_n/N_p) = 0.001$ である。したがって、SUS304 と鉄の物質の違いによる不定性は $\sigma_n/\sigma_p \times \Delta(N_n/N_p) = 2.65 \times 0.001 = 0.3\%$ である。MC シミュレーションのニュートリノ反応事象の重みに対して、 $\pm 0.3\%$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した。

上記のミューオンの検出における不定性をそれぞれ $\pm 1\sigma$ 変化させ、事象数の不定性を評価した。事象数の不定性は、 νCC 反応で 4.0%, νNC 反応で 15.4%, $\bar{\nu}$ 反応で 8.5%, その他の背景事象で 23% であった。

フラックス平均断面積の測定における検出器応答の不定性を評価した。ニュートリノ荷電カレント反応の検出効率の不定性は $-3.7\%/+3.7\%$ である。ミューオンの検出における不定性をそれぞれ $\pm 1\sigma$ 変化させたときの背景事象と検出効率を評価し、式 (6.6) を用いてフラックス平均断面積を計算した。検出器応答の不定性によって変化した断面積の値のノミナル値からのずれは式 (8.4) を用いて評価した。フラックス平均断面積の検出器応答の不定性を表 8.3 に示す。フラックス平均断面積の測定における検出器応答の全体の不定性は各不定性の二乗和の平方根として求めた。その全体の不定性は $-4.1\%/+4.6\%$ である。また、制限された位相空間におけるフラックス平均断面積測定の検出器応答の全体の不定性は $-1.9\%/+2.0\%$ である。

表 8.3: ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定における検出器応答の不定性.

Source	σ_{CC}^{Fe}	σ_{CC}^{Fe} phase space
Base track detection efficiency	-0.3% +0.1%	-0.3% +0.1%
ECC track reconstruction	-0.1% +0.1%	-0.1% +0.1%
ECC bricks track connection	-0.1% +0.1%	-0.1% +0.1%
ECC-Shifter track connection	-2.3% +2.4%	-2.3% +2.3%
ECC-INGRID track connection	-3.0% +3.2%	-3.1% +3.2%
INGRID track reconstruction	-0.7% +0.8%	-0.7% +0.8%
Kink event cut	-0.6% +0.5%	-0.2% +0.1%
Momentum consistency check	-1.3% +1.3%	-0.8% +0.8%
Target mass	-0.6% +0.6%	-0.7% +0.7%
Difference between iron and the stainless steel	-0.3% +0.3%	-0.3% +0.3%
Total	-4.2% +4.4%	-4.1% +4.2%

以下に陽子と荷電パイ中間子の検出における検出器応答の不定性を示す. 陽子と荷電パイ中間子の検出

1. ベーストラックの検出

ミュオン検出におけるベーストラック検出の不定性の評価と同じ方法で, Thin トラックおよび Black トラックのベーストラック検出における不定性を評価した.

2. チェインの再構成

ミュオン検出におけるチェイン再構成の不定性の評価と同じ方法で, Thin トラックおよび Black トラックのチェイン再構成における不定性を評価した. また, Black トラックに対する飛跡再接続プロセスの不定性として, MC シミュレーションの再接続パラメータをエラーの $\pm 1\sigma$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した.

3. ECC ブリック間の飛跡接続

ミュオン検出における ECC ブリック間の飛跡接続の不定性の評価と同じ方法で, Thin トラックおよび Black トラックの ECC ブリック間の飛跡接続における不定性を評価した.

4. 二次粒子探索

二次粒子探索はミュオントラックとパートナートラックの最近接距離を用いて行っている. ECC ブリック中の隣接フィルム間のアライメント精度は傾きが $\sigma_{\text{slope}} = 0.0061$, 位置が $\sigma_{\text{position}} = 5.7 \mu\text{m}$ である. したがって, 最近接距離の計算における最大のずれは, $\delta MD = \sqrt{2\sigma_{\text{position}}^2 + 2(\sigma_{\text{slope}} \times 800 \mu\text{m})^2} = 10.8 \mu\text{m}$ である. 二次粒子探索において最近接距離の許容値を $\pm 11 \mu\text{m}$ 変化させたときのノミナル値からの変化を評価した.

5. チャンスコインシデンスによる偽パートナートラック

Sec. 6.1.4 で示したチャンスコインシデンスによる偽パートナートラックのスタディから、荷電パイ中間子候補の飛跡のうち 4.3% がチャンスコインシデンスによる偽パートナートラックである。荷電パイ中間子の測定結果に対して 4.3% を系統誤差として計上した。

6. ボリュームパルスハイト

VPH は陽子と荷電パイ中間子の粒子識別において重要な役割を果たす。VPH の系統誤差については Sec. 6.4.1 に示した。Sec. 6.4.1 で示した VPH の系統誤差は、Thin トラックに対して最大で 16%、Black トラックに対して最大で 15% である。本解析では、Thin トラックに対しては 16%、Black トラックに対しては 15% を系統誤差とした。MC シミュレーションの VPH の再構成において、VPH の値を $\pm 1\sigma$ シフトさせてシミュレーションし、ノミナル値からの変化を評価した。

ミューオンの検出および陽子と荷電パイ中間子の検出における不定性を基に、二次粒子の多重度・放出角・運動量の測定に対する検出器応答の不定性を評価した。評価した結果は Sec. 8.5 に示す。

8.5 まとめ

Sec. 8.1–Sec. 8.4 にニュートリノフラックス、ニュートリノ反応、背景事象の見積もり、検出器応答における不定性をそれぞれ示した。これらの不定性によるフラックス平均断面積測定および荷電粒子の多重度、放出角、運動量の分布に対する系統誤差をまとめた。

表 8.4 にニュートリノ・鉄荷電カレントフラックス平均断面積の測定における系統誤差を示す。フラックス平均断面積の測定における系統誤差は、ニュートリノフラックス、ニュートリノ反応、背景事象の見積もり、検出器応答の各不定性の二乗和の平方根として求めた。その系統誤差 σ_{CC}^{Fe} は $-8.5\%/+9.4\%$ である。また、制限された位相空間におけるフラックス平均断面積の測定における系統誤差 $\sigma_{CC \text{ phase space}}^{Fe}$ は $-7.5\%/+8.2\%$ である。 $\sigma_{CC \text{ phase space}}^{Fe}$ の系統誤差が σ_{CC}^{Fe} の系統誤差よりも小さいのは、ミューオンの位相空間を制限したことでニュートリノ反応の不定性が大きく減少したためである。

表 8.4: ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定における系統誤差。

Sources	σ_{CC}^{Fe}	$\sigma_{CC \text{ phase space}}^{Fe}$
Flux	$-5.8\%/+6.6\%$	$-5.9\%/+6.5\%$
Neutrino interaction	$-4.1\%/+4.6\%$	$-1.9\%/+2.0\%$
Background estimation	$-1.8\%/+2.4\%$	$-1.1\%/+1.7\%$
Detector response	$-4.2\%/+4.4\%$	$-4.1\%/+4.2\%$
Total	$-8.5\%/+9.4\%$	$-7.5\%/+8.2\%$

図8.6にミューオンを含めた荷電粒子の多重度，荷電パイ中間子の多重度，陽子の多重度の分布に対する系統誤差を示す．それぞれの分布における系統誤差は，MCシミュレーションで評価した分布の各ビンの事象数に対する割合として表している．

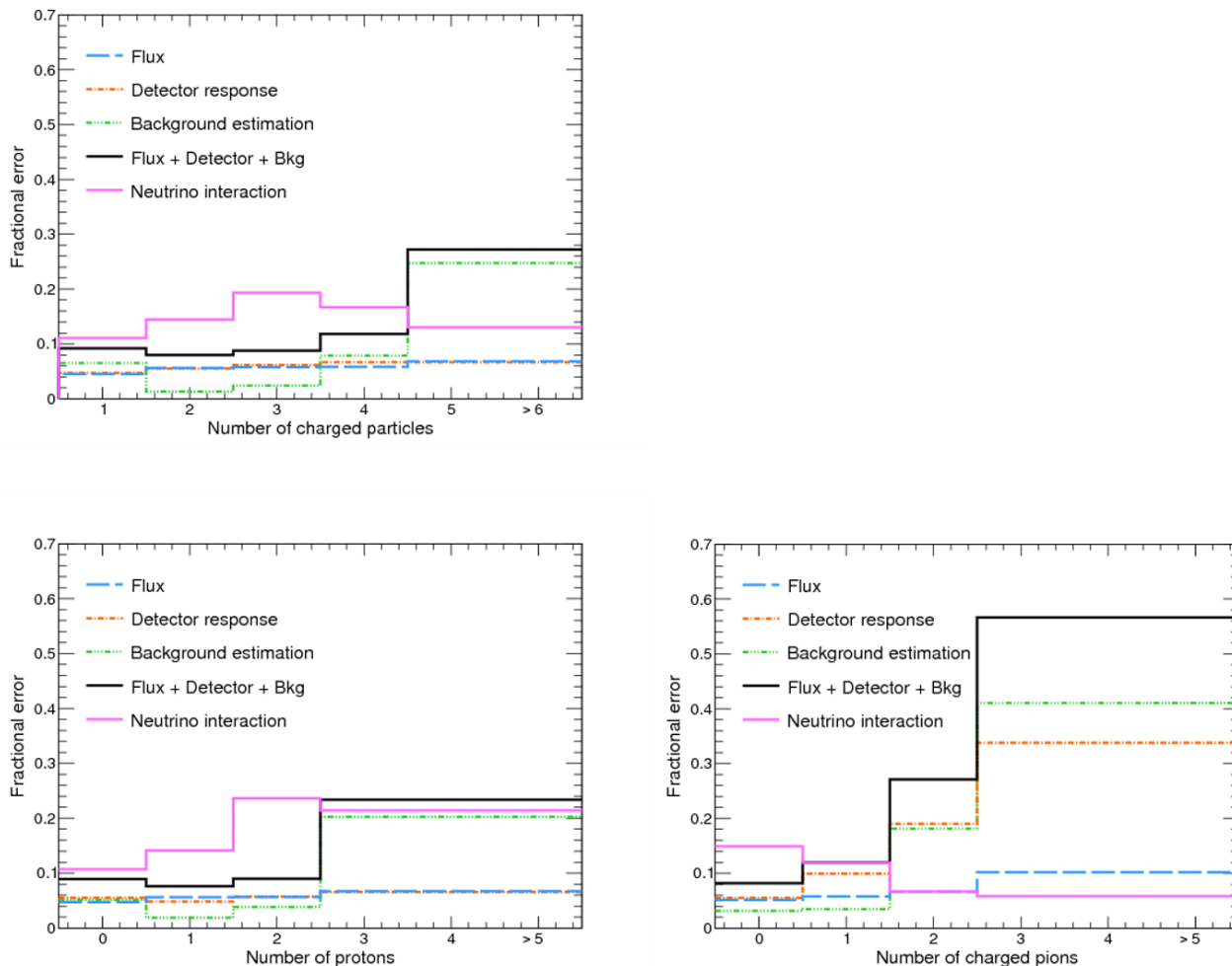


図8.6: 荷電粒子，荷電パイ中間子，陽子の多重度分布における系統誤差．左上の図はミューオンを含めた荷電粒子の多重度分布に対する系統誤差を示しており，左下の図と右下の図はそれぞれ荷電パイ中間子と陽子の多重度分布に対する系統誤差を表している．

図8.7にミューオン，荷電パイ中間子，陽子の放出角および運動量の分布に対する系統誤差を示す．それぞれの分布における系統誤差は，MCシミュレーションで評価した分布の各ビンの事象数に対する割合として表している．

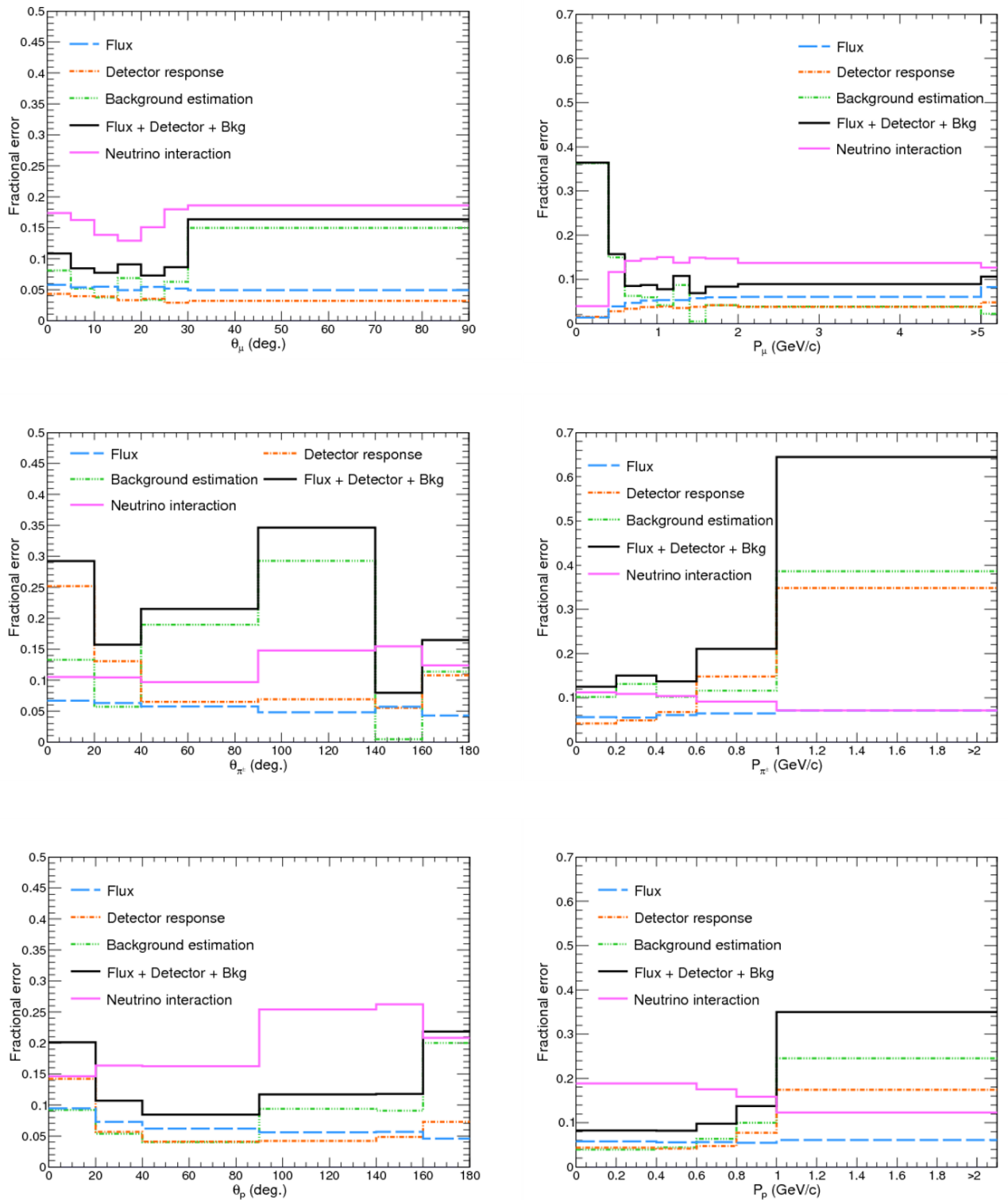


図 8.7: ミューオン, 荷電パイ中間子, 陽子の放出角および運動量の分布における系統誤差. 上段はミューオン, 中段は荷電パイ中間子, 下段は陽子の分布である. 左の列は放出角, 右の列は運動量の分布の系統誤差を表している.

第9章 結果

9.1 ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積

本測定における平均ニュートリノエネルギー 1.49 GeV のニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定結果を以下に示す.

$$\sigma_{\text{CC}}^{\text{Fe}} = (1.28 \pm 0.11(\text{stat.})_{-0.11}^{+0.12}(\text{syst.})) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleon}. \quad (9.1)$$

この値は鉄原子核の核子当たりの断面積である. 図 9.1 に本測定結果と他実験グループによる測定結果 [40, 51, 52] を示す. 原子核乾板検出器を用いた本測定結果は同じビームラインにおける T2K 実験の INGRID による測定結果 $((1.444 \pm 0.002(\text{stat.})_{-0.157}^{+0.189}(\text{syst.})) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleon})$ [51] と矛盾がなく, 現在のニュートリノ反応モデルによる予測値 $1.30 \times 10^{-38} \text{ cm}^2$ ともよく一致している. さらに, ミューオンの位相空間を $\theta_{\mu} < 45^\circ$, $p_{\mu} > 400 \text{ MeV}/c$ に制限したフラックス平均断面積の測定結果は

$$\sigma_{\text{CC phase space}}^{\text{Fe}} = (0.84 \pm 0.07(\text{stat.})_{-0.06}^{+0.07}(\text{syst.})) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleon}, \quad (9.2)$$

である. この結果に対しても, T2K 実験の INGRID による同じ位相空間の断面積の測定結果 $((0.859 \pm 0.003(\text{stat.})_{-0.10}^{+0.12}(\text{syst.})) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleon})$ [50] と矛盾がなく, 現在のニュートリノ反応モデルによる予測値 $0.87 \times 10^{-38} \text{ cm}^2$ ともよく一致している. 近年のハドロン生成の測定データ [176–181] を反映した最新のニュートリノフラックスデータを用いることで, 本断面積測定の系統誤差は大きく低減されている. 統計的な不定性は非常に大きい, 本断面積測定の結果は 1 GeV エネルギー領域において最も系統誤差の小さい高精度な測定結果である. これらの測定結果は本照射実験の検出器ならびにデータ解析の信頼性を実証している. ニュートリノ反応由来の荷電粒子の多重度測定 (Sec. 9.2) および運動学的測定 (Sec. 9.3) において, 測定データと MC シミュレーションを比較する上でフラックス平均断面積が測定されていることは極めて重要である.

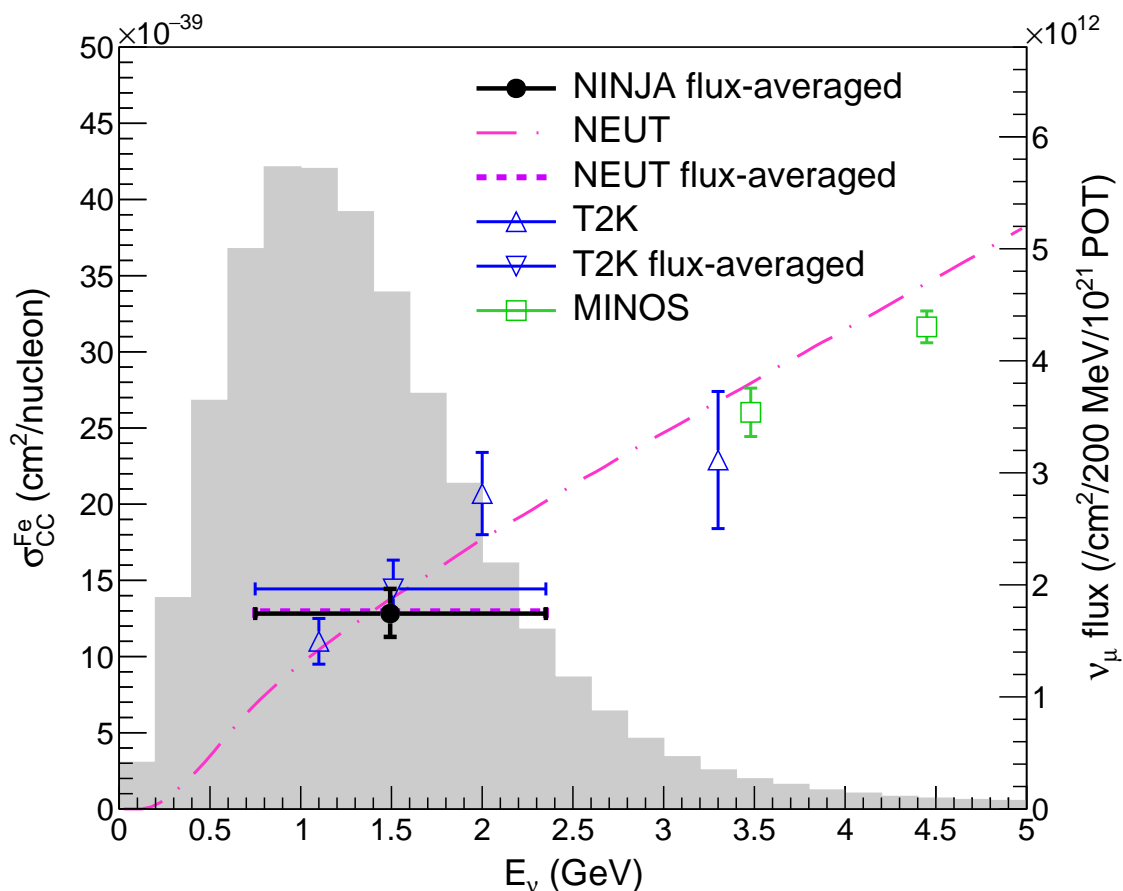


図 9.1: ニュートリノ・鉄荷電カレント反応のフラックス平均断面積の測定結果。灰色のヒストグラムは本照射におけるニュートリノフラックス分布である。色は他実験グループによる測定結果および MC シミュレーションの予測を表している。黒点が本測定結果である。水平軸方向の範囲はフラックス分布の平均値から両側にそれぞれ 68% の範囲を表している。垂直軸方向の誤差棒はトータルエラー (統計誤差+系統誤差) を表している。MINOS 実験の測定結果は $\nu_{\mu}CC$ 反応の全断面積の測定結果 [40] であり、T2K 実験の測定結果は $\nu_{\mu}CC$ 反応のフラックス平均断面積の測定結果 [51] と全断面積の測定結果 [52] である。

9.2 荷電粒子の多重度

ニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象のミューオントラックおよびパートナートラックの数を測定し、事象ごとの終状態の荷電粒子の数 (多重度) を測定した。多重度測定は原子核乾板の高い空間分解能を活かした物理解析の一つである [193–195]。図 9.2 に終状態の荷電粒子の多重度の測定結果を示す。多重度の測定結果と MC シミュレーションの比較から、荷電粒子が期待通りに検出されていることが分かる。測定データと MC シミュレーションの比較によってニュートリノ反応モデルの検証をするために、測定データの不定性

にニュートリノフラックス，背景事象の見積もり，検出器応答の不定性を統計誤差と同じように含めた一方で，MCシミュレーションの不定性にはニュートリノ反応の不定性のみ含めた。測定データの統計的な不定性は大きいですが，荷電粒子の多重度が4以下の事象については測定データとMCシミュレーションの予測が一致しており，多重度が5以上の事象についてはMCシミュレーションの予測が少ない可能性があることが本測定によって初めて分かった。

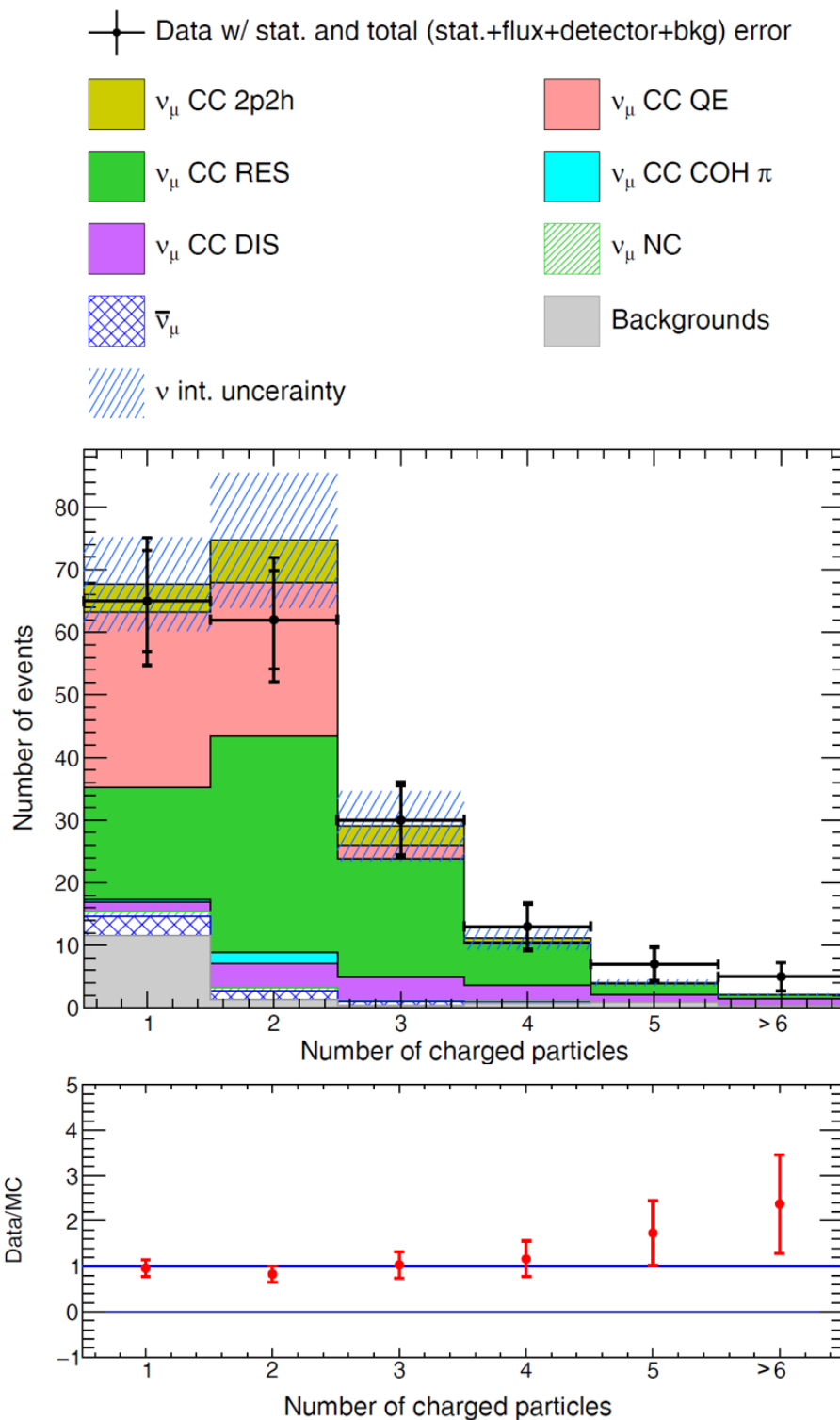


図 9.2: 荷電粒子の多重度の測定結果。上側の図は多重度分布を示しており、下側の図は測定データと MC シミュレーションの比率を表している。多重度分布の右端のビンは 6 prong 以上の事象をまとめている。測定データは点で表している。内側の誤差棒は統計誤差を表しており、外側の誤差は統計誤差と系統誤差 (ニュートリノフラックス, 背景事象の見積もり, 検出器応答の不定性) の二乗和の平方根を表している。MC シミュレーションの予測はヒストグラムで表している。色は各反応モードと背景事象を表しており、ハッチング線はニュートリノ反応の不定性を表している。

図9.3にニュートリノ・鉄反応事象の荷電粒子の飛跡に対して粒子識別を行った結果を示す。陽子と荷電パイ中間子の粒子識別が、 $p\beta < 0.5 \text{ GeV}/c$ の領域において $VPH=150$ を境にしてよくできていることが分かる。この粒子識別の結果をもとに、ニュートリノ・鉄反応事象の終状態の荷電パイ中間子と陽子の多重度を測定した。

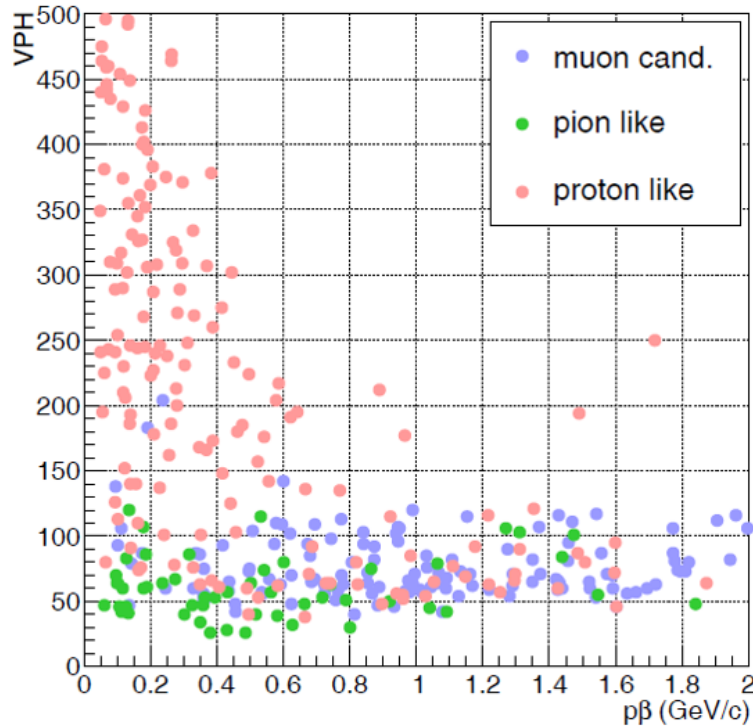


図9.3: ニュートリノ・鉄荷電カレント反応の荷電粒子のボリュームパルスハイトと運動量の相関。色はそれぞれ粒子の種類を表している。ミューオンはECC-Shifter-INGRIDトラックマッチングによって識別し、陽子と荷電パイ中間子はVPHと運動量を用いた粒子識別によって識別される。

図9.4に終状態の荷電パイ中間子の多重度の測定結果を示す。荷電パイ中間子の多重度が1以下の事象については、測定データとMCシミュレーションの予測が一致していることが分かった。また、多重度が2以上の事象についてはMCシミュレーションの予測が少ない可能性があることが分かった。数GeV領域における荷電パイ中間子の多重度はニュートリノイベントジェネレータによっても差が大きく見られているため、将来的には高統計で精査する必要がある。

図9.5に終状態の陽子の多重度の測定結果を示す。陽子の多重度の測定結果はMCシミュレーションの予測と誤差の範囲内で一致していることが分かった。

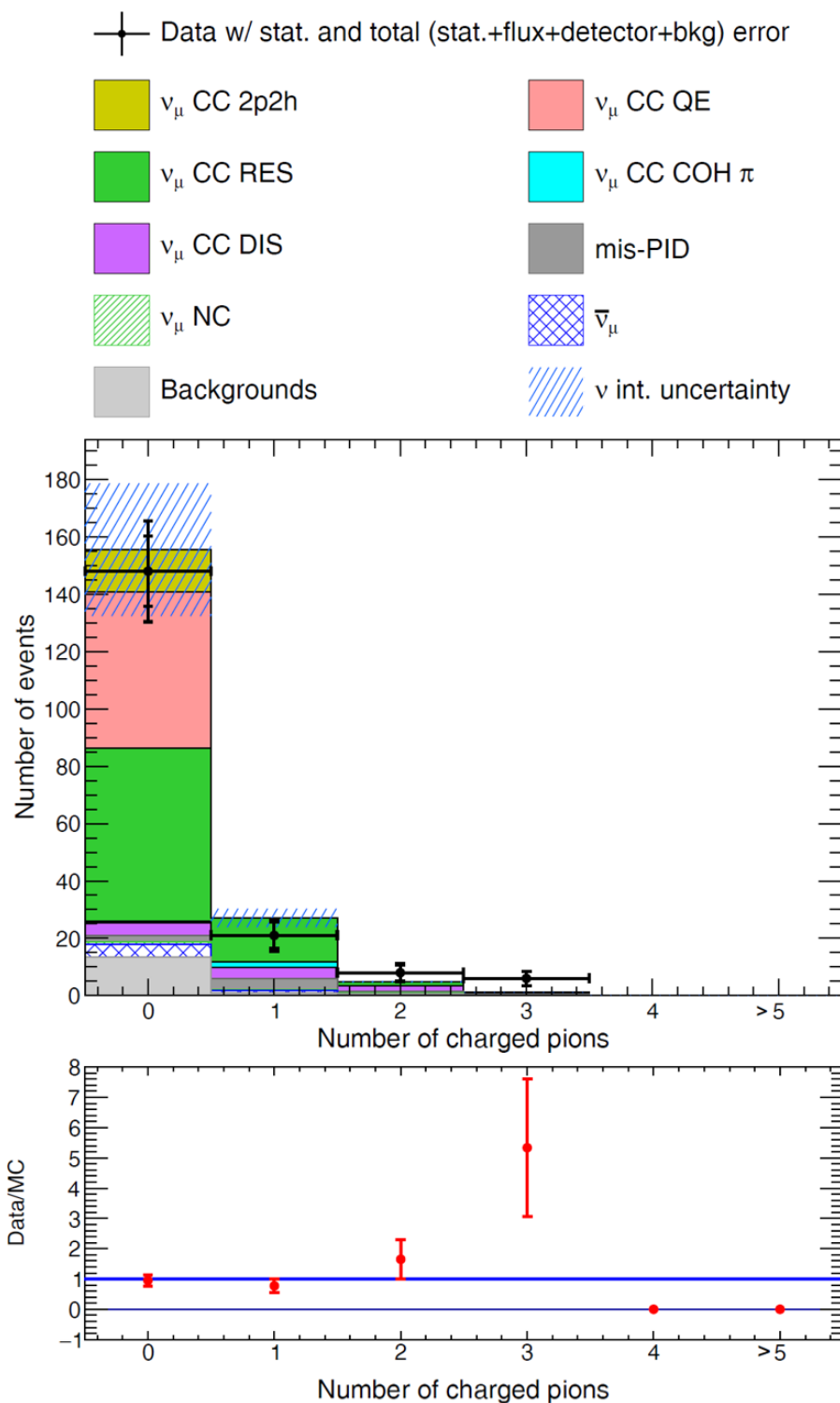


図 9.4: 荷電パイ中間子の多重度の測定結果. 上側の図は多重度分布を示しており, 下側の図は測定データと MC シミュレーションの比率を表している. 多重度分布の右端のビンは 5 prong 以上の事象をまとめている. 測定データは点で表している. 内側の誤差棒は統計誤差を表しており, 外側の誤差は統計誤差と系統誤差 (ニュートリノフラックス, 背景事象の見積もり, 検出器応答の不定性) の二乗和の平方根を表している. MC シミュレーションの予測はヒストグラムで表している. 色は各反応モードと背景事象を表しており, ハッチング線はニュートリノ反応の不定性を表している.

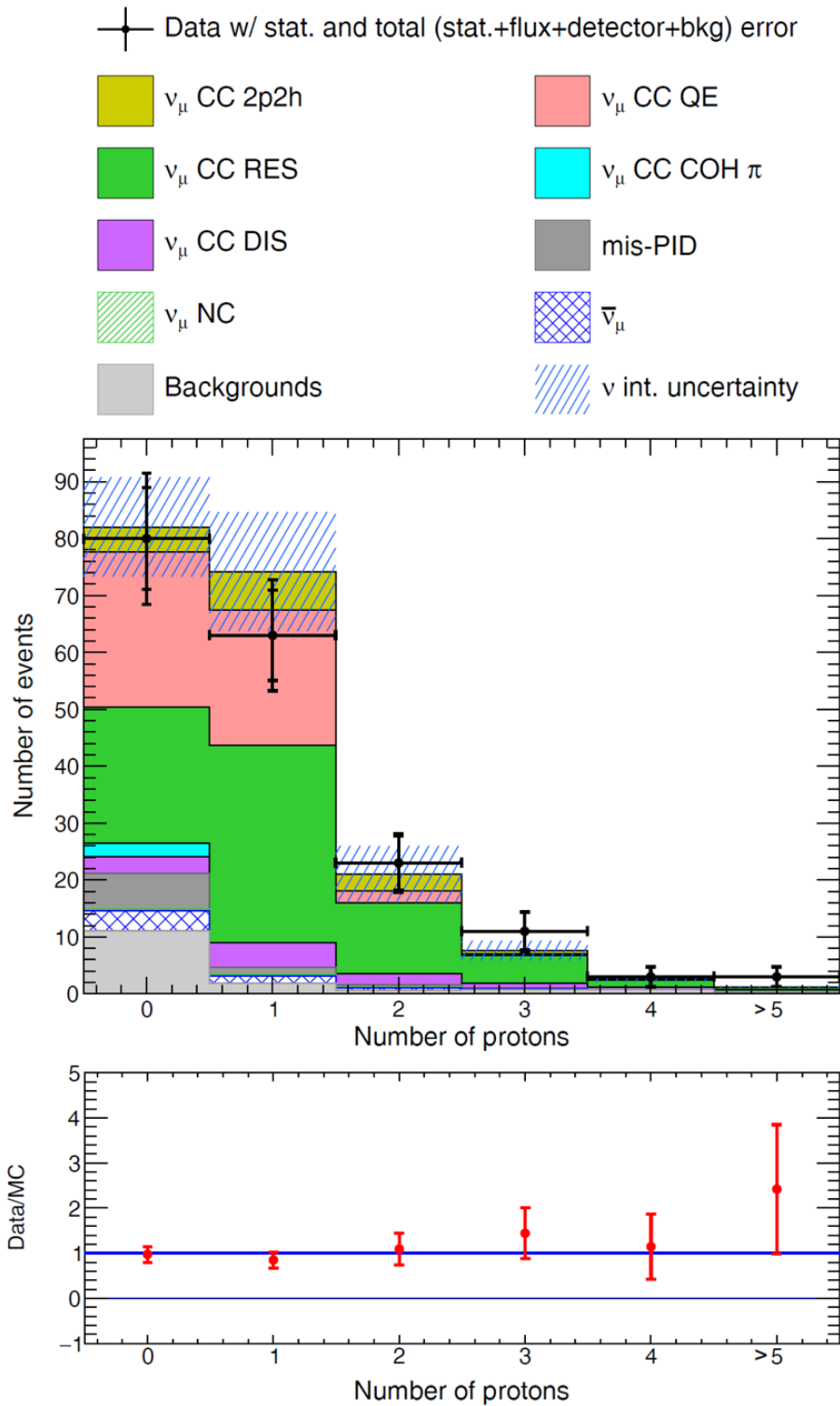


図 9.5: 陽子の多重度の測定結果. 上側の図は多重度分布を示しており, 下側の図は測定データと MC シミュレーションの比率を表している. 多重度分布の右端のビンは 5 prong 以上の事象をまとめている. 測定データは点で表している. 内側の誤差棒は統計誤差を表しており, 外側の誤差は統計誤差と系統誤差 (ニュートリノフラックス, 背景事象の見積もり, 検出器応答の不定性) の二乗和の平方根を表している. MC シミュレーションの予測はヒストグラムで表している. 色は各反応モードと背景事象を表しており, ハッチング線はニュートリノ反応の不定性を表している.

表9.1にニュートリノ・鉄荷電カレント反応の終状態の陽子と荷電パイ中間子の多重度の相関の測定結果を示す。また、表9.2にMCシミュレーションで見積もった事象数と背景事象数の予測を示す。表中の値はニュートリノ反応の事象数を表しており、それぞれ $CCN\pi N'p$ ($N = 0, 1, 2, \dots, N' = 0, 1, 2, \dots$) の事象数を表している。ニュートリノ反応から放出された陽子と荷電パイ中間子の本数を測定するためには高い空間分解能が必要となるため、この測定は、原子核乾板の最大の特長である $\text{sub-}\mu\text{m}$ の分解能を活かした測定の一つである。1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノ・鉄反応からの終状態の陽子と荷電パイ中間子の多重度の相関を見た結果は本研究が初めてである。陽子と荷電パイ中間子の多重度の相関の測定結果においても、MCシミュレーションの予測と誤差の範囲内で一致していることが分かった。

本測定結果はニュートリノ・鉄荷電カレント反応由来の荷電粒子を低運動量閾値かつ高多重度まで測定した初めての結果である。200 MeV/c の低運動量陽子を含めた測定データとMCシミュレーションを比較した結果も本研究が初めてであり、統計的には不十分ではあるが、測定データとMCシミュレーションが一致する、あるいは一致しないという知見が得られたこと自体に価値がある。これらの多重度測定は排他的な反応モード ($CC0\pi0p$, $CC0\pi1p$, ...) を研究する上での基本情報であり、ニュートリノ・原子核反応を深く理解するための基礎データとなる。

表9.1: 終状態の陽子と荷電パイ中間子の多重度の相関(測定データ)。表中の値は測定データのニュートリノ反応の事象数を表している。行は荷電パイ中間子の数を表しており、列は終状態の陽子の数を表している。

		CCN' p					Total
		0 p	1 p	2 p	3 p	$\geq 4 p$	
CCN π	0 π	65	54	20	6	3	148
	1 π	8	6	2	3	2	21
	2 π	4	2	1	1	0	8
	3 π	3	1	0	1	1	6
	$\geq 4 \pi$	0	0	0	0	0	0
	Total	80	63	23	11	6	183

9.3 荷電粒子の運動学的情報

ニュートリノ・鉄荷電カレント反応から放出されたミューオン、荷電パイ中間子、陽子の放出角と運動量を測定した。

図9.6にミューオンの放出角の測定結果を示す。放出角はニュートリノビームの入射方向に対する角度である。荷電粒子の多重度測定と同様に、測定データとMCシミュレーションの比較によってニュートリノ反応モデルの検証をするために、測定データの不定性にニュートリノフラックス、背景事象の見積もり、検出器応答の不定性を統計誤差と同じように含め、一方でMCシミュレーションの不定性にはニュートリノ反応の不定性のみ

表 9.2: 陽子と荷電パイ中間子の多重度の相関 (モンテカルロシミュレーション). 表中の値は MC シミュレーションで見積もった反応事象と背景事象の数を表している. 行は荷電パイ中間子の数を表しており, 列は終状態の陽子の数を表している.

		CCN' p					Total
		0 p	1 p	2 p	3 p	$\geq 4 p$	
CCN' π	0 π	67.58 \pm 7.51	61.67 \pm 9.83	17.46 \pm 4.87	6.05 \pm 1.75	2.75 \pm 0.64	155.51
	1 π	12.83 \pm 2.23	9.77 \pm 1.15	2.86 \pm 0.23	0.95 \pm 0.10	0.70 \pm 0.06	27.11
	2 π	1.78 \pm 0.20	1.83 \pm 0.13	0.45 \pm 0.06	0.41 \pm 0.01	0.24 \pm 0.01	4.71
	3 π	0.42 \pm 0.06	0.47 \pm 0.03	0.11 \pm 0.01	0.04 \pm 0.00	0.04 \pm 0.00	1.08
	$\geq 4 \pi$	0.09 \pm 0.01	0.06 \pm 0.01	0.02 \pm 0.00	0.01 \pm 0.00	0.01 \pm 0.00	0.19
	Total	82.7	73.8	20.9	7.46	3.74	188.6

含めた. 角度分布が前方方向 ($\theta_{\mu} < 90^{\circ}$) に限られているのは, ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングによって前方方向のミューオンのみを検出しているためである. 図 9.7 にミューオンの運動量, 図 9.8 に放出角と運動量の相関の測定結果を示す. ミューオンの放出角および運動量の測定結果は共に MC シミュレーションの予測とよく一致していることが分かった. ミューオンの検出は容易であるため, 多くの実験によってミューオンの運動学的情報が測定されている. また, ニュートリノ反応におけるレプトンパートは理論的によく理解されており, ミューオンの運動学的情報は MC シミュレーションでよく再現される. したがって, 本測定結果は本照射実験の検出器ならびにデータ解析の信頼性を実証している.

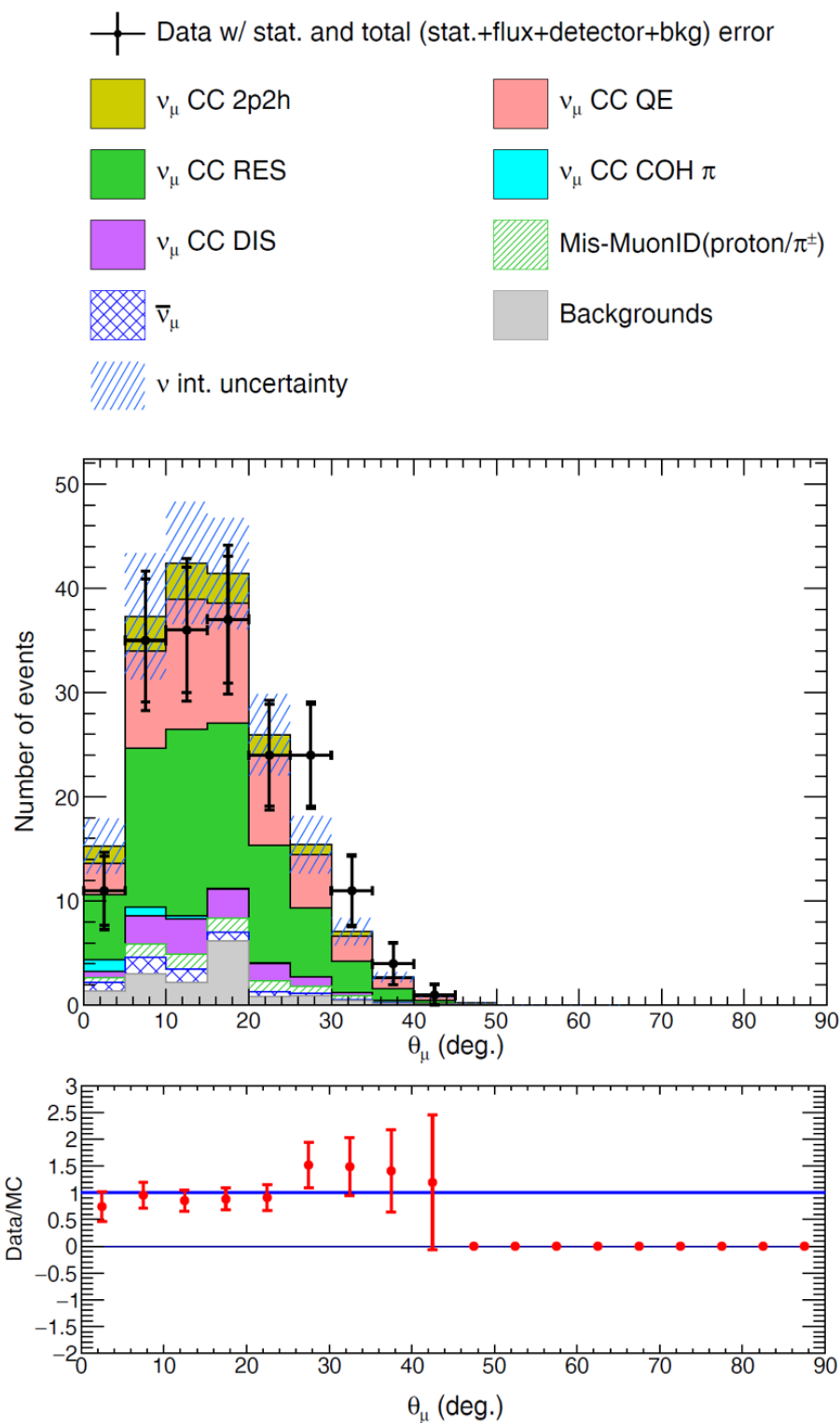


図 9.6: ミューオンの放出角の測定結果. 上側の図は放出角分布を示しており, 下側の図は測定データと MC シミュレーションの比率を表している. 測定データは点で表している. 内側の誤差棒は統計誤差を表しており, 外側の誤差は統計誤差と系統誤差 (ニュートリノフラックス, 背景事象の見積もり, 検出器応答の不定性) の二乗和の平方根を表している. MC シミュレーションの予測はヒストグラムで表している. 色は各反応モードと背景事象を表しており, ハッチング線はニュートリノ反応の不定性を表している.

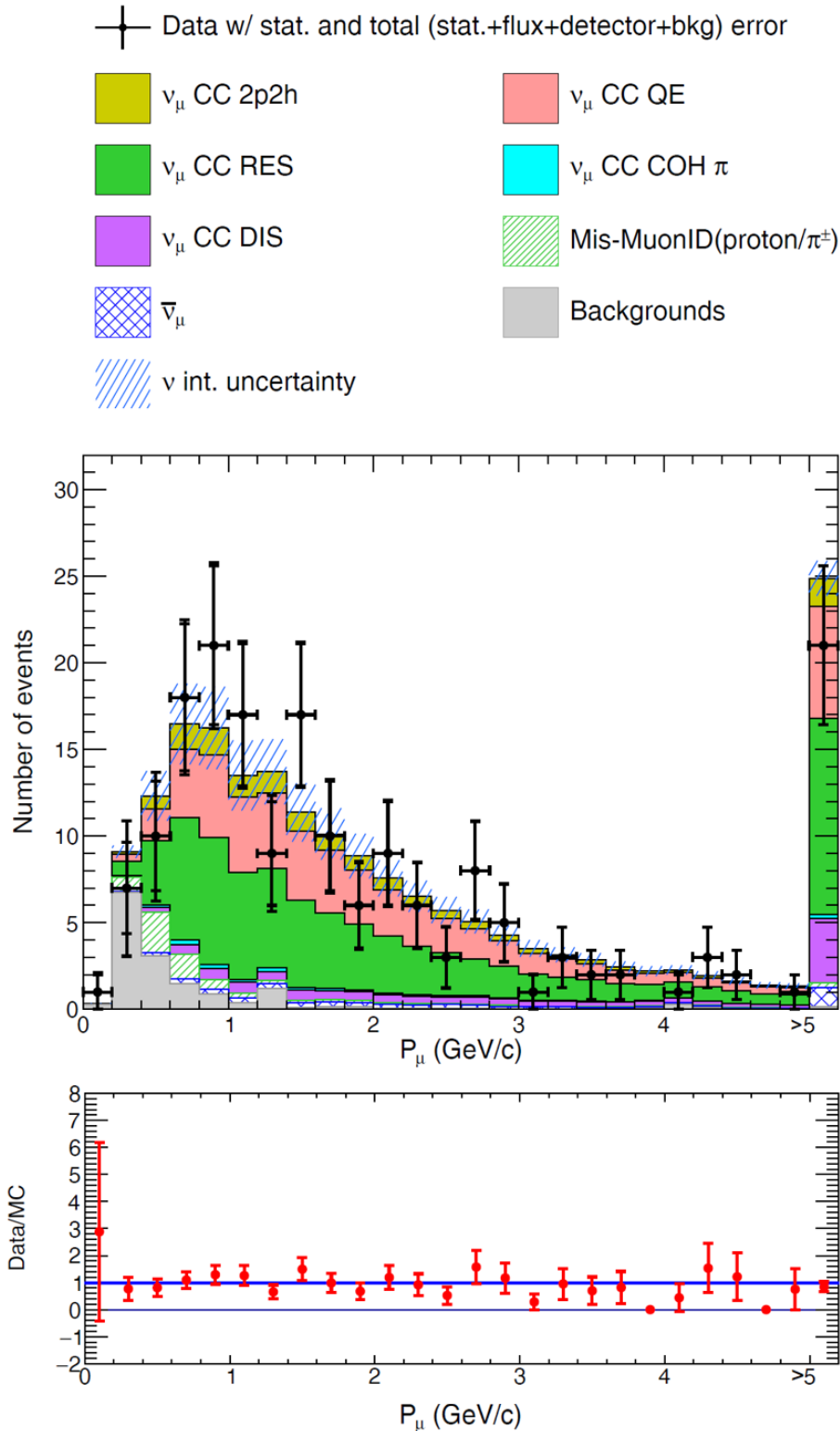


図 9.7: ミューオンの運動量の測定結果. 上側の図は運動量分布を示しており, 下側の図は測定データと MC シミュレーションの比率を表している. 右端のビンは 5 GeV/c 以上の事象をまとめている. 測定データは点で表している. 内側の誤差棒は統計誤差を表しており, 外側の誤差は統計誤差と系統誤差(ニュートリノフラックス, 背景事象の見積もり, 検出器応答の不定性)の二乗和の平方根を表している. MC シミュレーションの予測はヒストグラムで表している. 色は各反応モードと背景事象を表しており, ハッチング線はニュートリノ反応の不定性を表している.

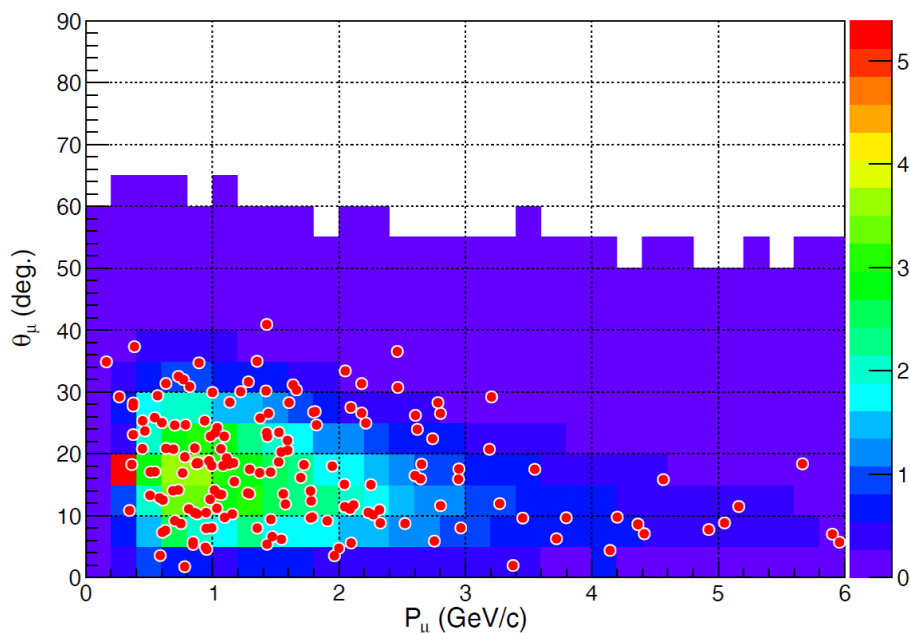


図 9.8: ミューオンの放出角と運動量の相関の測定結果. 測定データは点で示し, MC シミュレーションの予測は二次元ヒストグラムで示している. 二次元ヒストグラムの色は MC シミュレーションの事象数を表している.

ミューオンの運動学的測定に加え, 粒子識別の結果をもとにニュートリノ・鉄荷電カレント反応から放出された荷電パイ中間子および陽子の放出角と運動量を測定した. 図 9.9–図 9.11 に, 荷電パイ中間子の放出角, 運動量, 放出角と運動量の相関の測定結果をそれぞれ示す. 図 9.9 の放出角分布において, 後方に放出された荷電パイ中間子の測定データは 12 事象, MC シミュレーションの期待値は 4.3 事象であり, MC シミュレーションの予測が少ない可能性がある. これらの後方に放出されたパイ中間子は核内効果による再散乱を反映している可能性がある. 図 9.10 の運動量分布における $0.1\text{--}0.2\text{ GeV}/c$ の測定データは, 核内での再散乱によって生成された時点での運動量から小さくなった運動量を観測している可能性がある. 高統計で荷電パイ中間子の放出角および運動量分布を測定することで, 核内の再散乱について理解が進む可能性が高い. 図 9.11 の放出角と運動量分布の相関分布は, 原子核乾板検出器の高い位置分解能を活かした測定結果である.

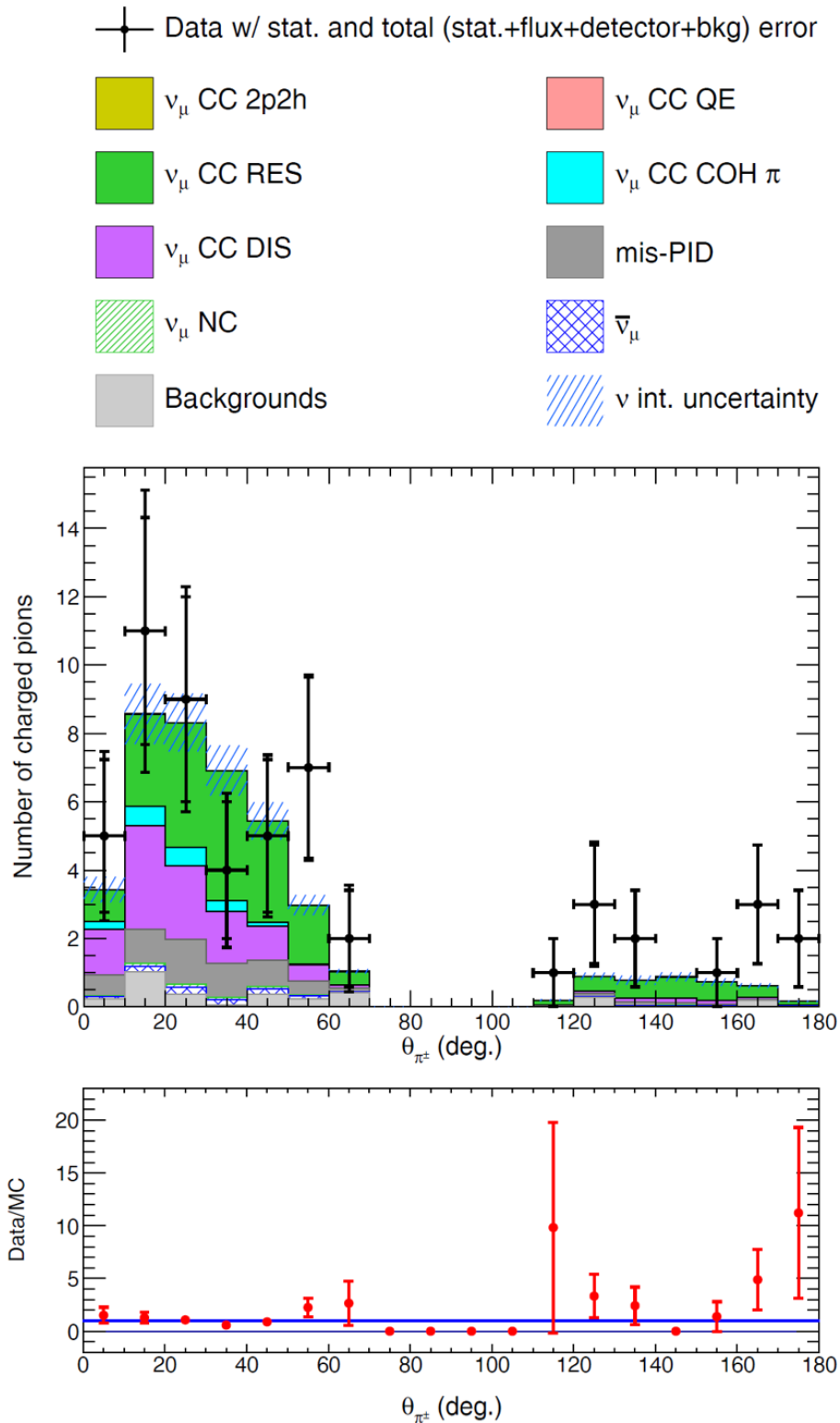


図 9.9: 荷電パイ中間子の放出角の測定結果. 上側の図は放出角分布を示しており, 下側の図は測定データと MC シミュレーションの比率を表している. 測定データは点で表している. 内側の誤差棒は統計誤差を表しており, 外側の誤差は統計誤差と系統誤差 (ニュートリノフラックス, 背景事象の見積もり, 検出器応答の不定性) の二乗和の平方根を表している. MC シミュレーションの予測はヒストグラムで表している. 色は各反応モードと背景事象を表しており, ハッチング線はニュートリノ反応の不定性を表している.

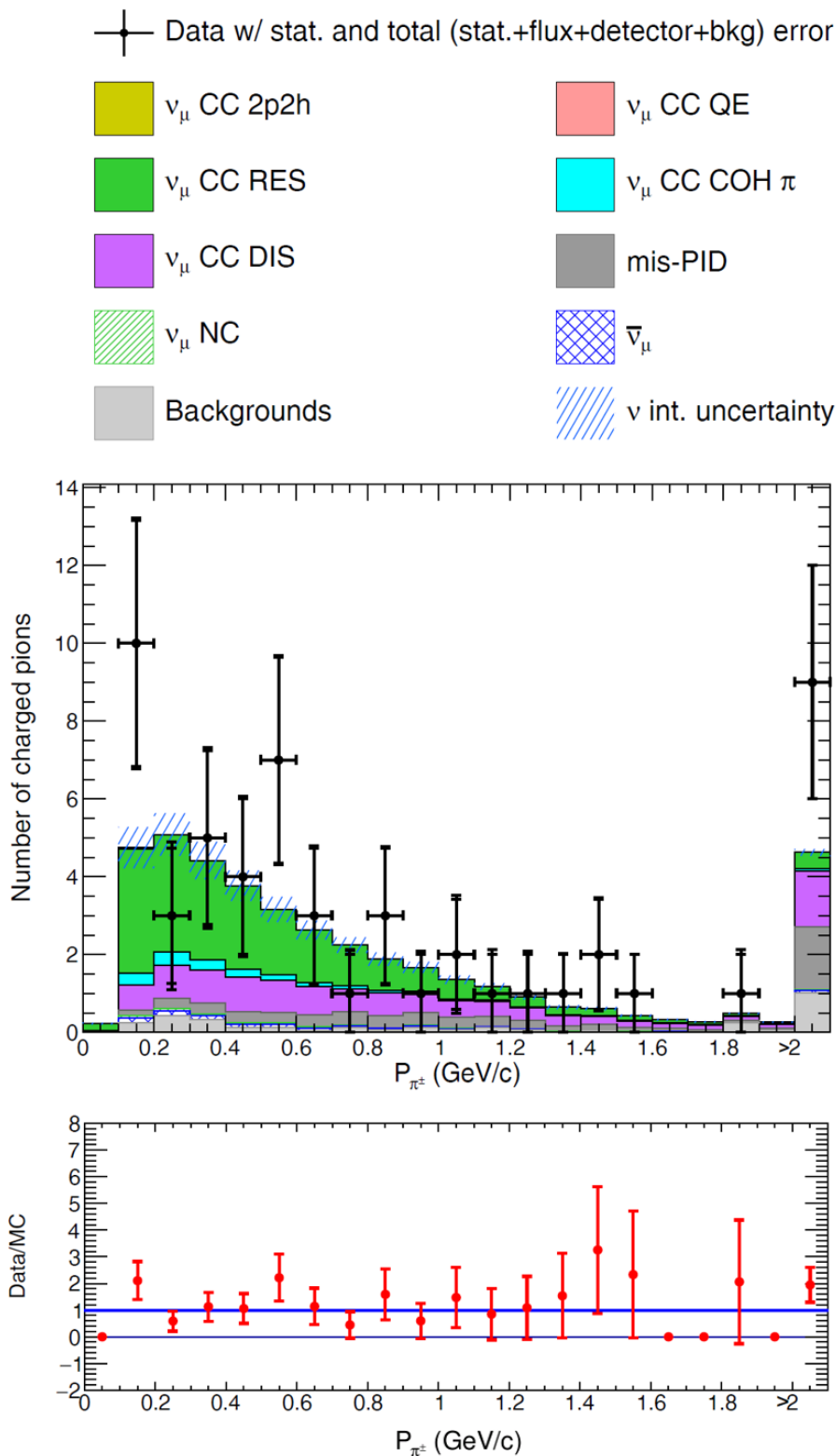


図 9.10: 荷電パイ中間子の運動量の測定結果. 右端のビンは 2 GeV/c 以上の事象をまとめている. ニュートリノ-鉄 荷電カレント反応によって放出された荷電パイ中間子の運動量分布である. 測定データは点で表している. 内側の誤差棒は統計誤差を表しており, 外側の誤差は統計誤差と系統誤差(ニュートリノフラックス, 背景事象の見積もり, 検出器応答の不定性)の二乗和の平方根を表している. MC シミュレーションの予測はヒストグラムで表している. 色は各反応モードと背景事象を表しており, ハッチング線はニュートリノ反応の不定性を表している.

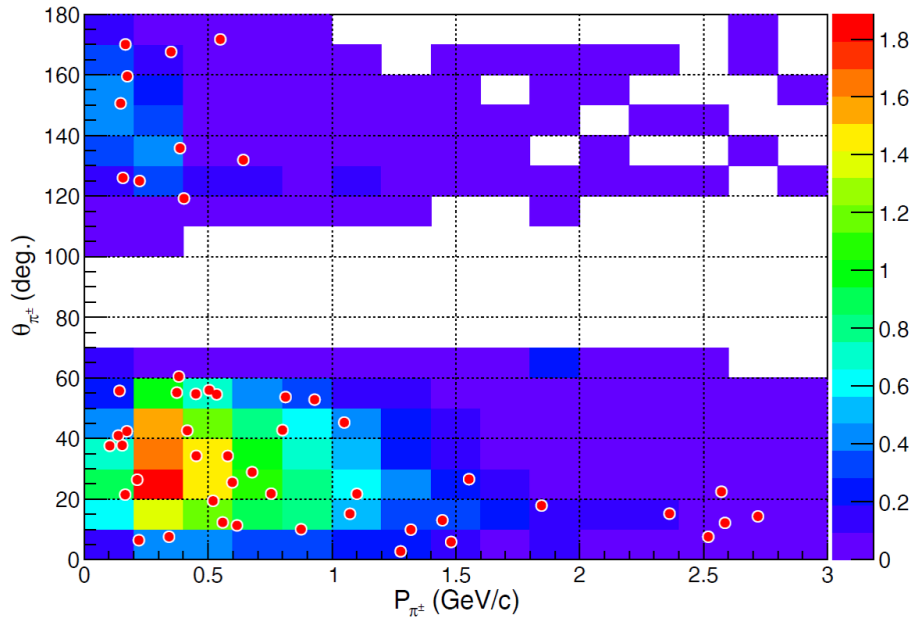


図 9.11: 荷電パイ中間子の放出角と運動量の相関の測定結果. 測定データは点で示し, MC シミュレーションの予測は二次元ヒストグラムで示している. 二次元ヒストグラムの色は MC シミュレーションの事象数を表している.

図 9.12–図 9.14 に, 陽子の放出角, 運動量, 放出角と運動量の相関の測定結果をそれぞれ示す. 図 9.12 の放出角分布において, 後方に放出された陽子の測定データは 17 事象, MC シミュレーションの期待値は 28.6 事象であり, MC シミュレーションの予測よりも測定データが少ない可能性がある. 図 9.13 の運動量分布より, 本検出器の設計通り 200 MeV/c までの低エネルギー陽子の検出に成功していることが確認できた. 陽子の運動量分布については, 1 GeV/c 以下の運動量領域では測定データと MC シミュレーションの予測がよく一致しており, 1 GeV/c 以上の領域では MC シミュレーションの予測が少ない可能性がある. 1 GeV/c 以下の運動量領域では陽子の主な生成源は CC RES であることが予想され, このことが測定データと MC シミュレーションの予測が一致した可能性として考えられる. RES では核子の共鳴状態から崩壊を介して陽子が生成されるため, 比較的理解がしやすい. 今後, 高統計で陽子の放出角および運動量分布を測定することで, さらに理解を進めることができる. 図 9.11 の放出角と運動量分布の相関分布は, 原子核乾板検出器の高い位置分解能を活かした測定結果である.

これらの測定結果は, ニュートリノ・鉄荷電カレント反応起因の陽子を 200 MeV/c の低運動量閾値で測定した初めての結果である. 200 MeV/c の低運動量陽子を含めた測定データと MC シミュレーションを比較した結果も本研究が初めてであり, 統計的には不十分ではあるが, 測定データと MC シミュレーションが一致する, あるいは一致しないという知見が得られたこと自体に価値がある. これらの陽子と荷電パイ中間子の放出角・運動量の測定結果はニュートリノ・原子核反応を詳細に理解するための第一歩であり, ニュートリノ反応モデルの将来的な検証と構築のための重要な基礎データとなる.

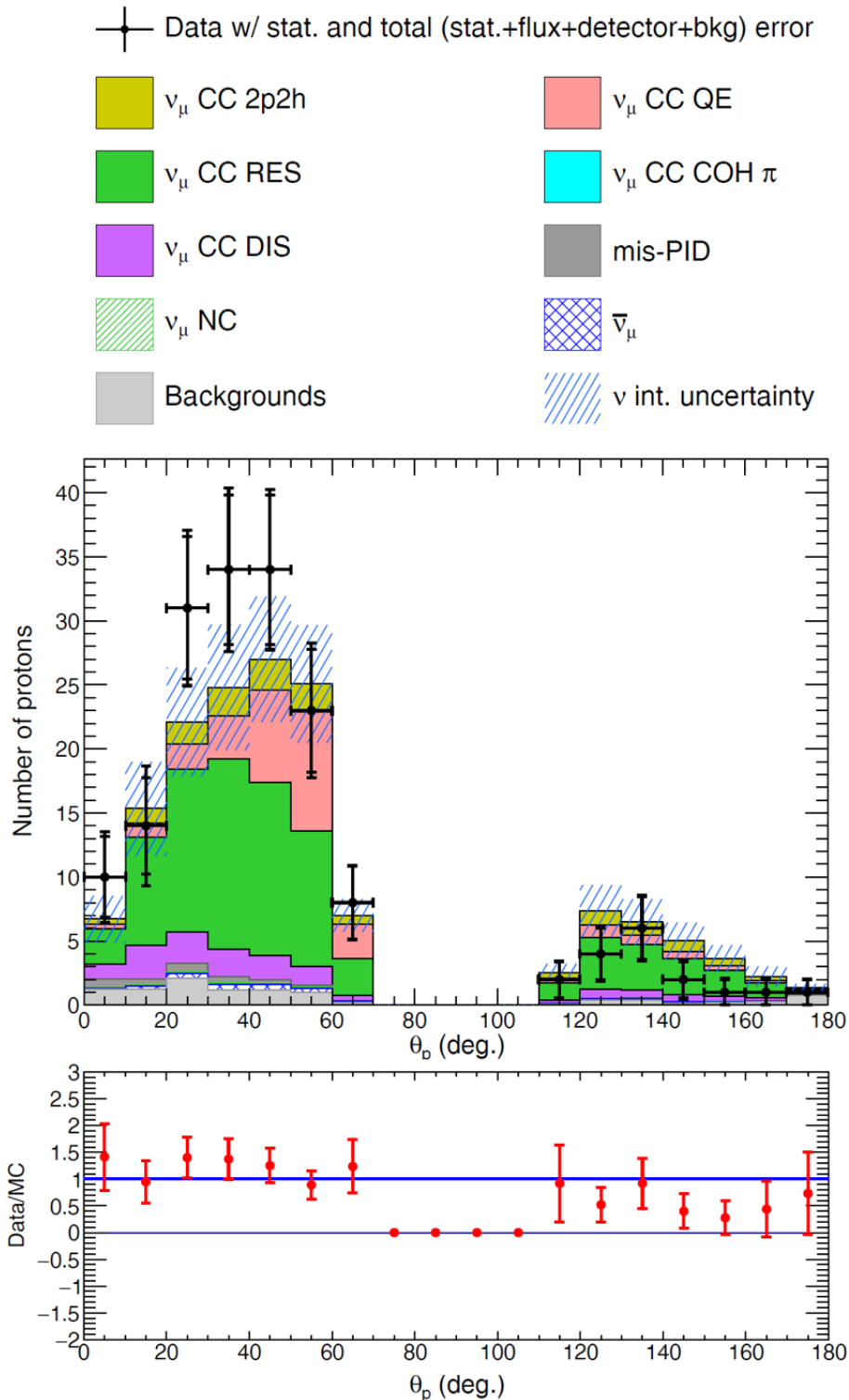


図 9.12: 陽子の放出角の測定結果. 上側の図は放出角分布を示しており, 下側の図は測定データと MC シミュレーションの比率を表している. 測定データは点で表している. 内側の誤差棒は統計誤差を表しており, 外側の誤差は統計誤差と系統誤差(ニュートリノフラックス, 背景事象の見積もり, 検出器応答の不定性)の二乗和の平方根を表している. MC シミュレーションの予測はヒストグラムで表している. 色は各反応モードと背景事象を表しており, ハッチング線はニュートリノ反応の不定性を表している.

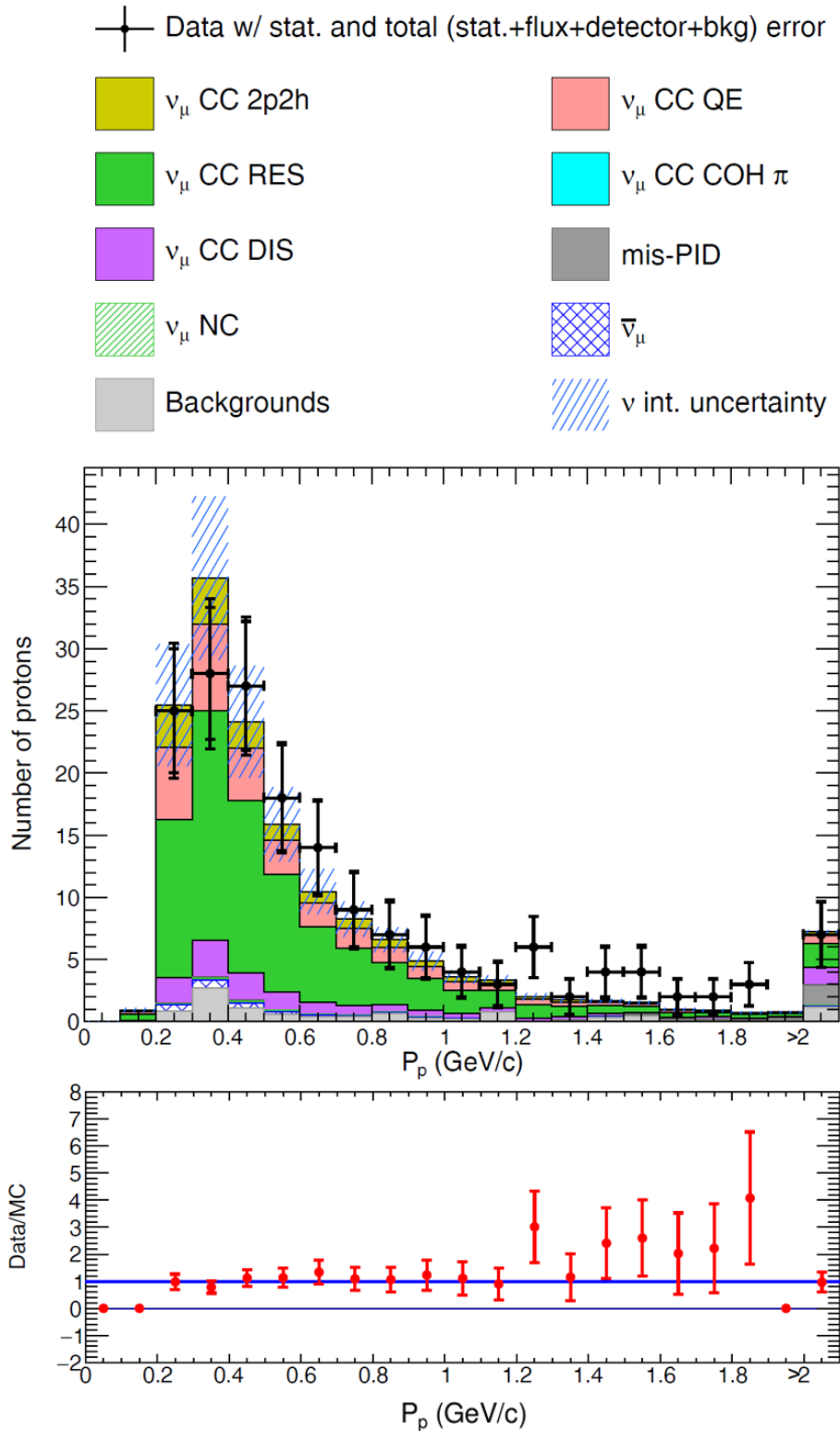


図 9.13: 陽子の運動量の測定結果. 上側の図は運動量分布を示しており, 下側の図は測定データと MC シミュレーションの比率を表している. 右端のビンは 2 GeV/c 以上の事象をまとめている. 測定データは点で表している. 内側の誤差棒は統計誤差を表しており, 外側の誤差は統計誤差と系統誤差(ニュートリノフラックス, 背景事象の見積もり, 検出器応答の不定性)の二乗和の平方根を表している. MC シミュレーションの予測はヒストグラムで表している. 色は各反応モードと背景事象を表しており, ハッチング線はニュートリノ反応の不定性を表している.

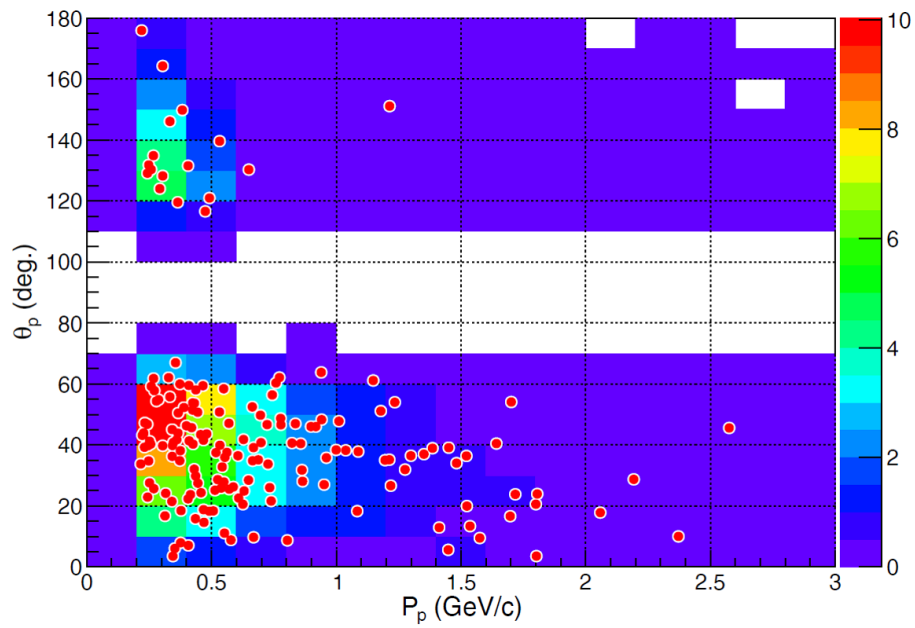


図 9.14: 陽子の放出角と運動量の相関の測定結果. 測定データは点で示し, MC シミュレーションの予測は二次元ヒストグラムで示している. 二次元ヒストグラムの色は MC シミュレーションの事象数を表している.

第10章 結論

本研究では1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノと鉄の反応を詳細に研究するために、65 kg 鉄標的原子核乾板検出器に平均エネルギー 1.49 GeV のニュートリノビームを 4.0×10^{19} POT 照射した。本照射実験において、原子核乾板検出器を用いた1 GeV エネルギー領域におけるニュートリノ・鉄荷電カレント反応の系統的な解析方法を確立し、183 事象のニュートリノ・鉄荷電カレント反応を検出した。

本照射実験で検出したニュートリノ・鉄荷電カレント反応事象に対して系統的な解析を行い、フラックス平均断面積を測定した結果、 $\sigma_{\text{CC}}^{\text{Fe}} = (1.28 \pm 0.11(\text{stat.})_{-0.11}^{+0.12}(\text{syst.})) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleon}$ を得た。また、ミューオンの位相空間を $\theta_{\mu} < 45^{\circ}$, $p_{\mu} > 400 \text{ MeV}/c$ に制限したフラックス平均断面積を測定した結果、 $\sigma_{\text{CC phase space}}^{\text{Fe}} = (0.84 \pm 0.07(\text{stat.})_{-0.06}^{+0.07}(\text{syst.})) \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucleon}$ を得た。これらの断面積の測定結果は現在のニュートリノ反応モデルを用いてよく再現され、他実験グループの測定結果ともよく一致していることが分かった。さらに、ニュートリノ・鉄荷電カレント反応由来のミューオンの放出角および運動量を測定し、モンテカルロシミュレーションとよく一致することも分かった。これらの測定結果は本照射実験における検出器とデータ解析の信頼性を示しており、ニュートリノ反応由来の荷電粒子を詳細に研究するための重要な基盤となる。本研究ではニュートリノ・鉄荷電カレント反応由来のミューオンに加え、陽子と荷電パイ中間子の多重度、放出角、運動量を測定した。原子核乾板検出器の運動量閾値は陽子で $200 \text{ MeV}/c$ 、荷電パイ中間子で $50 \text{ MeV}/c$ であり、ニュートリノ・鉄荷電カレント反応由来の陽子と荷電パイ中間子をこれらの低運動量閾値で検出し、測定した結果は本研究が初めてである。陽子と荷電パイ中間子の測定結果とモンテカルロシミュレーションを比較したところ、統計的な不定性は大きい一部分において相違が見られた。

本研究はニュートリノ・原子核反応を詳細に理解するための第一歩であり、ニュートリノ反応由来の陽子と荷電パイ中間子の多重度ならびに運動学的情報はニュートリノ反応モデルの将来的な検証と構築のための重要な基礎データとなる。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方にお世話になりました。皆様のご協力とご支援があったからこそ、本研究を進めることができました。この場を借りて御礼申し上げます。

素粒子物理学教室では、小川了教授と渋谷寛教授の両名に手厚いご指導をいただきました。小川教授には修士課程から今日に至るまでの7年間、本当にお世話になりました。研究面では多くのご指摘を賜り、研究結果を本博士論文として纏めることができました。学生生活面や精神面においても大変支えていただき、本当に感謝しております。渋谷教授とは毎日のように議論を重ね、研究を進めていきました。本博士論文、投稿論文のために尽力してくださったこと、本当に感謝しております。本論文をこうして執筆することができたのも一重に渋谷教授のサポートのおかげです。

森元祐介氏とは一番多くの時間をともにしました。多くの叱咤激励をいただき、研究に奮闘したことは私にとってかけがえのない経験になっております。松尾友和氏とは解析における議論を幾度となく重ねました。いつも傍にいてくださり、本当に頼りになる存在でした。水野耕作氏、高木秀彰氏とは三年間、共に研究を進めていきました。イベントのマニュアルチェックは本当に大変でしたが、二人の協力があって完遂することができました。中竜大講師、白石卓也氏とは多くの議論を重ね、シミュレーションスタディでもご協力をいただきました。

福田努氏とは2015年の正月三箇日に乳剤製造をともに行い、博士課程のご相談をしたことがすべての始まりでした。私をちゃんと叱ってください、最後まで諦めずに何度でもチャンスをくださったことに本当に感謝しております。平本綾美氏には数え切れないほど助けていただきました。私にとって平本氏は目指すべき目標です。この5年間、一緒にNINJAの物理解析を進められたことを誇りに思います。早戸良成准教授とは本研究について何度も議論を重ね、数え切れないほどのご助言をいただきました。いつも真摯に対応してくださり、非常に心強く、ありがたいと感じておりました。中家剛教授にはたくさんのご助言をいただきました。特に、励ましのお言葉は本当に嬉しく、研究を進める上で自信につながりました。木河達也氏から頂いた多くの的確なご助言やご指摘は、研究を進める上での指針でした。いつも紳士的な対応をしてくださり、尊敬しております。小田川高大氏には研究ならびに論文執筆において多くのご指摘をいただきました。注意深く見てくださっていて、とても心強く感じておりました。鈴木陽介氏、河原宏晃氏には解析を進める上で多くのご指摘をいただきました。原子核乾板特有の解析に精通しており、とても心強く感じておりました。

佐藤修氏、小松雅宏准教授、中村光廣教授、六條宏紀氏、長縄直崇氏、森島邦博氏、北

川暢子氏, 早川友博氏, 西尾晃氏には本照射実験を行うために乳剤製造装置や HTS を使わせていただきました。また, 本研究を行うにあたって多くのアドバイスをいただきました。中野敏行氏, 吉本雅浩氏, 駒谷良輔氏には HTS を用いたスキヤニングにおいて大変お世話になりました。児玉康一教授には NETSCAN を用いた飛跡再構成において大変お世話になりました。青木茂樹教授, 高橋覚氏, 丸嶋利嗣氏, 呉坪健司氏, 松本明佳氏, 山田恭平氏には本照射実験の多段シフターの運用およびデータ解析について大変お世話になりました。ルカス・ベルンス氏にはニュートリノフラックスのシミュレーションについて大変お世話になりました。横山将志教授には投稿論文執筆にあたり, 多くのご指摘をいただきました。南野彰宏准教授, Ajmi Ali 氏, 市川温子准教授には研究を進める上でご助言をいただき, 大変お世話になりました。高尾知暉氏, 内木茉柚子氏, 谷原祐史氏には NINJA 実験を共に進める学生として, 感謝しております。三角尚治教授, 花岡佑哉氏には日本大学での現像処理や膨潤処理において多大なる尽力を賜りました。Pierre Vilain 氏には論文投稿において何度も英文校正をしてくださりました。

T2K コラボレーション, T2K ニュートリノビームグループ, T2K INGRID グループ, J-PARC の職員の方々には, 本照射実験を実行するにあたって多大なるご支援, ご協力をいただきました。林野竜也氏, 竹馬匠泰氏, 細見郁直氏には本照射実験を行うにあたり, J-PARC ニュートリノモニター棟での協力をいただきました。古賀太郎氏, 金賢一氏には解析における多大なアドバイスをいただきました。T2K NIWG グループ, T2K Cross-section グループ, Stephen Dolan 氏, Kendall Mahn 氏, Clarence Wret 氏, Kevin McFarland 氏, 香取哲平氏には本研究において重要なご指摘をいただきました。

大学を卒業した後もつながりを大事にしてくれた庵翔太氏, 稲生恒明氏, 水沢萌氏, 小峯順太氏, 河野歩実氏, 鶴岡千穂氏, 永澤陸飛氏に感謝いたします。また, 今まで共に研究室で過ごしてきた仲間たちに心から感謝申し上げます。研究室で過ごした時間は, 私の人生の中でかけがえのない大切な時間です。

また, ここに書き尽くせないほど多くの方にお世話になりました。全ての方を書き著すことができないことをお詫びするとともに, 深く感謝申し上げます。

最後になりましたが, この7年間の最大の支援者である大島厚子氏に感謝申し上げます。

付録

A モンテカルロシミュレーション

A.1 標的物質の補正

本解析ではNEUTを用いてニュートリノ・鉄(^{56}Fe)反応のシミュレーションを行ったが、現実にはECCブリックに用いた鉄プレートはステンレス鋼(SUS304)であるため補正が必要である。標的物質の補正をするために鉄プレートの組成が鉄100%の場合とSUS304の場合のそれぞれに対して陽子数と中性子数を計算し、鉄100%に対するSUS304の陽子と中性子のそれぞれの比率を補正係数とした。以下に補正係数の計算式を示す。

$$k_p = \frac{N_p^{\text{SUS304}}}{N_p^{\text{Fe}}}, \quad (\text{A.1})$$

$$k_n = \frac{N_n^{\text{SUS304}}}{N_n^{\text{Fe}}}, \quad (\text{A.2})$$

k_p と k_n は補正係数を表している。 N_p^{SUS304} と N_n^{SUS304} はそれぞれ SUS304 の場合の陽子数と中性子数、 N_p^{Fe} と N_n^{Fe} はそれぞれ鉄 100% の場合の陽子数と中性子数を表している。混合物中の中性子数と陽子数は以下のように表すことができる。

$$w_i = W \times R_i, \quad (\text{A.3})$$

$$m_i = \frac{w_i}{A_i}, \quad (\text{A.4})$$

$$N_n = \sum_i \bar{n}_i^n \times m_i, \quad (\text{A.5})$$

$$N_p = \sum_i n_i^p \times m_i, \quad (\text{A.6})$$

ここで、 W は任意の質量であり、 R_i と w_i はそれぞれ i 番目の元素の質量比と質量である。 m_i と A_i はそれぞれ i 番目の元素の物質量と原子量である。 \bar{n}_i^n と n_i^p はそれぞれ i 番目の元素の平均中性子数と陽子数を表している。表 A.1 および表 A.2 に鉄プレート 1 枚あたりに含まれている中性子数と陽子数を示す。ECC ブリックの鉄プレート 1 枚あたりの質量は $7.93 \text{ g cm}^{-3} \times 25 \text{ cm} \times 25 \text{ cm} \times 0.04982 \text{ cm} = 246.9 \text{ g}$ である。表 A.1 は鉄(^{56}Fe)100% に対する中性子数と陽子数を表しており、表 A.2 は SUS304 に対する中性子数と陽子数を表している。表 A.1 で鉄(^{56}Fe)100% に対して計算しているのは、NEUT でシミュレートした際に ^{56}Fe を使用したためである。

表 A.1: 鉄 (^{56}Fe) の中性子数と陽子数. 鉄プレート 1 枚あたりに含まれている中性子数と陽子数を表している.

Element	Mass (%)	Weight (g)	mol	Number of neutrons	Number of protons
Fe	100.0	246.9	4.4	132.6	115.0

表 A.2: SUS304 の中性子数と陽子数. 鉄プレート 1 枚あたりに含まれている中性子数と陽子数を表している.

Element	Mass (%)	Weight (g)	mol	Number of neutrons	Number of protons
C	0.05	0.12	0.01	0.06	0.06
Si	0.55	1.35	0.05	0.68	0.67
Mn	0.94	2.31	0.04	1.26	1.05
P	0.03	0.07	0.002	0.04	0.04
S	0.002	0.004	0.0001	0.002	0.002
Ni	8.00	19.75	0.34	10.35	9.42
Cr	18.1	44.69	0.86	24.11	20.63
Fe	72.34	178.62	3.20	95.67	83.16
Total	100.0	246.9	-	132.2	115.0

表 A.1 および表 A.2 から, $k_p = 1.001$, $k_n = 0.996$ である. NEUT のシミュレーション結果に対して, ニュートリノの反応標的核子が陽子の場合はシミュレーションの重みに k_p を掛け, 中性子の場合は k_n を掛けることで, シミュレーションにおける標的物質を鉄 100% から SUS304 への補正を行った.

B マニュアルチェック

B.1 手順

FTS を用いたマニュアルチェックを以下の手順で行った.

1. プレートセット (ナビゲーション)
フィルムに蓄積した全飛跡¹⁾を用いてアライメントをとる.
2. ニュートリノ反応由来の飛跡の有無の確認および飛跡の位置と傾きの手動測定²⁾

¹⁾主な成分は宇宙線, ニュートリノ反応由来の二次粒子, サンドミューオンである. プレートセットにはマイクロトラックを使用した.

3. 突き抜けトラックの有無の確認²⁾
もしも突き抜けトラックの候補が見つかった場合は飛跡の位置と角度を手動測定する。

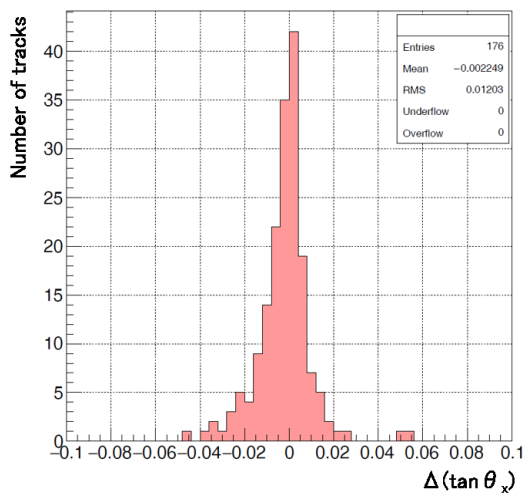
4. マニュアルチェックで取得した飛跡をイベントビューワー上に表示し、飛跡全体の散乱の程度を確認する。

B.2 精度

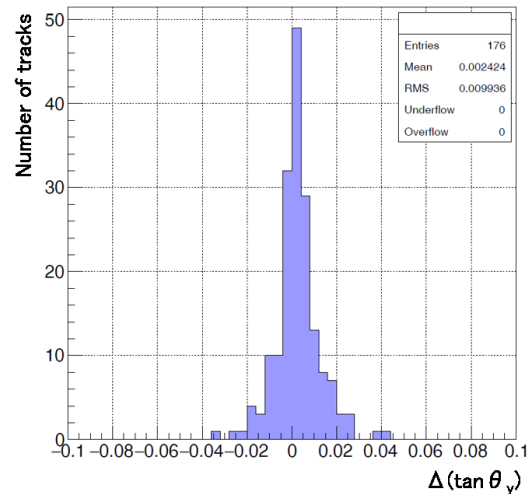
FTS のステージ上にフィルムを張り付けたアクリル板を設置する精度は、傾きの精度で 0.0008 程度である。

図B.1と図B.2にプレートセットの精度を示す。図B.1は飛跡の傾きと位置の残差分布を示している。X, Y成分ごとに分布の中心値と幅が異なるのは、プレートセットのグローバルアライメントでは補正しきれていないフィルムの局所的な歪みが主な原因である。図B.2は傾きと位置の残差の傾き依存性を示している。プレートセットの傾きのエラーは $\tan\theta < 0.5$ で 0.005 程度, $0.5 \leq \tan\theta < 1.0$ で 0.013 程度, $1.0 \leq \tan\theta$ で 0.022 程度であり、位置のエラーは 20 μm 程度であることが分かった。本測定におけるマニュアルチェックでは飛跡の予測位置から 100–200 μm の範囲を目視確認しているため、プレートセットのエラーによる飛跡の見落としはしないと考えられる。

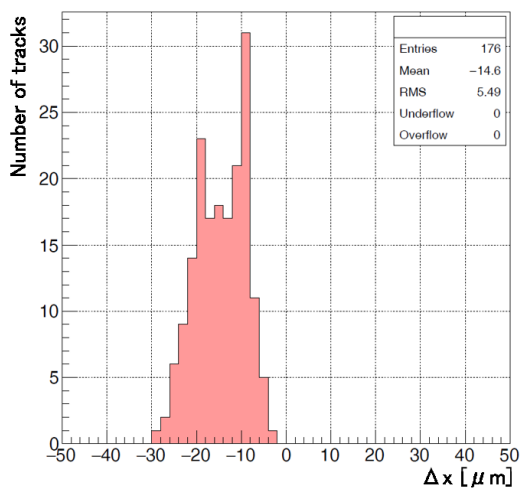
²⁾確認すべき飛跡の予測位置の周辺の飛跡を 2 本程度あらかじめ測定しておく。周辺の飛跡を測定することでプレートセットのアライメント精度を確認し、確認すべき飛跡の予測位置に対するズレを把握することができる。周辺の飛跡は、確認すべき飛跡の予測位置に対して $VPH \geq 80$ かつ XY 平面上での飛跡間距離が 1 mm 以下の飛跡を抽出した。



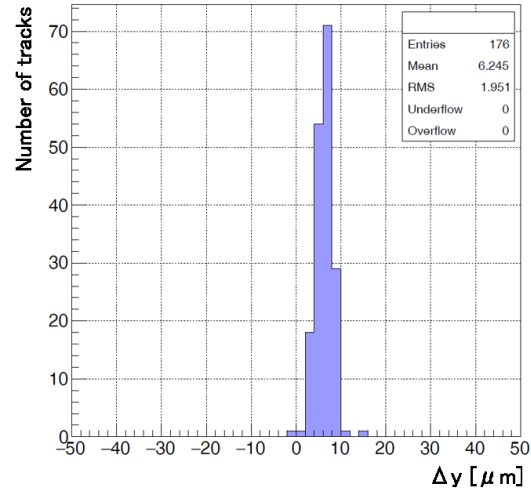
(a) 傾きの残差 (X 成分)



(b) 傾きの残差 (Y 成分)



(c) 位置の残差 (X 成分)



(d) 位置の残差 (Y 成分)

図 B.1: プレートセットの精度 (全傾き成分). マニュアルチェックにおける予測位置と実際に取得した位置の残差分布である. (a) と (b) は傾きの残差, (c) と (d) は位置の残差を表している. 赤色は X 成分, 青色は Y 成分を表している. サンプルデータには Thin トラックを用いた.

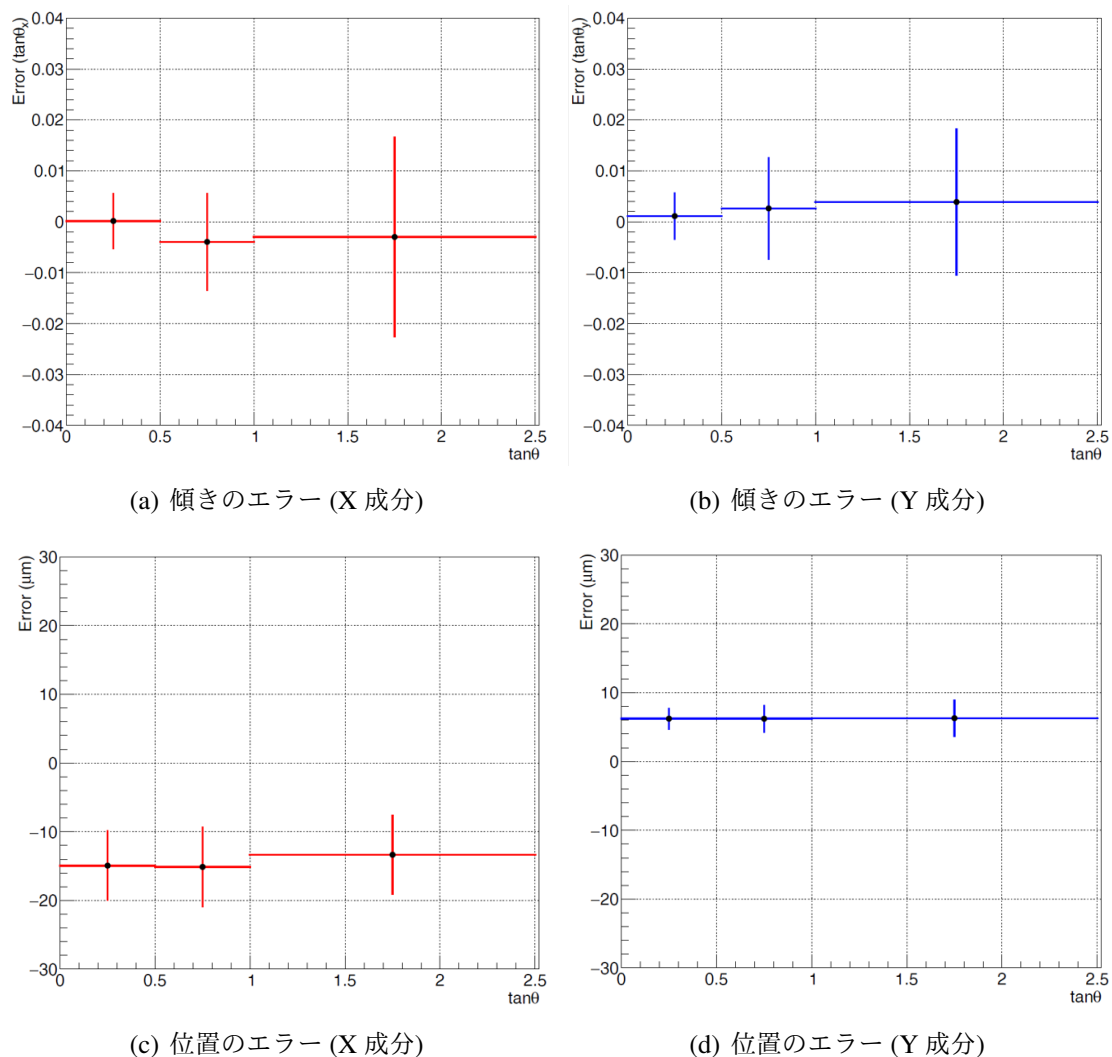


図 B.2: プレートセットの精度の傾き依存性. 傾きと位置の残差分布を傾き領域ごとにとった. プロットは残差分布の中心値, 誤差棒は残差分布の幅を表している. 誤差棒の範囲はプレートセットのエラーの 1σ を表している.

また, マニュアルチェックで飛跡の位置と傾きを測定する際には, その飛跡の予測位置に対して周辺の飛跡を 2 本程度あらかじめ測定した. 周辺の飛跡の予測位置と測定位置の残差の平均をプレートセットによるエラーの中心値とし, マニュアルチェックで取得した飛跡の位置に対して差し引くことで位置補正を行った. 図 B.3 に, プレートセットの位置測定エラーの中心値を差し引いた後の位置の残差の傾き依存性を示す. マニュアルチェックでは $3\mu\text{m}$ 以下の精度で飛跡の位置を測定できていることが分かる. また, マニュアルチェックにおける傾きの測定精度はプレートセットの傾きエラーと同一であり, $\tan\theta < 0.5$ で 0.005 程度, $0.5 \leq \tan\theta < 1.0$ で 0.013 程度, $1.0 \leq \tan\theta$ で 0.022 程度である.

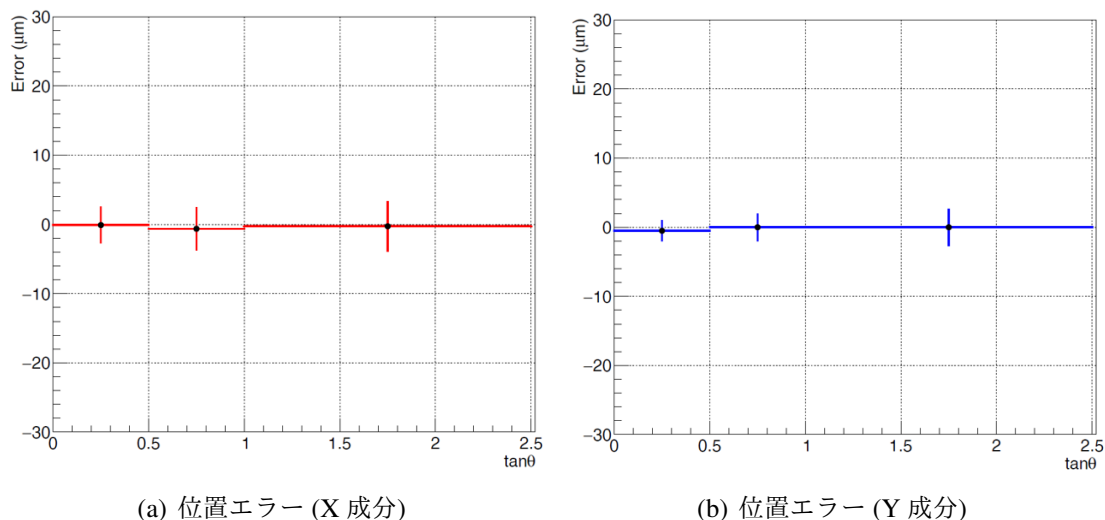


図 B.3: マニュアルチェックの位置測定精度. プレートセットの位置測定エラーの中心値を差し引いた後, 位置の残差分布を角度領域ごとにとり, プロットには残差分布の中心値を, エラーバーには残差分布の幅をとった. エラーバーの範囲が, マニュアルチェックの測定エラーの 1σ を表している.

C 背景事象

C.1 ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続における位置依存性の確認

図 7.1 の ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続による背景事象の割合と時間情報のシフト量の相関について, 位置シフトの有無による比較を行った. 図 C.4 に偽トラックマッチングデータ生成のための位置シフトの向きと量を示す. サンプルデータに ECC モジュール 2 のスキャンニングエリア 3 と ECC モジュール 3 のスキャンニングエリア 3 を使用したため, ECC Film01 のトラックの x 座標を x 軸正方向 (Area3 から見て Area4 の方向) に 11 cm シフトさせた. ECC ブリックの最下流フィルム (Film01) の飛跡の X 座標を 11 cm シフトさせたのは, ECC トラックと INGRID トラックの接続における位置差の接続許容値 5 cm よりもシフトさせるためである.

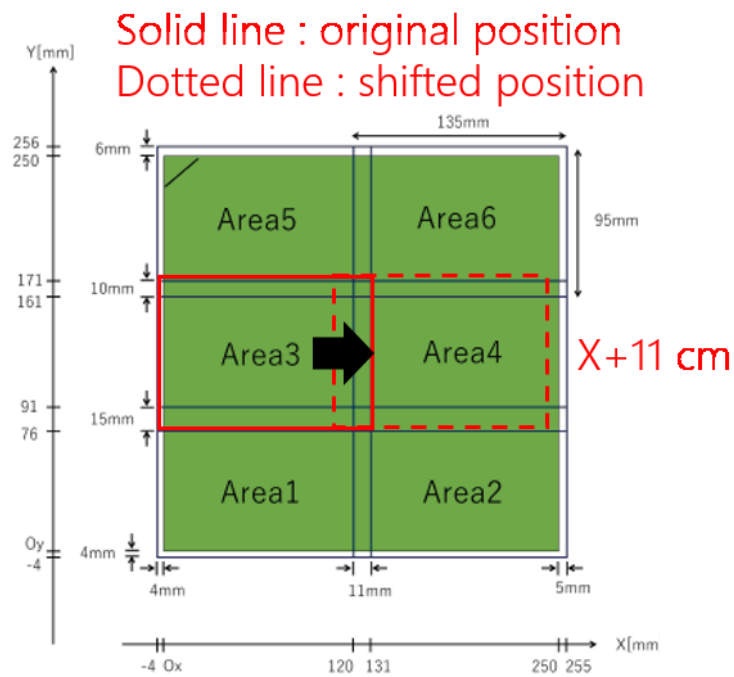


図 C.4: 偽トラックマッチングデータ生成のための位置シフト (スキャニングエリア 3).

図 C.5 に誤接続による背景事象の割合の位置シフトの有無の比較を示す。赤色のプロットは時間情報のみシフトした偽トラックマッチングデータを使用して評価した割合であり、青色のプロットは時間情報のシフトおよび Film01 の X 座標を 11 cm シフトした偽トラックマッチングデータを使用して評価した割合である。図 C.5 から、誤接続の背景事象の割合は誤差の範囲内で位置シフトの有無による差がないことがわかる。

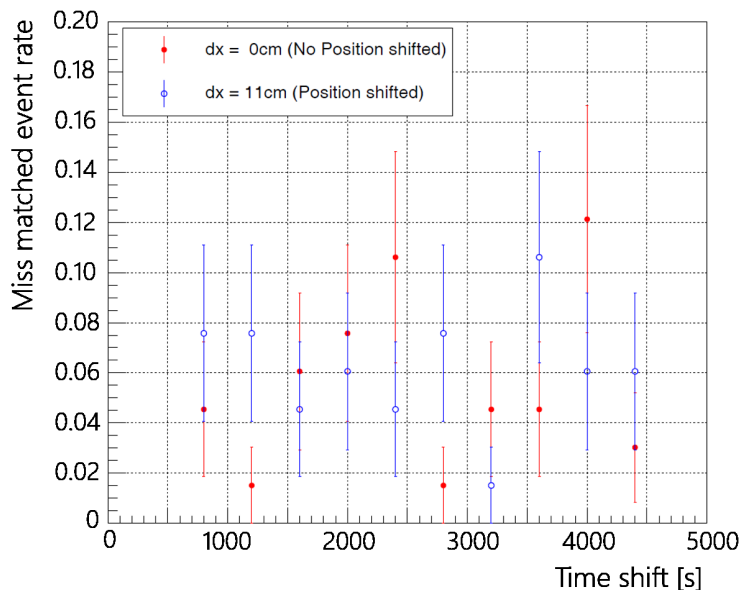
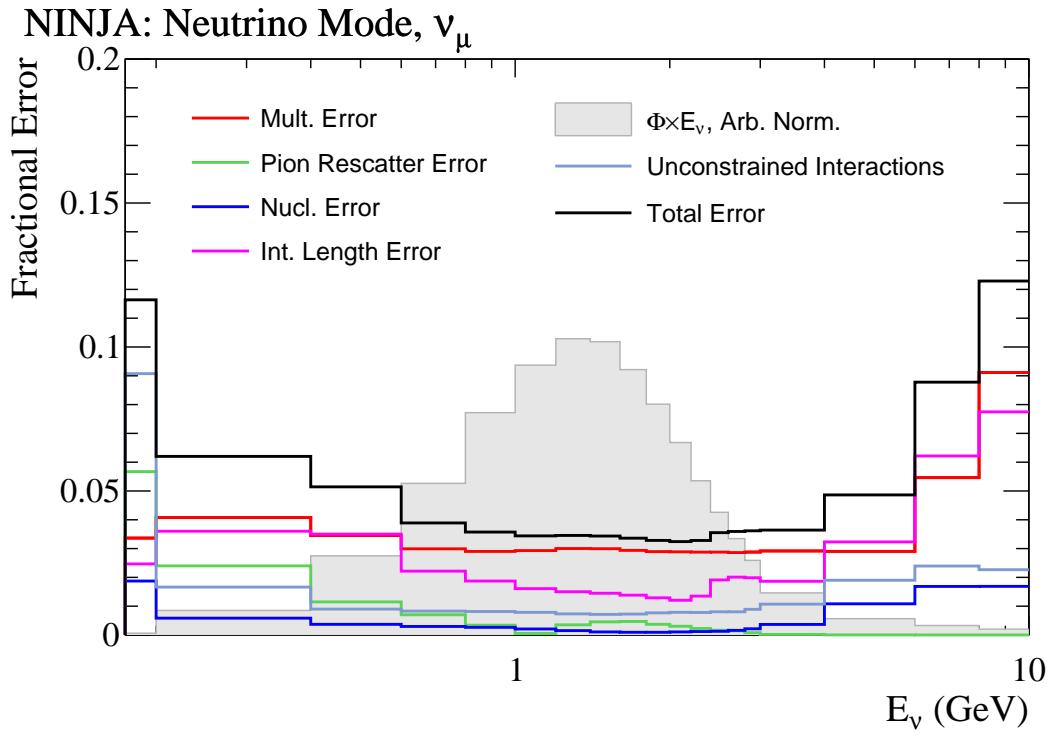


図 C.5: ECC-Shifter-INGRID トラックマッチングの誤接続による背景事象の割合の位置シフトの有無の比較. 横軸は時間情報のシフト量を表しており, 縦軸は誤接続による背景事象の割合を表している. 赤色のプロットは時間情報のみシフトした偽トラックマッチングデータを使用して評価した割合であり, 青色のプロットは時間情報のシフトおよび Film01 の X 座標を 11 cm シフトした偽トラックマッチングデータを使用して評価した割合である.

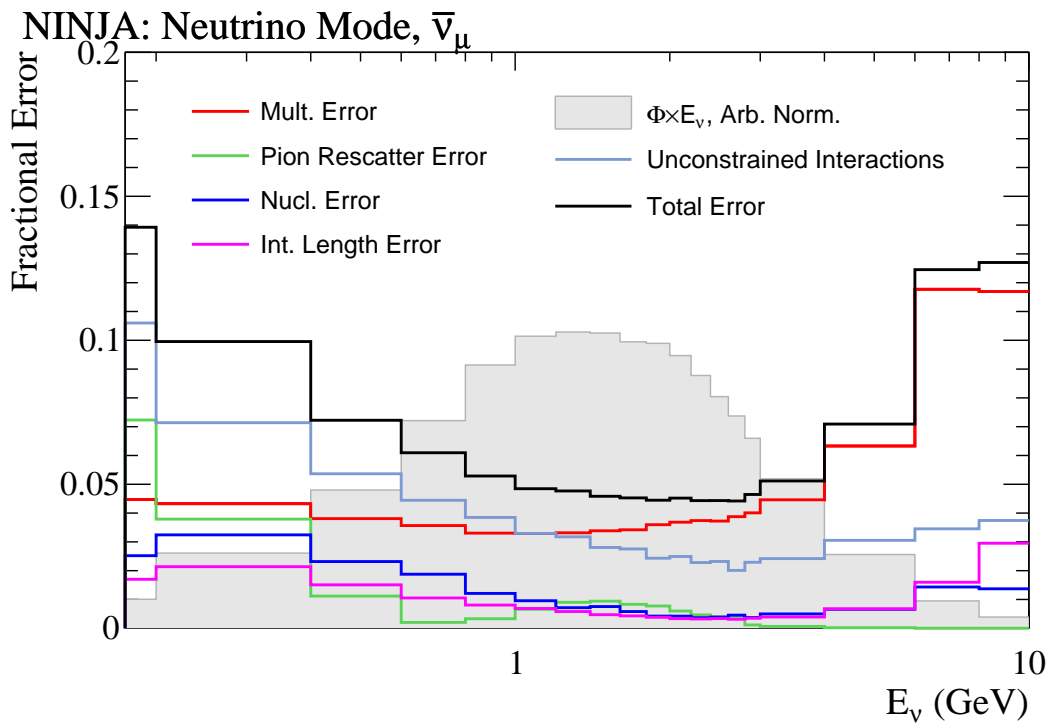
D 系統誤差

D.1 ニュートリノフラックス

INGRID モジュール 4 の位置におけるニュートリノフラックスのハドロン反応由来の不定性とビームパラメータによる不定性について記載する. 図 D.6 にニュートリノフラックスのハドロン反応由来の不定性を示す. また, 図 D.7 にニュートリノフラックスのビームパラメータによるの不定性を示す. 本解析におけるニュートリノフラックスシミュレーションは典型的なビームパラメータを用いて行った. 理想的には各ランごとのビームパラメータを用いてシミュレートするべきであるが, その差による効果は 2% 程度のため, 本解析では考慮していない.

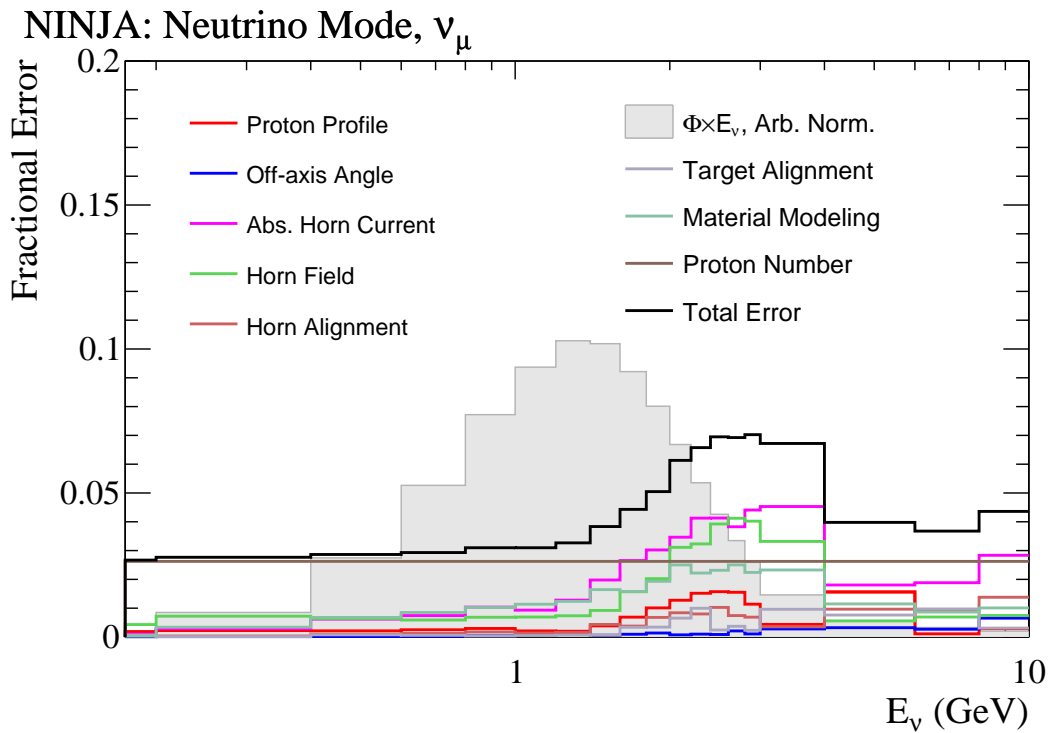


(a) ニュートリノフラックス

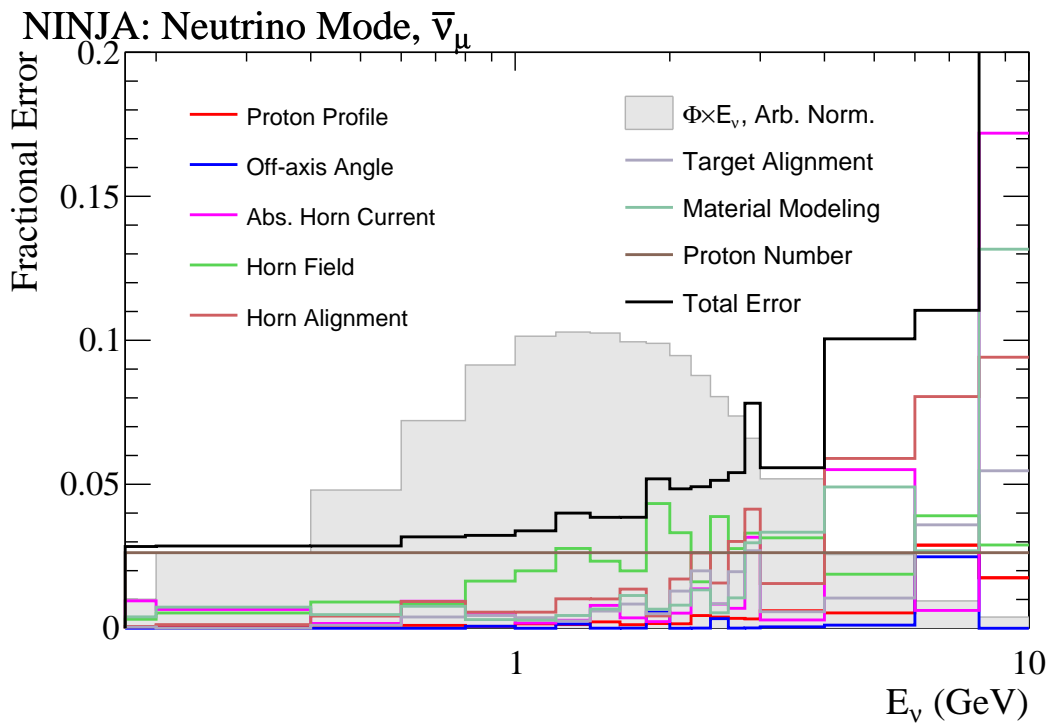


(b) 反ニュートリノフラックス

図 D.6: ニュートリノフラックスのハドロン反応由来の不定性. (a) はニュートリノ成分のハドロン反応由来の不定性を表しており, (b) は反ニュートリノ成分のハドロン反応由来の不定性を表している.



(a) ニュートリノフラックス



(b) 反ニュートリノフラックス

図 D.7: ニュートリノフラックスのビームパラメータによる不定性. (a) はニュートリノ成分のビームパラメータによる不定性を表しており, (b) は反ニュートリノ成分のビームパラメータによる不定性を表している.

引用文献

- [1] W. Pauli, Phys. Today 31N9 **27** (1978).
- [2] F. Reines, C. L. Cowan, *et al.*, Phys. Rev. **117**, 159 (1960).
- [3] G. Danby *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9**, 36 (1962).
- [4] K. Kodama *et al.* (DOUNUT Collaboration), Phys. Lett. B **504**, 218 (2001).
- [5] D. Decamp *et al.* (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B **231**, 519 (1989).
- [6] T. A. Collaboration, T. D. Collaboration, T. L. Collaboration, T. O. Collaboration, T. S. Collaboration, T. L. E. W. Group, the SLD Electroweak, and H. F. Groups, Phys. Rept. **427**, 257 (2006).
- [7] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964).
- [8] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964).
- [9] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
- [10] C. Anderson *et al.* (ArgoNeuT Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 161802 (2012).
- [11] R. Acciarri *et al.* (ArgoNeuT Collaboration), Phys. Rev. D **89**, 112003 (2014).
- [12] R. Acciarri *et al.* (ArgoNeuT Collaboration), Phys. Rev. D **90**, 012008 (2014).
- [13] R. Acciarri *et al.* (ArgoNeuT Collaboration), Phys. Rev. Lett. **113**, 261801 (2014).
- [14] P. Abratenko *et al.* (MicroBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **123**, 131801 (2019).
- [15] P. A. Rodrigues *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **116**, 071802 (2016).
- [16] B. G. Tice *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **112**, 231801 (2014).
- [17] J. Mousseau *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **93**, 071101 (2016).
- [18] J. Devan *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **94**, 112007 (2016).
- [19] G. A. Fiorentini *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **111**, 022502 (2013).
- [20] L. Fields *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **111**, 022501 (2013).
- [21] M. Betancourt *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **119**, 082001 (2017).
- [22] T. Walton *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **91**, 071301 (2015).
- [23] B. Eberly *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **92**, 092008 (2015).
- [24] C. L. McGivern *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **94**, 052005 (2016).
- [25] A. Higuera *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **113**, 261802 (2014).

- [26] T. Le *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **100**, 052008 (2019).
- [27] A. Mislivec *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **97**, 032014 (2018).
- [28] L. Ren *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **95**, 072009 (2017).
- [29] J. Wolcott *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **116**, 081802 (2016).
- [30] D. Ruterbories *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **99**, 012004 (2019).
- [31] C. E. a. o. Patrick (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. D **97**, 052002 (2018).
- [32] X. G. Lu *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **121**, 022504 (2018).
- [33] R. Gran *et al.* (MINERvA Collaboration), Phys. Rev. Lett. **120**, 221805 (2018).
- [34] A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MniBooNE Collaboration), Phys. Rev. D **82**, 092005 (2010).
- [35] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. D **88**, 032001 (2013).
- [36] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 032301 (2008).
- [37] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. D **83**, 052007 (2011).
- [38] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103**, 081801 (2009).
- [39] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), Phys. Rev. D **91**, 012004 (2015).
- [40] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 072002 (2010).
- [41] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Phys. Rev. D **91**, 012005 (2015).
- [42] Q. Wu *et al.* (NOMAD Collaboration), Phys. Lett. B **660**, 19 (2008).
- [43] V. Lyubushkin *et al.* (NOMAD Collaboration), Eur. Phys. J. C **63**, 355 (2009).
- [44] Y. Nakajima *et al.* (SciBooNE Collaboration), Phys. Rev. D **83**, 012005 (2011).
- [45] R. Gran *et al.* (K2K Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 052002 (2006).
- [46] A. Rodriguez *et al.* (K2K Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 032003 (2008).
- [47] M. Hasegawa *et al.* (K2K Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 252301 (2005).
- [48] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Phys. Rev. D **87**, 092003 (2013).
- [49] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Phys. Rev. D **98**, 012004 (2018).
- [50] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Prog. Theor. Exp. Phys. **2019**, 093C02 (2019).
- [51] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Phys. Rev. D **90**, 052010 (2014).
- [52] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Phys. Rev. D **93**, 072002 (2016).
- [53] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Phys. Rev. D **93**, 112012 (2016).

- [54] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **97**, 012001 (2018).
- [55] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **102**, 012007 (2020).
- [56] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **91**, 112002 (2015).
- [57] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **95**, 012010 (2017).
- [58] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 192501 (2016).
- [59] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **96**, 052001 (2017).
- [60] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **113**, 241803 (2014).
- [61] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **91**, 112010 (2015).
- [62] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **92**, 112003 (2015).
- [63] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **90**, 072012 (2014).
- [64] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **98**, 032003 (2018).
- [65] P. Zyla *et al.* (Particle data group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020**, 083C01 (2020).
- [66] C. Adams *et al.* (MicroBooNE Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **79**, 1 (2019).
- [67] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **659**, 106 (2011).
- [68] T. Fukuda *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2017** (2017).
- [69] K. Yamada *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2017** (2017).
- [70] Y. Morimoto, Ph. D. thesis, Toho University (2020) (in Japanese).
- [71] C. H. L. Smith, *Phys. Rept.* **3**, 261 (1972).
- [72] R. G. Sachs, *Phys. Rev.* **126**, 2256 (1962).
- [73] R. Hofstadter and R. Herman, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 293 (1961).
- [74] B. Bartoli, F. Felicetti, and V. Silvestrini, *Riv. Nuovo Cimento* **2**, 241 (1972).
- [75] M. Gourdin, *Phys. Rept.* **11**, 29 (1974).
- [76] O. Gayou *et al.*, *Phys. Rev. C* **64**, 038202 (2001).
- [77] O. Gayou *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 092301 (2002).
- [78] R. Bradford *et al.*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **159**, 127 (2006).
- [79] J. J. Kelly, *Phys. Rev. C* **70**, 068202 (2004).
- [80] V. Punjabi *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **51**, 1 (2015).
- [81] D. Dubbers *et al.*, *Eur. Phys. Lett.* **11**, 195 (1990).
- [82] J. Liu *et al.* (UCNA Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **105**, 181803 (2010).
- [83] D. Mund *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 172502 (2013).
- [84] V. Bernard *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **28**, R1 (2001).
- [85] S. N. Syritsyn *et al.*, *Phys. Rev. D* **81**, 034507 (2010).

- [86] A. S. Meyer *et al.*, Phys. Rev. D **93**, 113015 (2016).
- [87] J. Green *et al.*, Phys. Rev. D **95**, 114502 (2017).
- [88] C. Alexandrou *et al.*, Phys. Rev. D **96**, 054507 (2017).
- [89] R. Gupta *et al.* (PNDME Collaboration), Phys. Rev. D **96**, 114503 (2017).
- [90] S. Capitani *et al.*, Int. J. Mod. Phys. A **34**, 1950009 (2019).
- [91] D. Rein and L. M. Sehgal, Ann. Phys. (N. Y.) **133**, 79 (1981).
- [92] R. P. Feynman *et al.*, Phys. Rev. **3**, 2706 (1971).
- [93] L. Tiator *et al.*, Eur. Phys. J. A **19**, 55 (2004).
- [94] K. M. Graczyk and J. T. Sobczyk, Phys. Rev. D **77**, 053001 (2008).
- [95] K. M. Graczyk and J. T. Sobczyk, Phys. Rev. D **77**, 053003 (2008).
- [96] D. Rein and L. M. Sehgal, Nucl. Phys. B **223**, 29 (1983).
- [97] D. Rein and L. M. Sehgal, Phys. Lett. B **657**, 207 (2007).
- [98] S. L. Adler, Phys. Rev. **135**, B963 (1964).
- [99] C. Berger and L. M. Sehgal, Phys. Rev. D **79**, 053003 (2009).
- [100] M. Glück, E. Reya, and A. Vogt, Eur. Phys. J. C **5**, 461 (1998).
- [101] A. Bodek and U. K. Yang, AIP Conf. Proc. **670**, 110 (2003).
- [102] A. Bodek, I. Park, and U. K. Yang, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **139**, 113 (2005).
- [103] M. Derrick *et al.*, Phys. Rev. D **17**, 1 (1978).
- [104] Z. Koba, H. B. Nielsen, and P. Olesen, Nucl. Phys. B **40**, 317 (1972).
- [105] M. Nakahata *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **55**, 3786 (1986).
- [106] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).
- [107] G. F. Chew and G. C. Wick, Phys. Rev. **85**, 636 (1952).
- [108] O. Benhar *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 053005 (2005).
- [109] R. A. Smith and E. J. Moniz, Nucl. Phys. B **43**, 605 (1972).
- [110] J. Nieves *et al.*, Nucl. Phys. A **554**, 509 (1993).
- [111] J. Nieves *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 045501 (2011).
- [112] R. D. Woods and D. S. Saxon, Phys. Rev. **95**, 577 (1954).
- [113] O. Benhar *et al.*, Nucl. Phys. A **579**, 493 (1994).
- [114] O. Benhar and A. Fabrocini, Phys. Rev. C **62**, 034304 (2000).
- [115] A. M. Ankowski, Phys. Rev. C **86**, 024616 (2012).
- [116] A. Bodek *et al.*, Eur. Phys. J. C **74**, 1 (2014).
- [117] L. Pickering, JPS Conf. Proc. **12**, 010032 (2016).

- [118] L. Frankfurt and M. Strikman, Phys. Rept. **160**, 235 (1988).
- [119] C. C. degli Atti, Phys. Rept. **590**, 1 (2015).
- [120] J. Speth *et al.*, Nucl. Phys. A **343**, 382 (1980).
- [121] J. Nieves, J. E. Amaro, and M. Valverde, Phys. Rev. C **70**, 055503 (2004).
- [122] S. Dolan, Ph. D. thesis, University of Oxford (2017).
- [123] K. S. Egiyan *et al.* (CLAS Collaboration), Phys. Rev. C **68**, 014313 (2003).
- [124] K. S. Egiyan *et al.* (CLAS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 082501 (2006).
- [125] R. Subedi *et al.*, Science **320**, 1476 (2008).
- [126] R. Shneor *et al.* (Jefferson Lab Hall A Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 072501 (2007).
- [127] M. M. Sargsian *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 044615 (2005).
- [128] R. Schiavilla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 132501 (2007).
- [129] M. Martini *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 065501 (2009).
- [130] J. Nieves, I. R. Simo, and M. J. V. Vacas, Phys. Lett. B **707**, 72 (2012).
- [131] S. Boyd *et al.*, **1189**, 60 (2009).
- [132] L. Alvarez-Ruso, Y. Hayato, and J. Nieves, New J. Phys. **16**, 075015 (2014).
- [133] Y. Hayato, Acta Phys. Pol. B **40**, 2477 (2009).
- [134] P. de Perio, Ph. D. thesis, University of Toronto (2014).
- [135] E. S. P. Guerra *et al.*, Phys. Rev. D **99**, 052007 (2019).
- [136] L. L. Salcedo *et al.*, Nucl. Phys. A **484**, 557 (1988).
- [137] D. Ashery *et al.*, Phys. Rev. C **23**, 2173 (1981).
- [138] S. M. Levenson *et al.*, Phys. Rev. C **28**, 326 (1983).
- [139] D. Ashery *et al.*, Phys. Rev. C **30**, 946 (1984).
- [140] S. A. Wood *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 635 (1985).
- [141] N. Grion *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1080 (1987).
- [142] C. H. Q. Ingram, **54**, 455 (1979).
- [143] H. W. Bertini, Phys. Rev. C **6**, 631 (1972).
- [144] S. Takahashi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **620**, 192 (2010).
- [145] S. Takahashi *et al.* (GRAINE Collaboration), Prog. Theor. Exp. Phys. **2015** (2015).
- [146] S. Takahashi *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 073F01 (2016).
- [147] F. Mizutani, Ph. D. thesis, Kobe University (2019) (in Japanese).
- [148] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **694**, 211 (2012).

- [149] M. Otani, Ph. D. thesis, Kyoto University (2012).
- [150] K. Kuge, J. Soc. Photogr. Sci. Tech. Jpn. **79**, 65–69 (2016) (in Japanese).
- [151] N. Naganawa, Private communication, 2020.
- [152] A. Nishio *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **966**, 163850 (2020).
- [153] K. Kodama *et al.*, Adv. Space Res. **37**, 2120 (2006).
- [154] S. Takahashi *et al.* (GRAINE Collaboration), Adv. Space Res. **62**, 2945 (2018).
- [155] T. Nakano, M. Yoshimoto, and R. Komatani, J. Soc. Photogr. Sci. Tech. Jpn. **79**, 54–59 (2016) (in Japanese).
- [156] M. Yoshimoto *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2017** (2017).
- [157] M. Yoshimoto, Ph. D. thesis, Nagoya University (2018) (in Japanese).
- [158] T. Fukuda *et al.*, J. Instrum. **8**, P01023 (2013).
- [159] T. Toshito *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **516**, 436 (2004).
- [160] T. Toshito *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **556**, 482 (2006).
- [161] K. Kodama *et al.* (DOUNUT Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **493**, 45 (2002).
- [162] K. Hamada *et al.*, J. Instrum. **7**, P07001 (2012).
- [163] T. Fukuda *et al.* (OPERA Collaboration), J. Instrum. **5**, P04009 (2010).
- [164] T. Matsuo, Ph. D. thesis, Toho University (2012) (in Japanese).
- [165] R. Acquafredda *et al.* (OPERA Collaboration), J. Instrum. **4**, P04018 (2009).
- [166] T. Fukuda *et al.*, J. Instrum. **9**, P12017 (2014).
- [167] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Phys. Rev. D **96**, 092006 (2017).
- [168] T. Kikawa, Ph. D. thesis, Kyoto University (2014).
- [169] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Phys. Rev. D **87**, 012001 (2013).
- [170] Y. Hayato, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **112**, 171 (2002).
- [171] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **506**, 250 (2003).
- [172] R. Brun, F. Carminati, and S. Giani, Report No. CERNW5013 (1994).
- [173] A. Ferrari *et al.*, Report No. CERN-2005-010; Report No. SLAC-R-773; Report No. INFN-TC-05-11 (2005).
- [174] T. T. Bohlen *et al.*, Nucl. Data Sheets **120**, 211 (2014).
- [175] N. Abgrall *et al.* (NA61/SHINE Collaboration), J. Instrum. **9**, P06005 (2014).
- [176] N. Abgrall *et al.* (NA61/SHINE Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **701**, 99 (2013).
- [177] N. Abgrall *et al.* (NA61/SHINE Collaboration), Eur. Phys. J. C **76**, 84 (2016).

- [178] N. Abgrall *et al.* (NA61/SHINE Collaboration), *Phys. Rev. C* **84**, 034604 (2011).
- [179] N. Abgrall *et al.* (NA61/SHINE Collaboration), *Phys. Rev. C* **85**, 035210 (2012).
- [180] N. Abgrall *et al.* (NA61/SHINE Collaboration), *Phys. Rev. C* **89**, 025205 (2014).
- [181] N. Abgrall *et al.* (NA61/SHINE Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **76**, 617 (2016).
- [182] S. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **501**, 418 (2003).
- [183] J. Apostolakis *et al.*, **160**, 012073 (2009).
- [184] H. Fuchi *et al.* (E531 Collaboration), *J. Phys. Soc. Jap.* **47**, 687 (1979).
- [185] E. Eskut *et al.* (CHORUS Collaboration), *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **401**, 7 (1997).
- [186] J. Yoshida *et al.* (OPERA Collaboration), *J. Instrum.* **8**, P02009 (2013).
- [187] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), *New J. Phys.* **14**, 013026 (2012).
- [188] K. Kodama *et al.* (DOUNUT Collaboration), *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **574**, 192 (2007).
- [189] G. R. Lynch and O. I. Dahl, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **58** (1991).
- [190] J. F. Ziegler *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **268**, 1818 (2010).
- [191] https://pdg.lbl.gov/2020/AtomicNuclearProperties/MUE/muE_iron_Fe.pdf.
- [192] <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>.
- [193] S. Aoki *et al.* (PEANUT Collaboration), *New J. Phys.* **12**, 113028 (2010).
- [194] H. Ishida *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2014** (2014).
- [195] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **78**, 1 (2018).